

Modélisation numérique des phénomènes se déroulant lors de l'inflammation initiale du mélange dans un moteur à allumage commandé

par

Lilian BIGOT

MÉMOIRE PRÉSENTÉ À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
COMME EXIGENCE PARTIELLE À L'OBTENTION DE LA MAÎTRISE
AVEC MÉMOIRE EN GÉNIE MÉCANIQUE
M. Sc. A.

MONTRÉAL, LE 12 DÉCEMBRE 2022

ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
UNIVERSITÉ DU QUÉBEC



Lilian Bigot, 2022



Cette licence Creative Commons signifie qu'il est permis de diffuser, d'imprimer ou de sauvegarder sur un autre support une partie ou la totalité de cette oeuvre à condition de mentionner l'auteur, que ces utilisations soient faites à des fins non commerciales et que le contenu de l'oeuvre n'ait pas été modifié.

PRÉSENTATION DU JURY

CE MÉMOIRE A ÉTÉ ÉVALUÉ

PAR UN JURY COMPOSÉ DE:

M. Patrice Seers, directeur de mémoire
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure

M. Stéphane Hallé, président du jury
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure

M. François Garnier, membre du jury
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure

IL A FAIT L'OBJET D'UNE SOUTENANCE DEVANT JURY ET PUBLIC

LE 24 NOVEMBRE 2022

À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE

REMERCIEMENTS

La réalisation de mon projet de recherche, sujet de ce mémoire, est un travail de près de deux ans à l'École de technologie supérieure de Montréal, qui m'aura appris de nombreuses choses à la fois sur le milieu de la recherche, mais surtout sur moi-même. Cela m'a surtout permis dans un premier temps de rencontrer des personnes qui m'ont aidé et épaulé tout au long de cette aventure. Que ce soit mes professeurs ou mes camarades, ils sont une part intégrante de cet aboutissement. Je me dois de les en remercier ici même.

Je dois pour commencer remercier mon directeur de recherche, Mr Patrice Seers, pour toute son expertise sur le projet, ses nombreux conseils et son enthousiasme. C'est particulièrement son soutien moral qui m'a aidé lors des périodes de doutes. Merci de m'avoir permis de me lancer dans le monde de la recherche d'une si belle manière.

Ensuite, je voudrais remercier mes différents camarades du laboratoire de modélisation de l'ETS. Je pense notamment à Yann, Pierre-Lou et Mohammed pour la bonne ambiance, l'entre-aide et les conseils. Ce fut un réel plaisir de travailler avec vous.

Je ne peux non plus oublier de remercier ma famille et mes amis pour leur confiance et leur soutien quotidien. Merci de m'avoir poussé à sortir de ma zone de confort et à donner le meilleur de mon même, je n'en serai pas là sans vous.

Merci enfin à ma compagne Aurélie de m'avoir soutenue durant ces nombreux mois de recherche et de rédaction. Ton soutien sans faille m'a beaucoup aidé et rassuré. Ce mémoire n'aurait sans doute pas vu le jour sans toi, merci pour tout.

Modélisation numérique des phénomènes se déroulant lors de l'inflammation initiale du mélange dans un moteur à allumage commandé

Lilian BIGOT

RÉSUMÉ

La décharge électrique générée par une bougie d'allumage est un phénomène complexe étudié de manière expérimentale et numérique à partir de la fin du XXe siècle bien que son principe soit utilisé dans les moteurs à allumage commandé dès son invention dans les années 1860. Les premières études numériques sont peu détaillées et sont restreintes par une utilisation limitée des modèles 1D et 2D. Plusieurs dizaines d'années de modélisation plus tard, le phénomène est mieux compris et exploité afin de réduire les émissions polluantes et optimiser au mieux les paramètres influençant la décharge et l'inflammation qui s'en suit. Les améliorations des techniques de calcul permettent désormais de développer des modèles plus complexes en 3 dimensions afin d'étudier les zones encore mal comprises des décharges électriques.

Cette étude a pour objectif de modéliser une décharge électrique et l'inflammation initiale du mélange qui s'en suit. Les équations de Navier-Stokes dans le cadre d'un écoulement compressible, laminaire et instationnaire sont résolues par un modèle numérique réalisé avec le logiciel Star-CCM+.

Afin de créer le modèle de décharge complet qui est utilisé pour l'étude de l'inflammation, un modèle plus simple est tout d'abord conçu afin de déterminer les paramètres d'un maillage permettant la modélisation de la décharge. Un modèle simple de décharge utilisant le front de flamme de la combustion du méthane dans l'air est ensuite utilisé afin de valider le maillage choisi. Un tout nouveau modèle de décharge basé sur l'expansion d'un cylindre de dépôt d'énergie entre les électrodes est ensuite développé. Différents transferts de chaleur à la bougie d'allumage sont ensuite testés et comparés durant une décharge. La condition de transfert de chaleur alliant condition adiabatique et isotherme permet d'obtenir les résultats les plus convaincants au regard de la forme et du développement de la flamme mettant en évidence l'importance de la vorticité et des vortex d'écoulement dans la formation de la flamme. De plus, le modèle de décharge présenté dans ce mémoire est confronté avec un modèle plus classique de cylindre de dépôt à géométrie constante. Enfin, des décharges de niveaux d'énergie différents sont testées afin de comprendre le rôle des intensités d'écoulement sur la structure de la flamme. Il en est conclu qu'une décharge plus énergétique accélère le développement de la flamme, mais intensifie également la vorticité en sortie des électrodes.

Mots-clés: décharge électrique, modélisation 3D, inflammation, transfert de chaleur, énergie de décharge

Numerical modelling of the spark discharge ignition of a méthane – air Mixture

Lilian BIGOT

ABSTRACT

The spark discharge produce by a spark plug is a complex phenomenon studied experimentally and numerically since the end of the 20th century, although his principle has been used inside spark-ignition engines since its creation in 1860. The first numerical studies aren't so much detailed and are limited by the use of 1D and 2D models. Some decade later, the phenomenon is better understood and exploited to be useful in reducing polluting gaz emissions and optimizing the ignition and discharge parameters. Improved modeling techniques now allow the development of more complex 3D models to study some unknown processes of spark discharges.

The goal of this study is to model a spark discharge and the following ignition of the mixture. The Navier-Stokes equations are solved by the Star-CCM+ software with a compressible, laminar and unsteady numerical model.

In order to create the full complex discharge model used for the ignition study, a much simple model is first designed to determine the mesh parameters needed to modeling the discharge. A model using the flame front of the methane air combustion is then used to validate the mesh. A new discharge model is developed based on an energy deposition cylinder growing with variable radius. Different heat transfers to the spark plug are then tested and compared during a discharge. The heat transfer condition combining adiabatic and isothermal conditions provides the most convincing results with regard to the shape and development of the flame, highlighting the importance of vorticity and flow vortices in the creation of the flame. Furthermore, the discharge model presented in this study is confronted with a more classic model of constant geometry deposition cylinder. Finally, different energy levels of discharges are tested in order to understand the role of flow intensities on the structure of the flame. It is concluded that a more energetic discharge accelerates the development of the flame but also intensifies the vorticity at the outlet of the electrodes.

Keywords: spark discharge, 3D CFD, ignition, heat transfer, energy discharge

TABLE DES MATIÈRES

	Page
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE	3
1.1 Combustion, principe et définitions	3
1.1.1 Combustion des carburants et mélange	3
1.1.2 Survol de la combustion dans les moteurs	4
1.1.2.1 Mélange et inflammation	4
1.1.2.2 Limites d'inflammabilité et vitesse de flamme laminaire	5
1.1.3 Formation du mélange dans les moteurs à injection directe	7
1.1.3.1 Injection indirecte ou homogène	8
1.1.3.2 Injection directe	9
1.2 Importance de la décharge électrique dans un moteur à allumage commandé	10
1.2.1 Caractéristiques des bougies d'allumage	11
1.2.2 Plasma et instant précurseur de la décharge	12
1.2.3 Breakdown ou Rupture	14
1.2.4 Arc	16
1.2.5 Glow et déformation du canal	17
1.3 Modélisation de la décharge électrique à la bougie	19
1.3.1 Quelques résultats et utilités de la CFD	19
1.3.2 Zone de décharge et dépôt d'énergie	20
1.3.2.1 Zone de décharge	21
1.3.2.2 Dépôt d'énergie	21
1.3.3 Cinétique et plasma	23
1.3.4 Géométrie des électrodes	25
1.3.5 Conditions de transfert de chaleur appliquées à la bougie	27
1.3.6 Approche numérique	28
1.4 Synthèse et objectifs visés	29
CHAPITRE 2 MODÈLE NUMÉRIQUE ET CHOIX DU MAILLAGE	31
2.1 Modèle numérique	31
2.1.1 Équations fondamentales de la mécanique des fluides : équations de Navier-Stokes	32
2.1.2 Équations de transport	33
2.1.2.1 Discrétisation temporelle - terme transitoire	35
2.1.2.2 Discrétisation spatiale - terme convectif	35
2.1.2.3 Terme de diffusion	37
2.1.2.4 Terme source	37
2.1.2.5 Équation de conservation des espèces	38
2.1.2.6 Algorithme de résolution	39
2.2 Géométrie	40

2.3	Choix du maillage	41
2.3.1	Condition aux limites et conditions initiales	41
2.3.2	Définition des paramètres du maillage	43
2.3.2.1	Propagation de l'onde de choc	45
2.3.2.2	Impact de la taille des cellules de bases	46
2.3.2.3	Impact de la taille des cellules raffinées	48
2.3.2.4	Impact du taux de croissance de la taille des mailles	49
2.3.2.5	Temps de simulation	50
2.3.2.6	Premières conclusions	50
2.3.3	Comparaison expérimentale - Onde de choc et front de flamme	51
2.4	Synthèse du chapitre	53
CHAPITRE 3	ÉTUDE DE L'IMPACT DES CONDITIONS DE TRANSFERT DE CHALEUR SUR L'INFLAMMATION D'UN MÉLANGE CH ₄ -AIR	55
3.1	Motivation et objectif	55
3.2	Conditions et hypothèses de la simulation	57
3.2.1	Condition de transfert de chaleur aux limites	57
3.2.2	Condition de postbreakdown et conditions initiales	58
3.2.3	Énergie de décharge et cylindre de décharge à rayon variable	60
3.3	Comparaison des transferts de chaleur	61
3.3.1	Transfert de chaleur	61
3.3.2	Évolution temporelle du cylindre de dépôt	64
3.3.3	Champs de température	65
3.3.4	Champs de vitesse, ligne de champs et vorticité	71
3.4	Impact du modèle de décharge à rayon variable	76
3.4.1	Maximum de température et transfert de chaleur	76
3.4.2	Champs de température	79
3.5	Synthèse du chapitre	81
CHAPITRE 4	ÉTUDE DE L'IMPACT DE L'ÉNERGIE DE LA DÉCHARGE SUR L'INFLAMMATION D'UN MÉLANGE CH ₄ -AIR	83
4.1	Démarche de recherche	83
4.2	Modèle de décharge et transfert de chaleur	84
4.3	Champs de température et front de flamme	89
4.4	Écoulement et vorticité	92
4.4.1	Vitesse et lignes de champs	92
4.4.2	Vorticité	98
4.5	Synthèse du chapitre	100
CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS		103
ANNEXE I	LES DIFFÉRENTES TYPES DE DÉCHARGES ÉLECTRIQUES DANS LES MOTEURS À ALLUMAGE COMMANDÉ	107

BIBLIOGRAPHIE108

LISTE DES TABLEAUX

	Page
Tableau 1.1	Limites d'inflammabilité de quelques carburants. Données provenant de McAllister, Chen & Fernandez-Pello (2011) 6
Tableau 1.2	Données électriques et physiques indicatives liées aux différentes phases d'une décharge électrique (Maly & Vogel, 1979; Heywood, 1988) 18
Tableau 1.3	Exemple de valeurs associées à un modèle de dépôt d'énergie. Valeurs tirées de Collin-Bastiani, Vermorel, Lacour, Lecordier & Cuenot (2019) 22
Tableau 2.1	Configuration de maillage et nombre de cellules 45
Tableau 2.2	Configuration de maillage et temps de simulation 50

LISTE DES FIGURES

		Page
Figure 1.1	Illustration de la vitesse de flamme laminaire. Image tirée de McAllister <i>et al.</i> (2011)	6
Figure 1.2	Dépendance de S_L à la richesse et à la température. Image tirée et traduite de McAllister <i>et al.</i> (2011)	7
Figure 1.3	Composants de moteur à allumage commandé. Image tirée et modifiée de Melsheimer, Ecker, Reiter & Gesk (2015)	8
Figure 1.4	Bougie d'allumage et ses principales caractéristiques. Image tirée et modifiée de Yu & Zheng (2021)	12
Figure 1.5	Prototype de bougie d'allumage tripolaire. Image tirée et modifiée de Yu & Zheng (2021)	13
Figure 1.6	Caractéristiques physiques d'une décharge électrique. Image modifiée et tirée de Maly & Vogel (1979)	15
Figure 1.7	Canal de plasma luminescent d'une décharge. Image tirée de Melsheimer <i>et al.</i> (2015)	17
Figure 1.8	Impact de la vélocité de l'écoulement sur l'inflammation. Image modifiée et tirée de Shichida, Yoshizaki, Tsuga, Sugimoto & Kameda (2014)	18
Figure 1.9	Deux types de bougie d'allumage. Image tirée et modifiée de Shichida <i>et al.</i> (2014)	20
Figure 1.10	Forme sphérique et rectangulaire de dépôt d'énergie. Images tirées de Zhang, Scarcelli, Lee, Wallner & Naber (2016)	21
Figure 1.11	Formes d'électrode utilisées en simulation numérique. Images modifiées et tirées de Liu, Bi, Jiang & Gao (2020)	26
Figure 1.12	Modélisation d'une bougie de type DFE. Image modifiée et tirée de Zhang <i>et al.</i> (2016)	27
Figure 2.1	Modélisation simplifiée d'une bougie d'allumage	40
Figure 2.2	Géométrie, conditions aux limites et conditions initiales	42

Figure 2.3	Illustration des paramètres de maillage et de la ligne de mesure radiale comportant 1 000 points de mesure sur 5 mm	44
Figure 2.4	Propagation de l'onde de choc en fonction du temps pour les différents maillages testés	46
Figure 2.5	Courbe de pression (haut) et de température (bas) sur la ligne de mesure pour différents BSize	47
Figure 2.6	Propagation de l'onde de choc en fonction du temps pour différents BSize	47
Figure 2.7	Courbe de température sur la ligne de mesure pour différents RSize à 0.1 μs et 1 μs	48
Figure 2.8	Courbe température sur la ligne de mesure pour différents GRate à a) 200 ns et b) 500 ns	49
Figure 2.9	Comparaison onde de choc et front de flamme expérimentale (Maly & Vogel, 1979) et des simulations de Kravchik, Sher & Heywood (1995) et Thiele, Selle, Riedel, Warnatz & Maas (2000b)	52
Figure 3.1	Température au cours du temps pour les conditions adiabatique et isotherme. Image tirée de Lu, Liu, Wang, Xu & Curran (2021)	56
Figure 3.2	Répartition des conditions aux limites pour la condition dite Mixte	58
Figure 3.3	Conditions initiales de simulations (de haut en bas pression, températures et vitesse)	59
Figure 3.4	Taux de transfert de chaleur instantané en fonction du temps	62
Figure 3.5	Transfert de chaleur cumulé en fonction du temps	63
Figure 3.6	Rayon du cylindre de dépôt d'énergie en fonction du temps pour les 4 conditions de transfert de chaleur	65
Figure 3.7	Champs de température autour des électrodes avec de haut en bas les temps de simulations $t = 0.002 ms, 0.01 ms, 0.04 ms$ et $0.1 ms$	66
Figure 3.8	Champs de température autour des électrodes avec de haut en bas les temps de simulations $t = 0.2 ms, 0.6 ms, 1.0 ms$ et $1.1 ms$	68
Figure 3.9	Champs de température autour des électrodes avec de haut en bas les temps de simulations $t = 1.2 ms, 1.8 ms, 2.4 ms$ et $3.0 ms$	69

Figure 3.10	Comparaison du champ de température et du champ de vitesse pour le cas isotherme (à gauche) et adiabatique (à droite) à 1.5 ms . Image tirée de Lu <i>et al.</i> (2021)	70
Figure 3.11	Champs de vitesse, ligne de champs (en haut) et magnitude de vorticité (en bas) à $t = 0.8\text{ ms}$	71
Figure 3.12	Champs de vitesse, ligne de champs (en haut) et magnitude de vorticité (en bas) à $t = 1.1\text{ ms}$	72
Figure 3.13	Champs de vitesse, ligne de champs (en haut) et magnitude de vorticité (en bas) à $t = 1.2\text{ ms}$	73
Figure 3.14	Champs de vitesse, ligne de champs (en haut) et magnitude de vorticité (en bas) à $t = 1.8\text{ ms}$	74
Figure 3.15	Magnitude de vorticité et ligne de champs pour le cas mixte au instant $t = 0.06\text{ ms}$, 0.2 ms et 0.6 ms (de gauche à droite)	75
Figure 3.16	Maximal de température au sein du cylindre de décharge durant la décharge pour les simulations à rayon constant et variable	77
Figure 3.17	Transfert de chaleur instantané à la bougie durant la décharge pour les simulations à rayon constant et variable	78
Figure 3.18	Transfert de chaleur cumulé à la bougie durant la décharge pour les simulations à rayon constant et variable	79
Figure 3.19	Champs de température à $t = 0.8\text{ ms}$ pour les simulations à rayon constant de 0.150 mm , 0.300 mm et à rayon variable (gauche à droite)	80
Figure 3.20	Champs de température à $t = 1.2\text{ ms}$ pour les simulations à rayon constant de 0.150 mm , 0.300 mm et à rayon variable (gauche à droite)	80
Figure 4.1	Évolution du rayon du cylindre de dépôt d'énergie pour les décharges de 10 , 30 et 90 mJ	85
Figure 4.2	Évolution de la température maximale au sein du cylindre de dépôt au cours du temps pour les décharges de 10 , 30 et 90 mJ	85
Figure 4.3	Taux de transfert de chaleur à la bougie (en trait plein) en Watt et transfert de chaleur cumulé à la bougie (en trait discontinu) en millijoules pour les décharges de 10 , 30 et 90 mJ	87

Figure 4.4	Taux de transfert de chaleur relatif à la bougie (en trait plein) et transfert de chaleur cumulé relatif à la bougie (en trait discontinu) pour les décharges de 10, 30 et 90 <i>mJ</i>	88
Figure 4.5	Front de flamme pour les configurations de décharge à 10, 30 et 90 <i>mJ</i> aux instants $t = 0.01, 0.1, 0.2$ et 0.4 <i>ms</i>	90
Figure 4.6	Front de flamme pour les configurations de décharge à 10, 30 et 90 <i>mJ</i> aux instants $t = 1.0, 1.4, 2.0$ et 2.4 <i>ms</i>	91
Figure 4.7	Champs de vitesse et lignes de champs pour les décharges de 10, 30 et 90 <i>mJ</i> aux instants $t = 0.01$ et 0.04 <i>ms</i>	93
Figure 4.8	Champs de vitesse et lignes de champs pour les décharges de 10, 30 et 90 <i>mJ</i> aux instants $t = 0.1, 0.2, 0.6$ et 1.0 <i>ms</i>	94
Figure 4.9	Lignes de champs pour la décharge de 90 <i>mJ</i> aux instants $t = 0.15, 0.17$ et 0.19 <i>ms</i>	96
Figure 4.10	Champs de vitesse et lignes de champs pour les décharges de 10, 30 et 90 <i>mJ</i> aux instants $t = 1.1, 2.0$ et 3.0 <i>ms</i>	96
Figure 4.11	Champs de vorticité pour les décharges de 10, 30 et 90 <i>mJ</i> aux instants $t = 0.04, 0.2$ et 0.6 <i>ms</i>	98
Figure 4.12	Champs de vorticité pour les décharges de 10, 30 et 90 <i>mJ</i> aux instants $t = 1.1, 2.0$ et 3.0 <i>ms</i>	100

LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES

BSize	Taille des cellules de base (Base Size)
CFD	Dynamique des fluides numérique (Computational Fluid Dynamics)
CHT	Transfert de chaleur conjugué (Conjugate Heat Transfert)
DNS	Direct Numerical Simulation
HC	Hydrocarbure imbrulé
GRate	Taux de croissance des cellules (Grow Rate)
LES	Large Eddy Simulation
MIE	Énergie minimum d'inflammation (Minimum Ignition Energy)
RANS	Reynolds Average Navier Stokes
RSize	Taille des cellules raffinées (Refinement Size)
TCI	Transistorized Coil Ignition

LISTE DES SYMBOLES ET UNITÉS DE MESURE

Espèces chimiques et matériaux

C_xH_yO	Hydrocarbure quelconque
$C_xH_yO_z$	Hydrocarbure oxygéné quelconque
CH_4	Méthane
CO_2	Dioxyde de carbone
H_2	Dihydrogène
H_2O	Eau
N_2	Diazote
O_2	Dioxygène
OH	Radical Hydroxyle

Symboles

Lettres grecques

Symbole	Description	Unité (SI)
Γ	Coefficient de diffusion	-
δ	Conductivité thermique	$W/m/K$
η	Coefficient d'efficacité énergétique	-
μ	Viscosité dynamique d'un fluide	$kg/m/s$
ν	Coefficient stœchiométrique	-
ρ	Masse volumique d'un fluide	kg/m^3
Φ	Propriété scalaire quelconque	-
ϕ	Richesse en carburant d'un mélange	-
$\bar{\sigma}$	Tenseur des contraintes	Pa
χ	Fraction molaire	-
$\dot{\omega}$	Taux de réaction net d'une espèce chimique	$mol/s/m^3$

Lettres latines

Symbole	Description	Unité (SI)
a	Vecteur normal à une surface	-
A	Surface de contrôle	m^2
D_m	Diffusivité moléculaire	m^2/s
$\bar{\mathbf{D}}$	Tenseur du taux de déformation	1/s
E_a	Énergie d'activation	J/mol
E	Énergie	J
f_v	Force volumique	N
H	Enthalpie	J
$\bar{\mathbf{I}}$	Matrice unitaire	-
J	Flux convectif ou diffusif	$mol/m^2/s$
J_i	Flux diffusif de la loi de Fick	$mol/m^2/s$
k	Constante de vitesse de réaction globale	$m^3/mol/s$
k_f	Constante de vitesse de réaction productrice	$m^3/mol/s$
k_b	Constante de vitesse de réaction destructrice	$m^3/mol/s$
M	Masse molaire	kg/mol
\dot{m}	Débit massique	$kg/m^3/s$
p	Pression	Pa
q	Flux de chaleur	W/m^2
r_k	Vitesse de réaction global d'une espèce chimique	$mol/s/m^3$
R_u	Constante universelle des gaz parfait	$J/mol/K$
S	Terme source	J
S_L	Vitesse de flamme Laminaire	m/s
S_E	Source d'énergie par unité de volume	J/m^3
t	Temps	s
T	Température	K
$\bar{\mathbf{T}}$	Tenseur des contraintes visqueuses	Pa

\mathbf{u}	Vecteur de vitesse (u_x, u_y, u_z)	m/s
U	Vitesse	m/s
V	Volume de contrôle	m^3
$[X]$	Concentration molaire d'une espèce	mol/m^3
Y	Fraction massique	-
Z	Nombre de mole d'air	mol
Z_{st}	Nombre de moles d'oxydant en proportion stœchiométrique	mol

Indices

bd	Relatif à la phase de la décharge du breakdown
f	Relatif à la face f d'une cellule du maillage
$glow$	Relatif à la phase de la décharge du glow
i	Relatif à l'espèce chimique i
ign	Relatif à l'ensemble de la décharge
j	Relatif à la réaction chimique j
Φ	Relatif à une propriété scalaire quelconque
'	Relatif à un réactif de réaction
"	Relatif à un produit de réaction

INTRODUCTION

Une décharge électrique n'est qu'un composant dans le fonctionnement d'un moteur à allumage commandé cependant, son rôle est primordial. En effet, ce phénomène complexe permet d'enflammer le mélange carburant air, initiant ainsi sa combustion. Une décharge mal exécutée peut donc entraîner des problèmes dans le fonctionnement du moteur. Le moteur à allumage commandé existe depuis plus d'un siècle, mais la décharge électrique n'a commencé à être mieux comprise et décrite qu'avec les travaux de Maly & Vogel (1979). Dès lors, certains chercheurs se sont penchés sur la modélisation des décharges électriques pour tenter de mieux comprendre son fonctionnement, mais les faibles capacités de calculs de l'époque limitaient les simulations à une ou deux dimensions (Kravchik *et al.*, 1995; Schäfer, Schmidt & Köhler, 1996). Malgré les années, la compréhension précise du phénomène n'est pas complète et des techniques permettant de mieux mesurer la température durant la décharge se développent encore récemment (Merola *et al.*, 2019) ce qui témoigne de sa complexité. En parallèle, la modélisation numérique permet désormais de simuler des phénomènes physiques de plus en plus complexes de mécanique des fluides et notamment les problèmes de combustion. Son utilisation pour modéliser une décharge électrique est donc toute trouvée, d'autant plus que la croissance des ressources informatiques facilite son exploitation. C'est dans ce contexte d'opportunité que ce mémoire cherche à s'inscrire. Ce travail a donc pour objectif de développer un modèle CFD 3D de décharge électrique afin d'étudier l'impact de l'énergie de la décharge sur les premiers instants de l'inflammation d'un mélange pauvre.

Premièrement, une revue de littérature est présentée. Divisé en trois parties distinctes, son objectif est de fournir des bases sur la combustion, de comprendre le phénomène physique de la décharge électrique et enfin d'évaluer ce qui a déjà été réalisé en termes de modélisation. La finalité de ce chapitre est également de formuler une problématique de recherche structurée autour d'objectifs identifiés.

Dans un second temps, le modèle numérique est développé puis utilisé afin de concevoir un maillage permettant la modélisation d'une décharge électrique. Au vu de la complexité de cette conception, un modèle plus simple d'écoulement est tout d'abord étudié afin de simplifier le paramétrage du maillage, puis ce dernier est validé dans le cas de la simulation d'une décharge simple à l'aide de résultats expérimentaux.

Le troisième chapitre est dédié à la création d'une nouvelle manière de modéliser la décharge électrique, basée sur la croissance d'un cylindre de dépôt d'énergie en fonction de la température. Ce même modèle est alors utilisé afin de comparer l'utilisation de différents modèles de transfert de chaleur appliqué à la bougie. Une petite étude comparative de ce nouveau modèle vis-à-vis d'un modèle plus classique est également menée.

Le dernier chapitre constitue une étude comparative de l'utilisation de différents niveaux d'énergie pour une décharge électrique. L'implication de ces énergies sur le modèle permet notamment de mieux comprendre certaines relations entre l'écoulement et la vorticité, sujet encore peu étudié dans le cadre de décharge.

Pour finir, une conclusion permet de résumer les résultats obtenus dans l'ensemble de ce mémoire et de les soumettre à un examen critique afin d'en tirer des recommandations susceptibles d'être des pistes de travail et d'amélioration pour de futures recherches.

CHAPITRE 1

REVUE DE LITTÉRATURE

Ce premier chapitre présente une revue de la littérature sur les décharges électriques au sein des moteurs à allumage commandé, ainsi que leurs modélisations. De plus, certains termes courants en combustion sont présentés afin d'appréhender l'inflammation des gaz au sein d'un moteur. Ce chapitre permet de définir les principaux objectifs de recherche de ce mémoire.

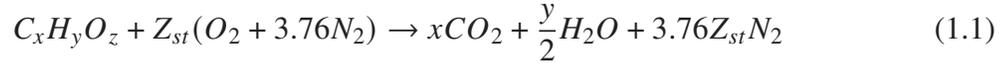
1.1 Combustion, principe et définitions

1.1.1 Combustion des carburants et mélange

La combustion au sein des moteurs thermiques désigne le procédé thermochimique d'oxydation d'un carburant par un comburant qui est généralement de l'air. Les carburants sont généralement des hydrocarbures composés donc de carbone et d'hydrogène d'où leur désignation usuelle C_xH_y ou $C_xH_yO_z$ s'ils sont oxygénés. L'intérêt de la combustion provient du dégagement rapide de chaleur et de rayonnement dans la zone de réaction. Ce qui est appelé communément la flamme se trouve être la propagation d'une zone de réaction intense à travers les gaz frais. C'est donc la frontière entre d'une part les gaz brûlés qui sont les produits de la combustion et de l'autre les gaz frais (Turns, 2000). Les flammes de diffusion et les flammes prémélangées sont les deux catégories de flammes existantes. Si le premier type correspond au mélange du carburant et du comburant en même temps que se déroule la réaction de combustion, c'est bien la deuxième catégorie qui est étudiée dans le cadre de l'inflammation dans les moteurs à allumage commandé. La flamme prémélangée comme son nom l'indique correspond à la combustion d'un mélange air-carburant déjà homogène, ce qui permet de caractériser la richesse locale ou globale du mélange.

Durant la combustion, de nombreuses réactions de dissociation ont lieu pour transformer le carburant et l'air, en produit de combustion. Toutefois, la combustion d'un carburant $C_xH_yO_z$

peut être représentée à l'aide d'une équation globale (équation 1.1).



$$\text{Avec } Z_{st} = \left(x + \frac{y}{4} - \frac{z}{2} \right) \quad (1.2)$$

Ainsi défini, Z_{st} est le nombre de moles d'air et correspond au coefficient stœchiométrique de la réaction, c'est-à-dire la quantité minimale d'air qui assure théoriquement l'oxydation complète du carburant en CO_2 et en H_2O selon l'équation 1.1. Dans ce cas, tous les réactifs sont consommés sans excédent d'air. Ce ratio molaire air-carburant est généralement celui recherché en opération normale du moteur pour des raisons de contrôle des émissions polluantes. Cependant, dans le cas où il y a un excès ou un manque d'oxydant (O_2), on définit alors la richesse ϕ tel que :

$$\phi = \frac{Z_{st}}{Z} \quad (1.3)$$

Avec Z le nombre de moles d'oxydant en présence. Pour une richesse de 1, le mélange est donc stœchiométrique comme dans l'équation 1.1. Pour une richesse > 1 , le mélange est riche en carburant. Il y a donc un manque d'oxydant, ce qui se traduit par le fait que tout le carburant n'est pas consommé. Enfin si ϕ est < 1 , le mélange est pauvre avec un excès de dioxygène qui sera présent dans les produits de combustion. La notion de richesse est un élément primordial dans l'étude de condition moteur car elle influence de nombreux paramètres comme la température de flamme et par extension les polluants produits par la combustion, la vitesse de flamme laminaire ou encore le MIE (Énergie d'Inflammation Minimum).

1.1.2 Survol de la combustion dans les moteurs

1.1.2.1 Mélange et inflammation

Le mélange air carburant dans le cadre d'un moteur est soumis à un écoulement complexe turbulent. Cela modifie la distribution spatiale du mélange engendrant des richesses locales variées (Heywood, 1988). Les instabilités dans un moteur à allumage commandé sont déterminées

comme l'échec de l'inflammation (misfires), l'échec du développement de la flamme ou encore l'incapacité à obtenir une propagation complète de la combustion (Turns, 2000). Bien maîtriser la distribution spatiale de la richesse et de l'écoulement dans une chambre de combustion est donc un point primordial de l'étude des moteurs à allumage commandé.

Dans le cadre des moteurs à allumage commandé, l'inflammation est accomplie par une décharge électrique ayant lieu au niveau de la bougie d'allumage située dans le cylindre. L'instant auquel la décharge a lieu est nommé avance à l'allumage. L'avance à l'allumage optimale permet de maximiser la quantité de travail développé par le moteur. Un des paramètres influençant l'avance à allumage est la vitesse de flamme laminaire.

1.1.2.2 Limites d'inflammabilité et vitesse de flamme laminaire

Dans les différentes caractéristiques de combustion évoquées jusqu'à présent, il est observable que la richesse du mélange est un point clé. Il est notamment intéressant de connaître les limites et les utilisations de la richesse dans le cadre de la combustion pour évaluer les potentielles applications en moteurs. En effet, réduire ou augmenter la richesse sous ou au-dessus d'un certain seuil, a pour conséquence de réduire la température de la flamme résultante et se traduit par une extinction de la flamme. Cette extinction est due au fait que les dégagements d'énergie provenant des réactions chimiques ne sont plus suffisants pour que la flamme se maintienne (transfert par conduction insuffisant) (McAllister *et al.*, 2011; Turns, 2000). Le tableau 1.1 présente les limites d'inflammabilité de quelques carburants en pourcentage volumique (McAllister *et al.*, 2011). On y remarque la grande plage de richesse possible pour le dihydrogène ce qui le rend facilement inflammable lorsque comparé aux autres substances. Ces limites correspondent à des valeurs en écoulement laminaire avec des mélanges carburant air homogène.

Les limites d'inflammabilité sont en lien avec les vitesses de flammes laminaires. En effet, une flamme est une zone de combustion localisée se propageant à vitesse subsonique (Turns, 2000). Dans le cadre d'une combustion dans un canal par exemple, la vitesse de flamme laminaire est la vitesse du mélange de réactif quand la flamme est stable dans le référentiel de la conduite comme

Tableau 1.1 Limites d'inflammabilité de quelques carburants
Données provenant de McAllister *et al.* (2011)

Carburant	Limite inférieure et supérieure
CH_4	5 % - 15 %
H_2	4 % - 75 %
Essence	1.4 % - 7.6 %
Éthanol	3.3 % - 19 %
Propane	2.1 % - 9.5 %
Diesel	0.3 % - 10 %

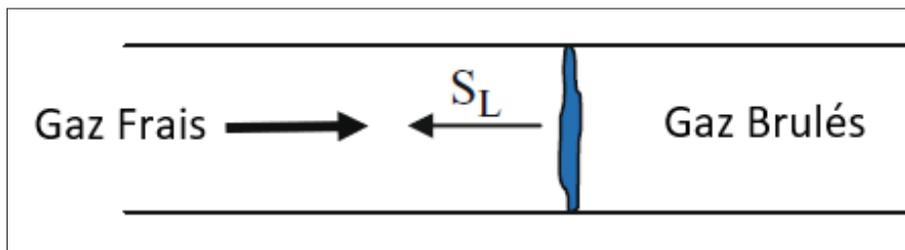


Figure 1.1 Illustration de la vitesse de flamme laminaire
Image tirée de McAllister *et al.* (2011)

décrit sur la figure 1.1. Cette vitesse est très importante, car elle témoigne de la rapidité de la réaction de combustion. La vitesse de flamme laminaire S_L dépend de plusieurs facteurs tels que la richesse du mélange et la température initiale du mélange comme la figure 1.2 le souligne. La vitesse de flamme laminaire maximale s'obtient pour une richesse légèrement supérieure à la stœchiométrie. De plus, augmenter la température initiale du mélange a pour effet d'augmenter cette vitesse. L'effet de la pression initiale sur S_L est cependant plus complexe, car elle dépend de son ordre de grandeur. En effet, dans le cadre des hydrocarbures et des alcools, si S_L est inférieur à 50 cm.s^{-1} aux conditions ambiantes, alors si la pression augmente, S_L diminue. En revanche, S_L reste relativement inchangé pour des vitesses entre 50 cm.s^{-1} et 100 cm.s^{-1} (Kuo, 2005). L'impact de la température et de la pression sur la vitesse de flamme laminaire est dû notamment à l'effet de ses paramètres sur la diffusivité thermique (McAllister *et al.*, 2011).

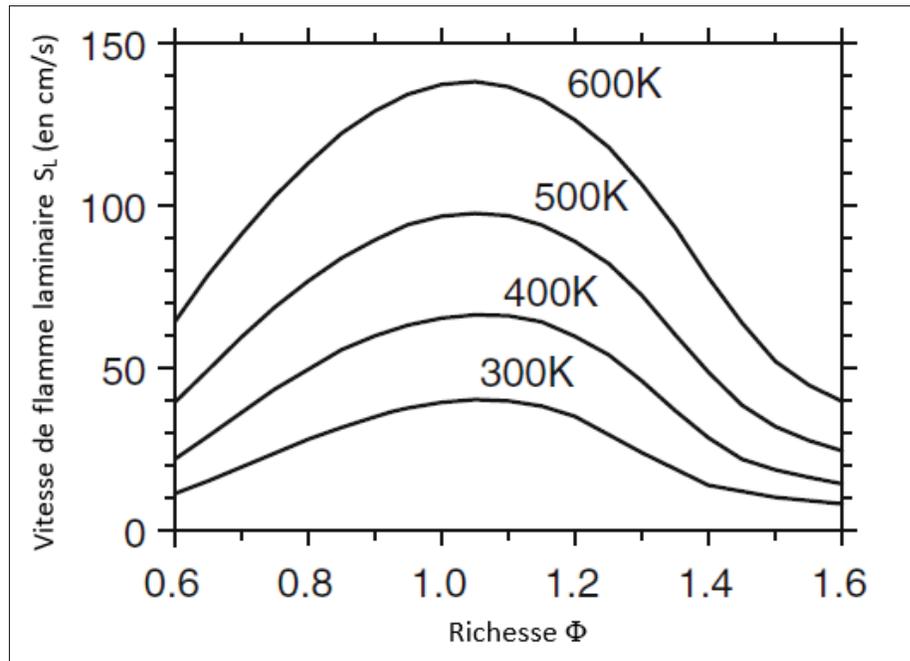


Figure 1.2 Dépendance de S_L à la richesse et à la température
Image tirée et traduite de McAllister *et al.* (2011)

1.1.3 Formation du mélange dans les moteurs à injection directe

Puisque les moteurs récents utilisent l'injection directe du carburant, quelques notions sont introduites. La figure 1.3 montre les composants de base d'un moteur et du système d'injection. On y trouve le port d'admission permettant d'apporter l'air à l'intérieur du cylindre de combustion, les soupapes qui agissent comme des portes autorisant l'arrivée de l'air frais et la sortie du mélange brûlé. L'injecteur permet d'introduire le carburant dans le cylindre de combustion avant qu'il soit enflammé par l'étincelle générée par la bougie d'allumage. La formation du mélange air carburant dans un moteur à allumage commandé s'effectue par ce qui est appelé l'injection. Deux types d'injection existe dans le cadre d'un moteur à allumage commandé. La première nommée injection indirecte ou encore distribution homogène consiste à mélanger préalablement le carburant et l'air avant de l'introduire dans le cylindre. Cette stratégie est illustrée en figure 1.3 a). Ainsi injecté, le mélange air carburant est presque totalement homogène avant d'être enflammé. La deuxième stratégie à l'inverse consiste à injecter le carburant directement dans le

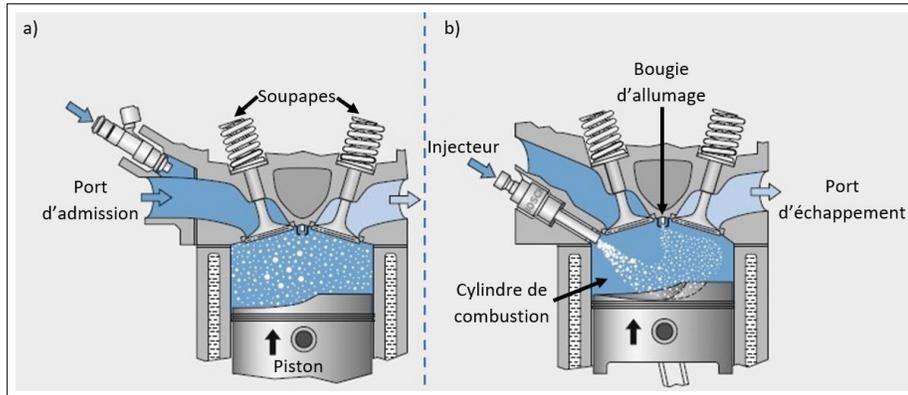


Figure 1.3 Composants de moteur à allumage commandé
Image tirée et modifiée de Melsheimer *et al.* (2015)

cylindre de combustion comme illustré en figure 1.3 b). Cela permet de diriger le jet de carburant près de la bougie et d'avoir ainsi une stratification du mélange (une distribution spatiale de carburant spécifique).

1.1.3.1 Injection indirecte ou homogène

L'injection indirecte ou homogène est l'injection classique d'un moteur à allumage commandé. Le mélange air carburant s'effectue par le biais d'un carburateur (Melsheimer *et al.*, 2015) ou par le biais d'un injecteur qui vaporise des gouttelettes de carburant dans le port d'injection avant la soupape d'injection (Heywood, 1988). Le mélange introduit dans le cylindre de combustion est ainsi presque totalement homogène, phénomène accentué par les écoulements turbulents à l'intérieur du cylindre (Heywood, 1988). Le principal avantage de ce type d'injection est sa facilité à mettre en place et l'aspect homogène du mélange. La plus grande homogénéité fournie par ce type d'injection engendre également une réduction de la formation de suie et des hydrocarbures imbrulés en comparaison de l'injection directe (Plackmann, Kim & Gandhi, 1998). En revanche, plusieurs défauts notables sont présents pour ce type d'injection, ce qui explique la préférence actuelle pour l'injection directe. En effet, ce type de distribution est plus facilement soumis à du cliquetis, soit une combustion non contrôlée du carburant, ce qui peut entraîner des dégâts dans le moteur (Heywood, 1988). De plus, la consommation en carburant

est plus importante que dans le cadre d'une injection directe (Yang, Munoz, Anderson & Lavoie, 2000; Plackmann *et al.*, 1998). Enfin, l'injection homogène propose un moins bon rendement thermique que son homologue directe.

1.1.3.2 Injection directe

La stratification du mélange est un concept initié dans les années 1920 et étudié jusqu'à récemment (Heywood, 1988; Fansler, Reuss, Sick & Dahms, 2015), dont le principe est de regrouper les avantages des moteurs diésels et des moteurs à allumage commandé. Par définition, la stratification du mélange correspond à la création d'un gradient de richesse du mélange à l'aide de stratégies d'injection spécifiques. Après l'injection, le mélange est enflammé de manière contrôlée à l'aide de la bougie puis la puissance dégagée est contrôlée en gérant la quantité de carburant introduit (Heywood, 1988). Ce type d'injection permet de distribuer le carburant de manière spécifique selon la position de l'injecteur dans la chambre de combustion. Cela permet également des inflammations à des richesses de carburant plus faible qu'en stratégie homogène. Ainsi, des mélanges stratifiés possédant une richesse globale de 0.5 peuvent être enflammés, ce qui n'est pas le cas ou difficilement si un tel mélange est réalisé avec une stratégie d'injection homogène (Plackmann *et al.*, 1998). La stratification dans son utilisation en moteur implique un mélange globalement pauvre, ce qui augmente l'efficacité de la combustion en réduisant notamment les pertes de chaleur (Fansler *et al.*, 2015). De ce fait, l'injection stratifiée réduit la consommation de carburant (Fansler *et al.*, 2015; Yang *et al.*, 2000; Plackmann *et al.*, 1998; Zhao, 1999) par rapport à l'injection homogène dans les situations normales d'opération (conduite sur autoroute par exemple). Cependant ce procédé possède aussi des faiblesses. En effet, un mélange local trop riche peut entraîner des ratés de combustion ou des combustions incomplètes, (Fansler *et al.*, 2015; Zeng, Sjöberg, Reuss & Hu, 2016), et un mélange local trop pauvre génère des Hydrocarbures Imbrulées (HC) (Fansler *et al.*, 2015; Zhao, 1999). Certaines stratégies, comme la double stratification correspondant à une double injection générant plusieurs gradients de richesse, émergent (Schwarz, Schünemann, Durst, Fischer & Witt, 2006) pour tenter d'optimiser la formation du mélange et la combustion qui suit. La stratification et ses conséquences sur

les moteurs à injection directe sont encore étudiées (Hemdal, 2018; Addepalli & Mallikarjuna, 2017; Schwarz *et al.*, 2006). L'importance de bien maîtriser la distribution spatiale de la richesse au sein de la chambre de combustion est donc essentielle.

1.2 Importance de la décharge électrique dans un moteur à allumage commandé

Les décharges électriques sont des instants cruciaux dans les moteurs à allumage commandé, car ils déterminent en partie l'efficacité d'un moteur à travers des facteurs tels que la réussite de l'inflammation ou l'avance à l'allumage optimale. L'avance à l'allumage (ST pour Spark Timing) correspond à un temps souvent exprimé en degré vilebrequin avant le point mort haut (TDC pour Top Dead Center) du piston auquel la décharge est réalisée (Heywood, 1988; McAllister *et al.*, 2011). Il existe notamment une avance à allumage optimale (MBT pour Maximal Brake-Torque Timing) pour chaque régime moteur et chaque richesse de mélange permettant de maximiser le travail généré par le moteur (Heywood, 1988; McAllister *et al.*, 2011). Beaucoup d'études ont porté sur les décharges électriques au sein des moteurs, car l'efficacité de l'allumage du mélange est cruciale pour pouvoir opérer à des mélanges très pauvres, ou encore pour tenter de repousser les limites d'opération des moteurs (Jung, Sasaki & Iida, 2017; Maly & Vogel, 1979; Astanei, Faubert, Pellerin, Hnatiuc & Wartel, 2018). L'objectif de jouer sur les caractéristiques de l'étincelle peut également être d'optimiser la combustion par le biais de stratégie d'allumage pour réduire les émissions polluantes et notamment les HC (Astanei *et al.*, 2018) pour respecter notamment les normes environnementales. Il est donc question de déterminer les différentes étapes composant cette décharge et les différents paramètres qui influencent l'inflammation. La décharge électrique en elle-même correspond à la création d'un noyau de plasma de haute température permettant d'enflammer le mélange air-carburant (Heywood, 1988). La décharge se décompose en trois étapes : le breakdown, l'arc et le glow possédant chacune leurs spécificités. Il est alors intéressant de décrire ces étapes d'un point de vue électrique et physique. Cependant, il sera dans un premier temps nécessaire de décrire la bougie d'allumage et les caractéristiques importantes de celle-ci sur l'inflammation avant d'étudier le rôle du plasma et des instants précurseurs de la décharge. Ensuite, l'étude des particularités de la phase de breakdown est

menée. Il en est de même pour les phases d'arc et enfin de glow plus susceptible d'être utilisée en situation réelle en raison de la quantité d'énergie plus importante qu'elle apporte au mélange.

1.2.1 Caractéristiques des bougies d'allumage

La géométrie et les caractéristiques intrinsèques des bougies d'allumage sont également des points de recherche pour optimiser les décharges électriques. De nouvelles bougies sont donc régulièrement testées (Astanei *et al.*, 2018; Yoshida, Nakayama & Suzuki, 2008; Chen *et al.*, 2019; Liu *et al.*, 2020; Bane, 2015; Yu & Zheng, 2021). Les paramètres influençant les décharges électriques sont regroupés sur la figure 1.4 où sont représentés l'écart entre les électrodes, le diamètre de l'électrode centrale, le diamètre de la bougie et la forme de l'électrode de masse. L'écart entre les électrodes notamment est un paramètre important. Augmenter cet écart réduit l'intensité maximale du champ électrique au niveau de l'électrode, mais augmente la résistance à l'initiation de la décharge, ce qui augmente son efficacité (Liu *et al.*, 2020). Un écart entre les électrodes plus important implique également une croissance du noyau de flamme plus rapide (Badawy, Bao & Xu, 2017). En revanche, cet impact est plus marqué pour les mélanges pauvres tandis que l'influence de l'écart entre les électrodes en mélange riche est minime (Badawy *et al.*, 2017). Les matériaux pour les électrodes comme le tungstène et le cuivre sont également testés (Liu *et al.*, 2020) mais les différences observées en efficacité énergétique sont négligeables. Il existe également des prototypes de bougies possédant des électrodes multiples comme observables sur la figure 1.5 permettant plusieurs décharges simultanées avec 3 bobines indépendantes (Yu & Zheng, 2021), ou deux décharges successives (Astanei *et al.*, 2018) permettant d'augmenter le volume de plasma (Astanei *et al.*, 2018; Yu & Zheng, 2021) en comparaison avec une bougie classique pour une même énergie de décharge. Par conséquent, le développement de la flamme est plus rapide (Astanei *et al.*, 2018; Yu & Zheng, 2021) et la combustion est plus complète (Astanei *et al.*, 2018) et plus stable (Yu & Zheng, 2021). La forme de l'électrode de masse a elle-même été étudiée (Yoshida *et al.*, 2008) avec pour conclusion qu'une forme circulaire avec déport permet d'augmenter le taux de succès d'inflammation et d'être moins sensible à l'orientation de la bougie. La forme de la bougie a également un fort

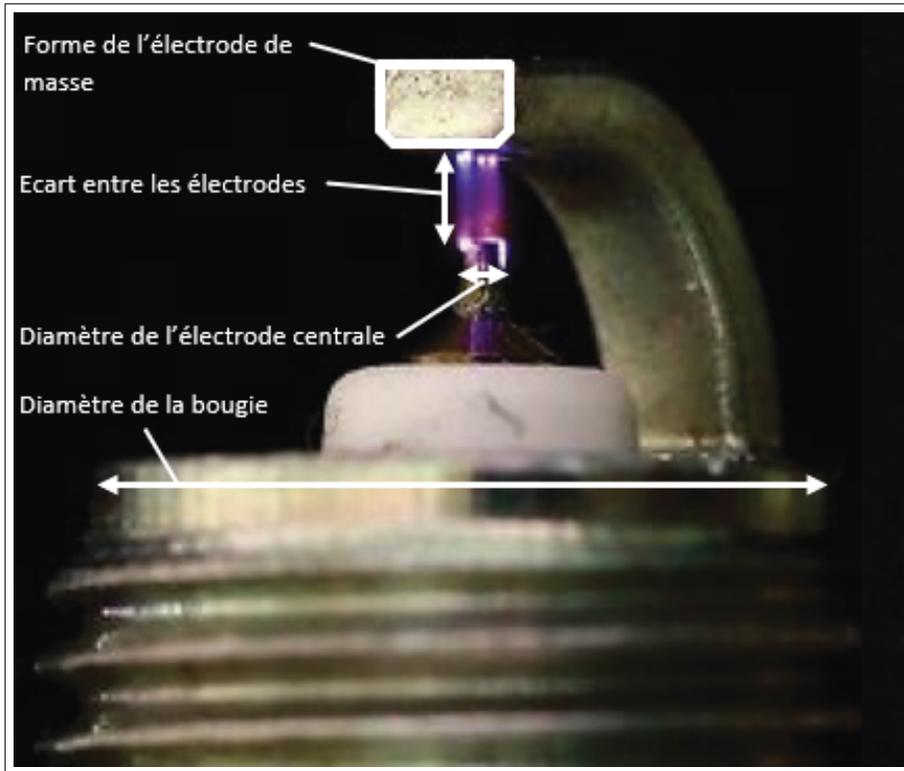


Figure 1.4 Bougie d'allumage et ses principales caractéristiques
Image tirée et modifiée de Yu & Zheng (2021)

impact sur l'écoulement du fluide en début de décharge en influençant notamment l'onde de choc et les vortex qui en découle (Singh, Rajendran, Giarra, Vlachos & Bane, 2018; Singh, Lalit K, Vlachos & Bane, 2021; Bane, 2015) ce qui modifie les échanges thermiques et peut modifier de manière significative la formation de la flamme. Dans la recherche ci-présente, une géométrie classique, comme illustrée à la figure 1.4 sera utilisée pour représenter la modélisation de la bougie d'allumage de manière simplifiée.

1.2.2 Plasma et instant précurseur de la décharge

Avant même qu'il y ait une décharge à proprement parlé, il faut évoquer le système électrique responsable de générer la décharge électrique. Ce système comprend notamment des bobines et la bougie d'allumage. Son importance est primordiale, car il définit les possibilités de décharge et l'efficacité de cette dernière sera influencée non seulement par des paramètres physiques tels que

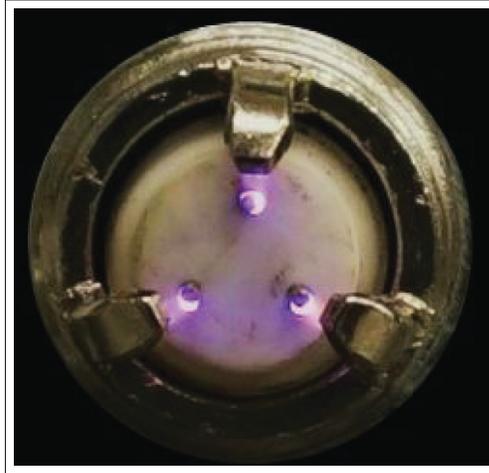


Figure 1.5 Prototypé de bougie d'allumage tripolaire
Image tirée et modifiée de Yu & Zheng (2021)

la température, la pression ou l'écoulement, mais aussi et surtout par ses paramètres électriques comme la tension, le courant, la capacité du circuit ou sa résistance (Liu *et al.*, 2020; Shiraishi, Teraji & Moriyoshi, 2015). Ces derniers paramètres permettent de définir l'énergie transmise au milieu. Ainsi augmenter l'énergie de la décharge par voltage plutôt que par capacitance rend la décharge plus stable (Liu *et al.*, 2020). Si l'énergie de la décharge augmente, la combustion gagne en stabilité (Jung *et al.*, 2017; Chen *et al.*, 2019). La décharge commence à l'avance à l'allumage par une augmentation de la tension entre les électrodes de la bougie. Un champ électrique est alors créé ce qui permet d'exciter les électrons présents et donc d'ioniser le gaz se trouvant dans l'espace entre les électrodes. Cette zone par définition devient un plasma qui va s'étendre progressivement de l'anode vers la cathode par décharge dit "streamer" ou décharge continue. Le canal alors généré par le gaz ionisé n'est que de quelques micromètres de diamètre. Tant que la jonction entre le canal de gaz ionisé et l'électrode de masse n'est pas réalisée, nous ne pouvons pas encore parler de breakdown et l'ensemble du système n'est pas en équilibre thermodynamique en raison des températures locales dans le canal (Merola *et al.*, 2019). En effet, les composantes rotationnelle et vibratoire de la température ont des valeurs trop différentes à ce moment-là, (Merola *et al.*, 2019; Kinoshita, Fuyuto & Akatsuka, 2019). Ainsi tant que la température vibratoire sera supérieure à la température rotationnelle, on considèrera

que le système est hors équilibre thermodynamique (Merola *et al.*, 2019; Kinoshita *et al.*, 2019). Sachant qu'une transition plus rapide vers un état d'équilibre permet une inflammation plus rapide (Kinoshita *et al.*, 2019), il a été observé, par exemple, que lorsque les électrodes sont placées dans un environnement convectif, ceci étire le canal de gaz ionisé et favorise l'atteinte de l'équilibre thermodynamique du plasma (Kinoshita *et al.*, 2019). De nombreuses autres approches sont possibles pour enflammer le mélange dans les moteurs. On peut citer l'inflammation par laser, par microonde, etc., et elles sont résumées à l'Annexe I. Dans le cadre de ce mémoire, la décharge classique dite TCI (Transistorized Coil Ignition) est étudiée.

1.2.3 Breakdown ou Rupture

Le breakdown ou la rupture en français est l'étape débutant à l'instant où la tension est devenue suffisamment importante pour que l'espace entier entre les électrodes devienne conducteur, c'est-à-dire que le canal de plasma a rejoint la cathode. C'est sans doute l'étape la plus importante et la plus complexe composant une décharge électrique. Pour bien analyser ce qui se déroule durant cette phase, il est utile de la décomposer en une partie électrique et une partie physique. D'un point de vue purement électrique, le breakdown est caractérisé par une tension importante allant de 10 à 30 *kV* et un courant pouvant atteindre 200 *A* (Maly & Vogel, 1979; Lacour *et al.*, 2016) selon les conditions de température et de pression dans le système. Une des particularités de cette phase est sa très courte durée allant de 1 à 10 *ns* (Maly & Vogel, 1979; Lacour *et al.*, 2016). L'énergie associée est de l'ordre du *mJ*. Un récapitulatif des grandeurs électriques des différentes phases d'une décharge électrique classique, dont le breakdown, est présenté à la figure 1.6. L'échelle logarithmique permet de mettre en évidence les différences d'échelles de temps des différentes étapes. D'un point de vue physique, il y a une augmentation rapide de la température au sein du canal précédemment créé. Celle-ci peut atteindre plus de 10 000 *K* (Maly & Vogel, 1979). Cette brusque augmentation de température est accompagnée d'une forte augmentation de pression (au-dessus de 200 *Bar*) au sein de ce canal de plasma reliant les deux électrodes et qui fait désormais environ 40 μm de diamètre (Maly & Vogel, 1979). La forte différence de pression entre ce canal et le milieu ambiant crée une onde de choc qui se développe différemment selon la

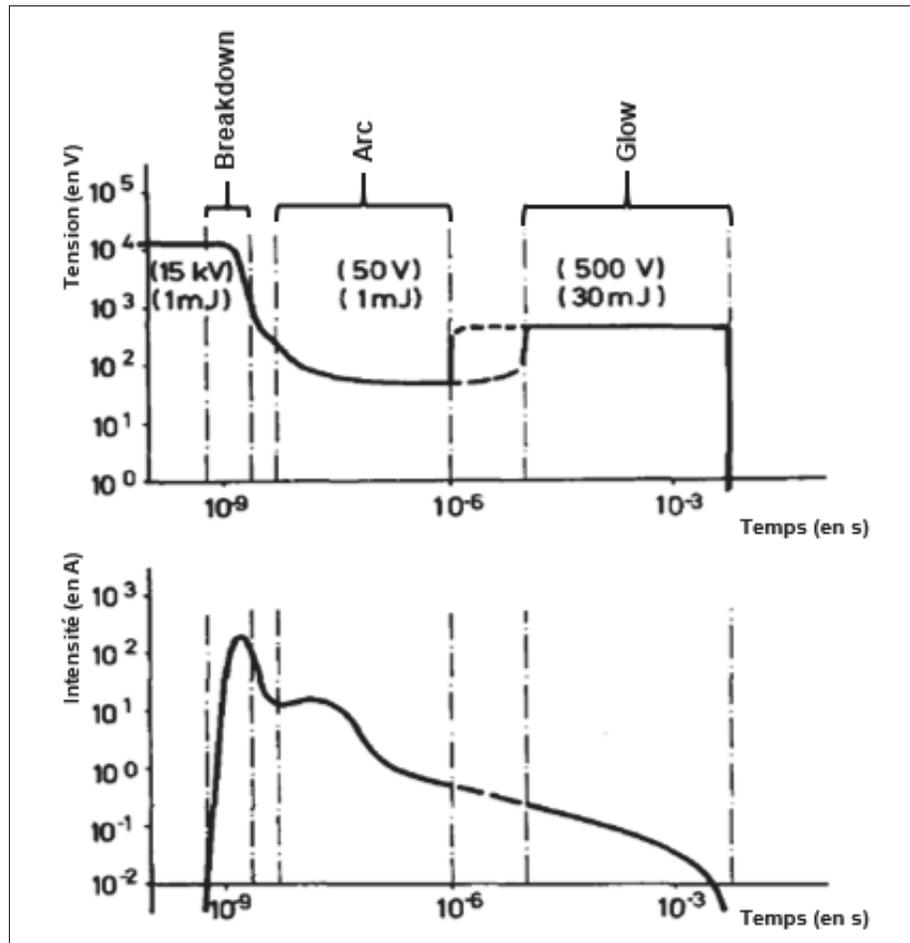


Figure 1.6 Caractéristiques physiques d'une décharge électrique
Image modifiée et tirée de Maly & Vogel (1979)

forme des électrodes (Bane, 2015). Pour une géométrie classique, c'est-à-dire cylindrique, cette onde forme un tore centré sur le canal entre les électrodes. De plus, bien que la forme n'influence pas la quantité d'énergie transmise, cela peut changer la répartition spatiale de celle-ci. Ainsi les électrodes plus fines facilitent le breakdown en localisant l'énergie du champ électrique dans un rayon plus petit (Liu *et al.*, 2020).

Les fortes turbulences associées au flux du mélange dans le cylindre rendent le breakdown peu efficace à initier la combustion. En effet, malgré une très bonne efficacité thermique (transfert d'énergie électrique vers le gaz qui se traduit par une augmentation de la température) d'environ 95 % (Lacour *et al.*, 2016; Maly & Vogel, 1979), la très faible durée du breakdown de l'ordre

de quelques ns, ne lui permet pas de transmettre suffisamment d'énergie au mélange pour être réellement efficace pour l'inflammation, notamment en présence de mélange pauvre plus difficile à enflammer. Globalement, ce mode est insuffisant pour un moteur à allumage commandé et fait rapidement place à la phase suivante : l'arc.

1.2.4 Arc

L'arc est la deuxième phase de la décharge électrique et ne peut se faire sans un breakdown préalable. En effet, cette phase en est la continuité et garde le même canal entre les électrodes. Cependant, ses caractéristiques sont différentes. Tout d'abord d'un point de vue électrique, les valeurs en jeu sont bien moins importantes avec une tension n'excédant pas les 100 V tandis que l'intensité du courant est supérieure à 1 A (Maly & Vogel, 1979; Lacour *et al.*, 2016). Sa durée en revanche est nettement plus importante que celle du breakdown avec un temps compris entre 1 et 100 μs selon les conditions thermodynamiques dans lesquelles la décharge prend place. Ces valeurs permettent le transfert d'environ 1 mJ soit le même ordre de grandeur que la phase précédente. Son efficacité thermique est d'environ 50 % avec notamment beaucoup de perte thermique par conduction au niveau des électrodes (Maly & Vogel, 1979). En effet, le transfert par conduction vers les électrodes en métal est important et les pertes d'énergie continue entraînent un équilibre de la température du plasma aux environs de 6 000 K (Maly & Vogel, 1979). L'arc atteint rapidement un état d'équilibre thermodynamique à la suite du breakdown. En effet d'un point de vue physique, le canal se dilate et s'étire en fonction de l'écoulement du fluide et la température diminue vers 6 000 K ou moins tandis que la pression s'homogénéise dans le cylindre. Cette phase est caractérisée par un arc lumineux visible à l'œil nu, typique d'une étincelle comme on peut le voir sur la figure 1.7. L'arc (environ 1 mJ dans le cas d'un système d'allumage traditionnel) n'est pas suffisant pour une inflammation classique en moteur, car une énergie d'au moins une dizaine de mJ est nécessaire (Heywood, 1988) ce qui amène à nous intéresser à la phase du glow.

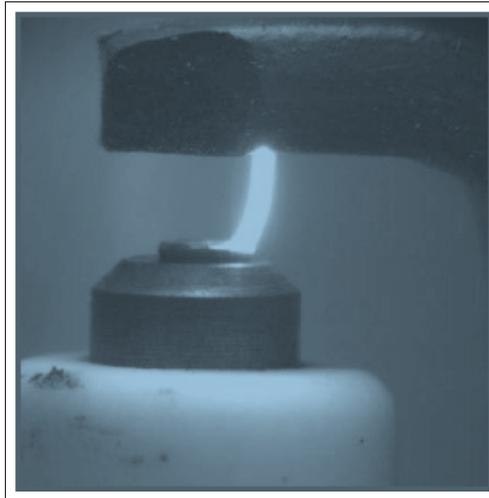


Figure 1.7 Canal de plasma luminescent d'une décharge
Image tirée de Melsheimer *et al.* (2015)

1.2.5 Glow et déformation du canal

Cette dernière phase de décharge électrique est la plus intéressante pour l'inflammation des gaz dans un moteur malgré son efficacité globale similaire ou inférieure à celle de l'arc (Maly & Vogel, 1979; Lacour *et al.*, 2016). En effet, elle dure jusqu'à plusieurs millisecondes et permet de transmettre dans le cas d'une décharge classique en moteurs jusqu'à 100 *mJ* (Maly & Vogel, 1979) au mélange selon les configurations. Cette valeur d'énergie est permise par un courant inférieur à un ampère et une tension électrique de l'ordre de 500 *V*. Dans le même temps, les gaz ionisés atteignent 3 000 *K* due à la plus faible puissance combinée à l'augmentation du diamètre du plasma par conduction. L'important dans cette phase est la manière dont le plasma initial peut se déformer et s'étirer grâce aux contributions extérieures comme la vitesse de flux du mélange ou les turbulences. En effet jusqu'à une certaine limite (voir figure 1.8), l'étirement du canal permet la formation d'une plus grande zone d'inflammation du mélange par la présence de radicaux formés dans le plasma. C'est d'ailleurs la quantité de radicaux OH et leur évolution qui est gage de bonne inflammation puis de combustion (Shichida *et al.*, 2014).

La déformation du canal permet d'augmenter le volume du plasma et donc d'enflammer plus rapidement le mélange. Un étirement excessif peut soit mené à un raté d'allumage, car le

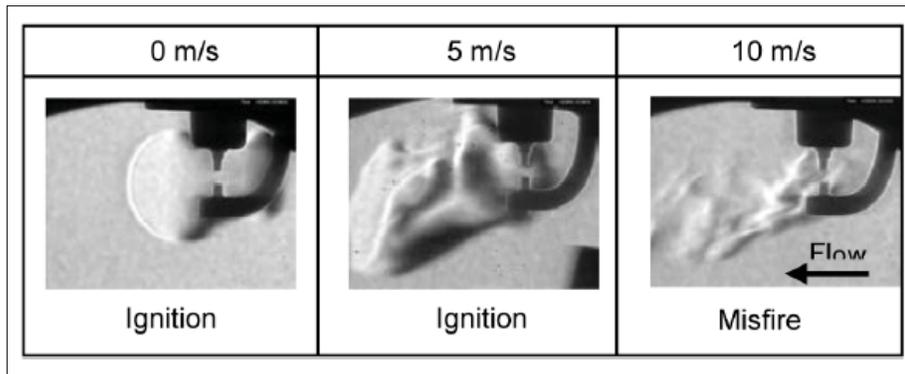


Figure 1.8 Impact de la vitesse de l'écoulement sur l'inflammation
Image modifiée et tirée de Shichida *et al.* (2014)

plasma n'aura pas suffisamment transmis d'énergie au mélange air-carburant afin d'assurer l'inflammation, soit mené à ce qui est appelé un restrike d'étincelle, c'est-à-dire la formation d'un deuxième canal de plasma (Dahms, Drake, Fansler, Kuo & Peters, 2011) qui est un phénomène assez courant dans le cas de décharge assez longue de plusieurs millisecondes (Dahms *et al.*, 2011). Toutefois, pour qu'un restrike ait lieu, il doit avoir une quantité résiduelle d'énergie suffisante dans le système électrique produisant la décharge. Les paramètres des trois phases de la décharge sont résumés dans le tableau 1.2 et leurs caractéristiques propres y sont présentées. Le breakdown est représenté par sa durée très courte et sa température supérieure à 10 000 K, l'arc par ses valeurs intermédiaires d'énergie et de température et le glow par sa durée plus importante et l'apport principal d'énergie au milieu.

Tableau 1.2 Données électriques et physiques indicatives liées aux différentes phases d'une décharge électrique (Maly & Vogel, 1979; Heywood, 1988)

	Tension	Intensité	Durée approximative	Énergie déposée	Température associée
Breakdown	15 à 30 kV	<200 A	10 ns	1 mJ	>10 000 K
Arc	50 V	>1 A	1 à 100 μ s	1 mJ	6 000 K
Glow	500 V	<1 A	>1 ms	30 à 100 mJ	3 000 K

1.3 Modélisation de la décharge électrique à la bougie

Quoique la CFD (Computational Fluid Dynamics) permet de simuler la combustion au sein du cylindre avec succès (Kannan & Srivathsan, 2016; Chaudhari, Sahoo & Kulkarni, 2014), elle doit avoir recours à des modèles simples pour modéliser l'inflammation du mélange. Par contre, la CFD de par sa grande flexibilité est le domaine de recherche permettant au mieux d'explorer l'impact des différents paramètres influençant une décharge électrique ou encore l'aspect géométrique de la bougie. Établir les bases de simulation permettant de modéliser ce phénomène complexe est donc important. Une compréhension des phénomènes physiques est donc requise. Les différentes phases d'une décharge ayant déjà été décrites, les résultats des simulations sur ces phénomènes sont désormais présentés.

1.3.1 Quelques résultats et utilités de la CFD

La CFD est un domaine d'étude très utilisé pour les décharges électriques au sein des moteurs à allumage commandé, cette première section a pour but de fournir quelques exemples d'études sur le sujet afin de démontrer son utilité et de justifier de sa pertinence pour ce travail de recherche. Tout d'abord, la CFD permet d'étudier différents paramètres de décharge électrique sans avoir à changer le système électrique de décharge expérimental. En effet, que ce soit la durée de décharge, l'énergie impliquée ou même les phases de la décharge qui sont utilisées, la CFD permet de facilement modifier ces valeurs afin d'essayer différentes possibilités. Ainsi, une étude a montré la meilleure efficacité énergétique des décharges de faible énergie ($<200 \mu J$) par rapport à des décharges plus importantes ($>1 mJ$) (Korytchenko, Essmann, Markus, Maas & Poklonskii, 2019) bien que les premières ne transmettent pas assez d'énergie pour être applicables au sein d'un moteur. Les aspects géométriques de la bougie ont également été étudiés en CFD avec l'essai de différentes configurations d'électrodes par exemple (Thiele, Warnatz & Maas, 2000a). Cela permet alors de mieux comprendre les effets complexes entre les électrodes et les gaz. Par exemple, Shichida *et al.* (2014) montrent la meilleure inflammation d'un mélange air-carburant avec une bougie d'allumage de type DFE qu'une bougie de type Ir (voir figure 1.9) quand le mélange à enflammer est pauvre. La CFD permet également d'obtenir certains résultats

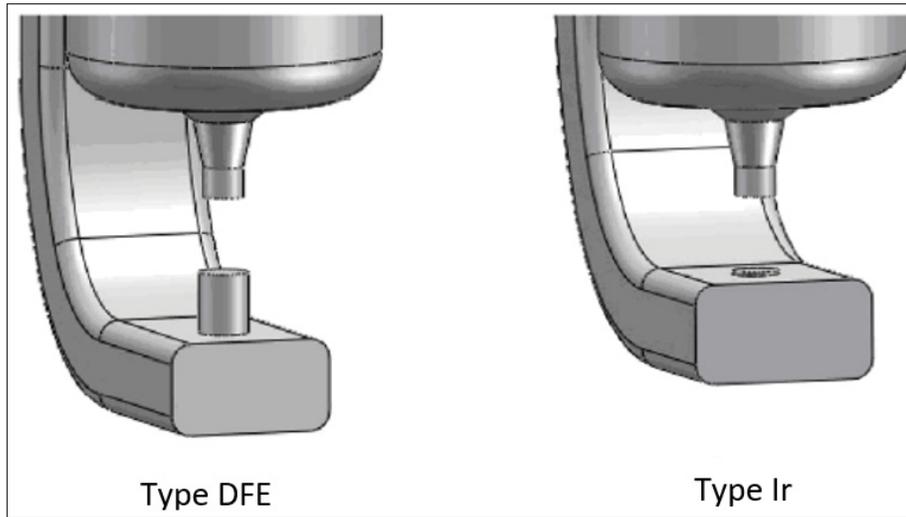


Figure 1.9 Deux types de bougie d'allumage
Image tirée et modifiée de Shichida *et al.* (2014)

concernant la valeur de MIE. Ainsi les impacts de l'espace entre les électrodes, de la richesse du mélange, du rayon des électrodes ou encore de l'instant d'inflammation sont étudiés (Han, Yamashita & Hayashi, 2010; Lu *et al.*, 2021) afin de mieux comprendre la formation du cœur de la flamme.

Au regard des différentes possibilités proposées par la CFD, son utilisation pour modéliser des phénomènes de combustion et particulièrement pour simuler les décharges électriques est parfaitement adaptée. Les différents résultats des études menées jusqu'à présent sont maintenant présentés en débutant par la manière commune de modéliser une décharge électrique.

1.3.2 Zone de décharge et dépôt d'énergie

Dans la majorité des articles sur le sujet, modéliser une décharge s'effectue par un dépôt d'énergie, ce qui est effectué en deux étapes. La première consiste à définir le volume compris entre les électrodes qui servira à injecter l'énergie de la décharge. La seconde correspond à la mise en équation de cette dite énergie dans ce volume préalablement définie.

1.3.2.1 Zone de décharge

En ce qui concerne le volume où s'effectue le dépôt, il s'agit habituellement d'un cylindre d'un diamètre d'approximativement 40 micromètres pour correspondre aux dimensions du plasma initiateur de breakdown (Maly & Vogel, 1979). Ce volume fait en ce sens la liaison entre le centre des électrodes. Il a cependant été utilisé des diamètres de cylindre plus importants jusqu'à 300 μm (Collin-Bastiani *et al.*, 2019; Lu *et al.*, 2021) ou même de modifier ce volume pour prendre un volume sphérique (Zhang *et al.*, 2016) comme on peut le voir figure 1.10. Il en ressort que la forme cylindrique est la plus adaptée pour représenter le phénomène de décharge électrique (Zhang *et al.*, 2016; Han *et al.*, 2010; Lu *et al.*, 2021). Ce volume de décharge est fréquemment

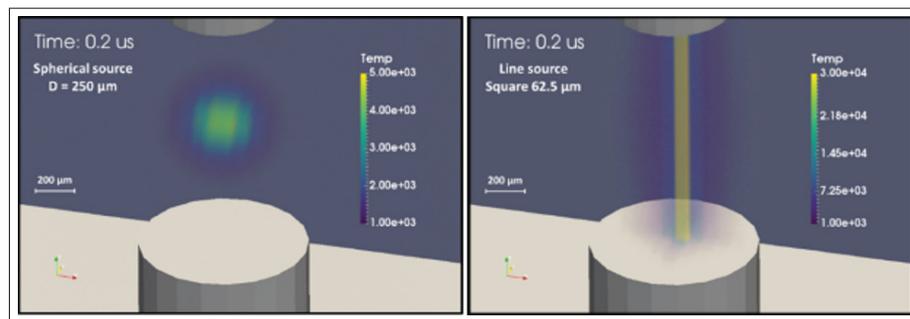


Figure 1.10 Forme sphérique et rectangulaire de dépôt d'énergie
Images tirées de Zhang *et al.* (2016)

gardé constant pendant l'ensemble de la décharge, peu importe la phase (Collin-Bastiani *et al.*, 2019; Patel & Chakraborty, 2015; Thiele *et al.*, 2000b; Naidis, 2007; Zhang *et al.*, 2016; Lu *et al.*, 2021; Han *et al.*, 2010). Toutefois, Zhang *et al.* (2016) souhaitent procéder dans de future recherche à l'introduction d'un rayon variable.

1.3.2.2 Dépôt d'énergie

À partir de la définition de ce volume initial, qui représente la zone de plasma, l'énergie associée aux différentes phases de la décharge est introduite. Chaque simulation possède des valeurs de dépôt d'énergie spécifique. Plus généralement, l'apport d'énergie se décompose en deux phases. La première correspond au breakdown et la deuxième à l'arc et au glow confondu en

raison de leur caractéristique similaire en termes d'efficacité pour transmettre leur énergie au canal de décharge (Collin-Bastiani *et al.*, 2019; Colin *et al.*, 2019; Zhang *et al.*, 2016). Les modèles de dépôt d'énergie peuvent être en revanche sensiblement différents par rapport aux valeurs d'énergie transmise et des durées de l'arc et du glow. Par exemple, Zhang *et al.* (2016) utilise un dépôt instantané de 1.7 mJ pour le breakdown et une énergie de 4.46 mJ sur $680 \mu\text{s}$ pour l'arc et le glow cumulés tandis que Collin-Bastiani *et al.* (2019) utilise un breakdown de 20 ns transmettant 5 mJ combiné à un arc/glow de 2.6 ms pour une énergie totale de 85 mJ . Ces valeurs sont soit récupérées de données expérimentales, soit retrouvées en décomposant la source de l'énergie depuis le circuit principal de la batterie et de la bobine d'allumage pour aller par étape jusqu'à l'équation 1.4 (Colin *et al.*, 2019).

$$E_{ign} = \eta_{bd}E_{bd} + \eta_{glow}E_{glow} \quad (1.4)$$

Cette équation permet de prendre en compte les pertes d'énergie par effet joule dans les matériaux de la bougie par exemple, ainsi que les pertes d'énergie aux électrodes. Ces pertes représentent 5% de l'énergie du circuit électrique secondaire pour la phase du breakdown, alors qu'elles atteignent entre 50% et 70% pour l'arc et le glow (Maly & Vogel, 1979; Collin-Bastiani *et al.*, 2019). Ici le détail de l'équation ou des valeurs de celle-ci n'est pas l'élément important à considérer, mais plus la façon de compartimenter l'énergie déposée dans le volume dédié à la décharge. On retrouve cette approche de dépôt d'énergie dans de nombreuses études avec des valeurs similaires. On peut voir un exemple de ces valeurs avec le tableau 1.3. Couplée avec l'équation 1.4 et des valeurs de η_{bd} de 0.95 et de η_{glow} de 0.3 (Collin-Bastiani *et al.*, 2019) cette approche produit une décharge de 30.25 mJ sur environ 2.6 ms (Collin-Bastiani *et al.*, 2019). Il a de plus été montré qu'à énergie transmise égale, un dépôt rapide est plus efficace (Patel & Chakraborty, 2015). Une autre approche existe cependant en prenant une valeur

Tableau 1.3 Exemple de valeurs associées à un modèle de dépôt d'énergie
Valeurs tirées de Collin-Bastiani *et al.* (2019)

E_{bd}	t_{bd}	E_{glow}	t_{glow}
5.0 mJ	20 ns	85 mJ	2.6 ms

d'énergie prédéfinie pour ensuite en déduire le volume de la zone de dépôt puis le rayon du cylindre correspondant (Bane, 2015). Au final cette étape est appréhendée dans la littérature avec un large panel de valeurs différentes et de précisions différentes quant à l'obtention de ces valeurs, cependant le principe du dépôt d'énergie reste relativement similaire selon les études existantes. Son rôle est alors de permettre d'initier l'oxydation du carburant, phénomène de combustion régi par la cinétique chimique employée.

1.3.3 Cinétique et plasma

Comme la cinétique chimique joue un rôle important dans l'inflammation d'un mélange et afin de connaître son importance vis-à-vis du plasma, des études CFD de décharge électrique ont utilisé dans certains cas des cinétiques de l'air (incluant sa dissociation et ionisation). Par exemple, Colin *et al.* (2019) ont utilisé cette approche afin d'obtenir les coefficients d'efficacité de la phase du glow. Bane (2015) ont également utilisé une chimie de plasma de l'air pour connaître son impact sur l'onde de choc émise lors du breakdown. Ils ont trouvé que l'écoulement généré expérimentalement par la décharge autour des électrodes pouvait être fidèlement reproduit et que l'onde de choc générée des gradients de pression complexe et transitoire menant simultanément à la croissance des gaz chauds dans l'espace entre les électrodes et la circulation de gaz froid le long des surfaces des électrodes. D'autres comme Meyer & Wimmer (2018) ont utilisé une chimie simplifiée du plasma afin d'évaluer les températures atteintes lors de la décharge. Il est également possible de modéliser l'ionisation et l'oxydation des composés de l'air durant la décharge. Il est alors question de physique de plasma impliquant une cinétique chimique de dizaines d'espèces et de réactions (Crispim, Hallak, Benilov & Ballester, 2018; Korytchenko *et al.*, 2019; Naidis, 2007; Thiele *et al.*, 2000b; Yuasa *et al.*, 2002). L'intérêt de prendre en compte la physique du plasma est une question importante pour la modélisation des décharges électriques. Des études se sont alors penchées sur cet aspect pour comprendre son impact sur la décharge électrique. Il en est ressorti que l'impact de la modélisation de ce plasma sur la température obtenue numériquement était réel lors des premières microsecondes à cause de réactions endothermiques de dissociation et d'ionisation (Collin-Bastiani *et al.*, 2019; Meyer & Wimmer, 2018; Crispim *et al.*, 2018).

Cependant, son impact concret sur l'initialisation de la combustion est négligeable, ce qui a été montré en comparant des modèles de combustion avec et sans plasma (Collin-Bastiani *et al.*, 2019). Ainsi son intégration dans les modélisations n'est pas nécessaire pour permettre l'obtention de bonne valeur de MIE (Colin *et al.*, 2019; Yuasa *et al.*, 2002). Ainsi, négliger l'ionisation permet un refroidissement plus rapide du noyau interne de la flamme (Thiele *et al.*, 2000b). L'absence de physique de plasma pour une simulation de décharge électrique est donc justifiée et peut se limiter aux phases de breakdown puis d'arc et de glow combinées.

Les mécanismes de réaction de combustion ont par ailleurs un impact très important sur les temps de calcul. C'est d'ailleurs pour cette raison que de nombreuses études se focalisent sur la combustion du méthane et pas de l'essence (Lu *et al.*, 2021; Yuasa *et al.*, 2002; Hu *et al.*, 2018; Han *et al.*, 2010; Miller *et al.*, 2021). En effet, ce dernier carburant est composé de plus d'une centaine d'espèces, ce qui rend sa prise en compte dans une simulation très complexe et très coûteuse en temps de calcul. L'isooctane est également un sujet d'étude fréquent (Etheridge, Mosbach, Kraft, Wu & Collings, 2011; Slavinskaya & Haidn, 2003; Mehl, Curran, Pitz & Westbrook, 2009; Atef *et al.*, 2017; Badawy *et al.*, 2017) pour remplacer l'essence, mais est également bien plus dispendieux en temps de calcul que le méthane. Que ce soit l'un ou l'autre de ces hydrocarbures de remplacement, de nombreuses cinétiques de chimie existent. Elles se différencient par la prise en compte de la physique de plasma (l'ionisation) (Crispim *et al.*, 2018; Yuasa *et al.*, 2002), le nombre d'espèces, le nombre de réaction et par les constantes liées à la cinétique chimique qu'elles utilisent. Les cinétiques les plus simples dites globales ne prennent en compte que les réactifs et produits globaux de la réaction (Westbrook & Dryer, 1981; Kwon & Min, 2010) et sont relativement peu efficaces pour des phénomènes aussi complexes qu'une décharge électrique, car elles ne prennent pas en compte les espèces intermédiaires essentielles à une description plus fidèle des phénomènes. De plus, certaines espèces permettent de récupérer de précieuses informations sur l'inflammation comme le radical OH qui peut être utilisé comme témoin du front de flamme (Shichida *et al.*, 2014). Les mécanismes à plusieurs étapes permettent notamment une meilleure prédiction des températures de flamme et de la composition du mélange (Westbrook & Dryer, 1981). De plus, ces réactions plus complexes

permettent un plus grand rayon d'application, que ce soit en termes de richesse, de mélange ou de pression, car certaines erreurs de vitesse de flamme laminaire apparaissent avec des réactions globales (Westbrook & Dryer, 1981). À l'inverse, une chimie trop complexe de plusieurs centaines de réactions élémentaires ne peut pas être systématiquement utilisée, car les coûts de calcul y sont proportionnels. L'idéal est alors d'utiliser des méthodes de simplifications de ces chimies complexes (Lu & Law, 2005; Yakovlev & Zambalov, 2019; Westbrook & Dryer, 1981) et de trouver le bon compromis entre précision et rapidité. Ainsi Lu & Law (2005) est parvenu à réduire une chimie complexe de 70 espèces et 463 réactions pour la combustion de l'éthylène, à une chimie de 20 espèces et 16 réactions globales permettant d'obtenir des valeurs très similaires de vitesse de flamme laminaire, et ce pour une grande plage de pression et de richesse. Pour la décharge électrique dans un moteur à allumage commandé et l'inflammation qui s'en suit, plusieurs études (Thiele *et al.*, 2000b,a; Zhang *et al.*, 2016; Han *et al.*, 2010; Shichida *et al.*, 2014) utilisent la cinétique chimique complexe du méthane nommée Gri-MECH 3.0 (Smith *et al.*, 2018) qui se compose de 53 espèces et 325 réactions. Ce choix semble communément accepté au regard des concordances et de la fiabilité que cette chimie apporte sur un large panel de modèle de combustion et de plage de richesse de mélange (Smith *et al.*, 2018). D'autres auteurs préfèrent cependant des cinétiques chimiques possédant moins d'espèces et étant donc plus rapide (Shichida *et al.*, 2014; Kravchik *et al.*, 1995; Sher & Refael, 1982; Nakaya *et al.*, 2011).

1.3.4 Géométrie des électrodes

Les simulations ont permis d'étudier l'impact de la géométrie des électrodes sur la décharge et l'inflammation qui suit. Cependant, la modélisation d'une bougie d'allumage n'est pas systématique dans les simulations. En effet, plusieurs possibilités s'offrent ici quant à la modélisation des électrodes. Il est ainsi possible de modéliser des électrodes pin-pin (Collin-Bastiani *et al.*, 2019; Colin *et al.*, 2019; Bane, 2015), des électrodes plus spécifiques aux formes variées, (Bane, 2015; Liu *et al.*, 2020; Orlandini, Gartung & Schlerfer, 2009) que l'on peut voir figure 1.11 (seules les formes sont intéressantes), ou bien de choisir une modélisation

plus réaliste d'une bougie d'allumage (Shichida *et al.*, 2014; Zhang *et al.*, 2016). Il ressort de

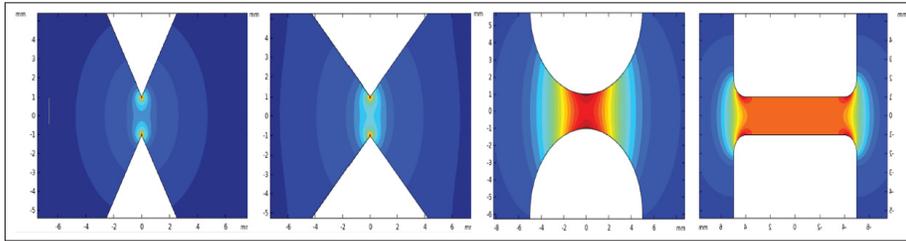


Figure 1.11 Formes d'électrode utilisées en simulation numérique
Images modifiées et tirées de Liu *et al.* (2020)

ces différentes modélisations d'électrode que la plupart des formes permettent une décharge électrique, mais que le développement du cœur de la flamme dépend fortement de cette géométrie en raison des effets de viscosité et des vortex de fluide qui en découlent (Bane, 2015; Yuasa *et al.*, 2002). Ainsi les électrodes fines facilitent l'inflammation, car elles présentent une surface d'échange réduite pour le transfert de chaleur ce qui permet de réduire la quantité d'énergie nécessaire à l'inflammation (MIE) (Han *et al.*, 2010). Il a aussi été montré qu'augmenter la distance entre les électrodes permet une croissance plus rapide du cœur de flamme dû à un volume d'inflammation plus important (Thiele *et al.*, 2000b). De plus, une distance entre les électrodes plus grande induit une expansion cylindrique qui dure plus longtemps avant de devenir sphérique en comparaison à des distances d'électrodes plus petites (Thiele *et al.*, 2000b). Une simulation ayant pour but une application industrielle ou du moins une approche quantitative du phénomène doit donc modéliser les électrodes d'une bougie d'allumage couramment utilisée sur un moteur, à moins que l'objectif concerne justement l'impact de la géométrie des électrodes sur la décharge. Un exemple de modélisation de la bougie d'allumage pouvant permettre de simuler efficacement une décharge électrique dans un moteur à allumage commandé est visible figure 1.12. La question des matériaux peut également être abordée en lien avec la forme des électrodes, mais la différence entre l'utilisation d'une bougie en cuivre ou tungstène par exemple semble trop minime pour être significative (Liu *et al.*, 2020).

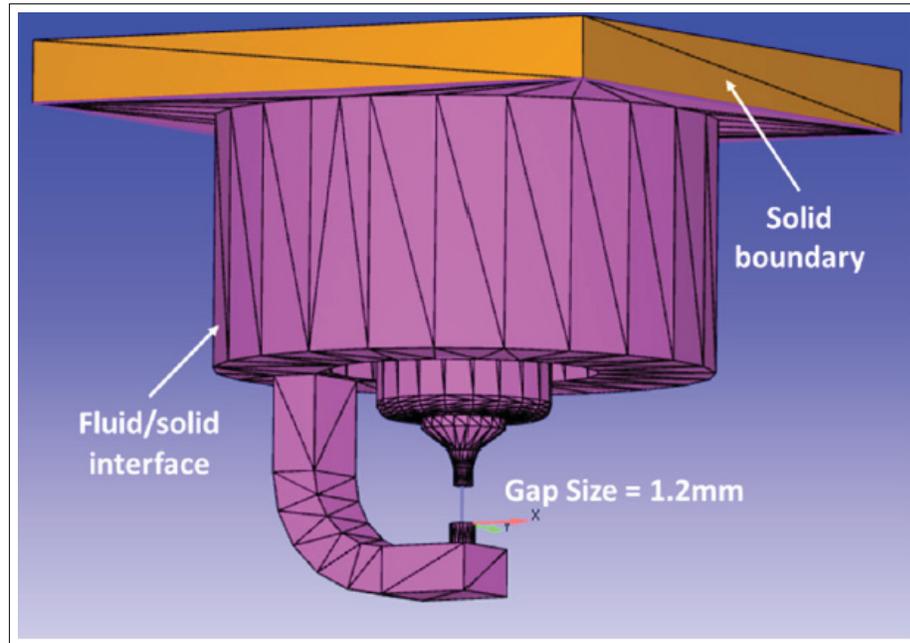


Figure 1.12 Modélisation d'une bougie de type DFE
Image modifiée et tirée de Zhang *et al.* (2016)

1.3.5 Conditions de transfert de chaleur appliquées à la bougie

Les conditions aux limites et notamment celles aux électrodes sont un sujet intéressant, car plusieurs idées sont utilisées. En effet la condition adiabatique est régulièrement utilisée (Bane, 2015; Thiele *et al.*, 2000a; Zhang *et al.*, 2016; Lu *et al.*, 2021) mais la condition isotherme à 300 K l'est tout autant (Colin *et al.*, 2019; Yuasa *et al.*, 2002; Thiele *et al.*, 2000b,a; Zhang *et al.*, 2016; Lu *et al.*, 2021). Cependant, seuls quelques cas discutent ce choix et ces implications. C'est le cas de Lu *et al.* (2021) et Zhang *et al.* (2016) qui comparent l'utilisation de ces deux conditions. Ainsi l'utilisation de condition isotherme engendre des pertes de chaleur importante qui peuvent mener à des extinctions de flamme et des ratés de combustion (Zhang *et al.*, 2016). À l'inverse la condition adiabatique peut être irréaliste et altérer la forme du cœur de flamme (Zhang *et al.*, 2016). L'absence de transfert de chaleur induit par la condition adiabatique altère en effet la combustion, car les pertes de chaleur à la bougie sont responsables de l'extinction de flamme lorsque l'inflammation a lieu près des limites inflammables. Prendre en compte un modèle de transfert de chaleur est donc important si l'on s'intéresse à la combustion qui suit

la décharge. Par exemple, la valeur de MIE augmente dans le cas de paroi isotherme au lieu d'adiabatique (Lu *et al.*, 2021) et également pour une isotherme moins élevée (Lu *et al.*, 2021). Lorsque le transfert de chaleur conjugué (CHT : conjugated heat transfer) est pris en compte, les pertes entre le fluide et le solide ainsi que la conduction dans le solide sont considérées (Zhang *et al.*, 2016; Kim, Tambasco, Hall & Matthews, 2021). Ce dernier modèle représente mieux le développement de la flamme que les autres conditions (Zhang *et al.*, 2016) à l'exception des premières $80 \mu s$ où les conditions adiabatiques et isothermes sont étrangement plus fidèles aux observations ce qui pousse Zhang *et al.* (2016) à vouloir améliorer son modèle. De plus le modèle CHT génère des résultats très différents en ce qui concerne l'augmentation de la température ($1\ 000\ K$ pour Zhang *et al.* (2016) et $500\ K$ pour Kim *et al.* (2021)) des électrodes, et ce, malgré une décharge électrique ayant une puissance similaire. Ce modèle de transfert de chaleur mérite donc d'être étudié de manière plus détaillée.

1.3.6 Approche numérique

La majorité des études s'effectuent en régime laminaire, mais certaines approches nécessitent de traiter la turbulence, ce qui permet d'apporter de meilleurs résultats en termes de comportement du canal conducteur engendré par la décharge électrique par exemple (Colin *et al.*, 2019). Pour cela, il existe trois possibilités, les approches DNS (Direct Numerical Simulation), RANS (Reynolds Average Navier Stokes) et LES (Large Eddy Simulation). Les modèles DNS permettent la résolution de la turbulence sur toutes les échelles spatiales et temporelles. L'approche RANS modélise la turbulence à l'aide de modèle (k-epsilon par exemple) ce qui en fait une approche plus facile à mettre en place. Enfin l'approche LES filtre les échelles de turbulence pour ne résoudre que les grandes échelles. Cette dernière approche par exemple a été utilisée dans le cadre de la modélisation de la déformation de l'arc de décharge avec l'écoulement. Ainsi Colin *et al.* (2019) ont montré par exemple qu'il est possible dans le cadre d'une inflammation turbulente de prédire de manière réaliste la forme de l'arc de décharge et son rôle sur l'inflammation à l'aide d'un nouveau modèle d'arc lagrangien. Wadekar, Janas & Oevermann (2019) ont également montré que les fluctuations locales autour de la bougie d'allumage sont la cause principale des

variations de combustion cycle à cycle. L'approche RANS a permis quant à elle de modéliser les écoulements des gaz entraînant la formation du mélange air carburant par exemple (Kubota, Tanaka & Konno, 2014). Une étude utilisant cette méthode a notamment permis de montrer qu'une légère variation locale de la concentration du mélange lors de la décharge entraîne une variation du lieu initial de l'inflammation et une modification de la croissance du cœur de flamme (Kubota *et al.*, 2014). Les modèles DNS proposent de résoudre directement les équations de Navier-Stokes sans simplification de la turbulence, ce qui induit l'utilisation d'une discrétisation spatiale plus fine et donc des ressources de calcul plus conséquentes. Ce type de simulation est particulièrement adapté à des phénomènes d'inflammation où le domaine de modélisation est plus restreint comparé aux autres approches. Cela a permis de déterminer par exemple qu'augmenter la durée du dépôt d'énergie pour une même quantité d'énergie d'allumage entraîne une combustion moins efficace et que cela peut être critique pour l'inflammation des mélanges pauvres en carburant. (Patel & Chakraborty, 2015).

1.4 Synthèse et objectifs visés

La lecture de cette revue de littérature a mis en lumière le fait que les décharges électriques au sein des moteurs à allumage commandé sont un sujet d'étude depuis de nombreuses années. La modélisation numérique 3D des décharges électriques a beaucoup progressé et certaines études se sont alors focalisées sur les méthodes permettant d'optimiser ces décharges (Yuasa *et al.*, 2002; Patel & Chakraborty, 2015) ou de mieux comprendre l'influence de paramètres comme l'écoulement entre les électrodes (Shichida *et al.*, 2014; Chakraborty, Mastorakos & Cant, 2007). De nombreuses études se sont ainsi portées sur la géométrie des bougies d'allumage (Thiele *et al.*, 2000a; Bane, 2015) pour tenter d'optimiser l'énergie fournie au mélange et il a notamment été question du nombre d'électrodes et de l'espace entre ces dernières. La pertinence de prendre en compte la chimie du plasma (ionisation et dissociation) a été discutée alors que des résultats récents ont montré qu'elle ne semble pas essentielle. La suite de la décharge semble faire consensus sur un dépôt d'énergie par étape, mais les valeurs utilisées sont très variables d'une étude à l'autre. Il se trouve que la revue de littérature a également mis en lumière que les premiers

instants d'une décharge électrique ne sont pas si bien connus et que certaines hypothèses de modélisation ne sont pas toujours justifiées comme par exemple le choix du transfert thermique appliqué aux électrodes. C'est le rôle de ce mémoire. L'objectif principal est de développer un modèle CFD 3D de décharge électrique afin d'étudier l'impact de l'énergie de la décharge sur les premiers instants de l'inflammation d'un mélange pauvre. Ce travail sera effectué à l'aide du logiciel commercial CFD STAR-CCM+. Le raisonnement de l'étude est progressif et s'organise autour des objectifs suivants :

1. Concevoir le maillage de la géométrie d'une bougie d'allumage standard permettant de représenter une décharge électrique.
2. Proposer un modèle de dépôt d'énergie à rayon variable pour simuler une décharge électrique.
3. Comparer l'impact de différents transferts de chaleur appliqués à la bougie.
4. Déterminer l'influence de l'énergie introduite dans la décharge sur la décharge et les phénomènes résultants.

CHAPITRE 2

MODÈLE NUMÉRIQUE ET CHOIX DU MAILLAGE

Dans cette section le choix du maillage est présenté afin de simuler une décharge électrique simplifiée induit par une bougie d'allumage. Les paramètres du maillage sont volontairement transposables pour l'étude de l'impact des conditions aux limites (chapitre 3) et l'étude du niveau d'énergie de la décharge (chapitre 4). Ce chapitre présente également le modèle numérique mis en place pour répondre aux premiers objectifs formulés.

2.1 Modèle numérique

Cette partie décrit le modèle numérique proposé, alors que son développement sera présenté au fur et à mesure de sa complexification. Le logiciel commercial utilisé pour cette étude est Star-CCM+. Ce logiciel de CFD utilise la méthode des volumes finis. Les premières étapes de cette méthode sont tout d'abord de définir la géométrie de la région d'intérêt appelé domaine de calcul (Versteeg & Malalasekera, 2007) puis de diviser le domaine en plus petits domaines appelés volume de contrôle ne se chevauchant pas. Il s'agit de la génération de la grille composée de mailles ou cellules. La physique et les phénomènes chimiques voulant être modélisés sont ensuite sélectionnés puis associés aux propriétés des fluides et à des conditions aux limites du domaine (Versteeg & Malalasekera, 2007). L'algorithme de résolution numérique de ce type de méthode consiste en les étapes suivantes (Versteeg & Malalasekera, 2007) :

- Intégration des équations gouvernant le fluide sur tous les volumes de contrôles finis du domaine.
- Discrétisation et conversion des équations intégrales résultantes en des systèmes d'équations algébriques.
- Obtenir les solutions des équations algébriques par le biais d'une méthode itérative.

Les prochaines sous-sections présentent les équations et les méthodes de résolutions appliquées par le logiciel de CFD utilisé en commençant par les équations de Navier-Stokes qui sont un

système d'équations de conservation non linéaire aux dérivées partielles régissant les écoulements de fluides (Versteeg & Malalasekera, 2007).

2.1.1 Équations fondamentales de la mécanique des fluides : équations de Navier-Stokes

Le système d'équations de Navier-Stokes est composé des trois équations ci-dessous (Siemens, 2020).

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho] + \nabla \cdot [\rho \mathbf{u}] = 0 \quad (2.1)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right] = \nabla \cdot \bar{\bar{\sigma}} + \mathbf{f}_v \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho E] + \nabla \cdot [\rho E \mathbf{u}] = \mathbf{f}_v \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \cdot \bar{\bar{\sigma}}) - \nabla \cdot \mathbf{q} + S_E \quad (2.3)$$

Les variables y apparaissant sont, ρ la masse volumique du fluide, \mathbf{u} le vecteur des composantes tridimensionnelles de vitesses, $\bar{\bar{\sigma}}$ le tenseur des contraintes, \mathbf{f}_v les forces de volume appliquées sur le domaine, E l'énergie totale par unité de masse, \mathbf{q} le flux de chaleur (conduction et convection) et S_E une source d'énergie par unité de volume. L'équation 2.1 traduit la conservation de la masse qui représente un équilibre entre l'augmentation de la masse et le flux de la masse. L'équation 2.2 est l'équation de conservation de la quantité de mouvement qui retranscrit l'équilibre entre la somme des forces appliquée sur une particule de fluide et le taux de changement de la quantité de mouvement de cette particule. Le tenseur des contraintes $\bar{\bar{\sigma}}$ dans le cas d'un fluide, se décompose en la somme d'une contrainte normale et d'une contrainte de cisaillement :

$$\bar{\bar{\sigma}} = -p\bar{\bar{I}} + \bar{\bar{T}} \quad (2.4)$$

Avec p la pression, $\bar{\bar{I}}$ le tenseur unitaire et $\bar{\bar{T}}$ le tenseur des contraintes visqueuses lui-même pouvant être exprimé en fonction du tenseur de taux de déformation $\bar{\bar{D}}$ et de la viscosité dynamique du fluide μ :

$$\bar{\bar{T}} = 2\mu\bar{\bar{D}} - 2\mu[\nabla \cdot \mathbf{u}]\bar{\bar{I}} \quad (2.5)$$

$$\bar{\bar{D}} = \frac{1}{2} \left[\bar{\bar{\nabla}} \mathbf{u} + (\bar{\bar{\nabla}} \mathbf{u})^T \right] \quad (2.6)$$

Ce qui permet d'exprimer l'équation 2.2 sous la forme ci-dessous.

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right] = -\nabla \cdot [p\mathbf{I}] + \nabla \cdot \left[\mu \left(\nabla \bar{\mathbf{u}} + \left(\nabla \bar{\mathbf{u}} \right)^T \right) - 2\mu (\nabla \cdot \mathbf{u}) \bar{\mathbf{I}} \right] + \mathbf{f}_v \quad (2.7)$$

L'équation 2.3 traduit quant à elle la conservation de l'énergie lorsque la première loi de la thermodynamique est appliquée à un volume de contrôle (Siemens, 2020). Ces trois équations régissent le comportement d'un fluide newtonien. Elles sont considérées comme les équations fondamentales. Elles seront complétées par la suite par des équations constitutives selon les cas d'étude. En plus de ces équations de conservations, des équations dites d'états doivent être incorporées pour prendre en compte la dépendance de certaines quantités scalaires aux variables thermodynamiques que sont la température et la pression. Ainsi l'écoulement est considéré comme compressible et régi par l'équation des gaz parfaits. La dépendance de la masse volumique du fluide à la température et à la pression s'exprime alors par l'équation suivante :

$$\rho = \frac{p}{RT} \text{ avec } R = \frac{R_u}{M} \quad (2.8)$$

Où T la température, p la pression, R_u la constante universelle des gaz parfaits ($R_u = 8.314 \text{ J/mol/K}$) et M la masse molaire.

2.1.2 Équations de transport

L'atout de la méthode de résolution des volumes finis en comparaison des autres méthodes de résolutions numériques (élément fini et méthodes spectrales) consiste en sa première étape évoquée plus tôt. En effet, l'intégration des équations dans un volume de contrôle permet l'expression exacte de la conservation des propriétés intéressantes dans une cellule de taille finie (Versteeg & Malalasekera, 2007). La discrétisation en mailles des équations de conservation permet de les écrire sous la forme d'une équation générique de transport applicable à n'importe quelle quantité scalaire pour décrire son évolution. Une fois intégrée sur un volume de contrôle et transformée avec le théorème de divergence de Gauss, l'équation de transport peut alors

s'écrire (Siemens, 2020) :

$$\frac{d}{dt} \left(\int_V \rho \Phi dV \right) + \int_A \rho \mathbf{u} \Phi \cdot d\mathbf{a} = \int_A \Gamma \nabla \Phi d\mathbf{a} + \int_V S_\Phi dV \quad (2.9)$$

Avec Φ la propriété scalaire (comme l'enthalpie H , l'énergie E ou bien une composante de vitesse u), V le volume de contrôle, A la surface du volume de contrôle, $d\mathbf{a}$ le vecteur surface, Γ le coefficient de diffusion et S_Φ le terme source. Cette équation de transport se traduit par (Versteeg & Malalasekera, 2007) :

Taux de changement de Φ au sein du volume de contrôle	+	Taux de diminution net de Φ par convection à travers les frontières du volume de contrôle	=	Taux d'augmentation net de Φ par diffusion à travers les frontières du volume de contrôle	+	Taux de création net de Φ au sein du volume de contrôle
--	---	--	---	--	---	--

Cette équation permet d'appréhender les différents mécanismes de transports d'une propriété scalaire au sein d'un volume de contrôle, mais aussi les différentes discrétisations qui sont nécessaires d'effectuer pour les intégrer dans cette équation. Il est alors question de discrétisation temporelle pour le premier terme de l'équation 2.9, de discrétisation spatiale pour la convection pour le second terme de cette même équation, de discrétisation du terme de diffusion pour le troisième terme et enfin de discrétisation de terme source pour le dernier terme de l'équation 2.9. Le premier terme de l'équation 2.9 est un terme transitoire qui est non nul dans le cas de simulation non stationnaire. Cela requiert de discrétiser le temps en petit pas de temps de la même manière que pour l'espace. Ces discrétisations peuvent être appliquées par des schémas explicites (d'ordre 1) qui ne dépendent que des pas de temps précédents. Ces schémas sont plus rapides, mais leur stabilité dépend des pas de temps et des pas d'espaces (Versteeg & Malalasekera, 2007). Les schémas dits implicites utilisent quant à eux le pas de temps actuel pour être résolu d'où leur caractère implicite, car ils ne peuvent être résolus directement. Ces derniers schémas seront privilégiés dans cette étude pour leur plus grande stabilité malgré des coûts de calculs supérieurs (Versteeg & Malalasekera, 2007). Leurs spécificités seront présentées au fur et à mesure que les différents termes de l'équation 2.9 seront détaillés.

2.1.2.1 Discrétisation temporelle - terme transitoire

Plusieurs possibilités sont proposées par Star-CCM+ concernant la discrétisation temporelle. Le schéma implicite d'ordre deux BDF2 (Backward Differentiation Formula 2) sera utilisé pour cette étude ce qui fait intervenir les solutions des niveaux de temps actuels ($n+1$) et des deux niveaux précédents (n et $n-1$) par l'équation 2.10 (Siemens, 2020).

$$\frac{d}{dt}(\rho\chi\Phi V) = \left(\frac{3}{2}(\rho\chi\Phi V)_{n+1} - 2(\rho\chi\Phi V)_n + \frac{1}{2}(\rho\chi\Phi V)_{n-1} \right) \frac{1}{\Delta t} \quad (2.10)$$

L'utilisation de solutions à trois instants de temps ($n-1$, n et $n+1$) résulte en un temps de calcul plus long qu'un modèle de premier ordre, mais aussi en une plus grande précision due à la réduction de l'erreur numérique de troncature (Versteeg & Malalasekera, 2007). Plusieurs pas de temps ont été testés afin de capturer l'onde de choc induit par le breakdown et permettre l'utilisation d'une cinétique chimique détaillée. Le pas de temps de 5.0×10^{-8} à 10 itération fut catégorisé trop grand, car ne menant pas une convergence des calculs notamment en termes d'énergie. Après plusieurs essais, le pas de temps à 2.0×10^{-8} à 10 itérations a été gardé. Ainsi à chaque pas de temps de 20 ns, les solveurs effectuent 10 itérations afin d'obtenir la convergence des variables physiques. Cette configuration permet un bon compromis entre rapidité (environ une semaine de temps de calcul sur Graham avec l'utilisation de 144 processeurs) et convergence avec des résidus inférieurs à 10^{-5} pour l'énergie et 10^{-7} pour la continuité et la quantité de mouvement.

2.1.2.2 Discrétisation spatiale - terme convectif

La discrétisation spatiale s'effectue par le terme convectif de l'équation de transport généralisé. Comme la discrétisation du terme de diffusion qui sera vu juste après, il est question d'une intégration sur les surfaces des cellules. L'intégration est évaluée comme la somme du produit de la valeur au centre des faces de la cellule et l'aire de la face de la cellule, de chaque surface

de la cellule. Cette intégration est représentée par l'équation suivante (Siemens, 2020).

$$\int_A \mathbf{J}^\Phi \cdot d\mathbf{a} \approx \sum_f \mathbf{J}_f^\Phi \cdot \mathbf{a}_f \quad (2.11)$$

Avec J^Φ correspond au flux convectif ou diffusif de la propriété Φ du fluide, a_f le vecteur normal à la surface f de la cellule et \sum_f la somme sur toutes les faces de la cellule. De plus, la valeur de la propriété Φ n'est pas connue au centre des faces de la cellule et doit être interpolée avec la valeur au centre de la cellule. Ces interpolations sont discutées ci-dessous pour le terme convectif et le terme diffusif.

Le terme convectif peut être discrétisé de plusieurs manières. Le principe de base derrière les différentes méthodes est de réarranger l'expression du terme convectif avec l'équation 2.11 puis de faire apparaître le débit massique \dot{m}_f à travers une face (Siemens, 2020) soit :

$$(\Phi \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{a})_f = (\dot{m} \Phi)_f = \dot{m}_f \Phi_f \quad (2.12)$$

Différents modèles globaux existent pour évaluer ce flux massique, mais par simplicité seul celui utilisé est présenté : il s'agit du schéma Upwind d'ordre 2 (SOU). Il s'agit d'un bon compromis entre la faible diffusion numérique du schéma hybride MUSCL (incompatible pour le problème physique présent) et la bonne robustesse du schéma Upwind d'ordre 1 (Le Corvec, 2017). Le Schéma SOU est utilisé en raison de sa polyvalence dans cette étude. Sa formulation est effectuée de la manière suivante (Siemens, 2020) :

$$\dot{m}_f A_f = \left\{ \begin{array}{ll} \dot{m}_f A_{f,0} & \text{si } \dot{m}_f \geq 0 \\ \dot{m}_f A_{f,1} & \text{si } \dot{m}_f < 0 \end{array} \right\} \quad (2.13)$$

Avec les valeurs de $A_{f,0}$ et $A_{f,1}$ interpolées de manières linéaires via les valeurs aux centres des cellules connectées à la face f :

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{f,0} = A_0 + (x_f - x_0) \cdot (\nabla A)_{r,0} \\ A_{f,1} = A_1 + (x_f - x_1) \cdot (\nabla A)_{r,1} \end{array} \right\} \quad (2.14)$$

2.1.2.3 Terme de diffusion

Dans l'équation 2.9, le flux diffusif à travers les faces internes des cellules se discrétise de la façon suivante (Siemens, 2020) :

$$D_f = (\Gamma \nabla \Phi \cdot \mathbf{a})_f \quad (2.15)$$

Avec Γ la diffusivité surfacique, $\nabla \Phi$ le gradient de la propriété du fluide Φ et a le vecteur normal à la surface en question. La décomposition du gradient en une expression de second ordre permet alors de reformuler l'équation précédente en faisant intervenir les propriétés des cellules voisines Φ_0 et Φ_1 centré en x_0 et x_1 (Siemens, 2020) :

$$D_f = \Gamma \left[(\Phi_1 - \Phi_0) \alpha + \left(\frac{\nabla \Phi_0 + \nabla \Phi_1}{2} \right) \cdot \left[\left(\frac{\nabla \Phi_0 + \nabla \Phi_1}{2} \right) \cdot (x_1 - x_0) \right] \alpha \right] \cdot \mathbf{a} \quad (2.16)$$

Cette formulation sans nom spécifique du terme de diffusion est donc du second ordre (Siemens, 2020).

2.1.2.4 Terme source

L'approche pour la discrétisation du terme source de l'équation de transport généralisé est plutôt simple, car l'intégration du terme source sur le volume de la cellule est approximée par le produit de la valeur moyenne du terme source au centre de la cellule par le volume de la cellule. Cela se traduit par l'équation 2.17 ((Siemens, 2020)).

$$\int_V S_\Phi dV \approx S_{\Phi_0} V_0 \quad (2.17)$$

Cette dernière équation permet une précision d'ordre 2 (Siemens, 2020) comme les discrétisations spatiales, temporelles et du terme de diffusion ce qui assure une bonne cohérence de l'ensemble des équations régissant l'écoulement. Ce mémoire traitant de l'inflammation de mélange méthane-air, le développement du modèle actuel pour intégrer une cinétique chimique d'oxydation du méthane est donc nécessaire.

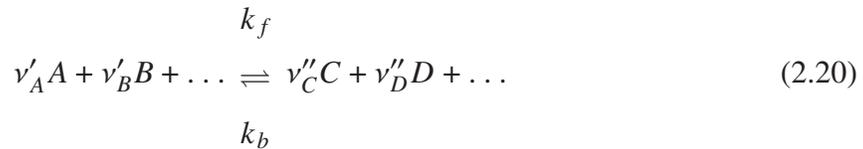
2.1.2.5 Équation de conservation des espèces

Le mélange présent dans le milieu est un mélange réactif composé d'air et de méthane. Les équations de continuités et de conservations sont toujours respectées, mais avec l'ajout d'une équation de conservation des fractions massiques des espèces Y_i . Soit l'équation suivante sous sa forme différentielle :

$$\frac{\partial \rho Y_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U Y_i) = \nabla \cdot J_i + S_{Y_i} \quad (2.18)$$

$$J_i = \rho D_{i,m} \nabla Y_i \quad (2.19)$$

Avec S_{Y_i} étant le terme source (création ou destruction de l'espèce i) de la fraction massique issue des réactions (Siemens, 2020). J_i est le flux diffusif calculé selon la loi de Fick repris dans l'équation 2.19 dans laquelle $D_{i,m}$ est la diffusivité moléculaire de l'espèce i . Les réactions chimiques sont gérées par le logiciel avec le module complexe chemistry permettant la prise en compte de centaines d'espèces et de milliers de réactions. Ce module est particulièrement adapté pour la prédiction d'inflammation et les phénomènes de cinétiques chimiques (Siemens, 2020). Une équation de réaction chimique peut s'écrire de la manière suivante (Siemens, 2020) :



Où le coefficient stœchiométrique ν avec ' indique un réactif et '' un produit. De plus, k_f est la constante de vitesse de réaction de la réaction productrice (de gauche vers la droite) et k_b la constante de vitesse de réaction de la réaction inverse (de droite vers la gauche). Le taux auquel la réaction globale se déroule est alors défini pour l'équation 2.20 comme suis (2.21) :

$$r_k = k_f [A]^{\nu'_A} [B]^{\nu'_B} \dots - k_b [C]^{\nu''_C} [D]^{\nu''_D} \dots \quad (2.21)$$

Le taux de production (ou de consommation) des espèces dépend des taux des réactions qui produisent et consomment ces espèces, et également de la concentration de toutes les espèces qui participent à ces réactions. Le taux net total est donc une somme sur toutes les réactions

auxquelles l'espèce participe. Dans l'équation 2.22 l'indice j désigne les réactions et l'indice i désigne les espèces. (Siemens, 2020). Le taux de réaction net de l'espèce i , noté $\dot{\omega}_i$, est la somme du taux de réaction sur toutes les réactions, multipliée par le coefficient stœchiométrique, soit :

$$\dot{\omega}_i = \frac{d[X]}{dt} = \sum_{j=1}^{N_j} \nu_{ij} r_j \quad (2.22)$$

$$\text{Avec } r_j = k_{f,j} \prod_i [A]^{v'_{j,i}} - k_{b,j} \prod_i [A]^{v''_{j,i}} \quad (2.23)$$

Pour finir, les constantes de vitesses de réaction sont déterminées par l'équation d'Arrhenius les rendant dépendantes à la température (Siemens, 2020) :

$$k = AT^\beta \exp\left(-\frac{E_a}{R_u T}\right) \quad (2.24)$$

Avec β l'exposant de température, E_a l'énergie d'activation et A le facteur préexponentiel. Pour la combustion du méthane dans l'air, la cinétique chimique Gri-MECH 3.0 (Smith *et al.*, 2018) faisant intervenir 53 espèces et 325 réactions est choisie. Il s'agit d'une cinétique utilisée par de nombreuses autres études sur le sujet (Thiele *et al.*, 2000b,a).

2.1.2.6 Algorithme de résolution

Les équations intégrales de conservation de masse et de mouvement sont résolues de manière séquentielle à l'aide du solveur : Segregated Flow. Cela permet de résoudre les équations fondamentales non linéaires les unes après les autres pour les variables comme les composantes de vitesses ou la pression. Ce solveur utilise un algorithme couplant la pression et la vitesse et où l'équation de conservation de la masse est complétée par une équation de correction de pression (Siemens, 2020). Cette dernière est basée sur les équations de continuité et conservation de mouvement de façon à ce qu'un champ de vitesse soit prédit pour compléter les équations de continuité, ce qui est fait en corrigeant la pression. Il s'agit d'une méthode dite de prédiction correction (Siemens, 2020). Plus spécifiquement le sous-solveur PISO est utilisé dans cette étude, car il est plus adapté au petit pas de temps nécessaire à la modélisation d'une décharge

électrique. De plus il possède également une meilleure précision temporelle que ces concurrents (Versteeg & Malalasekera, 2007). Les différentes équations ainsi présentées jusqu'à maintenant seront résolues sur un domaine de calcul discrétiser représentant une bougie d'allumage et son milieu proche. La géométrie et cette discrétisation sont maintenant discutées.

2.2 Géométrie

La géométrie utilisée pour cette étude préliminaire se base sur une bougie d'allumage NGK possédant une électrode centrale à large diamètre que l'on retrouve notamment dans la simulation de Shichida *et al.* (2014). Les dimensions du domaine sont choisies afin de pouvoir observer pleinement le développement de l'onde de choc induit par la décharge électrique et plus particulièrement par le breakdown. La géométrie simplifiée en question est représentée à la figure 2.1. Cette géométrie est réduite à son quart pour réduire les temps et les coûts de calcul tout en conservant un développement en trois dimensions des variables thermodynamiques. La

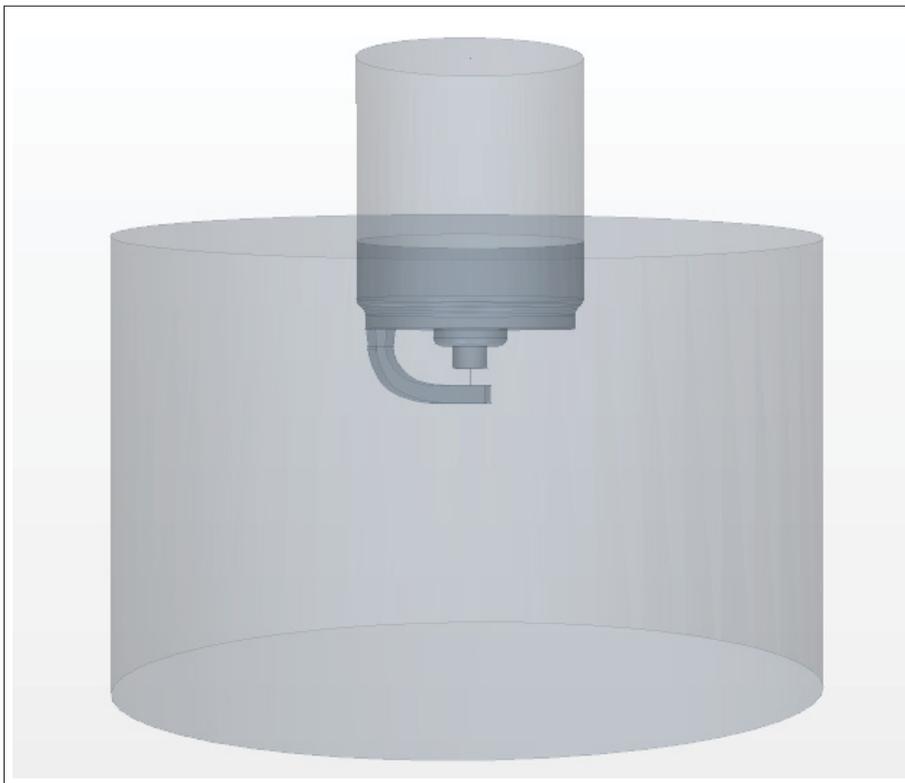


Figure 2.1 Modélisation simplifiée d'une bougie d'allumage

condition aux limites aux extrémités du domaine de modélisation est adiabatique tandis que les transferts de chaleur au niveau de la bougie seront explicités suivant les sections de ce mémoire. Pour reprendre les caractéristiques de la figure 1.4, la partie filetée de la bougie possède un diamètre de 13 mm, l'électrode centrale et l'électrode de masse ont un diamètre de 2 mm et l'espace entre les électrodes est de 1 mm. Le domaine de simulation est composé d'un cylindre de 25 mm de hauteur pour un rayon de 20 mm, le tout centré sur l'espace entre les électrodes, similairement à Colin *et al.* (2019); Crispim *et al.* (2018); Singh *et al.* (2019)

2.3 Choix du maillage

Le choix du maillage a pour objectif de trouver un compromis entre précision et rapidité. Une première étude dite de comparaison est menée dans l'objectif de tester différentes configurations de maillage avec un cas simple de suivi d'une onde de choc. En effet, l'étude du maillage se fait seulement sur une onde de choc, car sa dissipation est similaire à celle que présente un front de flamme. De plus, l'absence de chimie de combustion permet d'obtenir des temps de calcul très faibles en comparaison d'une décharge avec combustion. La configuration offrant un compromis est ensuite utilisée dans la cadre d'une validation avec une comparaison expérimentale d'une décharge électrique afin de fixer le maillage pour le reste de l'étude. Enfin, l'ensemble du domaine fluide est considéré comme compressible afin de permettre le développement de l'onde de choc. Cette considération a notamment comme conséquence de conserver le second terme de l'équation 2.5 comme non nul.

2.3.1 Condition aux limites et conditions initiales

Les limites extérieures du domaine représentant la bougie sont considérées comme adiabatiques donc sans transfert de chaleur. Les conditions de symétrie s'appliquent sur les plans de symétrie de la simulation et enfin les parois de la bougie sont adiabatiques. De plus, les parois solides (bougie) sont considérées sans glissement. Afin de simuler une décharge électrique, il est décidé de s'affranchir de la modélisation de l'étape de prébreakdown et de breakdown afin de simplifier l'étude. C'est le parti pris de nombreuses études afin de simplifier le modèle (Kravchik *et al.*,

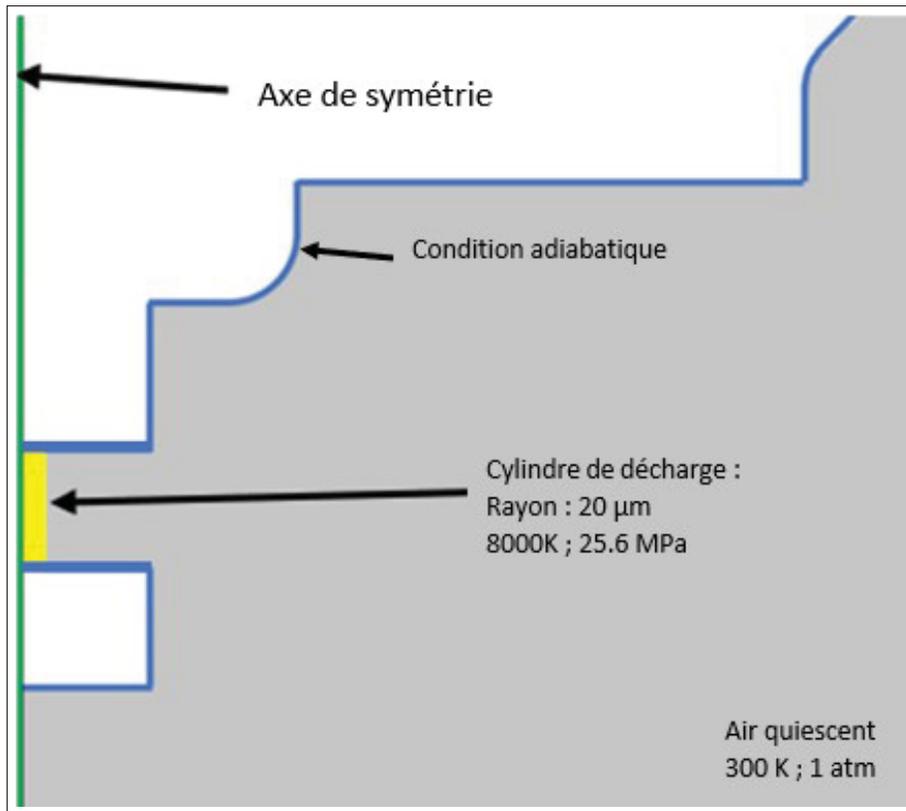


Figure 2.2 Géométrie, conditions aux limites et conditions initiales

1995; Thiele *et al.*, 2000b,a). Les conditions postbreakdown sont donc reprises avec un canal de décharge entre les électrodes de $40 \mu\text{m}$ de diamètre (Maly & Vogel, 1979) pour une température de 8000 K similairement à Ekici, Ezekoye, Hall & Matthews (2007). La valeur de la pression au sein du canal est alors directement calculée avec l'équation des gaz parfaits 2.8 ce qui donne une pression d'environ 25.6 MPa . Les conditions à l'extérieur de ce cylindre de décharge sont prises standards avec une température de 300 K et une pression de 1 atm . Le fluide est de l'air sans écoulement. L'ensemble des informations sur la géométrie, les conditions aux limites et les conditions initiales est résumé sur la vue en coupe du modèle de la figure 2.2 ci-dessus.

2.3.2 Définition des paramètres du maillage

Il existe dans la littérature deux approches afin de simuler les décharges électriques avec inflammation. Dans le premier cas, les simulations ont un maillage évolutif, c'est-à-dire des cellules dont la taille augmente en s'éloignant des électrodes (Colin *et al.*, 2019; Zhang *et al.*, 2016) alors qu'avec la seconde approche, les simulations possèdent un maillage régulier basé sur une taille unique (Collin-Bastiani *et al.*, 2019; Yuasa *et al.*, 2002; Han *et al.*, 2010; Lu *et al.*, 2021). L'idée étant de comprendre les premiers instants de l'inflammation et les écoulements générés dans le milieu, une configuration évolutive sera utilisée, car elle permet de prendre un domaine de simulation plus important tout en conservant un temps de calcul raisonnable. La revue de littérature met en lumière des maillages qu'il soit régulier ou évolutif possédant des cellules entre les électrodes (les plus petites mailles) de l'ordre de la dizaine de micromètres (Colin *et al.*, 2019; Collin-Bastiani *et al.*, 2019; Zhang *et al.*, 2016; Han *et al.*, 2010; Lu *et al.*, 2021). Les maillages évolutifs présentent quant à eux leurs cellules les plus éloignées de la décharge avec une taille d'un à plusieurs millimètres (Colin *et al.*, 2019; Zhang *et al.*, 2016).

En gardant en tête ces ordres de grandeur, une configuration initiale de maillage est émise avec trois paramètres nommés respectivement BSize, RSize et GRate qui sont illustrés sur la figure 2.3 où les parties blanches correspondent aux électrodes de la bougie. BSize (pour Base Size) correspond à la taille en millimètre imposée aux cellules au sein d'une sphère de rayon 7.5 mm centrée sur le centre des électrodes. Le paramètre RSize (pour Refinement Size) correspond à la taille en micromètre imposée aux cellules contenues au sein du canal de décharge (voir figure 2.2). Enfin, GRate (pour Growth Rate) correspond à un facteur de croissance entre les cellules des deux secteurs définis plus tôt, soit la sphère et le canal de décharge. La zone la plus éloignée de la décharge sera définie de manière fixe avec des mailles de 2 mm , valeur similaire à Colin *et al.* (2019) et Zhang *et al.* (2016). Les configurations sont donc facilement identifiables avec la nomenclature [BSize, RSize, GRate] avec comme maillage initiale : [0.5, 20, 1.2]. Plusieurs configurations sont testées et comparées afin de dégager un maillage qui sera ensuite évalué vis-à-vis de résultats expérimentaux afin de le valider. Pour comparer les maillages entre eux, une première approche est utilisée et consiste à simuler une onde de choc en trois dimensions

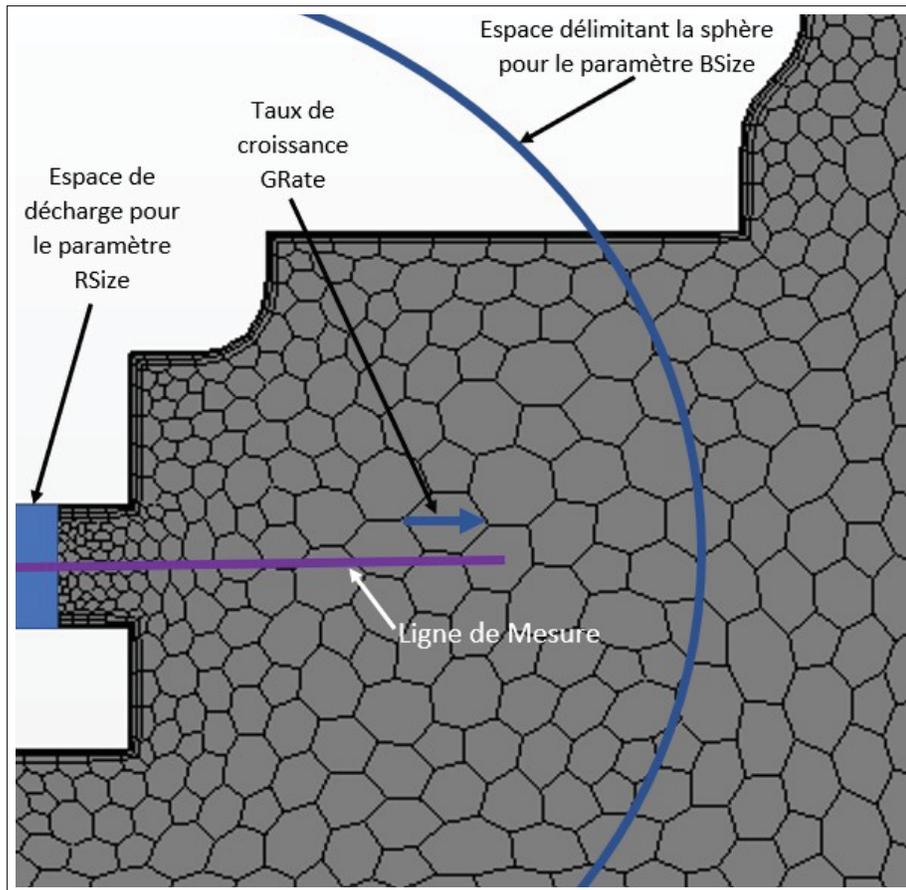


Figure 2.3 Illustration des paramètres de maillage et de la ligne de mesure radiale comportant 1 000 points de mesure sur 5 mm

comparable à celle émise lors d'une décharge électrique. Cette approche a l'avantage d'être rapide en temps de calcul et d'évaluer l'aspect diffusif du code sachant que la présence d'une flamme est similaire (front qui se déplace, mais à une vitesse subsonique). Les conditions de postbreakdown comme décrit en section 2.3.1 sont utilisées et des mesures de certaines valeurs thermodynamiques sont réalisées sur une ligne de 5 mm dans une direction radiale, centrée entre les électrodes et comportant 1000 points de mesure. Cette ligne est représentée en figure 2.3 avec en fond les cellules polyhedrales de la configuration initiale. La comparaison entre les maillages portera sur les valeurs de pression et de température, car elles permettent de suivre l'onde de choc. De plus, afin de quantifier l'impact du temps de calcul, une mesure du temps de simulation est effectuée, ce qui permettra de comparer sur un autre critère les maillages. Il a été conclu

préalablement qu'une seule ligne de mesure est suffisante, car les valeurs thermodynamiques sont symétriques axialement dans notre zone d'étude et sont peu influencées par leurs positions verticales sur le cylindre. Les valeurs ont été relevées toutes les 50 nanosecondes, ce qui permet de suivre précisément l'onde de choc. De plus, le pas d'intégration utilisé est $\Delta t = 10^{-8}$ s. Les différents maillages étudiés ainsi que leurs nombres de cellules sont présentés dans le tableau 2.1. Malgré que l'étude de maillage puisse sembler restreinte, une dizaine d'autres configurations de maillage ont été testées. Elles ne sont en revanche pas présentées afin de ne pas alourdir inutilement le mémoire.

Tableau 2.1 Configuration de maillage et nombre de cellules

Paramétrages [BSize, RSize, GRate]	Nombre de cellules	Nombre de cellules relatives (en %)
[0.50, 20, 1.20]	15 605	100
[0.25, 20, 1.20]	56 483	362
[0.75, 20, 1.20]	11 361	72.8
[0.50, 15, 1.20]	16 323	104.6
[0.50, 25, 1.20]	14 920	95.6
[0.50, 20, 1.15]	17 231	110.4
[0.50, 20, 1.25]	14 362	92.0

2.3.2.1 Propagation de l'onde de choc

Le premier résultat important est la propagation de l'onde de choc liée aux différentes simulations. Pour cela, la position de l'onde de choc est assimilée à la pression maximale enregistrée sur la ligne de mesure. Les courbes traçant l'évolution des rayons de l'onde de choc en fonction du temps sont regroupées à la figure 2.4. On observe sur cette dernière figure qu'il y a des variations visibles de la propagation de l'onde de choc selon les maillages avec notamment les maillages [50, 25, 1.20] et [50, 20, 1.25] qui semblent propager l'onde de choc à des vitesses inférieures aux autres maillages. Il est cependant difficile de tirer des conclusions sur ces courbes seulement. L'étude de l'impact des différents paramètres de maillages sur les courbes de température, de pression, ainsi que pour les caractéristiques de l'onde de choc est nécessaire.

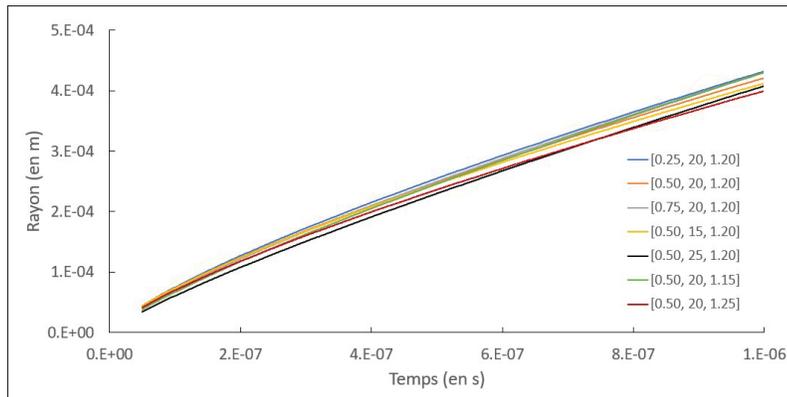


Figure 2.4 Propagation de l'onde de choc en fonction du temps pour les différents maillages testés

2.3.2.2 Impact de la taille des cellules de bases

Outre l'effet évident de la taille de bases des cellules sur le temps de calcul d'une simulation, ce paramètre impact les résultats physiques de la simulation comme on peut le voir sur la figure 2.5. Il s'agit de courbes interpolées de la répartition de la pression et de température le long de la ligne de mesure de la figure 2.3 relevé à $t = 5.10^{-8}$ s. Les courbes représentées sont tirées des simulations pour les paramètres RSize = 20 micromètres et GRate = 1.2. Les courbes de pressions de la figure 2.5 montrent une différence de comportement entre le set le plus fin ([0.25, 20, 1.2]) et la taille de base la plus importante alors qu'une valeur de 0.5 offre une prédiction de pression similaire au cas le plus fin. Toutefois, la taille de base choisie ne semble pas avoir un impact marqué sur la température prédite par le modèle. Aux vues de ces premiers résultats, une valeur de BSize égale à 0.50 micromètres semble convenir due au fait de sa plus grande concordance avec le maillage le plus fin en ce qui concerne les courbes de température et de pression à 50 ns. En effet la courbe de pression de cette configuration représente bien les tendances et valeurs de la courbe ayant le maillage le plus fin comme par exemple, la légère chute de pression après le plateau initial à environ 0.025 mm. La figure 2.6 présente la propagation au cours du temps de l'onde de choc pour chaque cas. Les courbes sont cette fois-ci semblables si ce n'est un comportement global légèrement différent pour le maillage le plus grossier malgré une position de l'onde de choc en fin de simulation plus proche de la valeur du maillage le plus fin.

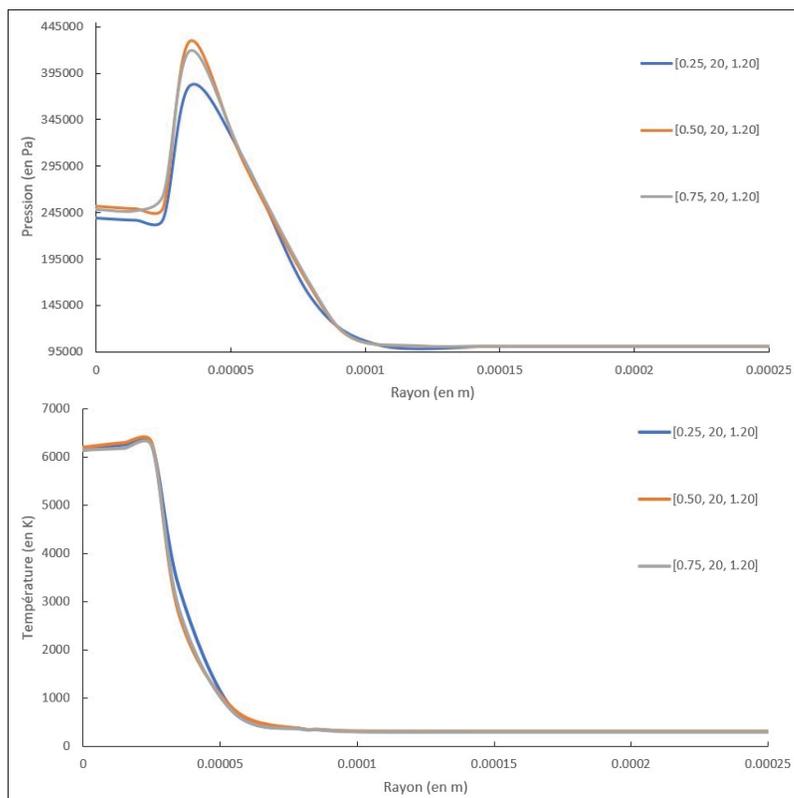


Figure 2.5 Courbe de pression (haut) et de température (bas) sur la ligne de mesure pour différents BSize

Cette première étude sur l'impact de la taille de base des cellules montre que l'impact sur les

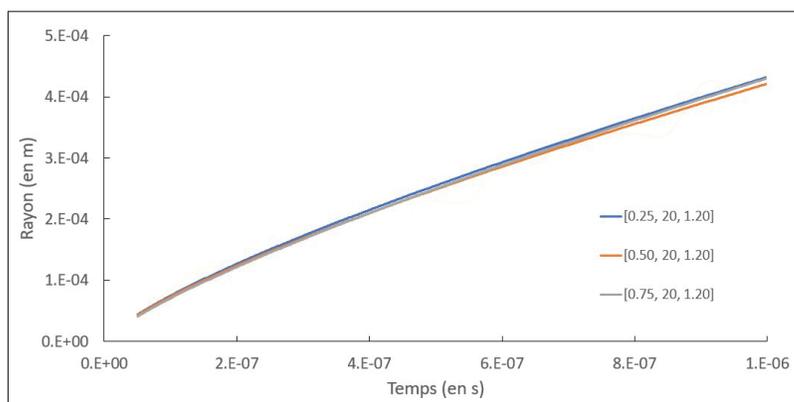


Figure 2.6 Propagation de l'onde de choc en fonction du temps pour différents BSize

maximums de température et de pression et bien réel notamment en comparaison du maillage le plus fin, mais ces différences se font de moins en moins importantes en s'éloignant du centre du cylindre de décharge. La valeur de BSize égale à 0.50 micromètre semble être un bon compromis.

2.3.2.3 Impact de la taille des cellules raffinées

L'impact de la taille des cellules raffinées représentant le cylindre de la décharge est maintenant étudié avec des valeurs de 15, 20, 25 micromètres. Cette valeur est importante, car elle impacte également le maillage global en raison de la croissance des cellules entre cette zone d'application et le reste du domaine. La figure 2.7 retrace la température en fonction du rayon de mesure pour les trois configurations de maillage étudiées à 0.1 et 1 microsecondes. Cette figure montre que la

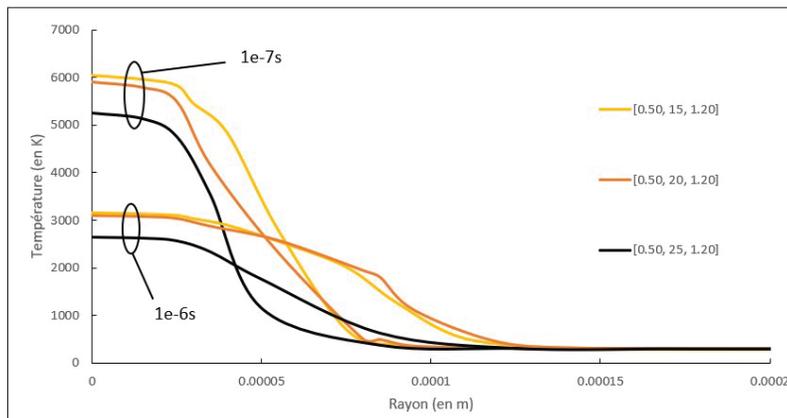


Figure 2.7 Courbe de température sur la ligne de mesure pour différents RSize à 0.1 μs et 1 μs

configuration avec RSize égale à 25 micromètres présente des températures bien inférieures aux autres configurations. De plus, cette différence ne se réduit pas au cours de la simulation. La configuration [0.50, 20, 1.20] montre en revanche des résultats similaires au maillage le plus fin. Ainsi malgré une faible différence sur la figure 2.7 entre ces deux sets de paramètres, leurs températures au cours de la simulation sont très similaires et c'est donc le paramétrage RSize = 20 μm qui est conservé pour cette étape de l'étude interne du maillage.

2.3.2.4 Impact du taux de croissance de la taille des mailles

Enfin la dernière étape de la comparaison interne consiste en l'étude de l'impact du taux de croissance des cellules entre le cylindre de la décharge (maillé finement) et la zone éloignée qui a un maillage constant de 2 mm . Les coefficients 1.15, 1.2 et 1.25 sont testés. La figure 2.8 présente la température en fonction du rayon de mesure pour les trois configurations de maillage étudiées à 200 et 500 nanosecondes. Il y est visible que le maillage intermédiaire correspondant à un

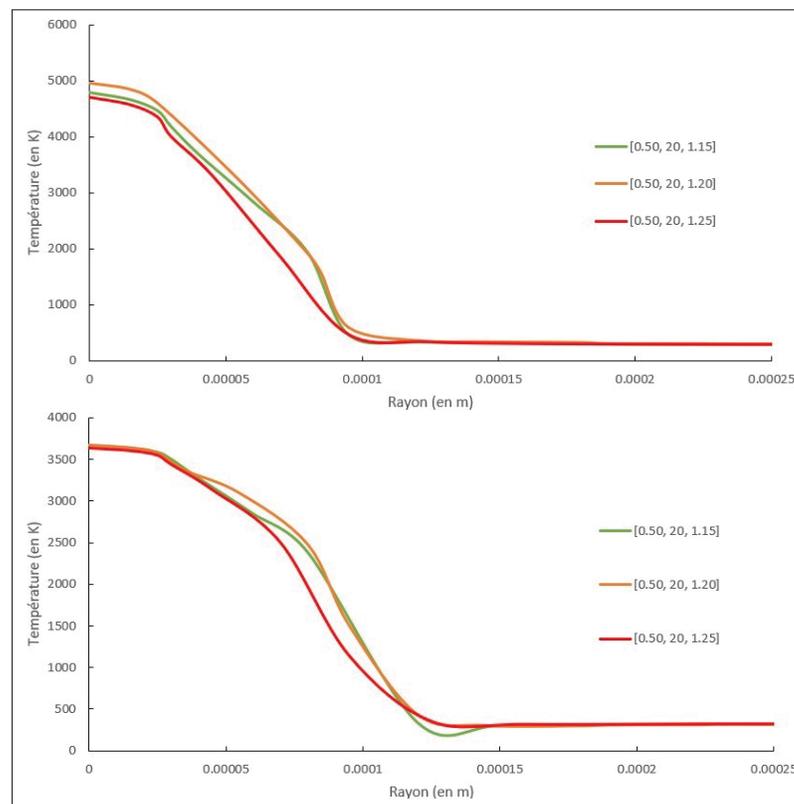


Figure 2.8 Courbe température sur la ligne de mesure pour différents GRate à a) 200 ns et b) 500 ns

taux de croissance de 1.2 fournit des températures sensiblement similaires à celles du maillage plus fin (GRate = 1.15] à des temps de simulation avancés soit à 500 nanosecondes. Ainsi, le maillage plus grossier présente des températures plus faibles et des gradients de température plus importants. L'impact de ce paramètre semble donc être plus global et semble influencer la

simulation entière et pas exclusivement les premiers instants. Le paramètre GRate est donc pris égal à 1.20 pour la suite de l'étude.

2.3.2.5 Temps de simulation

Le tableau 2.2 récapitule les différentes configurations de maillages, leurs temps de calcul en secondes ainsi que les temps de calcul relatifs en comparaison du maillage initial [0.50, 20, 1.20] situé en première ligne. En lien avec le tableau 2.1, il est logique de constater que les temps de simulation sont approximativement proportionnels aux nombres de cellules des différents maillages. Le maillage [0.25, 20, 1.20] bien que précis est trop dispendieux (plus de 60% d'augmentation) et n'est pas choisi. Au vu de l'ensemble des analyses individuelles des paramètres du maillage, de premières conclusions peuvent être énoncées.

Tableau 2.2 Configuration de maillage et temps de simulation

Paramétrages [BSize, RSize, GRate]	Temps de simulation (en s)	Temps relatif de simulation (en %)
[0.50, 20, 1.20]	126.04	100.0
[0.25, 20, 1.20]	207.50	164.6
[0.75, 20, 1.20]	122.51	97.2
[0.50, 15, 1.20]	138.41	109.8
[0.50, 25, 1.20]	123.86	98.3
[0.50, 20, 1.15]	137.21	108.9
[0.50, 20, 1.25]	109.85	87.2

2.3.2.6 Premières conclusions

Une première étude de maillage basée sur des comparaisons internes a été menée. Il en ressort que la taille des cellules de bases est le principal paramètre influençant le temps de calcul de la simulation. Une valeur de 50 micromètres pour ce paramètre semble acceptable aux vues des courbes de pression et de températures obtenues avec le maillage le plus fin. De plus, l'impact des paramètres RSize et GRate semble très fortement lié au temps de simulation montrant que le maillage [0.5, 20, 1.2] semble être un maillage adapté pour la modélisation

d'une décharge électrique. En effet, malgré certaines différences avec les maillages plus fins en tout début de simulation, cette configuration offre des résultats (valeurs et tendances) de pression et température similaires. Ce set de paramètre offre donc un bon compromis entre rapidité et précision de résultat. Une comparaison expérimentale reste cependant nécessaire pour pouvoir confirmer cette configuration de maillage.

2.3.3 Comparaison expérimentale - Onde de choc et front de flamme

Pour la validation du maillage retenu [0.5, 20, 1.2], une comparaison avec les données expérimentales obtenues par Maly & Vogel (1979) est effectuée. Les mesures réalisées se font sur l'avancée de l'onde de choc induite par le breakdown et l'avancée du front de flamme de la combustion du méthane en proportion stœchiométrique. Cette approche est utilisée dans la littérature par Kravchik *et al.* (1995) et Thiele *et al.* (2000b) pour valider le choix final du maillage et des équations utilisées. Le rayon du cylindre de décharge est de 120 micromètres. L'énergie introduite dans le cylindre lié au volume de la décharge électrique est de 2,8 mJ délivré de manière constante sur 0.1 millisecondes. La température et la pression initiales dans ce même cylindre sont respectivement de 35 000 K et 1.013 MPa (Kravchik *et al.*, 1995; Thiele *et al.*, 2000b). Les conditions standards sont prises sur le reste du domaine de simulation, soit une température de 300 K et une pression de 1 atm. La première variable mesurée est l'avancée de l'onde de choc considérée comme le pic de pression tout comme Kravchik *et al.* (1995). La deuxième variable est l'avancée du front de flamme définie comme étant la première apparition d'une température de 1 000 K comme le font de nombreuses études (Kravchik *et al.*, 1995; Badawy *et al.*, 2017). Ces variables sont mesurées sur la ligne de mesure de la figure 2.3. Les résultats de cette validation sont présentés sur la figure 2.9. Les mêmes tendances entre les courbes expérimentales et la simulation sont obtenues. Il en va de même pour les simulations de Kravchik *et al.* (1995) et Thiele *et al.* (2000b). En revanche les courbes semblent décalées vis-à-vis des résultats expérimentaux à l'exception de la propagation de l'onde de choc modélisée par Thiele *et al.* (2000b). Ainsi un écart absolu moyen de 0.12 mm entre la courbe expérimentale et la simulation présente est calculé pour le front de flamme. Ce même phénomène est observé pour

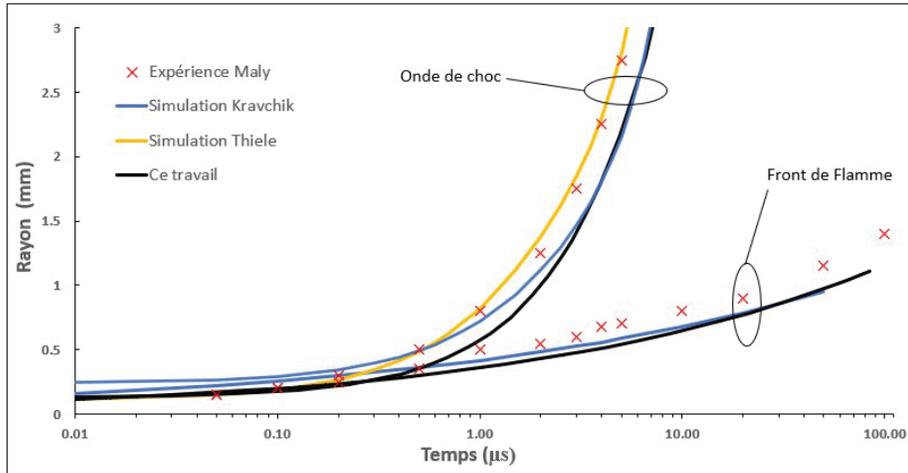


Figure 2.9 Comparaison onde de choc et front de flamme expérimentale (Maly & Vogel, 1979) et des simulations de Kravchik *et al.* (1995) et Thiele *et al.* (2000b)

la validation du modèle de Kravchik *et al.* (1995) et pousse à croire que des facteurs extérieurs à la simulation entrent en jeu. En effet, plusieurs remarques peuvent être faites concernant cette méthode de validation. Peu d'informations sont disponibles sur les méthodes précises de capture des résultats expérimentaux de Maly & Vogel (1979). Il est donc possible d'envisager plusieurs causes entraînant les différences observées durant les comparaisons de validation. Dans un premier temps, les mesures expérimentales permettant de relever l'onde de choc et le front de flamme peuvent être sujettes à des incertitudes. Ici, les maximums de pression et la température limite de 1 000 K sont respectivement pris comme critère pour l'onde de choc et le front de flamme. Ces critères peuvent être sensiblement différents des critères expérimentaux entraînant des décalages spatiaux des courbes, même si cela ne change pas l'allure des courbes relevées. Dans un second temps, l'aspect temporel est lui aussi très important, car il impacte directement la position des valeurs sur la figure. Ainsi trop peu d'informations concernant ce critère sont disponibles pour les résultats expérimentaux et il est envisageable que la mesure du temps expérimentale ait débuté avant ou après son équivalent de simulation. Un décalage temporel est donc également une possible explication des différences observées sur la figure 2.9. Par ailleurs, Kravchik *et al.* (1995) et Thiele *et al.* (2000b) ne font pas de commentaire particulier sur les différences entre leurs simulations et les expériences de Maly & Vogel (1979)

mais jugent leurs résultats satisfaisants comme validation de leurs modèles. Aux vues de ces dernières constatations et des précédents de la littérature, le maillage [0.50, 20, 1.20] soit 0.5 mm pour la zone des électrodes, 20 μm pour la zone de la décharge et un facteur de croissance de 1.2 peut donc être considéré comme valide et sera conservé pour le reste des simulations.

2.4 Synthèse du chapitre

Cette section a permis de poser les bases des modèles mathématiques permettant la réalisation de modélisation de décharge électrique et de combustion d'un mélange méthane-air. Le modèle numérique a dans un premier temps été décrit en détaillant les différentes équations fondamentales de la dynamique des fluides ainsi que les différents algorithmes fournis par le logiciel utilisé. La géométrie et les dimensions du domaine de calculs ont ensuite été présentées en y référant aux différentes conditions initiales et conditions aux limites qui y ont été appliquées. La discrétisation spatiale du domaine a fait l'objet d'une double étude. La première basée sur des comparaisons de courbes de températures et de pression entre différentes configurations de maillage. Ces premières simulations reposent sur l'émission d'une onde de choc à partir d'un volume à haute pression et température similaire à ce qui se produit lors du breakdown (rupture). Ces simulations ont été faites dans de l'air sans réaction chimique. Cela a permis de dégager un maillage spécifique qui a ensuite été testé dans une deuxième étude impliquant une comparaison expérimentale. Celle-ci, basée sur une expérience de Maly & Vogel (1979) implique un modèle de décharge représenté par un dépôt d'énergie uniforme d'une durée de 100 microsecondes. Les résultats de la comparaison permettent de valider la configuration du maillage, car les mêmes tendances y sont observées et se retrouvent à l'intérieur des résultats numériques de la littérature.

Ce chapitre a atteint le premier objectif énoncé à la fin de la revue de littérature. Cela permet désormais de s'intéresser à l'objet spécifique de cette étude qui est les phénomènes se déroulant lors de l'inflammation des gaz suite à une décharge électrique. La section suivante va permettre de proposer une nouvelle façon de faire le dépôt d'énergie associée à la décharge afin d'étudier l'influence des conditions aux limites sur la décharge électrique et l'inflammation qui s'en suit.

CHAPITRE 3

ÉTUDE DE L'IMPACT DES CONDITIONS DE TRANSFERT DE CHALEUR SUR L'INFLAMMATION D'UN MÉLANGE CH₄-AIR

Cette section présente une étude comparative menée entre quatre simulations de décharge électrique utilisant des conditions aux limites appliquées à la bougie différentes. En effet l'impact des conditions isotherme, adiabatique, CHT et une combinaison nommée mixte est étudié dans le cadre d'une combustion de méthane dans de l'air. La démarche et les objectifs liés à cette comparaison sont tout d'abord expliqués avant que les conditions de dépôt d'énergie et les conditions globales de la simulation ne soient décrites. Différents résultats relatifs aux transferts de chaleur, aux champs de température et aux champs de vitesse sont ensuite présentés. Enfin cette section se conclue par une synthèse de la comparaison entre les conditions de transfert de chaleur.

3.1 Motivation et objectif

Comme il a été vu dans la revue de littérature, de nombreux paramètres ont été étudiés dans le cadre de simulation numérique de décharge électrique. L'un d'entre eux est la condition aux limites définissant le transfert de chaleur aux électrodes de la bougie et à la bougie en général. Selon les études publiées récemment sur la simulation de décharge électrique, la condition adiabatique est très souvent utilisée, de même que la condition isotherme à 300 K. En effet, sur une vingtaine de publications relevées, la moitié utilise la première condition comme Bane (2015); Lu *et al.* (2021) par exemple et la seconde partie utilise la condition isotherme (Colin *et al.*, 2019; Kravchik *et al.*, 1995; Yuasa *et al.*, 2002). De plus, la condition CHT impliquant des transferts de chaleur à la bougie et dans la bougie est également utilisée (Zhang *et al.*, 2016). Cependant, le choix de la condition aux limites utilisées est très rarement justifié, ce qui explique en partie l'objectif de cette section. Les quelques articles étudiant les conditions aux limites permettent d'entrevoir un début de comparaison entre la condition adiabatique et la condition isotherme (Zhang *et al.*, 2016; Lu *et al.*, 2021). Les principales conclusions sont que l'utilisation de la condition adiabatique mène à des valeurs de MIE plus petite que pour la

condition isotherme. Cela est représenté par la figure 3.1 avec la température en fonction du temps pour les simulations de Lu *et al.* (2021). Cela montre que l'inflammation est possible

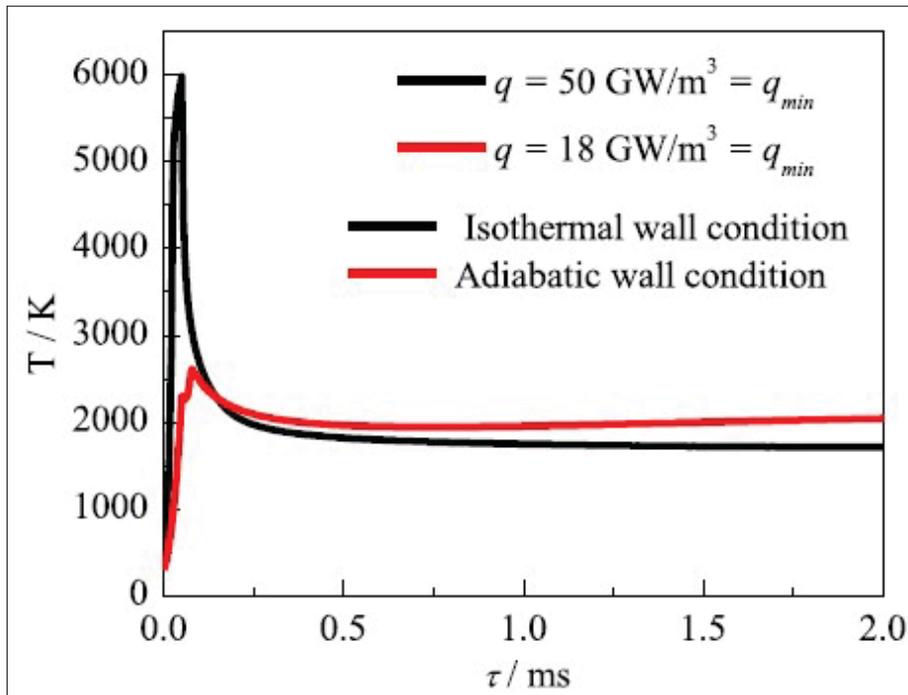


Figure 3.1 Température au cours du temps pour les conditions adiabatique et isotherme
Image tirée de Lu *et al.* (2021)

pour les deux cas de figure, mais avec une densité d'énergie moins importante pour le cas sans transfert de chaleur ce qui implique une MIE moins importante. Dans la même étude, il est également montré qu'augmenter la température des parois avec l'utilisation de la condition isotherme entraîne une diminution du MIE. D'un autre côté, Zhang *et al.* (2016) ont comparé les trois conditions aux limites dans leur simulation et ont conclu que la condition adiabatique mène à une croissance verticale du cœur de flamme trop importante et que cela altère la forme du front de flamme. Ils ont également reporté que le modèle CHT demande plus de temps de calcul et que les premiers instants de l'inflammation n'étaient pas aussi bien reproduit qu'avec l'utilisation de la condition isotherme. Ces deux dernières études (Lu *et al.*, 2021; Zhang *et al.*, 2016) effectuent une comparaison rapide de l'impact des conditions aux limites sans pousser par exemple l'analyse sur son impact sur l'écoulement engendré par ces conditions. Il s'agit du

deuxième aspect illustrant l'objectif de cette section qui permettra d'effectuer une comparaison des conditions aux limites que ce soit en termes de transfert de chaleur, de température, mais aussi de vitesses d'écoulement, de flux et de vorticité.

3.2 Conditions et hypothèses de la simulation

Cette section permet de rappeler les différentes hypothèses émises pour la réalisation de la modélisation des décharges électriques et de définir les conditions aux limites et initiales qui sont utilisées pour faire la comparaison. Les simulations suivantes ne modélisent pas la physique du plasma, et se font en régime laminaire avec un fluide compressible.

3.2.1 Condition de transfert de chaleur aux limites

Quatre conditions aux limites différentes sont utilisées dans cette étude :

1. La condition isotherme sur toute la bougie. La température de cette dernière est fixée à 300 K .
2. La condition adiabatique sur toute la bougie. Cette condition n'autorise aucun transfert de chaleur du fluide vers les parois de la bougie.
3. La condition CHT impliquant un transfert de chaleur du fluide vers la paroi, mais aussi à travers la paroi. La température initiale de la paroi est fixée à 300 K et la bougie est constituée de Nickel avec pour principale propriété la conduction thermique $\lambda = 90.52\text{ W}/(m.K)$.
4. La dernière condition aux limites étudiée est un mélange de conditions isothermes à 300 K et de conditions adiabatiques. Pour cette raison, elle sera appelée condition mixte. La condition adiabatique étant par définition trop contraignante, un mélange des deux conditions est proposé. La répartition des conditions est décrite sur la figure 3.2 avec la condition isotherme sur l'ensemble de la bougie à l'exception des parois des électrodes soumises au cylindre de dépôt d'énergie.

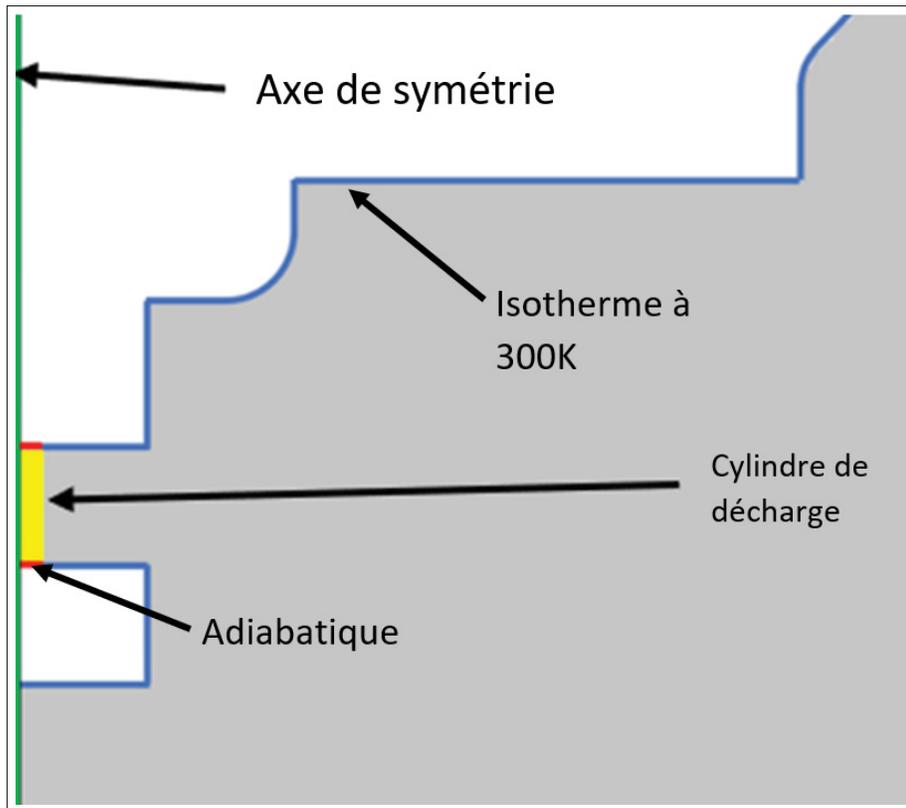


Figure 3.2 Répartition des conditions aux limites pour la condition dite Mixte

3.2.2 Condition de postbreakdown et conditions initiales

Pour modéliser une décharge électrique, plusieurs études (Kravchik *et al.*, 1995; Thiele *et al.*, 2000b) s'inspirent des travaux de Maly & Vogel (1979) en utilisant des conditions de postbreakdown similaires pour initier leurs simulations. De plus, le dépôt d'énergie est habituellement considéré à l'intérieur d'un cylindre conducteur constant entre les électrodes comme décrit par Maly & Vogel (1979). Les conditions postbreakdown utilisées pour ce mémoire sont donc similaires et sont reprises de la comparaison interne du maillage qui a été présenté en figure 2.2. Les éléments essentiels sont une température et une pression de respectivement $8\,000\text{ K}$ et 25.6 MPa dans le cylindre de décharge, et un rayon pour ce même cylindre de $20\ \mu\text{m}$. Il ne s'agit cependant pas des conditions initiales utilisées pour cette étude, car leurs utilisations combinées à un dépôt d'énergie peuvent provoquer des problèmes de convergence avec le pas de temps

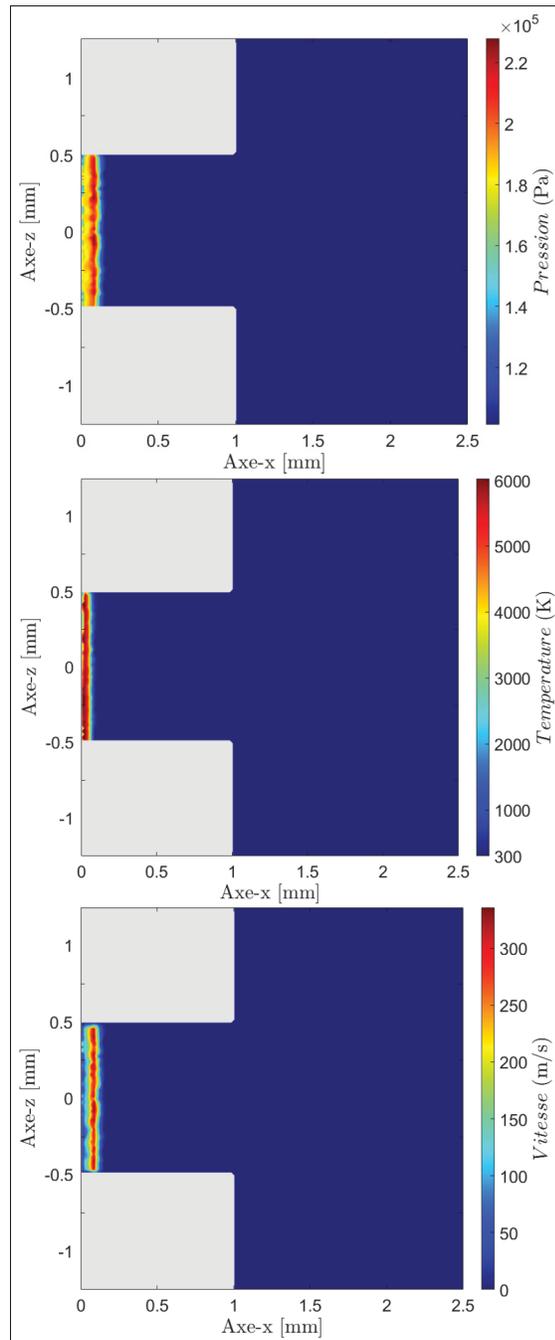


Figure 3.3 Conditions initiales de simulations (de haut en bas pression, températures et vitesse)

choisi. Il a donc été décidé de simuler le début de la décharge de manière séparé afin de faire sortir l'onde de choc du cylindre de dépôt d'énergie pour éviter les problèmes de convergence.

Les conditions de postbreakdown décrites précédemment sont donc utilisées dans un premier temps pendant une dizaine de nanosecondes afin de débiter les modélisations peu de temps après le début de la décharge. Les champs de pression, de température et de vitesse sont alors relevés afin de servir de conditions initiales pour les modélisations de l'étude. Un aperçu de ces champs de variables est regroupé sur la figure 3.3. De plus, le rayon initial du cylindre de dépôt d'énergie est désormais fixé à $35 \mu m$, car correspondant à la limite radiale où la température est égale à $6\,000\ K$ ce qui définit ainsi le rayon pour la phase d'arc de la décharge.

Les conditions standards pour le domaine extérieur au cylindre avec un mélange quiescent sont appliquées et le fluide est un mélange homogène d'air et de méthane avec une richesse en carburant de 0.7

3.2.3 Énergie de décharge et cylindre de décharge à rayon variable

La décharge électrique qui est simulée pour cette étude est une décharge de $10\ mJ$ déposée de manière constante durant une milliseconde. La modélisation des décharges électriques se fait généralement par le biais de cylindres de décharge à rayon constant durant l'ensemble de la décharge. Quelques études ont testé des rayons variables basés notamment sur la conductivité du milieu comme notamment Sher & Refael (1982). L'approche utilisée dans ce mémoire se base sur les mesures expérimentales de la température liée aux différentes phases de la décharge. En effet, il a été vu dans la revue de littérature que la phase d'arc était associée à une température d'approximativement $6\,000\ K$ et que la phase de glow à une température d'environ $3\,000\ K$. Il est donc proposé de faire croître le cylindre de dépôt d'énergie selon cette considération. Ainsi à chaque pas de temps la température sur la ligne de mesure de la figure 2.3 est relevée. Le rayon dont la mesure de température est égale à une température donnée T est alors conservé. Le modèle remaille alors le cylindre de dépôt d'énergie pour avoir un rayon égal au rayon identifié par la manipulation évoquée précédemment. La température, T , considérée est déterminée par

les équations 3.1.

$$\left\{ \begin{array}{ll} T = 6000K & \text{si } t < 1e - 6s \\ T = (9000 - (3e - 9 * t))K & \text{si } t > 1e - 6s \text{ et } t < 2e - 6s \\ T = 3000K & \text{si } t > 2e - 6s \end{array} \right\} \quad (3.1)$$

Ces équations permettent de comprendre que la décharge s'effectue avec une phase d'arc d'une durée de $1 \mu s$ et que la phase de glow dure $1 ms$. De plus, la transition de la température de référence entre les deux phases s'effectue de manière linéaire en $1 \mu s$ afin de ne pas avoir de rupture de rayon pour le cylindre de dépôt d'énergie. Une restriction importante à noter est que le rayon du cylindre de dépôt d'énergie est borné par une valeur maximale de $0.95 mm$. Cette valeur permet de restreindre le développement de la décharge à l'espace entre les électrodes et permet également de conserver un maillage valide. Enfin, les simulations s'effectuent sur $3 ms$ afin d'observer les conséquences directes des différentes configurations, et ce, après la fin de la décharge. Les résultats qui sont étudiés dans le cas de cette comparaison de conditions aux limites sont les transferts de chaleur aux parois, l'évolution du cylindre de dépôt d'énergie, les champs de température et la forme de la flamme et enfin, l'écoulement qui en découlent.

3.3 Comparaison des transferts de chaleur

3.3.1 Transfert de chaleur

Les premiers résultats analysés sont les différences de transfert de chaleur entre les différents cas simulés. Évidemment la configuration adiabatique ne présente aucun transfert de chaleur de par sa définition. Les trois autres configurations présentent en revanche des informations pertinentes. La figure 3.4 regroupe le taux de transfert de chaleur aux parois des différentes conditions aux limites en fonction du temps. La première chose qui se remarque est que les cas isotherme et CHT sont presque entièrement confondus. En effet, très peu de différences sont présentes entre les configurations si ce n'est un pic légèrement plus important pour le cas isotherme et une croissance initiale un peu plus importante pour le cas CHT. La deuxième information marquante

est que les courbes sont nettement séparées en deux entre la durée de la décharge et le reste des simulations. Le taux de transfert de chaleur augmente rapidement initialement avant de se stabiliser plus ou moins rapidement durant la décharge. Cela s'explique par l'ajout d'énergie durant la décharge directement dans le cylindre de dépôt qui est lui-même en contact avec les parois des électrodes. Après la fin de la décharge, le taux de transfert de chaleur chute très rapidement pour l'ensemble des cas avec une stabilisation progressive aux alentours de 0.05 W pour le cas isotherme et CHT, et environ 0.15 W pour le cas mixte. Ce dernier cas possède une croissance initiale du taux de transfert moins important que les autres configurations et de plus en fin de décharge le pic n'est que de 1.8 W contre plus de 2.3 W pour les autres cas. En revanche, sa chute du taux de transfert est plus douce et reste, comme il a été dit, plus élevée que les autres cas en fin de simulation. La figure 3.4 montre également les mesures des simulations de Zhang *et al.* (2016) concernant les cas CHT et isotherme. Une comparaison est difficile en raison des différents paramétrages entre les simulations (Zhang *et al.* (2016) utilise notamment une pression initiale des gaz de 2.76 bar), mais deux remarques peuvent tout de même être faites. D'une part, l'ordre de grandeur est le même pour les taux de transfert de chaleur cumulée et deuxièmement une vraie différence s'observe entre les cas CHT et isotherme de cette étude contrairement à ce travail ce qui porte à croire que le paramétrage du cas CHT est différent, mais très peu d'informations sont disponibles à ce sujet. La figure (3.5) représente le transfert de

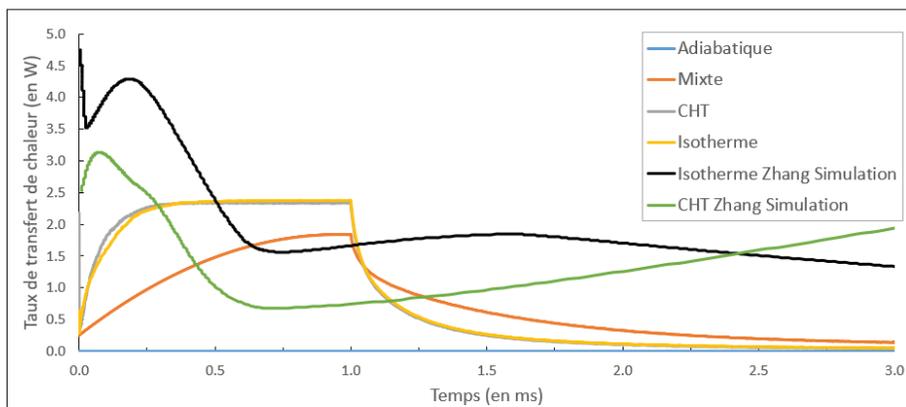


Figure 3.4 Taux de transfert de chaleur instantané en fonction du temps

chaleur cumulé aux parois sur toute la simulation. Il s'agit donc de l'intégration sur le temps des

courbes de la figure précédente. Les configurations CHT et isotherme sont donc logiquement presque identiques. Leurs valeurs de transfert de chaleur cumulé à la fin de la décharge (1 ms) sont légèrement supérieures à 2.5 mJ soit un quart des 10 mJ de l'énergie introduite en tant que décharge. Dans le cas de la condition mixte, cette valeur n'excède que légèrement 2.0 mJ ce qui représente un cinquième de l'énergie introduite. Ces proportions sont sensiblement retrouvées chez Zhang *et al.* (2016) avec 1.25 mJ de perdu à la fin de la décharge sur 6.1 mJ de décharge pour le cas CHT (environ 20%) et 2 mJ de perdue à la fin de la décharge sur 6.1 mJ pour le cas isotherme (environ 30%). De nouveau, l'ordre de grandeur avec les résultats de transfert cumulé des simulations de Zhang *et al.* (2016) est donc respecté. Il est alors légitime de se demander comment les conditions aux limites impactent le protocole d'extension du cylindre de dépôt d'énergie, ce qui pourrait expliquer les différentes observations. Le modèle CHT

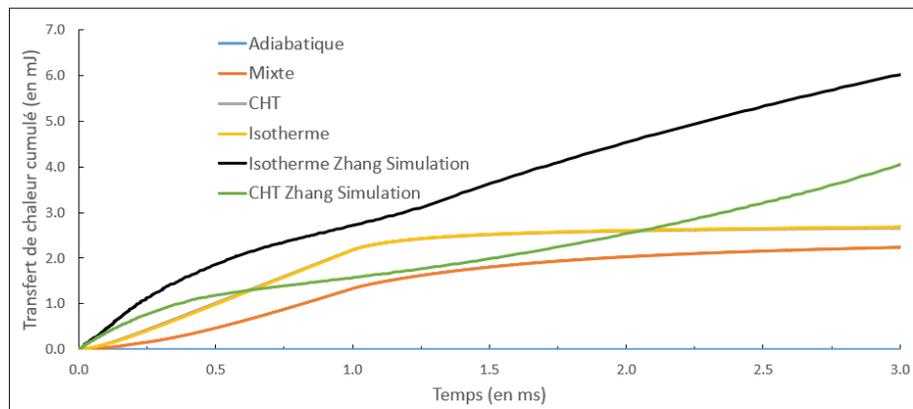


Figure 3.5 Transfert de chaleur cumulé en fonction du temps

nécessite un peu plus de développement en raison de sa plus grande complexité. En effet, le transfert de chaleur entre le fluide et le solide constitué entre autres des électrodes provoque une augmentation de la surface de celles-ci. La chaleur se diffuse par conduction dans la bougie en fonction des propriétés thermiques la constituant. Le cas CHT de cette simulation ne présente pas de réelle augmentation de la température des électrodes (augmentation de 6 K maximum au bout de 1 ms pour une puissance de 10 W). À l'inverse le cas CHT étudié par Zhang *et al.* (2016) provoque une augmentation de la température des électrodes jusqu'à des valeurs aux alentours de 1 000 K pour une puissance de 11 W environ. Kim *et al.* (2021) teste également le

transfert de chaleur conjugué et obtient une température maximale à la surface des électrodes de 500 K pour une puissance de 14 W . Kim *et al.* (2021) obtient donc des températures inférieures à Zhang *et al.* (2016) pour des puissances et énergies de décharges similaires. Ces deux auteurs relèvent des problèmes avec leur modèle de transfert de chaleur sans plus d'explication tout en utilisant le même logiciel (différent de ce mémoire). Le modèle de transfert de chaleur CHT semble donc difficile à mettre en place.

3.3.2 Évolution temporelle du cylindre de dépôt

Les différences de transfert de chaleur ont désormais été vues et il est intéressant d'observer également l'impact des conditions aux limites sur le modèle de cylindre de dépôt d'énergie à rayon variable qui a été proposé à la section précédente. Les évolutions de ces rayons sont regroupées en figure 3.6. Deux groupes de conditions y sont explicitement séparés avec d'un côté les modèles adiabatique et mixte et de l'autre les modèles isotherme et CHT. Cela s'explique par la section adiabatique au niveau des électrodes de la condition mixte. En effet, il s'agit de cette section de la bougie présentant les plus forts gradients de température. Le modèle CHT présentant tout comme le modèle isotherme une surface d'électrodes à une température initiale de 300 K , il n'est pas surprenant d'observer les mêmes tendances pour l'évolution du rayon du cylindre de dépôt d'énergie pour ces deux configurations. Il est important de noter que la figure 3.6 n'est graduée que jusqu'à $450\ \mu\text{s}$ car il n'y a aucune évolution des rayons après cette durée. Des différences sont présentes entre ces deux groupes de conditions. Tout d'abord les modèles CHT et isotherme n'atteignent pas la borne maximale de rayon, mais se stabilisent en un plateau. En effet, les deux cas s'arrêtent à respectivement 0.67 mm et 0.7 mm . À l'inverse, les modèles adiabatique et mixte atteignent le rayon maximal de 0.95 mm très rapidement à respectivement $200\ \mu\text{s}$ et $264\ \mu\text{s}$. Le modèle adiabatique est logiquement celui proposant une croissance du rayon la plus rapide, car il n'implique aucun transfert de chaleur. Le cas mixte est cependant très proche même si la courbe d'évolution du rayon dans cette configuration semble s'écarter de plus en plus de celle adiabatique au cours de la simulation. Par logique, le modèle CHT propose également une croissance plus rapide en début de simulation que le cas isotherme.

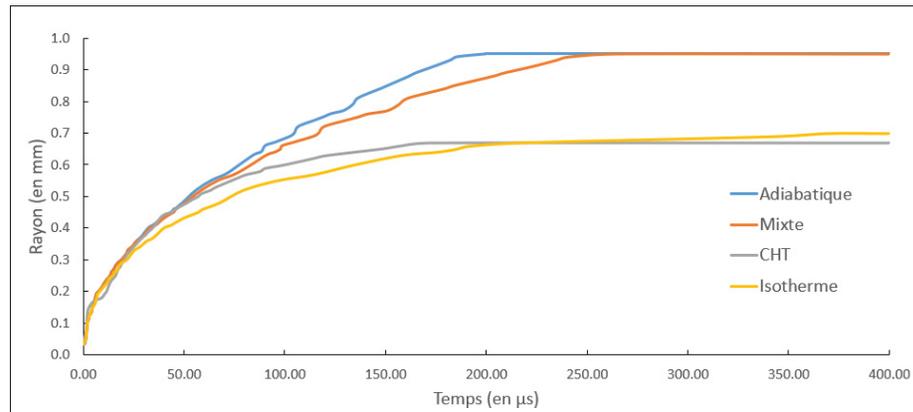


Figure 3.6 Rayon du cylindre de dépôt d'énergie en fonction du temps pour les 4 conditions de transfert de chaleur

Par contre, la croissance du rayon de dépôt du cas CHT s'arrête plus tôt que le cas isotherme. Ces considérations sont importantes pour la suite des résultats, car ils pourront expliquer des écarts notables d'évolution du front de flamme entre les cas.

3.3.3 Champs de température

Les champs de température autour des électrodes et aux abords de l'espace de décharge sont des marqueurs importants de la combustion. Leurs formes diffèrent selon les conditions aux limites appliquées comme il a déjà été montré avec une forme plus circulaire pour le cas adiabatique (Zhang *et al.*, 2016) et plus étiré pour le cas isotherme (Nakaya *et al.*, 2011; Thiele *et al.*, 2000b). Ces mêmes observations sont donc recherchées dans ces simulations. De plus, les températures maximales ainsi que la croissance du noyau de flamme sont primordiales dans la comparaison des conditions aux limites. La figure 3.7 regroupe les champs de températures pour les conditions (de gauche à droite) CHT, isotherme, mixte et adiabatique, pour les temps de simulation (de haut en bas) 0.002 ms, 0.010 ms, 0.040 ms et 0.100 ms. La première ligne permet d'observer des distributions très similaires entre les 4 configurations à l'exception du cas CHT présentant un front de flamme semble-t-il, légèrement plus avancé que les autres, de plus ce front semble perturbé et non lisse comme attendu. Les cas CHT et isotherme présentent aussi une différence en ce qui concerne la distribution de température au plus proche des électrodes. En effet, leurs

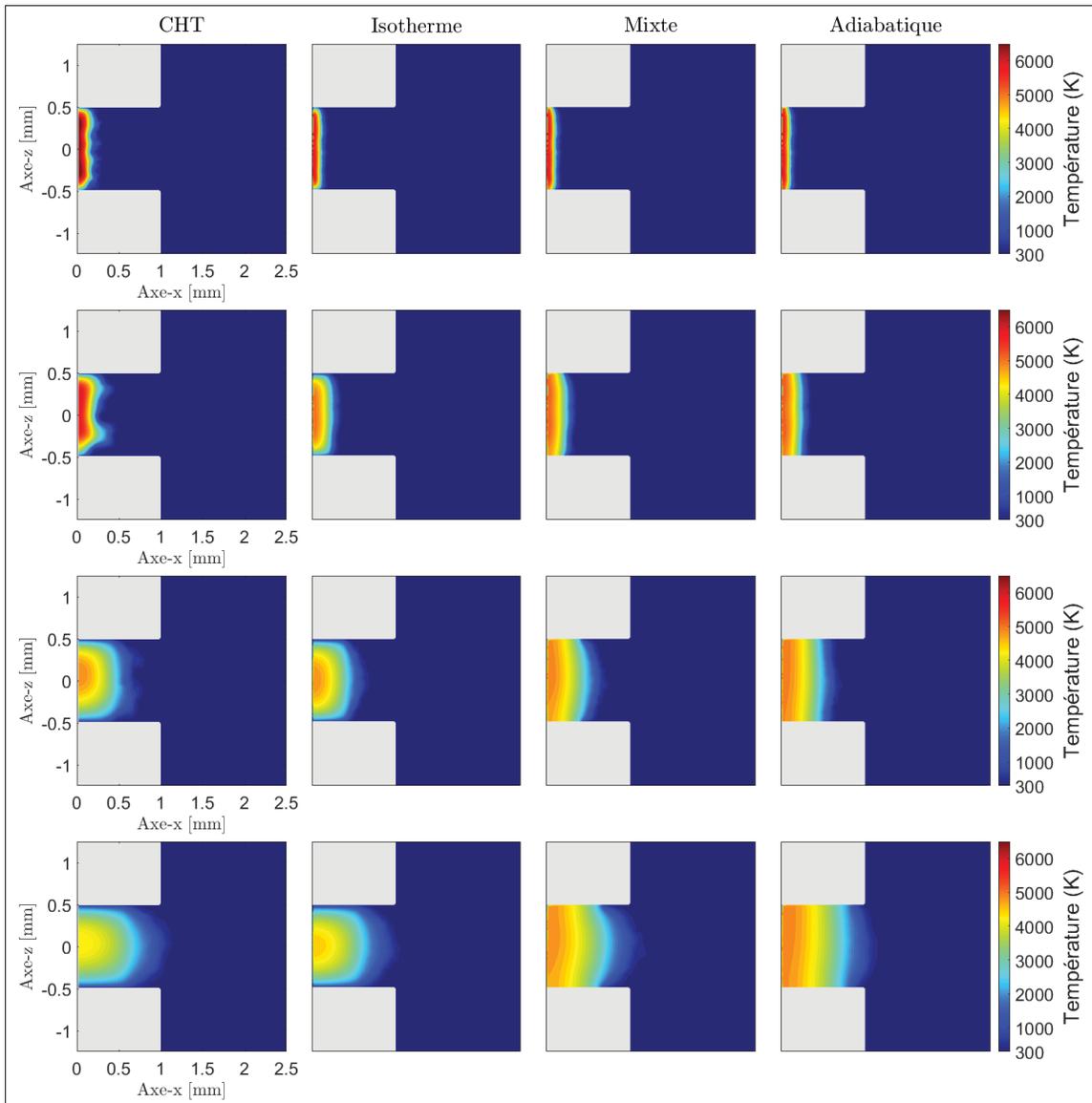


Figure 3.7 Champs de température autour des électrodes avec de haut en bas les temps de simulations $t = 0.002 \text{ ms}$, 0.01 ms , 0.04 ms et 0.1 ms

définitions imposant une température de 300 K à la paroi résultent en la création d'un gradient de température. La seconde ligne de cette figure montre peu d'évolution quant aux observations précédentes et les cas isotherme, mixte et adiabatique permettent d'obtenir des fronts similaires avec des valeurs maximales proches de 5000 K à 0.01 ms . Le cas CHT possède une température maximale supérieure aux autres cas. La troisième ligne affiche un cas CHT ressemblant au cas isotherme avec un front de flamme qui s'est lissé et une distribution de température beaucoup

plus proche des autres cas. Le cas isotherme présente cependant une croissance de la flamme légèrement moins importante que le cas CHT. De plus la configuration mixte commence à afficher un front de flamme en arc de cercle contrairement à celui du cas adiabatique qui est plus linéaire. La dernière ligne de la figure 3.7 montre les simulations à 0.1 ms . De nettes différences apparaissent entre les cas CHT et isotherme et les cas mixte et adiabatique. Il a été vu que cela correspond à la divergence de l'évolution du rayon du cylindre de dépôt d'énergie, cette divergence étant elle-même causée par les différences de transfert de chaleur comme vu en figure 3.4. Ainsi les températures maximales des deux cas proposant le plus de transfert thermique se réduisent à $4\,000\text{ K}$ contre $4\,500\text{ K}$ pour les deux autres configurations. En outre le cas mixte semble proposer un front de flamme de plus en plus plissé. Les figures 3.8 et 3.9 proposent la suite des simulations au temps de simulation 0.2 ms , 0.6 ms , 1.0 ms et 1.1 ms , 1.2 ms , 1.8 ms , 2.4 ms et 3.0 ms . À partir de la durée de 0.2 ms les cas isotherme et CHT seront considérés ensemble, car ils présentent peu de variations entre eux. Différentes observations sont à relever de ces résultats. Tout d'abord aux temps 0.6 ms et 1.0 ms les températures maximales des cas mixte et adiabatique sont remontées à plus de $6\,000\text{ K}$ avec une température légèrement plus importante pour le cas adiabatique. Cela est dû à la valeur du rayon du cylindre de décharge qui ne peut être supérieur à 0.95 mm . Le cylindre de décharge ne pouvant plus s'étendre, l'énergie déposée entraîne une hausse de la température. De plus aux mêmes durées, le front de flamme du cas mixte s'est complètement plissé aux extrémités des électrodes. Les formes distinctives des cas adiabatique et isotherme sont donc retrouvées. En revanche, la propagation de la flamme dans les cas avec le plus de transfert de chaleur semble stoppée. En effet, aucun changement entre les durées 0.2 ms et 1.0 ms ne sont visibles ce qui indique une stagnation de la flamme. La richesse du mélange à 0.7 n'est pas à remettre en question ici, car des mélanges de cette richesse sont parfaitement inflammables autant expérimentalement (Jung *et al.*, 2017; Tsuboi, Miyokawa, Matsuda, Yokomori & Iida, 2019) que numériquement (Plackmann *et al.*, 1998; Scarcelli, Matthias & Wallner, 2013; Aspden, Day & Bell, 2016).

La dernière ligne de la figure 3.8 et les composantes de la figure 3.9 permettent d'observer la distribution de température de chaque cas étudié. Il est à noter que les échelles de température

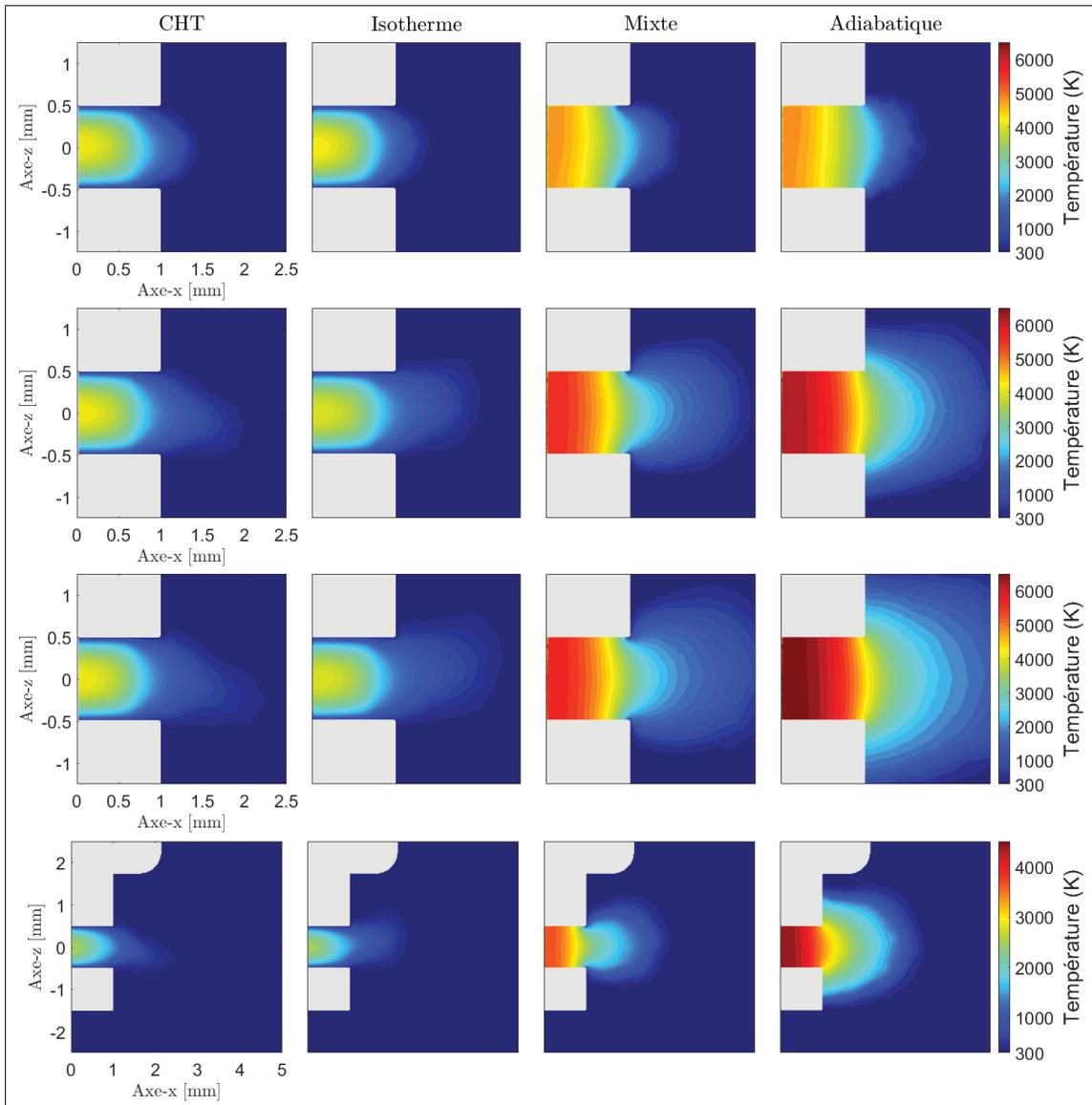


Figure 3.8 Champs de température autour des électrodes avec de haut en bas les temps de simulations $t = 0.2 \text{ ms}$, 0.6 ms , 1.0 ms et 1.1 ms

sont elles aussi différentes pour ces résultats afin de mieux observer les variations. La ligne à 1.1 ms est intéressante, car il s'agit des premiers résultats après la fin de la décharge. La chute de température y est immédiate pour toutes les configurations, mais les cas CHT et isothermes sont les plus touchés, car la différence de température avec les autres cas s'accroît dès lors pour se finir par une extinction de flamme très probable au vu des températures inférieures à 1000 K au bout de 3.0 ms . Les cas mixte et adiabatique permettent une croissance du front

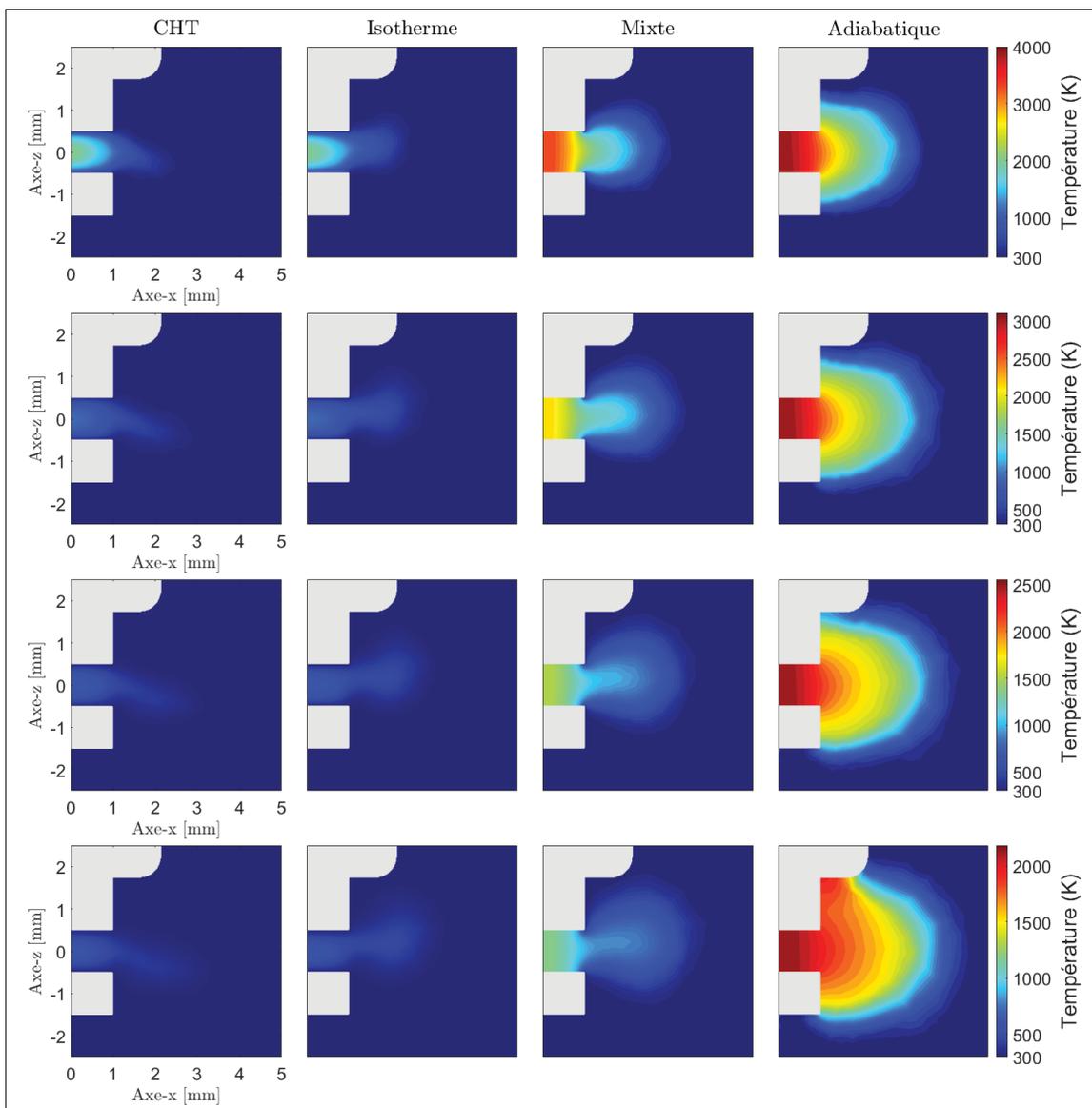


Figure 3.9 Champs de température autour des électrodes avec de haut en bas les temps de simulations $t = 1.2 \text{ ms}$, 1.8 ms , 2.4 ms et 3.0 ms

de flamme même après la fin de la décharge bien que la configuration mixte semble s'éteindre progressivement après 1.8 ms . La comparaison entre le cas mixte et adiabatique est alors la plus pertinente. La ligne à 1.8 ms notamment permet de bien comprendre les différences entre les configurations. L'absence de transfert de chaleur aux électrodes mène à une flamme plus rapide et à des températures plus élevées (pic à 2850 K pour adiabatique et 1850 K pour mixte). Le

cas mixte résulte en une croissance du cœur de la flamme plus lente et un amincissement de la flamme aux sorties des électrodes. Les premiers résultats de champs de températures mettent en avant les différences de structure de flamme entre les différents cas. Ces formes de flamme spécifiques sont retrouvées dans la littérature. Le front de flamme en forme de demi-sphère du cas adiabatique est notamment observé par Lu *et al.* (2021) qui constate également le décrochage de la flamme à l'extrémité des électrodes pour le cas isotherme comme la figure 3.10 le montre pour des électrodes de 0.3 mm de rayon. Cette forme spécifique du cas isotherme est également obtenue par Nakaya *et al.* (2011) et est également observée expérimentalement (Singh *et al.*, 2018). La croissance du front de flamme plus importante du cas adiabatique est pareillement notée (Zhang *et al.*, 2016; Lu *et al.*, 2021). Le cas CHT étudié par Zhang *et al.* (2016) montre un comportement hybride entre les cas isotherme et adiabatique en ce qui concerne le front de flamme et le champ de température, fait qui n'est pas observé dans ce travail. Du point de vue de la comparaison expérimentale, les cas isotherme et mixte semblent les plus compatibles en ce qui concerne la forme de la flamme. La croissance plus importante de la flamme dans le cas mixte semble correspondre au compromis du cas CHT étudié par Zhang *et al.* (2016), choix qu'il juge le mieux reproduire ses observations expérimentales.

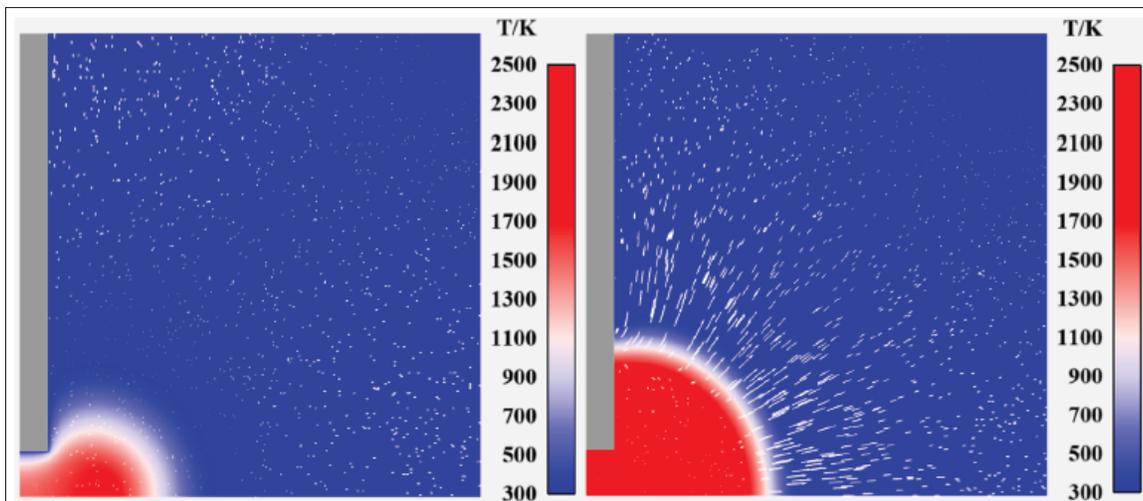


Figure 3.10 Comparaison du champ de température et du champ de vitesse pour le cas isotherme (à gauche) et adiabatique (à droite) à 1.5 ms
Image tirée de Lu *et al.* (2021)

Pour conclure sur les champs de température, il a été remarqué que l'impact des conditions aux limites est léger en début de simulation, mais s'accroît durant la décharge et encore plus après la fin de cette dernière offrant des résultats très différents selon la configuration. Toutefois, seule une analyse de plusieurs variables permettra de mieux établir l'approche à favoriser. Ainsi l'analyse se porte maintenant sur l'écoulement résultant de la décharge électrique. La prochaine section est donc consacrée aux champs de vitesse, aux lignes de courant et à la vorticité.

3.3.4 Champs de vitesse, ligne de champs et vorticité

L'écoulement engendré par les décharges peuvent aider à la compréhension de la croissance de la flamme. À la fin du breakdown, une onde de choc est émise, ce qui entraîne les gaz en dehors des électrodes. Toutefois, la présence ou l'absence de transfert de chaleur influence cet entrainement du mélange comme la figure 3.11 qui présente les champs de température et les lignes de champs (en haut) et l'amplitude de vorticité (en bas) à 0.8 ms soit peu avant la fin de la décharge. Sur les

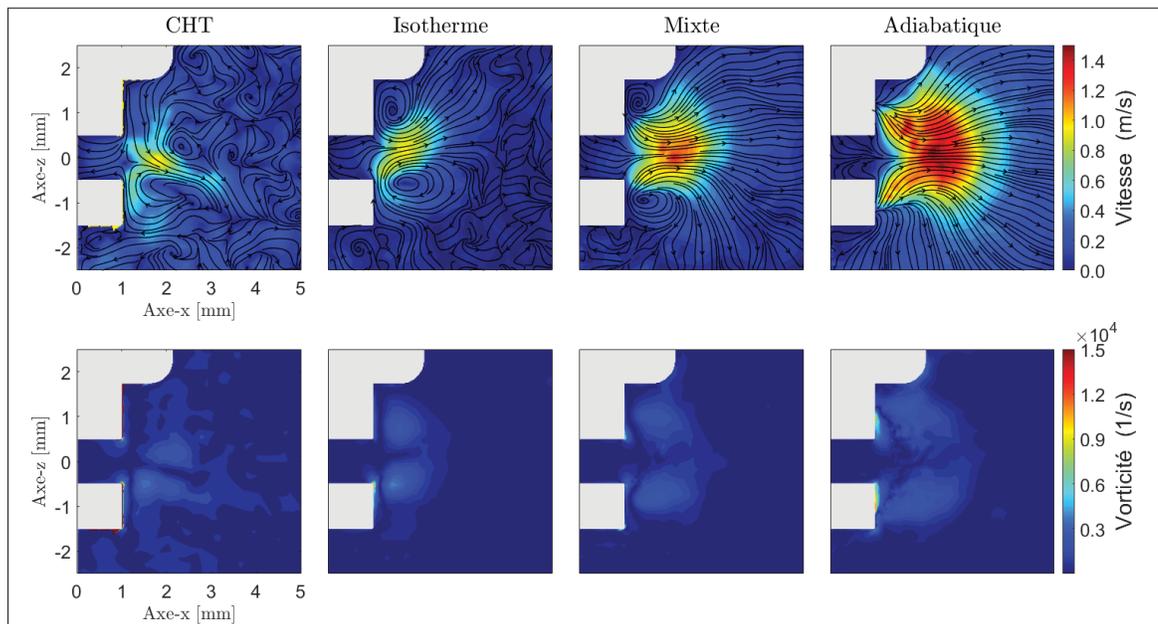


Figure 3.11 Champs de vitesse, ligne de champs (en haut) et magnitude de vorticité (en bas) à $t = 0.8 \text{ ms}$

quatre conditions testées (de gauche à droite CHT, isotherme, mixte et adiabatique), on observe

que l'écoulement sort de l'espace entre les électrodes à l'exception du cas CHT où il semblerait qu'un reflux à l'intérieur de cet espace soit présent. Les trois autres configurations présentent un écoulement structuré avec des vitesses allant jusqu'à 1.4 m/s pour le cas adiabatique, 1.2 m/s pour le cas mixte et seulement 0.9 m/s pour les deux autres cas. Les configurations mixte et isotherme sont notamment très intéressantes avec la présence de tourbillon de vorticité en sortie des électrodes. Ces tourbillons sont évidemment assortis d'intensité de vorticité plus importante comme l'atteste la seconde ligne de la figure 3.11. Ces vortex ont également été observés expérimentalement par Singh *et al.* (2018). Il est difficile d'effectuer des comparaisons au sujet des positions des vortex, car Singh *et al.* (2018) utilise des électrodes pin-pin ce qui modifie la création de ces vortex. Ils sont en revanche totalement absents des observations sur le cas adiabatique, alors qu'une absence de structure apparaît pour le cas CHT. Les mêmes analyses

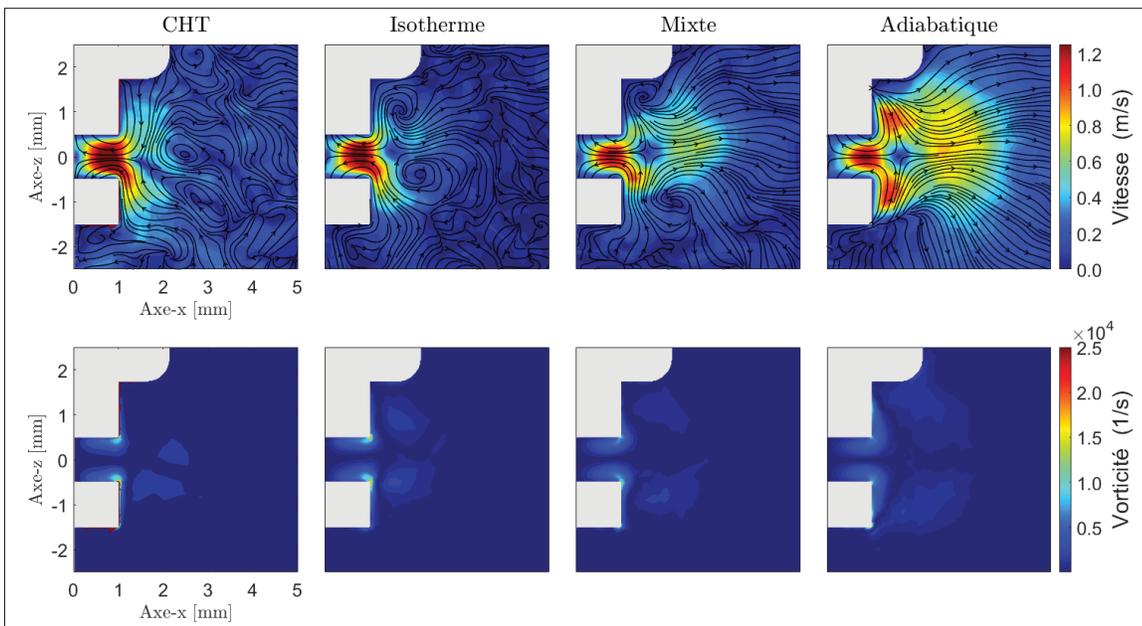


Figure 3.12 Champs de vitesse, ligne de champs (en haut) et magnitude de vorticité (en bas) à $t = 1.1 \text{ ms}$

0.1 ms après la fin de la décharge sont regroupées en figures 3.12 et les comportements sont plus similaires entre les simulations. En effet, les écoulements convergent vers l'espace entre les électrodes, ce qui est associé à des vitesses d'écoulement très similaires entre les cas, aux environs de 1.2 m/s . Les vortex sont toujours présents pour les cas isothermes et mixte mais

ils se sont éloignés des électrodes. Le cas isotherme présente notamment le vortex inférieur à une position légèrement plus haute, ce qui n'est pas le cas pour le cas mixte. Singh, Rajendran, Vlachos & Bane (2020a) observent expérimentalement que les vortex s'éloignent des électrodes et peuvent se rapprocher puis se percuter, mais il est à noter que Singh *et al.* (2020a) utilise des électrodes pin-pin (en pointe) ce qui peut influencer le développement des vortex. Ces vortex impactent le développement de la flamme en amincissant la zone de réaction, ce qui explique les formes de flamme observées précédemment en figure 3.8 et 3.9. De plus les quatre simulations présentent des pics de vorticité sur les extrémités des électrodes, ce qui confirme l'importance du reflux d'écoulement. Ce reflux est observé expérimentalement (Singh *et al.*, 2019, 2020a) et est considéré comme un des facteurs principaux de refroidissement de la flamme (Singh *et al.*, 2019). Les résultats de la figure 3.13 relevés cette fois-ci à 1.2 ms permettent de

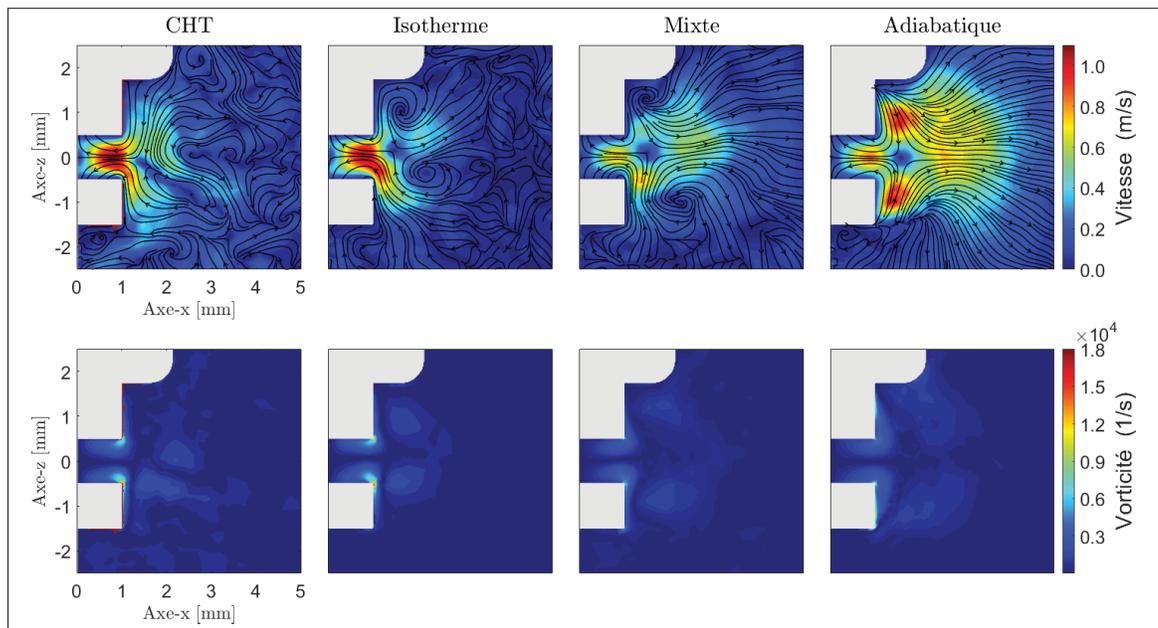


Figure 3.13 Champs de vitesse, ligne de champs (en haut) et magnitude de vorticité (en bas) à $t = 1.2\text{ ms}$

comprendre l'impact des conditions de transfert de chaleur. En effet, la recirculation des gaz dans l'espace entre les électrodes s'atténue pour les configurations mixte et adiabatique ce qui facilite la propagation de la flamme, mais ce n'est pas le cas pour les deux autres configurations. Le dégagement d'énergie n'est donc pas suffisant pour les deux cas présentant le plus de transfert

de chaleur, à combattre cette recirculation et la flamme s'éteint progressivement comme vu en section précédente. Ces vortex entraînant cette recirculation sont donc probablement la cause du refroidissement excessif du cœur de flamme dans les cas isotherme et CHT. Les zones de fortes vorticités sont toujours présentes dans les configurations à vortex. La figure (3.14) est relevée à

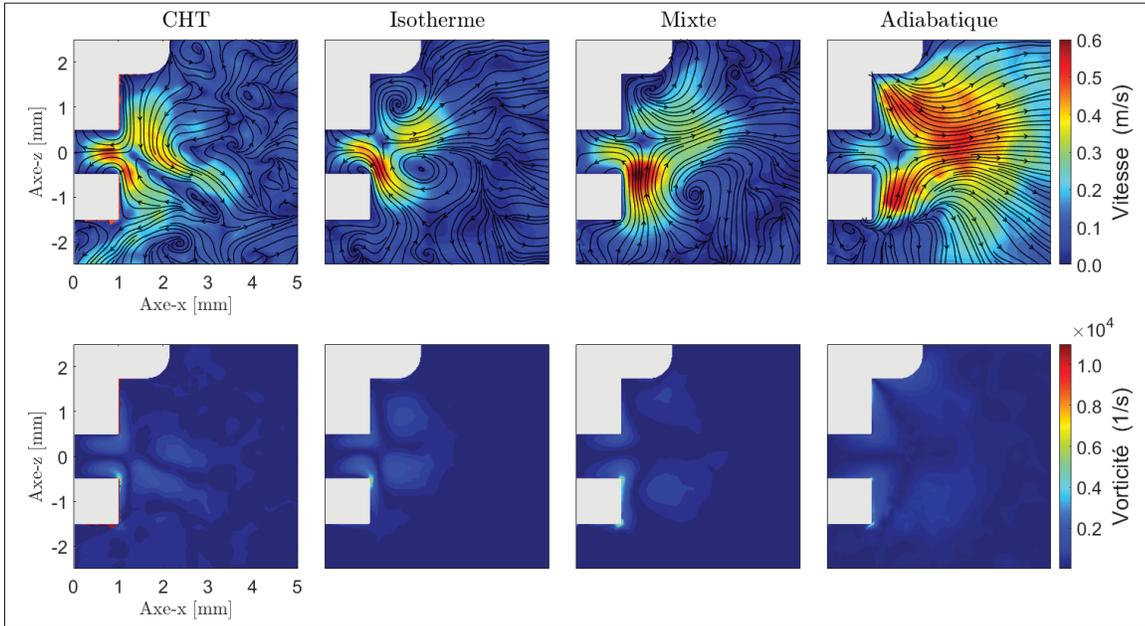


Figure 3.14 Champs de vitesse, ligne de champs (en haut) et magnitude de vorticité (en bas) à $t = 1.8 \text{ ms}$

1.8 ms ce qui permet d'apercevoir les résultats après la fin de la décharge pour être libéré de son influence. Les vortex des cas isotherme et mixte se sont encore éloignés de la bougie, suivie par des extrémums de vorticité. Un fort écoulement de respectivement 0.38 m/s et 0.30 m/s est présent entre leurs vortex, soulignant l'aspect structural que possède ces tourbillons sur la forme de la flamme. Le cas adiabatique présente lui aussi un fort écoulement vers l'extérieur du domaine avec des vitesses atteignant 0.50 m/s . La recirculation est encore très présente pour le cas CHT et isotherme ce qui coïncide avec les observations précédentes.

Singh *et al.* (2018) définit 3 phases d'écoulement différentes pendant une décharge électrique. La première correspond à la formation des vortex proche des extrémités des électrodes. La seconde est définie par la présence d'un écoulement le long des électrodes pour ce qui est appelé des jets

axiaux. Enfin la dernière phase correspond à une collision des jets axiaux et la diminution de l'intensité des vortex. La décharge avec la configuration de transfert de chaleur mixte passe par les étapes de décharge précédemment énoncées. Ainsi, la figure 3.15 montre les magnitudes de vorticité et les écoulements pour le cas mixte à différents instants de la décharge. On y retrouve à gauche correspondant à $t = 0.06 \text{ ms}$ la première phase de la décharge décrite par Singh *et al.* (2018) avec la création des vortex aux extrémités des électrodes. Puis l'image centrale permet d'observer les jets axiaux à $t = 0.2 \text{ ms}$ et enfin la dernière image de la figure 3.15 correspond à la dernière phase avec une diminution de la vorticité par rapport à la phase précédente et à une collision des jets axiaux. Les instants d'observation de ces phases sont de plus similaires à ceux obtenus expérimentalement par Singh *et al.* (2018). Au regard des observations réalisées durant

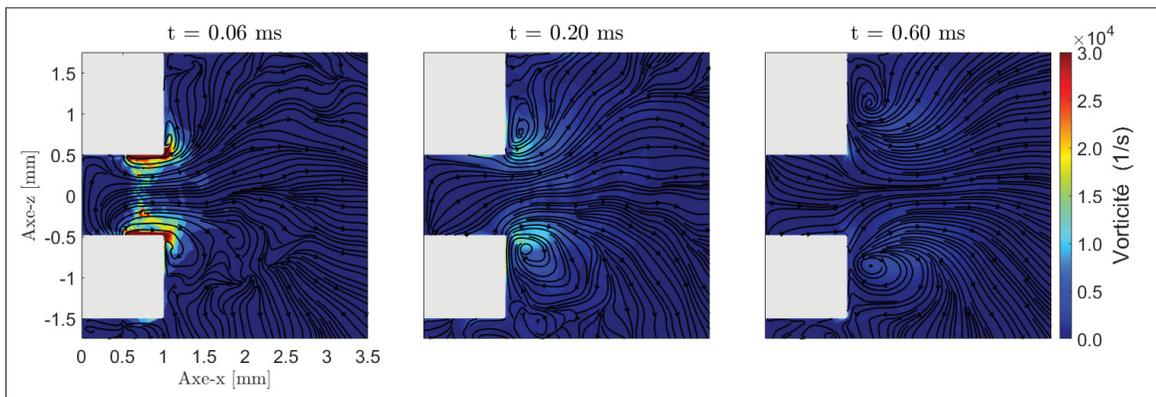


Figure 3.15 Magnitude de vorticité et ligne de champs pour le cas mixte au instant $t = 0.06 \text{ ms}$, 0.2 ms et 0.6 ms (de gauche à droite)

cette section et la description des phases d'écoulement de la décharge émise par Singh *et al.* (2018) la configuration mixte et isotherme de transfert de chaleur semble la plus à même de reproduire les écoulements structurels d'une décharge électrique.

Les champs de vitesses ainsi que les lignes de champs permettent donc en lien avec les magnitudes de vorticité de comprendre le développement des flammes observées dans la section précédente. Les vortex observés notamment dans les cas isotherme et mixte sont très importants quant à l'amincissement de la flamme observé.

3.4 Impact du modèle de décharge à rayon variable

Le modèle de décharge à rayon variable piloté par la température se voit être confronté à un modèle plus classique de décharge à rayon constant. L'objectif est d'évaluer les différences entre les modèles, et les implications du choix du modèle à rayon variable. Pour cela, une décharge de 30 mJ sur 1 ms est testée sur trois configurations. L'augmentation de l'énergie de la décharge est liée au fait qu'éventuellement l'intérêt portera sur l'inflammation en moteur. Or, dans ce cas, l'énergie de la décharge peut être comprise entre 30 et 100 mJ . De plus, l'impact de la stratégie du choix du rayon sera davantage visible à ces niveaux d'énergie plus élevés. La première configuration utilise un cylindre de décharge constant de $150 \mu\text{m}$ de rayon, la seconde a un rayon constant de $300 \mu\text{m}$ et enfin la dernière configuration correspond au modèle à rayon variable. Les configurations sont alors appelées respectivement les cas 1, 2 et 3. Les deux tailles de rayons constants sont des ordres de grandeurs standards utilisés dans la littérature (Collin-Bastiani *et al.*, 2019; Lu *et al.*, 2021). Le domaine de modélisation, les conditions initiales et les paramètres de la bougie et des électrodes sont inchangés. De plus, la condition mixte est utilisée en raison des conclusions précédentes sur le transfert de chaleur appliqué à la bougie. La comparaison s'effectue sur la température du plasma durant la décharge, le transfert de chaleur aux électrodes et les champs de température.

3.4.1 Maximum de température et transfert de chaleur

Les différents modèles impliqués dans cette partie utilisent des rayons de cylindre de décharge différents. De ce fait, les volumes dans lesquels est déposée l'énergie sont donc différents, ce qui implique des densités d'énergie très différentes, car la décharge est modélisée par un dépôt constant de 30 mJ sur 1 ms . L'impact de ces différences sur les températures atteintes par le plasma est donc marqué et est observable à la figure 3.16. Les relevés correspondent aux maximums de température relevés au sein du cylindre de dépôt d'énergie. Ils ne représentent donc pas les températures atteintes globalement au sein du domaine de modélisation, mais restent de bons indicateurs du comportement du plasma. La figure 3.16 met en évidence le comportement similaire entre les cas à rayons constants malgré des températures sensiblement

différentes durant la décharge (environ 17 000 K maximum pour le rayon de 150 μm et environ 14 000 K maximum pour le rayon de 300 μm). Le cas à rayon variable présente un comportement légèrement différent avec une légère chute de 8 000 K à 7 000 K en début de simulation avant une augmentation de la température maximum qui se stabilise aux alentours de 10 000 K à partir de 0.2 ms. Après la fin de la décharge, les températures maximales chutent fortement pour atteindre 650 K pour les deux cas à rayon constant et plus progressivement jusqu'à 1 450 K pour le cas à rayon variable. La configuration à rayon variable montre donc un comportement moins brutal

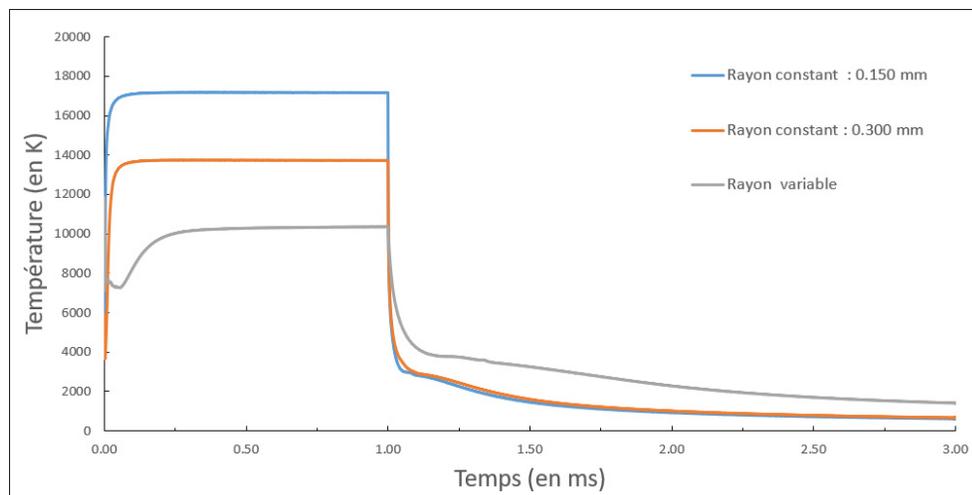


Figure 3.16 Maximal de température au sein du cylindre de décharge durant la décharge pour les simulations à rayon constant et variable

que les autres configurations avec notamment des températures maximales moins importantes et plus susceptibles d'être obtenues au sein d'une décharge (Maly & Vogel, 1979; Ekici *et al.*, 2007). De plus, les températures plus importantes après la fin de la décharge semblent être gage d'une meilleure inflammation du mélange, fait qu'il sera vérifié ultérieurement. La différence de surface de contact entre les électrodes et le cylindre de dépôt d'énergie selon les configurations en plus des différences de températures maximales atteintes posent la question des transferts de chaleur aux électrodes. Ces taux de transferts de chaleur instantanés aux électrodes sont regroupés sur la figure 3.17 et les transferts cumulés sont sur la figure 3.18. Ces figures mettent en évidence que les températures élevées associées aux décharges à rayon constant engendrent des pertes de chaleur aux électrodes plus importantes que le cas à rayon variable malgré des surfaces

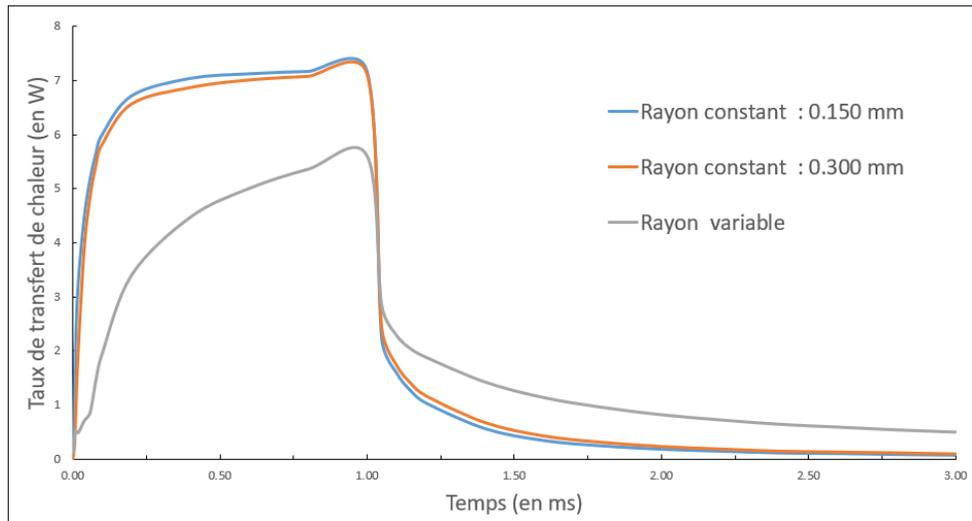


Figure 3.17 Transfert de chaleur instantané à la bougie durant la décharge pour les simulations à rayon constant et variable

de contact bien moins importantes. En effet, le rayon dans le cas du cylindre à rayon variable atteint sa limite de 0.95 mm au bout de seulement 0.3 ms . Ainsi les taux de transfert de chaleur des cas 1 et 2 sont bien plus importants que le cas 3, mais sensiblement similaires entre eux avec un taux légèrement plus important pour le cas possédant le rayon le plus petit. Dans ce cas de rayon constant, la différence de température entre les cas est presque entièrement compensée par la surface de contact plus importante du cas 2 (rayon du cylindre de dépôt deux fois plus grand). La figure 3.18 est la plus importante, car elle met en évidence que sur l'ensemble de la décharge, la configuration à rayon variable engendre moins de perte aux électrodes avec un total de 6 mJ soit environ un cinquième de l'énergie de décharge. De plus, cette configuration possède un taux de transfert de chaleur qui reste plus important après la fin de la décharge, comportement similaire à ce qu'observe Zhang *et al.* (2016) dans ses simulations CHT et isotherme. Il est alors intéressant d'observer les champs de températures pour constater les conséquences de ces différences de comportement concernant les transferts de chaleurs aux électrodes des différentes configurations.

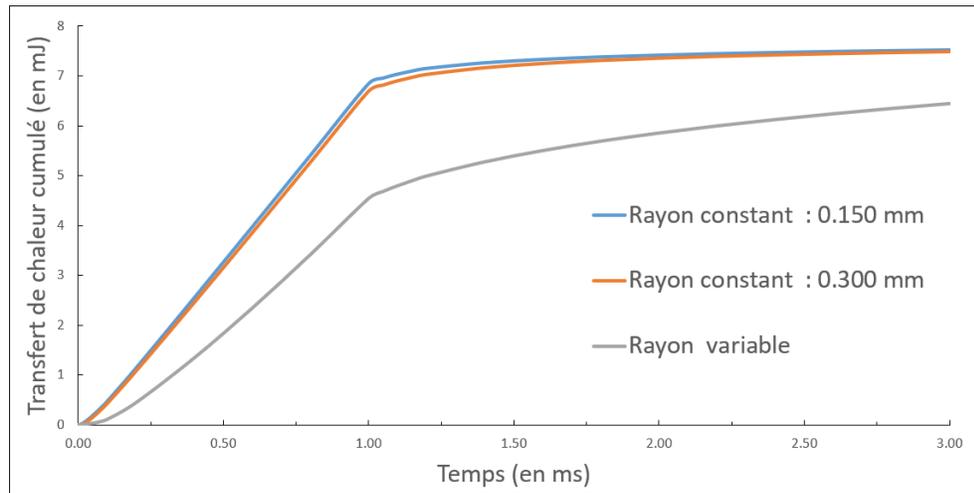


Figure 3.18 Transfert de chaleur cumulé à la bougie durant la décharge pour les simulations à rayon constant et variable

3.4.2 Champs de température

Les figures 3.19 et 3.20 montrent les champs de température pour les trois simulations étudiées à respectivement 0.8 ms et 1.2 ms soit avant et après la fin de la décharge électrique. La différence dans le développement des flammes est importante sur les deux figures. Les cas à rayons constants présentent une croissance de flamme similaire. En effet sur la figure 3.19 de fortes températures supérieures à $10\,000\text{ K}$ sont présentes au sein du cylindre de dépôt d'énergie et la flamme se développe en dehors des électrodes, mais avec de forts gradients de température. Ainsi la flamme croît de manière radiale pour les deux premiers cas, mais le développement vertical de celle-ci est peu présent. À l'inverse la configuration à rayon variable présente des températures globalement moins hautes que les autres cas dans le cylindre de dépôt, ce qui confirme les faits observés à la figure 3.16. Ainsi cette configuration permet d'obtenir une croissance de la flamme à l'extérieur des électrodes. Ce développement plus sphérique de la flamme correspond à ce qui est obtenu numériquement par Zhang *et al.* (2016) et expérimentalement par Singh *et al.* (2018) en termes de forme de flamme. Cette tendance est confirmée par la figure 3.20. Le cas 2 propose une croissance légèrement plus importante que le cas 1, mais bien moins importante que le cas 3. De plus la chute de température après la fin de la décharge est conséquente pour

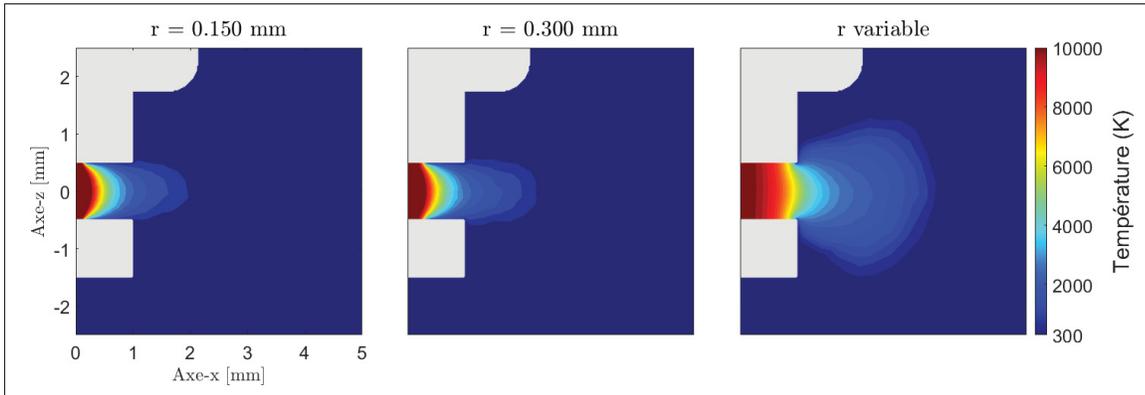


Figure 3.19 Champs de température à $t = 0.8 \text{ ms}$ pour les simulations à rayon constant de 0.150 mm , 0.300 mm et à rayon variable (gauche à droite)

les cas à rayons constants (passage de maximum $16\,000 \text{ K}$ à maximum $3\,000 \text{ K}$ alors que le cas à rayon variable présente désormais des températures plus élevées que les premiers cas, ce qui explique le taux de transfert de chaleur plus important que les cas 1 et 2 après la fin de la décharge. Les configurations à rayons constants présentent donc des résultats bien distincts

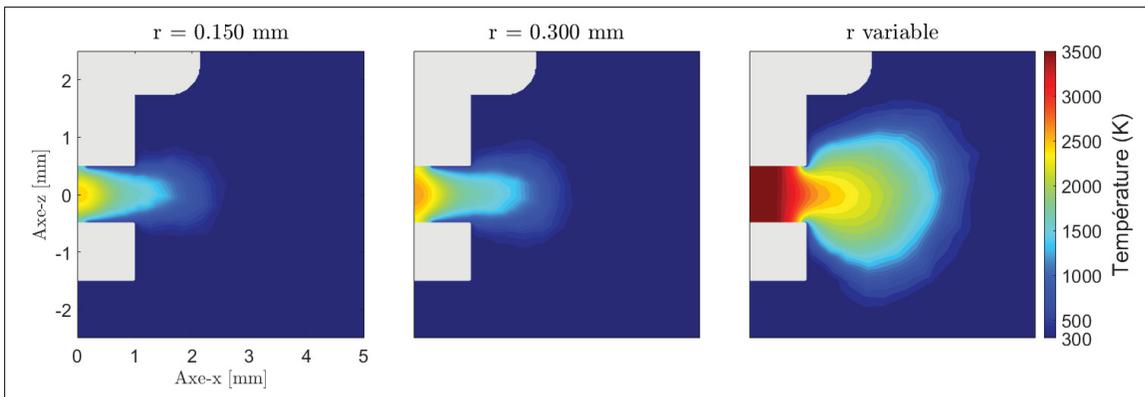


Figure 3.20 Champs de température à $t = 1.2 \text{ ms}$ pour les simulations à rayon constant de 0.150 mm , 0.300 mm et à rayon variable (gauche à droite)

à notre modèle à rayon variable en ce qui concerne le transfert de chaleur et de champs de température. Le modèle à rayon variable possède un comportement plus lisse (à comprendre des gradients de température et des transitions de comportement plus lents). En résulte une croissance de flamme plus importante que les autres configurations, des pertes de chaleur aux

électrodes moins conséquentes et une forme de flamme demi-sphérique correspondant aux observations expérimentales de la littérature (Lu *et al.*, 2021; Singh *et al.*, 2018).

3.5 Synthèse du chapitre

Cette section a permis dans un premier temps de développer une nouvelle approche de modélisation de décharge électrique par le biais d'un modèle de dépôt d'énergie. Ce modèle repose sur la définition d'un cylindre de dépôt à rayon variable piloté par les températures associées respectivement aux phases d'arc et de glow. Dans ce sens, cela permet de respecter le deuxième objectif de ce mémoire. Cette section a également permis de comparer quatre conditions de transfert de chaleur appliquées à la bougie. La quantification des transferts de chaleurs a mis en évidence les similitudes entre les cas CHT et isotherme en termes de taux de transfert de chaleur et d'énergie dissipée. Le cas mixte a démontré que les transferts de chaleur après la fin de la décharge étaient encore importants et qu'ils transfèrent tout de même un cinquième de l'énergie de la décharge à la bougie. Les champs de température ont ensuite été analysés afin de suivre l'évolution et le développement des flammes durant la simulation. Il en ressort que la condition adiabatique résulte en une croissance plus importante du front de flamme et une forme très sphérique comme attendu. La condition mixte offre un bon compromis de croissance entre le cas adiabatique et isotherme en affichant un même amincissement de la flamme que cette dernière condition. Il semblerait cependant que les conditions isothermes et CHT ne permettent pas dans les conditions de l'étude et avec une décharge de seulement $10mJ$ une bonne inflammation du mélange, car menant à une extinction de flamme. Les champs de vitesses et les lignes de courants ont ensuite été analysés pour essayer de comprendre les phénomènes faisant apparaître l'amincissement de la flamme pour les cas isotherme et mixte. La présence de vortex a ainsi mis en évidence ce processus. Ces tourbillons ayant été observés expérimentalement, il est possible de conclure sur l'aspect trop strict de transfert de chaleur appliqué par la condition adiabatique. Le cas CHT de ce travail affiche également d'importante différence avec ce qui se fait dans la littérature en termes de température d'électrode notamment. La mise en place du cas CHT de ce mémoire devra donc faire l'objet d'une nouvelle étude

pour comprendre les paramètres menant à de telles différences. Seuls les cas mixte et isotherme reproduisent de manière similaire aux observations les trois phases d'écoulement d'une décharge. Le cas mixte offre un bon compromis entre le cas isotherme et adiabatique en termes de développement de la flamme.

Dans un second temps, le modèle de décharge avec dépôt dans le cylindre à rayon variable est comparé à des modèles plus classiques avec cylindre de dépôt à rayon constant. Deux rayons généralement choisis dans la littérature sont utilisés. Il est alors mis en évidence que le modèle variable est plus ressemblant aux modélisations de la littérature que ce soit en termes de comportement de transfert de chaleur, température atteinte, de champs de température et de forme de flamme.

Au vu de l'ensemble de ces considérations, le cas mixte lié à la configuration de décharge à rayon variable est choisi pour la suite de ce mémoire. Cette section a donc su répondre au troisième objectif formulé à la fin de la revue de la littérature en effectuant une comparaison de l'impact des conditions de transfert de chaleur appliqué à la bougie.

CHAPITRE 4

ÉTUDE DE L'IMPACT DE L'ÉNERGIE DE LA DÉCHARGE SUR L'INFLAMMATION D'UN MÉLANGE CH₄-AIR

Cette section présente une étude comparative menée entre 3 simulations de décharge électrique d'énergie différente. L'objectif est d'évaluer l'impact de ces différents niveaux d'énergie sur l'inflammation suivant la décharge. Tout d'abord la justification de cette étude et les paramètres qui y sont utilisés sont expliqués. Ensuite les résultats de ces simulations sont étudiés. Enfin une synthèse de la comparaison conclura ce chapitre.

4.1 Démarche de recherche

Il a été vu durant la revue de la littérature que les tendances récentes de recherche sont axées en partie sur la recherche du MIE et des différents paramètres influençant cette valeur d'énergie (Han *et al.*, 2010; Lu *et al.*, 2021). En revanche, malgré les intérêts de ces investigations, en situation réelle, des valeurs bien plus importantes d'énergie de décharge sont utilisées. En effet, la variation des conditions d'opérations dans le cas concret d'un moteur à allumage commandé en fonctionnement requiert donc une constance dans l'inflammation du mélange. L'intensité de l'écoulement ou encore le taux de dilution du mélange sont autant de paramètres pouvant mener à des ratés de combustion ou des combustions incomplètes (Heywood, 1988). Heywood (1988) décrit ainsi les systèmes d'inflammation conventionnel qui délivre de 30 à 50 *mJ* et des phases de glow pouvant délivrer jusqu'à 100 *mJ* suivant la longueur de cette phase de la décharge. Ainsi des valeurs de plusieurs dizaines de millijoules sont utilisées que ce soit dans les expériences (Yang, Yu, Zhu, Ting & Zheng, 2020) ou dans les modélisations (Collin-Bastiani *et al.*, 2019). Yang *et al.* (2020) utilise par exemple expérimentalement un système conventionnel TCI produisant une décharge de niveau d'énergie modéré $\leq 100 \text{ mJ}$ et Collin-Bastiani *et al.* (2019) modélise des décharges de 30.25 *mJ*. De ce fait, 3 différentes valeurs d'énergie de décharge sont utilisées afin de comprendre leur impact sur l'inflammation des gaz, le développement de la flamme, les températures atteintes et les vitesses et écoulements engendrés.

Cette section a pour but d'étudier l'impact de l'énergie de décharge sur l'inflammation des gaz. Des énergies de 10, 30 et 90 mJ sont utilisées à ce but. Le domaine de modélisation est le même que précédemment et utilise les mêmes conditions initiales regroupées sur la figure 3.3. La condition de transfert de chaleur à la bougie appelée "mixte" est utilisée. Le modèle de décharge basé sur le cylindre de dépôt d'énergie à rayon variable présenté et utilisé à la section précédente est également choisi. Les simulations sont exécutées sur le supercalculateur Graham appartenant au groupe Calcul Québec et Calcul Canada. Les 3 ms des modélisations sont obtenues au bout d'environ 7 jours de calculs sur 128 processeurs. La convergence de l'énergie est de l'ordre de 10^{-5} et les autres quantités ont des résidus inférieurs à 10^{-8} . Dans un premier temps, l'impact des énergies de décharge est quantifié au niveau des transferts de chaleur à la bougie et du modèle de décharge appliqués à la bougie. Dans un second temps, ce sont les champs de température et plus particulièrement l'avancée du front de flamme qui est étudié et enfin la création et l'intensité des écoulements et de la vorticité seront questionnées.

4.2 Modèle de décharge et transfert de chaleur

De la même façon que pour la comparaison des différents modes de transfert de chaleur à la bougie, cette étude débute par l'observation de l'impact des valeurs d'énergie de décharge sur le modèle de dépôt d'énergie et plus particulièrement sur l'évolution du rayon du cylindre de dépôt. La figure 4.1 montre cette évolution pour les énergies de 10, 30 et 90 mJ . Les abscisses ne dépassent pas 300 μs car aucun des rayons n'évolue après cet instant. Pour rappel, la limite du rayon du cylindre de dépôt d'énergie est fixée à 0.95 mm pour des raisons pratiques. Cette limite est logiquement atteinte plus rapidement pour les énergies de décharges plus importantes, ce qui traduit un développement plus rapide de ce cylindre et donc des températures plus élevées. Ainsi, la valeur maximale de rayon est atteinte au bout de 17 μs pour la décharge la plus intense, 55 μs pour la décharge modérée et 264 μs pour la décharge la plus faible. Le développement du modèle en accord avec différentes énergies est certes logique, mais reste intéressant à mettre en parallèle avec les maximums de température mesurés au sein du cylindre de dépôt.

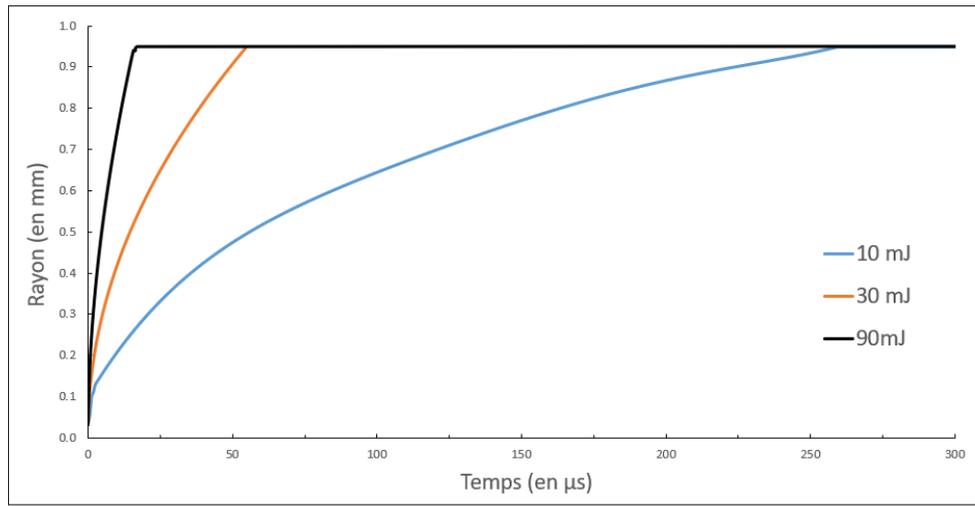


Figure 4.1 Évolution du rayon du cylindre de dépôt d'énergie pour les décharges de 10, 30 et 90 mJ

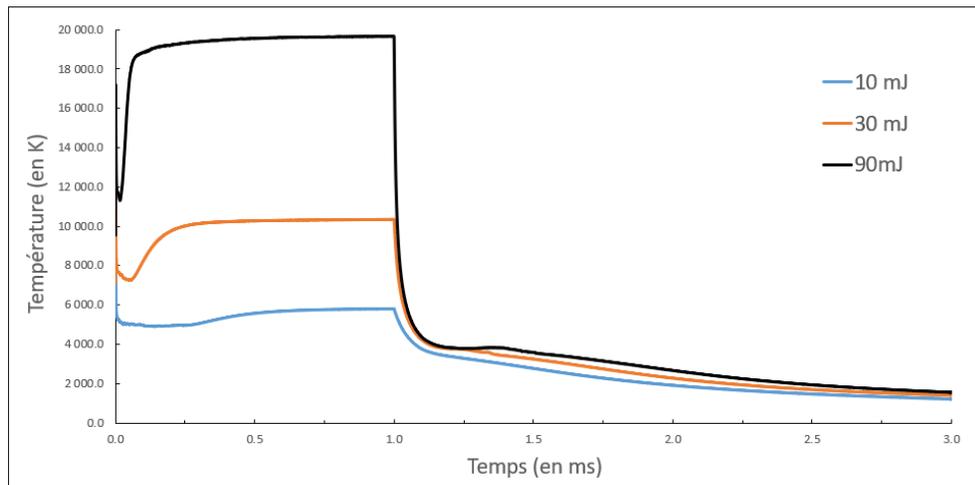


Figure 4.2 Évolution de la température maximale au sein du cylindre de dépôt au cours du temps pour les décharges de 10, 30 et 90 mJ

La figure 4.2 montre ces maximums au cours du temps pour les 3 simulations. Plusieurs constatations sont à faire. En effet, malgré des températures bien différentes entre les différents cas, les courbes sont très semblables. Dans un premier temps, un pic de température est mesuré et correspond au début du dépôt d'énergie au sein du cylindre de seulement $35 \mu\text{m}$ de rayon. Une chute de température est alors observée pour la première expansion du cylindre à

respectivement 5 000, 8 000 et 12 000 K pour les décharges de plus en plus intenses. S'en suit alors une augmentation progressive de la température maximale avant d'attendre un plateau peu de temps après l'instant où la borne de rayon est atteinte. Ces plateaux de températures (à respectivement 5 800 K, 10 300 K et 19 600 K) s'étendent jusqu'à la fin de la décharge (1 ms). Enfin, les températures maximales chutent brutalement dans toutes les configurations pour atteindre sensiblement les mêmes valeurs passant d'environ 4 000 K peu après la fin de la décharge à environ 1 400 K en fin de simulation. Les températures maximales durant la décharge sont cohérentes avec ce qui se trouve dans la littérature pour les décharges de 10 mJ et de 30 mJ. En effet, pour une décharge de 9 mJ Thiele, Warnatz & Maas (1999) obtiens numériquement des températures entre 5 000 K et 6 000 K durant la phase d'arc et de glow et Collin-Bastiani *et al.* (2019) obtient des maximums de températures aux environs de 11 000 K pour une décharge de 30.25 mJ. En l'absence de mesure de températures pour des décharges plus énergétiques, il est difficile de statuer sur les températures atteintes par la décharge de 90 mJ. Cependant, selon Maly & Vogel (1979), augmenter l'énergie de décharge au-dessus d'une certaine limite n'augmente plus la température, mais augmente le rayon de la zone de plasma. De plus il n'a pas été relevé dans la littérature de température aussi importante que celle obtenue par la décharge de 90 mJ à l'exception d'une simulation de Collin-Bastiani *et al.* (2019) dans laquelle ils utilisent une cinétique chimique ne prenant pas en compte la dissociation des espèces chimiques et notamment de l'espèce N_2 . Bien que l'énergie utilisée dans cet exemple est de l'ordre de 30 mJ une température très similaire à la décharge de 90 mJ de ce mémoire est atteinte (19 600 K pour ce travail et 19 200 K pour citeCollin-Bastiani). Pour ces niveaux d'énergies, la prise en compte d'une cinétique chimique prenant en considération la dissociation des espèces chimiques est donc nécessaire pour obtenir des températures de décharges plus réalistes. Les courbes adoptent cependant les mêmes comportements et tendances malgré des températures très différentes durant la décharge. Ces différences sont donc dues à l'absence de dissociation des espèces, mais également à la contrainte technique de fixer une limite de rayon pour l'expansion du cylindre de dépôt d'énergie. Les transferts de chaleur à la bougie étant impactés par ces températures, leurs études sont également nécessaires.

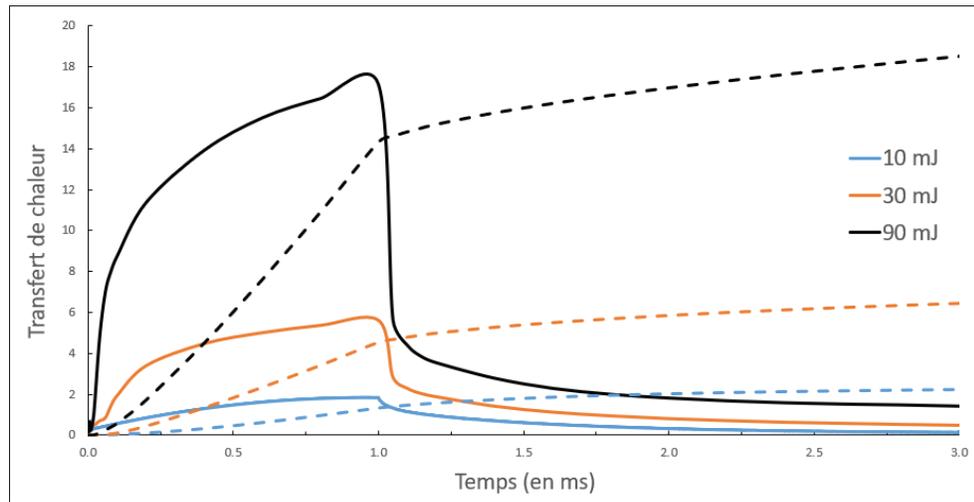


Figure 4.3 Taux de transfert de chaleur à la bougie (en trait plein) en Watt et transfert de chaleur cumulé à la bougie (en trait discontinu) en millijoules pour les décharges de 10, 30 et 90 *mJ*

La figure 4.3 regroupe les taux de transfert de chaleur à la bougie ainsi que les transferts de chaleur cumulés à la bougie pour les trois niveaux d'énergie utilisés. Des comportements très similaires y sont observés, à la fois entre les courbes, mais également entre ce qui avait été observé au chapitre 3 entre les différents modes de transfert de chaleur. En effet, les taux de transfert de chaleur présentent une importante croissance en début de simulation avant de se stabiliser puis de chuter fortement après la fin de la décharge. Les transferts de chaleur cumulés respectent les mêmes tendances et il est difficile de conclure sur l'impact du niveau d'énergie. En revanche la figure 4.4 montre ces mêmes courbes, mais mises en relief par les niveaux d'énergie utilisés. Ainsi les taux de transfert de chaleur sont divisés par les puissances qui ont permis le dépôt d'énergie correspondant et les transferts de chaleur cumulés sont divisés par les énergies totales des décharges correspondantes.

Les résultats sont alors plus intéressants et des remarques se dégagent. Au regard des transferts de chaleur relatif, l'utilisation d'une décharge plus importante en énergie n'affecte pas ou très peu la fraction d'énergie de la décharge perdue en transfert de chaleur à la bougie. Cette fraction se chiffre en approximativement 20% quelle que soit la configuration utilisée. En revanche, la répartition de ces pertes d'énergie diffère selon la simulation. Plus le niveau d'énergie est élevé,

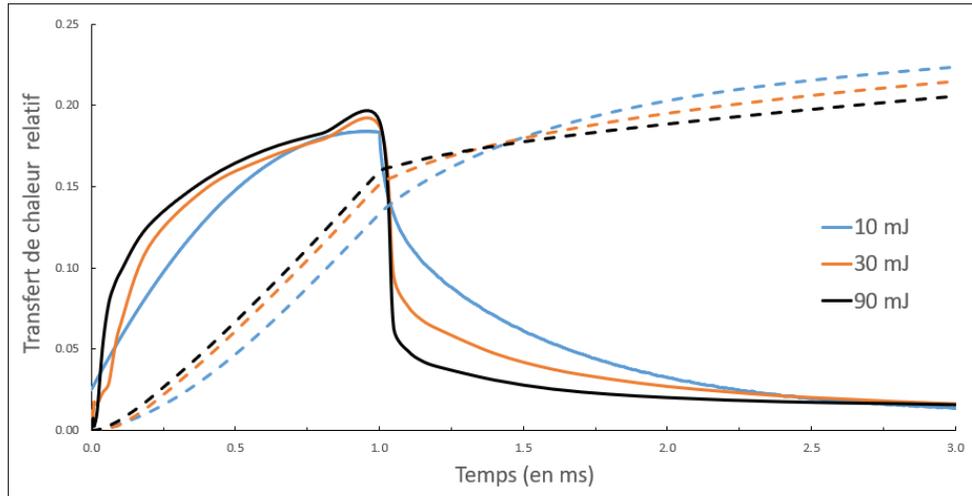


Figure 4.4 Taux de transfert de chaleur relatif à la bougie (en trait plein) et transfert de chaleur cumulé relatif à la bougie (en trait discontinu) pour les décharges de 10, 30 et 90 mJ

plus la croissance initiale du taux de transfert est, relativement à l'énergie utilisée, importante. La proportion d'énergie perdue à la fin de la décharge (1 ms) est ainsi légèrement supérieure pour une décharge d'énergie plus importante, ce qui est notamment dû aux températures plus importantes au sein du cylindre de dépôt durant la décharge. Cependant, cette tendance s'inverse après la fin de la décharge comme le prouve la figure 4.4. Ainsi une énergie de décharge plus faible entraîne une chute relative du taux de transfert de chaleur à la bougie plus progressive après la fin de la décharge. Cette dernière observation s'explique par le fait que les décharges plus énergétiques permettent un développement de la flamme à une distance plus importante des électrodes. En conséquence, la flamme perd proportionnellement moins d'énergie aux électrodes pour une décharge de niveau d'énergie plus important. L'impact du niveau d'énergie sur les transferts de chaleur à la bougie durant la décharge est donc réel et il est intéressant d'observer les répercussions et les conséquences de ces différences de comportement sur le développement de la flamme. L'observation des champs de températures et la mesure du front de flamme sont donc réalisées dans la section suivante.

4.3 Champs de température et front de flamme

Les différences de températures importantes engendrées par les différents niveaux d'énergie utilisés réduisent visuellement les différences de comportement susceptibles d'être observées durant les simulations. De ce fait, le parti pris sur cette section est de se focaliser sur le front de flamme des simulations plutôt que sur les champs de températures plus globaux comme cela a été fait dans le chapitre précédent. Pour cela le front de flamme est considéré comme le font certains articles (Maly & Vogel, 1979; Badawy *et al.*, 2017) comme étant la limite de température à 1 000 K. Les figures 4.5 et 4.6 utilisent ce principe pour montrer le développement de la flamme pour les 3 cas de décharge étudiés. Pour ces deux figures, les configurations sont de gauche à droite, les décharges de 10, 30 et 90 mJ.

La figure 4.5 restitue les champs de températures aux instants $t = 0.01 \text{ ms}$, $t = 0.1 \text{ ms}$, $t = 0.2 \text{ ms}$ et $t = 0.4 \text{ ms}$ (respectivement de haut en bas). Comme il a été dit, l'affichage permet d'observer le front de flamme comme étant la limite entre la zone la plus sombre en rouge (température $\geq 1\,000 \text{ K}$) et les zones plus claires (température $\leq 1\,000 \text{ K}$). La première ligne de la figure 4.5 confirme les résultats obtenus en figure 4.1 car il est très nettement visible qu'à cet instant précoce dans la décharge, le développement de la flamme est d'autant plus important que la décharge est énergétique. En réalité, il s'agit du modèle de décharge avec le cylindre de dépôt à rayon variable qui est en cause en lien avec les plus importantes températures générées par ce plus haut niveau d'énergie. La seconde ligne est intéressante également, car la forme de la flamme pour la seconde configuration n'est pas tout à fait similaire à ce qui est observé pour le cas de 10 mJ. En effet si l'on compare la seconde image de la deuxième ligne et la première de la troisième ligne, le front de flamme est sensiblement à la même position radiale, mais une forme plus hémisphérique est visible pour le cas le moins énergétique à l'inverse d'un front plus plat de la seconde configuration. La même observation est visible pour les instants suivants. Il sera intéressant d'observer, dans un second temps, si les écoulements en lien avec la décharge ont un impact sur ce phénomène. La configuration de décharge de 90 mJ a elle aussi une forme très allongée au niveau de la sortie des électrodes. Le plissement de flamme observé au chapitre 3 est très visible notamment au niveau de la dernière image de la figure 4.5 avec une

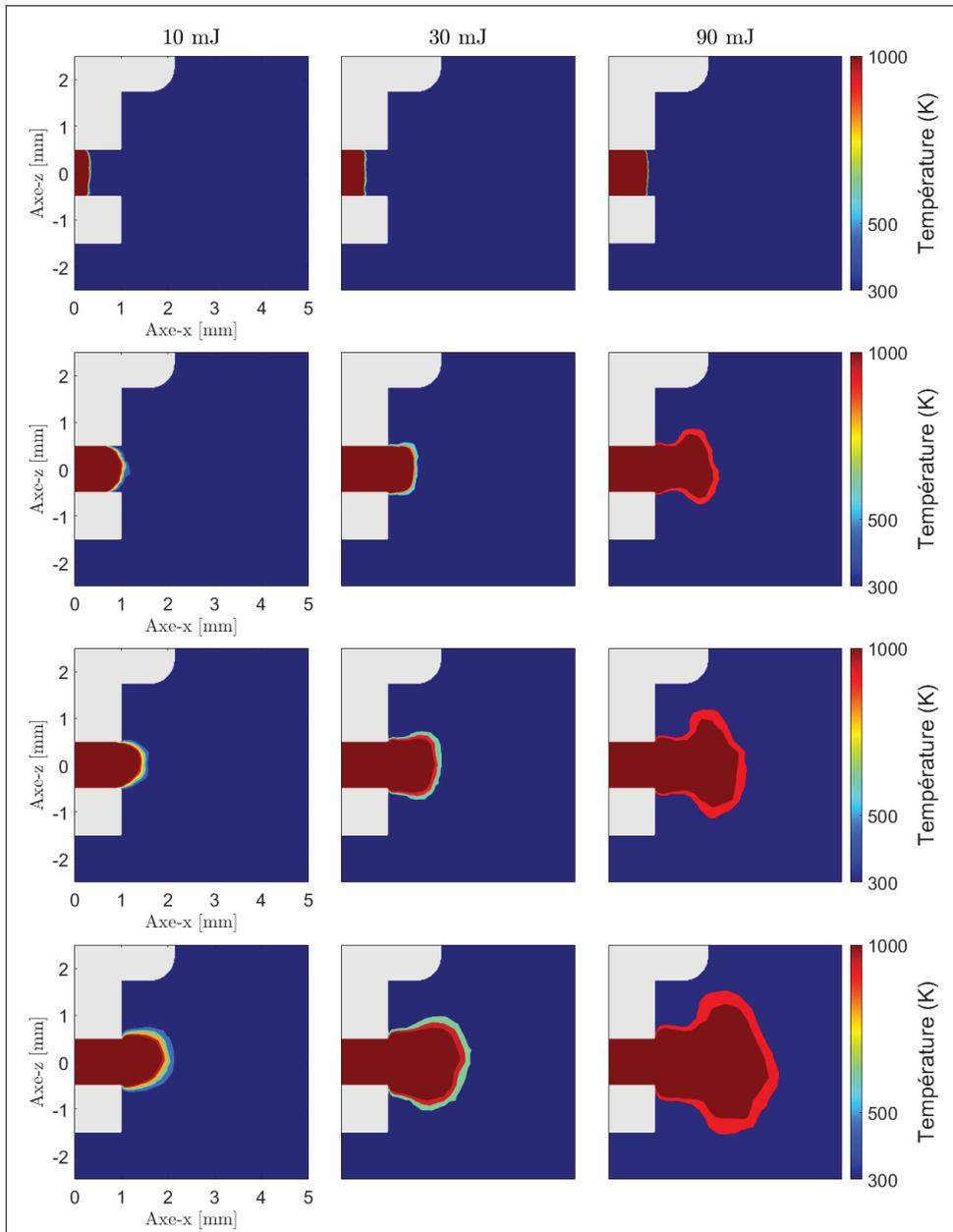


Figure 4.5 Front de flamme pour les configurations de décharge à 10, 30 et 90 mJ (gauche à droite) aux instants $t = 0.01, 0.1, 0.2$ et 0.4 ms

forme caractéristique de champignons horizontaux. De plus, on observe que plus la décharge est énergétique, plus la transition entre le front de flamme et la température initiale de 300 K s'effectue sur une petite distance (gradient de température plus important), ce qui traduit une épaisseur de flamme plus fine. La différence de croissance de flamme entre les configurations

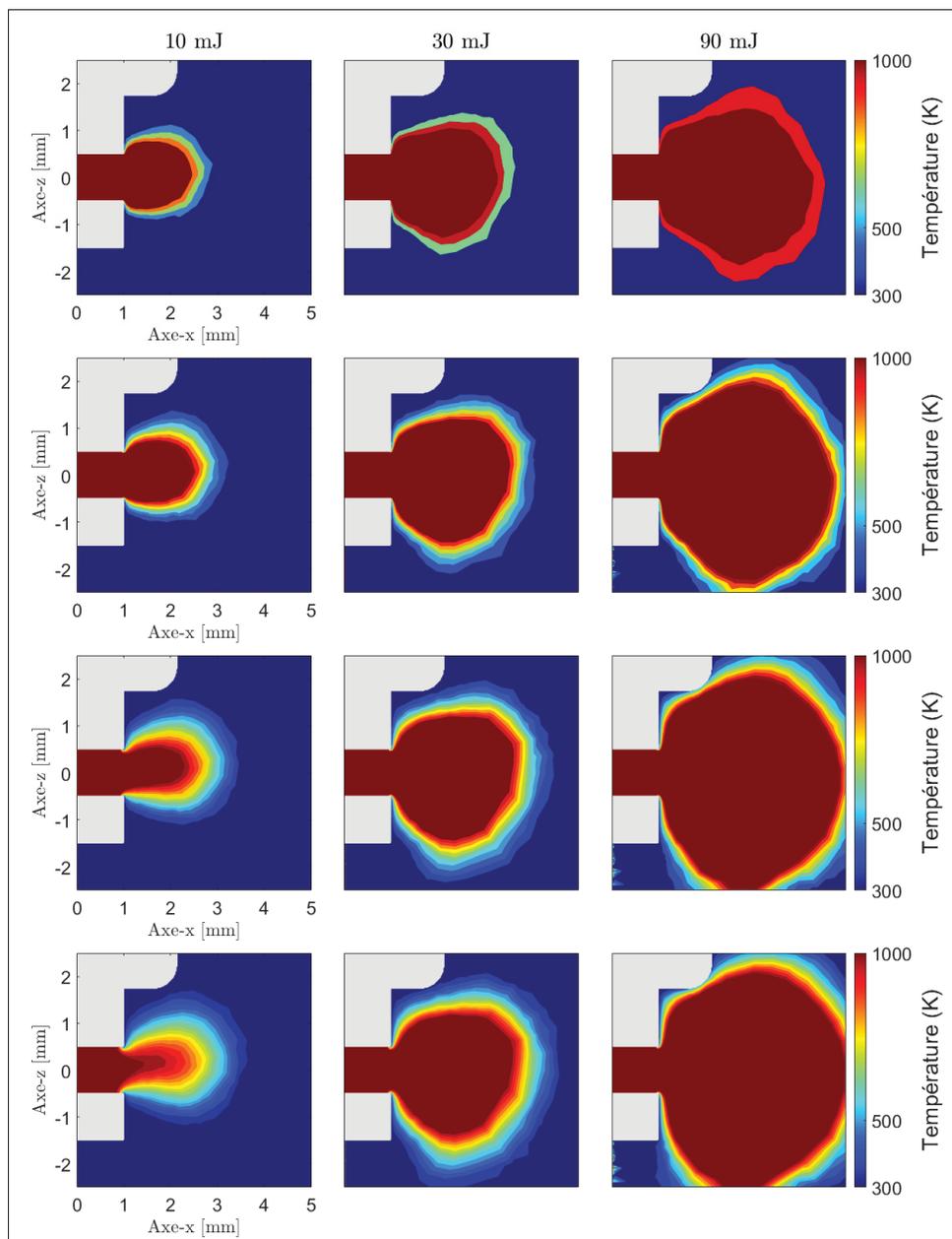


Figure 4.6 Front de flamme pour les configurations de décharge à 10, 30 et 90 mJ (gauche à droite) aux instants $t = 1.0$, 1.4 , 2.0 et 2.4 ms

se poursuit sur la figure 4.6 qui représente les instants $t = 1.0$ ms, $t = 1.4$ ms, $t = 2.0$ ms et $t = 2.4$ ms. Pour le cas de plus bas niveau d'énergie, dès la fin de la décharge se produit un arrêt de développement du front de flamme. Ceci est visible par un retrait de la limite à 1 000 K. En revanche pour le cas de niveau d'énergie modéré, ce développement semble stagné comme en

l'atteste la deuxième colonne de la figure 4.6 et à l'inverse le développement de la flamme pour le cas le plus énergétique se poursuit jusqu'à la fin de la décharge. Ces dernières observations montrent que plus l'énergie de décharge est importante, plus la croissance de la flamme est rapide initialement comme observée expérimentalement par Singh, Rajendran, Zhang, Vlachos & Bane (2020b) et Yang *et al.* (2020). Sur la figure 4.6, le plissement de la flamme est moins marqué sur ce dernier cas, malgré que cette structure de flamme soit pourtant présente sur la figure 4.5. L'étude de l'écoulement et de la vorticité peuvent donc aider à comprendre la différence de comportement entre les configurations.

4.4   coulement et vorticité

Le plissement de la flamme, également observé expérimentalement (Singh *et al.*, 2018) et numériquement (Lu *et al.*, 2021; Nakaya *et al.*, 2011) est un phénomène important lors d'une décharge électrique. Il semble notamment être dû à un écoulement particulier aux abords des électrodes de la bougie, ce qui suppose que l'écoulement engendré par une décharge électrique impacte la structure de la flamme résultante. Singh *et al.* (2018) ont notamment étudié expérimentalement la formation du cœur de flamme par décharge électrique et se sont particulièrement intéressés à la vorticité engendrée par la bougie à la sortie de l'espace interélectrodes. Il est question ici de comprendre les différences d'écoulement menant aux divergences de résultats des champs de vitesses et de déterminer l'impact du niveau d'énergie de la décharge sur la vorticité et son intensité au sein du domaine.

4.4.1 Vitesse et lignes de champs

Les trois décharges testées dans ce chapitre sont d'énergie très différente. Il est donc attendu d'obtenir d'importantes différences sur les variables mesurées. Cela a été le cas pour les champs de températures et c'est également le cas pour les champs de vitesse et les lignes de champs. Cependant, plus que ces différences de grandeur, il s'agit des différences de comportement qui font l'objet de ce travail. Ainsi, la figure 4.7 montre les champs des magnitudes de vitesses et les lignes de champs pour les trois décharges en question aux instants $t = 0.01 \text{ ms}$ et $t = 0.04 \text{ ms}$.

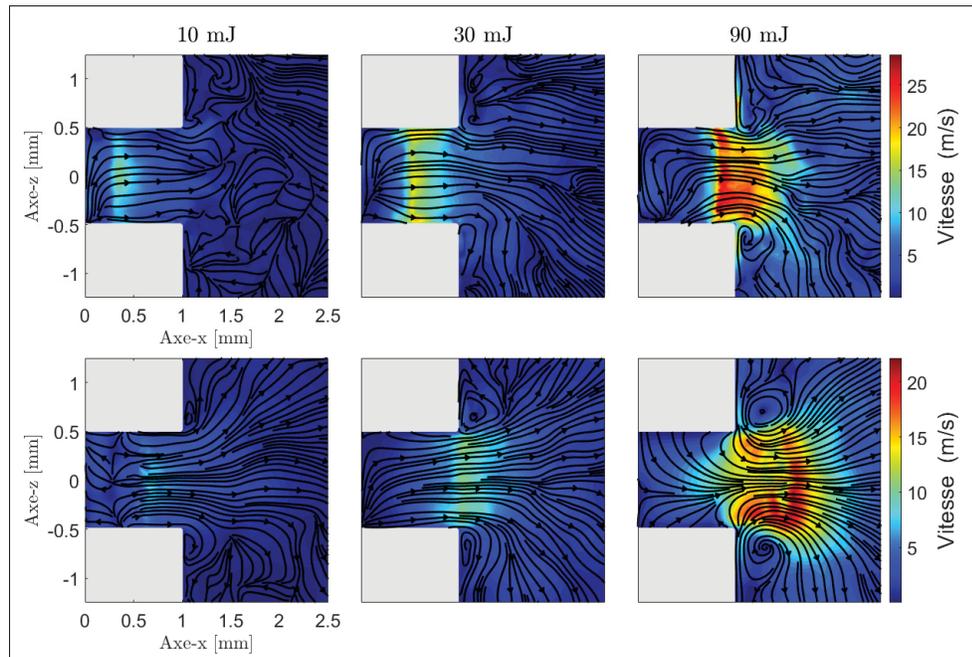


Figure 4.7 Champs de vitesse et lignes de champs pour les décharges de 10, 30 et 90 mJ aux instants $t = 0.01$ et 0.04 ms

Ces instants sont choisis, car ils se produisent avant que le cylindre de dépôt d'énergie soit à son expansion maximum (à l'exception de la dernière image de la figure 4.7). La première observation faite sur cette figure est que les vitesses d'écoulement engendrées par la décharge sont croissantes avec l'énergie de la décharge. Ainsi à $t = 0.01$ ms , la magnitude de la vitesse monte jusqu'à 25 m/s pour le cas 90 mJ , environ 17 m/s pour le cas 30 mJ et seulement 13 m/s pour le cas 10 mJ . Cette même tendance est observée également à $t = 0.04$ ms après le début de la décharge, bien que les magnitudes soient moins élevées (20 m/s pour le cas de plus haute énergie). La seconde observation qui peut être réalisée est qu'il y a présence de vortex déjà développés pour les cas de 30 mJ et 90 mJ dès la première ligne de la figure 4.7 alors que ce n'est pas le cas pour la décharge de 10 mJ . En effet, un début de formation de vortex est visible pour le cas de 30 mJ dès la première mesure, ce qui est confirmé par la position du vortex au deuxième instant mesuré. Des petits vortex sont également présents à $t = 0.04$ ms pour le cas de plus faible énergie. Les vortex sont positionnés de part et d'autre de la sortie des électrodes. Leurs positions sont également intéressantes, car la seconde ligne de la figure 4.7 montre que

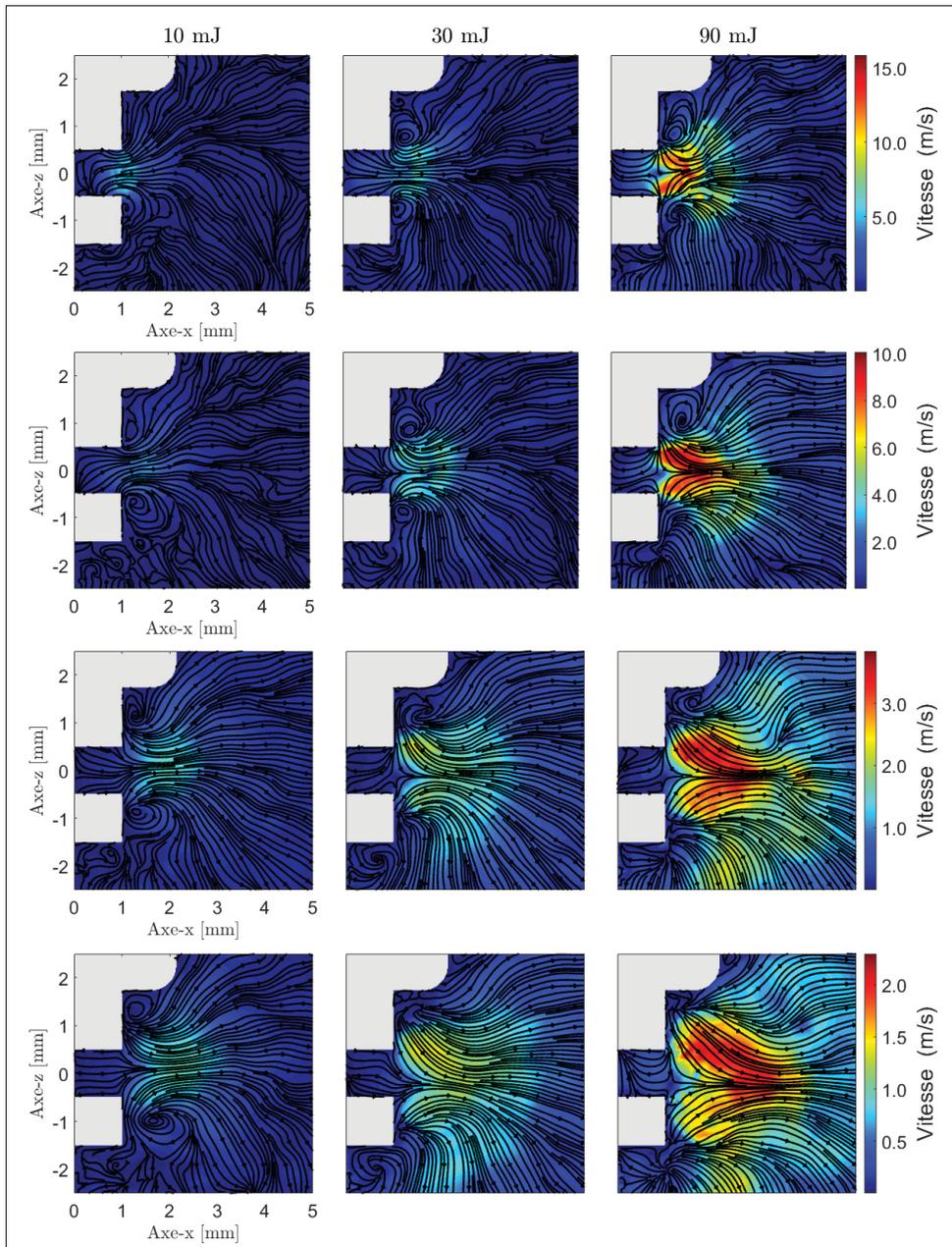


Figure 4.8 Champs de vitesse et lignes de champs pour les décharges de 10, 30 et 90 mJ aux instants $t = 0.1, 0.2, 0.6$ et 1.0 ms

plus la décharge est énergétique, plus le vortex semble se développer tôt et s'éloigner rapidement des électrodes.

La figure 4.8 montre les mêmes champs de vitesses et de lignes de champs à des instants plus avancés des simulations soit 0.1, 0.2, 0.6 et 1.0 *ms*. Pour la décharge de 90 *mJ* la première image de cette figure complète les 3 phases de la décharge décrite par Singh *et al.* (2018). En effet, les deux images de la figure 4.7 sont les deux premières étapes soit la formation des vortex et la création des jets d'écoulement axiaux alors que l'image de la figure 4.8 correspond à la rencontre des jets axiaux à l'extrémité des électrodes. Ces phases sont obtenues à des temps plus courts que ce qui a été obtenu pour la décharge de 10 *mJ*. La dernière phase étant atteinte à $t = 0.6$ *ms* pour la décharge de plus faible énergie et à $t = 0.2$ *ms* pour la décharge d'énergie modérée comme le montre la figure 4.8. Plus l'énergie transmise par la décharge est élevée, plus les structures d'écoulement créées par la décharge sont créées rapidement. La figure 4.8 montre aussi une chute progressive des vitesses d'entraînement de l'écoulement avec toujours des magnitudes plus importantes pour les décharges plus énergétiques. Le développement des vortex montre qu'à $t = 0.2$ *ms* la décharge de 90 *mJ* perd son vortex inférieur. C'est également le cas pour la décharge de 30 *mJ* lors de la mesure suivante (troisième ligne de la figure 4.8) bien qu'un autre vortex apparait sous l'électrode inférieure. Dans le même temps, les vortex du cas de 10 *mJ* continuent de se développer en s'éloignant des électrodes. De plus, dans les trois configurations de décharge, le vortex supérieur semble se tasser dans le coin de la bougie. Une analyse plus poussée permet de déterminer que le vortex inférieur de la décharge de 90 *mJ* se dissipe progressivement entre 0.1 *ms* et 0.2 *ms*. En effet, la figure 4.9 montre les lignes de champs pour cette configuration de décharge aux instants $t = 0.15$ *ms*, $t = 0.17$ *ms* et $t = 0.19$ *ms*. Les images sont centrées sur le vortex inférieur observé sur la première ligne de la figure 4.8 et seules les lignes de champs sont présentes afin d'avoir une meilleure visibilité. Le vortex en question est encore visible à $t = 0.15$ *ms* mais sa structure se dissipe déjà à $t = 0.17$ *ms* pour n'être presque plus visible à $t = 0.19$ *ms*. Les différences d'écoulement observées entre les lignes 1 et 2 de la figure 4.8 pour la décharge de 90 *mJ* sont donc expliquées par une déstructuration progressive du vortex inférieure.

La figure 4.10 montre désormais les mêmes variables, mais après la fin de la décharge. Les instants choisis sont à $t = 1.1$ *ms*, $t = 2.0$ *ms* et $t = 3.0$ *ms* afin de couvrir l'entièreté de la

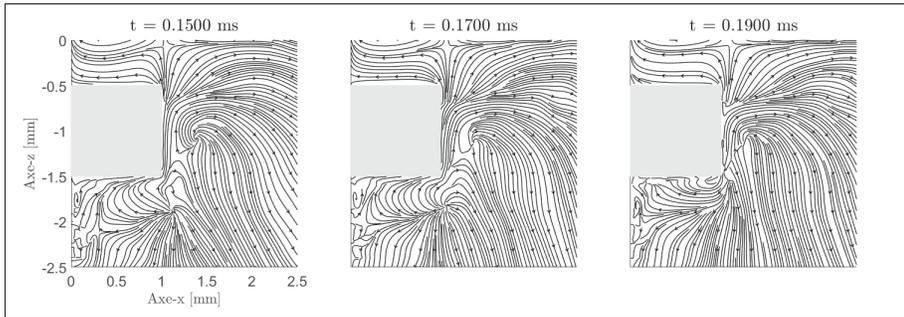


Figure 4.9 Lignes de champs pour la décharge de 90 *mJ* aux instants $t = 0.15$, 0.17 et 0.19 *ms*

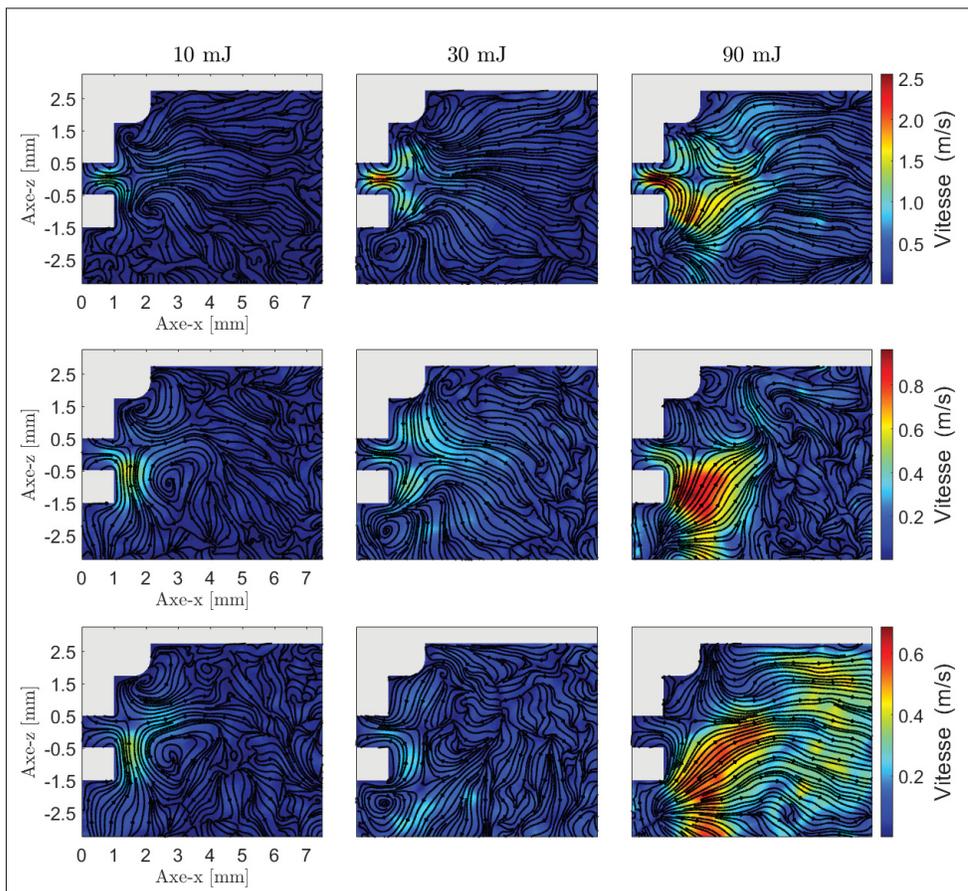


Figure 4.10 Champs de vitesse et lignes de champs pour les décharges de 10, 30 et 90 *mJ* aux instants $t = 1.1$, 2.0 et 3.0 *ms*

simulation. La première ligne de la figure permet de bien observer la recirculation de l'écoulement en direction de l'espace entre les électrodes. De la même manière que pour les vitesses durant la décharge, le reflux est plus intense pour les configurations de plus haute énergie avec un pic à 2.5 m/s pour la décharge de 90 mJ . La configuration de 10 mJ possède un écoulement structuré durant toute la simulation. Ses vortex sont visibles sur chaque ligne de la figure 4.10, mais leurs positions évoluent. Bien que le vortex supérieur soit coincé contre la bougie due à sa géométrie, on remarque que le vortex inférieur remonte et s'éloigne des électrodes. La taille de ce vortex augmente et sa position semble correspondre à l'amincissement de la flamme observé durant l'étude du front de flamme. En effet ce vortex n'est pas présent ou est éloigné du front de flamme pour les autres configurations, qui elles ne présentent pas d'amincissement de la flamme. Les décharges de 30 et 90 mJ sont alors accompagnées d'un plus grand développement de la flamme et notamment d'une forme de flamme en hémisphère qui ne se retrouve pas pour la décharge de 10 mJ . Ainsi, le vortex inférieur de la décharge de 30 mJ est positionné en dessus de l'électrode de masse et sa position n'évolue presque pas entre 1.1 ms et 3.0 ms . Ce vortex dans le cas de la décharge de 30 mJ semble donc trop éloigné pour être influant sur la forme de la flamme. Pour cette décharge, le vortex supérieur est situé plus haut que pour la première décharge, mais est lui aussi coincé contre la bougie d'allumage. La décharge de 90 mJ ne présente pas des vortex aussi structurés que les autres configurations. Cependant l'écoulement montre des tendances similaires à la décharge de 30 mJ mais avec des structures étant plus éloignées des électrodes. Enfin, la dernière ligne de la figure 4.10 montre un écoulement plus chaotique des différentes décharges à l'exception de la décharge 90 mJ qui engendre un écoulement qui entraine la flamme vers les extrémités du domaine. Les vitesses d'écoulement situé au niveau du front de flamme tendent de plus vers 0.3 m/s , ce qui est proche des vitesses de flamme laminaires du méthane pour une richesse de 0.7 (McAllister *et al.*, 2011). L'étude de l'écoulement a donc permis d'observer des différences de comportement entre les trois configurations. L'étude de la vorticité peut désormais donner plus d'information sur ces structures et notamment les vortex présents durant les décharges.

4.4.2 Vorticité

L'étude de la vorticité confirme la présence de vortex, comme le montre la figure 4.11. Cette figure montre les magnitudes de vorticité aux instants $t = 0.04 \text{ ms}$, $t = 0.2 \text{ ms}$ et $t = 0.6 \text{ ms}$. Par souci de clarté, la superposition de la vorticité avec les lignes de champs n'est pas activée, mais les maximums de vorticité sont révélateurs de vortex comme l'atteste la comparaison entre les figures 4.7 et 4.11.

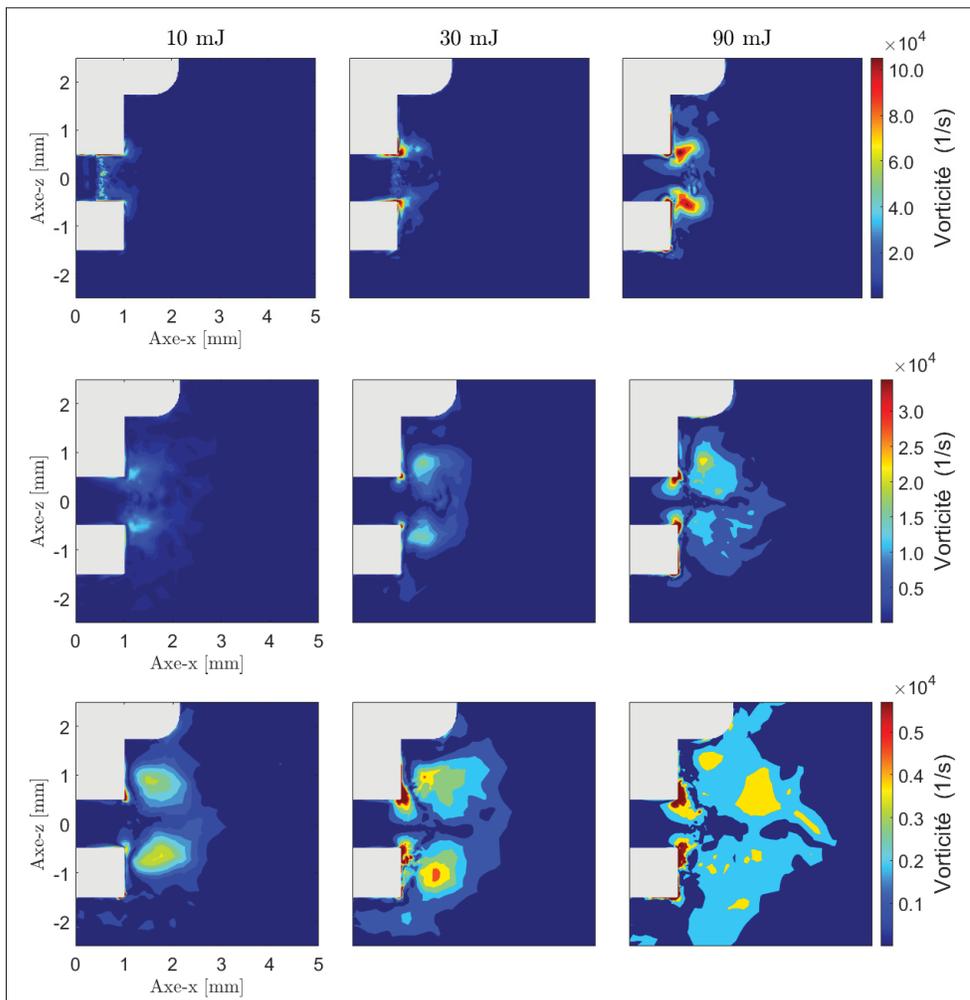


Figure 4.11 Champs de vorticité pour les décharges de 10, 30 et 90 mJ aux instants $t = 0.04$, 0.2 et 0.6 ms

Ensuite, l'intensité des vortex est bien différente entre les décharges. Ainsi pour un vortex à la même phase de la décharge, la configuration de 90 mJ atteint des vorticités de $100\,000 \text{ s}^{-1}$

(première ligne de la figure) contre seulement $10\,000\text{ s}^{-1}$ pour la configuration de 10 mJ . Ce genre de comportement est également relevé par Singh *et al.* (2020b). Ainsi d'après son étude numérique, une plus haute énergie de décharge engendre des vortex plus intenses, donc de plus grande vortacité et d'un entrainement radial plus important. Ce dernier point est également observé sur ce travail avec des zones de haute vortacité plus éloignées des électrodes sur les cas de décharge plus énergétique (figure 4.11). La dernière ligne de la figure 4.11 montre également une structure de vortacité plus ordonnée pour les décharges de plus faible énergie à l'inverse où les décharges plus énergétiques semblent moins structurées à cause d'une plus grande vitesse radiale (figure 4.8). Enfin, ces images semblent démontrer l'importance de la géométrie des électrodes dans la forme de la flamme, car des pics de vortacité sont présents sur chaque cas à l'extrémité des électrodes.

Après la fin de la décharge, d'autres observations sont à faire. La figure 4.12 montre la vortacité aux instants $t = 1.1\text{ ms}$, $t = 2.0\text{ ms}$ et $t = 3.0\text{ ms}$. Le reflux observé sur l'étude des écoulements est ici nettement observable par une forte vortacité à l'extrémité des électrodes sur la ligne 1 de la figure 4.12. L'intensité y est d'ailleurs nettement plus importante pour les cas plus énergétiques. En dehors de cet espace entre les électrodes, deux zones de vortacité sont présentes et éloignées des électrodes. Il s'agit des zones de vortex présentes à la figure 4.10 pour la décharge de 10 mJ , seulement ces vortex ne sont pas présents pour les autres décharges à l'inverse de ces zones de haute vortacité. Il a été vu que les vortex initiaux se dissipent progressivement pour les décharges de plus haute intensité, mais les zones de vortacité associées à ces vortex ne disparaissent pas complètement et sont encore présentes. Ces zones de vortacité sont également présentes sur deux dernières lignes de la figure 4.12 sans être accompagnées par des vortex sur la figure 4.10. Au vu de ce résultat, il semblerait que le développement d'une flamme issue d'une décharge soit conditionné par la dissipation des vortex créés en sortie des électrodes et par la vitesse radiale émanant de la décharge qui transporte le front de flamme.

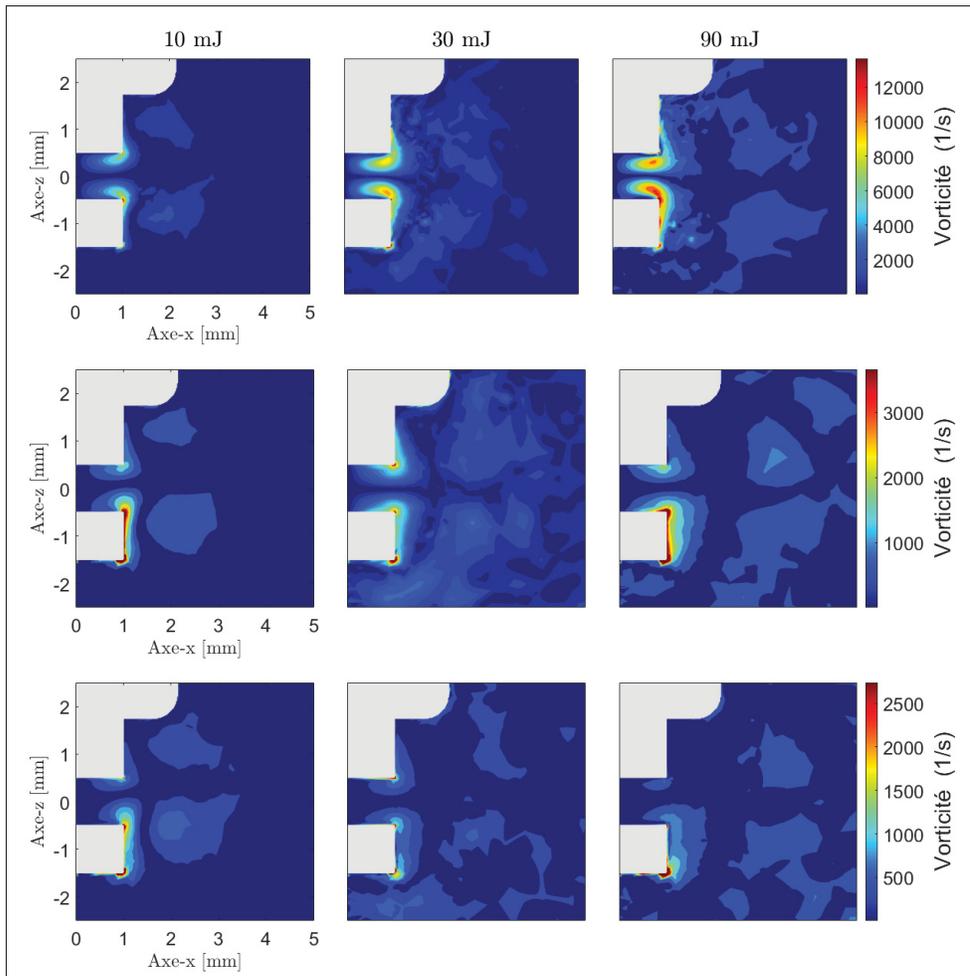


Figure 4.12 Champs de vorticité pour les décharges de 10, 30 et 90 mJ aux instants $t = 1.1, 2.0$ et $3.0 ms$

4.5 Synthèse du chapitre

Ce chapitre s'est divisé en plusieurs sections étudiant différents aspects de la comparaison entre trois décharges de niveaux d'énergie différents, soit 10, 30 et 90 mJ . Dans un premier temps, l'explication de ce choix de comparaison a été réalisée en justifiant d'utiliser des énergies de décharges plus susceptibles d'être obtenues en conditions réelles d'inflammation dans un moteur à allumage commandé. Ensuite, le modèle de décharge avec un cylindre de dépôt à rayon variable a été confronté aux différentes énergies de décharge afin de les comparer. Ainsi, augmenter l'énergie de décharge augmente significativement les températures atteintes durant la décharge,

notamment au sein du cylindre de décharge, mais que cette énergie à moins d'importance sur la température après la fin de la décharge. Il a également été trouvé que plus l'énergie de décharge est importante, plus le rayon du cylindre de dépôt d'énergie augmente rapidement avant d'atteindre sa valeur maximale de 0.95 mm . Les transferts de chaleur à la bougie ont été également mesurés et définis en fonction de l'énergie de décharge afin de comparer les niveaux d'énergie. Il en a été conclu que les résultats de transfert de chaleur étaient similaires malgré une différence de comportement entre les configurations. En effet, une décharge de plus faible puissance, transmet proportionnellement autant de chaleur aux électrodes que les autres cas (environ 20% de l'énergie de décharge) durant la simulation, mais montre une diminution du taux de transfert de chaleur proportionnellement plus lente après la fin de la décharge. Ce phénomène est certainement à lier au fait que le développement de la flamme est plus important pour une décharge plus énergétique, de ce fait le cœur de flamme s'éloigne plus facilement des électrodes entraînant ainsi moins de transfert de chaleur à la bougie. L'étude des champs de température et notamment des fronts de flamme définis à $1\,000 \text{ K}$ a révélé des différences de développement de la flamme selon les cas. Les configurations de plus haut niveau d'énergie se développent plus rapidement et conserve une forme caractéristique en forme de demi-sphère voire de sphère en sortie des électrodes et ce même après la fin de la décharge alors que la décharge de 10 mJ subit un amincissement de la flamme en sortie des électrodes, très visible en fin de simulation. Ces observations ont donc justifié l'étude des vitesses du fluide, des écoulements et de la vorticité pour ces configurations. Cela a permis d'observer des vitesses radiales du mélange presque deux fois plus importantes pour le cas de plus haute puissance comparé au cas de plus faible puissance, et ceux sur l'ensemble de la simulation. De plus, les étapes d'écoulement d'une décharge tel que décrit par Singh *et al.* (2018) ont été retrouvées pour toutes les configurations, mais de manière plus précoce si une puissance plus importante de décharge est utilisée. Des vortex ont été observés de part et d'autre des électrodes à la sortie du cylindre de décharge. Dans le cas des décharges les plus intenses et notamment celle de 90 mJ , le vortex inférieur se dissipe progressivement. Après la fin de la décharge, une recirculation du mélange vers l'espace entre les électrodes est observée pour toutes les configurations. Les champs de vorticité ont montré que des zones de haute vorticité persistaient après la fin de la

décharge pour tous les cas. Cette constatation est également valable, mais avec des valeurs de vorticité plus faibles, pour les zones où les vortex se sont dissipés et donc où il y a eu une perte de structure de l'écoulement. Le dernier objectif énoncé de ce mémoire est donc atteint grâce à cette comparaison des écoulements pour des niveaux d'énergie de décharge différents.

CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

L'objectif de ce travail était de concevoir un modèle CFD capable de simuler une décharge électrique afin d'étudier différents paramètres impactant l'inflammation qui s'en suit et le développement de la flamme. Il a été décidé d'opter pour un modèle de décharge simple ne prenant pas en compte la physique de plasma, ce qui implique que la technique de dépôt d'énergie dans un cylindre entre les électrodes a été utilisée. Le développement du modèle de décharge repose sur plusieurs étapes. Ainsi, une première simulation sans dépôt d'énergie a permis d'observer la convergence de variable thermodynamique afin d'identifier le maillage utilisé. Dans un second temps, une simulation avec dépôt d'énergie a permis de valider la configuration choisie à l'aide d'une comparaison de l'avancée du front de flamme.

Le modèle ainsi validé a pu être utilisé pour développer un nouveau modèle de décharge basé sur un cylindre de dépôt d'énergie situé entre les électrodes de la bougie et dont le rayon varie en fonction des températures des différentes phases de la décharge. Ce travail une fois réalisé, une étude a permis de comparer 4 types de conditions de transferts de chaleur appliqués à la bougie pour une décharge de 10 mJ . Les principales conclusions sont les suivantes :

- Le transfert de chaleur conjugué et le transfert de chaleur isotherme ne permettent pas une aussi grande extension du cylindre de dépôt d'énergie que les autres cas, l'énergie est donc déposée sur un volume plus petit.
- Le transfert de chaleur dit mixte et le transfert de chaleur isotherme sont les seuls à permettre la formation d'une flamme de forme cohérente avec les expérimentations de la littérature. Le cas adiabatique est jugé irréaliste et ne génère pas de vortex en sortie des électrodes.
- Les transferts de chaleur mixte et isotherme reproduisent de manière similaire aux observations les trois phases d'écoulement d'une décharge. Le cas mixte offre un bon compromis entre le cas isotherme générant trop de transfert de chaleur et le cas adiabatique trop irréaliste.
- La configuration avec le transfert de chaleur conjugué ne produit pas les résultats attendus et doit être étudiée de manière plus approfondie afin de comprendre les paramètres influençant

les incohérences observées. La taille du maillage au niveau des électrodes et le nombre d'itérations par pas d'intégration est notamment mis en cause.

Le dernier chapitre de ce mémoire étudie l'impact de l'énergie de la décharge (10, 30 et 90 *mJ*) sur l'inflammation du mélange et sur les écoulements générés. Les principales conclusions sont les suivantes :

- L'énergie déployée lors de la décharge impacte les températures atteintes lors de la décharge, mais son influence est minime après la fin de la décharge.
- Augmenter l'énergie de décharge accélère la croissance de la flamme comme observée expérimentalement.
- La présence de vortex en sortie des électrodes entraînant la recirculation des gaz et l'amin-cissement de la flamme a été détectée sur toutes les configurations, mais plus l'énergie de décharge est importante, plus le vortex inférieur notamment se dissipe rapidement. Des zones de vorticité sont néanmoins visibles aux emplacements de ces vortex dissipés, mais ne permettent plus de structurer l'écoulement autour d'eux.

Les objectifs établis au commencement de cette étude ont donc été remplis et apportent des renseignements supplémentaires sur les phénomènes se déroulant lors de l'inflammation du mélange dans un moteur à allumage commandé.

Pour terminer, certaines recommandations peuvent être émises afin d'améliorer ou de poursuivre cette étude. En effet, l'application du modèle de transfert de chaleur CHT n'a pas donné les résultats attendus et les quelques articles traitant de ce sujet signalent également des incohérences. Ce modèle peut donc être retravaillé. Une étude sur la taille du maillage au niveau de la surface des électrodes peut ainsi être envisagée tout comme une étude portant sur le nombre d'itérations par temps d'intégration.

Cette étude a pris le parti de se placer en condition quiescente sur l'ensemble des simulations, la prise en compte de l'écoulement structuré d'un moteur en fonctionnement peut être un sujet de recherche reposant sur les bases de ce mémoire.

L'étude de l'impact de l'énergie de décharge sur l'inflammation a mis en lumière l'obtention de maximums de température très importants notamment pour la décharge de 90 *mJ*. De tels niveaux d'énergie nécessitent la prise en compte de la dissociation des espèces chimiques pour réduire les températures atteintes. L'utilisation de cinétiques chimiques prenant en compte la dissociation des espèces est donc à considérer pour l'étude des décharges rencontrées dans les moteurs à allumage commandé.

La revue de littérature a également mis en évidence le peu d'articles traitant de modélisation de décharge électrique dans une configuration de stratification de charge. Ce sujet est d'ailleurs d'actualité avec la constante progression sur le marché de l'injection directe dans les moteurs permettant la stratification. Il s'agissait d'ailleurs d'un potentiel sujet de ce mémoire qui n'a cependant pas donné suite.

ANNEXE I

LES DIFFÉRENTS TYPES DE DÉCHARGES ÉLECTRIQUES DANS LES MOTEURS À ALLUMAGE COMMANDÉ

	Ignition power	Ignition energy	Duration	Sites and volume	Discharge type	Maturity and challenges
Conventional	Bkd*: ~1 MW Arc & glow: < 100 W	Bkd: < ~2 mJ ¹ Total: < 200 mJ	0.5–3 ms	Single spot with limited spark deflection	Bkd: capacitive Arc and glow: resistive Thermal plasma TCI Equiv.	Mature • EMI • High-voltage erosion • Thermal erosion
High-energy spark ignition	Bkd: up to ~4 MW ²⁴ Arc & glow: TCI Equiv. Capacitor discharge < ~50 kW	Bkd: < 10 mJ Total: TCI Equiv. • 5 J ⁴⁸	TCI Equiv. TCI Equiv.	Single spot Bkd blast wave impact Spark plug: Single spot Plasma jet/rail plug igniters: hot gas jet large volume Single spot	TCI Equiv. TCI Equiv.	• Relatively mature • High-voltage erosion due to frequent breakdown • Relatively mature • Electronics control • Thermal management and packaging • Igniter fabrication • High-voltage insulation • EMI • High voltage erosion • Electronics control • Cost • Challenge to form plasma under high gas density • Arc prevention • Cost • Electronics control
Pulsed nanosecond discharge	Multi-charge ignition Dual coil offset discharge Current controlled ignition	Up to a few joules Up to ~4 J ⁴⁸ up to ~450 mJ ³⁰	able to 10 ms up to 3 ms ³¹	Multiple sites Single spot Improved spark deflection Single spot Improved spark deflection	TCI Equiv. TCI Equiv. TCI Equiv.	• Relatively mature • High-voltage erosion due to frequent breakdown • Relatively mature • Electronics control • Thermal management and packaging • Igniter fabrication • High-voltage insulation • EMI • High voltage erosion • Electronics control • Cost • Challenge to form plasma under high gas density • Arc prevention • Cost • Electronics control
RF Ignition	Repetitive PND Spark Transient plasma AC Spark ignition	~267 kW ⁴⁹ ~6.85 MW ⁵⁰ TCI Equiv.	Tens of mJ Hundreds of mJ Active ignition: TCI equiv. AC bkd: 5 μs Up to 4 ms ⁵¹	Multiple sites Single spot Multiple sites	Primary streamer: non-thermal SSB: thermal Primary streamer: non-thermal SSB: thermal Thermal plasma	• Challenge to form plasma under high gas density • Arc prevention • Cost • Electronics control • Photon absorption Thermal plasma Pre-chamber: TCI Equiv. Main chamber: flame/radical
Laser Ignition	RF Corona ignition Microwave plasma ignition Laser-induced plasma	Equiv. steady discharge power: ~1 kW Equiv. steady discharge power: ~2.5 kW Up to ~10 MW	Up to 4 J ⁴⁸ TCI Equiv. < 10 mJ	Multiple sites Single spot Possible for multiple sites Single spot / Multiple sites	Thermal plasma/ non-thermal Thermal plasma Thermal plasma	• Challenge to form plasma under high gas density • Arc prevention • Cost • Electronics control • Packaging • Repetitive rate limit • Miniaturization and cost • Optics durability • Off the shelf • Low load ignitability
Turbulent jet ignition	Passive/Active pre-chamber ignition	/	Equiv. ~2% cycle / fuel energy	Multiple sites	Pre-chamber: TCI Equiv. Main chamber: flame/radical	

* Bkd: breakdown.

Figure-A I-1 Les différents types de décharges électriques dans les moteurs à allumage commandé
Tirée de Yu & Zheng (2021)

BIBLIOGRAPHIE

- Addepalli, K. S. & Mallikarjuna, J. M. (2017). Effect of Engine Parameters on Mixture Stratification in a Wall-Guided GDI Engine - A Quantitative CFD Analysis. *SAE International Journal of Commercial Vehicles*, 10(2), 562–571. doi : 10.4271/2017-01-0570.
- Aspden, A., Day, M. & Bell, J. (2016). Three-dimensional direct numerical simulation of turbulent lean premixed methane combustion with detailed kinetics. *Combustion and Flame*, 166, 266–283. doi : 10.1016/j.combustflame.2016.01.027.
- Astanei, D., Faubert, F., Pellerin, S., Hnatiuc, B. & Wartel, M. (2018). A New Spark Plug to Improve the Performances of Combustion Engines : Study and Analysis of Unburned Exhaust Gases. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 38(5), 1115–1132. doi : 10.1007/s11090-018-9903-5.
- Atef, N., Kukkadapu, G., Mohamed, S. Y., Rashidi, M. A., Banyon, C., Mehl, M., Heufer, K. A., Nasir, E. F., Alfazazi, A., Das, A. K., Westbrook, C. K., Pitz, W. J., Lu, T., Farooq, A., Sung, C.-J., Curran, H. J. & Sarathy, S. M. (2017). A comprehensive iso-octane combustion model with improved thermochemistry and chemical kinetics. *Combustion and Flame*, 178, 111–134. doi : 10.1016/j.combustflame.2016.12.029.
- Badawy, T., Bao, X. & Xu, H. (2017). Impact of spark plug gap on flame kernel propagation and engine performance. 191, 311–327. doi : 10.1016/j.apenergy.01.059.
- Bane, S. P. M. (2015). Investigation of the effect of electrode geometry on spark ignition. *Combustion and Flame*, 8.
- Chakraborty, N., Mastorakos, E. & Cant, R. S. (2007). EFFECTS OF TURBULENCE ON SPARK IGNITION IN INHOMOGENEOUS MIXTURES : A DIRECT NUMERICAL SIMULATION (DNS) STUDY. *Combustion Science and Technology*, 179(1-2), 293–317. doi : 10.1080/00102200600809555.
- Chaudhari, A. J., Sahoo, N. & Kulkarni, V. (2014). Simulation Models for Spark Ignition Engine : A Comparative Performance Study. *Energy Procedia*, 54, 330–341. doi : 10.1016/j.egypro.2014.07.276.
- Chen, L., Wei, H., Zhang, R., Pan, J., Zhou, L. & Feng, D. (2019). Effects of spark plug type and ignition energy on combustion performance in an optical SI engine fueled with methane. 148, 188–195. doi : 10.1016/j.applthermaleng.2018.11.052.

- Colin, O., Ritter, M., Lacour, C., Truffin, K., Mouriaux, S., Stepanyan, S., Lecordier, B. & Vervisch, P. (2019). DNS and LES of spark ignition with an automotive coil. *Proceedings of the Combustion Institute*, 37(4), 4875–4883. doi : 10.1016/j.proci.2018.08.021.
- Collin-Bastiani, F., Vermorel, O., Lacour, C., Lecordier, B. & Cuenot, B. (2019). DNS of spark ignition using Analytically Reduced Chemistry including plasma kinetics. *Proceedings of the Combustion Institute*, 37(4), 5057–5064. doi : 10.1016/j.proci.2018.07.008.
- Crispim, L. W., Hallak, P. H., Benilov, M. S. & Ballester, M. Y. (2018). Modelling spark-plug discharge in dry air. *Combustion and Flame*, 198, 81–88. doi : 10.1016/j.combustflame.2018.09.007.
- Dahms, R. N., Drake, M. C., Fansler, T. D., Kuo, T.-W. & Peters, N. (2011). Understanding ignition processes in spray-guided gasoline engines and extended spark-ignition model SparkCIMM. Part A. 158, 2229–2244. doi : 10.1016/j.combustflame.2011.03.012.
- Ekici, O., Ezekoye, O. A., Hall, M. J. & Matthews, R. D. (2007). Thermal and Flow Fields Modeling of Fast Spark Discharges in Air. *Journal of Fluids Engineering*, 129(1), 55–65. doi : 10.1115/1.2375130.
- Etheridge, J., Mosbach, S., Kraft, M., Wu, H. & Collings, N. (2011). Modelling cycle to cycle variations in an SI engine with detailed chemical kinetics. *Combustion and Flame*, 158(1), 179–188. doi : 10.1016/j.combustflame.2010.08.006.
- Fansler, T. D., Reuss, D. L., Sick, V. & Dahms, R. N. (2015). Invited Review : Combustion instability in spray-guided stratified-charge engines : A review. *International Journal of Engine Research*, 16(3), 260–305. doi : 10.1177/1468087414565675.
- Han, J., Yamashita, H. & Hayashi, N. (2010). Numerical study on the spark ignition characteristics of a methane–air mixture using detailed chemical kinetics. *Combustion and Flame*, 157(7), 1414–1421. doi : 10.1016/j.combustflame.2010.02.021.
- Hemdal, S. (2018). Characterization of stratified fuel distribution and charge mixing in a DISI engine using Rayleigh scattering. *Combustion and Flame*, 193, 218–228. doi : 10.1016/j.combustflame.2018.03.020.
- Heywood, J. B. (1988). *Internal combustion engine fundamentals*. New York : McGraw-Hill.
- Hu, F., Li, P., Guo, J., Wang, K., Liu, Z. & Zheng, C. (2018). Evaluation, development, and validation of a new reduced mechanism for methane oxy-fuel combustion. *International Journal of Greenhouse Gas Control*, 78, 327–340. doi : 10.1016/j.ijggc.2018.08.018.

- Jung, D., Sasaki, K. & Iida, N. (2017). Effects of increased spark discharge energy and enhanced in-cylinder turbulence level on lean limits and cycle-to-cycle variations of combustion for SI engine operation. *Applied Energy*, 205, 1467–1477. doi : 10.1016/j.apenergy.2017.08.043.
- Kannan, B. & Srivathsan, P. (2016). Numerical simulation of spark ignition engine using OpenFOAM®. *Perspectives in Science*, 8, 13–15. doi : 10.1016/j.pisc.2016.01.004.
- Kazmouz, S. J., Haworth, D. C., Lillo, P. & Sick, V. (2021). Large-eddy simulations of a stratified-charge direct-injection spark-ignition engine : Comparison with experiment and analysis of cycle-to-cycle variations. *Proceedings of the Combustion Institute*, 38(4), 5849–5857. doi : 10.1016/j.proci.2020.08.035.
- Kim, K., Tambasco, C., Hall, M. & Matthews, R. (2021). Experimental and Modeling Study of Spark Plug Electrode Heat Transfer and Thermal Energy Deposition. pp. 2021–01–0480. doi : 10.4271/2021-01-0480.
- Kinoshita, M., Fuyuto, T. & Akatsuka, H. (2019). Measurement of vibrational and rotational temperature in spark-discharge plasma by optical emission spectroscopy : Change in thermal equilibrium characteristics of plasma under air flow. *International Journal of Engine Research*, 20(7), 746–757. doi : 10.1177/1468087418791684.
- Korytchenko, K. V., Essmann, S., Markus, D., Maas, U. & Poklonskii, E. V. (2019). Numerical and Experimental Investigation of the Channel Expansion of a Low-Energy Spark in the Air. *Combustion Science and Technology*, 191(12), 2136–2161. doi : 10.1080/00102202.2018.1548441.
- Kravchik, T., Sher, E. & Heywood, J. B. (1995). From Spark Ignition to Flame Initiation. *Combustion Science and Technology*, 108(1-3), 1–30. doi : 10.1080/00102209508960387.
- Kubota, S., Tanaka, K. & Konno, M. (2014). Effect of Relative Positions of Air-Fuel Mixture Distribution and Ignition on Combustion Variation in Gasoline Engine. *SAE International Journal of Engines*, 7(4), 1824–1837. doi : 10.4271/2014-01-2629.
- Kuo, K. K. (2005). *Principles of Combustion* (éd. second edition). New Jersey, USA : John Wiley & sons.
- Kwon, H. & Min, K. (2010). Modified one-step reaction equation for modeling the oxidation of unburned hydrocarbons in engine conditions. *International Journal of Automotive Technology*, 11(5), 637–650. doi : 10.1007/s12239-010-0076-3.
- Lacour, C., Lo, A., Marrero, J., Lefebvre, F., Vervisch, P., Cessou, A. & Lecordier, B. (2016). Characterisation of electric discharge in laminar flow with optical.

- Le Corvec, L. (2017). *Étude numérique des instabilités de flammes prémélangées en régime laminaire*. (Thèse de doctorat, École Technique Supérieure, Montréal).
- Liu, J., Bi, M., Jiang, H. & Gao, W. (2020). Evaluation of spark discharge. *Journal of Electrostatics*, 107, 103500. doi : 10.1016/j.elstat.2020.103500.
- Lu, H., Liu, F., Wang, K., Xu, G. & Curran, H. J. (2021). Numerical study on the minimum ignition energy of a methane-air mixture. *Fuel*, 285, 119230. doi : 10.1016/j.fuel.2020.119230.
- Lu, T. & Law, C. K. (2005). A directed relation graph method for mechanism reduction. *Proceedings of the Combustion Institute*, 30(1), 1333–1341. doi : 10.1016/j.proci.2004.08.145.
- Maly, R. & Vogel, M. (1979). Initiation and propagation of flame fronts in lean CH₄-air mixtures by the three modes of the ignition spark. *Symposium (International) on Combustion*, 17(1), 821–831. doi : 10.1016/S0082-0784(79)80079-X.
- McAllister, S., Chen, J.-Y. & Fernandez-Pello, A. C. (2011). *Fundamentals of Combustion Processes*. New York, NY : Springer New York. doi : 10.1007/978-1-4419-7943-8.
- Mehl, M., Curran, H. J., Pitz, W. J. & Westbrook, C. K. (2009). Chemical kinetic modeling of component mixtures relevant to gasoline.
- Melsheimer, A., Ecker, R., Reiter, R. & Gesk, F. (2015). *Gasoline Engine Management - Systems and Components*. Wiesbaden : Springer Fachmedien Wiesbaden. doi : 10.1007/978-3-658-03964-6.
- Merola, S., Irimescu, A., Vaglieco, B. M., Iorio, S. D., Sementa, P. & Motori, I. (2019). Spectroscopy Based Tool for Temperature Evaluation during the Spark Discharge. 2(2), 13.
- Meyer, G. & Wimmer, A. (2018). A thermodynamic model for the plasma kernel volume and temperature resulting from spark discharge at high pressures. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 133(2), 1195–1205. doi : 10.1007/s10973-018-7169-z.
- Miller, J. A., Sivaramakrishnan, R., Tao, Y., Goldsmith, C. F., Burke, M. P., Jasper, A. W., Hansen, N., Labbe, N. J., Glarborg, P. & Zádor, J. (2021). Combustion chemistry in the twenty-first century : Developing theory-informed chemical kinetics models. *Progress in Energy and Combustion Science*, 83, 100886. doi : 10.1016/j.pecs.2020.100886.
- Naidis, G. V. (2007). Modelling of transient plasma discharges in atmospheric-pressure methane–air mixtures. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40(15), 4525–4531. doi : 10.1088/0022-3727/40/15/024.

- Nakaya, S., Hatori, K., Tsue, M., Kono, M., Segawa, D. & Kadota, T. (2011). Numerical Analysis on Flame Kernel in Spark Ignition Methane/Air Mixtures. *Journal of Propulsion and Power*, 27(2), 363–370. doi : 10.2514/1.47136.
- Orlandini, I., Gartung, K. & Schlerfer, J. (2009). Application of 3D-CFD Simulations in the Development of Spark Plugs. pp. 2009–01–0706. doi : 10.4271/2009-01-0706.
- Patel, D. & Chakraborty, N. (2015). Effects of Energy Deposition Characteristics on Localised Forced Ignition of Homogeneous Mixtures. *International Journal of Spray and Combustion Dynamics*, 7(2), 151–174. doi : 10.1260/1756-8277.7.2.151.
- Plackmann, J. D., Kim, T. & Ghandhi, J. B. (1998). The Effects of Mixture Stratification on Combustion in a Constant-Volume Combustion Vessel. pp. 980159. doi : 10.4271/980159.
- Scarcelli, R., Matthias, N. & Wallner, T. (2013). Numerical Investigation of Combustion in a Lean Burn Gasoline Engine. pp. 2013–24–0029. doi : 10.4271/2013-24-0029.
- Schäfer, M., Schmidt, R. & Köhler, J. (1996). 1-D Simulation of a Spark Discharge in Air. *Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion*, 2701–2708.
- Schwarz, C., Schünemann, E., Durst, B., Fischer, J. & Witt, A. (2006). Potentials of the Spray-Guided BMW DI Combustion System. pp. 2006–01–1265. doi : 10.4271/2006-01-1265.
- Sharma, A. (2022). *Introduction to Computational Fluid Dynamics : Development, Application and Analysis*. Cham : Springer International Publishing. doi : 10.1007/978-3-030-72884-7.
- Sher, E. & Refael, S. (1982). Numerical analysis of the early phase development of spark-ignited flames in CH₄-AIR mixture. *Symposium (International) on Combustion*, 19(1), 251–257. doi : 10.1016/S0082-0784(82)80195-1.
- Shichida, T., Yoshizaki, H., Tsuga, S., Sugimoto, N. & Kameda, H. (2014). Numerical Simulation for Ignitability of Spark Plug using Detailed Chemical Kinetics. pp. 2014–01–1234. doi : 10.4271/2014-01-1234.
- Shiraishi, T., Teraji, A. & Moriyoshi, Y. (2015). The Effects of Ignition Environment and Discharge Waveform Characteristics on Spark Channel Formation and Relationship between the Discharge Parameters and the EGR Combustion Limit. *SAE International Journal of Engines*, 9(1), 171–178. doi : 10.4271/2015-01-1895.
- Siemens, D. I. S. (2020). *STARCCM+ User Guide (v15.06)*.

- Singh, B., Rajendran, L. K., Giarra, M., Vlachos, P. P. & Bane, S. P. M. (2018). Measurement of the flow field induced by a spark plasma using particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, 59(12), 179. doi : 10.1007/s00348-018-2632-y.
- Singh, B., Rajendran, L. K., Gupta, P., Scalo, C., Vlachos, P. P. & Bane, S. P. (2019). Experimental and Numerical Study of Flow Induced by Nanosecond Repetitively Pulsed Discharges. *AIAA Scitech 2019 Forum*. doi : 10.2514/6.2019-0740.
- Singh, B., Rajendran, L. K., Vlachos, P. P. & Bane, S. P. M. (2020a). Two regime cooling in flow induced by a spark discharge. *Physical Review Fluids*, 5(1), 014501. doi : 10.1103/PhysRevFluids.5.014501.
- Singh, B., Rajendran, L. K., Zhang, J., Vlachos, P. P. & Bane, S. P. M. (2020b). Vortex rings drive entrainment and cooling in flow induced by a spark discharge. *Physical Review Fluids*, 5(11), 114501. doi : 10.1103/PhysRevFluids.5.114501.
- Singh, B., Lalit K, R., Vlachos, P. & Bane, S. P. M. (2021). Shock generated vorticity in spark discharges. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 54(31), 315202. doi : 10.1088/1361-6463/abfe7f.
- Slavinskaya, N. A. & Haidn, O. J. (2003). Modeling of n-Heptane and Iso-Octane Oxidation in Air. *Journal of Propulsion and Power*, 19(6), 1200–1216. doi : 10.2514/2.6940.
- Smith, G. P., Golden, D. M., Frenklach, M., Moriarty, N. W., Eiteneer, B., Goldenberg, M., Bowman, T., Hanson, R. K., Song, S., Gardiner, W. C., Lissianski, V. V. & Qin, Z. (2018). GRI-Mech 3.0. Repéré le 2022-06-15 à <http://combustion.berkeley.edu/gri-mech/version30/text30.html#cite>.
- Srivastava, S. (2008). NUMERICAL SIMULATION OF A DIRECT INJECTION SPARK IGNITION ENGINE USING ETHANOL AS FUEL. 136.
- Thiele, M., Warnatz, J. & Maas, U. (1999). 2D-Simulation of Ignition Induced by Electrical Discharges. doi : 10.4271/1999-01-1178.
- Thiele, M., Warnatz, J. & Maas, U. (2000a). Geometrical study of spark ignition in two dimensions. *Combustion Theory and Modelling*, 4(4), 413–434. doi : 10.1088/1364-7830/4/4/303.
- Thiele, M., Selle, S., Riedel, U., Warnatz, J. & Maas, U. (2000b). Numerical simulation of spark ignition including ionization. *Proceedings of the Combustion Institute*, 28(1), 1177–1185. doi : 10.1016/S0082-0784(00)80328-8.

- Tsuboi, S., Miyokawa, S., Matsuda, M., Yokomori, T. & Iida, N. (2019). Influence of spark discharge characteristics on ignition and combustion process and the lean operation limit in a spark ignition engine. *Applied Energy*, 250, 617–632. doi : 10.1016/j.apenergy.2019.05.036.
- Turns, S. R. (2000). *An introduction to Combustion - Concepts and Applications* (éd. 2). McGraw-Hill High Education.
- Versteeg, H. K. & Malalasekera, W. (2007). *An introduction to computational fluid dynamics : the finite volume method* (éd. 2nd ed). Harlow, England ; New York : Pearson Education Ltd.
- Wadekar, S., Janas, P. & Oevermann, M. (2019). Large-eddy simulation study of combustion cyclic variation in a lean-burn spark ignition engine. *Applied Energy*, 255, 113812. doi : 10.1016/j.apenergy.2019.113812.
- Westbrook, C. K. & Dryer, F. L. (1981). Simplified Reaction Mechanisms for the Oxidation of Hydrocarbon Fuels in Flames. *Combustion Science and Technology*, 27(1-2), 31–43. doi : 10.1080/00102208108946970.
- Yakovlev, I. & Zambalov, S. (2019). Three-dimensional pore-scale numerical simulation of methane-air combustion in inert porous media under the conditions of upstream and downstream combustion wave propagation through the media. *Combustion and Flame*, 209, 74–98. doi : 10.1016/j.combustflame.2019.07.018.
- Yang, J., Munoz, R. H., Anderson, R. W. & Lavoie, G. A. (2000). Study of a Stratified-Charge DISI Engine with an Air-Forced Fuel Injection System. pp. 2000–01–2901. doi : 10.4271/2000-01-2901.
- Yang, Z., Yu, X., Zhu, H., Ting, D. S.-K. & Zheng, M. (2020). Effect of spark discharge energy scheduling on ignition under quiescent and flow conditions. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D : Journal of Automobile Engineering*, 234(12), 2878–2891. doi : 10.1177/0954407020915976.
- Yoshida, K., Nakayama, K. & Suzuki, T. (2008). Development of Next-Generation High Ignitability Spark Plug. pp. 2008–01–0467. doi : 10.4271/2008-01-0467.
- Yu, S. & Zheng, M. (2021). Future gasoline engine ignition : A review on advanced concepts. *International Journal of Engine Research*, 22(6), 1743–1775. doi : 10.1177/1468087420953085.

- Yuasa, T., Kadota, S., Tsue, M., Kono, M., Nomura, H. & Ujiie, Y. (2002). Effects of energy deposition schedule on minimum ignition energy in spark ignition of methane/air mixtures. *Proceedings of the Combustion Institute*, 29(1), 743–750. doi : 10.1016/S1540-7489(02)80095-5.
- Zeng, W., Sjöberg, M., Reuss, D. L. & Hu, Z. (2016). The role of spray-enhanced swirl flow for combustion stabilization in a stratified-charge DISI engine. *Combustion and Flame*, 168, 166–185. doi : 10.1016/j.combustflame.2016.03.015.
- Zhang, A., Scarcelli, R., Lee, S.-Y., Wallner, T. & Naber, J. (2016). Numerical Investigation of Spark Ignition Events in Lean and Dilute Methane/Air Mixtures Using a Detailed Energy Deposition Model. pp. 2016–01–0609. doi : 10.4271/2016-01-0609.
- Zhao, F. (1999). Automotive spark-ignited direct-injection gasoline engines. *Progress in Energy and Combustion Science*, 126.