

Tables des matières

<u>REMERCIEMENTS</u>	5
<u>TABLES DES MATIERES.....</u>	7
<u>PREFACE</u>	13
<u>CHAPITRE I INTERETS ET OBJECTIFS DE L'ETUDE.....</u>	15
I.1 INTERET DE L'ETUDE D'UN ARC ELECTRIQUE DANS UN LIQUIDE	16
I.1.1 GENERALITES SUR LES ARCS ELECTRIQUES	16
I.1.2 APPLICATIONS ET UTILISATIONS MAJEURES.....	17
I.1.2.1 Disjoncteurs à bain.....	17
I.1.2.2 Découpe et soudure sous l'eau	21
I.1.2.3 Nanostructures de carbone et nanoparticules.....	23
I.1.2.4 Onde de choc et fracturation électrique	25
I.1.2.5 Applications environnementales.....	27
I.1.2.6 Conclusion sur les applications et utilisations majeurs d'un arc électrique dans un environnement liquide	30
I.1.3 PRINCIPAUX PHENOMENES ET MECANISMES RECENSES DANS LA LITTERATURE.....	31
I.1.3.1 Avant l'arc électrique	32
I.1.3.2 Arcs d'énergies supérieures au kJ pour des temps supérieurs à la milliseconde	32
I.1.3.3 Arcs d'énergies supérieures au kJ pour des temps inférieurs à la milliseconde	41
I.1.3.4 Arcs d'énergies inférieures au kJ pour des temps supérieurs à la milliseconde	53
I.1.3.5 Arcs d'énergies inférieures au kJ pour des temps inférieurs à la milliseconde	58
I.1.3.6 Conclusion sur les principaux phénomènes et mécanismes pour des énergies et temps d'arcs électriques dans les liquides différents	63
I.2 OBJECTIFS DE LA THESE.....	65
I.3 SYNTHESE DU CHAPITRE I.....	66

TABLES DES MATIERES

CHAPITRE II	MISE EN PLACE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET CAS D'ETUDE DANS L'EAU	67
II.1	PRESENTATION DE L'EXPERIENCE	68
II.1.1	MATERIEL UTILISE.....	68
II.1.1.1	Réacteur	68
II.1.1.2	Caméra rapide	70
II.1.1.3	Alimentations de courant	70
II.1.1.4	Appareils de mesure	72
II.1.2	DISPOSITIF EXPERIMENTAL	73
II.1.2.1	Mise en place et fonctionnement du matériel.....	73
II.1.2.2	Tir à froid et arc électrique	75
II.1.2.3	Post-traitement des données.....	75
II.1.3	CONCLUSION	77
II.2	CAS D'ETUDE : CARACTERISATION D'UN ARC ELECTRIQUE DANS L'EAU	78
II.2.1	CONDITIONS EXPERIMENTALES.....	78
II.2.2	CARACTERISTIQUES « BRUTES » D'UN ARC ELECTRIQUE DANS L'EAU	78
II.2.2.1	Caractéristiques visuelles	78
II.2.2.2	Caractéristiques de la pression	80
II.2.2.3	Caractéristiques électriques	83
II.2.3	INTERPRETATION DES CARACTERISTIQUES D'UN ARC ELECTRIQUE DANS L'EAU	86
II.2.3.1	Comparaison des observations avec la littérature.....	86
II.2.3.2	Modèle dynamique de Rayleigh	87
II.2.3.3	Autres modèles dynamiques	90
II.2.3.4	Adaptation du modèle de Rayleigh-Plesset.....	94
II.2.4	CONCLUSION	97
II.3	SYNTHESE SUR LE CHAPITRE II	98

TABLES DES MATIERES

CHAPITRE III	ETUDE PARAMETRIQUE	99
III.1	PARAMETRES MIS A DISPOSITION	100
III.2	INFLUENCE DE L'ENERGIE INJECTEE	101
III.2.1	CONDITIONS EXPERIMENTALES	101
III.2.2	RESULTATS	101
III.2.3	MODELE ENERGETIQUE DE KATTAN ET AL.	103
III.2.4	CONCLUSION	106
III.3	INFLUENCE DU MILIEU LIQUIDE	107
III.3.1	CONDITIONS EXPERIMENTALES	107
III.3.2	RESULTATS	107
III.3.3	INTERPRETATION	109
III.3.4	CONCLUSION	111
III.4	INFLUENCE DE LA DISTANCE INTER-ELECTRODE.....	113
III.4.1	CONDITIONS EXPERIMENTALES	113
III.4.2	RESULTATS	113
III.4.3	INTERPRETATION	117
III.4.3.1	Hypothèse d'un plasma cylindrique	118
III.4.3.2	Hypothèse d'un plasma elliptique	121
III.4.4	CONCLUSION	123
III.5	SYNTHESE DU CHAPITRE III	125

TABLES DES MATIERES

CHAPITRE IV	ETABLISSEMENT DU MODELE NUMERIQUE.....	127
IV.1	OBJECTIF DU MODELE	128
IV.2	CHOIX ET ADAPTATION DES MODELES MULTIPHASICHE ET DE TRANSITION DE PHASE	129
IV.2.1	CHOIX DU MODELE MULTIPHASICHE	129
IV.2.1.1	Quelques notions.....	129
IV.2.1.2	Modèles multiphasiques existants.....	130
IV.2.1.3	Le modèle <i>Volume-Of-Fluids</i> (VOF).....	131
IV.2.1.4	Critères de choix	134
IV.2.1.5	Conclusion	136
IV.2.2	CHOIX DU MODELE DE CHANGEMENT DE PHASE.....	137
IV.2.2.1	Quelques bases	137
IV.2.2.2	Modèles de condensation et d'évaporation existants	140
IV.2.2.3	Le modèle de Lee et ses adaptations	144
IV.2.2.4	Critères de choix	145
IV.2.2.5	Conclusion	149
IV.3	PRESENTATION DU MODELE.....	150
IV.3.1	PROPRIETES THERMODYNAMIQUES ET DE TRANSPORT POUR DIFFERENTES FRACTIONS VOLUMIQUES LIQUIDE-GAZ D'EAU	150
IV.3.1.1	Ensemble des propriétés considérées	150
IV.3.1.2	Particularité de la capacité calorifique massique.....	151
IV.3.1.3	Comparaison globale des propriétés pour différentes fractions volumiques	154
IV.3.2	HYPOTHESES GENERALES	154
IV.3.3	PRESENTATION DE LA GEOMETRIE ET CONDITIONS	155
IV.3.4	PARTICULARITE DU MAILLAGE.....	156
IV.3.5	EQUATIONS MISES EN JEU ET GRANDEURS UTILISEES.....	157
IV.3.6	SCHEMAS DE RESOLUTION ET CRITERES DE CONVERGENCE	158
IV.3.7	CONCLUSION.....	161
IV.4	SYNTHESE DU CHAPITRE IV	162

TABLES DES MATIERES

CHAPITRE V	RESULTATS EXPERIMENTAUX ET NUMERIQUES	163
V.1	CONFRONTATION DES RESULTATS	164
V.1.1	CONDITIONS DU CAS D'ETUDE ET PREMIERE COMPARAISON	164
V.1.1.1	Conditions expérimentales et de simulation.....	164
V.1.1.2	Premiers instants	166
V.1.1.3	Première caractérisation de la bulle à un instant donné	166
V.1.2	TAILLE DE LA BULLE	167
V.1.3	TEMPERATURE DU MILIEU GAZEUX	169
V.1.3.1	Estimation de la température moyenne à $t = 2.5$ ms	169
V.1.3.2	Estimation de la température moyenne au rayon maximal.....	173
V.1.3.3	Comparaison avec les résultats simulés	174
V.1.4	AUTRES GRANDEURS	177
V.1.4.1	Pression absolue et vitesse	177
V.1.4.2	Masse gazeuse	181
V.1.5	CONCLUSION	182
V.2	MODELE D'ARC ELECTRIQUE DANS UNE CONFIGURATION SIMPLIFIEE	183
V.2.1	PRESENTATION DU MODELE	183
V.2.1.1	Objectif du modèle	183
V.2.1.2	Hypothèses générales	183
V.2.1.3	Présentation de la géométrie et conditions	184
V.2.1.4	Equations mises en jeu	185
V.2.1.5	Schémas de résolution et critères de convergence	187
V.2.2	RESULTATS	187
V.2.2.1	Potentiel électrique	187
V.2.2.2	Température	188
V.2.2.3	Vitesse	189
V.2.2.4	Ordres de grandeurs	190
V.2.3	INFLUENCE DE LA PUISSANCE	191
V.2.4	CONCLUSION	193
V.3	SYNTHESE DU CHAPITRE V	194
CONCLUSION ET PERSPECTIVES.....	195	
REFERENCES.....	199	
ANNEXE A	209	
ANNEXE B	215	

TABLES DES MATIERES

Préface

Les travaux réalisés au cours de cette thèse portent sur l'étude d'un arc électrique dans un liquide par deux approches complémentaires : l'expérience et la simulation. Ils ont été effectués au sein de l'équipe Arc Electrique et Procédés Plasmas Thermiques (AEPPT) du laboratoire Laplace sur le site de l'Université Paul Sabatier à Toulouse. La problématique de cette thèse sera de comprendre la manière dont un plasma évolue dans un tel environnement, et mettra en avant la présence et la dynamique d'une bulle de gaz entourant l'arc. Pour répondre à cette problématique, on se propose de décomposer ce manuscrit en cinq chapitres.

Le Chapitre I présente l'étude bibliographique menée sur l'utilisation d'un arc électrique dans un liquide, ainsi que les mécanismes et les phénomènes qui l'entourent pour des énergies et des temps de décharge différents.

Le Chapitre II est consacré à la partie expérimentale de cette étude. Le matériel et le dispositif expérimental seront décrits, avant de présenter un cas d'étude dans l'eau.

Le Chapitre III aborde l'influence de certains paramètres sur les caractéristiques électriques du plasma, ainsi que sur la formation et la dynamique de la bulle de gaz.

Le Chapitre IV est dédié à la mise en place du modèle numérique. Il s'agit de savoir quels modèles multiphasiques et de changements de phases seraient les plus adaptés à notre étude.

Le Chapitre V confronte les résultats obtenus par la simulation et par l'expérience autour d'un cas d'étude. Cette étape a pour objectif de valider le modèle multiphasique et de changement de phase de fluide exposé dans le Chapitre IV. Enfin, les paramètres électriques du plasma sont étudiés dans une configuration simplifiée d'arc libre pour différents gaz.

PREFACE

Chapitre I

Intérêts et objectifs de l'étude

Ce chapitre est consacré aux objectifs d'une étude expérimentale et numérique d'un arc électrique dans un environnement liquide. Pour commencer, quelques généralités sur l'arc électrique seront abordées avant de comprendre l'intérêt d'étudier un arc électrique dans un tel environnement. Les applications et les divers procédés seront présentés. Ensuite, une synthèse bibliographique sur les phénomènes et mécanismes principaux entourant cette étude sera exposée. Enfin, ce chapitre se terminera par les objectifs de la thèse et une conclusion.

I.1 Intérêt de l'étude d'un arc électrique dans un liquide

I.1.1 Généralités sur les arcs électriques

L'origine du terme « arc électrique » remonte au début du XIXe siècle notamment avec la fabrication d'une lampe de « sûreté » par le physicien Humphry Davy pour les mineurs travaillant dans les atmosphères inflammables des mines. Cette lampe est contenue dans une toile métallique pour l'isoler de l'atmosphère extérieure, protégeant ainsi les mineurs d'une éventuelle explosion. Elle est composée de deux électrodes en carbone et est alimentée par les piles électriques de Volta. Lorsque le courant est libéré au travers de ces électrodes, Humphry Davy a observé une « flamme » ou une « lumière électrique » intense reliant ces électrodes sous la forme d'un arc. La forme et la nature particulière de cette lumière donnent ainsi l'enchaînement de mots « arc électrique ».

Actuellement, l'arc électrique est considéré comme un outil commun de certaines applications et études, notamment celles des disjoncteurs, de la soudure, de la coupure, des fours métallurgiques, de la dépollution de gaz, du foudroiement des avions ou encore de la fabrication de nanostructures. Pour maîtriser les procédés associés à ces applications directement liées à l'arc électrique, les scientifiques se tournent vers le domaine de la physique des plasmas.

Un plasma créé par un arc électrique appartient à la catégorie des plasmas thermiques. C'est un état particulier de la matière électriquement neutre et conducteur, où la température des ions, des électrons et des neutres qui le composent, est considérée comme quasi-identique et est généralement de l'ordre d'une dizaine de milliers de Kelvin. Cette catégorie de plasma est caractérisée par une température élevée, une forte densité d'énergie et un rayonnement important.

Dans le cas des arcs électriques à pression atmosphérique et à faibles distances inter-electrodes (de l'ordre du millimètre à quelques centimètres), les tensions et courants d'arc peuvent être respectivement de l'ordre de quelques dizaines à centaines de volts et de quelques ampères à quelques dizaines de milliers d'ampères. Comme toute décharge, une énergie électrique minimale de quelques centaines de joule à quelques kilojoules est donc requise pour

son amorçage entre la cathode (collectrice des charges positives et émettrice d'électrons) et l'anode (collectrice des charges négatives comme les électrons). Selon l'application voulue, cette énergie peut être injectée de manière pulsée, alternative ou continue dans des ordres de temps très variables (de quelques dizaines de nanosecondes à quelques secondes). Par exemple, pour le cas d'une découpe [HEN99] ou d'une soudure [BRO75] d'un matériau par plasma d'arc, le temps d'utilisation et l'énergie injectée à l'arc électrique vont être adaptés à l'épaisseur du matériau à couper ou à souder grâce à la chaleur dégagée par celui-ci. Pour les utilisateurs de ce type de technologie, certains risques ne sont pas négligeables et nécessitent la plus grande précaution. Lorsque l'arc électrique entre en contact avec le matériau au travers d'un gaz plasmagène, celui-ci chauffe le matériau puis dégage des fumées nocives et du métal en fusion, ainsi que des rayonnements UVs et IRs. Pour atténuer ces effets et mieux protéger les usagers, l'une des solutions a été d'utiliser un environnement liquide au lieu d'un gaz plasmagène traditionnel, car le liquide a une densité et une capacité de refroidissement plus importantes que le gaz.

Ce n'est pas la seule application à recourir à la mise en œuvre d'un milieu liquide, pour des raisons qui peuvent être aussi différentes. C'est ce qui sera abordé dans la section ci-après, qui recense quelques applications d'un arc électrique dans un liquide, et l'intérêt que peut apporter l'utilisation d'un milieu liquide par rapport à un milieu gazeux.

I.1.2 Applications et utilisations majeures

Les applications utilisant ce procédé d'arc électrique dans un liquide seront décrites dans cette partie ; Ainsi l'état de l'art a été mené sur ces utilisations, et a permis d'effectuer une sélection parmi celles dans un environnement d'huile comme les disjoncteurs à bain d'huile ; puis celles dans un environnement d'eau comme la découpe et la soudure, la fabrication de nanostructures et nanoparticules, l'utilisation des ondes de chocs ou encore les applications environnementales sous l'eau. Pour ces utilisations, les deux principaux milieux recensés dans la littérature sont donc l'eau et l'huile. Dans de moindres mesures, certaines solutions aqueuses peuvent aussi être associées à la fabrication de nanostructures et nanoparticules.

I.1.2.1 Disjoncteurs à bain

Histoire et procédé

Apparus dans les années 1890, les disjoncteurs à bain sont des appareils de coupure de courant, dont l'objectif premier est d'assurer la sécurité et la fiabilité électrique des réseaux de distribution, des points de consommation (aussi bien d'un niveau domestique qu'industriel) et des personnes. Au cours du XIXe siècle, deux principaux types de disjoncteurs à bain ont existé : à

eau et à huile. Le premier n'est pas très répandu, seul le disjoncteur à eau de Siemens ressort de l'étude bibliographique qui a été menée. Dans son article, Leeds [LEE41] l'a étudié et a montré que son fonctionnement est similaire à celui d'un disjoncteur à bain d'huile notamment au niveau de la méthode de coupure d'un courant alternatif.

Dans l'idéal, le disjoncteur doit pouvoir interrompre instantanément le courant. Cependant, l'appareil mécanique en lui-même n'est pas capable de le couper sans l'aide de l'arc électrique. En effet, il limitera la tension à ses bornes et l'énergie électromagnétique qu'il dissipera, dont l'ordre de grandeur est de quelques kilojoules pour un temps d'une dizaine de millisecondes.

La Figure I-1 montre deux photos des deux catégories principales de disjoncteurs à huile, différenciés ici par leur volume de liquide : le disjoncteur à « gros volume d'huile » sur celle de gauche et plusieurs disjoncteurs à « petit volume d'huile » sur celle de droite.

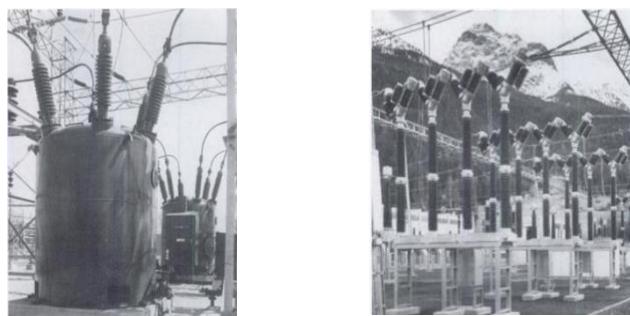


Figure I-1 A gauche, disjoncteur à «gros volume d'huile » (21 tonnes, 3.6 m de hauteur) triphasé avec une capacité de 1200 A sous 115 kV, tension de tenue aux ondes de chocs : 550 kV et peut interrompre un courant de défaut de 50 kA en 3 cycles sur un réseau à 60Hz ; à droite, disjoncteur à «petit volume d'huile » (5.4 m de hauteur) 420 kV, courant nominal de 2 kA et de coupure nominal à 25 kA [WIL00]

Pour le disjoncteur à « gros volume d'huile » à gauche sur la Figure I-1, le courant est amené par des traversées isolantes jusqu'à des contacts immergés dans une cuve remplie d'huile diélectrique (en général, minérale) reliée à la Terre. Lors d'une surcharge du réseau électrique, un arc électrique se crée entre ses contacts permettant alors au courant de circuler. Avec ces températures élevées (de 15 kK jusqu'à 50 kK selon les cas), une partie de l'huile est décomposée et ionisée libérant majoritairement de l'hydrogène (~70% - 80%) et en quantité moindre d'autres éléments (~20% éthylène, ~10% de méthane et du carbone). Tous ces gaz forment une bulle, qui sous pression de la masse de l'huile, comprime le canal d'arc allongé par l'écartement des contacts jusqu'à des pressions pouvant aller de 50 à 100 bars. Comme l'hydrogène a de bonnes propriétés thermiques et une faible constante de temps de dé-ionisation à haute pression (par rapport à l'air), le plasma d'arc s'éteint et le courant est coupé. La différence principale avec le disjoncteur à « faible volume d'huile » à droite sur la Figure I-1 est qu'il peut contenir 10 à 20 fois

plus de liquide. Généralement, le disjoncteur à « faible volume d'huile » présente en plus quelques améliorations sur la conception de son système de coupure. Par exemple, la présence d'une « grille de dé-ionisation » (ou Interrupteur Deion) dans la littérature des années 30 [SLE29] [BAK30], correspond aujourd'hui aux plaques parallèles d'une chambre de coupure permettant de disloquer l'arc et donc d'augmenter la vitesse de coupure [LEE41] [SCH34]. Cette vitesse de coupure est accrue avec l'utilisation du phénomène de surpression au sein de l'enveloppe gazeuse de l'arc [PEA32] ce qui a pour effet par exemple, d'accélérer le refroidissement de l'arc. Ce phénomène de surpression est appelé phénomène d'«auto-soufflage» de l'arc. Par ailleurs, c'est grâce à ce phénomène que les disjoncteurs à gaz fonctionnent, actuellement couplé avec un mouvement commandé des pièces mécaniques.

Pour mieux comprendre le fonctionnement de cette catégorie de disjoncteur, la Figure I-2 illustre quelques technologies pour optimiser la coupure de l'arc électrique (schématisée en trait plein) évoluant dans sa bulle gazeuse.

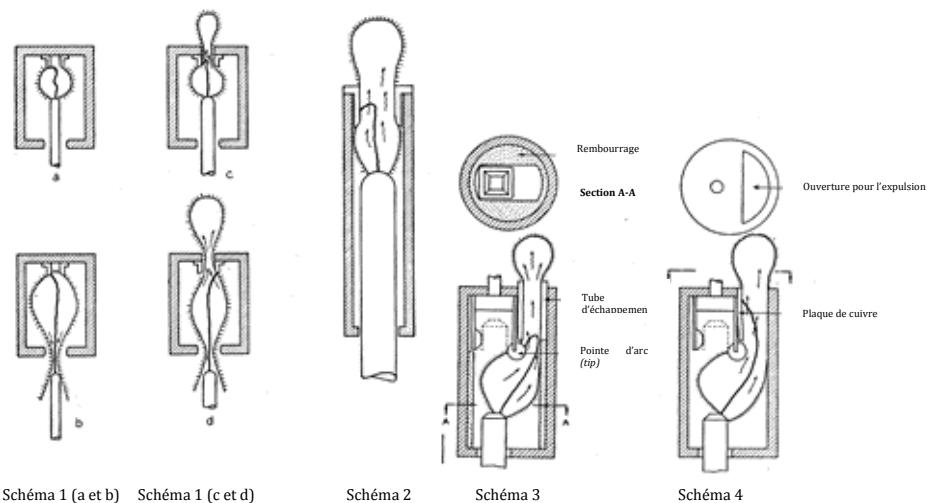


Figure I-2 Exemples de configuration de disjoncteurs à huile utilisés dans les années 1930 et schéma du mouvement de la bulle contenant l'arc électrique par rapport aux contacts [SCH34]

Le schéma 1a de cette figure montre ce qui est appelé un pot de coupure « conventionnel » et fermé (*explosion pot*) dans lequel le processus d'interruption de l'arc se fait avec des contacts mobiles. L'arc se situe dans une atmosphère de gaz chauds et son extinction s'effectue une fois l'électrode sortie de ce pot. L'avantage est que la bulle gazeuse reste confinée, sa taille est réduite à celle du pot comme le montre le schéma 1b. Cependant, les pressions engendrées dans ce pot ne permettent pas un soufflage complètement maîtrisé pour optimiser l'extinction. C'est pour cette raison qu'une ouverture supplémentaire plus ou moins grande par rapport à la taille de l'électrode a été choisie pour détendre le gaz. Cette méthode apparaît sur les schémas 1c, 1d et 2. La coupure

se fait certes plus rapidement, mais le principal inconvénient est que la deuxième bulle peut interférer avec l'état liquide de l'huile de manière complètement libre ; c'est un processus pas totalement contrôlé. Les schémas 3 et 4 permettent de s'affranchir de ces inconvénients en utilisant une chambre pour l'amorçage et une autre pour l'extinction à l'aide de sections d'ouvertures différentes pour contenir le mouvement du gaz. Immédiatement après la séparation des contacts, un arc se forme entre l'électrode *tip* et la principale, décomposant et vaporisant l'huile environnante en une bulle de gaz à haute pression dans la chambre. Au fur et à mesure que le contact « principal » s'éloigne, l'huile liquide est donc poussée dans la seconde chambre. Parallèlement la longueur d'arc s'étire favorisant ainsi le refroidissement de la chambre. Pour plus d'informations les technologies utilisées dans les schémas 3 et 4 ont été historiquement étudiées dans la littérature [PEA32] [LEE41] [SCH34] [COX47] [LAW72].

Il existe bien sûr beaucoup d'autres configurations et technologies pour les disjoncteurs. La plus récente, trouvée dans la littérature, utilise une fibre optique pour commander les contacts du disjoncteur à huile [COS99].

Avantages/inconvénients

Même améliorés, les disjoncteurs à huile présentent des inconvénients :

- L'enveloppe gazeuse de l'arc ne doit en aucun cas atteindre la cuve afin d'éviter l'amorçage entre les phases ou entre bornes et masse
- Non réversibilité de la décomposition de l'huile à chaque coupure
- Tenue diélectrique détériorée du fait de la dégradation de l'huile et de l'usure des contacts
- Dangers d'incendie ou d'explosion, dus à l'hydrogène accumulé dans la poche d'air située au-dessus du volume d'huile
- Temps de rétablissement de la pression interne longue
- Difficultés d'entretien et de remise en état après coupure
- Gamme d'utilisation de tension plus petite de 5kV à 765kV par rapport aux disjoncteurs à gaz (par exemple, de 220 V à 800 kV pour le SF₆ [DUF02])

C'est notamment pour ces raisons que le liquide diélectrique a été remplacé par un gaz. Cependant, l'utilisation d'un liquide pour cette technologie a aussi quelques avantages par rapport à l'utilisation d'un gaz comme milieu plasmagène :

- Plus écologique que le gaz SF₆, par exemple
- Contraction plus facile et risque de réamorçage plus faible de l'arc électrique dans un environnement liquide (grâce au poids de la colonne de liquide sur la bulle et à la capacité de refroidissement de liquide)

I.1.2.2 Découpe et soudure sous l'eau

Histoire et procédé

La soudure prend ses origines dans l'antiquité, où l'assemblage de métaux s'est fait principalement par forgeage et brasage à basse température de fusion. Il faut attendre 1887 pour que Bernardos crée le soudage à l'arc électrique avec des électrodes en charbon [WEM12], car l'efficacité du soudage s'en voit accrue à ces plus hautes températures. Avec la découverte de Humphry Davy en 1813 sur le maintien d'un arc électrique sous eau, c'est pendant la première guerre mondiale que des plongeurs utilisent la méthode de soudage à l'arc électrique en pleine eau pour réparer l'étanchéité des coques de navires. Par ailleurs dans cette même période, les premiers essais de découpage à l'arc électrique en pleine eau semblent apparaître dans plusieurs pays à la fois au Royaume-Uni, aux Etats-Unis et en France notamment avec les nouveaux procédés de la société appelée Soudure Autogène Française (SAF) en étroite collaboration avec Air liquide [HER16]. Pour une soudure ou une découpe de meilleure qualité, ces procédés se sont perfectionnés au cours du siècle qui a suivi, pour répondre aux besoins de réparations par exemple des sous-marins ou des bateaux, des tuyauteries pour le secteur pétrolier ou gazier, ou encore des structures immergées des centrales nucléaires. La différence entre une soudure et une découpe reste celle de l'apport de matériaux lors d'une soudure. La Figure I-3 montre une photographie d'un plongeur utilisant le procédé de soudure par arc électrique immergé sur une tuyère et un schéma indiquant la manière dont la soudure s'effectue dans ces conditions.

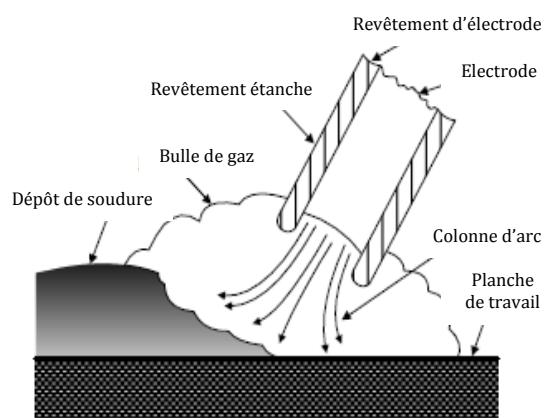


Figure I-3 A gauche, un plongeur effectuant une soudure sous l'eau [U07] ; à droite, les éléments entourant la colonne de l'arc électrique [WAN09] lors d'une soudure sous l'eau

L'électrode principale est enrobée de manière à la rendre imperméable à l'environnement liquide. Pour une soudure par arc électrique sous l'eau, le procédé est plutôt simple. Un apport métallique, avec un certain angle par rapport à la surface à souder (pièce de travail), est chauffé

par l'arc et les deux matériaux de surface se soudent grâce à cet apport fondu. Lorsque l'arc électrique est amorcé, la combustion de l'électrode et l'onde de pression générée créent une bulle de gaz issue de l'évaporation de l'eau, comme il est indiqué sur la Figure I-3. Selon Wang et al. [WAN09], il est important d'adapter la distance et la vitesse de la surface à souder pour que la taille de la bulle de gaz s'équilibre et n'interfère pas avec le plongeur.

Pour une découpe par arc électrique dans l'eau, Hendricks [HEN99] explique que l'eau liquide autour de la zone de coupe est dissociée en une phase vapeur d'oxygène et d'hydrogène [HEN99]. L'oxygène réactif a tendance à se combiner avec le métal fondu de la zone de coupe pour former de l'oxyde de métal, et l'hydrogène volatile est libéré dans l'eau liquide. Hendricks [HEN99] précise que lorsque cet hydrogène est collecté dans une poche de gaz sous la pièce à couper, une petite explosion peut se produire et réamorcer le jet plasma. C'est pour cette raison que l'eau a besoin d'être constamment « agitée » pour éviter ce genre d'incident.

Généralement, ces procédés durent de quelques secondes à quelques minutes selon l'épaisseur de la pièce à découper ou le type de matériau à souder. Ces temps d'utilisation sont suffisamment longs pour que des bulles de vapeur plus petites se créent autour de la bulle de gaz principale contenant l'arc électrique, et remontent à la surface pendant le procédé. L'eau liquide est à température ambiante, et le poids de la colonne d'eau comprime la bulle de gaz principale ne lui permettant pas de s'échapper avant l'extinction de l'arc électrique.

Pour ce genre de procédé en pleine eau, les plongeurs ne dépassent pas 60 m de profondeurs [GAR16] à cause d'une pression trop élevée de l'eau exercée sur eux et sur la bulle principale pouvant mener à l'extinction de l'arc électrique.

Enfin parfois, pour augmenter la qualité et la vitesse de coupe, des systèmes d'injection de gaz autour de la torche sont utilisés.

Avantages/inconvénients

Ces procédés en pleine eau présentent bien sûr des avantages comparés à des procédés en milieu gazeux :

- Protection supplémentaire des usagers par absorption des UVs ou autres rayonnements produits par l'arc électrique
- Simplicité et rapidité d'intervention
- Qualité de découpe équivalente lorsque la profondeur d'eau n'excède pas 20m
- Refroidissement rapide des pièces de travail

Cependant, l'utilisation d'un liquide pour ce type de procédé a aussi quelques inconvénients par rapport à l'utilisation d'un gaz comme milieu plasmagène :

- Dépendance de la pression environnante ; par exemple, si la profondeur de l'eau est trop importante (au-delà de 20 m), la pression ambiante augmente, ce qui peut déstabiliser l'arc, et entraîner des turbulences [GAR16] à cause d'une constriction trop prononcée de l'arc électrique réduisant ainsi la vitesse de découpe ou de soudure.
- Teneur élevée en hydrogène dans la colonne d'arc qui peut conduire à la capture de l'hydrogène dans le métal de soudure. Cela a pour conséquence d'augmenter la sensibilité de l'apparition de certaines fissures, dégradant les propriétés mécaniques de la soudure.
- Teneur élevée en oxygène dans la colonne de l'arc électrique qui peut oxyder la soudure, réduire la proportion d'éléments de l'alliage et provoquer l'apparition de micropores réduisant la qualité de la soudure.
- Refroidissement rapide des pièces de travail qui peut augmenter la porosité de la soudure

I.1.2.3 Nanostructures de carbone et nanoparticules

Histoire et procédé

L'ère des nanostructures de carbone est marquée par la publication de clichés recueillis par microscopie électronique de Iijima en 1991 [IJ91]. Ces images montrent des architectures microscopiques tubulaires de carbone graphitique de diamètre nanométrique, connues sous le nom aujourd'hui de nanotubes de carbone (NTC) (ou en anglais *carbon nanotubes* (CNTs)). Du fait de ses propriétés mécaniques (bonne rigidité et élasticité), électroniques (comportement électrique dite « métallique » ou semi-conductrice selon la chiralité du nanotube) et physiques (bonne conductivité thermique) uniques en son genre [KK10], ce nouveau matériau n'a pas tardé à trouver une large gamme d'applications quelques années plus tard [DRE96] [DEK99] comme dans les domaines du génie électrique (par exemple les pointes des microscopes de force atomique ou le stockage magnétique) et électronique (par exemple les transistors ou les diodes à effet de champ), de la physique (revêtement hydrophobe), de la chimie (réservoir à hydrogène) ou encore la médecine (biocompatibilité).

Parmi les procédés de fabrication, ces structures carbonées peuvent être formées par arc électrique amorcé dans un milieu liquide [JAH13]. Ce sont Ishigami et al. [ISH00] qui ont développé pour la première fois en 2000, cette méthode simple d'un arc immergé dans l'azote pour la production de NTC de haute qualité. Par la suite, la méthode d'un plasma d'arc dans l'eau est développée par Lange et al. en 2003 [LAN03].

Le principe consiste à amorcer l'arc dans le liquide entre deux électrodes carbonées qui se touchent initialement. Ces électrodes sont connectées à une alimentation généralement DC, mais aussi AC [BIR03] et plus récemment pulsée [BUR15]. Globalement dans la littérature, la cathode

est plus grande en diamètre (6 à 20 mm) que l'anode (6 mm [KIA13] [ANT03] [BIR03] [ZHU02] ou 3 mm [HOS12]). Les ordres de grandeurs du courant sont généralement inférieurs à cent ampères et ceux de la tension d'une vingtaine de volts.

Par effet Joule et bombardement électronique de l'anode [ANT03], l'arc ainsi formé éloigne les électrodes l'une de l'autre à cause principalement de l'ablation et l'évaporation du matériau composant l'anode [ZHU02] [JAH13] [KIA13]. La température de l'arc dans l'eau est estimée à environ 5 kK (ou 4 kK autour de l'arc). Naturellement, une enveloppe de nature gazeuse entoure cet arc à cause de l'énergie qu'il dissipe par évaporation [ZHU02] et/ou dissociation du milieu liquide [LAN03], rayonnement, chauffage et bombardement par les espèces réactives [XIN07]. Afin de stabiliser l'arc électrique et la phase gazeuse qui l'entoure, des systèmes automatiques régulent la distance inter-contact de manière à maintenir une tension d'entrée constante (souvent à 1 mm pendant environ 60 s) [JAH13]. Les espèces carbonées sont donc confinées dans cette enveloppe gazeuse, et présentent ainsi des gradients de densité et de température élevés [XIN07]. Avec une alimentation DC, on peut supposer que les énergies engendrées sont tellement faibles (estimées de l'ordre de quelques joules pendant quelques minutes) que les pressions engendrées et la taille de la bulle de gaz sont par conséquent réduites (à pression atmosphérique, la taille de la bulle est de l'ordre de quelques millimètres).

Ainsi, les nanostructures se forment soit par nucléation des espèces carbonées sur la cathode refroidie par le liquide, soit sur les parois de la bulle de gaz [XIN07]. Elles sont ensuite récupérées principalement sur la cathode et dans de moindres mesures au fond de la cuve [HOS12] ou en surface du liquide (structure type oignons, nanoparticules, structures amorphes) [ZHU02].

De la même manière, Lange et al [LAN03], puis Jahanshahi et al. [JAH13] ont construit un système de ce genre (l'un avec de l'eau, l'autre avec une solution aqueuse LiCl) et ont remarqué la production d'autres structures comme des capsules. Il existe d'autres configurations et conditions possibles pour l'obtention de ces structures nanocarbonées [SAI15], et la nature de ces nanostructures changent avec celle du matériau de l'électrode.

Avantages/inconvénients

Pour le choix du milieu plasmagène créé par l'arc électrique, le liquide est préféré au gaz pour ce genre d'application, principalement parce qu'il a une capacité de refroidissement plus grande sur les électrodes [XIN07], et parce qu'il permet de confiner plus facilement l'arc [ANT03] [KIA13] à cause d'une diffusion limitée à la bulle de gaz qui l'entoure. La stabilité de l'arc est donc mieux assurée et la qualité des nanostructures obtenues semble être améliorée d'un point de vue cristallin [ZHU02]. Le taux de cristallinité et le rendement de production de NTCs semblent augmenter avec l'utilisation d'un liquide.

D'un point de vue technique, ce procédé présente aussi des atouts considérables que cela soit au niveau du coût ou de sa simplicité de mise en œuvre. Enfin, il n'a besoin ni de système de pompage, ni de gaz réactif habituel (argon, hélium), ni de contrôle de température ou de système d'échangeur de chaleur contrairement au procédé par gaz.

I.1.2.4 Onde de choc et fracturation électrique

Histoire et procédé

La fracturation électrique utilise un type de décharge nommée décharge électrohydraulique. Il est intéressant de savoir qu'il existe plusieurs types de ce panel de décharges pulsées : couronne (~ 1 J/pulse), spark et arc (~ 1 kJ/pulse) dans l'ordre de grandeur croissant d'énergie injectée [LOC06] [LI13]. Dans cette partie et pour rester dans le sujet de thèse, la fracturation électrique sera regardée uniquement lorsque les arcs seront établis dans l'eau.

Dans de nombreuses régions du monde, les réserves de gaz et de pétroles se situent généralement à des profondeurs élevées (1000 m à 4000 m) et sont piégées par des roches très imperméables. Or le forage classique complété d'une fracturation hydraulique des roches en périphérie du puit ne donne accès qu'à une quantité limitée de ressources, ainsi d'autres alternatives sont nécessaires. La fracturation hydraulique consiste à fracturer la roche en injectant un liquide (eau mélangée à du sable et des produits chimiques) sous forte pression (environ 600 bar), mais de manière assez localisée. Les conséquences sur l'environnement ne sont pas négligeables. Dans l'objectif d'augmenter la perméabilité de la roche environnante d'une façon plus distribuée en volume tout en conservant la résistance de la roche pour atteindre ces ressources, la fracturation électrique semble un bon candidat. Cette méthode repose sur un procédé dynamique de fracturation de la roche par application d'une onde de pression créée suite à l'initiation d'un arc électrique dans de l'eau (ou dans un liquide si la fracturation est seulement électrique). Ainsi, une collaboration de recherche française a débuté en 2007 entre la société TOTAL et différents laboratoires de l'université de Pau [CHE10] [MAR13] dans l'objectif premier de maîtriser et sécuriser ce procédé.

Pour générer une onde de choc suffisamment importante et fracturer (ou écraser) la roche dans un laps de temps court (μ s), un système de puissance pulsée est utilisé pour injecter l'énergie dans l'eau et former une décharge d'arc pulsée électrohydraulique (ou en anglais *Pulsed Arc Electrohydraulic Discharge (PAED)* [TOU06]). Ce phénomène et l'utilisation de cette alimentation à fort courant (plusieurs dizaines de kA) et tension (plusieurs dizaines de kV) sont plus connus

sous le nom de Procédé de Désintégration ÉlectroHydraulique (ou EHDP) représenté sur la Figure I-4.

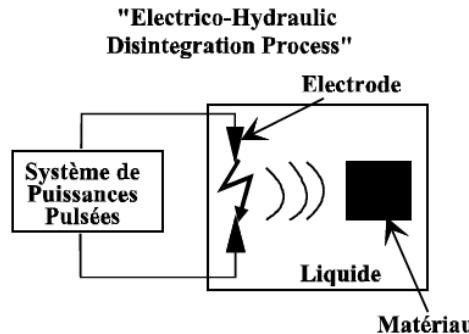


Figure I-4 Principe fondamental de la méthode EHDP [TOU05]

Le principe consiste en un système de deux électrodes immergées dans un liquide et placées près du matériau à traiter. Le système capacitif délivre des puissances pulsées sous la forme d'impulsions de tension de l'ordre de la dizaine de kilovolts déchargées à travers l'espace inter-électrodes [CHE10]. Un canal d'arc est créé entre les électrodes qui peuvent être initialement reliées par un fil dit « conducteur » [KRA08] [LI15] [HAN15] [HZL15] ou non [CHE10] [TOU06] [MAR13] [CHE14]. L'expansion du canal d'arc génère donc des ondes de pression qui se propagent dans le liquide jusqu'au matériau à fracturer.

Ce mode de décharge appartient à la catégorie des décharges appelées « subsoniques » [CHE10] [TOU06]. Dans l'eau, l'aspect de celles-ci ressemble aux streamers dits « buisson » observés dans les hydrocarbures [TOU06]. L'apparition de bulles de gaz, siège de la décharge, a été mis en évidence par de nombreux auteurs [BEO98] [TOU05]. Touya [TOU05] présente une photographie d'un exemple caractéristique du développement de cette décharge subsonique dans l'eau prise par un convertisseur d'images fonctionnant en mode frame. L'enregistrement est effectué en lumière indirecte dans le cas d'une tenue sous polarité positive.

Les résultats présentés par Touya [TOU05] montrent clairement l'apparition d'un volume de bulle de phase gazeuse qui se développe depuis la pointe haute tension vers le plan. Il a observé que l'émission de lumière par la décharge ne se produisait qu'après la formation de ces bulles de gaz. L'explication trouvée est qu'une phase de vaporisation de l'eau par effet Joule soit à l'origine de l'initiation et de la propagation de la décharge. Une théorie portant sur le développement d'une décharge subsonique est décrite par l'auteur. Elle part de la création d'une première bulle de gaz due à un échauffement local au niveau de la pointe. Ensuite une décharge électrique se développe et le potentiel électrique est reporté à l'extrémité de la bulle provoquant le développement d'autres bulles de gaz. Lorsque ce développement occupe tout l'espace inter-électrode, la rupture diélectrique de l'intervalle se produit.

Ce type de décharges est associé à l'emploi d'une tension pendant des temps assez longs et à des énergies importantes, à cause des faibles constantes de temps thermiques et des énergies de vaporisation plutôt élevées. De plus, à l'aide du maintien de faibles niveaux de tension (de quelques kilovolts) pendant une durée suffisamment grande, il est possible de court-circuiter un intervalle donné, menant à la rupture diélectrique.

Dans sa thèse, Martin [MAR13] reprend cette explication via une étude bibliographique proposant une analyse théorique de ce dernier mécanisme dans les liquides diélectriques soumis à une impulsion haute tension de durée suffisante pour provoquer : un échauffement local, l'évaporation puis la formation de bulles de gaz. Le modèle proposé se base sur l'hypothèse selon laquelle « la rupture diélectrique est développée par des canaux de percolation de bulles de gaz » [MAR13]. Les résultats de ces analyses montrent une bonne cohérence par rapport aux données expérimentales de la littérature [BLA32] [SB41] [TOU05] [TOU06] [CHE10].

Avantages/inconvénients

Ces procédés en pleine eau présentent bien sûr des avantages comparés aux procédés traditionnels de fracturation hydraulique :

- Respectueux de l'environnement (pas de pollution de nappes phréatiques par des produits polluants émis par l'explosif chimique)
- Simplicité et répétabilité dans certaines conditions pour une onde de pression voulue
- Sécurité assurée (répartition de l'onde de choc en volume améliore la perméabilité, ce qui rend l'accès aux puits plus stables)
- Cout restreint

Cependant, l'utilisation d'un liquide pour ce type de procédé a aussi quelques inconvénients par rapport à l'utilisation d'un gaz comme milieu plasmagène :

- Nouveau procédé souvent mal connu

I.1.2.5 Applications environnementales

Histoire et procédé

Les applications environnementales comprennent principalement la dépollution de l'eau, la dégradation de micro-organismes (bactéries) [YAM06], le traitement de déchets [MAG16] ou encore la gazéification [BOU07] [PAR12] [TOU05]. Il existe beaucoup de configurations [LOC06] pour ces applications. Mais le type de décharge le plus recensé dans la littérature est celui pulsé par arc électrohydraulique, dont le procédé général est illustré sur la Figure I-5.

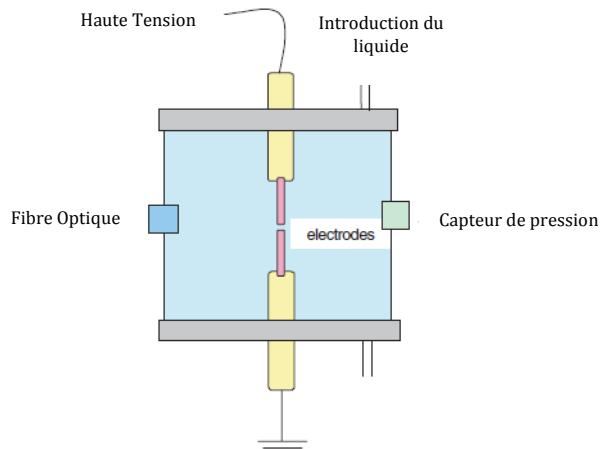


Figure I-5 Génération d'un arc électrohydraulique pulsé pour les applications environnementales [KAR05]

Le dispositif présente deux électrodes immergées dans une solution, généralement coaxiales reliées à une alimentation électrique pulsée. Un capteur de pression et une fibre optique liée à un spectromètre d'émission optique permettent de suivre les caractéristiques de la décharge et d'identifier les différents effets pour chaque application.

Par exemple, les bactéries dans l'eau peuvent être stérilisées par les effets physiques (onde de pression et UV) ou chimiques générés (OH^- , O_3 , H_2 , radicaux libres) par ce types de décharge [YAM06]. Ces effets ont la capacité de décomposer de nombreux contaminants organiques ou « microbiens » de l'eau. Pour étudier ces effets dans l'eau salée, Yamatake et al. [YAM06] utilisent des pulses de 0.3 kJ, où chaque pulse dure environ 100 μs . Ils ont remarqué que les émissions UVs intenses et des ondes de pression importantes de l'ordre de 2 MPa pourraient être à l'origine de la dégradation de certains contaminants chimiques et organiques. Ces résultats sont cohérents avec ceux de Patransky et al. [PAR12], qui ont observé cette décomposition quasi-complète du bleu de méthylène avec des électrodes en titanes, et avec l'étude menée par Touya [TOU05] sur la « dé-bactérisation », la dégradation des micro-organismes, et pour finir sur le pré-conditionnement de déchets solides par arcs électriques pulsés dans l'eau pour la société Effitech [TOU05] [EFF92].

Par ailleurs, les arcs électriques pulsés sont aussi un moyen pour apporter au sein d'une solution aqueuse de l'énergie avec une grande puissance, pouvant par exemple cette fois-ci, non pas en dégrader, mais détruire des composés organiques de celle-ci [PAR12] [KAR05]. Pour ce faire, une suite de charges et de décharges de condensateurs permet de créer des arcs électriques au travers des électrodes à une fréquence donnée. La puissance utilisée est certes de l'ordre du mégawatt, mais l'énergie par pulse reste généralement inférieure à 1 kJ. Selon Boudesoque [BOU07] pour un procédé industriel de prétraitement de boues, une décharge d'arc de 10-50 kV avec une intensité de courant de 10-100 A a une température atteinte lors du pulse estimée à 30

kK. La température est telle, que des espèces chimiquement actives apparaissent. Si la solution est principalement de l'eau, la plupart de ces espèces sont des agents oxydants, agents reconnus pour leur efficacité à nettoyer l'eau par diverses réactions chimiques [MAL01] [DAN11] [KAR05]. Par exemple, Karpel Vel Leitner et al. [KAR05] établissent ce procédé de 0.5 kJ/pulse en Figure I-5 capable de détruire des molécules aromatiques comme l'atrazine notamment grâce à des réactions d'oxydation. Mais contrairement à l'étude bibliographique menée par Boudesoque [BOU07], la température du canal d'arc n'est pas à 30 kK comme pour Malik et al. [MAL01], mais est située entre 14 kK et 15 kK.

Enfin, il existe quelques procédés de gazéification utilisant un arc électrique immergé, permettant de transformer un combustible solide, liquide ou gazeux en une combinaison d'hydrogène, de monoxyde de carbone et de traces de gaz inertes. Le brevet concernant une configuration du réacteur pour ce type d'application a été déposé en 1999 par Dammann et Wallman pour traiter les déchets carbonés (par exemple le charbon) immergés dans un liquide, libérant un gaz de synthèse de type COH₂.

Il est important de remarquer que généralement dans la littérature, la gazéification ne nécessite pas une complète immersion de l'arc électrique mais utilise plutôt une technologie d'arc transféré [BOU07] comme le procédé PYROGENESIS permettant la gazéification des déchets ménagers et organiques liquides. Cependant, « *Plasma Arc Flow Recycler* » [MAG16] semble être une technologie utilisant ces conditions d'arc immergé. Le procédé pour la stérilisation et la gazéification des déchets a été développé récemment par l'italien Santilli de la société MagneGas, dont le principe est schématisé en Figure I-6.

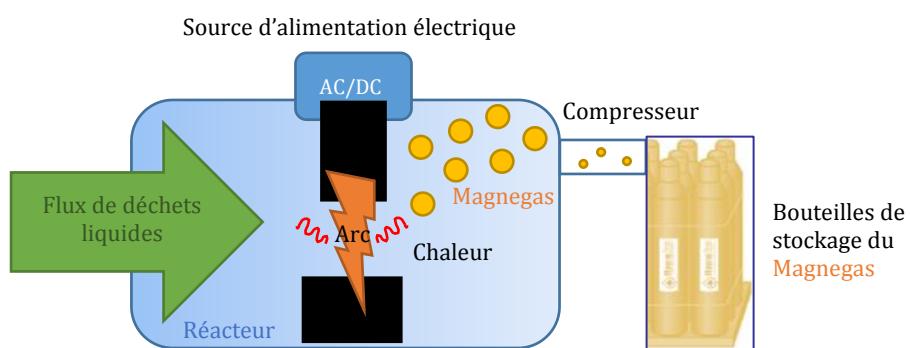


Figure I-6 Procédé de recyclage par arc électrique immergé « *Plasma Arc Flow Recycler* » de 200kW utilisé par l'entreprise « MagneGas » pour la gazéification ou la stérilisation

Le système peut être divisé en trois parties : celles des déchets, du réacteur et du MagneGas.

Les déchets traités par l'entreprise sont de deux sortes : ceux pour la stérilisation, et ceux pour la gazéification. Les déchets sont liquides et souvent appelés « biomasse » (avec une tolérance pour le traitement de certains éléments solides en suspensions) : eaux usées, boues,

effluents d'élevage, glycérine, antigel utilisé, pétrole et certains liquides à base d'huile (moteur, palme etc) [MAG16].

Ces déchets liquides s'écoulent dans le réacteur dans lequel est amorcé un arc électrique entre deux électrodes en carbone. L'arc décompose les molécules liquides en atomes et forme aussi un plasma à environ 5.5 kK libérant de la chaleur usant fortement les électrodes. Les résidus de celles-ci peuvent être récupérés pour être utiliser comme des combustibles ou des fertilisants dans le cas de la stérilisation des déchets. Parallèlement, le flux de liquide pousse le plasma loin des électrodes et contrôle ainsi la formation des bulles de gaz qui remontent à la surface. Ces bulles de gaz sont compressées et collectées dans des bouteilles de stockage.

Ce gaz de synthèse est combustible et est appelé par l'entreprise « Magnegas ». Il se compose généralement d'hydrogène (55 - 65%), du monoxyde de carbone (30 - 35%), de dioxyde de carbone (1 - 2%), de la vapeur d'eau (2%) et de traces de gaz (0,5 à 1%). Ce gaz peut être utilisé pour beaucoup d'applications : production d'électricité, cuisine, chauffage, gaz naturel pour les voitures, ou encore la découpe de métaux. Pour cette dernière application, la société indique que la découpe peut être beaucoup plus efficace avec ce gaz qu'avec l'acétylène dans les conditions standard industrielles de découpe par arc électrique [MAG16]. Enfin, l'objectif novateur de cette société est d'intégrer cette technologie dans des structures aussi bien industrielles que domestiques.

Avantages/inconvénients

Par rapport au recyclage des déchets, ces procédés présentent bien sûr des avantages comme des inconvénients contre des procédés en milieu gazeux :

- Meilleure sécurité (absence de fumées néfastes ou de produits polluants)
- Respectueux de l'environnement (absence de produits polluants)
- Simplicité et rentabilité
- Coût bas
- Déchets liquides ciblés (exemple : pas d'eau salée [MAG16])

I.1.2.6 Conclusion sur les applications et utilisations majeurs d'un arc électrique dans un environnement liquide

Les énergies électriques et les temps d'applications pour un arc électrique dans un environnement liquide peuvent être différents selon les utilisations. En effet, celles-ci ne manquent pas : la découpe/soudure sous l'eau, les disjoncteurs à huile, la fracturation électrique,

les nanostructures et nanoparticules, ou encore les applications environnementales (dépollution de l'eau, stérilisation). [CHA07]

Par exemple, la fabrication de nanostructures de carbone se fait à des échelles de temps plus grandes (de l'ordre de quelques minutes) avec de faibles courants et tensions continus (de l'ordre d'une dizaine d'ampères et de volts) [JAH13] que la fracturation électrique traditionnelle (temps de l'ordre de la nanoseconde ou microseconde, pour des courants et de tension de l'ordre d'une dizaine de kA et kV) [CHE10] [MAR13] [CHE14].

De plus, certaines précautions à prendre sont similaires à ces applications, notamment le risque d'explosion pour la soudure dans l'eau lors de l'amorçage de l'arc, ou pour les disjoncteurs à bain d'huile (en plus du risque de réamorçage), ou encore pour les ondes de chocs et de pression. A ce stade de l'étude, la mesure de ce risque semble être associée à l'apparition d'une bulle de gaz lors de l'amorçage de l'arc électrique dans cet environnement liquide. Dans la majorité des utilisations, le comportement de cette phase gazeuse entourant l'arc électrique dans un environnement liquide est observé, mais ne paraît pas très bien maîtrisé.

Pour le savoir et comprendre avec quels paramètres ce comportement est lié, une étude ciblée sur les mécanismes et les phénomènes rencontrés lors de la présence d'un arc électrique dans un liquide sera décrite dans la partie suivante.

I.1.3 Principaux phénomènes et mécanismes recensés dans la littérature

Bien souvent chaque application amène un cas d'étude. Ainsi, beaucoup d'informations sont trouvées sur l'étude des ondes de pression générées par l'arc pour la fracturation électrique, ou sur la nature chimique de l'arc pour les applications environnementales (stérilisation, dépollution, gazéification) et la fabrication de nanostructures. Chaque application utilise un procédé avec une quantité d'énergie et une échelle de temps spécifique.

L'objectif ici est de recenser les différents phénomènes et mécanismes qui régissent le comportement d'un arc électrique dans un liquide et dans quelles conditions ils existent (temps, énergie, configuration, liquide). Dans un premier temps une étude bibliographique sur les travaux expérimentaux sera effectuée, avant de discuter sur les modèles qui peuvent tenir compte, non seulement des phénomènes liés à l'arc électrique, mais aussi des mécanismes multiphasiques qui appuieraient ce qui a été observé expérimentalement. Avant d'aborder ce sujet et dans l'objectif

de comprendre l'apparition de ces mécanismes, les conditions de formation de cet arc électrique seront discutées par le biais d'une synthèse bibliographique.

I.1.3.1 Avant l'arc électrique

Les mécanismes de création d'un arc électrique dans un liquide passent généralement par un claquage de type streamer à arc transitoire puis établi. Ces mécanismes complexes dépendent de plusieurs paramètres dont quelques-uns sont communs avec les arcs électriques dans les gaz : géométrie des électrodes, tension appliquée et polarité, environnement, additifs spécifiques, pression, température et impuretés [VAC00] [DAN11] [AKA00] [CHE10] [BEO98]. La création de cet arc électrique dans un milieu dense comme un liquide nécessite alors, comme dans les gaz, une étape du pré-claquage dans celui-ci.

Les principales études dans les diélectriques liquides ont montré que ce pré-claquage est soit dû : [AKA00] [DAN11]

- Au niveau de l'interface cathode-liquide :
 - à une évaporation locale puisque généralement la température d'ébullition du liquide est inférieure à celle de l'électrode
 - aux phénomènes d'ionisation en avalanche dans le liquide,
- Dans le liquide : aux impuretés polarisables et conductrices, ou bulles de cavitation présentes initialement dans le milieu.

Kattan et al. [KAT91] ont observé la formation de bulles gazeuses en corrélation avec chaque impulsion de courant appliquée. De leur côté, Beroual et al. [BEO98] ont mis en évidence la nature gazeuse, et la propagation des streamers gouvernée par des mécanismes à la fois gazeux et électronique. Une fois l'arc établi, la phase gazeuse qui l'entoure est régie par des cycles expansion/implosion en lien avec la forme d'onde du courant [AKA00] [DAN11] [KAT91] dûs aux différences de pression exercées au niveau de l'interface de l'arc et de l'environnement liquide.

I.1.3.2 Arcs d'énergies supérieures au kJ pour des temps supérieurs à la milliseconde

Les principales applications qui utilisent des énergies supérieures au kJ dans des échelles de temps supérieurs à la milliseconde sont le disjoncteur à huile en AC ou DC et la découpe/soudure sous eau. Ainsi, les principales études expérimentales et numériques seront synthétisées pour mettre en évidence les différents phénomènes et mécanismes recensés dans la littérature.

Etudes expérimentales

Très peu de ressources bibliographiques sont trouvées sur les arcs DC pour les disjoncteurs à huile. Ce qui n'est pas le cas pour les arcs AC. Dans ces conditions, la littérature portant sur les travaux expérimentaux de cette application propose deux théories principales d'amorçage de l'arc [BLA32] [SDS41] [LEE41] qui peuvent tout à fait se compléter : par effet Joule, un chemin appelé « filament » inter-contact de vapeur d'huile et/ou de vapeur métalliques (électrodes) [ASI73] apparaît [BLA32] [BRU31], une fois que ce chemin est 100% en phase « vapeur », le claquage se produit généralement juste après ou avant selon les cas [SDS41]. En effet, la température doit être suffisamment élevée (supérieure à la température d'ébullition du liquide) pour favoriser l'ionisation et la dissociation du milieu gazeux [BRU31]. Ce claquage est caractéristique d'une montée en pression (plus grande si le courant efficace est grand) [CW47] et a une expansion de la phase gazeuse (dizaines de centimètres) sous forme sphérique entourant l'arc électrique [BRU31] [BLA32] [SCH34] [SB41]. Cette phase gazeuse est constituée majoritairement d'hydrogène (et un peu d'éthylène) et sa capacité à capter les électrons joue un rôle important pour une extinction rapide de l'arc [BRU31] [WED29], mais la forme de cette phase gazeuse ne reste généralement pas sphérique lorsque la bulle s'effondre sur elle-même et constricte l'arc [WED29] [SCH34] [BLA32]. La Figure I-7 illustre ce phénomène.

Sous une prise cinématographique, Blank [BLA32] a observé une coupure dans l'huile d'un pic de puissance de 5260 kVA et d'une tension de 4 kV pendant 10 ms. Il a remarqué que la forme sphérique de cette bulle peut évoluer suite à la production d'un nouveau centre de développement du gaz. Ainsi, une seconde bulle de forme sphérique séparée de la première ou dans un prolongement de la première bulle se dirigera dans le sens du déplacement du contact mobile. Le rayon de la bulle croît rapidement pour ensuite se stabiliser vers 10 cm à partir de 10 ms. La bulle s'effondre ensuite sur elle-même en présentant la forme d'un « champignon ». Malheureusement, Blank [BLA32] ne précise aucun temps spécifique associé à ces images qui permettrait d'identifier l'instant d'amorçage et d'extinction de l'arc électrique par rapport au développement de la bulle gazeuse.

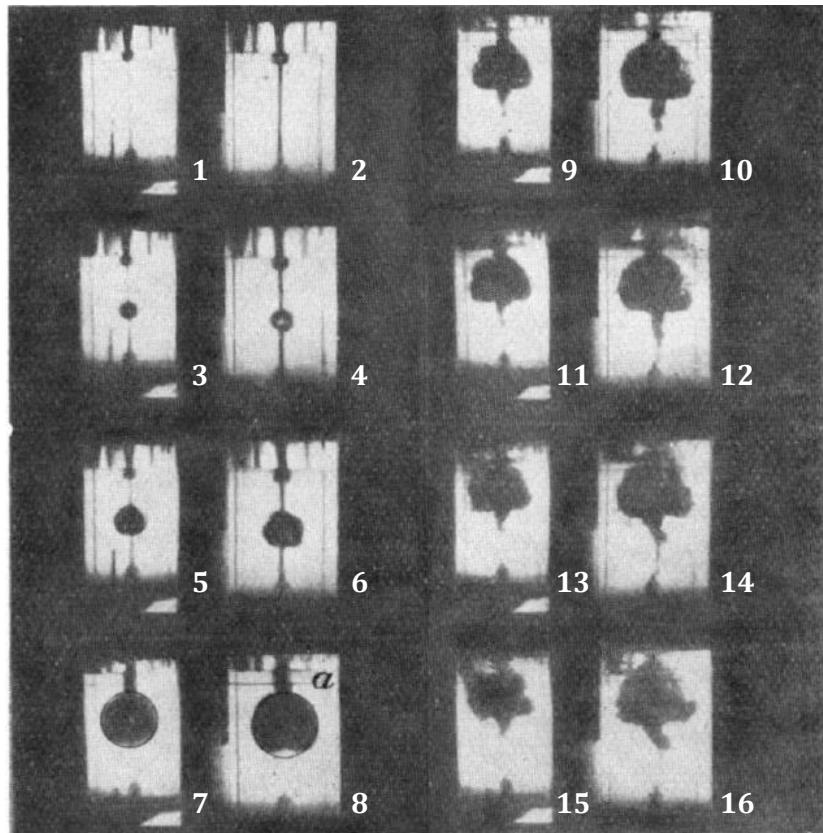


Figure I-7 Vues de la prise cinématographique d'une « rupture » de court-circuit dans l'huile (l'extinction de l'arc a lieu à la huitième image selon Blank) [BLA32]

Pour ce qui est de sa composition dans le cas où l'environnement serait de l'eau, Hendricks et al. [HEN99] en parlent que très brièvement. Contrairement à l'huile, l'eau contient un plus grand pourcentage d'oxygène qui permet (une fois celui-ci dissocié de l'hydrogène) de s'associer avec les molécules du métal à découper dans la phase gazeuse. Comme discuté dans la partie précédente, Hendricks et al. [HEN99] confirme l'apparition d'une « petite explosion », synonyme d'une onde de pression à cause de l'hydrogène accumulé dans cette bulle de gaz.

Parallèlement, les résultats expérimentaux montrent une possible relation de proportionnalité entre l'énergie libérée par l'arc et le volume gazeux qui l'entoure [WED29] [BRU31] dont la pente est de $70 \text{ cm}^3 \text{ par kW.s (ou J)}$ pour des pressions pouvant atteindre 8.6 bar [SCH34] selon la configuration du disjoncteur. La Figure I-8 montre la dépendance linéaire entre le volume de gaz libéré constituant la « bulle » et l'énergie appliquée au travers de l'arc électrique.

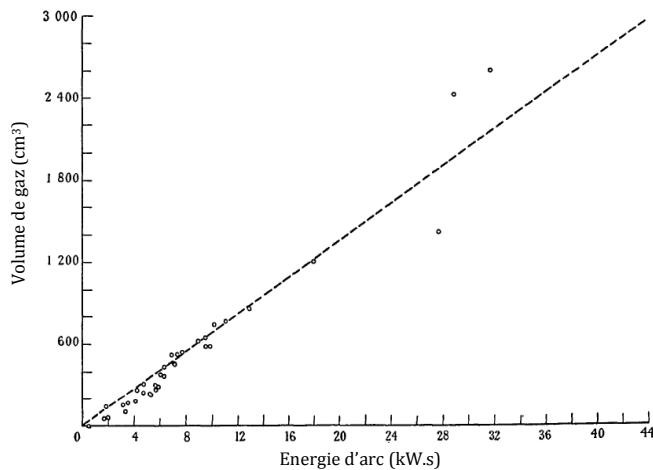


Figure I-8 Graphe montrant la relation entre le volume de gaz libéré et l'énergie d'arc dans l'huile à vitesse de séparation des contacts constante dont la valeur n'a pas été précisée [WED29] pour des tirs réalisés de 250 A à 2000 A à 5.5 kV de tension efficace avec des contacts en cuivre

Les différents bilans énergétiques permettent de conclure que l'énergie électrique de l'arc est dissipée en énergies de contact (électrodes), de radiation, en chauffage et évaporation puis claquage (thermochimique et thermodynamique) de l'huile, pour l'expansion et le chauffage du gaz, pour la dissociation de l'huile en hydrogène [BRU31].

Cette étude sur les disjoncteurs à huile est intéressante pour ce travail du fait que la littérature [LEE41] [SDS41] s'accorde à dire que la manière dont un claquage se produit dans l'huile est similaire à un claquage dans l'eau en configuration pointe-pointe, avec pour preuve les observations par caméra rapide de Slepian et al. [SB41] [SDS41]. Ils ont expérimenté le rétroéclairage en prenant 2000 à 2300 images par seconde, pour visualiser l'évolution temporelle des bulles dans l'eau et dans l'huile selon la vitesse d'écoulement. Dans ces conditions, ils ont remarqué que les formes de bulles d'huile et d'eau paraissent identiques, la seule différence serait au niveau de la transparence à cause de l'abondance du carbone dans l'huile par rapport à l'eau.

Concernant la température de l'arc, Bruce et al. [BRU31] l'ont estimée à environ 4 kK dans l'huile, alors que dans le cas d'une découpe sous l'eau, Hendricks et al. [HEN99] l'estime à 50 kK pour un courant continu de 1 kA ce qui semble surestimé.

Etudes numériques

Pour des arcs électriques dans les liquides avec des énergies supérieures au kilojoule pendant des temps supérieurs à la milliseconde, les modèles numériques dans la littérature sont plutôt pauvres. Dans ces conditions, l'attention s'est portée sur les seuls modèles numériques de fracturation électrique de Chen [CHE10] [CHE14] et de Lawson [LAW72].

- Etude numérique de Chen [CHE10] [CHE14] pour des arcs supérieurs au kJ pour des temps supérieurs à la milliseconde

En utilisant le logiciel EUROPLEXUS, Chen a pour objectif principal d'étudier l'influence de l'énergie injectée dans l'eau sur l'onde de pression générée par l'arc électrique sans fil fusible et sur le matériau à fracturer. On se concentrera uniquement sur la première étude, à savoir celle de l'onde de pression générée par l'arc électrique.

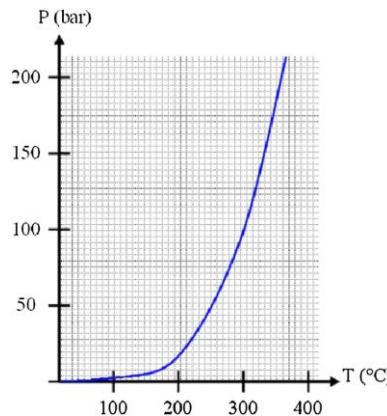


Figure I-9 Courbe de pression de vapeur saturante de l'eau [CHE10]

Tout d'abord, il se base sur la courbe de pression de vapeur saturante tracée sur la Figure I-9 pour les propriétés thermodynamiques de l'eau dont les phases liquides et vapeur sont séparées par la courbe de saturation. Lorsque l'on se situe sur la courbe de saturation, c'est un mélange liquide-vapeur qui sera obtenu.

Parallèlement à cela, Chen [CHE10] [CHE14] établit grâce à ces expérimentations, des relations sur l'énergie injectée (cf. Equation (I-1)), l'énergie thermique dissipée (cf. Equation (I-2)) et le pic de pression (cf. Equation (I-3)) écrites dans le Tableau I-1.

Grandeur	Unité	Equations
Energie injectée	J	$E = \frac{1}{2} C_e (U_M^2 - U(t)^2)$ (I-1)
Energie thermique	J	$E_T = mC_p \Delta T$ (I-2)
Pic de pression	bar	$P_0 = kE_B^\alpha$ (I-3)

Tableau I-1 Grandeurs caractéristiques de Chen [CHE10] lors de ses expérimentations

Avec U_M , la tension maximale appliquée, C_e la capacité équivalente, E_B l'énergie lors du claquage telle que $E_B = 1/2C_eU_B^2$, k un coefficient dépendant de la distance entre la source et le capteur de pression et α un coefficient dépendant de la géométrie inter-électrode (distance, rayon

de courbure). Ces expressions sont similaires à celle de Touya et al. [TOU06] et vont venir compléter le modèle diphasique. Pour ce faire, l'auteur utilise la fraction « massique » χ telle que $\chi = m_g/m_{\text{tot}}$, où m_g est la masse du gaz et m_{tot} la masse totale de fluide, pour répartir par exemple les proportions de l'enthalpie thermique de la vapeur et de liquide dans l'enthalpie résultante.

L'énergie injectée dans le fluide est supposée indépendante de la masse et des caractéristiques du fluide, et dépendante du temps jusqu'à atteindre un plateau comme le montre la Figure I-10.

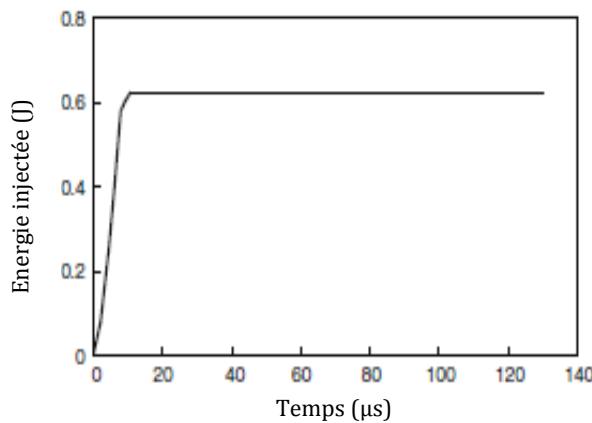


Figure I-10 Exemple de l'évolution de l'énergie injectée dans le temps [CHE10]

Sans tenir compte des distributions de paramètres physiques dans le canal à plasma, la décharge électrique est modélisée sous la forme d'une procédure d'injection de l'énergie entre les électrodes. Cette énergie est simulée comme une augmentation de l'enthalpie de l'eau dans une zone donnée.

Dans ses simulations, Chen [CHE10] établit des incrémentations résiduelles sur le volume spécifique et l'enthalpie massique. Si ces résidus dépassent le critère de précision, le calcul repart alors avec des incrémentations plus petits correspondants à des pas de temps plus petits (1e-7 s par exemple). A chaque pas de temps Δt entre l'état n et $n+1$, l'incrémentation d'une certaine énergie Δe est égale à l'incrémentation de l'enthalpie Δh du fluide telle que l'enthalpie h^{n+1} est estimée comme il est écrit dans l'Equation (I-4):

$$h^{n+1} = h^n + \Delta h \quad (I-4)$$

Ensuite, l'auteur utilise une description de type eulérienne-lagrangienne arbitraire (ALE) pour avoir un maillage adaptatif dans le temps dans ses simulations numériques et combiner les avantages de l'une et de l'autre description. Le schéma d'intégration utilisé est de type explicite en éléments finis.

La configuration utilisée est pointe-pointe. La taille des électrodes est très petite par rapport au volume d'eau, elles ne sont donc pas représentées dans le modèle de Chen comme le montre la configuration pour les « petites » électrodes présentée sur la Figure I-11.

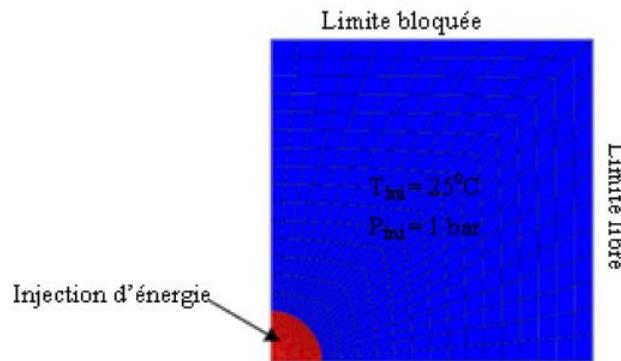


Figure I-11 Les conditions limites de la géométrie et maillage de 0.38 m de hauteur et 0.38 m de rayon pour la configuration des « petites » électrodes [CHE10]

La configuration est de type symétrique au niveau du centre de l'espace inter-électrode (paroi gauche) et axisymétrique en son axe (bas), puis une paroi est libre tandis que l'autre côté est considéré comme un mur. Les conditions initiales consistent en un espace d'eau entièrement liquide d'une température de 25 °C à la pression atmosphérique et d'une densité de 998.3 kg.m⁻³.

Chen et al. [CHE14] émettent l'hypothèse que lorsque l'énergie est injectée, une petite quantité de vapeur est générée sous forme de bulle. Les caractéristiques principales de cette configuration sont résumées dans le Tableau I-2. Ainsi, l'énergie totale de 124 kJ est atteinte au bout de 2 ms, et est continuellement injectée pendant 5 ms. Pour l'auteur, ces conditions servent à valider la robustesse de son modèle.

Grandeur considérée	Conditions
Energie injectée	124 kJ
Remarque sur l'énergie	Plateau de 2 ms à 5 ms
Diamètre de l'électrode	
Distance ou volume inter-électrode	Sphère de 6 cm de diamètre
Dimensions	H = 0.38 m et R = 0.38 m

Tableau I-2 Récapitulatif des caractéristiques de la configuration utilisée pour un arc électrique dans l'eau d'énergie supérieure au kJ pour des temps supérieurs à la milliseconde [CHE10]

Cette configuration est utilisée comme exemple de simulation d'explosion de vapeur.

La Figure I-12 montre les résultats de modélisation de pression située en haut de la Figure I-12, et de fraction de vapeur située en bas de la Figure I-12 pour ces conditions de simulation.

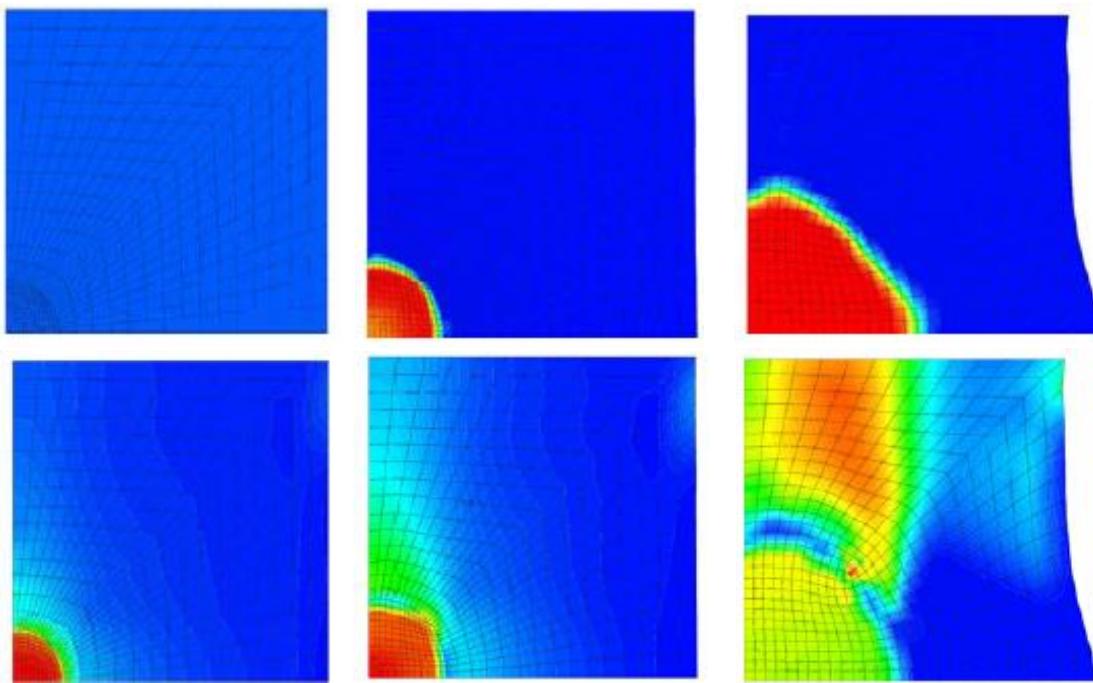


Figure I-12 Résultats de simulation des champs de fraction volumique de vapeur (en haut) et de pression (en bas) aux instants de 1 ms, 2 ms et 5 ms (de gauche à droite) [CHE10]

L'échelle de ces deux grandeurs n'est pas très lisible. D'après les informations fournies par Chen dans sa thèse [CHE10], l'échelle de fraction de vapeur s'échelonne de 0 à 55% à 1 ms et de 0 à 100% à 5 ms ; les valeurs de pression se répartissent entre 1 bar et 5 bars à 1 ms, puis de 1 bar à 47 bars à 2 ms et enfin de 1 bar à 1.5 bars à 5 ms. L'échelle de couleur représente les valeurs minimales en bleu vers les maximales en rouge.

Selon Chen [CHE10], le pic de puissance est à 1 ms, cependant aucune phase vapeur n'apparaît à cet instant. En effet, malgré une température dépassant les 100 °C, la pression n'est à ce moment pas atmosphérique (5 bar) et la courbe de vapeur saturante n'a alors pas pu être dépassée. Il faut attendre un peu plus d'1 ms pour obtenir une phase vapeur au centre de la géométrie. A cet endroit, Chen reporte les pics de pression (de 45 bar) et de température (de 260 °C) autour de 1.9 ms. A partir de cet instant, la phase gazeuse atteint rapidement un plateau, tandis que la pression et la température diminuent. Ces tendances sont à l'image de l'injection de l'énergie, puisque c'est à 2 ms que l'injection de puissance s'est arrêtée. Pourtant, selon les résultats de Chen [CHE10], la phase gazeuse semble atteindre 100% qu'à partir de 4 ms. Même après avoir arrêté d'injecter de l'énergie, la phase gazeuse continue de prendre du volume

(comme la température, malgré la diminution de ses valeurs), car une des parois est laissée « ouverte » et permet aussi peut être à la pression d'être « évacuée ».

Cette étape a permis à Chen de tester son modèle numérique et de suivre l'évolution de la température, de la pression et de la fraction de vapeur. Cependant, l'auteur ne confronte ses résultats de simulation avec ses résultats expérimentaux principalement que pour des temps plus faibles (inférieurs à la milliseconde). Avec les informations obtenues dans les travaux de Chen [CHE10] [CHE14] dans ces conditions de simulation spécifiques, les résultats présentés ici n'auront pas de confrontation expérimentale.

- Etude numérique de Lawson [LAW72] pour les arcs supérieurs au kJ pour des temps supérieurs à la milliseconde

Dans le but d'étudier l'évolution de la pression dans un disjoncteur à huile, Lawson [LAW72] s'est penché, de la même manière que Chen, sur la forme d'onde de pression, mais aussi sur le courant et la tension d'arc. De ses résultats expérimentaux, il a établi un modèle numérique sur une centaine de millisecondes de l'évolution de la pression p à l'intérieur du pot de coupures (cf. Equation (I-5)) en lien avec les formes d'onde de courant i (cf. Equation (I-6)) et de tension v (cf. Equation (I-7)) dont les expressions sont écrites de la manière suivante :

$$\frac{dp}{dt} = \frac{v i V_g T}{273 V_1} - \frac{A_E V_T (p - 1)}{V_1} \quad (I-5)$$

$$i = I_m \sin(\omega t) \quad (I-6)$$

$$v = (l_0 + V_m t) e_1 \quad (I-7)$$

Avec p , v et i la pression absolue, la tension et le courant instantanés, V_g le volume de gaz généré par énergie Joule, T la température du gaz, A_E la section d'ouverture pour l'évacuation du gaz dépendante de la distance inter-électrode et du temps, V_T la vitesse du gaz sortant, V_1 le volume du pot de coupure, t le temps, ω la pulsation, l_0 la longueur d'arc au début du cycle du courant, V_m la vitesse moyenne des contacts et e_1 le gradient de tension d'arc.

L'Equation (I-5) est une équation différentielle de la pression au sein du pot de coupure répartie en deux contributions : l'une pour décrire la génération de gaz et l'autre pour la perte de gaz à travers la section d'ouverture. Cette équation présente des inconnues notamment le courant et la tension instantanés, qui sont données dans l'Equation (I-6) et l'Equation (I-7). De plus, Lawson a repris l'expression temporelle de la section d'ouverture de McNeil et Crane, puis l'a

adapté à son modèle. Le reste des paramètres n'est pas plus détaillé dans la présentation des travaux de Lawson [LAW72].

Il donne ainsi les résultats de pression en fonction du temps représentés sur la Figure I-13. Sachant qu'un bar vaut environ 14.5 lbf/in², le minimum de pression est de 1 bar, et le maximum de 11 bar à 130 ms environ. L'accord entre les courbes expérimentale (a) et « théoriques » (b) et (c) de la pression en fonction du temps n'est pas parfait. Cependant l'auteur estime les résultats acceptables comparés aux résultats de l'Association Electrique de Recherche (*Electrical Research Association* ou *ERA*) utilisant ces mêmes équations qui portent leur nom, mais avec une section d'ouverture A_E constante et une utilisation brute de l'Equation (I-4) à l'Equation (I-6). Cependant, il manque certaines informations (ex. valeurs numériques) pour comprendre l'intégralité de l'étude de Lawson [LAW72].

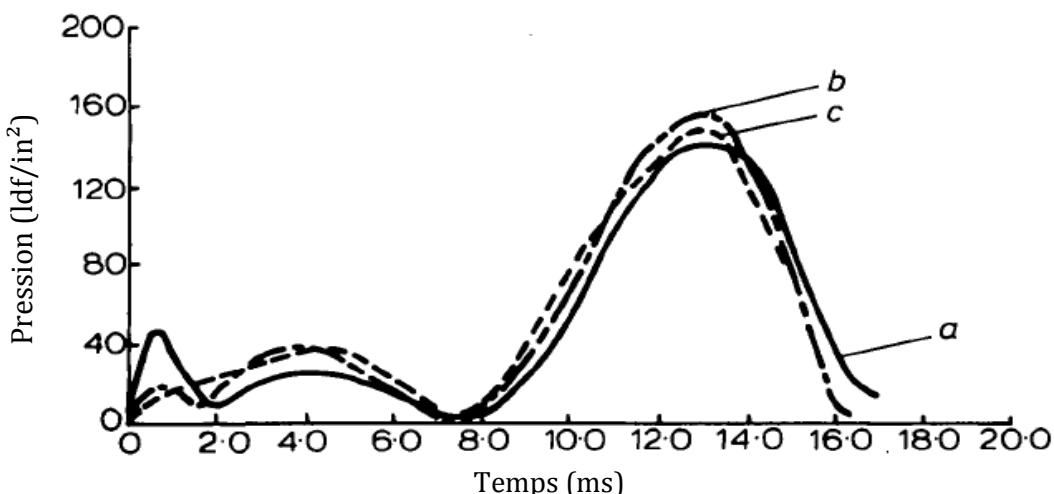


Figure I-13 Comparaison en fonction du temps des formes d'onde de pression expérimental (a), calculées à partir des expressions de tension et courant (b) et à partir du courant mesuré expérimentalement et de la distance inter-contact (c) [LAW72]

I.1.3.3 Arcs d'énergies supérieures au kJ pour des temps inférieurs à la milliseconde

Le principal mécanisme utilisé pour des énergies supérieures au kJ dans des échelles de temps inférieurs à la milliseconde est celui des ondes de chocs avec ou sans fil fusible, appliquées par exemple à la fracturation électrique. Ainsi, les principales études expérimentales et numériques seront synthétisées pour mettre en évidence les différents phénomènes et mécanismes recensés dans la littérature dans ces conditions.

Etudes expérimentales

Les décharges d'arc pulsées utilisent des hautes énergies injectées (généralement de l'ordre du kJ/impulsion) pendant des temps très courts (de la centaine de microsecondes à quelques nanosecondes). Dans ce cas, les arcs électriques dans les liquides peuvent être amorcés avec ou sans fil « fusible » dans plusieurs configurations possibles [LOC06] et leurs applications ne manquent pas. En effet, comme le montre la Figure I-14, ce type de décharge permet de créer une onde de pression suffisante pour fracturer par exemple une roche sous-teraine tout en conservant sa résistance et augmenter sa perméabilité (fracturation électrique) [CHE10] [MAR13] [CHE14] [LI15]. Elle génère aussi suffisamment de rayons UVs et d'espèces chimiques comme catalyseurs (comme OH; O₃ et les radicaux libres) afin de stériliser les bactéries [CHA07] ou de traiter l'eau sans produire de polluants secondaires [LOC06] [LI13]. Selon le matériau utilisé pour les électrodes, cette méthode peut aussi former certaines nanostructures ou nanoparticules [LUN07] [SAI15] [BUR15]. Pour cette application, cette méthode de fabrication par arc électrique dans les liquides n'est pas exclusive, c'est ce qui sera abordé dans la partie suivante (cf. I.1.3.4) avec pour différence des conditions d'énergie plus faibles et de temps plus longs.

Par ce large panel d'applications, la littérature dans ces conditions est un peu plus complète que les autres cas. Ainsi, des mécanismes d'initiation et de propagation sont distingués pour ce type de décharge.

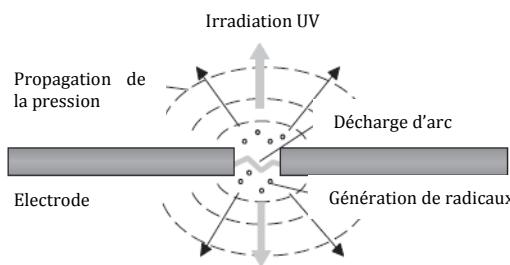


Figure I-14 Mécanismes principaux d'une Décharge d'Arc Pulsée Electrohydraulique [YAM06]

Dans la littérature, il existe plusieurs mécanismes spécifiques à l'initiation que l'on peut classer en quatre parties :

1. Mécanisme de bulles : consiste en un claquage des bulles de gaz initialement présentes (exemple : bulle de cavitation) au niveau des électrodes et dans le liquide [BUR15]
2. Décharge appelée « microexplosive » : commence par un chauffage local du liquide dû à l'effet Joule [LOC06]. Cette initiation est accompagnée d'une émission d'électrons à la cathode et/ou d'une ionisation des molécules du liquide. Une onde de choc se crée ainsi avec une

explosion de vapeur et une ionisation des bulles de gaz juste avant la formation du canal plasma. [BUR15]

3. Mécanisme d'ionisation directe : le canal plasma est simplement formé par l'ionisation du liquide grâce à une grande différence de potentiel entre les électrodes. Contrairement au cas précédent, l'énergie engendrée par ce mécanisme libère d'abord une phase gazeuse, puis une onde de choc [BUR15]. Ce mécanisme peut s'expliquer par l'étude bibliographique de Martin [MAR13]. Il a déduit que dans le cas des diélectriques liquides, la température peut modifier localement la configuration moléculaire et créer des cavités microscopiques.

4. Mécanisme électrothermique : d'abord, la tension est appliquée suffisamment longtemps pour permettre un chauffage et une évaporation locale du liquide [LI09] par effet Joule au niveau d'une électrode. Le champ électrique est donc renforcé dans la bulle de vapeur dû à la différence de permittivité entre l'eau et le gaz, provoquant ainsi la création d'autres bulles et l'ionisation de celles-ci [BUR15] et cela jusqu'à l'électrode opposée [LI09]. Dans le cas des décharges subsoniques, Martin [MAR13] propose un modèle basé sur l'hypothèse que ce phénomène de rupture est en fait développé par des canaux de percolation de bulles de gaz. Cette théorie confirme ce qui a été observé par Touya et al. [TOU06] dont les résultats expérimentaux montrent clairement l'apparition d'un volume de gaz qui se développe depuis la pointe haute tension vers le plan. La phase gazeuse sert alors ici de support pour le développement de l'ionisation et donc de la décharge. Il est aussi tout à fait possible que ces bulles contiennent du métal vaporisé des électrodes [LOC06].

La suggestion de Locke et al. [LOC12] dans son étude bibliographique est en accord avec ces mécanismes, car il met en avant l'importance de sites de nucléation de basses densités et/ou de la préexistence de microbulles de gaz pour effectuer un claquage dans l'eau liquide dans le cas des arcs électriques pulsés.

Au travers de cette initiation de décharge et selon les conditions utilisées, la décharge se propagera de deux manières différentes. Ainsi sont appelées les décharges « subsoniques » correspondantes à des temps d'application de l'ordre de la microseconde, et « supersoniques » avec des temps d'applications de l'ordre de la dizaine de nanoseconde [CHE10]. La première propagation est induite généralement par des claquages par bulles tandis que la deuxième par ionisation ou micro-explosive. [MAR13] [BUR15]

A ce stade de la décharge, comme les électrons ont une température supérieure à celle des particules lourdes, un grand nombre de collisions impliquant les électrons se produisent comme l'ionisation, l'excitation ou la dissociation. Dans l'eau, les éléments concernés sont donc les atomes et les molécules d'hydrogène et d'oxygène (comme O_2 ou H_2), les ions (comme H^+ ou H_3O^+), les radicaux (comme OH , O et H souvent détectés par spectroscopie d'émission optique [LOC06] [CHA07] [LI13]). L'arc enfin établi dans l'espace inter électrode a une température qui selon la littérature peut varier de 14 kK à 20 kK [KRA08] [LI15] [LOC06]. A cause du bombardement des particules chargées aux électrodes, celles-ci se mettent à chauffer, puis à s'éroder ou s'évaporer [PAR12].

Ces arcs électriques dans les liquides peuvent être aussi amorcés avec un fil appelé « fusible » : soit nu de quelques centaines de micromètres de diamètres [KRA08] [HDL15] [LI15], soit recouvert par des matériaux dits « énergétiques » superposés dont l'objectif est de contrôler l'onde de pression engendrée par l'arc électrique [HDL15]. La Figure I-15 montre un exemple des caractéristiques électriques et la pression mesurée à deux endroits différents de la décharge pour ce type de décharge pulsé.

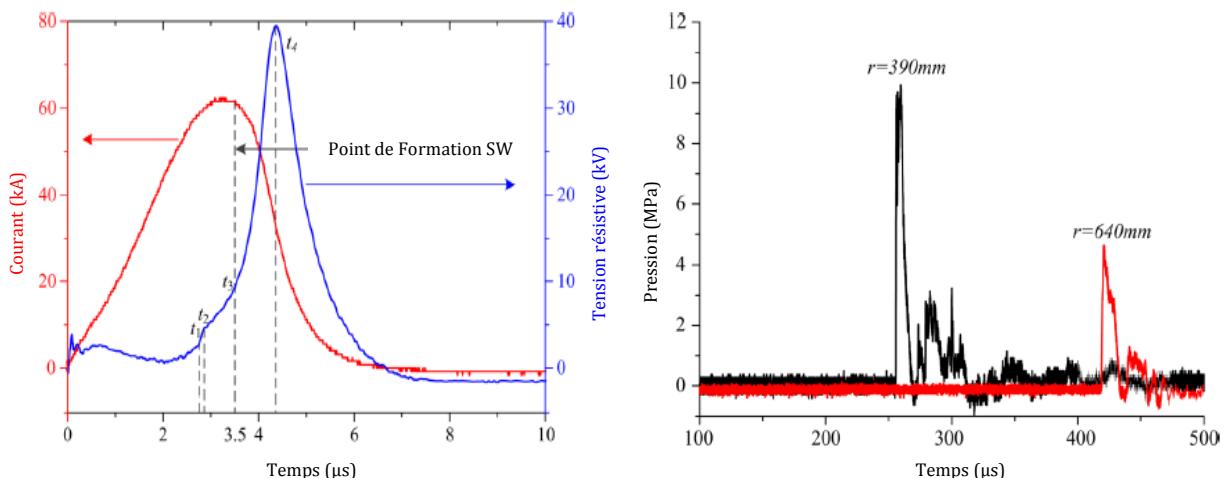


Figure I-15 Forme d'onde typique électrique et de pression à 2 distances « r » d'une décharge à explosion par fil de cuivre de diamètre 0.5mm et de longueur 80mm pour une énergie injectée de 2.7 kJ de capacités de 6 μ F chargées à 30kV [LI15] (SW : Shock Wave ou onde de choc)

La différence au niveau des phénomènes par rapport à un amorçage sans fil est : le chauffage, la fonte à 1358 K de t_1 à t_2 puis l'évaporation progressive du fil qui est ici en cuivre à une température de 2483 K [LI15]. Au point t_3 , un canal plasma est formé avec une température qui est aussi dans un état critique pour le fil de cuivre [HDL15] libérant ainsi une onde de pression (*Shock Wave* ou *SW*), qui conduit dans ce cas-là à la formation d'une onde de choc [LI15]. Aussi on peut ajouter que le spectre de radiation obtenu avec le fil sera quelque peu modifié du fait de la présence du cuivre dans le canal plasma [KAR08].

L'onde de pression de l'ordre du méga pascal se propage dans le bain d'eau. Les mesures de différents capteurs à différentes distances « r » de la décharge montrent dans un premier temps que l'amplitude de la pression générée décroît avec cette distance [GRI05] [KRA08] [CHE14] [HZL15] [LI15] (telle que $P \propto d^{-x}$ avec x compris entre 0.5 et 1.5) et plus cette distance croît, plus l'apparition de ce pic est loin dans le temps. Cette amplitude peut augmenter soit linéairement [TOU06] ou exponentiellement [CHE14] avec l'énergie injectée au système.

Krasik et al. [KRA08] ont aussi placé leurs expériences dans ces conditions d'énergies supérieures au kilojoule et des temps inférieurs à la milliseconde. Ils ont effectué deux classes de tests récapitulés dans le Tableau I-3 pour des temps d'impulsion de courant de l'ordre de la microseconde et de la nanoseconde pour un amorçage avec fil fusible en cuivre dans l'eau. Pour la première classe, le temps d'impulsion est généralement d'environ 2 μ s et le fil fait 85 mm de long sur 0.5mm de diamètre. La seconde classe de tests est effectuée sur une impulsion de courant d'environ 100ns avec un fil beaucoup plus fin dont le diamètre peut varier de 40 μ m à 300 μ m (valeur standard de 50 μ m) et la longueur de 20 à 80 mm (majoritairement à 25mm).

Grandeur	Unités	Classes de temps	
		μ sec	nsec
Energie stockée	kJ	7	0.7
Courant maximal utilisé	A	150 kA	100 kA
Taux de montée du courant	A/s	10^{10}	10^{12}
Puissance entrée électrique maximale	GW	2.0	6.0
Onde de pression générée maximale	$kbar$	10	100
Température maximale des électrons	eV	1.0	7.0

Tableau I-3 Résumé des grandeurs principales pour des ordres de grandeurs de temps différents utilisés par Krasik et al. [KRA08]

On remarque que pour un fort taux de montée de courant à l'échelle de la nanoseconde, les pics de pression, de puissance et la température électronique sont beaucoup plus élevés que pour des temps de l'ordre de la microseconde, avec une énergie stockée dix fois plus grande. Dans son étude, Grinenko et al. [GRI05] montrent que l'énergie mécanique et l'énergie dissipée par l'arc augmentent avec le temps, ce qui constitue une perte et pourrait servir d'explication à cette différence d'énergie.

Etudes numériques

Dans ces conditions d'énergies supérieures au kilojoule et des temps inférieurs à la milliseconde, deux études numériques retiennent notre attention : celle de Chen sans fil fusible et celle de Li avec fil fusible toujours appliquée aux ondes de chocs.

- Etude numérique de Chen [CHE10] [CHE14] pour un arc électrique dans l'eau d'énergie supérieure au kJ pour des temps inférieurs à la milliseconde.

Le modèle de Chen présenté précédemment reste identique à l'exception de la configuration utilisée comme montre la Figure I-16 et les conditions d'injection d'énergie récapitulées dans les conditions de simulation présentées dans le Tableau I-4.

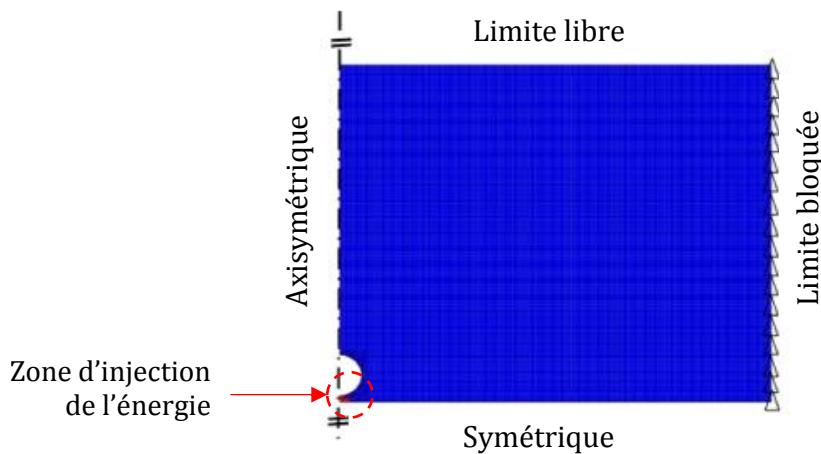


Figure I-16 Les conditions limites et le maillage de la géométrie pour les « grandes » électrodes (représentées en demi-sphère) [CHE14]

Grandeur considérée	Conditions
Energie injectée	3.3 kJ pendant 150 μ s
Remarque sur l'énergie	Plateau à 10 μ s
Diamètre de l'électrode	3 cm
Distance ou volume inter-électrode	10 mm
Dimensions	0.25 m x 0.3 m
Taille élément fini	4 mm ²

Tableau I-4 Récapitulatif des caractéristiques de la configuration utilisée pour un arc électrique dans l'eau d'énergie supérieure au kJ pour des temps inférieurs à la milliseconde [CHE10]

La configuration est dite à « grandes » électrodes, car contrairement à la configuration à « petites » électrodes, leurs tailles ne sont pas négligeables. Les électrodes ont un diamètre de 3 cm.

La configuration géométrique employée de type « sphère-sphère » est adaptée à l'injection d'une énergie de 3.3 kJ pendant 150 μ s avec de « grandes » électrodes de diamètre de 3 cm séparées par une distance de 1 cm. Elle présente une limite libre et une limite « mur ». De la même manière que la configuration précédente à « petites électrodes », c'est une géométrie de type symétrique au niveau du centre de l'espace inter-électrode et axisymétrique en son axe. Les conditions initiales consistent en un espace d'eau entièrement liquide d'une température de 25 °C à une pression de 10⁵ Pa et d'une densité de 998.3 kg.m⁻³.

Pour l'espace inter électrode de 1cm les conditions sont différentes. Chen et al. [CHE14] testent deux conditions initiales présentées sur la Figure I-17 pour l'injection de cette énergie : soit dans un volume de bulle (en jaune) de 10mm (ou 1 cm) de diamètre supposé initialement présente (Modèle n°1), soit en injectant cette énergie d'abord dans une sphère (en jaune) de 10 mm jusqu'à atteindre 95°C (à ce moment-là cette sphère est considérée comme de la vapeur) puis le restant de cette énergie est ensuite injectée uniquement dans le canal d'arc (en rouge) de 5 mm de diamètre (Modèle n°2) le milieu étant alors considéré comme gazeux.



Figure I-17 Modèle n°1 (à gauche) et Modèle n°2 (à droite) de la manière dont l'énergie est injectée [CHE14]

Les deux méthodes d'injection d'énergie sont donc testées pour cette configuration. A partir des données expérimentales et en considérant que l'énergie électrique soit l'énergie injectée, Chen [CHE14] estime la puissance volumique pour les deux modèles représentée sur la Figure I-18.

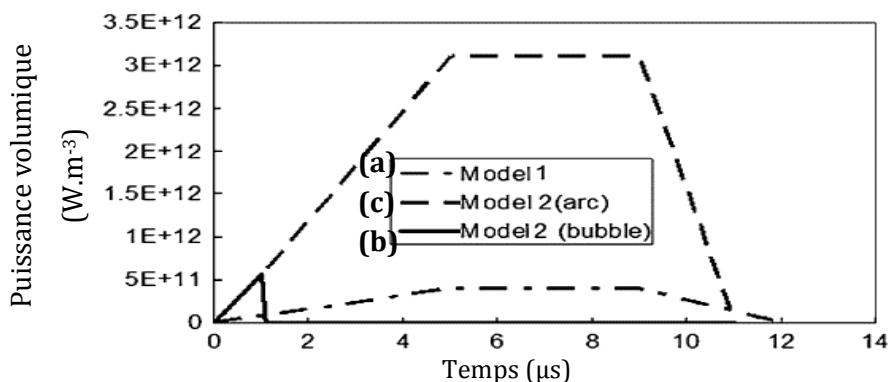


Figure I-18 Evolution de la puissance volumique aux premiers instants pour le modèle n°1 (courbe (a)) et le modèle n°2 (courbes de la bulle de vapeur générée (b) puis de l'arc (c)) [CHE14]

La puissance volumique en fonction du temps est tracée : (a) dans les conditions du Modèle n°1 consistant à injecter de l'énergie dans une bulle, (b) dans la première étape du Modèle n°2 consistant aussi à injecter de l'énergie aussi dans une bulle jusqu'à ce que le liquide à l'intérieur de celle-ci devienne gazeux à 95%, enfin, une fois cette condition remplie, l'énergie n'est plus injectée dans toute la bulle (courbe (b) descend 0 W.m⁻³) mais est seulement restreinte au canal d'arc (courbe (c)).

L'ordre de grandeur pour cette puissance volumique reste proche de 10¹²W/m³ sur quelques microsecondes. Le modèle n°2 a une valeur de puissance volumique (3.10¹² W.m⁻³) 6 fois supérieure au modèle n°2 (5.10¹¹ W.m⁻³), du fait que le volume de la sphère est plus petit que celui du canal d'arc. Par rapport à ce dernier modèle, les différents essais ont montré qu'environ 10% (exactement 328 J) de l'énergie injectée est nécessaire pour atteindre la température de 95°C dans cette sphère, ensuite les 90% de l'énergie restante sont injectées dans le canal d'arc d'où la courbe de puissance volumique du modèle n°2 (bulle) chutant à 1 µs environ.

Pour valider leur modèle, Chen et al. [CHE14] ont confronté leurs résultats expérimentaux aux résultats numériques en étudiant les variations de la pression en fonction du temps lorsque le capteur est situé à une distance de 17.5 cm de son axe axisymétrique. A cet endroit, la pression mesurée expérimentalement présente un pic à environ 115 µs. Celui obtenu par la simulation du second modèle est légèrement plus petit que celui du premier modèle, et plus petit par rapport aux résultats expérimentaux, ce qui fait du premier modèle le favori pour l'instant. Pour appuyer encore leurs démarches, la Figure I-19 présente l'atténuation de la pression maximale en fonction de la distance avec les deux méthodes d'injection d'énergie.

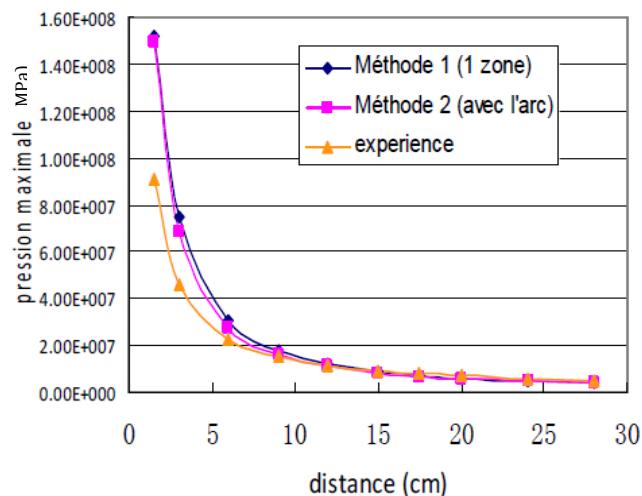


Figure I-19 Atténuation de la pression maximale en MPa en fonction de la distance de propagation estimée par la simulation (méthode 1 et 2) et avec la loi issue de l'expérience [CHE10]

Dans l'objectif d'étudier les capacités du modèle numérique, Chen et al. [CHE14] ont comparé les pics de pression calculés numériquement avec ceux obtenus expérimentalement sur plusieurs distances; les résultats expérimentaux et numériques restent assez près à partir de 12 cm. Le capteur n'a pas pu être placé trop proche des électrodes au risque de le casser. Les résultats de la simulation avec la méthode 1 et la méthode 2 restent proches et analogues de ceux obtenus expérimentalement, les deux modèles semblent tout à fait valables.

- Etude numérique de Li [Li15] pour un arc électrique dans l'eau d'énergie supérieure au kJ pour des temps inférieurs à la milliseconde

De la même manière que Chen et al. [CHE14] mais avec un fil « fusible » en cuivre, Li et al. [LI15] ont cherché à confronter ces résultats expérimentaux avec des simulations effectuées à l'aide du logiciel COMSOL par la méthode des éléments finis. Leur objectif principal est d'étudier la manière dont se répartie l'énergie pour former une onde de pression. Toujours appliqué aux ondes de chocs (SW), le modèle numérique de propagation et de génération de ces ondes est basé sur les propriétés obtenues par les mesures expérimentales de courant et de pression. La Figure I-20 présente l'algorithme de calcul des ondes de pression de Li et al. [LI15].

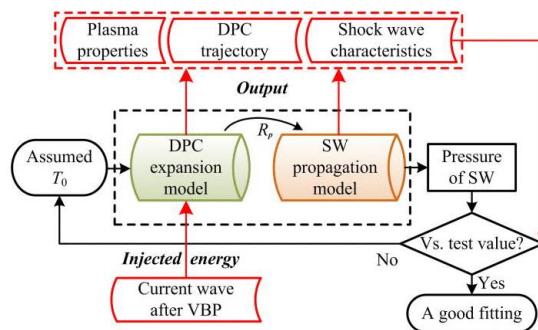


Figure I-20 Algorithme de calcul des ondes de choc de Li et al. [LI15]

Sur cette figure, T_0 est la température initiale du canal de la décharge et R_p la limite du canal plasma. Ici la forme d'onde du courant agit comme une source d'injection d'énergie (estimée à environ 2kJ), et fait partie d'un modèle appelé modèle d'expansion du canal de la décharge plasma (*Discharge Plasma Channel* ou *DPC*) de E. Gidalevich (2004, 2006) selon Li et al. [LI15]. Ce modèle considère que vu que la couche d'eau évaporée par le transfert de chaleur et les UVs est seulement de quelques micromètres (~ 0.5 mm), l'évaporation du liquide à la frontière eau-plasma est négligée [LI15]. Après l'explosion du fil de cuivre, le canal se forme, et d'après l'étude bibliographique de Li et al. [LI15], le plasma issu de cette explosion a une conductivité électrique plus proche du cuivre que celle de l'eau.

Le couplage de ces deux modèles de propagation des ondes de chocs et du modèle d'expansion DPC représente le modèle 1D hydrodynamique de Li et al. [LI15]. En introduisant dans ces équations d'Euler et de continuité deux termes de viscosités bien choisis via les données expérimentales, Li et al. [LI15] ont réussi à diminuer leurs « oscillations de pression de haute fréquence causées par la discréétisation » (convergence).

Des courbes expérimentales de Li et al. [LI15], l'énergie libérée par effet Joule pour l'expansion du canal de décharge est écrite pour la simulation dans l'Equation (I-8):

$$Q_{\text{chaleur}} = \frac{1}{\rho(t)} \frac{j(t)^2}{\sigma(\rho, T)} \quad (\text{I-8})$$

Avec $j = \frac{I(t)_{t=\text{canal uniforme}}}{\pi R(t)^2}$, où ρ , j , σ , R et T sont la densité plasma, la densité de courant, la conductivité électrique plasma, le rayon et la température du DPC. Ainsi, les conditions initiales ont été choisies : la température $T_0 = 15 \text{ kK}$, la densité de 2.6 g.cm^{-3} et le rayon initial de canal de $R_0 = 0.46 \text{ mm}$.

Sur la Figure I-21, l'auteur obtient les propriétés de vitesse (à gauche), de pression (au centre) et de densité (à droite) de l'eau réparties sur la distance du centre du canal ($r=0$) vers l'extérieur pour différents temps.

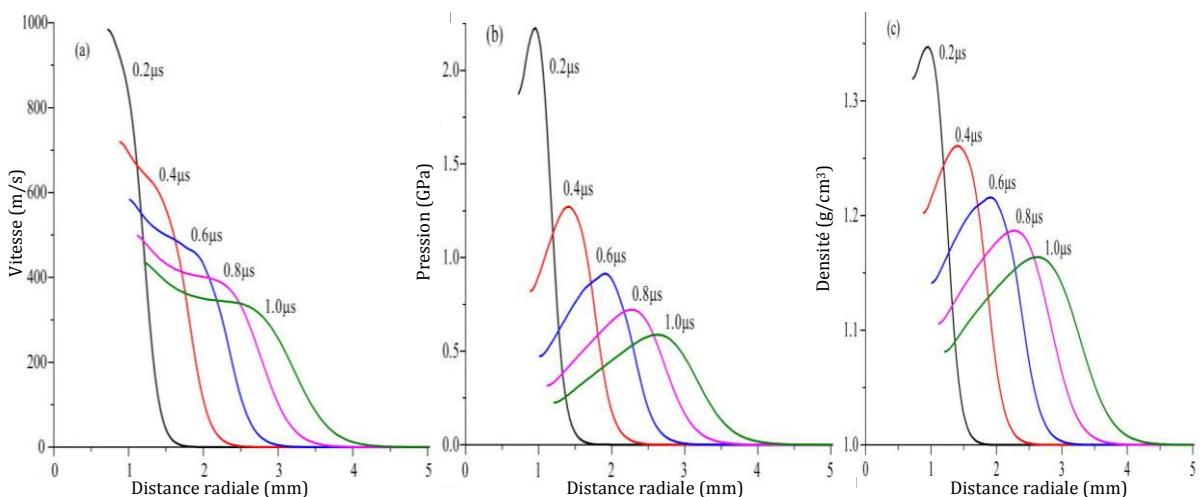


Figure I-21 Distributions spatiale simulée de la vitesse (a) - à gauche, de pression (b) - au centre et de densité (c) - à droite, comme fonction de la distance radiale du fil à différent instant après l'explosion du fil fusible de cuivre [LI15] (SW : Shock Wave ou onde de choc)

Pour ces trois grandeurs, plus la distance à la décharge est grande, plus la valeur de ces propriétés diminue. Ces distributions spatiales ont tendance à s'étaler avec le temps, comme le décalage des pics de pression et de densité le laisse voir.

Sur de plus longues distances, Li et al. [LI15] ont confronté leurs résultats de simulation de pression avec ceux de l'expérience donnée sur la Figure I-22 : ils obtiennent une bonne corrélation entre les deux, et en déduisent une loi de dépendance de la pression en fonction la distance comme l'évoquent d'autres sources bibliographiques [CHE10] [MAR13] [CHE14]. La pression P est ici proportionnelle à $r^{-0.74}$.

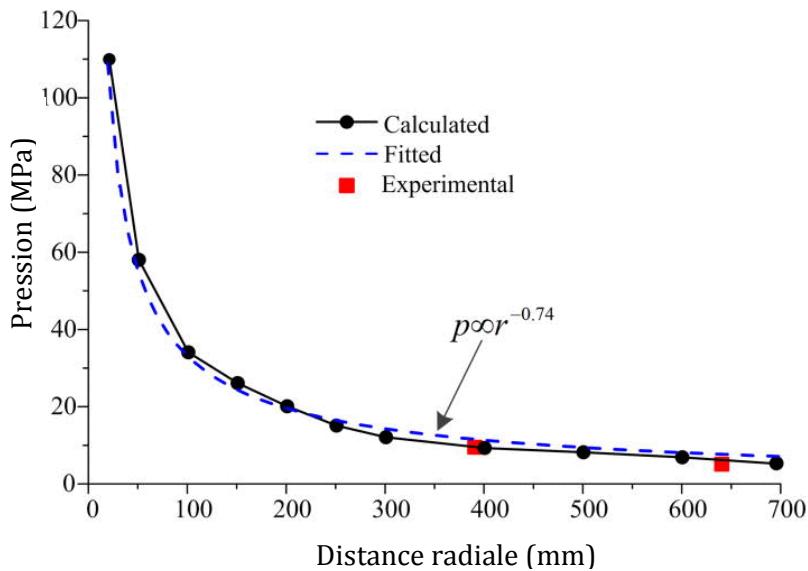


Figure I-22 Graphique représentant la dépendance (*fitted*) des pics de pression des ondes de choc sur la distance à la position du fil fusible en simulation (*calculated*), en expérience (*experimental*) [LI15]

Li et al. [LI15] ont aussi estimé le rendement de la génération de l'onde de choc via un bilan énergétique :

- L'origine de l'énergie déposée dans le fil de cuivre est pour Li et al., une image de l'énergie électrique. Son évolution au cours de temps est similaire à celle proposée par Chen et al. [CHE14] pour une fracturation électrique, comme le montre la Figure I-23 représentant cette énergie et la puissance associée en fonction du temps. L'énergie est définie en fonction de la puissance ou du produit de la tension et du courant comme le montre l'Equation (I-9).

$$E = \int U_R I dt \quad (I-9)$$

Dans cet exemple, Li et al. [LI15] ont remarqué que la puissance maximale délivrée est de 1.66 GW et que 71.5% de l'énergie électrique emmagasinée (2.7 kJ) est absorbée par le fil fusible pendant 5.5 μ s de la décharge ; alors qu'à 3.5 μ s, l'énergie déposée dans le cuivre est de 0.38 kJ. Une grande partie de l'énergie est donc absorbée par le fil avant même que l'onde de choc soit générée.

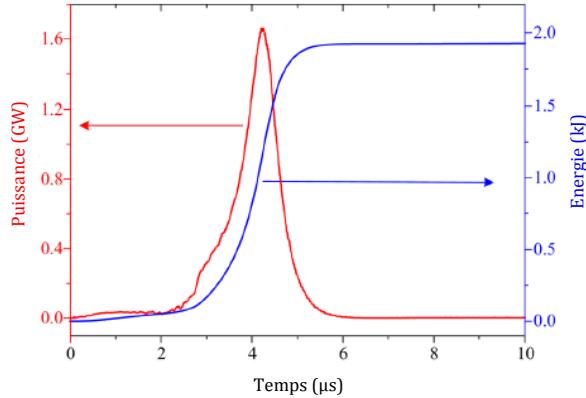


Figure I-23 Puissance et énergie déposée dans le cas d'une onde de choc générée par arc électrique amorcé par fil de cuivre [LI15]

- L'énergie transmise à l'eau par la décharge obtenue via les caractéristiques vues précédemment est l'addition de l'énergie cinétique E_K et potentielle E_{pot} .

$$E_{pot} = 2\pi l A \int_{r_d}^{r_s} \left[\left(\frac{1}{\gamma - 1} \right) (\rho^\gamma(r) - \rho(r)) + 1 - \rho(r) \right] r dr \quad (I-10)$$

$$E_K = \pi l \int_{r_d}^{r_s} \rho(r) u^2(r) r dr \quad (I-11)$$

Où r_s , r_d , l , ρ et u sont le rayon de l'onde de choc, le rayon et la longueur de la DPC, la densité de l'eau et la vitesse. Li et al. [LI15] estiment que dans les conditions expérimentales, cette énergie totale vaut 250 J, ce qui fait un rendement sur l'énergie électrique déposée de 10% au flux d'eau compressé.

Si on prend un exemple de simulation de Li et al. [LI15] pour une température initiale estimée à 15 kK, celle-ci décroît jusqu'à 10 kK en 0.5 μ s puis chute exponentiellement jusqu'à 10 μ s. Pour ce qui est de l'interface, la vitesse d'expansion du canal plasma part de 2000 m/s pour chuter ensuite à environ 100 m/s (tendance similaire à la pression partant de 10 GPa), alors que son rayon croît de manière logarithmique jusqu'à 2 mm, en 9 μ s.

Pour finir, les arcs d'énergie supérieurs à 1 kJ et des temps de décharge inférieurs à la milliseconde sont utilisés majoritairement pour les traitements par onde de choc. D'après la

littérature, l'énergie électrique est déposée principalement dans le fil fusible (si il y en a un) puis dans le liquide. Selon les temps utilisés, les mécanismes d'initiation et de propagation de la décharge sont différents, et influencent ainsi les valeurs des pics de l'onde de pression obtenues.

I.1.3.4 Arcs d'énergies inférieures au kJ pour des temps supérieurs à la milliseconde

Etudes expérimentales

L'application typique d'un arc électrique dans un liquide qui utilise des énergies inférieures au kJ pendant des temps supérieurs à la milliseconde concerne la fabrication de nanostructures de carbone (NTCs) ou nanoparticules. Dans la littérature expérimentale, les phénomènes sont majoritairement observés par spectroscopie d'émission optique (pour l'estimation de la température) et par spectroscopie Raman (pour les caractéristiques de ces matériaux), alors que les autres mécanismes sont abordés de manière plus générale.

Le procédé est assez simple et de cela, on peut en ressortir certains mécanismes similaires aux hautes énergies. Principalement en graphite le plus pure possible, les électrodes sont d'abord mises en contact, de manière à ce que le courant continu passe à travers elles [LAN03]. L'effet Joule et le bombardement électronique [ANT03] provoquent principalement l'ablation et l'évaporation du matériau composant l'anode [ZHU02] [JAH13] [KIA13]. La température de l'arc dans l'eau est estimée environ à 5 kK (ou 4 kK autour de l'arc sur 4 mm environ). Une enveloppe gazeuse entoure donc cet arc à cause de l'énergie qu'elle dissipe par évaporation [ZHU02] et/ou dissociation du milieu liquide [LAN03], radiation, chauffage et bombardement par les espèces réactives [XIN07]. La littérature s'accorde à dire que le plasma est composé des éléments H, O, C et C₂ [LAN03]. D'autres travaux parlent d'une réaction chimique (décomposant l'eau en monoxyde de carbone et en dihydrogène) dominante dans la région chaude de l'arc et permettent de confirmer les observations effectuées par spectroscopie ou chromatographie de cette bulle de gaz [XIN07] [KIA13]: C + H₂O → CO + H₂ (puis dans de moindres mesures, les raies de CO₂, C₂H₂, C₂H₃, C₂H₄, C₂H₆ et CH₄ sont aussi observées accompagnées d'émission UVs [LAN03] [SAI15]). Afin de stabiliser l'arc électrique, des systèmes automatiques régulent la tension d'entrée de manière à maintenir une distance inter-contact constante (souvent à 1 mm) [JAH13].

Les espèces carbonées sont donc confinées dans cette enveloppe gazeuse, et présentent ainsi des gradients de densité et de température élevés [LAN03] [XIN07] comme l'illustre la Figure I-24. Côté gauche, un modèle de structure de la bulle gazeuse est proposé par Xing et al. [XIN07], côté droit, Lange et al. [LAN03] ont estimé les gradients de densité du radical C₂ et de la température.

Les deux études concordent : d'une part, une température élevée au centre d'environ 6 kK, et plus froide au niveau des électrodes estimée entre 4 kK et 4.3 kK ; et d'autre part, une densité élevée des radicaux aux parois du canal et plus faible au centre. De plus, le dopage est aussi ici mis en évidence par Lange et al. [LAN03] pour la production d'espèces carbonées responsables du rendement de formation des NTCs. Le nombre d'espèces radicales carbonées est multiplié quasiment par 10.

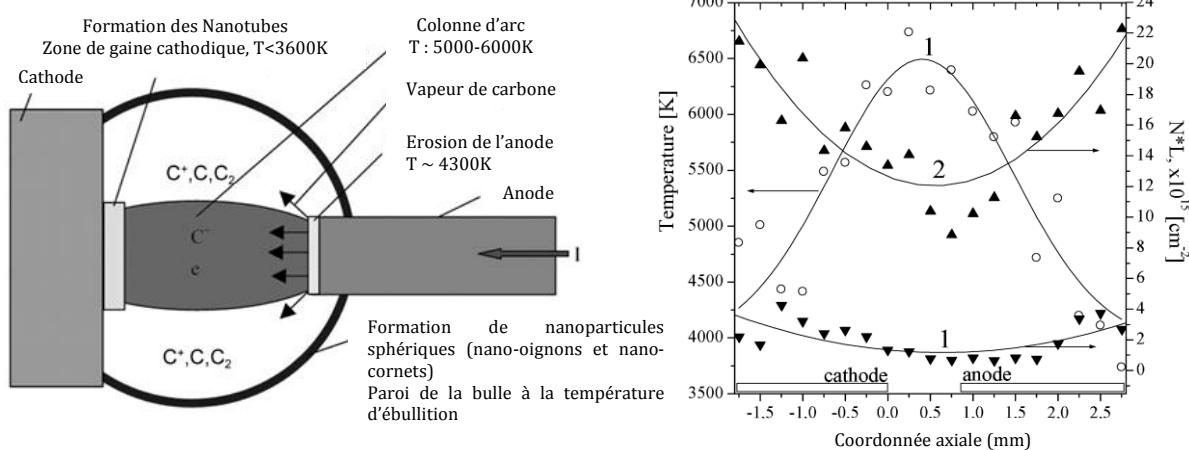


Figure I-24 A gauche, le modèle physique de Xing et al. [XIN07] représentant la décharge d'arc dans un liquide, puis à droite, la répartition de la température (cercles ouverts) et de la densité du radical C₂ pour des électrodes pures (1) ou dopées 0.8% de Gd (2) par Lange et al. [LAN03] pour un courant de 40A DC

Ainsi, les nanostructures se forment soit par nucléation des espèces carbonées sur la cathode « froide », soit sur les parois de la bulle de gaz [XIN07]. Cependant pour cette application, aucune image de cette bulle de gaz n'a été proposée à ce jour.

Le liquide a été préféré au gaz pour ce genre d'application principalement parce qu'il a une capacité de refroidissement plus grande sur les électrodes [XIN07] et parce qu'il permet de contracter plus facilement l'arc [ANT03] [KIA13] à cause d'une diffusion limitée à la bulle de gaz qui l'entoure d'où son champ de température : chaud au centre du canal et refroidissement lorsque l'on s'éloigne vers le liquide.

Pour finir, on peut supposer que les énergies pour ce cas sont tellement faibles que les pressions engendrées et la taille de la bulle de gaz soient par conséquent réduites par rapport aux hautes énergies. Le graphique des températures estimées le long des électrodes situé à droite de la Figure I-24 suppose que cette bulle fait environ 4 mm pour des températures qui ne descendent pas en dessous de 4 kK. Or dans ces conditions, on s'attend à une température beaucoup plus basse, et cette estimation est petite par rapport à la taille de la bulle obtenue dans le cas des aux

hautes énergies (dizaines de centimètres). Cette grandeur n'est pas réellement abordée dans la littérature expérimentale connue à ce jour pour cette utilisation.

Etudes numériques

Les travaux de modélisation sur la fabrication des NTCs par arc électrique dans un environnement liquide sont plutôt rares. Zhan et al. [ZHA08] proposent un modèle transitoire 2D pour un arc « carboné » amorcé entre deux électrodes en graphites plongées dans de l'eau liquide pour un courant de 30 A DC. Pour la phase gazeuse, ils considèrent un mélange de vapeur d'eau, et de carbone provenant de l'anode à une température de surface de 5.5 kK et d'un flux de 2.10^{-6} kg/s. Le modèle résout les équations de conservation de la masse, du moment et de l'énergie avec une limite mobile représentant le grandissement de la bulle de gaz constituée ici d'un mélange de vapeur d'eau et de carbone.

La croissance de la taille de la bulle de gaz s'écrit en fonction du temps :

$$V_b = \left(V_{bpo} + \int_0^t \frac{P_A - 10^5}{\rho_w h_w} dt \right) + \frac{\int \frac{\dot{m}}{\rho_w} dz}{A_r} \quad (I-12)$$

Avec ρ_w la densité de l'eau, P_A la pression moyenne proche de la surface de la bulle, A_r la surface de la bulle, V_{bpo} , la vitesse initiale de la surface de la bulle posée à 0. Lorsque la pression $P_A < 10^5$, le terme du milieu de l'expression est égal à 0. Il est censé représenter un effet de freinage soudain de la croissance de la bulle.

Cette équation ne prend en compte ni la gravitation, ni les effets de viscosité de l'eau. Zhan et al. [ZHA08] s'attendent donc à une surestimation du grandissement de la bulle. Les conditions initiales utilisées considèrent un écartement des électrodes d'un millimètre (avec 20 cellules environ); un canal de rayon 0.2 mm avec une température de 24 kK (chutant à 11.8 kK à 5 μ s) entouré d'une phase de vapeur d'eau à la pression atmosphérique, d'une température de 300 K et d'un rayon de 1 mm. Sachant que la température d'évaporation de l'eau est posée à 373 K avec une chaleur latente de $2.27 \cdot 10^6$ J/kg, la quantité d'eau évaporée s'écrit :

$$\dot{m} = \frac{Q_e - Q_a}{h_{ev}} \quad (I-13)$$

Avec Q_e la quantité totale de radiation émise du cœur de l'arc et Q_a la quantité totale de radiation absorbée dans la région de refroidissement qui est considérée comme nulle dans cette publication [ZHA08].

La température d'ébullition du carbone est posée à 5.8 kK, et 6 kK est la température considérée à la couche de NTCs formée à la cathode. A l'appui de la littérature, l'auteur considère que 15% des flux convectif et diffusif de carbone dans la direction axiale sont perdus par les cellules proches de la surface cathodique pour la formation de ces NTCs.

Le maillage présente 110 cellules axiales et 130 cellules radiales. L'espace inter électrode d'un millimètre est divisé en 20 cellules, les autres dimensions sont données à gauche de la Figure I-25. A droite, les conditions initiales sont présentées avec une colonne de température à 24 kK d'une épaisseur de 0.2 mm (en rouge). Une bulle de vapeur est aussi initialisée avec un rayon de 1mm, une pression de 1 bar et une température de 300 K.

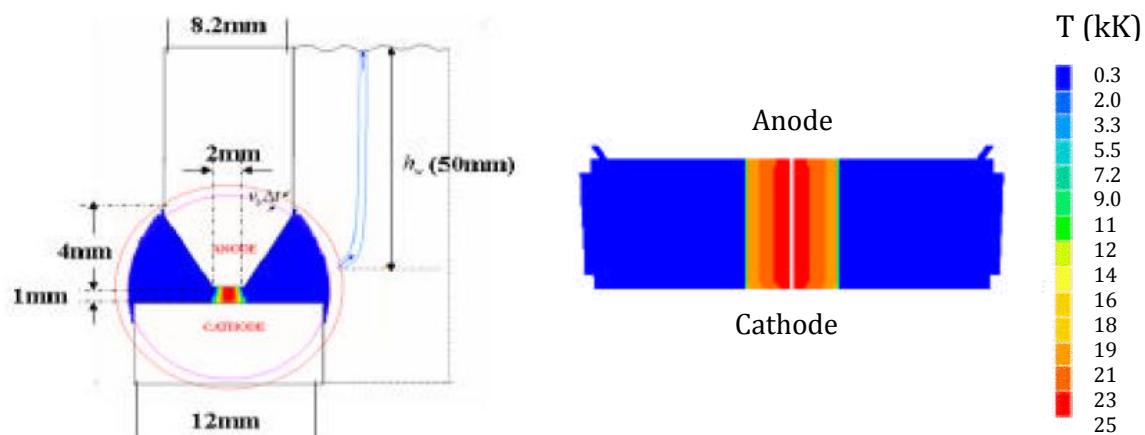


Figure I-25 A gauche, schéma de la configuration géométrique utilisée à un instant t quelconque où les cercles rouges symbolisent la surface et le déplacement de la bulle, et à droite le champ de température en kK dans l'espace inter-électrode allant de 300 K (bleu) à 25 kK (en rouge) [ZHA08]

Zhan et al [ZHA08] ont étudié les résultats de leur simulation dans les tout premiers instants (de 0 à 0.6 ms) puis dans une plus grande échelle de temps (jusqu'à 30 ms). Ils dissocient les différentes contributions à l'expansion de la bulle gazeuse qui sont : l'évaporation et la différence de pression, ainsi que le taux d'évaporation de l'eau, et le rayonnement comme le montre la Figure I-26.

Aux premiers instants lors de l'amorçage de l'arc, le rayonnement est émis vers la surface de la bulle provoquant l'évaporation rapide de l'eau en surface. La bulle est rapidement mise sous pression vers 0.1 ms favorisant encore le rayonnement. Le rayonnement suit un profil similaire à celui de la variation de pression. En raison de l'inertie de l'eau, la croissance de la bulle à ce stade est principalement causée par l'évaporation de l'eau liquide, en dépit de la haute pression (38 bar à 70 μ s) accumulée dans la bulle. Cet effet atteint son maximum à 30 μ s avec une vitesse de 19 m/s en surface de bulle si on prenait en compte uniquement les effets de la pression. Cependant en réalité, le rayonnement est toujours prépondérant et la bulle continue de croître. La

contribution induit par l'évaporation de l'eau joue aussi un rôle plus important (vers 200 μ s) par rapport à la différence de pression en surface.

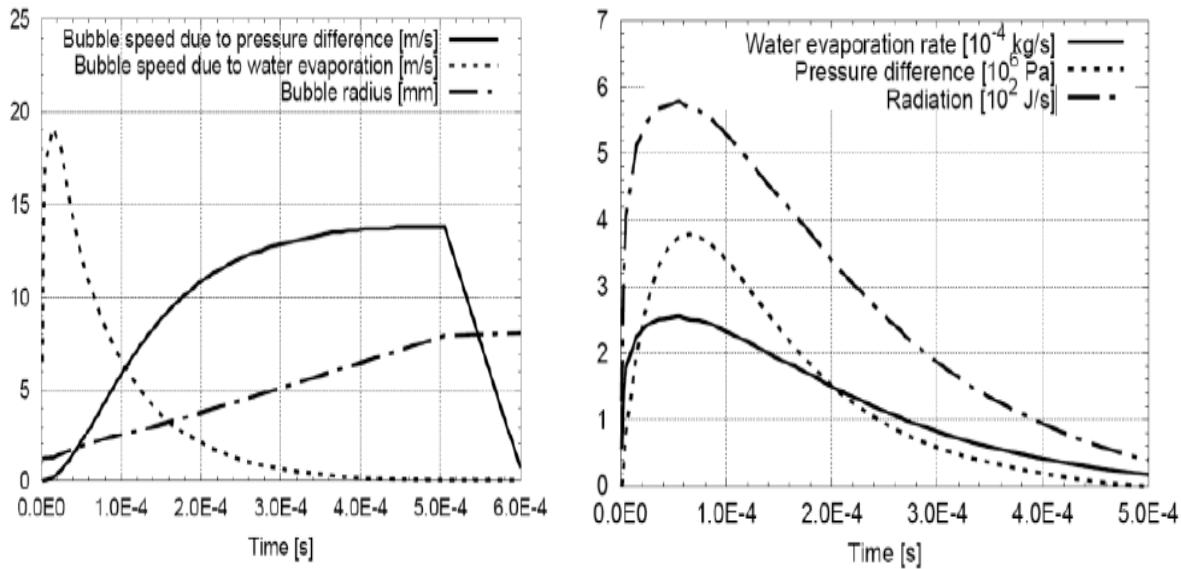


Figure I-26 A gauche, les contributions de la vitesse d'expansion de la bulle par la différence de pression et par l'évaporation de l'eau et son rayon et à droite, le taux d'évaporation de l'eau, la pression et le rayonnement [ZHA08] en fonction du temps

A cause de l'inertie, la bulle continue de grandir même si la pression à l'intérieur de celle-ci chute drastiquement à une valeur en dessous de la pression atmosphérique. Ce cas est envisagé par l'expression donnée précédemment (cf. Equation I-12), et la bulle grandit alors à très petite vitesse à partir de 0.5 ms. A cet instant, la température est suffisamment élevée et les vapeurs de l'anode atteignent une forte vitesse de propagation (dans l'ordre de 200 m/s). Ainsi les espèces carbonées issues de l'anode migrent rapidement vers la cathode pour former une colonne d'arc de carbone et de vapeur d'eau. Dans ces conditions, l'arc électrique a une température qui chute drastiquement à 11.8 kK à cet instant. Ensuite, la bulle continue quand même de grossir pour atteindre un rayon de 9 mm en 5 ms à cause des effets d'inertie. Mais cette bulle de vapeur n'est pas montrée dans les résultats de simulation de Zhan et al., où apparaît uniquement le champ de température [ZHA08].

Dans cette simulation de 30 ms présentée sur la Figure I-27, les auteurs précisent que le modèle prévoit un temps de croissance de l'ordre de 1 ms avec un diamètre de 1.6 cm. Compte tenu de la chute de potentiel à la cathode estimée à 11.26 V (due à l'énergie de première ionisation du carbone à 11.25 eV), la tension de colonne de l'arc prédicta tombe dans l'échelle prévue par Zhan et al. (16-17 V). A 30 ms, les vapeurs de carbone recouvrent la majorité de la surface de la

cathode comme les auteurs le laissent imaginer par la visualisation du champ de température : chaud au centre du canal (11.6 kK) et froid aux parois de la bulle.

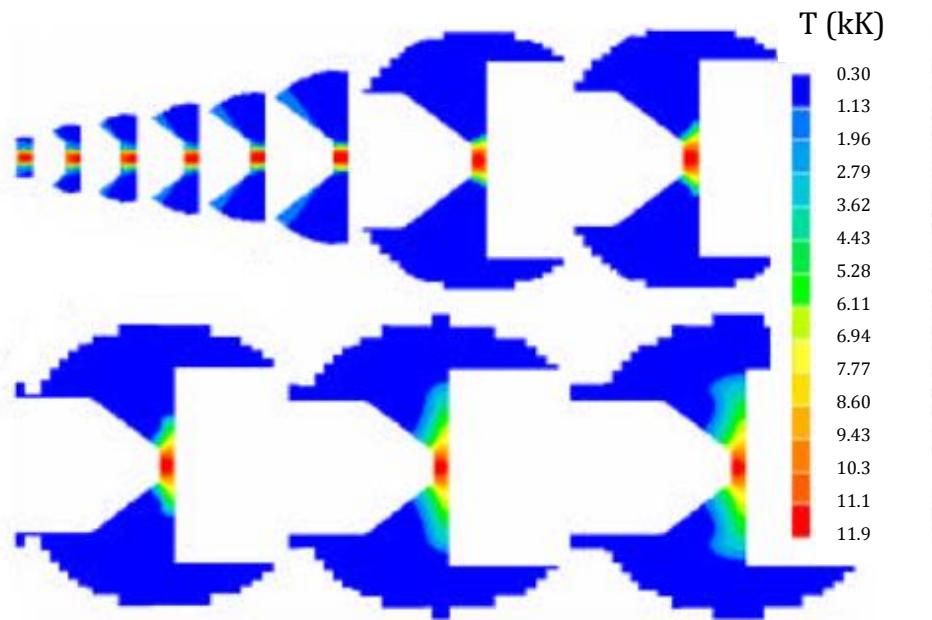


Figure I-27 Forme de l'arc électrique par la température allant de 300K à 11.9kK à différents instants (de en haut à gauche à en bas à droite) : 5 μ s, 55 μ s, 105 μ s, 205 μ s, 505 μ s, 2 ms, 5.5 ms, 25 ms, 30 ms [ZHA08]

Les auteurs indiquent vouloir améliorer leur modèle en prenant en compte les réactions entre le carbone et la vapeur d'eau qui est détectée dans les expériences, ainsi que le rôle des gaines des électrodes. Mais pour l'instant aucune publication n'a été trouvée sur ce sujet.

Ces résultats de simulation montrent une température de l'arc électrique presque deux fois plus élevée que celle obtenue expérimentalement [XIN07] [LAN03] [ANT03]. Deux hypothèses sont proposées : soit la simulation n'a peut-être pas eu le temps d'atteindre la stabilisation complète de l'arc électrique avec son environnement liquide : 30 ms de simulation totale contre minimum 1min pour l'expérience ; soit la température initiale du canal a été surestimée.

I.1.3.5 Arcs d'énergies inférieures au kJ pour des temps inférieurs à la milliseconde

Etudes expérimentales

Ici, l'objectif est de recenser des informations sur les phénomènes dans ces conditions de faible dépôt d'énergie inférieurs au kJ pendant des temps inférieurs à la milliseconde.

C'est ce qu'a effectué Fien [FIE93] pour une énergie électrique de 260 J pendant 500 μ s par amorçage fil fusible de cuivre avec un diamètre de 150 μ m et d'une longueur de 55 mm. Sur les images qu'il a prises en N&B, le canal plasma est observé comme une coalescence de bulles, mais les images ne sont pas suffisamment nettes pour distinguer la position de l'arc électrique à cause de la vapeur de métal du fil qui absorberait la lumière selon Fien. L'auteur a quand même étudié le passage d'une décharge « spark » à une décharge de type « arc électrique » en lien avec les données électriques récoltées. Celui-ci s'expand à une vitesse de 10 m/s environ, avec un pic de tension de 3.8 kV et d'un courant constant d'environ 550 A. Il a observé aussi une pré-explosion, 20 μ s avant que le pic de tension soit atteint [FIE93]. L'hypothèse d'une similitude avec le mécanisme de décharge micro-explosive sur ce cas semble tout à fait acceptable.

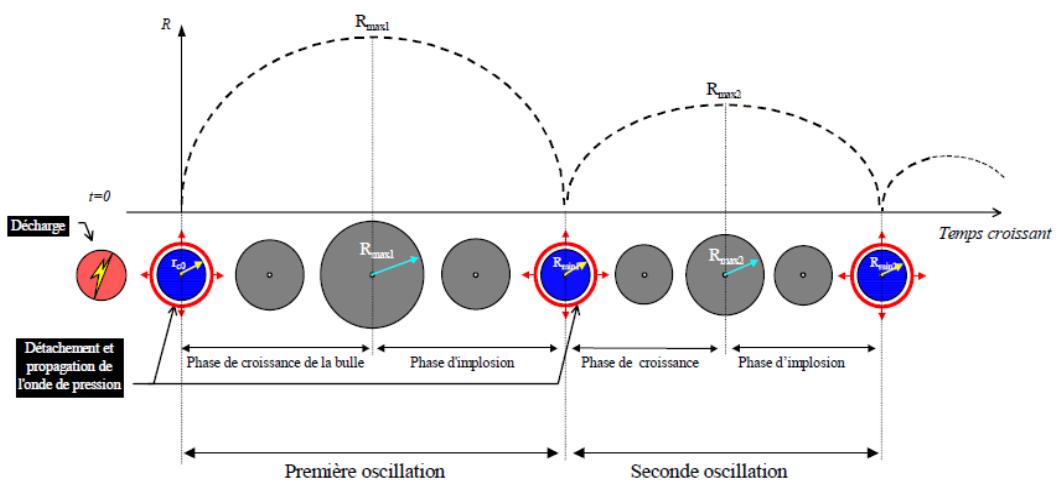


Figure I-28 Séquence de retranscription des observations de Qotba pour les cycles d'expansion et d'implosion d'une bulle créée par micro-décharge dans un liquide [QOT06]

A l'image des micro-décharges sans fil fusible, Qotba [QOT06] a recensé ce mécanisme d'expansion/implosion d'une bulle lors d'un claquage localisé de quelques micromètres cubes en phase liquide de quelques nanojoules pendant quelques nanosecondes dans une configuration pointe-plan dans le cyclohexane. Ce mécanisme d'expansion/implosion est représenté sur la Figure I-28.

Son objectif principal est de comprendre les conséquences d'impulsion de courant dans un diélectrique liquide. Il explique, de la même manière, que la décharge en question induit d'abord l'émission d'une onde de pression puis la formation d'une bulle de gaz (pré-explosion). Du fait que l'onde de pression comprime le liquide, le champ de pression à l'interface en est alors modifié, et Qotba considère que la bulle perd alors une grande partie de son énergie à la fin de chaque cycle implosion/effondrement, où son volume est minimal. Il en conclut que ces oscillations dépendent étroitement des caractéristiques du liquide et de l'énergie injectée par le biais de modèles dynamiques de bulles. Son analyse a montré que pour un liquide incompressible, le modèle de

cavitation de Rayleigh est le plus adapté pour relier le rayon maximal de la bulle et le temps total d'implosion malgré la présence de gaz et de vapeur (et non de vide) dans la bulle [QOT06]

Dans des conditions similaires mais pour une configuration pointe-pointe, Han et al. [HAN15] ont essayé de lier temporellement les formes d'onde de pression et de courant qu'ils obtenaient avec le rayon de la bulle de gaz contenant l'arc, notamment grâce aux images présentées en Figure I-29.

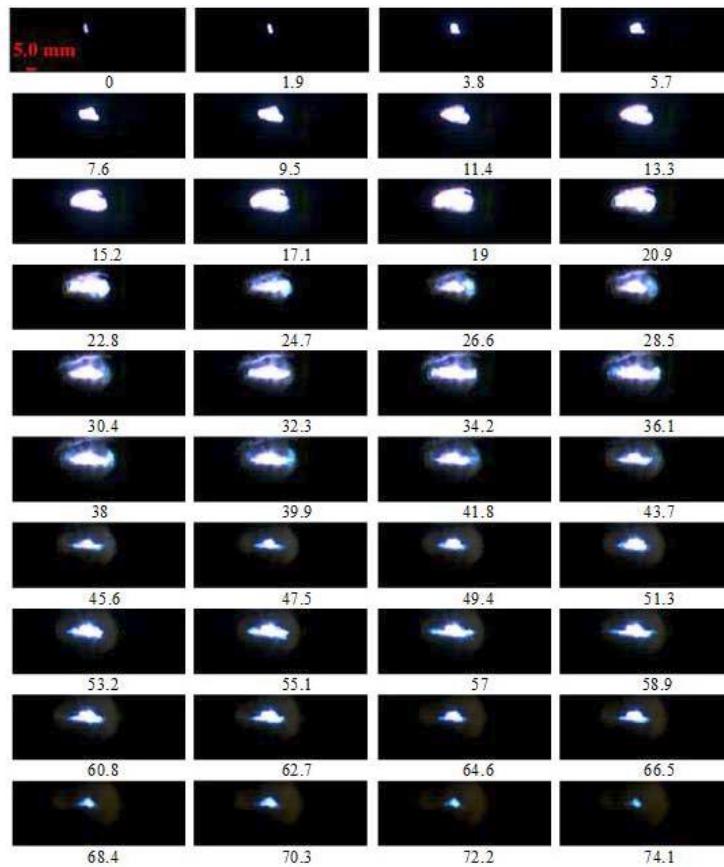


Figure I-29 Images prises par caméra rapide à l'apparition et l'extinction d'un arc électrique dans l'eau générée par un pulse de 558 J pendant 15 μ s avec une distance inter-contact de 1.5 mm (anode en haut)

[HAN15]

Ils précisent que cette bulle de gaz présentait des oscillations dans le temps dont certains maxima locaux correspondraient aux pics du courant de décharge. L'effondrement de la bulle de gaz après l'extinction de l'arc est visualisé mais n'est pas exploité dans cette publication. Ce phénomène d'oscillations n'est pas souvent observé pour le cas d'un arc électrique dans un liquide. Parallèlement, les phénomènes de chauffage ainsi que l'évaporation des électrodes sont visibles, car elles apparaissent toujours incandescentes sur les images prises par caméra rapide après la décharge d'arc.

Par rapport à l'étude, ces travaux ont permis de visualiser distinctement l'arc dans une phase gazeuse dans le temps. Cette étude très récente se recoupe avec les observations antérieures sur cette phase dans différentes conditions [BRU31] [BLA32] [SCH34] [SB41] [ZHU02] [LAN03] [XIN07] [CHE10] [CHE14] [CLA14] et prouve son existence sans toutefois préciser son rôle.

La littérature semble pauvre pour ces conditions, simplement peut-être parce que qu'il est difficile d'amorcer un arc électrique avec une faible énergie injectée dans un temps réduit.

Etudes numériques

La seule étude numérique sélectionnée correspondante à ces conditions de faible dépôt d'énergie inférieure au kJ pendant des temps inférieurs à la milliseconde est celle de Chen [CHE10]. Il a effectivement testé son modèle de fracturation électrique décrit précédemment dans les parties I.1.3.2 et I.1.3.3 dans les mêmes conditions initiales, et dans la configuration des « petites électrodes » (cf. Figure I-11). Les deux conditions de simulation sont décrites dans le Tableau I-5.

Grandeur considérée	Conditions	
Energie injectée	31.25 J pendant 70 μ s	600.625 J pendant 130 μ s
Remarque sur l'énergie	?	Plateau à 10 μ s
Diamètre de l'électrode		
Distance ou volume inter-électrode testés	10.6 mm ³	205.2 mm ³
Dimensions	0.14 m x 0.14 m	0.25 m x 0.25 m
Taille élément fini	0.25 mm ²	0.64 mm ²

Tableau I-5 Récapitulatif des caractéristiques de la configuration utilisée pour un arc électrique dans l'eau d'énergie inférieure au kJ pour des temps inférieurs à la milliseconde [CHE10]

Les énergies injectées sont respectivement 31.25 J pendant 70 μ s sur un volume de 10.6 mm³, et 600.625 J environ pendant 130 μ s sur 205.2 mm³.

La Figure I-30 montre les résultats de propagation des ondes de chocs numériques en fonction de la distance à la décharge : ceux de 600.625 J à gauche et 31.25 J à droite.

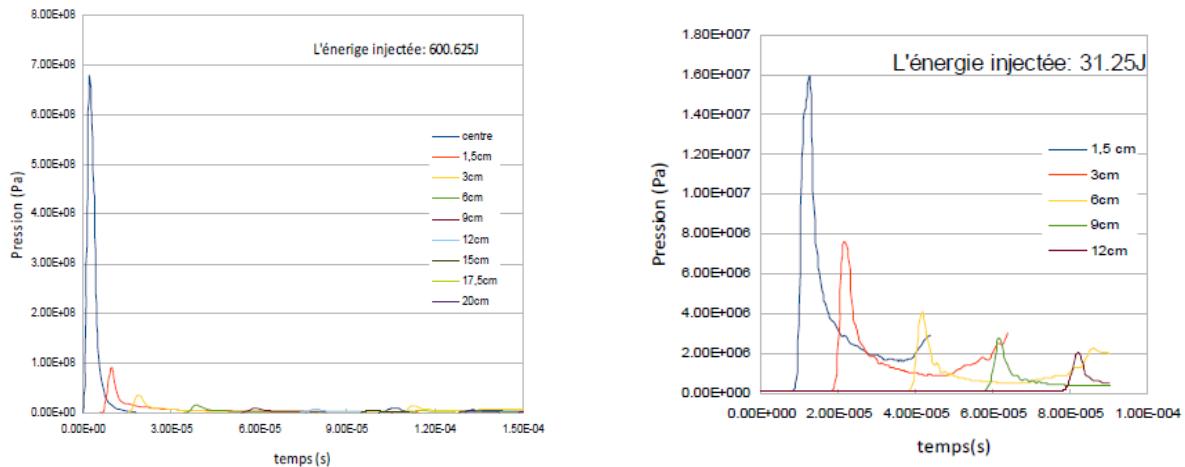


Figure I-30 Résultats numériques de propagation des ondes de chocs en fonction de la distance à la décharge pour une énergie injectée de 600.625J à gauche et 31.25J à droite [CHE10]

La tendance pour les deux simulations montre que plus on s'éloigne de la décharge ou plus le temps passe, plus le pic de pression est atténué. Aussi, lorsque l'énergie injectée est multipliée par 20, le pic de pression lui est multiplié par environ 45. Chen et al. [CHE14] ont donc établi un lien entre la pression et l'énergie injectée. Ils ont donc utilisé les deux configurations d'électrodes vues précédemment (« grandes » et « petites » électrodes) pour différentes énergies pour établir ce lien. La Figure I-31 compare les résultats de pics de pression obtenus expérimentalement et numériquement à 9 cm de la décharge en fonction de la distance inter-électrode D.

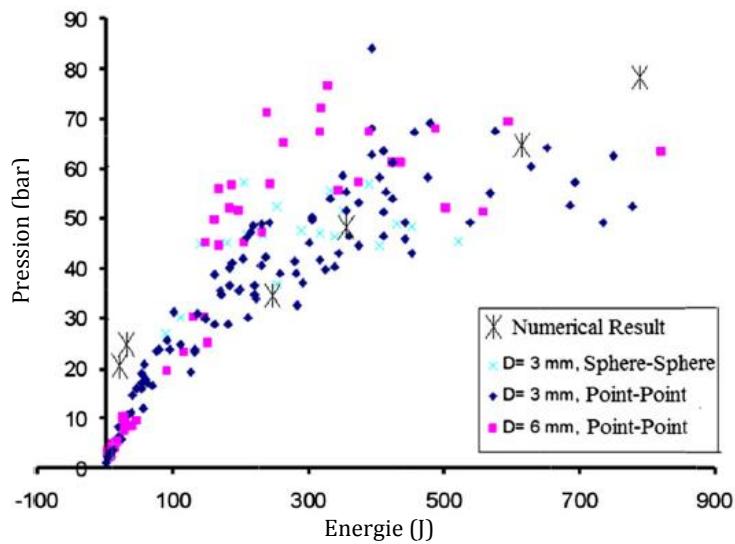


Figure I-31 Comparaison des résultats de pics de pression expérimentaux et numériques à 9 cm de la décharge en fonction de l'énergie injectée pour différentes configurations d'électrodes avec D la distance inter-électrode variant de 3 mm et 6 mm [CHE14]

Les résultats expérimentaux sont en accord avec les résultats numériques et ce qui est intéressant c'est que cela semble suivre une même tendance peu importe le type de configuration utilisée.

I.1.3.6 Conclusion sur les principaux phénomènes et mécanismes pour des énergies et temps d'arcs électriques dans les liquides différents

Les mécanismes de l'amorçage de l'arc électrique dans un liquide sont à la fois gazeux et électroniques.

La synthèse bibliographique des énergies d'arc supérieures à un kilojoule pendant des temps supérieurs à la milliseconde a permis de rassembler des informations sur la répartition de l'énergie électrique de l'arc. Elle est dissipée majoritairement par effet Joule ou plus précisément en énergies de contact (pour les disjoncteurs), de radiation, en chauffage et évaporation puis claquage (thermochimique et thermodynamique) du liquide, pour l'expansion et le chauffage du gaz, pour la dissociation et l'ionisation des molécules du liquide. Ce gaz prend généralement la forme d'une sphère lors de l'expansion, et sa taille maximale a une tendance considérée comme linéaire avec l'énergie qui lui est injectée. L'énergie est telle que cette explosion de vapeur créée une onde de pression. La littérature s'accorde à dire qu'elle décroît fortement en amplitude avec la distance à la décharge. Cependant, lorsque l'arc s'éteint, la bulle de gaz a tendance à s'effondrer en forme de « champignon ». Ce comportement a été constaté, mais la littérature concernant les explications là-dessus est plutôt pauvre.

L'étude sur les énergies supérieures à un kilojoule pendant des temps inférieurs à la milliseconde a permis de mettre en évidence principalement l'intensité des ondes de pression, la diminution de cette onde avec la distance et la présence d'espèces réactives. Dans ces conditions, deux types de propagation de décharges sont classés : supersoniques et subsoniques. Parmi les configurations proposées, l'une des plus répandues est celle du fil fusible, fil dont les espèces réactives sont majoritairement issues dans ce cas. L'étude bibliographique effectuée montre aussi qu'il existe 4 mécanismes d'initiation et de propagation des Décharges d'Arc Pulsées Electrohydraulique distingués comme les mécanismes de bulles, d'ionisation directe, de microdécharge explosive et électrothermique. Ces mécanismes s'appuient principalement sur les phénomènes d'évaporation, de dissociation et d'ionisation.

Ils sont aussi retrouvés dans l'étude consacrée aux énergies d'arc inférieures à un kilojoule pendant des temps supérieurs à la milliseconde, notamment grâce à la spectroscopie d'émission

optique. Ainsi, les espèces excitées issues d'un bombardement intensif (des électrons par exemple), d'une ablation ou encore de l'évaporation des électrodes seront diffusées. Les espèces excitées carbonées sont donc détectées, lorsque les électrodes sont en graphites. De plus, une bulle de gaz est certes perçue autour de l'arc électrique, mais son comportement n'a été que très peu étudié, probablement à cause d'une stabilisation rapide de l'arc électrique avec le maintien d'une distance inter-électrodes. Le maintien de cette distance stabiliseraient aussi la bulle, d'où une littérature plutôt pauvre à ce sujet.

Enfin, l'injection d'une quantité d'énergie inférieure au kilojoule pendant un temps inférieur à une milliseconde pour un arc électrique dans un liquide est très peu abordée dans la littérature. Le pic de pression augmente avec l'énergie injectée à l'image des conditions précédentes. Cependant, dans ces conditions particulières, certains phénomènes comme la coalescence de bulles de gaz, ou les cycles d'implosion et expansion de la bulle de vapeur contenant l'arc électrique sont plus détaillées, malgré le peu de ressources bibliographiques.

I.2 Objectifs de la thèse

Les travaux de thèse sont basés sur l'étude et la compréhension des arcs électriques évoluant dans un environnement liquide. En fonction de la puissance fournie, ces arcs amènent à la création d'un plasma gazeux qui se propage dans le liquide. Ce type de décharge s'accompagne d'une montée en pression et peut être utilisé dans différentes applications comme la fracturation électrique des roches et certaines applications environnementales comprenant par exemple la dépollution de l'eau. Selon les énergies et les temps utilisés pour amorcer ce type de décharge, la phase gazeuse, provoquée principalement par l'évaporation locale du liquide, entoure l'arc électrique et a un comportement qui lui est propre. Ce comportement et les caractéristiques de cette phase gazeuse ne sont pas à ce jour très bien compris. La connaissance de son rôle est tout de même importante notamment pour :

- Stabiliser l'arc électrique lors de la formation de nanoparticules ou autres structures.
- Eviter un réamorçage de l'arc par exemple sur les parois métalliques d'un disjoncteur à bain à cause d'une taille de bulle de gaz sous-estimée lors de l'ouverture des contacts.
- Contrôler sa croissance et sa vitesse d'expansion par exemple lors d'une découpe sous l'eau ou lors d'une dépollution d'eau.
- Contenir les pressions et températures excessives, et obtenir des ordres de grandeurs plus précis pour les applications à onde de chocs.

C'est dans ce cadre que les objectifs de la thèse ont été définis. Pour caractériser cette phase gazeuse et l'arc électrique dans cet environnement liquide, il est nécessaire d'établir une corrélation expérimentale et numérique. La contribution de cette thèse sur ce sujet est de poser les bases d'un modèle multiphasique à l'aide du logiciel de simulation Fluent, tout en corrélant les résultats issus de cette simulation avec ceux obtenus expérimentalement. Cette étude contribuera à décrire plus exactement la propagation, les caractéristiques de cette bulle de gaz, et l'évolution de son interface.

I.3 Synthèse du Chapitre I

Par un état de l'art, l'objectif de ce premier chapitre a été d'aborder le rôle essentiel des arcs électriques dans les liquides, par les présentations de leurs principales utilisations et les différents mécanismes qui les régissent.

L'arc électrique issu d'un milieu gazeux plasmagène trouve ses premières utilisations au début du XIXème siècle avec la lampe à arc de Humphry Davy, alors que l'arc issu d'un milieu liquide voit son expansion que des années après avec la découpe et la soudure sous l'eau.

Les applications comme les applications environnementales (stérilisation, dépollution), les disjoncteurs à bain, les ondes de chocs ou encore la fabrication de nanostructures présentent certains intérêts à utiliser un milieu liquide plutôt que gazeux. La plupart présentent des avantages comme une extinction d'arc plus efficace, une absorption des rayonnements (UVs) et de fumées nocives ou le respect de l'environnement.

Selon les énergies et les temps utilisés, les principaux phénomènes et mécanismes entourant la formation et l'établissement d'un arc électrique peuvent être mis en communs malgré quelques différences. L'initiation et la propagation de la décharge menant à la phase d'arc dans les liquides s'effectue soit par mécanismes de bulles (comme la percolation) soit par mécanisme électrothermique, soit par ionisation directe ou par microdécharge explosive. A partir de là, plusieurs phénomènes ont été recensés notamment l'effet Joule menant au chauffage et à l'évaporation du liquide (ou des électrodes), la montée en pression en sein de l'arc entouré d'une bulle gazeuse généralement sphérique ou encore l'expansion/implosion de celle-ci. Ce dernier phénomène n'est pas très bien compris dans la littérature pour les gammes d'énergie d'arc de l'ordre du kilojoule et des temps de décharge d'une dizaine de milliseconde. C'est dans ce contexte que l'étude s'inscrit.

Chapitre II

Mise en place du dispositif expérimental et cas d'étude dans l'eau

Ce chapitre présente la partie expérimentale de cette étude. Le matériel utilisé pour le dispositif expérimental sera exposé, puis la manière dont les données seront traitées. Pour illustrer le type de résultats obtenus, un cas d'étude expérimental d'arc électrique dans l'eau sera présenté et une interprétation proposée.

II.1 Présentation de l'expérience

Cette partie est consacrée à la présentation du matériel, du dispositif expérimental et à l'approche employée pour caractériser l'arc électrique et le comportement de la phase gazeuse créée dans différentes conditions expérimentales.

II.1.1 Matériel utilisé

Le matériel expérimental est composé d'un réacteur, d'une caméra rapide, des alimentations de commande et de puissance ainsi que des sondes pour les mesures électriques et de pression. Ces éléments sont détaillés ci-après.

II.1.1.1 Réacteur

La Figure II-1 montre une photo du réacteur (à gauche) ainsi qu'un schéma (à droite) synthétisant les éléments principaux qui le composent.

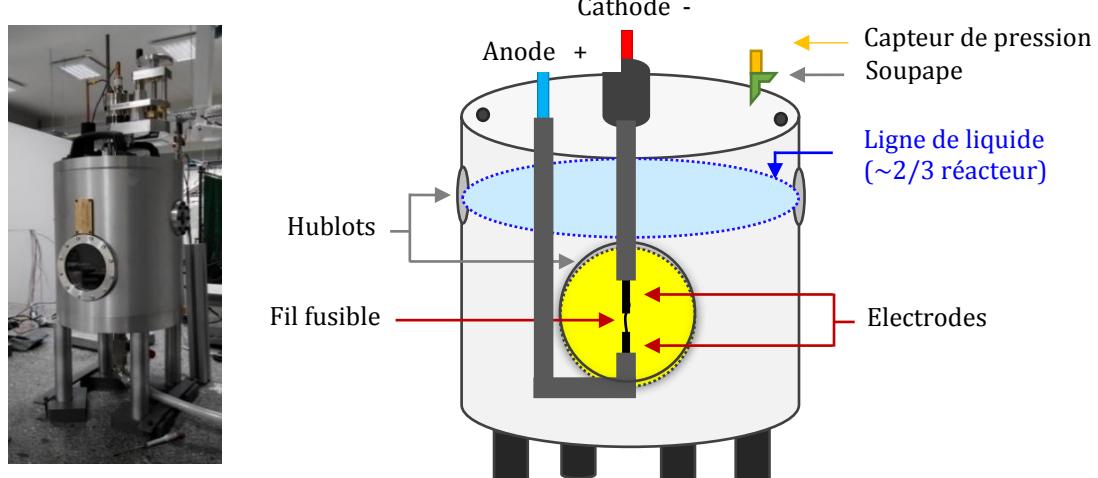


Figure II-1 Le réacteur : photo (à gauche) et schéma (à droite)

Eléments extérieurs

Le réacteur a une géométrie cylindrique d'une hauteur de 36 cm et d'un diamètre de 30 cm dont l'épaisseur des parois est majoritairement de 3.5 cm. Il est composé d'un couvercle étanche de 2.5 cm d'épaisseur pour isoler le contenu de l'environnement extérieur. Ce même couvercle sert de support pour la soupape, le capteur de pression, et les électrodes dont l'écartement peut être contrôlé par un pas de vis (0.5 mm/pas). En l'ouvrant, le liquide peut être injecté dans le réacteur, et être évacué par la partie inférieure du réacteur sur laquelle est fixée une vanne.

Eléments intérieurs

Les éléments intérieurs du réacteur peuvent être décomposés en trois parties : le système d'électrodes, le liquide et les hublots.

Les électrodes d'un diamètre de 1.6 mm sont en tungstène. Elles sont reliées initialement entre elles par un fil fusible de 100 μm de diamètre pour permettre l'amorçage de l'arc électrique. L'anode est située en position inférieure et la cathode en position supérieure. Ces électrodes sont immergées dans un liquide d'une hauteur de 23 cm et de 23 cm de diamètre (Figure II-2), soit une capacité de 9.5 l environ. Elles sont visibles au travers d'une paire de hublots traversant, d'un diamètre de 10 cm positionnés à mi-hauteur du volume de liquide. Une autre paire de hublots d'un diamètre de 3.6 cm est placée de manière à visualiser la hauteur de liquide.

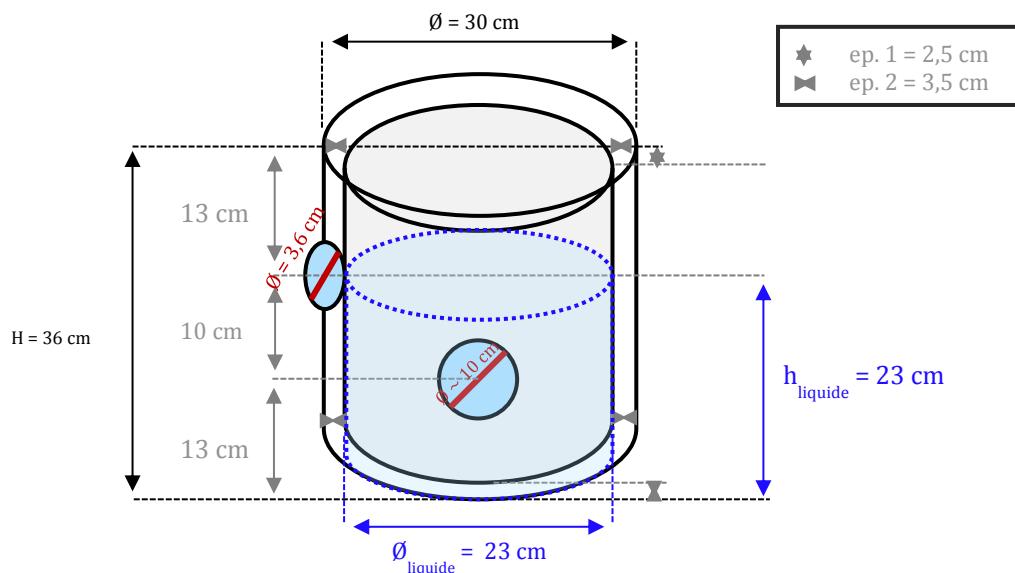


Figure II-2 Géométrie du réacteur

II.1.1.2 Caméra rapide

La caméra rapide employée est un modèle Photron SA5 [PH013] pouvant acquérir jusqu'à 1 million d'images par seconde. Elle est reliée à un ordinateur pour visualiser la décharge en N&B à différents instants. Elle est synchronisée avec le circuit de commande. Sur l'ordinateur commandant la caméra, le logiciel PFV FASTCAM Viewer v. 3.3.7 de Photron est installé et permet de paramétrier : la résolution (nombre de pixels), la fréquence d'acquisition, et le temps d'exposition. Par ailleurs, une lampe de 1 000 W, 220 V est placée dans l'axe de la caméra de manière à voir «l'ombre» du plasma créé au travers des hublots principaux du réacteur (éclairage par ombroscopie).

Le diaphragme de la caméra peut aussi se régler, deux objectifs macroscopiques de distance focale respectivement 105 mm et 50 mm ont été testés. Nous avons choisi celle de 50 mm, car elle permet d'éviter que la bulle observée lors de la formation du plasma ne sorte de l'objectif. Deux filtres de densité neutre sont aussi à disposition : un d'atténuation 8 et/ou un d'atténuation 16 selon l'opacité du liquide. La vitesse d'acquisition maximale de la caméra est de $1.3 \cdot 10^6$ images par seconde. Cependant si le plein format de la caméra de 1 024 x 1 024 pixels est utilisé, la résolution est alors réduite à 7 000 images par seconde. Ainsi, un fenêtrage adapté à la taille du hublot circulaire de 10 cm est choisi à 512 x 456 pixels, pour une vitesse d'acquisition de 30 000 images par seconde.

Pour effectuer des mesures, une règle est positionnée avant le tir au niveau des électrodes. Une distance de référence est ainsi obtenue et corrélée à un nombre de pixels afin d'obtenir un étalonnage.

II.1.1.3 Alimentations de courant

Deux alimentations sont utilisées : l'alimentation de puissance contenant le banc de charge pour générer une impulsion de courant et l'alimentation de commande pour synchroniser les appareils.

L'alimentation de puissance est un banc type RLC. A l'origine, ce banc a été conçu pour tester un prototype de disjoncteur basse tension [QUE16], via la libération d'une demi-onde de courant allant jusqu'à 15 kA pendant 10 ms environ dans le système. Pour ce faire, un banc de condensateurs polarisés mis en parallèle est déchargé au travers d'une inductance sans entrefer

dans le système à tester comme le montre la Figure II-3. Pour obtenir une fréquence de 50 Hz, quatre bancs de puissance peuvent ensuite être sélectionnés :

1. Banc L1C1 : 1 770 μ H et 5.6 mF (en bleu)
2. Banc L2C2 : 658 μ H et 15 mF (en vert)
3. Banc L3C3 : 317 μ H et 30 mF (en violet)
4. Banc L4C4 : 96 μ H et 87.7 mF (en rouge)

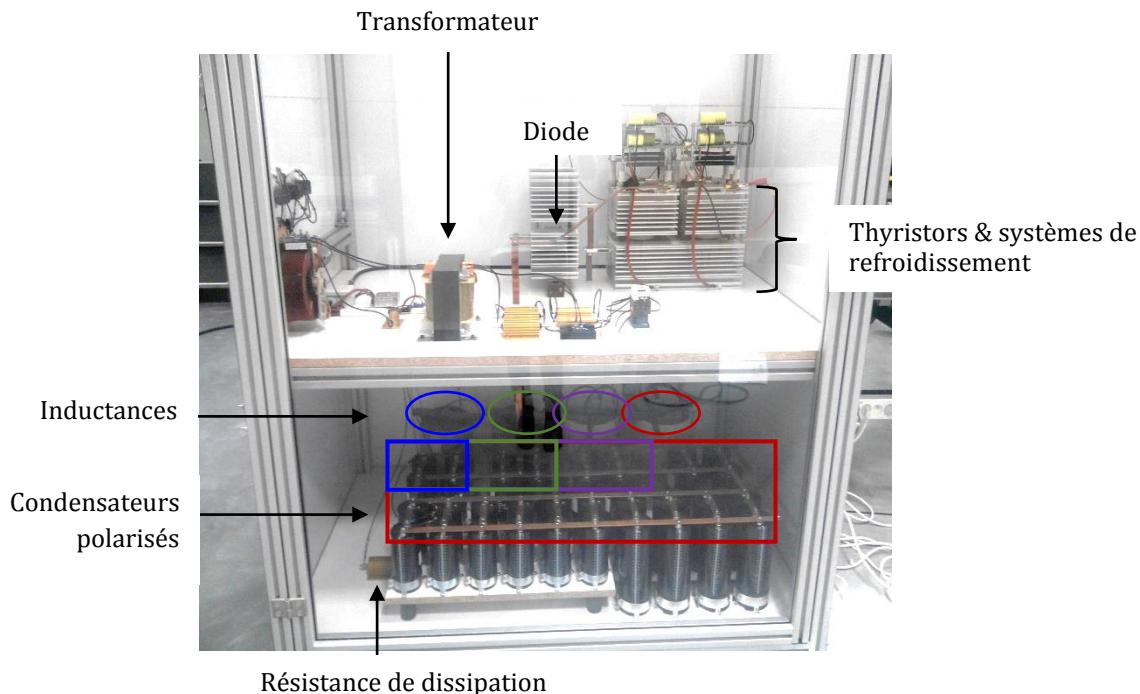


Figure II-3 Alimentation de puissance

Le niveau de courant désiré est contrôlé par la tension de charge des condensateurs, pouvant être fixée à l'aide d'un autotransformateur de 0 V à 600 V. Pour contrôler la décharge et protéger le dispositif, certains composants électroniques sont nécessaires. Pour leur commutation très rapide, deux thyristors de puissance sont utilisés. Leur déclenchement s'effectue au travers de fibres optiques reliées à la carte de commande. L'un commande le déclenchement de l'onde de courant (déchargeant la puissance) et l'autre pilote la coupure selon le temps de séquence programmé par un automate (déchargeant le reste de la puissance dans une résistance). Une diode de roue libre est utilisée pour éviter que les surtensions détruisent les capacités.

L'automate déclenche ce cycle d'essai (T1) et contrôle la durée de la séquence (T2) pour former la demi-onde de courant voulue comme le présente la Figure II-4.

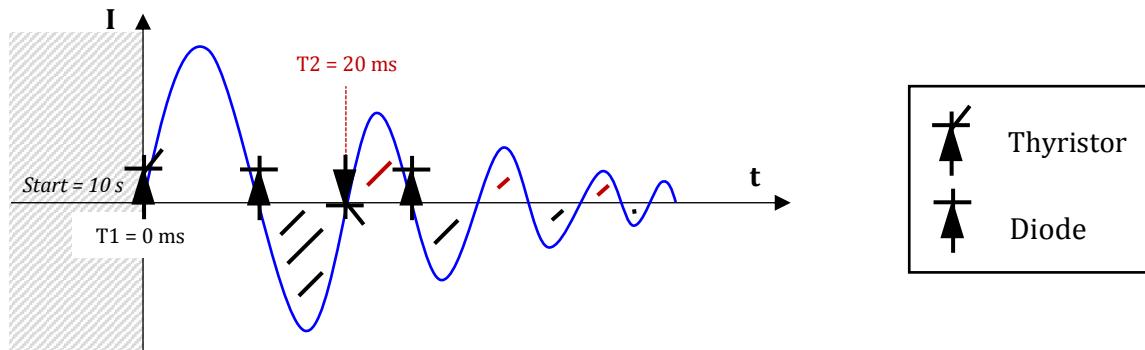


Figure II-4 Rôle des interrupteurs de puissance dans la commande de l'onde de courant

Lorsque le circuit RLC est en résonnance, le courant va décroître de manière apériodique avec une pulsation ($1/\sqrt{LC}$) après un temps (start) défini dans l'automate. En T1 : le premier thyristor pré-enclenche l'arc. Après la première alternance, la diode de roue libre bloque le courant de manière à ce que celui-ci évite de se décharger dans les condensateurs polarisés. En T2 : le deuxième thyristor intervient à la deuxième période (par exemple 20 ms plus tard) et décharge le reste de la puissance dans une résistance de dissipation.

II.1.1.4 Appareils de mesure

Pour estimer les caractéristiques électriques, deux sondes différentielles de tension et de courant sont utilisées. Une sonde de tension est placée aux bornes des électrodes U_{arc} et une autre au niveau du banc des capacités U_{capa} pour suivre le déchargement de l'énergie dans le système. L'intensité électrique I_{arc} est mesurée via une boucle de Rogowski, adaptée aux mesures de courants alternatifs ou impulsifs comme peuvent l'être ceux obtenus avec le banc de puissance.

Le capteur de pression situé au niveau du couvercle de l'enceinte, permet de suivre l'évolution de la pression du volume d'air au-dessus du liquide en fonction du temps. Il s'agit d'un transmetteur de pression piezorésistif M5HB produit par la société Keller [KEL]. La documentation précise que sa conception permet d'effectuer des mesures statiques et dynamiques avec une bande passante oscillant de 0 kHz à 50 kHz.

Un logiciel réalisé par le service électronique du laboratoire (*Mesures Arc AEPPT*) permet de piloter la carte d'acquisition NIPXI 6361 [QUE16] et d'entrer notamment la fréquence d'échantillonnage des différentes sondes (acquisition d'un signal de maximum 2 millions de points par seconde).

II.1.2 Dispositif expérimental

II.1.2.1 Mise en place et fonctionnement du matériel

La Figure II-5 présente le matériel et le dispositif expérimental. La mise en place d'une expérience passe par différentes étapes :

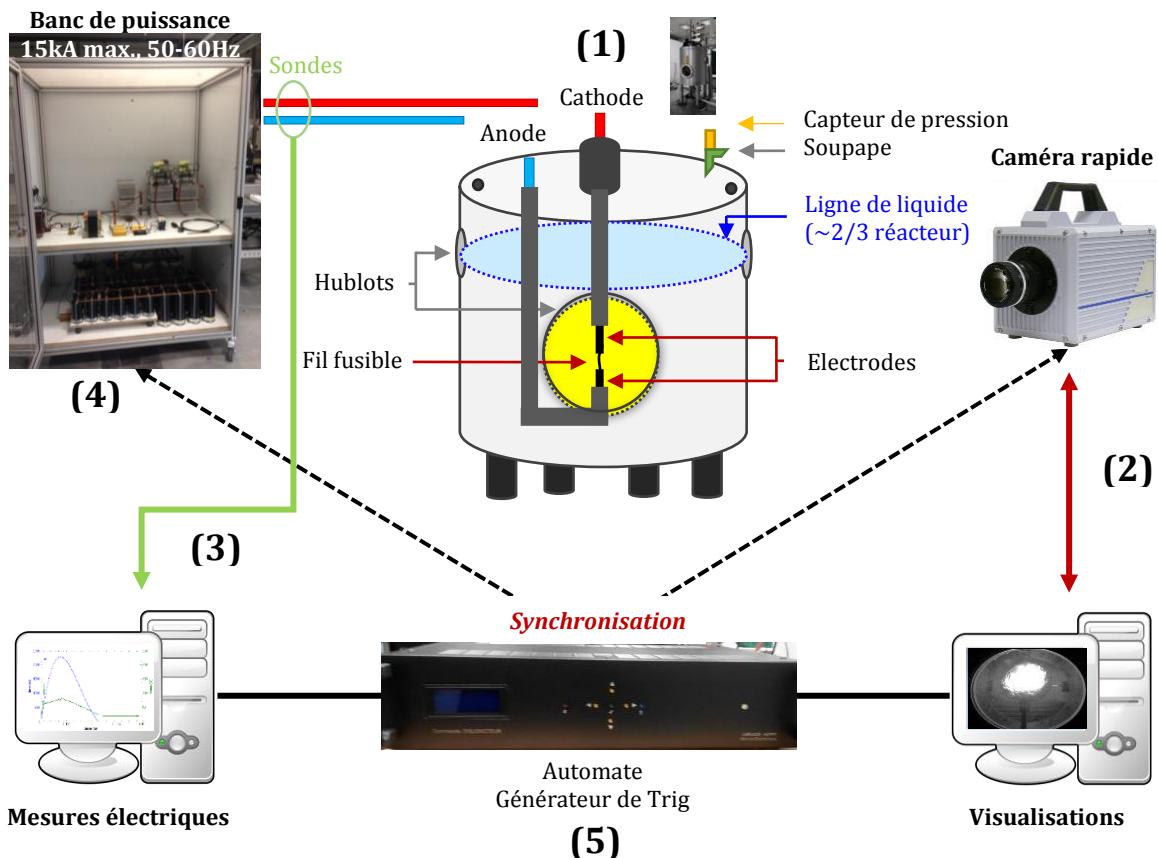


Figure II-5 Dispositif expérimental général

(1) Le réacteur : tout d'abord, il faut régler la distance inter-electrode. Celle-ci est contrôlée via le pas de vis en partant du contact des électrodes jusqu'à la longueur désirée. Ensuite, on positionne le fil fusible entre elles et on vérifie le bon contact électrode-fil-électrode avec un ohmmètre. Une fois le liquide versé dans le réacteur, on y plonge les électrodes.

(2) La caméra rapide : sa mise en place passe par deux étapes : réglage et étalonnage.

- Réglage : on place la caméra devant le hublot. A l'aide du logiciel PFV en mode direct, on positionne les électrodes au milieu de la matrice CCD. La lampe est ensuite placée dans l'axe de la caméra derrière le réacteur pour l'éclairage par ombroscopie (cf. Figure II-6).

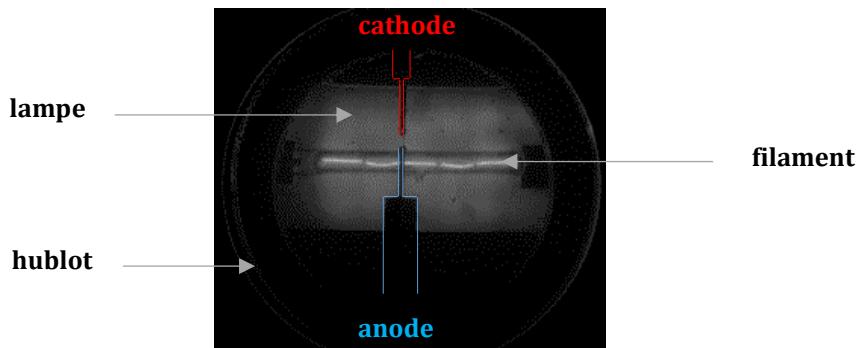


Figure II-6 Image du champ de vision de la caméra

En mode basse lumière du logiciel, la caméra peut être calibrée plus facilement avant d'effectuer le tir. Pour atténuer l'intensité des images et mieux visualiser le plasma, on peut utiliser les filtres de densité neutre ND8 et/ou ND16 ou encore augmenter l'obturation de la caméra. Par exemple, les conditions idéales pour un milieu d'eau liquide sont une obturation de 1/263 000 avec un filtre ND8. La résolution est de 512x456 pixels pour une vitesse d'acquisition de 30 000 images par seconde.

- Etalonnage : les images obtenues doivent être mises à l'échelle pour estimer la taille de la bulle gazeuse. Pour ce faire, une distance de référence a été prise au moyen d'une règle positionnée à la place des électrodes comme le montre la Figure II-7.

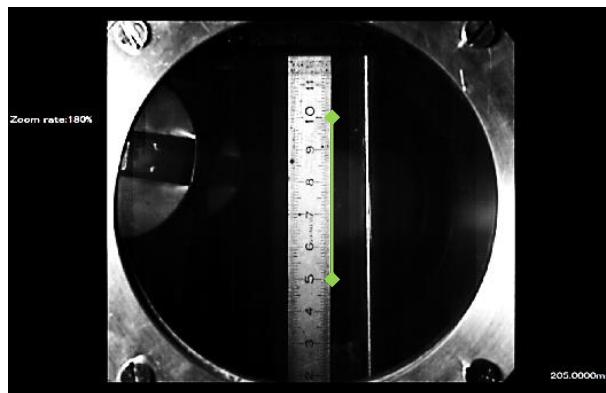


Figure II-7 Image du champ de vue de la caméra pour obtenir une distance de référence

Cette calibration permet d'estimer la taille d'un pixel de la matrice en passant par un coefficient de résolution spatiale. Par exemple, 5 cm (en vert) équivalent à 205 pixels dans le champ de vision de la caméra (valeur en bas à droite de l'image). Dans ce cas pour chaque mesure de longueur, le coefficient de résolution spatiale de 0.2439 mm/pixel est appliqué.

(3) Les sondes : deux sondes différentielles de tension sont positionnées aux bornes du banc et une autre aux électrodes, ainsi qu'une sonde de courant mesurant l'intensité traversant les électrodes. L'interface du logiciel communiquant avec celles-ci via la carte d'acquisition NIPXI 6361 [QUE16] nous permet de régler la fréquence d'échantillonnage désirée, ici à 100 kHz, puis la fréquence d'échantillonnage du capteur de pression à 50 kHz.

(4) Le générateur de trig (ou l'automate) : permet de synchroniser tous les appareils électroniques. La décharge de l'énergie issue du banc de puissance est commandée par celui-ci, qui contrôle les délais des thyristors du banc de puissance (cf. Figure II-4). Dans notre cas, nous avons choisi de façon arbitraire que la décharge débute après 10 s.

(5) Le déchargement du banc de puissance BT : débute grâce au générateur de trig, une fois la tension de charge des condensateurs fixée via le variateur de tension situé sur l'interface du banc de puissance.

II.1.2.2 Tir à froid et arc électrique

Avant d'effectuer un tir, il est nécessaire de faire un « tir à blanc », pour tester la bonne synchronisation et la bonne détection des appareils de mesure (ici c'est la caméra rapide et les différents instruments évoqués précédemment). Pour ce faire, tous les appareils sont allumés sauf le banc de puissance. Cette étape permet aussi d'obtenir les mesures à vide et pourront être utilisées sur le tir « réel » de manière à s'affranchir du bruit électronique notamment pour les mesures de la pression.

Une fois cette mesure « à blanc » effectuée, les conditions expérimentales sont réunies pour créer l'arc électrique et suivre ses caractéristiques avec les appareils de mesures cités. Le banc de puissance est alors chargé, puis par les différentes étapes de mise en place exposées précédemment, l'expérience peut être lancée.

II.1.2.3 Post-traitement des données

Une fois le tir effectué, les données (tensions, courant, pression et imagerie rapide) sont enregistrées et peuvent être traitées par un programme réalisé sous Matlab.

Traitements des données électriques

Les mesures de tension et courant d'arc, ainsi que la tension aux bornes du banc permettent de calculer la puissance et l'énergie injectées.

L'Equation (II-1) exprime la puissance de l'arc électrique P_{arc} issue du produit du courant I_{arc} et de la tension V_{arc} mesurées :

$$P_{arc} = I_{arc}V_{arc} \quad (II-1)$$

L'Equation (II-2) permet de calculer la résistance de l'arc électrique R_{arc} issue du rapport entre le courant I_{arc} et de la tension V_{arc} mesurées :

$$R_{arc} = V_{arc}/I_{arc} \quad (II-2)$$

L'Equation (II-3) présente l'énergie de l'arc électrique E_{arc} issue de l'intégration de la puissance P_{arc} dans le temps :

$$E_{arc} = \int P_{arc} dt \quad (II-3)$$

La méthode des trapèzes est employée pour effectuer ce calcul avec les points de mesure.

Enfin, l'Equation (II-4) permet d'estimer l'énergie disponible après chargement du banc des capacités E_{capa} qui est injectée dans le système :

$$E_{capa} = \frac{1}{2} C_{eq} V_{capa \text{ dispo}}^2 \quad (II-4)$$

Avec $V_{capa \text{ dispo}}$ la tension aux bornes des capacités à l'instant où le décharge du courant commence, et C_{eq} la capacité utilisée pour le banc de puissance.

Traitements de la pression du volume d'air au-dessus du liquide

En complément de ces caractéristiques électriques, les mesures de la pression du volume d'air au-dessus du liquide pendant la décharge $P_{mesurée}$ et pendant l'étape de synchronisation P_{blanc} (mesure à blanc) permettent d'en déduire la pression relative ΔP dans ce même volume exprimée par l'Equation (II-5):

$$\Delta P = P_{mesurée} - P_{blanc} \quad (II-5)$$

Traitements des données visuelles

Grâce à l'étalonnage effectué précédemment avec la caméra, la taille de la phase gazeuse entourant l'arc électrique pourra être estimée dans le temps. La Figure II-8 présente un exemple d'images prises par la caméra.

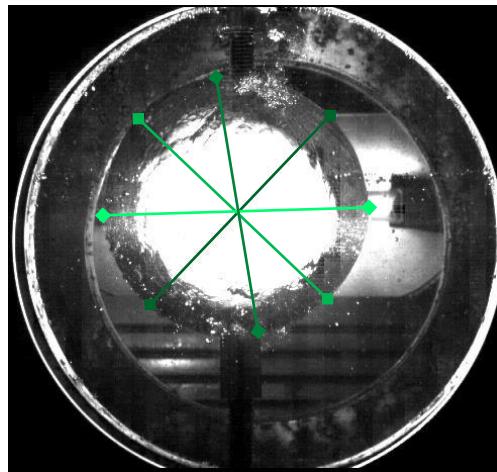


Figure II-8 Image du champ de vue de la caméra : mesures du diamètre de la bulle (en vert)

Dans ce manuscrit, on considérera que la bulle de gaz a une forme sphérique, dont une mesure de son diamètre est représentée sur l'image. La taille de la bulle est déduite de 3 à 5 mesures moyennées, et l'incertitude de mesure associée est obtenue via l'écart type de cette série de mesure.

La tendance de ces mesures dans le temps est estimée par une fonction polynôme. Un algorithme Matlab a été effectué pour le trouver en lien avec le coefficient de corrélation (ou de détermination R^2). Le degré du polynôme limité à 6 est ajusté tant que la valeur $R^2 < 0.975$. Si $R^2 > 0.975$, alors le polynôme qui passe par les points de mesure est retenu. De tous les tests réalisés, le degré maximal utilisé est de 5.

II.1.3 Conclusion

Le matériel et le dispositif utilisés ont été décrits. Dans les conditions de manipulation abordées, les caractéristiques électriques de l'arc, les informations obtenues par la caméra rapide et la mesure de la pression du volume d'air permettent de suivre le comportement du plasma dans le temps tant d'un point de vue fluide qu'électrique.

II.2 Cas d'étude : caractérisation d'un arc électrique dans l'eau

II.2.1 Conditions expérimentales

Pour illustrer le type de résultats obtenus avec notre dispositif expérimental, un cas d'étude dans l'eau (du robinet) sera présenté et analysé en lien avec la littérature. La distance inter-electrode choisie est de 3 mm, et le banc de puissance utilisé est L3C3 (où $C_{eq} = 30 \text{ mF}$) chargé à 489 V. L'énergie mise à disposition pour le système est donc de 3 586.8 J, valeur obtenue via l'Equation (II-4).

II.2.2 Caractéristiques « brutes » d'un arc électrique dans l'eau

II.2.2.1 Caractéristiques visuelles

Dans ces conditions expérimentales, la Figure II-9 présente une série d'images de la phase d'arc électrique et son enveloppe gazeuse évoluant dans un environnement liquide au cours du temps. Les images n'ont pas subi de modifications, sauf à partir de 10 ms, où le contraste et la luminosité sont accrus pour plus de visibilité.

La première image à 0 ms, montre les deux électrodes en position verticale avec la cathode (en rouge) en haut et l'anode (en bleu) en bas. Le filament de la lampe en position horizontale est aussi visible dans le champ de vision derrière les électrodes. A 0.2 ms après le début du déchargement de la puissance dans le système électrode-fil-électrode, des petites bulles de gaz apparaissent sur les deux électrodes, où des micro-décharges de faible luminosité se développent. A 0.567 ms, les bulles de gaz rentrent en contact via le fil fusible, permettant l'amorçage de l'arc électrique à l'intérieur de ces bulles comme le montre la forte luminosité dégagée à l'intérieur de celles-ci. Ces bulles semblent prendre du volume et rentrent en coalescence pour ne former qu'une seule bulle de gaz de forme sphérique contenant l'arc électrique comme le témoigne l'image à 3.9 ms. A 10 ms, cette bulle atteint son rayon maximal. Alors que le déchargement de la puissance dans le système est nul à 11.5 ms, la bulle de gaz est toujours présente et lumineuse. A 14 ms, la bulle n'étant plus alimentée en énergie, son volume diminue et elle commence à s'effondrer sur elle-même. A 15.765 ms, la bulle est aplatie sur le dessus pour former une demi-sphère, comme si une partie était attirée vers le bas. A 17.5 ms, cette partie de la sphère se trouve sous l'axe de la lampe toujours comme tirée vers le bas. A 19 ms, l'entrainement du gaz vers le bas

semble entraîner le reste du gaz, hors du champ de vision en oscillant. Quelques cinquantaines de millisecondes plus tard, la remontée de petites bulles de cavitation a été observée à la surface.

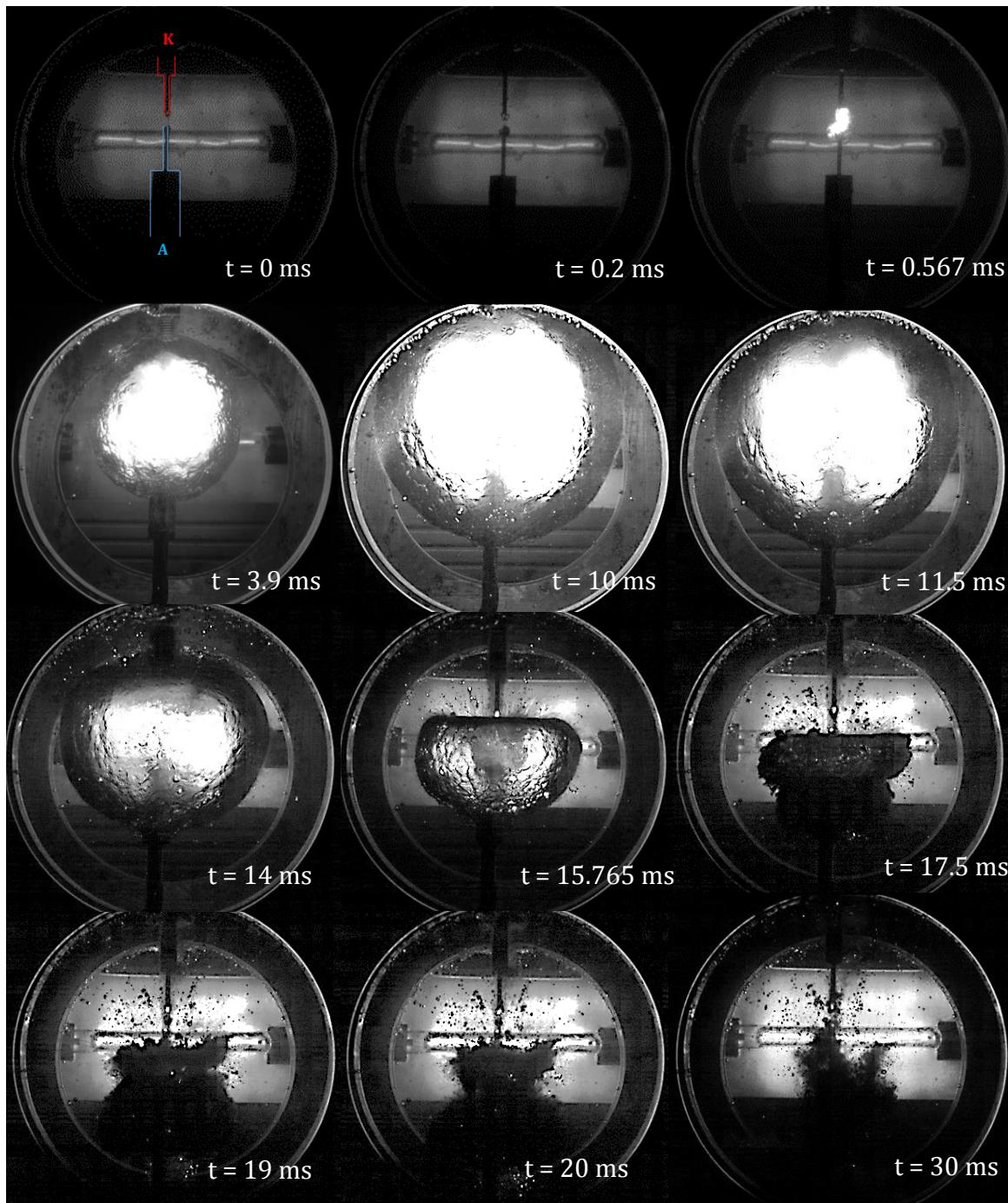


Figure II-9 Images prises par caméra rapide de l'évolution d'une phase gazeuse contenant l'arc électrique de 0 ms à 19 ms pour une énergie délivrée de 3.6 kJ environ sur 11.5 ms (K = cathode, A = anode) et d'une distance inter-electrode $d = 3$ mm

De ces observations, l'expansion et l'effondrement de la bulle de gaz peuvent être estimés par la mesure de son rayon moyen, après avoir vérifié l'étalon qui est ici de 0.2439 mm par pixel. La Figure II-10 montre le rayon et la vitesse de l'interface de la bulle en fonction du temps.

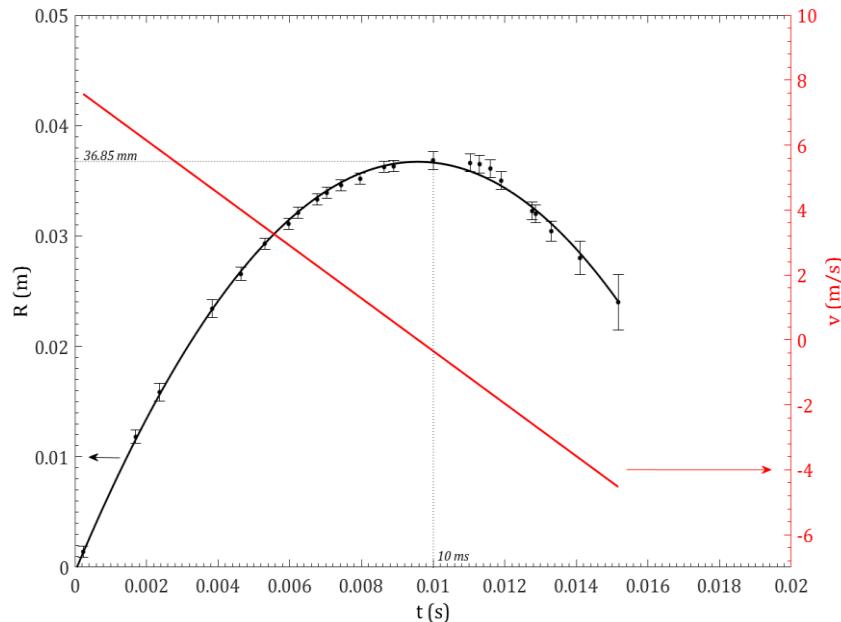


Figure II-10 Rayon de la bulle, un polynôme du second degré (en noir) et la dérivée de ce polynôme représentant la vitesse du mouvement de l'interface de la bulle (en rouge) en fonction du temps pour une énergie délivrée de 3.6 kJ sur 11.5 ms avec $d = 3$ mm

Les mesures et leurs incertitudes en fonction du temps (points tracés en noir) sont reliées par un polynôme du second degré (en ligne noire). La dérivée de cette fonction (en rouge) représente la vitesse d'expansion et d'effondrement de l'interface de la bulle. La bulle s'expande avec une vitesse initiale de 7.76 m.s^{-1} jusqu'à un rayon maximal de 36.85 mm obtenu à 10 ms, suivi d'un effondrement. Les dimensions à partir de 16 ms sont difficiles à estimer à cause d'une part de la forme de la bulle de moins en moins sphérique, et d'autre part de sa disparition du champ de vision. La vitesse trouvée est linéaire et décroissante. Son passage par 0 m.s^{-1} correspond au rayon maximal atteint par la bulle.

II.2.2.2 Caractéristiques de la pression

La Figure II-11 donne les mesures brutes de la pression relative sur lesquelles est appliqué un filtre numérique en fonction du temps. L'évolution parabolique de la bulle en fonction du temps (cf. Figure II-10) est cohérente avec la mesure de la pression dans l'enceinte au-dessus du liquide.

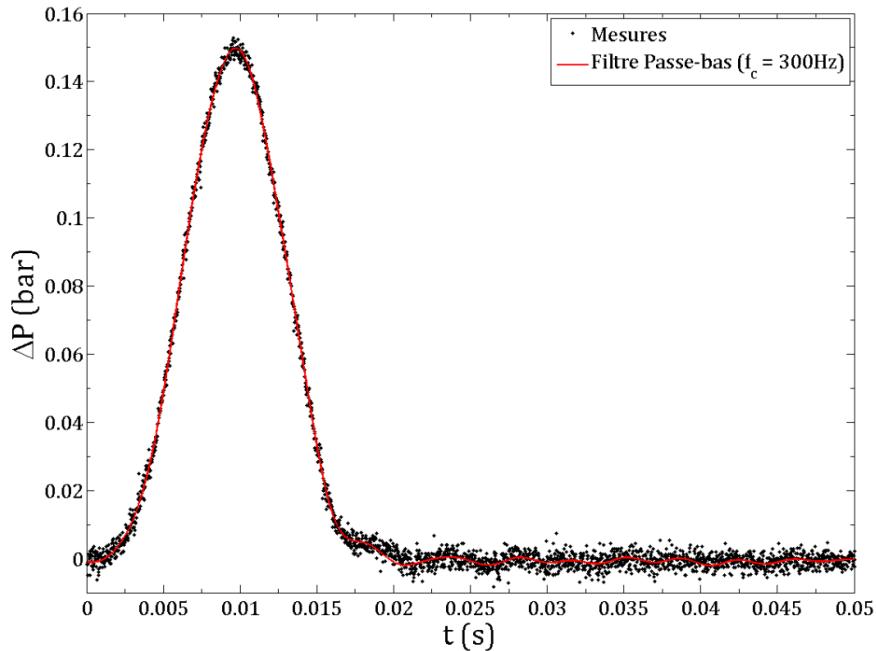


Figure II-11 Pression relative du volume d'air au-dessus du liquide (en noir) et un filtre passe bas d'une fréquence de coupure de 300 Hz appliquée à ces points de mesure (en rouge) en fonction du temps pour une énergie délivrée de 3.6 kJ sur 11.5 ms avec $d = 3$ mm

De la même manière que le rayon de la bulle, la pression relative dans l'enceinte augmente de 0 à 0.15 bar environ jusqu'à 10 ms, puis diminue pour revenir à une différence de pression nulle (pression atmosphérique). En effet, si la bulle prend du volume au sein du liquide, le volume d'air au-dessus du liquide est comprimé par la montée de l'eau. Par conséquent, la pression croît dans cette zone du réacteur et décroît lorsque la bulle perd de son volume.

Il y a donc un lien direct entre la pression relative du volume d'air et le rayon de la bulle. En supposant que l'air contenu dans ce volume fermé soit un gaz parfait à température et à quantité de matière constante, les conditions de la loi de Boyle-Mariotte exprimée dans l'Equation (I-5) sont donc respectées.

$$PV = \text{constante} \quad (\text{II-6})$$

Si l'on considère que le volume pris par la bulle dans l'eau incompressible est perdu dans l'air (compression), cette loi est valable et permet notamment de remonter au volume de la bulle $V_{\text{bulle}}(t)$ durant toute la durée de l'expérience. Cette méthode est alors une bonne alternative à l'estimation du volume de la bulle au-delà des temps supérieurs à 15.2 ms, car c'est à partir de cet instant que la bulle se déforme et commence à sortir du champ de vision de la caméra.

Pour l'estimer, soit t_0 l'instant initial où l'air au-dessus du liquide a un volume cylindrique V_0 connu (Equation (I-4)) à pression atmosphérique $P_0 = 1$ bar :

$$V_0 = \pi h r^2 \quad (\text{II-7})$$

Avec h la hauteur de 10.5 cm et r le rayon de 11.5 cm du volume d'air à l'instant initial.

Soit un instant t où l'air compressé au-dessus du liquide a un volume $V_{\text{mes}} = V_0 - V_{\text{bulle}}(t)$ à pression $P_0 + \Delta P(t)$. On obtient donc de l'Equation (I-5) :

$$P_0 V_0 = (P_0 + \Delta P(t))(V_0 - V_{\text{bulle}}(t)) \quad (\text{II-8})$$

Avec $V_{\text{bulle}}(t) = \frac{4}{3} \pi R^3$ et R le rayon mesuré de la bulle.

Cette Equation (II-8) peut encore s'écrire :

$$V_{\text{bulle}}(t) = \left(\frac{\Delta P(t)}{P_0 + \Delta P(t)} V_0 \right) \alpha \quad (\text{II-9})$$

Nous injectons dans la formulation (II-9), les données mesurées de la pression (cf. Figure II-11) et ajoutons un paramètre α que nous faisons varier. Nous représentons le volume de la bulle déduit des variations de pression en fonction du temps sur la Figure II-12 pour différentes valeurs de α . Les barres d'erreur existent, mais elles ne sont pas visibles sur cette figure à cause de ses faibles valeurs (ordre de grandeur : 10^{-8}).

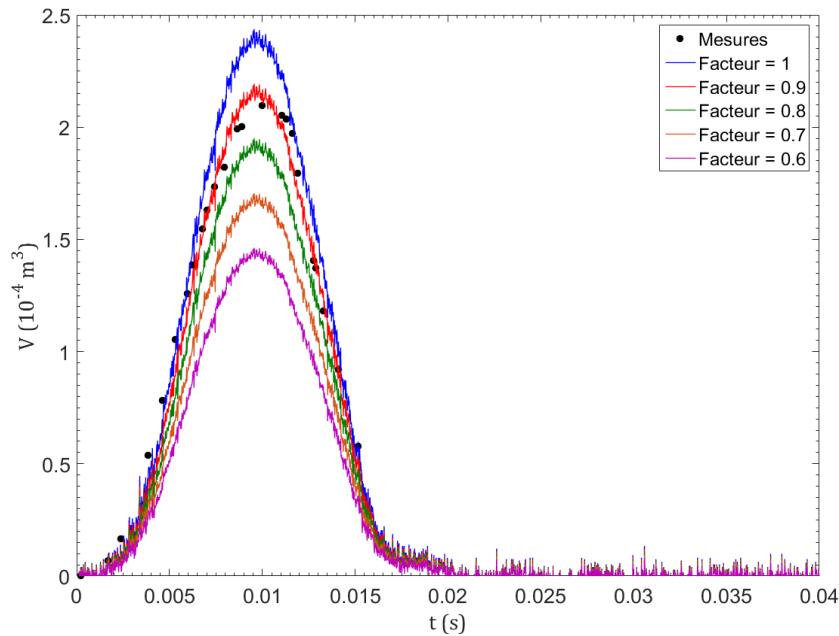


Figure II-12 Volume de la bulle mesuré (en point) et estimé via la pression du volume d'air (en ligne) en fonction du temps pour une énergie délivrée de 3.6 kJ sur 11.5 ms avec $d = 3$ mm

Les résultats issus du formalisme proposé par l'Equation (II-9) ne correspondent pas aux mesures (Facteur = 1). Il faut faire varier ce facteur pour avoir une correspondance avec les mesures. Plus ce facteur est petit, plus le volume de bulle estimé est petit. C'est avec un facteur de 0.9 que la correspondance avec les mesures est la meilleure.

Cette surestimation du volume d'air par rapport à celui attendu peut s'expliquer de différentes manières : il est possible qu'une quantité de gaz produite par la décharge ne soit pas visible sur la caméra et la taille de la bulle est donc sous-estimée ; la quantité de matière ne se conserve peut être pas en réalité ; ou bien que le liquide ne soit pas incompressible.

II.2.2.3 Caractéristiques électriques

Les caractéristiques électriques de la décharge sont représentées par la tension et le courant tracés en Figure II-13.

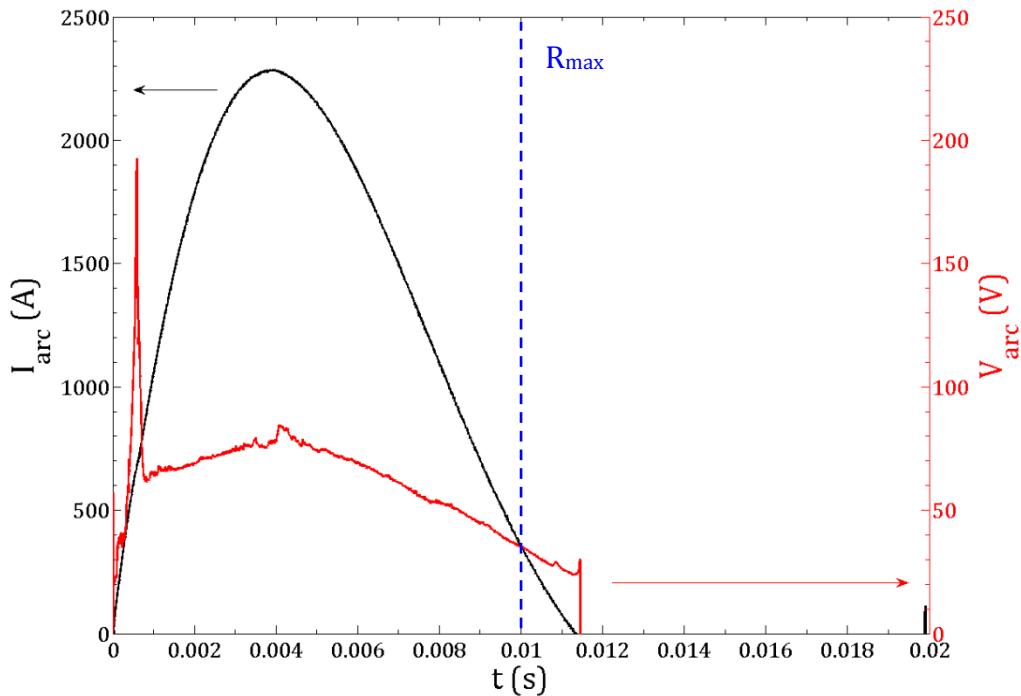


Figure II-13 Courant (en noir) et tension (en rouge) mesurés de l'arc électrique sur 11.5 ms obtenus avec le banc n°3 chargé à 3.6 kJ environ avec une distance inter-electrode de 3 mm dans l'eau

Sur cette figure, globalement les deux courbes croissent de 0 à 3.9 ms et décroissent de 3.9 ms à 11.2 ms. Le pic du courant est de 2286 A, et à cet instant la tension est de 77.3 V. Aux tous premiers instants de la montée du courant, la tension d'arc présente des premiers pics correspondant à la formation de micro-décharges électriques dans des petites bulles de gaz de part et d'autre des électrodes. Ensuite, la tension d'arc présente un pic de plus grande intensité de 200 V environ à 0.59 ms, signe d'amorçage du canal plasma. Par conséquent, une forte luminosité est dégagée (cf. Figure II-9), suivie d'une augmentation du rayon de la bulle (cf. Figure II-10), et d'une montée en pression (cf. Figure II-11), sous l'effet de l'impulsion de l'énergie générée par l'arc électrique.

Cette énergie peut être quantifiée par l'intégrale de la puissance de l'arc électrique dans le temps en utilisant l'Equation (II-1) et l'Equation (II-3), toutes deux tracées sur la Figure II-14.

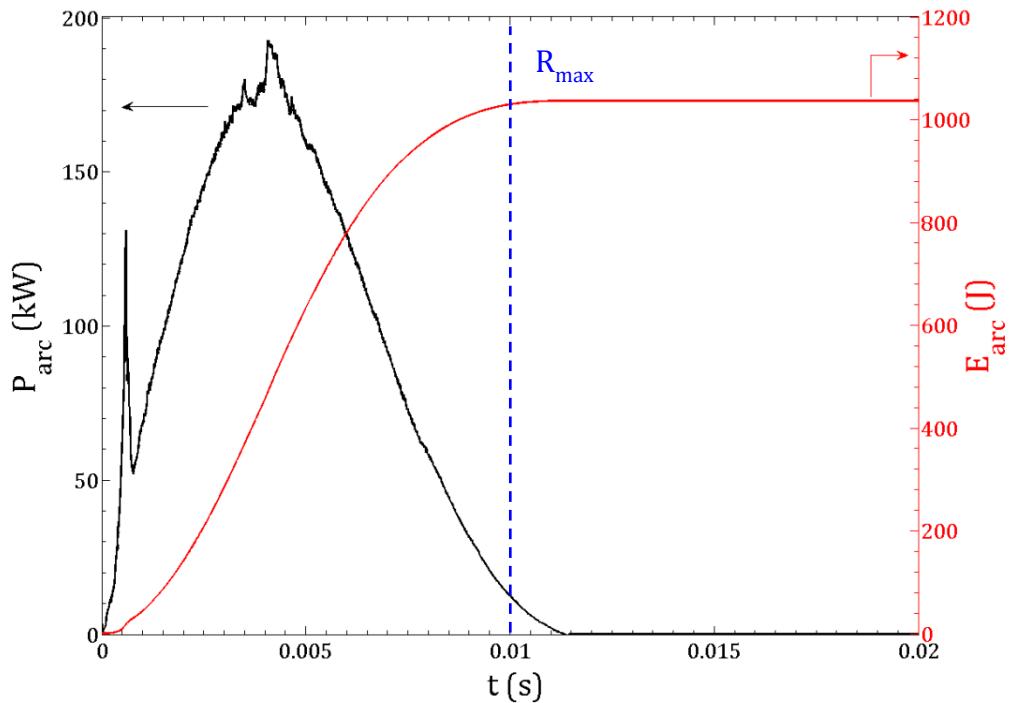


Figure II-14 Puissance (en noir) et énergie (en rouge) de l'arc électrique sur 11.5 ms obtenues avec le banc n°3 chargé à 3.6 kJ environ avec une distance inter-électrode de 3 mm dans l'eau

L'énergie est croissante avec le temps, jusqu'à atteindre un plateau de 1 037 J à 11.2 ms. Cette croissance est à l'image de l'augmentation du rayon de la bulle de gaz de 0 à 10 ms donnée en Figure II-14. En effet, plus l'énergie délivrée est grande, plus il y aura de l'effet Joule, plus l'eau autour de l'arc établi s'évaporera. Passé 10 ms, le rayon de la bulle diminue, car la puissance instantanée et l'énergie ne sont plus suffisantes pour maintenir l'arc et pour générer suffisamment de chaleur afin d'alimenter la bulle de gaz. De ce fait, l'arc électrique s'éteint à 11.2 ms, comme le montre le pic de tension à cet instant et le passage du courant à zéro (cf Figure II-13).

Il est intéressant de remarquer que l'énergie de 3 586.8 J mise à disposition par le banc de puissance, n'est pas complètement retrouvée dans l'arc électrique d'une énergie totale de 1 037 J. Pour ce cas, seule 30% de l'énergie disponible est utilisée par l'arc, notamment à cause de grandes pertes résistives (des câbles, du circuit etc).

II.2.3 Interprétation des caractéristiques d'un arc électrique dans l'eau

Les observations visuelles montrent une dynamique de la bulle (expansion/implosion). Dans cette partie, l'objectif est de lier ces observations avec différents travaux de la littérature. Ainsi, certains modèles analytiques seront présentés, testés et adaptés à nos conditions expérimentales pour interpréter nos résultats.

II.2.3.1 Comparaison des observations avec la littérature

Des images de la bulle de gaz contenant l'arc électrique ont été présentées en Figure II-9. Elles montrent l'expansion en forme sphérique de la bulle et un effondrement de celle-ci, comme aspirée vers le bas du réacteur.

Un comportement semblable a déjà été constaté dans différentes publications, mais pour lesquelles les conditions expérimentales sont très différentes : des décharges électriques pulsées [KBD91] [KDL89] [JAD02] [LU02] [QOT06] [KAN11] [CLA14], en sonoluminescence [BRE95], avec des énergies localisées de courte durée induites par laser [SUP16] ou encore récemment avec un courant sinusoïdal [TAD16]. Le point commun à ces publications est que la bulle présente une dynamique de bulle similaire à la nôtre. Une phase d'expansion due à l'impulsion de l'énergie donnée à la bulle suivi d'une phase d'effondrement. Pour expliquer ce phénomène d'effondrement vers le bas, on peut se baser sur les travaux de Brennen [BRE02] relatifs au phénomène de cavitation appelé « jet entrant » (*reentrant jets*) ou « microjet ». Il se produit lorsque la bulle s'effondre à proximité d'une surface liquide (surface de l'eau) et/ou solide (paroi du réacteur ou de l'électrode). La bulle s'aplatit à cause de la surpression au niveau de la surface, et par opposition de force un jet entrant se forme en se dirigeant du centre de la bulle vers la surface solide de l'une des électrodes.

En hydrodynamique, les irrégularités sur la forme de cette bulle lors de cet effondrement ressemblent à un cas d'instabilité de Rayleigh-Taylor [IVA01]. Ce phénomène intervient lorsque deux fluides de densités différentes entrent en interaction. Sous l'effet gravitationnel, le fluide « lourd » plonge dans le fluide « léger » sous la forme d'un champignon. Cette forme évolue ensuite de manière non linéaire et très complexe en lien avec les grandeurs caractéristiques des deux fluides (tension de surface, viscosité, densité etc). On peut donc supposer que ce même genre de phénomène se produit dans notre cas.

Basé sur ces observations et ces similitudes avec les phénomènes de cavitation, il est donc naturel de tester les modèles dynamiques comme celui de Rayleigh [RAY17] pour confirmer ou non la présence de certains effets sur la bulle.

II.2.3.2 Modèle dynamique de Rayleigh

Modèle de Rayleigh

Le premier modèle analytique de l'implosion d'une cavité sphérique vide dans un liquide a été développé au début du XXème siècle par John William Strutt anobli Lord Rayleigh [RAY17]. Ce modèle a été retravaillé notamment en sonoluminescence [BRE95], ou pour des énergies localisées de courte durée induites par laser [SUP16] ou encore des décharges électriques [KAT91] [KAT89] [JAD02] [LU02] [QOT06] [KAN11] [CLA14]. Cependant, aucune étude relatée à ce jour ne traite de la dynamique d'une bulle issue de la création d'un arc électrique pour des énergies appliquées sur une dizaine de millisecondes.

Dans ce modèle analytique, la bulle est considérée sphérique durant toute la durée de son cycle d'expansion et d'effondrement au sein d'un fluide parfait newtonien et incompressible. La tension de surface et la viscosité sont négligées à l'interface. La masse volumique du gaz est négligeable devant celle du liquide. Ces hypothèses sont intégrées aux équations de continuité et de mouvement pour obtenir l'Equation de mouvement (II-10) à l'interface de la bulle d'un rayon R :

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 = \frac{P_{Li}(R) - P_{\infty}}{\rho_L} \quad (II-10)$$

Avec R le rayon instantané de la bulle, ρ_L la densité du liquide, $P_{Li}(R)$ la pression du liquide à l'interface de la bulle et P_{∞} la pression dans le liquide à l'infini.

La première idée de Rayleigh a été de considérer la bulle comme une cavité vide. Les lois de conservation à l'interface mènent à $P_{Li}(R) = 0$ [QOT06]. Dans notre cas, la bulle est remplie de gaz et des hypothèses supplémentaires sont nécessaires à l'établissement de l'expression de $P_{Li}(R)$ liées à nos conditions initiales. Dans la littérature [PLE77], $P_{Li}(R)$ peut être aussi considérée comme la pression à l'intérieur de la bulle.

Du fait d'un refroidissement rapide du plasma (10^9 K.s^{-1} [TIA08]), on assume qu'une évolution adiabatique du gaz régule la dynamique de la bulle une fois le rayon maximum de la bulle atteint lors de la fin de l'injection de l'énergie. Dans cette situation, le modèle établi par

Rayleigh [QOT06] [RAY17] peut être utilisé avec l'expression de $P_{Li}(R)$ donnée au rayon R de la bulle par l'Equation (II-11):

$$P_{Li}(R) = P_{gm} \left(\frac{R_{max}}{R} \right)^3 \quad (II-11)$$

Avec P_{gm} la pression du gaz maximale au rayon maximal de la bulle R_{max} . On déduit bien de cette équation $P_{Li}(R = R_{max}) = P_{gm}$.

Méthode de résolution

L'Equation (II-10) est résolue par la méthode proposée par Tian et al. [TIA08] pour étudier la dynamique d'une bulle subissant des ondes acoustiques. En se basant sur le formalisme dérivé de Leighton [LEI07] sur le volume de la bulle, les auteurs utilisent l'algorithme de Runge-Kutta. On appliquera cet algorithme pour non pas le volume comme Tian et al. [TIA08], mais le rayon de la bulle issu de l'Equation (II-10) en utilisant le logiciel Matlab.

En utilisant la matrice Xp comme substitut au rayon R , on obtient le groupe d'équations différentielles du premier ordre suivant :

$$\begin{cases} Xp(1) = \dot{R} \\ Xp(2) = \ddot{R} = f(t, R, \dot{R}) = \left(\frac{P_{Li}(R) - P_{\infty}}{\rho_L} - \frac{3}{2} \dot{R}^2 \right) \frac{1}{R} \end{cases} \quad (II-12) \quad (II-13)$$

Avec comme conditions initiales :

$$\begin{cases} R(t_0) = R_0 \\ \dot{R}(t_0) = \dot{R}_0 \end{cases} \quad (II-14) \quad (II-15)$$

En supposant la résolution sur un intervalle de temps Δt , alors le processus itératif d'un temps $n \Delta t$ à un temps $(n+1) \Delta t$ est :

$$\begin{cases} R_{n+1} = R_n + \Delta t \dot{R}_n + \frac{\Delta t^2}{6} (M_1 + M_2 + M_3) \\ \dot{R}_{n+1} = \dot{R}_n + \frac{\Delta t}{6} (M_1 + 2M_2 + 3M_3 + M_4) \end{cases} \quad (II-16) \quad (II-17)$$

Avec M_1, M_2, M_3 et M_4 s'écrivant comme :

$$\left\{ \begin{array}{l} M_1 = f(t_n, R_n, \dot{R}_n) \\ M_2 = f\left(t_n + \frac{\Delta t}{2}, R_n + \frac{\Delta t}{2} \dot{R}_n, \dot{R}_n + \frac{\Delta t}{2} M_1\right) \end{array} \right. \quad (II-18)$$

$$\left. \begin{array}{l} M_3 = f\left(t_n + \frac{\Delta t}{2}, R_n + \frac{\Delta t}{2} \dot{R}_n + \frac{\Delta t^2}{4} M_1, \dot{R}_n + \frac{\Delta t}{2} M_2\right) \\ M_4 = f\left(t_n + \frac{\Delta t}{2}, R_n + \frac{\Delta t}{2} \dot{R}_n + \frac{\Delta t^2}{2} M_2, \dot{R}_n + \frac{\Delta t}{2} M_3\right) \end{array} \right. \quad (II-19)$$

$$\left. \begin{array}{l} M_3 = f\left(t_n + \frac{\Delta t}{2}, R_n + \frac{\Delta t}{2} \dot{R}_n + \frac{\Delta t^2}{4} M_1, \dot{R}_n + \frac{\Delta t}{2} M_2\right) \\ M_4 = f\left(t_n + \frac{\Delta t}{2}, R_n + \frac{\Delta t}{2} \dot{R}_n + \frac{\Delta t^2}{2} M_2, \dot{R}_n + \frac{\Delta t}{2} M_3\right) \end{array} \right. \quad (II-20)$$

$$\left. \begin{array}{l} M_3 = f\left(t_n + \frac{\Delta t}{2}, R_n + \frac{\Delta t}{2} \dot{R}_n + \frac{\Delta t^2}{4} M_1, \dot{R}_n + \frac{\Delta t}{2} M_2\right) \\ M_4 = f\left(t_n + \frac{\Delta t}{2}, R_n + \frac{\Delta t}{2} \dot{R}_n + \frac{\Delta t^2}{2} M_2, \dot{R}_n + \frac{\Delta t}{2} M_3\right) \end{array} \right. \quad (II-21)$$

Le cas d'étude est dans l'eau liquide, dont les propriétés sont récapitulées dans le Tableau II-1:

T_∞, P_∞	300 K, 1.013 10 ⁵ Pa
densité volumique ρ_L	1 000 kg.m ⁻³
viscosité cinétique ν	10 ⁻⁶ m ² .s ⁻¹
tension de surface	58.85 mN.m ⁻¹
indice adiabatique γ	1.33
température de saturation T_{sat}	373.15 K
masse molaire M	18 g.mol ⁻¹
constante de gaz parfait R_{gp}	8.1345 J.mol ⁻¹ .kg ⁻¹
chaleur latente L_v à 300 K	2.257 10 ⁶ J.kg ⁻¹
pression vapeur à 300 K	3 076 Pa

Tableau II-1 Récapitulatif des propriétés de l'eau utilisées pour les modèles dynamiques de bulle

Application

L'évolution temporelle du rayon modélisée avec différentes expressions de $P_{Li}(R)$ issues de l'Equation (II-11) et l'Equation (II-10) est confrontée avec les résultats expérimentaux en Figure II-15.

Sur cette figure, le premier modèle proposé par Rayleigh [RAY17] [QOT06] est présenté pour $P_{Li}(R) = 0$ ($P_{gm} = 0$ bar en noir). Les résultats théoriques décroissent avec le temps, probablement dû à une sous-estimation de la pression à l'interface liquide-gaz. Si on assume que cette pression est égale à la pression atmosphérique ($P_{gm} = 1$ bar en rouge), la taille de la bulle est stable car elle est en équilibre avec la pression P_∞ . Ces deux courbes (ligne rouge et noire) correspondent aux valeurs limites du modèle de Rayleigh. Les points expérimentaux quant à eux sont présents entre les deux courbes. La variation temporelle du rayon est tracée pour différentes valeurs de P_{gm} .

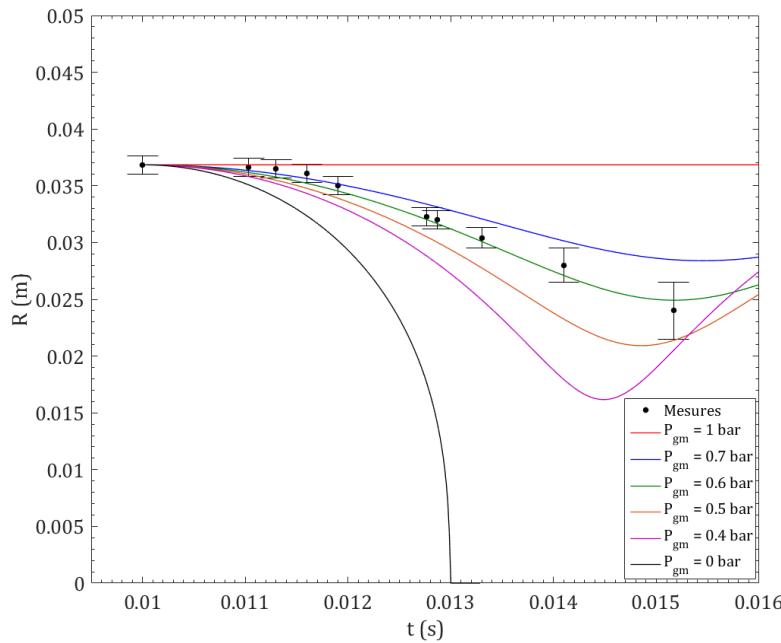


Figure II-15 Rayon mesuré de la bulle (point) et obtenu par l'équation de Rayleigh (ligne) pour différentes valeurs de P_{gm}

Le meilleur accord se situe entre les valeurs $P_{gm} = 0.5 - 0.6$ bar (en orange et vert). Comme observé sur la Figure II-15, la résolution de l'Equation (II-10) permet de décrire l'évolution du rayon de la bulle, ainsi que la présence d'oscillations comme mentionné dans la littérature. Cependant, ce modèle considère une forme sphérique pour la bulle. C'est pour cette raison qu'après 15 ms, il n'est pas possible de comparer le rayon expérimental de la bulle lors de son effondrement.

II.2.3.3 Autres modèles dynamiques

Modèle de Beeching

Avec les mêmes hypothèses que le modèle de Rayleigh, le modèle de Beeching [BEE42] met de plus en avant l'effet de la tension interfaciale σ , pour son étude sur les phénomènes d'érosion de cavitation. Il ajoute aussi le rôle de la pression de vapeur P_v , pour considérer que le milieu à l'intérieur de la bulle est en état de vapeur, en considérant toujours que sa masse est négligeable devant celle du liquide. Cette pression peut être estimée à l'aide de la formule de Clausius-Clapeyron donnée en Equation (II-22), qui fait intervenir différents paramètres relatifs au milieu liquide :

$$P_v(T) = P_\infty \exp \left(L_v \frac{M}{R_{gp}} \cdot \left(\frac{1}{T_{sat}} - \frac{1}{T} \right) \right) \quad (II-22)$$

Avec L_v la chaleur latente, M la masse molaire, R_{gp} la constante des gaz parfaits, T_{sat} la température de saturation et T la température du liquide.

De ces conditions, l'Equation (II-23) de conservation de la quantité de mouvement à l'interface s'écrit [QOT06]:

$$P_{Li}(R) = P_v(T_\infty) - \frac{2\sigma}{R} \quad (II-23)$$

On obtient ainsi l'Equation (II-24) dite de Beeching :

$$R \ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 = \frac{1}{\rho_L} \left(P_v(T_\infty) - \frac{2\sigma}{R} - P_\infty \right) \quad (II-24)$$

Par la méthode de résolution exposée précédemment, les rayons de la bulle mesurés et calculés par ce modèle en fonction du temps pour différentes températures de vapeur sont tracés en Figure II-16.

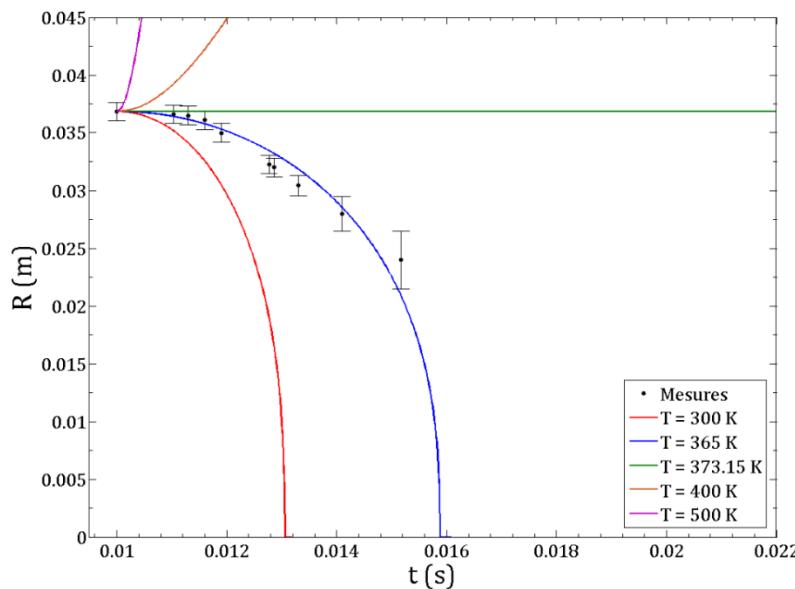


Figure II-16 Rayons mesurés de la bulle (point) et obtenus (ligne) par l'équation de Beeching

La courbe à 300 K (en rouge) se rapproche du premier modèle de Rayleigh. Lorsque la température augmente, le temps avant effondrement de la bulle augmente. Si la température est égale à la température de saturation de l'eau (à 373.15 K), le rayon de la bulle est stable. Si elle est

supérieure à la température de saturation, les deux courbes à 400 K (en orange) et 500 K (en violet) divergent et ne correspondent pas aux points expérimentaux. L'accord avec les points expérimentaux se fait pour une température d'interface à 365 K (en bleu), signifiant que l'interface est en sous pression par rapport à son environnement, confirmant le résultat du modèle précédent.

Modèle de Rayleigh-Plesset

Le modèle de Rayleigh-Plesset est plus complet que le modèle de Rayleigh, car il prend en compte la viscosité cinématique du liquide ν et la tension interfaciale σ dans l'équation de conservation du mouvement [PLE49]. De plus, le gaz dans la bulle est ici considéré comme incondensable. Ces hypothèses intégrées à l'équation de conservation de la quantité de mouvement normale à l'interface donnent l'Equation (II-25):

$$P_{Li}(R) = P_{gm} \left(\frac{R_{max}}{R} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\nu\dot{R}}{R} \quad (II-25)$$

Avec γ l'indice adiabatique du gaz.

En intégrant l'Equation (II-25) dans l'Equation (II-10), on obtient l'équation de Rayleigh-Plesset :

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 = \frac{1}{\rho_L} \left(P_{gm} \left(\frac{R_{max}}{R} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\nu\dot{R}}{R} - P_\infty \right) \quad (II-26)$$

Cette équation montre que pour $R = R_m$, la pression du gaz à l'interface de la bulle peut s'écrire :

$$P_{gm} = P_g(R = R_m) = \left(P_\infty + \frac{2\sigma}{R_m} + \rho_L R_m a_m \right) \quad (II-27)$$

Avec a_m l'accélération de l'interface déduite de la dérivée seconde de la fonction relative au rayon mesuré en fonction du temps. A $R = R_m$, la vitesse à l'interface est normalement nulle, mais ce n'est pas le cas pour son accélération qui est négative. Qotba [QOT06] montre que cela contribue à rendre la pression du gaz légèrement inférieure à la valeur qu'elle devrait avoir si l'équilibre était atteint.

Par la méthode de résolution exposée précédemment, les rayons de la bulle mesurés et calculés par ce modèle en fonction du temps sont tracés en Figure II-17.

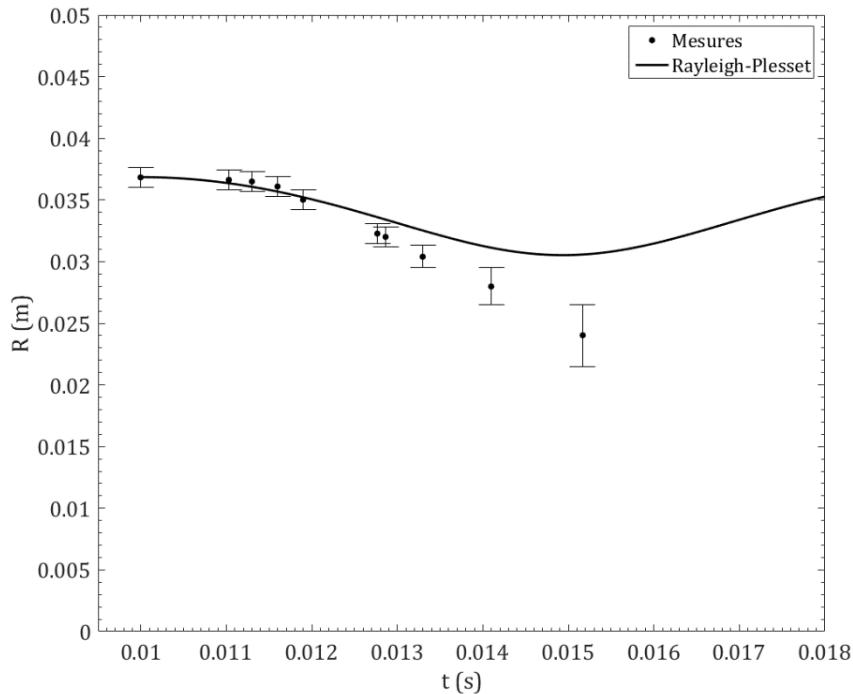


Figure II-17 Rayons mesurés de la bulle (point) et obtenu (ligne) par l'équation de Rayleigh-Plesset

L'accord avec les points expérimentaux n'est pas très bon, probablement à cause des phénomènes liés à la température non pris en compte (température de saturation, refroidissement etc.).

Comparaison des trois modèles

Les modèles dynamiques de bulle se basent tous sur le premier modèle de Rayleigh décrivant une cavité évoluant dans un milieu liquide infini, tout en ajoutant certaines effets (surface de tension, viscosité, etc). La deuxième idée de Rayleigh est de considérer cette cavité, non pas vide mais comme un gaz incondensable. Les résultats ont montré que c'est pour une pression à l'interface de 0.5 bar que l'accord avec les points expérimentaux est le meilleur. Ensuite, le modèle de Rayleigh-Plesset, qui ajoute la contribution des effets de tension de surface et de viscosité, montre que ces effets ne suffisent pas pour correspondre avec les données expérimentales. Pour finir, le modèle de Beeching fait intervenir la pression de vapeur à l'intérieur de la bulle dans l'équation de Rayleigh. Les résultats sont très sensibles selon la température, mais trouvent un accord à 365 K.

II.2.3.4 Adaptation du modèle de Rayleigh-Plesset

Des différents modèles présentés, plusieurs expressions pour la pression de la bulle $P_{Li}(R)$ sont possibles. L'objectif de cette partie est de trouver une expression de cette pression en accord avec nos conditions expérimentales, pour en déduire la température de la bulle à l'instant où son rayon est maximal.

Pour ce faire, on se base tout d'abord sur le modèle de Rayleigh-Plesset, prenant en compte notamment les effets de tension de surface et de viscosité :

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 = \frac{1}{\rho_L} \left(P_g(R) - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4v\dot{R}}{R} - P_\infty \right) \quad (\text{II-28})$$

Dans ce modèle de Rayleigh-Plesset, la pression du gaz dans le temps s'écrit $P_g(R) = P_{gm} \left(\frac{R_{max}}{R} \right)^{3\gamma}$ à cause de l'hypothèse d'une évolution adiabatique du gaz. Dans notre cas, on va considérer que la température du gaz et le nombre de molécules ne sont pas constantes comme le suppose ce modèle, mais évoluent au cours du temps. Par la suite, la contribution de ces deux paramètres sera ajoutée à $P_g(R)$ (cf. Equation (II-35)).

Soit le gaz contenu dans la bulle réagit comme un gaz parfait. L'Equation (II-29) décrit la loi associée, pour la condition initiale à l'instant où le rayon maximal de la bulle R_m est atteint :

$$P_{gm} V_m = N_m \mathcal{R} T_m \quad (\text{II-29})$$

Avec $V_m = 4/3 \pi R_m^3$ le volume maximal de gaz atteint par la bulle, P_{gm} (cf. Equation (II-27)) et T_m respectivement la pression et la température recherchée associées à cet instant, \mathcal{R} la constante de gaz parfait et N_m la quantité de molécules dans la bulle.

De la même manière à un instant t quelconque qui suit la condition initiale, la loi des gaz parfait peut s'exprimer par l'Equation (II-30):

$$P_g V_g = N_g \mathcal{R} T_g \quad (\text{II-30})$$

Avec $V_g = 4/3 \pi R^3$ le volume de la bulle, P_g et T_g respectivement la pression et la température associées à cet instant et N_g la quantité de molécules de la bulle. Cette dernière en Equation (II-31) s'exprime en fonction de N_m :

$$N_g = N_m - \tau \Delta t \quad (\text{II-31})$$

Dans cette équation, Δt est le pas de temps et τ est le taux de molécules de gaz qui disparaissent. Celui-ci s'écrit comme le rapport entre N_m et un temps caractéristique choisi ici à 10 ms. Ce temps caractéristique symbolise en fait le temps supposé de disparition (ou production) de molécules de gaz de quantité N_m .

De la même manière, T_g s'exprime en fonction de T_m , paramètre que l'on fera varier, et du refroidissement de l'arc de 10^9 K.s^{-1} [TIA08] :

$$T_g = T_m - 10^9 \Delta t \quad (\text{II-32})$$

Pour éviter d'avoir des valeurs négatives, la valeur minimale de T_g est limitée à 300 K, la température du liquide.

En injectant l'Equation (II-31) dans l'Equation (II-30), l'équation suivante est obtenue :

$$N_m - \tau \Delta t = \frac{P_g \left(\frac{4}{3} \pi R^3 \right)}{\mathcal{R} T_g} \quad (\text{II-33})$$

En prenant l'expression N_m issue de l'Equation (II-29), l'Equation (II-33) devient :

$$\frac{P_{gm} \left(\frac{4}{3} \pi R_m^3 \right)}{\mathcal{R} T_m} - \tau \Delta t = \frac{P_g \left(\frac{4}{3} \pi R^3 \right)}{\mathcal{R} T_g} \quad (\text{II-34})$$

Après simplification et en isolant la pression du gaz P_g qui nous intéresse :

$$P_g = P_{gm} \frac{R_m^3}{R^3} \frac{T_g}{T_m} - \tau \frac{\mathcal{R} T_g}{4/3 \pi R^3} \Delta t \quad (\text{II-35})$$

Enfin, l'expression de P_g (cf. Equation (II-35)) est injectée dans l'Equation (II-28) généralisée et peut ainsi être résolue pour différentes températures T_m , dont la valeur sera testée :

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 = \frac{1}{\rho_L} \left(P_{gm} \frac{R_m^3}{R^3} \frac{T_g}{T_m} - \tau \frac{4\pi R^3}{3} \frac{\mathcal{R} T_g}{4} \Delta t - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4v\dot{R}}{R} - P_\infty \right) \quad (II-36)$$

Dans cette équation, on peut identifier les différents effets de gauche à droite : terme responsable des effets de la surpression dans la bulle, terme de disparition de la matière gazeuse dans le temps, terme des effets de tension de surface et de viscosité.

Par la méthode de résolution tirée de Tian et al. [TIA08], les résultats du rayon R en fonction du temps pour différentes températures T_m ont été tracés en Figure II-18.

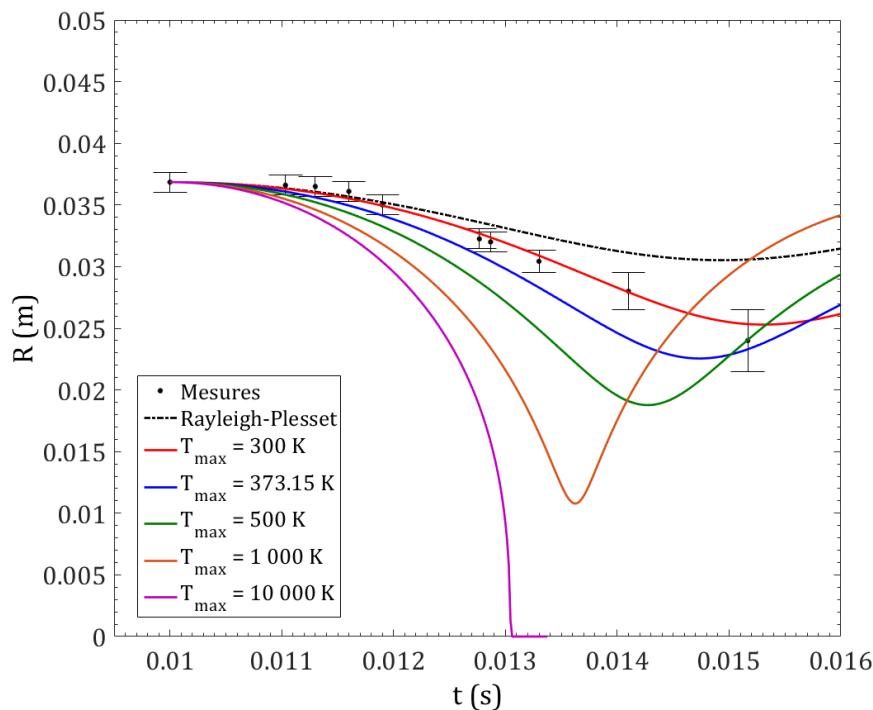


Figure II-18 Rayons de la bulle mesurés (point) et obtenus par l'équation de Rayleigh-Plesset (pointillé) modifiée (ligne) pour différentes températures T_{max} au rayon maximal de la bulle

Sur cette figure, le modèle de base de Rayleigh-Plesset a aussi été représenté (en pointillé). Le modèle proposé a été testé pour les températures T_m à l'instant où le rayon maximal de la bulle est atteint, variant de 300 K à 10 kK. Pour $T_m = 10$ kK, le rayon décroît drastiquement en fonction du temps. Le refroidissement de la bulle est tellement rapide, que le terme responsable de la surpression de la bulle d'une quantité de gaz N_m se retrouve comme « annihilé » par le terme de disparition de la matière gazeuse. En supposant cette disparition du gaz, $P_g - P_\infty$ de l'Equation

(II-36) tend alors vers $-P_\infty$. C'est pour cette raison que les résultats pour cette température de 10 kK sont à l'image de la courbe de Rayleigh (cf. Figure II-15).

Si la température initiale diminue, les courbes du rayon de la bulle présentent des minima locaux qui augmentent, tout en se rapprochant de la courbe de Rayleigh-Plesset. Cela proviendrait du troisième membre de l'Equation (II-36). Si T_g diminue (cf. Equation (II-32)) et se limite à 300 K, alors le rapport T_g/T_m tend vers 1, favorisant une évolution adiabatique du gaz, à l'image du modèle de Rayleigh-Plesset (cf. Equation (II-25)). D'autre part, si $T_g \sim T_m$, la quantité N_m de gaz est alors proche de sa quantité finale N_g . Par conséquent, la vitesse de disparition de cette quantité N_m est plus faible qu'à 10 kK. La pression P_g évolue donc moins brutalement dans le temps, et par conséquent il en va de même pour le volume et pour la taille de la bulle.

L'accord avec les points expérimentaux est favorable pour une température initiale de l'interface de la bulle située entre 373.15 K et 300 K. On peut noter que ces deux températures représentent respectivement la température de saturation de l'eau et du liquide. La température à l'interface est donc bien celle de la vapeur d'eau à 373.15 K refroidie par le liquide à 300 K. D'où les résultats modélisés plutôt proches pour une température initiale de 300 K.

II.2.4 Conclusion

Dans le cas d'étude présenté, la visualisation par caméra rapide a permis de mettre en évidence la phase gazeuse de forme globalement sphérique contenant l'arc électrique. Les caractéristiques électriques de cet arc ont été suivies dans le temps. L'amorçage et l'extinction de cet arc ont pu être observés. De cela, la puissance et l'énergie de l'arc sont déduites. La phase gazeuse atteint sa taille maximale quasiment lorsque l'énergie totale de l'arc est dépensée à 8 J près. L'évolution de cette phase gazeuse suit une phase d'expansion et d'effondrement à l'image de la pression mesurée dans le volume d'air au-dessus du réacteur. Cette dynamique de bulle est notée, notamment dans la littérature concernant les modèles analytiques de cavitation. Trois modèles (Rayleigh, Beeching et Rayleigh-Plesset) ont été testés, et une adaptation a été proposée au modèle se rapprochant de notre étude. Celle-ci permet d'estimer la température à l'interface de la bulle de gaz, lorsque celle-ci atteint sa taille maximale. Elle se situe ici entre 300 K et 373.15 K, températures proches de celle de la vapeur issue du modèle de Beeching. Par ailleurs, les résultats de ces modèles mettent en avant la sous pression de la bulle. Ceci expliquerait son effondrement.

II.3 Synthèse sur le chapitre II

Dans cette partie expérimentale, un dispositif a été mis en place et a permis de réaliser l'étude d'un arc électrique dans l'eau. Pour ce faire, l'arc électrique est suivi électriquement par différentes sondes différentielles et visuellement par la caméra rapide. Ces différentes caractéristiques sont traitées par un programme Matlab.

D'un point de vue électrique, la tension mesurée a mis en évidence l'amorçage et l'extinction de l'arc, où seul 30% de l'énergie initiale est retrouvée. D'un point de vue visuel, l'arc électrique est entouré d'une phase gazeuse de forme sphérique qui s'expand et s'effondre par le bas, dont le volume est une image de la pression mesurée de l'air située au-dessus du liquide.

Sa taille suit une dynamique, dont certains modèles analytiques de bulle semblent être de bons candidats à l'interprétation de celle-ci. Ceux-ci ont été testés, et les résultats montrent l'existence quasi-unanime d'une sous pression dans la bulle. Une adaptation du modèle de cavitation de Rayleigh-Plesset a été proposée pour estimer la température à l'interface de la bulle à l'instant où elle atteint sa taille maximale, située entre 300 K et 373.15 K.

Dans ce chapitre, un seul cas d'étude expérimental a été examiné, pour illustrer le type de résultat obtenu avec ce dispositif. On se propose d'étudier plusieurs cas expérimentaux dans le chapitre qui suit.

Chapitre III

Etude paramétrique

Le dispositif expérimental exposé dans le chapitre précédent permet d'observer la bulle de gaz contenant l'arc électrique. Ce chapitre a pour objet d'étudier l'influence de certains paramètres sur ses caractéristiques. L'influence de l'énergie injectée, du milieu liquide utilisé et de la distance inter-électrode employée sur l'arc électrique et sa phase gazeuse seront examinés.

III.1 Paramètres mis à disposition

Les paramètres mis à disposition sont : l'énergie injectée à l'arc électrique, la nature du milieu liquide utilisé, la distance inter-électrode, ou encore la polarité des électrodes ainsi que le choix du banc de capacités.

Les valeurs minimales et maximales des paramètres étudiés sont récapitulées dans le Tableau III-1 :

	Unité	Min.	Max.
Energie injectée	<i>J</i>	1 008	15 786
Milieu liquide	Eau / Huile FR3		
Distance inter-électrode	<i>mm</i>	1	7
Banc de puissance	<i>mF</i>	(n°1) 5.6	(n°4) 87.7

Tableau III-1 Paramètres d'influence mis à disposition par l'expérience et ordres de grandeurs

L'énergie délivrée varie entre 1 kJ et 15.7 kJ et dépend du choix du banc de capacité. Pour étudier l'influence de l'énergie sur l'arc et s'affranchir des autres paramètres, il faut alors se placer sur le même banc de puissance pour obtenir la même durée d'onde de courant.

Deux milieux liquides sont étudiés : eau [ANS13] [CHE10] et l'huile FR3 [CO005] [CO008] [ROZ13]. Leurs propriétés seront décrites ultérieurement dans ce manuscrit.

Par le Chapitre II, nous savons que la bulle de gaz plasmagène englobe l'espace inter-électrode. Par le Chapitre I, nous savons aussi que l'arc électrique a dû mal à s'amorcer correctement lorsque la distance inter-électrode est trop importante. Pour ces raisons, la distance inter-électrode pour l'étude paramétrique a été limitée à 7 mm.

III.2 Influence de l'énergie injectée

III.2.1 Conditions expérimentales

Dans cette partie, nous étudions l'influence de l'énergie injectée à l'arc sur le comportement de la bulle. Pour ce faire, les conditions expérimentales utilisées sont :

- Banc n°3 : les tirs différeront en énergie en appliquant aux capacités une tension de charge différente. Les tensions de charge testées sont : 200 V, 300 V, 400 V, 500 V et 600 V. Plus cette tension de charge est élevée, plus l'énergie délivrée au système augmente de 600 J à 5.2 kJ environ.

- Liquide : eau renouvelée une fois.
- Distance inter-électrode : 1 mm.

Les expériences sont effectuées dans des conditions opératoires initiales similaires avec pour seule variation de paramètre, la valeur de la tension de charge des capacités.

III.2.2 Résultats

La Figure III-1 montre deux types d'amorçage à 1 ms rencontrés au cours des expérimentations concernant cette étude.

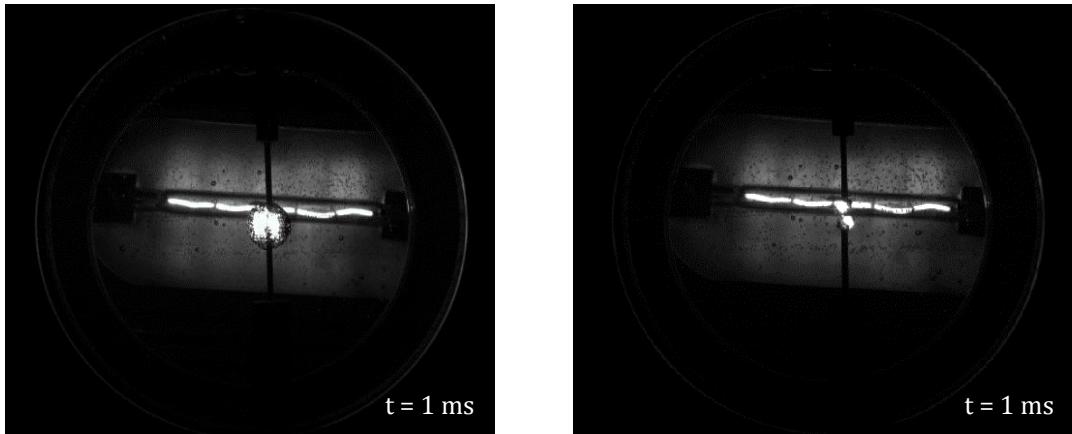


Figure III-1 Exemple d'images prises par caméra rapide lors de l'amorçage de l'arc électrique à une seule bulle (à gauche) pour les tensions de charge de 200 V et 600 V environ, ou à deux bulles (à droite) pour les tensions de charge de 300 V, 400 V et 500 V d'une distance inter-électrode de 1 mm

L'amorçage comporte soit une seule bulle, soit deux bulles de gaz rentrant en coalescence pour former le canal plasma dans l'espace inter-électrode. Différentes hypothèses sont proposées pour expliquer ces observations : mauvais contact du fil fusible avec l'une des électrodes, présence

de bulles de cavitation ou d'impuretés [AKA00] [DAN11]. Pour savoir si ces deux types d'amorçage et si l'énergie délivrée influencent les caractéristiques de l'arc électrique et de la bulle, le Tableau III-2 reporte les principales mesures électriques, visuelles et dynamiques de ces tirs.

Quantité	Unité	Valeurs				
U_{capa}	V	200	300	397	494	586
E_{capa}	J	600	1350	2364	3661	5151
$I_{arc\ max}$	A	912.1	1415	1937	2472	2949
$P_{arc\ max}$	kW	30.0	65.4	97.9	144.5	202.8
$t_{arc\ max}$	ms	3.8	4.1	3.9	3.9	3.7
E_{arc}	J	196.8	407.9	605.4	846.0	1217
R_{max}	mm	22.9 ± 0.6	30.6 ± 1	34.2 ± 0.8	40.25 ± 0.75	47.7 ± 3
$t_{R\ max}$	ms	8.4	9.1	8.6	9.8	10.3
$t_{effondrement}$	ms	13.5	13.5	15	15.5	17.5
ΔP_{max}	bar	0.065	0.095	0.139	0.159	0.219

Tableau III-2 Tableau des valeurs obtenues dans l'eau avec le banc n°3 pour une distance inter-électrode de 1 mm

Dans ce tableau, cinq tirs sont réalisés pour des tensions de charge du banc n°3 allant de 200 V à 586 V. Lorsque la tension de charge augmente, l'énergie résultante du tir E_{capa} délivrée au système augmente de 630 J à 5 151 J. Dans le même temps, les pics de courant $I_{arc\ max}$ varient de 912.1 A pour la plus faible tension de charge à 2 949 A pour la plus grande tension de charge. La puissance d'arc $P_{arc\ max}$ évolue de 30 kW à 202.8 kW et l'énergie totale de l'arc électrique E_{arc} de 196.8 J à 1217 J. Le temps $t_{arc\ max}$ où ce maximum de puissance est atteint, diffère entre les tirs et peut se décaler de 0.5 ms selon les cas. Ce décalage est faible par rapport aux différences des instants $t_{R\ max}$ où la taille maximale de la bulle R_{max} est atteinte. Il peut atteindre 2 ms entre la plus faible tension de charge et la plus haute. La tendance qui se dégage ici, est que les maxima de rayon de bulle augmentent (tout comme la pression relative maximale au-dessus de l'eau ΔP_{max}). Ces maxima se décalent vers les temps croissants lorsque l'énergie délivrée par les capacités E_{capa} augmente.

A l'image de nos résultats, les différentes observations de la littérature [WED29] [BRU31] [KAT91] [JOM02] montrent que la taille de la phase gazeuse croît avec l'énergie déposée. La Figure III-2 représente le volume maximal de la bulle tracé en fonction de l'énergie de l'arc électrique. On appellera l'« énergie totale », l'énergie de l'arc issue de l'intégration de la puissance de l'arc sur la pleine échelle de temps (cf. Equation (II-3)). Et on nommera l'« énergie cumulée », l'énergie de l'arc issue de l'intégration dans le temps de cette même puissance, jusqu'à l'instant $t_{R\ max}$.

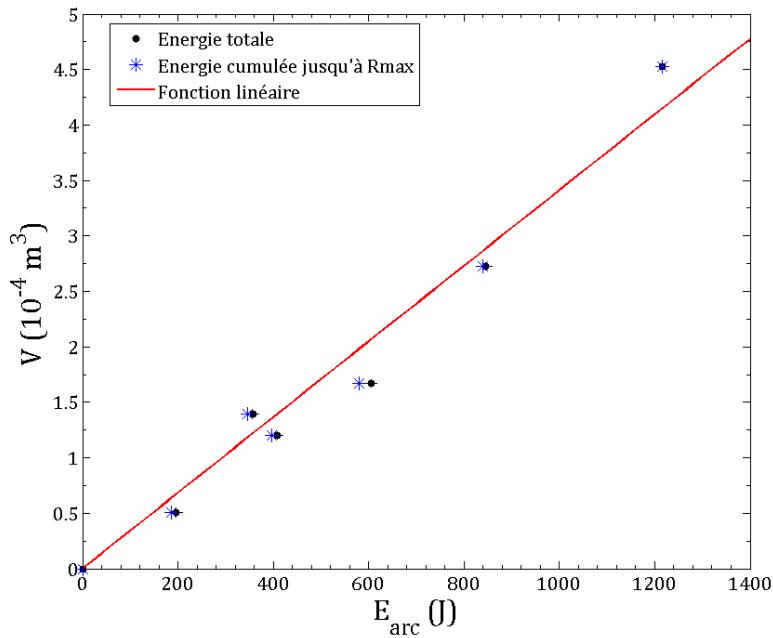


Figure III-2 Volume maximal de la bulle mesuré en fonction de l'énergie E_{arc} dans l'eau liquide avec le banc n°3 pour une distance inter-électrode de 1 mm

Il n'existe pas vraiment de différence entre les deux méthodes de calcul de l'énergie. La pente est d'environ $341.1 \text{ cm}^3/\text{kJ}$. Cette tendance linéaire entre l'énergie injectée à l'arc et le volume maximal atteint par la bulle a pu être vérifié pour une autre distance inter-électrode de 3 mm et d'autres bancs de capacités. Cette tendance a déjà été remarquée dans la littérature [WED29], ce qui a amené certains auteurs à effectuer une étude énergétique plus poussée.

III.2.3 Modèle énergétique de Kattan et al.

Kattan et al. [KAT91] ont étudié la génération et la dynamique de bulle dans les liquides, particulièrement les huiles, pour différentes énergies de micro-décharges. Ils proposent un modèle énergétique de bulle, avec comme condition expérimentale une injection de charge localisée de l'ordre du nanojoule à 250 MHz sur une surface de 0.5 mm entre des électrodes de configuration pointe-pointe espacées de 3 mm. La formation de la bulle est la conséquence d'une avalanche électronique dans le liquide, à cause de la transformation de cette énergie électrique en chaleur et en vapeur. Ce mécanisme a amené à la formation de bulles successives, et à la propagation de la décharge dans l'espace inter-électrode. Ensuite, la coalescence de ces bulles forme une seule bulle de gaz plasmagène. Cette bulle atteint un rayon maximal estimé en relation avec l'énergie électrique injectée W_i , supposée être utilisée entièrement pour chauffer et vaporiser le liquide à pression hydrostatique P_∞ .

En supposant que l'énergie injectée W_i soit l'énergie de l'arc électrique E_{arc} , la relation de Kattan et al. peut être appliquée à notre cas (Equation (III-1)). Le rayon maximal que la bulle peut atteindre dans l'eau liquide (de masse molaire $M = 18 \text{ g/mol}^{-1}$) :

$$R_w = k \left(\frac{W_i}{P_\infty} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (\text{III-1})$$

Avec k le coefficient de proportionnalité dépendant des propriétés thermodynamiques du liquide selon Kattan et al. [KAT91], Qotba [QOT06] et Jomni et al. [JOM02] et s'écrivant selon l'équation :

$$k = \left(\frac{3R_g T_b(P_\infty)}{4\pi W_{eb}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (\text{III-2})$$

Où R_g est la constante des gaz parfaits ($8.3145 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$), $T_b(P_\infty)$ la température de saturation à P_∞ (373.15 K) et W_{eb} l'enthalpie de vaporisation d'une mole de liquide s'écrivant comme :

$$W_{eb} = \int_{T_\infty}^{T_b} C_{pl}(T) dT + L_v(T_b) \quad (\text{III-3})$$

Avec C_{pl} la capacité calorifique massique du liquide et L_v la chaleur latente de vaporisation ($2.257 \cdot 10^6 \text{ J.kg}^{-1}$).

Les rayons maxima mesurés du Tableau III-2, sont en moyenne 10% plus petits que les rayons calculés à partir de la formulation (III-1). Cette différence entre les rayons estimés et mesurés, constatée aussi par ces mêmes auteurs, serait attribuable à des mécanismes qui ont été négligés (ondes de choc par exemple). Dans notre cas, les mécanismes à prendre en compte sont le rayonnement et la conduction dans les électrodes. Ce sont des pertes typiques d'un plasma en présence d'un arc électrique.

La Figure III-3 présente le rayon maximal de la bulle de gaz en fonction de l'énergie appliquée pour le plasma par le formalisme de Kattan et al.

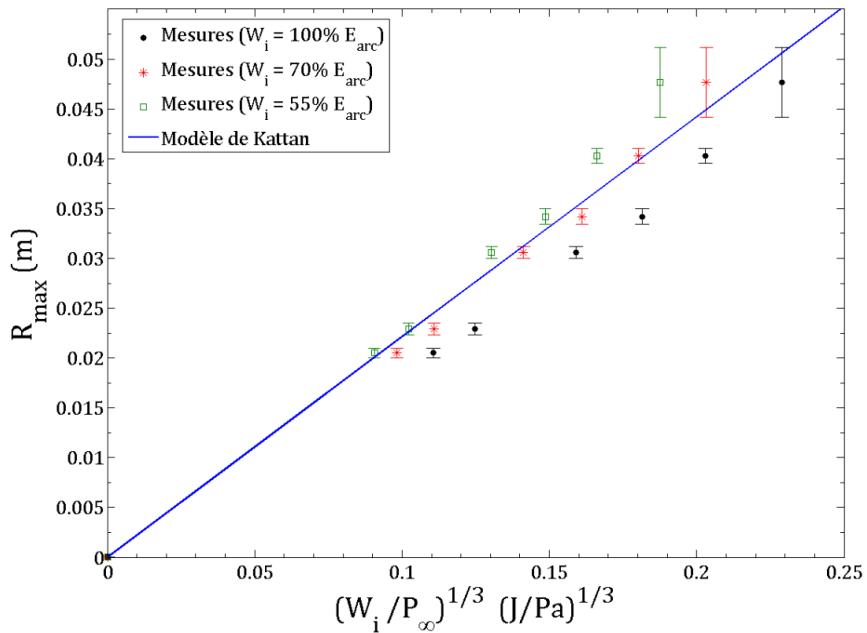


Figure III-3 Rayon maximal de la bulle en fonction de $\left(\frac{W_i}{P_\infty}\right)^{\frac{1}{3}}$ pour le banc n°3 avec une distance inter-électrode de 1 mm dans l'eau

Les points noirs correspondent aux mesures expérimentales considérant que toute l'énergie injectée à l'arc électrique est dépensée par chauffage et vaporisation. Cette hypothèse utilisée par Kattan et al. [KAT91], est représenté en ligne bleue. Les points rouges sont les mesures, qui prennent en compte les pertes par rayonnement estimées à 30% de l'énergie selon Lu et al. [LU02]. Enfin, les points verts sont les mesures, qui tiennent compte des pertes par rayonnement et des pertes par conduction aux électrodes (supposées à 15% environ). Les évolutions de ces mesures expérimentales sont proches de la droite du formalisme de Kattan et al.. Le meilleur accord se situe à une énergie plasma injectée comprise entre 70% et 55%.

Dans le formalisme de Kattan et al. [KAT91], la température moyenne de la bulle à l'instant où sa taille est maximale, est supposée à température de saturation, contrairement à ce que l'on pourrait attendre d'un plasma formé par un arc électrique (généralement de l'ordre de la dizaine de milliers de Kelvin [LOC06]). Cette hypothèse est adaptée à nos conditions : d'une part parce que la taille de la bulle n'évolue que faiblement (à 3 mm près maximum) entre les instants $t_{R_{\max}}$ et à l'extinction de l'arc, et d'autre part à cause d'un refroidissement rapide du gaz (10^9 K.s⁻¹ [BOU07]). Ainsi, selon les pertes en énergie considérées au cours de l'expérience, un accord avec les données expérimentales a été trouvé.

III.2.4 Conclusion

Pour étudier l'influence de l'énergie injectée, on a fait varier la tension de charge du banc de puissance. Les résultats montrent que les formes d'onde des caractéristiques électriques, de la pression et du rayon de la bulle en fonction du temps sont similaires à celles vues dans le chapitre précédent avec cependant des différences au niveau de l'amorçage de l'apparition la bulle et de certains paramètres.

Si l'énergie mise à disposition augmente, les caractéristiques électriques (comme l'énergie) de l'arc électrique augmentent aussi, ainsi que le rayon et la taille maximale de la bulle de gaz. Cette augmentation est retrouvée pour tous les bancs de puissance utilisés, sauf le dernier banc (n°4) où la bulle sort du champ de vision, ne nous permettant pas d'effectuer des mesures au-delà de 2 kJ d'énergie d'arc environ et de le confirmer ce comportement.

Cette influence de l'énergie injectée sur la bulle de gaz a déjà été étudiée dans la littérature notamment par Kattan et al. sur les micro-décharges [KAT91]. Les pertes envisagées étant différentes de celles d'un arc électrique, nous avons adapté leur formalisme pour prendre en compte les pertes par rayonnement et par conduction aux électrodes, de manière à trouver une correspondance avec nos données expérimentales.

III.3 Influence du milieu liquide

III.3.1 Conditions expérimentales

Dans cette section, nous étudions l'influence de la nature du milieu sur le comportement de la bulle et de l'arc électrique. Voici, les conditions expérimentales utilisées :

- Liquide : eau issue du réseau de distribution et huile FR3 dont les caractéristiques principales sont décrites dans le Tableau III-3.

- Banc n°3, dont les tirs différeront en énergie en appliquant une tension de charge différente aux capacités. Les tensions de charge testées sont : 300 V et 600 V, soit une énergie délivrée au système de 1.4 kJ et 5.3 kJ pendant 10 ms environ.

- Distance inter-électrode : 3 mm

	Unité	Eau	Huile FR3
Densité	$kg.m^{-3}$	998	920
Viscosité	$m^2.s^{-1}$	1.10^{-6}	$33 \text{ à } 35.10^{-6}$
Résistivité	$\Omega.cm$	$10^3 \text{ à } 10^5$	$10 \text{ à } 30.10^{12}$
Tenue diélectrique	$kV.mm^{-1}$	60-70	25-37
Conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$	0.6	0.17
Capacité spécifique	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	4185	~ 2000
Tension de surface	$mN.m^{-1}$	58.85	20-25
Température d'ébullition	$^{\circ}C$	100	>360

Tableau III-3 Propriétés principales ($T = 300$ K) pour les deux liquides utilisés : Eau [ANS13] [CHE10] et Huile FR3 [CO005][CO008] [ROZ13]

Les expérimentations sont effectuées dans des conditions opératoires initiales similaires avec pour seule variation la nature du milieu : l'eau et l'huile FR3 pour deux énergies différentes.

III.3.2 Résultats

La Figure III-4 montre quatre images de la décharge pour chaque milieu liquide utilisé à différents instants.

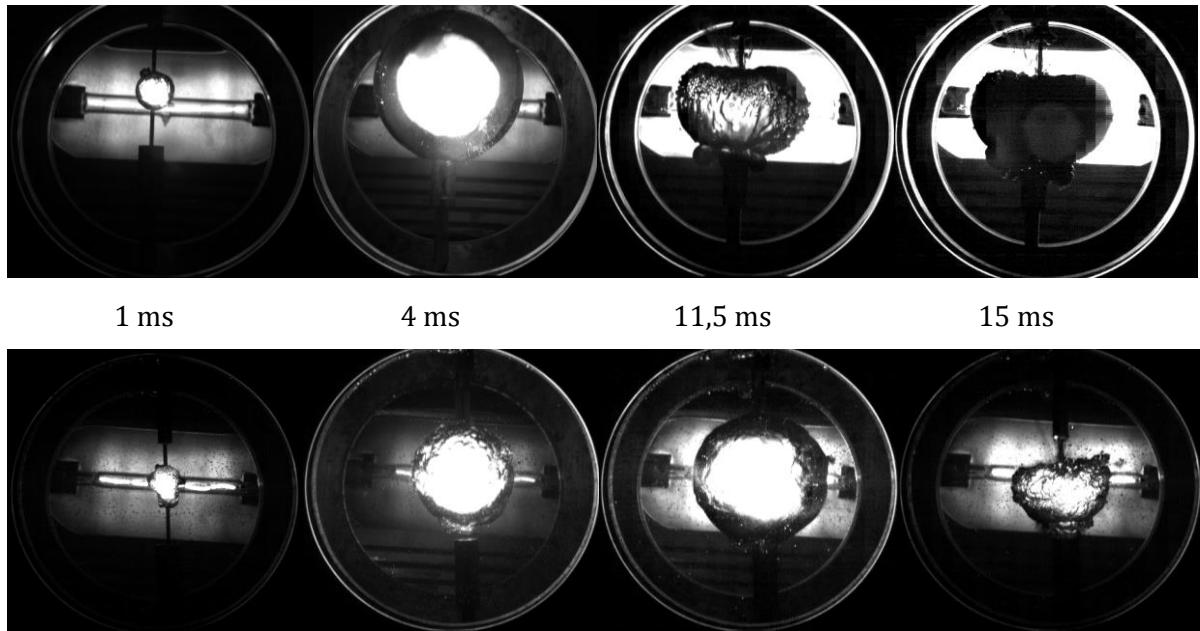


Figure III-4 Observation de la bulle de gaz par la caméra rapide pendant 15 ms dans l'huile (en haut) et dans l'eau (en bas) pour une énergie délivrée par les capacités d'environ 1.4 kJ pendant 11.5 ms

Peu de temps après l'amorçage de l'arc électrique, la bulle de gaz présente une forme sphérique plus distincte dans l'huile que dans l'eau à 1 ms. Cette légère différence peut être expliquée avec les valeurs de viscosité [LIU10] (cf. Tableau III-3). Du fait d'une viscosité trente fois moins grande que l'huile, l'eau liquide présente moins de résistance fluide au « glissement » des bulles formées, qui peuvent se déplacer plus librement. La forte viscosité de l'huile retient alors la bulle de gaz en une forme plus arrondie dans le temps comparée à un milieu d'eau.

Par la suite, la taille de la bulle augmente comme le montre les images à 4 ms. Une fois l'injection de l'énergie terminée à 11.5 ms, la bulle s'effondre rapidement pour l'huile, ce qui n'est pas le cas pour l'eau, où la bulle continue de s'expander. Ces deux bulles restent tout de même dans l'espace inter-électrode jusqu'à l'extinction de l'arc, comme cela est observé dans les travaux de Tadakoro et al. sur les arcs de courants alternatifs dans l'huile [TAD16]. Ce n'est qu'à 15 ms que la bulle de gaz dans l'eau s'effondre sur elle-même en une taille plus petite que pour l'huile. A la fin de l'expérience, des fumées noires apparaissent au-dessus de la surface d'huile, dû probablement à la combustion du carbone.

Sur ces images, la bulle de gaz dans l'huile atteint son rayon maximum et s'effondre avant la bulle de gaz dans l'eau. Cela peut s'expliquer par les propriétés du fluide (cf. Tableau III-3) et de la capacité des espèces présentes dans le gaz à s'ioniser, se dissocier ou se recombiner.

L'huile FR3 est une longue chaîne de molécules hydrocarbonées [CO008]. Dans un premier temps, cette chaîne se dissocie en plus petites molécules comme l'éthane C_2H_6 , l'éthylène C_2H_4 , l'acétylène C_2H_2 , le méthane CH_4 , le dioxyde de carbone CO_2 ou le dihydrogène H_2 [NISTa]. Quand l'énergie augmente, la température à l'intérieur de la bulle augmente permettant de dissocier, d'exciter et d'ioniser graduellement des molécules. D'après la base de données NIST [NISTb] sur ces éléments, c'est l'éthylène qui a la plus basse énergie d'ionisation de toutes les molécules citées (10.5 eV), alors que le dihydrogène a la plus grande (15.4 eV) et une faible énergie de recombinaison notamment avec le méthylidyne CH (~ 4.25 eV). La grande proportion d'hydrogène réactif donne une bonne conductivité thermique au milieu, et sa présence dans le gaz favorise sa recombinaison avec le carbone. Ces deux derniers facteurs participent au refroidissement de l'arc.

Pour expliquer la différence de temps d'effondrement de la bulle de gaz entre ces deux milieux, on fait l'hypothèse dans un premier temps que la molécule d'eau s'ionise (12.6 eV) plus facilement qu'elle ne se dissocie, contrairement à la longue chaîne hydrocarbonée de l'huile. Cette dissociation de cette vapeur d'huile permet la production de molécules réactives hydrogénées à des niveaux d'énergie plus bas et responsables de la rapidité de la croissance de la bulle. Ces molécules maintiennent aussi la bulle par ses propriétés à se recombiner plus facilement avec le carbone (4.25 eV), qu'avec l'hydrogène (4.52 eV) ou l'oxygène (4.77 eV) de l'eau. Par conséquent, le refroidissement du plasma semble plus efficace dans l'huile, il s'en suit un effondrement de la bulle plus rapide dans l'huile que dans l'eau. Une prospective complémentaire doit être effectuée là-dessus avec d'autres expérimentations pour valider cette hypothèse.

III.3.3 Interprétation

Ce premier test a permis d'obtenir des valeurs caractéristiques de la bulle de gaz en lien avec les paramètres électriques (Tableau III-4). Un deuxième test présenté aussi dans ce tableau, a été effectué avec une énergie plus grande pour les deux milieux fluides.

	Unité	Test 1		Test 2	
		Eau	Huile	Eau	Huile
U_{capa}	<i>V</i>	302	307	594	597
E_{capa}	<i>J</i>	1368	1414	5293	5346
I_{arc max}	<i>A</i>	1357	1278	2802	2723
P_{arc initiation}	<i>kW</i>	162	285	224	415
t_{arc initiation}	<i>ms</i>	1.0	1.12	0.66	0.67
P_{arc max}	<i>kW</i>	69.3	74.6	249	247
t_{arc max}	<i>ms</i>	4.0	4.1	3.8	4.0
E_{arc}	<i>J</i>	451.8	469	1504	1569
R_{arc à t_{arc max}}	<i>mΩ</i>	37.7	45.7	31.7	33.4
R_{max}	<i>mm</i>	31.4 ± 0.6	31.7 ± 1	49.1 ± 1.4	51.9 ± 2.5
t_{R max}	<i>ms</i>	9.1	6.1	10.5	11
V₀	<i>m.s⁻¹</i>	6.6	18	9.0	21

Tableau III-4 Valeurs obtenues dans l'eau et dans l'huile pour le banc n°3 pour une distance inter-électrode de 3 mm et pour deux tensions de charges différentes

Pour savoir si l'influence de l'énergie injectée est la même pour l'huile que pour l'eau, la Figure III-5 donne l'évolution du rayon maximal mesuré en fonction de l'énergie pour d'autres tests réalisés à une distance inter-électrode de 3 mm.

Ces deux tests sont effectués pour deux tensions de charge des capacités différentes : 300 V et 600 V environ. On peut remarquer que les énergies totales d'arc sont plus grandes pour l'huile que pour l'eau, à cause des énergies totales injectées. Les rayons maximaux mesurés pour les deux environnements liquides sont proches pour le test 1 (environ 31.6 mm), mais l'écart semble grandir lorsque l'énergie augmente, comme les valeurs du test 2 le montrent (51.9 mm vs 49.1 mm).

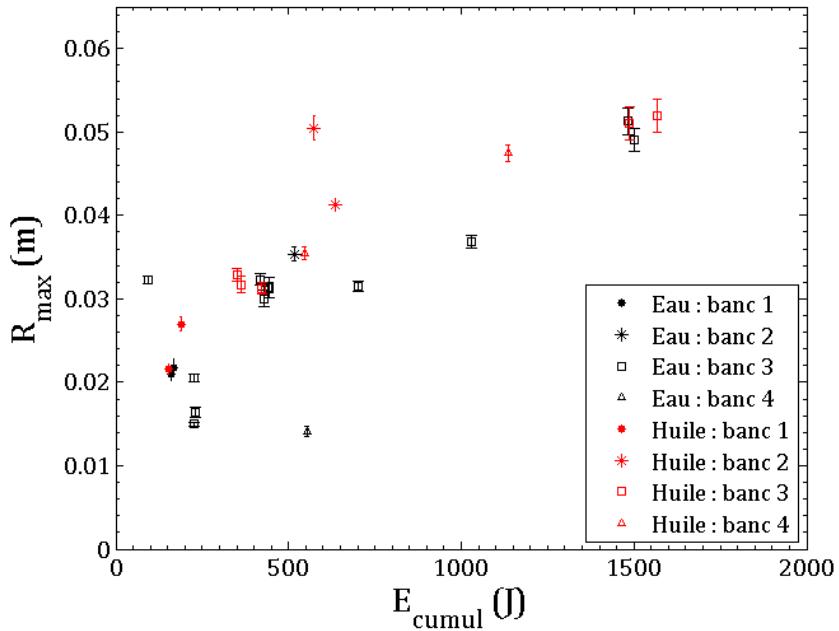


Figure III-5 Rayon maximal de bulle R_{max} en fonction de l'énergie d'arc cumulée E_{cumul} jusqu'à l'instant où le rayon maximal est atteint dans l'eau et l'huile liquide pour une distance inter-électrode de 3 mm pour tous les bancs (1, 2, 3, et 4)

Pour obtenir l'énergie dépensée dans la bulle, on a choisi de prendre l'énergie cumulée jusqu'à l'instant où le rayon maximal de la bulle est atteint. Car cet instant dans l'huile précède le temps de la fin de l'onde de courant.

Sur cette figure, la tendance générale des 28 points de mesures montre que le rayon maximal de la bulle de gaz croît avec l'énergie injectée dans l'eau comme dans l'huile pour les quatre bancs de puissance utilisés. Les mesures semblent se stabiliser au-delà de 1 500 J vers 5 cm.

III.3.4 Conclusion

Pour étudier l'influence de la nature du milieu sur le plasma en présence d'un arc électrique, on utilise deux types de liquides : eau et huile FR3. Du fait de leur viscosité et tension de surface différentes, les contours de la bulle bien que similaires, sont mieux dessinés pour l'huile que pour l'eau. Pour une même énergie, son cycle d'expansion/implosion se produit plus tôt que celui de l'eau, probablement à cause de propriétés physico-chimiques de la vapeur de ces fluides.

Leurs comportements par rapport à l'énergie injectée sont un peu différents. En effet, lorsque l'on trace la droite de la taille maximale de la bulle en fonction de l'énergie pour l'eau d'un côté et pour l'huile de l'autre, leurs pentes sont légèrement différentes. Pour une distance inter-électrode

de 3 mm sur le banc n°3, on trouve : $372.8 \text{ cm}^3/\text{kJ}$ pour l'huile et $309.1 \text{ cm}^3/\text{kJ}$ pour l'eau. Ces valeurs sont beaucoup plus élevées que celles trouvées dans la littérature [WED29] [BRU31] pour les arcs de disjoncteurs à huile, dont la valeur est de $70 \text{ cm}^3/\text{kJ}$.

Pour une même énergie injectée, le volume atteint par une bulle dans l'huile est plus grand que le volume atteint par une bulle dans l'eau. D'après les travaux de Liu et al. [LIU10] sur les bulles de cavitation dans un mélange d'eau et de glycérine (molécule proche de l'huile), plus le milieu est proche de la glycérine, plus le rayon maximal de la bulle diminue, malgré un temps de vie plus grand. Ce constat est en contradiction avec nos résultats. Cette observation peut être due à des conditions expérimentales utilisées très différentes notamment en termes d'amorçage (plasma créé par laser), configuration, temps de décharge, etc.

III.4 Influence de la distance inter-électrode

III.4.1 Conditions expérimentales

Dans cette partie, nous présenterons l'influence de la distance inter-électrode sur le comportement de la bulle de gaz plasmagène. Les conditions expérimentales utilisées sont :

- Banc n°3 avec une tension de charge voisinant les 300 V, soit 1.4 kJ d'énergie disponible environ.
- Liquide : eau.
- Distance inter-électrode : 1 mm à 7 mm.

Les expériences sont effectuées dans des conditions opératoires initiales similaires avec pour seule variation de paramètre, la valeur de la distance inter-électrode.

III.4.2 Résultats

Lors des manipulations, on a pu remarquer différents comportements, que l'on va présenter. La Figure III-6 montre trois cas typiques d'images de la décharge entourée d'une phase gazeuse, prises à des instants différents (1.367, 6 et 14 ms) pour trois distances inter-électrodes (en colonne) : (a) 1 mm, (b) 6 mm et (c) 7 mm.

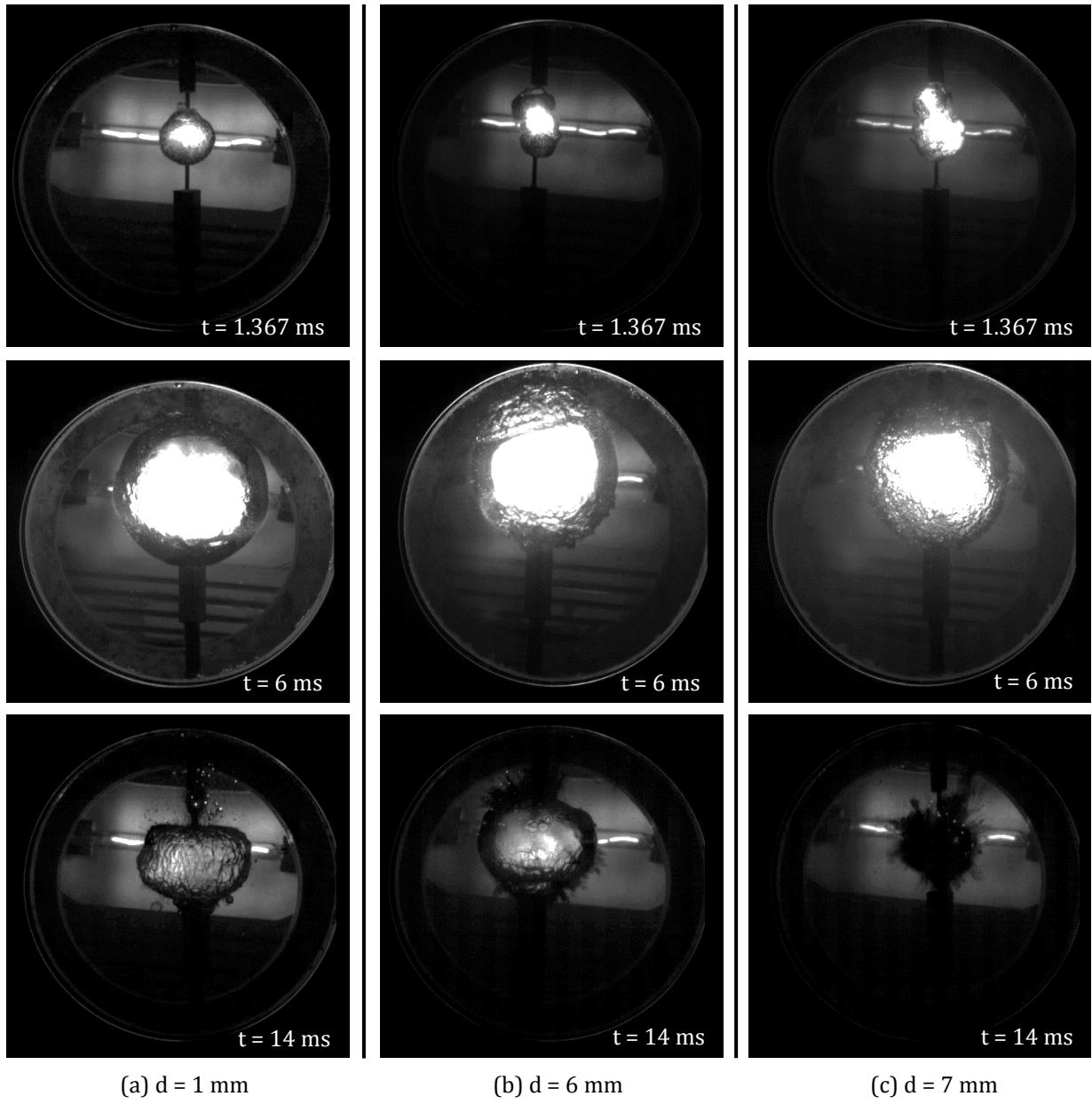


Figure III-6 Images prises par caméra rapide lors d'un amorçage de l'arc électrique dans l'eau à 1.367 ms (en haut), 6 ms (au milieu) et 14 ms (en bas) pour trois distances inter-électrodes : 1 mm (a), 6 mm (b) et 7 mm (c)

À $t = 1.367 \text{ ms}$, trois types de comportement à la coalescence sont observés. Le premier d'une distance inter-électrode de 1 mm (a) présente une bulle de gaz principale de forme sphérique contenant la décharge avec une petite phase gazeuse secondaire en forme de « chapeau » sur le dessus, issue des premiers instants de vaporisation du liquide. Le deuxième d'une distance inter-électrode de 6 mm (b) montre aussi une bulle principale entourée de deux petites poches de gaz secondaires au niveau des électrodes. Le troisième d'une distance inter-électrode de 7 mm (c) s'effectue via la coalescence de deux bulles de gaz formées au niveau des électrodes. Ces types de comportement peuvent s'expliquer par différentes hypothèses évoquées précédemment :

mauvais contact du fil fusible avec l'une des électrodes, présence de bulles de cavitation ou d'impuretés. A $t = 6$ ms, la décharge est entourée d'une seule phase gazeuse de forme sphérique pour les trois cas, dont la surface est moins bien définie au fur et à mesure que la distance inter-électrode augmente (a)(b)(c). A $t = 14$ ms, la bulle s'effondre sur elle-même. Cet effondrement ne se produit pas en même temps selon la distance inter-électrode utilisée.

Le Tableau III-5 présente les valeurs caractéristiques de ces bulles de gaz en lien avec les caractéristiques électriques.

	Unité	Distance inter-électrode			
		1 mm	3 mm	6 mm	7 mm
U_{capa}	<i>V</i>	304	303	304	305
E_{capa}	<i>J</i>	1386	1377	1386	1395
I_{arc max}	<i>A</i>	1423	1342	1321	1226
P_{arc initiation}	<i>kW</i>	65.2	168	275	360
t_{arc initiation}	<i>ms</i>	0.86	0.88	1.16	1.28
P_{arc max}	<i>kW</i>	58.4	69.5	83.6	67.6
t_{arc max}	<i>ms</i>	3.9	4.1	3.7	5.0
E_{arc}	<i>J</i>	357.3	451	495	600
R_{arc à t_{arc max}}	<i>mΩ</i>	28.9	38.6	47.9	45.0
R_{max}	<i>mm</i>	32.2 ± 0.9	31.4 ± 1	33.1 ± 1.4	28.6 ± 1.3
t_{R max}	<i>ms</i>	8.8	9.6	9.2	5.2
t_{R min}	<i>ms</i>	18.3	18.8	18	14
V₀	<i>m.s⁻¹</i>	7.67	6.42	7.33	5.40
ΔP_{max}	<i>bar</i>	0.04	0.04	0.01	0.06

Tableau III-5 Valeurs obtenues dans l'eau avec le banc n°3 chargé à environ 1.4 kJ pour quatre distances inter-électrodes différentes (1, 3, 6 et 7 mm)

Dans ce tableau, le premier pic de puissance d'arc mesuré noté $P_{arc initiation}$ à l'instant $t_{arc initiation}$ correspond à l'éclatement du fil fusible. Ces deux paramètres augmentent avec la distance inter-électrode. En effet, pour une même énergie disponible E_{capa} , si la longueur du fil fusible croît, l'explosion du fil demandera alors plus de puissance, d'énergie et de temps au banc pour permettre la formation du canal plasma. Le courant maximal $I_{arc max}$ atteint et l'instant d'effondrement de la bulle $t_{R min}$ décroissent avec l'augmentation de la distance inter-électrode.

Pour mieux comprendre le rôle de la distance inter-électrode sur les caractéristiques électriques, nous avons tracé en Figure III-7 la tension d'arc mesurée au maximum de l'onde de

courant t_{arcmax} en fonction de la distance inter-électrode, pour toutes les mesures relevées avec le banc n°3 chargé à environ 1.4 kJ.

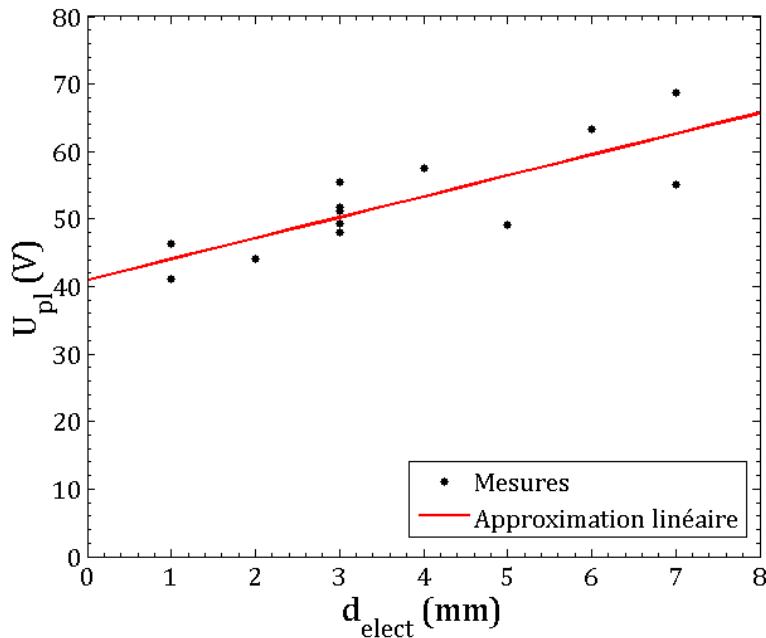


Figure III-7 Tension de l'arc électrique U_{pl} au maximum de l'onde de courant en fonction de la distance inter-électrode dans l'eau avec le banc n°3 chargé à environ 1.4 kJ

Il s'avère que les mesures présentent une évolution linéaire avec la distance inter-électrode d'une pente de 3.09 V/mm (ou 3.09 kV/m) avec une intersection à l'ordonnée de 40.96 V. Ces valeurs correspondent : l'une au champ électrique obtenu dans la colonne d'arc, et l'autre à l'estimation de la tension des deux gaines du plasma au niveau des électrodes.

Comme le montre la Figure III-8 en rouge, cette tendance linéaire croissante avec la distance inter-électrode est retrouvée pour la résistance de l'arc électrique R_{arc} prise au même instant, malgré un rayon maximal atteint par la bulle R_{max} quasi-constant (de 3 cm environ).

Cette proportionnalité en Figure III-8 s'explique par le fait que la résistance de l'arc est proportionnelle à sa longueur, représentée par la distance inter-électrode sur cette figure. Si on considère que l'arc est linéaire entre les deux électrodes et de section constante égale en tout point :

$$R_{arc} = \rho_{arc} \frac{l_{arc}}{S_{arc}} \quad (III-4)$$

Avec l_{arc} la longueur, S_{arc} la section et ρ_{arc} la résistivité de l'arc.

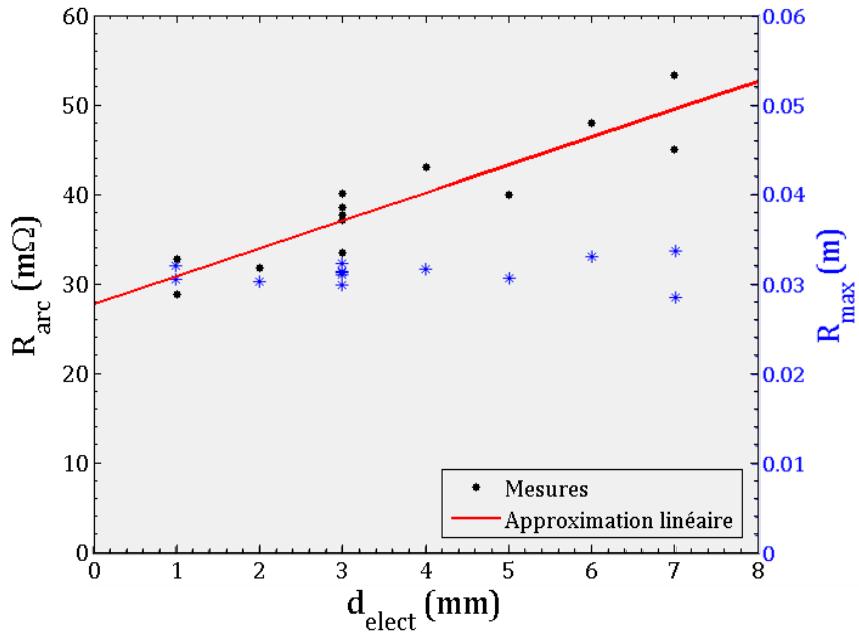


Figure III-8 Mesures de la résistance de l'arc électrique R_{arc} (en noir) et du rayon maximum de la bulle R_{max} (en bleu) en fonction de la distance inter-électrode dans l'eau avec le banc n°3 chargé à environ 1.4 kJ

Ainsi en connaissant ces grandeurs comme la résistivité du plasma, on peut donc en déduire la température du plasma via la propriété de conductivité électrique. C'est l'objectif de la partie qui suit.

III.4.3 Interprétation

L'objectif ici est d'estimer la température moyenne du cœur du plasma, lorsque le courant est maximum en se servant de sa conductivité électrique, propriété de transport issue des travaux de Krenek [KRE08].

Sachant que la résistivité est l'inverse de la conductivité électrique, l'Equation (III-4) devient :

$$\sigma_{\text{arc}} = \frac{1}{R_{\text{arc}}} \frac{l_{\text{arc}}}{S_{\text{arc}}} \quad (\text{III-5})$$

Connaissant tous les paramètres de l'Equation (III-5) sauf la section de l'arc S_{arc} , il est nécessaire de poser une hypothèse sur la forme géométrique du cœur du plasma supposé homogène, de rayon r_{pl} dans une bulle de gaz de rayon r_{bulle} ; Dans notre cas, soit une forme cylindrique (a) soit elliptique (b) comme le montre la Figure III-9.

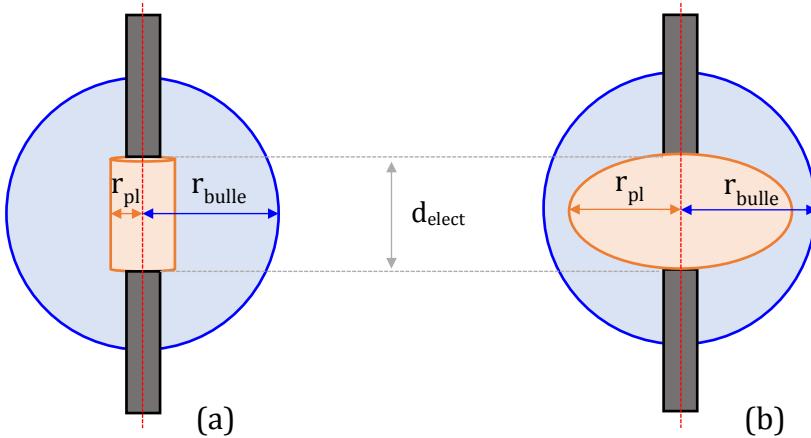


Figure III-9 Hypothèses de géométrie pour le plasma homogène : cylindrique (a), elliptique (b) et sphérique (c)

III.4.3.1 Hypothèse d'un plasma cylindrique

On suppose le cœur chaud du plasma homogène à l'intérieur de la bulle et cylindrique ne pouvant pas dépasser la taille de la bulle à cet instant. Les paramètres de la conductivité électrique de l'Equation (III-5) s'écrivent :

$$\begin{cases} l_{\text{arc}} = d_{\text{elect}} \\ S_{\text{arc}} = \pi r_{\text{pl}}^2 \end{cases} \quad (\text{III-6})$$

Avec r_{pl} le rayon plasma, une inconnue dont la valeur maximale est celle du rayon de la bulle au même instant.

Par exemple, on prend le cas 1 du Tableau III-5 où l'arc électrique est établi avec une distance inter-électrode $d_{\text{elect}} = 1 \text{ mm}$ environ, d'une résistance R_{arc} de $28.9 \text{ m}\Omega$, et il est contenu dans une bulle de rayon $r_{\text{bulle}} = 22.6 \text{ mm}$ au maximum de l'onde de courant. Si on suppose que le rayon du cœur du plasma est la moitié de celui de la bulle $r_{\text{pl}} = r_{\text{bulle}}/2$, alors par application numérique la conductivité électrique associée à cet instant sera de 86.26 S.m^{-1} .

La Figure III-10 représente la conductivité électrique en fonction de la température (en noir), qui va permettre de trouver la température associée à cette valeur (en pointillé rouge).

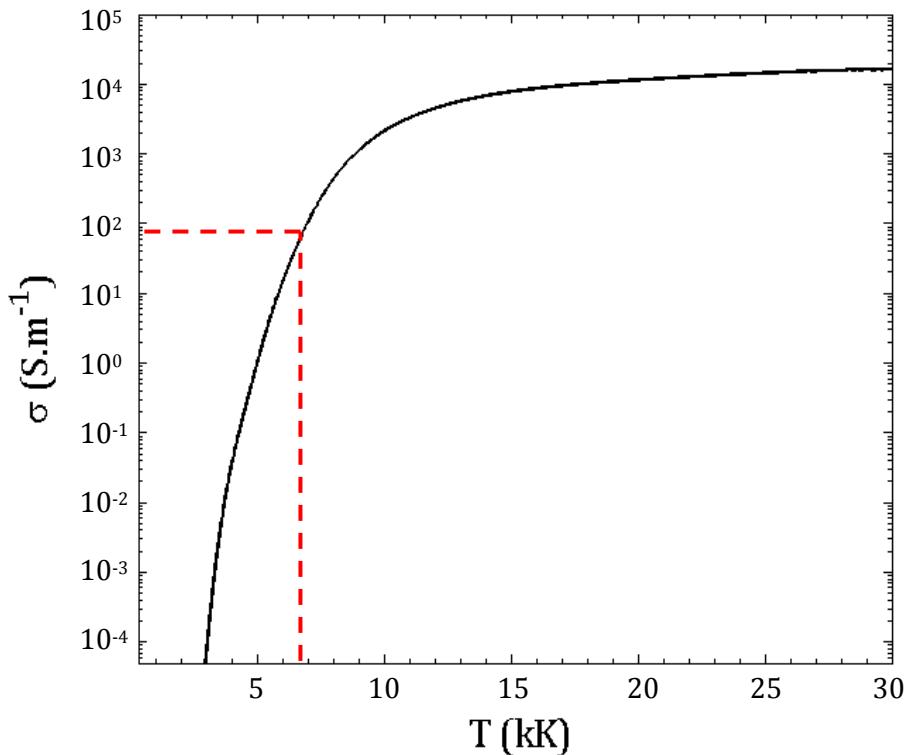


Figure III-10 Conductivité électrique du gaz issue de la vapeur d'eau interpolée en fonction de la température [KRE08] et estimation de la température pour une distance inter-électrode de 1 mm en supposant le plasma cylindrique d'un rayon $r_{pl} = r_{bulle}/2$ à cet instant

Par interpolation des données issues des travaux de Krenek [KRE08], la température du cœur du plasma supposé homogène et cylindrique dans cet exemple serait de 6.86 kK, si son rayon était deux fois plus petit que celui de la bulle.

Sur la majorité des images obtenues par la caméra, il est difficile d'estimer la taille du plasma dans la bulle à cause du rayonnement émis (la lumière reçue pouvant être ajustée en jouant sur l'obturation par exemple). C'est pourquoi cette méthode a été testée sur plusieurs rayons de plasma $r_{pl} \in [0.1 \text{ mm} ; r_{bulle}]$, soit un rapport $r_{pl}/r_{bulle} \in [0.1/r_{bulle} ; 1]$ pour les quatre cas de distance-inter-électrodes (1, 3, 6 et 7 mm) présentées dans le Tableau III-5.

La Figure III-11 présente les résultats issus de cette méthode, montrant la température moyenne du cœur du plasma supposé cylindrique en fonction du rapport du rayon plasma et de la bulle, pour quatre distances inter-électrodes.

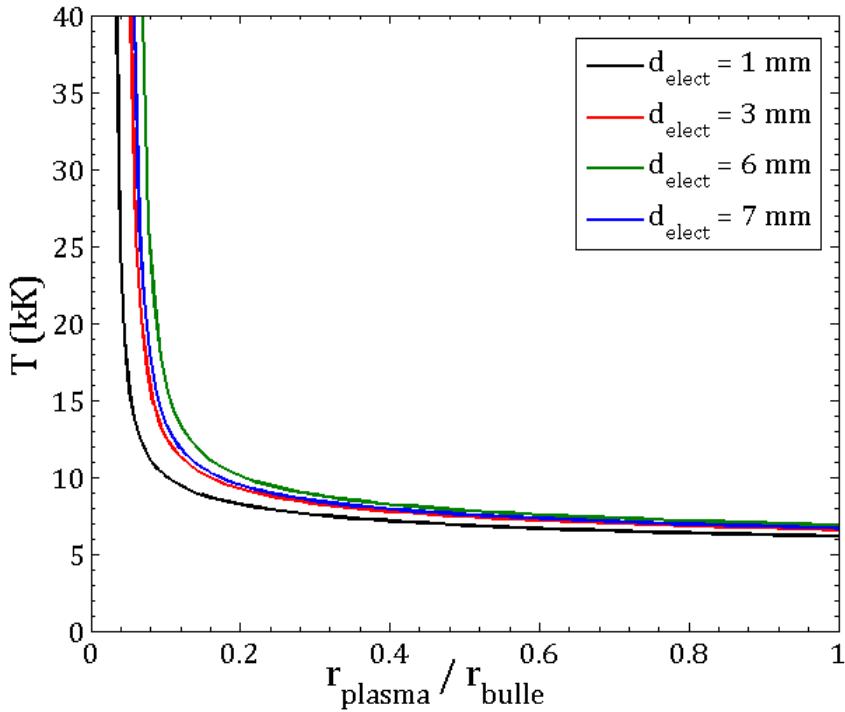


Figure III-11 Température du cœur du plasma estimée au maximum de l'onde de courant en fonction du rapport r_{pl}/r_{bulle} avec le banc n°3 chargé à environ 1.4 kJ pour différentes distances inter-électrodes (1, 3, 6 et 7 mm)

Sur cette figure, plus le rayon du plasma augmente, plus la température moyenne de celui-ci diminue. Les quatre courbes montrent une tendance décroissante en $1/r^2$ de la température. La différence entre ces courbes n'est pas très importante à partir d'un rapport $r_{pl}/r_{bulle} \sim 0.8$ et tendent vers une valeur voisine de 6.5 kK.

Si $r_{pl} = 1/10 r_{bulle}$, alors $T = 10.1$ kK pour $d_{elect} = 1$ mm (en noir) et $T = 17.8$ kK pour $d_{elect} = 6$ mm (en vert) soit un écart $\Delta T \sim 7.7$ kK ; puis si $r_{pl} = 1/2 r_{bulle}$, alors l'écart se réduit à $\Delta T \sim 1$ kK seulement. La courbe de $d_{elect} = 7$ mm (en bleu) est en dessous de celle de $d_{elect} = 6$ mm, car son rayon de bulle à cet instant est plus grand, ce qui donne un rapport r_{pl}/r_{bulle} légèrement plus petit que celle de $d_{elect} = 6$ mm.

L'hypothèse d'un cœur de plasma cylindrique dans la bulle est plutôt bonne pour les petits rayons plasma par rapport à celui de la bulle. Ce qui n'est pas le cas pour les grands rayons, où la température estimée ne serait pas très proche de celle évoquée dans la littérature [LOC06]. On va donc revoir la forme géométrique du plasma en ellipse comme illustré dans le schéma de la Figure III-9.

III.4.3.2 Hypothèse d'un plasma elliptique

On suppose le cœur du plasma homogène à l'intérieur de la bulle et en forme d'ellipse ne pouvant pas dépasser la taille de la bulle.

Dans ces conditions, la conductivité électrique de l'Equation (III-5) s'écrit :

$$\int d\sigma_{\text{arc}} = \frac{1}{R_{\text{arc}}} \int \frac{dl}{dS} \quad (\text{III-7})$$

Avec les éléments infinitésimaux dl , la longueur et dS la section de l'arc à intégrer. Pour mieux visualiser ces deux paramètres, la Figure III-12 présente un cas vue de face (a) et vue du dessus (b) pour une section $dS = \pi r(l)^2$ à intégrer dans toute l'ellipse de rayon r_{pl} le long de l'axe l au niveau de l'espace inter-electrode.

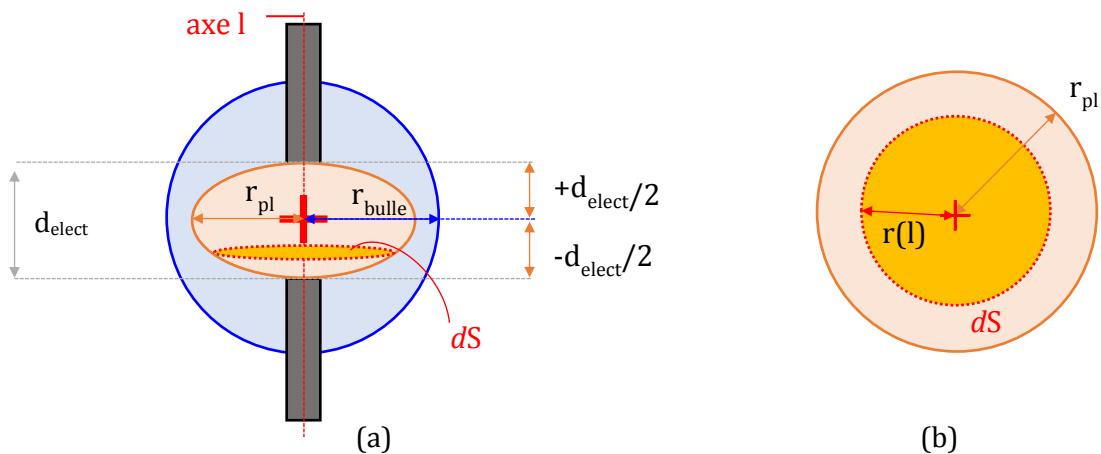


Figure III-12 Schéma pour le plasma homogène elliptique : vue de face (a) et vue du dessus (b) de la section d'arc dS à estimer selon la distance inter électrode l où elle se trouve

Si le centre de la bulle est considéré comme l'origine des points, alors l'intégration s'effectue sur les bornes $l \in [-d_{\text{elect}}/2 ; +d_{\text{elect}}/2]$; dS est alors fonction de la distance l passant de l'origine des points à son centre et du rayon r_{pl} . En effet, dans cette configuration, $r(l)$ prend différentes valeurs selon la position de la section dS et l'axe dans la bulle plasma :

$$\left\{ \begin{array}{l} r(l=0) = r_{\text{pl}} \\ r\left(l = -\frac{d_{\text{elect}}}{2}\right) = 0 \\ r\left(l = +\frac{d_{\text{elect}}}{2}\right) = 0 \end{array} \right. \quad (\text{III-8})$$

Grace à ce système d'équations, on peut retrouver l'expression de $r(l)$ et donc de la section dS que l'on cherche à intégrer selon cette distance l :

$$dS = \pi r(l)^2 = \pi r_{pl}^2 \left(1 - \frac{4l^2}{d_{elect}^2} \right) \quad (III-9)$$

Ainsi la conductivité électrique s'écrit :

$$\int d\sigma_{arc} = \frac{1}{R_{arc}} \int \frac{dl}{\pi r_{pl}^2 \left(1 - \frac{4l^2}{d_{elect}^2} \right)} \quad (III-10)$$

Après plusieurs changements de variables, on obtient la relation finale de la conductivité électrique :

$$\sigma_{arc} = \frac{1}{R_{arc}} \frac{1}{\pi r_{pl}^2} \left[\frac{d_{elect}}{4} \left(\tanh^{-1} \left(\frac{2l}{d_{elect}} \right) + \frac{2ld_{elect}}{d_{elect}^2 - 4l^2} \right) \right]^{bornes l} \quad (III-11)$$

Pour prendre en compte la taille des gaines Δd supposées à 50 µm chacune, on écrira les bornes de l , appartenant à l'intervalle $[-(d_{elect}/2 - \Delta d); +(d_{elect}/2 - \Delta d)]$.

Cette valeur de conductivité a été calculée par le logiciel Matlab, dans lequel plusieurs tailles du plasma r_{pl} de l'ellipse ont été testées. La Figure III-13 présente les résultats issus de cette méthode, montrant la température moyenne du plasma supposé elliptique en fonction du rapport r_{pl}/r_{bulle} , pour quatre distances inter-électrodes.

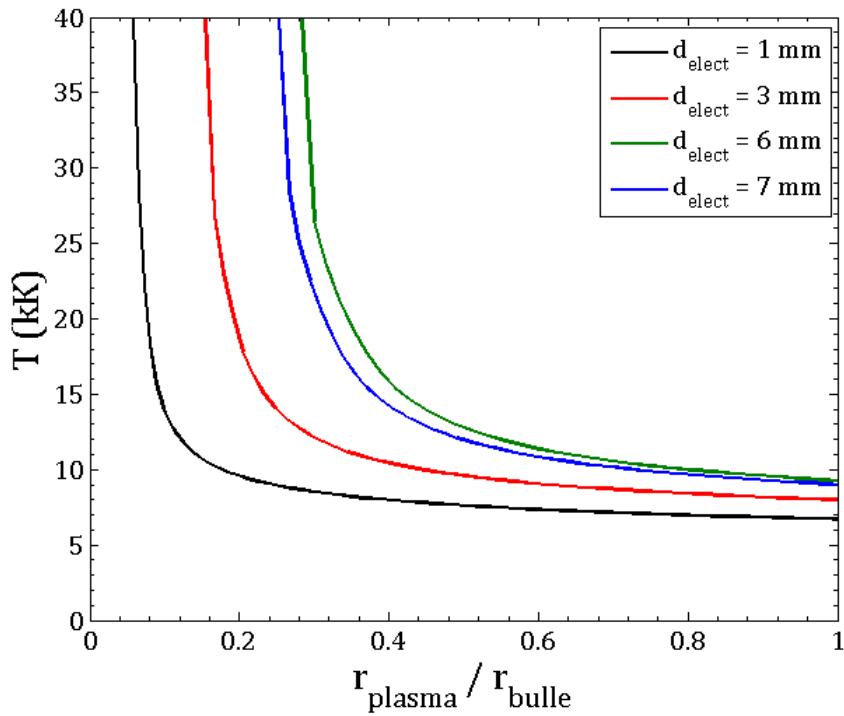


Figure III-13 Température du cœur du plasma estimée au maximum de l'onde de courant en fonction de du rapport $r_{\text{pl}}/r_{\text{bulle}}$ avec le banc n°3 chargé à environ 1.4 kJ pour différentes distances inter-électrodes (1, 3, 6 et 7 mm)

Comme pour le plasma supposé cylindrique, la température moyenne du plasma « elliptique » décroît avec l'augmentation de son rayon, jusqu'à atteindre un plateau à partir d'un rapport $r_{\text{pl}}/r_{\text{bulle}} \sim 0.8$. Cependant, les courbes des quatre distances inter-électrodes sont plus espacées et les températures obtenues sont différentes. Par exemple, dans le cas $r_{\text{pl}} = 1/2 r_{\text{bulle}}$, la température moyenne obtenue est de 7.6 kK pour 1 mm, et 12.6 kK pour 6 mm. L'écart est plus significatif $\Delta T \sim 5$ kK que pour la géométrie cylindrique (où $\Delta T \sim 1$ kK).

Les ordres de grandeurs de températures pour un rayon plasma supposé elliptique inférieur à 70% celui de la bulle, sont en accord avec la littérature (~ 10 kK) [LOC06]. Cet accord se retrouve avec un plasma supposé cylindrique (Figure III-11), mais pour un rayon cylindrique plasma inférieur à environ 20%.

III.4.4 Conclusion

Pour étudier l'influence de la distance inter-électrode, on fait varier de 1 à 7 mm l'écartement des électrodes. Le changement de cette distance a permis d'observer plusieurs types d'amorçage de l'arc électrique qui s'effectuent toujours au sein d'une bulle de gaz « principale », accompagnée

ou non de une ou deux phases gazeuses en forme de « chapeaux » issus d'un échauffement local aux premiers instants. Plus la distance inter-électrode augmente, plus l'arc semble s'amorcer via une coalescence de ces bulles. La tension et la résistance électrique de cet arc croit de manière linéaire avec la distance inter-électrode. C'est par ce dernier paramètre que l'on a pu estimer un ordre de grandeur de la température du plasma, en se basant sur sa conductivité électrique.

Deux géométries « plasma » pour estimer cette température ont été proposées : cylindrique et elliptique. Ne connaissant pas sa taille exacte, nous l'avons fait varier jusqu'à sa taille maximale qui est celle de la bulle de gaz. Plus le rayon plasma augmente, plus sa température moyenne diminue. Si le rayon du plasma de géométrie cylindrique fait le tiers de celui de la bulle, sa température moyenne oscille entre 7.3 kK - 8.5 kK. La distance inter-électrode a peu d'influence sur sa température sauf pour les petits rayons plasmas (<20% de celui de la bulle). Pour la géométrie plasma de forme elliptique, sa température moyenne oscille entre 8.3 kK – 22 kK si son rayon fait le tiers de celui de la bulle pour les différentes distances inter-électrodes utilisées. Ce dernier ordre de grandeurs est en meilleur accord avec la littérature.

III.5 Synthèse du chapitre III

L'objectif de ce chapitre a été d'étudier l'influence de certains paramètres. Lors de nos expérimentations, nous avons pu remarquer que le changement de polarité n'influence pas grandement les mesures, qu'elles soient électriques ou visuelles. Par conséquent, c'est l'influence de l'énergie, de la nature du milieu et de la distance inter-électrode qui a été examinée sur les caractéristiques électriques et optiques mesurées.

Dans les mêmes conditions expérimentales, si l'énergie injectée à l'arc électrique augmente, le volume de la bulle de gaz plasmagène obtenu croît proportionnellement. Cette observation est en accord avec la littérature, et un modèle énergétique a été proposé.

Pour deux environnements liquides, cette tendance a aussi été observée avec un volume de gaz obtenu par kilojoule plus grand pour l'huile que pour l'eau. Malgré cette différence, les bulles évoluant dans ces milieux différents présentent un cycle d'expansion et d'effondrement semblable.

Bien que les circonstances dans lesquelles le canal plasma se forme soient différentes, ce cycle a aussi été constaté pour différentes distances inter-électrodes dans l'eau. Lorsque celles-ci augmentent, la tension et la résistance mesurées croissent malgré un rayon maximal de bulle de gaz similaire. Ces dernières grandeurs ont permis de poser une méthode, pour estimer la température moyenne du plasma par l'utilisation de la conductivité électrique.

La température de la bulle de gaz plasmagène est une grandeur qui peut être aussi estimée par la CFD. C'est pour cette raison, qu'un modèle numérique complet est proposé dans le chapitre suivant.

Chapitre IV

Etablissement du modèle numérique

Ce chapitre aborde la partie numérique de cette étude. Dans un premier temps, les motivations de la modélisation seront présentées, qui orienteront ensuite le choix de modèles multiphasiques et à changement de phases de fluide. Ces deux types de modèles permettront de former un modèle numérique adapté à nos conditions expérimentales.

IV.1 Objectif du modèle

Le dispositif expérimental mis en place dans le chapitre II permet d'obtenir certaines caractéristiques comme la taille de la bulle de gaz contenant l'arc électrique, le courant et la tension de l'arc ou encore la pression au-dessus du liquide. Les résultats associés laissent supposer que l'évaporation du liquide est l'un des phénomènes principal pour l'expansion de la bulle, compte tenu des ordres de grandeurs de température pour les arcs électriques dans la littérature. Cependant, cette donnée comme d'autres paramètres physiques ne sont pas accessibles (exemple : pression à l'intérieur de la bulle), mais qui peuvent l'être par la simulation. Pour ce faire, le logiciel ANSYS Fluent v17.0 a été sélectionné. Ce logiciel est un outil CFD (*Computational Fluid Dynamics*) tout à fait adapté à notre problématique notamment par rapport à la description du comportement des différentes phases de fluide (ici liquide et gaz). Le guide théorique [ANS13] de Fluent ANSYS propose plusieurs modèles multiphasiques et de transitions de phase permettant de répondre à cette problématique. Une adaptation de ces modèles fluides composera ainsi le modèle numérique, qui sera présenté.

Ce modèle a pour objectif de simuler la formation et le comportement de la phase gazeuse contenant le plasma dans l'eau liquide en fonction du temps, pour confronter in fine les résultats de simulation aux résultats expérimentaux. Dans ce chapitre, ce modèle sera décrit en commençant par la recherche d'un modèle multiphasique adapté pour le suivi numérique d'une phase par rapport à l'autre, et d'un modèle de transition d'une phase vers l'autre en accord avec nos conditions expérimentales. L'association de ces deux modèles formera le modèle numérique utilisé pour la simulation. Celui-ci sera présenté en abordant d'abord les propriétés utilisées, les hypothèses générales, puis la présentation de sa géométrie et les conditions de simulation. Enfin, les équations mises en jeu, les schémas de résolution et les critères de convergence seront abordés.

IV.2 Choix et adaptation des modèles multiphasique et de transition de phase

Beaucoup de modèles sont proposés pour étudier le comportement et l'interaction entre les phases. Un choix et une adaptation de ces modèles sont donc proposés dans cette section, en commençant par les modèles multiphasiques, puis les modèles à changement de phase.

IV.2.1 Choix du modèle multiphasique

Le modèle multiphasique « idéal » pour notre configuration doit être capable de suivre précisément au cours du temps la position de l'interface d'une bulle, constituée à 100% de gaz dans un environnement liquide. Dans cette partie, quelques notions sur les phases seront évoquées avant d'aborder les principaux modèles multiphasiques et les écoulements qui leur sont associés. Le rôle principal d'un modèle multiphasique est de modéliser le comportement des différentes phases de fluide les unes par rapport aux autres, d'où l'importance de connaître le type d'écoulement qui permet de cibler le modèle à adopter. Par la suite, les possibilités du modèle multiphasique *Volume-Of-Fluids* seront détaillées de manière à sélectionner correctement les différentes options adaptées à nos conditions.

IV.2.1.1 Quelques notions

Une phase est généralement un état de la matière (solide, liquide ou gaz), mais peut désigner aussi un groupe de particules de différentes tailles. La phase a par définition une limite définie et une réponse particulière à un écoulement dynamique donné. En simulation, un modèle multiphasique est une modélisation comportementale de deux ou plusieurs phases de fluides. On peut citer comme exemple un fluide dans différents états solide-liquide-gaz, ou encore un fluide avec des propriétés chimiques ou physiques différentes dans un même état de la matière [ANS13].

Ce type de modèles multiphasiques (ou dans notre cas diphasiques) permet de résoudre les équations de la dynamique des fluides tout en prenant en compte chaque phase de fluide mise en jeu (ici gaz et liquide) de l'écoulement.

IV.2.1.2 Modèles multiphasiques existants

Selon les types d'écoulements, Fluent ANSYS [ANS13] propose plusieurs approches pour les modéliser, que l'on peut classifier en deux : Euler-Euler ou Euler-Lagrange. La première approche traite les différentes phases comme continues pouvant s'interpénétrer entre elles. C'est là qu'intervient la notion de fraction volumique de phase i notée α_i représentant tout simplement l'existence ou non de phases dans un volume donné et dont leur somme est égal à 1. La fraction volumique d'une phase i est exprimée comme le rapport du volume de la phase dans une cellule sur le volume total de la cellule comme il est écrit dans l'Equation (IV-1) :

$$\alpha_i = \frac{V_{i \text{ cellule}}}{V_{\text{cellule}}} \quad (\text{IV-1})$$

Avec $V_{i \text{ cellule}}$ et V_{cellule} les volumes d'une phase $i^{\text{ème}}$ de fluide dans l'ensemble du volume de la cellule V_{cellule} .

Cette approche est adaptée aux calculs des propriétés locales caractéristiques de l'écoulement diphasique. La deuxième approche s'intéresse plus étroitement au suivi des trajectoires de particules discrètes ou dispersées dans une phase fluide dite « porteuse » ; par exemple les particules peuvent désigner des gouttes non interactives entre elles lorsque la phase porteuse est dominante dans un système sous forme de liquide.

Afin de choisir correctement l'approche, il est alors nécessaire de cibler le type d'écoulements de notre problématique. D'après les images visualisées expérimentalement (cf. Chapitre II), le comportement observé pour les phases liquide-gaz est plutôt séparé (une seule bulle) que dispersé. L'approche est passablement Eulérienne. Dans cette approche, trois modèles sont envisageables.

- La méthode de fluide ou VOF (*Volume of Fluids*) est une technique de *tracking* des surfaces appliquée à un maillage Eulérien et conçue pour la simulation hydrodynamique. Cette méthode est valable pour deux ou plusieurs phases de fluides non miscibles où la position de l'interface entre ces phases représente une certaine région d'intérêt. Un seul jeu d'équations de moments est porté par ces phases, et la fraction volumique pour chacune des phases de chaque cellule est « traquée » à travers le domaine. Les applications du modèle VOF comprennent les écoulements stratifiés, à poches, à surface libre ou encore le déplacement de bulles de grande dimension au sein d'un liquide.

- La méthode de mélange (*Mixture*) contrairement au modèle VOF, traite les différentes phases comme des phases continues occupant tout l'espace qui s'interpénètrent entre elles. C'est un modèle simplifié qui résout toutes les équations pour le mélange (et pas pour la phase) sauf l'équation de transport pour la fraction volumique pour les phases secondaires. Les applications de ce modèle comprennent l'étude des phénomènes de sédimentation et les écoulements à bulles pour lesquels la fraction volumique de gaz reste modérée. Dans nos conditions, la fraction volumique de gaz risque, d'après les observations, d'être importante, ce modèle n'est donc pas adapté à notre cas.
- La méthode Euler-Euler est la plus complexe et la plus précise des modélisations multiphasiques. La résolution s'effectue sur N jeu d'équations de continuité, de moments et d'énergie pour les N phases mises en jeux, ce qui a pour principal inconvénient d'augmenter le temps de calcul par rapport aux autres modèles. Le couplage entre les phases est réalisé via la pression et les coefficients inter-phasiques d'échanges, et dépend énormément des types de phases impliqués. Ce modèle est très bien adapté à l'étude des lits fluidisés et à la modélisation des écoulements dans lesquels les bulles ou les gouttes sont dispersées.

Pour notre étude, le modèle VOF semble le plus approprié de par son habileté à « traquer » les interfaces liquide-gaz pour un large panel d'écoulements (stratifié, à poches, à surface libre etc [ANS13]) dans un temps de calcul moins long par rapport au modèle Euler-Euler (dû par exemple au nombre d'équations à résoudre).

IV.2.1.3 Le modèle *Volume-Of-Fluids* (VOF)

La méthode VOF a été développée en 1975 puis améliorée par Hirt et Nichols en 1981 [ANS13]. Elle est considérée comme la plus efficace et la plus flexible des méthodes multiphasiques eulériens. Dans ce paragraphe, le modèle VOF et ses différentes possibilités seront discutées de manière à comprendre son fonctionnement. Dans un premier temps, des notions complémentaires à celles vues précédemment sur les modèles multiphasiques et les propriétés du fluide seront abordées avant de poser les équations de conservation mises en jeu. Puis les tensions de surface, les interpolations à l'interface et les méthodes de discréétisations seront détaillées. Ces étapes permettront par la suite de choisir les bonnes options pour notre modèle.

Quelques notions complémentaires

Comme indiqué, le modèle VOF permet de simuler l'écoulement d'au moins deux phases de fluide non miscibles par la résolution d'un seul jeu d'équation de quantité de mouvement tout en suivant la fraction volumique d'une phase $i^{\text{ème}}$ de fluide dans l'ensemble du domaine (*tracking de surfaces*). Ainsi, les variables et les propriétés dans une cellule donnée sont représentatives soit purement de l'une des phases, soit d'un mélange des phases en fonction des valeurs de fraction de volume α_i . Autrement dit, pour la phase $i^{\text{ème}}$ de fluide de fraction volumique α_i dans une cellule, trois conditions sont possibles :

- $\alpha_i = 0$: la cellule est vide de cette phase i de fluide.
- $\alpha_i = 1$: la cellule est pleine de cette phase i de fluide.
- $0 < \alpha_i < 1$: la cellule contient une interface de cette phase q et d'une ou plusieurs autres phases de fluides.

De cette notion, est retrouvée une propriété fondamentale des fractions volumiques des phases i des modèles multiphasiques. Cette propriété est définie par l'Equation (IV-2) et concerne la somme de toutes les fractions volumiques utilisées :

$$\sum \alpha_i = 1 \quad (\text{IV-2})$$

Propriétés

Chaque phase de fluide est associée à des propriétés thermodynamiques et de transport. Par exemple, dans le cas de deux phases fluides p et q considérées dans le système, la propriété résultante dans une cellule sera écrite fonction de leurs fractions volumiques respectives α_q et $\alpha_p = 1 - \alpha_q$ (obtenue de la relation (IV-2)). Pour ce modèle multiphasique, on a ainsi :

- L'expression (IV-3) de la densité volumique :

$$\rho = \alpha_q \rho_q + \alpha_p \rho_p \leftrightarrow \rho = \alpha_q \rho_q + (1 - \alpha_q) \rho_p \quad (\text{IV-3})$$

- L'expression (IV-4) de la viscosité :

$$\nu = \alpha_q \nu_q + \alpha_p \nu_p \leftrightarrow \nu = \alpha_q \nu_q + (1 - \alpha_q) \nu_p \quad (\text{IV-4})$$

- L'expression (IV-5) de la conductivité thermique :

$$\kappa = \alpha_q \kappa_q + \alpha_p \kappa_p \leftrightarrow \kappa_{th} = \alpha_q \kappa_{thq} + (1 - \alpha_q) \kappa_p \quad (IV-5)$$

- L'expression (IV-6) de l'enthalpie massique :

$$H = \frac{\sum \alpha_i \rho_i H_i}{\sum \alpha_i \rho_i} \leftrightarrow H = \frac{\alpha_q \rho_q H_q + \alpha_p \rho_p H_p}{\rho} \quad (IV-6)$$

Systèmes d'équations du modèle VOF

Les équations suivantes sont en fait les équations de Navier-Stokes adaptées au modèle multiphasique. On distingue ainsi parmi ces équations de conservation :

- Equation de la continuité (IV-7) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (IV-7)$$

- Equation de transport de la fraction volumique d'une phase q (IV-8) par rapport au nombre totale n de phases de fluides :

$$\frac{1}{\rho_q} \left(\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_q \rho_q) + \vec{\nabla} \cdot (\alpha_q \rho_q \vec{v}_q) \right) = S_{Eq} + \sum_{p=1}^n (\dot{m}_{pq} - \dot{m}_{qp}) \quad (IV-8)$$

Avec ρ_q la densité volumique, α_q la fraction volumique, \vec{v}_q la vitesse, S_{Eq} le terme source (=0 par défaut) de la phase q du fluide ; \dot{m}_{pq} et \dot{m}_{qp} sont respectivement le transfert de masse de la phase q à la phase p et inversement.

- Equation de la quantité de mouvement (IV-9) :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{u}) + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) = -\vec{\nabla} P + \vec{\nabla} \cdot [\mu (\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T)] + \rho \vec{g} + \vec{F} \quad (IV-9)$$

Avec \vec{v} le vecteur vitesse moyen, $\vec{\nabla} P$ le gradient de pression porté par les phases, \vec{g} la gravité, μ la viscosité dynamique et F la résultante des forces.

- Equation de l'énergie partagée entre les phases (IV-10) :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \vec{\nabla} \cdot (\vec{u}(\rho E + P)) = \vec{\nabla} \cdot (k_{\text{eff}} \vec{\nabla} T) + S_E \quad (\text{IV-10})$$

Avec P la pression, k_{eff} la conductivité thermique effective, S_E le terme source de l'énergie qui peut contenir la contribution du rayonnement ou d'autres sources volumétriques de chaleur ; E et T s'exprimant en fonction des phases comme des variables pondérées sur la densité volumique comme le montre l'Equation (IV-11) :

$$E = \frac{\sum \alpha_q \rho_q E_q}{\sum \alpha_q \rho_q} \quad (\text{IV-11})$$

Où $E_q = H_q - \frac{P}{\rho_q} + \frac{v^2}{2}$ pour les phases compressibles, $E_q = H_q$ pour les phases incompressibles où H_q est l'enthalpie de la phase q au sein de la cellule.

IV.2.1.4 Critères de choix

Les différentes caractéristiques du modèle VOF étant abordées, on peut maintenant cibler les différentes options dont on a besoin pour notre modèle multiphasique en termes de discrétisations et tension de surface, première phase et maillage.

Choix de discrétisations et de tension de surface

Dans nos conditions, le modèle doit être transitoire pour observer l'évolution de la phase gazeuse dans la phase liquide. L'objectif étant de simuler le plasma dans cette phase gazeuse, il est nécessaire que la cellule soit 100% gazeuse, car on considère que le plasma ne peut pas évoluer dans un milieu où de la phase liquide est présente. Une interface entre ces phases doit donc être définie. Elle représente une limite qui sépare deux types de phases de fluide et est constituée d'un mélange de ces phases qui peut être de faible ou grande dimensions. Sa dimension est choisie fine, pour que les deux phases soient bien distinctes. Cependant des précautions devront être prises, car le rapport des viscosités de la vapeur d'eau et de l'eau liquide est de 10^3 .

Pour une interface fine et un fort rapport de viscosité, il est fortement recommandé par le guide des utilisateurs de Fluent [ANS13] d'utiliser une interpolation compressive ou CICSAM disponibles pour les deux schémas de discrétisation explicite et implicite de l'équation de la fraction volumique. Le schéma de discrétisation implicite du modèle VOF a été sélectionné, car

contrairement au schéma explicite, il n'a pas de conditions de stabilité numérique (nombre de Courant), et peut donc facilement utiliser des pas de temps de valeurs plus étendues tout en minimisant les facteurs de sous relaxation. Ce qui présente une bonne flexibilité pour notre modèle. Dans ces conditions de discréétisation implicite, le guide des utilisateurs de Fluent [ANS13] réduit les possibilités des méthodes d'interpolation des phases à une seule : compressive. C'est donc sur ces choix d'interpolation et de discréétisation que nos prochains modèles se baseront. La formulation conservative de la tension de surface (*Continuum Surface Stress* ou CSS) a été choisie pour plus de précisions, car elle prend en compte les gradients de l'interface. Si le modèle prend en compte la CSS, il prend aussi en compte la gravité pour améliorer la convergence de la solution [ANS13].

Choix du maillage

Pour modéliser dans l'eau liquide la formation et l'évolution de la phase gazeuse contenant le plasma, l'interface a été choisie comme fine et elle doit comprendre un minimum de cellules.

Pour illustrer le nombre de cellule à l'interface, Kartuzova et al. [KAR11] ont testé leur modèle VOF sous Fluent sur une géométrie de réservoirs cryogéniques, pour des maillages différents comprenant : un maillage fin de 48658 cellules dont 700 nœuds à l'interface, et un autre maillage plus grossier de 13700 cellules dont 100 nœuds à l'interface.

A partir de 3000 s de simulation, les résultats avec un maillage grossier commencent à s'éloigner des valeurs expérimentales, car plus la taille des cellules augmente plus l'interface se retrouve au milieu de fortes diffusions entre les phases. Cependant, si la taille des cellules diminue, le temps de calcul s'en voit augmenté. Ils ont donc utilisé un maillage avec un raffinement intermédiaire au niveau de l'interface [KAR11]. Ces constatations sont aussi en accord avec une remarque du manuel de Fluent sur le modèle VOF [ANS13], à savoir que si la taille de l'interface se rapproche de la taille de la grille de calcul, la précision des résultats décroît. Il est donc recommandé d'augmenter le nombre de cellule par un raffinement localisé au niveau de l'interface. Pour ce qui est de la forme des cellules, la tension de surface est plus précise pour un maillage quadrilatéral, ou pour des mailles de formes hybrides si les gradients sont pris en compte [ANS13], ce qui est notre cas pour la CSS.

Ainsi, le maillage « idéal » serait un maillage adaptatif dans le temps et plus raffiné au niveau de l'interface.

Choix de la première phase

Dans les modèles multiphasiques, les phases de fluide sont à intégrer et à classer en partant de la phase primaire (porteuse) aux phases secondaires. Ici, seulement deux sont à classer pour

étudier la formation et l'évolution de la bulle de gaz contenant l'arc dans l'eau liquide : la phase gazeuse comprenant la vapeur d'eau et la phase liquide initialement présente.

La littérature des modèles diphasiques, qui précise notamment la nature (liquide ou gazeuse) de la phase n°1 et de la phase n°2, concerne principalement les tutoriaux de Fluent. La première phase est liquide (phase porteuse) dans le tutorial de Fluent *Heat and Mass Transfer with the Mixture Model and Evaporation-Condensation Model* [ANS13] pour l'évolution de vapeurs dans un liquide à température saturante. Ce qui n'est pas le cas des autres tutoriaux *Horizontal Film Boiling* et *Using the VOF model* [ANS13] où la première phase est gazeuse (vapeur ou air) que le liquide soit dominant ou non. Le guide des utilisateurs de Fluent précise que lorsque le modèle VOF est utilisé, le classement des phases n'a d'une manière générale pas d'incidence [ANS13]. Cependant, dans le cas où la fraction volumique de l'une des phases est initialisée (ou « patchée ») à 1 dans une majeure partie du domaine, Fluent recommande de choisir celle-ci en tant que phase secondaire pour plus de stabilité numérique. De plus, si l'une des phases est un gaz compressible, cette phase est choisie comme primaire pour cette même raison.

La première phase sera donc le gaz, phase porteuse possédant une meilleure stabilité numérique que les phases secondaires. Par conséquent la seconde phase est l'eau liquide.

IV.2.1.5 Conclusion

L'objectif est de simuler le comportement du plasma dans une phase gazeuse évoluant dans une phase liquide.

Les modèles multiphasiques qui permettent de suivre l'interface de ces phases dans ces conditions, nous ont amené vers le modèle *Volume-Of-Fluids* (VOF) aux paramètres et propriétés très variés ; parmi eux, les moyennes algébriques de certaines propriétés des phases fluides, les tensions de surface, les adhésions, les interpolations à l'interface, l'adaptation des équations de Navier-Stokes (continuité, moments, énergie) ou encore les discrétisations de l'équation de la fraction volumique des phases. Ces possibilités proposées par Fluent nous ont permis de choisir certaines conditions de simulations notamment :

- Une description implicite pour le modèle VOF,
- Une formulation conservative de contrainte de surface continue (CSS) de la tension de surface,
- Une formulation compressive pour l'équation de la fraction volumique et l'interpolation à l'interface des phases,
- La phase primaire est gazeuse (vapeur d'eau),

- La phase secondaire est l'eau liquide,
- Le maillage à l'interface doit être raffiné et son évolution en fonction du temps doit suivre les gradients de la fraction volumique.

IV.2.2 Choix du modèle de changement de phase

Les critères du modèle multiphasique ont été décrits dans l'objectif de représenter le comportement des phases. Maintenant, le passage d'une phase à une autre reste à modéliser. Les phases concernées sont celles du liquide et du gaz.

Dans un premier temps quelques notions sur les processus d'évaporation et de la condensation seront abordées. Dans la littérature [LEE15a] [KHA15], on peut classer les modèles décrivant ce type de phénomènes en trois principaux : *sharp* basé sur la condition de Rankine-Hugoniot [GIB07], Schrage [SCH53] et Lee [LEE80]. Ces trois modèles sont différenciés principalement par l'expression de leur terme source volumétrique. Beaucoup d'auteurs se basent sur l'un de ces trois modèles pour le modifier et l'adapter à leur problématique. Nous allons voir justement que les termes sources du modèle de Lee sont très malléables, ce qui pourrait leur permettre de satisfaire à nos critères malgré quelques limitations.

A l'aide des notions sur la fraction volumique du modèle VOF vues précédemment, le modèle d'évaporation (ou condensation) « idéal » devrait permettre de produire rapidement de la vapeur à 100% - liquide 0% (ou produire du liquide à 100% - vapeur 0%) dans une région où les conditions de l'évaporation (ou la condensation) seraient satisfaites.

Tous les modèles décrits dans cette partie relative aux modèles d'évaporation et condensation utilisent le modèle multiphasique VOF.

IV.2.2.1 Quelques bases

Un changement de phase de fluide est une transition d'un état de la matière vers un autre état (solide, liquide ou gaz). Parmi ces transitions, il existe deux phénomènes thermodynamiques qui correspondent au passage de l'état liquide à l'état vapeur d'un corps. Ces phénomènes sont la cavitation et la vaporisation (ou ébullition).

La Figure IV-1 montre le diagramme thermodynamique de pression P et de température T d'un corps pur et le domaine d'existence de ses phases jusqu'au point critique (P_c , T_c).

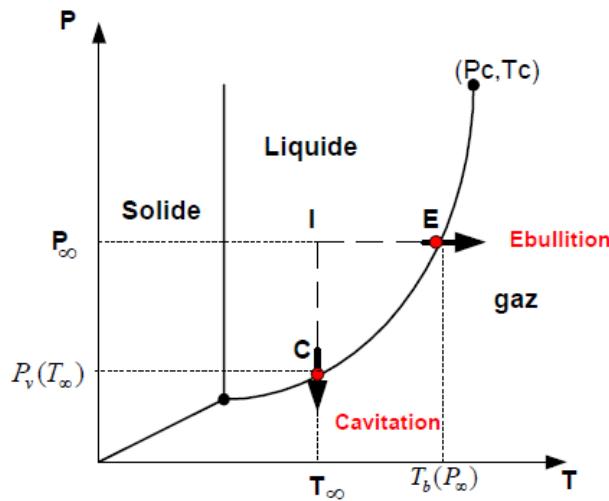


Figure IV-1 Diagramme thermodynamique (P,T) de pression P et de température T [QOT06]

Les phases solide, liquide et gaz de ce corps sont distinguées entre elles via la courbe de transition d'état (P,T) tracée sur la Figure IV-1. Sur la courbe de transition de phases de ce diagramme, deux processus sont représentés au niveau de la courbe de saturation : l'ébullition E et la cavitation C. Le premier effectue la transition d'état liquide-gaz à pression constante P_∞ une fois la température d'ébullition dépassée $T_b(P_\infty)$, tandis que le second est à température constante T_∞ et effectue cette transition lorsque la pression est suffisamment basse à partir de $P_v(T_\infty)$.

Selon l'étude bibliographique effectuée, le développement de l'arc dans un environnement liquide à pression atmosphérique est précédé d'une évaporation locale et pas d'une cavitation. Ainsi, les processus d'évaporation (transition liquide-gaz par chauffage du liquide) et de condensation (transition gaz-liquide par refroidissement du gaz) seront pris en compte lors de l'établissement du modèle de changement de phases.

Ces deux changements d'état s'accompagnent généralement d'un échange de matière entre ces états au niveau de leur interface. Cette interface peut être considérée comme une zone « barrière » où interagissent les molécules des deux états concernés : gaz et liquide. La Figure IV-2 montre cette zone où différentes interactions entre les phases vapeur et liquide interviennent lors des processus de condensation et d'évaporation.

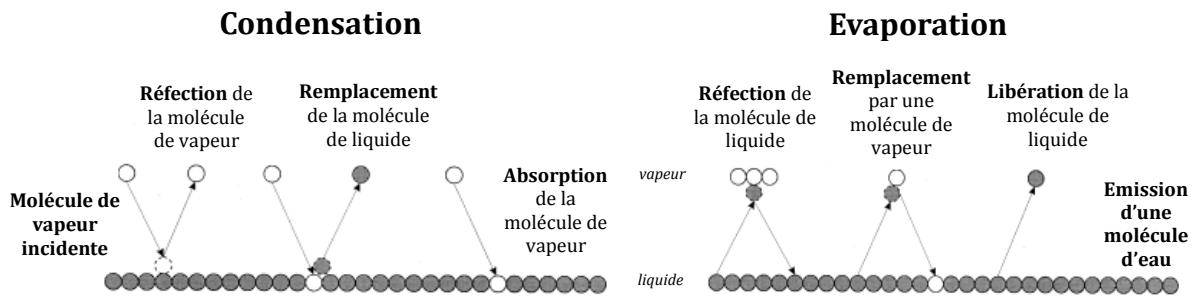


Figure IV-2 Interactions moléculaires intervenant dans le processus de condensation et d'évaporation à l'interface liquide (●) et vapeur (○) [MAR01]

Lors de la condensation sous l'effet d'une baisse de température, une molécule de vapeur d'eau peut soit être réfléchie à l'interface, soit être remplacée par une molécule d'eau liquide, soit être absorbée à l'interface. Inversement pour l'évaporation sous l'effet de l'augmentation de la température, une molécule d'eau liquide peut soit être réfléchie à l'interface, soit être remplacée par une molécule de vapeur, soit être relâchée de l'interface. Selon les températures mises en jeu, une des interactions peut être plus ou moins dominante devant les autres [MAR01]. Marek et Straub [MAR01] indiquent que si l'un des deux processus (évaporation ou condensation) est complet à 100%, il y a uniquement l'interaction dite d'absorption d'une phase par l'autre qui interviendra. Par contre, si le processus est dit incomplet, d'autres interactions interviennent (cf. Figure IV-2). Marek et Straub [MAR01] étudient ainsi un coefficient sans dimension pour représenter une complète ou incomplète évaporation (ou condensation) : le « coefficient d'accommodation » dont beaucoup d'auteurs se servent pour établir leur modèle [MAR01]. Il s'agit pour l'évaporation, du rapport entre le nombre de molécules transférées à la phase vapeur et celui des molécules émises de la phase liquide ; pour la condensation, il s'agit du rapport entre le nombre de molécules absorbées par la phase liquide et celui des molécules arrivant sur la phase liquide. Si ce coefficient d'évaporation (ou condensation) vaut 1 (ou 100%), l'évaporation (ou la condensation) est complète. Si ce coefficient est inférieur à 1, le processus concerné est incomplet. Par exemple, pour le cas de la condensation incomplète, les molécules de vapeur ne sont pas toutes absorbées par la phase liquide. Si les deux coefficients d'évaporation et de condensation sont égaux, l'interface est alors supposée à l'état d'équilibre car le nombre de molécules condensées est égal au nombre de molécules évaporées. Inversement, la non-égalité des valeurs de ces coefficients représente alors l'hypothèse d'une interface hors-équilibre. L'estimation de ce coefficient est assez complexe et peut s'effectuer soit théoriquement en faisant appel à la mécanique statistique, soit expérimentalement. Sa valeur est généralement comprise entre 0.1 et 1, et peut parfois atteindre 10^{-4} selon Marek et Straub [MAR01].

A partir des processus d'évaporation et de condensation, différents modèles numériques sont proposés dans la littérature et simulent ce transfert de molécules (et donc de masse).

IV.2.2.2 Modèles de condensation et d'évaporation existants

Les modèles numériques d'évaporation et de condensation existants dans la littérature peuvent être classifiés en trois catégories principales selon Lee et al. [LEE15a] : modèle d'interface raide (*sharp interface*) [GIB07] [KHA15], modèle de Schrage-Hertz-Knudsen [SCH53] [TAN91] [KHA15] et modèle de Lee [LEE80] [DES09] [KHA15]. Ils se distinguent entre eux par leurs expressions du flux massique, qui peuvent être directement intégré dans un terme source volumique de l'équation de continuité.

Modèle d'interface raide

Le modèle d'interface raide (*sharp interface*) est basé sur la conservation de l'énergie à l'interface et utilise une condition de saut (*jump condition*) de Rankine-Hugoniot [GIB07] [KHA15] pour éviter les discontinuités entre les phases. Le flux massique des phases liquide l et gazeuse g, et son terme source associé est écrit dans l'Equation (IV-12) :

$$S_g = -S_l = \dot{m} \nabla \alpha_g = \frac{k_{\text{eff}} \nabla T}{h_{lg}} \nabla \alpha_l \quad (\text{IV-12})$$

Avec k_{eff} la conductivité thermique moyennée du gaz et du liquide selon les fractions volumiques en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$, ∇T le gradient de température en K , $\nabla \alpha_g = -\nabla \alpha_l$ sont les gradients des fractions volumiques du gaz g et du liquide l en m^{-1} symbolisant le vecteur normal à la surface de l'interface, \dot{m} le transfert de masse dû au changement de phase à l'interface en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, S_g et S_l en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ le terme source volumique respectivement du gaz et du liquide, h_{lg} la chaleur latente en $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$.

Modèle de Schrage

Le modèle de Schrage a été établi en 1953 [SCH53] et se base sur l'équation de Hertz-Knudsen, avec certaines conditions à l'interface [LEE15a]. L'hypothèse principale de ce modèle est que la température de saturation d'une des phases $T_g = T_{\text{sat}}(P_g)$ soit différente de celle de l'autre phase $T_l = T_{\text{sat}}(P_l)$. Ainsi pour distinguer ces températures, l'interface séparant ces deux phases est considérée comme une couche limite. Cette couche appelée Knudsen permet d'avoir un certain équilibre des vitesses entre ces phases par le biais des fonctions de distributions maxwelliennes (*interfacial jump*). De celles-ci, l'Equation (IV-13) du flux massique de ce modèle peut s'écrire

comme la différence des flux massiques allant de la phase liquide vers la phase gazeuse et vice-versa :

$$\dot{m} = \frac{2}{2 - \gamma_c} \sqrt{\frac{M}{2\pi R}} \left(\gamma_c \frac{P_g}{\sqrt{T_g}} - \gamma_e \frac{P_l}{\sqrt{T_l}} \right) \quad (\text{IV-13})$$

Avec \dot{m} le transfert de masse dû au changement de phase à l'interface en $\text{kg/m}^2\text{s}$, R la constante universelle des gaz parfaits de $8.314 \text{ J.mol}^{-1}\text{K}^{-1}$, γ_c et γ_e les coefficients respectifs d'accommodation de condensation et d'évaporation sans unité, M la masse molaire en kg.mol^{-1} , T_g et T_l les températures respectives du gaz et du liquide en K, P_g et P_l les pressions respectives du gaz et du liquide.

Aussi, lorsque l'interface est supposée à l'équilibre, les coefficients d'accommodation sont égaux $\gamma = \gamma_c = \gamma_e$. Tanasawa [TAN91] utilise aussi cette hypothèse en considérant que le flux de chaleur est linéairement dépendant du saut de température entre l'interface à saturation et la vapeur. Ils obtiennent l'Equation (IV-14) pour le flux massique et les termes sources volumiques à l'interface :

$$\dot{m} = \frac{2\gamma}{2 - \gamma} \sqrt{\frac{M}{2\pi R}} \frac{\rho_g h_{lg}}{T_{\text{sat}}^{3/2}(P_\infty)} (T - T_{\text{sat}}(P_\infty)) \text{ avec } S_g = -S_l = \dot{m} \nabla \alpha_g \quad (\text{IV-14})$$

Avec $\nabla \alpha_g$ le gradient de la fraction volumique du gaz en m^{-1} symbolisant le vecteur normal à la surface de l'interface, T et T_{sat} les températures respectives du fluide et de saturation à la pression située à l'infini P_∞ en K, S_g et S_l en $\text{kg.m}^{-3}\text{s}^{-1}$ le terme source volumique respectivement du gaz et du liquide, h_{lg} la chaleur latente en J.kg^{-1} .

Modèle de Lee

Le modèle de Lee a été proposé en 1980 [LEE80] et est basé sur l'hypothèse que la masse évaporée ou condensée est transférée à pression constante dans un quasi état d'équilibre thermodynamique lors du changement de phases. Il définit les expressions (IV-15)(IV-16) des termes sources volumiques pour chacun des processus d'évaporation et condensation dépendantes de la température de saturation. Le terme source d'énergie sera tout simplement le produit du terme source concerné par la chaleur latente du fluide.

Ainsi le terme source volumique d'évaporation s'exprime par le système d'Equations (IV-15) :

$$\begin{cases} S_{M,l-g} = r_l \alpha_l \rho_l \frac{T_l - T_{sat}}{T_{sat}}, & \text{si } T_l \geq T_{sat} \\ S_{M,l-g} = 0, & \text{si } T_l < T_{sat} \end{cases} \quad (IV-15)$$

Et le terme source volumétrique de condensation s'exprime par le système d'Equations (IV-16):

$$\begin{cases} S_{M,g-l} = r_g \alpha_g \rho_g \frac{T_{sat} - T_g}{T_{sat}}, & \text{si } T_g \leq T_{sat} \\ S_{M,g-l} = 0, & \text{si } T_g > T_{sat} \end{cases} \quad (IV-16)$$

Avec α_l , ρ_l , T_l respectivement la fraction volumique, la densité volumique en kg.m^{-3} et la température en K du liquide ; α_g , ρ_g , T_g respectivement la fraction volumique, la densité volumique en kg.m^{-3} et la température en K du gaz, T_{sat} la température de saturation du fluide en K ; $S_{M,l-g}$ et $S_{M,g-l}$ les termes sources volumétriques en $\text{kg.m}^{-3}\text{s}^{-1}$ pour l'évaporation et la condensation, les coefficients du liquide r_l et du gaz r_g en s^{-1} seront pour l'instant considérés comme de simples coefficients de relaxation dont les valeurs recensées sont comprises entre 0.1 s^{-1} [DES09] à 10^7 s^{-1} [LEE15a] [LEE15b].

Dans ces équations, les termes sources sont égaux à zéro lorsque le liquide est refroidi ($\alpha_g = 0$, $\alpha_l = 1$ et $T_l < T_{sat}$) ou lorsque le gaz est surchauffé ($\alpha_g = 1$, $\alpha_l = 0$ et $T_g > T_{sat}$). Cela indique qu'il n'y a aucun changement de phases. Par contre, si ces termes sont différents de zéro, c'est que la région d'interface n'est pas à l'équilibre thermique ($0 < \alpha_g, \alpha_l < 1$). C'est le cas lorsque la vapeur est refroidie en-dessous de la température de saturation ($T_g < T_{sat}$) ou que le liquide est chauffé au-dessus de la température de saturation ($T_l > T_{sat}$). Il y a donc un changement de phase.

Choix du modèle

Le modèle de Lee est souvent utilisé dans les modèles de condensation et d'évaporation notamment pour maintenir les conditions de saturations à l'interface tout en transférant de la masse et de l'énergie d'une des phases vers l'autre. La présence de la fraction volumique de cette phase dans l'expression de ses termes sources montre qu'il est possible de transférer de la masse aussi longtemps que la condition de saturation est respectée (cf. Equations (IV-15)(IV-16)). A contrario, les modèles *sharp* [GIB07] [LEE15a] et de Tanasawa [TAN91] font en sorte que le transfert entre les deux phases puisse uniquement s'effectuer à l'interface. En effet, le rôle du gradient de la fraction volumique dans l'expression de ces termes (IV-12)(IV-14) montre qu'il est possible de transférer de la masse uniquement si les phases sont déjà présentes dans le système.

Autrement dit, si une seule phase est présente, il n'y a pas de gradient de la fraction volumique, et par conséquent le terme source associé à cette phase pour les modèles *sharp* et de Tanasawa s'annule, empêchant alors le transfert de masse.

Dans nos conditions, seule la phase liquide est initialement présente. Aussi, le modèle d'évaporation voulu doit être capable de créer de la phase gazeuse à partir du chauffage de cette phase liquide. Ceci n'est pas possible avec les modèles *sharp* et Schrage basés sur les gradients de la fraction volumique (cf. Equations (IV-12)(IV-14)) et de la température. En revanche, le modèle de Lee semble être un bon candidat à la résolution de notre problème pour la première étape de simulation : l'évaporation de la phase liquide. Pour passer d'une phase à une autre, le modèle de Lee se base effectivement sur la température de saturation (cf. Equations (IV-15)(IV-16)) et est très efficace pour les simulations dont les écarts de températures entre les phases sont relativement faibles ($\Delta T < 500$ K) [LEE15b].

La question qui se pose maintenant est de savoir si le modèle de Lee est adapté pour un écart de température plus élevé ($\Delta T \sim 10$ kK). Par exemple, une température d'arc qui serait voisine de quelques dizaines de kK dans un environnement d'eau liquide de 300 K. Le terme source du modèle de Lee est fonction de la différence entre la température de la cellule et de celle de la température de saturation. Dans notre configuration, cet écart peut être important. Pour éviter ces sauts brutaux de températures et de masses entre les phases, plusieurs solutions sont proposées : utiliser un autre modèle d'évaporation pour cette étape [LEE15a] (Schrage [SCH53] ou Tanasawa [TAN91]) faisant intervenir les gradients de températures et de fractions volumiques, ou adapter le coefficient de relaxation de Lee en temps et/ou en température, ou limiter le terme source par une masse maximale que pourrait tolérer une cellule.

Cette troisième possibilité est proposée par Hylton [HYL07]. Il part du principe, que lorsqu'un transfert de masse se produit en une cellule donnée pendant une itération de pas de temps Δt , celle-ci ne doit pas excéder une certaine limite. Il donne ainsi le système d'Equations (IV-17) respectant ces conditions :

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{MI} \leq \frac{\alpha_l \rho_l}{\Delta t} \\ S_{Mg} \leq \frac{\alpha_g \rho_g}{\Delta t} \end{array} \right. \quad (IV-17)$$

Avec α_g et ρ_g respectivement la fraction volumique et la densité volumique en kg.m^{-3} du gaz ; α_l et ρ_l respectivement la fraction volumique et la densité volumique en kg.m^{-3} du liquide ; Δt , le pas de temps de la simulation.

IV.2.2.3 Le modèle de Lee et ses adaptations

Le modèle proposé par Chen et al. [CHE14][KHA15] a un terme source qui varie linéairement avec la température de saturation. Contrairement au modèle de Lee, son coefficient de relaxation est exprimé non pas en s^{-1} , mais en $s^{-1}K^{-1}$. Avec un pas de temps de 10^{-6} s, la valeur de $100\ s^{-1}K^{-1}$ ($3.33\ s^{-1}$ pour le modèle de Lee) a été proposée par Chen et al. [CHE14] comme compromis. En effet, si la valeur de cette fréquence est trop petite, la température à l'interface dévie de la température de saturation. Inversement si la valeur de cette fréquence est trop grande, des problèmes de convergence apparaissent.

Bruce et al. [BRU15] suggèrent une expression pour ce coefficient de relaxation en fonction des propriétés thermodynamiques du fluide : la capacité calorifique massique, la chaleur latente et la température de saturation. De plus, comme Kartuzova et al. [KAR11], ils utilisent un maillage adaptatif au niveau de l'interface pour plus de précisions. Cependant, une étude dimensionnelle du coefficient de relaxation révèle l'absence d'unité de temps dans le terme source volumétrique, ce qui pose un problème.

Le coefficient de Xu et al. [XU16] est intéressant par rapport aux autres propositions, puisqu'il met en avant un processus itératif dans le temps par le biais du flux massique, où le calcul de la valeur du coefficient est basé d'abord sur la valeur du coefficient d'accommodation comme De Schepper et al. [DES09], puis sur la valeur de l'itération précédente. L'hypothèse ici serait que le pas de temps jouerait un rôle dominant pour la valeur de ce paramètre de relaxation du temps du transfert de masse, comme le suggère Magnini [MAG12] pour estimer le taux d'évaporation. Pour ces deux derniers modèles, les pas de temps sont de l'ordre de 10^{-4} s.

Enfin, les trois propositions des coefficients de relaxation de Lee sont intéressantes pour notre cas malgré des conditions de simulation assez différentes comme une différence de température ne dépassant pas les 500 K. La plupart de la littérature s'accorde à dire que lorsque la valeur de ce coefficient de relaxation augmente, la divergente des résultats est accrue ; si la valeur de ce coefficient diminue, la température de l'interface a tendance à dévier de la température de saturation [LEE15a] [LEE15b] [DES09] [FAN10]. Un compromis doit donc être trouvé pour ce coefficient, ce qui fait l'objet de la partie suivante.

IV.2.2.4 Critères de choix

Le modèle de Lee comprend un coefficient de relaxation qui peut être variable pour contrôler le flux de transfert de masse entre les phases, tant que la condition de saturation est respectée. Les différentes adaptations proposées dans la littérature montrent que sa valeur doit être adaptée pour optimiser la convergence de la simulation selon les échelles de température et de pas de temps utilisées. Ce coefficient peut être considéré comme un coefficient d'intensité de transfert de masse d'une phase à une autre dans les processus d'évaporation ou de condensation.

Dans nos conditions, ce coefficient sera adapté d'une part à la température d'une phase i , puis d'autre part limité numériquement selon la proportion de cette phase i dans la cellule et le pas de temps pour éviter les problèmes de convergence.

Le coefficient que nous avons qualifié d'« intuitif » est défini en fonction de la température. Par exemple, dans le cas de l'évaporation, plus la température du liquide sera grande, plus le transfert de la phase liquide à gaz doit être rapide, et la valeur du coefficient « intuitif » doit aussi augmenter. Pour éviter les problèmes de convergence et à l'image de Hylton [HYL07], une limite numérique de ce coefficient est définie en fonction de la température, de la fraction volumique et du pas de temps. L'idée est de considérer que si une fraction volumique de liquide est dominante dans une cellule et que sa température excède largement celle de la saturation, il faut que le coefficient d'intensité de transfert de masse soit suffisamment grand, pour favoriser le processus d'évaporation durant le pas de temps appliqué tout en le limitant pour éviter la divergence des calculs. Ainsi, le coefficient « intuitif » est proportionnel à la température, et la limite numérique est proportionnelle à la fraction volumique de la phase concernée (gaz pour la condensation et liquide pour l'évaporation).

Pour l'évaporation

Pour rappel, les valeurs de ce coefficient varient de 0.1 à 10^7 s^{-1} d'après la littérature [DES09] [LEE15b] pour des températures inférieures à celle d'un arc électrique. C'est pourquoi dans le processus d'évaporation utilisé dans les simulations, le coefficient « intuitif » r_i est adapté à la température du liquide à évaporer T_l en une cellule. Les valeurs pour ce coefficient sont récapitulées dans le Tableau IV-1 :

T_l	T_{sat}	1 kK	10 kK	>10 kK
r_l	10^5 s^{-1}	$5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$	$8 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$	10^6 s^{-1}

Tableau IV-1 Valeurs du coefficient « intuitif » r_l en fonction de la température du liquide T_l à partir de la température de saturation T_{sat} [LEE15b]

Ses valeurs minimale et maximale sont respectivement de 10^5 s^{-1} pour la température de saturation à 373.15 K et 10^6 s^{-1} pour les températures supérieures à 10 kK, valeurs déjà utilisées dans la littérature [LEE15b]. Ensuite, nous avons introduit des valeurs intermédiaires interpolées linéairement de l'une à l'autre en utilisant la formule de Taylor-Young (IV-18) :

$$r_l(T_l) = r_{l,a} + (T_l - T_{l,a}) \cdot \frac{r_{l,b} - r_{l,a}}{T_{l,b} - T_{l,a}} \quad (\text{IV-18})$$

Avec $r_l(T_l)$ la valeur du coefficient à calculer en température T_l , $r_{l,a}$ et $r_{l,b}$ les valeurs connues de ce coefficient en températures $T_{l,a}$ et $T_{l,b}$. Cette formulation est en accord avec l'idée que plus la température du liquide augmente, plus l'intensité du transfert de masse du liquide vers le gaz croît linéairement avec celle-ci.

Comme dit précédemment, une limite numérique est associée à ce coefficient pour éviter les problèmes de convergence de simulation. Cette limite s'écrit (IV-19) :

$$r_{l,\text{lim}} = \frac{T_{sat}}{T_l - T_{sat}} \cdot \frac{\zeta_l}{\Delta t} \quad (\text{IV-19})$$

Avec $r_{l,\text{lim}}$ la valeur limite du coefficient en température T_l , T_{sat} la température de saturation, Δt le pas de temps utilisé en simulation et ζ_l la proportion de liquide à évaporer en une cellule.

Cette dernière grandeur ζ_l est estimée selon la fraction volumique de liquide α_l présente dans la cellule. Plus la fraction volumique de liquide α_l est grande, plus la proportion de liquide à transformer en vapeur ζ_l est grande. Le Tableau IV-2 récapitule les valeurs de ζ_l pour différentes fractions volumiques de liquide α_l :

α_l	$<10^{-4}$	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}	1
ζ_l	0.03	0.05	0.1	0.5	0.5

Tableau IV-2 Valeurs de la proportion de liquide ζ_l à évaporer en fonction de la fraction volumique α_l

De la même manière que pour le coefficient « intuitif » de l'Equation (IV-18), une interpolation linéaire est effectuée sur ζ_l entre les valeurs du tableau. Cette grandeur a un minimum de 3% pour

les fractions volumiques inférieures à 10^{-4} et est limitée à 50% pour les fractions volumiques supérieures à 0.1. Autrement dit, la fraction volumique de liquide présente entre 10% et 100% dans une cellule se transforme au maximum à 50% en phase gazeuse. Cette limite permet de contrôler la masse de liquide qui s'évapore, et donc le terme source qui lui est associé.

Le terme source de Lee pour le processus d'évaporation lorsque la température du liquide est supérieure à la température de saturation devient donc (cf. Equation (IV-20)):

$$\begin{cases} S_{M,l-g} = r_l \alpha_l \rho_l \frac{T_l - T_{sat}}{T_{sat}} & \text{si } r_{l\lim} \geq r_l \\ S_{M,l-g} = \alpha_l \rho_l \frac{\zeta_l}{\Delta t} & \text{si } r_{l\lim} < r_l \end{cases} \quad (\text{IV-20})$$

Avec α_l , ρ_l , T_l respectivement la fraction volumique, la densité volumique en kg.m^{-3} et la température en K du liquide, T_{sat} la température de saturation du fluide en K ; $S_{M,l-g}$ le terme source volumique en $\text{kg.m}^{-3}\text{s}^{-1}$ pour l'évaporation, r_l et $r_{l\lim}$ respectivement le coefficient d'intensité et la limite numérique pour l'évaporation du liquide, ζ_l la proportion de liquide à évaporer, Δt le pas de temps utilisé en simulation.

Si la condition limite est respectée ($r_{l\lim} \geq r_l$), le formalisme de Lee est trouvé avec un coefficient r_l dépendant linéairement de la température du liquide. Si la valeur estimée de ce coefficient r_l dépasse la valeur limite $r_{l\lim}$, alors en injectant l'expression (IV-19) de $r_{l\lim}$ dans l'Equation (IV-15) de Lee, on obtient un terme source limité par la masse que peut accepter la cellule, à l'image de l'expression de Hylton [HYL07] en Equation (IV-17) sur ce terme source.

Pour la condensation

Dans le cas de la condensation, les valeurs du coefficient r_g sont adaptées selon la température du gaz à condenser en une cellule suivant l'Equation (IV-21) :

$$r_g(T_g) = 10^6 \cdot e^{-\frac{T_g}{116.625}} \quad (\text{IV-21})$$

Avec $r_g(T_g)$ la valeur du coefficient à calculer pour la température T_g . Ici, plus la température du gaz à condenser diminue, plus la valeur du coefficient pour transformer le gaz en liquide augmente dont le maximum est à 10^6 s^{-1} , valeur déjà utilisée auparavant dans la littérature [LEE15b].

De la même manière que pour l'évaporation, une limite numérique est appliquée à ce coefficient pour éviter les problèmes de convergence. Cette limite s'écrit (cf. Equation (IV-22)) :

$$r_{g\lim} = \frac{T_{sat}}{T_{sat} - T_g} \cdot \frac{\zeta_g}{\Delta t} \quad (IV-22)$$

Avec $r_{g\lim}$ la valeur limite du coefficient pour la température T_g , T_{sat} la température de saturation, Δt le pas de temps utilisé en simulation et ζ_g la proportion de gaz à condenser en une cellule.

Cette dernière grandeur ζ_g est estimée selon la fraction volumique de gaz α_g présente dans la cellule, c'est-à-dire que plus la fraction volumique de gaz α_g est grande, plus la proportion de gaz à transformer en liquide ζ_g est grande. Le Tableau IV-3 récapitule les valeurs de ζ_g pour différentes fractions volumiques de gaz α_g :

α_g	$<10^{-4}$	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}	1
ζ_g	0.03	0.05	0.1	0.5	0.5

Tableau IV-3 Valeurs de la proportion de gaz ζ_g à condenser en fonction de la fraction volumique α_g

De la même manière que pour le coefficient « intuitif » de l'évaporation de l'Equation (IV-18), une interpolation linéaire est effectuée sur ζ_g entre les valeurs du tableau. Cette grandeur a un minimum de 3% pour les fractions volumiques inférieures à 10^{-4} et est limitée à 50% pour les fractions volumiques supérieures à 0.1. Autrement dit, la fraction volumique de gaz présente entre 10% et 100% dans une cellule se transforme au maximum à 50% en phase liquide. Cette limite permet de contrôler la masse de gaz qui s'évapore, et donc le terme source qui lui est associé.

Le terme source de Lee pour le processus de condensation lorsque la température du gaz est inférieure à la température de saturation devient donc (IV-23) :

$$\begin{cases} S_{M,g-l} = r_g \alpha_g \rho_g \frac{T_{sat} - T_g}{T_{sat}} & \text{si } r_{g\lim} \geq r_g \\ S_{M,g-l} = \alpha_g \rho_g \frac{\zeta_g}{\Delta t} & \text{si } r_{g\lim} < r_g \end{cases} \quad (IV-23)$$

Avec α_g , ρ_g , T_g respectivement la fraction volumique, la densité volumique en kg.m^{-3} et la température en K du gaz, T_{sat} la température de saturation du fluide en K ; $S_{M,g-l}$ le terme source volumétrique en $\text{kg.m}^{-3}\text{s}^{-1}$ pour la condensation, r_g et $r_{g\lim}$ respectivement le coefficient

d'intensité et la limite numérique pour l'évaporation du liquide, ζ_g la proportion de liquide à évaporer, Δt le pas de temps utilisé en simulation.

IV.2.2.5 Conclusion

Parmi les différents modèles de changement de phase proposés, le modèle de Lee basé sur une condition de température de saturation (cf. Equations (IV-15)(IV-16)) est le plus adapté à nos conditions où aucune phase gazeuse n'est présente initialement. L'avantage principal est que ses termes sources volumiques ne dépendent pas de gradients de phases qui sont alors limités à l'interface (cf. Equations (IV-12)(IV-14)), mais de la fraction volumique, de la densité, de la température du milieu, de la température de saturation et enfin d'un coefficient dit « de relaxation », qui permet de contrôler le flux de masse d'une phase vers une autre.

En considérant les diverses remarques de la littérature, une méthode pour estimer ce coefficient a été proposée et appliquée en définissant une limite numérique qui lui est imposée pour éviter les problèmes de convergence. L'originalité de cette méthode, par rapport à celles proposées par la majorité des auteurs, est que ce coefficient tout comme sa limite numérique ne sont pas constants. Il croît (ou décroît) avec la température de la phase pour l'évaporation (ou la condensation). Sa limite est estimée en fonction de la proportion de fluide que peut supporter la cellule et du pas de temps de simulation.

Ainsi, le modèle VOF est couplé au modèle de transitions de phase de Lee pour étudier le comportement de la phase gazeuse contenant l'arc électrique dans un environnement liquide.

IV.3 Présentation du modèle

IV.3.1 Propriétés thermodynamiques et de transport pour différentes fractions volumiques liquide-gaz d'eau

Les propriétés thermodynamiques d'un mélange de deux phases liquide-gaz à différentes proportions de liquide (et inversement de gaz) à pression atmosphérique seront rapidement abordées. Cette étude requiert l'utilisation des propriétés du modèle multiphasique *Volume-Of-Fluid* (VOF) vues dans la partie précédente appliquée à l'eau. Les propriétés pour le gaz utilisé sont issues des travaux de Krenek [KRE08] et Kagoné [KAG12] tandis que celles du liquide sont issues des valeurs conseillées par Fluent [ANS13].

Les propriétés du plasma sont enregistrées dans un tableau de données sur une plage de température allant généralement de 300 K à 30 kK (Annexe B).

IV.3.1.1 Ensemble des propriétés considérées

Sur le Tableau III-2 sont présentées les différentes propriétés des phases liquide et gazeuse à savoir : la densité ρ , la température de référence T_{ref} utilisée pour le calcul de l'enthalpie de référence H_{ref} , la capacité calorifique C_p , la viscosité μ , la conductivité thermique κ , la masse molaire M , l'enthalpie H , la conductivité électrique σ , la contribution du rayonnement ε_N et la tension de surface σ_{lg} entre le liquide (l) et le gaz (g).

A noter que « $\text{interpol}(T)$ » désigne l'interpolation à une température T des données de Krenek [KRE08]. La densité volumique en gaz réel est normalisée à la pression P de la cellule sur la pression de référence P_{ref} des propriétés pour prendre en compte la compressibilité du gaz dans les simulations. La densité de l'eau liquide provient de la base de données de Fluent [ANS13] avec des paramètres définis par défaut :

- $K = K_0 + n(P - P_0)$, le module d'élasticité isostatique (*Bulk modulus*) [ANS13] à la pression absolue P par rapport à la pression absolue de référence P_0 [$1.01325 \cdot 10^5$ Pa]
- n , l'exposant de densité dont la valeur est utilisée pour définir le module de base [7.15]
- K_0 , le module d'élasticité isostatique de référence [$2.2 \cdot 10^9$ Pa]
- ρ_0 , la densité de référence [998.2 kg.m^{-3}]

	<i>Unités</i>	Liquide (l)	Vapeur (gaz réel)
ρ	$[kg.m^{-3}]$	$\left(\frac{K}{K_0}\right)^{\frac{1}{n}} \rho_0$	interpol(T). (P / P _{ref})
T_{ref}	$[K]$	298	300
H_{ref}	$[J.kg^{-1}]$	-15858300	-13240723.0469
C_p	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$	4182 si T < T _{sat} 10 si T > T _{sat}	interpol(T)
μ	$[kg.m^{-1}.s^{-1}]$	0.001003	interpol(T)
κ	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$	0,6	interpol(T)
M	$[g.mol^{-1}]$		18.0152
H	$[J.kg^{-1}]$	$\int_{T_{ref}}^T C_{p,l} dT$	interpol(T)
σ	$[S.m^{-1}]$	10 ⁻¹⁵	interpol(T)
ε_N	$[W.m^{-3}.str^{-1}]$	0	interpol(T). (P / P _{ref})
σ_{lg}	$[mN.m^{-1}]$		58.99

Tableau IV-4 Tableau de propriétés thermodynamiques et de transports utilisés pour les simulations issus de [KRE08] [KAG12] [ANS13] [NISTa]

IV.3.1.2 Particularité de la capacité calorifique massique

La formulation de la capacité calorifique massique totale en une cellule obéit à la formulation (IV-24) s'écrivant en fonction des fractions et des densités volumiques des phases liquide et gazeuse :

$$C_{p,tot} = \frac{\alpha_g \rho_g C_{p,g} + \alpha_l \rho_l C_{p,l}}{\rho_{tot}} \quad (IV-24)$$

Avec α_g, α_l les fractions volumiques de gaz et de liquide telle que $\alpha_g = 1 - \alpha_l$, puis $C_{p,g}, C_{p,l}$ les capacités respectives de gaz (g) provenant des données interpolées de Krenek [KRE08] et de liquide (l), enfin $\rho_g, \rho_l, \rho_{tot}$ les densités respectives de gaz (g) provenant des données interpolées de Krenek [KRE08], de liquide (l) et totale (cf. Equation (IV-3)).

Aucune ressource bibliographique ne précise la variation de la capacité calorifique massique pour une gamme de température allant de 300 K à 30 kK. Les travaux effectués par Chase [NISTb] donne cependant cette propriété pour une gamme de température supérieure à T_{sat} mais inférieure à 1.8kK. Ces données pour un ‘fluide réel’ sont tracées sur la Figure IV-3 (ligne rouge) où sont aussi représentées les capacités calorifiques massiques du liquide (ligne bleue) et du gaz (ligne noire) de Chase [NISTb], la constante proposée par Fluent [ANS13] (ligne bleu pointillé) et de Krenek [KRE08] (ligne pointillé noir) à titre de comparaison.

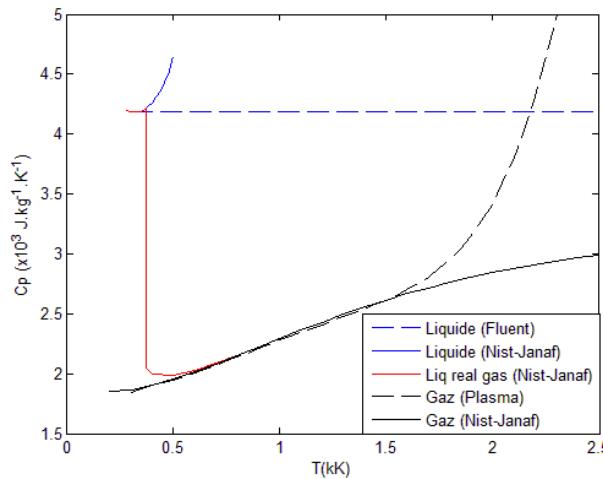


Figure IV-3 Capacité calorifique massique C_p du liquide et du gaz en fonction de la température à pression atmosphérique issue des données de Chase [NISTb] et Krenek [KRE08]

D'une manière générale, les courbes des capacités calorifiques massiques du liquide sont supérieures à celle du gaz pour les données fournies par Chase [NISTb] et lorsque la température ne dépasse pas 2 kK environ pour les données fournies par Krenek [KRE08]. A pression atmosphérique, la température de saturation est de 373.15 K, c'est pour cette raison que la courbe de la capacité spécifique du fluide réel (en rouge) est égale à celle du liquide jusqu'à 373.15 K, puis rejoint celle du gaz au-delà de cette température. La capacité calorifique massique du liquide de $4182 \text{ J.kg}^{-1}\text{K}^{-1}$ pour des températures supérieures à 373.15 K n'est donc pas valable, puisqu'à cette température, le fluide devient gazeux et sa valeur ne doit logiquement pas excéder celle du gaz.

Parallèlement, si on fait le lien avec la courbe de saturation (P,T) comme la Figure IV-1 la représente, les travaux effectués par Qotba [QOT06] sur cette courbe montrent qu’au-delà de la courbe de saturation, une discontinuité apparaît au niveau d'un point appelé point critique de l'eau situé à 647 K à une pression de 217 bar selon Chase [NISTb]. Il n'y a donc pas d'équilibre thermodynamique entre le liquide et le gaz au-delà de ce point. La solution proposée par Qotba

serait de considérer uniquement la capacité calorifique du gaz au-delà de ce point, de manière à continuer à stoker la chaleur dans le gaz et moins dans le liquide. C'est ce qui est proposé ici (pour le cas où le gaz serait un plasma), mais pas à partir du point critique de l'eau pure.

Le point où la capacité thermique massique de l'eau liquide change est choisie à la température de saturation de 373.15 K à pression atmosphérique. Dans la même idée que Qotba et Chase, on considère qu'à partir de cette température, on stocke plus d'énergie dans le gaz que dans le liquide. Ainsi, la capacité calorifique massique du liquide passe en-dessous de celle du gaz et est posée arbitrairement très petite $C_{p,l} = 10 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à partir de 373.15 K. De cette hypothèse, la capacité calorifique massique totale peut être tracée en fonction de la température avec la formulation (IV-24) comme le montre la Figure IV-4.

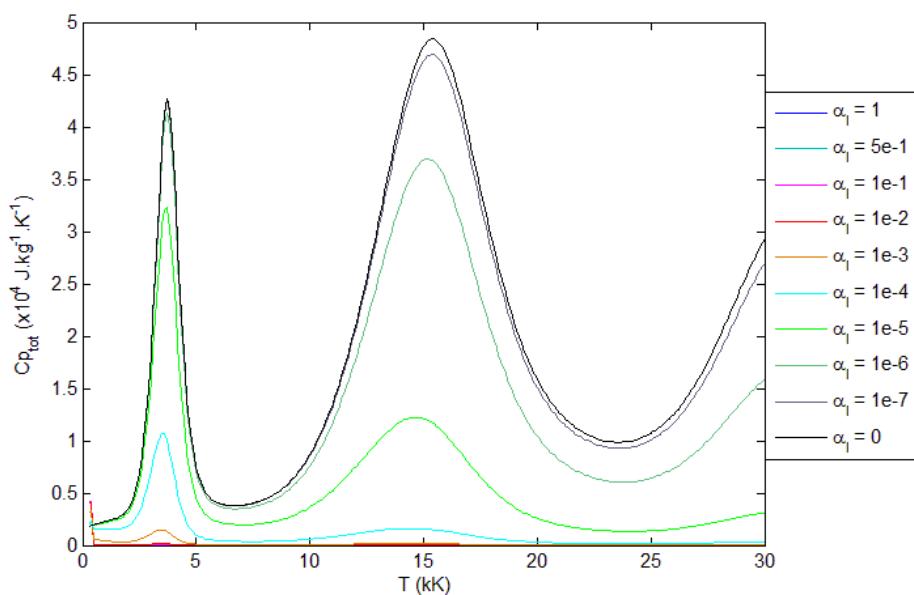


Figure IV-4 Capacité calorifique massique totale $C_{p,tot}$ en fonction de la température T à pression atmosphérique pour différentes fractions de liquide α_l

Sur la Figure IV-4, les pics de la capacité calorifique se distinguent de plus en plus lorsque la fraction volumique de liquide présente dans le mélange diminue, notamment à partir de 10^{-3} jusqu'à 0. Au-delà de cette valeur (10^{-3} à 1), c'est la contribution de la capacité thermique du liquide qui domine sur celle du gaz.

IV.3.1.3 Comparaison globale des propriétés pour différentes fractions volumiques

La théorie du modèle VOF est appliquée aux autres propriétés de la vapeur d'eau et de l'eau liquide pour comprendre l'influence de la fraction volumique du liquide sur leurs caractéristiques. Les propriétés du liquide influencent celles-ci dès que la cellule est remplie à 50% de liquide pour la conductivité thermique et électrique, dès 1% pour la viscosité dynamique, dès 10^{-6} pour la densité volumique, et dès 10^{-4} pour l'enthalpie massique. Pour plus de détails, toutes les propriétés thermodynamiques pour différentes fractions volumiques sont décrites en Annexe B. De ces données indispensables pour la simulation, le modèle numérique peut être établi.

IV.3.2 Hypothèses générales

Les hypothèses et conditions principales utilisées pour ce modèle numérique sont celles-ci :

- Géométrie : 2D axisymétrique, dont l'axe situé au centre de l'espace inter électrode ; les parois sont des murs indéformables, sauf la partie supérieure posée à pression atmosphérique
- Modèle multiphasique VOF : la première phase est le gaz dont la *cutoff* est posée à 10^{-10} et la seconde phase est le liquide
- Modèle de changement de phase : modèle de Lee basé sur la condition de saturation avec un coefficient adaptatif selon la température et la fraction volumique de la phase concernée (cf. partie précédente)
 - Initialement, le milieu est totalement liquide à 300 K et à pression atmosphérique
 - Gravité et forces visqueuses non négligées
 - Formulation conservative de la tension de surface
 - Ecoulement laminaire en régime transitoire
 - Solveur basé sur la pression et la formulation de la vitesse est en absolue
 - Liquide compressible dont les propriétés de Fluent [ANS13] sont laissées par défaut
 - Gaz compressible dont les propriétés sont issues des travaux de Křenek [KRE08] [RIA95]
 - Raffinement adaptatif du maillage triangulaire à l'interface gaz-liquide fonction des proportions de gaz et de liquide présentes dans le volume
 - Energie électrique de l'arc libère uniquement de l'effet Joule et du rayonnement.

IV.3.3 Présentation de la géométrie et conditions

La Figure IV-5 présente la géométrie et les conditions générales de simulation dans la configuration du réacteur utilisé expérimentalement.

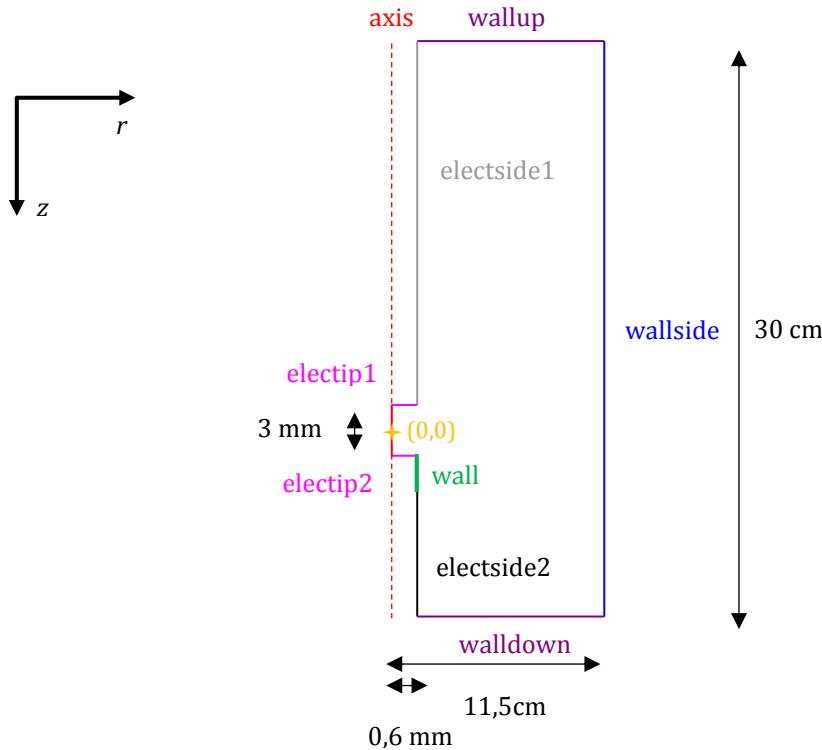


Figure IV-5 Schéma représentant la géométrie utilisée et les conditions initiales de simulation pour le modèle d'un plasma gazeux dans un liquide dans la configuration du réacteur

Toutes les parois sont des murs indéformables, sauf la limite *wallup* posée en type *pressure-inlet*. Le système contient initialement que de l'eau liquide mise à pression atmosphérique (PA), à température ambiante de 300 K. La géométrie d'une hauteur de 30 cm et d'une largeur de 11.5 cm est composée initialement de 71986 cellules et d'un espace inter-électrode dont la coordonnée d'origine (croix jaune) se situe au centre de cet espace, à 10 cm au-dessus de *walldown* et 20 cm en dessous de *wallup*. Cet espace fait 0.6 mm de largeur et 3 mm de hauteur.

Dans nos conditions, il s'agit de représenter l'effet Joule et les pertes radiatives de l'arc électrique pour simuler la création et la dynamique de la phase gazeuse au sein du liquide. On utilise un terme source fonction du coefficient d'émission nette ϵ_N pour les pertes radiatives, et de la puissance de l'arc P_{arc} estimée expérimentalement. Cette dernière est répartie d'abord sur un rayon de 0.1 mm de l'espace inter-électrode, symbolisant la répartition de la puissance sur le

volume du fil fusible, puis sur tout le volume de la phase gazeuse V_{arc} où la température excède 7kK.

IV.3.4 Particularité du maillage

La Figure IV-6 montre que deux types de mailles sont utilisés : une partie rectangulaire dans l'espace inter-électrode et une partie triangulaire pour le reste du domaine. L'axe de symétrie est en position horizontale.

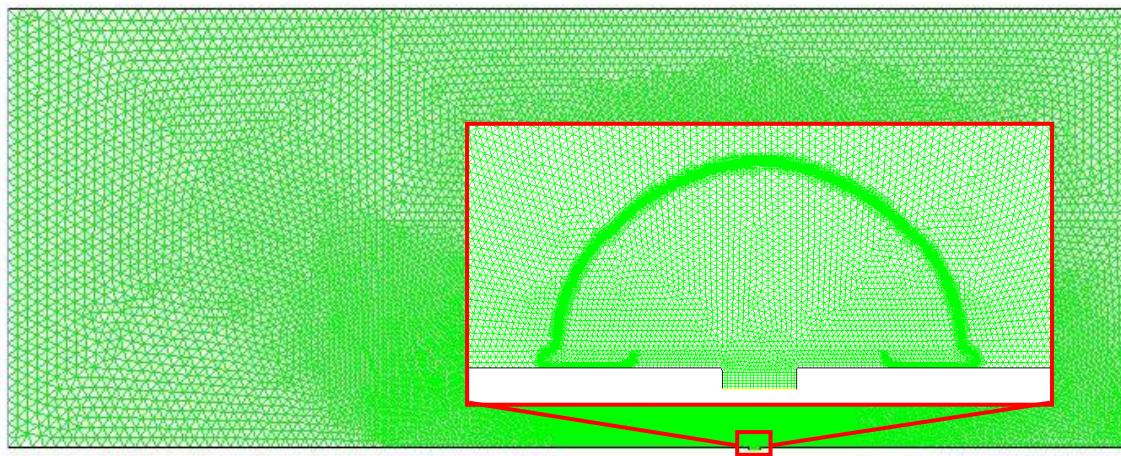


Figure IV-6 Maillage raffiné à l'interface liquide-gaz pour le modèle d'un plasma gazeux dans un liquide dans la configuration du réacteur (à l'horizontale sur le schéma)

Le maillage auto-adaptatif est raffiné à l'interface liquide-gaz (voir encadré en rouge) en fonction des proportions des phases liquide et de gaz présentes dans le volume concerné. Lorsque l'interface gaz-liquide apparaît, un transfert de masse entre les deux phases se produit. C'est à partir d'une valeur seuil de 10 d'un calcul basé sur le gradient Eulérien de ce transfert de masse, que le raffinement des mailles est appliqué dans le temps : on dit que c'est une adaptation du gradient dynamique [ANS13]. Si ce gradient est supérieur à 10, les mailles concernées peuvent être redécoupées en 3. Si ce gradient est inférieur à 1, les mailles concernées (par groupe de 3) sont rassemblées en une maille plus grossière. Plus de détails sont donnés dans la documentation de Fluent [ANS13].

Cette méthode permet d'augmenter la précision et d'éviter d'éventuels problèmes de convergence, mais elle a le principal inconvénient d'augmenter le temps de calcul.

IV.3.5 Equations mises en jeu et grandeurs utilisées

Les équations mises en jeu sont décrites dans la partie du modèle VOF (cf. partie précédente). Dans notre modèle, ces équations de conservation décrivant la formation et l'évolution de la phase gazeuse dans l'eau sont résolues dans un domaine à deux dimensions (r,z) et peuvent aussi s'écrire sous une forme généralisée (IV-25) :

$$a \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (b \rho \vec{v} \phi) = \vec{\nabla} \cdot (\gamma_\phi \vec{\nabla} \phi) + S_\phi \quad (\text{IV-25})$$

Avec ϕ , la grandeur associée à l'équation de conservation concernée (exemples : masse, mouvement, énergie); γ_ϕ , le coefficient de diffusion, S_ϕ le(s) terme(s) source(s) associé(s), a et b des coefficients égaux à 0 ou 1 selon l'équation.

Le Tableau IV-5 numérote et classe l'ensemble des équations de conservation issues du modèle VOF par nom, grandeur scalaire ϕ , coefficient de diffusion γ_ϕ , terme source S_ϕ , et facteur c en régime transitoire ($a = 1$).

Grandeur conservée	ϕ	γ_ϕ	Termes sources	
Masse totale	1	0	0	(IV-26)
Fraction volumique de la phase i (l = liquide et g = gaz)	α_i	0	$S_{\text{Lee } g} = r_g \alpha_g \rho_g \frac{T_{\text{sat}} - T_g}{T_{\text{sat}}}$, si $T_g < T_{\text{sat}}$ $S_{\text{Lee } l} = r_l \alpha_l \rho_l \frac{T_l - T_{\text{sat}}}{T_{\text{sat}}}$, si $T_l \geq T_{\text{sat}}$	(IV-27) (IV-28)
Quantité de mouvement	\vec{v}	μ	$-\vec{\nabla} P + \vec{\nabla} \cdot [\mu (\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T)] + \rho \vec{g} + \vec{F}$	(IV-29)
Enthalpie	H	κ	$\frac{P_{\text{arc}}}{V_{\text{arc}}} - 4\pi\epsilon_N(T) \frac{P_{\text{tot}}}{P_{\text{ref}}}$	(IV-30)

Tableau IV-5 Tableau récapitulant les grandeurs pour les équations de conservation issues de la forme généralisée en régime transitoire ($a=b=1$) pour le modèle d'un plasma gazeux dans un liquide

Avec α_i, ρ_i, T_i respectivement la fraction volumique, la densité de masse en kg.m^{-3} et la température en K du liquide ; α_g, ρ_g, T_g respectivement la fraction volumique, la densité volumique en kg.m^{-3} et la température en K du gaz, \vec{v} le vecteur vitesse, H l'enthalpie, μ la viscosité, κ_{TH} la conductivité

thermique, P la pression, \vec{g} la gravité, \vec{F}_{css} la force de contrainte de surface continue, P_{arc} la puissance de l'arc, V_{arc} le volume de la phase gazeuse où la température excède 7kK, T_{sat} la température de saturation du fluide en K ; $S_{\text{Lee g}}$ et $S_{\text{Lee l}}$ les termes sources volumétriques de Lee en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$ pour l'évaporation et la condensation, enfin les coefficients du liquide r_l et du gaz r_g en s^{-1} sont les coefficients de relaxation d'intensité du transfert de masse vus précédemment.

L'équation de la fraction volumique est représentée pour chaque phase (i) liquide (l) en Equation (IV-28) et gazeuse (g) en Equation (IV-27). Le terme source associé apparaît si et seulement si la condition de température indiquée est respectée, sinon celui-ci est nul. L'Equation (IV-26) est l'équation de continuité basée sur le mélange des phases et n'a aucun terme source. La quantité de mouvement est décrite dans l'Equation (IV-29). Elle fait intervenir la viscosité, ainsi que le gradient de pression, la gravité et enfin la force conservative de la tension de surface du modèle VOF [ANS13]. Enfin l'Equation (IV-30) de l'énergie est décrite en fonction des pertes par rayonnement fonction linéaire de la pression par rapport à la pression atmosphérique et du terme source de la chaleur dégagée par l'arc électrique.

IV.3.6 Schémas de résolution et critères de convergence

Les équations permettent de déduire les solutions pour les grandeurs : fractions volumiques, vitesses, pression, température. Cette résolution s'effectue à l'aide de méthodes itératives telles que l'algorithme *pressure-based segregated* proposé par Fluent [ANS13]. A cet algorithme est implémenté l'algorithme PISO (ou *Pressure Implicit with Splitting Operators*) impliquant deux étapes de correction supplémentaires [ISS85] par rapport aux autres algorithmes (comme SIMPLE) [ANS13]. Cet algorithme est adapté au modèle VOF [MAG12], et est utilisé pour chaque pas de temps comme l'indique la Figure IV-7.

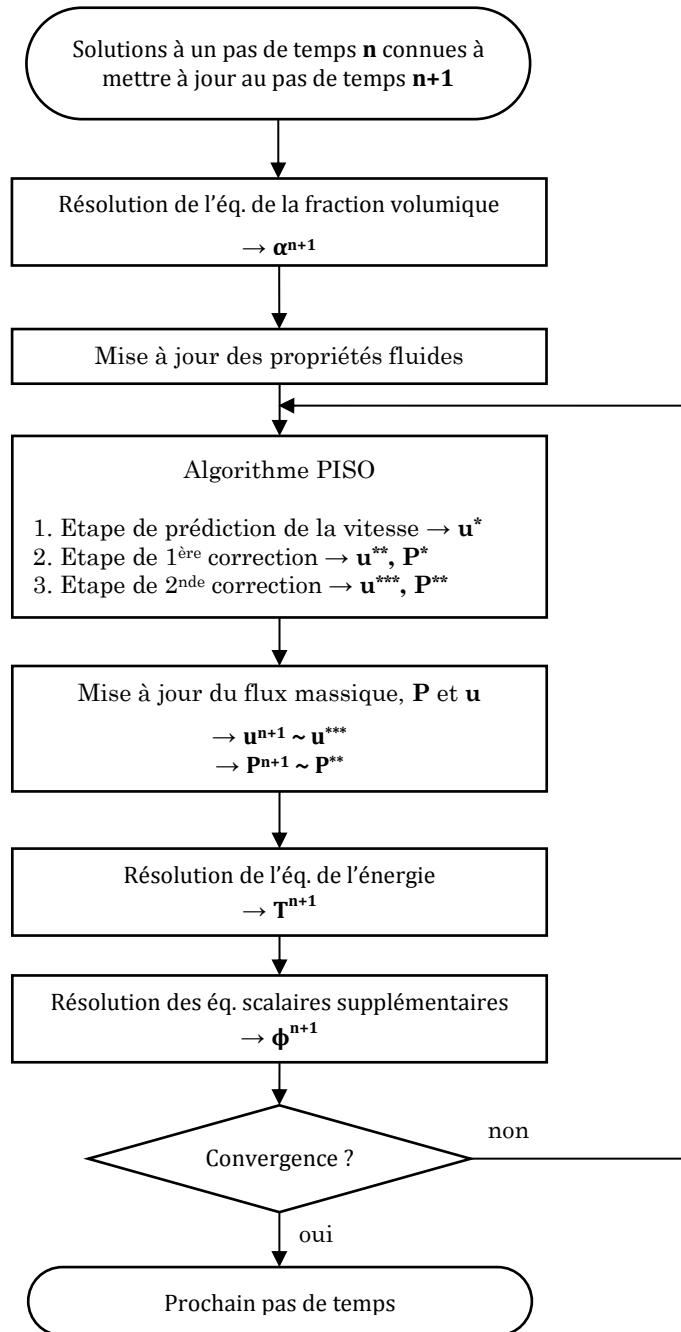


Figure IV-7 Algorithme de résolution des équations basées sur la pression en VOF [ANS13] – Couplage PISO [MAG12]

A la fin de cet algorithme, un critère de convergence doit être défini pour poursuivre ou non la simulation au prochain pas de temps. Celui-ci est caractérisé par les résidus, qui sont calculés en fonction des erreurs sur la solution des équations de conservation sur toutes les cellules d'une itération à une autre [ANS13]. Ces résidus sont définis de manière absolue. Dans notre cas, les résidus ont un critère de convergence de 10^{-6} pour la continuité, 10^{-5} pour les moments, 10^{-8} pour l'énergie, et 10^{-5} pour la fraction volumique. Si ces résidus sont suffisamment faibles par rapport au critère, alors la solution est atteinte. Sinon une autre boucle itérative est nécessaire jusqu'à ce

que la condition soit respectée. Parallèlement à cela, tous les coefficients de relaxation des équations sont posés à 0.1.

La Figure IV-8 présente un cas particulier de résultats pour les résidus des différentes équations en fonction du nombre d'itérations pour cinq pas de temps.

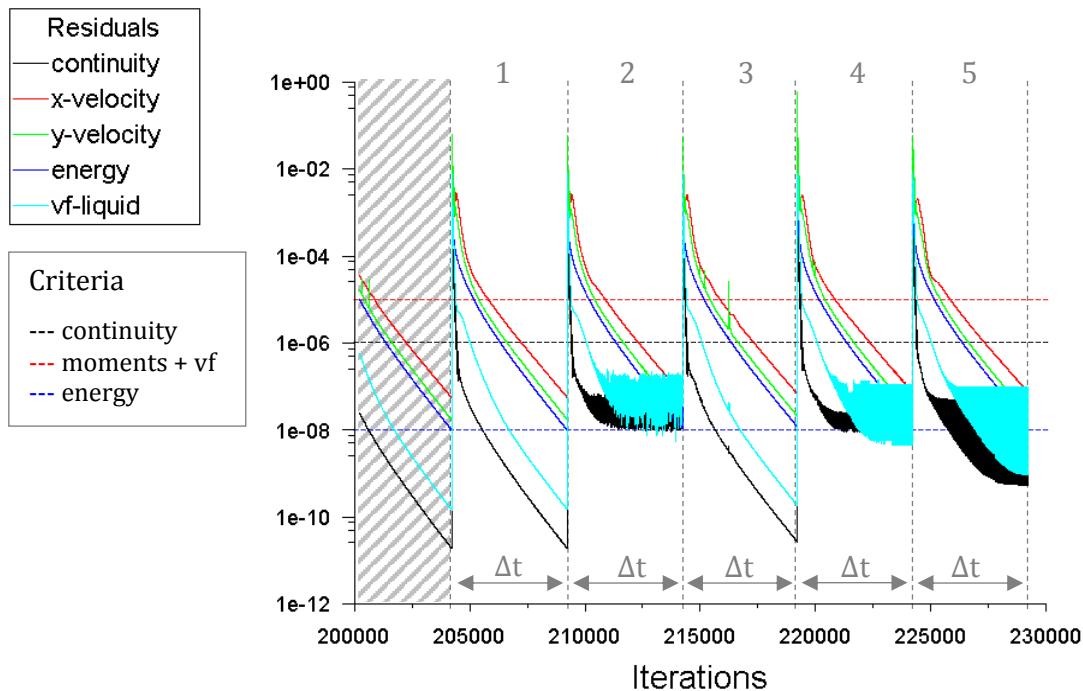


Figure IV-8 Exemple de résultats de convergence des résidus des équations de continuité (en noir), de moments (en rouge et vert), d'énergie (en bleu foncé) et de la fraction volumique (en bleu clair) ainsi que leur critère de convergence (en pointillé) pour 5 pas de temps (délimité en pointillé gris)

Les pas de temps sont délimités en pointillés gris et numérotés de 1 à 5. Pour chacun de ces pas de temps, l'algorithme de résolution de la Figure IV-7 est effectué jusqu'à ce que les critères de convergences (en pointillé rouge, noir et bleu) soient satisfaits. Pour les pas de temps n°2, 4 et 5, les valeurs des résidus pour les équations de continuité (en noir) et de la fraction (en bleu clair) décroissent et se stabilisent en-dessous de leur critère de convergence. Pour les équations de moments et énergie, les résidus continuent de décroître pour atteindre finalement la convergence voulue. Pour les pas de temps n°1 et 3, toutes les valeurs des résidus décroissent et atteignent la convergence, mais avec des valeurs différentes des pas de temps 2, 4 et 5.

Les valeurs atteintes par les résidus diffèrent donc selon le nombre de pas de temps effectué lors d'une simulation, probablement à cause du nombre non constant de cellules impactées par le maillage adaptatif dans le temps. Pour s'assurer que la convergence est bonne, la simulation est suivie au fur et à mesure de son déroulement. Après quelques milliers de pas de temps de

simulation, il arrive que les résidus atteignent des plateaux, comme ceux vus dans la Figure IV-8, mais de l'ordre de 10^{-4} maximum. Cette valeur de ces résidus est suffisamment basse pour obtenir des valeurs des solutions assez proches d'une itération à une autre. Mais on peut noter que le critère de convergence seul ne peut donc pas être suffisant, sinon la simulation continuerait pour un même pas de temps à l'infini. Pour éviter ce cas de figure, un nombre de sous itération maximal par pas de temps est défini. Il faut qu'il soit assez grand pour avoir une convergence correcte, mais limité pour gagner en temps de calcul ($\Delta t = 5.10^{-7}$ s). D'après cette figure, 5000 sous-itérations par pas de temps semblent être un bon compromis.

IV.3.7 Conclusion

L'objectif de ce modèle est de simuler la création et l'évolution de la phase gazeuse-plasma contenant l'arc électrique dans une phase liquide initialement à 300 K à pression atmosphérique. Des propriétés thermodynamiques comme la capacité calorifique massique du liquide ont été adaptées pour que le modèle soit bien adapté à nos conditions. Des hypothèses ont été mises en place et la géométrie à maillage adaptatif a été décrite. Les équations de conservations du modèle multiphasique VOF ont été couplées à une adaptation du modèle de Lee pour l'évaporation et la condensation. Enfin, les schémas de résolution et les critères de convergence de la solution utilisés ont été exposés.

IV.4 Synthèse du chapitre IV

Ce chapitre IV a déroulé le raisonnement qui mène à notre modèle numérique, pour simuler la formation et le comportement de la phase gazeuse contenant le plasma dans l'eau liquide en fonction du temps. Du fait notamment que l'on soit en dehors des conditions de saturations, la modélisation de ces deux phases s'est révélée plus difficile pour nos échelles de température. Ainsi, des choix sont effectués sur le modèle multiphasique (pour le suivi des phases) et le modèle de transition de phase (évaporation/condensation) à adopter. Le modèle multiphasique VOF a donc été associé au modèle de Lee avec certaines conditions qui ont été ajoutées à celui-ci. Les résultats de simulation issue de ce modèle sont confrontés aux résultats expérimentaux dans le prochain chapitre.

Chapitre V

Résultats expérimentaux et numériques

Dans ce chapitre, les résultats expérimentaux sont confrontés avec les résultats de la simulation Fluent obtenus via le modèle numérique décrit dans le chapitre précédent. L'analyse de ces résultats est complétée par un modèle d'arc libre présenté en fin de chapitre.

V.1 Confrontation des résultats

La confrontation des résultats se fera dans cette partie sur un cas d'étude dont les conditions expérimentales et de modélisation seront récapitulées. Les paramètres comme la taille de la bulle, la température ou encore la pression seront discutés.

V.1.1 Conditions du cas d'étude et première comparaison

V.1.1.1 Conditions expérimentales et de simulation

On veut recréer les conditions expérimentales de l'arc électrique et de sa phase gazeuse en simulation. Pour ce faire, les paramètres d'entrée du cas d'étude expérimental du Chapitre II sont réutilisés en simulation :

- Distance inter-électrode : 3 mm
- Milieu : Eau
- Amorçage : par le canal conducteur (diamètre du fil fusible de 100 μm)
- Terme source énergétique : notamment fonction de la puissance d'arc mesurée expérimentalement

Les données expérimentales de ce cas d'étude sont rappelées dans le tableau ci-dessous :

Quantité	U_{capa}	E_{capa}	$I_{\text{arc max}}$	$P_{\text{arc max}}$	$t_{\text{arc max}}$	E_{arc}	R_{max}	$t_{\text{R max}}$	ΔP_{max}
Unité	V	kJ	A	kW	ms	J	mm	ms	bar
Valeurs	489	3.586	2286	177	3.86	1036	36.9 ± 0.8	10	0.153

Tableau V-1 Récapitulatif des grandeurs expérimentales du cas d'étude

Les caractéristiques électriques UI de l'arc permettent d'en déduire la puissance et l'énergie liées à la dynamique de la bulle de gaz représentée ici par la mesure de son rayon. Ces grandeurs sont tracées sur la Figure V-1. La bulle de gaz suit une phase d'expansion et d'effondrement en passant par un rayon maximum de 3.69 ± 0.1 cm à 10 ms. Ce cas d'étude présente une énergie injectée de 1 036 J sur 11.3 ms environ.

Pour la simulation, on va donc reprendre cette puissance mesurée, en l'approximant par une fonction et l'intégrer à l'équation de l'énergie via un terme source (cf. Tableau IV-5).

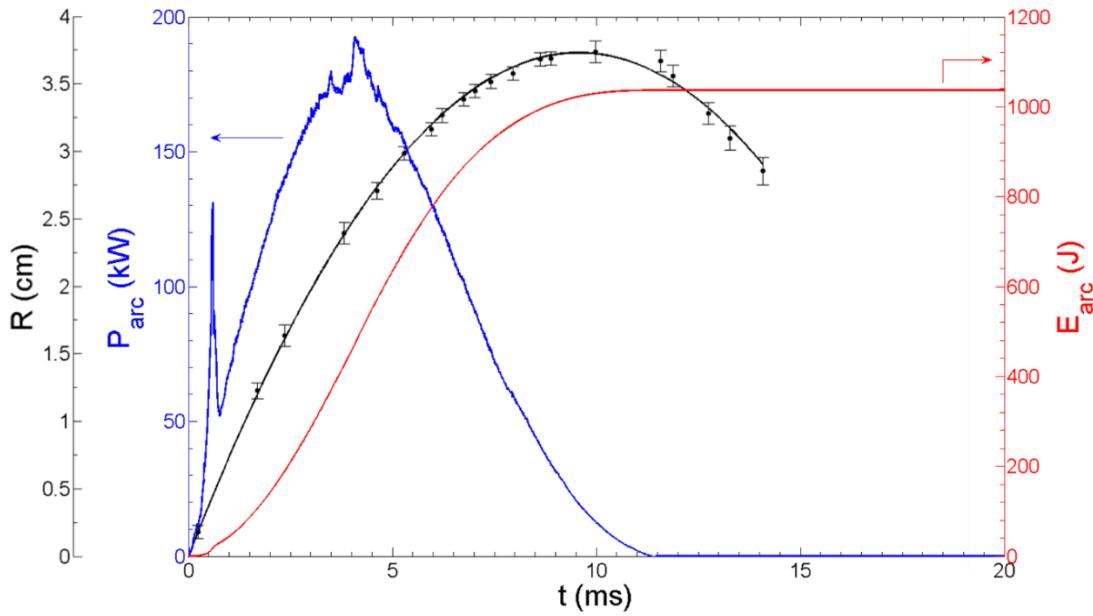


Figure V-1 Rayon de la bulle et son approximation polynomiale du 2nd degré (en noir), puissance (en bleu) et énergie (en rouge) de l'arc électrique.

Pour ce faire, l'énergie injectée au cours du temps est répartie sur un volume V_{arc} . Ce volume comprend au minimum le volume du fil fusible et inclut toutes les cellules où la température excède 7 kK. Cette valeur de température est choisie, car c'est à partir de celle-ci que l'on peut estimer que la conductivité électrique de la vapeur d'eau devient suffisamment importante pour obtenir un canal conducteur et un plasma.

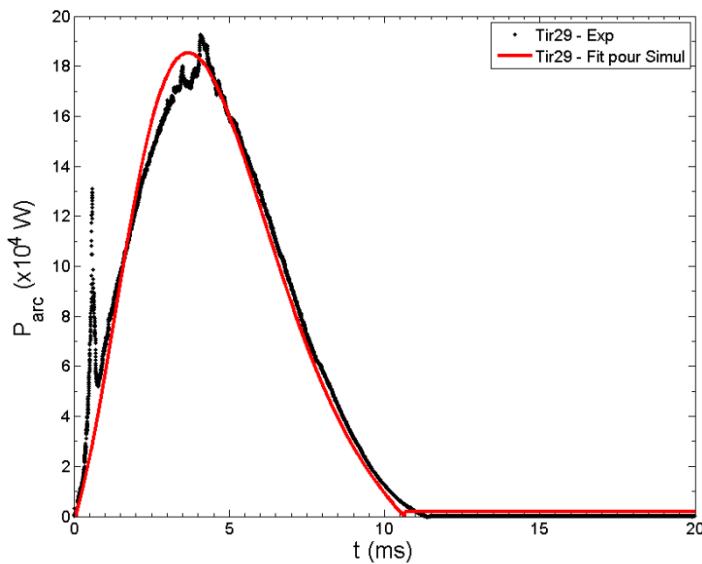


Figure V-2 Puissance d'arc expérimentale et son approximation en fonction du temps

Les puissances d'arc mesurée (noir) et approximée (rouge) pour la simulation sont tracées en Figure V-2. La fonction ne passe pas par l'ensemble des points, mais l'énergie totale est bien conservée. Nous n'avons pas pris en compte le pic à 1 ms dans la simulation, ce dernier correspondant à l'éclatement du fil fusible.

V.1.1.2 Premiers instants

Le volume V_{arc} initialement liquide où est réparti le terme source évoqué, est chauffé dès les premiers instants de la simulation. Une fois que sa température dépasse la température de saturation, ce volume de liquide devient entièrement gazeux, puis continue de croître en température (jusqu'à 16 kK). Il s'en suit une forte pression (~ 19 bar) qui se développe à l'intérieur de la phase gazeuse, à cause de l'évaporation brutale du liquide (en 0.1 ms). Dans ces conditions, le transfert de masse de la phase liquide vers la phase gazeuse s'effectue principalement à l'interface, et permet l'expansion de la phase gazeuse dans le volume de la géométrie.

V.1.1.3 Première caractérisation de la bulle à un instant donné

La Figure V-3 présente le type de résultats obtenus expérimentalement et numériquement à $t = 2.5$ ms.

L'image prise par caméra rapide (a) montre le quart d'une bulle de gaz qui rayonne fortement de par la présence du plasma ionisé et de l'énergie fournie par le passage de l'arc électrique. Le reflet des bords du hublot du réacteur est visible sur l'image, en forme de deux quarts de cercles concentriques. Le contraste obtenu permet de mesurer le rayon moyen de la bulle estimé à 1.5 ± 0.08 cm.

Le rayon trouvé en simulation peut aussi être déduit au même instant en examinant la répartition de la fraction volumique de gaz (c) représentée ici en rouge (100%) par rapport à celle du liquide en bleu (0%). Cette donnée confirme que la bulle est majoritairement composée de gaz, sauf au niveau de l'interface où quelques cellules contiennent les deux phases liquide et gaz dû à un transfert de masse en cours. A 2.5 ms, le modèle numérique donne un rayon de 1.8 cm, ce qui est proche de la valeur expérimentale. Les résultats de simulation Fluent montrent que la bulle possède une température globale de 12.2 kK (b). Au niveau de l'interface, la température présente un fort gradient faisant chuter la température jusqu'à 300K en moins de deux millimètres. Cette température correspond à l'ordre de grandeur obtenu pour les arcs pulsés [LOC06] [LOC12]. Dans ce début de simulation à 2.5 ms, une surpression de 0.46 bar (d) est dégagée par la décharge. Elle

s'atténue rapidement à l'éloignement de la bulle, probablement à cause de l'amortissement de cette onde par le liquide, qui est supposé ici comme compressible.

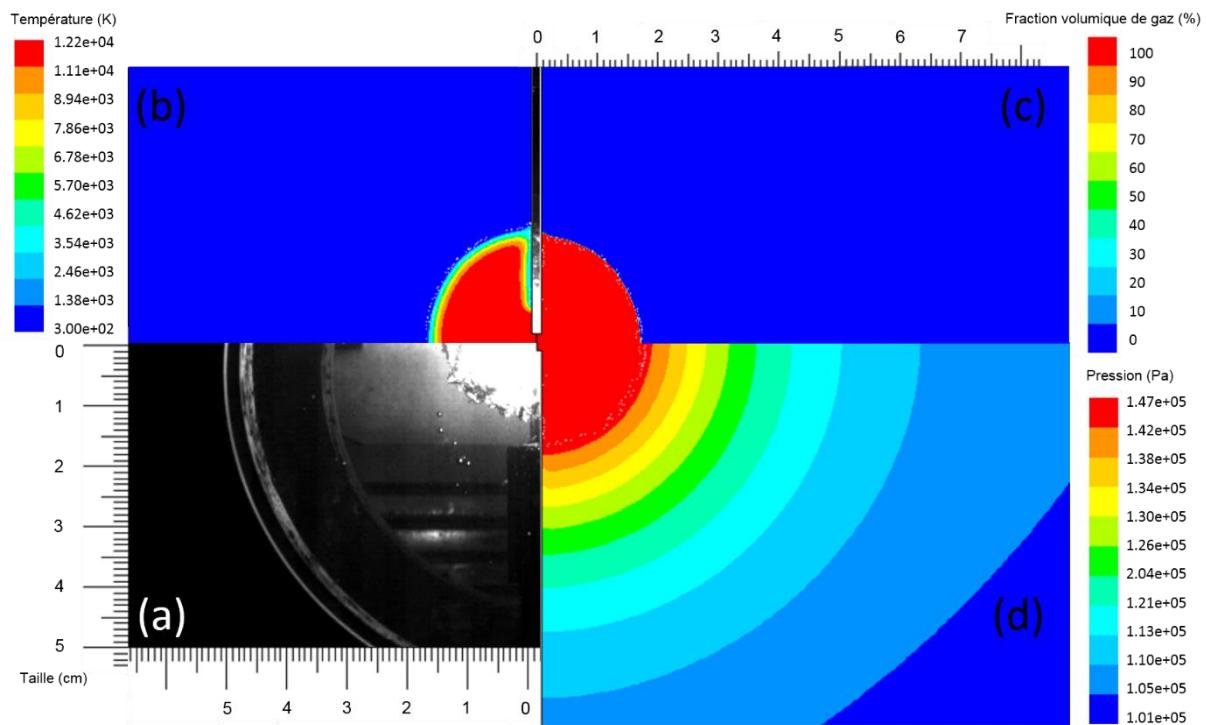


Figure V-3 Exemple de confrontation expérimentale : taille de la bulle (a), et numérique : température (b), fraction volumique de gaz (c), et pression statique (d) de la bulle de gaz contenant l'arc à $t = 2.5\text{ms}$

V.1.2 Taille de la bulle

Les résultats de simulation permettent de visualiser la répartition de la phase gazeuse (en rouge) dans la phase liquide (en bleu) de l'eau en fonction du temps, représentée par la Figure V-4.

À $t = 0\text{ ms}$, la géométrie est composée entièrement d'eau liquide. La phase gazeuse apparaît dans l'espace inter-électrode, à quasiment 100% de fraction volumique dès $t = 0.1\text{ ms}$ de temps de simulation. De $t = 0.5\text{ ms}$ à 10 ms , la phase gazeuse forme une bulle quasi-sphérique autour de l'espace inter-électrode, qui s'expand dans la géométrie.

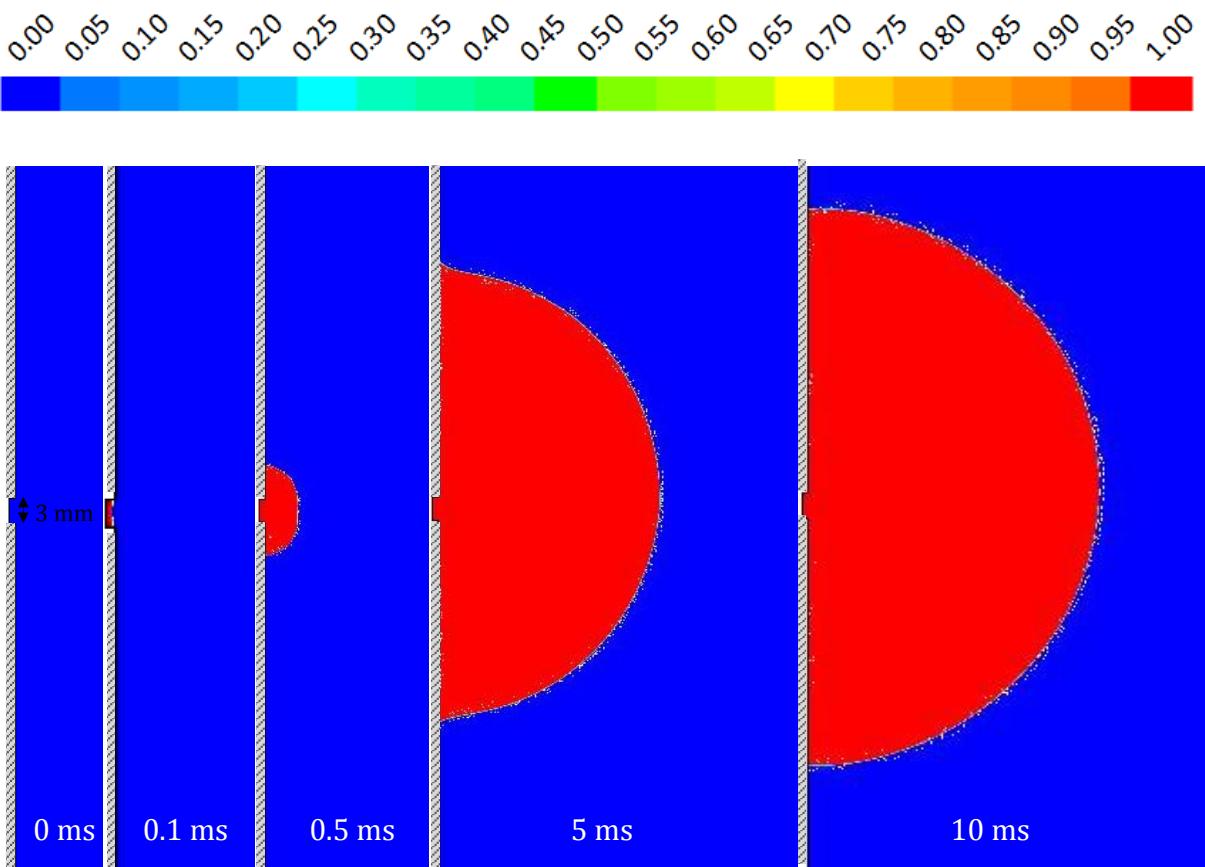


Figure V-4 Champ de la fraction volumique de gaz (%) pour différents instants de simulation

Le rayon moyen $R_{\text{moy simul}}$ de cette bulle peut être aussi quantifié par la somme des volumes des cellules $\sum V_{\text{cell}}$ contenant au moins 90% de gaz :

$$R_{\text{moy simul}} = \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi} \sum V_{\text{cell}}} \quad (\text{V-1})$$

Sur la Figure V-5, les rayons expérimentaux et théoriques sont tracés en fonction du temps: en points pour les mesures expérimentales et en trait pour la simulation.

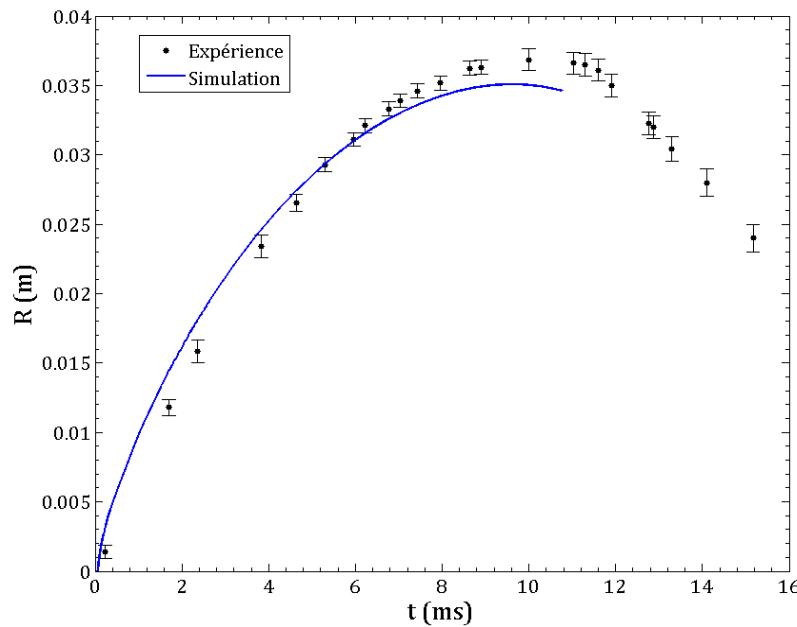


Figure V-5 Rayon de la bulle mesuré expérimentalement (noir) et estimé par le modèle (bleu)

Une assez bonne cohérence est trouvée dans cette confrontation entre les deux méthodes dans la phase d'expansion de la bulle.

V.1.3 Température du milieu gazeux

La température du gaz dans la bulle est une donnée importante pour la compréhension du comportement du dispositif. Le modèle fluide mis en place permet de l'estimer comme nous allons le présenter par la suite. Cependant, d'autres approches plus simples, basées sur la conductivité électrique ou sur l'enthalpie du gaz permettent d'avoir une estimation de cette température à partir de la connaissance expérimentale du rayon maximal et de l'énergie injectée. Ce sont ces approches que nous allons à présent exposer.

V.1.3.1 Estimation de la température moyenne à $t = 2.5$ ms

Estimation de la température moyenne

D'après la littérature, la température du plasma à l'intérieur de cette bulle serait au minimum de 10 kK [LOC06] [LOC12]. A $t = 2.5$ ms, la bulle atteint un rayon de 15 mm (cf. partie V.1.1.3) environ pour une énergie de 208.5 J. Cependant, une partie de cette énergie est perdue. La Figure V-6 récapitule l'estimation des pertes de l'énergie injectée, pour que la bulle de gaz plasmagène atteigne son rayon.

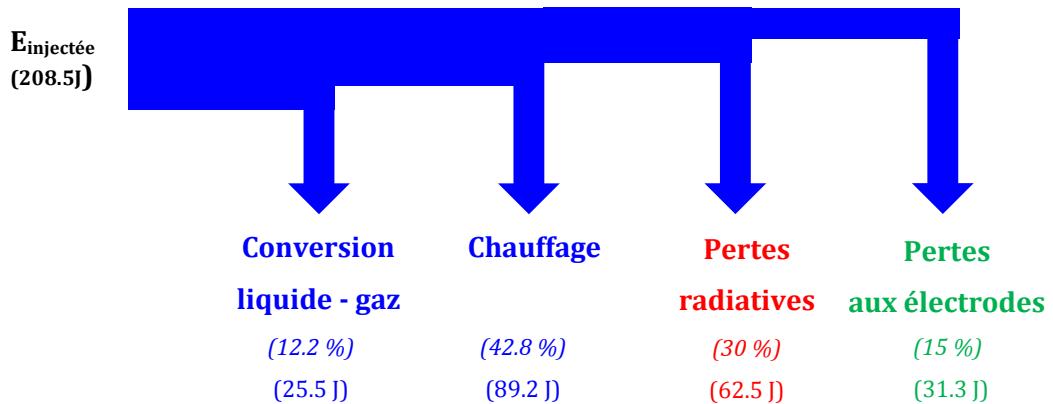


Figure V-6 Bilan d'énergie effectué pour l'estimation de la température par une approche basée sur l'enthalpie

En considérant que les pertes radiatives représentent 30 % [LU02] et les pertes par conduction aux électrodes représentent 15% de l'énergie de l'arc électrique, seulement 55% de l'énergie de l'arc est disponible pour chauffer le plasma de la bulle, soit 114.7 J.

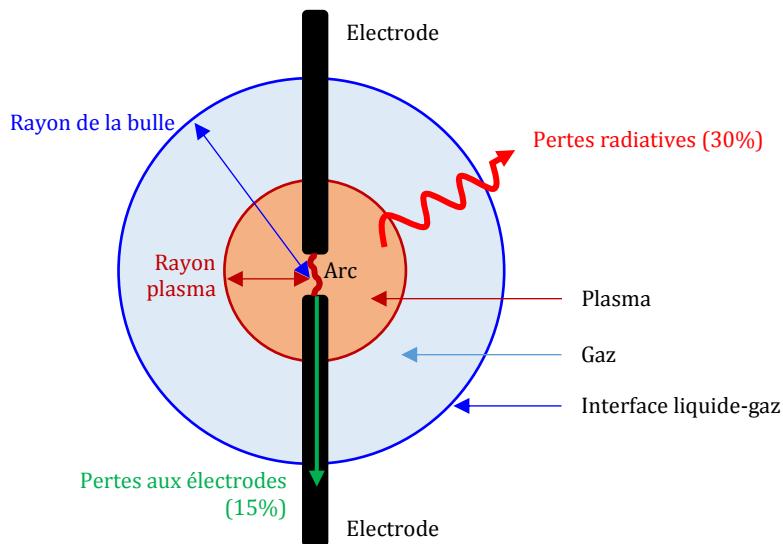


Figure V-7 Schéma pour la déduction de la température par l'enthalpie du gaz plasmagène

Le rayon de la bulle est de 15 mm. Son volume de gaz est donc égal à $1.41 \times 10^{-2} \text{ l}$, soit $1.13 \times 10^{-5} \text{ kg}$. L'enthalpie nécessaire pour convertir ce liquide en gaz est de $2.257 \times 10^6 \text{ J.kg}^{-1}$. L'énergie consommée par cette conversion est donc de $1.13 \times 10^{-5} \times 2.257 \times 10^6$ soit 25.5 J. L'énergie restante pour chauffer le gaz est donc de 89.2 J. En imaginant un fort gradient de température du centre de la bulle à son interface, on peut supposer que le rayon du cœur du plasma représente la moitié de celui de la bulle, comme le schématisé la Figure V-7. Dans ce cas, le volume supposé de plasma est

égal à $1.8 \cdot 10^{-3}$ l, soit une quantité de gaz de $1.3 \cdot 10^{-6}$ kg. Ainsi, l'enthalpie résultante pour chauffer le gaz est de $89.3 / 1.3 \cdot 10^{-6}$ soit environ $6.9 \cdot 10^7$ J.kg $^{-1}$.

La Figure V-8 présente l'enthalpie de la vapeur d'eau en fonction de la température (en noir) qui va permettre de trouver la température associée à cette valeur (Annexe A).

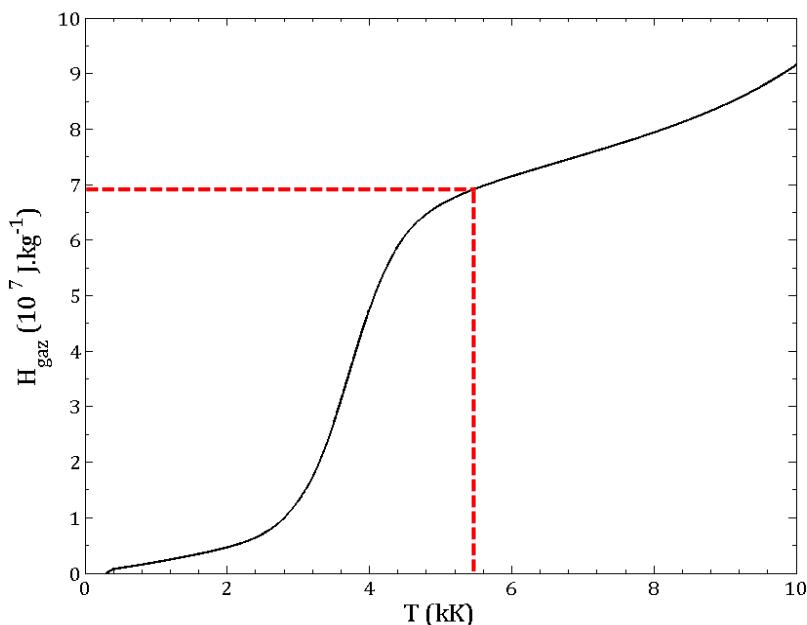


Figure V-8 Enthalpie du gaz en fonction de la température et estimation de la température pour une distance inter-électrode de 3 mm en supposant $r_{pl} = r_{bulle}/2$

La température moyenne du cœur du plasma supposé sphérique et homogène dans cet exemple, serait de 5.5 kK, si son rayon était deux fois plus petit que celui de la bulle. Cette température est faible comparée à celles trouvées à la littérature [LOC06] qui la situe vers 10 kK.

Température moyenne estimée en fonction du rayon plasma

Si on considère maintenant le rayon plasma comme une variable pouvant prendre au maximum la valeur du rayon de la bulle, une température moyenne du plasma pourra alors être obtenue par cette méthode qui suppose que 55% de l'énergie de l'arc sert à vaporiser et chauffer le gaz. Elle est représentée en bleu sur la Figure V-10.

D'autres méthodes d'estimation de la température sont aussi reproduites sur cette figure, lorsque le plasma est supposé « cylindrique » (en noir) et « elliptique » (en rouge). Ces deux dernières courbes sont basées sur les données de la conductivité électrique σ , dont la méthode de calcul a été vue dans la partie III.4.3.

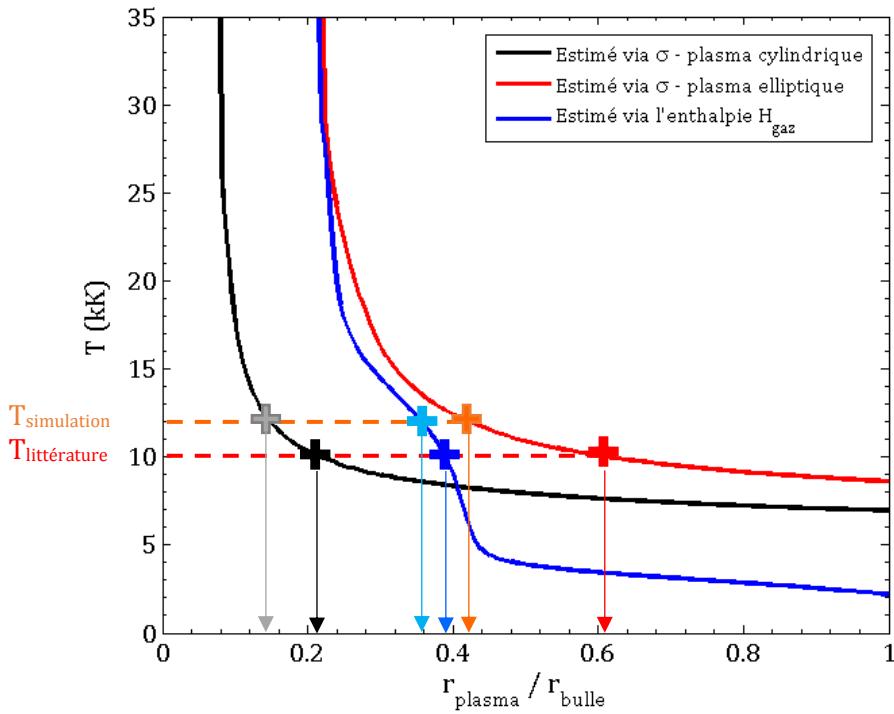


Figure V-9 Température moyenne du plasma en fonction de son rayon par rapport à la bulle, estimée par trois méthodes différentes avec distance inter-électrode de 3 mm à $t = 2.5$ ms

Ces courbes basées sur les données de la conductivité électrique décroissent drastiquement, jusqu'à atteindre une valeur plus stable à partir d'un rapport des rayons de 0.8. Le plateau en température est de 6.9 kK et 8.6 kK respectivement pour la géométrie considérée cylindrique et elliptique. L'allure de la température du plasma estimée par l'enthalpie est un peu différente. Sa température tend vers 2 kK, lorsque le rayon représente 50% à 100% du rayon de la bulle.

Dans le cas simulé, la température de la bulle est majoritairement à $T_{\text{simulation}} = 12$ kK. Le rayon plasma associé (pointillé en orange) est de 15% pour la géométrie cylindrique, 35% pour la géométrie elliptique et 42% pour l'approche basée sur l'enthalpie du gaz. Dans ce type de cas d'après la littérature, la température serait voisine de $T_{\text{littérature}} = 10$ kK. La Figure V-10 donne alors le rayon plasma par rapport à celui de la bulle pour cette température (pointillé en rouge): 21% pour la géométrie cylindrique, 61% pour la géométrie elliptique et 39% pour l'approche basée sur l'enthalpie du gaz.

Or sur la Figure V-3, on observe bien que cet ordre de grandeur de 10 kK est présent dans au moins 80% de la bulle. A $t = 2.5$ ms, les approches basées sur la conductivité électrique et sur l'enthalpie massique semblent sous-estimer le rayon plasma. Pour vérifier la pertinence de ces approches, nous proposons de les tester à un autre instant.

V.1.3.2 Estimation de la température moyenne au rayon maximal

À $t = 10$ ms, la bulle atteint un rayon maximum de 36.85 mm pour une énergie de 1 036 J. On rappelle qu'une partie de cette énergie est perdue. De la même manière que pour le cas à $t = 2.5$ ms, la Figure V-10 présente la température moyenne du plasma en fonction de son rayon pour les trois approches citées à $t = 10$ ms.

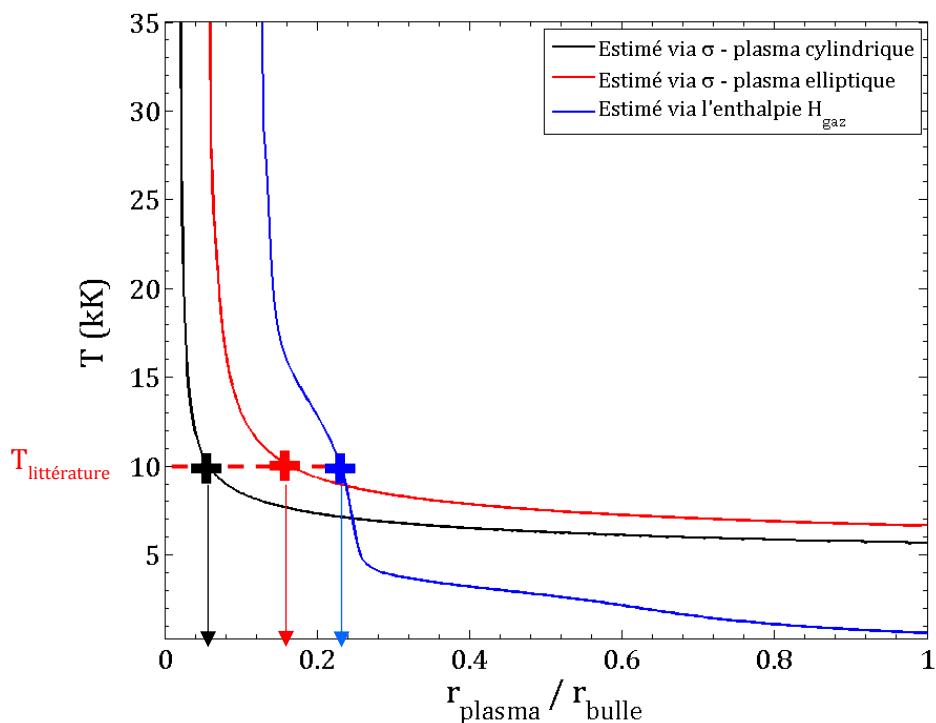


Figure V-10 Température moyenne du plasma en fonction de son rayon par rapport à la bulle, estimée par trois méthodes différentes avec distance inter-electrode de 3 mm à $t = 10$ ms

Ces courbes basées sur les données de la conductivité électrique décroissent, jusqu'à atteindre une valeur plus stable à partir d'un rapport des rayons de 0.8. Le plateau en température est de 5.65 kK et 6.63 kK respectivement pour la géométrie considérée cylindrique et elliptique. La température estimée par l'enthalpie tend vers la valeur de la température saturante, lorsque le rayon représente 30% à 100% du rayon de la bulle.

D'après la littérature, la température dans ce type de cas serait voisine de 10 kK. La Figure V-10 donne alors le rayon plasma par rapport à celui de la bulle pour cette température : 6% pour la géométrie cylindrique, 16% pour la géométrie elliptique et 23% pour l'approche basée sur l'enthalpie du gaz. Connaissant l'intensité maximale $I = 2 286$ A (cf. Figure II-13), la densité de courant peut être alors calculée à partir de ces rayons plasmas r_{pl} . Cette grandeur s'écrit :

$$J = \frac{I}{S} \quad (V-2)$$

Avec $S = \pi r_{pl}^2$.

Le Tableau V-2 donne les valeurs de J pour les trois approches :

	r_{pl}/r_{bulle}	r_{pl} (mm)	S (mm 2)	J (A.m $^{-2}$)
Approche σ - Cyl.	0.06	2.21	15.3	$1.50 \cdot 10^8$
Approche σ - Ell.	0.16	5.89	109	$2.10 \cdot 10^7$
Approche H_{gaz}	0.23	8.48	226	$1.01 \cdot 10^7$

Tableau V-2 Application numérique pour le calcul de la densité de courant J pour les trois approches à la température plasma de 10 kK à $t = 10$ ms

La plus forte densité de courant est obtenue avec l'approche basée sur la conductivité électrique, via une géométrie cylindrique du plasma. Les valeurs pour les deux autres approches sont plus basses, à cause d'une section plasma plus grande. Par ailleurs, l'ordre de grandeur de ces valeurs est tout de même en accord avec la littérature [QUE16][FRE02][MOU13]. Les résultats obtenus par ces approches vont être maintenant comparés avec ceux de la simulation.

V.1.3.3 Comparaison avec les résultats simulés

Les résultats de simulation permettent de visualiser le champ de température dans la bulle à différents instants comme le montre la Figure V-11.

A 0.1 ms, les températures les plus élevées sont concentrées dans l'espace gazeux inter-électrode. Le maximum de température est de 16 kK. Ensuite, pendant l'expansion de la phase gazeuse de 0.5 ms à 10 ms, le champ se dilate et la température de la bulle chute en dessous de 11 kK.

Pour une meilleure lecture des valeurs de la température, la Figure V-12 présente les valeurs de la température de la bulle suivant le rayon perpendiculaire à l'axe des électrodes pour différents temps de simulation variant de 0.5 ms à 12 ms.

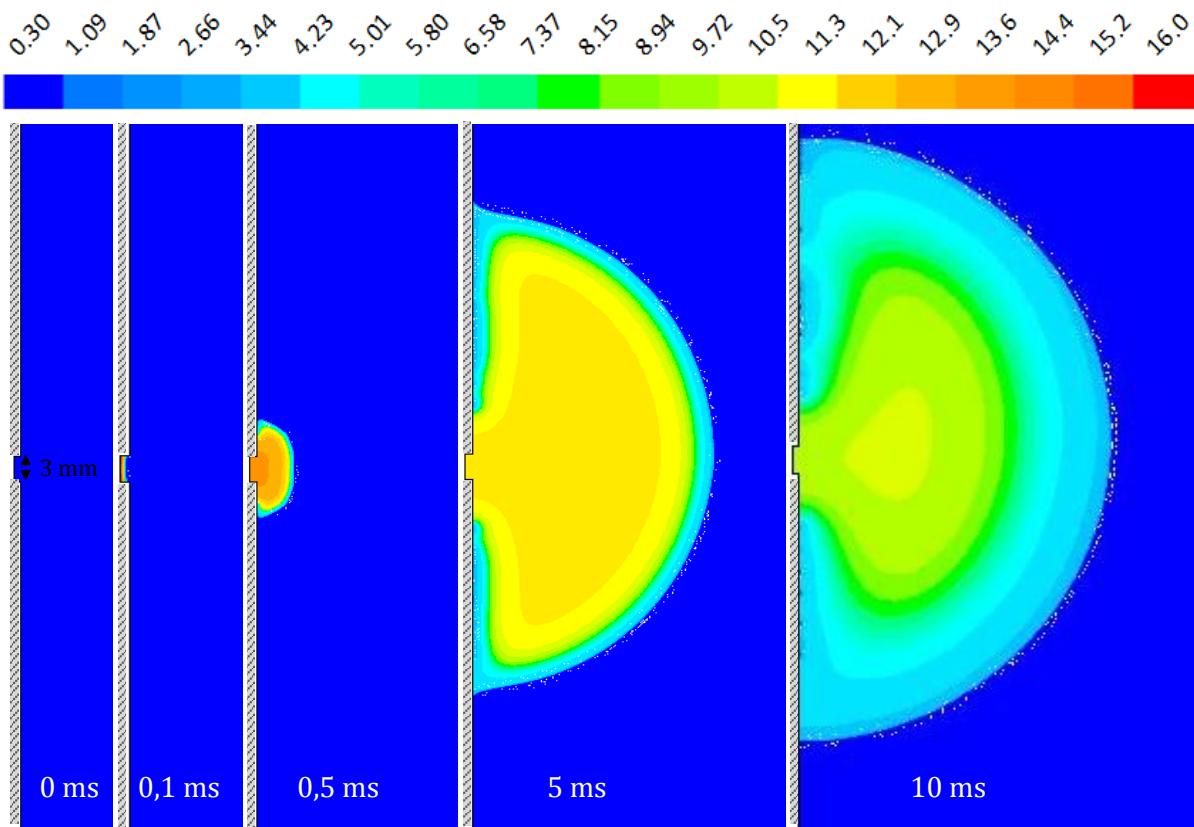


Figure V-11 Profil de la température en kK de la bulle de gaz pour différents instants de simulation

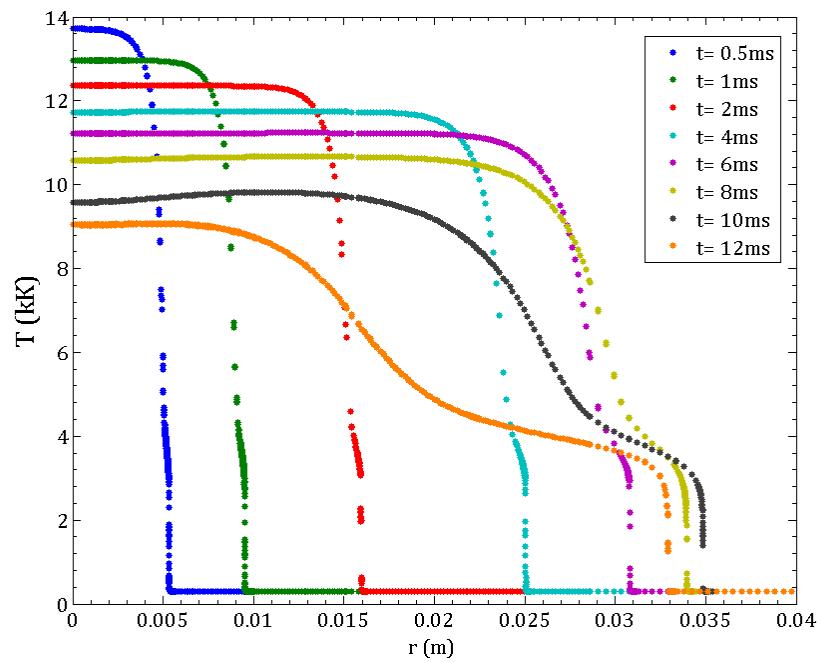


Figure V-12 Profil de la température à partir du centre de la bulle obtenue par la simulation Fluent à différents instants

D'une manière générale, la température décroît du centre de la bulle de gaz jusqu'à son interface où le milieu liquide est proche de 300 K. La température de la bulle semble constante jusqu'à 8 ms. A $t = 10$ ms, temps où le rayon maximal de 36.85 mm est atteint, la forme de la température laisse apparaître une évolution radiale avec deux plateaux à 9 kK et 4 kK. Ces plateaux correspondent en fait aux pics de dissociations de la vapeur d'eau comme observé en Figure V-8. On observe aussi un refroidissement du cœur du plasma, ainsi qu'une expansion de sa taille, comme le montre l'étalement des courbes.

A $t = 10$ ms, la température radiale moyenne des cellules contenant 100% de gaz est de 5.6 kK environ. Pour une taille représentant 20% de la bulle de gaz, la température moyenne est voisine de 9.6 kK en simulation. Si on la compare avec les résultats précédents issus des différentes approches pour cette même taille, la Figure V-10 donne une température moyenne du plasma de 7.3 kK, 9.3 kK et 12.8 kK respectivement pour la géométrie cylindrique, elliptique et l'approche basée sur l'enthalpie. L'ordre de grandeur de la température plasma est en accord avec celles de la littérature [LOC06].

En appliquant la méthode décrite dans la partie V.1.3.1 pour différents instants, le Tableau V-3 donne les valeurs des rayons plasmas obtenus par les différentes approches à partir d'une température connue : soit issue de la simulation, soit issue de la littérature.

Paramètres			Température de référence		r_{pl} / r_{bulle} (estimé par)		
t (ms)	E_{arc} (J)	r_{bulle} (mm)	$T_{simulation}$ (kK)	$T_{littérature}$ (kK)	σ - Cyl.	σ - Ell.	H_{gaz}
0.5	8.94	3.3	14		27%	78%	58%
				10	48%	73%	100%
2.5	208.5	15	12.2		15%	35%	42%
				10	21%	61%	39%
5	633.8	28.2	11.5		9%	27%	27%
				10	13%	36%	29%
10	1036	36.85	5.6		100%	100%	25%
				10	6%	16%	23%

Tableau V-3 Récapitulatif des valeurs des rayons plasmas estimés par les trois approches à partir de la connaissance d'une température moyenne de référence plasma (simulation ou littérature) à différents instants

A chaque instant est associée une taille de la bulle, une énergie et par conséquent une taille de plasma différente pour une température donnée.

A $t = 0.5$ ms, la température de la bulle simulée est de 14 kK, et représente environ 80% de la bulle. Ce résultat est proche de celui retrouvé avec les approches basées sur la géométrie elliptique et de l'enthalpie. A $t = 5$ ms, que la température globale de la bulle soit de 11.5 kK ou de 10 kK, la taille plasma obtenue est beaucoup plus faible qu'avec les résultats retrouvés en simulation (cf. Figure V-12). A $t = 10$ ms, la température moyenne de toute la bulle simulée est de 5.6 kK. Cette température correspond à une taille plasma qui est égale à celle de la bulle pour les approches cylindriques et elliptiques (cf. Figure V-10). Ce qui n'est pas le cas pour l'approche basée sur l'enthalpie.

La taille du plasma estimée par l'approche basée sur l'enthalpie H_{gaz} décroît au cours du temps, quelle que soit la température de référence utilisée. L'estimation basée sur la conductivité électrique pour un plasma supposé cylindrique n'est pas exactement en accord avec les résultats de simulation. Cependant, l'approche pour un plasma supposé elliptique donne de bons ordres de grandeurs.

Cette confrontation en température entre les résultats analytiques et ceux obtenus par la simulation a été effectuée à différents temps de simulation. Les approches basées sur la conductivité électrique et sur l'enthalpie massique semblent sous-estimer le rayon plasma, comparées aux résultats issus du modèle développé sous Fluent.

V.1.4 Autres grandeurs

D'autres grandeurs non accessibles expérimentalement peuvent nous aider à comprendre la dynamique de la bulle de gaz, particulièrement la pression à l'intérieur de celle-ci, la vitesse et la masse de gaz présente dans la géométrie.

V.1.4.1 Pression absolue et vitesse

Par rapport à la Figure V-4, la Figure V-13 donne le champ de pression absolue dans toute la géométrie, ainsi que les vecteurs vitesses simulés à $t = 2.5$ ms.

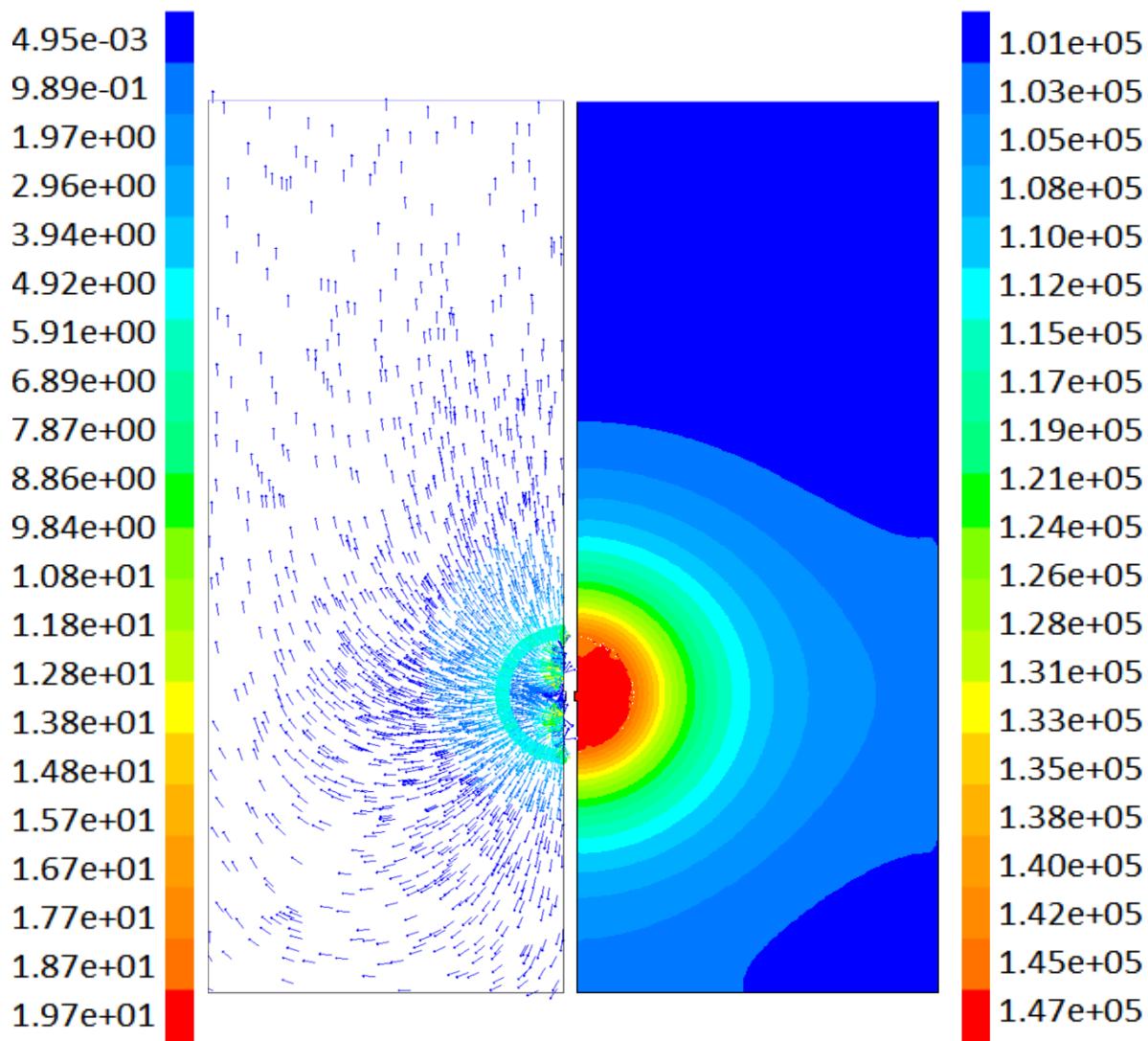


Figure V-13 Champ de pression absolue en Pa (à droite) et de vitesse en m.s^{-1} (à gauche) simulés dans la géométrie à $t = 2.5 \text{ ms}$

On peut remarquer une pression supérieure à l'intérieur de la bulle par rapport à son environnement. Cette dernière est quasi constante dans la bulle, et d'une valeur à peine plus grande que la pression atmosphérique ($1.47 \cdot 10^5 \text{ Pa}$). Ceci confirme la phase de croissance de la bulle, comme le montrent les vecteurs vitesses, s'orientant de la bulle de gaz vers la surface liquide de la géométrie à cause des mouvements convectifs. Par ailleurs, la vitesse maximale de 19.7 m.s^{-1} se situe au centre de la bulle.

Cette surpression et ces vitesses élevées sont dues à la production de gaz chaud, issue de l'injection de l'énergie dans l'espace inter-électrode. A l'interface, la vitesse est de 7 m.s^{-1} environ. Cet ordre de grandeur correspond aux résultats expérimentaux, qui situe la vitesse autour de 6 m.s^{-1} à cet instant (cf. Figure II-10).

Pour d'autres instants de simulation, la pression absolue est représentée sur la Figure V-14 en fonction du rayon à partir du point $y = 0$ situé entre les deux électrodes.

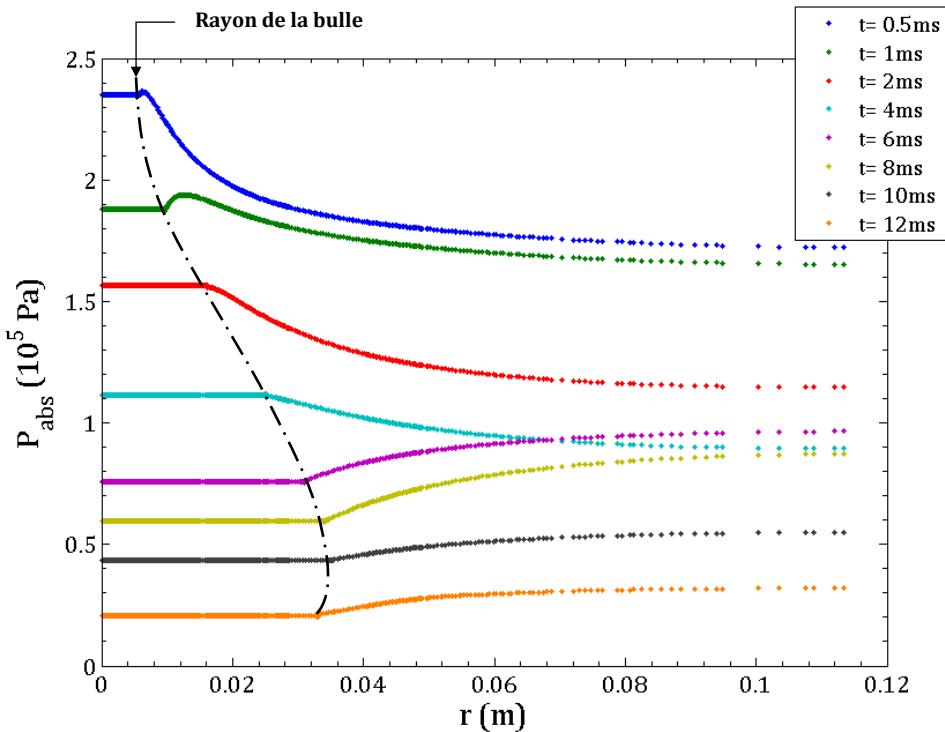


Figure V-14 Pression absolue radiale partant du centre de la bulle obtenue par la simulation Fluent à différents instants

De 0 à 4 ms, la pression est tout d'abord constante et décroît ensuite au niveau de l'interface de la bulle. De 6 à 12 ms, la pression est toujours constante dans la bulle, mais elle est en sous-pression par rapport à la pression atmosphérique et à son environnement liquide. De plus, la pression au centre de la bulle diminue pendant son expansion. C'est en partie à cause de la fin de l'injection de l'énergie et de cette sous pression, que le rayon de la bulle commence à se stabiliser à partir de 8 ms (en pointillé).

Pour une meilleure compréhension, la Figure V-15 représente les champs de pression absolue et les vecteurs vitesses dans toute la géométrie à $t = 12 \text{ ms}$.

On rappelle qu'à cet instant, la bulle n'est plus alimentée en énergie, et est donc plus froide qu'à 10 ms (cf. Figure V-12). La pression la plus élevée est à la surface du liquide à pression atmosphérique, tandis que la plus basse est en bas de la géométrie, dix fois plus petite que celle de la surface. La bulle est donc soumise à une pression exercée par la surface du liquide comme le montre l'orientation des vecteurs vitesses.

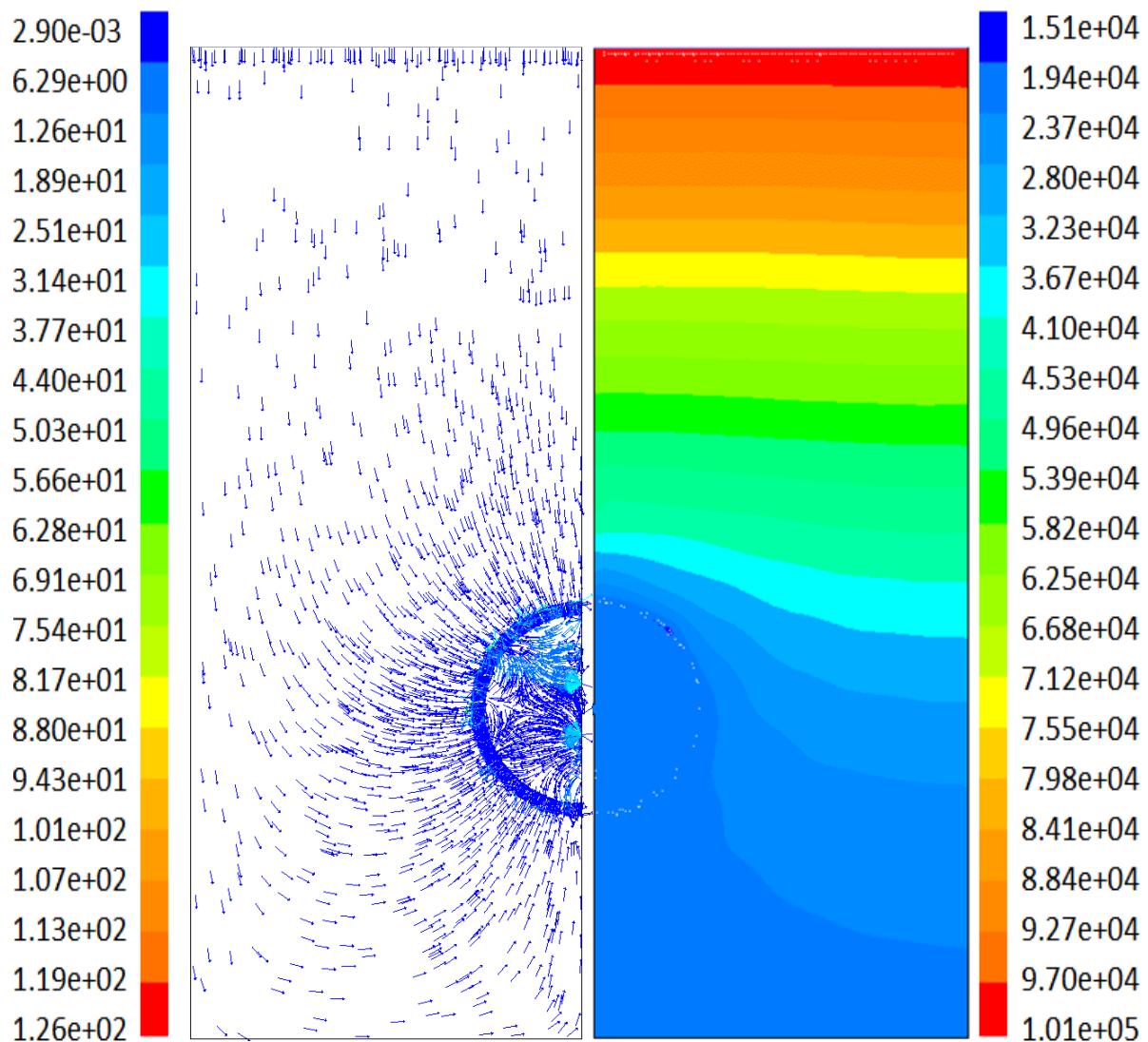


Figure V-15 Champ de pression absolue en Pa (à droite) et de vitesse en m.s^{-1} (à gauche) simulés dans la géométrie à $t = 12 \text{ ms}$

En effet, contrairement à l'instant $t = 2.5 \text{ ms}$, les vecteurs ne s'orientent pas vers l'extérieur de la bulle, mais majoritairement vers l'intérieur de la bulle pour équilibrer les forces de pression entre les deux phases.

Ces mouvements de convection avec le refroidissement progressif de la bulle peuvent ainsi freiner ou diminuer la taille de la bulle. Pour savoir si c'est la condensation ou les mouvements de convections qui sont mis en jeu, on étudie l'évolution de la masse gazeuse dans la géométrie au cours du temps.

V.1.4.2 Masse gazeuse

La masse gazeuse présente dans la géométrie en fonction du temps est tracée en Figure V-16.

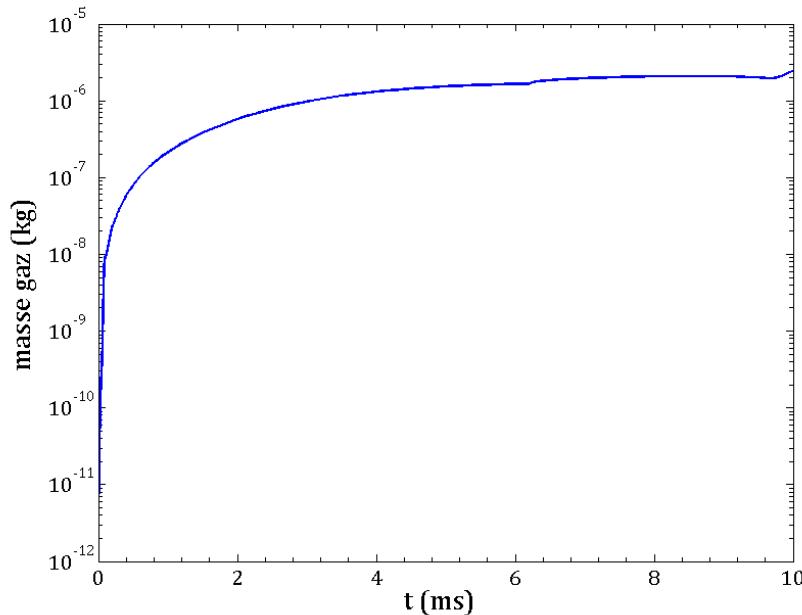


Figure V-16 Masse de gaz produite dans la géométrie en fonction du temps obtenue par la simulation

La courbe montre une forte production de gaz aux premiers instants de la simulation. Puis, elle semble atteindre un plateau à partir de 5 ms, temps où la puissance de l'arc arrive à son maximum. L'échelle est logarithmique, ce plateau ne signifie pas que la masse gazeuse est constante, mais qu'elle commence à se stabiliser aux alentours de 10^{-6} kg.

La stabilisation de la masse gazeuse à partir de cet instant peut être due soit à la surpression exercée par le liquide à 300 K (cf. Figure V-14), soit à son refroidissement progressif (cf. Figure V-12). Ainsi, la phase d'expansion de la bulle décélère, comme on a pu le voir sur la Figure V-5.

Bien que le refroidissement de la bulle contribue à la baisse de sa pression, cette sous pression est tout de même présente pendant une partie de la croissance de la bulle de 6 à 10 ms, probablement à cause de l'inertie. A 12 ms, l'observation des vecteurs vitesses à l'interface (cf. Figure V-15) montre que c'est la masse de liquide du dessus qui pousse la bulle légèrement vers le bas. C'est pour ces raisons qu'à ce stade, la masse gazeuse se stabilise.

De ces données, plusieurs hypothèses sont possibles pour le devenir de la bulle : soit sa taille diminue, soit elle se déplacera vers le bas de la géométrie, à cause de la gravité et des mouvements de convections, ce qui correspondrait à ce que l'on observe expérimentalement.

V.1.5 Conclusion

Le modèle a été testé dans les conditions expérimentales suivantes : eau, distance inter-electrode de 3 mm pour un rayon maximal de bulle de 36.85 mm, d'une puissance maximale de 180 kW environ et d'une énergie totale d'arc de 1 036 J.

La taille de la bulle estimée par la simulation Fluent est cohérente avec les résultats expérimentaux jusqu'à 10.5 ms. Le champ de température nous a permis d'observer un refroidissement progressif de la bulle pendant son expansion. La température moyenne de la bulle en simulation a aussi été comparée avec d'autres approches d'estimation de température basées soit sur la conductivité électrique, soit sur l'enthalpie du gaz. Les approches basées sur la conductivité électrique d'un plasma supposé elliptique et sur l'enthalpie présentent un meilleur accord avec la simulation et la littérature. Le champ de pression en simulation a permis de mettre en évidence la sous pression dans la bulle une fois le maximum de puissance atteint. C'est à ce même instant que la masse de gaz présente dans la géométrie commence à se stabiliser, à cause principalement de la surpression exercée par la surface du liquide sur la bulle de gaz refroidie.

Ce modèle multiphasique à transition de phase permet de prévoir la phase d'expansion de la bulle, mais il ne nous donne aucune donnée électrique comme l'allure du potentiel électrique dans la bulle, ou celle de la température si le terme source utilisé n'était pas réparti uniformément. Ceci fait l'objet de la prochaine partie.

V.2 Modèle d'arc électrique dans une configuration simplifiée

V.2.1 Présentation du modèle

V.2.1.1 Objectif du modèle

Une modélisation de l'arc électrique dans une géométrie simplifiée est proposée ici dans le but d'obtenir des ordres de grandeurs de certaines caractéristiques du plasma comme le champ de température, la pression ou encore le champ électrique, grandeurs que l'on va venir compléter avec celles obtenues par le modèle multiphasique, décrit dans le chapitre précédent. Elle a pour objectif de simuler le plasma dans une configuration simplifiée d'arc libre [FRE02] [MOU13] dans différents gaz (argon, air et vapeur d'eau). Il s'agit de se ramener à des cas connus et de comparer leurs caractéristiques. Pour les obtenir, les termes sources utilisés pour cette partie électrique du plasma permettent d'établir le couplage électrique et hydrodynamique nécessaire à la simulation. L'objectif final serait d'intégrer ces modules de description de l'arc électrique au modèle multiphasique à transition de phase, et de former un modèle complet pour la simulation d'un plasma dans un liquide.

Le modèle plasma dans une configuration d'arc libre sera décrit en commençant par les hypothèses générales, puis par la présentation de la géométrie et des conditions de simulation utilisées. Enfin, les équations mises en jeu, les schémas de résolution et les critères de convergence de ce modèle seront abordés.

V.2.1.2 Hypothèses générales

Les hypothèses principales utilisées pour l'établissement du modèle plasma en présence d'un arc électrique sont :

- Système à symétrie 2D cylindrique.
- L'effet de gravité est négligé devant la pression.
- Le plasma est considéré comme un fluide newtonien.
- Le plasma est supposé à l'équilibre thermodynamique local (ETL), c'est-à-dire qu'il y a équilibre des réactions chimiques et une température commune à toutes les espèces du plasma.
- Le plasma formé par l'arc électrique est considéré dans sa globalité comme un milieu continu et régi notamment par les équations de Navier-Stokes.
- L'écoulement est laminaire et stationnaire.

- La taille des gaines cathodiques et anodiques du plasma et de la physique associée sont négligées devant celle de la colonne d'arc.

- Les pertes radiatives du plasma sont prises en compte dans l'équation de l'énergie selon la méthode du coefficient d'émission nette [RIA95], dont le rayon est pris à 5 mm.

- Milieux plasmagènes : eau, air ou argon dont les propriétés utilisées sont en Annexe A.

V.2.1.3 Présentation de la géométrie et conditions

La Figure V-17 présente la géométrie axisymétrique 2D, ainsi que le maillage associé.

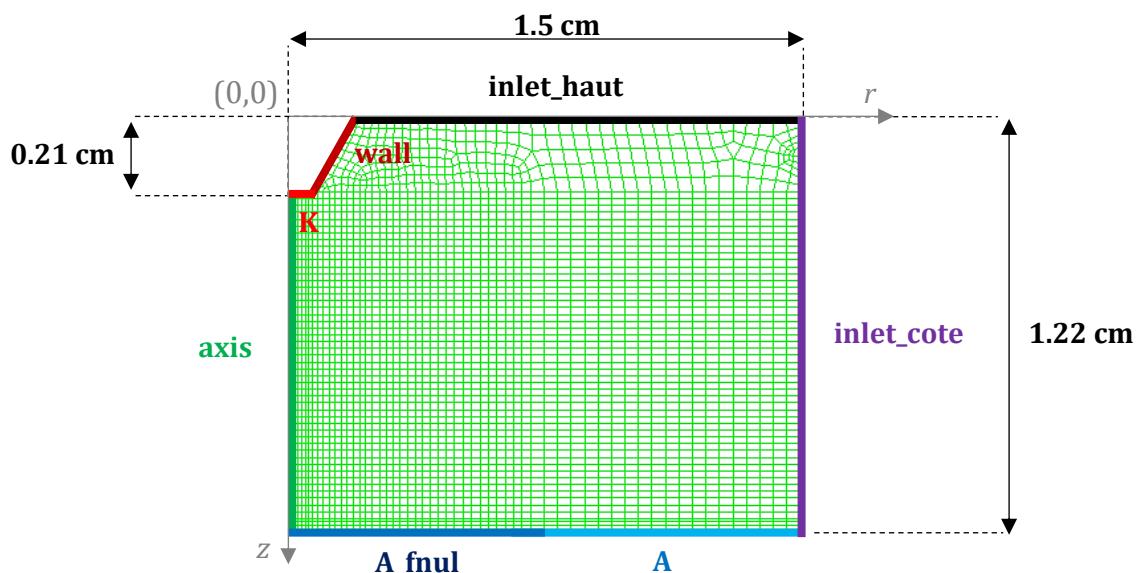


Figure V-17 Géométrie, maillage et noms des parois utilisées pour la modélisation de l'arc électrique dans une configuration simplifiée

La géométrie d'une hauteur de 1.22 cm sur l'axe z et d'une largeur de 1.5 cm sur l'axe r est composée de 31 169 cellules. La cathode possède une longueur de 0.21 cm et un rayon de 1.6 mm. Le diamètre de la pointe de la cathode qui est tronquée est de 1 mm. L'anode est en position inférieure. Les frontières *inlet_haut* et *inlet_cote* sont de type *pressure-inlet*. La frontière *A_fnul* a une conditions de flux nul en température et son potentiel de référence est mis à zéro. Le reste de l'anode (frontière *A*) possède une température de 1 kK.

Les murs de la cathode de couleur rouge sont à 3 kK. A la frontière cathodique *K* est appliqué un profil exponentiel décroissant de densité de courant j_z selon l'axe r dont le maximum est à $1.6 \cdot 10^8 \text{ A.m}^{-2}$ [FRE02][MOU13], et d'un rayon de conduction de 2 mm. L'effet de la circulation de ce courant au travers de la cathode sur le champ magnétique est aussi prise en compte dans la simulation [FRE02][MOU13].

Pour les conditions initiales, la température du domaine de calcul est imposée à 1 kK à pression atmosphérique ($1.013 \cdot 10^5$ Pa) dans un milieu 100% gazeux (en eau, air ou argon). Un canal de température de 10 kK de rayon de 2 mm est appliqué entre les deux électrodes pour amorcer le calcul.

Au niveau des conditions limites, la température peut varier entre 250 K et 60 kK, et la pression de 10^5 et 10^8 Pa.

V.2.1.4 Equations mises en jeu

Pour obtenir les grandeurs caractéristiques du plasma comme la pression ou la température, des équations de conservation le décrivant seront résolues par le logiciel Ansys Fluent v15 [ANS13] avec des fonctions définies par l'utilisateur (*User Defined Function* ou *UDF*). Ces équations sont celle de : la masse, la quantité de mouvement, l'énergie (Navier-Stokes) et électromagnétiques (Maxwell et Ohm) [VAC00] [FRE02] [MOU13]. Ces différentes équations peuvent être mises sous la forme d'une Equation (V-3) généralisée pour être programmable sous Fluent :

$$a \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + b \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \phi) = \vec{\nabla} \cdot (\gamma_\phi \vec{\nabla} \phi) + S_\phi \quad (V-3)$$

Avec ρ la densité de masse, \vec{v} le vecteur vitesse composé de v_r et v_z respectivement selon r et z , ϕ la grandeur associée à l'équation de conservation concernée (exemples : masse, quantité de mouvement, énergie), γ_ϕ le coefficient de diffusion, S_ϕ le ou le(s) terme(s) source(s) associé(s), a et b des coefficients égaux à 0 ou 1 selon le type d'équations.

Le premier terme de gauche de l'Equation (V-3) est un terme temporel de ϕ . Il n'est pas utilisé dans ce modèle, en régime stationnaire ($a=0$). Le deuxième terme représente la partie convective de la forme généralisée. Pour la prise en compte du mouvement du gaz, le coefficient b est égal à 1. Le troisième terme est de type diffusif pour la diffusion de la grandeur ϕ associée à un coefficient de diffusion γ_ϕ . Le dernier terme est le terme source, associé à chaque équation.

Le Tableau V-4 récapitule l'ensemble des équations de conservations utilisées pour la simulation.

Grandeur conservée	ϕ	b	γ_ϕ	Termes sources	Eq.
Masse totale	1	1	0	0	(V-4)
Quantité de mouvement en r	v_r	1	μ	$-\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \left(\frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) \right) - \frac{2}{3} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial (rv_z)}{\partial r} \right) \right) - j_z B_\Theta$	(V-5)
Quantité de mouvement en z	v_z	1	μ	$-\frac{\partial P}{\partial z} + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r \left(\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial (rv_z)}{\partial r} \right) \right) + j_r B_\Theta$	(V-6)
Enthalpie	h	1	κ	$\frac{\vec{j} \cdot \vec{j}}{\sigma} + \frac{5}{2} \frac{k_B}{e} \left(\frac{j_z}{C_p} \frac{\partial h}{\partial r} + \frac{j_r}{C_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right) + R$	(V-7)
Potentiel électrique (UDS0)	V	0	σ	0	(V-8)
Potentiel vecteur en r (UDS1)	A_r	0	1	$\mu_0 j_r - \frac{A_r}{r^2}$	(V-9)
Potentiel vecteur en z (UDS2)	A_z	0	1	$\mu_0 j_z$	(V-10)

Tableau V-4 Récapitulatif des grandeurs pour les équations de conservation issues de la forme généralisée (V-3) avec UDS pour *User Defined Scalar*

Les équations selon r et z de la quantité de mouvement comprennent les grandeurs : P la pression, \vec{j} la force électromagnétique de Laplace où \vec{j} est la densité de courant, \vec{B} le champ magnétique et $\vec{\tau}$ le tenseur des contraintes visqueuses d'un fluide supposé newtonien :

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \delta_{ij} \frac{2}{3} \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \right) \quad (V-11)$$

Avec i, j les différentes coordonnées cylindriques et $\delta_{ij} = 1$ ou 0 si $i \neq j$.

L'équation de conservation de l'énergie fait intervenir : h l'enthalpie, $\frac{\vec{J} \cdot \vec{J}}{\sigma}$ la puissance dissipée par effet Joule, $\vec{Q} = -\kappa \vec{\nabla} T + \frac{5}{2} \frac{k_b}{e} \vec{J} T$ le flux d'énergie de conduction thermique faisant intervenir la loi de Fourier avec la température plasma T et le flux enthalpique des électrons [MOU13] et $R = -4\pi\epsilon_N$ le terme relatif aux pertes radiatives, estimées à partir de la méthode du coefficient d'émission nette [RIA95].

Enfin, les équations électromagnétiques incluent : le potentiel électrique V , les deux composantes du potentiel vecteur magnétique \vec{A} , la permittivité magnétique du vide μ_0 , et les deux composantes de la densité de courant \vec{j} .

V.2.1.5 Schémas de résolution et critères de convergence

La résolution d'un système d'équations permet de déduire les grandeurs : vitesses, pression, température, potentiel électrique et champ magnétique. La résolution s'effectue à l'aide de méthodes itératives telles que l'algorithme *pressure-based segregated* proposé par Fluent [ANS13]. A cet algorithme est implémenté l'algorithme PISO (ou *Pressure Implicit with Splitting Operators*) impliquant deux étapes de correction supplémentaires [ISS85] par rapport aux autres algorithmes (comme SIMPLE) [ANS13]. Enfin, les critères de convergence se basent notamment sur la valeur des résidus, qui doit être inférieure à 10^{-10} .

V.2.2 Résultats

Les résultats de simulation pour les trois gaz (argon, air et eau) seront abordés dans cette partie en commençant par le potentiel, puis la température et la vitesse du plasma. Enfin, un tableau récapitulatif d'autres paramètres sera présenté, ainsi qu'une étude sur l'influence de la puissance de l'arc.

V.2.2.1 Potentiel électrique

Le potentiel électrique pour les trois cas, est représenté sur la Figure V-18. De ce paramètre, on peut calculer la valeur de la puissance, pour établir une comparaison pertinente entre les trois gaz.

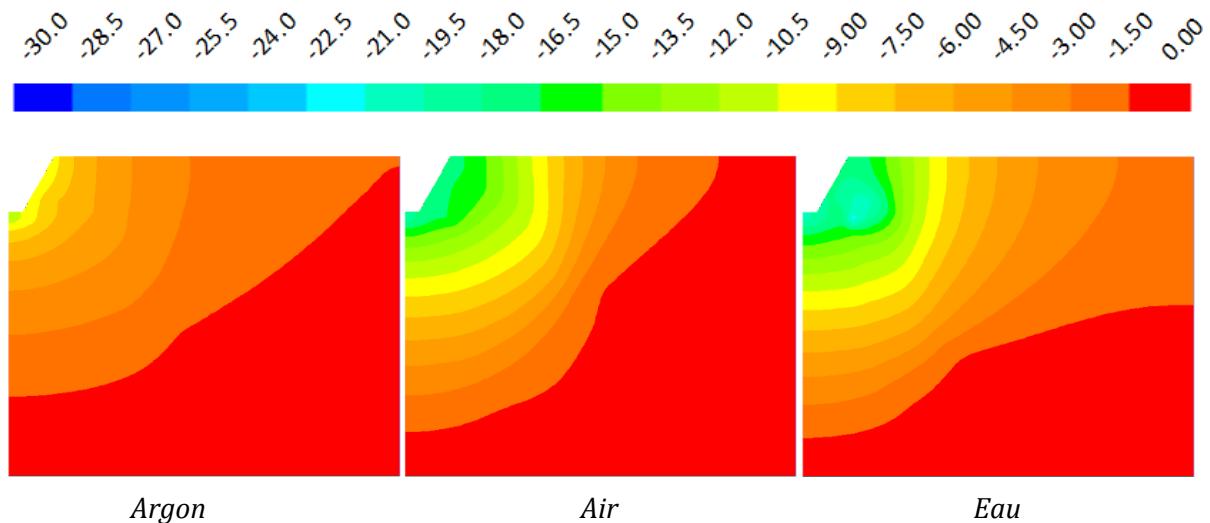


Figure V-18 Profil du potentiel électrique en V de l'arc libre dans l'argon (à gauche), de l'air (milieu) et de la vapeur d'eau (à droite)

D'une manière globale, le champ est concentré autour de la pointe cathodique pour ensuite tendre vers zéro lorsque l'on se rapproche de l'anode, car c'est à cet endroit que le potentiel de référence est imposé. Dans ces mêmes conditions de simulation, le potentiel électrique maximal est plus important dans la vapeur d'eau à 23.6 V que dans l'air (18.7 V) ou l'argon (11.2 V). On connaît la valeur de l'intensité appliquée pour chacun des cas : 211.5 A pour l'argon, 125 A pour l'air et 100 A pour l'eau.

Ainsi, les valeurs de puissance sont de : 2 368 W pour l'argon, 2 338 W pour l'air et 2 360 W pour l'eau. A 30 W près maximum, ces puissances peuvent être considérées comme équivalentes.

V.2.2.2 Température

La température pour les trois types de milieu, est représentée en Figure V-19 dont l'échelle en kK est indiquée en haut de la figure.

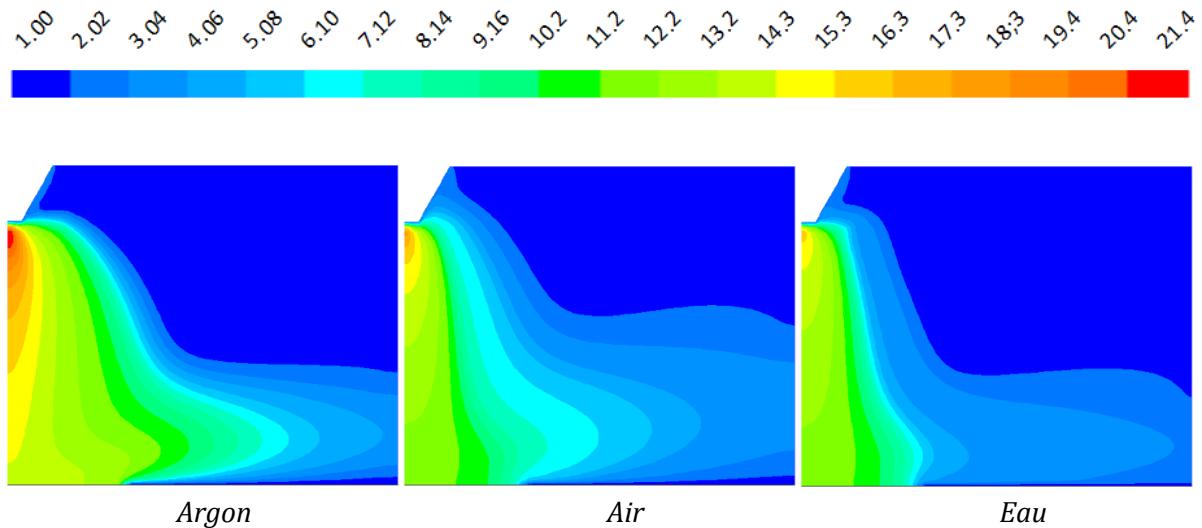


Figure V-19 Profil de la température en kK de l'arc libre dans l'argon (à gauche), de l'air (milieu) et de la vapeur d'eau (à droite)

D'une manière générale, la température est la plus élevée au niveau de la cathode. Le gradient de température le plus important est situé dans l'argon où son maximum est à 21.34 kK. Les températures supérieures à 14.3 kK sont aussi plus étendues dans ce milieu que pour l'air ou l'eau. Dans le cas de l'eau, les lignes de champ de température sont les plus resserrées malgré des températures plus froides (environ 16 kK au niveau de la cathode).

V.2.2.3 Vitesse

La vitesse pour les trois gaz, est illustrée sur la Figure V-20 dont l'échelle en m.s^{-1} est indiquée en haut de celle-ci.

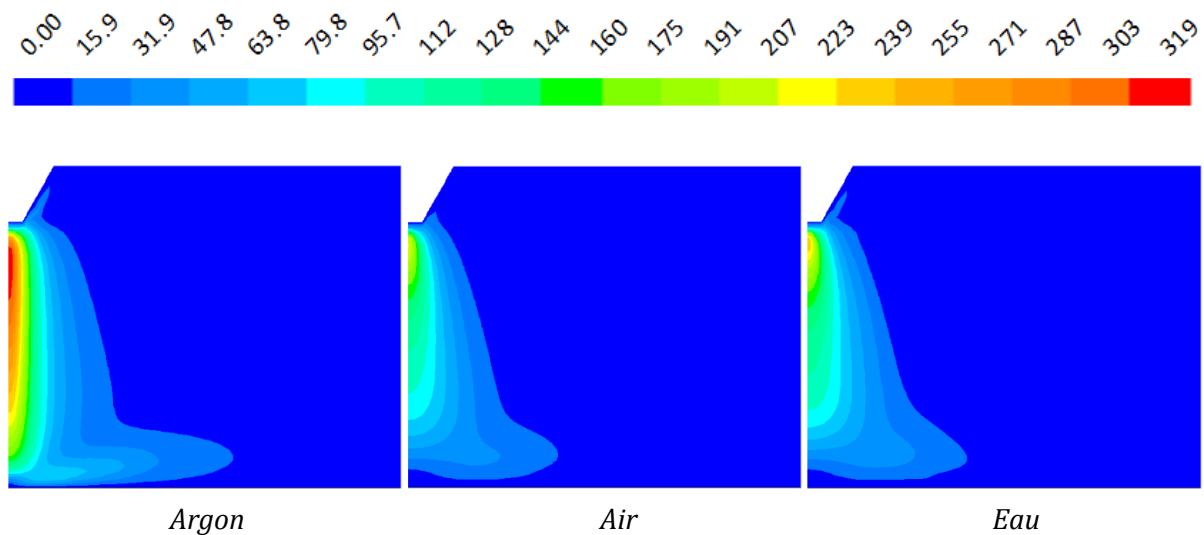


Figure V-20 Profil de la vitesse en m.s^{-1} de l'arc libre dans l'argon (à gauche), de l'air (milieu) et de la vapeur d'eau (à droite)

Comme la température et le potentiel électrique, la valeur maximale de la vitesse se trouve en dessous de la cathode. Le gradient de vitesse le plus important est situé dans l'argon, où son maximum est à 318.5 m.s^{-1} . Les vitesses maximales dans l'air et l'eau sont plus basses respectivement de 208.6 m.s^{-1} et 233.3 m.s^{-1} . Ces vitesses sont différentes, car l'intensité utilisée est différente. Par conséquent, le produit vectoriel de \mathbf{j} et de \mathbf{B} dans l'équation de mouvement est plus grand dans un plasma d'argon engendrant des vitesses plus importantes.

V.2.2.4 Ordres de grandeurs

A titre de comparaison en plus des profils, le Tableau V-5 récapitule les valeurs maximales ou minimales des paramètres mis en jeu pour une même puissance de l'arc.

Pour la température et son profil, le plasma d'argon est celui qui présente les plus hautes températures et vitesses proches de la cathode, tandis que celui constitué avec de l'eau a les plus basses. Pour ce qui est de la pression statique, l'écart de cette grandeur pour un plasma d'eau est légèrement plus grand que pour un plasma d'air, pareillement pour la vitesse absolue. Cet écart de vitesse entre les deux gaz expliquerait que le profil de température soit plus confiné dans l'eau.

Grandeur	Argon	Air	Eau
T (kK) max.	21.34	17.80	16.02
P statique (Pa) max.	1.22 10 ³	6.86 10 ²	5.78 10 ²
P statique (Pa) min.	-4.17	-0.59	-2.12
v (m/s) max.	3.19 10 ²	2.09 .10 ²	2.33 10 ²
ρ (kg/m³) max.	0.487	0.351	0.219
ρ (kg/m³) min.	1.15 10 ⁻²	5.00 .10 ⁻³	2.81 10 ⁻³
Pot. Elec. (V) min.	-11.20	-18.72	-23.63
σ (S/m)	1.18 10 ⁴	9.93 10 ⁴	8.69 10 ³
E_z max.	5.78 10 ³	6.52 10 ³	17.6 10 ³

Tableau V-5 Récapitulatif des valeurs maximales et minimales de quelques paramètres pour un arc libre dans l'argon, l'air et la vapeur d'eau

Le fait que le plasma d'argon présente la plus faible valeur du potentiel et une forte température, est en partie dû à ses propriétés thermodynamiques et de transport. Sa densité et sa viscosité sont les plus élevées, tandis que sa capacité thermique massique est la plus faible des trois gaz. L'argon, du fait qu'il soit facile à chauffer, aura une température plus élevée que les autres gaz.

V.2.3 Influence de la puissance

La Figure V-21 donne le champ électrique en fonction de la puissance de l'arc utilisée pour un arc libre dans l'argon, l'air et la vapeur d'eau.

Le champ électrique augmente avec la puissance de l'arc électrique dans les plasmas d'air et d'argon. Le champ électrique pour ces deux gaz est le plus bas, probablement à cause de leur conductivité électrique plus grande que celle de l'eau (cf. Annexe A).

Le champ électrique du plasma d'eau passe par un minium situé à 4 kW environ. A cause d'une faible conductivité électrique et d'une faible intensité imposée pour obtenir une même puissance que les autres gaz, la tension obtenue pour l'eau est plus élevée pour les puissances inférieures à 4 kW, de même que pour le champ électrique. Une fois cette valeur seuil dépassée, le champ électrique augmente avec la puissance comme les deux autres gaz et l'écart entre eux se réduit, à l'image de la conductivité électrique croissant avec la température (cf. Annexe A).

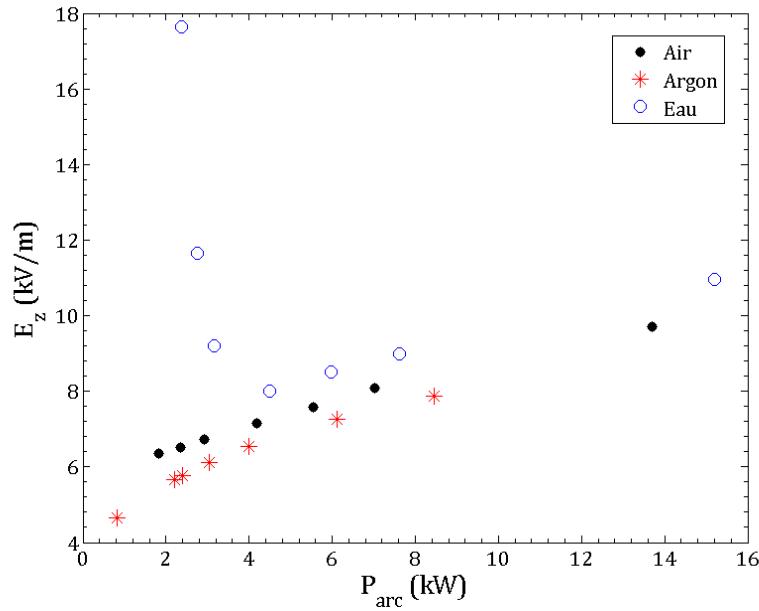


Figure V-21 Champ électrique E_z maximal en fonction de la puissance de l'arc P_{arc} pour un arc libre dans l'argon, l'air et la vapeur d'eau

La Figure V-22 présente le rapport des puissances rayonnées et d'arc en fonction de la puissance d'arc. Pour l'air et l'eau, la contribution du rayonnement devient de plus en plus importante, lorsque la puissance injectée augmente. En effet, la température centrale du plasma augmente avec la puissance injectée, donc les pertes augmentent, notamment les pertes radiatives représentées sur la Figure V-22.

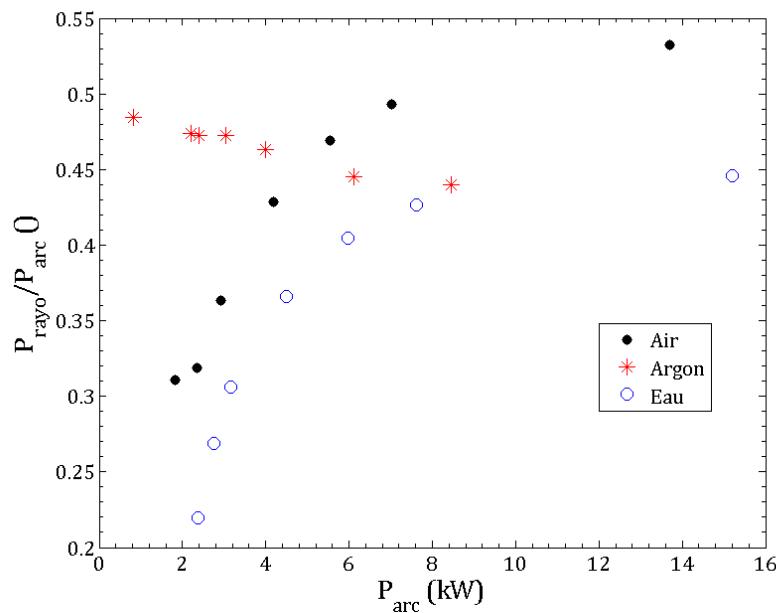


Figure V-22 Rapport de la puissance rayonnée et de la puissance de l'arc P_{arc} en fonction P_{arc} pour un arc libre dans l'argon, l'air et la vapeur d'eau

La tendance observée pour un plasma d'argon est une diminution de la part rayonnée avec la puissance de l'arc. Les rapports de la puissance rayonnée sur la puissance d'arc sont supérieurs dans l'argon pour les puissances inférieures à 5 kW environ par rapport aux autres gaz. Ceci peut s'expliquer par l'une de ses propriétés thermodynamique : sa conductivité thermique est la plus faible de tous les gaz. Ainsi, un plasma d'argon augmente plus facilement en température s'il est chauffé à cause d'une mauvaise capacité à évacuer la chaleur, et ses pertes radiatives seront donc plus importantes pour une puissance donnée.

Pour finir, le plasma d'eau présente une part rayonnée plus faible que les plasmas d'argon et d'air, avec un pourcentage maximal qui avoisine 45%.

V.2.4 Conclusion

Bien que le régime ne soit pas transitoire comme le modèle multiphasique à changement de phase présenté au chapitre précédent, ce modèle d'arc libre permet d'avoir un aperçu du comportement du plasma de vapeur d'eau par rapport à d'autres milieux plasmagène d'argon ou d'air : un champ électrique plus élevé à basse puissance et une part rayonnée moindre.

La température observée pour l'arc libre correspond aux ordres de grandeurs observés dans les premiers instants de simulation du premier modèle proposé. Elle est cependant plus élevée et les lignes de champ sont plus resserrées que les autres environnements.

Malgré le fait qu'un plasma de vapeur d'eau soit plus froid qu'un plasma d'argon ou d'air, la tension électrique au niveau de la cathode y est supérieure, du fait d'une conductivité électrique plus basse. En faisant varier la puissance de l'arc, le plasma d'eau présente le plus grand champ électrique et a les plus faibles pertes radiatives. Pour le plasma d'argon, c'est l'inverse dû à ses propriétés thermodynamiques et de transports différentes (cf. Annexe A).

V.3 Synthèse du chapitre V

L'objectif de ce chapitre a été notamment de confronter les résultats de simulation à un cas d'étude expérimental. Jusqu'à l'instant de 10.5 ms, la bulle de gaz semble suivre la même tendance que pour le cas simulé. La température simulée a été comparée à celle estimée par les données expérimentales, en supposant une forme, une dimension, une homogénéité et une répartition de l'énergie au plasma. Aussi, la simulation montre que la pression à l'intérieur de la bulle est supérieure à celle de l'environnement extérieur avant, et inférieure à celle son environnement extérieur après le passage du maximum de puissance. Pour ces différentes raisons, la production de gaz s'en voit ralentie, et on peut alors observer une stabilisation de la masse de gaz produite dans la géométrie.

Pour les caractéristiques électriques du plasma, un modèle d'arc libre simplifié a été utilisé. Les résultats de simulation d'un arc libre comparent les résultats obtenus dans différents types de milieux plasmagènes d'argon d'air et de vapeur d'eau. Ils ont montré la capacité du plasma de vapeur d'eau à moins dissiper de chaleur, malgré une tension plus importante et une température plus faible pour une puissance donnée.

Conclusion et perspectives

L'objectif principal de cette thèse était de caractériser la phase gazeuse qui entoure l'arc électrique dans un environnement liquide. Pour répondre à cet objectif, plusieurs points ont été abordés : étudier la formation d'un plasma gazeux ; comprendre sa dynamique ; voir quels paramètres pouvaient influencer son comportement ; établir les bases d'un modèle pour établir une corrélation numérique et expérimentale ; obtenir des ordres de grandeurs en termes de pression et température, pour les plasmas générés par des énergies de l'ordre d'un kilojoule pendant 10 ms.

Le Chapitre I a présenté l'état de l'art. Les applications qui entourent le sujet de cette thèse sont diverses : disjoncteurs à huile, découpe et soudure en pleine eau, fabrication des nanostructures et nanoparticules, fracturation électrique, stérilisation, ou encore la gazéification. Malgré des énergies et des temps de décharges différents, toutes les applications ont établi la même constatation : celle de la présence d'une phase gazeuse entourant l'arc électrique quelle que soit son énergie et le temps de décharge utilisé.

Le Chapitre II a décrit la mise en place du dispositif expérimental utilisé : une caméra rapide pour visualiser la formation et la dynamique de la phase gazeuse, des sondes différentielles pour obtenir les caractéristiques électriques du plasma, et un capteur situé au-dessus du liquide pour surveiller la montée en pression lors de la décharge. Les principales difficultés ont été de contrôler l'énergie injectée, pour éviter que la taille de la bulle soit supérieure à celle du hublot, et de positionner le fil fusible sur les électrodes. Un cas d'étude dans l'eau a été présenté, mettant en avant l'expansion d'une bulle de forme sphérique autour du plasma et son effondrement lorsque l'énergie injectée est dissipée. Cette dynamique a été confrontée à différents modèles de cavitation, exposant une sous pression et une température à l'interface proche de la saturation lors de l'effondrement de la bulle. Cette approche demande à être complétée, bien qu'une adaptation soit proposée. D'autres modèles dynamiques de bulle existent. On peut trouver par exemple le modèle de Poritsky [POR52] qui, sous les mêmes conditions que Beeching [BEE42], prend en plus en compte l'influence de la viscosité. Le modèle de Shima-Tomita [SHI75] est plus complet que le modèle de Rayleigh-Plesset [PLE49] [PLE77], car il ne néglige pas la masse de vapeur par rapport à celle du liquide. Enfin sur la même base que le modèle de Shima-Tomita [SHI75], le modèle de Nigmatulin et al. [NIG81] est plus complexe à cause de la prise en compte des transferts de chaleurs par conduction, ainsi que le changement de phases de fluide (vapeur/liquide) en fonction du temps. Ce dernier est difficile à mettre en œuvre, car il nécessite la connaissance de nombreux paramètres (température, le flux de masse à travers l'interface etc), inconnus pour nos conditions expérimentales. La mise en place d'un capteur de température ou

d'une fibre optique pour obtenir le spectre du plasma seraient donc très utiles pour compléter cette étude.

Le Chapitre III a abordé l'influence de l'énergie injectée sur la bulle de gaz. Son volume augmente linéairement avec l'énergie, pour un milieu d'eau ou d'huile comme constaté dans la littérature. Dans ces deux milieux liquides, on a pu constater une dynamique de bulle de gaz similaire, mais décalée dans le temps. Par ailleurs, la tension et la résistance de l'arc croissent avec la distance inter-electrode. En se basant sur la conductivité électrique et en supposant deux formes possibles pour le plasma, la température a pu être estimée entre 7 kK et 22 kK selon le rayon du plasma. En perspectives, d'autres paramètres pourraient être étudiés tels que des paramètres géométriques (taille du fil fusible, géométrie des électrodes) ou paramètres physiques (température et conductivité électrique du liquide, nature du fil fusible et des électrodes etc).

Le Chapitre IV a présenté la mise en place du modèle numérique utilisé. Il se base sur l'interaction des phases de fluide, ainsi que sur la manière dont s'effectue le transfert de l'une de ces phases par rapport à l'autre. Le choix s'est porté sur le modèle multiphasique Volume-Of-Fluid (VOF), dans lequel est implanté le modèle de changement de phase de Lee. Ce modèle d'évaporation et de condensation a été créé pour des ordres de grandeurs de température faibles comparés à celles engendrées par d'un arc électrique. Le modèle a donc été modifié pour être adapté d'une part à la gamme des températures, et d'autre part à la proportion de phase de fluide que pouvait accueillir une cellule. Ce modèle demande toutefois à être optimisé, notamment au niveau du temps de calcul, en jouant sur le pas de temps ou sur l'auto-adaptation du maillage.

Le Chapitre V a montré les résultats issus de la simulation basée sur ce modèle. Ils ont été confrontés aux résultats expérimentaux au travers d'un cas d'étude dans l'eau. Le rayon maximal de bulle est de 36.85 mm pour une énergie injectée d'un kilojoule environ sur 10 ms. La principale difficulté a été le choix du pas de temps et du nombre de sous itérations à utiliser. Ce nombre de sous itérations aux premiers instants est deux fois plus petit qu'à 11 ms pour arriver à la convergence. Pendant la phase d'expansion de la bulle, la simulation a pu mettre en avant une surpression jusqu'à 19 bar et une température maximale de 16 kK au centre de la bulle. Ces deux grandeurs diminuent dans le temps, et une stabilisation de la production de gaz a été observée. Ensuite, la bulle se trouve en sous-pression par rapport au milieu liquide environnant. La taille de la bulle simulée est cohérente avec celle obtenue expérimentalement. La température obtenue en simulation a été comparée avec la température moyenne estimée par deux approches basées sur la conductivité électrique et sur l'enthalpie massique de la vapeur d'eau. Ces approches nous

donnent un ordre de grandeur de la température, mais ne donnent pas de résultats aussi précis que ceux obtenus par la simulation. Par ailleurs, pour avoir des ordres de grandeurs de certaines caractéristiques plasma comme le champ électrique, les résultats issus d'un modèle d'arc libre ont été comparés pour trois gaz : argon, air et vapeur d'eau. Pour une même puissance injectée, la température centrale du plasma de vapeur d'eau est plus faible. Le plasma de vapeur d'eau présente un champ électrique plus élevé à basse puissance, et une part rayonnée plus faible par rapport aux autres gaz. En perspectives, il faudrait intégrer à notre modélisation VOF, les modules de description de l'arc électrique utilisés dans la modélisation de l'arc libre.

Références

REFERENCES

- [AKA00] Aka G. T., Contribution à l'étude des phénomènes de préclaquage dans les diélectriques liquides - modèles de génération et de propagation des streamers, *Thèse de doctorat de l'Ecole centrale de Lyon*, N° d'ordre ECL 2000-20, 2000.
- [ANS13] Ansys, <http://148.204.81.206/Ansys/readme.html>, Ansys Inc. PDF Documentation, Release 15.0, 2013.
- [ANT03] Antisari M. V., Marazza R., Krsmanovic R., Synthesis of multiwall carbon nanotubes by electric arc discharge in liquid environments, *Carbon*, vol.41, n°12, pp. 2393-2401, 2003.
- [ASI73] Abdel-Asis A. M., On the Influence of Contact Dimensions on the Loss of Metal During Switching of Alternating Currents in Oil and in Air, *IEEE Transactions on Parts, Hybrids, and Packaging*, vol. 9, no. 1, pp. 53-57, 1973.
- [BEE42] Beeching R., Resistance to Cavitation erosion, *Trans. Instn. Engrs. Shipb. Scot.*, vol. 85, pp. 210-276, 1942.
- [BEO98] Beroual A., Zahn M., Badent A., Kist K., Schwabe A.J., Yamashita H., Yamazawa K., Danikas M., Chadband W.G., Torshin Y., Propagation and Structure of Streamers in Liquid Dielectrics, *Liquid Dielectric Committee International Study Group - IEEE Electr. Insul. Magazine*, vol. 14, no. 2, pp. 6-17, 1998.
- [BIR03] Biro L.P., Horvath Z.E., Szalmas L., Kertesz K., Weber F., Juhasz G., Radnoci G., Gyulai J., Continuous carbon nanotube production in underwater AC electric arc, *Chemical Physics Letters*, vol. 372, no. 3, pp. 339-402, 2003.
- [BLA32] Blank G. M., Contribution à l'étude du phénomène de rupture dans les disjoncteurs sous huile, Thèse, *Ecole Polytechnique Fédérale Zurich*, pp. 1-59, 1932.
- [BOU07] Boudesocque N., Contribution à l'étude de plasmas d'arc immerge applications à la decontamination et à la gazeification d'effluents organiques aqueux, *Thèse de doctorat de l'Université de Limoges*, Limoges, 2007.
- [BRE02] Brenner M. P., Lohse D., Hilgenfeldt S., Single-bubble sonoluminescence, *Reviews of modern physics*, vol. 74, pp. 425-484, 2002.
- [BRE95] Brennen, C. E., *Cavitation and Bubble Dynamics*. Oxford University Press., 1995, ISBN 0-19-509409-3.
- [BRO75] Brown R. T., Masubuchi K., Fundamental Research on Underwater Welding, *Welding and Research Supplement*, vol. s, pp. 178-188, 1975.
- [BRU15] Bruce R., Pascali S., Vendramini C., Baudouy B., Implementation of the thermodynamic and phase transition equations of superfluid helium in CFD software, *IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering*, vol. 101, no. 1, pp. 1-8, 2015.
- [BRU31] Bruce C. E. R., The distribution of energy liberated in an oil circuit-breaker; with a contribution to the study of the arc temperature, *Journal of the Institution of Electrical Engineers*, vol. 69, no. 413, pp. 557-582, 1931.
- [BUR15] Burakov V. S., Nevar E. A., Nedel'ko M. I., Tarasenko N. V., Synthesis and Modification of Molecular Nanoparticles in Electrical Discharge Plasma in Liquids, *Russian Journal of General Chemistry*, vol. 85, no. 5, pp. 1070-3632, 2015.

- [BAK30] Baker B. P., Wilcox H. M., The Use of Oil in Arc Rupture With Special Reference to System Stability, *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, vol. 49, no. 2, pp. 431-441, 1930.
- [CHA07] Chang J.-S., Ono S., Ukai H., Huang Y.-C., Chang W.-Y., Shou P., Sato M., Teii S., Liu C., Ting K., UV and Optical Emissions Generated by the Pulsed Arc Electrohydraulic Discharge, *International Journal of Plasma Environmental Science & Technology*, vol. 1, no. 2, pp. 130-134, 2007.
- [CHE10] Chen W., Fracturation électrique des géomatériaux : Etude de l'endommagement et de la perméabilité, *Thèse de doctorat de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour*, Pau, 2010.
- [CHE14] Chen W., Maurel O., LaBorderie C., Reess T., DeFerron A., Matallah M., Pijaudier-Cabot G., Jacques A., Rey-Bethbeder F., Experimental and numerical study of shock wave propagation in water generated by pulsed arc electrohydraulic discharges, *Heat Mass Transfer*, vol. 5, no. 50, pp. 673-684, 2014.
- [CLA14] Claverie A., Deroy J., Boustie M., Avrillaud G., Chuvatin A., Mazanchenko E., Demol G. et Dramane, B., Experimental characterization of plasma formation and shockwave propagation induced by high power pulsed underwater electrical discharge, *Review of Scientific Instruments*, vol. 85, n°16, p. 063701 (8pp), 2014.
- [COO05] Cooper Power systems, "Envirotemp FR3 Fluid", Bulletin B900-00092, www.cooperpower.com, 2005.
- [COO08] Cooper Power systems, "Envirotemp FR3 Fluid- testing Guide", Section R900-20-12, pp. 1-8, 2008.
- [COS99] Cosgrave J., Strangherlin S., Humphries J., Jones G. R., Piazza C., Volponi S., Sfondrini L., Intelligent optical fibre monitoring of oil-filled circuit breakers, *IEE Proceedings - Generation, Transmission and Distribution*, vol. 146, no. 6, pp. 557-562, 1999.
- [COX47] Cox H. E., Wilcox T. W., The performance of high-voltage oil circuit-breakers incorporating resistance switching, Part I: General, *Journal of the Institution of Electrical Engineers*, vol. 94, no. 84, pp. 578-580, 1947.
- [DAN11] Dang T. H., Etude des Décharges Electriques dans l'Eau et Application à l'Elimination de Polluants et Optimisation du Rendement Énergétique, *Thèse de doctorat de l'Université de Grenoble*, 2011.
- [DEK99] Dekker C., Carbon Nanotubes Molecular Quantum Wires, *Physics Today, American Institute of Physics*, vol. 52, no. 5, pp. 22-28, 1999.
- [DES09] DeSchepper S.C.K., Heynderickx G.J., Marin G.B., Modeling the evaporation of a hydrocarbon feedstock in the convection section of a steam cracker, *Computers and Chemical Engineering*, vol. 33, no. 1, pp. 122-132, 2009.
- [DRE96] Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Eklund P.C., Science of fullerenes and carbon nanotubes, Livre, *Academic Press*, San Diego, pp. 1-14, 870-917, 1996.
- [DUF02] Dufournet D., Appareillage électrique d'interruption HT, *Techniques de l'ingénieur Réseaux électriques de distribution publique*, vol. TIB263DU0, ref. d4694, pp. 1-24, 2002.
- [EFF92] Effitech SARL, Pau, activités commencées en 1992, http://www.effitech.eu/Effitech_FR/water_applications_and_technologies.php.

REFERENCES

- [FAN10] Fang C., David M., Rogacs A., Goodson K., Volume of fluid simulation of boiling two-phase flow in a vapor-venting microchannel, *Frontiers in Heat and Mass Transfer (FHMT)*, vol. 1, no. 1, pp. 1-11, 2010.
- [FIE93] Fien H. W., Development of Arcs Burning in Non-Reacting Liquids, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 29, no. 1, 1993.
- [FRE02] Fretton P., Etude d'un arc de découpe par plasma d'oxygène, Modélisation – expérience, *Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse*, 2002.
- [GAR16] Garasic I., Kozuh Z., Underwater welding and cutting, *Module of doctoral study: Advanced production technologies*, 2016.
- [GIB07] Gibou F., Chen L., Nguyen D., Banerjee S., A level set based sharp interface method for the multiphase incompressible Navier–Stokes equations with phase change, *Journal of Computational Physics*, vol. 222, no. 2, pp. 536–555, 2007.
- [GRI05] Grinenko A., Sayapin A., Gurovich V. Tz., Efimov S., Felsteiner J., Krasik Ya. E., Underwater electrical explosion of a Cu wire, *Journal of Applied Physics*, vol. 97, no. 2, 2005.
- [HAN15] Han Y., Liu Y., Lin F., Li Z., Luo Q., Experimental investigation of arc formation and bubble expansion initiated by pulse discharge in water, *IEEE Pulsed Power Conference*, Austin, pp. 1-5, 2015.
- [HEN99] Hendricks B.R., Simulation of plasma arc cutting, *Peninsula Technikon Theses & Dissertations*, 1999.
- [HER16] Hermans F., La Petite Histoire du Découpage Sous Eau, https://www.academia.edu/24940668/La_Petite_Histoire_du_D%C3%A9coupage_Sous_Eau, mai 2016.
- [HOS12] Hosseini A.A., Allahyari M., Daftari Besheli S., Synthesis of carbon nanotubes, nanofibers and nano union by electric arc discharge method using nacl as solution and fe and ni particles and catalysts, *International Journal of Science, Environment and Technology*, vol. 1, no. 3, pp. 219-229.
- [HYL07] Hylton S. L., Numerical investigation of boiling in a sealed tank in microgravity, *Thesis in Cleveland State University*, pp. 31-38, 2007.
- [HZL15] Han R., Zhou H., Liu Q. et al., Generation of Electrohydraulic Shock Waves by Plasma-Ignited Energetic Materials: I. Fundamental Mechanisms and Processes, *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 43, no. 12, pp. 3999-4008, 2015.
- [IJJ91] Iijima S., Helical microtubules of graphitic carbon, *Nature*, vol. 354, pp. 56-58, 1991.
- [ISH00] Ishigami M., Cumings J., Zettl A., Chen S., A simple method for the continuous production of carbon nanotubes, *Chemical Physics Letters*, vol. 319, no. 5-6, pp. 457-459, 2000.
- [ISS85] Issa R. I., Solution of the Implicity Discretised Fluid Flow Equations by Operator-Splitting, *Journal of Computational Physics*, vol. 62, no. 1, pp. 40-65, 1985.
- [IVA01] Ivanov A., Etude théorique et numérique des instabilités Rayleigh-Taylor en plasmas magnétisés, *Thèse de doctorat Ecole polytechnique X*, 2001.
- [JAD02] Jomni F., Aitken F., Denat A., Investigation of the Behavior of Microscopic Bubbles in Insulating Liquids: Transition from the Inertial Regime to the Viscous One, *Proceedings of 14th International Conference on Dielectric Liquids (ICDL 2002)*, Graz (Austria), July 7-12, 2002, pp. 194-198.

REFERENCES

- [JAH13] Jahanshahi M., Kiadehi A. D., Fabrication Purification and Characterization of carbon nanotubes arc discharge in liquid media ADLM, *INTECH, Nanotechnology and Nanomaterials*, pp. 54-75, 2013.
- [JOM02] F. Jomni, F. Aitken et A. Denat, Investigation of the Behavior of Microscopic Bubbles in Insulating Liquids: Transition from the Inertial Regime to the Viscous One, *IEEE 14th International Conference on Dielectric Liquids. (Cat. No.02CH37319)*, pp. 194-198, 2002.
- [KAN11] Kanemaru M., Sorimachi S., Ibuka S., Ishii S., Single bubble generated by a pulsed discharge in liquids as a plasma microreactor, *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 20, n°13, p. 034007 (7pp), 2011.
- [KAG12] Kagoné A. K., Koalaga Z., Zougmoré F., Calculation of air-water vapor mixtures thermal plasmas transport coefficients, *1st International Symposium on Electrical Arc and Thermal Plasmas in Africa (ISAPA), IOP Conference Series : Materials Science and Engineering*, vol. 29, 2012.
- [KAR05] Karpel Vel Leitner N., Syoen G., Romat H., Urashima K., Chang J.-S., Generation of active entities by the pulsed arc electrohydraulic discharge system and application to removal of atrazine, *Water Research*, vol. 39, no. 19, pp. 4705-4714, 2005.
- [KAR11] Kartuzova O., Kassemi M., Modeling interfacial turbulent heat transfer during ventless pressurization of a large scale cryogenic storage tank in microgravity, *47th American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA/ASME/SAE/ASEE) Joint Propulsion Conf. & Exhibit*, pp. 1-18, San Diego, CA, 2011.
- [KAT89] Kattan R., Denat A., Lessaint O., Generation, growth, and collapse of vapor bubbles in hydrocarbon liquids under a high divergent electric field, *Journal of Applied Physics*, vol. 66, n° 19, pp. 4062-4066, 1989.
- [KAT91] Kattan R., Bonifaci N., Denat A., Etude de la génération de bulles dans les hydrocarbures liquides générés par les impulsions de Trichel, *J. Applied Phys. III France* 1, no. 7, pp. 1209-1216, Grenoble, 1991.
- [KEL] Keller, Ultra-Fast and Precise Pressure Transmitters Series M5HB, <http://www.kelleramerica.com>.
- [KHA15] Kharangate C.R., Lee H., Mudawar I., Computational modeling of turbulent evaporating falling films, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 81, pp. 52-62, 2015.
- [KIA13] Kiadehi A. D., Jahanshahi M., Mozdianfard M., Vakili-Nezhaad G., Investigation of the Solution Electrical Conductivity Effect upon the Synthesis of Carbon Nanotubes by Arc Discharge Method, *Iranica Journal of Energy & Environment (IJEE) Special Issue on Nanotechnology*, vol. 4, no. 1, pp. 43-48, 2013.
- [KRA08] Krarsik Y. E., Grinenko A., Sayapin A., Efimov S., Fedotov A., Gurovich V. Z., Oreshkin V. I., Underwater Electrical Wire Explosion and Its Applications, *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 36, no. 2, 2008.
- [KRE08] Křenek P., Thermophysical Properties of H₂O--Ar Plasmas at Temperatures 400--50,000 K and Pressure 0.1 MPa, *Journal of Plasma Chemistry and Plasma Processing*, vol. 28, no. 1, pp. 107-122, 2008.
- [KUN10] Kundrapu M., Keidar M., Simulation of plasma during arc discharge ablation for the synthesis of carbon nanotubes, *Abstracts IEEE International Conference on Plasma Science*, pp. 1, Norfolk, 2010.
- [LAN03] Lange H., Sioda M., Huczko A., Zhu Y. Q., Kroto H. W., Walton D. R. M., Nanocarbon production by arc discharge in water, *Carbon*, vol. 41, pp. 1617-1623, 2003.
- [LAW72] Lawson M. T. W., Calculation of gas pressures in oil-circuit-breaker arc-control pots, *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, vol. 119, no. 1, pp. 74-75, 1972.

- [LEE80] Lee W.H., A pressure iteration Scheme for two-phase flow modeling, in: *T.N. Veziroglu (Ed.), Multiphase Transport Fundamentals, Reactor Safety, Applications*, vol. 1, Hemisphere Publishing, Washington, DC, 1980.
- [LEE15a] Lee H., Kharangate C.R., Mascarenhas N., Park I., Mudawar I., Experimental and computational investigation of vertical downflow condensation, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 85, pp. 865-879, 2015.
- [LEE15b] Lee H., Won Y., Houshmand F., Gorle C., Ashaghi M., Goodson K.E., Computational modeling of extreme heat flux microcooler for GaN-Based HEMT, *ASME International Technical Conference and Exhibition on Packaging and Integration of Electronic and Photonic Microsystems (InterPACK)*, San Francisco, CA, 2015.
- [LEE41] Leeds W. M., A High-Power Oilless Circuit interrupter using water, *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, vol. 60, no. 2, pp. 85-88, 1941.
- [LEI07] Leighton T. G., Derivation of the Rayleigh-Plesset Equation in Terms of Volume, *ISVR Technical Report No 308*, Institute of Sound and Vibration Research (ISVR), University of Southampton, 2007.
- [LI09] Li O. L., Chang J. S., Guo Y., Pulsed Arc Electrohydraulic Discharge Characteristics and Plasma Parameters of Sludge-Water, *IEEE Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, Virginia*, pp. 331-334, 2009.
- [LI13] Li H. O. L., Kang J., Urashima K., Saito N., Comparison between the Mechanism of Liquid Plasma Discharge Process in Water and Organic Solution, *J. Inst. Electrostat. Jpn.*, vol. 37, no. 1, pp. 22-27, 2013.
- [LI15] Li X., Chao Y., Wu J., Han R., Zhou H., Qiu A., Study of the shock waves characteristics generated by underwater electrical wire explosion, *Journal of Applied Physics*, vol. 118, no. 2, 023301, pp. 1-8, 2015.
- [LIU10] Liu X. M., Liu X. H., He J., Hou Y. F., Lu J. and Ni X. W., Cavitation Bubble Dynamics in Liquids of Different Viscosity, *2010 Symposium on Photonics and Optoelectronics, Chengdu*, 2010, pp. 1-4. doi: <https://doi.org/10.1109/SOPHO.2010.5504305>.
- [LOC06] Locke B. R., Sato M., Sunka P., Haffmann M. R., Chang J.-S., Electrohydraulic Discharge and Nonthermal Plasma for Water Treatment, *Ind. Eng. Chem. Res.*, vol. 45, no. 3, pp. 882-905, 2006.
- [LOC12] Locke B. R., Thagard S. M., Analysis and Review of Chemical Reactions and Transport Processes in Pulsed Electrical Discharge Plasma Formed Directly in Liquid Water, *Plasma Chemistry and Plasma Process*, vol. 32, pp. 875-917, 2012.
- [LU02] Lu X., Pan Y., Liu K., Liu M., Spark model of pulsed discharge in water, *Journal of Applied Physics*, vol. 91, n° 11, pp. 24-31, 2002.
- [LUN07] Lung J.-K., Huang J.-C., Tien D.-C., Liao C.-Y., Tseng K.-H., Tsung T.-T., Kao W.-S., Tsai T.-H., Jwo C.-S., Lin H.-M., Stobinski L., Preparation of gold nanoparticles by arc discharge in water, *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 434-435, pp. 655-658, 2007.
- [MAL01] Malik M. A., Ghaffar A., Malik S.A., Water purification by electrical discharge, *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 10, pp. 82-91, 2001.

REFERENCES

- [MAG12] Magnini M., CFD Modeling of two-phase boiling flows in the slug flow regime with an interface capturing technique, *Thèse de doctorat, Università di Bologna, Italie*, 2012.
- [MAG16] Magnegas Corporation, <http://magnegas.com/>, présentation : https://www.sec.gov/Archives/edgar/data/1353487/000114420415038573/v413815_ex99-1.htm
- [MAR01] Marek R., Straub J., Analysis of the evaporation coefficient and the condensation coefficient of water, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 44, pp. 39–53, 2001.
- [MAR13] Martin J., Etude et caractérisation d'onde de pression générée par une décharge électrique dans l'eau. Application à la fracturation électrique de roches, *Thèse de doctorat de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour*, Pau, 2013.
- [MOU13] Mougenot J., Modélisation de l'interaction entre un arc électrique et un matériau : application au soudage TIG, *Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse*, 2013.
- [NIG81] Nigmatulin R. I., Khabeev N. S., Nagiev F. B., Dynamics, heat and mass transfer of vapour-gas bubbles in a liquid, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 24, n° 6, pp. 1033-1044, 1981.
- [NISTa] <http://webbook.nist.gov/>
- [NISTb] <http://kinetics.nist.gov/janaf/>
- [PAR12] Parkansky N., Vegerhof A., Faktorovich-Simon E., Alterkop B., Berkh O., Boxman R. L., Electrode Material Effect on submerged Arc Breakdown of Methylene Blue in Aqueous Solutions, *International Journal of Plasma Environmental Science & Technology*, vol. 6, no. 3, pp. 222-226, 2012.
- [PEA32] Pearce H., Evans T.T., Some notes on oil circuit-breaker design and performance, *Journal of the Institution of Electrical Engineers*, vol. 71, no. 431 pp. 703-736, 1932.
- [PHO13] P. F. series, FASTCAM SA5 - Photron, *Photron*, 1999-2013. Available: <https://photon.com/high-speed/cameras/fastcam-sa5/>.
- [PLE49] Plesset M. S., The dynamics of cavitation bubbles, *ASME Journal of Applied Mechanics*, vol. 16, pp. 277-282, 1949.
- [POR52] Poritsky H., The collapse or growth of a spherical bubble or cavity in a viscous fluid, *Proc. First U.S. National Congress of applied Mechanics (ASME)*, pp. 813-821, 1952.
- [PLE77] Plesset M. S., Prosperetti A., Bubble Dynamics and Cavitation, *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 9, pp. 145-185, 1977.
- [QOT06] Qotba R., Etude expérimentale des phénomènes induits dans un liquide par une injection fortement localisée d'énergie, *Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier*, Grenoble, 2005.
- [QUE16] Quéméneur J., Etude des forces à l'origine du déplacement d'un arc électrique dans un disjoncteur basse-tension, *Thèse de doctorat Université de Toulouse 3 Paul Sabatier*, Toulouse, 2016.
- [RAY17] Rayleigh L., VIII. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity, *Philosophical Magazine Series 6*, vol. 34, pp. 94-98, 1917.

REFERENCES

- [RIA95] Riad H., Gonzalez J.J., Gleizes A., Net Emission Coefficient for thermal plasmas in H₂, O₂, C, H₂O, CF₄ and CH₄, *12th International Symposium on Plasma Chemistry (ISPC-12)*, Minneapolis USA, 21-25 August, 1995, 1731-1736, <http://www.ispc-conference.org/ispcdocs/ispc12/ispc12.htm>.
- [ROZ13] Rozga P., Properties of new environmentally friendly biodegradable insulating fluids for power transformers, *1st Annual International Interdisciplinary Conference, AIIC 2013*, pp. 358-364, 24-26 April, Azores, Portugal.
- [SAI15] Saito G., Akiyama T., Nanomaterial Synthesis Using Plasma Generation in Liquid, *Journal of Nanomaterials*, Hindawi Publishing Corporation, vol. 2015, 123696, pp. 1-21, 2015.
- [SB41] Slepian J., Browne T. E., Photographic Study of A-C Arcs in Flowing Liquids, *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, vol. 60, no. 8, pp. 823-828, 1941.
- [SDS41] Slepian J., Denault C. L., Storm A. P., Dielectric Strength of Water in Relation to Use in Circuit Interrupters, *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, vol. 60, no. 6, pp. 389-395, 1941.
- [SCH34] Schwager A. C., The expulsion oil circuit breaker, *Electrical Engineering AIEE*, vol. 54, no. 2, pp. 170-178, 1934.
- [SHI75] Shima A., Tomita Y., On the Impulse Pressure Accompanying Spherical Bubble Collapse in Liquids, *Rep. Inst. Speed Mech.*, vol. 31 n° 28, pp. 97-135, 1975.
- [SLE29] Slepian J., Theory of the Deion Circuit-Breaker, *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, vol. 48, no. 2, pp. 523-527, 1929.
- [SUP16] Supponen O., Obreschkow D., Tinguely M., Kobel P., Dorsaz N. et Farhat M., Scaling laws for jets of single cavitation bubbles, *Journal of Fluid Mech.*, vol. 802, pp. 263-293, 2016.
- [TAD16] Tadokoro, T., Kotari, M., Ohtaka, T., Iwata, M. And Amakawa, T., Pressure Rises Due to Arc Under Insulating Oil in Closed Vessel—Relationship between Bubble Behavior and Pressure Rises. *Electron Comm Jpn*, 99: 91–102. doi:10.1002/ecj.11923, 2016.
- [TAN91] Tanasawa I in co., Advances in condensation heat transfer, in: *J.P. Hartnett, T.F. Irvine (Eds.), Advances in Heat Transfer*, vol. 21, San Diego, 1991.
- [TIA08] Tian H., Yang C., Liao Z., Numerical simulation of cavitation bubble dynamics based on different frame Rayleigh-Plesset equation, *Asia Simulation Conference - 7th International Conference on System Simulation and Scientific Computing*, pp. 1312-1316, 2008.
- [TOU05] Touya G., Contribution à l'étude expérimentale des décharges électriques dans l'eau et des ondes de pression associées – Réalisation d'un prototype industriel 100kJ pour le traitement de déchets par puissances électriques pulsées, *Thèse de doctorat de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour*, Pau, 2005.
- [TOU06] Touya G., Reess T., Pécastaing L., Gilbert A., Domens P., Development of subsonic electrical discharges in water and measurements of the associated pressure waves, *Journal Of Physics D: Applied Physics*, vol. 39, no. 24, pp. 5236-5244, 2006.
- [U07] Underwater pipeline repair at world's largest LNG plant, *Underwater contractor international*, ISSN 1362-0487, vol. 11, no. 3, pp. 23, 2007.

REFERENCES

- [VAC00] Vacquié S., L'arc électrique, *Sciences et techniques de l'ingénieur, CNRS Editions*, Editions Eyrolles, 2000.
- [WAN09] Wang Y., Chen Y., Zhang W., Liu D., Huang H., Study on Underwater Wet Arc Welding Training with Haptic Device, *VECIMS 2009 - International Conference on Virtual Environments, Human-Computer Interfaces and Measurements Systems*, Hong Kong, 2009.
- [WED29] Wedmore E. B., Whitney W. B., Bruce C. E. R., An introduction to researches on circuit breaking, *Journal of the Institution of Electrical Engineers*, vol. 67, no. 389, pp. 557-578, 2007.
- [WEM12] Weman K., Procédés de soudage, *DUNOD*, ISBN 978-2-10-057810-8, Paris, 2012.
- [WIL00] Wildi T., Sybille G., Electrotechnique, Livre, De Boeck Université, (2000) 3eme édition, pp. 999-1033, <http://fr.scribd.com/doc/24278894/electrotechnique#scribd>.
- [XIN07] Xing, G., Jia S.-L., Shi Z.-Q., The production of carbon nano-materials by arc discharge under water or liquid nitrogen, *New Carbon Materials*, vol. 22, no. 4, pp. 337-341, 2007.
- [XU16] Xu Z., Zhang Y., Li B., Huang J., Modeling the phase change process for a two-phase closed thermosyphon by considering transient mass transfer time relaxation parameter, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 101, pp. 614-6199, 2016.
- [YAM06] Yamatake A., Angeloni D. M., Dickson S. E., Emelko M., Yasuoka K., Chang J.-S., Characteristics of Pulsed Arc Electrohydraulic Discharge for Eccentric Electrode Cylindrical Reactor using Phosphate-Buffered Saline Water, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 45, no. 10B, pp. 8298-8301, 2006.
- [ZHA08] Zhan Y. Y., Tang K. M., Yan J. D., Computer simulation of the formation and development of a transient arc in vaporised environment of liquid, *Gas Discharges and Their Applications 17th International Conference*, Cardiff, vol. 1, pp. 221-224, 2008.
- [ZHU02] Zhu H. W., Li X. S., Jiang B., Xu C. L., Zhu Y. F., Wu D. H., Chan X. H., Formation of carbon nanotubes in water by the electric-arc technique, *Chemical Physics Letters*, vol. 366, no. 5-6, pp. 664-669, 2002.

REFERENCES

Annexe A

Propriétés thermodynamiques et de transport de l'air, de l'argon et de la vapeur d'eau

Les propriétés thermodynamiques et de transport sont indispensables pour effectuer des simulations d'un arc électrique. Les propriétés plasma de l'argon et de l'air développées par l'équipe AEPPT seront rapidement comparées avec celles de la vapeur d'eau dont les propriétés sont issues des travaux de Krenek [KRE08], Riad et al.[RIA95].

Les propriétés du plasma sont enregistrées dans un tableau de données sur une plage de température allant généralement de 300 K à 25 kK par un certain pas de température. Si on veut connaître la valeur d'une propriété à une certaine température T , on utilise l'interpolation linéaire.

Densité volumique

Sur la figure ci-dessous, les densités volumiques plasma d'argon, d'air et d'eau sont toutes les trois décroissantes avec la température.

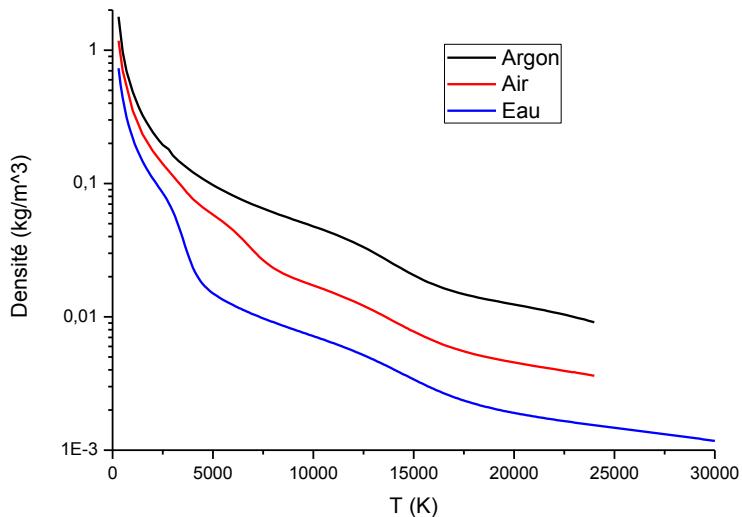


Figure A-1 Densité volumique en fonction de la température pour l'argon, l'air et l'eau à pression atmosphérique

A 300K, ces trois densités partent d'environ 1 kg/m^3 , pour ensuite chuter approximativement d'un ordre de grandeur de 100 kg/m^3 pour l'argon, 500 kg/m^3 pour l'air et 1000 kg/m^3 pour la vapeur d'eau à 25kK. Le plasma d'argon est le plus dense des trois plasmas à pression atmosphérique. Cette tendance peut s'expliquer en partie en s'appuyant sur le tableau périodique des éléments. L'argon fait partie de l'un des atomes rares qui a une masse moléculaire assez grande ($M_{\text{Ar}} \sim 40 \text{ g/mol}$) comparé à l'air ($M_{\text{Air}} \sim 0.2M_{\text{O}_2} + 0.8M_{\text{N}_2} = 28.8 \text{ g/mol}$) ou à la vapeur d'eau ($M_{\text{Eau}} \sim M_{\text{H}_2} + M_{\text{O}} = 18 \text{ g/mol}$). Il est donc plus facile de comprendre cette tendance de la densité volumique, d'autant plus que ce type de molécules (grand arrangement d'atomes dissociés

en d'hydrogène, d'oxygène et d'azote) est plus sensible à l'ionisation (cf. tableau ci-dessous) que les atomes aux couches électroniques « compactes » de la catégorie des gaz rares.

Atome	Argon	Oxygène	Azote	Hydrogène
Energie de 1 ^{ère} ionisation	15.75 eV	13.62 eV	14.53 eV	13.60 eV

Tableau A-1 Energie de première ionisation des atomes d'argon, d'oxygène, d'azote et d'hydrogène

De plus, du point de vue du plasma, les diverses réactions (dissociation, ionisation etc) qui l'entretiennent sont favorisées par l'augmentation de la température, l'arc contient ainsi des espèces de plus en plus légères d'où les courbes de densité obtenues. Pour finir, l'hypothèse d'un gaz parfait confirme cette tendance. En effet, si la température du plasma augmente à pression constante, la densité diminue.

Viscosité

Les viscosités des trois gaz concernés sont tracées sur cette figure ci-dessous en fonction de la température.

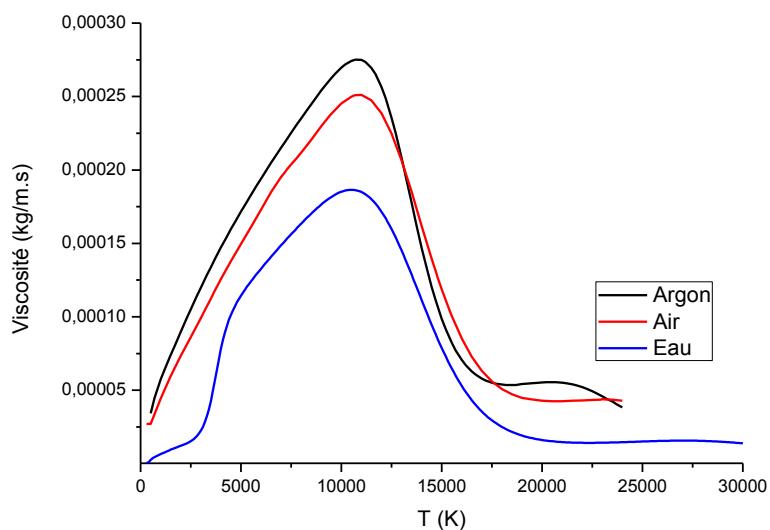


Figure A-2 Viscosité en fonction de la température pour l'argon, l'air et l'eau à pression atmosphérique

Les trois courbes présentent une forme de cloche étalée de 300 K à 20 kK, avec un même sommet se situant vers 11 kK (du fait de la dominance des interactions entre les particules lourdes au début). De 11 kK à 20 kK, celle-ci diminue du fait que le plasma est devenu plus homogène en particules légères. Puis de 20 kK à 25 kK, les viscosités se stabilisent pour les 3 gaz utilisés. La viscosité de l'eau est d'une part plus basse que celle de l'argon ou l'air à cause des masses moléculaires, et d'autre part c'est celle qui présente le plus de variations en température (d'un

facteur supérieur à 100 entre 7.10^{-7} kg.m $^{-1}$.s $^{-1}$ à 2.10^{-4} kg.m $^{-1}$.s $^{-1}$) contrairement aux deux autres viscosités qui évoluent d'un facteur d'environ 10 autour de 8.10^{-5} kg.m $^{-1}$.s $^{-1}$. La tendance des trois viscosités peut probablement s'expliquer par le fait que la concentration électronique augmente d'abord, puis varie ensuite très faiblement entre ~ 15 kK et 30 kK [KRE01]. Dans cette gamme de température, cela favorise alors l'équilibre entre le taux de production et le taux de pertes d'ions du milieu, et donc la viscosité (symbolisant les frottements).

Conductivité électrique

La conductivité électrique des trois gaz est tracée sur le graphique ci-dessous en échelle logarithmique en fonction de la température. Elle augmente de manière logarithmique, jusqu'à arriver à saturation pratiquement à la même valeur pour les trois gaz mis en jeu à partir de 15kK environ. Cette tendance est étroitement liée à l'évolution de la concentration des électrons en fonction de la température du milieu [KRE01]. En effet, plus la concentration des électrons augmente en une section donnée, plus le passage du courant dans le milieu sera facilité, et plus la conductivité électrique augmente et inversement.

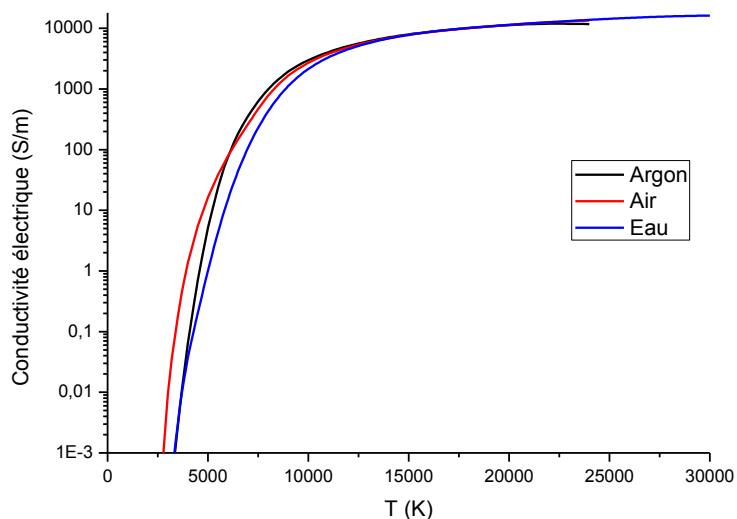


Figure A-3 Conductivité électrique en fonction de la température pour l'argon, l'air et l'eau à pression atmosphérique

Conductivité thermique

D'une manière globale (cf. figure ci-dessous), plus la température du plasma augmente plus la conductivité thermique augmente.

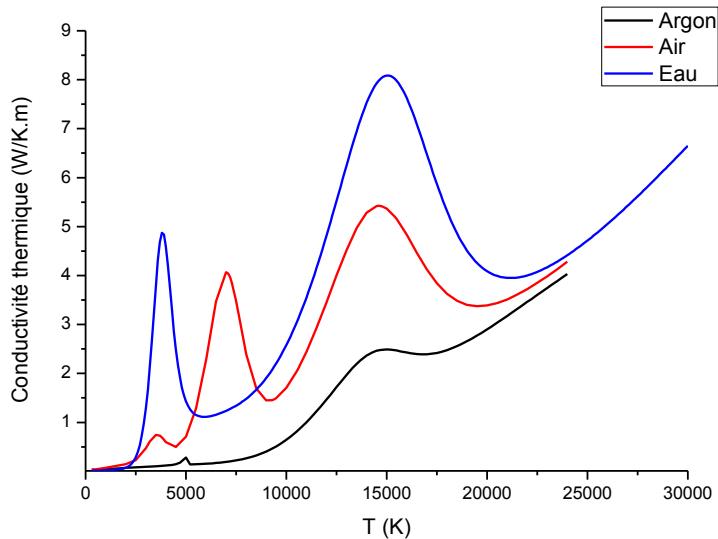


Figure A-4 Conductivité thermique en fonction de la température pour l'argon, l'air et l'eau à pression atmosphérique

Il est aussi attendu qu'un plasma provenant de gaz différents présente des pics de conductivité thermiques à des températures différentes. En effet, la chaleur d'un plasma est aussi dégagée par des réactions chimiques qui se produisent en son sein comme la dissociation et l'ionisation. Ces réactions se produisent à des températures spécifiques à elle-même et dépendent des composés qui les constituent. Par exemple, la vapeur d'eau (H_2O) est d'abord dissociée via la dissociation de l' H_2O à 3.5 kK puis dans de moindres mesures [HAN01] de O_2 , H_2 et OH . La première ionisation de H et O arrive lorsque la concentration des électrons arrive à saturation à environ 15kK. C'est à ces deux températures que les deux pics de conductivité thermique sont retrouvés. De même que pour l'air (composé à 20% d' O_2 et 80% d' N_2), le premier pic de conductivité thermique à 3.5 kK correspond au pic de dissociation de l' O_2 plutôt que le N_2 (deuxième pic à 7.1 kK) du fait que l'énergie de dissociation de l' O_2 est plus faible que celle du N_2 . Le pic de l'air et de l'argon à 15 kK correspond à l'ionisation du milieu et la montée progressive de la conductivité thermique de l'argon à 5kK correspond tout simplement à l'apparition progressive de l'ion Ar^+ .

Capacité calorifique

De la même manière que pour la conductivité thermique, la capacité thermique massique présente les mêmes pics symboliques en fonction de la température avec un pic en plus par rapport à la courbe précédente. D'après Hannachi et al. [HAN01], le pic pour l'eau à 30kK traduirait la seconde ionisation de l'oxygène.

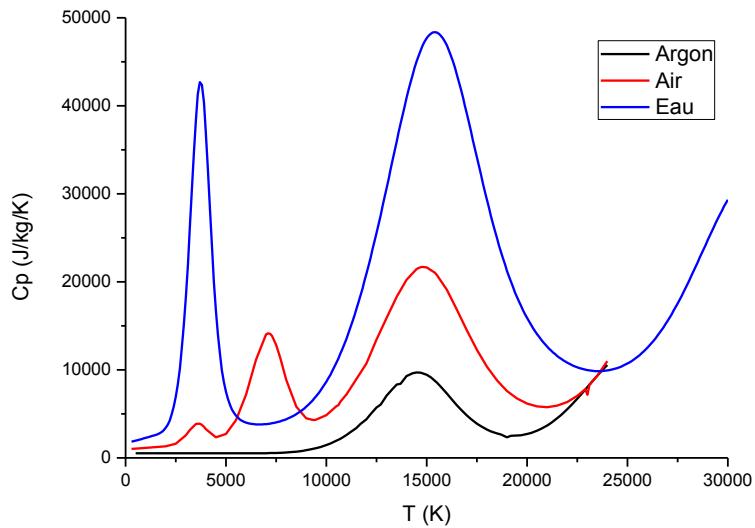


Figure A-5 Capacité calorifique massique en fonction de la température pour l'argon, l'air et l'eau à pression atmosphérique

Rayonnement

Le rayonnement du plasma est ici symbolisé par le coefficient d'émission nette et dépend de la température comme la figure ci-dessus la montre (échelle logarithmique) : elle augmente très fortement jusqu'à 15 kK (facteur 10^{20}) puis se stabilise à environ $10^{10} \text{ W.m}^{-3}.\text{sr}^{-1}$. Les oscillations de la courbe d'argon proviennent de l'interpolation entre deux valeurs.

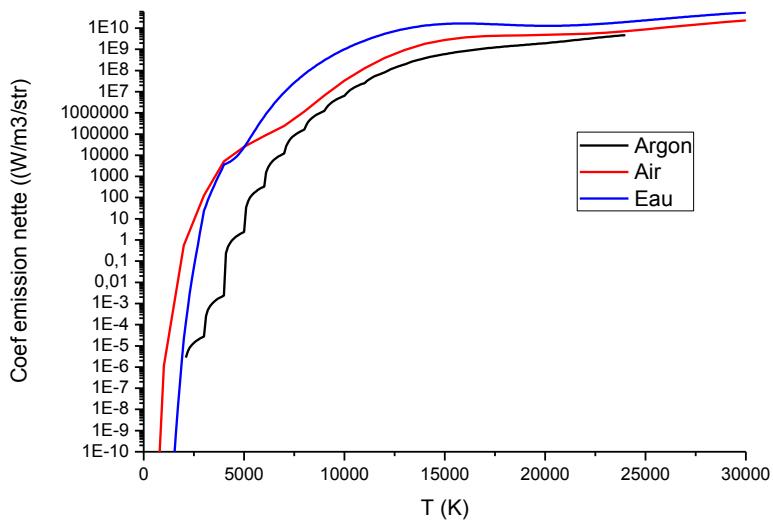


Figure A-6 coefficient d'émission nette en fonction de la température pour l'argon, l'air et l'eau à pression atmosphérique

Annexe B

Propriétés d'un mélange de deux phases liquide-gaz de l'eau à différentes proportions de liquide

Cette partie a pour but d'étudier les propriétés thermodynamiques d'un mélange de deux phases liquide-gaz à différentes proportions de liquide (et inversement de gaz) à pression atmosphérique. Cette étude requiert l'utilisation d'un modèle multiphasique nommé Volume-Of-Fluid (VOF) vu dans le Chapitre IV.

Les propriétés du plasma sont enregistrées dans un tableau de données sur une plage de température allant généralement de 300 K à 25 kK par un certain pas de température. Si on veut connaître la valeur d'une propriété à une certaine température T , on utilise l'interpolation linéaire.

Densité volumique

La densité volumique totale ρ des deux phases se calcule en modèle VOF comme il suit :

$$\rho = \alpha_v \rho_v + \alpha_L \rho_L \quad (B-1)$$

Avec α_v , α_L les fractions volumiques de gaz et de liquide, puis ρ_v , ρ_L les densités respectives de gaz (v) provenant des données interpolées et de liquide (l).

Le graphe de la figure ci-dessous montre que la densité volumique totale en fonction de la température est de plus en plus basse lorsque la fraction de liquide dans le mélange (al) diminue. Vu que la densité du gaz (diminuant de 1 à 10^{-3} kg/m³) est beaucoup plus petite que le liquide (constante à 10^3 kg/m³), il est logique d'observer cette tendance. Plus le mélange sera composé de gaz, plus la densité résultante se rapprochera de celle du gaz mais dans des proportions importantes de gaz (ou faibles de liquide) au vu du rapport très important des densités (10^3 à 10^6). Ce rapport peut être compensé par de faibles fractions volumiques de liquide pour observer la contribution du gaz dans la densité résultante.

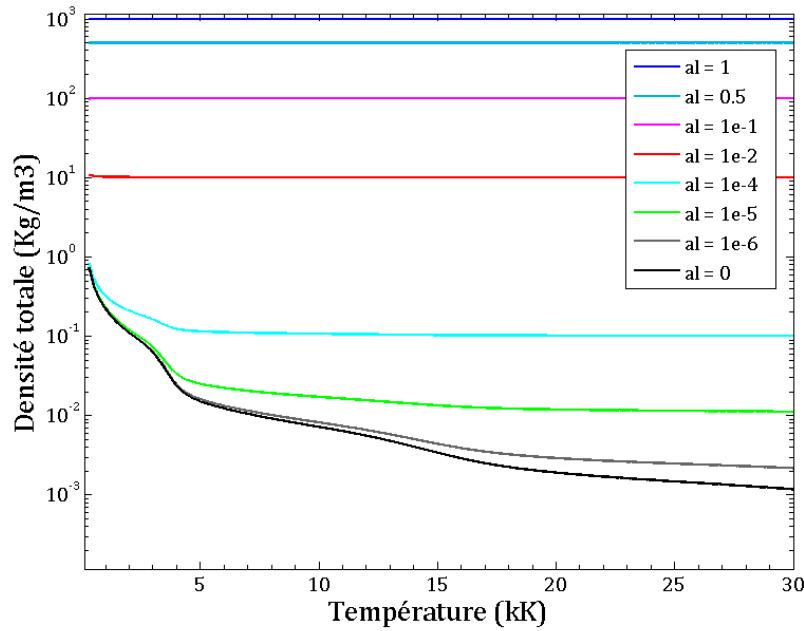


Figure B-1 Densité volumique en fonction de la température pour l'argon, l'air et l'eau à pression atmosphérique pour différentes fractions volumiques de liquide

Dans un premier temps, pour les « fortes » proportions de liquide (de 1 à 10^{-3}), la densité totale a une valeur plutôt constante (échelle logarithmique) respective pour chaque fraction. A partir des fractions de liquide de 10^{-3} jusqu'à 10^{-5} , la courbe de densité diminue dans un premier temps puis reste constante à partir d'une certaine température ; température limite qui augmente avec la diminution de la fraction de liquide présente dans le mélange. Pour les « faibles » fractions de liquide de 10^{-6} jusqu'à 10^{-7} , la densité totale se rapproche énormément de celle du gaz : en effet, la contribution du liquide (par exemple à 10^{-6} : $\alpha_L \rho_L \sim 10^{-3}$) devient de moins en moins dominante par rapport à celle du gaz (par exemple à 10^{-6} : $\alpha_v \rho_v \sim 1$ à 10^{-3}).

Viscosité

La viscosité totale ν des deux phases se calcule en modèle VOF comme il suit :

$$\nu = \alpha_v \nu_v + \alpha_L \nu_L \quad (B-2)$$

Avec α_v, α_L les fractions volumiques de gaz et de liquide, puis ν_v, ν_L les viscosités respectives de gaz (v) et de liquide (l) provenant des données interpolées.

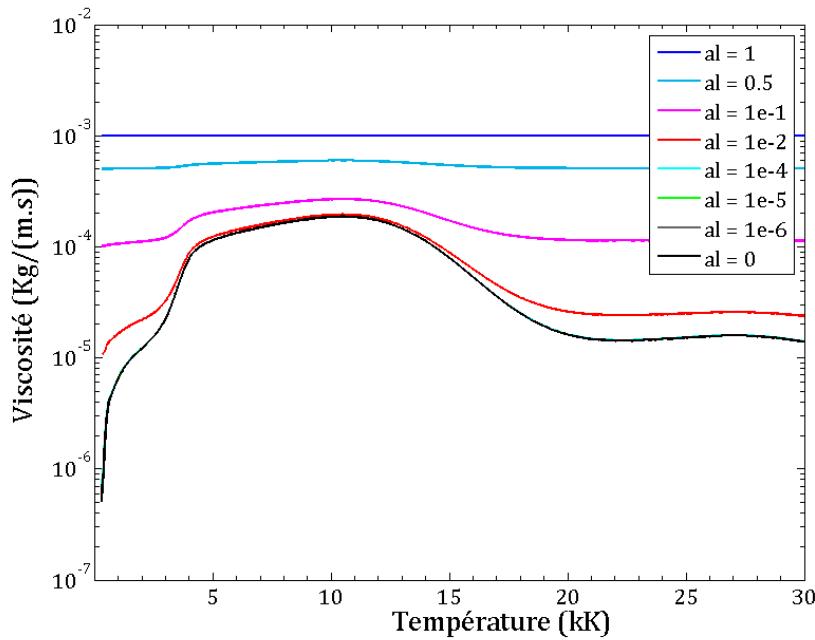


Figure B-2 Viscosité en fonction de la température pour l'argon, l'air et l'eau à pression atmosphérique pour différentes fractions volumique de liquide

Le graphe de la figure ci-dessus montre que la viscosité totale en fonction de la température est de plus en plus basse lorsque la fraction de liquide dans le mélange (al) diminue. De la même manière que la densité volumique pour observer la contribution de la viscosité du gaz dans le mélange, il faut que le rapport des viscosités entre le liquide et le gaz (1 à 10^{-2}) soit significativement compensé, par une fraction volumique suffisante du gaz (minimum $1-10^{-2}$). Associée à chaque fraction de liquide de 1 et 0.5, la viscosité totale a une valeur quasi-constante en fonction de la température. Puis pour 10^{-1} et 10^{-2} , la contribution du gaz est observée par la tendance de la viscosité ressemblant à celle pour 100% de gaz sur une gamme de température (5kK à 15 kK). Enfin à partir de 10^{-3} , la contribution de la viscosité de gaz $\alpha_v v_v$ est beaucoup plus significative (facteur 10 minimum) que celle du liquide. Il est donc naturel que les courbes de viscosité à partir de cette fraction volumique soient quasi-superposées.

Conductivité thermique

La conductivité thermique totale κ_{Th} des deux phases se calcule en modèle VOF :

$$\kappa_{Th} = \alpha_v \kappa_{Th_v} + \alpha_L \kappa_{Th_L} \quad (B-3)$$

Avec α_v, α_L les fractions volumiques de gaz et de liquide, puis $\kappa_{Th_v}, \kappa_{Th_L}$ les conductivités thermiques respectives de gaz (v) provenant des données interpolées et de liquide (l).

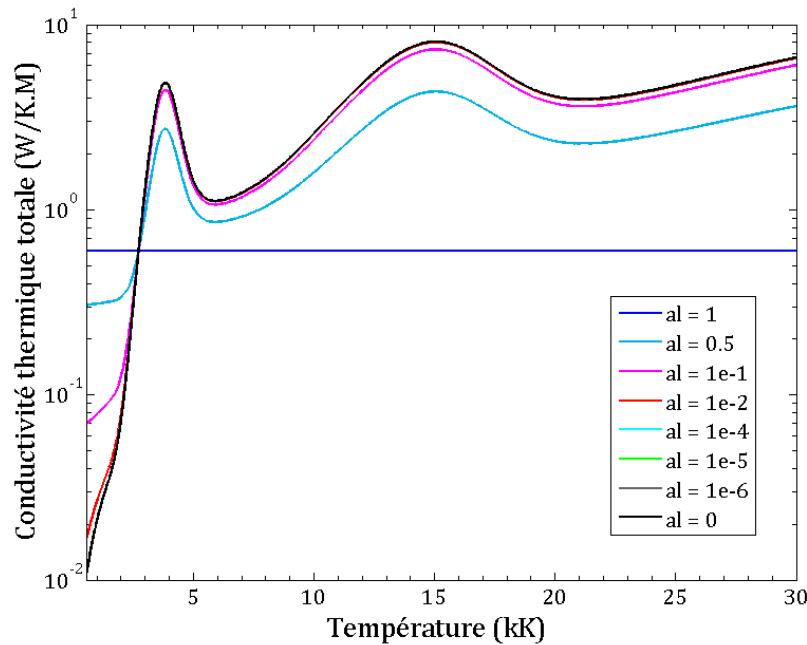


Figure B-3 Conductivité électrique en fonction de la température pour l'argon, l'air et l'eau à pression atmosphérique pour différentes fractions volumiques de liquide

Le graphe de la figure ci-dessus montre que lorsque la fraction de liquide dans le mélange (al) diminue, la conductivité thermique totale est de plus en plus basse avant 3 kK et devient de plus en plus élevée au-delà de 3 kK environ. Du même raisonnement que pour les propriétés précédentes, plus la fraction volumique de liquide diminue, plus la fraction volumique de gaz augmente, et plus sa contribution dans la conductivité thermique résultante sera grande. Cette contribution du gaz s'observe dès 50%, jusqu'à ce que celle du liquide disparaîsse quasiment complètement à partir de 1% de liquide dans le mélange. La dominance rapide de la contribution de la conductivité thermique du gaz par rapport à celle du liquide peut s'expliquer par le fait que le rapport entre les conductivités thermiques ne soit pas très élevé comparé à celui de la densité volumique ou de la viscosité, d'où la tendance.

Conductivité électrique

Dans le cas d'un modèle multiphasique, la conductivité électrique s'exprime comme :

$$\sigma_e = \alpha_v \sigma_{e_v} + \alpha_L \sigma_{e_L} \quad (B-4)$$

Avec α_v, α_L les fractions volumiques de gaz et de liquide, puis $\sigma_{e_v}, \sigma_{e_L}$ les conductivités électriques respectives de gaz (v) provenant des données interpolées et de liquide (l).

Le graphe ci-dessous montre la conductivité électrique comme croissante avec température pour différentes fractions volumiques de liquide.

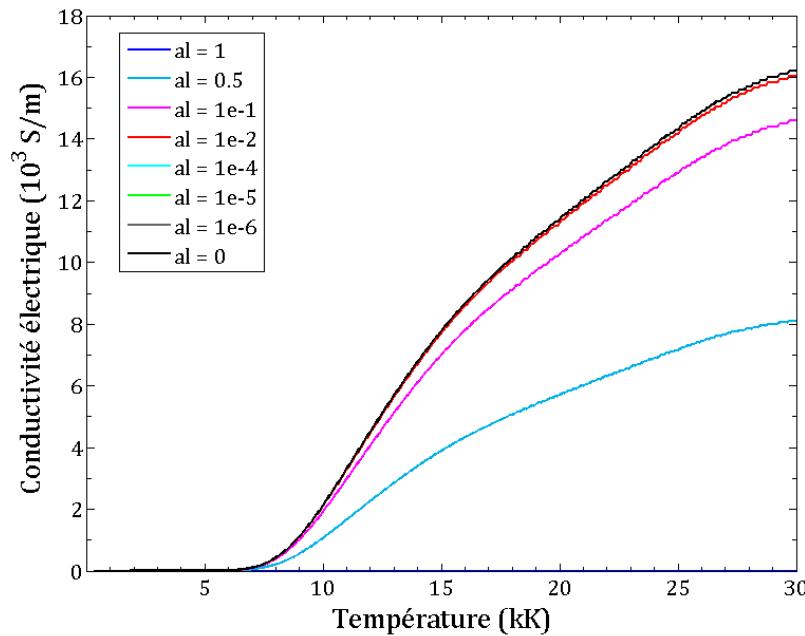


Figure B-4 Conductivité thermique en fonction de la température pour l'argon, l'air et l'eau à pression atmosphérique pour différentes fractions volumiques de liquide

De la même manière que pour la conductivité thermique, la contribution de la conductivité électrique de gaz apparaît dès 50%. Il est aussi supposé que cette contribution apparaît du moment que la fraction volumique de vapeur soit supérieure à 0 puisque la contribution du liquide est quasi-nulle pour cette propriété (10^{-15} S/m). C'est pour cette raison, qu'à partir de 1% de liquide dans le mélange, la conductivité électrique peut être assimilée à celle du gaz.

Enthalpie massique

L'enthalpie massique totale d'une cellule dépend de la fraction volumique, de la densité volumique et de l'enthalpie de chaque phase de fluide. Sa formulation est donnée dans le manuel de Fluent [ANS13] (cf. Equations (B-5)) avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} H_{\text{tot}} = \frac{\alpha_g \rho_g H_g + \alpha_l \rho_l H_l}{\rho_{\text{tot}}} \\ H_i(T) = \int_{T_{\text{ref}}^i}^T C_{p,i}(T) dT + H_{\text{ref},i} \end{array} \right. \quad (\text{B-5})$$

Avec α_g, ρ_g, H_g la fraction volumique, la densité volumique et l'enthalpie massique du gaz, α_l, ρ_l, H_l la fraction volumique, la densité volumique et l'enthalpie massique du liquide, puis H_i et $C_{p,i}$ l'enthalpie et la capacité calorifique massique de la phase i vues précédemment. $H_{\text{ref},i}$ est

l'enthalpie massique de référence de la phase (i) prise à 300 K : $-15858300 \text{ J.kg}^{-1}$ pour le phase liquide (l) et $-13240723.0469 \text{ J.kg}^{-1}$ pour le phase gazeuse (g). Ces valeurs sont issues du rapport de l'enthalpie massique molaire proposée par Fluent [ANS13] et de la masse molaire.

De ces données et du système d'Equations (B-5), l'enthalpie massique totale peut être tracée en fonction de la température pour différentes fractions volumiques de liquide, comme le montre la Figure B-5. A noter que l'enthalpie du gaz $H_v(T[i])$ à une température T à la position i s'exprime numériquement comme :

$$H_v(T[i]) = \sum H_v(T[i-1]) + \frac{C_p(T[i-1]) + C_p(T[i])}{2} (T[i] - T[i-1]) \quad (\text{B-6})$$

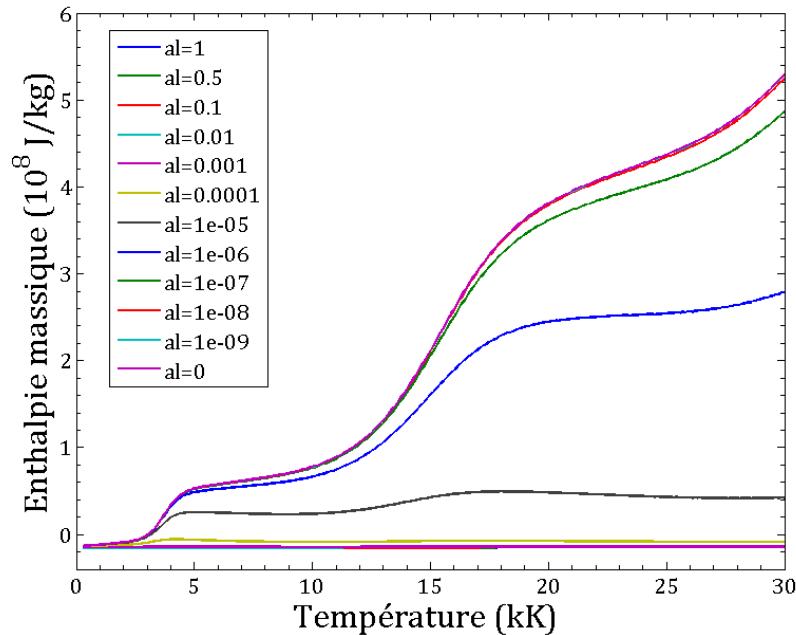


Figure B-5 Enthalpie massique en fonction de la température pour l'argon, l'air et l'eau à pression atmosphérique pour différentes fractions volumiques de liquide

Le graphe sur cette figure ci-dessus montre l'enthalpie totale comme croissante avec la température ($<30 \text{ kK}$) pour toutes les fractions volumiques, et la somme associée est donc bien retrouvée. Cependant, au-delà de 30 kK pour une fraction volumique de liquide de 10^{-5} à 10^{-7} , l'enthalpie totale commence à décroître, comme la capacité calorifique du gaz et bien sûr la densité. Pour une fraction volumique de liquide nulle, l'enthalpie continue de croître.

ANNEXE B

Experimental and numerical study of an electrical arc in liquid

Abstract :

The study of electrical arcs in liquids begins in XXth century with the first oil circuit breaker and the use of welding/cutting processes on ship hulls in full water. These studies have been neglected for about 60 years, until the emergence of new applications such as the manufacture of nanostructures (for electrical engineering, medicine, etc.), electrical arc fracturing or different environmental applications (depollution, sterilization, gasification). In these applications different times and energies scales are involved for the discharge characteristics. Despite these differences, in all configurations a spherical gaseous medium dues to the current carrying path in the liquid exists. However, this gaseous phase is not much studied in the literature, particularly for an energy discharges of the order of kilojoule applied during 10ms. The goal of the thesis was to improve the understanding and to interpret the formation and the dynamic of the gas bubble created by this arc by varying the conditions.

The work follows two ways: an experimental study to analyze the behavior of the bubble depending on the arc characteristics as the energy injected, the distance between the electrodes or the nature of the fluid; And a numerical study, where a 2D diphasic model has been implemented under Ansys Fluent to simulate the creation and the expansion of this gaseous phase in a liquid. The complementarity of these two approaches allows complementarities and interpretations.

The experiment set up is composed by a closed aluminum reactor, where the electric arc is established in a liquid (water or oil) by a fusible wire between two electrodes. Windows allows to visualize by a speed camera the inter-electrode space, and so the arc and the gas bubble created. The current and voltage characteristics of the electric arc are recorded over time. A pressure sensor located in the volume of air above the liquid controls the pressure variations. The experimental results are treated through Matlab software and allow corroborating the numerical model developments. The code uses the Navier-Stokes equations to describe the two phases of the fluid via the Volume-Of-Fluids (VOF) method. Specifics developments have also been integrated to take into account the phase transfer at the gas/liquid interface adapting the mass transfer intensity coefficient. This coefficient is described as a function of the temperature and of the proportion of phase in a cell.

The simulation results from the model support the experimental observations and build the foundations for a study on the behavior of the gaseous phase produced by the passage of an electric arc in a liquid.

Keywords : Bubble, Liquid, Electrical arc, Modelization, Multiphasic, Fast imaging

Etude expérimentale et numérique d'un arc électrique dans un liquide

Résumé :

L'étude des arcs électriques dans les liquides débute au XXème siècle suite à la création des premiers disjoncteurs à bain d'huile et à l'utilisation de différents procédés de soudure/découpe en pleine eau de coques de navire. Ces études ont été délaissées pendant environ 60 ans jusqu'à ce que de nouvelles applications voient le jour comme la fabrication de nanostructures (pour le génie électrique, la médecine, etc), la fracturation électrique ou encore diverses applications environnementales (dépollution, stérilisation, gazéification, ondes de chocs). Ces diverses applications se font avec des temps et des énergies mises en jeu pour la décharge très variables. Malgré ces différences, il y a toujours l'apparition d'une phase gazeuse globalement sphérique due au passage du courant. Cependant, cette phase est très peu étudiée dans la littérature notamment pour des décharges de l'ordre du kilojoule pour des durées de 10ms environ. L'objectif de la thèse est donc d'améliorer la compréhension de la formation et de la dynamique de la bulle de gaz alimentée par cet arc en jouant sur certains paramètres du système.

Les travaux effectués s'articulent suivant deux axes : une étude expérimentale pour analyser le comportement de cette bulle par rapport à l'arc en modifiant notamment l'énergie injectée, la distance inter-électrode utilisée ou encore la nature du fluide employé ; et une étude numérique où un modèle diphasique 2D a été mis en œuvre sous Ansys Fluent pour simuler la création et le développement de cette phase gazeuse au sein d'une phase liquide. La complémentarité de ces deux études permet de témoigner de la présence de certains mécanismes comme ceux de la formation de bulles ou de cycles d'expansion et d'effondrement, gouvernés par des phénomènes de chauffage, d'évaporation ou électrothermiques.

L'expérience mise en place se compose d'un réacteur hermétique en aluminium où l'arc électrique est amorcé par un fil fusible entre deux électrodes dans un liquide : eau ou huile. Des hublots permettent la visualisation par caméra rapide de l'espace inter électrode, et donc de l'arc et de la bulle de gaz qu'il engendre. Les caractéristiques courant et tension de l'arc électrique sont suivies dans le temps. Un capteur de pression dans le volume d'air situé au-dessus du liquide contrôle l'onde de pression générée par la décharge. Les résultats expérimentaux sont traités sous Matlab et permettent de conforter le modèle numérique mis en place. Le code utilise les équations de Navier-Stokes pour décrire les deux phases du fluide via la méthode Volume-Of-Fluids (VOF). A ces développements a aussi été intégré un modèle pour prendre en compte le transfert d'une phase de fluide vers une autre. Pour nos conditions de températures élevées, ce modèle a dû être adapté via le coefficient d'intensité de transfert de masse, qui est décrit en fonction de la température et de la proportion de phase dans une cellule.

Les résultats de simulation issus de ce modèle permettent d'appuyer les observations expérimentales, et de poser les bases d'une étude sur la formation et le comportement de la phase gazeuse produite par le passage d'un arc électrique dans un liquide.

Mots-clés: Bulle, Liquide, Arc électrique, Modélisation, Multiphasé, Imagerie rapide