Université Fédérale
Toulouse Midi-Pyrénées

THÈSE

En vue de l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Université Toulouse 3 - Paul Sabatier

Présentée et soutenue par

Julien THOUIN

Le 14 décembre 2023

Caractérisation expérimentale et théorique d'un arc électrique impulsionnel éclatant dans un liquide

---

Ecole doctorale : **GEETS - Génie Electrique Electronique,Télécommunications et Santé : du système au nanosystème**

Spécialité : **Ingénierie des Plasmas**

Unité de recherche :
LAPLACE - Laboratoire PLAsma et Conversion d'Énergie

Thèse dirigée par
Jean-jacques GONZALEZ et Pierre FRETON

Jury

Mme Nelly BONIFACI, Rapporteure
M. Stéphane PELLERIN, Rapporteur
M. Laurent PECASTAING, Examinateur
M. Olivier EICHWALD, Examinateur
M. Jean-jacques GONZALEZ, Directeur de thèse
M. Pierre FRETON, Co-directeur de thèse

Remerciements

Je tiens à remercier l'ensemble des membres de mon jury. Je remercie Nelly BONIFACI et Stéphane PELLERIN d'avoir accepté de rapporter ce travail et, aux travers de nos échanges, d'avoir contribué à améliorer la qualité de ce travail. Merci également à Laurent PECASTAING et Catherine ROND pour votre participation au jury de thèse ainsi que pour les différents échanges que j'ai pu avoir avec vous. Jean-jacques GONZALEZ et Pierre FRETON, mes directeurs de thèse, je suis reconnaissant de l'opportunité que représente cette thèse. Enfin, je remercie Olivier EICHWALD d'avoir présidé ce jury ainsi que pour sa bienveillance et sa contribution à l'aboutissement de ce travail dans de bonnes conditions.

Je tiens à remercier l'ensemble des personnes que j'ai été amené à côtoyer au laboratoire dont certains m'ont particulièrement aidé dans ce travail. Je pense à Malyk BENMOUFFOK, Pierre FORT, Yann CRESSAULT, Philippe TEULET et Flavien VALENSI notamment. Merci d'avoir partagé avec moi votre expérience et votre travail. Merci également à tous les autres qui ont pu égayer cette expérience.

Enfin, ces remerciements finaux s'adressent à mes amis et ma famille, à tous ceux qui m'ont soutenu tout au long de ce travail. Merci à tous. Je vous dédie ce travail bien que vous ne le compreniez pas.

Table des matières

Préface **10**

1 Contexte et état de l'art **12**
1 Contexte . . . 13
1.1 Formage de pièces métalliques . . . 13
1.2 Fracturation de roches . . . 15
1.3 Purification de l'eau . . . 16
2 Mécanismes . . . 17
2.1 Allumage . . . 17
2.2 Onde de pression . . . 20
2.3 Caractérisation expérimentale . . . 22
3 Conclusion . . . 27

2 Etude théorique de la mesure par spectroscopie d'émission et modèles **30**
1 Modèles plasmas, diagnostic par spectroscopie et données de base . . . 31
1.1 Modèles plasma, rayonnement et méthodes de diagnostic . . . 31
1.2 Compositions chimiques et propriétés thermodynamiques . . . 39
2 Interprétation des mesures d'élargissement de raies par effet Stark . . . 46
2.1 Contexte et explication des choix réalisés . . . 46
2.2 Description de l'émission des raies spectrales . . . 47
2.3 Résultats . . . 51
2.4 Conclusion . . . 58
3 Interprétation des mesures de température par la méthode du diagramme de Boltzmann . . . 59
3.1 Description de l'émission des raies spectrales . . . 59
3.2 Résultats . . . 60
3.3 Conclusion . . . 73
4 Conclusion du chapitre . . . 74

3 Caractérisation du dispositif basse tension **78**
1 Description du dispositif basse tension et de la chaîne d'acquisition . . . 79
1.1 Description de l'alimentation et du réacteur . . . 79
1.2 Description de la chaîne d'acquisition . . . 81
2 Description globale du phénomène . . . 86
2.1 Caractéristiques électriques . . . 86

2.2 Allumage par fil fusible . . . 88
2.3 Observation de la dynamique de bulle . . . 92
2.4 Evolution du volume de la bulle . . . 94
2.5 Observation de la zone chaude . . . 95
2.6 Allure des spectres observés . . . 97
3 Mise en œuvre et traitement des données . . . 101
3.1 Méthode du diagramme de Boltzmann . . . 101
3.2 Mesure de l'élargissement des raies d'hydrogène par effet Stark . . . 106
4 Résultats . . . 112
4.1 Mesure de la température . . . 112
4.2 Mesure de la densité électronique et de la pression . . . 115
4.3 Etude électrique . . . 127
5 Conclusion . . . 133

4 Un premier pas vers la haute tension 136
1 Descriptif expérimental . . . 137
1.1 Alimentation . . . 137
1.2 Dispositif d'allumage . . . 141
1.3 Réacteur et électrodes . . . 146
2 Caractérisation de l'alimentation . . . 148
2.1 Mesure de la capacité du banc . . . 148
2.2 Mesures de l'inductance et de la résistance . . . 148
2.3 Mesures du courant et de la tension en conditions de décharge . . . 150
3 Mesures expérimentales . . . 152
3.1 Imagerie rapide . . . 152
3.2 Spectroscopie . . . 156
4 Conclusion . . . 160

Conclusion générale et perspectives 163

Bibliographie 166

Annexes 178

A Compositions d'un plasma d'eau à l'E.T.L 180

B Raies d'émission observées 184

C Incertitude et correction de l'intensité des mesures de spectroscopie 188
1 Incertitudes sur le diagramme de Boltzmann . . . 189
2 Etalonnage en intensité . . . 191

D Spectres des raies $H\alpha$ et $H\beta$ 194

Préface

Les travaux effectués au cours de cette thèse portent sur des décharges impulsionnelles dans de l'eau. Deux dispositifs ont été utilisés : un dispositif basse tension à allumage par fil fusible et un dispositif haute tension à allumage par surtension. L'objectif de cette thèse est de caractériser le plasma d'arc afin de mieux comprendre les mécanismes de dépôt d'énergie et la conversion électro-mécanique dans une décharge impulsionnelle dans l'eau. Pour y parvenir nous nous proposons de décomposer ce manuscrit en quatre chapitres.

Le chapitre 1 est dédié à la présentation du contexte de l'étude au travers de la description de quelques applications de décharges de puissances pulsées dans l'eau. Il décrit également les différents phénomènes étudiés dans la littérature.

Le chapitre 2 est consacré aux fondements théoriques de la description des plasmas thermiques sur lesquels nous nous sommes appuyés pour l'interprétation des résultats expérimentaux. Nous présentons les méthodes du calcul des données de bases. Nous exposons aussi deux études réalisées sur des mesures simulées, une portant sur la mesure de la densité électronique à partir de l'élargissement Stark de la raie $H\alpha$ et une sur la mesure de la température par la méthode du diagramme de Boltzmann sur des raies d'oxygène atomique. Ces études permettent d'interpréter et de déterminer les limites des mesures spatialement intégrées que nous avons réalisées expérimentalement.

Le chapitre 3 présente la mise en place d'un dispositif de mesure par spectroscopie d'émission résolu temporellement sur plasma créé par un arc électrique impulsionnel basse tension dans l'eau. Les résultats des mesures par spectroscopie d'émission mais aussi des mesures électriques et des acquisitions d'imagerie rapide sont également présentés.

Le chapitre 4 décrit la conception d'une alimentation haute tension et faible inductance, de son système de commutation et d'un réacteur. Des premières mesures sur l'arc impulsionnel rapide généré par surtension grâce à ce dispositif sont également présentées.

Chapitre 1

Contexte et état de l'art

L'objet de ce premier chapitre est de décrire le contexte dans lequel s'inscrit cette étude en présentant des applications des arcs électriques impulsionnels dans l'eau. Nous présenterons les connaissances actuelles sur les décharges d'arcs électriques pulsées dans l'eau, les mécanismes associés et les méthodes de diagnostic mises en oeuvre dans la littérature.

1 Contexte

Cette étude porte sur les décharges d'arcs dans l'eau et plus spécifiquement sur les décharges pulsées. Yamatake et al. [1] ont détaillé les différents mécanismes observés en présence d'une décharge électro-hydraulique pulsée ("PAED"), ces mécanismes sont présentés sur la figure 1.1 :

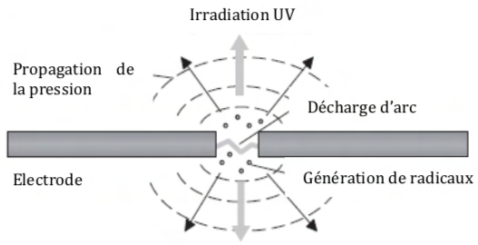


FIGURE 1.1 – Mécanismes associés à une "PAED" [1]

Généralement, ces applications exploitent l'onde de pression générée par l'arc dans le liquide, c'est le cas des applications de formage [2][3][4], de fracturation ou de pulvérisation [5][6][7] ou les applications de stimulation de puits de pétroles, d'eau ou de réservoirs de gaz [8][9][10]. L'onde de pression est également utilisée dans les applications de lithotritie extracorporelle pour éliminer les calculs ou calcifications en transmettant des ondes ultrasonores à travers les tissus du corps [11][12]. Pour la décontamination de milieux aqueux le rayonnement UV et les radicaux produits seront utiles à la stérilisation de l'eau alors que l'onde de pression permet de décomposer les contaminants organiques et les microbes [1]. Dans les parties suivantes nous détaillerons les applications de formage, de fracturation ou pulvérisation et de décontamination de l'eau par décharges électro-hydrauliques pulsées.

1.1 Formage de pièces métalliques

Les décharges électro-hydrauliques pulsées font l'objet d'études récentes dans les domaines du formage, du sertissage ou encore du calibrage dimensionnel de pièces métalliques [13][14][2][3][15].

C'est l'onde de pression générée par la décharge pulsée qui permet de déformer la pièce métallique. La pièce à former est plaquée par l'onde de pression sur une matrice (Die) qui porte la forme désirée (voir figure 1.2). Pour ces applications les énergies stockées atteignent parfois la centaine de kJ et sont déposées sur des temps inférieurs à la centaine de microsecondes [3][4]. La figure 1.2 présente le principe de fonctionnement du procédé de formage électro-hydraulique :

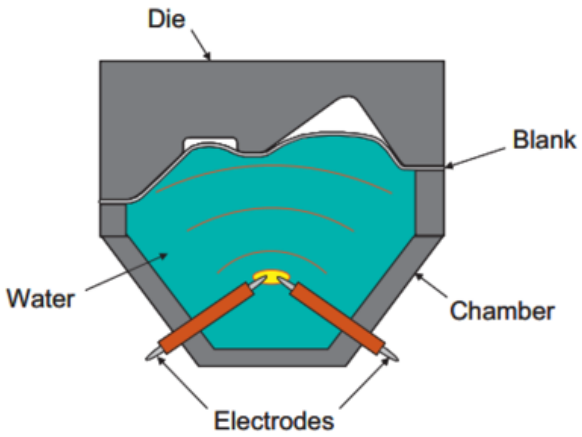


FIGURE 1.2 – Principe de fonctionnement du procédé de formage électro-hydraulique [2]

A la différence des méthodes de formage classiques qui sont le plus souvent quasi-statiques, le formage électro-hydraulique (EHF) est dynamique. Deux avantages principaux à cette vitesse de formage accrue : une limite de formalité repoussée ainsi qu'un moindre retour élastique des pièces formées qui est généralement responsable des écarts avec la géométrie visée. Balanethiram et al. [4] ont montré dans leur article que la limite de formabilité, limite au-delà de laquelle on observe un déchirement de la pièce à former, est repoussée dans le cas d'une déformation dynamique de la pièce. On parle de formage dynamique lorsque la vitesse de déformation est importante (plusieurs dizaines de m/s [4]) comme c'est le cas par procédé EHF. Ils proposent le terme "hyperelasticity" pour décrire ce phénomène. Les auteurs expliquent ce gain en ductilité par une meilleure répartition des contraintes au sein de la pièce [4]. Plus récemment Zia et al. [15] ont montré qu'un procédé mêlant EHF et chauffage améliorait encore la formabilité.

Dans le cas du formage EHF, la diminution voire l'élimination du retour élastique est expliquée par des mécanismes liés aux fortes ondes de pression générées, soit au moment de l'impact de la pièce sur sa matrice, soit directement par l'onde de pression au contact de la pièce. La déformation est alors plastique et se fait sans retour élastique. Golovashchenko et al. [2] ont estimé à près d'un GPa la pression au moment de l'impact dans des conditions de calibrage de pièces par impact. Viviek et al. [16] l'estiment à 1.5 GPa dans des applications de formage électromagnétique qui présentent des vitesses de déformation similaires à celles rencontrées en EHF. Golovashchenko et al. [2] ont montré qu'il était possible d'éliminer les contraintes élastiques résiduelles, observées à la suite d'un formage quasi-statique, simplement en exposant la pièce formée à une onde de pression générée par un arc électrique, sans qu'il y ait d'impact de la pièce sur une matrice. La figure 1.3 présente cette élimination des contraintes élastiques pour une pièce exposée à une onde de pression générée par une décharge de 15kJ.

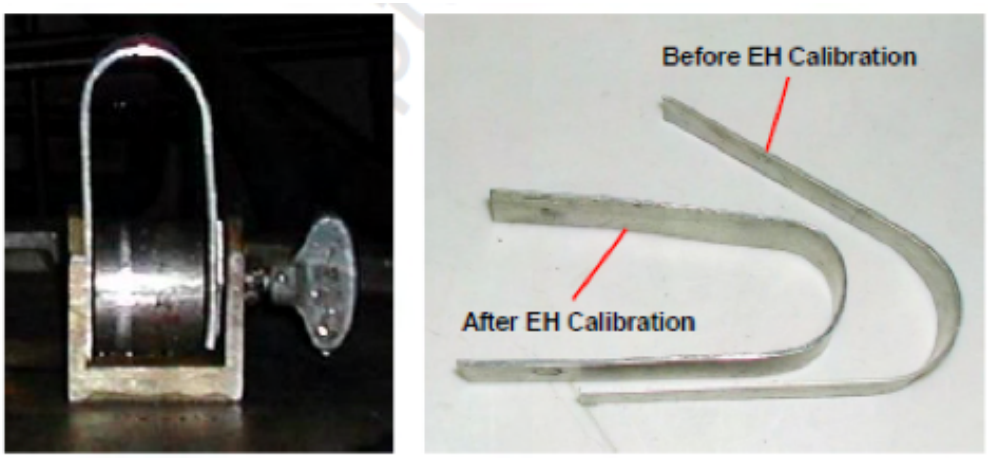


FIGURE 1.3 – Calibrage électro-hydraulique [2]

La figure 1.3 montre l'élimination des contraintes élastiques dans une pièce maintenue dans un étau et soumise à une onde de pression générée par une décharge électro-hydraulique pulsée mais sans impact de la pièce sur une matrice.

1.2 Fracturation de roches

Il existe deux méthodes pour pulvériser des matériaux en présence de liquide (voir figure 1.4). La première est de faire éclater un arc dans un liquide en contact avec le matériau à pulvériser générant ainsi une onde de choc qui va être transmise au matériau. La deuxième, bien que l'arc n'éclate pas dans un liquide mais directement dans le matériau, nécessite la présence d'un liquide. En effet elle ne peut avoir lieu que si la tension de rupture diélectrique du matériau est inférieure à celle du liquide en contact. Cette deuxième méthode nécessite des tensions encore plus importantes ($> 100kV$) et les décharges sont particulièrement courtes : inférieures ou de l'ordre de la micro-seconde [17][18]. Sur ces temps très courts la rigidité diélectrique du matériau, souvent de la roche, est plus faible que celle du liquide. La figure 1.4 présente le principe de ces deux modes de pulvérisation.

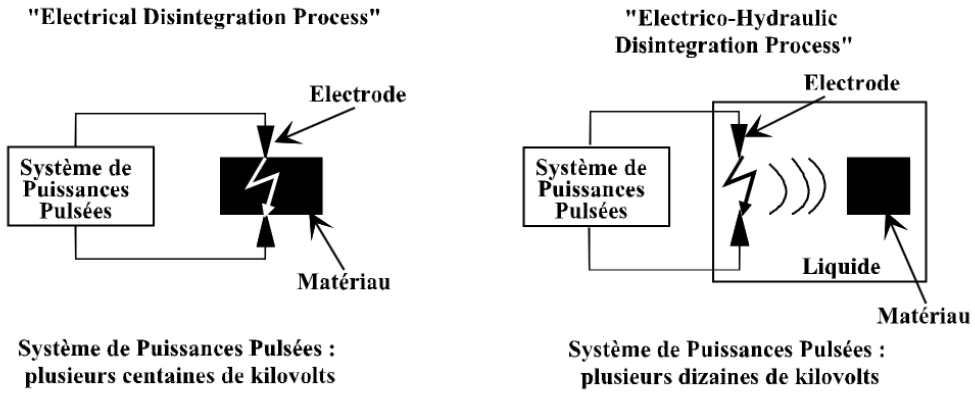


FIGURE 1.4 – Pulvérisation par des systèmes de puissances pulsées [5]

Les puissances et les énergies mises en jeu sont parmi les plus élevées des applications citées dans cette partie. On pense notamment au Noranda Technology Center qui génère des décharges dont l'amplitude de l'onde de courant est de $700kA$ pour une énergie stockée de $1MJ$ [5]. Ces applications se distinguent également par les cadences importantes que certains dispositifs sont capables d'atteindre. Touryan et al. [7] présentent un dispositif permettant de réaliser des décharges jusqu'à $4kJ$ avec un fréquence de $1Hz$. La société TZN dispose d'un dispositif EHDP (Electro-Hydraulic Disintegration Process) avec une fréquence particulièrement élevée de $100kHz$ et une énergie allant jusqu'à quelques dizaines de kJ par impulsion [5].

La société TZN a étudié les applications liées à la pulvérisation par arc électrique et notamment par EHDP [6]. D'après les auteurs ces caractéristiques sont suffisantes pour un large panel d'applications allant du broyage de grains de café à la fragmentation de blocs de béton renforcés. Touryan et al. [7] ont montré la compétitivité du procédé EHDP pour la réduction du charbon sur des tailles de particules particulièrement fines ($< 75\mu m$) par rapport à des méthodes de broyage conventionnelles. Il est aussi possible de nettoyer les couches superficielles de béton, on parle d'écroûtage de matériaux. Goldfarb et al. [18], sur ce type de dispositif, ont montré que le procédé générant la décharge directement dans le matériau consommait moins d'énergie que le procédé EHDP.

1.3 Purification de l'eau

Les décharges électro-hydrauliques pulsées sont des procédés très efficaces pour produire des radicaux OH, des électrons hydratés et un ensemble de réactions chimiques induites par le rayonnement UV [19]. Les études menées par Edebo et al. et Gilliland et al. [20][21][22] montrent que c'est le rayonnement UV qui joue le rôle principal dans la décontamination. Gilliland et al. ont toutefois mis en avant des mécanismes chimiques spécifiques liés à l'onde de pression [22]. Edebo et al. [20] ont quant à eux montré que l'efficacité maximale de leur dispositif à détruire les bactéries n'était pas atteinte pour la valeur minimale d'inductance. C'est pourtant pour cette valeur que l'onde de pression sera la plus intense. Les résultats issus de cette étude sont présentés sur la figure 1.5.

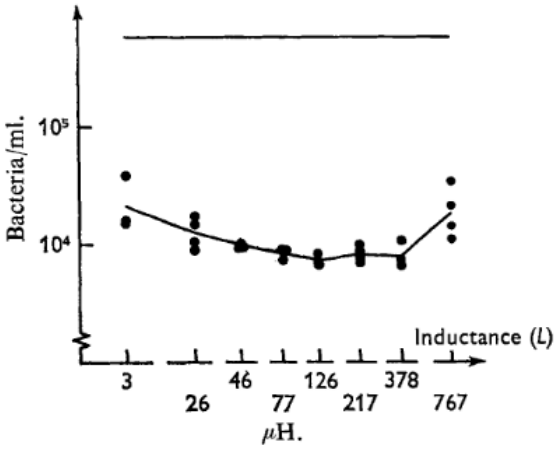


FIGURE 1.5 – Efficacité du dispositif de destruction des bactéries en fonction de l'inductance [20]

Les PAED peuvent également servir à séparer les solides en suspension ou dissous dans le liquide via l'expansion et le refroidissement rapide du plasma dans une bulle de gaz pendant la phase post décharge [19].

2 Mécanismes

Dans cette partie nous décrirons les différents phénomènes étudiés dans la littérature associés aux décharges impulsionnelles dans l'eau. Nous nous intéresserons également aux différentes méthodes de caractérisation expérimentale de la décharge, du plasma ou de son environnement.

2.1 Allumage

Les mécanismes d'initiation de la décharge dans les liquides et en particulier dans l'eau sont très différents de ceux observés dans les gaz. La principale différence en ce qui concerne les méthodes d'amorçage par surtension est que l'eau conduit le courant avant le claquage. Cette conduction dépend fortement de la conductivité de l'eau. Dans la littérature on distingue deux modes de claquage par surtension différents : les claquages subsoniques et supersoniques.

2.1.1 Les décharges subsoniques

Ce mode de décharge se caractérise par une durée de pré-claquage plus longue et une vitesse de propagation plus faible que les décharges supersoniques, de l'ordre de la dizaine de m/s. Ces décharges se caractérisent par le développement de bulles au niveau des électrodes qui se propagent à travers l'espace inter-électrodes. Ces bulles ont été observées dans l'eau par G. Touya [5]. Ses observations, réalisées dans une configuration d'électrodes pointe-plan, sont données sur la figure 1.6 à trois instants différents.

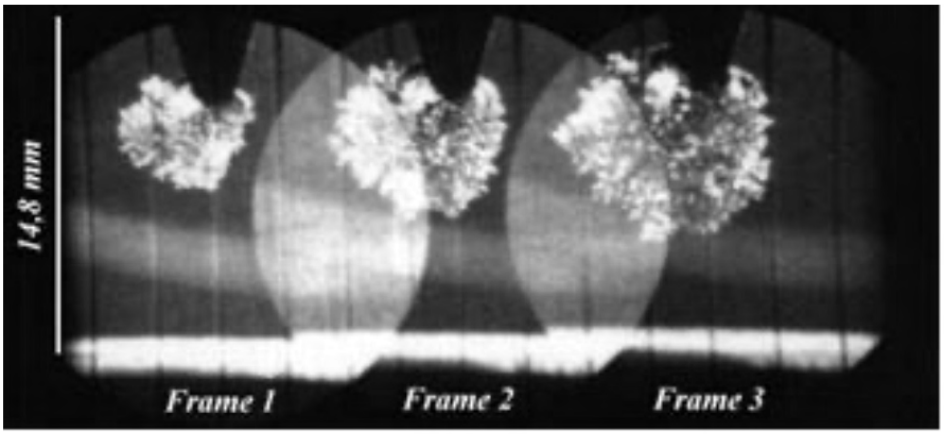


FIGURE 1.6 – Convertisseur d'images en mode frame d'une décharge électrique subsonique dans l'eau ($tF1 = 317\mu s,\ tF2 = 425\mu s,\ tF3 = 538\mu s$) [5]

G. Touya [5] propose une explication des mécanismes précédant le claquage dans laquelle, à partir d'une électrode, c'est la formation de bulles par échauffement qui serait à l'origine de la décharge. Dans ces bulles se produisent des décharges, reportant ainsi le potentiel de l'électrode au niveau d'un front d'ionisation de bulles. Ce front de bulles se propage jusqu'à la rupture diélectrique de l'espace inter-électrodes. La théorie selon laquelle la propagation de ces décharges subsoniques se fait via des micro-bulles de gaz est partagée par plusieurs auteurs, notamment G. Touya, Gavrilov et al. et Kukhta et al. [5][23][24]. En polarité négative, Gavrilov et al. , Li et al. et P. Ceccato [23][25][26] n'ont observé que des décharges subsoniques, les décharges supersoniques étant toujours observées en polarité positive.

2.1.2 Les décharges supersoniques

Les décharges supersoniques se distinguent par des vitesses de propagation élevées de l'ordre de quelques dizaines de km/s et des champs électriques élevés de plusieurs centaines de kV/cm [27]. Jones et al. [28] ne pensent pas qu'il soit possible, compte tenu de la valeur du champ électrique, que les décharges supersoniques dans l'eau qu'ils ont observées soient générées par des mécanismes d'ionisation collisionnels. K.C. Kao [29] refuse également l'explication de l'ionisation collisionnelle et parle d'un ou plusieurs canaux filamentaires qui concentrent la densité de courant jusqu'à initiation du canal de décharge par chauffage.

Pour Jones et al. et Gavrilov et al. [28][23] les vitesses de propagation sont trop rapides pour être expliquées par la formation de bulles par des processus thermiques. Les auteurs parlent de zones microscopiques de faible densité ou de cavitation. T.J Lewis [30] explique que la rupture de liaisons inter-moléculaires, sous l'effet de la température mais aussi potentiellement du champ électrique, peut être à l'origine de la formation de cavités microscopiques dans le liquide. La figure 1.7 présente les images de Gavrilov et al [23] réalisées par ombroscopie laser de décharges supersoniques dans l'eau.

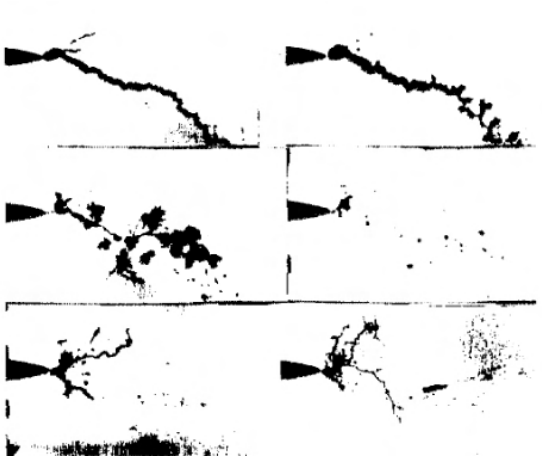


FIGURE 1.7 – Evolution de steamers à partir de l'anode (pointe à gauche) dans l'eau, tension de crête de $30kV$, espace inter-électrodes de $8cm$, configuration pointe-plan [23]

Li et al. et Gavrilov et al. [25][23] ont observé que la probabilité d'obtenir une décharge supersonique augmente avec la tension appliquée.

2.1.3 Allumage à l'aide d'un fil fusible

Shi et al. [31] distinguent trois modes d'allumage de la décharge en présence d'un fil fusible. L'évolution du courant et de la tension associés à ces trois modes sont présentés sur la figure 1.8.

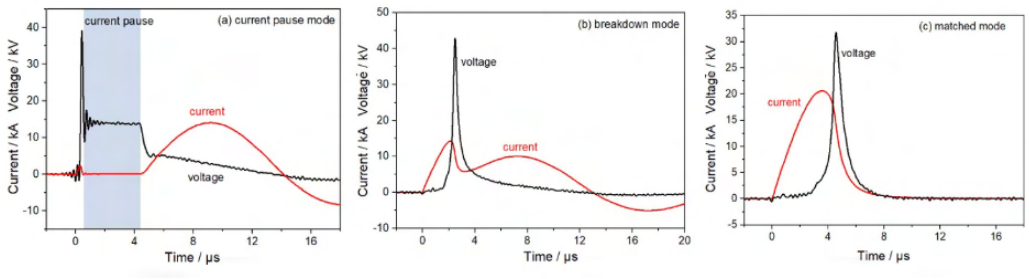


FIGURE 1.8 – Courant et tension pour les trois modes de décharges initiées par fil fusible [31]

Ces modes sont décrits dans ce paragraphe, en partant de la gauche sur la figure 1.8. Les auteurs distinguent un premier mode où la vaporisation du fil fusible ne suffit pas à amorcer la décharge et une phase de pré-claquage entre la vaporisation du fil et le claquage est présente. Un second mode où le claquage est initié par la vaporisation du fil. Un dernier mode où la décharge est initiée et s'arrête immédiatement après la fonte du fil fusible. C'est ce dernier mode, où l'énergie de charge est juste suffisante pour vaporiser le fil qui offre le meilleur rendement électro-acoustique selon Han et al. [32]. Plusieurs auteurs proposent des formules, en fonction des caractéristiques électriques du dispositif et de la nature du fil fusible, afin d'obtenir une décharge dans ces conditions [33][34][35]. Pour une décharge initiée

avec un fil fusible Zhou et al. et Li et al. [36][37] ont montré que plus la tension de charge est élevée, plus le temps nécessaire à la vaporisation du fil est faible. L'énergie déposée pendant la phase d'allumage est plus élevée et l'augmentation de l'amplitude de l'onde de pression générée est faible [37][38].

2.2 Onde de pression

L'onde de pression générée par la décharge dans un liquide est un paramètre expérimental particulièrement étudié dans la littérature puisqu'elle est au centre de la plupart des applications de décharges électro-hydrauliques pulsées. Un nombre important d'études s'est attaché à décrire l'évolution du maximum d'amplitude de pression en fonction de l'énergie injectée dans la décharge, plus précisément l'énergie stockée disponible à l'instant du claquage appelée énergie de claquage [39][40][41][42][43]. Toutes ces études montrent un lien entre l'énergie de claquage et l'amplitude de l'onde de pression. En dehors de l'énergie de claquage, l'environnement liquide de la décharge a aussi une influence sur l'amplitude de l'onde de pression générée.

2.2.1 Influence des paramètres du milieu liquide

Un certain nombre de paramètres ont été étudiés dans la littérature, c'est le cas notamment de la conductivité du fluide utilisé qui peut fortement varier. La conductivité de l'eau du robinet relevée par Y. Bacqueyrisses [38] dans la littérature varie entre 140 et 1150 $\mu S/cm$. Dans le cas de l'eau, la conductivité de l'eau du robinet et de l'eau distillée sont très différentes par exemple. L'énergie déposée pendant la phase de préchauffage augmente avec la conductivité bien que la durée de cette phase de préchauffage diminue [44]. La diminution de l'énergie de claquage entraîne alors une diminution de l'amplitude de l'onde de pression.

La conductivité du milieu liquide est un paramètre dépendant de sa température de sorte que plus la température est élevée, plus la conductivité est faible [38]. T.Imbert et Martin et al. [45][46] avancent que l'énergie consommée pendant la phase de pré-claquage diminue avec l'augmentation de la température et donc la diminution de la conductivité. Martin et al. [46] ont montré que l'amplitude de l'onde de pression augmente avec la température du liquide pour une même énergie de claquage.

J. Martin [47] a montré que l'augmentation de la pression hydrostatique du liquide entraî ne l'allongement de la durée de pré-claquage, ce qui devrait avoir pour effet de diminuer l'amplitude de l'onde de pression. Cependant, Bian et al. [48] ont montré, sur des essais en eau pressurisée, que l'amplitude de l'onde de pression augmentait jusqu'à un peu plus de $4MPa$ de pression hydrostatique avant de diminuer. Les auteurs avancent qu'avec l'augmentation de la pression hydrostatique, le transfert de l'onde de choc vers le liquide est amélioré.

Enfin, la cadence de décharge, notamment à des fréquences de l'ordre du kHz, a des effets sur différents paramètres du liquide tels que la température, la conductivité ou encore la rigidité diélectrique [49][50]. Tous ces paramètres ont une influence sur la phase de pré-claquage et la décharge. L'onde de pression sera donc également affectée.

2.2.2 Influence des paramètres électriques

La polarité de la décharge peut influencer l'amplitude de pression générée puisqu'elle influence la phase de pré-claquage. Le développement de décharges supersoniques, dont les durées de pré-claquage sont bien plus faibles, n'ont été observées qu'en polarité positive [25][26][51]. Toutefois Zhou et al. [51] ont montré, dans une configuration donnée, que pour des temps de claquage identiques l'amplitude de l'onde de pression est identique en polarité positive ou en polarité négative.

L'augmentation de la distance inter-électrodes a pour effet de générer des arcs plus longs, ce qui augmente la pression maximale générée [47][39][52]. De plus Li et al. [25] ont montré que la probabilité d'avoir une décharge de type supersonique augmente avec la longueur du gap si la tension appliquée le permet. Y. Bacqueyrisses [38] a observé qu'en utilisant un fil fusible pour l'amorçage, il était en mesure de générer une décharge pour un espace inter-électrodes plus grand à tension de charge identique. Ainsi, pour une même énergie de charge il a mesuré une pression maximale de $2MPa$ pour une décharge par surtension et plus de $7MPa$ avec un fil fusible.

Y. Bacqueyrisses [38] a mené une étude comparative pour les études de la littérature proposant une relation empirique entre la pression maximale P_{max} mesurée et l'énergie de claquage E_b. Pour toutes ces études il est possible d'exprimer la pression maximale sous la forme proposée par Touya et al. [42] :

$$P_{max} = kE_b^A \tag{1.1}$$

Avec k et A des constantes déterminées empiriquement où k dépend notamment de la distance à laquelle est réalisée la mesure. Pour chaque étude considérée la distance inter-électrode, la valeur de la capacité du circuit de décharge, la conductivité et la distance entre la décharge et la sonde de mesure étaient toutes différentes. Les termes k et A sont donc différents pour chaque étude. Une étude menée par Liu et al. [53] a montré que seule l'énergie déposée pendant les premières $5\mu s$ de la décharge contribuait à l'augmentation de la pression de l'onde de choc initiale dans leur configuration. Les auteurs concluent que pour augmenter l'amplitude de l'onde de pression il faut non seulement augmenter la valeur de l'énergie de décharge mais aussi la déposer le plus rapidement possible après le claquage. Cette vitesse de dépôt dépend des paramètres de capacité et d'inductance du circuit de décharge. Les observations réalisées par Liu et al. [53] sont cohérentes avec l'étude réalisée par Y. Bacqueyrisses [38] met en avant que les paramètres de l'équation 1.1 sont influencés par les paramètres expérimentaux de l'étude. Il met en avant la dépendance du terme A à la valeur de la capacité du circuit de décharge qui influence directement le temps de montée du courant. Plus la capacité est élevée plus le temps de montée du courant est élevé. Il précise que plus la valeur de la capacité est importante plus la valeur de l'exposant A et donc de la pression associée pour une énergie de claquage donnée est faible. Mackersie et al. [54] ont eux aussi observé une saturation de la pression avec l'augmentation de l'énergie de décharge. Y. Bacqueyrisses [38] propose une formule liant la pression maximale à l'intensité maximale du courant de décharge :

$$P_{max} = 28\frac{I_{max}}{r}\sqrt{\frac{d}{t_{char}^{0.68}}} \tag{1.2}$$

Avec I_{max} l'intensité maximale du courant de décharge, r la distance de mesure, d la distance inter-électrodes et t_{char} la vitesse d'injection du courant.

2.2.3 Mesure de la pression

Les mesures de l'onde de pression dynamique rencontrées dans la littérature sont souvent réalisées à plusieurs dizaines de centimètres de la décharge [39][40][41][42][43]. Ce choix est parfois nécessaire afin de ne pas dépasser la limite de pression qu'est capable de mesurer le capteur, mais aussi de réduire le bruit généré par les perturbations électromagnétiques sur le signal quand la décharge est trop proche. En effet, ces capteurs de type piézo-électriques sont sensibles à ce type de perturbations. Les pressions mesurées sont généralement de l'ordre d'un à quelques dizaines de MPa. Seuls Huff et al. [55], dans les études citées, présentent des mesures de pression à $5mm$ de la décharge au plus proche avec des pressions atteignant $1GPa$.

2.3 Caractérisation expérimentale

Outre la mesure de pression qui a été décrite dans la partie précédente, d'autres techniques de caractérisation expérimentales sont utilisées dans la littérature. C'est le cas des méthodes basées sur des mesures de spectroscopie d'émission mais aussi de méthodes de visualisation par imagerie rapide, soit en lumière directe, soit par des méthodes de strioscopie par exemple.

2.3.1 Spectroscopie

La caractérisation des plasmas d'eau par spectroscopie d'émission est une méthode répandue pour les décharges induites par laser [56][57][58][59]. Pour les décharges électriques, les études sont moins nombreuses. Les observations réalisées par les auteurs, selon le type de décharge, sont très différentes les unes des autres. Lange et al. [60] ont par exemple observé, dans l'eau, des raies moléculaires typiques de températures relativement faibles. Les auteurs ont mesuré des températures de 4 à $6.5kK$ pour des courants faibles de l'ordre de $40A$. Miron et al. [61] ont observé, pour des énergies injectées de l'ordre du millijoule sur des temps de l'ordre de la microseconde, des spectres très différents en fonction de l'énergie injectée, en partant d'un spectre discret avec des raies moléculaires pour les énergies les plus faibles jusqu'au spectre continu pour les énergies les plus élevées. Des spectres continus ont aussi été observés par E. A. Martin [62] pour une énergie stockée de $1.8kJ$ déposée sur $4\mu s$. Il a mesuré une température maximale de $29kK$ qu'il attribue à la surface du canal de décharge. L'auteur considère, dans ces conditions expérimentales, que l'arc rayonne comme un corps noir.

Différentes méthodes de caractérisation du plasma par spectroscopie d'émission peuvent être employées. Généralement la mesure de la température du milieu est réalisée par des mesures d'intensité relatives de raies d'émission d'une même espèce et la mesure de la densité

électronique par mesure de l'élargissement de certaines raies d'émission du à l'effet Stark [63][64][59].

Article	$T\ (kK)$	$n_e(m^{-3})$	Courant (A)	Tension (V)	Durée décharge (s)
T. Tmenova [64]	7.4-14.6	$10^{21} - 10^{23}$	500	40	$1.5\ 10^{-4}$
Burakov et al. [63]	11	$3 - 4\ 10^{22}$	10	Na	$5\ 10^{-3}$
R. Hannachi [59]	10-15	10^{17}	Na	Na	$2.5\ 10^{-6}$
Lange et al. [60]	4-6.5	Na	40	20	Continu
E. A. Martin [62]	29	$4.48\ 10^{26}$	Na	Na	$4\ 10^{-6}$

TABLE 1.1 – Récapitulatif des températures et densités électroniques mesurées dans la littérature en fonction des caractéristiques principales de la décharge

R. Hannachi [59] a montré la nécessité de prendre en compte, dans son étude, l'auto-absorption de la raie d'oxygène atomique à $777.3nm$ sur des mesures de température à partir de l'intensité relative de raies d'OI. Il a constaté que les mesures de températures réalisées sur les raies d'oxygène atomique et de calcium ionisé sur les mêmes observations n'étaient pas en accord si les effets de l'auto-absorption de la raie d'oxygène atomique à $777.3nm$ n'étaient pas corrigés. Ses résultats sont présentés sur la figure 1.9.

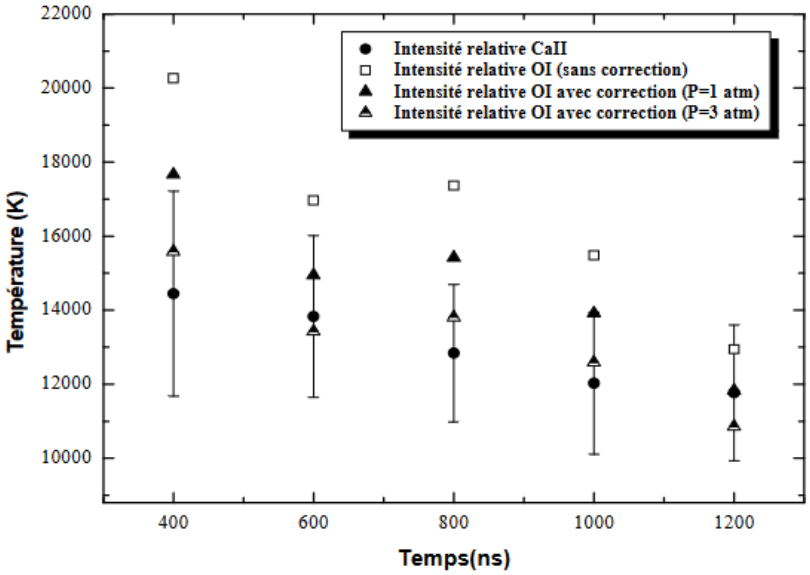


FIGURE 1.9 – Profils de température obtenus par intensité relative des raies de CaII et de OI (avec et sans correction des effets de l'auto-absorption) [59]

2.3.2 Mesures optiques

Plusieurs études mettent en avant des résultats obtenus par des techniques d'imagerie rapide. C'est le cas des études de la phase d'amorçage des décharges par ombroscopie laser réalisées par Gavrilov et al. (cf. figure 1.7) et Kukhta et al. [23][24][65]. G.Touya a lui aussi

observé l'amorçage de décharges mais sans rétro-éclairage (cf. figure 1.6) [5]. Des méthodes de strioscopie sont aussi utilisées, pour observer l'amorçage comme c'est le cas pour P. Ceccato et Rond et al. [26][66], mais aussi pour suivre l'onde de choc générée [49][67]. Les méthodes de strioscopie appelées aussi "schlieren" permettent de visualiser les variations de l'indice optique d'un milieu. La figure 1.10 présente des images réalisées par P. Ceccato [26] de l'amorçage d'une décharge en polarité négative par strioscopie, ombroscopie et en émission directe.

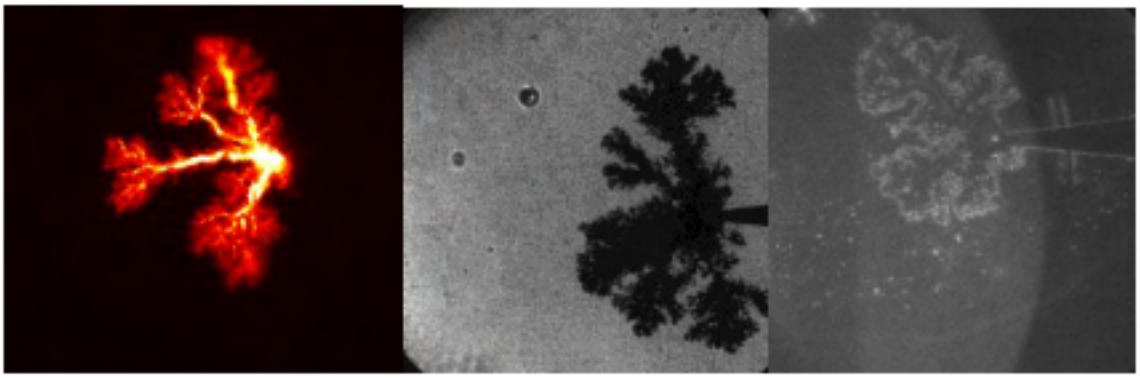


FIGURE 1.10 – Images de l'amorçage d'une décharge en polarité négative à $40kV$ en partant de la gauche : image d'émission, ombroscopie, schlieren [26]

2.3.3 Etude de la dynamique de la bulle

Certains auteurs se sont également intéressés à la dynamique de la bulle de vapeur générée par la décharge. Selon les caractéristiques de la décharge les observations sont assez différentes. Claverie et al. [67] ont observé une bulle de vapeur qui grossit puis s'effondre sur un peu plus de 10 ms. La bulle atteint un rayon de plusieurs centimètres. Leurs observations sont présentées sur la figure 1.11. Les auteurs ont observé une bulle qui se développe puis s'effondre comme une bulle de cavitation.

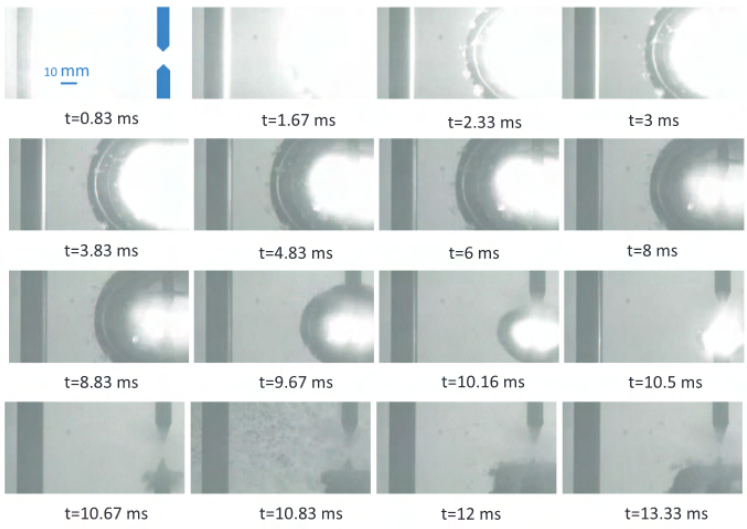


FIGURE 1.11 – Images rétroéclairées de l'évolution d'une bulle dans l'eau pour une décharge initiée à $20kV$ de tension de claquage et de durée $25\mu s$ [67]

Dans leur étude les auteurs estiment l'énergie nécessaire à la formation de la bulle de vapeur au travers des expressions 1.3 et 1.4.

$$E = \frac{4}{3}\pi R_{max}^3 P_0 \tag{1.3}$$

$$E = \left(\frac{\tau P_0^{\frac{5}{6}}}{1.14\rho_0^{\frac{1}{2}}} \right)^3 \tag{1.4}$$

L'expression 1.3 fait appel au rayon maximal de la bulle et correspond à l'énergie potentielle de pression pour une cavité supposée vide de rayon R_{max} dans un liquide de pression hydrostatique P_0. Les auteurs ne donnent pas de signification physique à l'expression 1.4 qui est issue des travaux de Willis [68] sur les explosions sous marines. Cette expression fait appel à la période de la bulle τ qui correspond à la durée entre la formation de la bulle et sa cavitation totale avant un éventuel premier rebond.

Rond et al. [69], sur des temps beaucoup plus courts ($< ms$), observent des rebonds de bulle, c'est-à-dire qu'après effondrement une nouvelle phase d'expansion de la bulle est observée. Ce type d'évolution semble être observé pour des bulles de faibles tailles, de l'ordre de la centaine de micromètres avec des évolutions rapides, de l'ordre de la centaine de microsecondes . Ce type de micro-bulle a également été observé dans d'autres liquides que de l'eau par Hamdan et al. [70] dans l'heptane ou R. Qotba [71] dans du n-pentane. Rond et al. [69] ont utilisé un modèle de Rayleigh-Plesset, modifié pour tenir compte de la forme cylindrique de la bulle observée, pour obtenir l'évolution de la pression dans la bulle. Hamdan et al. [70] ont utilisé les modèles de Rayleigh-Plesset et de Gilmore sur des bulles voisines de la bulle de décharge afin de remonter à la pression initiale du plasma de décharge. Timoshkin et al. [72] ont utilisé l'analyse de la dynamique de la bulle, avec un capteur à ultrason, afin de déduire la résistance du canal d'arc. Pour les décharges qu'ils ont étudiées, l'énergie est déposée en

quelques dizaines de microsecondes, soit à peine plus lentement que pour les décharges étudiées par Rond et al. [69] et un peu plus lentement que pour celles étudiées par Hamdan et al. [70] où l'énergie est déposée en moins d'une microseconde. Contrairement aux décharges étudiées par Rond et al. [69] et Hamdan et al. [70], où l'amplitude de courant ne dépasse pas les quelques centaines d'ampères et qui génèrent des micro-bulles, Timoshkin et al. [72] étudient des décharges dont l'amplitude de courant peut atteindre plus de dix kA.

Aitken et al. [73] proposent un modèle énergétique pour des micro-bulles générées par des micro-décharges (énergies allant du nJ au J) dans différents liquides. Ils proposent un modèle où 80% de l'énergie déposée est stockée dans le plasma sous forme d'énergie interne et de chauffage, moins de 5% de cette énergie sert à générer la bulle et entre 10 et 20% sont emmenés par l'onde de pression initiale. Pour des décharges de puissance plus élevée, Timoshkin et al. [72] ont quant à eux observé une sous-estimation de la résistance déduite par l'étude de la dynamique de la bulle par rapport à celle déduite directement de l'analyse des signaux électriques. Cette sous-estimation est attribuée par les auteurs aux pertes par transfert de chaleur ou par rayonnement qui sont négligées par le modèle hydrodynamique appliqué. Claverie et al. [67] ont observé une bulle de plusieurs centimètres de rayon et estimé l'énergie associée à cette bulle avec les équations 1.3 et 1.4 à près de 50% de l'énergie déposée.

Z. Laforest [74] a également utilisé les modèles de Rayleigh, Beeching et Rayleigh-Plesset pour décrire la dynamique de la phase de décroissance de la bulle observée, après l'extinction de l'arc. En effet pour cette décharge, qui est identique à celle du chapitre 3, l'énergie est déposée pendant toute la phase de croissance de la bulle (environ dix millisecondes) qui n'est donc pas en évolution libre. L'étude de la dynamique de la cavitation de la bulle lui a permis de déterminer la température à l'interface au rayon maximal de la bulle et de mettre en évidence une sous-pression au sein de la bulle.

3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit le contexte dans lequel s'inscrit cette étude, tout d'abord en présentant quelques unes des applications utilisant l'arc électrique impulsionnel dans l'eau en tant que procédé, le plus souvent afin d'exploiter l'onde de pression générée, puis en recensant les études dédiées à la caractérisation de ce type de décharges. De par la nature industrielle du domaine des puissances pulsées, les études fondamentales de caractérisation de la décharge et du plasma d'arc sont peu nombreuses. Nous avons pu voir qu'un certain nombre de ces études étaient dédiées à la caractérisation de la phase d'allumage par surtension de la décharge. Un nombre important d'études concerne l'onde de pression générée. Peu d'études recensées sont dédiées à l'étude expérimentale fondamentale de l'arc électrique à l'origine de beaucoup des applications citées. Les études sont souvent expérimentales et s'intéressent aux caractéristiques électriques de la décharge, la caractérisation du milieu plasma qui fait appel notamment à des mesures de spectroscopie d'émission, fait l'objet de peu d'études sur les arcs impulsionnels dans l'eau. C'est pourtant un outil qui permet d'obtenir la température, la densité électronique voire la pression du plasma thermique. La mise en œuvre de mesures de spectroscopie sur des décharges impulsionnelles où les temps caractéristiques sont courts (de l'ordre de la centaine de ms voire moins selon les applications) et la répétabilité des décharges incertaine peut s'avérer complexe. Cette caractérisation du milieu et la compréhension du comportement du plasma thermique nous semblent essentielles à la maîtrise et l'optimisation des différentes applications présentées dans cette partie. C'est pourquoi la caractérisation du plasma thermique de décharge notamment par spectroscopie d'émission est un des principaux objectifs de cette thèse.

Dans le chapitre suivant, nous présenterons la conception d'outils théoriques d'interprétation des mesures de spectroscopie d'émission qui ont été mis en œuvre au cours de cette thèse.

Chapitre 2

Etude théorique de la mesure par spectroscopie d'émission et modèles

Ce chapitre sera dédié aux fondements théoriques de la description des plasmas thermiques sur lesquels nous nous sommes appuyés pour l'interprétation des résultats expérimentaux. Nous décrirons aussi les modèles thermodynamiques sur lesquels s'appuient les méthodes de diagnostic par spectroscopie d'émission. Le calcul des données de base est utile à l'interprétation des mesures expérimentales. Nous présenterons les bases de ce calcul. Nous exposerons aussi deux études réalisées sur des mesures simulées, une portant sur la mesure de la densité électronique à partir de l'élargissement Stark de la raie $H\alpha$ et une sur la mesure de la température par la méthode du diagramme de Boltzmann sur des raies d'oxygène atomique. Ces études permettent d'interpréter et de déterminer les limites des mesures spatialement intégrées que nous avons réalisées expérimentalement.

1 Modèles plasmas, diagnostic par spectroscopie et données de base

La spectroscopie d'émission consiste en la mesure du rayonnement émis par le milieu afin de déterminer les paramètres du plasma difficilement accessibles par mesure directe. Les méthodes de spectroscopie d'émission sont des méthodes non intrusives, elles ne perturbent pas le plasma. Afin de remonter aux paramètres du milieu il est nécessaire d'utiliser des modèles plasmas. Il s'agit d'un ensemble d'équations couplées qui font intervenir les paramètres du milieu et régissent son évolution, notamment son rayonnement. C'est en faisant le cheminement inverse qu'on remonte aux paramètres du plasma à partir de l'étude du rayonnement.

1.1 Modèles plasma, rayonnement et méthodes de diagnostic

Il est nécessaire pour exploiter les mesures faites par spectroscopie afin de caractériser le plasma de s'appuyer sur un modèle qui régit l'évolution de ce plasma. Bien que l'équilibre thermodynamique total permette d'utiliser un ensemble d'équations pour remonter à un grand nombre de paramètres du milieu, nous verrons que les plasmas thermiques de laboratoires ne peuvent pas être considérés comme étant à l'équilibre thermodynamique total. On parlera d'équilibre thermodynamique local (E.T.L) partiel (.P) ou complet (.C) pour décrire les plasmas thermiques qui sont l'objet de notre étude. D'autres modèles existent et seront brièvement décrits.

1.1.1 Modèles plasma et rayonnement

1.1.1.1 Equilibre thermodynamique

Un plasma à l'équilibre thermodynamique (E.T) est un plasma homogène en densité et en température, stationnaire, dont tous les composants ont des distributions de vitesse maxwelliennes monothermes et non soumis à des forces extérieures. Un tel modèle semble difficilement applicable à un plasma expérimental. Cependant, dans le cas où ces hypothèses sont vérifiées au premier ordre, par exemple si les gradients de densité ou de température

sont suffisamment faibles pour que les courants de diffusion n'affectent qu'une fraction négligeable des particules alors on pourra considérer que le milieu est quasi-homogène. De la même manière si les temps d'évolution du plasma sont bien plus lents que ceux associés aux mécanismes collisionnels on pourra faire l'approximation d'un plasma quasi-stationnaire. Lorsqu'un milieu est à l'équilibre thermodynamique tous les processus collisionnels ou radiatifs sont contrebalancés par un processus inverse, le rayonnement d'un tel plasma est celui d'un corps noir [75]. Les processus collisionnels sont décrits par la loi de Boltzmann, Saha-Eggert et Guldberg-Waage alors que les processus radiatifs sont décrits par la loi de Planck.

- Loi de Maxwell : les distributions de vitesse donc d'énergie de toutes les particules sont maxwelliennes.

- Loi de Boltzmann : les collisions entre les particules conduisent à l'excitation des différents états quantiques d'énergie des atomes et molécules. Cette loi exprime l'équilibre entre les densités de population de deux niveaux ($|i>$ et $|j>$) d'une même espèce chimique. Elle se traduit par l'expression 2.1 :

$$\frac{n_i}{n_j} = \frac{g_i}{g_j} exp - \left(\frac{E_i - E_j}{KT}\right) \tag{2.1}$$

Avec n_i, n_j les densités, E_i, E_j les énergies, g_i, g_j les poids statistiques, respectivement des niveaux i et j.

- Loi de Saha-Eggert : cette loi décrit l'équilibre chimique entre les processus d'ionisation et de recombinaison.

$$\frac{n_{i+1} n_e}{n_i} = \frac{2}{\Lambda^3} \frac{g_{i+1}}{g_i} e^{\left(-\frac{(\epsilon_{i+1} - \epsilon_i)}{KT}\right)} \tag{2.2}$$

- Loi de Guldberg-Waage : cette loi décrit les réactions d'équilibre entre la dissociation et le réarrangement.

- Loi de Planck : elle donne le spectre d'émission d'un corps noir en fonction de sa température. La luminance spectrale $L(\lambda, T) en (Wm{-}3sr{-}1)$ du corps noir est exprimée par l'équation 2.3 :

$$L(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda KT} - 1} \tag{2.3}$$

Avec λ la longueur d'onde, T la température, h la constante de Planck, k_B la constante de Boltzmann et c est la célérité. Ce spectre est continu.

En raison de la présence de gradients, de l'émission de rayonnement qui s'éloigne de celle d'un corps noir et de la non micro-réversibilité de tous les processus, l'hypothèse d'un milieu à l'équilibre thermodynamique ne peut pas être appliquée pour un plasma thermique. Dans certains cas on pourra parler d'équilibre thermodynamique local. C'est cette hypothèse qui sera utilisée pour décrire un plasma thermique.

1.1.1.2 Equilibre thermodynamique local

L'E.T.L reprend l'hypothèse d'un milieu quasi-stationnaire et quasi-homogène qui conduit à un état d'équilibre quasi-instantané. Il reprend aussi l'hypothèse des fonctions de distributions maxwelliennes pour les divers composants du plasma. Cette hypothèse est justifiée si

les processus collisionnels sont prépondérants devant les processus de rayonnement. Ainsi les distributions de vitesses des différentes particules conduisent toutes à la même température T. Les densités de populations excitées sont distribuées selon une loi de Boltzmann et les degrés d'ionisation et de dissociation suivent les lois de Saha-Eggert et Guldberg-Waage. La loi de Planck, qui suppose une distribution continue du spectre en longueur d'onde, n'est pas vérifiée dans un milieu ionisé dont le spectre a une structure discrète. L'E.T.L ainsi décrit est dit complet si toutes les espèces qui composent le milieu obéissent à des lois de Boltzmann. Si c'est seulement le cas de certaines espèces on parlera d'équilibre thermodynamique local partiel pour le sous-groupe englobant ces espèces.

1.1.1.3 Autres modèles

D'autres modèles plasmas ont été développés pour répondre à des problématiques spécifiques. On peut citer le modèle collisionnel radiatif introduit par les astrophysiciens pour les plasmas pour lesquels les processus radiatifs ne sont pas négligeables. L'E.T et ses dérivés ne permettent pas de faire intervenir explicitement les processus radiatifs. On peut aussi citer le modèle corona. Introduit initialement pour expliquer certaines particularités du spectre de la couronne solaire, ce modèle est utile pour décrire certains plasmas de laboratoire à faible densité. Là où l'E.T impose que chaque processus collisionnel soit contrebalancé par son inverse, dans le modèle corona l'équilibre se fait entre l'ionisation (et l'excitation) collisionnelle et la recombinaison radiative (et l'émission spontanée).

1.1.1.4 Rayonnement

Il existe deux familles d'émission de rayonnement ; les transitions continues d'un état libre vers un état libre ou lié et les transitions discrètes d'un état lié vers un état lié. Elles sont à l'origine de deux types de rayonnements différents. Les transitions continues génèrent un fond continu et les transitions discrètes génèrent des raies spectrales.

- Le fond continu : Il a dans les plasmas en général, deux origines différentes : la recombinaison radiative d'un électron avec un ion ou le rayonnement lié au freinage d'un électron par un atome ou un ion.

-La recombinaison radiative :

$$A^z + e^-(\frac{1}{2}m_e v^2) \leftrightarrow A^{z-1} + h\nu \tag{2.4}$$

C'est la recombinaison d'un ion z fois chargé et d'un électron avec son énergie cinétique $\frac{1}{2}m_e v^2$ qui donne un ion $(z-1)$ fois chargé qui entraîne l'émission d'un photon d'énergie $h\nu$ afin d'assurer la conservation de l'énergie. Avec ν la fréquence du photon. Cette transition de type libre-lié est en réalité discrète mais la distribution d'énergie des électrons est telle que l'on assimile ces émissions à un continuum.

-Le rayonnement de freinage :

$$A^z + e^-(\frac{1}{2}m_e v_1^2) \leftrightarrow A^z + e^-(\frac{1}{2}m_e v_2^2) + h\nu \tag{2.5}$$

C'est le rayonnement généré par une particule chargée soumise à une forte accélération. Ici il est présenté pour un électron dévié par le noyau d'un atome ou d'un ion.

-Les raies spectrales : Elles sont le résultat de transitions radiatives. Un électron lié à un atome ou un ion qui passe d'un niveau d'énergie haut i à un niveau d'énergie bas j entraine l'émission d'un photon d'énergie $h\nu = E_i - E_j$. La puissance émise (par unité de volume et d'angle solide) dépend de la probabilité de transition (A_{ij}) et de la densité du niveau émetteur (n_i), elle est exprimée dans 2.6

$$\epsilon = n_i A_{ij} \frac{h\nu}{4\pi} P(\nu) \quad (W.m^{-3}.sr^{-1}) \tag{2.6}$$

Avec A_{ij} la probabilité de transition entre les niveaux i et j, n_i la densité du niveau émetteur et $P(\nu)$ le profil de la raie normalisée. On s'attend à obtenir un pic de Dirac à la fréquence de la transition comme profil, cependant la raie présente toujours un élargissement. Les différents types d'élargissements sont présentés dans la partie suivante.

1.1.1.5 Elargissements de raie

On peut distinguer deux natures pour l'élargissement d'une raie : un premier type d'élargissement lié aux conditions expérimentales, soit une déformation due à l'appareil de mesure, soit des perturbations sur le trajet optique en amont de l'instrument de mesure. Le second type d'élargissement est lié à l'environnement de l'atome qui émet le photon. C'est à ce deuxième type d'élargissement que nous nous intéresserons plus particulièrement.

-Elargissement naturel : Un niveau excité a une certaine durée de vie que l'on peut relier à l'aide du principe d'incertitude à une précision sur son niveau d'énergie. Cette imprécision naturelle entraine un élargissement de la raie cependant il est souvent négligeable devant les autres types d'élargissement décrits ensuite.

-Elargissement Doppler : Ce type d'élargissement est lié à la vitesse relative des émetteurs par rapport à l'observateur. En fonction de la vitesse de l'émetteur la fréquence apparente pour l'observateur du rayonnement émis est décalée par rapport à la fréquence réelle. Cet effet, si le milieu est en équilibre thermodynamique et donc que les vitesses suivent une distribution maxwellienne et que cette agitation est isotrope, entraine un élargissement de la raie suivant un profil gaussien. L'équation 2.7 donne la largeur à mi-hauteur de ce profil d'élargissement [76].

$$\Delta\lambda_D = \frac{2\lambda_0}{c}\sqrt{\frac{2log2KT}{m}} \tag{2.7}$$

Avec m la masse de l'atome émetteur et λ_0 la longueur d'onde au repos.

-Elargissement de pression : Lorsque l'atome émetteur entre en collision avec une autre particule du milieu son niveau d'énergie est légèrement modifié ce qui entraine un élargissement de la raie qui aura alors un profil lorentzien (équation 2.8).

$$P_\lambda(\sigma) = \frac{A}{\pi}\frac{\sigma}{\sigma^2 + \lambda^2} \tag{2.8}$$

Avec λ la longueur d'onde, A le facteur d'amplitude, 2σ la largeur à mi-hauteur du profil. L'élargissement de pression est différent suivant que les perturbateurs sont des particules chargées ou non ou sont de même nature que l'émetteur. On parlera, selon les cas, d'élargissement Stark (pour les particules chargées), de Van der Walls ou de résonance pour des cas spécifiques [75].

- Elargissement Stark : On parlera d'élargissement Stark pour désigner un élargissement collisionnel (ou de pression) où les perturbateurs sont des particules chargées. Cet élargissement est différent d'un élargissement de pression où les perturbateurs sont neutres bien que le profil de l'élargissement soit aussi lorentzien. Ce type d'élargissement est très utile pour le diagnostic car lié à la densité électronique du milieu (voir 1.1.2.4).

1.1.1.6 Facteur de fuite

Le facteur de fuite représente le rapport entre le flux du rayonnement sortant réellement d'un plasma expérimental et le flux qui sortirait sans auto-absorption. Le calcul de ce facteur est nécessaire pour corriger les mesures expérimentales de méthodes de diagnostic. C'est notamment le cas de la mesure de la température par la méthode du diagramme de Boltzmann qui sera détaillée dans la partie suivante et appliquée à des raies d'oxygène atomique dans le chapitre suivant. Ces raies d'oxygène atomique sont, pour certaines, fortement auto-absorbées par le plasma émetteur ce qui induit une erreur sur la mesure de la température. Le calcul des différents facteurs de fuite nous permet de corriger cette mesure. Ce facteur de fuite est propre à chaque raie considérée et dépend des propriétés du plasma émetteur. Le calcul de ce coefficient Λ est basé sur la méthode de Drawin et al. [77] et s'exprime sous la forme :

$$\Lambda_r = \int_0^\infty P(\nu) exp(-\overline{n} P(\nu) \sigma_{hb} R_p) d\nu \quad avec \quad \sigma_{hb} = \frac{\pi e_o^2}{m_e c} f_{hb} \tag{2.9}$$

Avec $P_r(\nu)$ le profil normalisé de la raie, $\overline{n}$ la densité moyenne des atomes du niveau excité, σ_{hb} la section efficace moyenne d'absorption photonique en fonction de la fréquence, R_p la dimension du cœur chaud du plasma supposé homogène et isotrope et f_{hb} la force d'oscillateur. L'équation 2.9 peut également s'écrire :

$$\Lambda_r = \int_0^\infty P(\nu) exp\left(-\frac{\tau_0 P(\nu)}{P(\nu_0)}\right) d\nu \tag{2.10}$$

Avec τ_0 l'épaisseur optique calculée au centre de la raie qui s'exprime comme :

$$\tau_0 = \frac{\pi e_o^2}{m_e c} \overline{n} f_{hb} R_p P(\nu_0) \tag{2.11}$$

Dans le cas d'un profil de Voigt, convolution d'un profil lorentzien et d'un profil gaussien, et pour $(\nu = \nu_0)$ cette épaisseur optique s'exprime :

$$\tau_0 = \frac{e_o^2}{\sqrt{\pi} m_e c} \overline{n} f_{hb} R_p \frac{\alpha_{hb}}{\Delta\nu_D} \int \frac{exp(-b^2)}{\alpha_{hb}^2 + b^2} db \quad avec \quad \begin{cases} \alpha_{hb} = \sqrt{ln2} \frac{\delta_L}{\delta_D} \\ b = \frac{y}{\Delta\nu_D} = \frac{2\sqrt{ln2}}{\delta_D} y \end{cases} \tag{2.12}$$

δ_L et δ_D correspondent aux largeurs à mi-hauteur des profils d'élargissement lorentziens et gaussiens. A partir des propriétés du plasma et pour chaque transition considérée le facteur de fuite est calculé en considérant les élargissements Doppler pour la partie gaussienne et les élargissements Stark, Van der Walls et de résonance pour la partie lorentzienne. Le calcul de ces élargissements est présenté dans le détail par Y. Cressault [78]. Le facteur de fuite est calculé pour un plasma dont la dimension est fixée par le rayon R_p, ce plasma est considéré homogène en température et en pression.

1.1.2 Méthodes de diagnostic

En utilisant les lois décrivant l'évolution du plasma dans l'hypothèse d'E.T.L il est possible de remonter à divers paramètres du plasma à partir de l'étude de son spectre d'émission.

1.1.2.1 Intensité absolue d'une raie

Si on connaît l'énergie émise par une raie il est possible de calculer la densité du niveau émetteur :

A partir des lois de l'E.T.L on peut lier cette densité à la densité totale de particules et à la température. Si on connait la pression et la composition du plasma on peut déterminer la température. Cette méthode est contraignante expérimentalement, notamment l'étalonnage de l'intensité absolue.

1.1.2.2 Méthode de Fowler-Milne

Pour cette méthode il est nécéssaire de déterminer le profil radial d'émissivité d'une raie spectrale, en utilisant l'inversion d'Abel [79] sur une section d'un plasma axisymétrique par exemple. Lorsque l'émissivité passe par un maximum local J_{max} (voir figure 2.1), la température T_m et le profil de température peuvent être déterminés dans le cadre de l'E.T.L à partir de la composition du plasma et de sa pression.

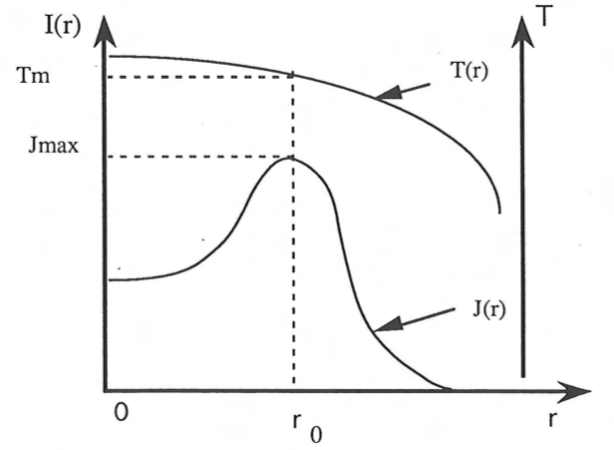


FIGURE 2.1 – Passage de l'intensité d'une raie par un maximum et profil de température correspondant

Dans ce cas il n'est plus nécessaire d'effectuer une calibration en intensité absolue du matériel expérimental. Toutefois, une connaissance du plasma et de l'évolution du coefficient d'émissivité de la raie d'émission en fonction de la température du plasma est nécessaire.

1.1.2.3 Diagramme de Boltzmann

Cette méthode consiste à tracer l'intensité des raies d'un même élément en fonction de l'énergie du niveau émetteur. Dans un plasma à l'E.T.L, les densités de populations excitées sont distribuées selon la loi de Boltzmann. Dans l'ensemble de ce travail nous utiliserons le terme d'émissivité de la raie spectrale pour désigner la luminance énergétique intégrée sur le profil de la raie J_{tot}. Ce terme n'est pas adimensionné, il s'exprime en $W.m^{-2}.sr^{-1}$ et son expression est donnée par :

$$J_{\lambda_t}(P,T) = \int_{-\infty}^{+\infty} J(\lambda).d\lambda = A_{ij}\ g_i \frac{hc}{\lambda_t} \frac{1}{4\pi} \frac{n(P,T)}{Z(P,T)} e^{\frac{-E_i}{KT}} \tag{2.13}$$

J_{λ_t} $(W.m^{-3}.sr^{-1})$ est la luminance énergétique intégrée sur le profil de la raie, λ_t est la longueur d'onde centrale de la raie associée à la transition électronique considérée, P et T correspondent à la pression et la température. Pour construire le diagramme de Boltzmann, l'équation 2.13 est linéarisée à l'aide de la fonction logarithme. Cela conduit à l'équation suivante :

$$\ln\left(\frac{J_{tot}\ \lambda_t}{A_{ij}\ g_i}\right) = ln\left(\frac{hc}{4\pi} \frac{n(P,T)}{Z(P,T)}\right) - \frac{E_i}{KT} \tag{2.14}$$

Si on trace l'intensité de plusieurs raies (au moins deux) en fonction de l'énergie du niveau émetteur, la pente de la droite qui relie ces points nous permet de trouver la température.

Le logarithme étant une fonction transcendante, les deux côtés de l'équation 2.13 doivent être normalisés avec la luminance unitaire $J_0 = A_0\ g_0 \frac{h_0 c_0}{\lambda_0} \frac{1}{4\pi} \frac{n_0}{Z_0} = 1$. $A_0, g_{0,} h_0, c_0, \lambda_{0,} n_0, Z_0$ peuvent tous être pris égaux à l'unité, ce qui n'affecte pas la mesure de la température mais garantit que les termes du logarithme soient adimensionnés. La mesure de la température provient du dernier terme de l'équation 2.14 qui est sans dimension, il s'agit de la pente du diagramme et elle n'est pas affectée par la normalisation de l'émissivité. Ceci est expliqué en détail dans Völker et al [80].

1.1.2.4 Effet Stark

Si l'élargissement Stark est prédominant il est possible de lier sa largeur à mi-hauteur à la densité électronique. L'avantage de cette méthode est qu'elle dépend peu de la température et ne nécessite pas l'hypothèse d'E.T.L. Cette mesure sera utilisée sur notre plasma sur deux raies d'hydrogène atomique fortement élargies par effet Stark, les raies $H\alpha$ et $H\beta$. Les sources d'élargissement se combinent et le profil de la raie spectrale qui en résulte est un profil de Voigt, i.e. une convolution d'un profil lorentzien et d'un profil gaussien. Pour les raies d'hydrogène nous supposons que la composante lorentzienne du profil est dominée par

l'élargissement Stark, les autres sources d'élargissement contribuent à la composante gaussienne du profil d'élargissement. La largeur à mi-hauteur d'un profil de Voigt peut s'exprimer à partir des largeurs à mi-hauteur de ses composantes gaussienne et lorentzienne comme suit [81] :

$$W_V = 0.5346 W_L + (0.2169 W_L^2 + W_G^2)^{\frac{1}{2}} \tag{2.15}$$

Avec W_V, W_L, W_G respectivement les largeurs à mi-hauteur de Voigt, lorentzienne et gaussienne.

Les contributions d'élargissement aux profils gaussiens conduisent à un profil gaussien dont la largeur à mi-hauteur est donnée par :

$$W_G = \left(\sum_i W_{Gi}^2 \right)^{\frac{1}{2}} \tag{2.16}$$

Alors que les contributions d'élargissement aux profils lorentziens conduisent à un profil lorentzien dont la largeur à mi-hauteur est donnée par :

$$W_L = \sum_i W_{Li} \tag{2.17}$$

L'atome d'hydrogène est sujet à l'effet Stark linéaire et non quadratique [82]. Il existe alors une relation simple entre la densité électronique du plasma et l'élargissement du profil de la raie d'émission du à l'effet Stark.

-La raie $H\beta$: Les valeurs de largeur à mi-hauteur (FWHM) de l'élargissement Stark de la raie $H\beta$ nous permettent la mesure de la densité électronique en utilisant les valeurs tabulées par Griem [82] ou en utilisant la formule de Gigosos et al. [83] :

$$FWHM = 4.800 \left(\frac{N_e}{10^{23}} \right)^{0.68116} \tag{2.18}$$

Avec FWHM la largeur à mi-hauteur du profil dû à l'élargissement Stark en nm et N_e la densité électronique et m^{-3}. M.Pavoine [84] a montré que ces deux méthodes fournissaient des résultats très proches.

Une autre méthode consiste à mesurer la largeur à mi-aire (FWHA) de la raie. Cette méthode est recommandée par Gigosos et al. [83] car cette mesure est moins sensible aux effets de la dynamique des ions et aux changements de température. Les auteurs expliquent que la raie $H\beta$ est plutôt insensible à ces perturbations que la mesure soit réalisée sur la largeur à mi-aire ou à mi-hauteur. Ils recommandent toutefois l'utilisation de la largeur à mi-aire, cette méthode étant ici encore plus robuste. Pour la largeur à mi-aire Gigosos et al. [83] nous donnent la relation suivante :

$$FWHA = 1.666 \left(\frac{N_e}{10^{23}} \right)^{0.68777} \tag{2.19}$$

Avec FWHA la largeur à mi-aire du profil dû à l'élargissement Stark en nm. Konjevic et al. [85] affirment que les formules liant la FWHA à la densité électronique proposées par

Gigosos et al. [83] présentent une erreur et concernent en réalité la demi-largeur à mi-hauteur (HWHA). Ils s'appuient sur une communication privée avec l'un des auteurs de l'article [83]. Konjevic et al. [85] ont réalisé un travail de comparaison des élargissements notamment des raies $H\alpha$ et $H\beta$ en s'appuyant sur différents travaux [83][86][87][88][89]. Les auteurs affirment qu'un bon accord entre ces différents travaux est observé en appliquant cette correction aux formules de Gigosos et al. [83]. La formule 2.19 corrigée devient alors :

$$HWHA = 1.666 \left(\frac{N_e}{10^{23}}\right)^{0.68777} \quad ou \quad FWHA = 3.332 \left(\frac{N_e}{10^{23}}\right)^{0.68777} \tag{2.20}$$

-La raie $H\alpha$:

Pour la raie $H\alpha$ Gigosos et al. [83] recommandent de mesurer la largeur à mi-aire et donnent uniquement la relation :

$$FWHA = 0.549 \left(\frac{N_e}{10^{23}}\right)^{0.67965} \tag{2.21}$$

Cette formule corrigée à partir des indications données par Konjevic et al. [85] devient :

$$HWHA = 0.549 \left(\frac{N_e}{10^{23}}\right)^{0.67965} \quad ou \quad FWHA = 1.098 \left(\frac{N_e}{10^{23}}\right)^{0.67965} \tag{2.22}$$

1.2 Compositions chimiques et propriétés thermodynamiques

Afin d'étudier l'émissivité des différentes raies spectrales émises par le plasma pour interpréter les mesures réalisées, le calcul des compositions chimiques et propriétés thermodynamiques est nécessaire. Dans cette partie nous décrirons les méthodes utilisées pour le calcul de ces données. L'outil utilisé pour calculer les compositions chimiques et les propriétés thermodynamiques a été développé par A. Harry Solo [90] et permet le calcul de ces données à l'équilibre thermodynamique local (E.T.L). Le calcul des compositions chimiques est basé sur la loi d'action de masse et le formalisme utilisant une base chimique décrit par Godin et al. [91]. L'outil développé permet d'obtenir la composition chimique et les propriétés thermodynamiques d'un plasma à pression constante entre 1 et 300 bar pour des températures allant de $300K$ à $60kK$. Dans cette partie nous décrirons la méthode utilisée. Les approximations et la procédure du calcul sont décrites dans [90].

1.2.1 Fonction de partition totale

La fonction de partition est propre à chaque espèce et permet d'établir le lien entre les propriétés microscopiques du système et les propriétés thermodynamiques macroscopiques. Pour une espèce la fonction de partition totale volumique peut s'écrire comme :

$$Q_{vol}^{tot}(T) = \left(\frac{2\pi m k_B T}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} Q_{int}\ e^{\left(\frac{-E_0}{KT} + \Delta P\right)} \tag{2.23}$$

Avec :

— m la masse de l'éspèce
— T la température
— ΔP le terme correctif de la pression [90]
— K, h, E_0 la constante de Boltzmann, la constante de Planck et l'énergie de référence

La première partie de cette équation correspond à la fonction de partition de translation. La dernière partie correspond à la fonction de partition de réaction. Les états internes accessibles seront différents selon que l'espèce considérée est un atome ou une molécule et donc l'expression de la fonction de partition sera différente.

1.2.2 Fonction de partition d'un atome

Pour les espèces monoatomiques les seuls états accessibles sont les états électroniques. La fonction de partition s'exprime comme :

$$Q_{int}(T) = \sum_i g_i \; e^{\frac{-E_i}{KT}} \tag{2.24}$$

Avec :

— g_i la dégénérescence du niveau électronique i
— E_i l'énergie du niveau électronique i

Afin d'éviter une divergence du calcul à haute température, une limite sur les niveaux d'énergie considérés est appliquée. Cette limite s'exprime comme un abaissement du potentiel d'ionisation de sorte que dans l'équation 2.24 la somme n'est effectuée que sur les niveaux d'énergie tels que : $E_i \leq (E_{ionisation} - \Delta E)$. L'abaissement du potentiel d'ionisation est déduit de la théorie de Debye-Hückel [90] et s'exprime comme :

$$\Delta E = \frac{(Z+1)e^2}{4\pi\epsilon_0\lambda_D} \tag{2.25}$$

Avec :

— Z la charge de l'espèce
— e la charge d'un électron
— ϵ_0 la permissivité du vide
— λ_D la longueur de Debye

Pour les atomes, les différentes données nécessaires à ce calcul sont issues du NIST. Pour les électrons la fonction de partition est prise égale à 2 quelle que soit la température.

1.2.3 Fonction de partition d'une molécule

En plus des états électroniques décrits précédemment pour les atomes s'ajoutent des degrés de liberté de rotation et de vibration pour les molécules. L'expression utilisée est

donnée par D. Godin [91] et s'exprime, en fonction des données thermochimiques issues des tables de JANAF, comme :

$$Q_{int}(T) = \frac{P_r}{KT}\left(\frac{h^2}{2\pi mKT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{1}{N_A K}\left(\frac{[H(0)-H(Tr)]_{JANAF}}{T} - \left[\frac{G-H(Tr)}{T}\right]_{JANAF}\right)} \tag{2.26}$$

Avec :

- P_r et T_r la pression standard (1 bar) et la température standard ($298.15K$) des tables de la JANAF
- N_A le nombre d'Avogadro
- $H(0) - H(Tr)$ l'enthalpie évaluée à $0K$
- $[G - H(Tr)]/T$ l'énergie de Gibbs qui doit être connue pour toutes les valeurs de température

1.2.4 Composition chimique

-Loi d'action de masse et lois d'équilibre : la composition chimique est déterminée à l'aide de la loi d'action de masse, c'est une expression plus générale des différentes lois d'équilibre qui décrivent l'évolution des espèces dans le plasma. Les lois d'équilibres qui gouvernent la loi d'action de masse sont décrites dans la partie 1.1.1.1, la loi de Saha-Eggert décrit l'équilibre d'ionisation, la loi de Guldberg-Waage décrit l'équilibre de dissociation et la loi de Boltzmann décrit l'équilibre d'excitation. L'expression de la loi d'action de masse est la suivante :

$$\prod_{i}^{espeèces} (n_i)^{\nu_i} = \prod_{i}^{espeèces} (Q_{tot,i}^{vol})^{\nu_i} \tag{2.27}$$

Avec :

- n_i la densité numérique de l'espèce i
- ν_i le coefficient stœchiométrique de l'espèce i
- $Q_{tot,i}^{vol}$ la fonction de partition totale de l'espèce telle que décrite dans l'équation 2.23

Aux lois d'équilibres s'ajoutent les lois de conservation du plasma, des noyaux atomiques, de la neutralité et de la pression.

-Conservation des noyaux atomiques : elle exprime la conservation du nombre de noyaux dans les différents processus chimiques. L'expression de cette conservation peut s'exprimer à partir des coefficients d'une matrice de composition du plasma. C'est le formalisme utilisé par l'outil de résolution que nous utilisons mais nous ne l'aborderons que brièvement en fin de cette partie.

-Conservation de la neutralité : Le plasma est neutre à l'échelle macroscopique. Elle s'exprime comme :

$$\sum_{i=1}^{N} n_i Z_i = 0 \tag{2.28}$$

-Conservation de la pression : Elle permet d'imposer la pression totale du plasma et repose sur la loi de Dalton avec deux termes correctifs. La correction de Debye-Hückel permet de prendre en compte les interactions coulombiennes entres les particules chargées à haute température. La correction du viriel permet de prendre en compte les interactions entre les espèces neutres à basse température et haute pression. La conservation de la pression s'exprime comme :

$$P = \sum_{i=1}^{N} n_i KT + \Delta P_{Debye} + \Delta P_{viriel} \tag{2.29}$$

Le terme correctif de Debye-Hückel est pris au premier ordre et s'exprime comme :

$$\Delta P_{Debye} = -\frac{KT}{24\pi\lambda_D^3} \tag{2.30}$$

La correction du viriel en se limitant au troisième ordre s'écrit :

$$\Delta P_{viriel} = KTB(T)\left(\sum_{i=1}^{N} n_i\right)^2 + KTC(T)\left(\sum_{i=1}^{N} n_i\right)^3 \tag{2.31}$$

$B(T)$ et $C(T)$ sont les second et troisième coefficients du viriel. Ils sont fonction de la température et permettent de décrire l'écart de comportement du fluide par rapport à un gaz parfait. A. Harry Solo [90] donne d'avantage d'informations sur ces termes correctifs et leur obtention.

-Base chimique : la procédure de résolution est décrite en détail par D. Godin [91] et repose sur la construction d'une base chimique à partir d'une matrice de composition du plasma. La matrice de base est constituée des espèces chimiques majoritaires et une matrice contient les coefficients stœchiométriques des réactions qui génèrent ces espèces.

1.2.5 Propriétés thermodynamiques

Les propriétés thermodynamiques sont déduites des densités et fonctions de partitions des espèces. Les propriétés que nous avons utilisées sont la densité de masse ρ, l'enthalpie H et la capacité thermique C_P. Ce sont toutes des propriétés pour un plasma à pression constante.

-Densité de masse : la densité de masse est obtenue avec :

$$\rho = \sum_{i=1}^{N} n_i m_i \tag{2.32}$$

La densité de masse en fonction de la température est présentée pour de l'eau pure pour des pressions de 1, 3, 5 et 10 bar sur la figure 2.2 :

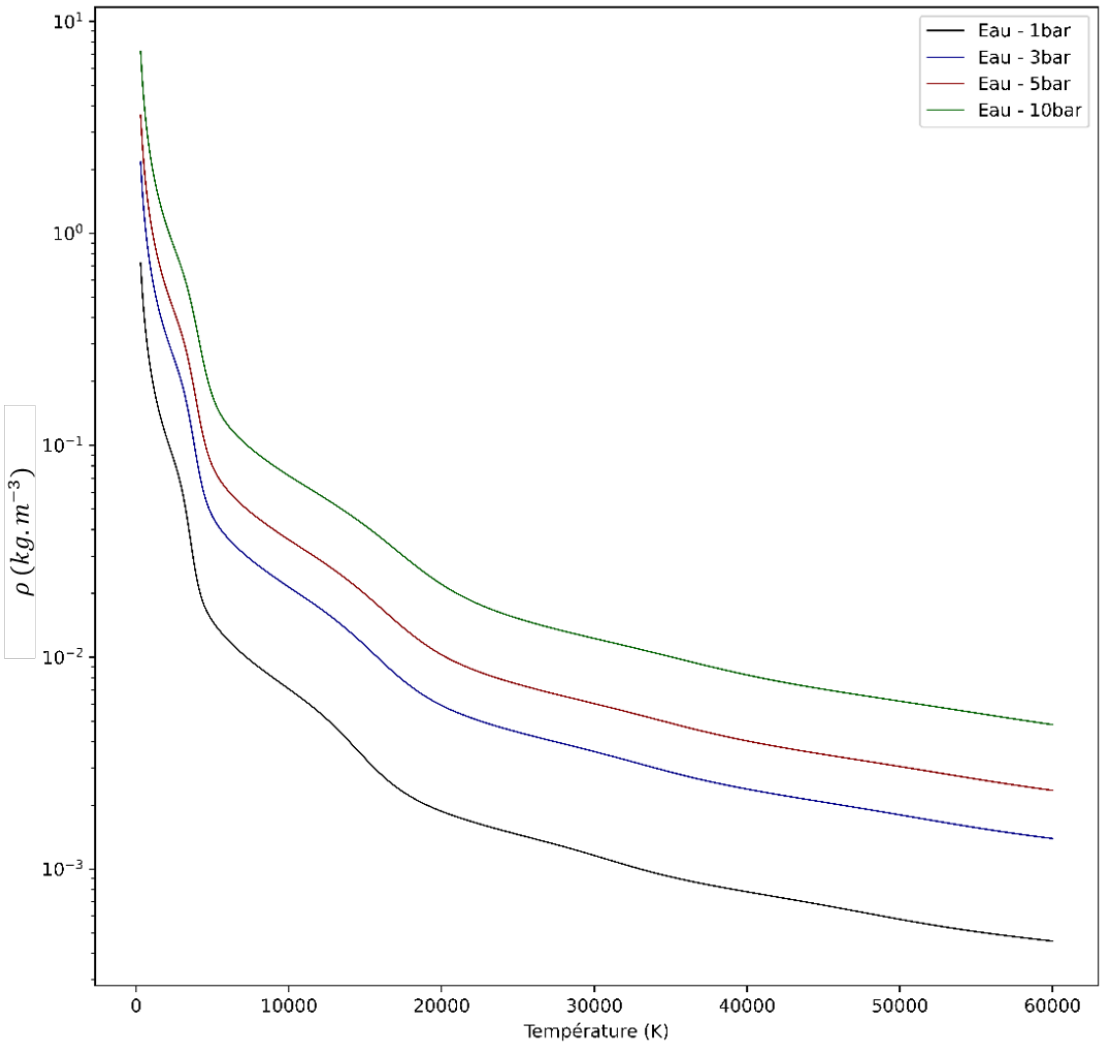


FIGURE 2.2 – Densité de masse en fonction de la température pour un plasma d'eau pure à 1, 3, 5 et 10 bar

-Enthalpie : l'enthalpie est une fonction thermodynamique qui permet d'exprimer la quantité de chaleur échangée entre le système et le milieu extérieur à pression constante. Elle est le résultat de trois contributions : l'énergie due à la translation, l'énergie interne du milieu et l'énergie emmagasinée par les particules à travers les réactions chimiques. L'enthalpie massique est donnée par l'expression :

$$H = \frac{5}{2}k_B T \sum_{i=1}^{N} N_i + k_B T^2 \sum_{i=1}^{N} N_i \frac{\partial ln\,(Q_i^{int})}{\partial T} + \sum_{i=1}^{N} N_i E_i^{ref} + \Delta H_{Debye} + \Delta H_{viriel} \qquad (2.33)$$

Avec :

— N_i la densité de la particule i donnée par : $N_i = \frac{n_i}{\rho}$
— Q_i^{int} la fonction de partition interne de l'espèce i

— E_i^{ref} l'énergie de référence de l'espèce i

L'enthalpie en fonction de la température est présentée pour de l'eau pure pour des pressions de 1, 3, 5 et 10 bar sur la figure 2.3 :

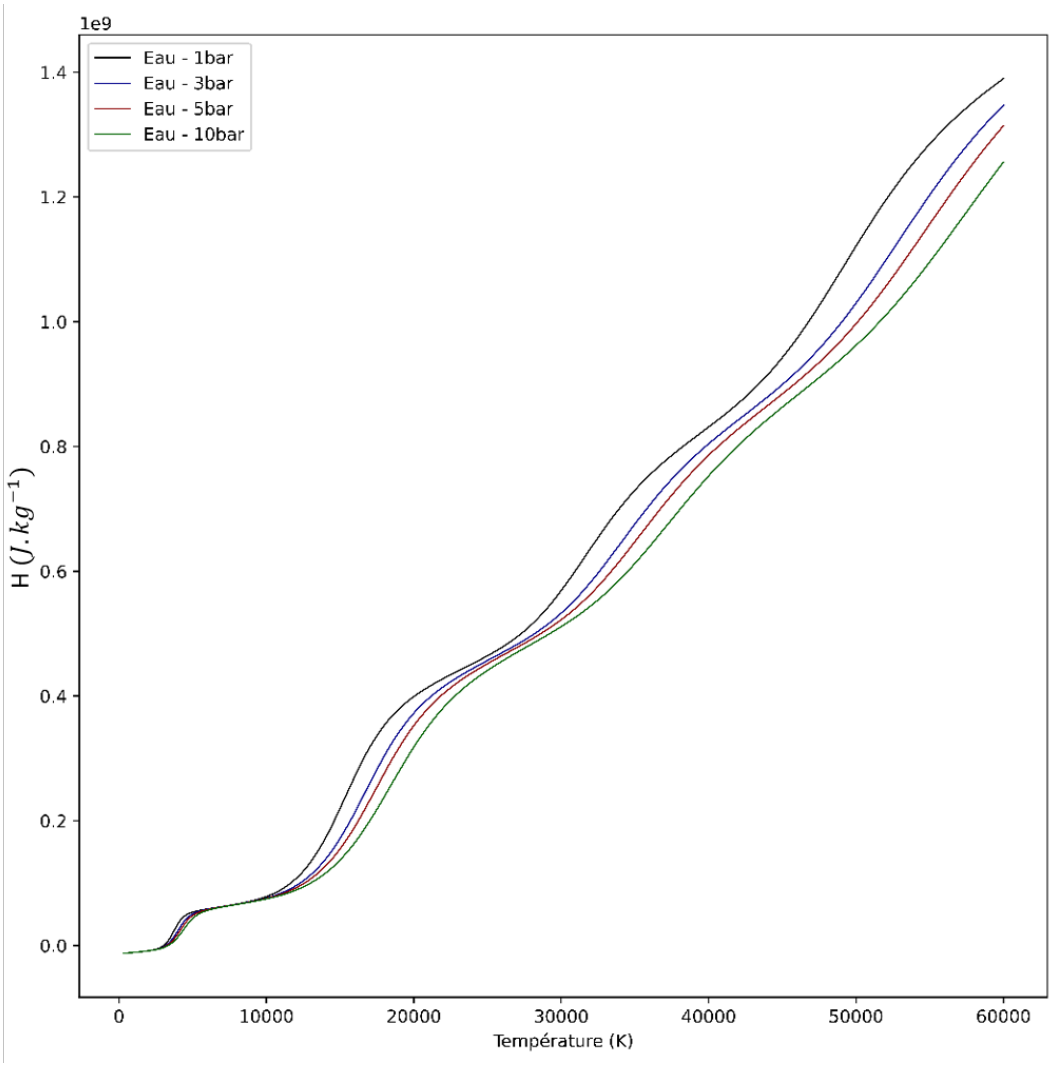


FIGURE 2.3 – Enthalpie en fonction de la température pour un plasma d'eau pure à 1, 3, 5 et 10 bar

-Capacité thermique à pression constante : la capacité thermique à pression constate est définie comme l'énergie nécessaire pour élever la température du milieu d'un degré. Elle s'exprime à partir de l'enthalpie massique comme :

$$C_P = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_P + \Delta C_{P_{Debye}} + \Delta C_{P_{viriel}} \tag{2.34}$$

La capacité thermique à pression constante en fonction de la température est présentée pour de l'eau pure pour des pressions de 1, 3, 5 et 10 bar sur la figure 2.4 :

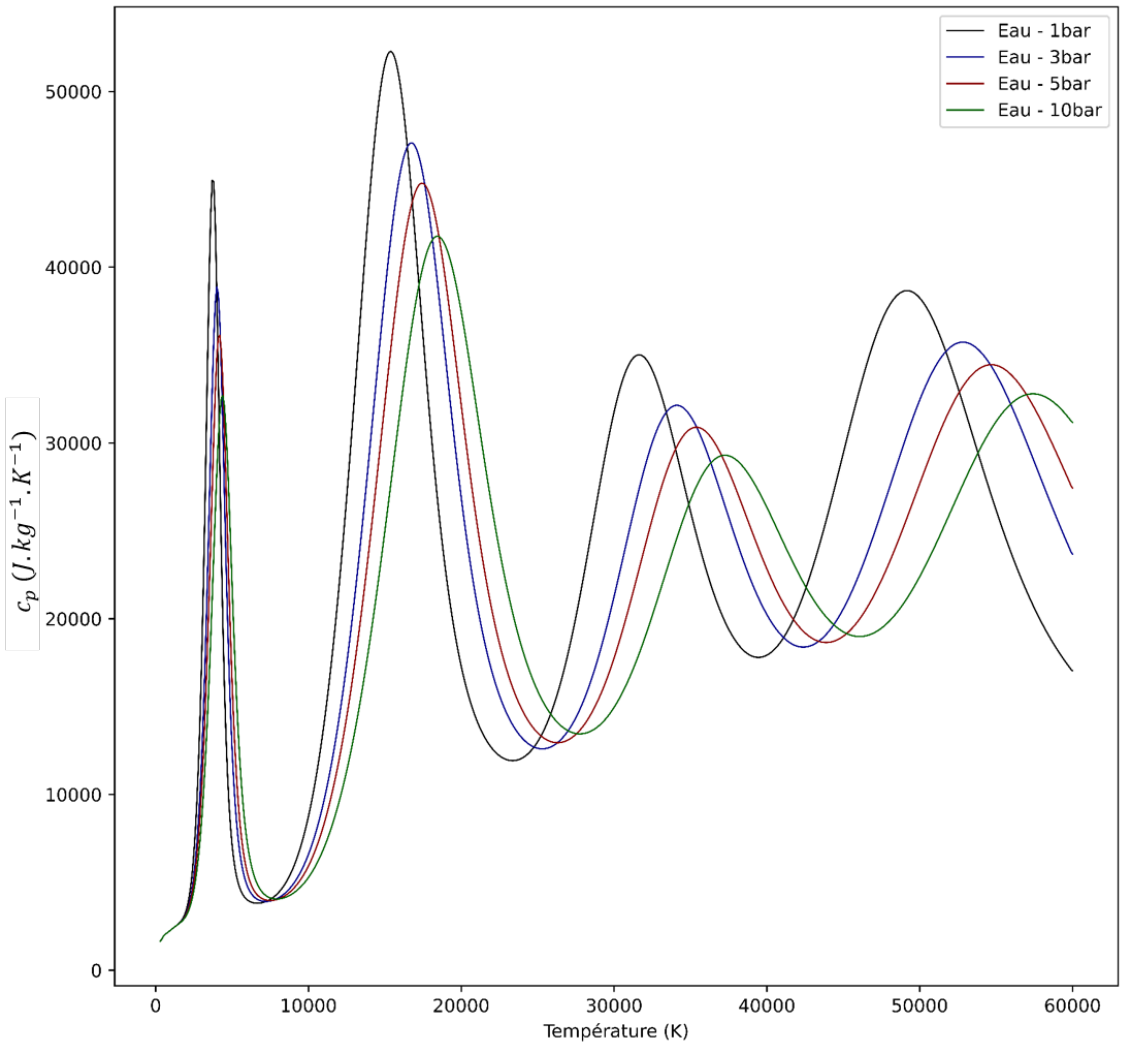


FIGURE 2.4 – Capacité thermique à pression constante en fonction de la température pour un plasma d'eau pure à 1, 3, 5 et 10 bar

2 Interprétation des mesures d'élargissement de raies par effet Stark

Pour la caractérisation expérimentale d'un arc électrique, la mesure de l'élargissement Stark des raies spectrales d'hydrogène afin de quantifier la densité électronique du milieu est largement utilisée [63, 92, 93, 94, 95, 96]. Il existe des méthodes d'acquisition spectroscopiques qui permettent une résolution spatiale de la mesure. Elles peuvent être basées sur une hypothèse d'axisymétrie comme l'inversion d'Abel [60, 92, 96] ou non, comme les méthodes de reconstruction tomographique [97]. Cependant, lorsqu'aucune de ces méthodes ne peut être appliquée, parce que le plasma n'est pas axisymétrique, que les contraintes de temps sont trop importantes, que l'intensité de la décharge n'est pas suffisante pour permettre la sélection des rayons lumineux ou que le dispositif expérimental ne permet pas un montage optique complexe, il est courant de collecter la lumière émise par le plasma en utilisant un montage optique de focalisation ou en sélectionnant une direction à l'aide de sténopés [92, 63, 94, 98]. Dans ce cas, la lumière est collectée sur toute l'épaisseur du plasma et la mesure de l'élargissement est effectuée sur la raie spectrale résultant de l'intégration sur l'épaisseur du plasma. Lorsque le plasma est inhomogène et en fonction de la mesure effectuée, l'interprétation de la quantité mesurée peut s'avérer complexe, voire impossible. L'étude qui suit a été réalisée afin d'interpréter les résultats expérimentaux des mesures d'élargissement Stark sur les raies spectrales d'hydrogène émises par un plasma thermique d'eau pure. Elle a été réalisée sur la raie H_α pour laquelle nous considérons l'effet Stark comme la source dominante d'élargissement pour les densités électroniques importantes [95].

2.1 Contexte et explication des choix réalisés

L'objectif est d'étudier une mesure d'élargissement Stark sur la raie $H\alpha$ simulée numériquement à partir des propriétés d'un plasma fictif. Nous allons définir les conditions fictives d'acquisition de cette mesure, ces conditions sont inspirées des conditions dans lesquelles nous avons réalisé ces mêmes mesures expérimentalement, conditions qui seront détaillées dans le chapitre 3. Bien que nos conditions expérimentales de mesures aient inspiré la construction de ces études, elles se veulent plus générales et les résultats sont applicables à beaucoup de configurations où la mesure est intégrée spatialement. Nous supposerons que la lumière est collectée pour la mesure au travers de deux sténopés de diamètre d'orifice identique qui définissent une ligne de visée comme illustré sur la figure 2.5 :

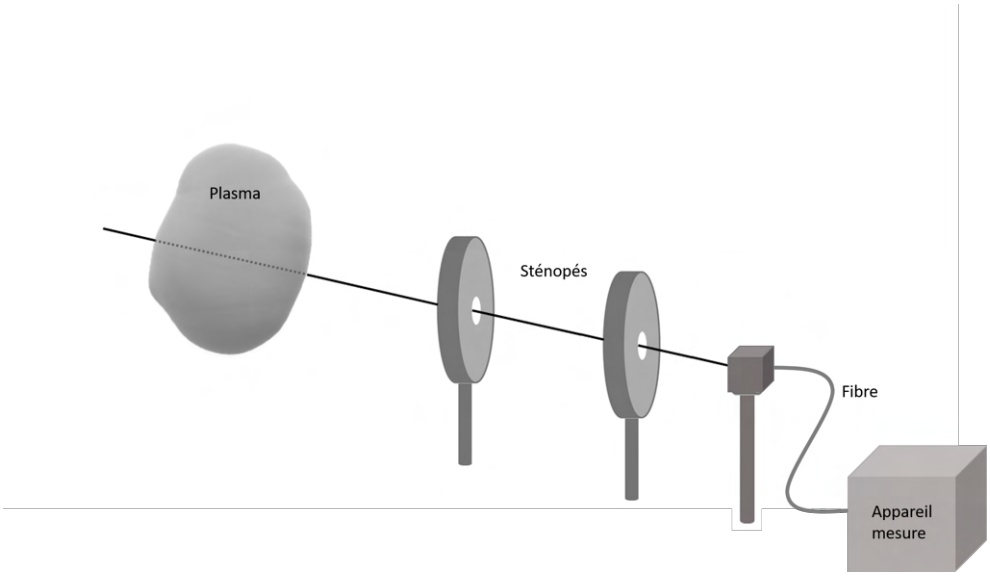


FIGURE 2.5 – Acquisition de la lumière émise par le plasma

En négligeant la potentielle auto-absorption des raies d'émission, la lumière recueillie est la somme de toutes les émissions sur la ligne de visée sélectionnée par les deux sténopés.

2.2 Description de l'émission des raies spectrales

La forme du profil d'une raie spectrale peut être caractérisée à l'aide de différents paramètres tels que son amplitude ou son élargissement. La surface couverte par le profil de la raie spectrale dépend des deux paramètres précédents mais aussi de la forme du profil. Ces différents paramètres sont illustrés sur la figure 2.6. La largeur à mi-aire (FWHA) de la raie spectrale est la largeur de la zone hachurée. La largeur à mi-hauteur (FWHM) est également représentée.

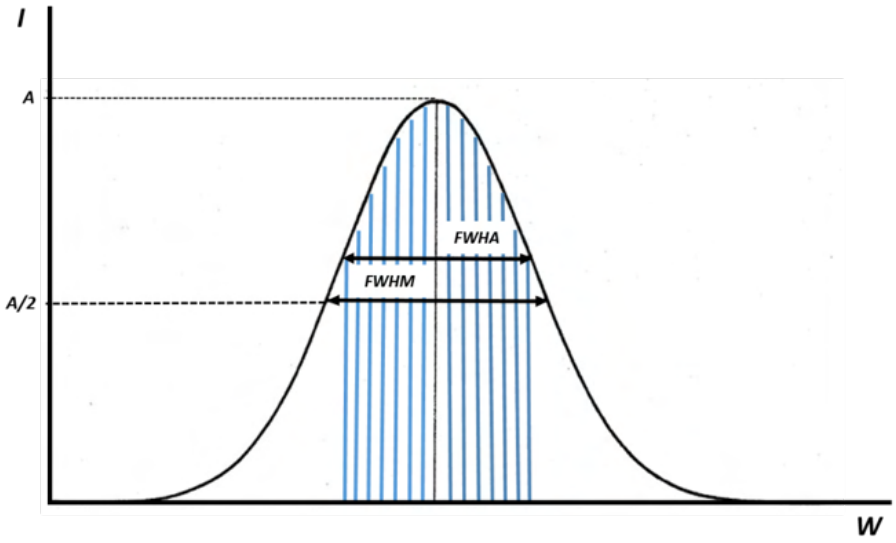


FIGURE 2.6 – Illustration des largeurs à mi-aire (FWHA) et mi-hauteur (FWHM) sur l'intensité d'une raie spectrale en fonction de la longueur d'onde ;

2.2.1 Elargissement

Les causes de l'élargissement d'une raie spectrale dans un plasma thermique sont nombreuses, un élargissement naturel (faible) ainsi qu'un élargissement dû au système optique et à la résolution finie du spectromètre, sont toujours présents. En outre, selon le plasma et la raie spectrale considérée, des élargissements Doppler, Van der Walls ou Stark peuvent être présents. Selon ses origines, le profil d'élargissement sera soit gaussien (pour les élargissements optiques et Doppler), soit lorentzien (pour l'élargissement naturel et les élargissements collisionnels tels que ceux de Van der Walls ou de Stark). Les différentes sources d'élargissement d'une raie spectrale sont examinées en détail dans les travaux de H. Griem [99]. Le profil de la raie spectrale qui en résulte est un profil de Voigt, i.e. une convolution d'un profil lorentzien et d'un profil gaussien. Il peut ainsi tendre vers un profil gaussien ou lorentzien en fonction des sources d'élargissement si une composante de l'élargissement domine largement. Si plusieurs sources d'élargissement sont présentes, certaines d'entre elles dépendant de l'environnement d'émission et donc de leur position au sein du plasma, la reconstruction du profil de la raie intégrée peut s'avérer difficile. Dans ce travail, nous nous intéresserons à la raie H_α pour laquelle l'élargissement Stark est tel que toutes les autres sources d'élargissement sont négligeables [95]. Les profils résultants ont tendance à être lorentziens. L'élargissement de H_α nous est fourni directement en fonction de la densité électronique $n_e(x, y, z)$ par l'équation 2.21 déterminée par Gigosos et al. [83] en fonction de la largeur à mi-aire.
Une lorentzienne est définie comme :

$$f(\lambda; A, \sigma) = \frac{A}{\pi} \frac{\sigma}{\sigma^2 + \lambda^2} \tag{2.35}$$

Avec :

— λ la longueur d'onde
— A le facteur d'amplitude
— 2σ FWHM
— n_e la densité électronique

Sa primitive est :

$$F(\lambda; A, \sigma) = \frac{A\ \sigma}{\pi} \tan^{-1}\left(\frac{\lambda}{\sigma}\right) \tag{2.36}$$

Et l'aire a_l du profil est :

$$a_l = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\lambda, A, \sigma)\ d\lambda = A\ \sigma \tag{2.37}$$

Si on suppose que $\Delta_{\frac{1}{2}}$ nous donne la FWHA tel que :

$$\frac{a_l}{2} = \frac{A\sigma}{2} = \int_{-\Delta_{\frac{1}{2}}}^{+\Delta_{\frac{1}{2}}} f(\lambda, A, \sigma)\ d\lambda \tag{2.38}$$

$$\frac{A\ \sigma}{\pi}\left(\tan^{-1}\left(\frac{\Delta_{\frac{1}{2}}}{\sigma}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{-\Delta_{\frac{1}{2}}}{\sigma}\right)\right) = \frac{A\ \sigma}{2} \tag{2.39}$$

L'équation 2.39 est vérifiée pour : $\tan^{-1}\left(\Delta_{\frac{1}{2}}/\sigma\right) = \frac{\pi}{4}$ et donc $\Delta_{\frac{1}{2}}/\sigma = 1$ ainsi $\Delta_{\frac{1}{2}} = \sigma$. Il convient de remarquer que la largeur à mi-aire est égale à 2σ, ce qui correspond également à la largeur à mi-hauteur pour un profil lorentzien.

2.2.2 Emissivité

Afin de reconstruire la raie spectrale intégrée émise par le plasma dans une direction, l'amplitude de la raie spectrale ou son intensité (aire du profil) est nécessaire en plus du profil d'élargissement. Cette information est fournie par l'émissivité de la raie spectrale. L'émissivité associée à une transition électronique d'un niveau d'énergie i à un niveau d'énergie j s'exprime comme suit :

$$J_{tot} = \int_{-\infty}^{+\infty} J(\lambda).d\lambda = n_i(P,T)\ A_{ij}\frac{hc}{\lambda}\frac{1}{4\pi} \tag{2.40}$$

Avec :

— $J(\lambda)$ le profil d'émissivité en fonction de la longueur d'onde
— n_i la densité de population du niveau d'émission i
— A_{ij} le coefficient d'Einstein pour la transition électronique du niveau i vers le niveau j

— P, T respectivement la pression et la température
— h, c respectivement la constante de Planck et la célérité

Si l'on suppose que le plasma est à l'E.T.L, la densité n_i du niveau i est donnée par la loi de Boltzmann :

$$n_i(P,T) = \frac{n(P,T)}{Z(P,T)} g_i e^{\frac{-E_i}{KT}} \tag{2.41}$$

Avec :

— n(P,T) la densité globale des espèces : $n(T,P) = \sum_k n_k$ avec k le niveau d'excitation.
— Z(P,T) la fonction de partition pour l'espèce considérée.
— E_i l'énergie du niveau i
— g_i la dégénérescence du niveau i
— K : la constante de Boltzmann

L'émissivité peut être exprimée comme suit :

$$J_{tot}(P,T) = \int_{-\infty}^{+\infty} J(\lambda).d\lambda = A_{ij}\ g_i \frac{hc}{\lambda_t} \frac{1}{4\pi} \frac{n(P,T)}{Z(P,T)} e^{\frac{-E_i}{KT}} \tag{2.42}$$

Et λ_t est la longueur d'onde de la lumière émise par la transition électronique considérée.
En résumé, pour un profil lorentzien, on a :

— L'aire $a_l \propto J_{tot}$ et elle vaut : $a_l = A\sigma$
— $FWHM = FWHA = 2\sigma$
— $FWHA = 0.549\,(n_e/10^{23})^{0.67965}$

A l'E.T.L l'évolution de l'émissivité de la raie H_α est fonction de la pression et de la température, les paramètres g_i, A_{ij} et les autres constantes ne varient pas si l'on considère une seule transition électronique. Dans l'équation 2.42, J_{tot} dépend de la pression et de la température via les termes $n(P,T)$, $Z(P,T)$, et $e^{(-E_i/KT)}$. Ces propriétés sont calculées à l'aide d'un programme développé dans l'équipe dont le principe a été décrit dans la partie 1.2. Pour la transition électronique associée à H_α, E_i est égale à 12.0875 eV [100]. La composition du plasma en fonction de la température et de la pression est donnée en annexe A. Dans cette étude, la composition d'un plasma d'eau pure est calculée pour une pression de 3 bar. Cette pression a été choisie en s'appuyant sur l'étude de simulation numérique de la décharge étudiée par Z. Laforest [74]. En utilisant ces données et l'équation 2.42, nous pouvons déterminer l'évolution de l'émissivité de la raie H_α en fonction de la température (voir figure 2.7).

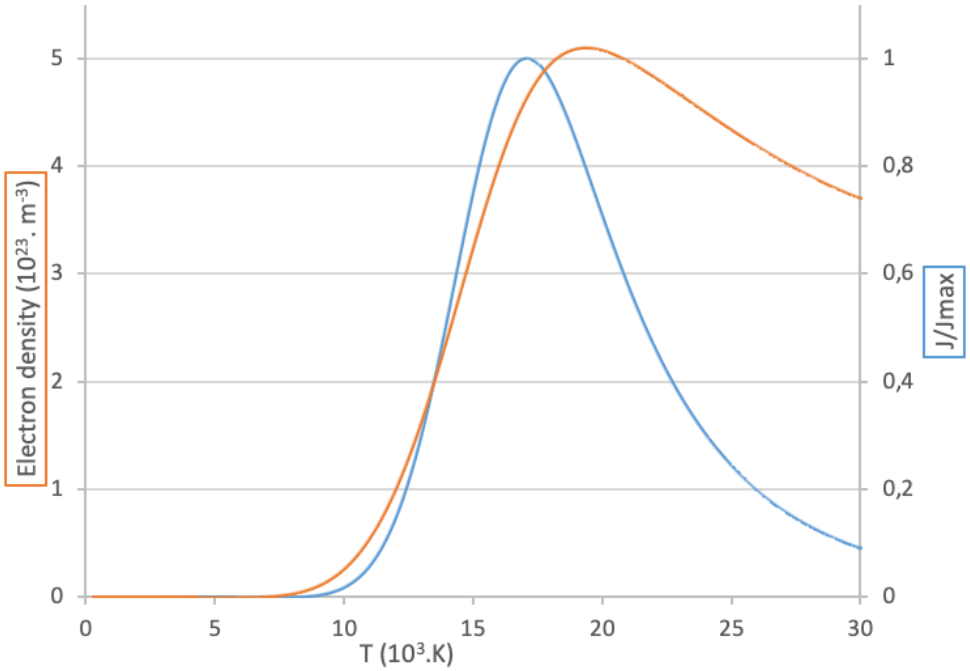


FIGURE 2.7 – Évolution de l'émissivité normalisée de la raie H_α (bleu) et de la densité électronique (orange) en fonction de la température pour un plasma d'eau à 3 bar

La figure 2.7 montre que l'émissivité maximale est atteinte autour de $17kK$. Cette évolution résulte de la combinaison de différents paramètres. Ce maximum se produit à des températures plus élevées que celle pour laquelle est atteinte la densité maximale de l'espèce émissive, l'hydrogène atomique. Ceci s'explique par la contribution des termes $Z(P,T)$, et $e^{(-E_i/KT)}$ dans l'équation 2.42 qui compensent la diminution de la densité d'hydrogène atomique. L'évolution de l'émissivité a été calculée en utilisant uniquement les termes dépendant de la température et de la pression. Les autres termes dépendent de la transition électronique et ont donc été ignorés puisque nous étudions l'évolution d'une seule transition. On peut également noter sur la figure 2.7 que la densité électronique maximale se produit à une température plus élevée ($\approx 19.4kK$) que l'émissivité maximale de la raie H_α ($\approx 17kK$).

2.3 Résultats

2.3.1 Profils de températures de formes différentes

Nous considérons un plasma de pression constante (3 bar) pour étudier le profil de la raie spectrale pseudo-expérimentale (PE) H_α reconstruite à partir de différents profils de température. La composition d'un plasma d'eau pure calculée à partir de notre modèle [12] fournit le profil de densité électronique correspondant au profil de température. L'objectif est d'étudier la densité électronique déduite de la mesure de l'élargissement Stark de cette raie PE reconstruite avec l'équation 2.21 proposée par Gigosos et al [16]. Nous avons défini arbitrairement quatre profils de température axisymétriques et deux profils asymétriques, avec une température maximale au centre. Les profils asymétriques sont largement exagérés mais nous permettent de répondre à des observations que nous avons réalisées et qui sont

présentées dans le chapitre 3 : il semble qu'il existe souvent sur notre plasma d'étude un écart à l'axisymétrie dans la distribution de température. Ces profils de température correspondent à l'observation d'un plasma d'épaisseur non négligeable dont la lumière est collectée dans une direction perpendiculaire à l'axe de symétrie. La température maximale ($\approx 16kK$) a été initialement choisie inférieure à celle de l'émissivité maximale de la raie H_α ($\approx 17kK$). Ces différents profils de température sont donnés sur la figure 2.8.

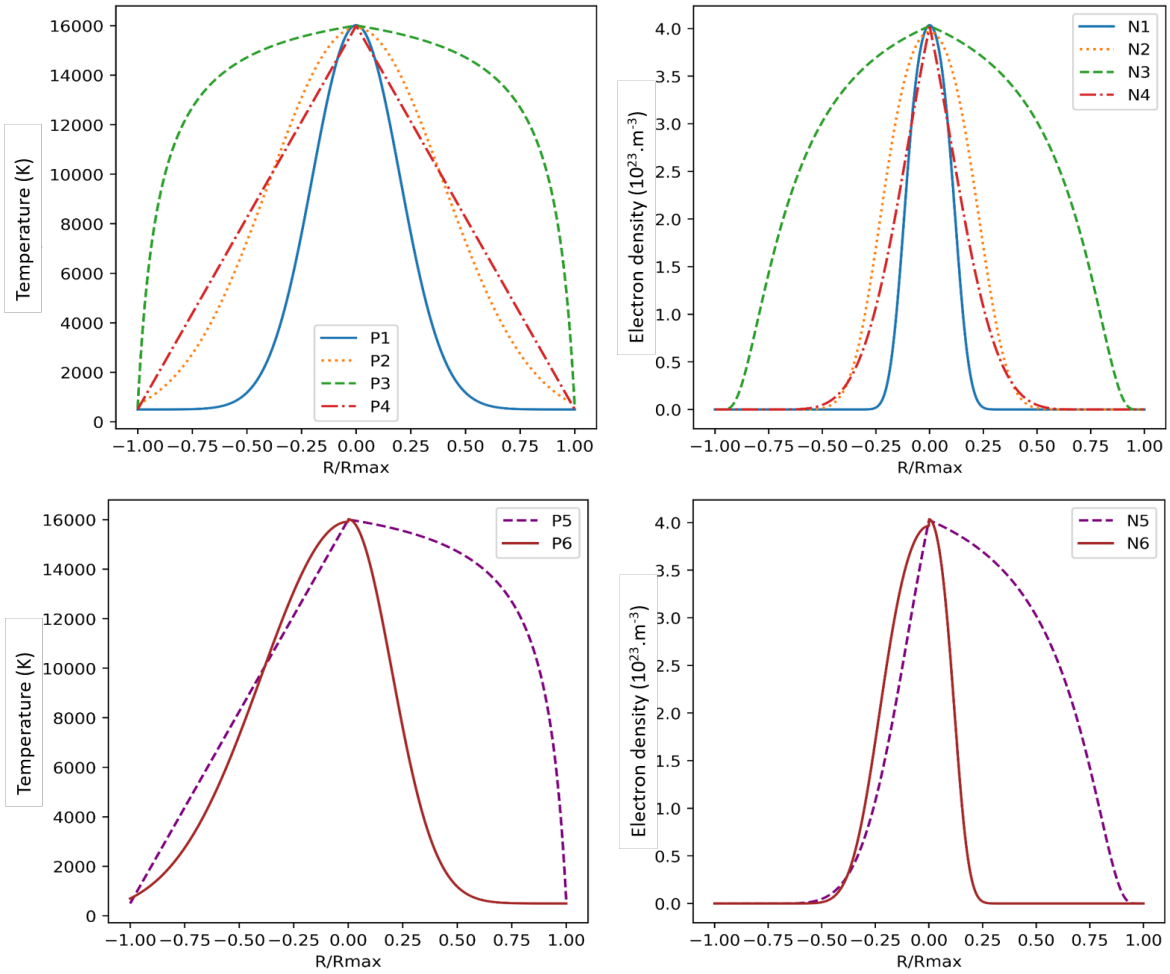


FIGURE 2.8 – Les profils de température (à gauche) 1 et 2 sont gaussiens, le profil 3 est arbitraire et le profil 4 est linéaire. Les profils de température 5 et 6 sont asymétriques et correspondent respectivement à la moitié des profils 3 et 4 et à la moitié des profils 1 et 2. Les profils de densité électronique correspondants (à droite) sont déduits de la composition du plasma

A partir de ces profils et des éléments déterminés dans la partie 2.2, six raies spectrales PE H_α sont calculées comme la somme des raies spectrales lorentziennes sur une corde de plasma dont la température suit l'un des profils de température. La reconstruction de cette raie spectrale a été réalisée numériquement à l'aide d'un programme Python développé pour cette application. Une somme des profils lorentziens calculés sur chaque point du profil de

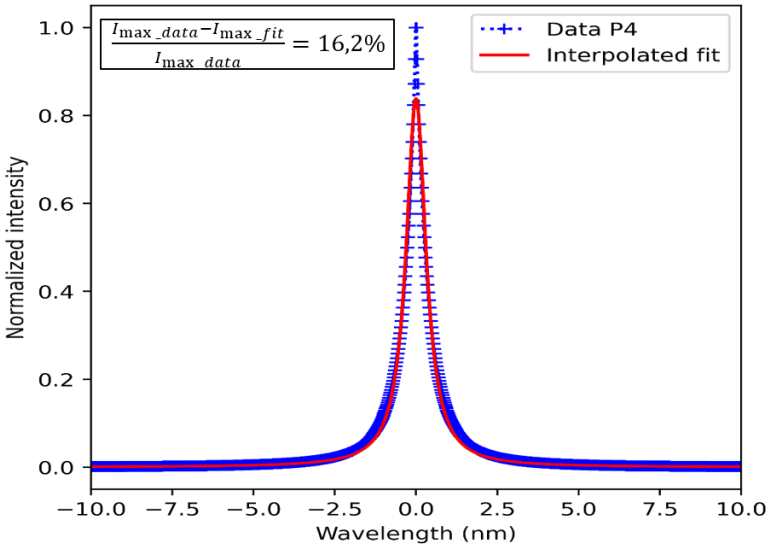
température est réalisée :

$$f_{tot}(\lambda) = \sum_R f(\lambda; A, \sigma) = \sum_R \frac{A}{\pi} \frac{\sigma}{\sigma^2 + \lambda^2} \tag{2.43}$$

Avec, dans notre cas :

— $2\sigma = 0.549 \left(\frac{n_e}{10^{23}}\right)^{0.67965}$
— $A\sigma \propto J_{tot}(T)$

Bien qu'une somme de profils lorentziens avec des amplitudes et des élargissements différents ne conduise pas à une expression analytique simple d'un profil lorentzien, il est possible de traiter cette raie spectrale PE de la même manière que nous le ferions pour une raie expérimentale. Il est courant d'ajuster les raies spectrales expérimentales intégrées avec un profil de Voigt ou un profil lorentzien. Le profil lorentzien qui se rapproche le plus de celui de la raie spectrale PE est déterminé à l'aide de la bibliothèque LMfit en Python et l'élargissement de ce profil lorentzien est mesuré. La raie spectrale PE déterminée de cette manière et le profil lorentzien associé sont tracés sur la figure 2.9 pour le profil de température numéro 4 (P4). La figure 2.9 montre qu'un profil lorentzien permet d'approcher correctement la plupart des points, à l'exception de ceux proches du maximum. L'erreur sur l'estimation du maximum est calculée et tabulée pour les différents profils. Comme l'indique le tableau de la figure 2.9, l'écart entre les données et l'ajustement est le plus prononcé pour le profil numéro 4. Le profil numéro 4 (P4) est également le profil le moins réaliste.



	$\frac{I_{max_data} - I_{max_fit}}{I_{max_data}}$
P1	14,0%
P2	13.9%
P3	5.4%
P4	16.2%
P5	10,3%
P6	13,9%

FIGURE 2.9 – Comparaison entre la raie spectrale PE déterminée pour le profil de température 4 et son profil ajusté lorentzien (à gauche). Tableau de l'erreur en pourcentage sur l'estimation du maximum pour chaque profil (à droite)

Nous détaillerons le cas du quatrième profil de température (figure 2.8, P4) qui présente

la plus grande déviation. Nous avons déterminé numériquement la largeur à mi-aire de la raie obtenue par le calcul et nous l'avons comparée à celle du profil lorentzien :

$$\frac{FWHA_{data} - FWHA_{fit}}{FWHA_{data}} = 14.3\% \tag{2.44}$$

Nous avons calculé l'écart sur la mesure de la densité électronique présentée de la même manière :

$$\frac{n_{e_{data}} - n_{e_{fit}}}{n_{e_{data}}} = 20.2\% \tag{2.45}$$

Cette déviation n'est pas négligeable, mais elle a été déterminée pour le profil présentant la plus grande déviation entre les données et l'ajustement (P4). Expérimentalement, nous effectuons généralement la mesure de l'élargissement (FWHA ou FWHM) sur l'ajustement, et lorsque plusieurs sources d'élargissement sont mélangées, un profil de Voigt est parfois considéré avec l'hypothèse que la composante lorentzienne est uniquement due à l'effet Stark. Pour les différentes raies PE obtenues, un profil de Voigt ne permet pas un meilleur ajustement de la raie, cependant la différence entre la mesure de la largeur à mi-aire réalisée directement sur les données de la raie spectrale PE et la même mesure sur le profil lorentzien ajusté est trop importante pour être ignorée. C'est pourquoi, dans cette étude, nous effectuerons nos mesures d'élargissement sur les données de la raie spectrale PE. La densité électronique est déterminée à partir de la mesure de l'élargissement de la raie PE et de l'équation 2.21 pour tous les profils de températures et les résultats sont présentés sur la figure 2.10.

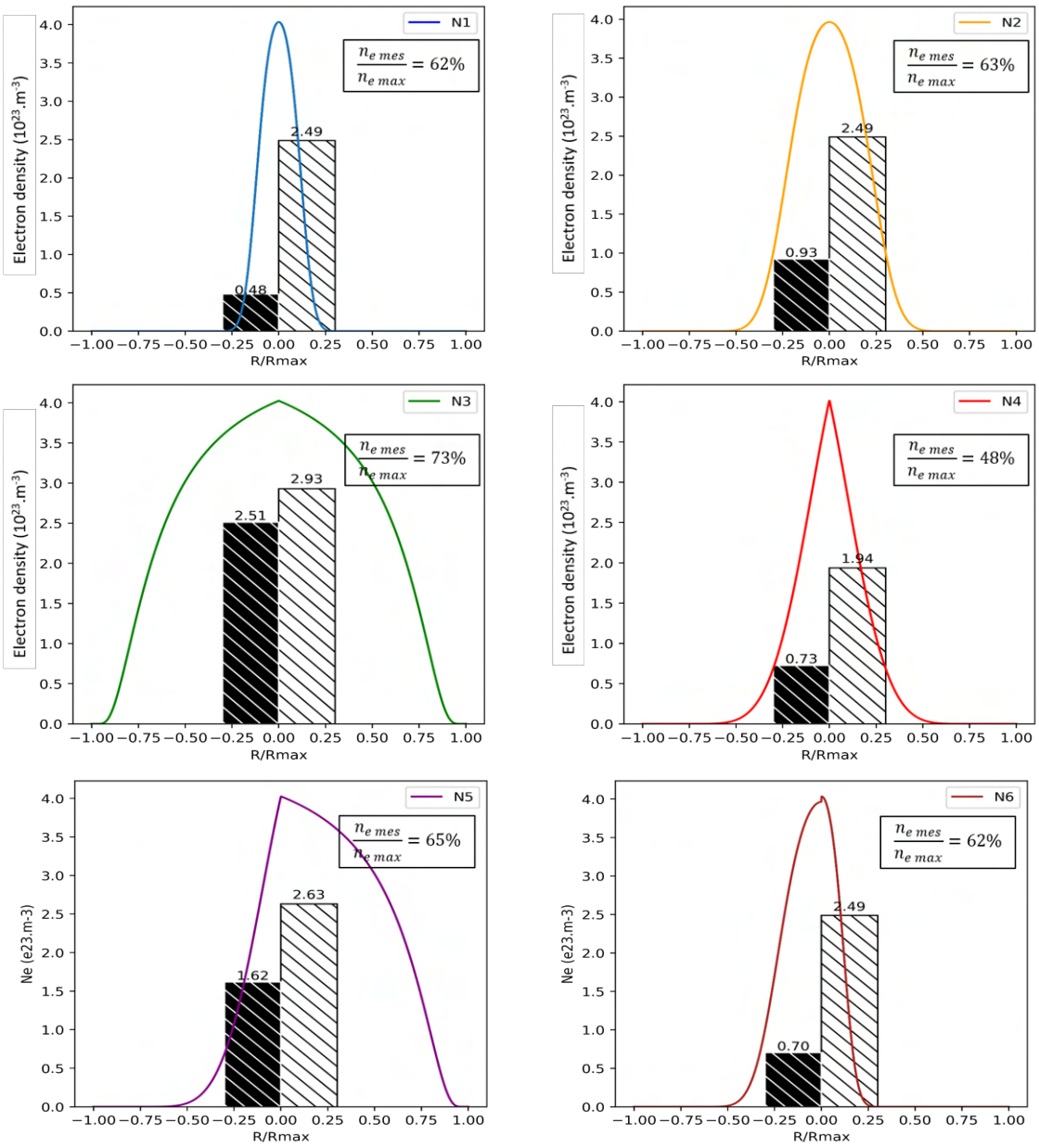


FIGURE 2.10 – Résultats pour les profils N1-6 (la densité électronique moyenne sur la distribution radiale est hachurée en noir et la densité résultant de la mesure d'élargissement est hachurée en blanc)

Nous pouvons observer sur la figure 2.10 que la densité moyenne sur la distribution radiale d'électrons pour le premier profil est de 0.49 10^{23} m^{-3} et que le maximum est de 4.05 10^{23} m^{-3}. La valeur de la densité déterminée à partir de l'élargissement de la raie est de 2.49 10^{23} m^{-3}. Cette valeur est plus proche du maximum que de la valeur moyenne du profil. Pour tous les profils, la densité déterminée semble être déterminée en grande partie par la zone la plus chaude et la plus dense électroniquement (qui sera également la zone la plus émissive) que par les autres régions du profil. Sur le profil P3, la densité électronique déterminée par la mesure est la plus proche du maximum ; c'est aussi pour ce profil que la zone la plus chaude

au centre est la plus large. Pour le profil de température P5, qui est une combinaison des profils P3 et P4, la mesure de l'élargissement semble être déterminée par le profil P3 et moins affectée par le profil P4, plus fin (en particulier dans la zone centrale chaude). Les profils P1 et P2 sont tous deux gaussiens et sont des profils de température avec une température maximale similaire (et donc avec une valeur de densité électronique maximale similaire). Des différences existent dans les zones périphériques du plasma où le profil P2 présente des densités électroniques plus élevées car il est défini par un profil gaussien plus large. Sur les profils P1 et P2, les densités obtenues par les mesures d'élargissement sont presque identiques et représentent la même part des maxima respectifs de densité électronique, et ce bien que la densité électronique moyenne sur la distribution radiale soit plus élevée pour le profil P2. Il en va de même pour le profil P6, sans surprise, puisqu'il s'agit d'une combinaison des profils P1 et P2. Si l'on exclut le quatrième profil P4, très peu réaliste, toutes les densités électroniques obtenues par mesure d'élargissement représentent une part similaire des maxima de leur profil de densité électronique respectif, i.e entre 62% et 73%. Il convient de noter que la température maximale de ces profils ($\approx 16kK$) est inférieure à la température d'émissivité maximale pour la raie spectrale H_α ($\approx 17kK$) ainsi qu'à la température de la densité électronique maximale ($\approx 19.4kK$). Dans la partie suivante, nous étudierons l'influence de la température maximale, en particulier lorsqu'elle dépasse ces deux maxima.

2.3.2 Profils de températures aux maxima différents

Nous avons défini quatre profils de température gaussiens ayant la même largeur à mi-hauteur mais des amplitudes différentes. Les quatre profils de température (P1-P4) et les profils de densité électronique associés (N1 - N4) sont présentés sur la figure 2.11

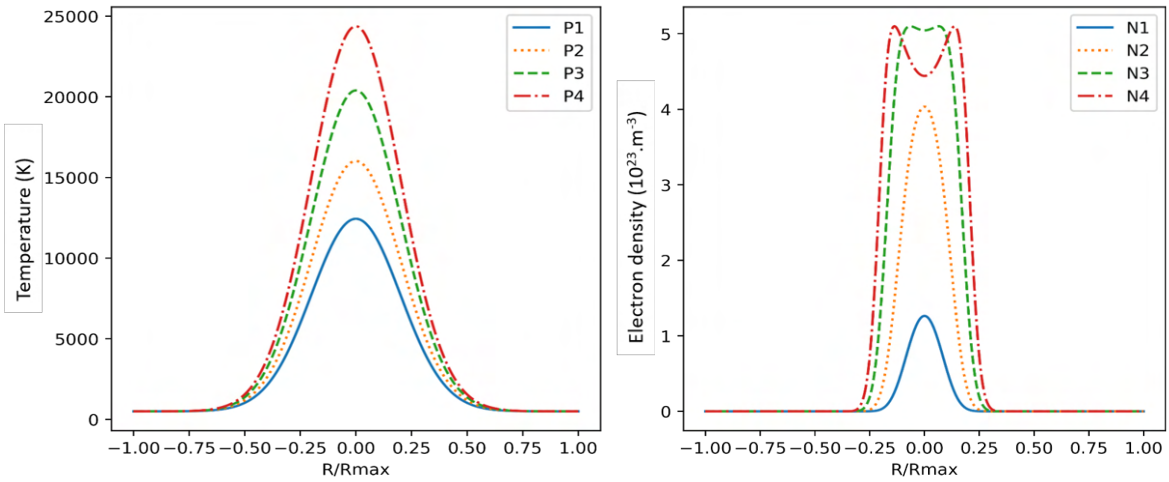


FIGURE 2.11 – Profils de température gaussiens présentant une largeur à mi-hauteur identique mais des maxima différents. Les profils de densité électronique sont déduits des profils de température

La figure 2.11 montre que la température maximale des deux premiers profils est choisie plus basse que la température maximale d'émissivité de la raie spectrale H_α. Le profil P3

a une température maximale très légèrement supérieure à la densité électronique maximale, tandis que le profil P4 a une température maximale beaucoup plus élevée. Nous observons également sur la figure 2.11 un creux de densité électronique au centre pour le profil N3 qui est encore plus prononcé pour le profil N4. Ce creux est la conséquence d'une température au centre supérieure à celle de la densité électronique maximale. De la même manière que dans la partie 2.3.1, la densité électronique mesurée est déterminée à partir de l'élargissement de la raie spectrale PE H_α obtenue à partir de ces profils de température. Ces résultats sont présentés dans la figure 2.12 avec les profils de densité électronique.

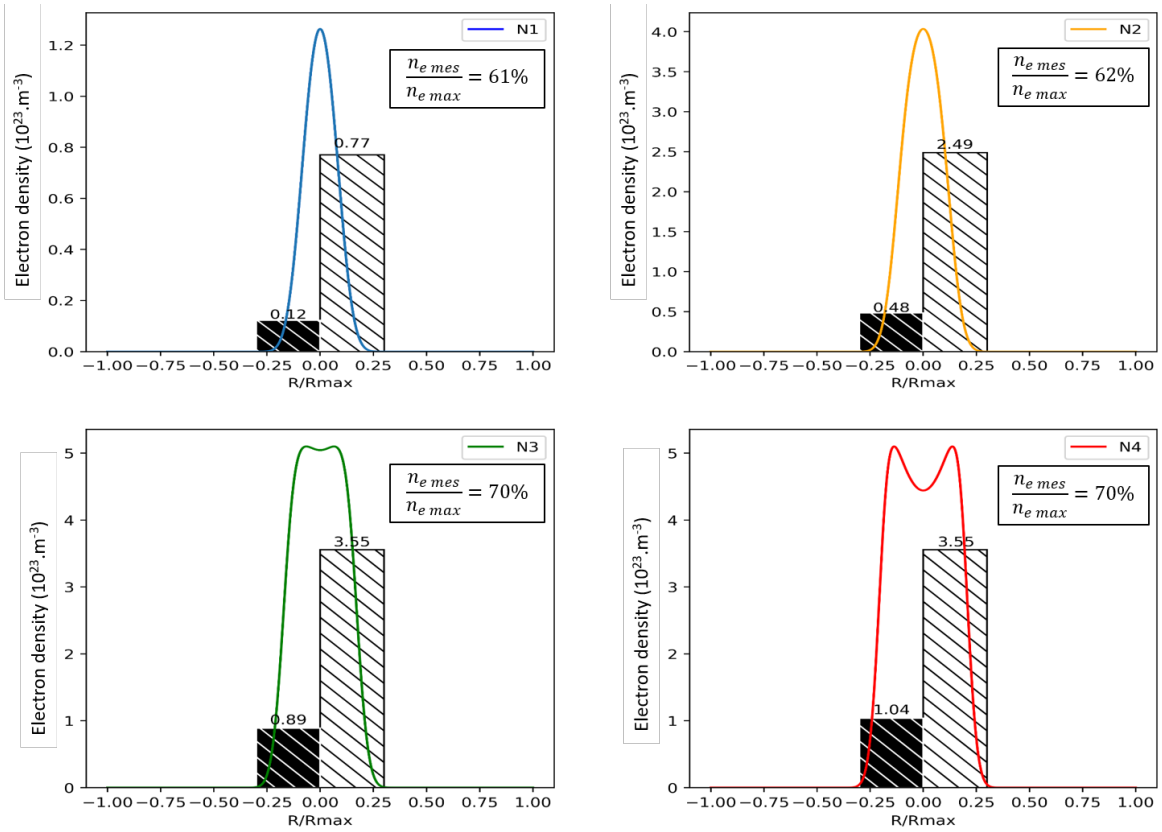


FIGURE 2.12 – Résultats pour les profils N1-4 (la densité électronique moyenne sur le profil est hachurée en noir et la densité résultant de la mesure d'élargissement est hachurée en blanc)

La densité électronique mesurée (figure 2.12) augmente jusqu'au profil N3 inclus. Ainsi, la température du maximum d'émissivité de la raie spectrale H_α ne semble pas être une limite pour la mesure ; il est toujours possible de mesurer des densités électroniques correspondant à des températures plus élevées. A l'inverse, nous n'observons pas d'augmentation de la densité électronique déterminée par la mesure de l'élargissement sur le profil P4/N4 par rapport à celle du profil P3/N3 alors que la densité électronique moyenne sur le profil a augmenté. Dès que la température du maximum de densité électronique est dépassée, la densité électronique mesurée cesse d'augmenter (pour un profil gaussien conservant la même largeur à mi-hauteur) ce qui semble indiquer une température similaire alors qu'en réalité elle a augmenté. Si l'on

considère la figure 2.7, on peut également présumer que l'on a dépassé la température de la densité électronique maximale et interpoler avec des températures plus élevées. Dans ce cas, la température est surestimée. Par exemple, nous mesurerions plus de $30kK$ pour le profil P4. Malgré tout, comme dans la partie 2.3.1, pour les quatre profils, la densité électronique déterminée par élargissement se situe entre 61% et 70% du maximum du profil.

2.4 Conclusion

La densité électronique mesurée à partir de l'élargissement de la raie spectrale PE, H_α déterminée comme une somme sur un profil de température a été étudiée. L'étude a été menée pour des profils de température ayant des formes et des maxima différents. Il semble que la densité électronique obtenue de cette manière soit régie par le maximum du profil de densité électronique et qu'elle ne soit que marginalement affectée par le reste du profil. La mesure est donc assez peu corrélée avec la moyenne de la densité électronique. Nous avons également observé que le dépassement de la température du maximum d'émissivité de la raie spectrale considérée ne posait pas de problème particulier. Dans notre étude, le problème réside dans les profils dont la température est telle qu'elle dépasse celle de la densité électronique maximale au cœur du profil et induit un creux de densité. Pour ces profils, la mesure de l'élargissement est difficilement exploitable. Il est intéressant de constater que les densités électroniques déterminées par l'élargissement des raies spectrales PE représentent, pour tous les profils sauf un (P4) qui est peu réaliste, une part similaire des maxima de leurs profils de densité électronique respectifs. Ce résultat est vrai pour des profils de température de formes différentes, comme le montre la partie 2.3.1, et pour des profils de température gaussiens ayant la même largeur à mi-hauteur mais des maxima différents, comme le montre la partie 2.3.2. La densité électronique obtenue par la mesure de l'élargissement est comprise entre 60 et 75 % de la densité électronique maximale du profil.

3 Interprétation des mesures de température par la méthode du diagramme de Boltzmann

La méthode du diagramme de Boltzmann est très répandue en spectroscopie des plasmas thermiques pour la mesure de la température du plasma [101, 102, 92, 63, 93, 103, 96, 98]. Cette méthode est particulièrement appréciée parce qu'elle n'est pas aussi exigeante sur le plan expérimental que, par exemple, les mesures d'intensité absolue et qu'elle permet de déterminer une température indépendamment de la pression. Cependant, elle nécessite que le plasma soit à l'équilibre thermodynamique local et la température mesurée est souvent sujette à des incertitudes significatives. Très souvent, la mesure effectuée est spatialement intégrée [101, 102, 92, 63, 98], ce qui pose la question de l'interprétation de cette mesure. Lorsque la lumière est collectée à l'aide d'un système de collimation ou directement à partir d'une fibre optique, elle est intégrée sur toute l'épaisseur du plasma qui n'est pas homogène en température. La méthode du diagramme de Boltzmann est ensuite appliquée aux différentes raies spectrales résultant de cette intégration.

Comme dans la partie précédente, l'étude présentée a été réalisée afin d'interpréter les résultats expérimentaux correspondant cette fois-ci à la mesure de température par tracé d'un diagramme de Boltzmann à partir des raies spectrales d'oxygène atomique émises par le plasma thermique d'eau. Ce plasma, considéré à l'équilibre thermodynamique local (E.T.L), est généré par un arc électrique de dix millisecondes qui vaporise l'eau. La lumière est collectée dans une direction sélectionnée à l'aide d'un couple de sténopés. Un code Python a été développé, il nous permet de simuler une mesure de l'intensité des raies d'oxygène résultant d'une intégration sur l'épaisseur du plasma dans une direction choisie pour un profil de température donné. A partir de ces données, un diagramme de Boltzmann simulé nous a permis d'obtenir une température.

3.1 Description de l'émission des raies spectrales

Le montage fictif, expliquant la manière dont la lumière collectée sur une ligne de visée sélectionnée par deux sténopés, est présenté sur la figure 2.5. Nous considérerons que le profil d'une raie spectrale d'émission, à une longueur d'onde donnée, intégrée le long de la ligne de visée sur toute l'épaisseur du plasma est la somme des émissions locales à cette même longueur d'onde le long de la ligne de visée. Ces raies spectrales d'émission locales peuvent être caractérisées en utilisant les conditions locales d'émission. Nous détaillerons ce point dans la section 3.2.1. J_{tot} (W/m^2) est la luminance énergétique intégrée sur le profil de la raie, elle est exprimée dans la partie 1.1.2.3 équation 2.13 . L'émissivité J_{tot} tout comme Z(P,T) et n(P,T) dépend de la pression et de la température. Ces propriétés sont calculées à l'aide d'un programme développé dans l'équipe dont le principe a été décrit dans la partie 1.2. Les raies d'oxygène atomique utilisées ainsi que leurs caractéristiques sont présentées dans la table 2.1. Ces caractéristiques, avec les propriétés calculées pour un plasma d'eau pure, nous permettent de tracer l'évolution de l'émissivité de ces raies en fonction de la température et de la pression. Cette évolution est tracée pour les trois raies pour un plasma à 3 bar sur la figure 2.13.

$\lambda(nm)$	g_i	E_i	A_{ij} $(10^7 s^{-1})$
715.67	5	14.46	5.05
777.34	15	10.74	3.69
844.65	9	10.99	3.22

TABLE 2.1 – Caractéristiques des différentes transitions associées aux raies spectrales [104, 105]

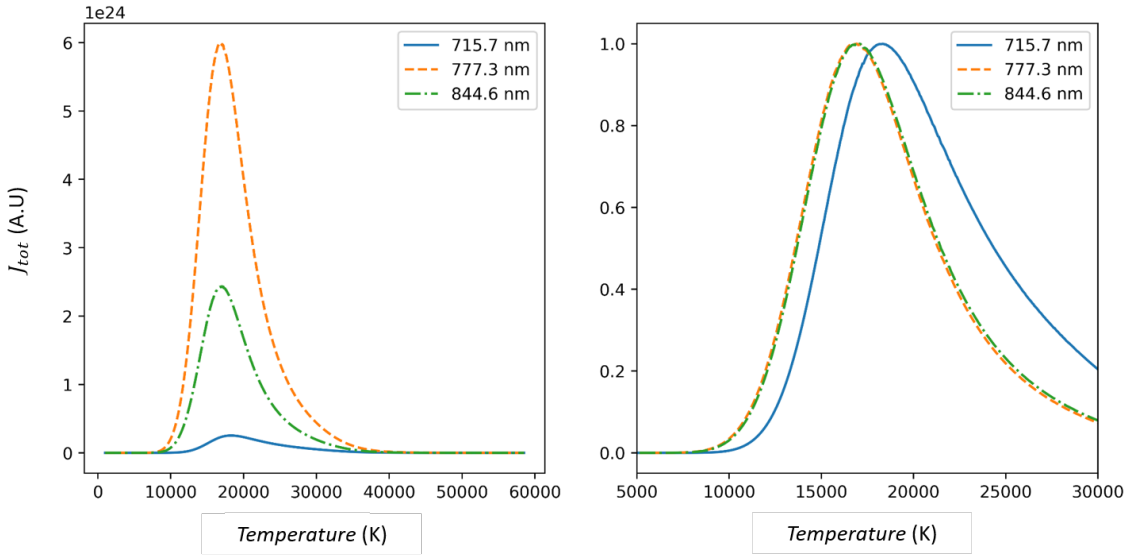


FIGURE 2.13 – Emissivité J_{tot} pour les trois raies spectrales d'OI en fonction de la température pour de l'eau pure à 3 bar ; à gauche en unité arbitraire et à droite les trois maxima normalisés à l'unité afin de visualiser la température pour chaque maximum

La figure 2.13 montre que le triplet d'oxygène atomique de $777.3nm$ a l'émissivité la plus élevée et la raie à $715.7nm$ la plus faible. L'émissivité maximale est atteinte autour de $17kK$ pour les raies à $777.3nm$ et $844.6nm$ et $18.5kK$ pour la raie à $715.7nm$.

3.2 Résultats

3.2.1 Profils de température de formes différentes et maxima de température différents

Nous cherchons à reconstruire, pour plusieurs profils de température, l'émission des raies spectrales d'une manière similaire à ce que nous observons expérimentalement. Chacune des trois raies spectrales d'OI est intégrée sur l'épaisseur du plasma et nous devons calculer l'émissivité en chaque point le long du trajet (voir figure 2.5). Pour une raie spectrale donnée, l'émissivité dépend des conditions locales d'émission, i.e de la température et de la pression. Nous considérons un plasma d'eau pure avec une pression constante (3 bar). Pour construire le diagramme de Boltzmann, nous n'avons besoin que de l'émissivité intégrée de chaque raie. Ce qui signifie que, contrairement à l'étude de l'élargissement Stark de la raie spectrale

H_α [10], nous n'avons pas besoin de reconstruire le profil de la raie. Dans cette section, nous utiliserons les différents profils de température définis dans la partie précédente pour l'élargissement Stark de la raie spectrale H_α, figure 2.8.

La reconstruction des émissions simulées des trois raies spectrales d'OI ainsi que la construction du diagramme de Boltzmann associé et la détermination de la température ont été réalisées numériquement à l'aide d'un programme Python. Pour chaque raie, l'émissivité totale utilisée pour le tracé est une somme sur le profil de température de l'émissivité locale :

$$J_k = \sum_R J_{tot}(P,T) = \sum_R A_{ij}\ g_i \frac{hc}{\lambda_t} \frac{1}{4\pi} \frac{n(P,T)}{Z(P,T)} e^{\frac{-E_i}{KT}} \tag{2.46}$$

Avec J_k l'émissivité intégrée simulée pour la raie d'indice k.

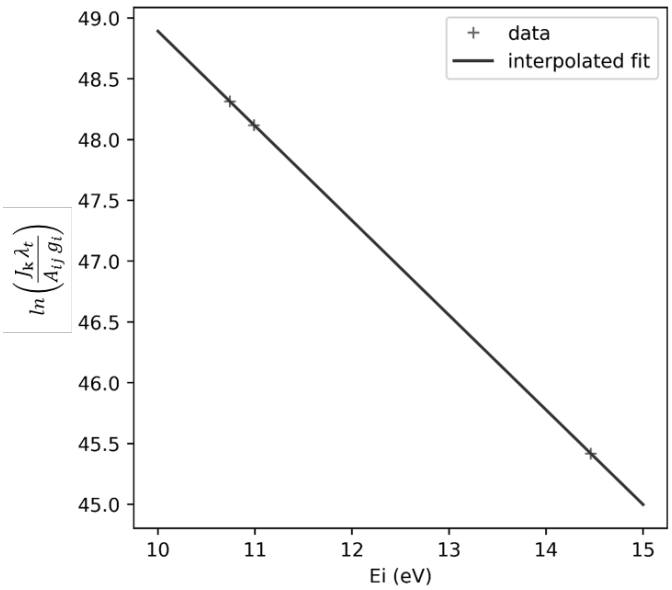


FIGURE 2.14 – Diagramme de Boltzmann avec l'émissivité intégrée simulée des trois lignes spectrales d'OI pour le profil de température P1 (voir figure 2.8).

La figure 2.14 montre que ces émissivités simulées sont bien alignées sur le diagramme de Boltzmann, la régression linéaire nous permet de déterminer la pente et donc la température. Tous les profils de température ont été traités selon cette méthode et les résultats sont présentés sur la figure 2.15.

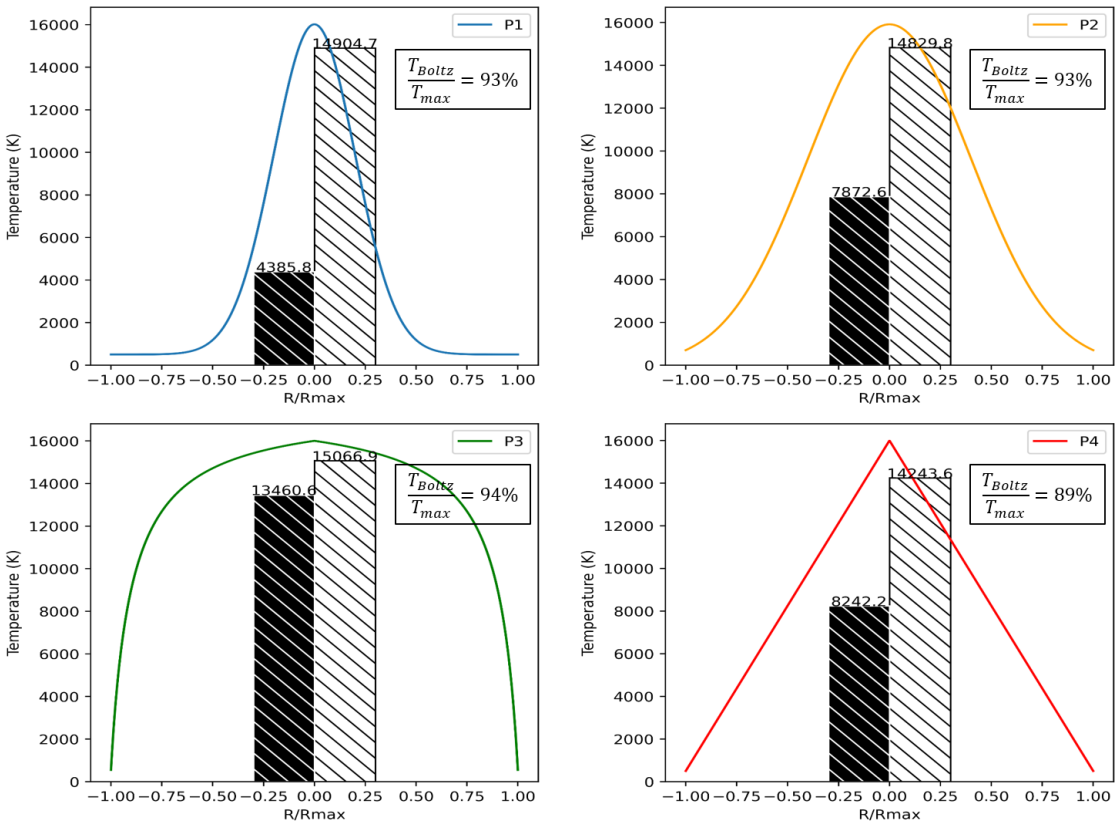


FIGURE 2.15 – Profils de température P1-4 (la température moyenne sur la distribution radiale est hachurée en noir et la température résultant de la mesure simulée par la méthode du diagramme de Boltzmann est hachurée en blanc)

On observe sur la figure 2.15 que la température résultant de la mesure simulée par la méthode du diagramme de Boltzmann est proche de celle de la température maximale pour tous les profils. La température mesurée la plus basse est de $14.2kK$ pour le profil P4, qui n'est pas le profil dont la température moyenne sur la distribution radiale est la plus faible mais qui est le profil le plus "pointu", i.e. le profil où la zone chaude au centre est la plus fine et où la température diminue le plus rapidement à mesure que l'on s'éloigne du centre. C'est pour le profil P3 que la température mesurée est la plus élevée avec $15kK$. C'est aussi le profil dont la zone chaude centrale est la plus étendue. Tous ces éléments semblent indiquer que la température résultant de la mesure simulée est davantage influencée par la zone la plus chaude (qui est la zone la plus émissive pour les raies d'OI utilisées) que par le reste du profil. On peut également observer cette tendance en comparant les profils P1 et P2, qui sont tous deux des profils de température gaussiens avec une température maximale similaire mais une largeur différente. Les différences se situent dans les régions périphériques du plasma où le profil P2 est plus chaud puisqu'il est défini par un profil gaussien plus large, mais il est intéressant de constater qu'il n'y a pratiquement pas de différence dans la mesure de la température simulée. Tous les profils, à l'exception du quatrième profil, plutôt irréaliste, présentent une mesure de la température simulée supérieure à 90% de la température maximale du profil, le quatrième profil étant légèrement en deçà de 90%. Afin

de généraliser ces résultats aux plasmas asymétriques, nous avons utilisé deux profils de température fortement asymétriques P5 et p6 présentés sur la figure 2.8 et effectué la même simulation. Les résultats sont présentés en figure 2.16.

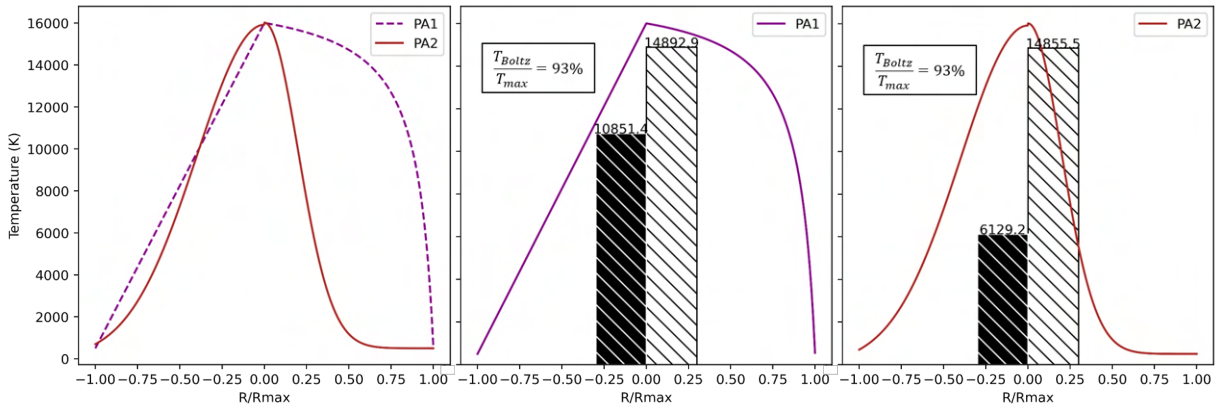


FIGURE 2.16 – Profils de température PA1 (P5) et PA2 (P6). Résultats : en noir, la température moyenne sur la distribution radiale et en blanc, la température résultant de la mesure simulée par la méthode du diagramme Boltzmann

Sur la figure 2.16 on peut observer que la température simulée est encore supérieure à 90% du maximum du profil pour les deux profils asymétriques PA1 et PA2. Elle est de 93% pour le profil PA2, ce qui n'est pas surprenant étant donné qu'il s'agit d'une combinaison des profils P1 et P2. Il est également de 93% pour le profil PA1, qui est la combinaison des profils P3 et P4, ce qui indique à nouveau que les zones les plus chaudes du profil sont celles qui ont le plus d'influence sur la mesure. En effet, la mesure pour le profil PA1 est très proche de celle du profil P3 qui a la plus large zone chaude centrale et n'est presque pas affectée par la partie du profil provenant de P4 qui est tout le contraire.

Nous avons également effectué la même simulation sur les profils P1-4 de la partie précédente présentés sur la figure 2.11, ici nous les avons appelés P5-8. Les résultats sont présentés sur la figure 2.17.

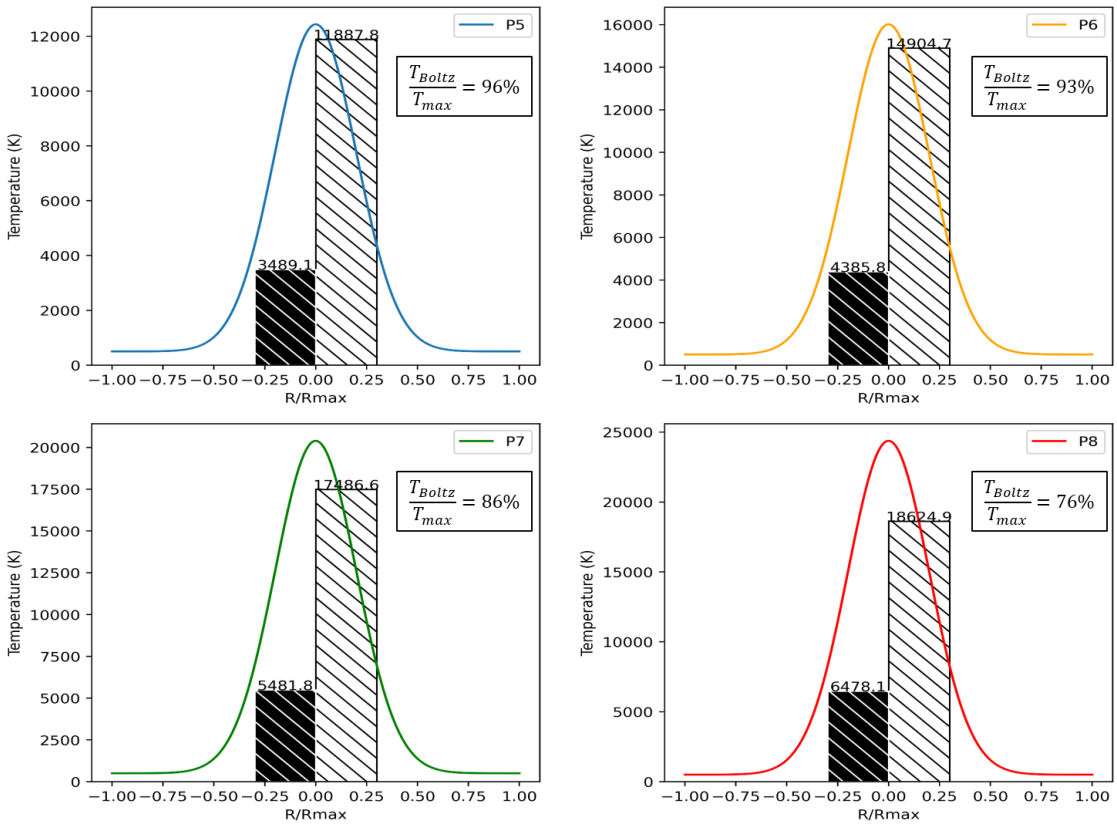


FIGURE 2.17 – Profils de température P5-8 (la température moyenne sur la distribution radiale est hachurée en noir et la température résultant de la mesure simulée par la méthode du diagramme de Boltzmann est hachurée en blanc)

Les profils de température P5 à P8 (figure 2.17) sont tous des profils de température gaussiens avec une largeur à mi-hauteur identique et une température maximale croissante. Pour les profils P5 et P6, la température résultant de la mesure simulée par la méthode du diagramme Boltzmann est toujours supérieure à 90% de la température maximale du profil. En revanche, pour le profil P7 et plus encore pour le profil P8, bien qu'elle augmente encore, la température de la mesure simulée représente une part plus faible du maximum du profil. Etant donné que ces profils de température proviennent d'une étude similaire sur l'élargissement Stark (partie 2) de la raie spectrale $H\alpha$, il est intéressant de comparer les résultats des différentes mesures simulées. Les mesures simulées de l'élargissement Stark permettent la mesure de la densité électronique. Cependant, la pression du plasma étant supposée homogène à 3 bar, nous pouvons donner une température correspondant à la mesure de densité électronique en utilisant les données de composition du plasma. Les résultats pour les dix profils sont donnés dans la table 2.2.

$Profile$	$\frac{T_{Boltzmann}}{T_{\max}}$	$\frac{T_{Stark}}{T_{\max}}$
P1	93%	88%
P2	93%	88%
P3	94%	91%
P4	89%	84%
P5	96%	93%
P6	93%	88%
P7	86%	75%
P8	76%	63%
PA1	93%	89%
PA2	93%	88%

TABLE 2.2 – Pour les dix premiers profils, part du maximum du profil de température que représente la mesure de la température simulée par méthode du diagramme de Boltzmann et par la mesure de l'élargissement Stark de $H\alpha$ (partie 2)

Ces résultats suggèrent que pour cette forme de profil gaussien, il existe une limite à la mesure de la température. Pour le vérifier, nous étudierons dans la partie suivante des profils gaussiens dont la température maximale est plus élevée encore.

3.2.2 Profils aux maxima de température plus élevés

Nous avons défini quatre profils de température gaussiens avec une largeur totale à mi-hauteur identique à celle des profils P4-8 de la partie 3.2.1, mais avec des maxima de température considérablement plus importants. Ces profils sont présentés dans la figure 2.18.

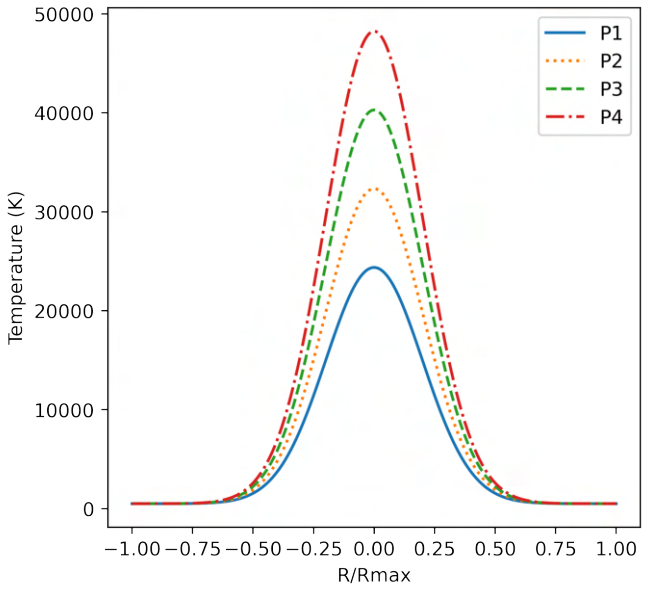


FIGURE 2.18 – Profils de température gaussiens présentant des largeurs à mi-hauteur identiques mais des maxima différents

La figure 2.19 montre les résultats de la mesure simulée pour ces profils :

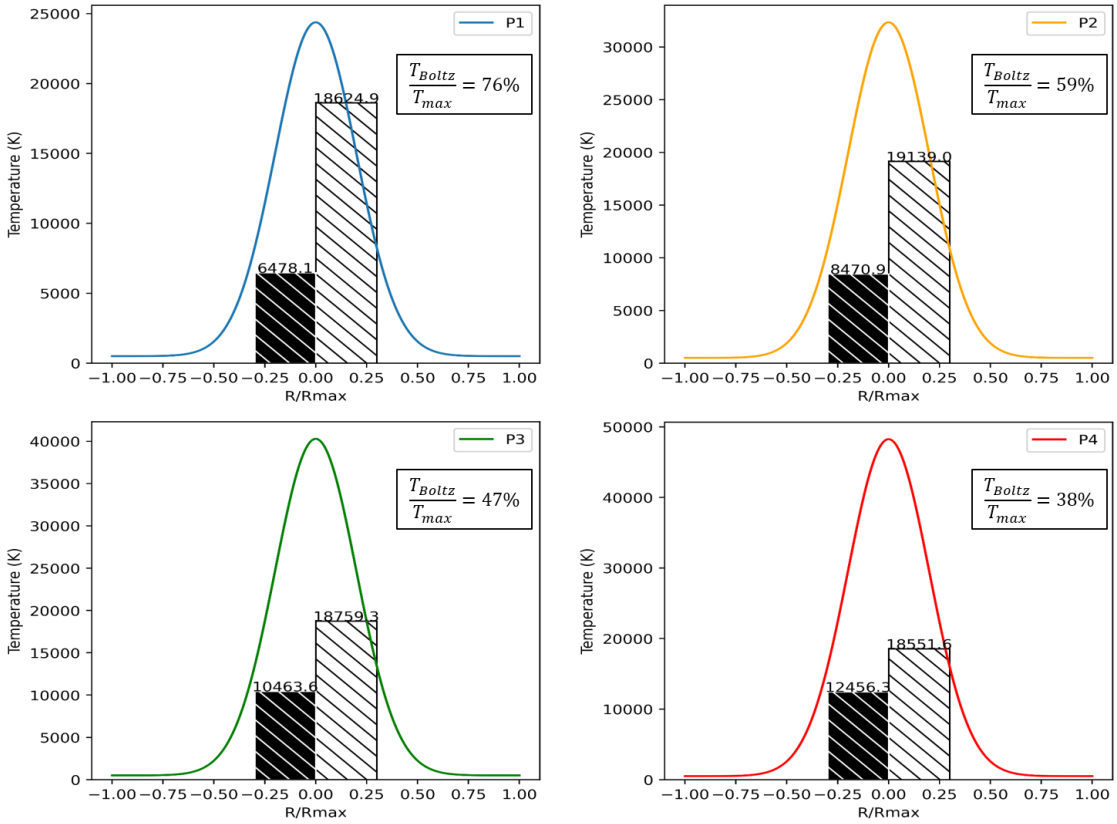


FIGURE 2.19 – Profils de température P1-4 (la température moyenne sur la distribution radiale est hachurée en noir et la température résultant de la mesure simulée par la méthode du diagramme de Boltzmann est hachurée en blanc)

Les mesures de température simulées par diagramme de Boltzmann sur les profils P1-4 (Figure 2.19) montrent non seulement qu'il y a une limite à la température susceptible d'être mesurée avec cette forme de profil de température, mais aussi que la température maximale mesurée ne l'est pas sur le profil le plus chaud. La température la plus élevée mesurée est celle obtenue sur le profil P2 et elle diminue sur les profils P3 et P4. Bien entendu, les températures atteintes, surtout pour les profils P3 et P4, sont bien supérieures aux températures du maximum d'émissivité pour les raies d'oxygène atomique utilisées dans cette étude. Cependant cela nous permet de visualiser la limitation de la mesure et dans la partie 3.2.5, nous discuterons des raies spectrales attendues à ces températures. Afin d'obtenir une image plus précise de cette limite pour la mesure de température simulée, nous avons effectué la simulation sur un plus grand nombre de profils gaussiens, en gardant la même largeur à mi -hauteur et en faisant varier la température maximale. Les résultats sont présentés dans la figure 2.20, qui montre la mesure simulée par rapport au maximum du profil de température.

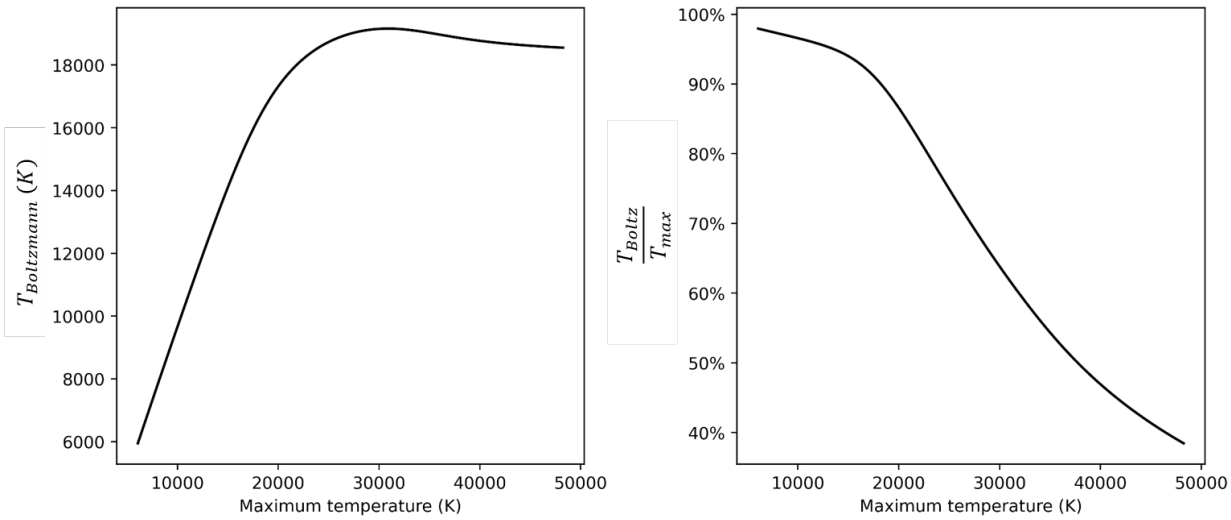


FIGURE 2.20 – (Gauche) : Température résultant de la mesure simulée par la méthode du diagramme de Boltzmann en fonction de la température maximale du profil gaussien correspondant. (Droite) : Pourcentage du maximum du profil que représente la mesure simulée en fonction de la température maximale du profil

Les mesures de température simulées présentées dans la figure 2.20 indiquent clairement une limitation de la mesure, la température maximale mesurée est de $19.1kK$ pour un maximum du profil de $30.8kK$. La mesure simulée se comporte différemment selon que le maximum du profil mesuré est inférieur ou supérieur à une valeur seuil autour de $18kK$. Pour une température maximale du profil relativement basse, la mesure simulée est assez proche de ce maximum (supérieure à 95%), puis lorsque la température maximale du profil atteint $18kK$, où la mesure de la température simulée est encore proche de 95% de ce maximum, ce pourcentage commence à diminuer plus rapidement. Dans la partie suivante, nous vérifierons si cette limitation dépend de la pression du plasma.

3.2.3 Valeurs de pression du plasma différentes

Il est important de souligner que la méthode du diagramme de Boltzmann fournit une mesure de la température indépendante de la pression du plasma sous l'hypothèse d'un plasma à l'ETL. Nous ne cherchons pas à déterminer si la pression du plasma affecte la mesure simulée, mais plutôt à établir si la pression affecte la limitation que nous observons sur cette mesure. Bien que les résultats ne soient pas présentés ici, tous les profils qui ont été testés pour un plasma à 3 bar (y compris ceux de la partie suivante) ont également été testés à 5 et 10 bar et, lorsqu'aucune limitation n'est observée, il n'y a que peu ou pas de différence dans la mesure de la température simulée par la méthode du diagramme de Boltzmann. La limite de température mesurée est proche de celle de l'émissivité maximale pour les trois raies spectrales d'OI que nous utilisons pour construire le diagramme de Boltzmann. Si cette limite est liée à la température d'émissivité maximale, elle devrait être affectée par un changement de pression du plasma.

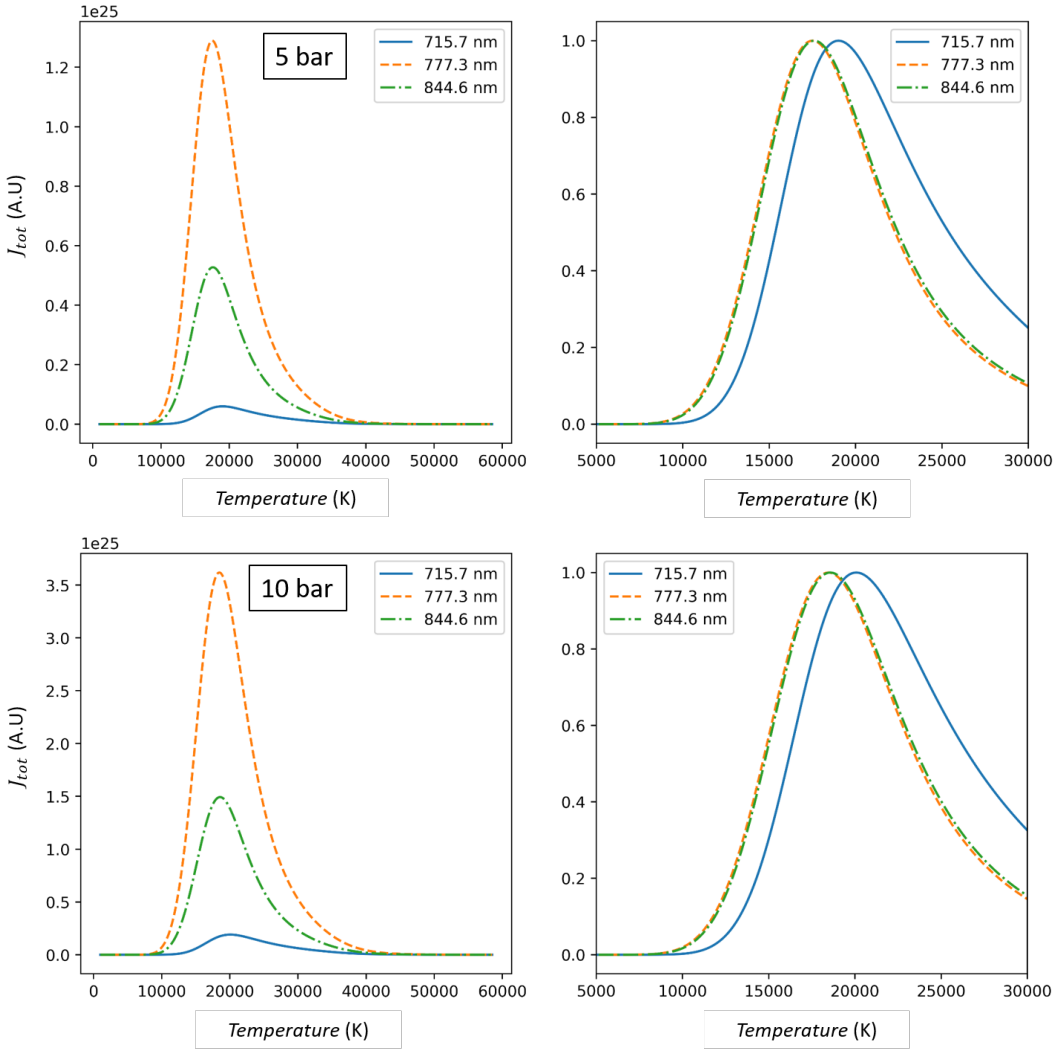


FIGURE 2.21 – Emissivité J_{tot} pour les trois raies spectrales d'OI en fonction de la température pour de l'eau pure à 5 bar (en haut), à 10 bar (en bas)

A 5 bar, l'émissivité maximale est atteinte autour de $17.5kK$ pour les raies spectrales à $777.3nm$ et $844.6nm$ et $19kK$ pour la raie à $715.7nm$. A 10 bars, elle est d'environ $18.5kK$ pour les raies spectrales à $777.3nm$ et $844.6nm$ et de $20kK$ pour la raie à $715.7nm$ (voir figure 2.21). D'après ces résultats, si la limitation de la mesure simulée de température est liée à la température d'émissivité maximale des raies spectrales, un plasma d'eau pure à pression plus élevée permettrait de mesurer des températures légèrement plus élevées. Comme dans la partie 3.2.2, nous avons effectué la simulation sur un grand nombre de profils gaussiens, en conservant la même largeur à mi-hauteur et en faisant varier la température maximale. Les résultats sont présentés sur la figure 2.22.

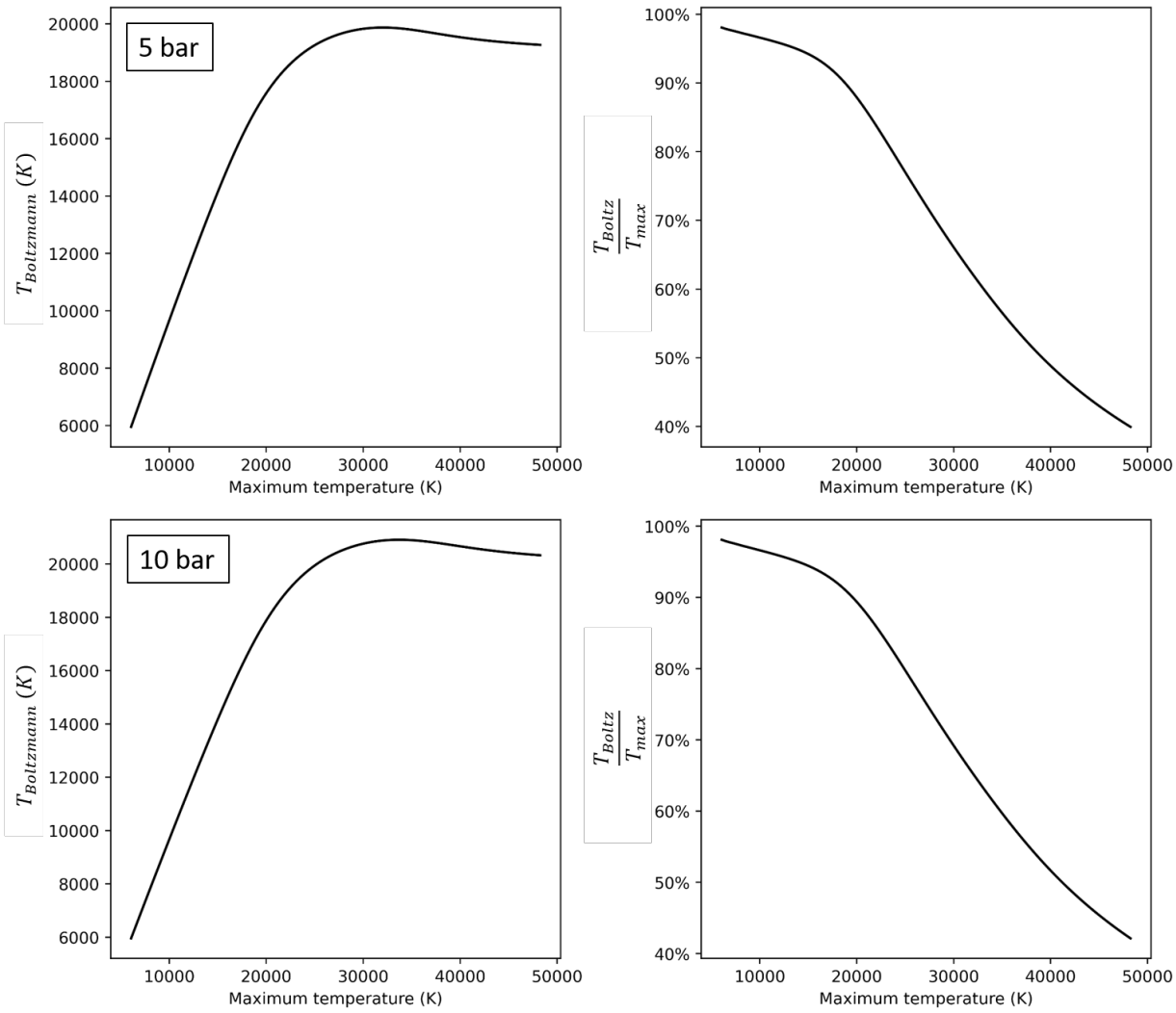


FIGURE 2.22 – Résultats pour le plasma d'eau pure à 5 bar (en haut), à 10 bar (en bas). (Gauche) : Température résultant de la mesure simulée par la méthode du diagramme de Boltzmann en fonction de la température maximale du profil gaussien correspondant. (Droite) : Pourcentage du maximum du profil que représente la mesure simulée en fonction de la température maximale du profil

La limitation que nous avons observée sur la figure 2.19 pour un plasma à 3 bar est toujours présente à 5 et 10 bar (voir figure 2.22). Dans l'ensemble, le comportement de la mesure simulée par Boltzmann est très similaire pour les plasmas d'eau à 3, 5 et 10 bars. Comme prévu, la température maximale mesurée augmente légèrement à mesure que la pression augmente. La température maximale mesurée est d'environ $19.9kK$ à 5 bar et $20.9kK$ à 10 bar. Ces résultats montrent qu'il existe un lien entre l'émissivité maximale des raies spectrales et la limitation de la mesure. La température limite, tant à 5 qu'à 10 bars, est légèrement supérieure à la température du maximum d'émissivité de la raie spectrale à $715.7nm$. Il en va de même à 3 bars (voir figure 2.13 et figure 2.20). Malheureusement, ces résultats n'expliquent pas comment il est possible d'obtenir des mesures de température

supérieures à $20kK$ avec les raies d'oxygène atomique que nous avons choisies, températures que nous pensons pouvoir mesurer avec ces raies d'oxygène atomique au vu des résultats expérimentaux. Dans la partie suivante, nous utiliserons des profils de température où la zone chaude centrale est plus large que tous les profils précédents, afin de voir s'il est possible de mesurer des températures considérablement plus élevées que la limite de température que nous avons rencontrée jusqu'à présent.

3.2.4 Profils de température plus larges

L'effet de la pression sur la mesure simulée de la température ayant été discuté dans la partie précédente, les résultats suivants ne seront présentés que pour un plasma à 3 bar.

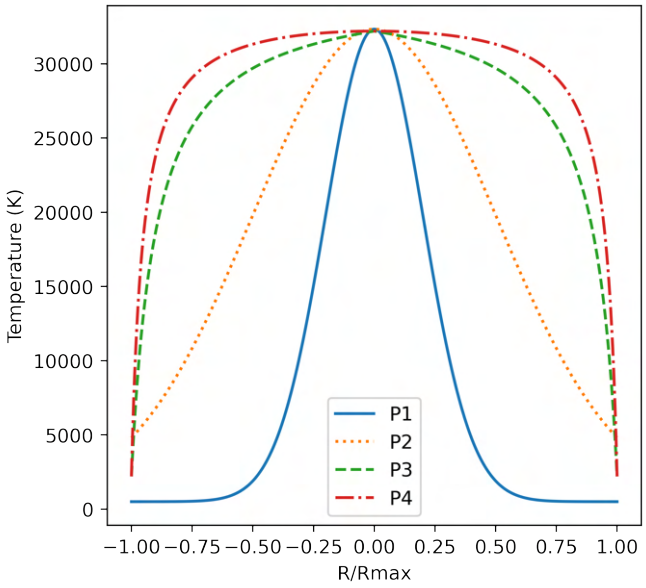


FIGURE 2.23 – Les deux premiers profils sont des profils de température gaussiens avec une largeur à mi-hauteur croissante, les profils numéro trois et quatre sont inspirés du profil P3 de la partie 3.2.1

Les profils de température présentés sur la figure 2.23 ont tous été choisis avec un maximum d'environ $32kK$. P1 et P2 sont gaussiens avec une largeur à mi-hauteur supérieure à celle de tous les profils utilisés jusque-là. P3 et P4 sont conçus pour maximiser la partie centrale chaude du profil et ont été inspirés par le profil P3 de la partie 3.2.1 puisqu'il s'agissait du profil avec la température la plus élevée mesurée pour une température maximale du profil donnée. Les résultats des mesures simulées sont présentés sur la figure 2.24.

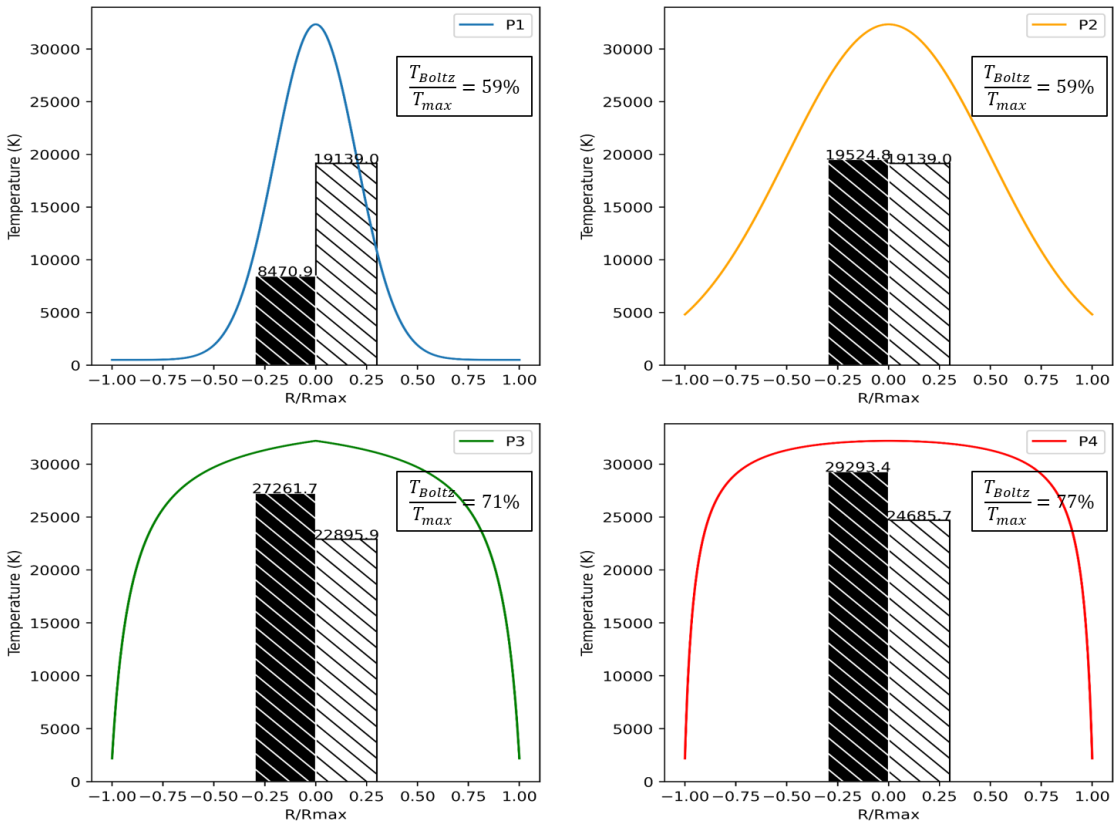


FIGURE 2.24 – Profils de température P1-4 (la température moyenne sur la distribution radiale est hachurée en noir et la température résultant de la mesure simulée par la méthode du diagramme de Boltzmann est hachurée en blanc)

Les mesures simulées de la température pour les deux premiers profils P1 et P2 sont toujours affectées par la limitation, en dépit de l'augmentation significative de la largeur à mi-hauteur. Le profil P3 et le profil P4 ont permis une mesure simulée dépassant la valeur limite que nous avions observée jusqu'alors pour les profils gaussiens. Ces deux derniers profils ont montré qu'il était possible de dépasser la limite observée précédemment sur la mesure simulée et, ce faisant, qu'il était possible de mesurer des températures dépassant celle de l'émissivité maximale des raies spectrales d'oxygène atomique utilisées pour le diagramme de Boltzmann. La mesure de température simulée est égale à 71% de la température maximale du profil pour le profil P3 et à 77% pour le profil P4. Malheureusement, une fois la limite de température dépassée (mesure simulée supérieure à $20kK$), il est très difficile d'avoir une idée de la température maximale du profil sans connaître la forme du profil. Afin de bien illustrer ce point, nous avons étudié deux profils supplémentaires et les résultats sont présentés sur la figure 2.25.

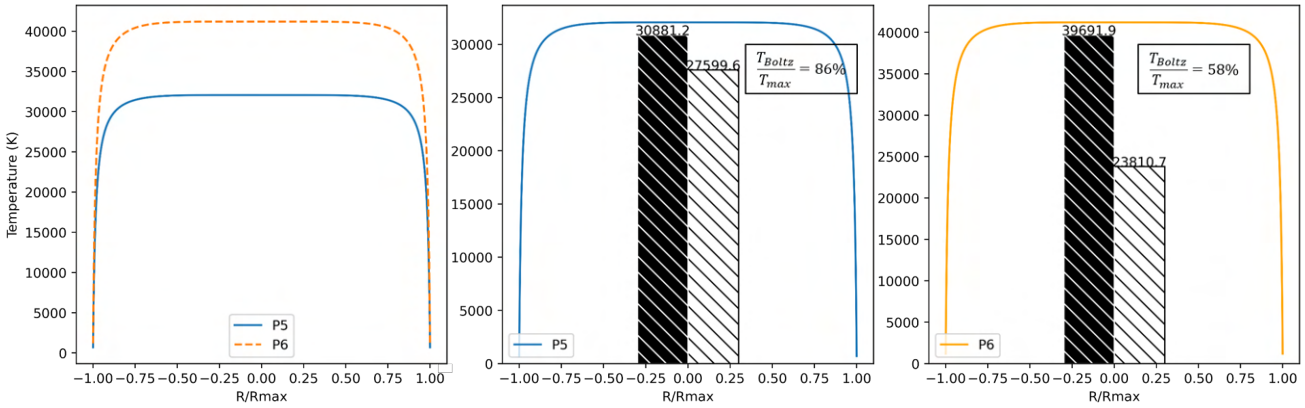


FIGURE 2.25 – Profils de température P5 et P6. Résultats : la température moyenne sur la distribution radiale est hachurée en noir et la température résultant de la mesure simulée par la méthode du diagramme de Boltzmann est hachurée en blanc

Étonnamment, la figure 2.25 montre que la mesure simulée de la température est plus faible pour le profil P6 que pour le profil P5, bien qu'il soit plus chaud et que les deux profils aient une forme très similaire. Dans le cas du profil P6, la partie centrale chaude du profil, avec une température d'environ $40kK$, est moins émissive pour les trois raies spectrales de l'oxygène que la même partie du profil P5, avec une température d'environ $32kK$. Par conséquent, la mesure est "tirée" par la zone des températures maximales de manière plus importante pour le profil P5 que pour le profil P6. Ces résultats montrent que si une mesure de température au voisinage de $24kK$ est effectuée, comme c'est le cas pour le profil P6, et sans indication sur la forme du profil, il est impossible de déterminer la température maximale du profil. On ne peut pas déterminer s'il s'agit d'un profil avec une température maximale nettement plus chaude que la température mesurée et une chute de température très rapide dans les régions périphériques du profil ou d'un profil semblable au profil P4 avec une température maximale à peine plus chaude que les $24kK$ mesurés. Les raies d'oxygène atomique utilisées pour le diagramme de Boltzmann montrent une diminution significative de l'émissivité à des températures élevées (bien au-delà de $30kK$). Pour ces températures, d'autres raies spectrales seront observées, notamment des raies d'oxygène une fois ionisé qui remplace progressivement l'oxygène atomique dans le plasma au fur et à mesure que la température augmente. Ce point sera discuté en détail dans la partie suivante.

3.2.5 Indications sur la température données par la présence d'autres raies spectrales

D'un point de vue expérimental, une indication sur la gamme de température peut être obtenue en observant les autres raies spectrales émises par le plasma. Les raies qui seront intéressantes sont celles dont le niveau d'énergie supérieur de la transition est plus élevé que celui des raies que l'on utilise pour le diagramme de Boltzmann. Dans ce cas, l'émissivité des raies observées doit être calculée en fonction de la température et de la pression. Lorsqu'aucune raie de ce genre n'est observée, il est alors nécessaire d'identifier les raies qui pourraient être observées si les conditions le permettaient et d'étudier leur émissivité en fonction de la pression et de la température. Dans notre cas, la présence ou l'absence de certaines raies

d'émission d'OII peut nous donner une indication sur la température du plasma. Nous avons décidé d'étudier l'émissivité d'une raie spectrale d'OII qui est une raie forte de l'oxygène. Cette raie à 464,18 nm a été observée par Sember et al. [106] dans un plasma de torche à vapeur d'eau. C'est une raie qui pourrait être observée dans un plasma où les raies d'oxygène atomique considérées dans cette partie sont présentes.

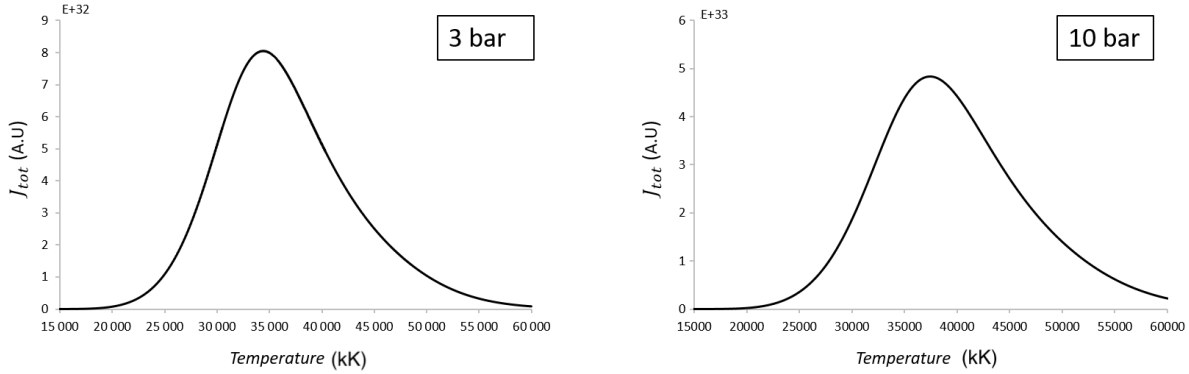


FIGURE 2.26 – Emissivité J_{tot} pour la raie spectrale d'OII à 464,18 nm en fonction de la température pour l'eau pure à 3 bar (à gauche) et à 10 bar (à droite)

La figure 2.26 montre que l'émissivité maximale de cette raie est d'environ $34kK$ à 3 bar et $37kK$ à 10 bar. C'est bien plus que pour les raies d'oxygène atomique utilisées pour le diagramme de Boltzmann. Si cette raie spectrale d'OII est observée, il est probable que le plasma atteigne des températures dépassant le maximum d'émissivité des raies d'OI. Bien entendu, l'absence d'une seule raie ne signifie pas que la température du plasma est inférieure. Cependant, si, en observant l'ensemble du spectre d'émission, aucune raie de niveau d'énergie supérieur de la transition plus élevé n'est observée, cela indique que le plasma n'atteint probablement pas les températures requises pour l'émission de ces raies.

3.3 Conclusion

Dans cette étude, nous avons cherché à interpréter les mesures de température effectuées par spectroscopie utilisant la méthode du diagramme de Boltzmann. Cette méthode permet de mesurer la température des plasmas à l'équilibre thermodynamique local, indépendamment de la pression. Cependant, lorsque la mesure résulte d'une intégration spatiale, des questions se posent sur la valeur de cette mesure. Nous avons établi différents profils de température pour un plasma d'eau fictif et, pour ces différents profils, nous avons étudié les températures correspondant à une mesure par la méthode du diagramme de Boltzmann simulée numériquement. Les résultats obtenus pour les premiers profils (partie 3.2.1) semblaient indiquer que la température mesurée par la méthode du diagramme de Boltzmann était dominée par la partie centrale chaude du profil. Cela reste vrai jusqu'à ce que la température maximale du profil atteigne la température maximale d'émissivité des raies spectrales utilisées pour le diagramme de Boltzmann. Au-delà de cette limite, la température mesurée augmentait difficilement pour les profils conventionnels que nous avions établi. Nous avons dû définir des profils où la partie centrale chaude domine fortement le profil et où les parties

dont la température est proche de celle de l'émissivité maximale des raies spectrales, n'ont que très peu d'importance. Ces résultats ont montré que, lorsque la température maximale du profil dépasse la température d'émissivité maximale, la mesure simulée est dominée par les parties du profil proches de cette température d'émissivité maximale. L'influence de la pression du plasma est assez faible et, en dehors d'une limitation de la mesure, la méthode du diagramme de Boltzmann permet une mesure de la température indépendante de la pression. Lorsqu'une limitation de la mesure est observée, la différence entre la température maximale mesurée à 3 bar et à 10 bar sur des profils gaussiens n'est que de $2kK$. Ce qui est assez faible si l'on considère qu'expérimentalement la méthode du diagramme de Boltzmann est souvent sujette à des incertitudes significatives. Nous avons montré qu'il est cependant possible de mesurer des températures supérieures à la température d'émissivité maximale des raies spectrales utilisées pour construire le diagramme de Boltzmann pour des profils de température où la région chaude (supérieure à $20kK$) domine largement le profil. Cependant, pour les profils que nous avons étudiés (P1-6 partie 3.2.4), la température mesurée ne représente pas un pourcentage aussi important du maximum du profil que pour les profils plus froids non affectés par la limitation de la mesure. Pour ces profils, la température mesurée dépend davantage de la distribution de la température dans le profil et est donc plus difficile à interpréter. Ce n'est pas satisfaisant, le but de cette étude étant de donner des éléments d'interprétation pour les mesures de température intégrées spatialement basées sur la méthode du diagramme de Boltzmann lorsqu'il est impossible de déterminer la distribution de température au sein du plasma. Cependant les résultats des mesures simulées sur les différents profils où nous n'avons pas vu de limitation de température nous permettent de tirer une conclusion. Pour une mesure intégrée spatialement comme décris dans la partie 2.1. Lorsque la mesure de température issue de la méthode du diagramme de Boltzmann est réalisée à partir des raies spectrales de l'oxygène que nous avons choisies (voir table 2.1) et qu'elle est inférieure à $20kK$, quelle que soit la distribution de la température au sein du plasma d'eau, cette mesure correspond à au moins 90% de la température maximale du profil de température intégré du plasma et ce pour toutes les valeurs de pression testées.

4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre nous avons vu les fondements théoriques de l'E.T.L et des différentes mesures de spectroscopie qu'il est possible de réaliser sur un plasma. Nous avons aussi présenté la méthode de calcul de la composition et des propriétés thermodynamiques d'un plasma à l'E.T.L. Enfin, nous avons réalisé deux études de mesure de spectroscopie simulées sur un plasma d'eau d'épaisseur non négligeable : une première sur la mesure de la densité électronique avec l'élargissement de la raie d'hydrogène $H\alpha$. Nous avons conclu que la valeur mesurée expérimentalement sur la lumière collectée qui est intégrée en épaisseur sur le plasma, est comprise entre 60 et 75% du maximum pour l'ensemble des profils de température étudiés. La seconde étude porte sur la mesure de la température par la méthode du diagramme de Boltzmann sur des raies d'oxygène atomique. Nous avons déterminé que pour une valeur de température mesurée inférieure à $20kK$, elle correspond au moins à 90% de la valeur maximale. Au delà de cette limite, la mesure de la lumière intégrée est délicate à interpréter.

Le prochain chapitre décrit la mise en place et les résultats des mesures de spectroscopie étudiées dans ce chapitre sur un arc électrique impulsionnel basse tension dans l'eau.

Chapitre 3

Caractérisation du dispositif basse tension

Ce chapitre est dédié à la mise en place d'un dispositif de mesure par spectroscopie d'émission résolu temporellement sur un plasma crée par un arc électrique impulsionnel dans l'eau. Cet arc est généré à l'aide d'une alimentation à stockage capacitif basse tension. Le dispositif et la mise en oeuvre des mesures seront décrits. Enfin les résultats des mesures par spectroscopie d'émission mais aussi des mesures électriques et des acquisitions d'imagerie rapide seront présentées.

1 Description du dispositif basse tension et de la chaîne d'acquisition

1.1 Description de l'alimentation et du réacteur

1.1.1 L'alimentation

Afin de générer un arc électrique impulsionnel immergé dans l'eau nous disposons d'une alimentation constituée d'un banc de condensateurs de capacité équivalente à 30 mF et de tension d'isolement de 1000 V. Une inductance équivalente à 317 μH est branchée en série afin de ralentir la montée du courant de sorte qu'avec l'arc électrique, aussi monté en série, le circuit équivalent est de type RLC. Ainsi l'onde de courant prendra la forme d'une sinusoïde amortie dont la pseudo-période sera d'environ 20 ms. Dans notre cas la période propre a pour valeur $2\pi\sqrt{LC} = 19ms$. En tenant compte des capacités et inductances parasites, notamment l'inductance du câble reliant l'alimentation au réacteur, et du facteur d'atténuation nous obtenons une onde de courant de fréquence proche de 50 Hz. Cette valeur trouve son origine dans la conception de ce banc de puissance qui était destiné à l'étude d'un prototype de disjoncteur basse tension [107] et cette fréquence correspond à celle du réseau électrique en Europe. Les décharges générées par cette alimentation sont particulièrement lentes par rapport à celles des applications citées dans le chapitre 1. Cette alimentation nous permet cependant, dans un premier temps, de réaliser des acquisitions expérimentales résolues en temps avec le matériel qui sera présenté dans la partie suivante. La commutation du banc de puissance se fait à l'aide d'un thyristor piloté par un signal lumineux. Ce thyristor autorise uniquement le passage des alternances positives de l'onde de courant et l'arc s'éteint à la fin de la première demi-alternance. L'arc est donc présent sur une durée d'environ 10 ms. Une diode de roue libre branchée en parallèle du réacteur permet le passage des alternances négatives du courant. Enfin un second thyristor, branché aussi en parallèle du réacteur est prévu pour faire passer le courant des alternances positives consécutives au travers d'une résistance, son déclenchement doit être décalé par rapport à celui du premier thyristor.

1.1.2 Le réacteur

Le réacteur cylindrique d'une hauteur de 36 cm et d'un diamètre de 30 cm est rempli d'environ $10l$ de liquide. Un vide d'air est laissé entre le liquide et le couvercle afin d'éviter une montée en pression statique pouvant endommager le réacteur, notamment les hublots, lors des décharges. Des expériences précédentes ont montré la nécessité d'imposer ce vide d'air. Le couvercle est solidaire d'une cage plastique servant de support aux électrodes, deux

tiges de tungstène de 2.4mm de diamètre reliées initialement par un fil fusible fin (cuivre, fer ou inox) servant de pont fondu permettant l'allumage de la décharge. Les niveaux de tension de charge du banc de puissance basse tension, décris précédemment, ne permettent pas un allumage par surtension de la décharge dans l'eau. L'utilisation d'un pont fondu pour initier la décharge est nécessaire. Dans nos expériences nous avons généralement utilisé un fil fin ($127\mu m$ de diamètre) de cuivre imposant un court circuit entre les électrodes et qui fond avec la circulation du courant. L'électrode du haut est fixée par un support à vis permettant un réglage fin de l'espace inter-électrode, cette électrode correspond à l'anode qui subit l'essentiel de l'érosion dans notre configuration. Le réacteur dispose de quatre hublots d'observation en quartz autorisant deux directions d'acquisition optique. La figure 3.1 présente un schéma de ce réacteur.

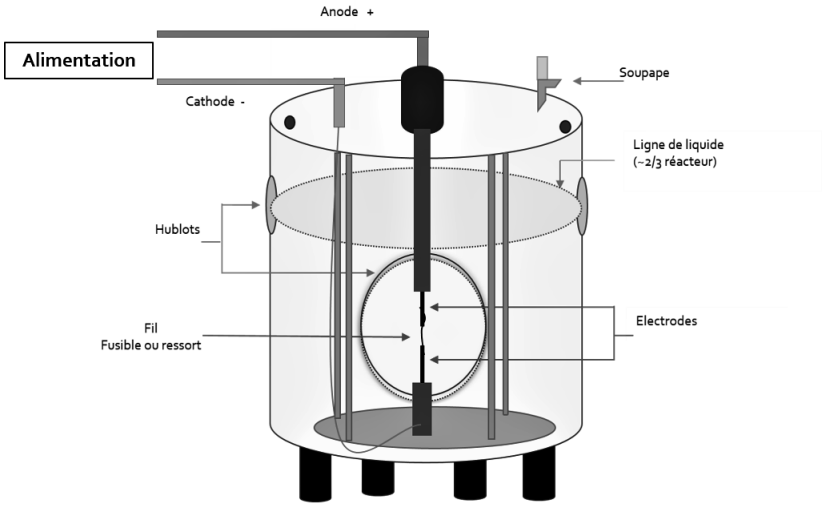


FIGURE 3.1 – Réacteur

1.2 Description de la chaîne d'acquisition

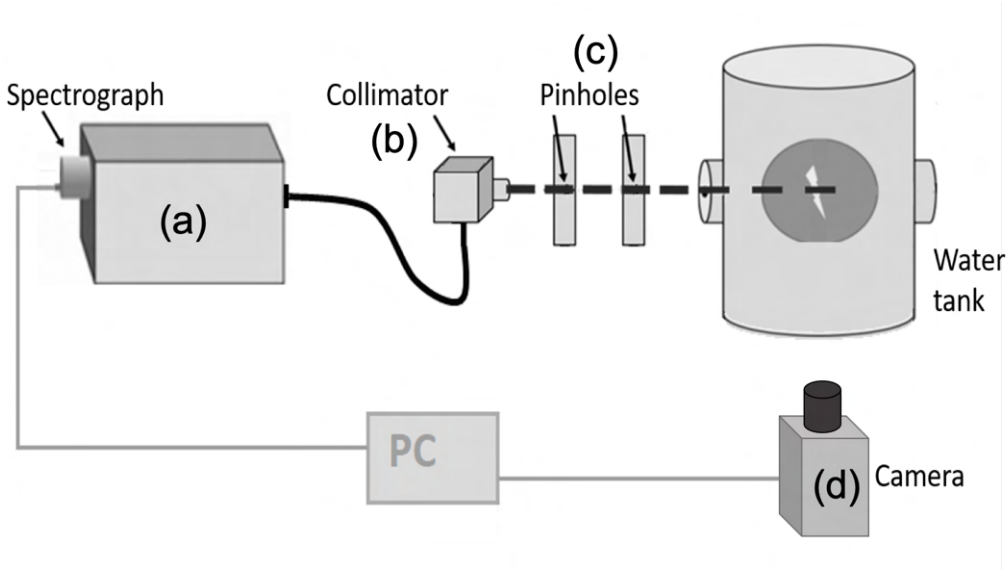


FIGURE 3.2 – Montage expérimental

La chaine d'acquisition, présentée sur la figure 3.2, est composée d'un spectrographe Acton SpectraPro 2750 (a) associé à une caméra Pixis 1024. La lumière est collectée au travers d'une fibre optique de diamètre 100 μm attachée à un collimateur achromatique à miroir parabolique (b). La lumière émise par l'arc est sectionnée à l'aide de deux sténopés (c) de diamètre 1mm. Sur une autre ligne de visée est placée une caméra rapide Photron SA5 (d). L'alignement de la chaine de mesure spectrographique est réalisé à l'aide d'un laser qui n'est pas présenté sur le schéma.

1.2.1 Acquisition spectrographique

Afin d'obtenir des mesures spectrographiques résolues en temps sur les $10ms$ de la décharge on utilise la caméra Pixis 1024 dans son mode "kinetic". C'est un mode d'utilisation du spectrographe qui consiste à illuminer seulement une partie de la matrice du capteur afin d'effectuer plusieurs expositions en stockant les informations de l'exposition terminée sur les pixels non exposés. Ainsi on peut effectuer un nombre d'expositions dépendant de la taille de la zone exposée et de la taille de la matrice ccd et ce sans avoir à transférer les informations vers l'ordinateur. C'est seulement à la fin de ce nombre défini d'expositions, quand toute la mémoire de la matrice ccd est remplie que le transfert des données est effectué. L'intérêt de la méthode est de réduire le temps entre deux expositions. Dans ce mode d'acquisition la dimension verticale du capteur de la caméra du spectrographe imageur est utilisée pour stocker les acquisitions précédentes. Ce fonctionnement est donc incompatible avec des méthodes comme l'inversion d'Abel qui utilisent la dimension verticale du capteur afin d'avoir une résolution spatiale de l'acquisition. Pour cette étude nous avons choisi de privilégier des mesures résolues temporellement car nous pensons que la répétabilité entre les décharges étudiées n'est pas suffisante pour effectuer des mesures à des instants différents sur

des décharges différentes. Afin de minimiser le temps de transfert, les problématiques dites de "smearing" et d'effectuer un maximum d'expositions sur un capteur de taille donné, il est nécessaire d'illuminer une zone du capteur la plus restreinte possible. Dans notre cas, où nous utilisons une fibre optique pour guider la lumière, il faut choisir une fibre de faible diamètre. C'est pourquoi nous avons choisi une fibre Avantes FC-UVIR100-2 de 100 μm de diamètre. Afin de maintenir un temps d'exposition faible il est nécessaire de collecter suffisamment de lumière. Dans le cas où une fibre optique de faible diamètre est utilisée, l'emploi d'un dispositif de collimation est nécessaire même si le phénomène étudié est très lumineux. Nous avons choisi un collimateur achromatique à miroir parabolique Thorlabs RC08SMA-F01 ne nécessitant pas de réglage en fonction de la longueur d'onde comme c'est le cas pour certains collimateurs à lentille et ne perturbant que très peu la réponse en longueur d'onde de la chaine optique. Enfin, deux sténopés sont utilisés pour sélectionner les rayons lumineux et réduire la zone d'observation du plasma. Afin d'effectuer la calibration en longueur d'onde du spectrographe ainsi que mesurer l'élargissement d'appareil associé à la chaine d'acquisition nous disposons d'une lampe à décharge basse pression Prinston Instruments IntelliCal combinée Hg et Ne/Ar.

1.2.2 Acquisition d'images

La caméra rapide est un modèle Photron SA5 capable de réaliser 7000 images par seconde en plein format à 1 024 x 1 024 pixels et jusqu'à 1.3 millions d'images par seconde. L'acquisition avec la caméra se fait avec ou sans rétroéclairage. En utilisant un filtre interférentiel ou non. Un objectif de focale fixe 105 mm F2.8 avec stabilisation optique est utilisé avec des filtre de densité neutre.

L'acquisition avec rétroéclairage permet de mettre en évidence les contours de la bulle qui sont parfois difficiles à visualiser en raison du rayonnement intense de l'arc au cœur de la bulle. Parfois appelée ombroscopie, cette méthode consiste à fournir avec le rétroéclairage placé derrière le réacteur, une source de lumière d'intensité comparable au phénomène observé et ainsi de visualiser son environnement proche qui, lui, n'émet pas de lumière. Il convient dans notre cas, où à la fois l'arc électrique et la lampe halogène de rétroéclairage d'une puissance consommée de 1000W sont très lumineux, d'adapter les réglages de la caméra et d'utiliser des filtres de densité neutre afin d'éviter la saturation de l'image. Un filtre de facteur d'atténuation 32 a été utilisé pour les acquisitions. Ces images sont réalisées avec le diaphragme de l'objectif fermé au maximum afin d'offrir le maximum de profondeur de champ et ainsi d'obtenir une image nette de toute la bulle d'épaisseur non négligeable (quelques centimètres).

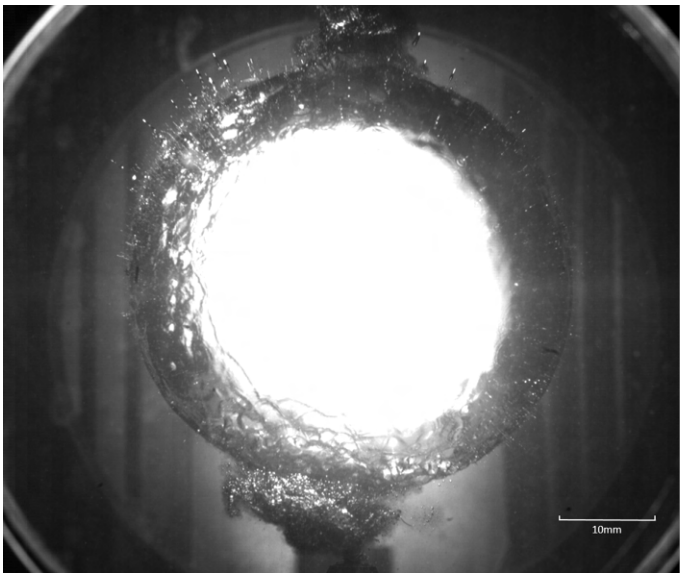


FIGURE 3.3 – Image d'un plasma d'eau crée par arc dans une bulle de vapeur immergée dans l'eau, anode en haut et cathode en bas

L'acquisition avec filtre interférentiel est réalisée sans rétroélcairage. Le filtre sélectionné est un filtre Andover 656FS03. C'est un filtre de type passe-bande centré à 656 nm et de largeur à mi-hauteur de la bande passante de 3 nm. Ce filtre permet de sélectionner la lumière émise par la raie d'hydrogène atomique H_α, une raie très intense dans notre plasma d'eau. Ce type d'acquisition permet d'observer uniquement la zone chaude du plasma dans laquelle la raie H_α rayonne. Ces images sont réalisées avec le diaphragme de l'objectif ouvert au maximum afin de minimiser la profondeur de champ et ainsi éviter que les images soient perturbées par la surface de la bulle qui se trouve devant le plasma. On cherche à voir "à l'intérieur" de cette bulle. Des filtres de facteur d'atténuation 32 et 64 sont également utilisés en série.



FIGURE 3.4 – Image de l'émission la raie H_α par un plasma d'eau crée par arc observée avec un filtre passe-bande, anode à gauche et cathode à droite

1.2.3 Mesures électriques

Afin d'effectuer la mesure du courant nous avons utilisé une sonde de type boucle de Rogowski PEM CWT 150R mini. Cette sonde permet de mesurer des courants maximums de $30kA$. La mesure de le tension est assurée par une sonde de tension différentielle ELDI-TEST GE8115, elle permet d'atténuer au choix la tension mesurée d'un facteur 100 ou 1000. L'ensemble des mesures électriques ainsi que le signal logique de retour de la caméra du spectrographe ont été réalisés sur un oscilloscope RSPRO RSDS 1074CFL avec une bande passante de 70MHz.

1.2.4 Synchronisation

Un boitier de déclenchement est utilisé pour activer de manière simultanée, l'acquisition du spectrographe, la caméra rapide et l'alimentation. La caméra rapide et la caméra du spectrographe sont déclenchées avec un signal TTL et l'alimentation avec un signal lumineux.

La caméra rapide ainsi que la caméra du spectrographe ont toutes les deux une sortie logique qui nous a permis de vérifier que le délai de déclenchement est négligeable devant les ordres de grandeurs des temps d'exposition. Le signal de retour de la caméra du spectrographe observé avec les signaux électriques à l'oscilloscope nous permettent de synchroniser les images de la caméra rapide et des acquisitions de spectroscopie avec les signaux électriques. Un schéma décrivant le déclenchement est présenté sur la figure 3.5.

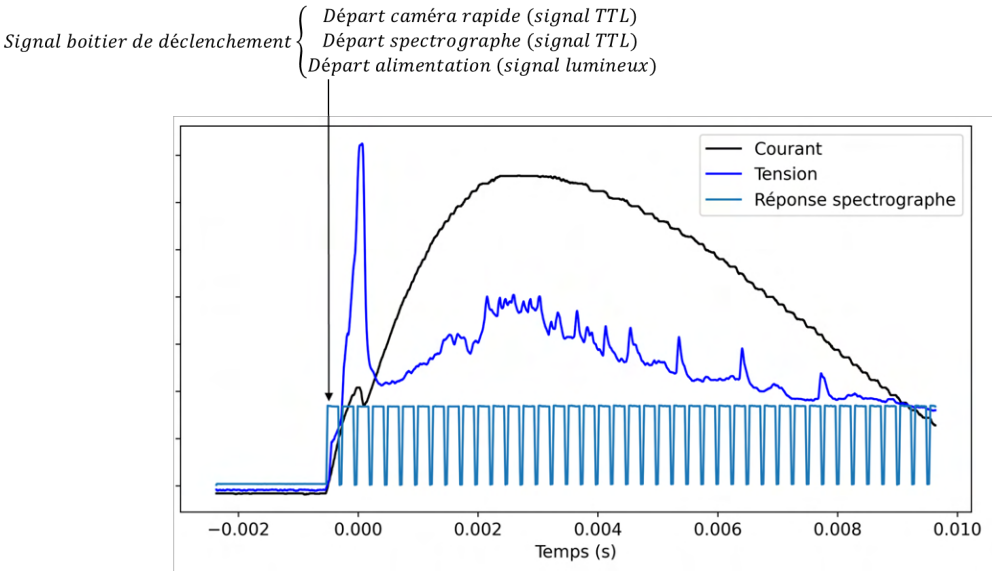


FIGURE 3.5 – Schéma du déclenchement

Nous avons fixé le temps initial de toutes les acquisitions sur le pic de tension observé sur les signaux électriques (cf. partie 2.1), plus précisément sur l'instant où le maximum de tension est mesuré. Ce pic de tension est attribué à l'ouverture du circuit via la fonte du fil fusible et aux premiers instants de la décharge. Ce pic a parfois une durée de l'ordre de la milliseconde et la fonte du fil intervient avant ce maximum, ceci explique que la bulle ait un volume non nul à l'instant initial et que des mesures de spectroscopie puissent être effectuées avant cet instant initial que nous fixons à partir du maximum. Sur une décharge, les différentes mesures sont synchronisées entre elles. Cependant, puisque la répétabilité de la décharge est imparfaite notamment sur l'allumage et sur les signaux électriques, des décalages peuvent intervenir entre les différentes décharges. Nous avons choisi d'utiliser la mesure de tension pour fixer l'instant initial car c'est la seule mesure, avec celle du courant, qui est effectuée systématiquement sur toutes les décharges. Nous avons chois de fixer l'instant initial sur le maximum du pic de tension car c'est un point caractéristique de l'onde de tension qui lui aussi est présent pour toutes les décharges.

2 Description globale du phénomène

Dans cette partie nous proposons une description globale de la décharge dans l'eau avec le dispositif basse tension décrit dans la partie 1. Au travers des données expérimentales collectées avec les différents outils de caractérisation nous proposons une description et quelques éléments d'interprétations des différents phénomènes observables au cours de la décharge.

2.1 Caractéristiques électriques

La figure 3.6 présente des courbes caractéristiques des mesures temporelles du courant et de la tension. La décharge a été réalisée avec une tension de charge du banc de capacité de $250V$ et $10mm$ d'espace inter-électrodes.

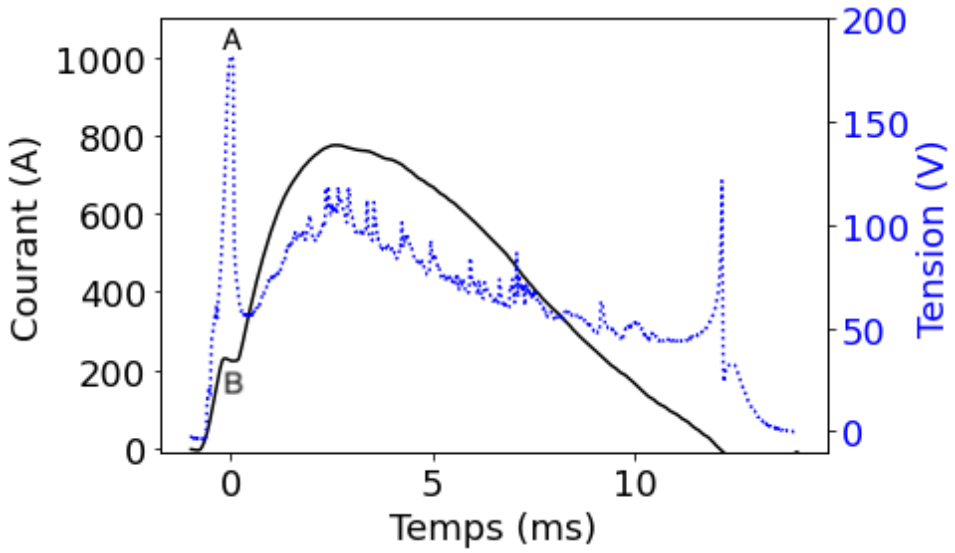


FIGURE 3.6 – Caractéristique tension-courant mesurée pour un arc avec une tension de charge de 250V

Sur la figure 3.6, l'instant initial a été fixé au maximum du pic sur la courbe de tension (A). Des observations sur les images notamment ont mis en évidence que la fonte du fil fusible intervient dans ce pic de tension de durée non nulle mais avant ce maximum. Cet instant initial sert aussi à la synchronisation avec les mesures de spectroscopie et d'imagerie. Avant ce pic la tension est nulle, en effet la tension est ici mesurée au niveau des contacts correspondants aux électrodes au niveau du capot du réacteur. Cette mesure est donc réalisée au plus proche des électrodes hors de l'eau après le thyristor. Elle ne correspond donc pas à la tension de charge du banc de capacité tant que le thyristor est ouvert. La fermeture du thyristor est observable un peu avant le 0 fixé, au moment où le courant commence à circuler. En effet à la fermeture du thyristor et tant que le fil fusible placé entre les électrode est présent, le banc de capacité est en court circuit et le courant commence à circuler. Le pic de tension correspond à la transition entre un régime de court circuit entre les électrodes et l'apparition d'un arc électrique. Cette disparition du fil fusible correspond à une ouverture du circuit au niveau

des électrodes. La valeur atteinte au niveau du pic de tension se rapproche de la tension de charge du banc de $250V$ mais est inférieure. Plusieurs raisons expliquent cette différence. Tout d'abord la tension mesurée n'est pas celle du banc de capacité mais est plus proche de celle présente entre les électrodes. Lorsque le circuit s'ouvre entre les électrodes on observe une chute du courant (B), environ $250A$ circulent toujours dans le circuit et à travers le gap d'eau inter-électrodes. Ainsi des chutes de potentiel, liées à la circulation du courant dans les câbles, les divers contacts et dans le thyristor séparent cette tension mesurée de la tension du banc de capacité. De plus la fonte du fil fusible correspond à une consommation d'énergie, utilisée notamment pour chauffer et faire fondre le fil fusible, qui fait chuter la tension du banc par rapport à la tension de charge initiale. Ensuite le courant continue d'augmenter avant de diminuer à partir d'environ 3 ms, ce qui correspond à la première demi alternance positive de la sinusoïde amortie. Pendant ce temps la tension varie assez peu, elle présente une forme similaire à l'onde de courant mais avec une amplitude beaucoup plus faible. La tension de la décharge, en régime d'arc, est la somme des chutes de potentiel anodiques et cathodiques ainsi que la tension de la colonne d'arc. Dès lors, pour un espace inter-électrodes fixé, la tension entre les électrodes devrait être constante car la longueur de la colonne d'arc est fixée par l'espace inter-électrode. Plusieurs phénomènes peuvent expliquer l'évolution de la tension mesurée, notamment la présence de résistances de câbles et de contacts parasites qui s'ajoutent à la tension d'arc sur la mesure et qui dépendent du courant. Ce point sera discuté plus en détail dans la partie 4.3.2. Nous expliquons les nombreux petits pics de tension par des mouvements rapides de l'arc qui s'allonge et se raccourcit. Ces mouvements ont été observés sur les images réalisées avec le filtre interférentiel passe-bande (cf partie 2.5). L'arc électrique s'éteint avec un nouveau pic sur la tension mesurée à environ 12.5 ms, il s'éteint quand le courant n'est plus suffisant pour l'entretenir. A cet instant le courant est proche de $0A$.

La figure 3.7 présente des courbes caractéristiques de la puissance et de l'énergie déposée en fonction du temps issues des mesures du courant et de la tension présentées sur la figure 3.6. La décharge a été réalisée avec une tension de charge du banc de capacité de $250V$ et $10mm$ d'espace inter-électrodes.

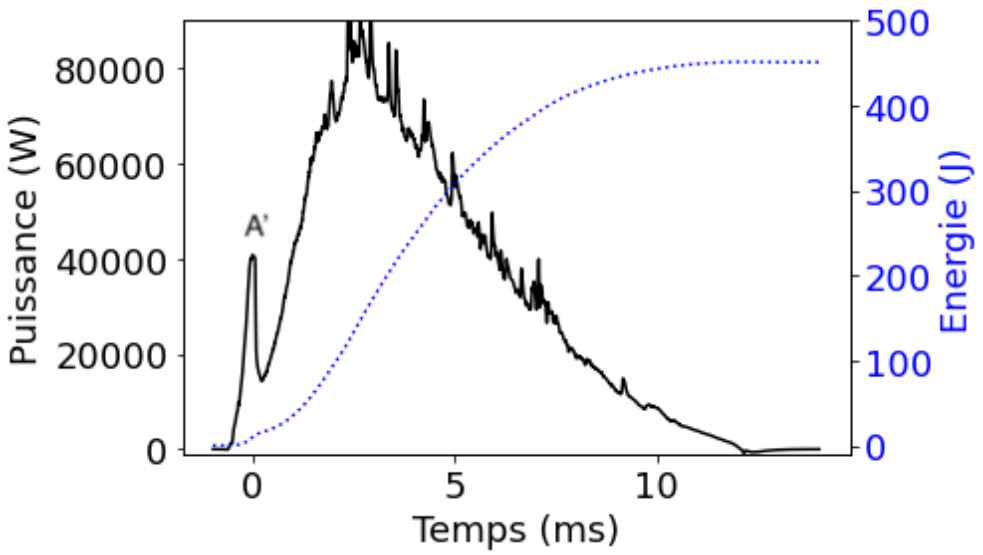


FIGURE 3.7 – Caractéristique puissance-énergie mesurée pour un arc avec une tension de charge de 250V

Sur la figure 3.7 la puissance suit une évolution similaire à celle du courant et de la tension. On observe un pic de puissance (A') correspondant au pic de tension observé précédemment. Le chauffage du fil fusible et sa fusion ayant lieu avant cet instant, la puissance est utilisée pour l'allumage de l'arc électrique. La puissance augmente ensuite avant de diminuer en suivant principalement l'évolution du courant, la tension variant peu. Sur les observations réalisées par imagerie rapide (voir partie 2.4) nous avons constaté que la bulle de vapeur générée grossit jusqu'à environ 8.5 ms. A cet instant la puissance déposée n'est plus suffisante pour maintenir la pression dans la bulle et son rayon commence à diminuer. Peu après (à $12ms$ environ) l'arc s'éteint, la puissance déposée est nulle. Sur les images (cf. partie 2.3) on observe que la bulle commence à s'effondrer réellement quelques instants après l'extinction de l'arc. L'énergie totale mesurée est seulement de $450J$ alors que, pour cette décharge, le banc de capacité était chargé avec environ $950J$. Cette décharge ne correspond en effet qu'à la première demi-alternance de l'onde de courant d'une sinusoïde amortie (cf. partie 1.1.1).

2.2 Allumage par fil fusible

La plupart des résultats présentés dans ce chapitre, notamment l'ensemble des résultats de spectroscopie ont été réalisés sur des décharges initiées à l'aide d'un fil fusible de cuivre de diamètre $127\mu m$. Généralement le fil fusible commence à fondre au niveau des points de contact avec les électrodes et quasi simultanément une émission de lumière apparait aux points de contact avec l'anode et avec la cathode. La présence de deux petites bulles d'eau et d'une forte émission de lumière au niveau de ces points de contacts semble indiquer que deux décharges y prennent place. Au travers de ces décharges, le courant circule toujours dans le reste du fil fusible et dans certains cas l'ensemble du fil fusible semble fondre rapidement après. La figure 3.8 présente ces deux instants successifs dans le cas d'une décharge réalisée avec une tension de charge du banc de capacité de $250V$ et $8mm$ d'espace inter-électrodes.

Les images montrent les deux électrodes de tungstène de $2.4mm$ de diamètre positionnés verticalement. Cette acquisition a été réalisée à 10000 $images/seconde$, il y a $100\mu s$ entre ces deux images et le temps d'exposition est de $100\mu s$. Un filtre de densité neutre de facteur d'atténuation 32 a été utilisé.

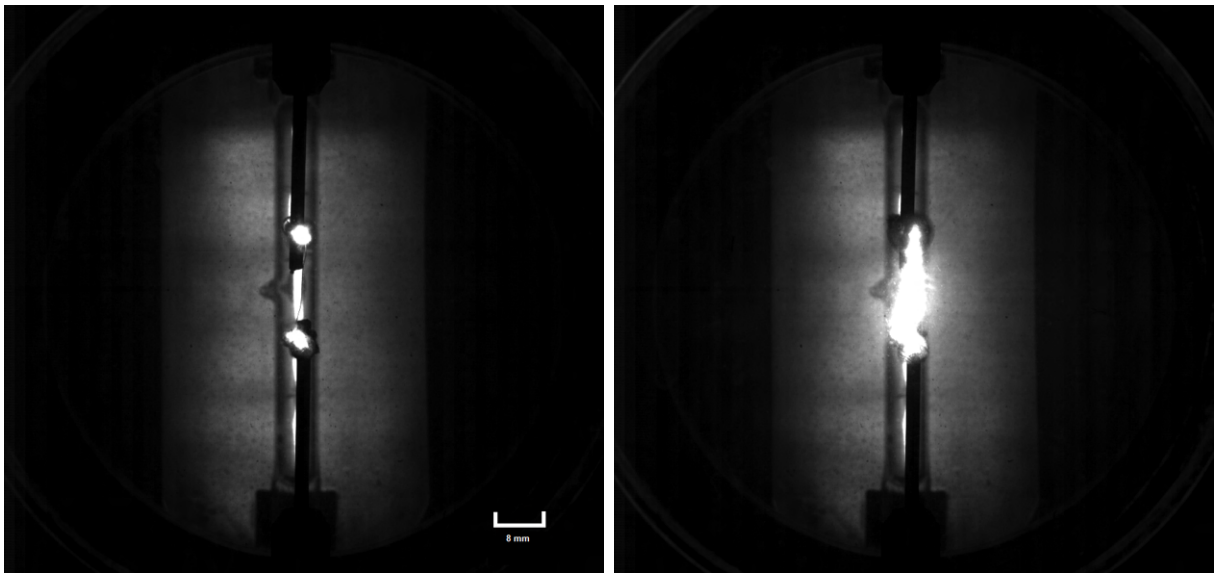


FIGURE 3.8 – Images de la fusion du fil fusible, en arrière plan le filament de la lampe de rétroéclairage, images successives séparées par $100\mu s$

La figure 3.9 présente deux instants d'une autre décharge correspondant à des instants similaires à ceux présentés sur la figure 3.8 mais ici la lumière est observée avec un filtre passe-bande centré sur l'émission de la raie d'hydrogène atomique H_α. Des filtres de facteur d'atténuation 32 et 64 sont également utilisés en série. La décharge observée a été réalisée avec une tension de charge du banc de capacité de $250V$ et $10mm$ d'espace inter-électrodes. Cette acquisition a été réalisée à 15000 $images/seconde$, il y a donc $66.7\mu s$ entre ces deux images.

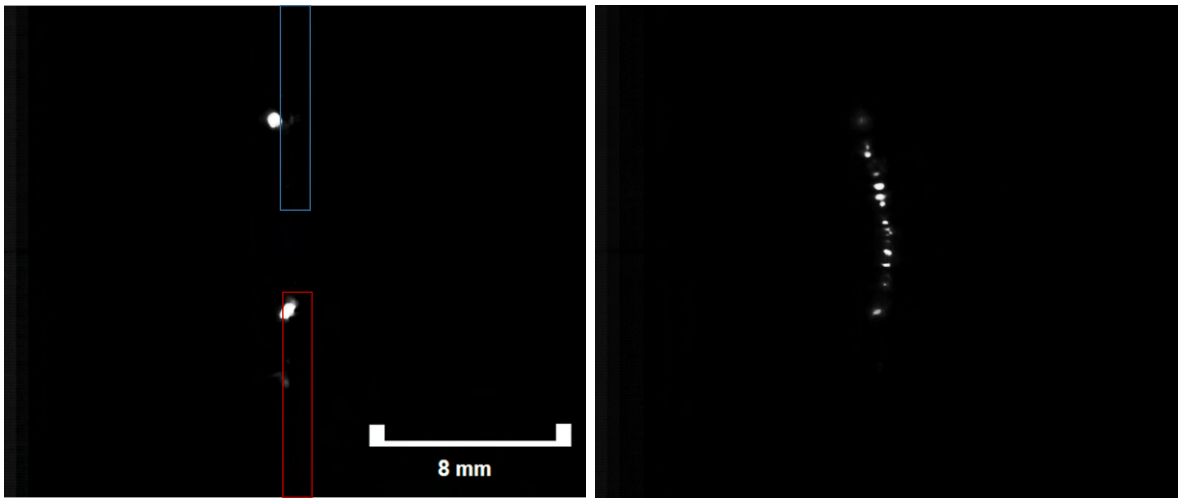


FIGURE 3.9 – Images de l'allumage de l'arc réalisées avec le filtre interférentiel passe-bande, images successives séparées par 66.7μs, anode en bleue et cathode en rouge

On observe sur la première image de la figure 3.9 les deux décharges au niveau des points de contact entre le fil fusible et les électrodes. Bien que cette émission puisse correspondre à la fusion du fil fusible dont l'émission lumineuse est continue, nous l'attribuons à une décharge en raison de son intensité. En effet l'acquisition de ces images a été réalisée avec des filtres de densité neutre en plus du filtre interférentiel H_α. Ainsi, pour que de la lumière soit visible à l'image, l'émission doit être suffisamment intense. C'est pourquoi nous pensons qu'il s'agit de l'émission discrète de la raie d'hydrogène atomique H_α d'une décharge. Sur la seconde image de la figure 3.9 on observe que l'arc électrique est bien initié tout le long du fil fusible. De nouveau nous pensons que cette lumière émise correspond à l'émission d'un canal d'arc fin plutôt qu'à l'émission de lumière correspondant à la fusion du fil fusible. On observe également le long de ce canal fin des zones plus lumineuses que d'autres. Il est possible qu'en raison d'irrégularités dans la constitution du fil fusible, il fonde plus rapidement à certains points ce qui entrainerait des micro-décharges. La succession de ces micro-décharges formerait un canal. Cette interprétation est appuyée par deux images successives présentées figure 3.10. Ces images ont été réalisées sur une décharge aux conditions identiques à celles de la figure 3.9.

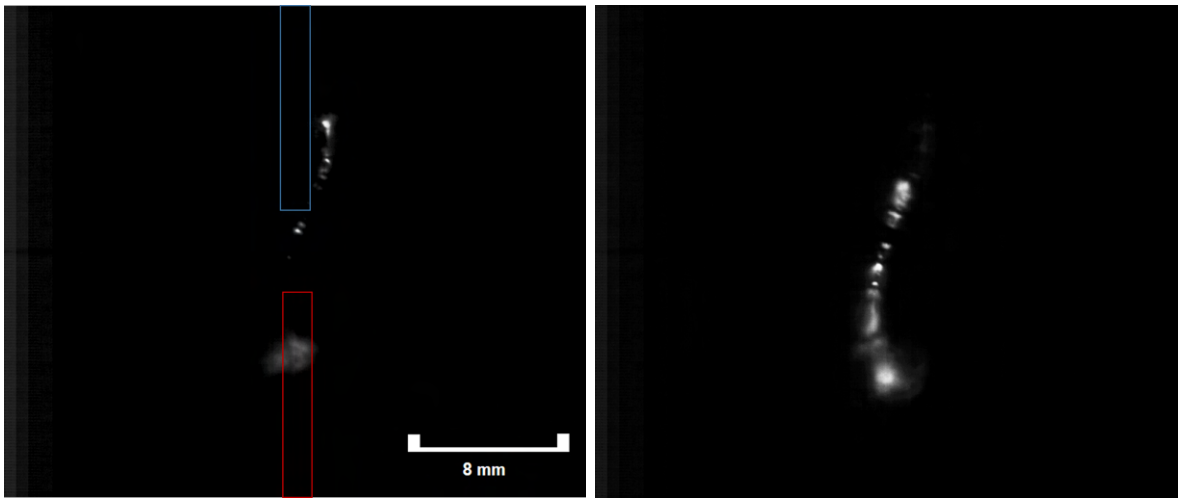


FIGURE 3.10 – Images de l'allumage de l'arc réalisées avec le filtre interférentiel passe-bande, images successives séparées par 66.7μs, anode en bleue et cathode en rouge

Sur la première image de la figure 3.10 on observe des zones d'émission en haut, au niveau de l'anode ainsi qu'au centre mais le canal n'est pas totalement formé comme c'est le cas sur la seconde image. Ces observations semblent indiquer que le canal de décharge ne s'initie pas uniformément le long du fil contrairement à ce que l'on pourrait penser en observant la seconde image de la figure 3.8.

Des ressorts en acier inoxydable ont aussi été utilisés comme pont fondu pour allumer la décharge. Ces ressorts Accurate DC022 sont calibrés et ont été choisis afin d'améliorer la répétabilité de l'allumage notamment pour évaluer la chute de potentiel aux électrodes. Les ressorts utilisés ne permettent pas d'allumer des décharges pour des espaces inter-électrodes de plus de 5mm. Le diamètre du fil d'acier inoxydable qui constitue ces ressorts est de 120μm, ce qui est très proche du diamètre des fils de cuivre utilisés, la longueur de fil du ressort est cependant bien plus importante (environ 5cm).

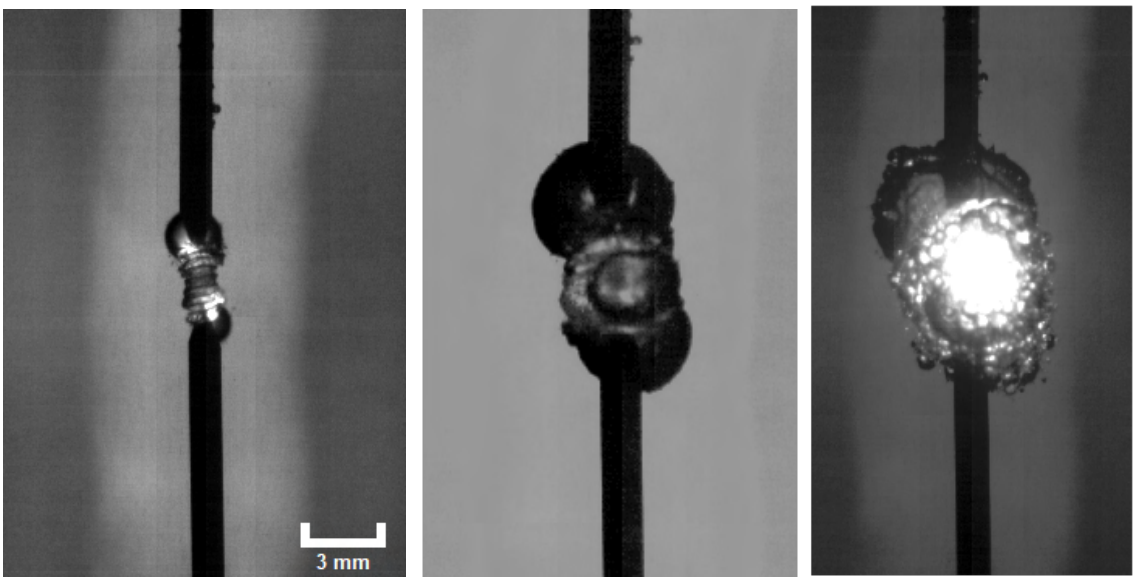


FIGURE 3.11 – Images de l'allumage d'un arc avec un ressort en acier inoxydable, $119\mu s$ entre chaque image, anode en haut et cathode en bas

Sur la figure 3.11 on observe la présence de deux décharges au niveau des points de contact entre le ressort et les électrodes de la même manière que pour un allumage avec un fil fusible de cuivre (cf. figure 3.8). A la différence de ce que nous avons observé pour le fil de cuivre, il semble qu'au niveau de ces deux décharges des bulles se forment. Ces deux bulles se rejoignent ensuite pour n'en former qu'une. Il n'y a pas d'indication sur le fait que le ressort fonde sur toute sa longueur avant l'allumage contrairement au cas avec un fil de cuivre. Nous pensons que c'est pour cette raison qu'il est impossible d'initier un arc sur des distances inter-électrodes de plus de $6mm$.

2.3 Observation de la dynamique de bulle

Afin d'illustrer les phénomènes observés visuellement lors d'une décharge, la figure 3.12 présente différents instants de la décharge. Les images montrent les deux électrodes de tungstène de $2.4mm$ de diamètre positionnées verticalement, l'anode est placée en haut. La décharge a été réalisée avec une tension de charge du banc de capacité de $250V$ et $10mm$ d'espace inter-électrodes.

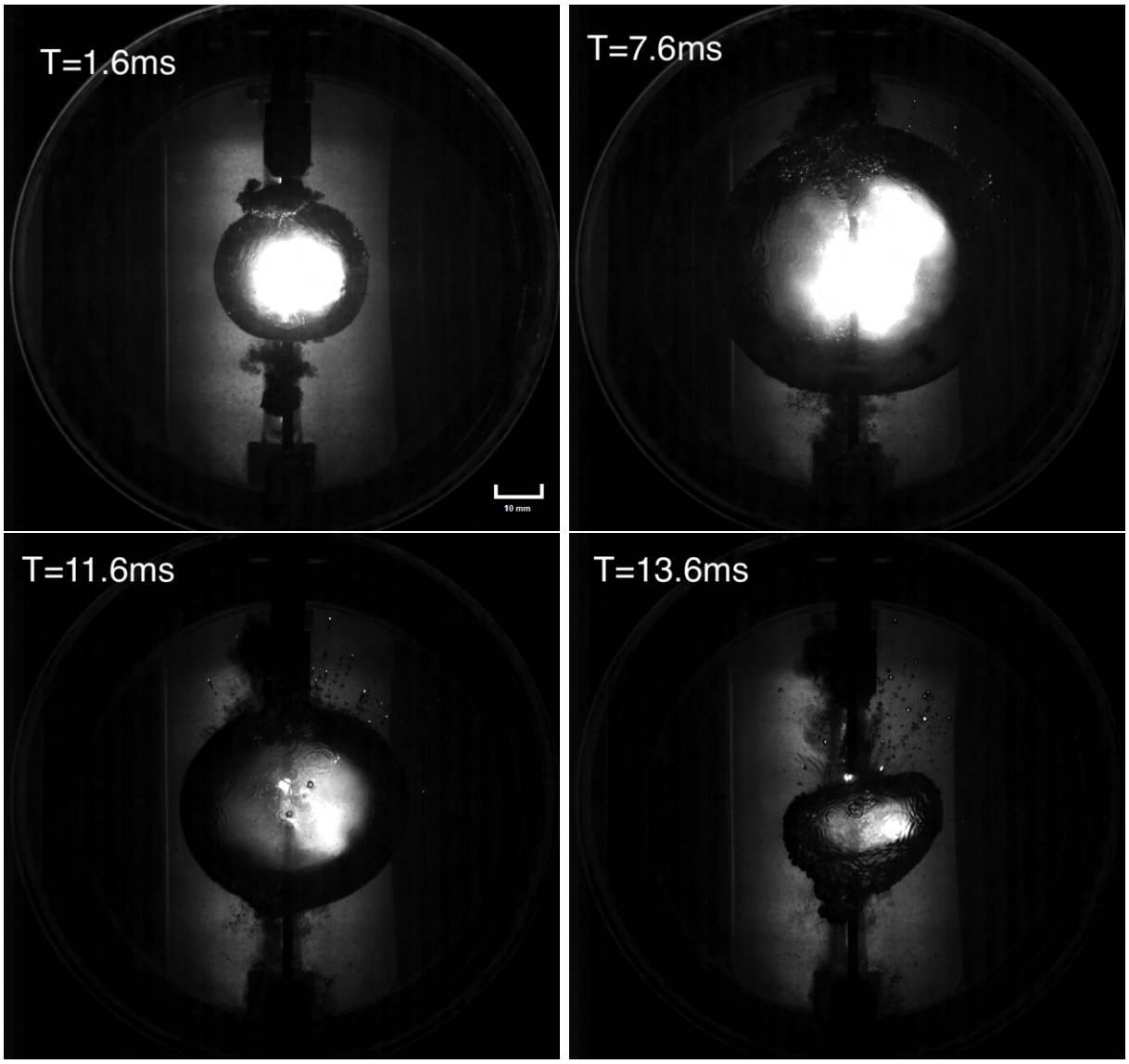


FIGURE 3.12 – Images d'une décharge immergée dans l'eau avec une tension de charge du banc de capacité de $250V$ et $10mm$ d'espace inter-électrodes

Après la fonte du fil fusible et l'allumage de l'arc électrique une bulle de gaz sphérique, contenant l'arc, se forme et grossit. Sur les images de la décharge présentée sur la figure 3.12 elle atteint son rayon maximal un peu avant 8 ms. A environ 12.5 ms l'arc électrique s'éteint, bien que la taille de la bulle ait déjà commencé à diminuer, elle est toujours présente et le plasma rayonne toujours dans la bulle. L'effondrement de la bulle s'accélère quelques instants plus tard et la bulle perd son aspect sphérique. Sur l'ensemble des observations réalisées cet effondrement se fait vers le sol. Ce phénomène se rapproche des observations réalisées sur les bulles de cavitation. En effet la diminution rapide de la température au sein de la bulle $10^9 K.s^{-1}$ selon Tia et al. [108] entraine une chute rapide de la pression de sorte que la bulle se retrouve en sous-pression par rapport à l'environnement liquide et s'effondre d'une manière similaire à une bulle de cavitation. A. W. H. Kratel [19] explique que la cavitation de la bulle

est observée quand la bulle est en présence d'une surface libre. Ce serait le rebond d'ondes acoustiques contre cette surface libre qui entrainerait la cavitation de la bulle.

2.4 Evolution du volume de la bulle

L'évolution du rayon de la bulle au cours du temps a été utilisée notamment afin de déterminer l'épaisseur d'eau liquide traversée par la lumière émise par l'arc pour corriger les effets de l'absorption de l'eau sur les spectres obtenus (voir partie 3.1.4). Pour chaque configuration de décharge, plusieurs acquisitions ont été réalisées, nous avons vérifié que le profil d'évolution obtenu décrit correctement l'évolution de la bulle pour toutes les acquisitions. L'incertitude sur ces mesures n'est pas lié à la lecture mais plutôt aux écarts observés entre deux acquisitions réalisées dans la même configuration et l'aspect non sphérique que peut présenter la bulle à certains moments de la décharge. Cette incertitude est de l'ordre de $2mm$. La mesure n'a pas fait l'objet d'une étude statistique puisqu'elle n'a été utilisée que pour des observations qualitatives et pour la prise en compte de l'absorption de l'eau. Pour chaque configuration expérimentale le rayon d'une bulle de décharge a été suivi. Les résultats sont présentés sur les figures 3.13 et 3.14.

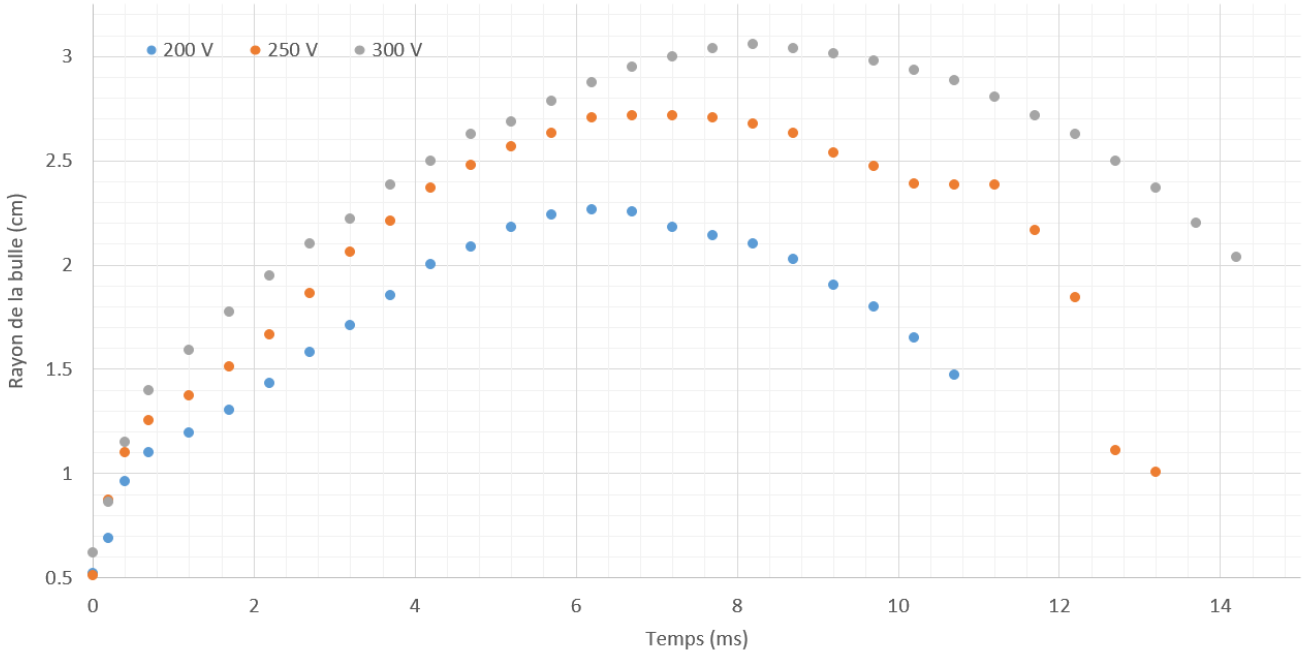


FIGURE 3.13 – Evolution du rayon de la bulle, tension de charge de $200V$, $250V$ et $300V$ avec un espace inter-électrodes de $8mm$

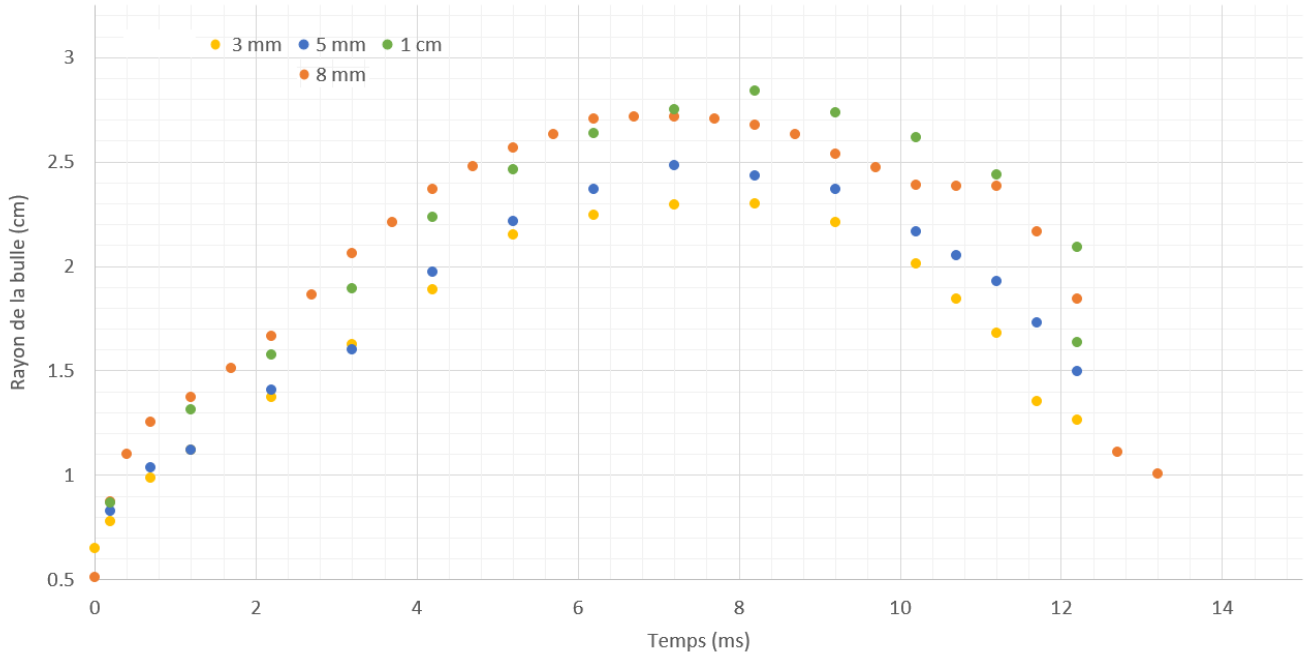


FIGURE 3.14 – Evolution du rayon de la bulle pour un espace inter-électrodes de $3mm$, $5mm$, $8mm$ et $10mm$ pour une tension de charge de $250V$

Sur la figure 3.13 on observe pour un espace inter-électrodes fixé que l'augmentation de la tension de charge et par conséquent de l'énergie stockée, entraine non seulement une augmentation du rayon maximum de bulle mais aussi du temps nécenécessairessaire pour atteindre ce maximum. La durée de vie de la bulle, avant qu'elle ne s'effondre augmente également. L'augmentation de l'espace inter-électrode, pour une tension de charge fixée, a pour effet d'augmenter le rayon maximal de la bulle. Il est difficile de conclure sur la durée de vie de la bulle, il semble toutefois qu'elle augmente légèrement avec l'espace inter-électrodes. Une des raisons pour laquelle il est difficile de conclure sur cet aspect temporel est que nous avons fixé le temps initial de toutes les acquisitions sur le pic de tension observé sur les signaux électriques (cf. partie 1.2.4) ce qui peut induire des décalages entre les acquisitions sur différentes décharges.

2.5 Observation de la zone chaude

Afin d'observer uniquement le cœur très émissif de l'arc électrique, un filtre passe-bande centré sur la longueur d'onde d'émission de la raie d'hydrogène atomique H_α est utilisé. Les figures 3.15 et 3.16 présentent l'évolution à des instants similaires de deux décharges réalisées dans des conditions identiques. La tension de charge du banc de capacité est de $250V$ et l'espace inter-électrodes de $10mm$.

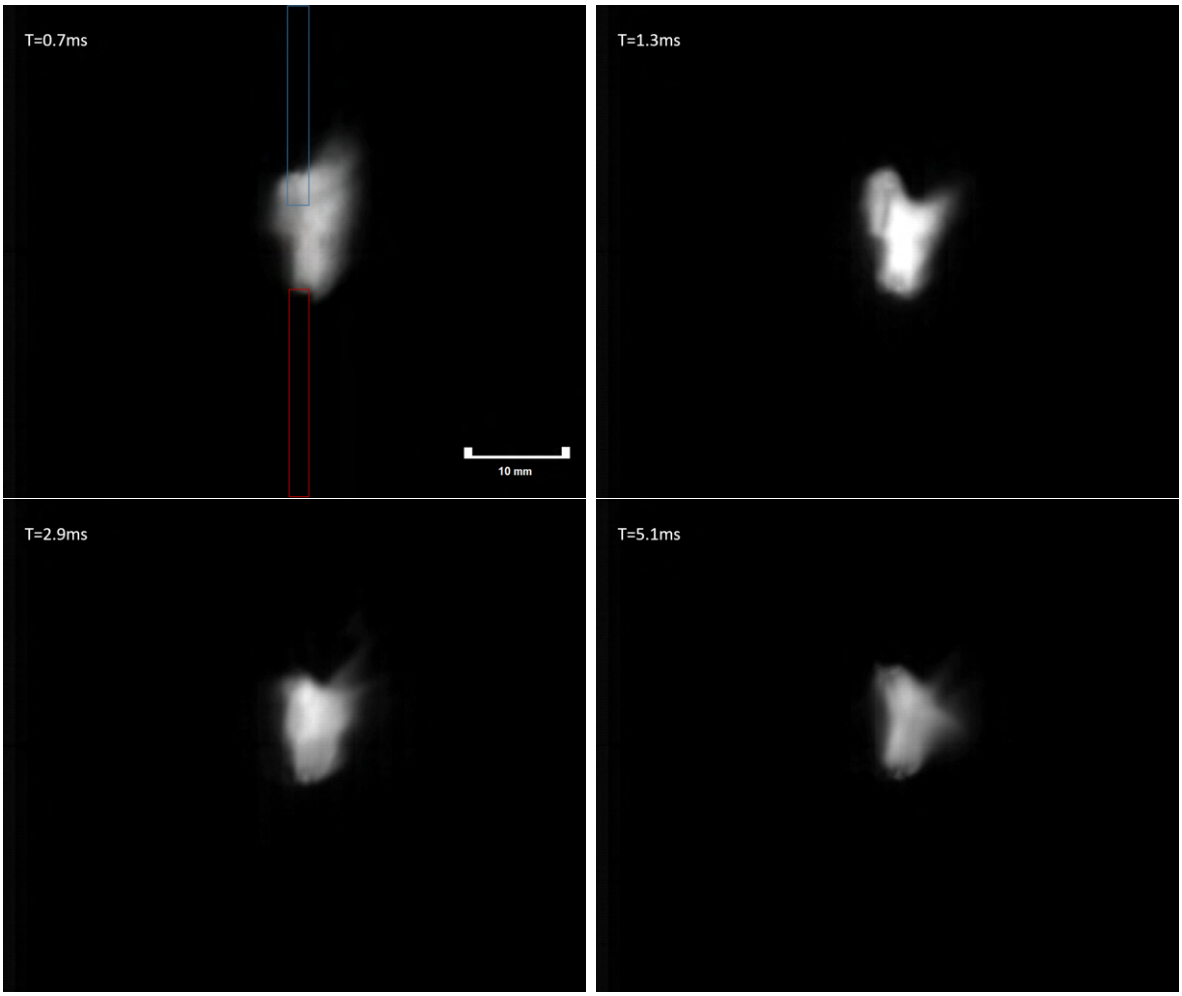


FIGURE 3.15 – Images d'une décharge immergée dans l'eau observée avec un filtre passe-bande H_α, anode en bleue et cathode en rouge

Ces images sont largement moins exposées que celles de la figure 3.4. L'objectif ici est de visualiser la zone chaude centrale du plasma afin d'estimer la dimension du cœur de l'arc.

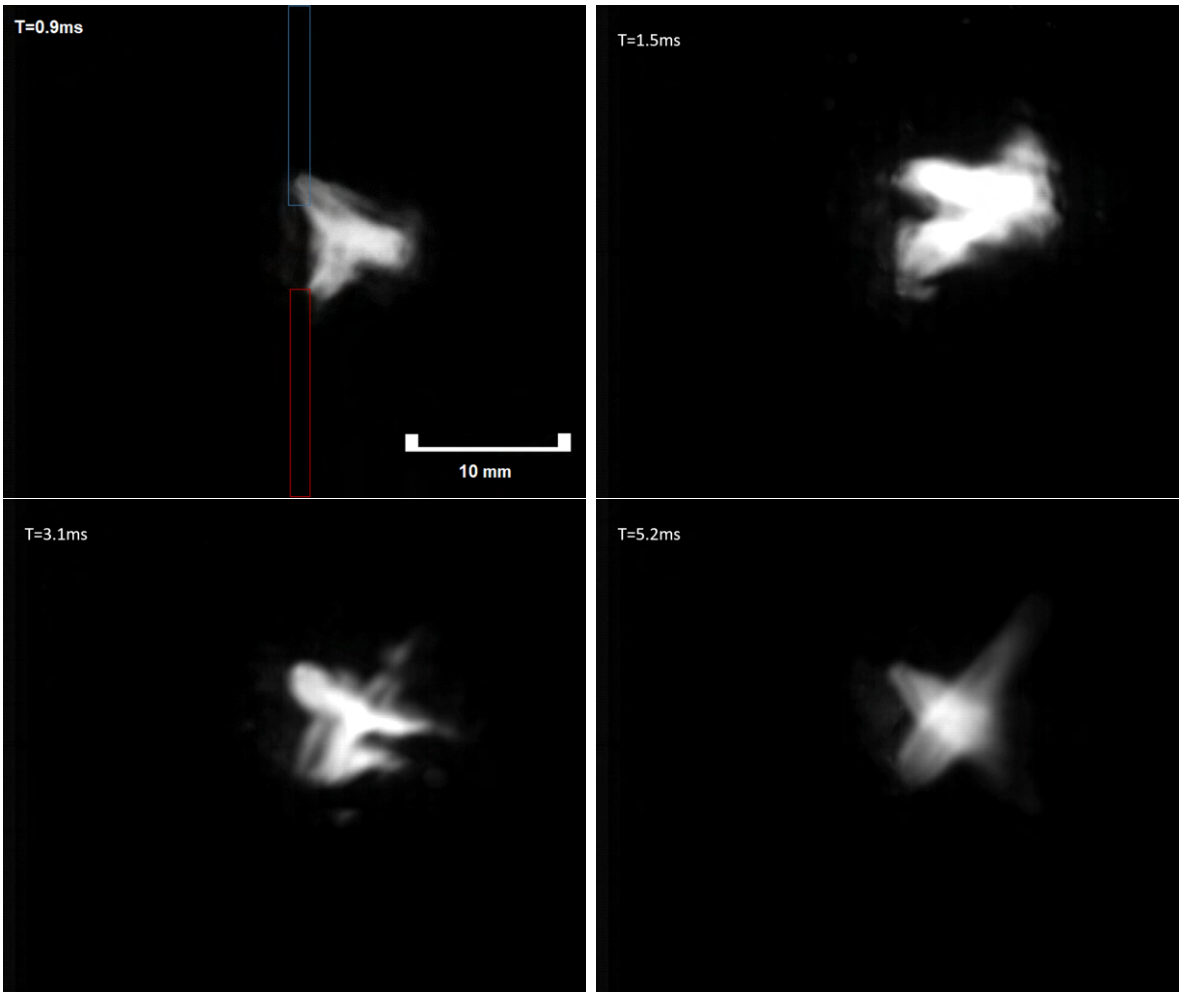


FIGURE 3.16 – Images d'une décharge immergée dans l'eau observée avec un filtre passe-bande H_α, anode en bleue et cathode en rouge

On observe sur ces deux séries d'acquisitions que l'allure de la zone chaude est très différente. Sur la figure 3.15 la zone chaude est contenue entre les électrodes même si elle se déplace rapidement. Dans certains cas, notamment pour les espaces inter-électrodes plus faibles (3 ou $5mm$), la zone chaude apparait presque sphérique. Sur la figure 3.16 la zone chaude est complètement déformée, nous attribuons ce comportement à la force électromagnétique et aux électrodes qui ne sont pas parfaitement alignées. Pour les deux décharges on observe que la taille de la zone chaude n'évolue pas significativement au cours de la décharge. La luminosité augmente jusqu'à un peu plus de $2ms$, instant où la puissance déposée est maximale , et diminue progressivement ensuite.

2.6 Allure des spectres observés

Dans cette partie nous présenterons l'évolution temporelle des quelques spectres d'intérêt pour notre étude. Dans ce chapitre nous présenterons des mesures d'élargissement des raies d'hydrogène atomique $H\alpha$ et $H\beta$. Nous présenterons également des mesures de température

par la méthode du diagramme de Boltzmann sur des raies d'oxygène atomique. Pour ces observations l'utilisation d'un réseau à $120 traits/mm$ est nécessaire afin d'observer toutes les raies d'oxygène atomique sur une même acquisition. Les figures 3.17, 3.18 et 3.19 présentent l'évolution de ces spectres. Ces spectres proviennent d'acquisitions réalisées sur des décharges dans de l'eau du robinet et initiées avec un fil de cuivre et dont la tension de charge est comprise entre 250 et $400V$.

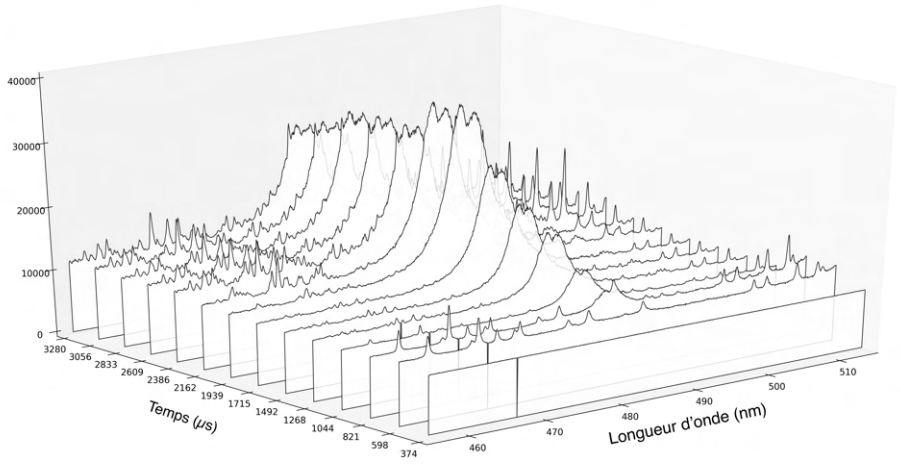


FIGURE 3.17 – Exemple de l'évolution temporelle d'un spectre centré à $485nm$ avec un réseau à $300 traits/mm$

Le spectre présenté sur la figure 3.17 montre l'apparition sur les premiers instants de la décharge de la raie H_β à $486.1nm$. Sa disparition au profit de raies parasites sera détaillée dans la partie 3.2.1. On remarque également la présence d'un grand nombre de raies à partir de $410mn$. Parmi ces nombreuses raies nous avons principalement identifié des raies de tungstène atomique WI et d'oxygène ionisé OII. Ces raies ne seront pas exploitées pour effectuer des mesures en raison de leur nombre trop important sur le spectre qui les rend difficiles à distinguer les unes de autres. Pour les raies de WI il n'existe généralement pas de données sur les probabilités de transition nécessaires à la mesure de température par intensités relatives. Les raies que nous avons été en mesure d'identifier sur l'ensemble des acquisitions réalisées ainsi que les transitions auxquelles nous pensons que ces raies correspondent sont données en annexe B. Lorsqu'un spectre d'émission présente un grand nombre de raies, seule la simulation du spectre d'émission théorique d'un élément et sa comparaison avec le spectre expérimental permet d'identifier cet élément avec certitude.

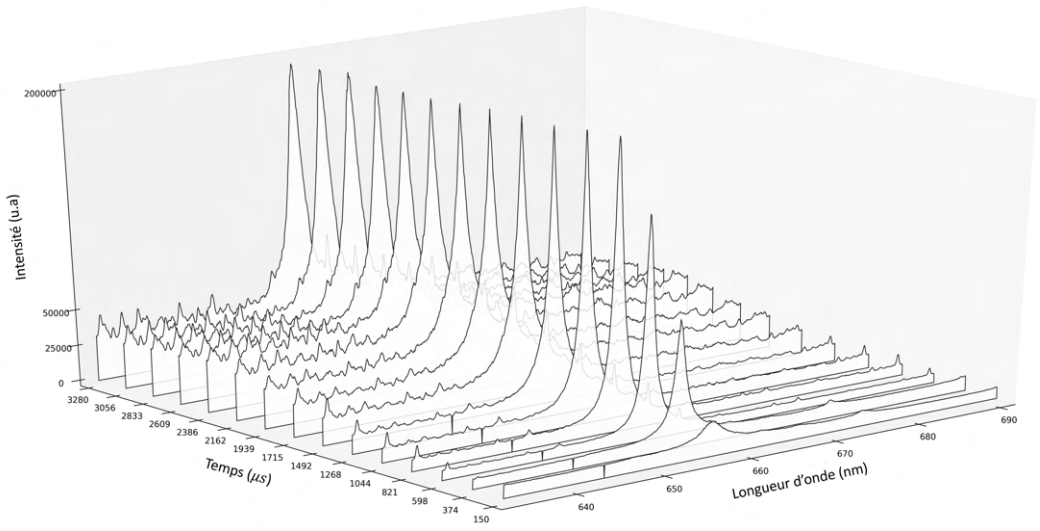


FIGURE 3.18 – Exemple de l'évolution temporelle d'un spectre centré à $661nm$ avec un réseau à $300traits/mm$

Sur la figure 3.18 on observe que la raie d'hydrogène H_α à $656.3nm$ est intense et facilement observable tout au long de la décharge. La figure ne présente pas toute la durée de la décharge pour des questions de lisibilité mais la raie H_α est généralement observée sur les $10ms$ de circulation du courant.

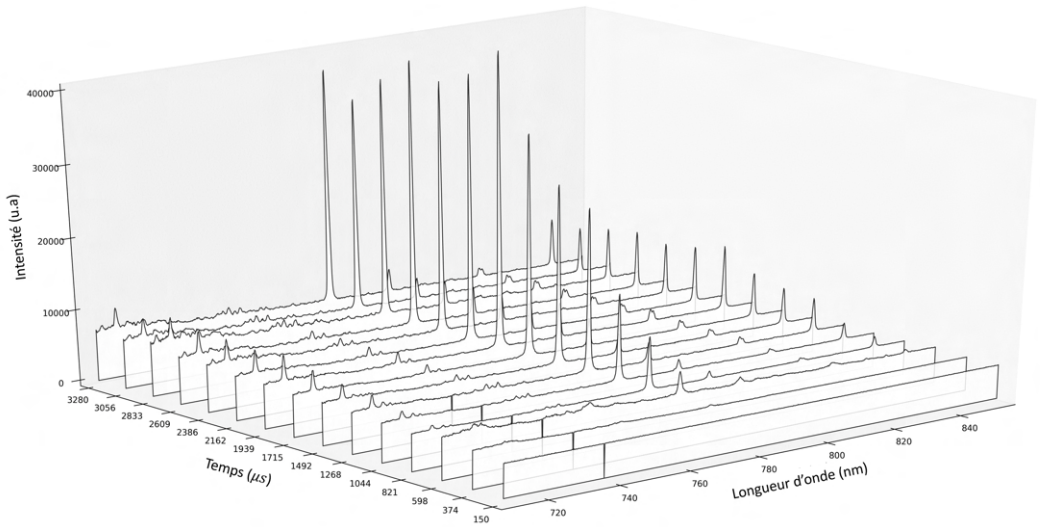


FIGURE 3.19 – Exemple de l'évolution temporelle d'un spectre centré à $785nm$ avec un réseau à $120traits/mm$

Sur la figure 3.19 on remarque la raie d'oxygène atomique à $777.3nm$ qui est particulière-

ment intense et est présente tout au long de la décharge. Elle sera utilisée avec deux autres raies d'OI, à 715.7 et 844.7nm pour tracer un diagramme de Boltzmann dans la suite de cette étude. Ces deux autres raies sont également présentes sur les spectres mais sont bien moins intenses.

Les raies H_α et H_β seront exploitées pour mesurer la densité électronique du plasma à partir de leur élargissement du, principalement, à l'effet Stark. Les raies d'OI seront utilisées pour mesurer la température du plasma par le méthode du diagramme de Boltzmann. La mise en oeuvre des mesures exploitant ces différents spectres sera décrite dans la partie suivante.

3 Mise en œuvre et traitement des données

3.1 Méthode du diagramme de Boltzmann

Le principe de la mesure de la température par la méthode du diagramme de Boltzmann a été décrit dans la partie 1.1.2.3 du chapitre 2 et nécessite l'observation de plusieurs raies d'émission d'une même espèce avec des niveaux supérieurs de la transition électronique différents. A condition que le plasma soit à l'E.T.L, la mesure fournit une valeur de la température indépendante de la pression.

3.1.1 Recherche de raies

La principale difficulté que nous avons rencontrés a été l'observation sur une même acquisition d'au moins trois raies d'une même espèce. En effet le spectrographe que nous utilisons, dans sa configuration initiale permettait l'observation d'une plage de valeur d'environ 60 nm en utilisant le réseau à 300 $traits/mm$. Cette plage d'observation n'est pas suffisamment large pour observer sur une même exposition les trois raies d'oxygène atomique que nous avons présentées dans la partie 3.1 du chapitre 2. Nous avons d'abord cherché d'autres candidats en effectuant un balayage complet du spectre sans succès. Soit les raies d'émissions étaient trop espacées, soit les caractéristiques de la transition manquaient (c'est notamment le cas pour les raies de tungstène atomique). Nous avons aussi tenté de faire apparaître des raies en ajoutant du permanganate de potassium, composé d'ion potassium K^+ et d'ions permanganate MnO_4^-. De nouveau, les raies d'émissions qui se sont ajoutées au spectre étaient trop éloignées les unes des autres pour effectuer la mesure sur une fenêtre d'acquisition. L'ensemble des raies d'émissions que nous avons identifiées sur les différents balayages sont présentées dans l'annexe B.

Les raies d'émission d'oxygène atomique que nous avons utilisées pour mesurer la température dans les résultats qui seront présentés ont nécessité l'installation d'un réseau 120 $traits/mm$ permettant l'observation d'une plage de valeur d'environ 140 nm. Pour rappel les raies d'émission utilisées sont :

$\lambda(nm)$	g_i	E_j	E_i	A_{ij} $(10^7 s^{-1})$	f_{ij}
715.67	5	12.73	14.46	5.05	0.388
777.34	15	9.15	10.74	3.69	0.363
844.65	9	9.52	10.99	3.22	0.447

TABLE 3.1 – Caractéristiques des différentes transitions associées aux raies spectrales [104, 105]

Un exemple d'un spectre où sont observées les trois raies d'oxygène atomique utilisées pour construire le diagramme de Boltzmann est présenté sur la figure 3.20 :

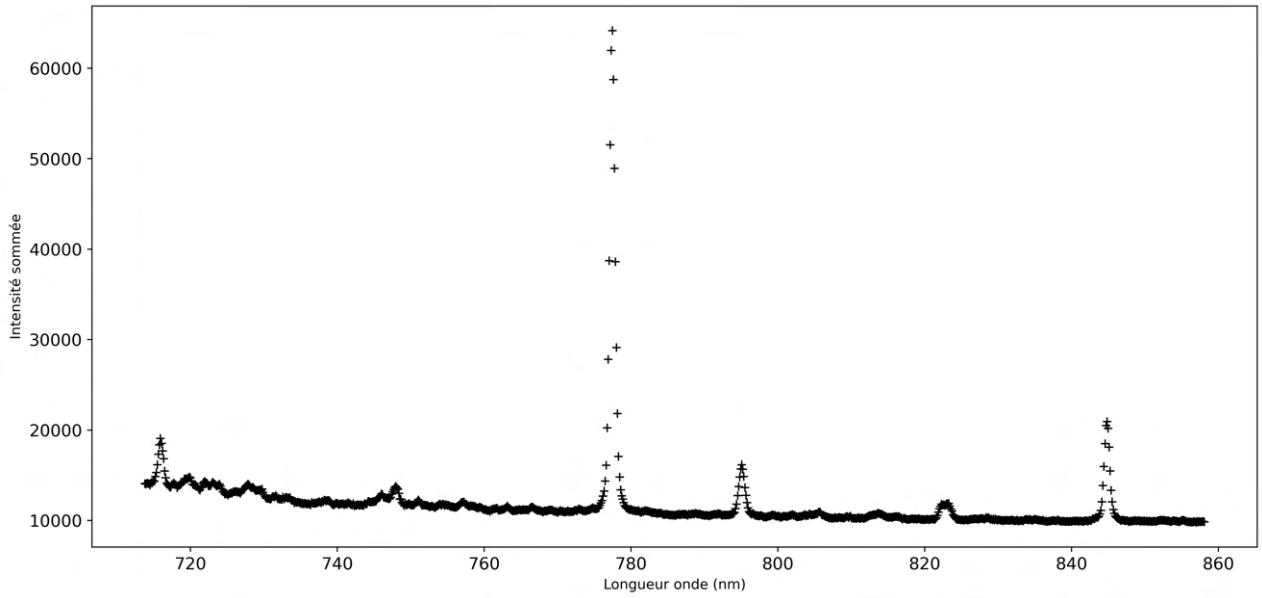


FIGURE 3.20 – Exemple d'un spectre observé à environ $1ms$ avec le réseau 120 tr/mm

On remarque sur le spectre que le triplet d'oxygène à $777.3nm$ est de loin le plus émissif et la raie d'oxygène à $715.7nm$ la moins émissive. C'est en accord avec les courbes d'émissivité en fonction de la température présentées dans la partie 3 du chapitre 2. On remarque que la raie d'oxygène à $777.3nm$ est définie par peu de points, ceci est du à la résolution du spectrographe de $0.14nm$ avec le réseau 120 $traits/mm$ mais c'est nécessaire pour observer les trois raies d'oxygène présentées dans la table 3.1 sur une même acquisition.

3.1.2 Conditions d'acquisition

Tous les résultats de température obtenus par la méthode du diagramme de Boltzmann qui seront présentés dans ce chapitre utilisent les réglages du spectrographe et de la caméra suivants :

Réglage	Valeur
Nombre de lignes exposées	16 $lignes$
Vitesse de transfert	3.2 $\mu s/ligne$
Temps d'exposition	200 μs
Densité du réseau	120 $traits/mm$
Réseau blazé de pas	410 nm
Élargissement d'appareil	0.6 nm
Résolution	0.14 nm
Longueur d'onde centrée	785 nm

TABLE 3.2 – Réglages caméra et spectrographe pour l'acquisition des raies d'oxygène atomique présentées sur la table 3.1

3.1.3 Correction en longueur d'onde de la chaine d'acquisition

La mesure de la température par la méthode du diagramme de Boltzmann repose sur la mesure de l'émissivité relative des raies d'émission. Dès lors il est nécessaire de corriger la réponse en longueur d'onde du système optique. En effet la réponse du spectrographe et de sa caméra n'est pas la même pour toutes les longueurs d'ondes. Sur le chemin optique (cf figure 3.2) le hublot du réacteur, le collimateur à miroir et la fibre optique perturbent également la réponse en longueur d'onde. Nous avons donc effectué un étalonnage avec une lampe à ruban de tungstène OSRAM type WI 17/G placée derrière le hublot du réacteur et illuminant le collimateur à miroir, i.e en lieu et place de l'arc électrique quand il est présent. Cette lampe est calibrée et le constructeur indique que le filament de tungstène est à $2856K$ pour un courant d'alimentation de la lampe de $15.7A$. La transmission de la fenêtre en Quartz de la lampe est donnée par le constructeur, elle est constante pour les longueurs d'ondes observées. La transmission de cette fenêtre en fonction de la longueur d'onde est fournie dans l'annexe C. L'émissivité du tungstène est donnée par les mesures effectuées par DeVos [109]. La température du ruban de tungstène de notre lampe est légèrement plus élevée que la courbe la plus chaude présentée dans cette étude. L'émissivité a donc été extrapolée. Les courbes d'émissivité en fonction de la longueur d'onde et de la température sont présentées sur l'annexe C. L'émissivité dont nous parlons ici correspond au rapport de la luminance du corps réel sur la luminance du corps noir porté à la même température. Pour la comparer, l'émission attendue à la grandeur mesurée par le spectrographe (en unité arbitraire), qui est proportionnelle à la luminance, il faut donc multiplier cette émissivité extrapolée par la luminance du corps noir. La luminance du tungstène, à une température donnée en fonction de la longueur d'onde, est donnée par la relation :

$$L_{T_{lampe}}(\lambda) = \alpha_{T_{lampe}}(\lambda) B_{T_{lampe}}(\lambda) \tag{3.1}$$

Avec $L_{T_{lampe}}(\lambda)$ la luminance du tungstène à la température de la lampe ($2856K$) en fonction de la longueur d'onde, $\alpha_{T_{lampe}}(\lambda)$ l'émissivité du tungstène à la température de la lampe, $B_{T_{lampe}}(\lambda)$ la luminance du corps noir à la température de la lampe.

Nous avons réalisé une mesure étalon avec la lampe en lieu et place de l'arc électrique et pour chaque spectre obtenu la luminance corrigée est donnée par :

$$L_{corrigee} = \frac{L_{T_{lampe}}}{L_{etalon}} L_{mesuree} \tag{3.2}$$

Cette correction sera appliquée à tous les spectres utilisés pour effectuer un diagramme de Boltzmann.

3.1.4 Prise en compte de l'absorption de l'eau

Il était complexe d'effectuer l'étalonnage en intensité décrit dans la partie précédente en présence d'eau dans le réacteur c'est pourquoi l'effet de l'absorption de l'eau doit être considéré séparément. L'absorption causée par l'eau liquide suit une loi de Beer-Lambert :

$$L_{mesuree} = L_{arc}\, e^{-\mu(\lambda) l} \tag{3.3}$$

Le coefficient $\mu(\lambda)$ dépend de la longueur d'onde. Il est donné par les valeurs du coefficient d'absorption linéique de l'eau, tabulé dans l'article de Hale et al. [110]. L'épaisseur d'eau traversée l est estimée à partir des dimensions du réacteur et de la dimension de la bulle, mesurée avec la caméra rapide pour chaque série de paramètres de décharge.

3.1.5 Prise en compte de l'auto-absorption

Les raies d'oxygène atomiques utilisées pour construire le diagramme de Boltzmann présentées sur la table 3.1 ne sont pas toutes affectées par l'auto-absorption de la même manière. En effet, pour chaque raie, l'intensité mesurée correspond au flux de rayonnement sortant du plasma, i.e. le rayonnement émis mais aussi réabsorbé par le plasma. Ainsi le flux de rayonnement sortant dépend des conditions d'émission, de la composition, de la pression, de la température du plasma mais aussi de son épaisseur. La mesure de la température par la méthode du diagramme de Boltzmann repose sur l'interprétation de l'intensité relative des raies considérées. Dans le cas où les raies ne sont pas affectées par l'auto-absorption de la même manière il est nécessaire de corriger les valeurs mesurées. Dans notre cas, le triplet à $777.3nm$ est fortement auto-absorbé alors que la raie à $715.7nm$ ne l'est presque pas [111]. Dans leurs travaux Hannachi et al. [111] ont considéré que la raie à $715.7nm$ a un niveau inférieur d'énergie de transition suffisamment haut pour que l'auto-absorption soit négligeable. Le plasma de leur étude est principalement composé d'eau, à des températures similaires à nos mesures et la pression est estimée au plus à $3bar$. Bien que nous considérerons des pressions allant jusqu'à $10bar$, nous ne considérerons pas d'auto-absorption pour la raie à $715.7nm$ non plus.

Une méthode utilisée pour corriger l'effet de l'auto-absorption sur la mesure est de calculer, pour chaque raie, le facteur de fuite. Le facteur de fuite représente le rapport entre le flux réel de rayonnement sortant du plasma et celui qui serait émis sans auto-absorption. L'expression du facteur de fuite fait intervenir la forme du profil de raie $P(\lambda)$. La méthode de calcul de ces facteurs est présentée dans la thèse de R. Hannachi [59]. Ils ont été calculés, dans notre cas, pour de l'eau pure entre $10kK$ et $20kK$ jusqu'à $10bar$.

A partir des premières informations de température obtenues sur les mesures par la méthode du diagramme de Boltzmann sans correction de l'auto-absorption nous avons déterminé que la température se trouvait proche bien que légèrement supérieure à la température pour laquelle les facteurs de fuite étaient les plus faibles (auto-absorption forte). Nous avons choisi d'utiliser les facteurs de fuites pour un plasma d'eau à $15kK$, température pour laquelle la plupart des coefficients étaient les plus faibles. Cette précaution devrait permettre d'encadrer nos résultats en surestimant légèrement l'effet de l'auto-absorption si la température du plasma est plus faible ou plus élevée.

L'épaisseur du plasma influence l'auto-absorption et par conséquent le facteur de fuite. Hannachi et al. ont montré, via une étude paramétrique sur l'influence du rayon de cœur d'un plasma d'eau homogène en température, que l'essentiel de l'auto-absorption est réalisée sur le premier millimètre de plasma [112].

La dimension du cœur du plasma qui sera utilisé pour le facteur de fuite a été déterminée sur les images réalisées avec le filtre passe bande $H\alpha$. Nous avons mesuré le diamètre du cœur de plasma au centre de l'espace inter-électrode sur chaque décharge en prenant pour valeur seuil 10% de l'intensité maximum présente en général au centre. Nous avons considéré que

la limite du cœur du plasma est fixé par la zone dont la température correspond à 80% de la température maximale. En considérant l'émissivité calculée pour la raie $H\alpha$ à $3bar$ et présentée dans le chapitre 2 et en considérant une température maximale de $15kK$, l'émissivité à la température seuil correspond à 10% de celle à la température maximale. Tous ces ordres de grandeurs ont été choisi à partir des premiers éléments de mesure dont nous disposions, sans correction. Pour chaque série de paramètres de décharge on obtient un diamètre moyen qui varie peu au cours de la décharge. Nous avons déterminé, à partir des images, que seul l'espace inter-électrodes influençait ce paramètre. Etant donné que nous avons mesuré des diamètres de cœur de plusieurs millimètres et que nous avons considéré une température maximale pour laquelle l'auto-absorption est maximale, en s'appuyant sur les observations réalisées par Hannachi et al. [112] nous négligerons la contribution à l'auto-absorption du reste du plasma. Les facteurs de fuites et les dimensions utilisées sont présentées sur les tables 3.3, 3.4 et 3.5 :

Pression (bar)	$R_p = 5mm$	$R_p = 6mm$	$R_p = 8mm$
1	0.52	0.49	0.42
3	0.34	0.32	0.28
5	0.29	0.27	0.24
10	0.23	0.22	0.19

Table 3.3 – Facteurs de fuite pour la raie 777.34nm

Pression (bar)	$R_p = 5mm$	$R_p = 6mm$	$R_p = 8mm$
1	0.78	0.75	0.69
3	0.61	0.58	0.52
5	0.54	0.51	0.45
10	0.45	0.43	0.37

Table 3.4 – Facteurs de fuite pour la raie 844.65nm

Espace inter-électrodes (mm)	3	5	8	10
Diamètre du cœur (mm)	5	5	8	6

Table 3.5 – Diamètres du cœur chaud pour différents espaces inter-électrodes

Dans chaque configuration de décharge, un diamètre de cœur chaud a été déterminé. Les facteurs de fuite ont quand a eux été calculés en considérant une sphère isotherme de plasma dont le rayon est donné dans les tables 3.3 et 3.4. Compte tenu de la faible importance de l'épaisseur de plasma sur le facteur de fuite pour des rayons de plusieurs millimètre et de notre volonté de surestimer l'effet de l'auto-absorption, nous avons décidé d'utiliser les diamètres mesurés comme rayon de cœur pour le calcul du facteur de fuite. Cette surestimation du rayon nous permet de conserver une différence d'auto-absorption entre les différentes configurations de décharge basée sur les dimensions mesurées expérimentalement.

3.1.6 Prise en compte des incertitudes

La source d'incertitude principale est celle qui concerne les probabilités de transition associées aux différentes raies utilisées. Ces incertitudes expérimentales sur la détermination de ces coefficients sont indépendantes de notre dispositif expérimental et ne peuvent pas être éliminées. Elles sont données pour les raies que nous avons utilisées sur la table 3.6.

$\lambda(nm)$	Classe d'incertitude	$\frac{\Delta A_{ij}}{A_{ij}}$ (%)
715.67	B	$< 10\%$
777.34	A	$< 3\%$
844.65	B	$< 10\%$

TABLE 3.6 – Incertitudes sur les coefficients A_{ij} associées aux raies spectrales [113]

Une autre source d'incertitude est l'absorption de la lumière par l'eau liquide. Elle a été corrigée en prenant une épaisseur d'eau correspondant à la distance entre l'interface de la bulle et le hublot. Nous avons déterminé une enveloppe avec un rayon moyen, un rayon minimal et un rayon maximal permettant de décrire l'évolution du rayon de la bulle au cours du temps dans toutes les configurations de décharge (les profils d'évolution du rayon de la bulle utilisés sont données en annexe C). Une incertitude sur l'estimation du fond continu est également prise en compte. Cette incertitude affecte la valeur de l'intensité mesurée. Le fond continu est encadré, la méthode est décrite en détail dans l'annexe C. Pour chaque intensité mesurée, une valeur haute et une valeur basse de cette intensité sont également estimées. La valeur haute de l'intensité est déterminée en sous-estimant le fond continu et en surestimant l'absorption de l'eau. Pour la valeur basse, c'est l'inverse. A chaque point du diagramme de Boltzmann on associe une valeur haute et une valeur basse à partir de ces intensités estimées et en tenant compte de l'incertitude sur les coefficients A_{ij} des raies spectrales. L'incertitude sur la température est ensuite déterminée à partir de la pente, la méthode est donnée en annexe C.

3.2 Mesure de l'élargissement des raies d'hydrogène par effet Stark

3.2.1 Traitement raie H_β

Généralement, parmi les raies d'émission de l'hydrogène atomique, H_β est le meilleur choix pour la mesure de la densité électronique d'un plasma [82]. Cependant la difficulté que nous avons à observer cette raie sur notre plasma rend son exploitation délicate. En effet la raie H_β disparaît rapidement des observations au cours de la décharge au profit d'autres raies plus fines. La figure 3.21 illustre cette disparition de la raie sur les spectres observés.

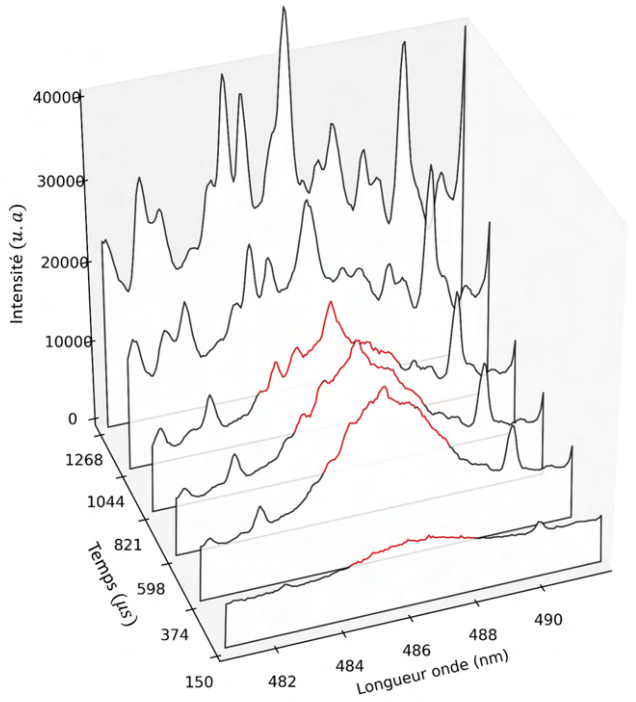


FIGURE 3.21 – Disparition de la raie H_β sur un spectre résolu temporellement

Le profil de cette raie reste exploitable et son élargissement mesurable sur quelques expositions. Expérimentalement nous avons utilisé le modèle Voigt de la bibliothèque LMfit afin d'approcher le profil de la raie. C'est sur ce profil d'ajustement que nous réalisons les mesures de largeur à mi-hauteur et de largeur à mi-aire. Cette technique est utilisée afin d'éviter que la présence de raies d'émission parasites, présentes sur le profil mesuré, ne perturbent la mesure. La figure 3.22 présente un profil mesuré et son profil d'ajustement.

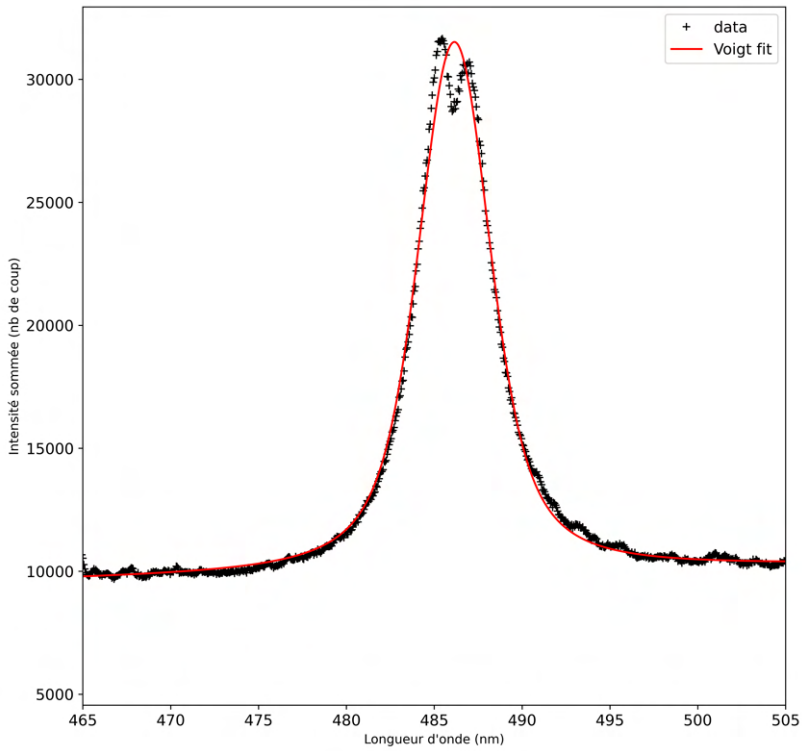


FIGURE 3.22 – Acquisition de la raie $H\beta$ et courbe d'ajustement

A partir de cette mesure les deux formules proposées par Gigosos et al. [83] et présentées dans la partie 1.1.2.4 du chapitre 2 sont utilisées. Sur la mesure de la largeur à mi-hauteur nous pouvons déduire la partie lorentzienne de cet élargissement attribuée uniquement à l'effet Stark. La partie gaussienne est la résultante de deux élargissements : celui du à l'élargissement d'appareil dont la largeur à mi-hauteur mesurée vaut $0.3nm$; et celui du à l'élargissement Doppler dont la largeur à mi-hauteur est comprise entre $0.05nm$ à $10kK$ et $0.07nm$ à $20kK$. La composante Doppler a été calculée à partir de la formule donnée dans la partie 1.1.1.5 du chapitre 2. La composante gaussienne de l'élargissement a donc été estimée à $0.3nm$. En ce qui concerne la composante lorentzienne : l'élargissement Van der Waals a été négligé devant l'élargissement Stark. Cet élargissement a été estimé pour un plasma d'hélium compris entre $10kK$ et $20kK$ et à 3 bar être de largeur à mi-hauteur de l'ordre de $10^{-2}nm$ au maximum dans les travaux de T. H. V. Nguyen [114]. L'incertitude sur le paramètre FWHM donné par le module LMfit [115]. Dans l'exemple donné la courbe d'ajustement est un modèle composite composé d'un profil de Voigt et d'une composante linéaire pour prendre en compte le fond continu. La figure 3.23 présente le cas d'un spectre de la raie $H\beta$ obtenu pour une décharge avec une tension de charge de $250V$ et un espace inter-électrodes de $3mm$. Sur ce spectre un nombre important de raies d'émission parasites rendent l'ajustement de la raie $H\beta$ délicat.

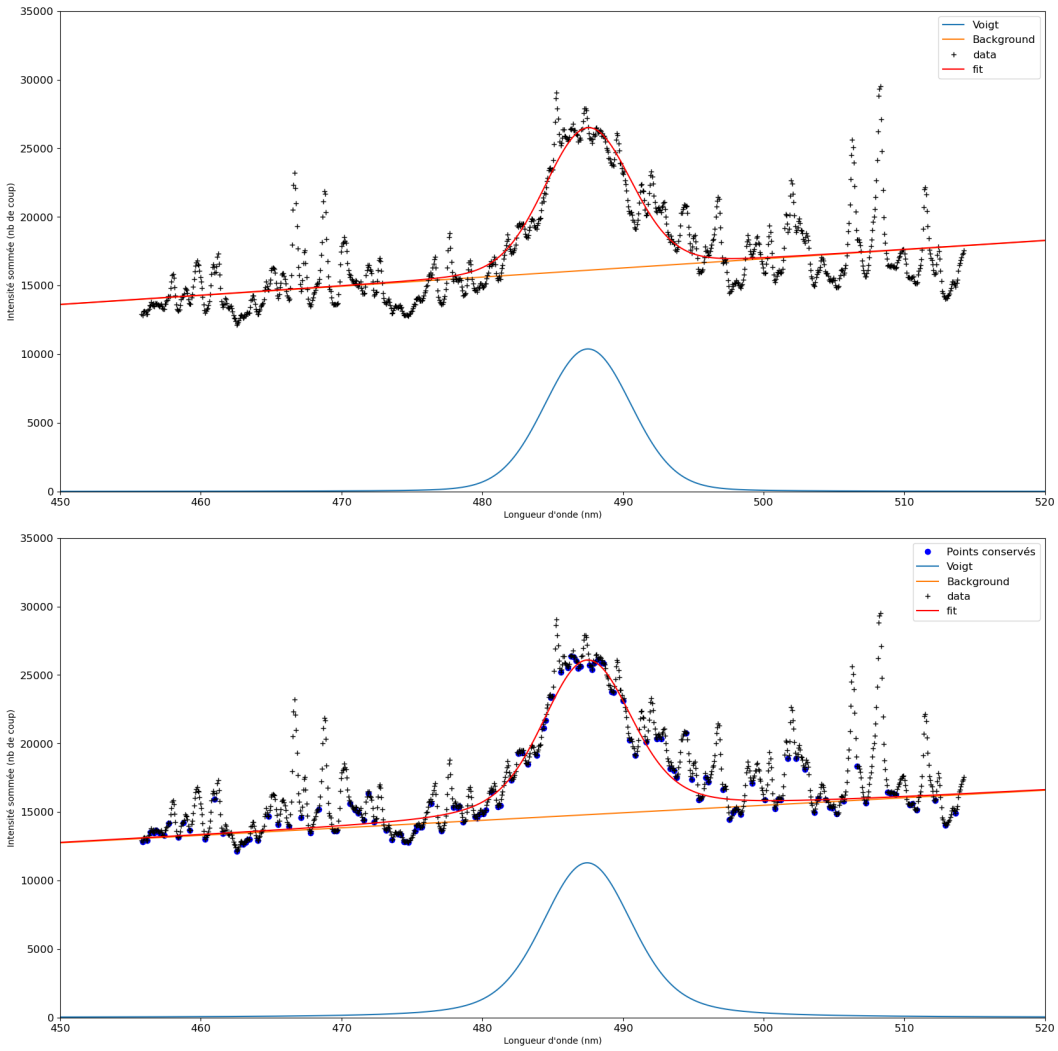


FIGURE 3.23 – Acquisition de la raie $H\beta$ et courbe d'ajustement, en haut sans sélection des points et en bas en sélectionnant les points

Sur la figure 3.23 la courbe d'ajustement présentée en bas a été réalisée en sélectionnant des points correspondants à des minima locaux à l'aide d'une fonction native Python. Ces points correspondent généralement à des creux se trouvant entre les raies parasites et permettent un meilleur ajustement, notamment au niveau des ailes de la raie $H\beta$.

3.2.2 Traitement raie H_α

La raie d'hydrogène $H\alpha$ n'est pas la raie de choix pour mesurer la densité électronique d'un plasma, notamment si les densités électroniques mesurées dépassent $10^{23}m^{-3}$ [82]. Cette raie présente néanmoins l'avantage d'être observable et exploitable sur toutes les acquisitions. Nous avons utilisé le modèle lorentzien de la bibliothèque LMfit afin d'approcher le profil de la raie. C'est ce modèle qui donnait les meilleurs résultats. La figure 3.24 présente un profil mesuré et son profil d'ajustement.

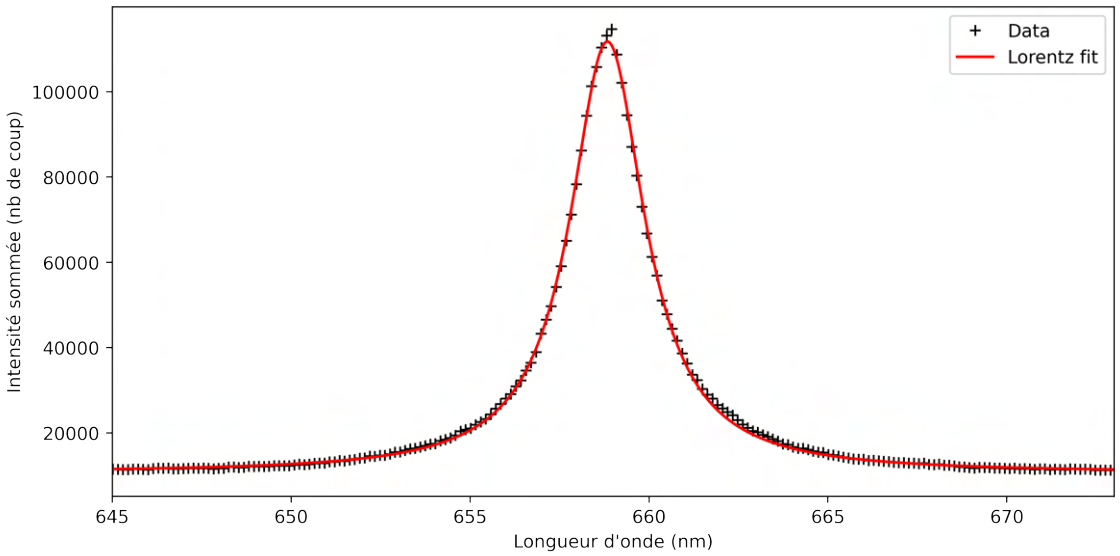


FIGURE 3.24 – Acquisition de la raie $H\alpha$ et courbe d'ajustement

La courbe d'ajustement est un modèle composite composé d'un profil lorentzien et d'une composante linéaire pour prendre en compte le fond continu. On observe que le profil lorentzien ne parvient pas à capturer le maximum d'amplitude de la raie, ce qui entrainera dans les résultats une surestimation de l'élargissaient de la raie et donc de la densité électronique mesurée.

L'incertitude sur la densité électronique déduite de l'incertitude sur l'ajustement des raies $H\alpha$ est particulièrement faible et ne reflète pas l'incertitude réelle totale sur la mesure. La figure 3.25 présente l'évolution de la densité électronique mesurée sur $H\alpha$ à partir de la formule 2.22 avec son incertitude pour une décharge réalisée avec un espace inter-électrodes de $3mm$ à $250V$ de charge.

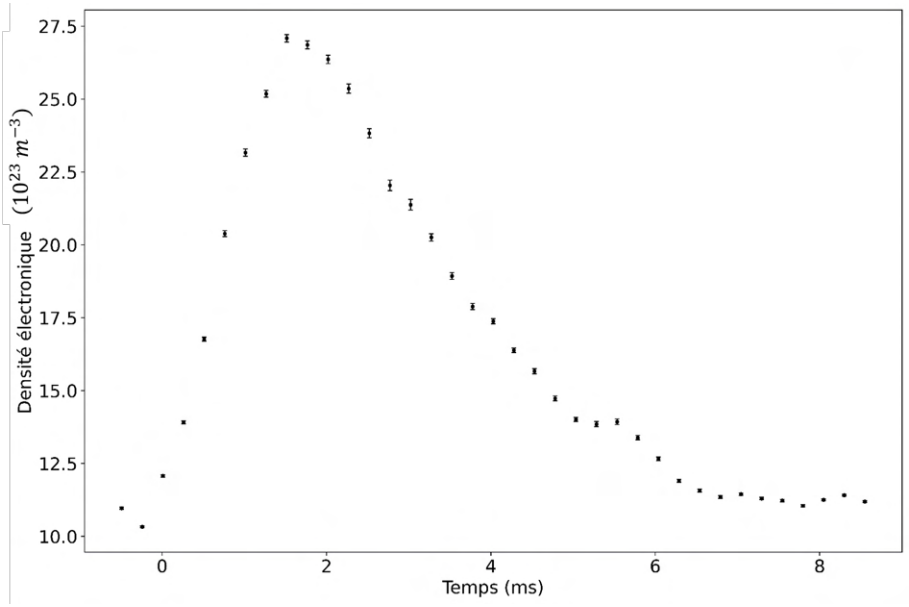


FIGURE 3.25 – Evolution de la densité électronique mesurée sur $H\alpha$ pour une décharge avec $3mm$ d'espace inter-électrodes et $250V$ de tension de charge

Gigosos et al. [83] ne donnent pas d'informations sur l'incertitude associée à la determination de la densité électronique à partir de l'équation 2.21. T. Tmenova [64] présente des mesures de densité électroniques sur une décharge très proche de la notre et s'appuie sur les travaux de Gigosos et al. [83] corrigés par Konjevic et al. [85]. Pour ses mesures réalisées sur la raie $H\alpha$ elle présente des résultats avec des incertitudes de l'ordre de $\pm 50\%$.

3.2.3 Conditions d'acquisition

Tous les résultats, obtenus à partir des spectres des raies $H\alpha$ et $H\beta$, qui seront présentés dans ce chapitre utilisent les réglages du spectrographe et de la caméra suivants :

Réglage	
Nombre de lignes exposées	16 $lignes$
Vitesse de transfert	3.2 $\mu s/ligne$
Temps d'exposition	200 μs
Densité du réseau	300 $traits/mm$
Réseau blazé de pas	500 nm
Résolution	0.06 nm
Élargissement d'appareil	0.3 nm
Longueur d'onde du centre H_α	656 nm
Longueur d'onde du centre H_β	486 nm

TABLE 3.7 – Réglages caméra et spectrographe pour l'acquisition des raies d'hydrogène atomique H_α et H_β

4 Résultats

Dans cette partie des mesures ont été effectuées dans différentes configurations. Différents espaces inter-électrodes (3, 5, 8, 10mm) ont été imposés avec une tension de charge du banc de capacité de 250V. Différentes tensions de charges (200, 250, 300V) avec un espace inter-électrodes de 8mm ont été testées. Les acquisitions des spectres de la raie $H\beta$ ont été répétées au moins deux fois par configuration. Celles de la raie $H\alpha$ ont été répétées au moins trois fois. Les acquisitions des spectres des raies d'oxygène atomique utilisées pour le diagramme de Boltzmann ont été répétées au moins cinq fois pour chaque configuration. Pour chaque configuration, au moins dix mesures du courant et de la tension ont été réalisées. Enfin, au moins cinq acquisitions de la dynamique de la bulle et cinq acquisitions avec un filtre interférentiel passe-bande ont été réalisées avec la caméra rapide pour chaque configuration.

4.1 Mesure de la température

Dans cette partie nous présenterons les mesures de température réalisées par la méthode du diagramme de Boltzmann. Cette mesure est, dans l'hypothèse d'un plasma à l'E.T.L, indépendante de la pression du plasma. Elle est cependant affectée par l'auto-absorption des raies d'émission utilisées qui est d'autant plus importante que la pression du plasma est élevée et que le plasma est épais (cf. partie 3.1.5). La figure 3.26 montre l'évolution de la température au cours d'une décharge réalisée à 200V de tension de charge et 8mm d'espace inter-électrodes.

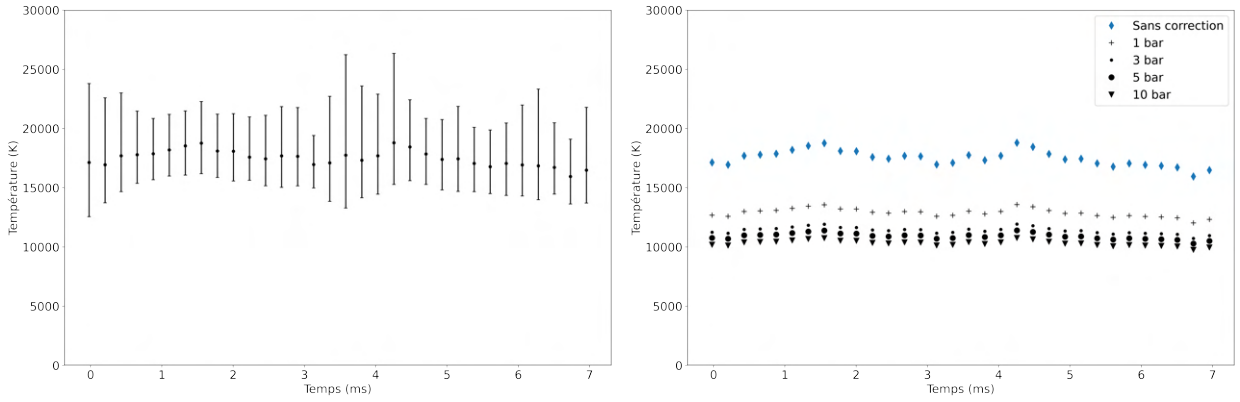


FIGURE 3.26 – Evolution de la température mesurée par la méthode du diagramme de Boltzmann pour une décharge réalisée avec une tension de charge de 200V et un espace inter-électrodes de 8mm. A gauche : résultats sans correction de l'auto-absorption et avec les incertitudes. A droite : résultats avec correction de l'auto-absorption

Sur la figure 3.26 on observe que la température mesurée, sans tenir compte de l'auto-absorption, varie peu au cours de la décharge. La prise en compte de l'auto-absorption n'a pas d'effet sur cette absence de variation de la température puisque nous avons considéré des coefficients d'auto-absorption fixes, ie. pour une pression et une température de plasma fixée. La correction des effets de l'auto-absorption a pour effet de diminuer la température mesurée. On notera que la température mesurée diminue fortement entre la mesure sans

correction et les mesures corrigées mais qu'elle diminue de manière moins importante entre les différentes valeurs de correction, ie. lorsque la pression du plasma, et donc l'importance de l'auto-absorption, augmente.

Pour chaque mesure réalisée la température moyenne est calculée avec et sans correction des effets de l'auto-absorption. Les tables 3.8 et 3.9 présentent les résultats moyens par configuration de décharge. La valeur moyenne sur la durée de chaque décharge est calculée et les résultats présentés ici correspondent à la moyenne sur les cinq décharges réalisées dans chaque configuration de cette moyenne temporelle.

$U_{charge}(V)$	$T\ (kK)$	$\frac{3\sigma}{T}$	$\frac{\Delta_{moy}T}{T}$	$T_{P=1bar}$	$T_{P=3bar}$	$T_{P=5bar}$	$T_{P=10bar}(kK)$
200	17.6	7%	27%	13	11.4	11	10.4
250	18.1	6%	25%	13.2	11.6	11.1	10.5
300	18.8	7%	31%	13.5	11.9	11.4	10.7

TABLE 3.8 – Moyennes des températures mesurées en fonction de la tension de charge pour des décharges réalisées avec un espace inter-électrodes de $8mm$

$Gap(mm)$	$T\ (kK)$	$\frac{3\sigma}{T}$	$\frac{\Delta_{moy}T}{T}$	$T_{P=1bar}$	$T_{P=3bar}$	$T_{P=5bar}$	$T_{P=10bar}(kK)$
3	19.3	8%	45%	14.9	12.9	12.3	11.6
5	18.9	5%	35%	14.6	12.7	12.1	11.4
8	18.1	6%	25%	13.2	11.6	11.1	10.5
10	17.8	8%	33%	13.6	12	11.4	10.8

TABLE 3.9 – Moyennes des températures mesurées en fonction de l'espace inter-électrodes pour des décharges réalisées avec une tension de charge de $250V$

Sur les tables 3.8 et 3.9 on observe que la dispersion de la température moyenne entre les différentes décharges est faible comparativement à l'incertitude moyenne sur les points de mesure. Une grande part de l'incertitude sur la mesure est due à l'incertitude sur les probabilités de transition A_{ij} (cf. table 3.6) associées à chaque raie d'émission. Cette incertitude se répercute sur la mesure de température mais, la probabilité de transition utilisée pour la mesure étant toujours la même, l'incertitude affectera l'exactitude de la mesure mais pas sa précision. C'est pourquoi, en dépit des incertitudes élevées sur la mesure, il est possible d'étudier l'évolution de la température mesurée au travers d'une étude paramétrique. Il est toutefois bon de noter que cette incertitude sur l'exactitude sera toujours présente, quand bien même un grand échantillon statistique sur une mesure répétable est réalisé.

On remarque sur ces mesures que la température moyenne (à pression constante) augmente légèrement avec l'augmentation de la tension de charge du banc et donc de la puissance déposée. Cette augmentation de la température moyenne mesurée de $1.2kK$ entre les configurations à $200V$ et à $300V$ de tension de charge est du même ordre de grandeur que la

dispersion sur la mesure entre les différentes décharges pour une même configuration. Cette augmentation de la température est bien inférieure à l'incertitude moyenne pour ces différentes configurations bien que cette incertitude concerne d'avantage l'exactitude de la mesure que sa précision et ne nous empêche pas d'interpréter des tendances. Une légère augmentation de la température est également observée avec la diminution de l'espace inter-électrodes. Ici encore, cette diminution de $1.5kK$ est du même ordre de grandeur que la dispersion et inférieure à l'incertitude moyenne. Sur la configuration à $3mm$ d'espace inter-électrodes les spectres sont de moins bonne qualité et un certain nombre d'expositions sont inexploitables. Cela se ressent sur l'incertitude qui est plus importante que pour les autres configurations.

Il est important de noter que ces tendances sont observées uniquement si on considère un plasma à pression constante. En effet, en considérant l'effet de l'auto-absorption, une légère augmentation de la pression d'une configuration à l'autre peut totalement compenser la variation de température observée. Si les configurations où la température mesurée est la plus élevée (sans auto-absorption) sont également les configurations où la pression est la plus élevée, il est possible qu'il n'y ait pas réellement d'augmentation de la température pour ces configurations. Il faut également garder à l'esprit que la température maximale du plasma est légèrement plus élevée que celle mesurée. La température mesurée est supérieure à 90% de la valeur maximale réelle du profil de distribution radial de température du plasma (cf. chapitre 2). Ces résultats permettent toutefois d'encadrer la température du plasma dont les valeurs mesurées sont comprises entre $10.4kK$ et $14.9kK$ en tenant compte de l'auto-absorption du plasma. En considérant les résultats de l'étude sur cette mesure réalisée dans la chapitre 2, la température maximale du plasma est comprise entre $10.4kK$ et $16.5kK$.

Nous avions également évoqué dans le chapitre 2 que la présence de raies d'oxygène ionisé OII sur les spectres pouvait être un indicateur de la température. Un indice qui indiquerait que la température du plasma est élevée. Les mesures de température réalisées dans cette partie sont systématiquement inférieures à $20kK$ avec ou sans prise en compte de l'auto-absorption. Ces températures sont faibles pour observer des raies d'OII (cf. partie 3.2.5) et aucune n'a été observée sur ces acquisitions. Sur certaines acquisitions qui n'ont pas été présentées dans cette partie, réalisées avec l'ajout de permanganate de potassium $KMnO_4$ et des tensions de charge plus élevées (environ $400V$), nous pensons avoir observé des raies d'OII (cf. Annexe B). Cependant, compte tenu du nombre important de raies dans cette région $(400 - 500nm)$, il est difficile de l'affirmer.

Les mesures de la température, de la pression et de la densité électronique sont interdépendantes. C'est pourquoi il est difficile de déterminer la température indépendamment de la pression sans une mesure d'intensité qui n'est pas affectée par l'auto-absorption du plasma. La partie suivante est dédiée à la mesure de la densité électronique et la mesure de la pression déduite.

4.2 Mesure de la densité électronique et de la pression

4.2.1 Mesure de la densité électronique

La méthode d'acquisition et de traitement des données permettant la mesure de la densité électronique par mesure de l'élargissement Stark des raies d'hydrogène atomique a été détaillée dans les parties précédentes. Dans cette partie nous présenterons uniquement les résultats de cette mesure.

La figure 3.27 présente la différence de densité électronique mesurée sur la raie $H\beta$ pour une acquisition à partir de deux mesures d'élargissement : la largeur à mi-hauteur FWHM et la largeur à mi-aire FWHA. Ces mesures ont été réalisées à partir des formules 2.18 et 2.19 et de la formule corrigée 2.20.

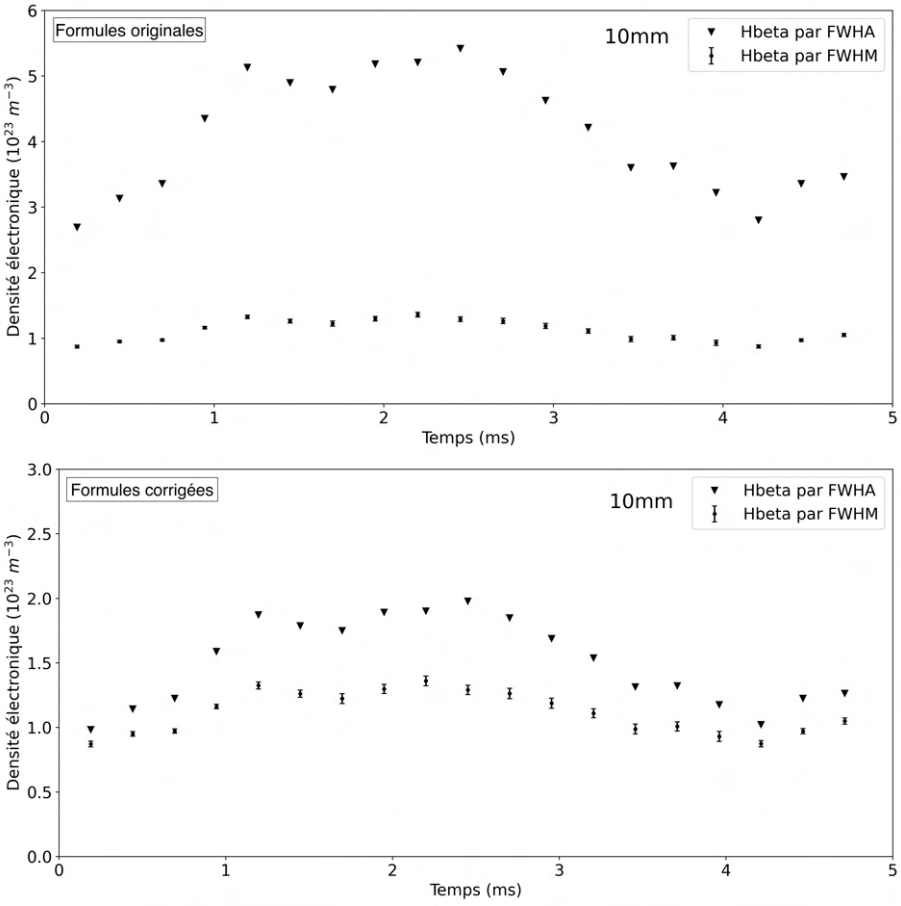


FIGURE 3.27 – Evolution de la densité électronique pour une décharge à 10mm d'espace inter-électrodes et 250V de tension de charge, en haut à partir des formules originales 2.18 et 2.19 de Gigosos et al. [83], en bas à partir des formules corrigées 2.18 et 2.20 par Konjevic et al. [85]

Les mesures présentées sur la figure 3.27 correspondent à la même décharge puisque ce sont deux mesures différentes de l'élargissement de la même raie. Pour rappel, seule la mesure

de la largeur à mi-hauteur tient compte des sources d'élargissement autres que l'effet Stark. Comme évoqué dans la partie 3.2.1 la mesure sur $H\beta$ ne nous permet pas de suivre la densité électronique au delà de quelques millisecondes après le début de la décharge. L'incertitude, représentée ici uniquement sur la mesure par la méthode FWHM, correspond uniquement à l'incertitude d'ajustement du profil de Voigt. L'incertitude est en réalité bien plus importante mais Gigosos et al. [83] ne donnent pas d'informations sur l'incertitude associée à la determination de la densité électronique à partir des équations 2.18 ou 2.19. T. Tmenova [64] présente des mesures de densité électronique sur une décharge très proche de la notre et s'appuie sur les travaux de Gigosos et al. [83] corrigés par Konjevic et al. [85]. Pour ses mesures réalisées sur la raie $H\beta$ elle présente des résultats avec des incertitudes de l'ordre de $\pm 30\%$. Sur la figure 3.27 on observe un écart important entre les valeurs de densité électronique mesurées par les deux méthodes pour les formules originales proposées dans [83]. L'accord entre les deux mesures est bien meilleur pour les formules corrigées proposées dans [85]. Le léger écart qui subsiste entre les deux mesures dans ce dernier cas peut s'expliquer par la prise en compte des autres sources d'élargissement uniquement pour la mesure sur la FWHM ou par la plus grande sensibilité de cette mesure aux perturbateurs ioniques [83].

Afin de représenter l'écart observé entre ces deux mesures, la figure 3.28 présente le rapport entre les densités électroniques mesurées sur la raie $H\beta$ par la méthode FWHM et FWHA à partir des formules 2.18 et 2.20 pour les différentes configurations de décharge. Pour chaque configuration deux acquisitions ont été prise en compte.

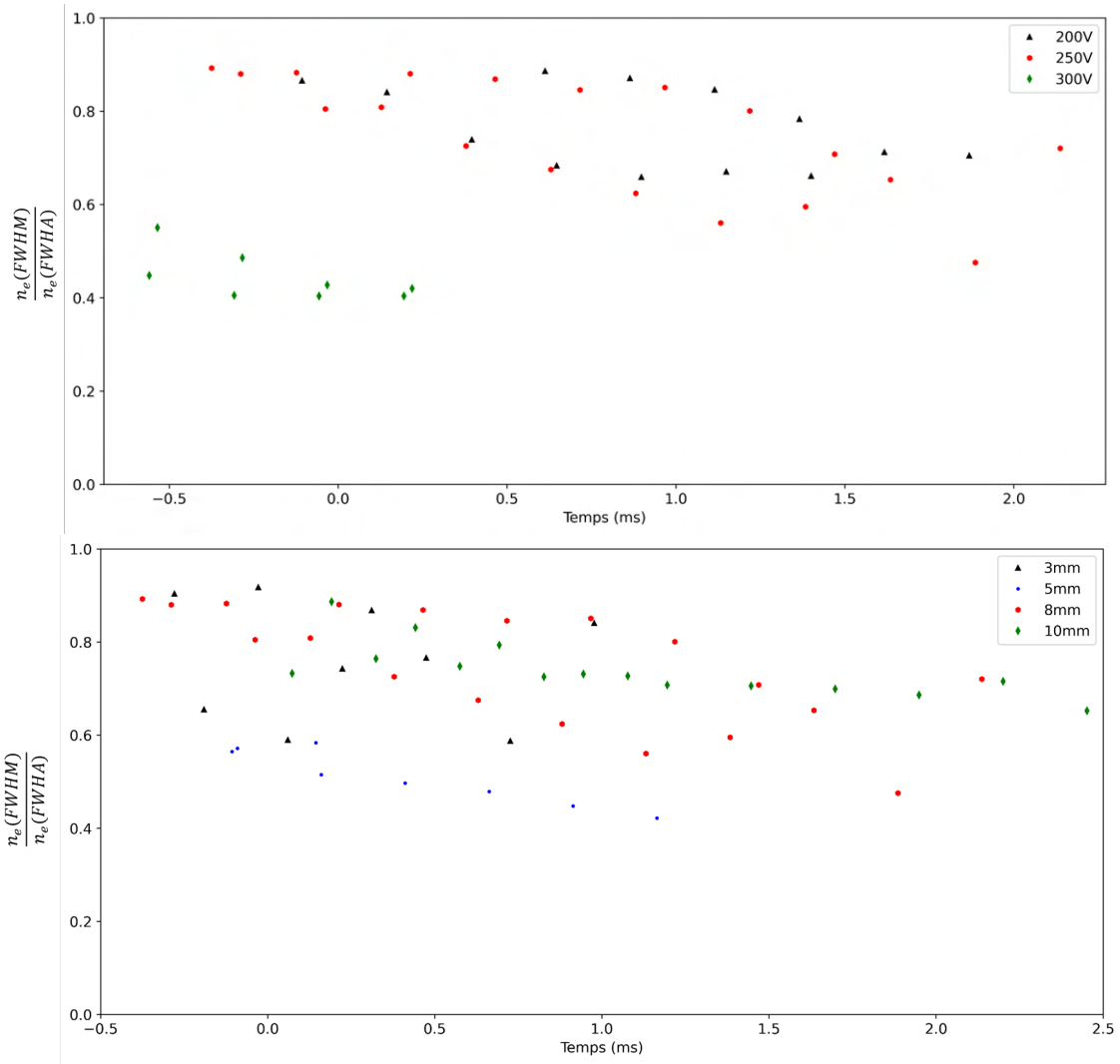


FIGURE 3.28 – Evolution du rapport de la densité électronique pour des décharges d'espace inter-électrodes 3, 5, 8 et 10mm avec 250V de tension de charge et 200V, 250V et 300V de tension de charge pour un espace inter-électrodes de 8mm

La figure 3.28 indique une différence assez faible entre les densités mesurées par les deux méthodes à partir des formules corrigées. Cet écart varie peu au cours de la décharge sur les expositions exploitées. On observe que les configurations à $300V$, $8mm$ d'espace inter-électrodes et à $250V$, $5mm$ présentent un écart plus important entre les deux mesures. Ceci peut être expliqué par une qualité inférieure des spectres obtenus dans ces deux configurations. Des spectres de la raie $H\beta$ sont présentés en annexe D. Toutefois, les spectres obtenus dans la configuration $3mm$, $250V$ sont également de qualité inférieure sans que cela ne se traduise par un écart entre les mesures plus important.

Il est également possible de mesurer de la densité électronique par la mesure de l'élargissement de la raie $H\alpha$ mais il faut vérifier que la mesure n'est pas perturbée par l'auto-absorption de la raie. Afin de valider la mesure de densité électronique réalisée à partir de cette raie les

figures 3.29, 3.30 et 3.31 présentent l'évolution de la densité électronique déterminée par la mesure de l'élargissement Stark des raies d'hydrogène atomique $H\alpha$ et $H\beta$. L'acquisition de ces deux raies ne peut se faire simultanément, les résultats présentés correspondent donc à toutes les décharges réalisées dans des conditions identiques.

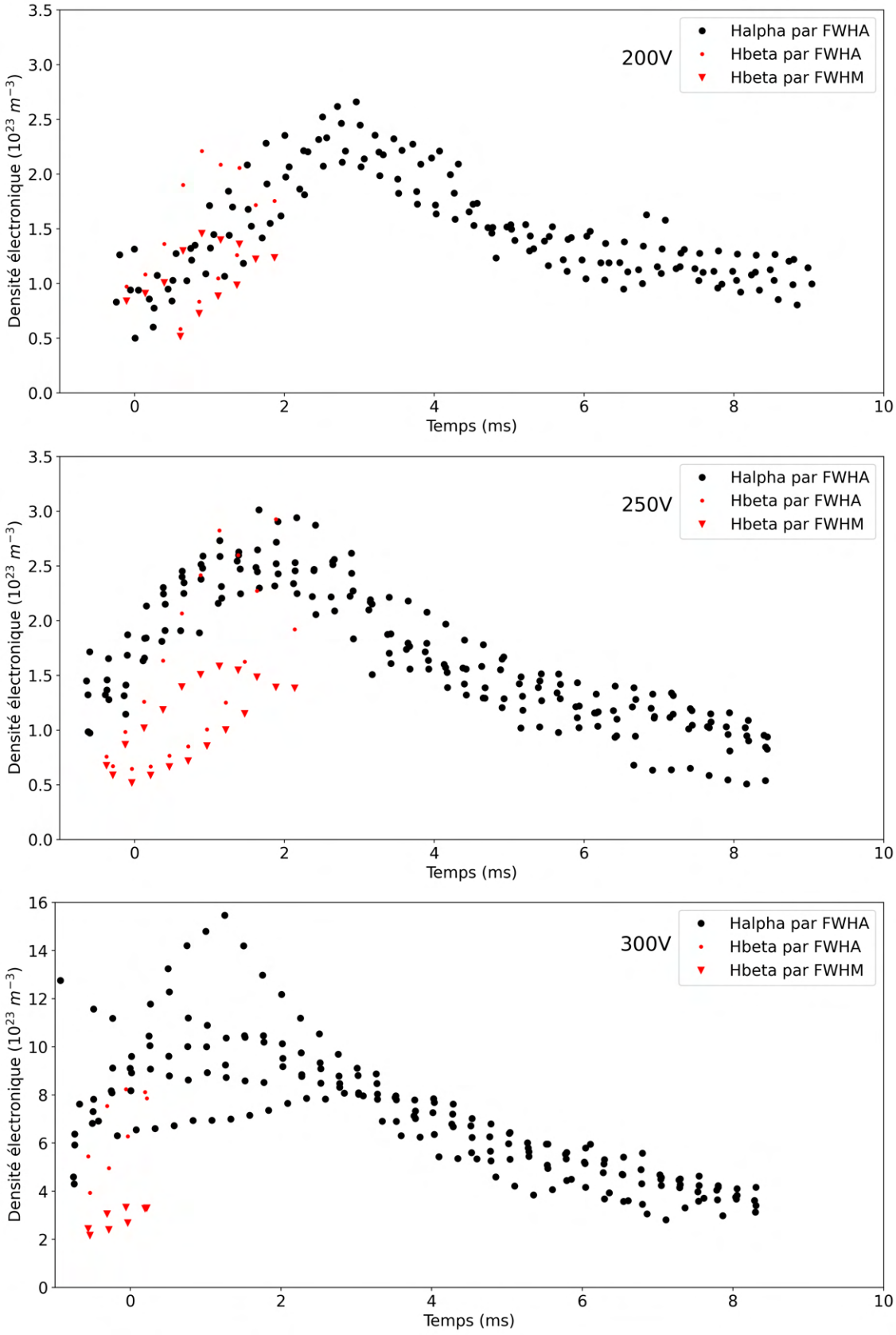


FIGURE 3.29 – Evolution de la densité électronique pour les décharges à 8mm d'espace inter-électrodes et 200V, 250V et 300V de tension de charge

La figure 3.29 montre l'évolution de la densité électronique mesurée sur les raies $H\alpha$ et $H\beta$ pour différentes décharges réalisées avec un espace inter-électrodes de $8mm$ et une tension de charge de $200V$, $250V$ ou $300V$. Sur l'ensemble des acquisitions on observe une augmentation de la densité électronique avec un maximum atteint entre 1 et $3ms$ et une diminution jusqu'à la fin de l'acquisition. Un décalage temporel de ce maximum est observé entre les différentes configurations. Ce décalage semble lié à la méthode utilisée pour fixer l'instant initial (cf. partie 1.2.4). Ainsi, plus la tension de charge est élevée, plus la durée entre le déclenchement de l'alimentation et l'instant initial défini sur la mesure de tension est élevée. Le maximum se présente donc plus tôt pour les tensions de charge plus élevées.

Sur les trois configurations de décharge on observe un bon accord entre les valeurs de densité électronique mesurées sur les raies $H\alpha$ (FWHA) et $H\beta$ (FWHA et FWHM). Il semble toutefois que la densité électronique mesurée sur la raie $H\alpha$ (FWHA) soit légèrement surestimée autour du maximum sur certaines acquisitions réalisées dans la configuration avec une tension de charge de $300V$. Griem [82] indique que la mesure de la densité électronique sur la raie $H\alpha$ n'est pas fiable si la densité électronique dépasse $10^{23}m^{-3}$ en ordre de grandeur (cf. partie 3.2.2). Les valeurs mesurées dans cette configuration avec $300V$ de tension de charge se raprochent de cette limite. Les valeurs maximales de densité électronique relevées sont comprises entre 2 et 3 $10^{23}m^{-3}$ pour les décharges chargées à $200V$. Idem pour les pour les décharges chargées à $250V$ avec, toutefois, des valeurs maximales légèrement supérieure pouvant dépasser 3 $10^{23}m^{-3}$. La densité électronique maximale mesurée pour les décharges à $300V$ semble se situer entre 4 et 16 $10^{23}m^{-3}$. Sur les acquisitions réalisées avec $300V$ de tension de charge, un écart plus important que pour les autres configurations entre les mesures réalisées sur la raie $H\beta$ à partir de la FWHA et FWHM subsiste malgré l'emploi de la formules corrigées 2.20.

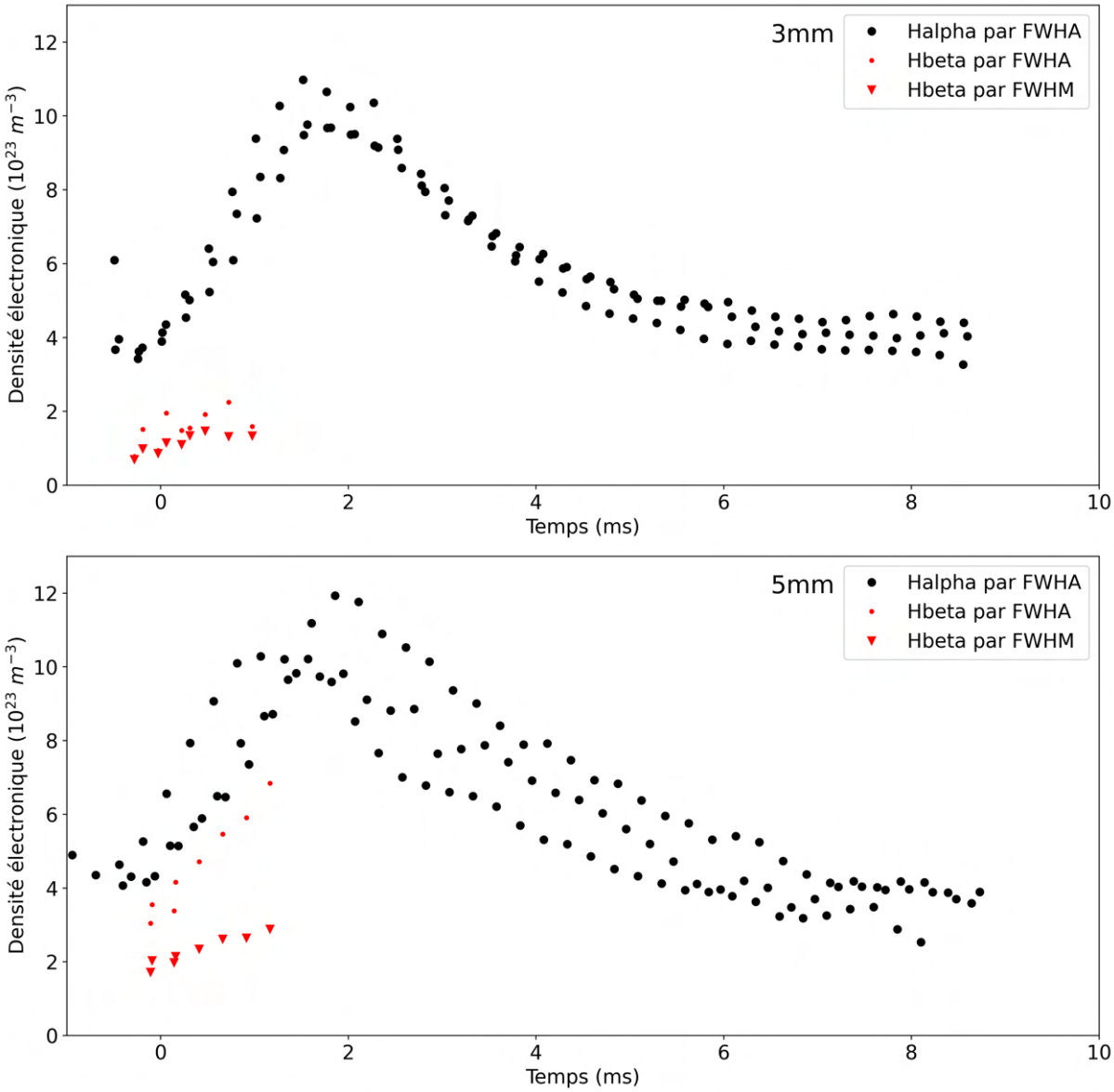


FIGURE 3.30 – Evolution de la densité électronique pour les décharges à 250V de tension de charge et 3 ou 5mm d'espace inter-électrodes

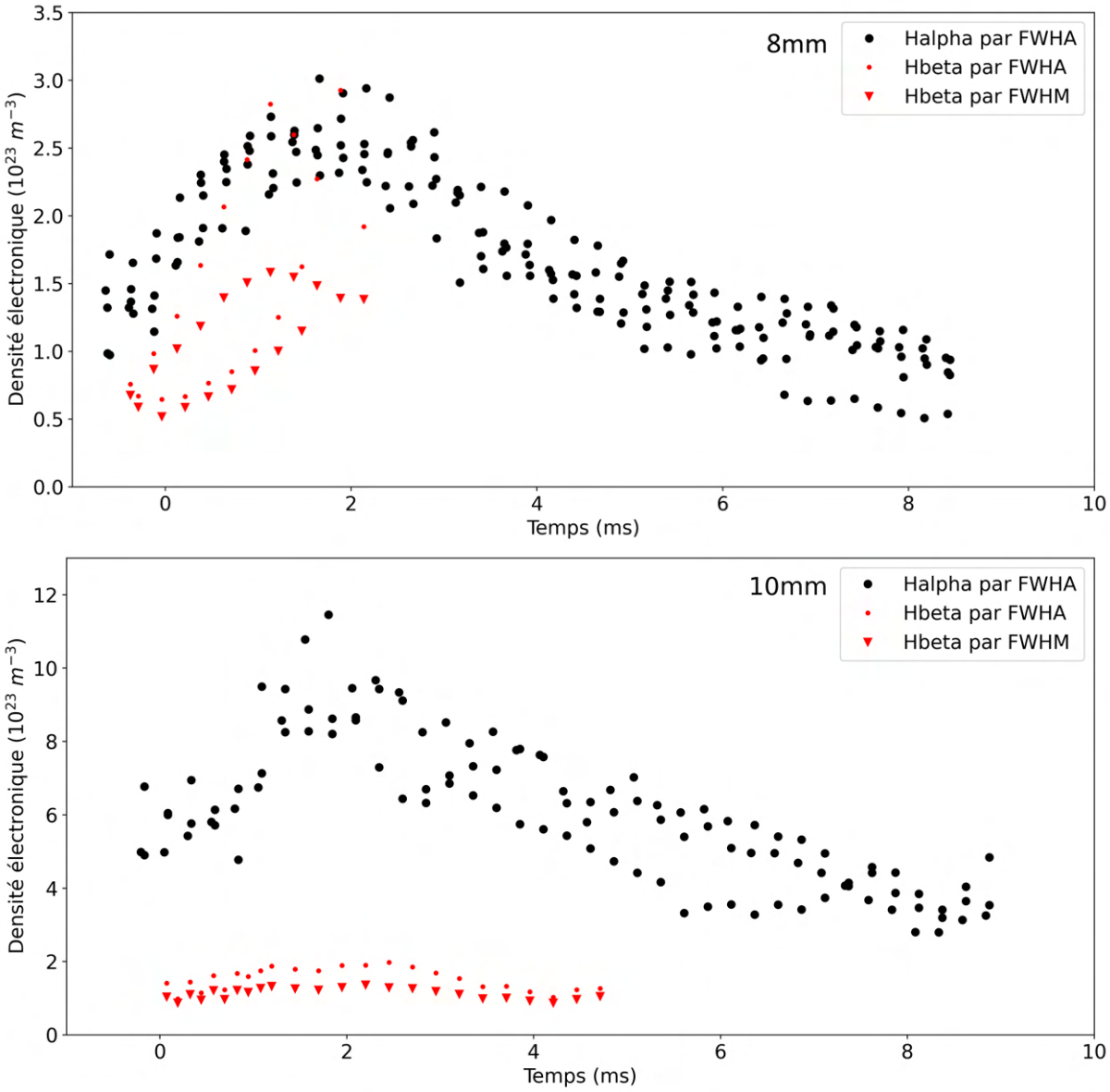


FIGURE 3.31 – Evolution de la densité électronique pour les décharges à 250V de tension de charge et 8 ou 10mm d'espace inter-électrodes

Les figures 3.30 et 3.31 montrent l'évolution de la densité électronique mesurée sur les raies $H\alpha$ et $H\beta$ pour différentes décharges réalisées avec une tension de charge de $250V$. Sur l'ensemble des acquisitions on observe une augmentation de la densité électronique avec un maximum atteint légèrement avant $2ms$ et une diminution jusqu'à la fin de l'acquisition.

Sur ces acquisitions, seules les configurations à $5mm$ et $8mm$ d'espace inter-électrodes présentent un bon accord entre les valeurs de densité électronique mesurées sur les raies $H\alpha$ et $H\beta$. A $5mm$ d'espace inter-électrodes, on constate un écart entre les mesures réalisées sur la raie $H\beta$ à partir de la FWHA et FWHM. Seules les mesures de densité électronique réalisées sur les raies $H\alpha$ et $H\beta$ à partir de la FWHA sont en bon accord. On constate égale-

ment une augmentation des valeurs de densité électronique mesurées dans la configuration à $5mm$ d'espace inter-électrodes par rapport à celle à $8mm$. Les valeurs maximales de densité électroniques relevées sont comprises entre 6 et 12 $10^{23}m^{-3}$ pour les décharges avec $5mm$ d'espace inter-électrodes alors qu'elles sont sont comprises entre 2 et 3.5 $10^{23}m^{-3}$ à $8mm$. Les mesures réalisées sur la raie $H\beta$ deviennent inexploitables avant de capturer le maximum pour les décharges avec $5mm$ d'espace inter-électrodes.

La diminution de la densité électronique mesurée observée entre les configurations à 5 et $8mm$ d'espace inter-électrodes se confirme uniquement sur la densité mesurée sur la raie $H\beta$ à $10mm$ d'espace inter-électrodes. Dans cette configuration les spectres de la raie $H\beta$ sont de bonne qualité (cf. annexe D) et restent exploitables sur près de $5ms$. La densité électronique mesurée sur la raie $H\alpha$ semble largement surestimée alors que les valeurs de densité électronique mesurées sur $H\beta$ sont les plus faibles de toutes les configurations étudiées. Le manque de fiabilité de la mesure réalisée sur la raie $H\alpha$ si la densité électronique dépasse $10^{23}m^{-3}$ en ordre de grandeur (cf. partie 3.2.2) n'est pas une explication pour la surestimation dans ce cas.

Enfin, l'augmentation de la densité électronique observée entre les configurations à 8 et $5mm$ d'espace inter-électrodes ne se confirme pas sur les mesures réalisées à $3mm$ d'espace inter-électrodes. Les mesures réalisées sur la raie $H\alpha$ présentent peu de différence avec celles réalisées dans la configuration à $5mm$ d'espace inter-électrodes. Les mesures réalisées sur la raie $H\beta$, dont les spectres sont d'assez mauvaise qualité et uniquement exploitables sur les premiers instants, indiquent même une diminution de la densité électronique par rapport à la configuration à $5mm$ d'espace inter-électrodes. Dans cette configuration les mesures réalisées sur $H\alpha$ et celles réalisées sur $H\beta$ présentent une forte différence et, dans ces conditions, aucune ne semble fiable.

Les incohérences sur la mesure, notamment pour les configurations à $3mm$ et $10mm$ d'espace inter-électrodes, nous poussent à écarter certaines mesures. La table 3.10 donne une synthèse sur la fiabilité des différentes méthodes de mesure pour chaque configuration étudiée dans cette partie. Nous avons également indiqué sur cette table la valeur de la densité électronique maximale mesurée qui sera considérée pour chaque configuration dans la partie suivante.

$U_{charge}(V)$	Gap (mm)	$H\beta$ (FWHM)	$H\beta$ (FWHA)	$H\alpha$ (FWHA)	N_emax $(10^{23}m^{-3})$
200		Oui	Oui	Oui	2.5
250	8	Oui	Oui	Oui	3
300		Incertain	Incertain	Incertain	8
	3	Non	Non	Incertain	Na
250	5	Incertain	Incertain	Incertain	8
	10	Oui	Oui	Non	2

TABLE 3.10 – Conclusion sur la fiabilité de la mesure de la densité électronique

La mesure de la densité électronique nous permet aussi, à l'aide du calcul de la composition chimique du plasma, de caractériser la pression du plasma. Il est donc intéressant

d'étudier les effets de cette différence de densité électronique mesurée sur ce paramètre déduit. C'est l'objet de la partie suivante.

4.2.2 Pression déduite de la mesure de la densité électronique

Une variation importante de la densité électronique peut s'expliquer par une augmentation de la température du plasma, cependant, lorsque la température du plasma est comprise entre 15 et $20kK$, nous sommes proche du maximum de densité électronique pour des pressions comprises entre 1 et 10 bar. Dans ce cas, une forte augmentation de la densité électronique ne peut s'expliquer que par une montée en pression du plasma. Les compositions chimiques du plasma en fonction de la température sont données pour des pressions de 1 à 10 bar dans l'annexe A. La température mesurée par la méthode du diagramme de Boltzmann est comprise entre 10.4 et $16.5kK$ selon la pression retenue, voire $20kK$ sans tenir compte de l'auto-absorption. Nous avons vu dans la partie précédente que la densité électronique mesurée sur la raie $H\alpha$ n'est fiable que pour les décharges réalisées avec 200 ou $250V$ de tension de charge et $8mm$ d'espace inter-électrodes. La figure 3.32 présente l'évolution de la pression au cours de la décharge selon la température supposée du plasma pour deux décharges à 200 et $250V$ de tension de charge.

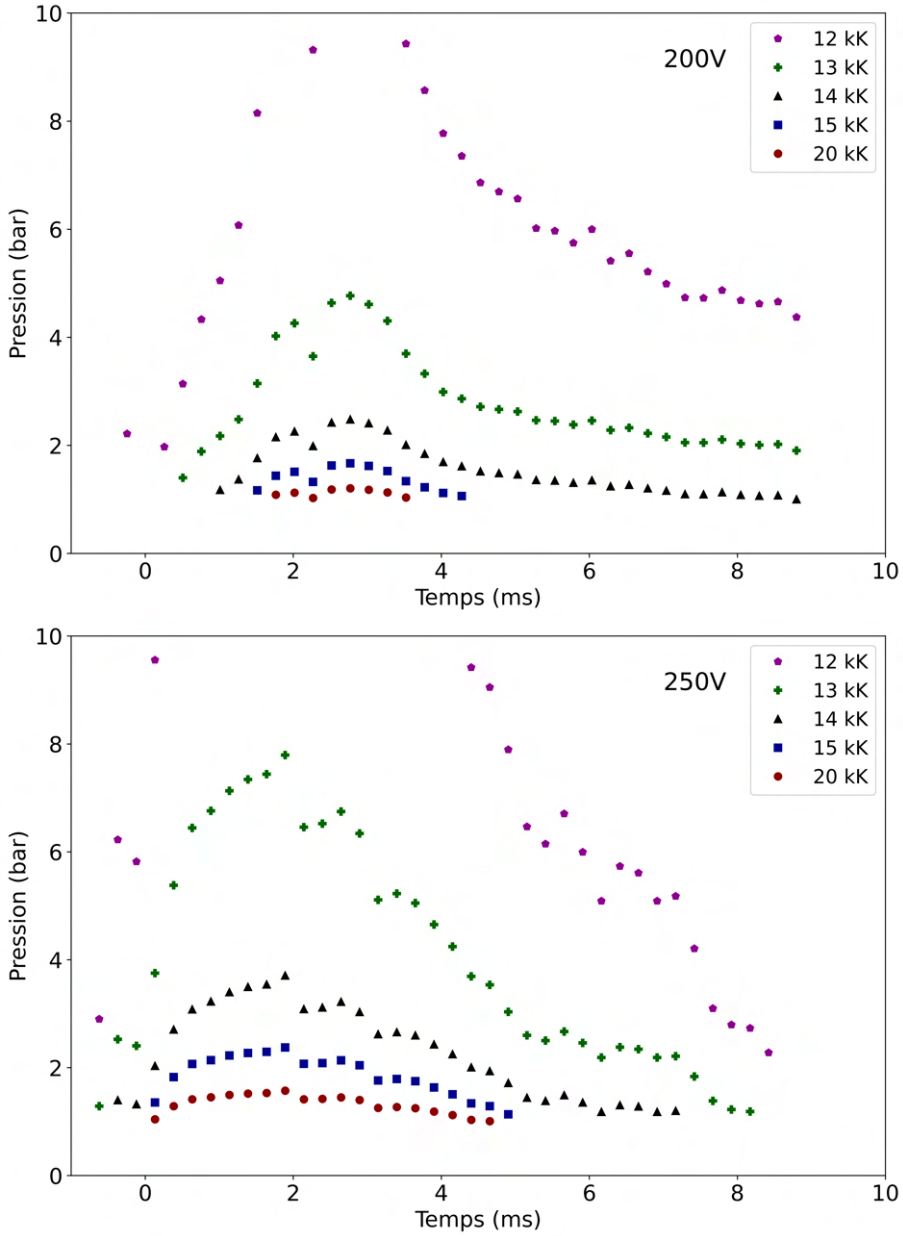


FIGURE 3.32 – Evolution de la pression déduite de la mesure de densité électronique sur $H\alpha$ pour une température de plasma comprise entre 12 et $20kK$. En haut : configuration à $200V$ de tension de charge et $8mm$ d'espace inter-électrodes. En bas : $250V$ et $8mm$ d'espace inter-électrodes.

On observe une évolution de la pression qui suit celle de la densité électronique. Ce n'est pas surprenant puisqu'on fixe la température du plasma. On observe un pic de pression vers 2 ou $3ms$ selon la configuration. Une fois le pic passé, si on considère un plasma entre 14 et $20kK$, la pression est contenue en dessous de 2 bar pour les décharges à $200V$ de tension de charge et en dessous de 3 bar pour les décharges à $250V$. Si on considère un plasma plus froid à $13kK$ la pression en dehors du pic est inférieure à 5 bar pour les décharges à $200V$ de tension de charge et inférieure à 8 bar pour les décharges à $250V$. La variation de la pression

pour ce plasma plus froid est plus importante puisque dans les deux cas elle diminue jusqu'à environ 1 bar en fin de décharge. Pour une température de plasma de $14kK$ la pression reste contenue, au maximum, entre 2 et 3 bar pour la décharge à $200V$ et 3 et 4 bar pour la décharge à $250V$. Ce qui est cohérent avec la pression maximale proche de 3 bar obtenue par simulation par Z. Laforest [74]. Si on suppose que la température du plasma est plus faible, ici nous avons choisi un plasma à $12kK$, la pression dépasse les 10 bar au moment du pic pour les deux décharges.

Pour toutes les autres configurations de décharge, la fiabilité de la densité électronique mesurée sur la raie $H\alpha$ n'est pas confirmée. La densité électronique maximale considérée dans le chapitre précédent est prise pour chaque configuration et les tables 3.11 et 3.12 présentent les résultats moyens.

$U_{charge}(V)$	$n_{e\ max}$ $(10^{23}m^{-3})$	P_{13kK}	P_{14kK}	P_{15kK}	P_{17kK}	P_{20kK} (bar)
200	2.5	6.7	3.2	2.1	1.5	1.4
250	3	9.2	4.4	2.7	1.8	1.7
300	8	> 10	> 10	> 10	6.5	4.9

TABLE 3.11 – Densité électronique maximale mesurée considérée et pressions correspondantes pour un plasma d'eau à 13, 14, 15, 17 et $20kK$, décharges réalisées avec un espace inter-électrodes de $8mm$

Sur la table 3.11 on remarque que des valeurs raisonnables de pression maximale sont obtenues en considérant un plasma à $14kK$ ou $15kK$ pour les configurations de décharges à $200V$ et $250V$ de tension de charge et $8mm$ d'espace inter-électrodes. Les pressions obtenues pour un plasma à $15kK$ sont peu réalistes. Pour rappel, Z. Laforest [74] a montré sur ses travaux de simulations d'une décharge identique avec un espace inter-électrodes de $3mm$ et une tension de charge de $489V$ que la pression n'excède pas 3 *bar* au maximum. Pour la configuration à $300V$ de tension de charge et $8mm$ d'espace inter-électrodes, la densité électronique considérée dépasse la densité électronique maximale d'un plasma à 10 *bar* et 14 ou $15kK$. Une telle densité électronique implique une température de $20kK$ ou plus afin de revenir à des valeurs de pression raisonnables.

$Gap\ (mm)$	$n_{e\ max}$ $(10^{23}\ m^{-3})$	P_{13kK}	P_{14kK}	P_{15kK}	P_{17kK}	P_{20kK} (bar)
5	8	> 10	> 10	> 10	6.5	4.9
8	3	9.2	4.4	2.7	1.8	1.7
10	2	4.4	2.3	1.5	1.1	1.1

TABLE 3.12 – Densité électronique maximale considérée et pressions correspondantes pour un plasma d'eau à 13, 14, 15, 17 et $20kK$, décharges réalisées avec une tension de charge de $250V$

Sur la table 3.12 on remarque que des valeurs raisonnables de pression sont obtenues en considérant un plasma à $14kK$ ou $15kK$ pour la configuration de décharges à $8mm$ d'es-

pace inter-électrodes et $250V$ de tension de charge. Pour la configuration à $10mm$ d'espace inter-électrodes et $250V$ de tension de charge, les valeurs de pression raisonnables sont obtenues en considérant un plasma à $13kK$ ou $14kK$. Pour la configuration à $5mm$ d'espace inter-électrodes et $250V$ de tension de charge, nous sommes dans le même cas que pour la configuration à $300V$ de tension de charge et $8mm$ d'espace inter-électrodes traitée juste au dessus.

Il faut également tenir compte des résultats du chapitre 2 qui indiquent que la densité électronique mesurée sur la raie $H\alpha$ dans la partie précédente est comprise entre 60 et 75% de la densité maximale réelle du plasma. Par conséquent, il faut garder à l'esprit que la pression maximale mesurée n'est pas la pression maximale réelle, ni la pression moyenne. Cette mesure déduite suppose que la température du plasma n'évolue pas au cours du temps et permet de suivre l'évolution d'un point de ce plasma à l'E.T.L dont la température serait celle choisie et la densité électronique celle mesurée (i.e entre 60 et 75% du maximum). En considérant les températures mesurées dans la partie 4.1, il apparait que la mesure de densité électronique effectuée dans la partie précédente est potentiellement surestimée pour les configurations à $5mm$ d'espace inter-électrodes et $250V$ de tension de charge et à $300V$ de tension de charge et $8mm$ d'espace inter-électrodes. Pour les autres configurations, la mesure reste réaliste.

4.3 Etude électrique

La mesure de la tension et du courant de l'arc électrique sont essentielles pour quantifier la puissance déposée dans la décharge et l'énergie totale déposée pour une impulsion. Le courant est conservé tout le long du circuit et ne pose pas de soucis particulier. La tension mesurée aux bornes du réacteur U_{mes} englobe la tension de la colonne d'arc mais aussi la chute de potentiel dans les gaines anodique et cathodique U_{gaines} ainsi que la chute de potentiel liée aux différentes résistances de contact et des conducteurs entre le point de mesure et l'arc. On a donc :

$$U_{mes} = U_{colonne} + U_{gaines} + U_{div} \tag{3.4}$$

Cette distinction est importante puisque seule la puissance déposée dans la colonne d'arc permet l'élévation de la température du plasma thermique. Il est donc important de quantifier correctement cette tension.

4.3.1 Estimation de la résistance parasite

La mesure du courant et de la tension, dans les mêmes conditions que lors des acquisitions de décharge du banc de capacité mais en court circuit entre les électrodes, peut nous apporter des éléments de réponse sur la part de la chute de potentiel parasite. Cette chute de potentiel est liée aux différents contacts et conducteurs souples et rigides utilisés pour conduire le courant jusqu'aux électrodes entre les points de mesure de la tension sur le capot du réacteur. La contribution de ces différents éléments peut être modélisée comme une capacité, une inductance et une résistance parasite. Nous considérerons ici cette contribution purement résistive. La figure 3.33 présente les résultats d'une acquisition en court circuit.

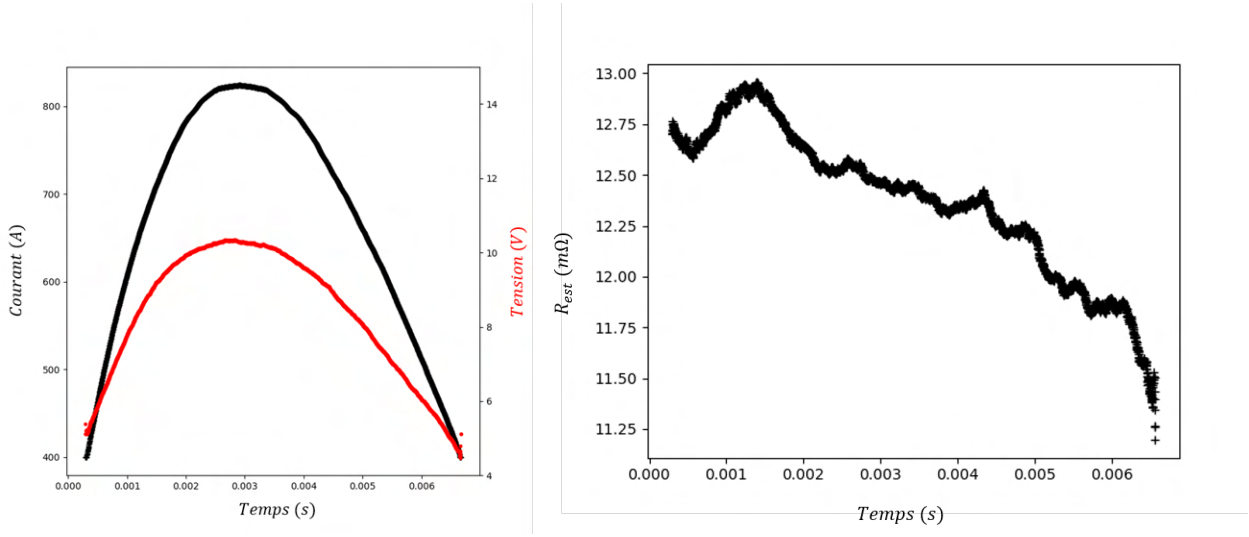


FIGURE 3.33 – (A gauche) exemple d'une mesure du courant et de la tension pour une décharge du banc de capacité en court circuit. (A droite) mesure de la résistance estimée correspondante

Au dessus de 400A la résistance estimée ne varie pas significativement. En dessous de 400A et particulièrement pour les faibles valeurs de courant et de tension, la résistance mesurée augmente beaucoup. Sur la figure 3.33, la résistance est représentée uniquement pour des courants supérieurs à 400A. Nous avons décidé d'écarter ces valeurs car nous pensons que les valeurs mesurées par la sonde de tension différentielle sont trop faibles pour être fiables. De plus, sur nos mesures électriques, la tension de l'arc est estimée au moment du courant maximal de la décharge qui est toujours supérieur à 400A. C'est autour du courant maximal que la variation du courant est la plus faible et que le comportement de cette composante parasite est la plus proche d'un comportement purement résistif. C'est pourquoi, à l'instar des mesures de chutes de potentiel effectuées dans la partie suivante, la mesure de la résistance estimée des conducteurs entre les points de mesure de la tension est réalisée au maximum de courant. C'est aussi pour cette valeur la plus élevée du courant que la valeur de la tension est la plus élevée ce qui est intéressant sachant que la sonde de tension différentielle utilisée n'est pas particulièrement adaptée à la mesure de tensions si faibles. L'incertitude de lecture de la sonde de courant utilisées est de $\pm 1\%$ de la valeur et de $\pm 3\%$ de la valeur pour la sonde de tension. Nous n'avons pas trouvé d'information particulière sur la mesure de faibles tensions avec cette sonde. Compte tenu des tensions faibles enregistrées nous avons décidé de répéter l'expérience 10 fois. Le résultat est de $12 \pm 4\ m\Omega$, l'incertitude est statistique (3σ). La dispersion est assez importante mais on note une tendance systématique à l'augmentation de la résistance mesurée avec la répétition des courts-circuits qui pourrait s'expliquer par la montée en température des conducteurs.

4.3.2 Estimation de la chute de potentiel dans les gaines

La tension de la colonne d'arc évolue avec l'élongation de l'arc électrique, les chutes de potentiel liées aux gaines et au circuit sont indépendantes de la longueur de l'arc. C'est sur ce

principe que s'appuie la mesure des tensions qui s'ajoutent à la tension de la colonne. Dans leur article Yokomizu et al. [116] ont montré que la chute de potentiel dans les gaines était constante pour des amplitudes de courant bien plus importantes que ce que nous rencontrons sur notre dispositif. Les auteurs recommandent de mesurer la tension pour le courant maximal. C'est, selon les auteurs, l'instant pour lequel l'évolution de la décharge est la plus lente et donc la plus stable. Il semble cependant que dans notre cas, la chute de potentiel liée aux résistances parasites entre les points de mesures de la tension et avant l'arc ne soient pas négligeables et doivent être corrigées. Nous avons donc réalisé des mesures de la tension pour différentes valeurs d'espace inter-électrode. Toutes les décharges ont été réalisées avec le banc de capacité chargé à $400V$ et l'allumage assuré par des ressorts Accurate DC022. L'utilisation de ressorts pour l'allumage de la décharge a été motivée par la volonté de répétabilité. Les ressorts sont calibrés et leur positionnement entre les électrodes est toujours le même. Les mesures ont été répétées 5 fois pour tous les espaces inter-électrode sauf $6mm$ et $0.5mm$. La difficulté d'allumage à $6mm$ et de positionnement du ressort, qui est fortement comprimé à $0.5mm$, nous a empêché de réaliser plusieurs décharges dans ces conditions. Les électrodes ont été changées après chaque essai car elles étaient déformées par l'érosion. La figure 3.34 présente le résultat des essais.

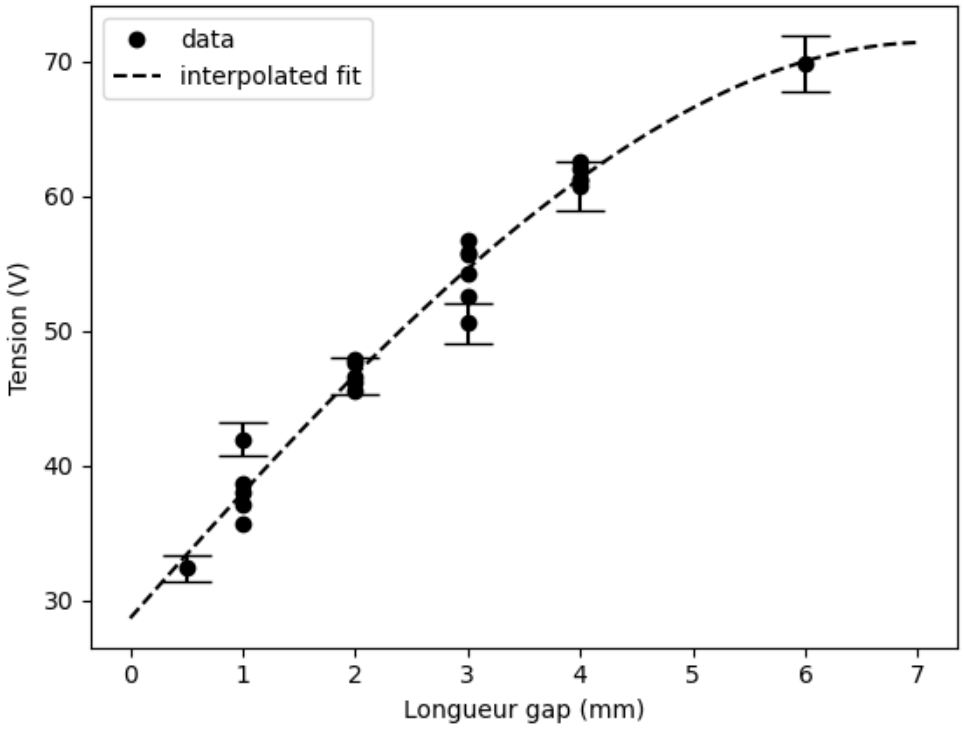


FIGURE 3.34 – Evolution de la tension mesurée, au maximum du courant, en fonction de l'espace inter-électrode imposé

L'incertitude n'est présentée que sur un seul point pour chaque espace inter-électrode afin de simplifier la lecture. Elle correspond à l'incertitude de la sonde de tension qui nous est

donnée à ±3% par le constructeur. L'épaisseur des gaines du plasma, de l'ordre de grandeur de la longueur de Debye [117], est très faible devant les distances inter-électrodes mises en jeu. Nous avons considéré que la longueur de la colonne d'arc correspondait à l'espace inter-électrode. Ainsi nous avons fait passer par nos points de mesure une courbe d'ajustement polynomiale de degré 3. La valeur lue pour une longueur de colonne ou espace inter-électrode nul est la tension estimée des deux gaines ainsi que la chute de potentiel U_{div} que nous avons considérée de nature uniquement résistive. On trouve que $U_{gaines} + U_{div} = 28.7 \pm 2.4V$. En considérant un courant de $1400A$, courant qui circulerait pour un arc de longueur nulle dans les conditions dans lesquelles a été réalisée cette étude. On trouve alors que $U_{gaines} = 12 \pm 7V$, l'incertitude est importante devant la valeur de tension et est principalement due à l'incertitude sur la résistance déterminée dans la partie précédente.

4.3.3 Estimation de l'énergie consommée pour fondre le fil fusible

Pour des décharges initiées avec un espace inter électrode de $10mm$ nous avons mesuré l'énergie déposée avant la fonte du fil fusible. L'instant de la disparition du fil fusible a pu être identifié à l'aide des images réalisées avec le filtre interférentiel centré sur la raie $H\alpha$ pour quatre décharges différentes. L'énergie déposée varie de $5.8J$ à $8J$. Il s'agit maintenant d'estimer l'énergie nécessaire pour fondre, voire vaporiser le fil fusible. Nous utiliserons les valeurs d'enthalpie standard de formation du cuivre gazeux et liquide disponible sur le NIST. Pour un espace inter électrode de $10mm$ on considérera une longueur de fil fusible de $15mm$, le fil étant enroulé un peu plus haut sur les électrodes. Le fil fusible fait $127\mu m$ de diamètre. La masse volumique du cuivre vaut 8960 $kg.m^{-3}$ et sa masse molaire 63.5 10^{-3} $kg.mol^{-1}$. On a donc :

	Liquéfaction	Vaporisation
$\Delta_f H^0_{gas}$ (kJ/mol)	11.86	337.6
$E_f(fil\ 15mm)$ (J)	0.3	9.1

TABLE 3.13 – Energie nécessaire au changement d'état du fil fusible

En considérant les énergies mesurées on observe que si l'énergie nécessaire à la liquéfaction est largement atteinte expérimentalement, le fil fusible ne pourra être que partiellement vaporisé. Il faut aussi considérer, bien que la résistance du fil fusible fin soit bien supérieure à celle des conducteurs, toute l'énergie mesurée n'est pas consommée par le fil fusible. De plus on a observe sur les images l'apparition de deux décharges au niveau des contacts avec les électrodes (cf partie 2.2) avant la disparition totale du fil et dans lesquelles une partie de l'énergie sera déposée. Pour la plupart des décharges réalisées, il n'est pas nécessaire de totalement vaporiser le fil fusible. Les énergies consommées pendant cette phase sont particulièrement faibles devant les énergies déposées dans la décharge qui seront présentées dans la partie suivante.

4.3.4 Etude paramétrique sur l'énergie déposée

Nous avons réalisé une étude paramétrique portant sur l'énergie de charge du banc de capacité et l'espace inter-électrodes. Pour chaque série de paramètres de décharge entre 8 et 12 acquisitions des signaux électriques ont été réalisées. Les résultas sont présentés dans les tables 3.14 et 3.15. Pour chaque acquisition le courant retenu est le maximum de l'amplitude de l'onde de courant. La tension retenue correspond à la tension mesurée au moment du maximum d'intensité, moyenné sur quelques points afin d'éviter de mesurer un pic d'intensité comme observé dans la partie 2.1. Idem pour la puissance qui est calculée en multipliant les paramètres courant et tension. Enfin, l'énergie mesurée correspond à l'intégration sur toute la durée de l'acquisition de la puissance calculée.

U_{charge}	I_{max}	$\frac{3\sigma}{I_{max}}$	U_{mes}	$\frac{3\sigma}{U_{mes}}$	P_{mes}	$\frac{3\sigma}{P_{mes}}$	E_{mes}	$\frac{3\sigma}{E_{mes}}$	$\frac{E_{mes}}{E_{charge}}$
200	579	25%	72.8	44%	42	53%	278	15%	46%
250	841	11%	84.8	23%	71	26%	403	7%	43%
300	1090	6%	85.7	16%	94	15%	551	8%	41%

TABLE 3.14 – Moyennes des grandeurs électriques en fonction de la tension de charge pour des décharges réalisées avec un espace inter-électrodes de $8mm$, le courant I_{max} est en A, la tension U_{mes} en V, la puissance P_{mes} en kW et l'énergie E_{mes} en J

Sur la table 3.14 on remarque que le courant augmente avec la tension de charge, tout comme la puissance et l'énergie totale mesurée. La tension mesurée est plus élevée pour les décharges réalisées avec des tensions de charge de 250 et $300V$ que pour celles réalisées avec $200V$. Cependant il n'y a pas de différence significative entre les décharges réalisées avec une tension de charge de 250 et de $300V$. On remarque une forte dispersion sur les valeurs notamment sur la tension mesurée. Cette dispersion est d'autant plus importante que la tension de charge diminue. La valeur de tension mesurée pour les décharges de tension de charge $200V$ a une dispersion telle qu'elle pourrait à elle seule expliquer la différence avec les autres tensions de charge. Globalement la dispersion importante des valeurs de courant et de la tension, bien plus grandes que l'incertitude associée aux sondes de mesure, traduit une mauvaise répétabilité des décharges plus qu'une incertitude sur la mesure.

$Gap(mm)$	I_{max}	$\frac{3\sigma}{I_{max}}$	U_{mes}	$\frac{3\sigma}{U_{mes}}$	P_{mes}	$\frac{3\sigma}{P_{mes}}$	E_{mes}	$\frac{3\sigma}{E_{mes}}$	$\frac{E_{mes}}{E_{charge}}$
3	977	4%	58.4	23%	57	53%	329	15%	35%
5	908	11%	72.9	19%	67	15%	380	8%	41%
8	841	11%	84.8	23%	71	26%	403	7%	43%
10	801	8%	88.4	30%	71	28%	440	4%	47%

TABLE 3.15 – Moyennes des grandeurs électriques en fonction de l'espace inter-électrodes pour des décharges réalisées avec une tension de charge de $250V$, le courant est en A, les tensions en V, la puissance en kW et l'énergie en J

Sur la table 3.15 on remarque que la tension mesurée augmente avec la distance inter-

électrodes. Cette augmentation s'explique par l'allongement de l'arc. Le courant maximal mesuré diminue à mesure que l'espace inter-électrodes augmente et avec lui les pertes résistives. L'énergie déposée est alors d'avantage déposée dans la colonne d'arc avec l'augmentation de l'espace inter-électrodes. On observe aussi que l'énergie totale mesurée augmente avec l'espace inter-électrodes.

Afin de comprendre comment l'énergie est déposée en fonction des paramètres de décharge, la tension de la colonne a été calculée selon la méthode présentée dans les parties précédentes. Les résultats sont donnés dans les tables 3.16 et 3.17

$U_{charge}(V)$	U_{mes} (V)	$U_{colonne}(V)$	$\Delta U_{colonne}(V)$	$\frac{U_{colonne}}{U_{mes}}$
200	72.8	53.9	9	74%
250	84.8	62.7	10	74%
300	85.7	60.6	11	71%

TABLE 3.16 – Tensions mesurées et tensions de colonne déduites pour des décharges réalisées avec un espace inter-électrodes de $8mm$

$Gap(mm)$	U_{mes} (V)	$U_{colonne}(V)$	$\Delta U_{colonne}(V)$	$\frac{U_{colonne}}{U_{mes}}$
3	54.8	34.7	11	63%
5	72.9	50.0	11	69%
8	84.8	62.7	10	74%
10	88.4	66.8	11	76%

TABLE 3.17 – Tensions mesurées et tensions de colonne déduites pour des décharges réalisées avec une tension de charge de $250V$

On observe sur la table 3.16 que la différence de tension mesurée entre la configuration où la tension de charge est de $200V$ et celles à 250 et $300V$ se retrouve sur la tension de colonne déduite. Le rapport entre la tension de colonne et la tension mesurée correspond au rapport entre l'énergie déposée dans la colonne et l'énergie mesurée. On observe qu'en augmentant la tension de charge ce rapport diminue légèrement. C'est également le cas du rapport entre l'énergie de charge et l'énergie mesurée. En augmentant la tension de charge on dépose plus d'énergie mais moins efficacement.

Sur la table 3.17 on observe que plus l'espace inter-électrodes est important, plus la tension de colonne représente une part importante de la tension mesurée. Comme c'est également le cas du rapport entre l'énergie déposée dans la colonne et l'énergie mesurée, augmenter l'espace inter-électrodes améliore l'efficacité du dépôt d'énergie dans la colonne.

5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le dispositif et la chaine de caractérisation expérimentale mise en place. Nous avons étudié différents aspects de la décharge : ses paramètres électriques, l'évolution de la bulle de vapeur générée et l'évolution de la zone chaude du plasma. Une étude électrique permettant de remonter à l'énergie déposée dans la colonne d'arc a été menée. Enfin, nous avons présenté les résultats des mesures de la densité électronique et de la température. L'évolution de la pression a été déduite de la densité électronique et de la température. A partir de ces mesures et de mesures électriques une étude paramétrique sur l'espace inter-électrodes et l'énergie de charge de l'alimentation a été menée.

Les mesures de température, densité électronique et pression sont interdépendantes. A partir des mesures que nous avons réalisé nous avons été en mesure d'encadrer ces grandeurs : la température moyenne sur toute la durée de la décharge est comprise entre 10.4 et $14.9kK$ pour l'ensemble des mesures. Si on tient compte des résultats du chapitre 2, la température maximale sera alors comprise entre 10.4 et $16.5kK$ pour toutes les configurations de décharge présentées. La densité électronique mesurée est de l'ordre de 10^{23} m^{-3} voire 10^{24} m^{-3} pour les configurations avec les espaces inter-électrodes les plus faibles ou les tensions de charges les plus élevées. Cette mesure présente toutefois des résultats surprenants. Dans un certain nombre de configurations notamment, la mesure de la densité électronique mesurée sur la raie $H\alpha$ est trop élevée par rapport à celle mesurée sur $H\beta$ par la méthode FWHA. Une explication possible vient de l'auto-absorption de cette raie. Elle n'est pas corrigée sur nos acquisitions et nos mesures d'élargissement sont vraisemblablement surestimées.

Nous pouvons également constater des tendances à partir des études paramétriques : l'augmentation de l'espace inter-électrodes s'accompagne d'une plus grande efficacité du dépôt de la puissance stockée mais pas d'une diminution conséquente de la température mesurée. Bien que difficilement exploitable, la mesure de la densité électronique semble indiquer que la diminution de l'espace inter-électrodes entraine l'augmentation de la densité électronique et par conséquent de la pression. L'augmentation de la tension de charge est sans effet sur l'efficacité du dépôt de puissance et ne se traduit pas non plus par une variation significative de la température mesurée. L'augmentation de la tension de charge et de la puissance déposée se traduit par une augmentation de la densité électronique et par conséquent de la pression.

Le prochain chapitre décrit la conception d'une alimentation haute tension et faible inductance, de son système de commutation et d'un réacteur. Des premières mesures sur l'arc impulsionnel rapide généré par surtension grâce à ce dispositif sont également présentées.

Chapitre 4

Un premier pas vers la haute tension

L'utilisation d'un dispositif haute tension de plusieurs kV à plusieurs dizaines de kV, est très courant pour les applications faisant appel à un arc électrique impulsionnel dans l'eau en tant que procédé. Nous avons vu dans le chapitre 1 que de nombreux dispositifs d'applications font appel à des alimentations capacitives haute tension. Dans le domaine des puissances pulsées, le recours à la haute tension est bénéfique. En effet, l'augmentation de la tension permet de stocker autant d'énergie dans une capacité plus faible. La diminution de la capacité du dispositif, tout comme la diminution de l'inductance, permet de diminuer le temps de dépôt et ainsi d'augmenter la puissance déposée. Le passage sur un dispositif haute tension permet également l'allumage de la décharge par surtension. Afin de se rapprocher des conditions expérimentales rencontrées dans les applications, de plusieurs kV à plusieurs dizaines voire centaines de kV, sur des temps inférieurs à la ms voire à la μs, nous avons conçu un dispositif. Dans ce chapitre nous détaillerons les étapes de conception d'un dispositif haute tension permettant de générer des décharges impulsionnelles dans l'eau amorcées par surtension. Nous présenterons également la caractérisation électrique du dispositif. Enfin des essais de caractérisation par les méthodes décrites dans le chapitre 3 qui mettent en avant les limitations du matériel expérimental sur les temps plus courts de décharge rencontrés sur ce dispositif seront présentés.

1 Descriptif expérimental

Contrairement au dispositif basse tension que nous avons présenté dans le chapitre 3 qui existait avant d'entamer ce travail et n'a nécessité que quelques modifications et mises au point, le dispositif haute tension a dû être conçu intégralement. Nous avons d'abord conçu l'alimentation, puis le dispositif de déclenchement et enfin le réacteur avec toutes les contraintes liées à la haute tension et aux puissances pulsées. L'objectif étant de se rapprocher des conditions expérimentales des différents dispositifs d'applications, le dispositif devait être haute tension pour permettre l'allumage par surtension de la décharge, l'inductance a dû être minimisée afin de déposer l'énergie sur des temps courts.

1.1 Alimentation

Le banc de puissance est constitué de dix condensateurs haute tension Atesys. Les caractéristiques données par le constructeur pour chaque condensateur indiquent que le banc que nous avons conçu a une capacité équivalente à $25\mu F$ et une tension de charge maximale de $35kV$. Les dix capacités cylindriques de type film enroulé à bain d'huile sont connectées en parallèle. Ce banc de puissance a été conçu de sorte à minimiser l'inductance. Pour se faire les points de contacts correspondant au point chaud statique et au point chaud dynamique sont des plaques de cuivre séparées par une plaque d'isolant pvc de 3mm d'épaisseur afin de minimiser la distance entre les contacts. La figure 4.1 présente le banc de capacité.

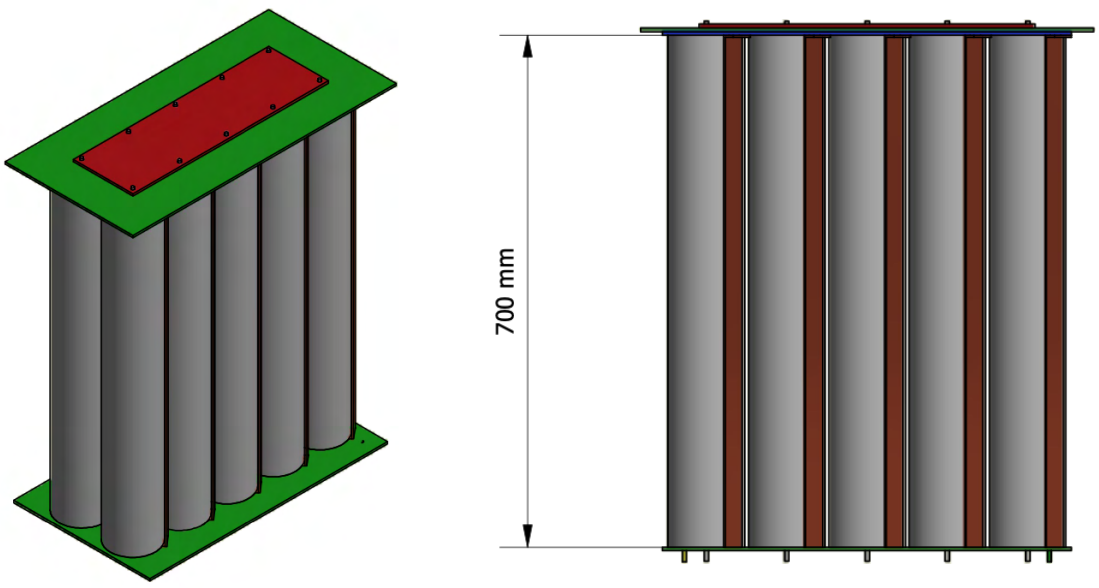


FIGURE 4.1 – Schéma du banc de capacité

Sur la figure 4.1 la plaque verte correspond à la plaque d'isolant, la plaque rouge au point chaud statique et une plaque bleue est présente sous la plaque d'isolant et correspond au point chaud dynamique. Afin d'éviter le claquage par "creepage" entre les points de contacts, qui correspond à un claquage à la surface d'un isolant, ces distances ont étés allongées via l'utilisation d'isolant feuille Mylar et d'adhésif Kapton. L'alimentation complète est présentée sur la figure 4.2.

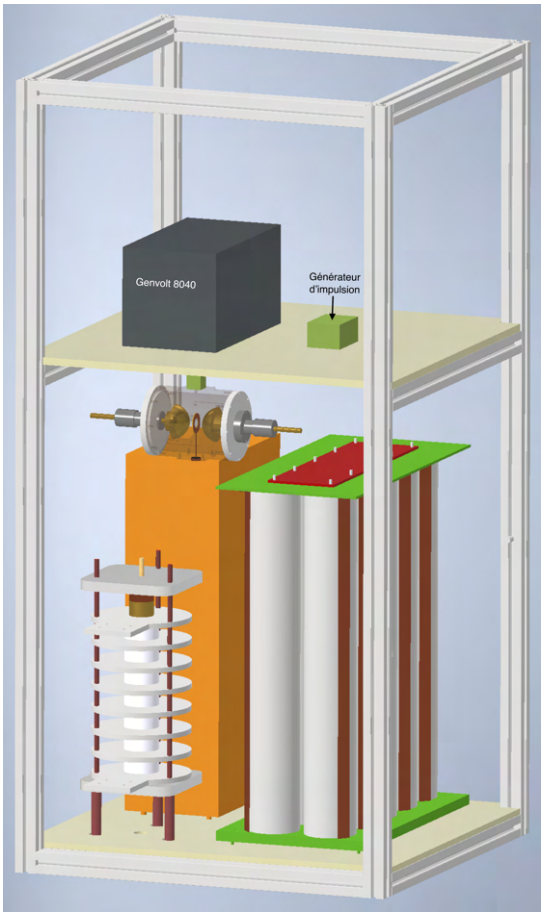


FIGURE 4.2 – Schéma de l'alimentation

Le banc de capacité est chargé à l'aide d'une alimentation Genvolt 8040 d'une puissance de $120W$ et de tension maximale de charge de $40kV$. Le courant de charge maximal est de $3mA$. Un empilement de diodes est placé entre la sortie haute tension du chargeur et le point chaud dynamique de l'alimentation afin de protéger le chargeur. La commutation du point chaud statique à la terre est assurée par un éclateur à air et de son générateur d'impulsion dont le fonctionnement et la mise au point seront détaillés dans la partie 1.2. Un second condensateur de tension de charge maximale de $6kV$ est présent en orange sur la figure 4.2 mais n'est pas utilisé.

1.1.1 Charge

Lorsque le commutateur à air est ouvert la charge du banc de capacité s'effectue au travers du réacteur lorsqu'il est connecté. Pour charger le banc il faut que le courant puisse circuler, soit par une mise en court circuit, soit comme c'est le cas en condition expérimentale à travers l'eau entre les électrodes. Dans ce cas l'eau autorise la circulation du courant et se comporte comme une résistance. La figure 4.3 présente le circuit correspondant à l'alimentation et au réacteur dans la phase de charge du banc de capacité. Nous n'avons pas observé d'augmentation significative du temps de charge entre une charge du banc de capacité avec les électrodes en court circuit et à travers l'eau. Une augmentation du temps de charge aurait indiqué une

baisse du courant de charge. Dans notre cas la résistance additionnelle correspondant à l'eau entre les électrodes est négligeable devant la résistance de sortie de l'alimentation.

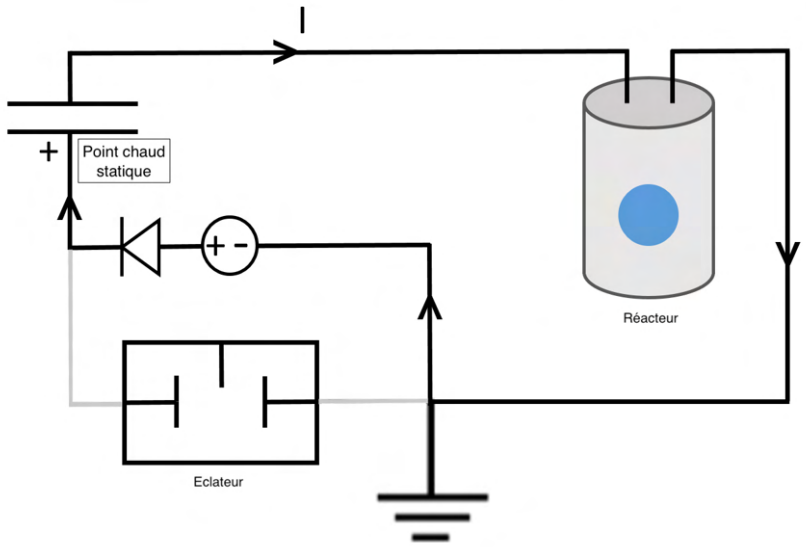


FIGURE 4.3 – Schéma électrique équivalent du dispositif haute tension en charge

1.1.2 Décharge

Pour initier la décharge du banc précédemment chargé, le commutateur de type éclateur à air vient abaisser brutalement le potentiel du point chaud statique en le faisant commuter à la masse. Cette commutation est opérée à l'aide d'un arc électrique déclenché dans l'air à l'intérieur de l'éclateur. A cet instant le banc de capacité conserve sa charge, le potentiel du point chaud dynamique est aussi brusquement abaissé afin de conserver la différence de potentiel aux bornes du banc. C'est ce même potentiel (celui du point chaud dynamique) qui est appliqué à une des électrodes du réacteur et entraine la décharge principale, dans l'eau. La figure 4.4 présente le circuit correspondant à l'alimentation et au réacteur dans la phase de décharge.

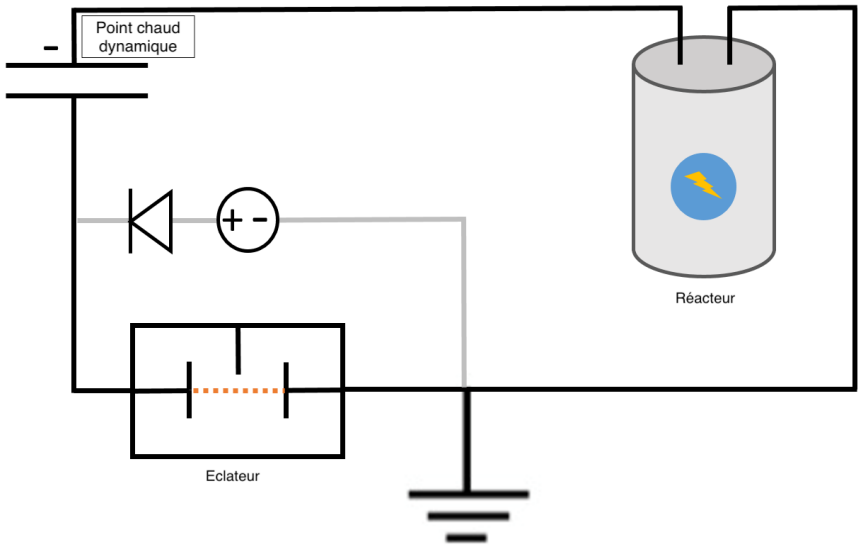


FIGURE 4.4 – Schéma électrique équivalent du dispositif haute tension pendant la décharge

1.2 Dispositif d'allumage

Contrairement au dispositif basse tension présenté dans le chapitre 3, la commutation du dispositif haute tension était difficilement envisageable avec un commutateur solide. Les tensions appliquées aux bornes de ce commutateur et l'amplitude des courants envisagés rendent les thyristors commerciaux peu nombreux et onéreux. Les fabricants Behlke ou PPM proposent des produits qui peuvent convenir mais l'amplitude de l'onde de courant attendue (plusieurs dizaines de kA) s'approche des limites de leurs catalogues. Les solutions communément utilisées sont les éclateurs pilotés, qu'ils soient sous vide [40, 39, 19] ou à air [20, 38]. Nous avons décidé de concevoir un éclateur à air. Ces éclateurs sont toujours constitués de deux électrodes isolées plongées dans un gaz ou sous vide. Le principe de fonctionnement de tous les éclateurs pilotés est le même : la distance entre les électrodes de l'éclateur et le milieu les séparant n'autorise pas le claquage pour la tension appliquée entre les électrodes. Une source extérieure permet de déclencher sur commande une décharge dans l'espace inter-électrode générant suffisamment de charges libres pour permettre le claquage principal entre les deux électrodes soumises à la tension du circuit principal. L'objectif était de réaliser un éclateur piloté à air capable d'assurer la commutation du banc de capacité pour des niveaux de charge situés entre $5kV$ et $25kV$.

1.2.1 Géométrie et principe de fonctionnement

La figure 4.5 présente la géométrie de l'éclateur réalisé. L'électrode pilote n'est pas représentée.

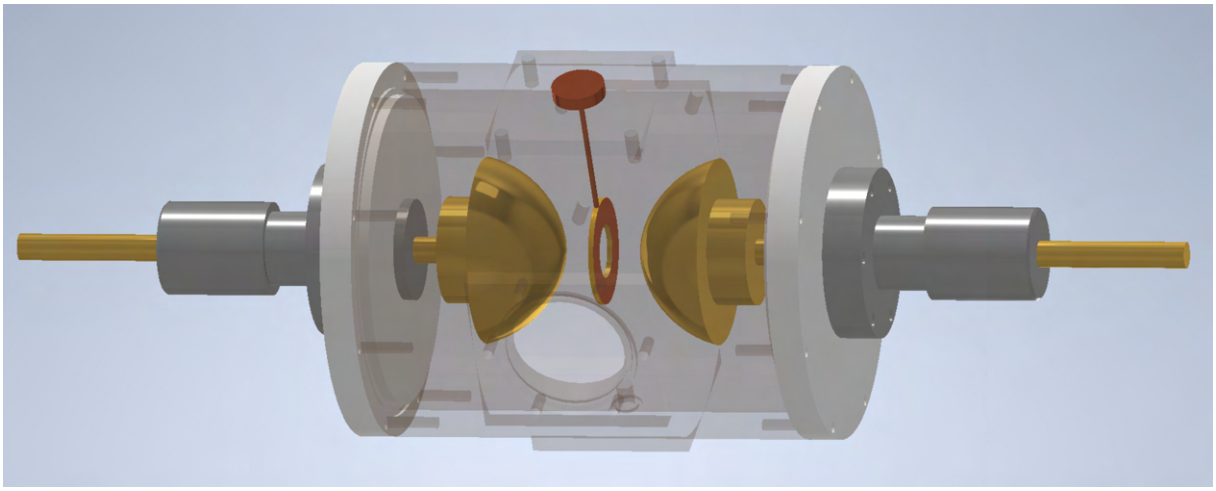


FIGURE 4.5 – Schéma de l'éclateur

Les électrodes principales ont été choisies hémisphériques afin de limiter leur érosion. L'accrochage de l'arc électrique est plus épars par rapport à des électrodes pointues ce qui répartit l'usure sur une zone plus large. Un renforcement du champ au niveau de la pointe entraine une usure des électrodes plus localisée, alors que des électrodes avec une courbure plus douce permettent une usure des électrodes mieux répartie à la surface et une durée de vie prolongée. La position de ces deux électrodes est réglable indépendamment en translation de sorte qu'on puisse les écarter afin d'ajuster la tension d'isolement. Certains éclateurs commerciaux sous vide permettent de commuter sur l'ensemble de la plage de tension définie plus haut sans réglage au niveau des électrodes. Cependant ceci n'est pas possible pour l'éclateur à air que nous avons réalisé. En fonction de la tension de charge du banc de capacité choisie, l'espace entre les électrodes principales doit être ajusté. La troisième électrode "pilote" a pour rôle d'amener une étincelle dans le gap entre les électrodes principales avec une de ces électrodes afin de permettre la commutation de la décharge principale. Cette étincelle abaisse la rigidité diélectrique du gap inter-électrodes de sorte à permettre l'allumage par surtension entre les électrodes principales pour la tension de charge fixée.

1.2.2 Excitation pilote

Afin d'éviter de perturber le champ électrique entre les électrodes principales, la troisième électrode "pilote" a été choisie en forme d'anneau centré sur l'axe passant entre les électrodes principales (cf figure 4.5). Des résistances d'équilibrage de $200 M\Omega$ ont aussi été ajoutées entre l'électrode "pilote" et chacune des électrodes principales. Ces résistances ont été choisies de valeur identique et permettent de fixer le potentiel de l'électrode pilote équivaleur des potentiels des électrodes principales. Cela permet que l'électrode "pilote" perturbe le moins possible le champ électrique dans le gap quand elle est placée à équidistance des électrodes principales. Ces précautions ont été prises pour améliorer la répétabilité de la commutation et la tenue en tension du dispositif. La figure 4.6 présente le circuit correspondant à l'éclateur piloté et du transformateur d'impulsion générant l'étincelle à l'électrode "pilote".

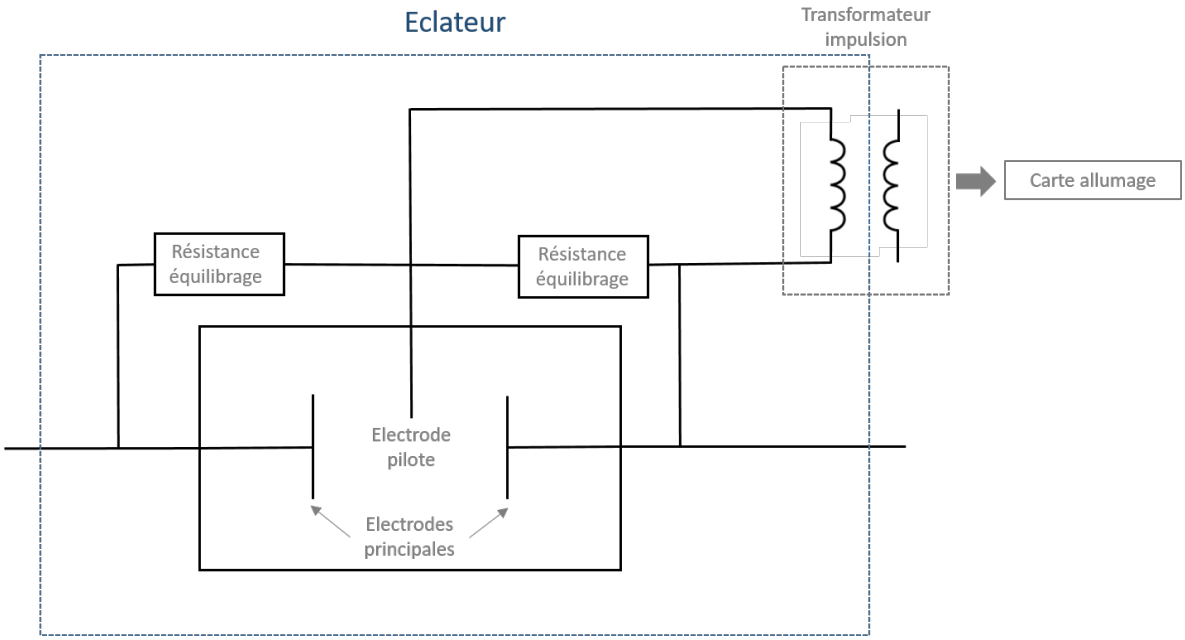


FIGURE 4.6 – Schéma électrique équivalent de l'éclateur piloté et du transformateur d'impulsion

Afin de générer l'étincelle d'excitation nous avons conçu une carte d'allumage commandée, permettant la synchronisation de la commutation avec le reste du dispositif expérimental. Le principe de son fonctionnement est le suivant : un convertisseur DC/DC assure la charge d'une capacité de $1.5\mu F$ à environ $300V$. Cette capacité est déchargée rapidement au travers de l'enroulement primaire d'un transformateur d'impulsion TR180B à l'aide d'un thyristor BT152 600R. La sortie haute tension de ce transformateur d'impulsion est connectée à l'électrode "pilote". La sortie dite de masse est connectée à la terre. En utilisant un photorécepteur HFBR 2521Z le déclenchement est commandé par une impulsion lumineuse fournie par le boitier de déclenchement général décrit dans le chapitre 3. La figure 4.7 présente le schéma électronique de cette carte de déclenchement.

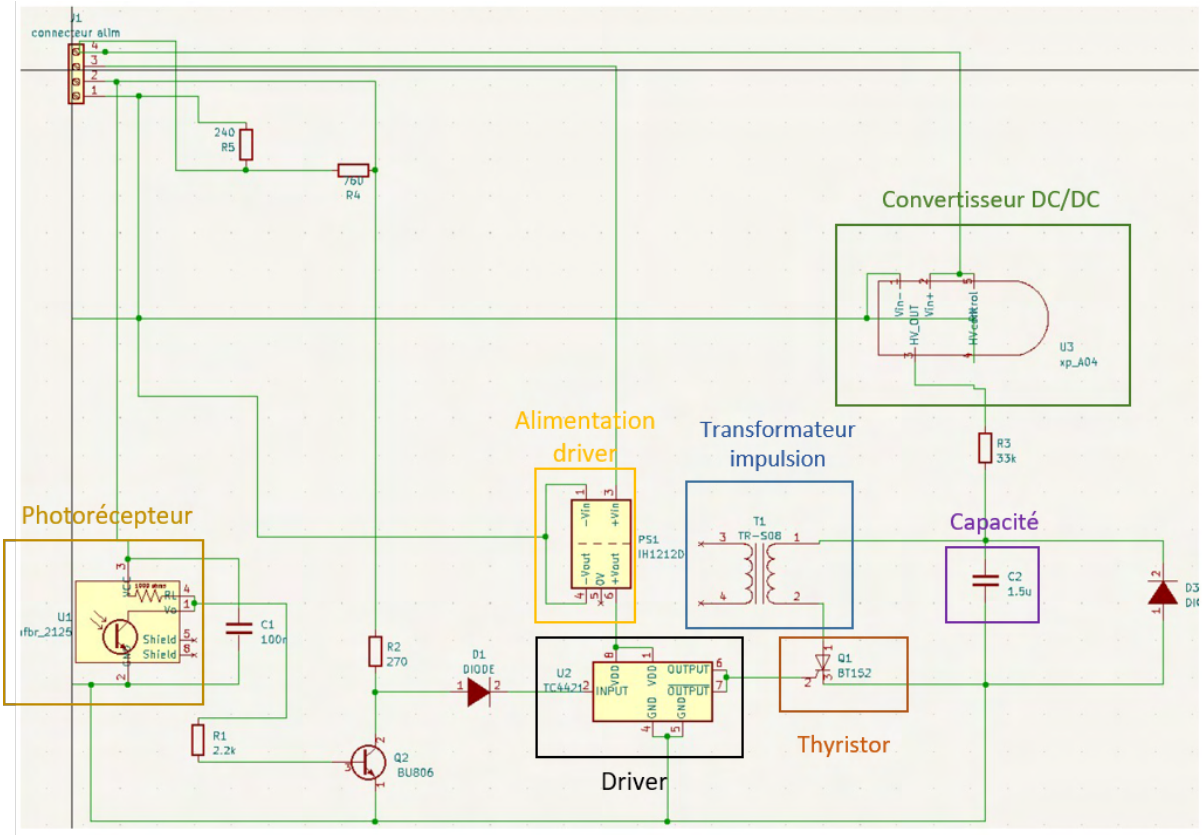


FIGURE 4.7 – Schéma de la carte de déclenchement

La principale difficulté pour ce type de dispositif de déclenchement est la fiabilité des composants. N'ayant pas de possibilité de faire concevoir cette carte au sein des services du laboratoire, nous avons entrepris de la réaliser entièrement. Si le concept général est assez simple à comprendre (décharge rapide d'un condensateur dans une inductance primaire de transformateur pour générer de la haute tension au secondaire) la pratique s'est avérée plus délicate. En effet, le choix des composants, le circuit et la validation ont nécessité des mois de développement et de test afin de parvenir à un fonctionnement satisfaisant, endurant et performant, ne craignant pas les perturbations électromagnétiques du banc d'énergie et permettant un pilotage à distance via un signal lumineux. Le thyristor a fait l'objet d'une attention particulière puisqu'il doit être capable de commuter l'énergie stockée dans le condensateur et notamment le courant d'impulsion pic de plusieurs dizaines d'ampères. Afin d'essayer de dimensionner correctement le thyristor, nous avons réalisé des simulations avec le logiciel de simulation de circuits électroniques LTspice permettant d'estimer le courant pic que le thyristor pourrait avoir à supporter. En supposant qu'à l'état passant le thyristor représente une résistance de 0.05Ω, que la résistance du circuit est négligeable et que l'enroulement primaire du transformateur a une inductance de $0.05\mu H$ (donnée constructeur), on a pu estimer un courant pic comme le montre la simulation LTspice ci-dessous de l'ordre de quelques dizaines d'ampères. Ces valeurs sont en accord avec les caractéristiques du thyristor. Des dizaines d'heures de cycle ont permis de constater la robustesse de ce composant. La figure 4.8 présente le schéma électronique du circuit simulé.

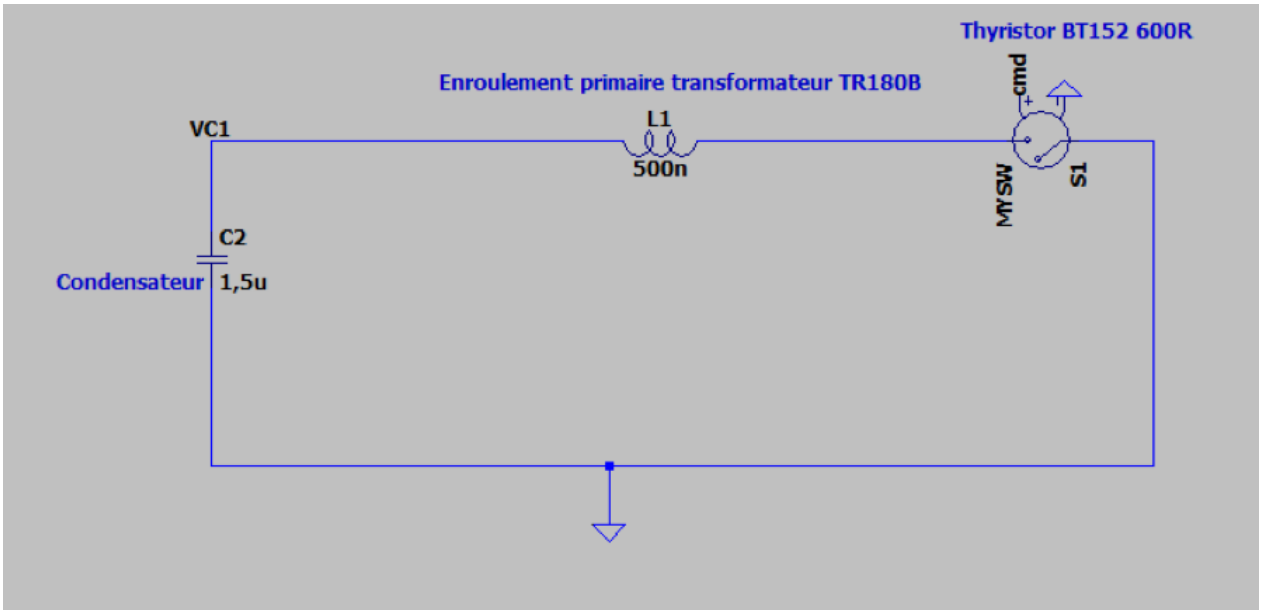


FIGURE 4.8 – Schéma du circuit simulé

Le courant pic mesuré au moment de la décharge de la capacité est de $60A$ sur une période de $500\mu s$. Le constructeur indique que le thyristor BT152 600R accepte un courant de pic de $200A$ pour une période de pic de $10ms$, toutefois, cette valeur n'a pas été testée de manière répétée.

Afin de commander le thyristor, nous avons utilisé un driver. Ce type de composant n'est pas commun dans nos applications et nous avons choisi de piloter la "gate" du thyristor en courant. Lors de la réception du signal lumineux, l'entrée du driver donne l'ordre à la sortie de ce dernier de commander la gate. Le courant de sortie du driver est limité à quelques mA par l'alimentation du driver. Cette dernière se retrouve en court-circuit lorsque le thyristor devient passant et voit sa tension s'écrouler. De cette façon, nous coupons la sortie du driver car ce dernier n'est plus alimenté. Cette façon de piloter le thyristor a été éprouvée en même temps que la durée de vie du thyristor et bien que peu conventionnelle, elle a permis de réaliser un grand nombre d'essais sans jamais présenter de faiblesse.

1.2.3 Mise au point

Afin d'avoir une idée de la distance à imposer entre les électrodes de l'éclateur une simulation du champ électrostatique entre les électrodes a été réalisée. Cette simulation FEMM nous a permis de tracer une caractéristique de distance entre les électrodes en fonction de la tension imposée de sorte que le champ électrostatique maximal soit de $36kV/cm$, le champ de claquage de l'air à pression atmosphérique [118]. La tension est imposée sur une des électrodes et l'autre est reliée à la terre (cf. figure 4.4). Cette caractéristique est donnée sur la figure 4.9.

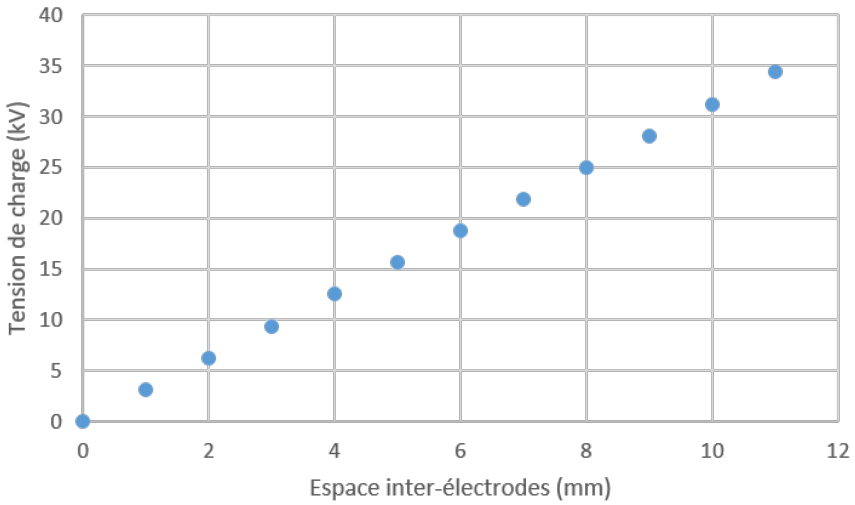


FIGURE 4.9 – Distances entre les électrodes principales issues de la simulation FEMM pour un champ maximal de $36kV/cm$

En conditions expérimentales nous fixons une tension plus faible que celle indiquée par la courbe présentée sur la figure 4.9. Ce dispositif de commutation nécessite un réglage fin mais a fait preuve d'une très bonne répétabilité pendant les essais.

1.3 Réacteur et électrodes

Nous avons conçu un réacteur et un système d'électrodes afin de réaliser les premiers essais d'arcs impulsionnels haute tension allumés par surtension dans l'eau. Le réacteur est cylindrique en acier inoxydable et d'un volume d'environ $10l$. Afin de réduire les contraintes sur le capot, un espace d'air est laissé entre le niveau d'eau et le capot. Cet espace d'air a été augmenté à l'aide d'une rondelle que nous avons usinée en POM C. Cette rondelle a aussi pour fonction d'augmenter la distance de "creepage" entre les électrodes et le corps du réacteur. Un unique hublot de 6mm d'épaisseur en PMMA a été installé afin d'effectuer des premiers essais de résistance. L'ensemble des acquisitions présentées dans ce chapitre l'ont été sur des décharges réalisées dans ce réacteur. Les câbles reliant l'alimentation au réacteur sont des câbles mono-conducteurs multibrins (65 brins) en cuivre isolés, la tenue en tension indiquée par le constructeur est de $40kV$. Afin de diminuer l'inductance et d'assurer la circulation du courant, ces câbles ont été doublés. Ils ont été liés entre eux afin de maîtriser la distance qui les sépare et fixer l'inductance ajoutée par ces câbles. La figure 4.10 présente le réacteur et les électrodes.

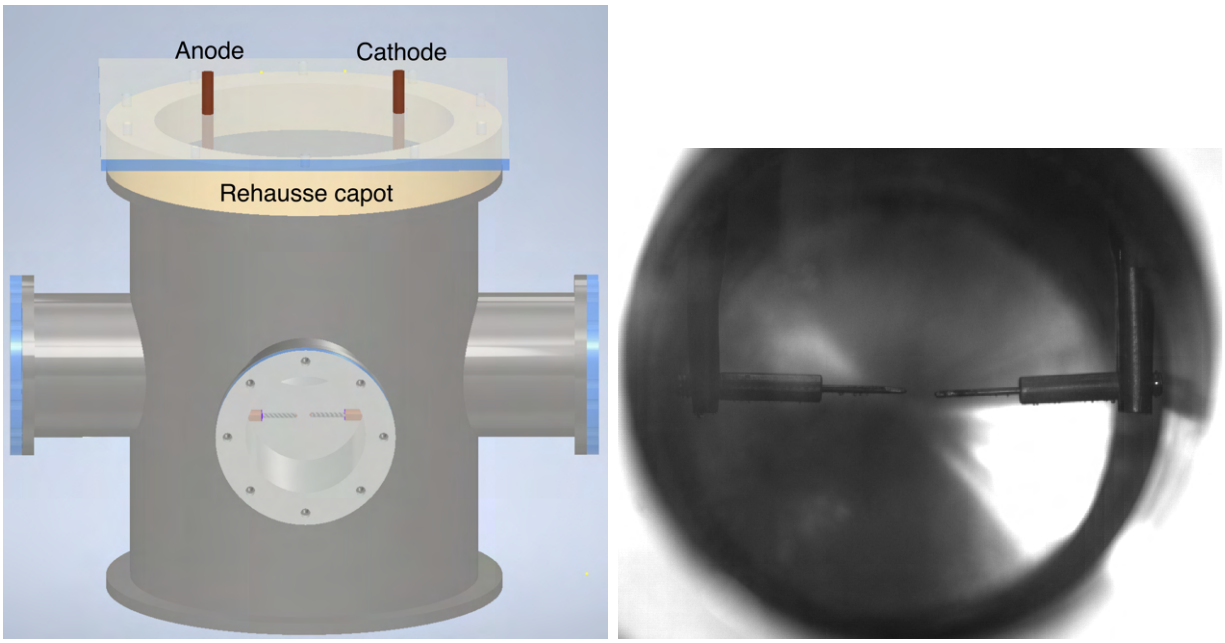


FIGURE 4.10 – Schéma du réacteur et image des électrodes

Sur la figure 4.10 on observe les deux électrodes qui sont des tiges de tungstène de $1.6mm$ de diamètre insérées dans des tiges de cuivre plus épaisses. Ces tiges de cuivres sont filetées et se vissent dans deux tubes de laiton horizontaux qui se connectent aux câbles au niveau du capot.

2 Caractérisation de l'alimentation

L'alimentation ayant été construite intégralement il est intéressant de caractériser ses paramètres électriques comme son inductance et l'inductance ajoutée par les câbles ou le système d'électrodes. Les capacités utilisées sont anciennes et la mesure de la capacité du banc nous permettra de vérifier un éventuel écart avec les indications du constructeur. Ce dispositif ayant été conçu dans l'objectif de se rapprocher des conditions expérimentales des applications de puissances pulsées qui nous intéressent dans le cadre de cette étude, la mesure de ces différents paramètres nous permettra de comparer notre dispositif à ceux décrits dans la littérature.

2.1 Mesure de la capacité du banc

Le banc de capacité est chargé avec un courant constant régulé par le chargeur. On peut alors estimer la capacité équivalente du banc en mesurant le temps nécessaire à la charge. En effet aux bornes d'un condensateur on a la relation :

$$i = c\frac{dU}{dt} \tag{4.1}$$

Avec i le courant traversant le condensateur, U la tension aux bornes du condensateur et c sa capacité. Si on intègre cette équation sur la durée de la charge on obtient :

$$i\Delta t_{charge} = c\Delta U \tag{4.2}$$

Le courant de charge de notre chargeur est réglé à $3mA$ et la précision de la régulation de ce courant de 0.01% selon le constructeur. Nous avons effectué 15 essais de charge du banc de capacité en partant d'un court circuit jusqu'à $7kV$. La capacité équivalente du banc a été mesurée à $24.7 \pm 0.3\mu F$ (incertitude à 3σ). Cette valeur est très proche des $25\mu F$ annoncés par le constructeur et nous apporte d'avantage de précision pour les mesures d'inductance qui seront présentées dans la partie suivante.

2.2 Mesures de l'inductance et de la résistance

Afin de caractériser les paramètres électriques de l'alimentation, des câbles et du réacteur nous avons cherché à caractériser l'inductance et la résistance de ces différents paramètres. S'il est raisonnable de supposer que la valeur de la capacité du banc, déterminée dans la partie précédente, domine largement les capacités parasites du système ce n'est pas le cas de l'inductance ni de la résistance. En effet, l'alimentation a été conçue afin de minimiser l'inductance mais sa valeur nous était inconnue. Pour cela nous avons mesuré l'onde de courant dans des conditions de décharge en court-circuit. La mesure du courant a été effectuée avec une sonde PEM CWT 300. Dans le cas d'une décharge de type RLC l'expression analytique de l'onde de courant attendue est la suivante :

$$i(t) = Ie^{-\lambda t}sin(\omega t) \tag{4.3}$$

C'est une sinusoïde amortie avec λ et ω respectivement les constantes d'amortissement et de pseudo-pulsation. I est l'amplitude initiale de l'enveloppe encadrant la sinusoïde amortie. Un programme Python a été développé afin d'approcher les signaux expérimentaux et ainsi déterminer ces paramètres. La figure 4.11 présente un exemple d'une onde de courant expérimentale et du signal approché par le programme :

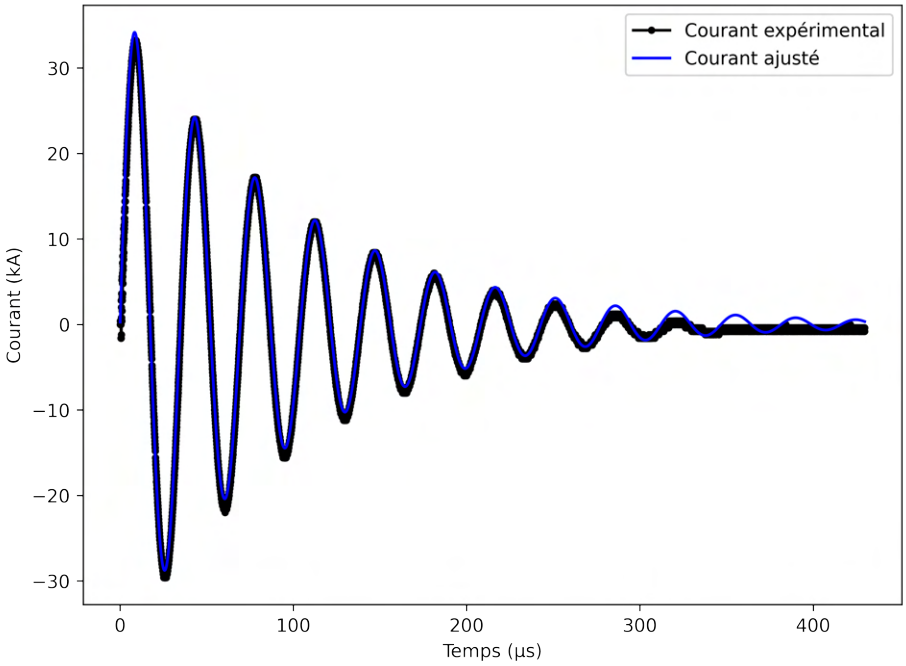


FIGURE 4.11 – Exemple d'une onde de courant expérimentale et du signal approché

Sur la figure 4.11 on remarque un bon accord entre les deux courbes jusqu'à $300\mu s$ environ, au-delà les oscillations attendues ne sont plus mesurées expérimentalement par la sonde. La pulsation ainsi déterminée correspond à la pseudo-pulsation. Afin de déterminer l'inductance nous avons besoin de déterminer la pulsation propre, c'est la pulsation du signal en l'absence de pertes et donc d'amortissement. La relation entre ces deux pulsations est la suivante :

$$\omega_0 = \sqrt{w^2 + \lambda^2} \tag{4.4}$$

Avec ω_0 la pulsation propre, ω la pseudo-pulsation et λ le facteur d'amortissement. Ainsi les valeurs d'inductance L et de résistance R nous sont données par les relations :

$$L = \frac{1}{\omega_0^2 C} \tag{4.5}$$

$$R = 2\lambda L \tag{4.6}$$

Avec C la valeur de la capacité du dispositif que nous considérerons égale à la capacité mesurée pour le banc dans la partie précédente.

Nous avons réalisé plusieurs décharges en court-circuit dans des configurations différentes afin d'isoler l'influence des différents composants. La première correspond à un court circuit

au plus proche du banc de capacité en incluant uniquement l'éclateur piloté, c'est le cas du signal présenté sur la figure 4.11. Un court-circuit incluant les câbles qui connectent l'alimentation au réacteur uniquement a été réalisé dans deux configurations : câbles libres décrivant une grande boucle et câbles liés afin de minimiser l'espace entre les conducteurs. Enfin un court-circuit incluant le réacteur et ses électrodes connectées à l'alimentation par des câbles liés a été réalisé. Ces éléments étant connectés en série les résistances et inductance s'additionnent. Ces composantes pour les différents éléments sont donnés dans la table 4.1 :

	Alimentation	Câbles libres	Câbles liés	Réacteur
L (μH)	1.2	5.8	3.0	0.29
R ($m\Omega$)	23	35	26	18

TABLE 4.1 – Paramètres électriques des différents composants du dispositif

On remarque immédiatement que le simple fait de lier les câbles entre eux diminue l'inductance ajoutée de près de 50%. Le réacteur et le système d'électrodes ajoutent assez peu d'inductance devant les câbles ou même l'alimentation seule. La valeur de la résistance est plus difficile à interpréter car chaque court-circuit nécessite de faire un contact où il n'en existe normalement pas. Cette résistance de contact qui s'ajoute à chaque mesure est difficile à isoler et mesurer et n'est pas nécessairement négligeable devant celle des différents conducteurs. Dans les conditions expérimentales où nous avons réalisé les décharges dans l'eau, c'est-à-dire avec le réacteur connecté à l'alimentation par les câbles liés entre eux, l'inductance et la résistance totales ont été mesurées respectivement à $4.5\mu H$ et $67m\Omega$. Dans la littérature Liu et al. [53, 39] ont mesuré entre 7.4 et $13.3\mu H$ selon la configuration de leur dispositif d'étude. Edebo et al. [20] présentent un dispositif pour la décontamination avec une inductance variable de valeur minimale $3\mu H$. Pour ces deux exemples les valeurs de la capacité du dispositif sont faibles, entre 0.6 et $3\mu F$. Ces dispositifs ne sont pas capables de stocker autant d'énergie que le nôtre. L'emploi de câbles plus courts, de plus faible inductance, pourrait nous permettre de diminuer assez simplement la valeur de l'inductance.

2.3 Mesures du courant et de la tension en conditions de décharge

L'allure des signaux électriques en condition de décharge dans l'eau est très différente de celle en condition de court-circuit. La figure 4.12 montre l'évolution du courant pour une décharge dans l'eau avec une tension de charge du banc de capacité de $8.4kV$ qui correspond à une énergie stockée d'environ $871J$. La mesure de tension a été effectuée avec une sonde de tension Tektronix P6015A sur le point chaud dynamique du banc de capacité. La référence a été prise sur une terre de l'alimentation.

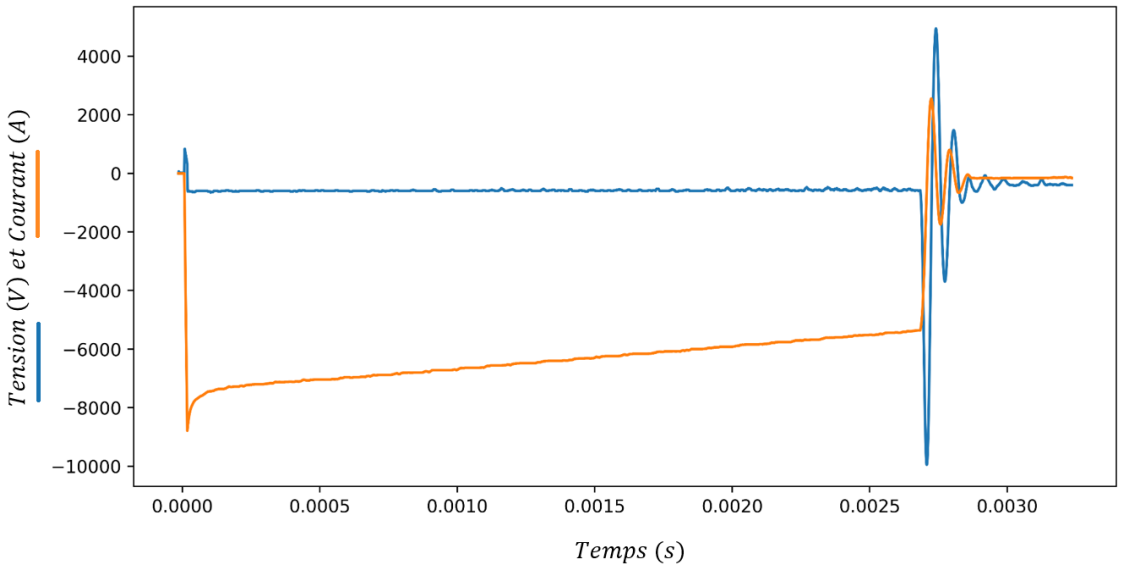


FIGURE 4.12 – Exemple d'une onde de courant et de tension expérimentale

Sur la figure 4.12 on observe l'instant de la commutation au moment du saut de tension. Le potentiel du point chaud dynamique devient négatif et diminue lentement pendant la phase de pré-claquage. Au moment du claquage la tension du point chaud dynamique est d'environ $5.4kV$ ce qui correspond à une énergie de $360J$ environ. Après la commutation du point chaud statique à la masse via l'éclateur piloté, le point chaud dynamique permet le claquage de l'eau avec une tension négative appliquée sur la cathode, c'est pour cette raison que le courant mesuré est négatif. On mesure une circulation de courant négatif de près de $600A$ pendant un peu moins de $2.7ms$. Il est peu probable que le courant circulant pendant cette phase de chauffage précédant la décharge soit aussi important. Si on considère l'énergie perdue par le banc de capacité pendant cette phase estimée à $510J$ et en considérant une tension moyenne du banc de $6.4kV$, le courant mesuré devrait être de l'ordre de $30A$. Ce courant contribue aux différents mécanismes de pré-claquage dont nous avons parlé dans le chapitre 1. A environ $2.7ms$ la décharge est amorcée par surtension et le courant de la décharge apparait comme une sinusoïde amortie. L'amplitude maximale de courant est un courant négatif de près de $10kA$. La pseudo-période du signal est de $66\mu s$. Le courant est totalement amorti en $250\mu s$.

3 Mesures expérimentales

Compte tenu des temps de décharge beaucoup plus courts (de l'ordre de la centaine de μs) que ceux observés sur le dispositif basse tension il sera impossible d'effectuer des mesures de spectroscopie résolues en temps. La durée de circulation du courant dans la décharge étant égale à la durée entre deux expositions de la caméra du spectrographe. La caméra rapide permet de suivre la dynamique de la bulle et, plus difficilement, la phase d'amorçage.

3.1 Imagerie rapide

La caméra rapide utilisée, une PHOTRON SA5, ne nous permet pas de monter la fréquence d'acquisition à des valeurs élevées sans sacrifier la résolution de l'image de manière importante. Nous avons réalisé les images présentées dans cette partie avec une fréquence d'acquisition de 100000 $images/seconde$, une résolution de 320x192 pixels et un temps d'exposition de $10\mu s$.

3.1.1 Amorçage

L'amorçage de la décharge est particulièrement difficile à capturer, les mécanismes sont très rapides et la luminosité faible comparativement à celle de la décharge. Néanmoins la figure 4.13 présente des images d'un amorçage en polarité négative d'une décharge avec tension de charge du banc de capacité de $8.4kV$.

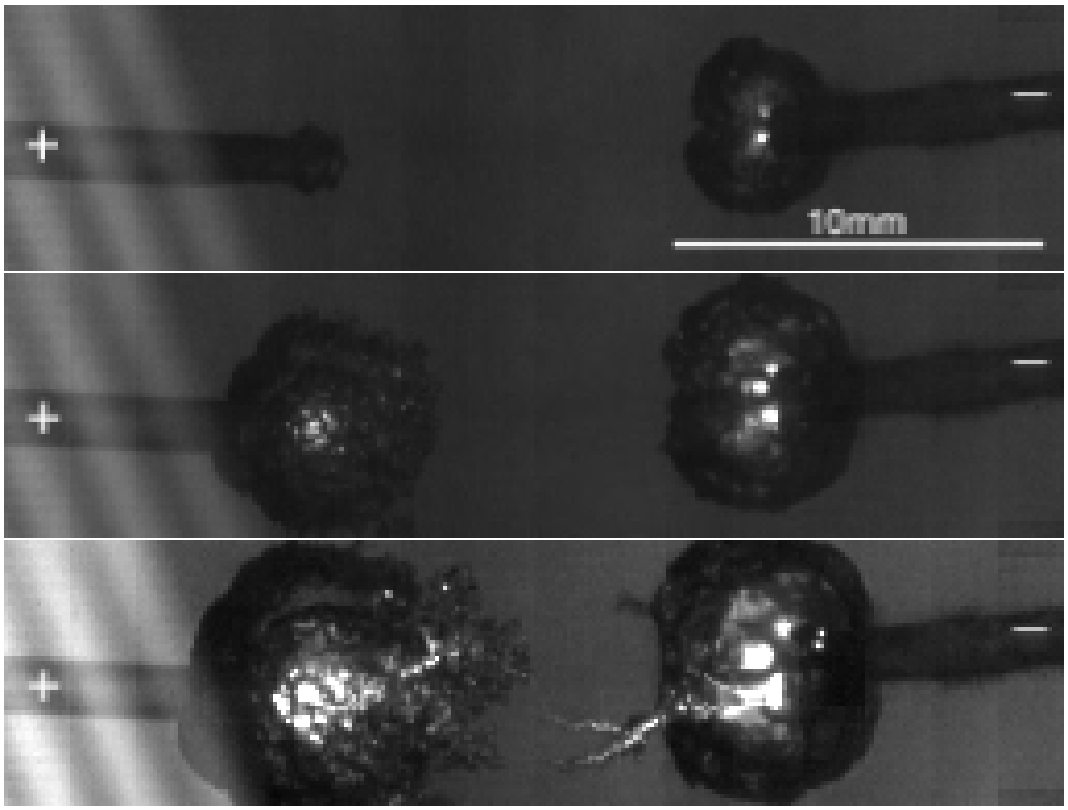


FIGURE 4.13 – Images de l'amorçage d'une décharge immergée dans l'eau, $ti1 = 2.00ms$, $ti2 = 2.50ms$, $ti3 = 2.86ms$

Sur la figure 4.13 on observe sur la première image l'apparition de bulles au niveau des deux électrodes. Ces zones de bulles se développent sur $3ms$ environ. Cette phase précédant la décharge est aussi caractérisée par la circulation de courant dans l'espace inter-électrode et la décharge lente du banc de capacité. Ces observations sont en accord avec celles de la littérature pour une décharge subsonique en polarité négative [44, 5], à la différence toutefois que la croissance de ces zones de bulles est particulièrement lente par rapport aux centaines de m/s parfois évoqués dans des études [47]. Cette croissance est tellement lente qu'il semble qu'au niveau de la cathode, l'électrode de droite soumise au potentiel négatif, ces micro-bulles n'en forment plus qu'une. Ces zones deviennent faiblement lumineuses, signe de la présence de micro-décharges. Dès lors le potentiel négatif à la cathode est reporté au front de cette bulle comme expliqué par G.Touya [5]. Une fois ces bulles suffisamment proches on voit apparaitre un canal plus fortement lumineux, d'abord dans la bulle du côté de la cathode puis dans l'eau entre les deux zones de bulles. Immédiatement après la décharge est amorcée et la caméra sature sur ces images. La vitesse de propagation de ce canal est de l'ordre de $100m/s$. C'est inférieur aux vitesses de propagation de décharges supersoniques évoquées dans la littérature qui sont de l'ordre de plusieurs dizaines de km/s [119]. Cette vitesse correspond aux vitesses de déplacement des canaux de bulles subsoniques. Sans dispositif de visualisation plus performant permettant de visualiser l'interface des éventuelles micro-bulles constituant ce canal, nous ne pouvons pas conclure sur sa nature.

3.1.2 Observations de la décharge

La fréquence d'acquisition nous permet d'observer la formation d'une bulle analogue à celle observée sur le dispositif basse tension. La figure 4.14 présente des images d'évolution de la bulle en présence de l'arc et sans source additionnelle d'éclairage.

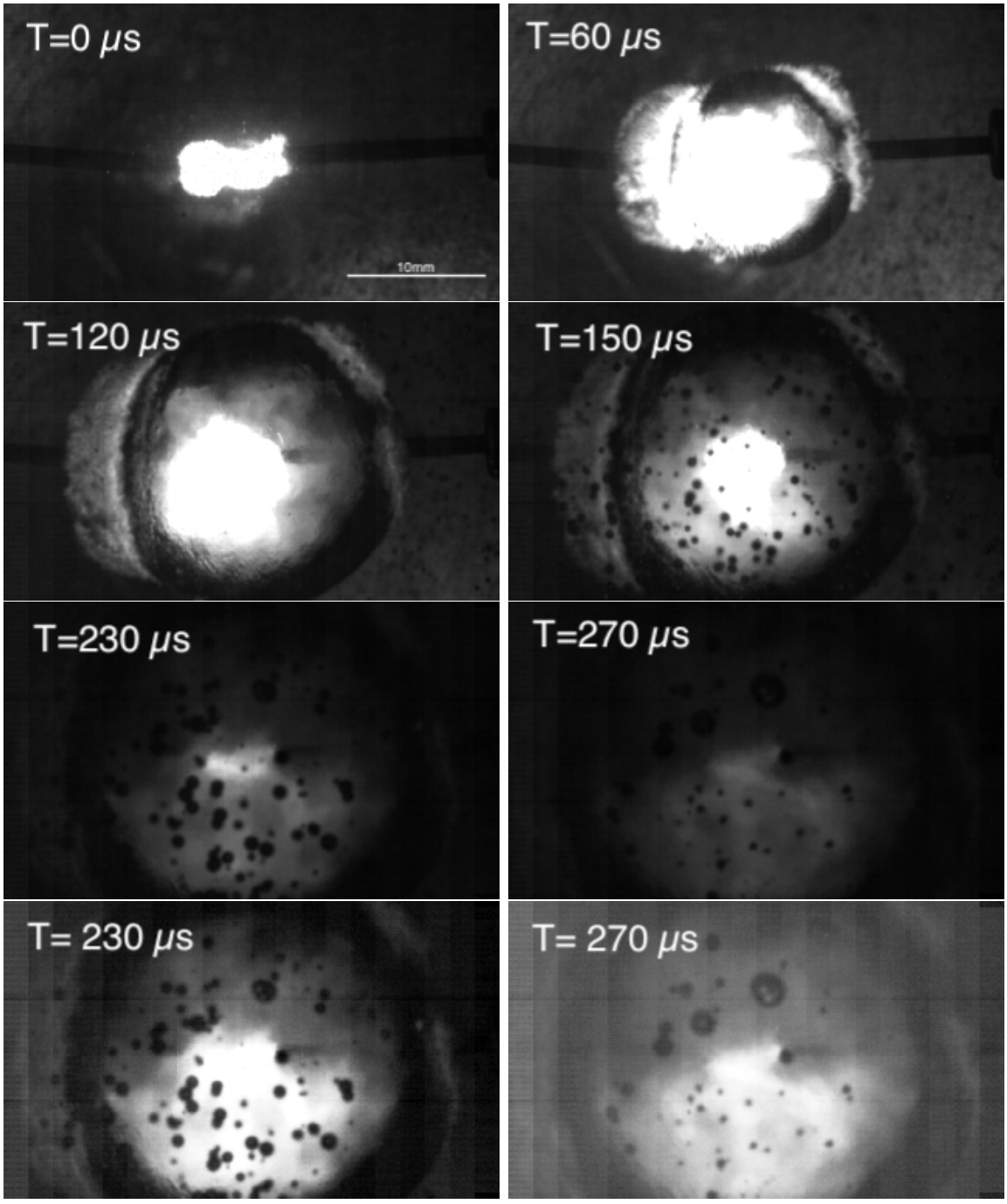


FIGURE 4.14 – Images d'une décharge immergée dans l'eau, anode à gauche, cathode à droite

On observe sur la figure 4.14 la croissance d'une bulle de vapeur. Sur la dernière image une zone faiblement lumineuse et diffuse est toujours présente, à cet instant le courant ne circule plus. Les contours de la bulle sont difficiles à observer sur les deux dernières images c'est pourquoi elles ont été modifiées. On observe que la bulle sort rapidement du cadre dans la direction verticale mais on peut suivre l'interface jusque sur la dernière image dans la direction horizontale. On observe alors que le volume de la bulle augmente jusqu'à la dernière image, alors que le courant ne circule plus et donc que l'énergie n'est plus injectée. Sur ces observations, en l'absence d'éclairage autre que la lumière de la décharge, il est impossible d'observer la fin de la croissance et la décroissance de la bulle post-décharge avec des éventuels rebonds observés pour certaines décharges dans la littérature (cf. chapitre 1).

3.1.3 Dynamique de la bulle

Afin de suivre la dynamique de la bulle, nous avons réalisé des images avec un éclairage additionnel similaire à celui présenté dans le chapitre 3 sur le dispositif basse tension à la différence que l'éclairage se fait en direct puisqu'il n'y a pas de hublot sur le réacteur pour rétro-éclairer la bulle. Les observations réalisées dans cette configuration nous ont permis d'observer la phase post-décharge. La décharge observée a été réalisée avec une tension de charge du banc de capacité $8.4kV$. La phase de pré-décharge étant particulièrement longue, la tension de claquage était de $5.4kV$ et donc l'énergie de décharge était de $360J$. Les observations réalisées ont montré que le rayon maximal de la bulle est atteint plusieurs millisecondes après la fin de la décharge et que l'effondrement de cette bulle se fait sans rebond. L'évolution et l'allure de la bulle sont très similaires aux observations faites sur le dispositif basse tension (cf. partie 2.4 du chapitre 3) et aux observations réalisées par Claverie et al. [67].

La figure 4.15 montre l'évolution du rayon de la bulle en fonction du temps. Les premiers instants de l'évolution de cette bulle sont inexploitables en raison de la présence de la décharge qui sature la caméra. La fin de l'évolution correspond à l'effondrement de cette bulle qui perd son aspect sphérique.

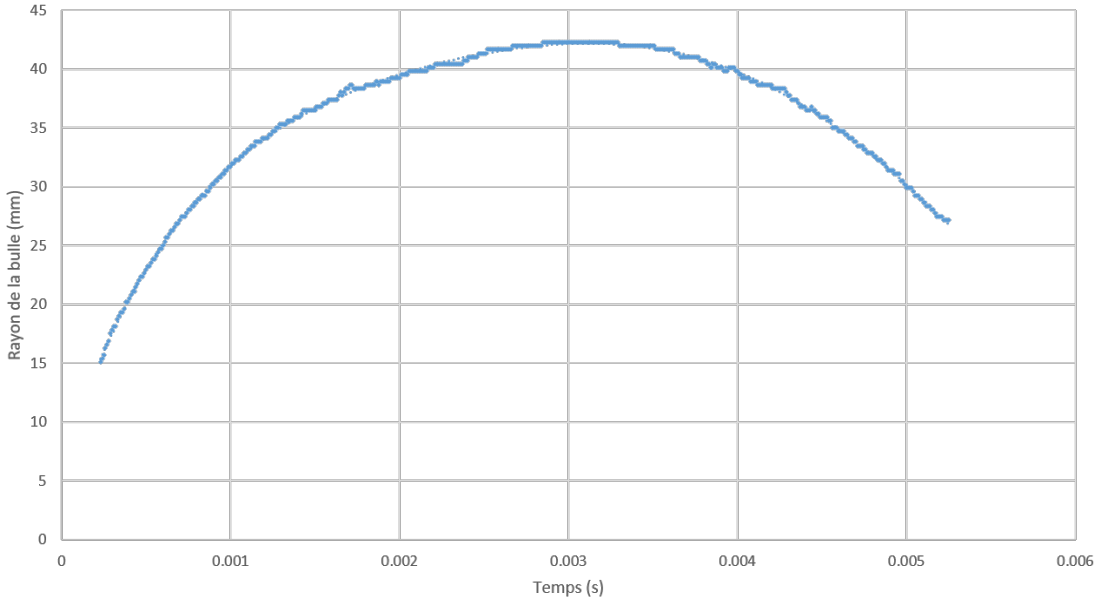


FIGURE 4.15 – Evolution du rayon de la bulle au cours du temps

La mesure de l'évolution du rayon de la bulle présentée sur la figure 4.15 a été approchée par un polynôme d'interpolation d'ordre 6 afin d'obtenir les paramètres de rayon maximal et de la période de la bulle. Le rayon maximal mesuré est de $42.2 \pm 0.9mm$ et la période de la bulle de $6.3 \pm 0.2ms$. Pour un fluide avec une pression $P_0 = 1.013hPa$ et de densité $997kg/m^3$ l'expression 1.3 conduit à une énergie $E = 32 \pm 2J$ et l'expression 1.4 à une énergie $E = 17.5 \pm 0.5J$. Dans les deux cas l'énergie est bien inférieure à l'énergie de claquage. L'énergie de décharge est en partie perdue par circulation du courant dans des conducteurs dont la résistance est non nulle. Au niveau de la décharge, une partie de l'énergie part dans les différentes ondes de pression, une autre partie est rayonnée.

3.2 Spectroscopie

Des acquisitions de spectroscopie d'émission ont été réalisées dans une configuration identique à celle présentée sur la figure 3.2 du chapitre 3 à la différence que les sténopés n'étaient pas présents. La direction de la lumière collectée n'est pas sélectionnée contrairement au dispositif basse tension. Des acquisitions ont été réalisées avec des paramètres identiques à ceux choisis pour les mesures de température par la méthode du diagramme de Boltzmann sur des raies d'OI et de densité électronique par mesure de l'élargissement Stark de $H\alpha$ et $H\beta$. Ces paramètres sont présentés en détails dans la table 3.2 (le réseau utilisé est celui à $120traits/mm$) du chapitre 3. Les figures 4.16, 4.17 et 4.18 présentent les résultats de l'unique exposition pour chaque acquisition présentant un signal.

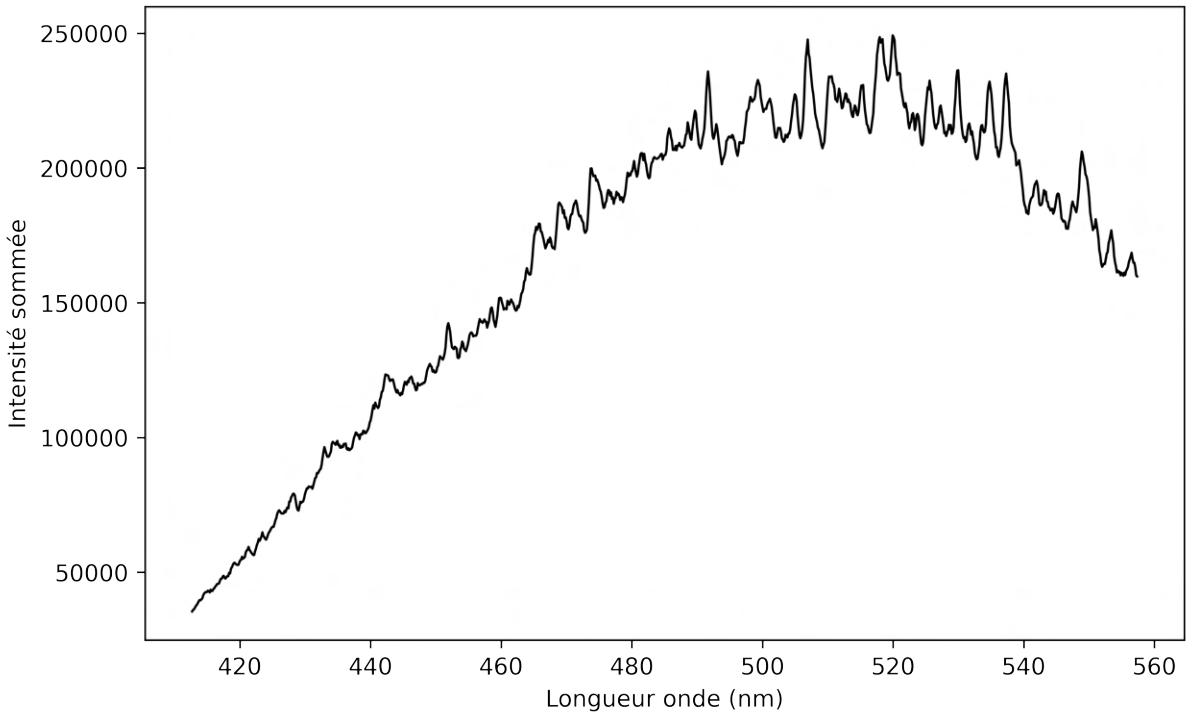


FIGURE 4.16 – Acquisition d'un spectre sur une plage de $140nm$ centrée à $486nm$

Sur la figure 4.16, sans surprise la raie $H\beta$ n'est pas visible. Sur les acquisitions réalisées sur le dispositif basse tension $H\beta$ n'était visible qu'au tout début de la décharge et sa disparition au profit d'autres raies d'émission parasites avait été attribuée à une forte densité du plasma. Sur le dispositif haute tension les puissances déposées sont bien plus importantes et les spectres sur les premiers instants de la décharge ne peuvent pas être observés en raison du manque de résolution temporelle du dispositif d'acquisition. On note la présence d'un nombre important de raies d'émission ainsi qu'une intense composante continue.

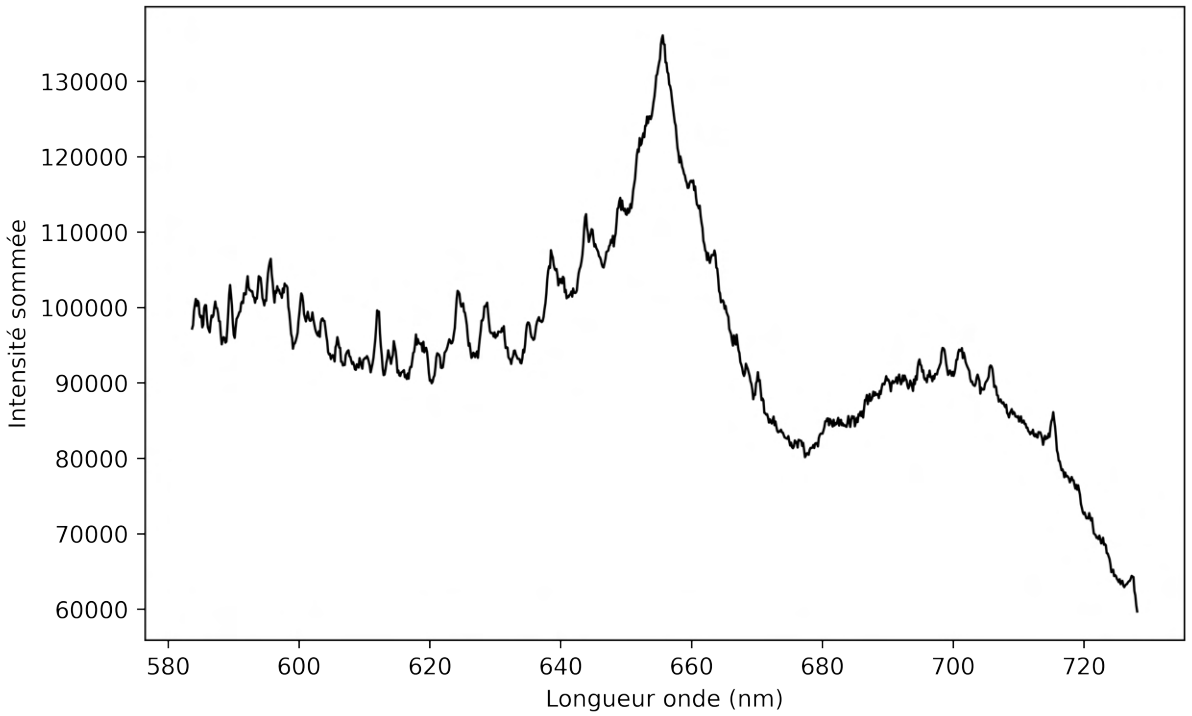


FIGURE 4.17 – Acquisition d'un spectre sur une plage de $140nm$ centrée à $656nm$

Sur la figure 4.17 la raie $H\alpha$ est visible mais ses ailes ne sont pas bien définies et une forte composante continue est de nouveau présente sur l'ensemble du spectre. Nous avons vu dans le chapitre 3 que la densité électronique mesurée sur la raie $H\alpha$ n'était fiable que pour les dépôts de puissance les plus faibles, pour cette raison aucune tentative de mesure n'a été effectuée sur ce spectre.

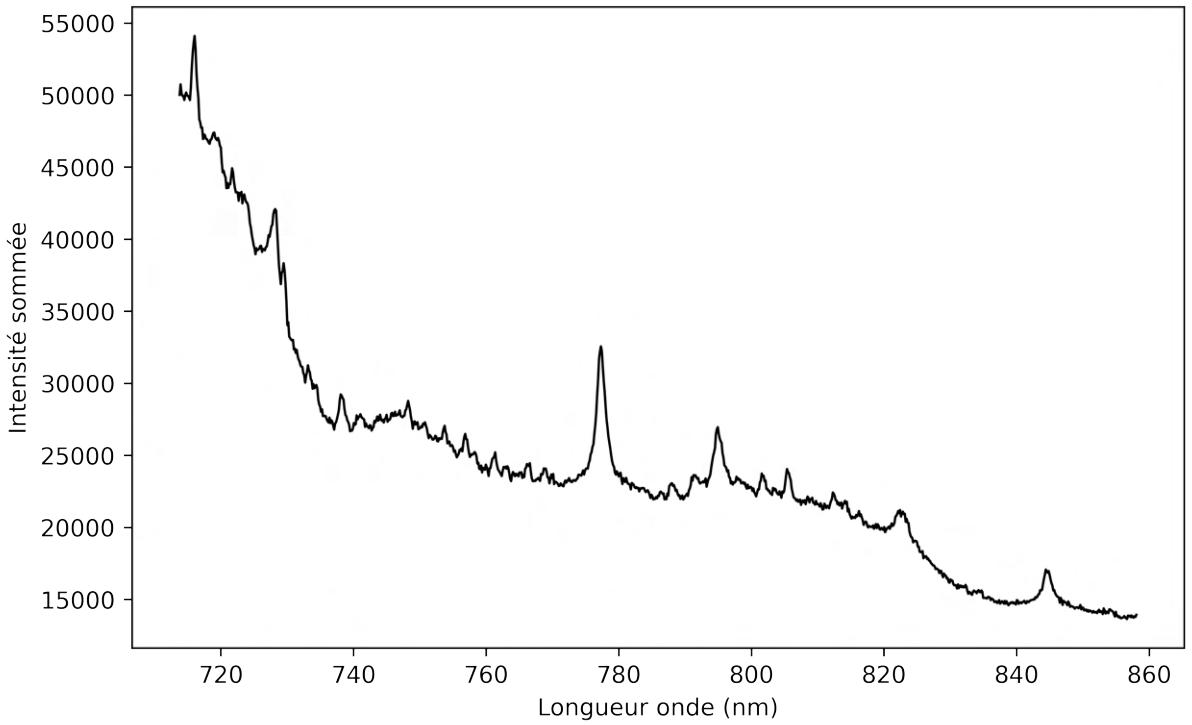


FIGURE 4.18 – Acquisition d'un spectre sur une plage de $140nm$ centrée à $785nm$

Sur la figure 4.18 les raies d'OI à 715.7, 777.3 et 844.7 nm sont visibles. La composante continue est importante mais bien moins intense que sur les deux acquisitions précédentes. De nouveau aucune mesure n'a été effectuée sur ce spectre. Nous avons vu dans le chapitre 3 que l'auto-absorption du plasma joue un rôle important sur la mesure de la température par la méthode du diagramme de Boltzmann. Plus le plasma est dense et épais plus l'auto-absorption est importante. Nous pensons, puisque la puissance déposée est plus importante que sur le dispositif basse tension, que l'auto-absorption est également plus importante. Nous manquons d'informations sur le milieu pour tenter de corriger ses effets comme nous l'avons fait dans le chapitre 3 en appliquant des facteurs de fuite. La table 4.2 présente les raies que nous avons pu identifier sur ce dernier spectre.

Elément	$\lambda(nm)$	g_i	E_j	E_i	A_{ij} $(10^7 s^{-1})$	f_{ij}
OI	715.67	5	12.73	14.46	5.05E+07	0.388
OII	728.03	6	29.07	30.77	4.59E+06	0.037
OII	738.11	4	28.86	30.54		
OI	777.34	15	9.15	10.74	3.69E+07	0.363
OI	795.08	7	12.54	14.10		
OI	822.18	8	12.54	14.05	2.89E+07	0.29
OI	822.77	3	12.54	14.04	8.13E+06	0.05
OI	844.65	9	9.52	10.99	3.22E+07	0.447

TABLE 4.2 – Caractéristiques des différentes transitions associées aux raies spectrales [104, 105]

La présence de raies d'oxygène ionisé indique une augmentation de la température par rapport aux décharges présentées dans le chapitre 3. La présence de raies d'oxygène atomique, plus intenses, nous indique toutefois, même si la pression du plasma est potentiellement plus élevée, que la température du plasma reste suffisamment faible pour que l'émission de ces raies d'oxygène atomique soit possible et prédominante.

La forte composante continue observée sur les spectres est caractéristique de l'émission d'un milieu dense avec une forte auto-absorption. Cependant, contrairement à certaines observations comme c'est le cas pour E. A. Martin [62] le spectre n'est pas totalement continu, des raies d'émission sont toujours présentes. Sans résolution temporelle il est impossible de déterminer si le spectre obtenu n'est pas le résultat de la superposition d'émissions correspondant à différents régimes de la décharge. Il est possible qu'à certains instants le spectre émis soit discret avec une faible composante continue, comme c'est le cas dans le chapitre 3, et qu'à d'autres instants il soit complètement continu.

4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit la conception d'un dispositif haute tension faible inductance destiné à générer des décharges d'arc impulsionnelles dans l'eau. La conception et la caractérisation d'un commutateur de type éclateur à air et son dispositif de déclenchement ont également été présentés. Une fois le dispositif fonctionnel, des mesures de caractérisation des grandeurs électriques et notamment de l'inductance du dispositif ont été réalisées. Ce dispositif nous a permis d'initier des décharges par surtension dans l'eau et de nous rapprocher des conditions expérimentales rencontrées dans les applications de puissances pulsées. Nous avons également été en mesure d'observer la phase de pré-claquage subsonique avec la caméra rapide. En ce qui concerne la caractérisation de la décharge : des mesures de la tension et du courant de la décharge et de sa phase de pré-claquage ont été effectuées. Avec la caméra rapide, nous avons été en mesure de suivre l'évolution de la bulle de vapeur. Enfin, avec le spectromètre nous avons enregistré des spectres (une seule exposition par décharge), malheureusement ils n'étaient pas exploitables. La présence de raies d'oxygène identifiables laisse entrevoir la possibilité, avec du matériel plus performant permettant une meilleure ré-

solution temporelle, d'effectuer des mesures de spectroscopie d'émission afin de caractériser le milieu plasma.

Conclusion générale et perspectives

Les objectifs principaux de cette thèse étaient de caractériser un plasma thermique d'arc impulsionnel dans l'eau à partir de mesures de spectroscopie d'émission. Dans un premier temps nous avons conçu et mis en place ce dispositif d'acquisition résolu temporellement sur un arc basse tension, plutôt lent (environ $10ms$ de décharge) par rapport aux applications de puissances pulsées. Dans un second temps nous avons conçu un dispositif haute tension, capable d'amorcer un arc par surtension dans l'eau. Ce dispositif, dont nous avons déterminé les caractéristiques électriques, nous a permis de nous rapprocher des constantes de temps et de puissance des applications. Des premières mesures de caractérisation par imagerie rapide et par spectroscopie d'émission ont été réalisées.

Le chapitre 1 présente le contexte de l'étude au travers de la description de quelques applications de décharges de puissances pulsées dans l'eau. Il décrit également les différents phénomènes étudiés dans la littérature.

Dans le chapitre 2 nous présentons les fondements théoriques des mesures de spectroscopie d'émission réalisées sur le plasma. La méthode du calcul de la composition chimique d'un plasma à l'E.T.L est également décrite. Enfin, nous avons étudié de manière théorique, l'influence de l'épaisseur du plasma sur les mesures de spectroscopie d'émission intégrées spatialement que nous avons effectuées expérimentalement. La première mesure est la mesure de la densité électronique avec l'élargissement de la raie d'hydrogène $H\alpha$. La seconde mesure est la mesure de la température par la méthode du diagramme de Boltzmann sur des raies d'oxygène atomique.

Dans le chapitre 3 nous avons d'abord présenté le dispositif et la chaine de caractérisation expérimentale que nous avons mis en place, notamment la mesure de spectroscopie d'émission. Nous avons ensuite présenté l'ensemble des phénomènes que nous avons été en mesure d'observer sur la décharge et son milieu environnant. Enfin, nous avons présenté au travers d'une étude paramétrique sur l'espace inter-électrodes et l'énergie de charge de l'alimentation, des mesures de densité électronique, température et pression du plasma. Cependant, l'inter-dépendance de ces paramètres nous a seulement permis d'encadrer ces grandeurs. La température maximale du plasma en moyenne sur la durée de la décharge a été estimée entre 10.4 et $16.5kK$ pour toutes les configurations de décharge présentées. Pour toutes les configurations, la densité électronique maximale mesurée est de l'ordre de 10^{23} m^{-3} voire 10^{24} m^{-3} pour les configurations avec les espaces inter-électrodes les plus faibles ou les tensions de charges les plus élevées. L'étude électrique menée a mis en avant l'augmentation

de l'efficacité du dépôt d'énergie avec l'augmentation de l'espace inter-électrodes. La température, la densité électronique et la pression du plasma ont été obtenues en réalisant un certain nombre d'hypothèses dépendant des autres paramètres. Il faudrait valider la mesure de température avec d'autres raies d'émission moins sensibles à l'auto-absorption, des raies d'OII si cela est possible de les observer ou d'une autre espèce via l'ajout d'additifs dans l'eau. Une amélioration possible serait d'effectuer des mesures résolues spatialement. Afin de conserver la résolution temporelle il serait nécessaire de réaliser deux acquisitions spectroscopiques simultanées. Une autre piste serait d'améliorer la répétabilité afin de diminuer la dispersion sur l'ensemble des mesures. Cependant, après de nombreux essais, cette dernière piste d'amélioration semble particulièrement difficile à mettre en œuvre.

Dans le chapitre 4 nous avons présenté la démarche de conception d'une alimentation haute tension et de son commutateur. Nous avons également caractérisé l'inductance de cette alimentation et du dispositif permettant de générer un arc impulsionnel dans l'eau. L'acquisition en imagerie rapide rétro-éclairée de la phase de pré-claquage et de la propagation de ce que nous pensons être un streamer subsonique (cf. chapitre 1) a été réalisée. A l'aide de la caméra rapide, nous avons aussi suivi le rayon de la bulle générée par la décharge au cours du temps. Ces acquisitions ont toutefois mis en avant les limites techniques du dispositif d'acquisition et du matériel. Aux vitesses d'acquisition sélectionnées la résolution de la caméra est faible. Pour l'acquisition de la bulle nous n'avons pu observer que la moitié supérieure de la bulle pour suivre son évolution jusqu'au rayon maximal. Pour les images de l'amorçage la résolution est limitée mais un rétro-éclairage puissant afin de faire de l'ombroscopie voire de la strioscopie pourrait aider à distinguer les interfaces des différentes structures. D'un point de vue technique, bien que tout à fait satisfaisante, l'inductance du dispositif pourrait être améliorée en optimisant le dispositif jusqu'au réacteur. Ce sont notamment les câbles qui sont la source d'inductance la plus importante et qui peuvent aisément être remplacés. Cependant, c'est un dispositif d'étude. C'est pourquoi la mise au point et l'optimisation d'une chaine de caractérisation expérimentale comme celle du dispositif basse tension devraient être la priorité puisque les acquisitions de spectroscopie d'émission n'ont pas pu être exploitées.

Bibliographie

[1] Atsushi Yamatake, Danielle M. Angeloni, Sarah E. Dickson, Monica B. Emelko, Koichi Yasuoka, and Jen-Shih Chang. Characteristics of Pulsed Arc Electrohydraulic Discharge for Eccentric Electrode Cylindrical Reactor using Phosphate-Buffered Saline Water. *Japanese Journal of Applied Physics*, 45(10B) :8298–8301, October 2006.

[2] Sergey F. Golovashchenko, Alan J. Gillard, Alexander V. Mamutov, and Ramy Ibrahim. Pulsed electrohydraulic springback calibration of parts stamped from advanced high strength steel. *Journal of Materials Processing Technology*, 214(11) :2796–2810, November 2014.

[3] John J. F. Bonnen, Sergey F. Golovashchenko, Scott A. Dawson, and Alexander V. Mamutov. Electrode Erosion Observed in Electrohydraulic Discharges Used in Pulsed Sheet Metal Forming. *Journal of Materials Engineering and Performance*, 22(12) :3946–3958, December 2013.

[4] V. S. Balanethiram and Glenn S. Daehn. Hyperplasticity : Increased forming limits at high workpiece velocity. *Scripta Metallurgica et Materialia*, 30(4) :515–520, February 1994.

[5] Gilles Touya. *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.* These de doctorat, Pau, January 2003.

[6] J. Hofmann and T.H.G.G. Weise. Pulsed power technologies for commercial material reduction and crushing applications. In *Digest of Technical Papers. 11th IEEE International Pulsed Power Conference (Cat. No.97CH36127)*, volume 1, pages 203–207, Baltimore, MA, USA, 1997.

[7] K.J. Touryan and J.W. Benze. Enhanced Coal Comminution And Beneficiation using Pulsed Power Generated Shocks. In *Eighth IEEE International Conference on Pulsed Power*, pages 830–833, San Diego, CA, 1991.

[8] Wen Chen, Olivier Maurel, Thierry Reess, Antoine Silvestre De Ferron, Christian La Borderie, Gilles Pijaudier-Cabot, Franck Rey-Bethbeder, and Antoine Jacques. Experimental study on an alternative oil stimulation technique for tight gas reservoirs based on dynamic shock waves generated by Pulsed Arc Electrohydraulic Discharges. *Journal of Petroleum Science and Engineering*, 88-89 :67–74, June 2012.

[9] S. G. Poklonov, V. G. Zhekul, and A. P. Smirnov. Technique and results of experimental investigations of the influence of the elastic barrier on pressure wave parameters in electric discharge in water. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*, 43(5) :350–353, October 2007.

[10] Clemens Karwautz and Tillmann Lueders. Impact of hydraulic well restoration on native bacterial communities in drinking water wells. *Microbes and Environments*, 29(4) :363–369, 2014.

[11] C. Chaussy, F. Eisenberger, and B. Forssmann. Extracorporeal Shockwave Lithotripsy (ESWL®) : A Chronology. *Journal of Endourology*, 21(11) :1249–1254, November 2007. Publisher : Mary Ann Liebert, Inc., publishers.

[12] J. S. Gravenstein and K. Peter, editors. *Extracorporeal shock-wave lithotripsy for renal stone disease : technical and clinical aspects*. Butterworths, Boston, 1986.

[13] Sergey F. Golovashchenko, Alan J. Gillard, Alexander V. Mamutov, John F. Bonnen, and Zejun Tang. Electrohydraulic trimming of advanced and ultra high strength steels. *Journal of Materials Processing Technology*, 214(4) :1027–1043, April 2014.

[14] Arne Melander, Aldin Delic, Anders Björkblad, Pasi Juntunen, Ludovic Samek, and Leire Vadillo. Modelling of electro hydraulic free and die forming of sheet steels. *International Journal of Material Forming*, 6(2) :223–231, June 2013.

[15] Majid Zia, Ali Fazli, and Mahdi Soltanpour. Warm Electrohydraulic Forming : A Novel High Speed Forming Process. *Procedia Engineering*, 207 :323–328, January 2017.

[16] A. Vivek, G. A. Taber, J. R. Johnson, S. T. Woodward, and Glenn S. Daehn. Electrically driven plasma via vaporization of metallic conductors : A tool for impulse metal working. *Journal of Materials Processing Technology*, 213(8) :1311–1326, August 2013.

[17] S. Boev, V. Vajov, B. Levchenko, D. Jgun, V. Muratov, S. Peltsman, A. Adam, and K. Uemura. Electropulse technology of material destruction and boring. In *Digest of Technical Papers. 11th IEEE International Pulsed Power Conference (Cat. No.97CH36127)*, volume 1, pages 220–225 vol.1, June 1997.

[18] V. Goldfarb, R. Budny, A. Dunton, G. Shneerson, S. Krivosheev, and Yu. Adamian. Removal of surface layer of concrete by a pulse-periodical discharge. In *Digest of Technical Papers. 11th IEEE International Pulsed Power Conference (Cat. No.97CH36127)*, volume 2, pages 1078–1084 vol.2, June 1997.

[19] Axel Wolf Hendrik Kratel. *Pulsed Power Discharges in Water*. phd, California Institute of Technology, 1996.

[20] L. Edebo and I. Selin. The Effect of the Pressure Shock Wave and Some Electrical Quantities in the Microbicidal Effect of Transient Electric Arcs in Aqueous Systems. *Microbiology*, 50(2) :253–259, 1968. Publisher : Microbiology Society,.

[21] S E Gilliland and M L Speck. Inactivation of microorganisms by electrohydraulic shock. *Applied microbiology*, 15(5) :1031–1037, September 1967.

[22] S. E. Gilliland and M. L. Speck. Mechanism of the Bactericidal Action Produced by Electrohydraulic Shock. *Applied Microbiology*, 15(5) :1038–1044, September 1967. Publisher : American Society for Microbiology.

[23] I.M. Gavrilov, V.R. Kukhta, V.V. Lopatin, and P.G. Petrov. Dynamics of prebreakdown phenomena in a uniform field in water. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 1(3) :496–502, June 1994. Conference Name : IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation.

[24] V.R. Kukhta and V.V. Lopatin. Inception and development prebreakdown cavities in water. In *Proceedings of 1999 IEEE 13th International Conference on Dielectric Liquids (ICDL'99) (Cat. No.99CH36213)*, pages 273–276, July 1999.

[25] Xiandong Li, Yi Liu, Guyue Zhou, Siwei Liu, Zhiyuan Li, Guozhen Gao, and Fuchang Lin. Polarity effect variation on electrical breakdown of water under sub-millisecond pulses. *Applied Physics Letters*, 111(16) :164101, October 2017.

[26] Paul Ceccato. *Filamentary plasma discharge inside water : initiation and propagation of a plasma in a dense medium.* phdthesis, Ecole Polytechnique X, December 2009.

[27] H. M. Jones and E. E. Kunhardt. Pre-breakdown currents in water and aqueous solutions and their influence on pulsed dielectric breakdown. *Journal of Applied Physics*, 78(5) :3308–3314, September 1995.

[28] H. M. Jones and E. E. Kunhardt. Development of pulsed dielectric breakdown in liquids. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 28(1) :178, January 1995.

[29] Kwan C. Kao. Theory of High-Field Electric Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids. *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, EI-11(4) :121–128, December 1976. Conference Name : IEEE Transactions on Electrical Insulation.

[30] T.J. Lewis. A new model for the primary process of electrical breakdown in liquids. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 5(3) :306–315, June 1998.

[31] Huantong Shi, Guofeng Yin, Xingwen Li, Jian Wu, Anthony B. Murphy, Yongmin Zhang, and Aici Qiu. Electrical wire explosion as a source of underwater shock waves. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 54(40) :403001, July 2021. Publisher : IOP Publishing.

[32] Ruoyu Han, Haibin Zhou, Jiawei Wu, Thomas Clayson, Hang Ren, Jian Wu, Yongmin Zhang, and Aici Qiu. Experimental verification of the vaporization's contribution to the shock waves generated by underwater electrical wire explosion under micro-second timescale pulsed discharge. *Physics of Plasmas*, 24 :063511, June 2017. ADS Bibcode : 2017PhPl...24f3511H.

[33] S. A. Khainatskii. Conditions for realization of an optimum regime of the electric explosion of conductors in liquid media. *Technical Physics Letters*, 35(4) :299–301, April 2009.

[34] Toshimi Tobe, Masana Kato, and Haruki Obara. Energy Consumption at Underwater Exploding-Wire Gap in Electric Discharge Metal Forming. *Bulletin of JSME*, 21(162) :1780–1786, 1978.

[35] Toshiro Suhara and Shigehisa Fukuda. Experimental Determination Of Optimum Condition For Wire Explosion In Water And PMMA. In *13th Intl Congress on High Speed Photography and Photonics*, volume 0189, pages 321–325. SPIE, July 1979.

[36] Qing Zhou, Qiaogen Zhang, Jun Zhang, Junping Zhao, Baozhong Ren, and Lei Pang. Effect of the Circuit and Wire Parameters on Exploding an Al Wire in Water. *Plasma Science and Technology*, 13(6) :661, December 2011.

[37] Liuxia Li, Dun Qian, Xiaobing Zou, and Xinxin Wang. Underwater electrical wire explosion : Shock wave from melting being overtaken by shock wave from vaporization. *Physics of Plasmas*, 25(5) :053502, May 2018.

[38] Yoan Bacqueyrisses. *Étude d'optimisation du rendement de la fracturation électrique de roches par la méthode indirecte*. These de doctorat, Pau, July 2022.

[39] Yi Liu, Zhi-Yuan Li, Xian-Dong Li, Si-Wei Liu, Gu-Yue Zhou, and Fu-Chang Lin. Intensity improvement of shock waves induced by liquid electrical discharges. *Physics of Plasmas*, 24(4) :043510, April 2017.

[40] Si-Wei Liu, Yi Liu, Yi-Jia Ren, Fu-Chang Lin, Hua Li, and Yong Zhao. Influence of conductivities on electrical breakdown of water under microsecond pulsed voltage. *Physics of Plasmas*, 27(6) :063512, June 2020.

[41] Pierre Adda. *Décharges électriques impulsionnelles dans l'eau : mécanismes, effets physiques, et application à l'extraction de polyphénols à partir de pépins de raisin*. These de doctorat, Compiègne, February 2018.

[42] G. Touya, T. Reess, L. Pécastaing, A. Gibert, and P. Domens. Development of subsonic electrical discharges in water and measurements of the associated pressure waves. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 39(24) :5236, December 2006.

[43] Yan Dong, Decun Bian, Jinchang Zhao, and Shaoqing Niu. Study of the Electrical Characteristics, Shock-Wave Pressure Characteristics, and Attenuation Law Based on Pulse Discharge in Water. 2016, 2016. Place : Cairo, United Kingdom Publisher : Hindawi Limited.

[44] P. Ceccato, O. Guaitella, Lucas Shaper, Bill Graham, and A. Rousseau. Time resolved imaging of a pulsed plasma discharge in water. In *2009 IEEE Pulsed Power Conference*, pages 866–871, June 2009. ISSN : 2158-4923.

[45] Tony Imbert. *Caractérisation de la rigidité diélectrique de fluides et d'une roche en fonction de leur conductivité, de la température et de la pression.* These de doctorat, Pau, December 2019.

[46] J. Martin, T. Reess, A. Ferron, R. Ruscassie, and F. Bethbeder. Influence of hydrostatic pressure and temperature on the water dielectric strength and on the dynamic pressure wave. In *Proceedings of the 2012 IEEE International Power Modulator and High Voltage Conference, IPMHVC 2012*, pages 370–373, June 2012.

[47] Justin Martin. *Etude et caractérisation d'onde de pression générée par une décharge électrique dans l'eau. Application à la fracturation électrique de roches.* These de doctorat, Pau, June 2013.

[48] D. C. Bian, D. Yan, J. C. Zhao, and S. Q. Niu. Experimental Study of Pulsed Discharge Underwater Shock-Related Properties in Pressurized Liquid Water. *Advances in Materials Science and Engineering*, 2018 :e8025708, January 2018. Publisher : Hindawi.

[49] S. Xiao, J. Kolb, S. Kono, S. Katsuki, R.P. Joshi, M. Laroussi, and K.H. Schoenbach. High power water switches : postbreakdown phenomena and dielectric recovery. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 11(4) :604–612, August 2004. Conference Name : IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation.

[50] Ruma, P. Lukes, N. Aoki, E. Spetlikova, S. H. R. Hosseini, T. Sakugawa, and H. Akiyama. Effects of pulse frequency of input power on the physical and chemical properties of pulsed streamer discharge plasmas in water. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 46(12) :125202, February 2013. Publisher : IOP Publishing.

[51] Gu-yue Zhou, Yi Liu, Xian-dong Li, Si-wei Liu, Zhi-yuan Li, Zi-jian Li, and Fu-chang Lin. Influence of voltage polarity on intensity of shock waves induced by underwater pulse discharges. In *2017 IEEE 19th International Conference on Dielectric Liquids (ICDL)*, pages 1–5, June 2017. ISSN : 2153-3733.

[52] Hwi-Chan Ham and Jack. J. Yoh. Electronegative microchannel guided streamer propagation for in-liquid spark breakdown applications. *Applied Physics Letters*, 118(10) :103905, March 2021.

[53] Si-Wei Liu, Yi Liu, Yi-Jia Ren, Fu-Chang Lin, Hua Li, and Yong Zhao. Analysis of shock wave induced by underwater pulsed discharge using discharge current interception. *Journal of Applied Physics*, 127(14) :143301, April 2020.

[54] J.W. Mackersie, I.V. Timoshkin, and S.J. MacGregor. Generation of high-power ultrasound by spark discharges in water. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 33(5) :1715–1724, October 2005. Conference Name : IEEE Transactions on Plasma Science.

[55] C. F. Huff and R. A. Graham. Pressure measurements very near an electrical arc discharge in a liquid using a lithium niobate piezoelectric transducer. *Applied Physics Letters*, 27(4) :163–164, September 1975.

[56] David W. Hahn and Nicoló Omenetto. Laser-Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS), Part I : Review of Basic Diagnostics and Plasma—Particle Interactions : Still-Challenging Issues within the Analytical Plasma Community. *Applied Spectroscopy*, 64(12) :335A–336A, December 2010. Publisher : SAGE Publications Ltd STM.

[57] Jinjia Guo, Yuan Lu, Kai Cheng, Jiaojian Song, Wangquan Ye, Nan Li, and Ronger Zheng. Development of a compact underwater laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS) system and preliminary results in sea trials. *Applied Optics*, 56(29) :8196–8200, October 2017. Publisher : Optica Publishing Group.

[58] Nan Li, Naoya Nishi, Ronger Zheng, and Tetsuo Sakka. Efficient detection of emission lines for H and O and the use as an internal standard for underwater LIBS. *Journal of Analytical Atomic Spectrometry*, 36(2) :345–351, 2017. Publisher : Royal Society of Chemistry.

[59] Riadh Hannachi. *Etude expérimentale et propriétés radiatives d'un plasma thermique induit par impact laser à la surface de milieux aqueux eau-chlorure de calcium/chlorure de magnésium/chlorure de sodium*. These de doctorat, Toulouse 3, January 2007.

[60] H. Lange, M. Sioda, A. Huczko, Y. Q. Zhu, H. W. Kroto, and D. R. M. Walton. Nanocarbon production by arc discharge in water. *Carbon*, 41(8) :1617–1623, January 2003.

[61] C. Miron, M. A. Bratescu, N. Saito, and O. Takai. Time-resolved Optical Emission Spectroscopy in Water Electrical Discharges. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 30(5) :619–631, October 2010.

[62] Edward A. Martin. Experimental Investigation of a High-Energy Density, High-Pressure Arc Plasma. *Journal of Applied Physics*, 31(2) :255–267, June 1960.

[63] V. S. Burakov, E. A. Nevar, M. I. Nedel'ko, N. A. Savastenko, and N. V. Tarasenko. Spectroscopic diagnostics for an electrical discharge plasma in a liquid. *Journal of Applied Spectroscopy*, 76(6) :856–863, November 2009.

[64] Tetiana Tmenova. *Étude expérimentale de la décharge électrique pulsée dans l'eau*. These de doctorat, Toulouse 3, November 2019.

[65] V. Kukhta and V. Lopatin. Discharge propagation in water in non-uniform field. In *ICDL'96. 12th International Conference on Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids*, pages 259–262, July 1996.

[66] C. Rond, J. M. Desse, N. Fagnon, X. Aubert, A. Vega, and X. Duten. Influence of applied voltage and electrical conductivity on underwater pin-to-pin pulsed discharge. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 52(2) :025202, October 2018. Publisher : IOP Publishing.

[67] A. Claverie, J. Deroy, M. Boustie, G. Avrillaud, A. Chuvatin, E. Mazanchenko, G. Demol, and B. Dramane. Experimental characterization of plasma formation and shockwave propagation induced by high power pulsed underwater electrical discharge. *Review of Scientific Instruments*, 85(6) :063701, June 2014.

[68] HF Willis. Underwater explosions, time interval between successive explosions. *Underwater Explosion Research*, 2 :13–33, 1941.

[69] Cathy Rond, Nicolas Fagnon, Benjamin Dufour, Son Truong Nguyen, Arlette Vega, and Xavier Duten. Microsecond Electrical Breakdown in Water : Advances Using Emission Analysis and Cavitation Bubble Theory. *Molecules*, 27(3) :662, January 2022. Number : 3 Publisher : Multidisciplinary Digital Publishing Institute.

[70] A. Hamdan, C. Noel, F. Kosior, G. Henrion, and T. Belmonte. Dynamics of bubbles created by plasma in heptane for micro-gap conditions. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 134(2) :991–1000, August 2013.

[71] Rachid Qotba. *Étude expérimentale des phénomènes induits dans un liquide par une injection fortement localisée d'énergie*. These de doctorat, Université Joseph Fourier (Grenoble ; 1971-2015), January 2005.

[72] IV Timoshkin, RA Fouracre, MJ Given, and SJ MacGregor. Hydrodynamic modelling of transient cavities in fluids generated by high voltage spark discharges. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 39(22) :4808, 2006.

[73] F Aitken, FMJ McCluskey, and A Denat. An energy model for artificially generated bubbles in liquids. *Journal of Fluid Mechanics*, 327 :373–392, 1996.

[74] Zoé Laforest. *Etude expérimentale et numérique d'un arc électrique dans un liquide*. These de doctorat, Toulouse 3, October 2017.

[75] P. Freton. *Etude d'un arc de découpe par plasma d'oxygène Modélisation - Expérience*. PhD thesis, Université Paul Sabatier, TOULOUSE III, 2002.

[76] S. Pellerin, K. Musiol, and J. Chapelle. Measurement of atomic parameters of singly ionized argon lines—iii. stark broadening parameters. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 57(3) :377–393, 1997.

[77] HW Drawin and F Emard. Optical escape factors for bound-bound and free-bound radiation from plasmas. i. constant source function. *Beiträge aus der Plasmaphysik*, 13(3) :143–168, 1973.

[78] Yann Cressault. *Propriétés des plasmas thermiques dans des mélanges argon-hydrogène-cuivre*. PhD thesis, Université Paul Sabatier-Toulouse III, 2001.

[79] J.W. Bradley and P.M. Bryant. 2 - the diagnosis of plasmas used in the processing of textiles and other materials. In R. Shishoo, editor, *Plasma Technologies for Textiles*, Woodhead Publishing Series in Textiles, pages 25–63. Woodhead Publishing, 2007.

[80] Tobias Völker and Igor B. Gornushkin. Importance of physical units in the Boltzmann plot method. *Journal of Analytical Atomic Spectrometry*, 37(10) :1972–1974, October 2022. Publisher : The Royal Society of Chemistry.

[81] John F. Kielkopf. New approximation to the Voigt function with applications to spectral-line profile analysis. *JOSA*, 63(8) :987–995, August 1973.

[82] H.R. Griem. *Plasma Spectroscopy*. McGraw-Hill, 1964.

[83] Marco Gigosos, Manuel González, and Valentín Cardeñoso-Payo. Computer simulated Balmer-alpha, -beta and -gamma Stark line profiles for non-equilibrium plasmas diagnostics. *Spectrochimica Acta Part B : Atomic Spectroscopy*, 58 :1489, August 2003.

[84] M. Pavoine. Etude expérimentale d'un arc électrique éclatant dans un liquide. Master's thesis, Université Paul Sabatier, TOULOUSE III, 2019.

[85] N. Konjević, M. Ivković, and N. Sakan. Hydrogen Balmer lines for low electron number density plasma diagnostics. *Spectrochimica Acta Part B : Atomic Spectroscopy*, 76 :16–26, October 2012.

[86] P Kepple and Hans R Griem. Improved stark profile calculations for the hydrogen lines h α, h β, h γ, and h δ. *Physical Review*, 173(1) :317, 1968.

[87] CR Vidal, J Cooper, and EW Smith. Hydrogen stark-broadening tables. *Astrophysical Journal Supplement, vol. 25, p. 37 (1973)*, 25 :37, 1973.

[88] C Stehlé and R Hutcheon. Extensive tabulations of stark broadened hydrogen line profiles. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 140(1) :93–97, 1999.

[89] Marco A Gigosos and Valentín Cardeñoso. New plasma diagnosis tables of hydrogen stark broadening including ion dynamics. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 29(20) :4795, 1996.

[90] Andriniaina Harry Solo. *Étude théorique d'un plasma dans la phase de transition allumage/combustion d'un moteur à gaz*. These de doctorat, Toulouse 3, October 2020.

[91] Dominique Godin. Calcul de compositions chimiques de plasmas à l'équilibre thermodynamique : application à la modélisation de l'ablation dans les disjoncteurs. Master's thesis, École Polytechnique de Montréal, 1998. ISBN : 9780612429093.

[92] Takao Namihira, Shunsuke Sakai, Takahiro Yamaguchi, Kunihiro Yamamoto, Chiemi Yamada, Tsuyoshi Kiyan, Takaishi Sakugawa, Sunao Katsuki, and Hidenori Akiyama. Electron Temperature and Electron Density of Underwater Pulsed Discharge Plasma Produced by Solid-State Pulsed-Power Generator. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 35(3) :614–618, June 2007. Conference Name : IEEE Transactions on Plasma Science.

[93] Guohua Ni, Peng Zhao, Cheng Cheng, Ye Song, Hirotaka Toyoda, and Yuedong Meng. Characterization of a steam plasma jet at atmospheric pressure. *Plasma Sources Science and Technology*, 21(1) :015009, January 2012. Publisher : IOP Publishing.

[94] Patrick Vanraes, Anton Nikiforov, and Christophe Leys. Electrical and spectroscopic characterization of underwater plasma discharge inside rising gas bubbles. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 45(24) :245206, May 2012. Publisher : IOP Publishing.

[95] Roman Venger, Tetiana Tmenova, Flavien Valensi, Anatoly Veklich, Yann Cressault, and Viacheslav Boretskij. Detailed Investigation of the Electric Discharge Plasma between Copper Electrodes Immersed into Water. *Atoms*, 5(4) :40, December 2017. Number : 4 Publisher : Multidisciplinary Digital Publishing Institute.

[96] Fei Wang, Y. Cressault, Ph Teulet, F. Valensi, Huan Li, Ke Yang, and Fusheng Yu. Spectroscopic investigation of partial LTE assumption and plasma temperature field in pulsed MAG arcs. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 51(25) :255203, June 2018. Publisher : IOP Publishing.

[97] Julie Benech. *Spécificité de la mise en oeuvre de la tomographie dans le domaine de l'arc électrique : validité en imagerie médicale*. These de doctorat, Toulouse 3, January 2008.

[98] Henri Pauna, Matti Aula, Jonas Seehausen, Jens-Sebastian Klung, Marko Huttula, and Timo Fabritius. Optical Emission Spectroscopy as an Online Analysis Method in Industrial Electric Arc Furnaces. *steel research international*, 91(11) :2000051, 2020. _eprint : https ://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/srin.202000051.

[99] Hans Griem. *Spectral Line Broadening by Plasmas*. Elsevier Science, Oxford, 1974.

[100] A. E. Kramida. A critical compilation of experimental data on spectral lines and energy levels of hydrogen, deuterium, and tritium. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 96(6) :586–644, November 2010.

[101] J. Ben Ahmed, N. Terzi, Z. Ben Lakhdar, and G. Taieb. Temporal Characterization of a Plasma Produced by Interaction of Laser Pulses with Water Solutions. *Laser Chemistry*, 20(2-4) :111–122, January 2002.

[102] T. Namihira, T. Yamaguchi, K. Yamamoto, J. Choi, T. Kiyan, T. Sakugawa, S. Katsuki, and H. Akiyama. Characteristics of Pulsed Discharge Plasma in Water. In *2005 IEEE Pulsed Power Conference*, pages 1013–1016, June 2005. ISSN : 2158-4923.

[103] Alan Mašláni, Viktor Sember, and Milan Hrabovský. Spectroscopic determination of temperatures in plasmas generated by arc torches. *Spectrochimica Acta Part B : Atomic Spectroscopy*, 133 :14–20, July 2017.

[104] K. Butler and C. J. Zeippen. Oscillator strengths for allowed transitions in neutral oxygen : an assessment of the opacity project data accuracy. *Le Journal de Physique IV*, 01(C1) :C1–152, March 1991. Publisher : EDP Sciences.

[105] A. Hibbert, E. Biemont, M. Godefroid, and N. Vaeck. E1 transitions of astrophysical interest in neutral oxygen. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 24(18) :3943, September 1991.

[106] V. Sember, A. Mašláni, P. Křenek, M. Heinrich, R. Nimmervoll, H. Pauser, and M. Hrabovský. Spectroscopic Characterization of a Steam Arc Cutting Torch. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 31(5) :755–770, October 2011.

[107] Jean Quéméneur. *Etude des forces à l'origine du déplacement d'un arc électrique dans un disjoncteur basse-tension.* These de doctorat, Toulouse 3, April 2016.

[108] Hong Tian, Chen Yang, and Zhengzhu Liao. Numerical simulation of cavitation bubble dynamics based on different frame rayleigh-plesset equation. In *2008 Asia Simulation Conference-7th International Conference on System Simulation and Scientific Computing*, pages 1312–1316. IEEE, 2008.

[109] Jan Cornelis De Vos. A new determination of the emissivity of tungsten ribbon. *Physica*, 20(7-12) :690–714, 1954.

[110] George M. Hale and Marvin R. Querry. Optical constants of water in the 200-nm to 200-μm wavelength region. *Appl. Opt.*, 12(3) :555–563, Mar 1973.

[111] Riadh Hannachi, Philippe Teulet, Guy Taieb, Yann Cressault, Alain Gleizes, and Zohra Ben Lakhdar. Influence of the self-absorption of atomic lines on the determination of temperature and electron number density in the case of a laser induced cacl 2-water plasma. *High Temperature Material Processes : An International Quarterly of High-Technology Plasma Processes*, 13(1), 2009.

[112] Riadh Hannachi, Yann Cressault, Ph Teulet, Z Ben Lakhdar, and Alain Gleizes. Net emission of h2o–air–mgcl2/cacl2/nacl thermal plasmas. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 41(20) :205212, 2008.

[113] J.R.Fuhr et T. M. Deters W.L.Wiese. Atomic transition probabilities of carbon, nitrogen, and oxygen – a critical data compilation. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 1996.

[114] Thi Hai Van Nguyen. *Spectroscopie d'émission d'un plasma crée par des décharge couronne dans l'hélium.* Theses, Université Grenoble Alpes, February 2015.

[115] Getting started with Non-Linear Least-Squares Fitting — Non-Linear Least-Squares Minimization and Curve-Fitting for Python.

[116] Yasunobu Yokomizu, T Matsumura, R Henmi, and Y Kito. Total voltage drops in electrode fall regions of, argon and air arcs in current range from 10 to 20 000 a. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 29(5) :1260, 1996.

[117] Vacquié et Al. *L'arc électrique.* Sciences et techniques de l'ingénieur. 2000.

[118] F. W. Peek. The law of corona and the dielectric strength of air. *Proceedings of the American Institute of Electrical Engineers*, 30(7) :1485–1561, 1911.

[119] Xiao Qiong Wen, Gui Shi Liu, and Zhen Feng Ding. Streamer Propagation in a Large-Volume Underwater Corona Discharge Reactor. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 38(12) :3330–3335, December 2010. Conference Name : IEEE Transactions on Plasma Science.

[120] Paolo Fornasini et al. *The uncertainty in physical measurements : an introduction to data analysis in the physics laboratory*, volume 995. Springer, 2008.

Annexes

Annexe A

Compositions d'un plasma d'eau à l'E.T.L

Les figures A.1, A.2, A.3 et A.4 présentent la composition chimique d'un plasma d'eau pure à l'E.T.L en fonction de la température pour des pression de 1, 3, 5 et 10 bar.

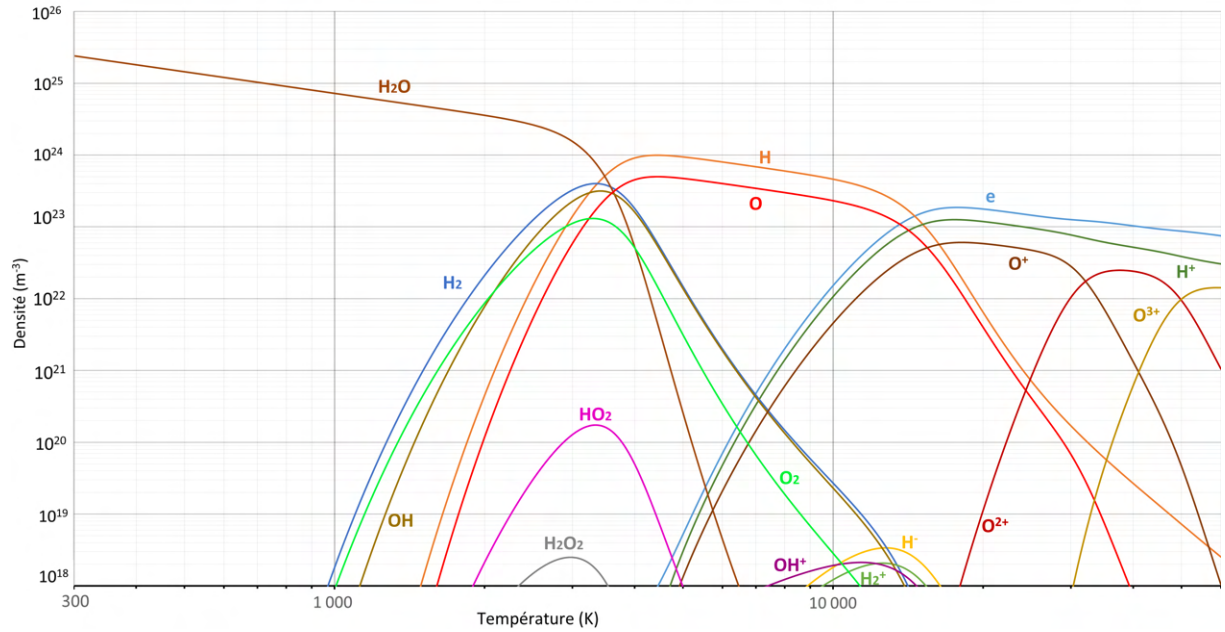


FIGURE A.1 – Composition d'un plasma d'eau pure à 1 bar

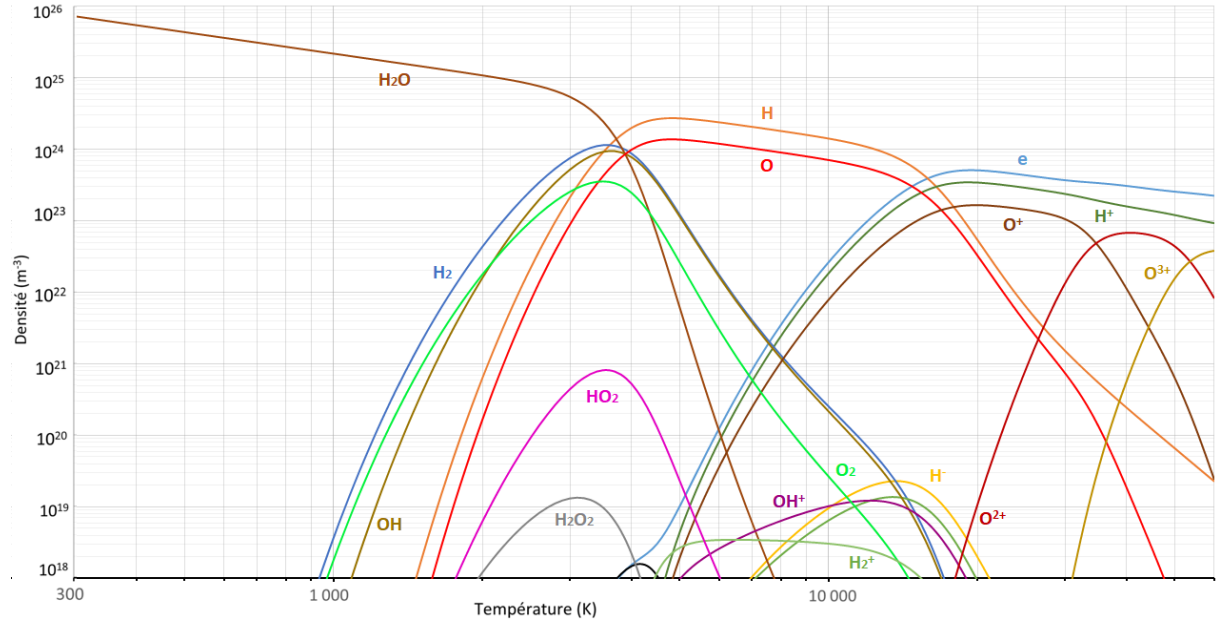


FIGURE A.2 – Composition d'un plasma d'eau pure à 3 bar

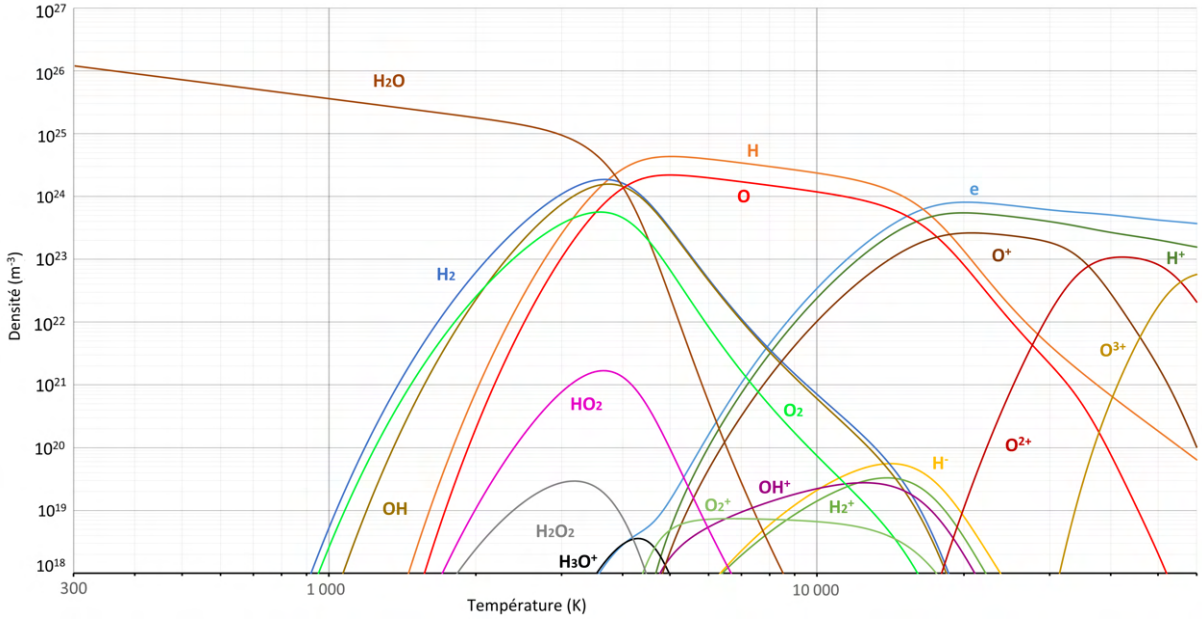


FIGURE A.3 – Composition d'un plasma d'eau pure à 5 bar

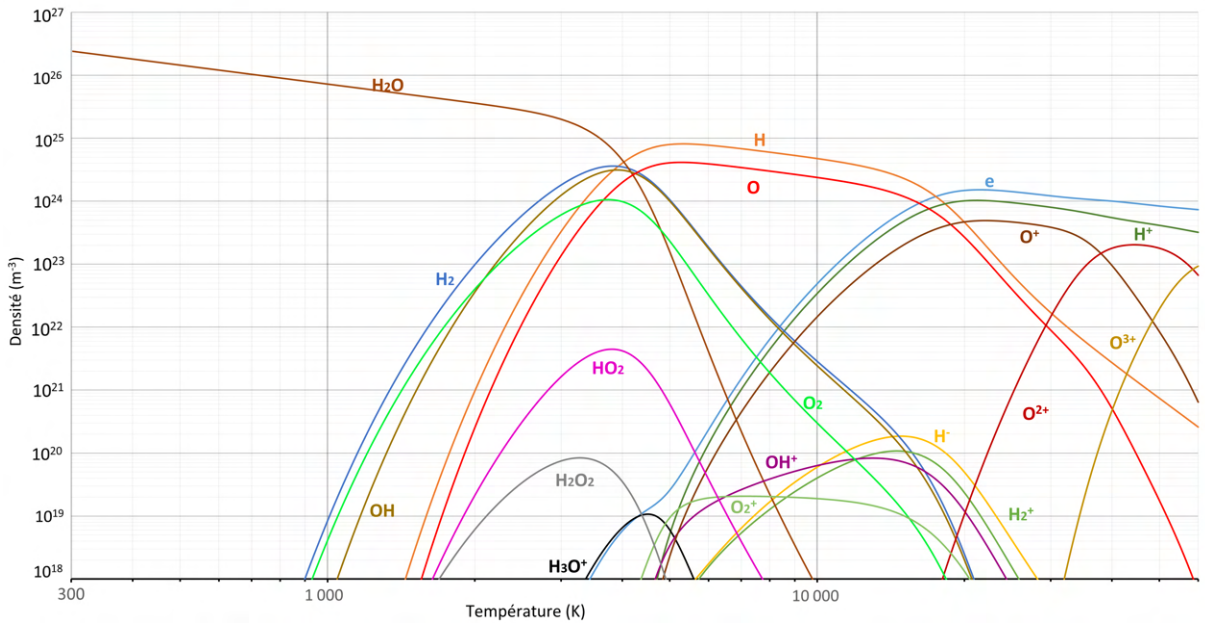


FIGURE A.4 – Composition d'un plasma d'eau pure à 10 bar

Annexe B

Raies d'émission observées

Les raies d'émission identifiées pour des décharges dans de l'eau et dans de l'eau avec du permanganate de potassium $KMnO_4$ sont présentées sur les figures B.1, B.2.

Longeur d'onde observée	Longeur d'onde NIST	Elements	A_{ij} (s^{-1})
407.6	407.59	O II	1.98E+08
412.1	412.05	O II	2.95E+07
418.9	418.96	W I	
427.7	427.65	W I	
434.8	434.81	W I	1.45E+07
434.8	434.90	W I	
441.6	441.57	W I	
443.7	443.69	W I	
443.8	443.83	W I	1.83E+06
446.8	446.63	WI	1.50E+06
446.8	446.79	O II	
454.4	454.35	W I	
458.9	458.87	W I	
459.2	459.10	O II	8.85E+07
459.2	459.24	W I	
464.8	464.76	Mn II	
464.9	464.91	O II	7.84E+07
467.9	467.90	W I	1.52E+06
470.4	470.32	O II	9.20E+07
470.6	470.58	W I	
471.0	470.98	W I	
475.6	475.70	W I	
476.2	476.24	Mn I	7.83E+07
485.4	485.41	W I	
486.4	486.35	K I	3.70E+05
487.2	487.20	O II	9.34E+06
488.1	488.07	W I	8.40E+04
489.1	489.06	W I	
492.2	492.13	Mn II	
495.9	495.96	W I	
496.8	496.84	W I	
500.5	500.52	W I	
507.3	507.25	W I	
514.8	514.77	W I	
516.9	516.88	W I	
536.7	536.71	W I	
538.7	538.80	W I	
558.0	557.99	W I	
561.7	561.71	W I	1.47E+05
562.2	562.40	W I	
564.9	564.84	W I	
573.7	573.51	W I	
580.6	580.61	W I	6.90E+04

FIGURE B.1 – Raies identifiées partie 1

581.4	581.41	W I	
585.4	585.44	W I	
594.7	594.71	W I	
596.4	596.45	W I	
598.5	598.10	W I	
656.3	656.27	H I	2.24E+07
667.9	667.93	W I	
685.8	685.70	W I	
701.6	701.62	W I	
715.8	715.67	O I	5.05E+07
718.9	719.13	W I	
720.9	720.60	W I	
751.4	751.51	W I	
777.4	777.34	O I	3.69E+07
794.7	794.72	O I	
794.9	795.08	O I	
800.1	799.87	W I	
805.7	805.71	W I	
813.9	813.80	W I	
822.2	822.18	O I	2.89E+07
828.3	828.32	W I	
832.9	832.94	W I	
833.9	833.91	W I	
838.8	838.79	W I	
844.7	844.68	O I	3.22E+07
851.5	851.54	W I	
854.1	854.29	W I	
858.5	858.51	W I	
868.9	868.72	O II	
868.9	869.10	W I	
882.0	881.96	Mn II	3.80E+07
926.5	926.53	W I	
926.5	926.60	O I	4.45E+07

FIGURE B.2 – Raies identifiées partie 2

Annexe C

Incertitude et correction de l'intensité des mesures de spectroscopie

1 Incertitudes sur le diagramme de Boltzmann

La correction en intensité réalisée apporte également son incertitude. Afin de déterminer cette incertitude, nous utilisons les facteurs d'extinction tabulés par Hale et al. [110]. Le coefficient de Beer-Lambert utilisé dans l'équation 3.3 du chapitre 3 est calculé ainsi : $\mu(\lambda) = (4\pi k(\lambda))/\lambda$ avec $k(\lambda)$ le facteur d'extinction. Dans le but d'obtenir l'incertitude associée, nous avons mesuré l'évolution du rayon de la bulle et défini trois profils permettant de décrire l'ensemble des décharges. Un profil moyen, un profil maximal et un profil minimal. La figure C.1 présente ces profils.

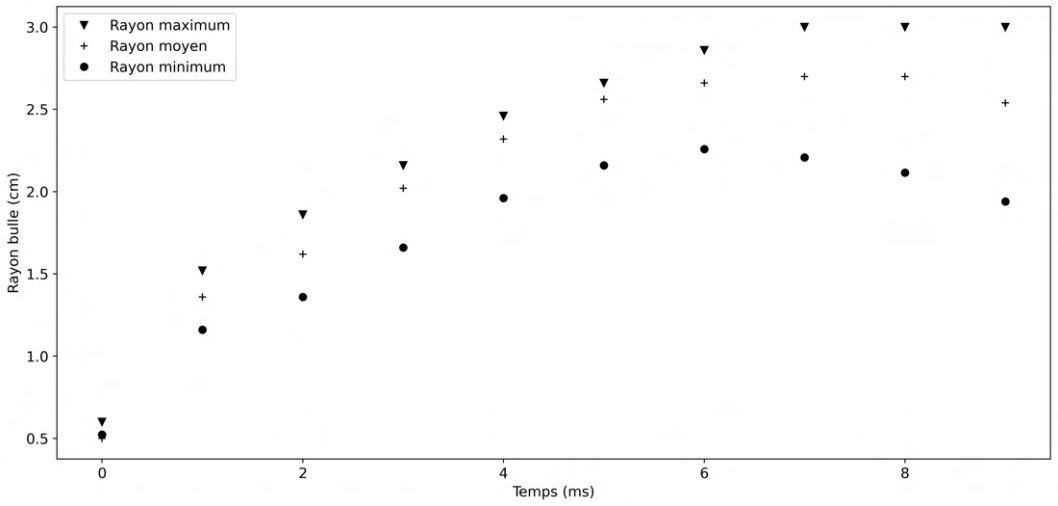


FIGURE C.1 – Profils d'évolution du rayon de la bulle considérés pour la correction de l'absorption de la lumière due à l'eau liquide

L'épaisseur d'eau traversée par la lumière collectée correspond au rayon du réacteur (15cm) moins le rayon de la bulle. La figure C.2 présente le coefficient $\frac{1}{e^{-\mu(\lambda)l}}$ en fonction de la longueur d'onde pour différents rayons de bulle.

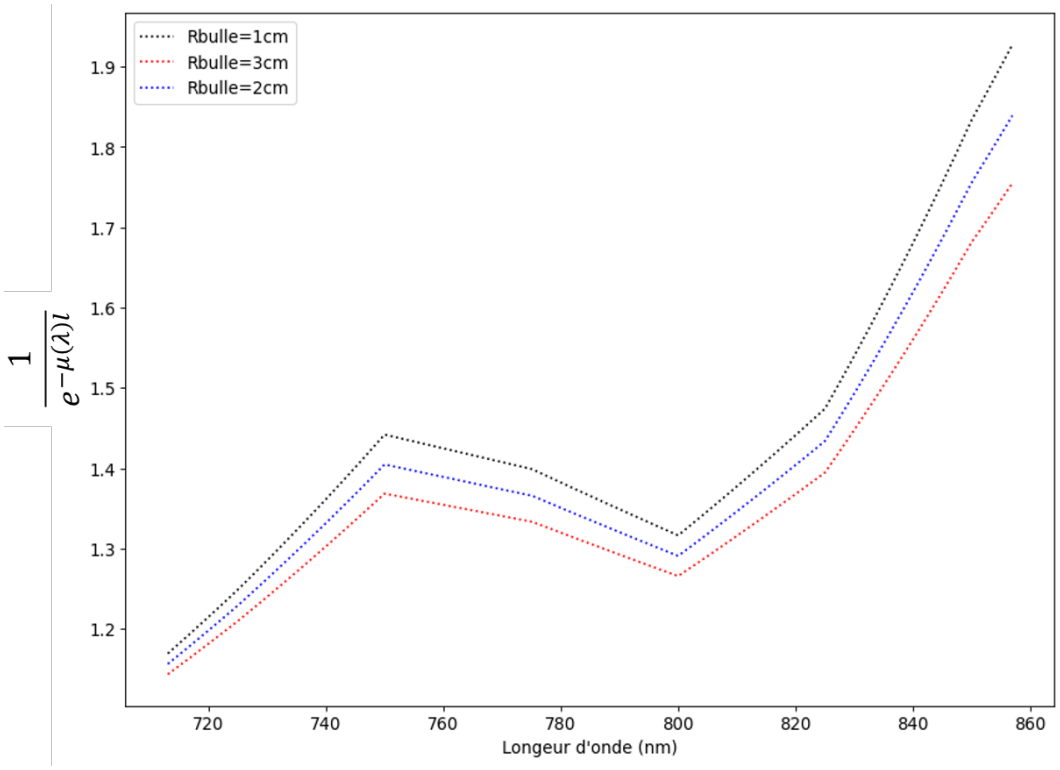


FIGURE C.2 – Evolution du coefficient de correction de l'absorption de l'eau en fonction du rayon de la bulle sur la plage $715 - 860nm$

La figure C.3 présente la méthode de l'estimation de l'incertitude sur le fond continu.

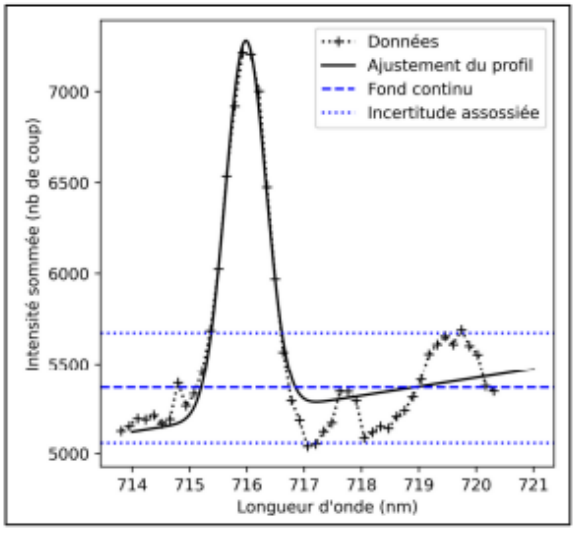


FIGURE C.3 – Représentation de l'estimation du fond continu et de son incertitude pour la raie à 715.67 nm et pour un tir à 250 V

Enfin, une fois l'incertitude sur l'intensité de chaque raie du diagramme déterminée. La

figure C.4 présente la méthode de l'estimation de l'incertitude sur le fond continu par la méthode proposée par P. Fornasini [120].

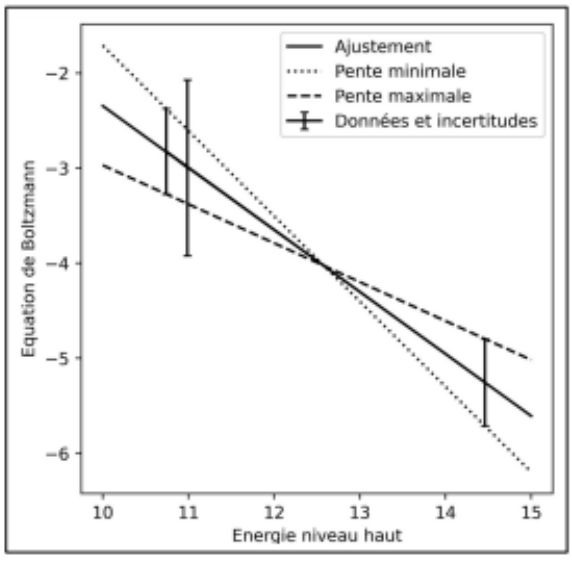


FIGURE C.4 – Représentation de l'incertitude sur la température d'un diagramme de Boltzmann pour un temps donné à 250 V

2 Etalonnage en intensité

Un schéma de la lampe WI17/G ainsi que le coefficient de transmission de sa fenêtre sont présentés sur la figure C.5.

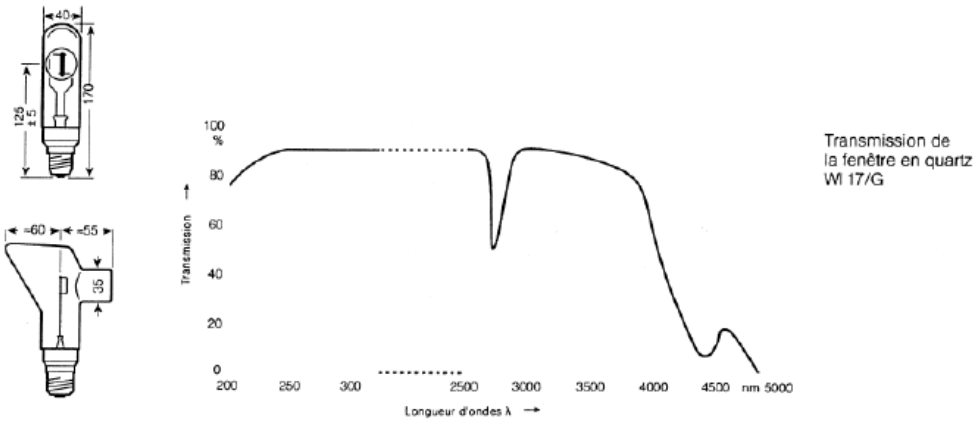


FIGURE C.5 – Lampe WI17/G

L'émissivité du tungstène en fonction de la longueur d'onde est présenté pour plusieurs températures sur la figure C.6.

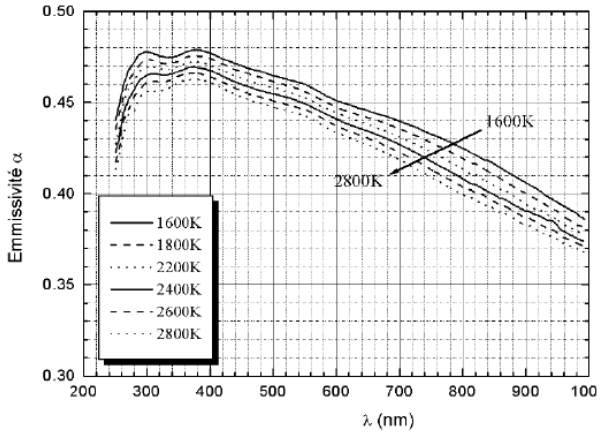


FIGURE C.6 – Lampe WI17/G

La réponse du spectromètre avec le réseau 120 tr/mm en fonction de la longueur d'onde sur la plage de longueur d'onde utilisée pour observer les raies d'oxygène utilisée dans le chapitre 3 est présentée sur la figure C.7.

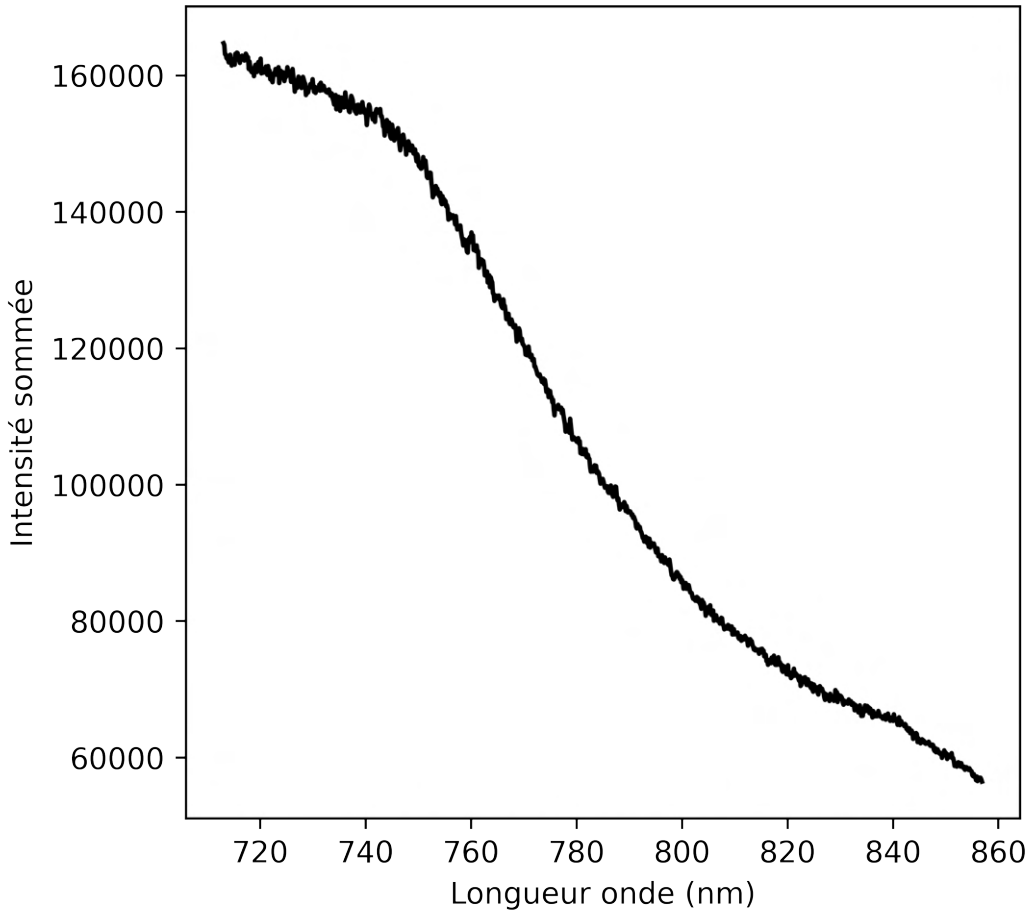


FIGURE C.7 – Réponse en longueur d'onde du spectromètre avec le réseau 120 tr/mm

Annexe D

Spectres des raies $H\alpha$ et $H\beta$

Les figures D.1, D.2, D.3, D.4, D.5, D.6 présentent pour une acquisition dans chaque configuration de décharge le premier spectre de la raie $H\beta$ utilisé, un spectre au milieu de la plage exploitée et le dernier spectre utilisé.

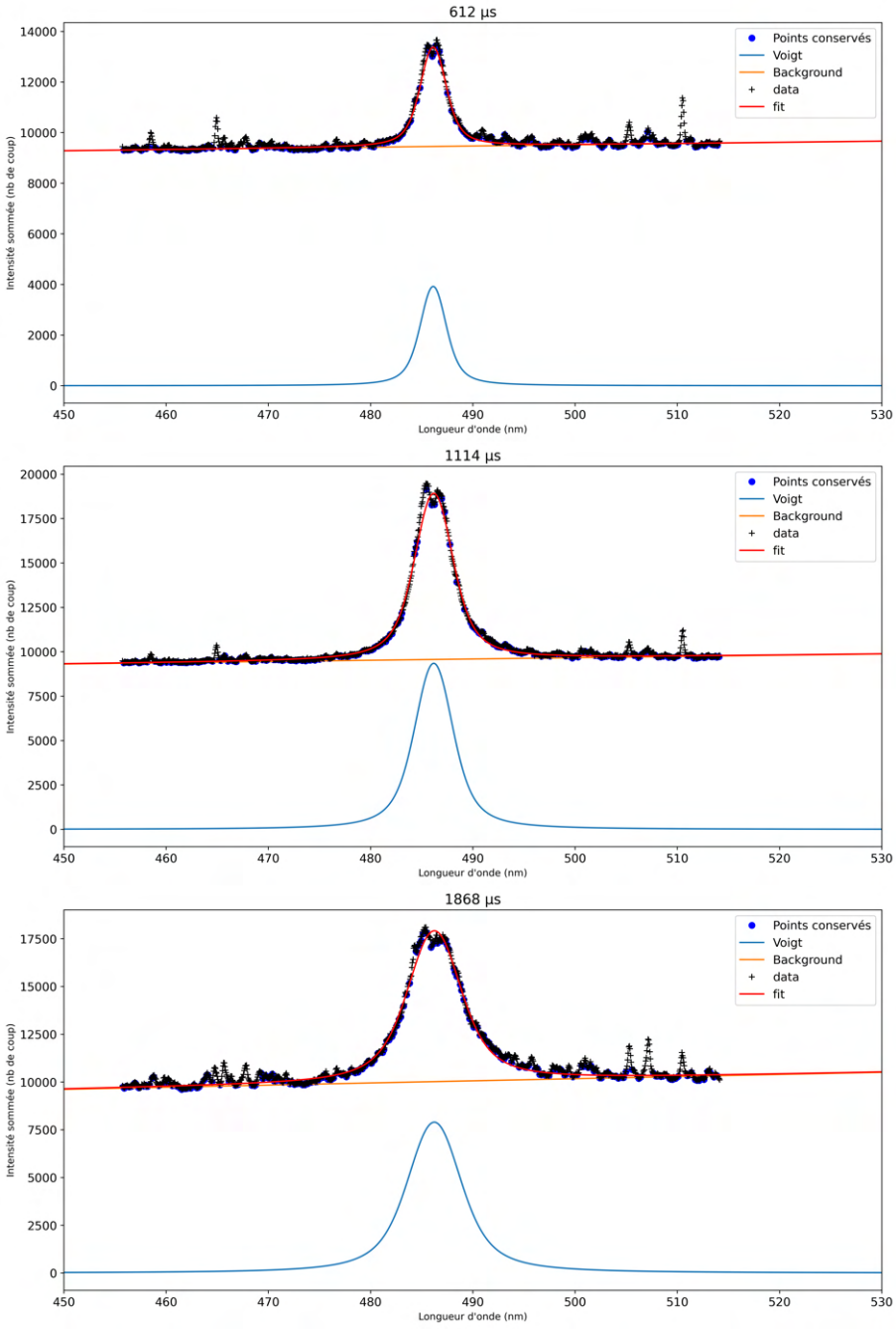


FIGURE D.1 – Tension de charge 200V, espace inter-électrodes 8mm

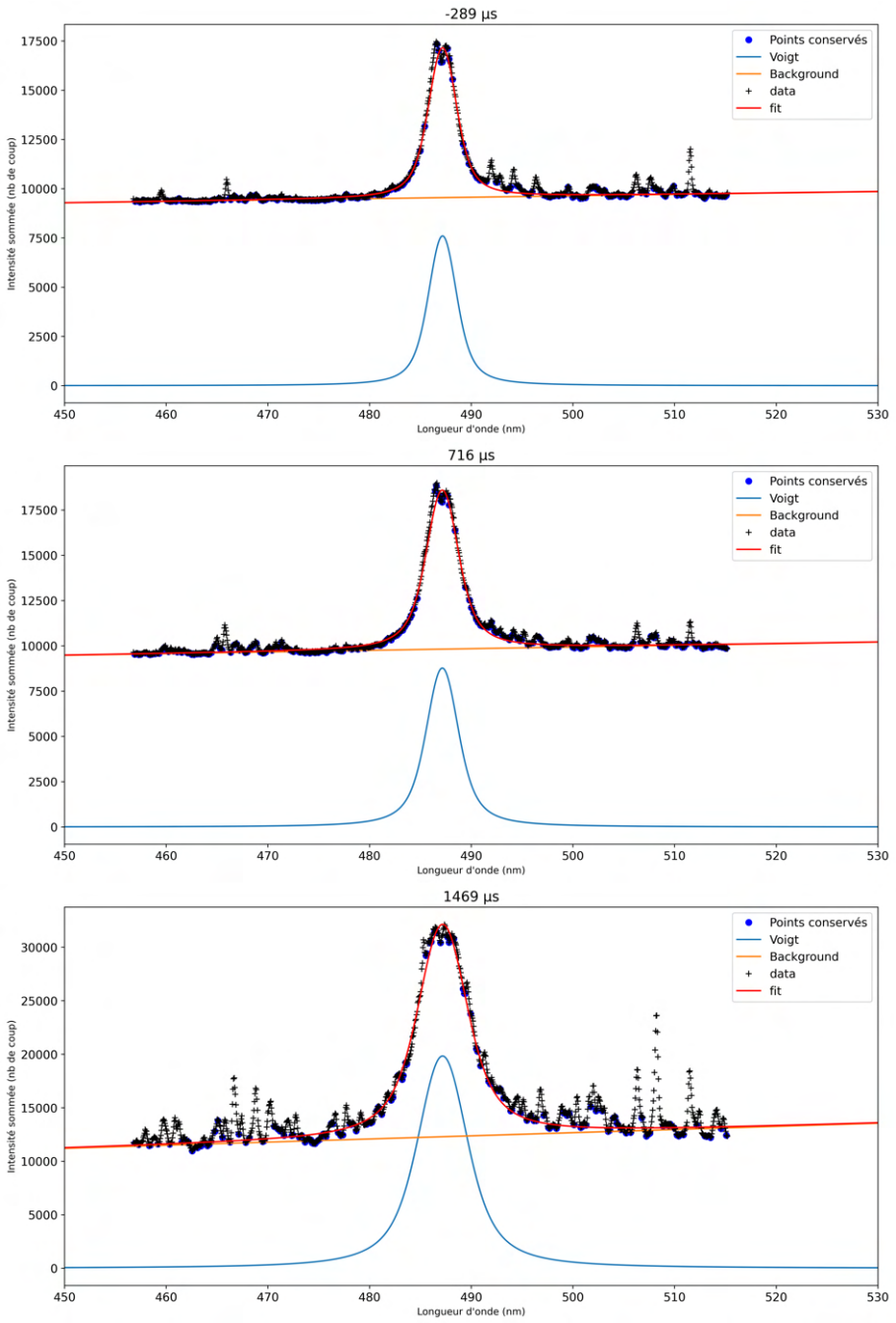


FIGURE D.2 – Tension de charge 250V, espace inter-électrodes 8mm

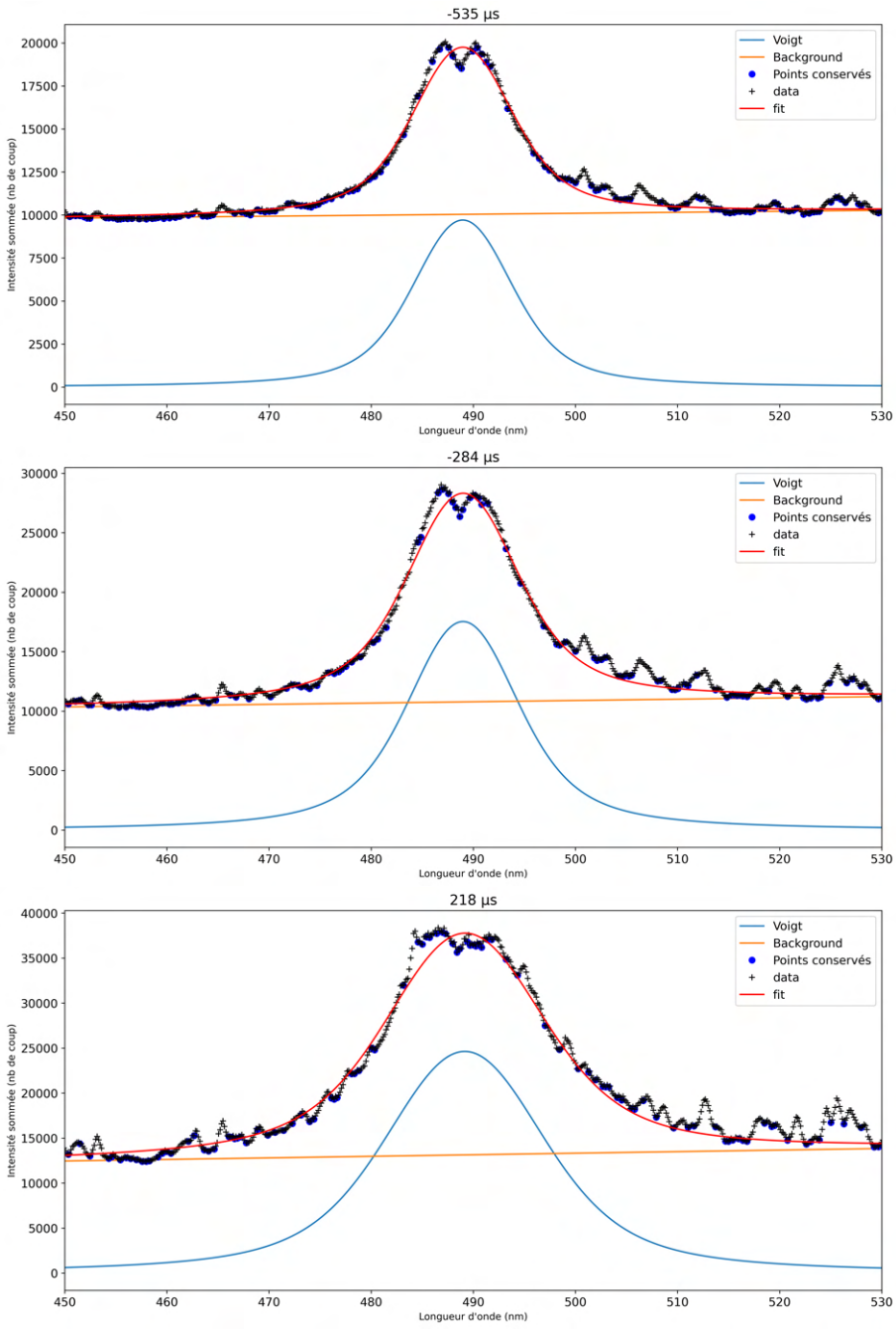


FIGURE D.3 – Tension de charge 300V, espace inter-électrodes 8mm

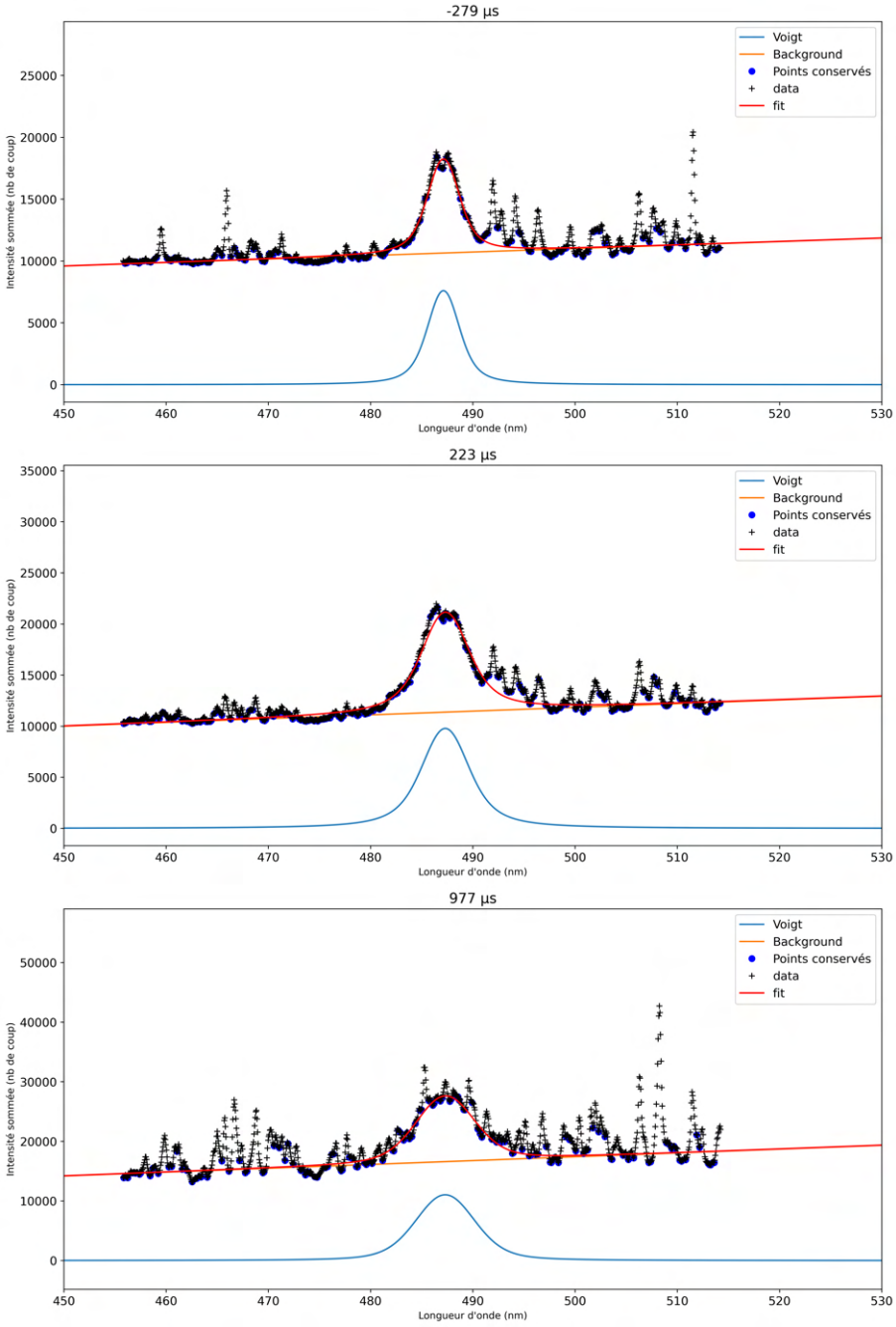


FIGURE D.4 – Espace inter-électrodes 3mm, tension de charge 250V

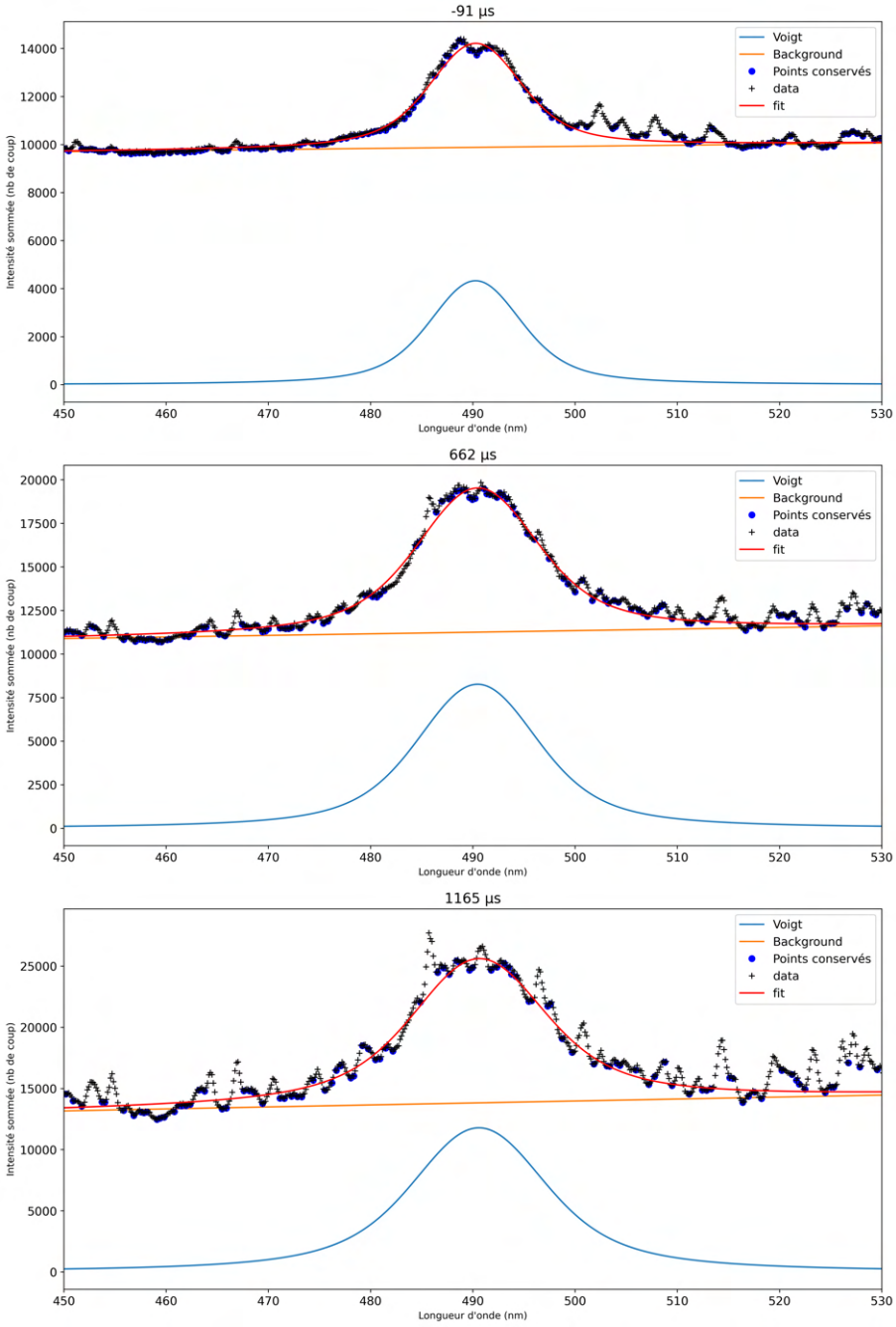


FIGURE D.5 – Espace inter-électrodes 5mm, tension de charge 250V

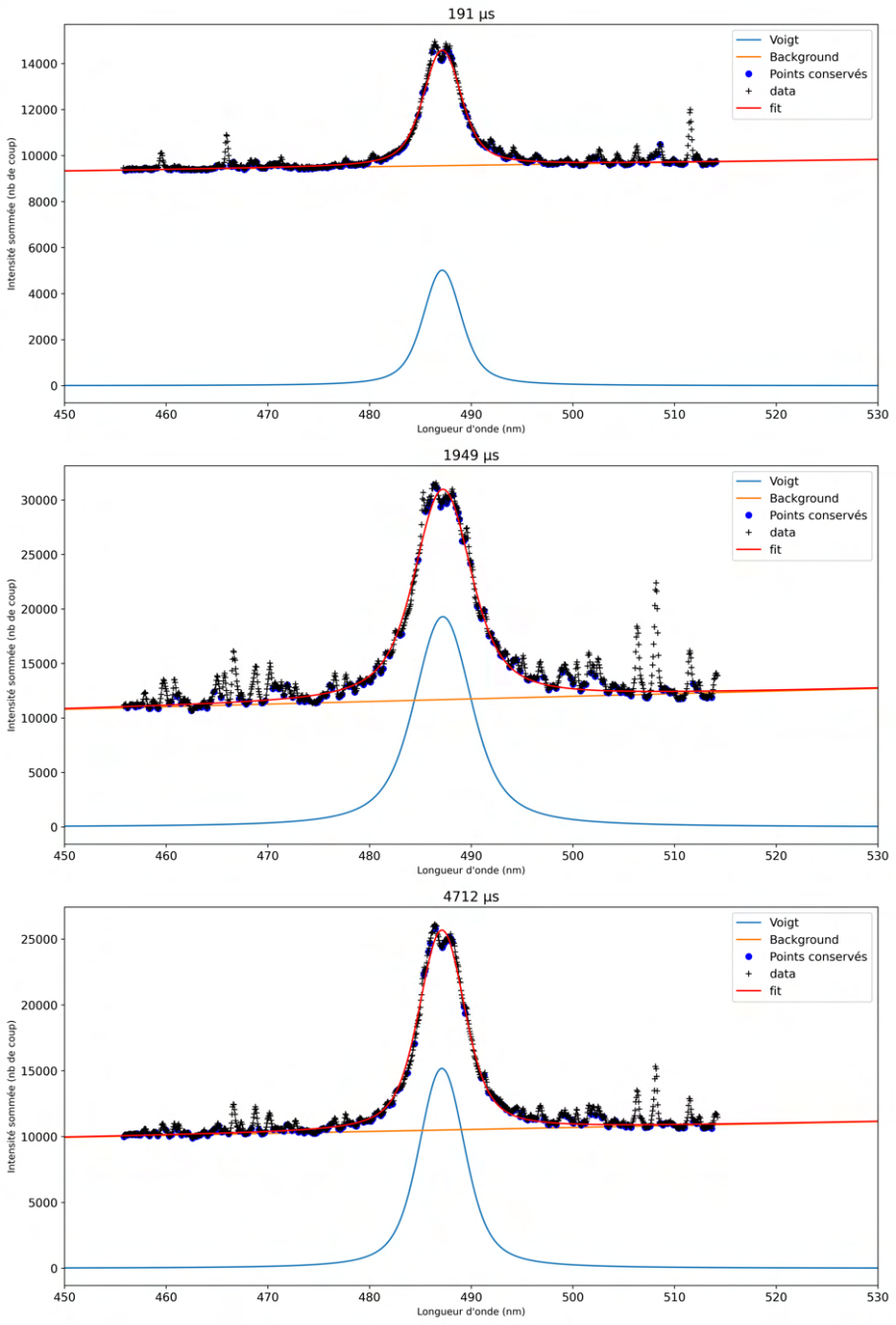


FIGURE D.6 – Espace inter-électrodes 10mm, tension de charge 250V

Les figures D.7, D.8, D.9, D.10, D.11, D.12 présentent pour une acquisition dans chaque configuration de décharge le premier spectre de la raie $H\alpha$ utilisé, un spectre au milieu de la plage exploitée et le dernier spectre utilisé.

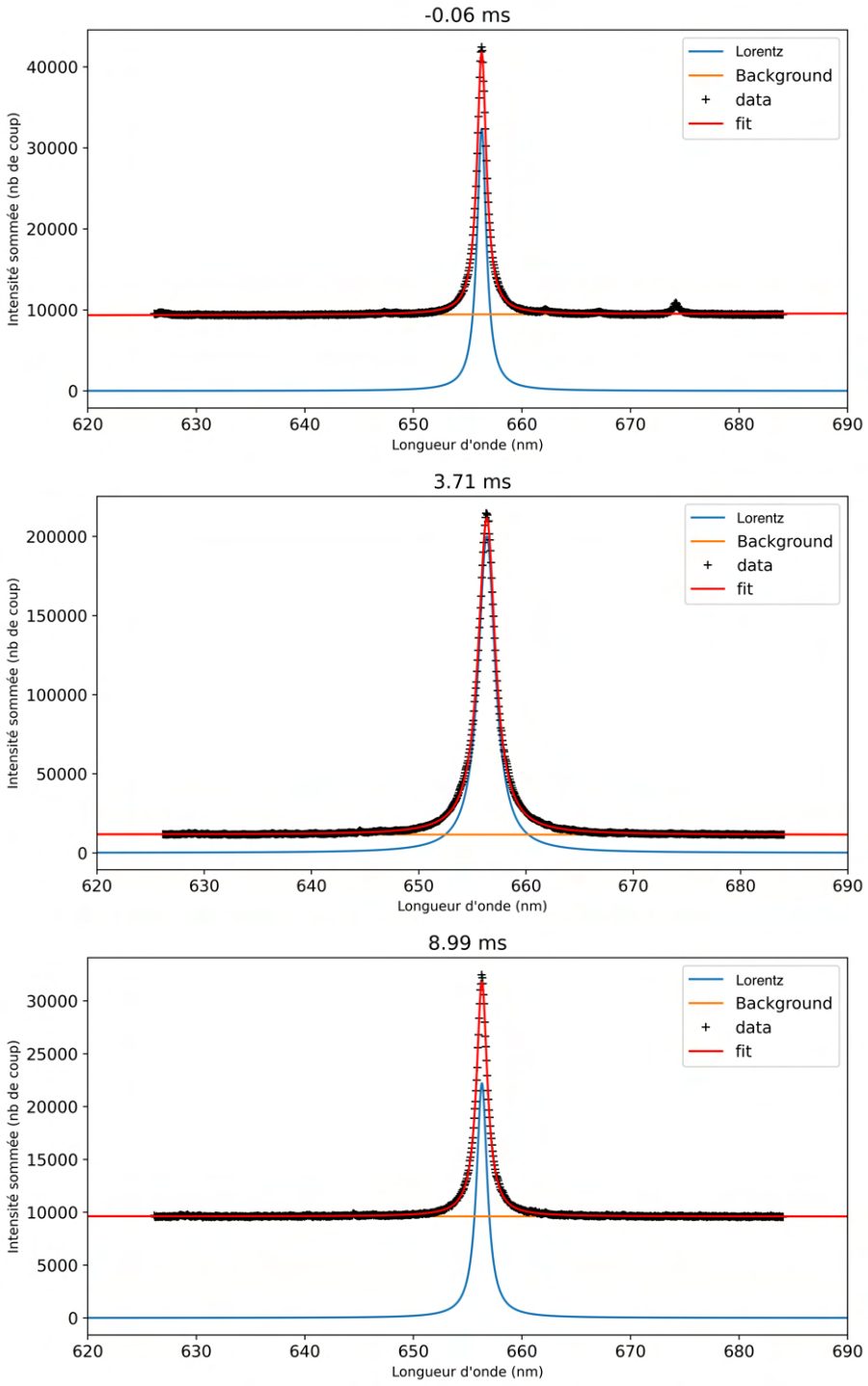


FIGURE D.7 – Tension de charge 200V, espace inter-électrodes 8mm

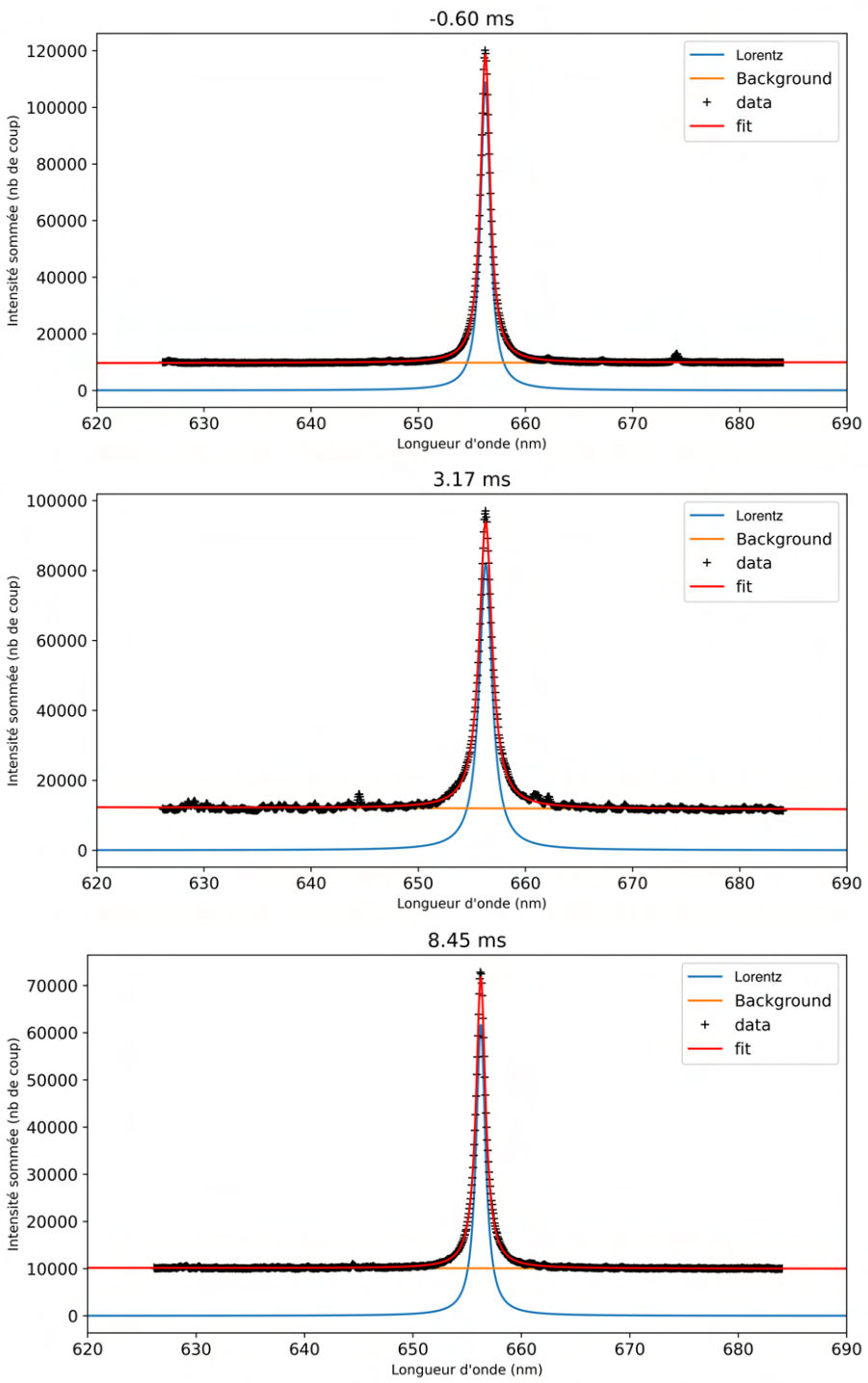


FIGURE D.8 – Tension de charge 250V, espace inter-électrodes 8mm

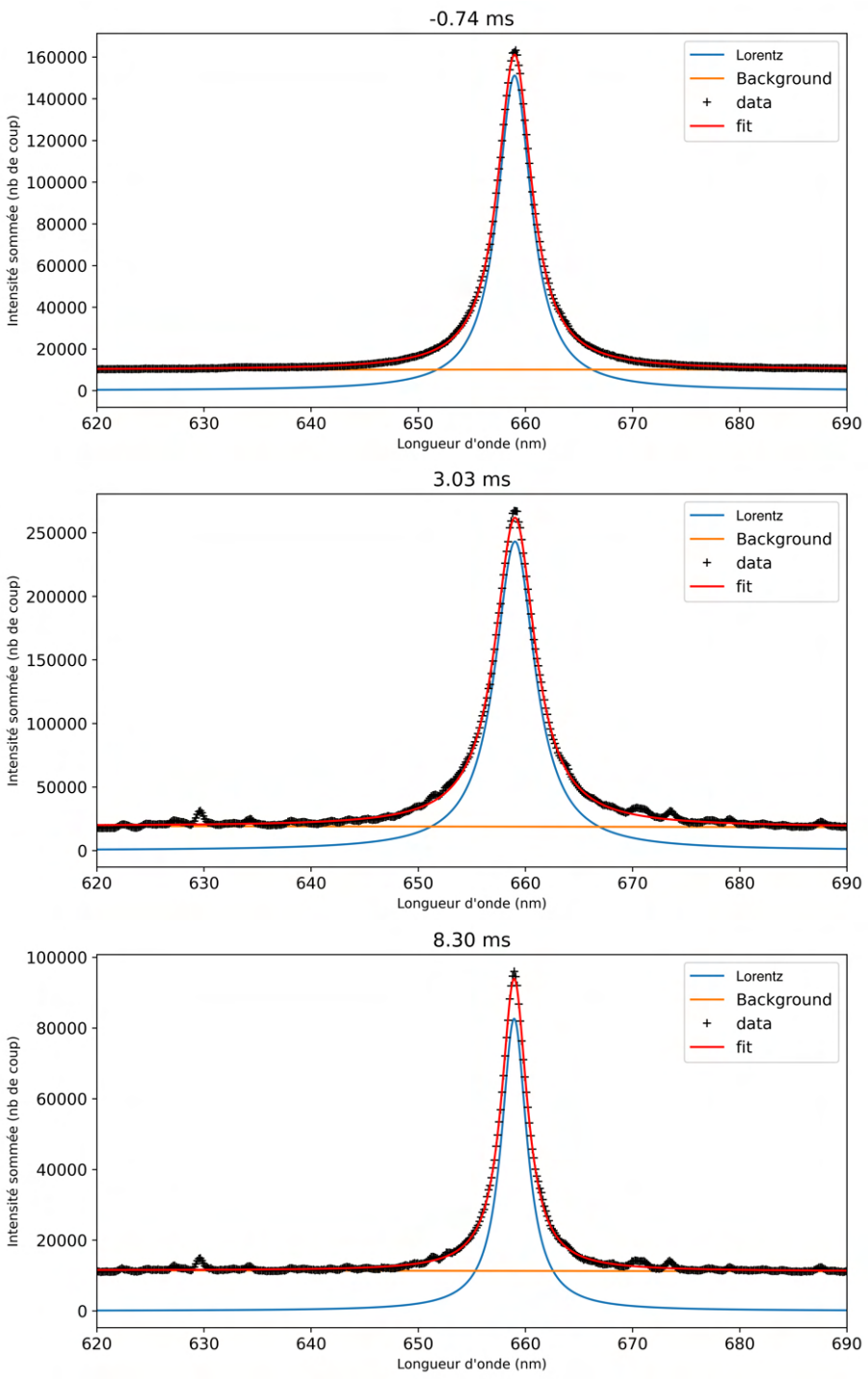


FIGURE D.9 – Tension de charge 300V, espace inter-électrodes 8mm

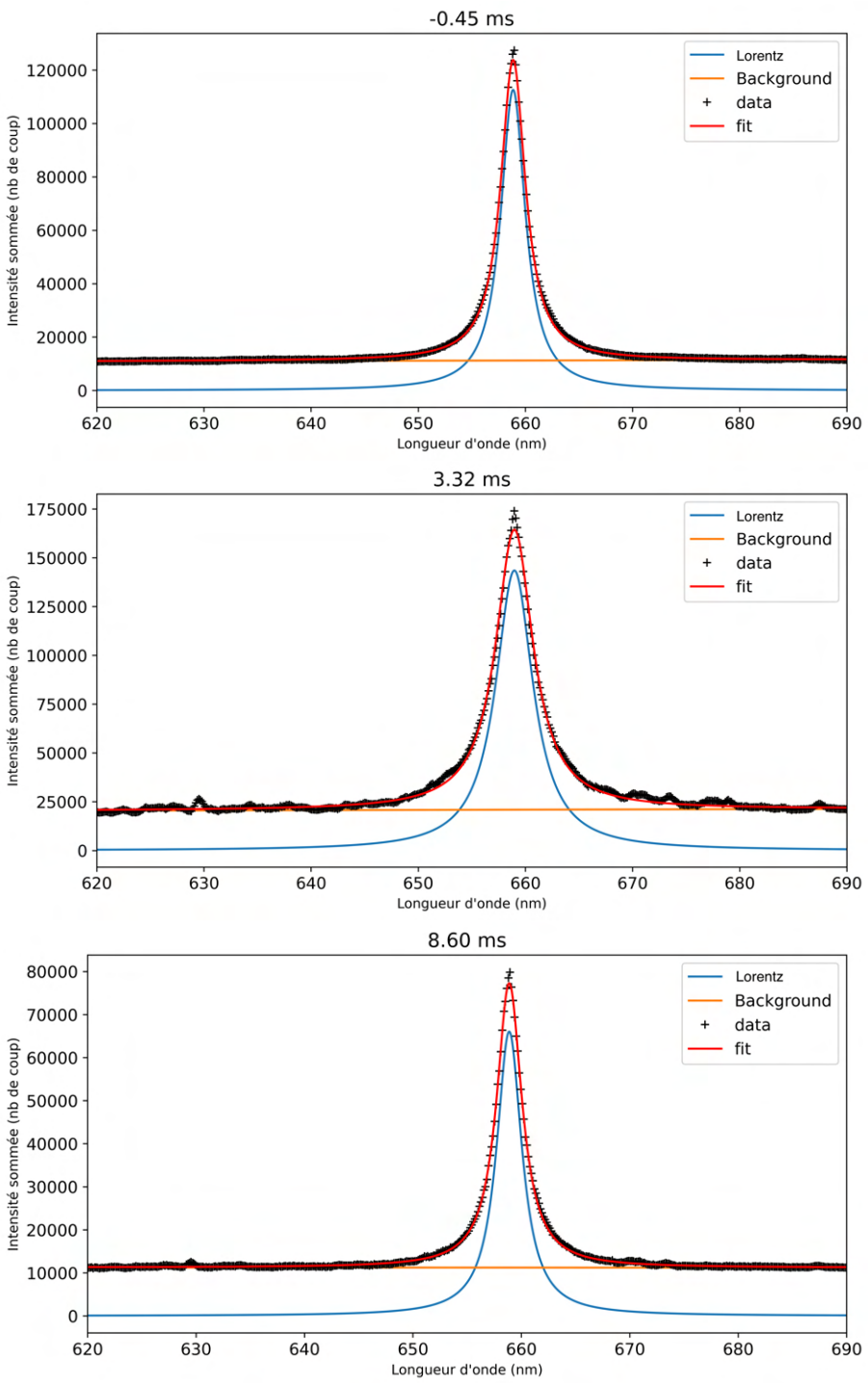


FIGURE D.10 – Espace inter-électrodes 3mm, tension de charge 250V

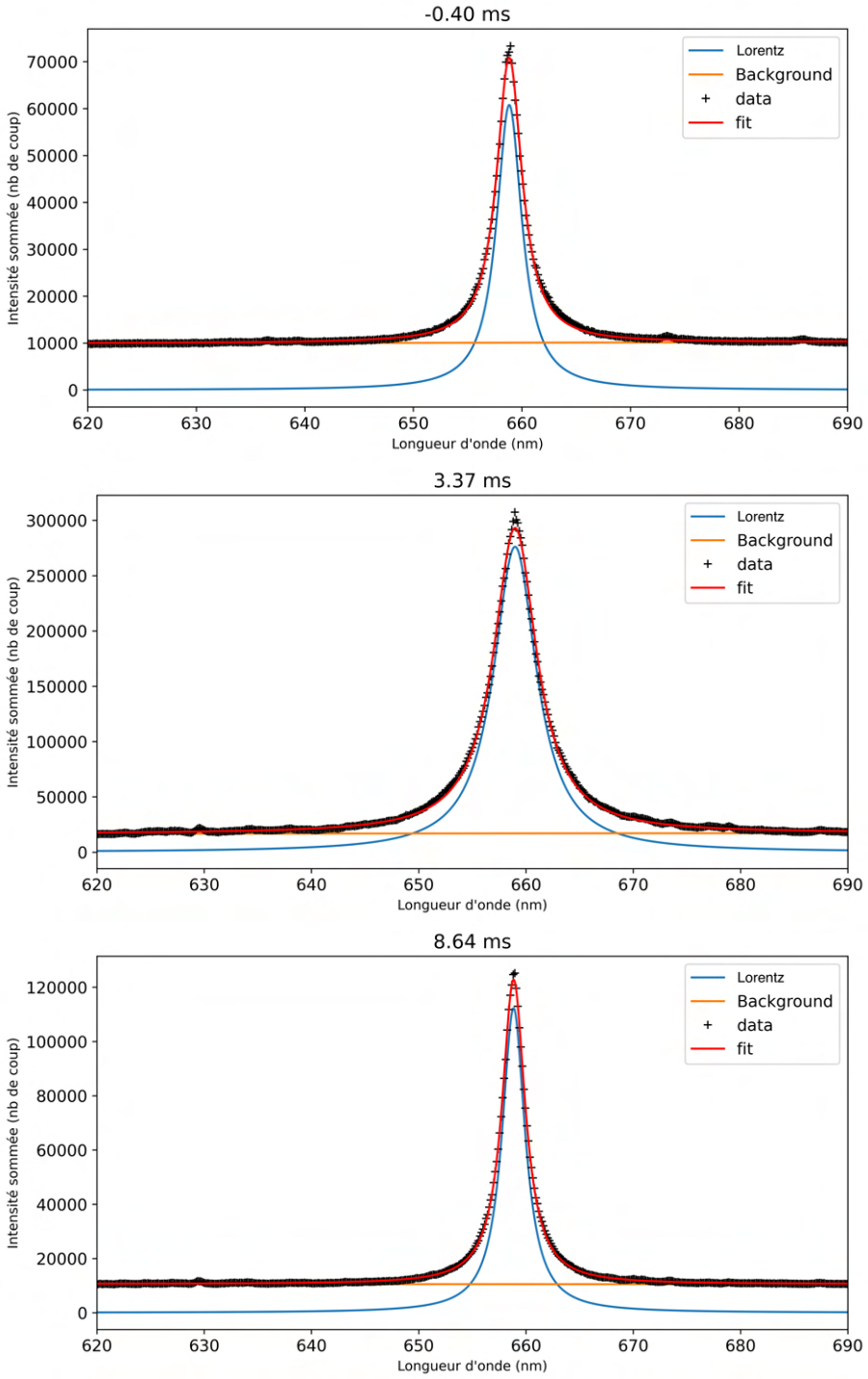


FIGURE D.11 – Espace inter-électrodes 5mm, tension de charge 250V

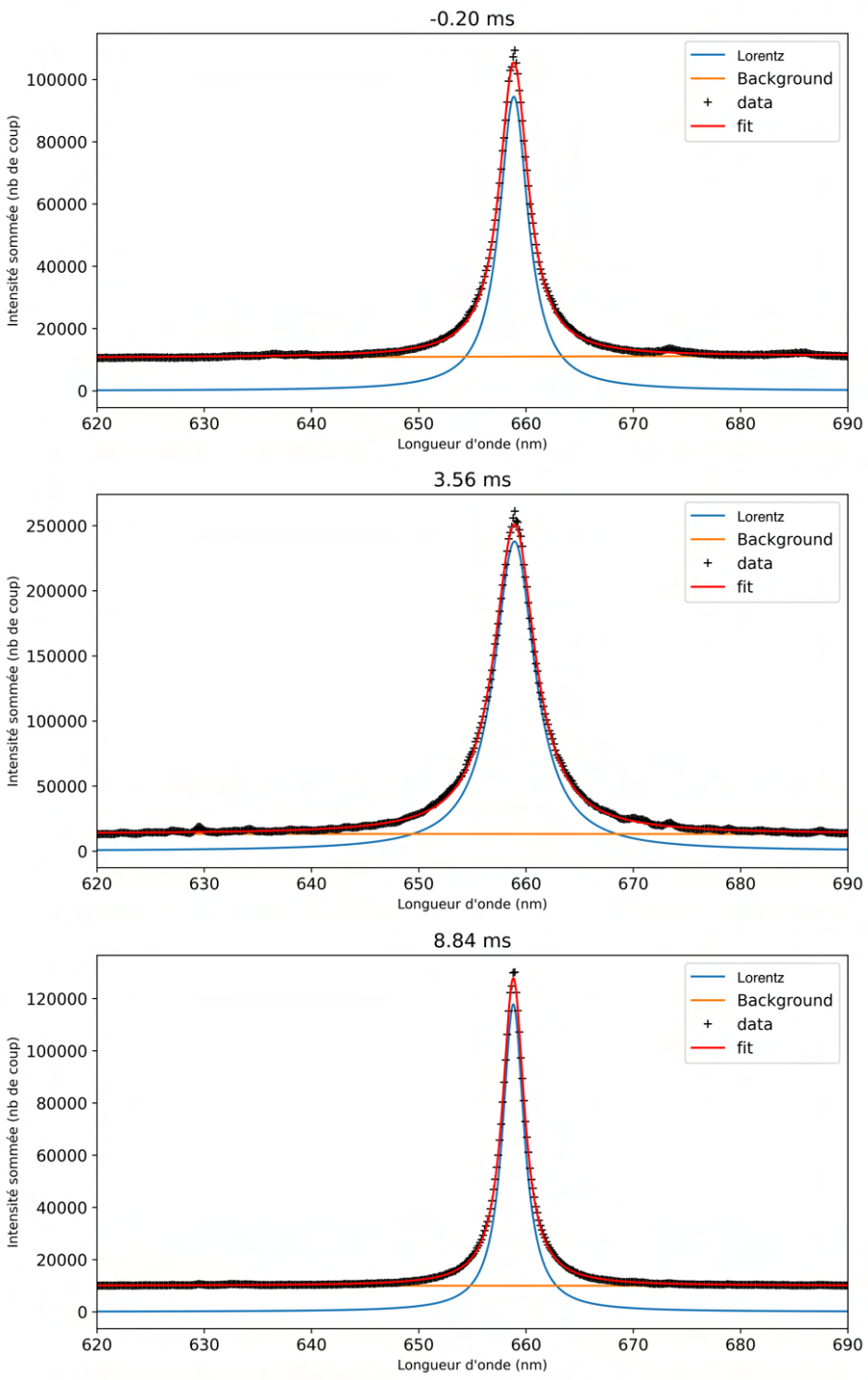


FIGURE D.12 – Espace inter-électrodes 10mm, tension de charge 250V

Résumé :

Les applications des décharges d'arcs impulsionnelles dans l'eau sont nombreuses : fracturation de roches, formage électrohydraulique de pièces métalliques ou encore traitement de l'eau. Ces applications de puissances pulsées requièrent, pour beaucoup, des ondes de pression intenses avec un dépôt d'énergie sur des temps inférieurs à la milliseconde. Dès lors les contraintes et verrous technologiques sont nombreux : d'ordre électrique avec l'emploi d'alimentations souvent haute tension mais aussi l'usure du matériel associé. On pense notamment à l'érosion des électrodes. Dans ce contexte, la caractérisation de l'arc électrique impulsionnel dans l'eau et des mécanismes associés est essentielle à l'optimisation de ces dispositifs. Les principaux phénomènes associés à ce type de décharges sont une onde de pression ainsi qu'une émission de rayonnement intense. Ces mécanismes et leurs dépendances aux paramètres de la décharge restent mal compris. C'est dans ce cadre qu'ont été mis en place, dans un premier temps, des moyens expérimentaux de caractérisation une décharge avec un temps caractéristique de la dizaine de millisecondes. Ceci afin de maitriser au mieux la chaine expérimentale et d'obtenir une caractérisation pouvant servir par la suite à la compréhension du milieu et à la validation d'éventuels modèles. L'arc électrique est généré par la décharge de capacités chargées à quelques centaines de volts pour une énergie stockée de l'ordre du kJ. Des mesures de la température du plasma par la méthode du diagramme de Boltzmann sur des raies d'oxygène atomique ont été réalisées. La densité électronique du plasma a également été mesurée partir de l'élargissement des raies d'émission Halpha et Hbeta par effet Stark. Ces mesures sont résolues temporellement sur la durée d'une décharge et permettent notamment d'avoir une estimation de la pression dans le milieu. Des acquisitions avec une caméra rapide de la dynamique de la bulle de vapeur générée et du plasma thermique avec un filtre optique passe bande ont aussi été réalisées. Dans un second temps, afin de se rapprocher des conditions expérimentales typiques des applications de décharges électrohydrauliques pulsées (énergies similaires mais temps plus courts) un dispositif expérimental haute tension, faible inductance a été développé. Ce dispositif permet l'amorçage de décharges par surtension dans l'eau. L'alimentation et la décharge ont été caractérisées électriquement et, pour l'arc électrique, de l'imagerie rapide et une prospection sur le spectre émis ont été réalisées sur la base des mesures mises en place sur les temps plus long.