



HAL
open science

Propriétés physiques du plasma MIG-MAG

Sylwia Zielinska

► **To cite this version:**

Sylwia Zielinska. Propriétés physiques du plasma MIG-MAG. Génie des procédés. Université d'Orléans, 2005. Français. NNT : . tel-00458799

HAL Id: tel-00458799

<https://theses.hal.science/tel-00458799>

Submitted on 22 Feb 2010

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

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

UNIwersYTET JAGIELLOŃSKI



Propriétés physiques du plasma MIG-MAG

Sylwia Zielińska

*Thèse en cotutelle, présentée à l'Université Jagiellonne de Cracovie
(Pologne) et à l'Université d'Orléans (France) pour l'obtention du titre de
Docteur en Sciences*

Cracovie, 2005

Je remercie :

Mes directeurs de thèse : le Professeur Karol Musiol pour son aide à chaque étape de mon travail, sa protection et son optimisme, et le Professeur Charles de Izarra pour m'avoir permis de travailler au sein de son établissement,

Stéphane et Nadia Pellerin pour leur accueil au Laboratoire d'Analyse Spectroscopique et d'Energétique des Plasmas (LASEP), pour l'aide qu'ils m'ont apporté lors de la réalisation des expériences et pour leur protection au cours de mes séjours en France,

Mon groupe expérimental : Krzysztof Dzierżega, Bartłomiej Pokrzywka, Stefan Łabuz, Łukasz Bratasz, l'équipe de ZF et ZOA de l'Institut de Physique de l'Université Jagiellone de Cracovie, et toutes les personnes de la Faculté des Sciences à Bourges pour leur aide et leur bonne humeur,

AIR LIQUIDE FRANCE pour avoir permis ces travaux de recherche sur les plasmas MIG-MAG, notamment Messieurs Francis Briand et Gérard Plottier pour leur collaboration, leur aide et leur explication des problèmes liés à la technologie du processus de soudage.

Table des matières

I	Introduction	5
II	Description de la source de plasma	11
1	Arc électrique de type MIG-MAG	13
1.1	Introduction	13
1.2	Source de plasma de type MIG-MAG	14
1.3	Transfert du métal dans l'arc MIG-MAG	15
1.4	Influence de gaz de protection sur le transfert du métal dans l'arc MIG-MAG	19
2	Modèles théoriques de l'arc MIG-MAG	23
2.1	Modèles théoriques de formation des gouttes sur la pointe d'une électrode fusible	24
2.2	Modèle MHD	26
2.3	Conclusions	31
III	Partie expérimentale	33
3	Dispositif expérimental	35
3.1	Introduction	35
3.2	Générateur de soudage	37
3.3	Caractérisation des matériaux	37
3.4	Diagnostic électrique	38
3.5	Contrôle du débit des gaz	39
3.6	Dispositif optique	40
3.6.1	Spectromètre	40
3.6.2	Détecteur	40
3.6.3	Dispersion du système optique	41
3.6.4	Éléments du système optique	41

3.6.5	Rotation du spectre	43
3.7	Visualisation de la forme d'arc	44
3.7.1	Caméra MVS-135	44
3.7.2	Filtre interférentiel	45
4	Visualisation de la forme d'arc	47
4.1	Visualisation de la forme d'arc pour différents mélanges de gaz	47
4.2	Conclusions	56
5	Spectroscopie du plasma	57
5.1	Analyse du spectre d'émission du plasma MIG-MAG	58
5.2	Elargissement d'une raie d'émission	60
5.2.1	L'élargissement naturel	61
5.2.2	L'élargissement Doppler	61
5.2.3	L'élargissement de pression	61
5.2.4	L'élargissement par la fonction d'appareil	62
5.2.5	Profil résultant : Profil de Voigt	63
5.3	Méthode de diagnostic du plasma	65
5.3.1	Méthode de détermination simultanée de N_e et T_e dans le plasma	65
5.4	Procédure de mesure	69
5.4.1	Conditions de mesures	69
5.4.2	Traitement numérique de donnée	71
5.4.3	Analyse des données expérimentales	73
5.5	Résultats expérimentaux	77
5.5.1	Diagnostic du plasma	77
5.5.2	Observation des raies de FeII dans le plasma - effet Penning	89
5.6	Mesures des paramètres Stark des raies atomiques de Mn et Fe	92
6	Analyse microstructurale de l'anode fusible	104
6.1	Introduction	104
6.2	Procédure de mesure	107
6.3	Résultats expérimentaux	108
6.3.1	Ségrégation des composants de l'anode	108
6.3.2	Génération des oxydes sur la surface de l'anode	111
6.4	Conclusions	122

IV	Conclusions	125
A	Spectre d'émission du plasma MAG	129
B	Schémas des niveaux énergétiques de Ar, Fe et Mn	145

Première partie

Introduction

Les plasmas de type MIG-MAG n'étaient pas, jusqu'à présent, examinés en détail et exploités en laboratoire. En raison des applications techniques de ce type d'arc électrique, la plupart des expériences et des calculs théoriques se limitaient à l'étude des processus provenant des régions des électrodes. Des l'année 1948, au cours de laquelle les premiers brevets ont été déposés pour des arcs sous argon, les procédés de soudage MIG-MAG ont été exploités avec succès comme une des plus populaires méthodes d'assemblage de métaux. Et pourtant, malgré plus de cinquante ans d'histoire et de développement de cette méthode, la plupart des phénomènes fondamentaux qui y prennent naissance, n'ont pas trouvé d'explications.

En 1953 Lubawski et Nowosilow ont présenté, pour la première fois, un arc avec une électrode fusible fonctionnant sous protection de dioxyde de carbone. On peut admettre, que à partir de ce moment, on a cherché à savoir de quelle manière le type du gaz appliqué influait sur le transfert du métal dans l'arc. En particulier, il s'agissait de déterminer comment des différences de propriétés physiques du plasma pouvaient intervenir sur les procédés intervenants dans la région de l'électrode supérieure, et pourquoi dans les mélanges gazeux riches en dioxyde de carbone on ne pouvait pas obtenir un régime de fonctionnement d'arc de type pulvérisation axiale ? Malheureusement, toutes les tentatives pour répondre à ces questions, par exemple un postulat selon lequel une modification de la distribution du courant dans l'extrémité d'électrode provoquerait une constriction de l'arc et une inversion de la force de Lorentz [83], restent toujours et uniquement seulement des hypothèses.

Les travaux présentés dans cette thèse avaient pour but de comprendre l'influence du gaz utilisé sur le transfert du métal dans l'arc, et plus spécifiquement pourquoi une augmentation de la proportion de dioxyde de carbone dans le mélange gazeux provoquait un changement de son régime de fonctionnement. Les mesures réalisées ont toutes été financées par AIR LIQUIDE WELDING, dans le but d'améliorer le procédé.

Un motif supplémentaire de mener des recherches sur l'arc MIG-MAG, est la quasi-absence de données expérimentales concernant les distributions de température et de densité électronique dans ce type de plasma. Les données disponibles dans la littérature sont généralement le fruit de simulation numériques sans réelle validation expérimentale. Ainsi, par exemple, les valeurs de température présentées par Haidar [35, 36, 37, 38, 39, 41] semblent trop élevées pour un plasma dominée par les vapeurs métalliques.

Le caractère particulier de l'arc de soudage, dont le spectre d'émission consiste en de nombreuses raies spectrales fortement élargies par effet Stark, a également permis de mesurer, parfois pour la première fois, les paramètres Stark des raies d'éléments métalliques. Une telle possibilité est très intéressante, car pour déterminer les élargissement et déplacement Stark de

raies métalliques, il est nécessaire d'introduire les vapeurs de ce métal dans la région de décharge. En général, dans le cas des plasmas utilisés en laboratoire, cela n'est pas simple et induit de gros problèmes de *demixing* difficiles à résoudre, comme le montre la relativement faible quantité de données expérimentales disponibles jusqu'à présent. Ce sont pourtant des données essentielles pour la connaissance des milieux plasmagènes, notamment ceux étudiés en astrophysique.

La version française de cette thèse est un large résumé de la thèse écrite en polonais intitulée „Własności fizyczne plazmy MIG-MAG”. L'arrangement des chapitres des deux versions est analogique. La thèse est divisée en deux parties. La partie théorique ainsi que la description du système expérimental est présentée ici dans une version écourtée sur la base de la version polonaise. Les chapitres concernant les résultats expérimentaux ont été, dans leur majorité, traduits directement en la langue française.

La première partie contient une description du plasma MIG-MAG et une revue des modèles théoriques d'arcs de ce type : Après avoir présenté les problèmes fondamentaux concernant les arcs électriques en mettant en évidence les différences liées à l'utilisation d'électrode fusible, les deux théories de base de formation de la goutte à l'extrémité de l'électrode et un modèle MHD proposé par Haidar seront décrits.

La partie expérimentale se compose de quatre chapitres. Le premier d'entre eux, le Chapitre 3, contient une description du dispositif expérimental et des appareillages utilisés. Dans le Chapitre 4 sont présentés les résultats d'observation de la forme de l'arc de soudage MIG-MAG pour différents mélanges de gaz et pour différentes valeurs de courant. Il constitue une introduction aux Chapitres suivants, dans lesquels on propose une méthode originale d'observation de la décharge en utilisant une caméra rapide équipée d'un filtre interférentiel bleu. Une telle procédure permet de visualiser la zone de plasma où la concentration des électrons libres est élevée, en d'autres termes la région de passage du courant.

Le Chapitre 5, qui concerne d'analyse spectroscopique du plasma, contient une description de méthodes de diagnostic utilisées et les possibilités de leurs applications au cas des arcs MIG-MAG, une analyse de l'état d'équilibre thermodynamique du plasma, le schéma de la procédure de mesure et les méthodes de traitement des données expérimentales. Finalement, les résultats présentés dans ce chapitre sont les premières données expérimentales complètes qui caractérisent les distributions de la température électronique et de la densité électronique dans les arcs de soudage. Sont également présentés les résultats de la mesure des paramètres Stark des raies d'émission du manganèse atomique et du fer atomique, pour lesquels il n'existe pas de données expérimentales accessibles.

Les travaux décrits dans ces chapitres ont été réalisées exclusivement au LASEP (Laboratoire d'Analyse Spectroscopique et d'Energétique des Plasmas) à Bourges en France en collaboration avec Centre Technique des Applications du Soudage Air Liquide France.

Le Chapitre 6 regroupe les résultats de l'analyse microstructurale de l'extrémité du fil anode et sa composition chimique après différents modes de fonctionnement. Les modifications de la microstructure de l'électrode en fonctionnement dans les différents mélanges du gaz de protection peuvent avoir une influence décisive sur le caractère de transfert du métal dans l'arc MIG-MAG. Ces analyses ont été effectuées au Centre de Recherche sur les Matériaux à Haute Température (CNRS) à Orléans en France.

Deuxième partie

Description de la source de plasma

Chapitre 1

Arc électrique de type MIG-MAG

1.1 Introduction

En fournissant de l'énergie à un gaz neutre on peut provoquer une formation d'éléments chargés, qui avec les atomes non ionisés ou les molécules du gaz, deviennent les composants du plasma généré. De la manière de transfert de l'énergie ne dépend pas seulement la méthode de la production du plasma, mais également ses propriétés physiques et les possibilités d'applications, aussi bien en laboratoire qu'en technique.

De façon plus simple, on peut dire que, pour produire un plasma, il faut ioniser la matière. Cela peut être réalisé par des collisions de particules du gaz avec les électrons ou dans les processus de photoionisation. On peut produire un plasma en profitant de l'énergie dégagée dans les réactions exothermiques, durant la compression adiabatique du gaz, mais aussi „en bombardant” le gaz par des faisceaux de particules neutres ou chargées. L'échantillon sur laquelle agit un faisceau laser est une source des composants du plasma induit par laser (LIP). Les processus liés à l'influence du laser sur un échantillon métallique sont aujourd'hui très largement examinés, parce qu'ils ont une énorme importance pour le développement de la technologie du soudage au laser. Les plasmas produits par décharges radiofréquence (RF) ou micro-ondes, ont un grand nombre d'applications pratiques, mais c'est le champ électrique qui est certainement la source d'énergie la plus souvent exploitée pour produire un plasma, que ce soit en laboratoire (arc transféré et stabilisé, cathode creuse, plasmatron) ou dans les processus industriels (TIG, MIG-MAG).

Dans ce cas, une décharge électrique se forme dans le gaz contenu entre deux électrodes de polarisations contraires. A température ambiante le gaz est un bon isolant, mais sous certaines conditions, un claquage électrique peut initier une décharge. Les atomes ou les particules du gaz ne sont généralement pas dans ce cas la seule source des composants du plasma, et il faut également tenir compte des vapeurs métalliques issues des électrodes (MIG-MAG). Les valeurs de la tension et du courant déterminent le caractère de la décharge dans le gaz (Cf. Figure 1.1).

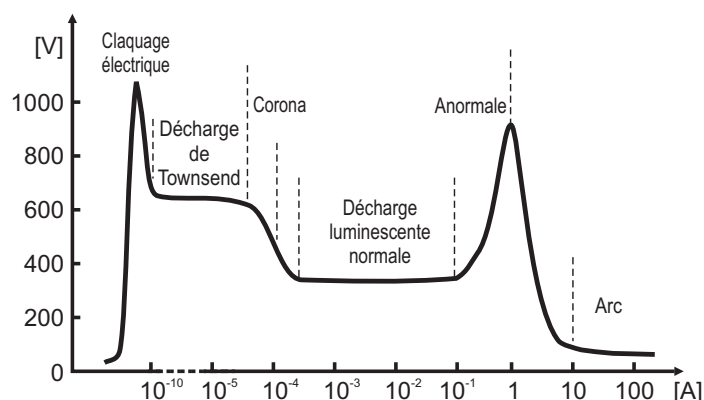


Fig. 1.1: Caractéristiques courant-tension des décharges gazeuse [63].

1.2 Source de plasma de type MIG-MAG

Les acronymes GMA (Gas Metal Arc) et GMAW (Gas Metal Arc Welding), généralement utilisés dans la littérature technique, décrivent un procédé technologique d'assemblage de métaux en appliquant une décharge électrique sous une protection gazeuse, entre l'électrode fusible et les objets à souder [57, 63, 65, 66]. Le flux de gaz assure la conduction du courant et la protection du métal fondu contre l'air atmosphérique. Un schéma de la torche à plasma est présenté sur la figure 1.2.

Le procédé MIG (Metal Inert Gas) utilise un gaz de protection inerte (typiquement l'argon ou l'hélium), par opposition au procédé MAG (Metal Active Gas) qui concerne une atmosphère chimiquement active. En pratique, dans ce dernier cas, on utilise du dioxyde de carbone CO_2 , de l'oxygène O_2 , de l'hydrogène H_2 , de l'azote N_2 et/ou du monoxyde d'azote NO en additions aux gaz chimiquement passifs. Les procédés énumérés permettent d'assembler les différents types d'aciers, l'aluminium, le magnésium, les alliages de cuivre et nickel, et aussi le titane et ses alliages.

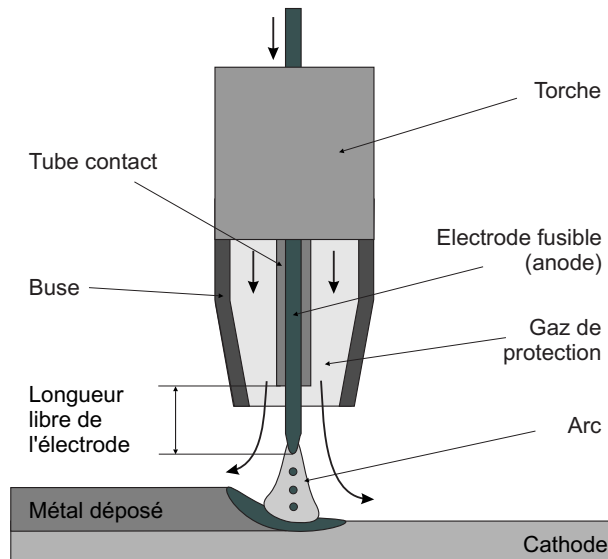


Fig. 1.2: Schéma de la torche à plasma MIG-MAG. L'électrode fusible, le plus souvent l'anode, est passée à la région de décharge à vitesse constante. L'arc électrique est initié entre son extrémité et la surface de plaque métallique (le plus souvent choisie comme cathode).

L'électrode fusible a une forme de fil massif de diamètre compris entre 0.5 et 4 mm. Le fil est injecté dans la région de décharge avec une vitesse constante, de 1 à 50 m/mn selon le type de générateur. L'arc électrique est habituellement alimenté en courant continu avec une polarité inverse (fil-anode, cathode sur la plaque métallique) qui assure la meilleure stabilité de l'arc.

1.3 Transfert du métal dans l'arc MIG-MAG

La fusion du fil, ou plus exactement le transfert du métal dans l'arc, peut se faire de plusieurs manières distinctes [57, 63]. Ces modes se caractérisent par des comportements différents de la stabilité de l'arc, de la pénétration de la soudure sur la surface, des projections, de la qualité des soudures et de la consommation de gaz. On utilise les termes en français ou la terminologie anglaise appliquée habituellement (cf figure 1.3).

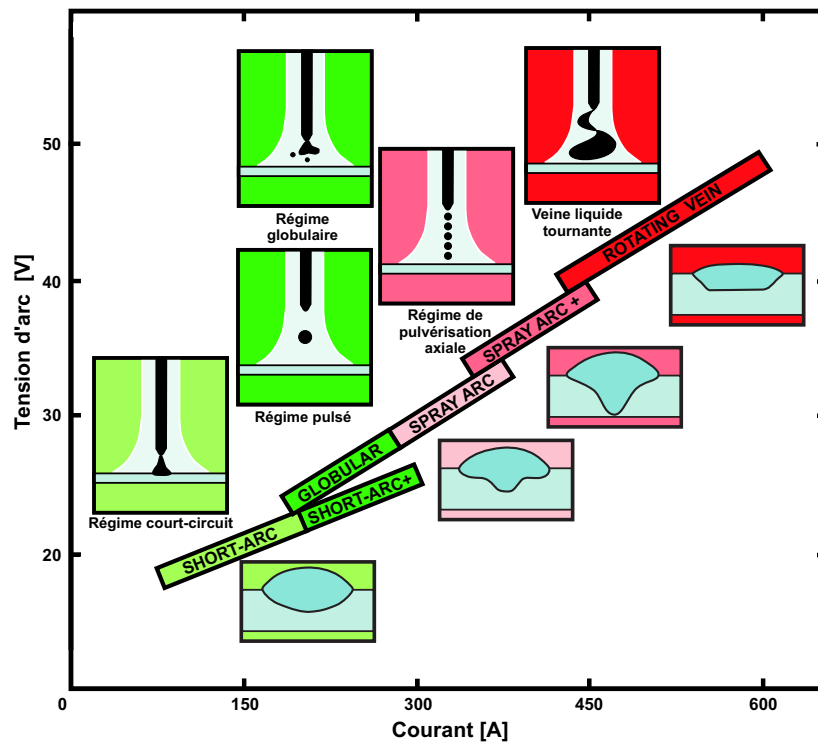


Fig. 1.3: Influence de la tension et de l'intensité du courant sur le régime de transfert du métal dans le plasma MIG-MAG (source : AIR LIQUIDE).

Régime de transfert par court-circuit

Le premier mode de fonctionnement de l'arc est un régime de court-circuit, appelé *short-arc*. Ce régime est obtenu pour de relativement faibles énergies d'arc (typiquement un courant de 50 à 200 A sous une tension de 15 à 20 V).



Fig. 1.4: Transfert par court-circuit dans l'arc MIG-MAG

Après amorçage de l'arc, l'énergie du plasma et la chaleur dégagée par effet Joule provoquent la fusion de l'extrémité du fil-électrode et la formation

d'une goutte de métal fondu. La fusion de l'électrode n'est pas suffisamment rapide pour que la goutte se détache avant qu'un court-circuit n'ait lieu entre les électrodes (cf figure 1.4) avec établissement d'un pont métallique entre le fil et la plaque métallique. La tension d'arc s'annule ; la goutte est alors détachée et transférée au bain liquide. Ce cycle se répète avec une fréquence d'une centaine de Hertz. Ce régime de soudage, dont le taux de projection augmente avec le courant, est utilisé essentiellement pour le soudage de tôles de faibles épaisseurs en toutes positions.

Régime globulaire

A moyenne intensité et tension plus élevée qu'en régime de court-circuit, l'efficacité de la fusion rend impossible un contact des électrodes et l'arc passe en régime globulaire. Il y a alors une formation de gouttes dont le diamètre excède le diamètre du fil d'électrode (cf figure 1.5), et qui traverse la zone de décharge. Néanmoins, leurs trajectoires ne sont pas toujours dans l'axe de l'arc. Ce procédé est instable et génère de grosses projections.



Fig. 1.5: Transfert globulaire dans l'arc MIG-MAG

Une telle définition du mode de transfert globulaire liée à la taille des gouttes formées, est motivée dans le cas de l'utilisation d'argon comme le gaz de protection puisque la forme de la goutte est alors approximativement sphérique. Par contre, elle devient sujette à caution pour de forte teneur en dioxyde de carbone dans le mélange gazeux (cf chapitre 4), la goutte étant alors généralement loin d'être sphérique.

Régime de pulvérisation axiale

L'augmentation de l'intensité du courant (>200 A) et de la tension d'arc (>25 V) se traduit par une augmentation simultanée de la fusion du fil-électrode et de l'influence des forces induites par l'écoulement du plasma.

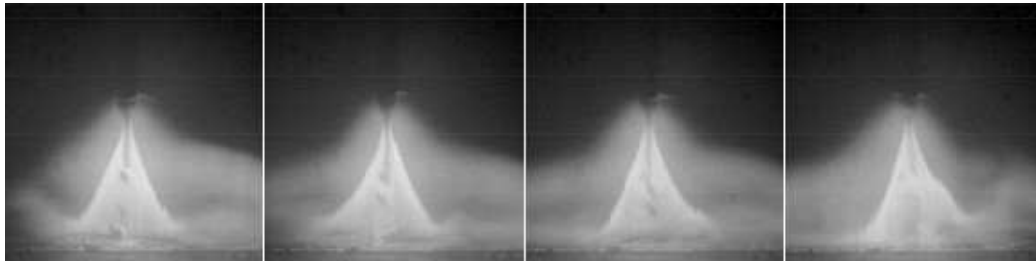


Fig. 1.6: Transfert par pulvérisation axiale dans l'arc MIG

On observe une diminution subite du diamètre des gouttes en-dessous du diamètre du fil (cf figure 1.6) et une augmentation brutale de la fréquence de détachement des gouttes (supérieure à 100 Hz) : on parle alors de régime de pulvérisation axiale, ou *spray*. L'extrémité de l'électrode présente un cône allongé. Les gouttes sont transférées dans l'axe de l'arc à la surface de la plaque métallique. La décharge est stable, quasiment sans projection, et est caractérisée par une qualité supérieure d'assemblage.

La valeur critique du courant pour lequel a lieu le changement du mode de transfert du métal entre le régime globulaire et le régime pulvérisation axiale, porte le nom *courant de transition*. Elle dépend : de la composition chimique de l'électrode, de son diamètre, de la longueur libre de l'électrode et enfin de la nature du gaz de protection. En particulier, elle augmente avec la quantité de CO_2 dans le gaz de protection, jusqu'à ce que la pulvérisation axiale devienne irréalisable [96].

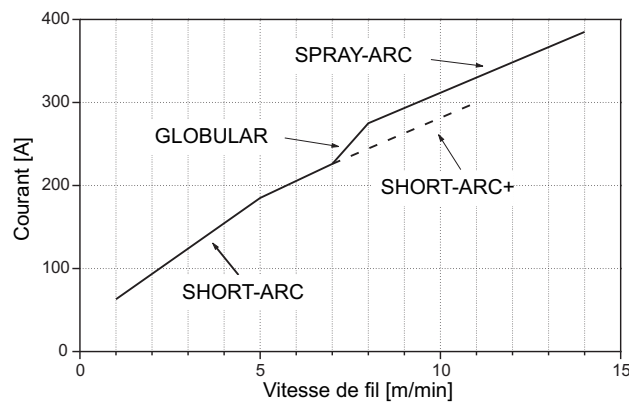


Fig. 1.7: Différents modes de fonctionnement en soudage MIG-MAG. Générateur SAFMIG 480 TRS PLUS; électrode en acier de diamètre 1.2 mm; gaz ATAL5 (Argon + 18% $_{vol}$ CO_2).

A moyenne tension (20-25 V), fortes intensité de courant (>300 A) et vitesse du fil-électrode élevée (cf figure 1.7), on observe un autre sorte de régime de court-circuit, appelé régime de *court-circuit forcé* ("short-arc +"), qui, comme le régime de pulvérisation axiale donne de bons résultats de soudage. Aux très forts courants (cf figure 1.3) le transfert des petites gouttes ne se fait plus sur l'axe de la colonne de plasma, mais se met à tourner. Ce régime de fonctionnement est dit *transfert à veine liquide rotative*.

1.4 Influence de gaz de protection sur le transfert du métal dans l'arc MIG-MAG

Le procédé MIG-MAG était jusqu'à présent analysé uniquement dans le but d'applications techniques, comme une des méthodes d'assemblage des métaux les plus populaires. L'utilisation du dioxyde de carbone est lié à la recherche d'une réduction du coûts de production des assemblages, tout en assurant la haute qualité du soudage réalisé. Ces dernières années, la sécurité du travail est devenue très importante, et des études complémentaires ont été menées sur l'utilisation de mélanges gazeux permettant une réduction des émissions toxiques lors du procédé.

Mais la complexité du procédé complique les travaux entrepris et l'étude des propriétés physiques du plasma MIG-MAG. Les informations accessibles sont en majorité originaire de la littérature technique du soudage, car jusqu'à présent les plasmas de ce type étaient peu (voire pas du tout) examinés dans les laboratoires de physique atomique, et en particulière de physique du plasma. En particulier, le diagnostic de l'arc de soudage est difficile, et nécessite d'obtenir des conditions d'arc stable ; c'est pourquoi il est essentiel de connaître l'influence de la nature du gaz de protection sur le caractère de la décharge.

La vitesse du procédé et la qualité du cordon sont dépendants du régime de transfert du métal dans l'arc (cf chapitre 1.3) qui détermine les tailles, les vitesses et les fréquences de détachement des gouttes. Sous protection d'argon pur, qui est le gaz le plus souvent utilisé, la transition de régime globulaire en mode de pulvérisation axiale est obtenue pour un courant relativement bas. Par contre, sous dioxyde du carbone pur, il n'est pas possible d'atteindre cette transition, du moins avec des valeurs de courant accessible aux générateurs utilisés (cf figure 1.8). Quoique ces faits sont bien connus, les causes de différences si essentielles dans le comportement du procédé en fonction du gaz utilisé, ne sont toujours ni comprises, ni expliquées.

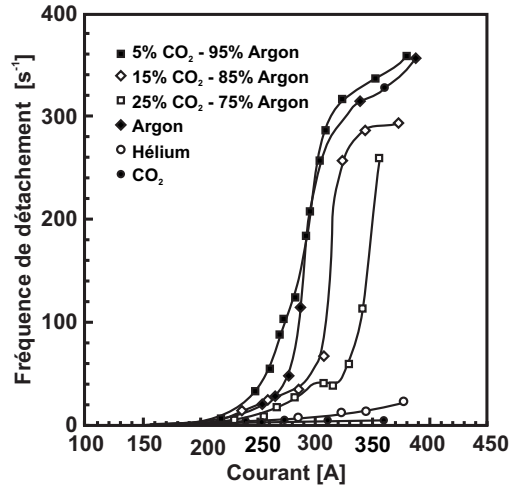


Fig. 1.8: Effet du gaz de protection sur la fréquence de détachement [96].

Avec des mélanges argon avec peu de CO₂ ou de O₂, la stabilité de la décharge est améliorée et la valeur du courant de transition diminue par rapport à la situation sous argon pur. Ces observations sont expliquées par une modification de la tension superficielle des métaux liquides provoquée par la présence de gaz actif (cf figure 1.9). Aussi bien l'oxygène que le carbone diminuent la tension superficielle de l'acier et facilitent les détachements de gouttes. Les gaz oxydants peuvent augmenter l'émissivité de la cathode.

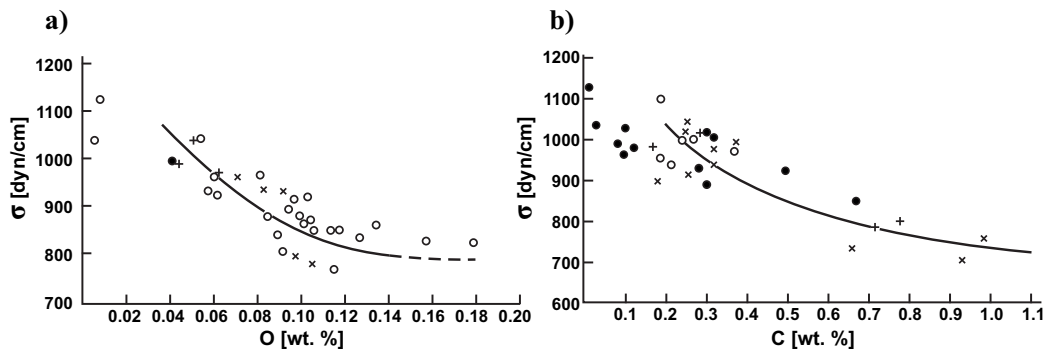


Fig. 1.9: Tension superficielle des alliages liquides à 1640°C sous air : a) fer-oxygène, b) fer-carbone [88].

Lors de l'utilisation de fortes teneurs de dioxyde de carbone dans le gaz de protection, nous avons pu observer le mouvement de la goutte vers le haut, très caractéristique du *transfert répulsif* ("repelled transfer") [55, 96], ce qui prouve l'existence de forces à caractère répulsif orientées au contraire de mouvement du fil (cf figure 1.10).

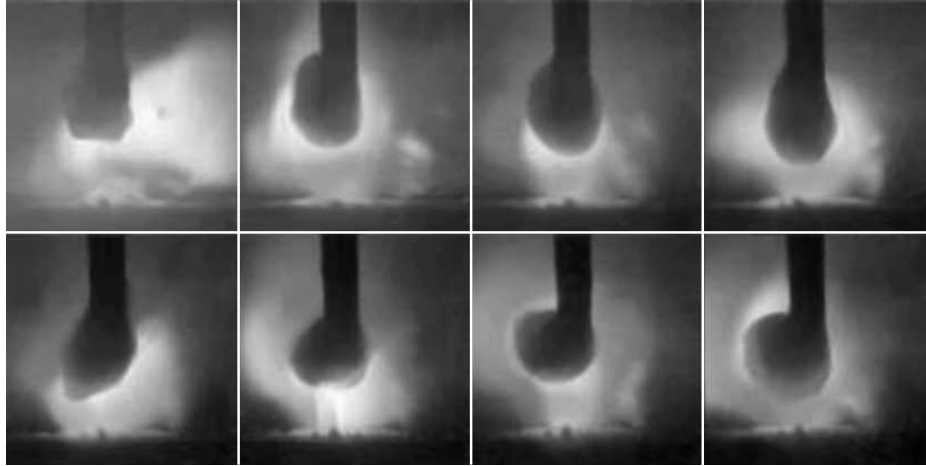


Fig. 1.10: Séquence des images de l'arc MAG sous protection de CO_2 pur. La grande goutte formée à l'extrémité de l'anode monte vers le haut le long du fil.

Durant le procédé de soudage, la force électromagnétique (EM) de Lorentz force joue un rôle décisif dans les mécanismes responsables de la modification du mode de transfert de métal. En particulier, puisqu'elle est proportionnelle au carré du courant d'arc, cette force devient très importante au forts courants, mais son signe et son amplitude sont déterminés par la distribution de courant dans la goutte de métal liquide [83]. Si les lignes de courant sont divergentes, la force électromagnétique détache la goutte de l'anode (cf figure 1.11a). Si, au contraire, les lignes du courant convergent, la force électromagnétique empêche le détachement de la goutte (cf figure 1.11b).

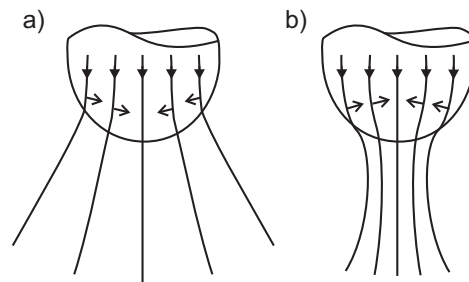


Fig. 1.11: Lignes de courant dans la goutte et dans le plasma adjacent, et forces électromagnétiques résultantes : a) force EM de détachement, b) force EM d'attachement [83].

Si un passage de courant a lieu dans un corps composé de deux composants présentant une conductibilité électrique différente, la distribution du

courant à l'intérieur du corps est déterminée par le composant dont la conductibilité est inférieure. Une situation analogue se produit dans le cas de l'arc de soudage : la conductibilité électrique du plasma est de quelques ordres de grandeur plus petite que la conductibilité du métal. C'est pourquoi la distribution du courant à l'intérieur de la goutte est réglée par la distribution du courant dans le plasma et non pas l'inverse.

Nemchinsky [83] a réalisé les calculs théoriques de distribution de la densité de courant à l'intérieur de la goutte pour des décharges sous atmosphère d'argon et d'hélium. Dans la gaine anodique, on observe une très grande densité de courant ainsi qu'une chute de tension de quelques volts. Cette chute de tension diminue avec l'accroissement de la densité du courant. Nemchinsky conclut qu'un tel comportement à l'anode provoque une constriction d'arc et diminue la valeur de la force Lorentz. A proximité de l'anode, la température et le degré d'ionisation se mettent à baisser. Les températures des électrons et celles des molécules plus lourdes commencent à se différencier. Ces divergences provoquent un échange d'énergie entre les électrons plus chauds et les éléments plus lourds et plus froids (atome, ion etc...), et par conséquent une chute d'énergie des électrons. Le dispositif a besoin d'un apport de chaleur supplémentaire pour maintenir à un bon niveau la conductibilité du plasma.

La modélisation mathématique formulée par Nemchinsky ainsi qu'une analyse comparative effectuée pour l'argon et l'hélium, ont montré que l'effilement de la ligne de courant est dû, pour une grande part, au rapport considérable de la masse de l'électron à la masse de l'atome (molécule), à la haute conductibilité thermique du gaz utilisé et à une grande section efficace de choc électron-atome (molécule).

La force de Lorentz est plusieurs fois plus importante lorsque l'argon est employé comme gaz plasmagène (caractéristique $U - I$ de pente faible) par rapport à l'utilisation de l'hélium (pente importante de la caractéristique $U - I$). Nemchinsky généralise ses résultats pour les gaz moléculaires (notamment CO_2), où l'excitation électronique des degrés de liberté vibrationnelle et rotationnelle rend l'échange énergétique entre les électrons et les molécules très efficaces. Cela explique, selon lui, l'absence de transition vers le régime de pulvérisation axiale dans l'arc MAG sous CO_2 .

Chapitre 2

Modèles théoriques de l'arc MIG-MAG

L'ensemble des travaux théoriques s'attache à la description du mode de formation et à la dynamique des gouttes de métal fondu. En effet, durant le procédé MIG-MAG, un grand nombre de processus ont lieu simultanément ce qui nécessite de chercher une description théorique précise de la formation des gouttes à l'extrémité du fil-électrode. De nombreux phénomènes déterminent le développement de ces gouttes de métal liquide, leur détachement du fil et leur transfert à travers l'arc vers la surface de la plaque métallique.

La combinaison des forces en présence, les phénomènes thermiques dans le fil, les transferts de chaleur du plasma ainsi que la répartition de densité de courant ont une influence fondamentale. Les forces qui agissent sur les gouttes sont les forces de gravité, l'inertie effective, la pression de l'arc, la viscosité (*dragg force*) du flux de gaz, les forces électromagnétiques et les effets dus aux variations de la tension de surface avec la température (effet Marangoni) [84]. Les interactions mutuelles des forces en présence, déterminent la forme de la goutte, son volume et également sa fréquence de détachement.

Dans la version polonaise de ce manuscrit, nous avons présenté une description détaillée des modèles théoriques fondamentaux de formation des gouttes ainsi que la théorie proposée par Haidar prenant en compte également le plasma de décharge. Dans la version résumée en français, nous décrirons uniquement succinctement les principaux modèles et les résultats obtenus.

2.1 Modèles théoriques de formation des gouttes sur la pointe d'une électrode fusible

Les observations expérimentales doivent permettre de décrire précisément les phénomènes physiques, et d'apporter une base solide pour développer des modèles théoriques. Les premières descriptions de l'arc de soudage étaient uniquement unidimensionnelles et négligeaient l'influence du plasma sur la distribution de densité de courant. Deux de ces modèles sont basés, l'un sur l'équilibre des forces statiques (*Static Force Balance Theory*) [55, 63, 112] et l'autre sur l'instabilité de pincement (*Pinch Instability Theory*) [2, 3, 55, 63].

Théorie de l'équilibre des forces statiques (SFBT)

La théorie de l'équilibre des forces statiques postule que le détachement de la goutte de l'électrode a lieu lorsque les forces statiques de détachement (gravité F_g , forces électromagnétiques F_{em} , et une force résultant du flux du gaz F_d) sont supérieures aux forces statiques d'attachement (tension superficielle F_γ) [111].

La force de gravitation dépend exactement de la masse de métal fondue. Les forces électromagnétiques qui résultent de la répartition et de la valeur du courant, peuvent influencer la goutte de deux façons : Lorsque les lignes de courants sont divergentes dans la goutte (comme en atmosphère d'argon), les forces de Lorentz tendent à détacher la goutte de la pointe de l'électrode ; Dans le cas contraire, les forces de Lorentz sont convergentes et tendent à maintenir la goutte à la pointe de l'électrode. Dans l'approximation SFBT, la goutte est considérée comme une sphère suspendue à l'électrode, dans un milieu liquide. La tension de surface est décrite par une équation simple, et dépend uniquement du diamètre de l'électrode et de sa composition.

La théorie SFBT permet de déterminer seulement une dépendance du rayon de la goutte avec la valeur du courant de l'arc, en se basant sur la comparaison des forces actives :

$$F_\gamma = F_{em} + F_g + F_d \quad (2.1)$$

Malheureusement, elle ne donne des résultats proches des résultats expérimentaux que dans le cas du régime globulaire. Par ailleurs, ce modèle ne décrit pas la dynamique du procédé et ne prend pas en compte l'influence du type de gaz. La théorie n'explique pas non plus l'existence du régime répulsif, observé dans les arcs fonctionnant sous forte proportion de dioxyde de carbone (cf figure 1.10).

Théorie de l'instabilité de pincement PIT

La théorie de l'instabilité de constriction locale a été développée à partir du modèle de Rayleigh d'instabilité d'une colonne cylindrique liquide. Les sphères peuvent avoir une énergie libre inférieure à la colonne liquide. Par conséquent une perturbation de la longueur d'onde propre dans la colonne liquide, tend à la briser en gouttes. Rayleigh a obtenu les conditions d'instabilité d'une colonne liquide en considérant une perturbation sinusoïdale simple d'un système non-visqueux. La dimension des gouttes obtenues est liée à la longueur d'onde de la perturbation se développant le plus rapidement.

Lorsqu'un courant électrique parcourt le cylindre liquide, l'effet de la constriction augmente l'instabilité Rayleigh car la pression magnétique est plus importante dans les parties pincées du cylindre. Le courant de soudage réduit la longueur d'onde critique de l'instabilité du fil liquide et donc abaisse la dimension de la goutte. En général, la dimension des gouttes diminue lorsque le courant augmente. Ce modèle donne la vitesse, l'accélération et la dimension des gouttes lors de leur détachement.

La PIT présentent les mêmes problèmes que la SFBT. En particulier, elle ne peut pas décrire l'influence de la longueur libre du fil et n'explique pas la remontée du métal liquide ("repelled mode"). Elle prévoit des dimensions de gouttes plus faibles qu'en SFBT pour des paramètres de fonctionnement du procédé identiques. Les mesures expérimentales [55] montrent que cette théorie est uniquement adaptée à l'estimation des dimensions des gouttes en régime de pulvérisation axiale.

Conclusions

Les deux théories précédentes, ne décrivent pas correctement le transfert du métal dans l'arc de soudage. En particulier, elles ne peuvent pas déterminer la valeur du courant correspondant à la transition entre les régimes globulaire et de pulvérisation axiale. De telles théories, avec leurs hypothèses, ne garantissent pas que les résultats de calculs seront en accord avec les mesures expérimentales dans toute la gamme de courant.

Kim et Eagar [55] ont comparé les prévisions des modèles SFBT et PIT, avec des résultats expérimentaux concernant le diamètre des gouttes. Ils ont utilisé de l'acier doux de diamètre 1.6 mm comme fil-anode sous atmosphère Ar+2% O₂, et ont réalisé simultanément leurs mesures expérimentales pour une composition de gaz et d'électrode identique. Les calculs SFBT ont été réalisés avec deux valeurs de la vitesse d'écoulement du gaz : 10 m/s et 100 m/s. Les résultats obtenus sont montrés en figure 2.1.

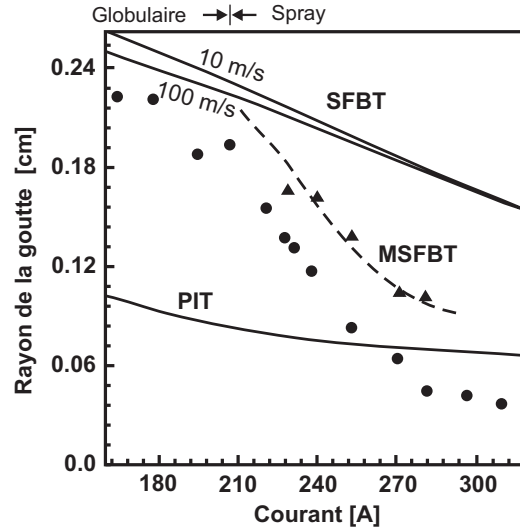


Fig. 2.1: Comparaison des tailles de gouttes mesurées et calculées. Cas d'un fil-anode en acier sous Ar+2% O₂ [55].

L'effilement de la pointe de l'électrode augmente avec le courant d'arc. Ce processus se produit parce que la zone d'attachement de la colonne d'arc sur l'anode augmente et que, simultanément, le diamètre effectif de la zone d'attachement de la goutte et la force de rétention due à la tension de surface du métal liquide, diminuent. Kim et Eagar [55] ont pris en compte l'influence de l'effilement de la pointe de l'électrode (théorie MSFBT). Leurs résultats se rapprochent des résultats expérimentaux, aussi bien en mode de pulvérisation axiale qu'en mode globulaire.

2.2 Modèle MHD - Modélisation d'un plasma MIG-MAG

Le premier article écrit par Haidar et Lowke [35] présente une méthode pour décrire un arc de soudure basé sur leurs résultats précédents concernant la modélisation des arcs transférés libres [115, 116]. La méthode proposée prolonge en fait leur modèle en y ajoutant la fusion de l'électrode, la tension de surface et l'augmentation du volume de la goutte.

Initialement, le modèle prenait en compte l'influence de la gravitation, l'inertie effective, les forces électromagnétiques, la tension de surface et la vitesse fil. Mais il a été élargi en ajoutant la pression de l'arc, les forces de frottement visqueux du plasma, l'influence des modifications de la tension de surface de la goutte liquide en fonction de la température (effet Marangoni),

la formation des 'gainés' au voisinage des électrodes et la vaporisation des électrodes [36, 37, 38, 39, 41].

Par analogie avec la majorité des simulations de dynamique de la goutte [22, 100, 109] et des modèles de plasma d'arc de type TIG [44, 40, 68, 99], la description théorique du plasma soudage MIG-MAG est basée sur les équations différentielles suivantes :

1. Equations de conservation de la masse :

$$\frac{\delta\rho}{\delta t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{v}) = 0 \quad (2.2)$$

2. Equations de conservation du moment :

$$\frac{\delta\rho\vec{v}}{\delta t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{v}\vec{v}) = -\vec{\nabla}P + \vec{j} \times \vec{B} + \vec{\nabla}\Pi + \vec{g} \quad (2.3)$$

3. Equations de conservation de l'énergie :

$$\frac{\delta\rho h}{\delta t} + \vec{\nabla} \cdot \rho\vec{v}h = \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\kappa}{c_p} \vec{\nabla}h \right) + \frac{5k}{2e} \vec{j} \cdot \vec{\nabla}T + \frac{j^2}{\sigma} - U \quad (2.4)$$

4. Equations de continuité du courant :

$$\vec{\nabla} \cdot (\sigma\vec{\nabla}V) = 0 \quad (2.5)$$

5. Loi d'Ohm :

$$\vec{j} = -\sigma\vec{\nabla}V \quad (2.6)$$

6. Equations de Maxwell :

$$\vec{\nabla}\vec{B} = \mu_0\vec{j} \quad (2.7)$$

où ρ est la densité ; v la vitesse ; P la pression ; k la constante de Boltzmann ; c_p le chaleur spécifique ; T la température ; j la densité du courant ; B le champ magnétique ; V le potentiel électrique ; σ la conductivité électrique et h l'enthalpie. Π est un tenseur de contrainte tandis que U détermine les pertes radiatives. Le modèle à deux dimensions prend en compte l'arc, l'électrode fusible fonctionnant en anode et une pièce métallique 'de travail' jouant le rôle de cathode. L'auteur utilise le système des coordonnées cylindriques et suppose la symétrie de la rotation par rapport à l'axe du fil.

Fondamentalement, la zone de décharge examinée peut être divisée en cinq parties. Les trois premières sont le résultat logique de la construction de système : région anodique, région cathodique et colonne d'arc (cf figure 2.2). Il faut en outre prendre en compte dans la description les 'gainés' proches des deux électrodes.

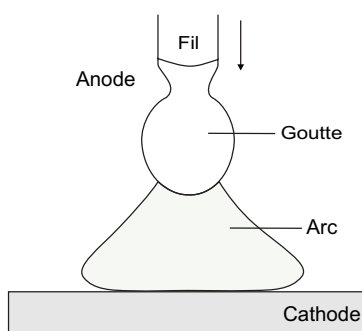


Fig. 2.2: Schéma de l'arc et des électrodes dans la théorie de Haidar

Résultats des calculs

Haidar utilise des méthodes numériques de type SIMPLEX (Patankar) pour résoudre l'ensemble des équations (2.2)-(2.7) gouvernant le processus de soudage. Cela lui permet de prendre en compte un grand nombre de facteurs, y compris la forme de gouttes suspendues à l'extrémité du fil-anode. Les modifications temporelles de la surface métallique sont introduites en utilisant une méthode de *volume de fluide* (VOF) qui détermine approximativement la forme des gouttes sur la base de considérations géométriques simples. Dès que le détachement a lieu, la goutte est éliminée de la modélisation.

Tous les calculs sont faits avec une électrode en acier doux (anode de diamètres 1,6 mm), généralement en fonctionnement sous argon pur à pression atmosphérique. Néanmoins, Haidar a également présenté des résultats obtenus avec du dioxyde de carbone pur comme gaz de protection [36].

La figure 2.3 présente les résultats du calcul des dimensions de la goutte [39]. Elle montre le très bon accord des prévisions théoriques et l'expérience dans le cas de prendre en considération d'influence de la gaine anodique.

Les variations du coefficient de tension de surface avec la température, modifie le profil des gouttes formées à la pointe du fil. Cet effet conduit à une forme elliptique, à une augmentation de la pression dans le métal fondu au voisinage de l'interface liquide-solide (ce qui favorise le détachement) et donc à une diminution de la dimension des gouttes formées.

L'effet Marangoni est associé aux variations de tension superficielle avec la température. Les forces de thermocapilarité génèrent des flux de métal fondu à la surface de la goutte, des régions à haute température (faible coefficient de tension superficielle) vers les régions plus froides (fort coefficient de tension de surface). Ce phénomène peut être important et peut générer un important mouvement de métal fondu des parties inférieures de la goutte pendante, vers l'interface liquide-solide. Favorisant l'attachement, elles doivent donc provoquer une augmentation du courant de transition entre les régimes globulaire et de pulvérisation axiale.

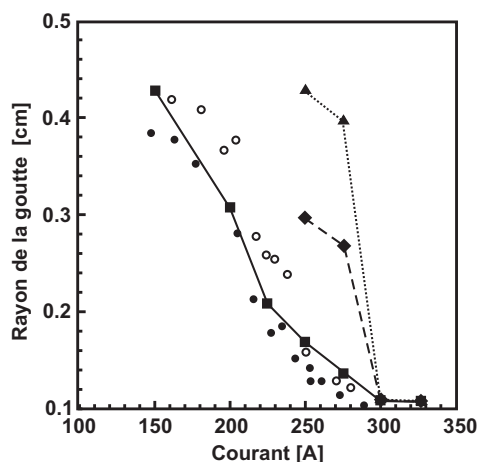


Fig. 2.3: Comparaison les résultats expérimentaux présentés par Kim et Eagar [55] avec les résultats des simulations de Haidar [39]. Résultats expérimentaux : $-\circ-$ $l = 2.6$ cm ; $-\bullet-$ $l = 3.3$ cm ; Simulations : $-\blacktriangle-$ $\gamma = 1.2$ Nm⁻¹ constante, sans gaine anodique ; $-\blacklozenge-$ $\gamma = \gamma(T)$, sans gaine anodique ; $-\blacksquare-$ $\gamma = \gamma(T)$, avec gaine anodique. l : longueur libre de fil-électrode ; γ : tension superficielle du métal liquide).

L'effet de la gaine anodique est d'augmenter la taille de la zone d'attachement de l'arc sur l'anode, et induit des modifications de la distribution de densité de courant dans le métal fondu. En particulier, lorsque le courant augmente, la dimension de la goutte décroît plus lentement qu'en absence de gaine anodique.

La figure 2.4 montre les distributions de la température dans l'arc sous protection d'argon pur pour les différents valeurs du courant. Dans le cas de courant $I = 200$ A et $I = 275$ A, le modèle détermine un régime globulaire. Lorsque l'intensité du courant augmente les diamètres de la goutte diminuent et l'arc fonctionne en régime pulvérisation axiale. Les résultats dans le cas de dioxyde de carbone et en courant de $I = 325$ A sont présentés sur la figure 2.5.

Selon le modèle de Haidar, la température proche de l'axe de décharge augmente en fonction du courant de l'arc MIG. Le changement de gaz en dioxyde de carbone rend impossible d'obtenir un régime pulvérisation axiale sous les conditions de décharge considérées (la figure 2.5) et augmente considérablement la température du plasma.

Dans la chapitre 5.5.1 sur la page 77 de cette thèse ils sont présentés les résultats d'expériences de diagnostic du plasma par la spectroscopie d'émission. En prévenant l'analyse détaillée de résultats reçus, il faut évoquer que les distributions de températures dans le plasma reçues en mesure et en calculs réalisés par Haidar sont considérablement différents.

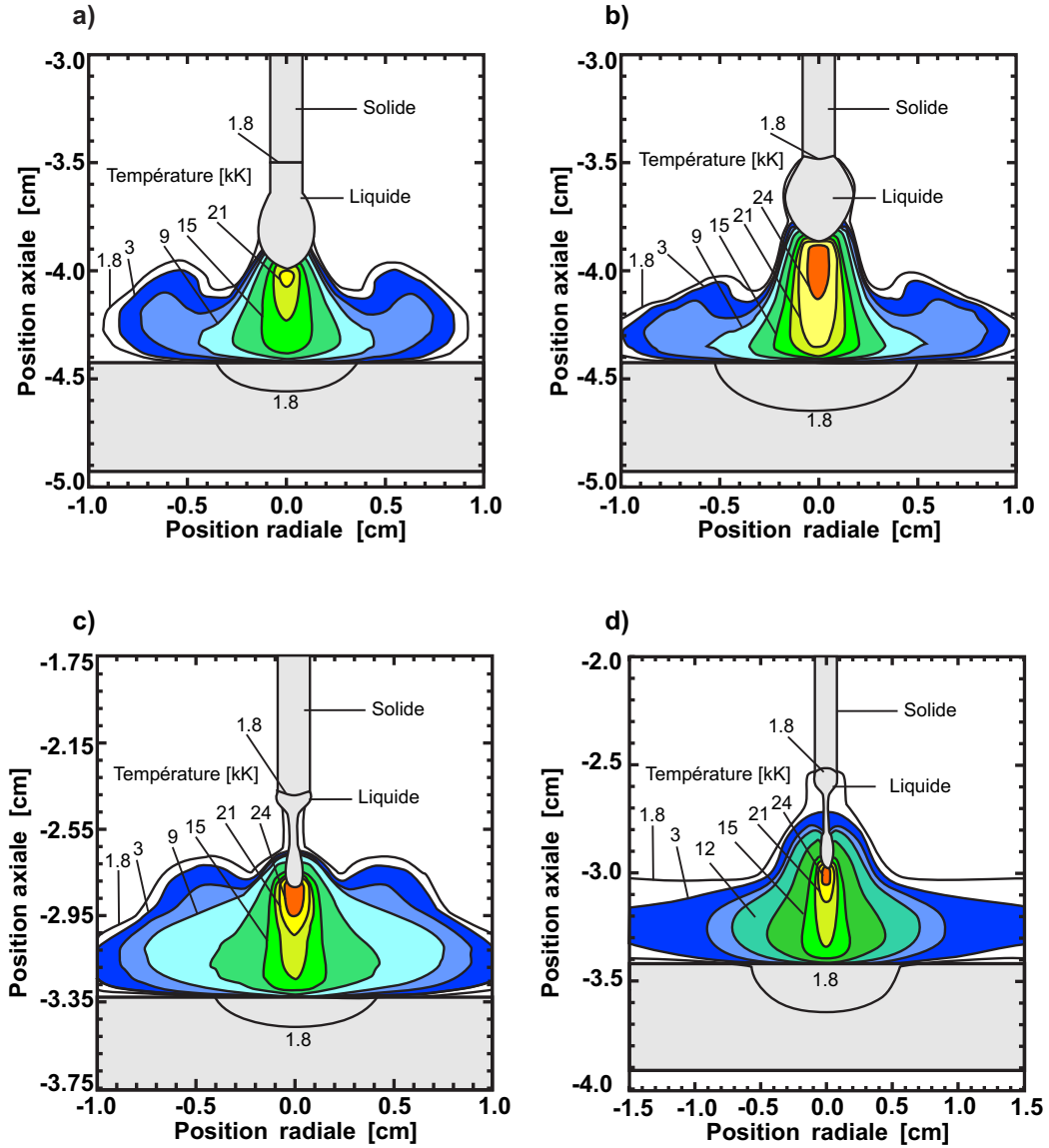


Fig. 2.4: Distributions de la température dans le plasma MIG sous argon pur pour les électrodes d'acier doux (anode de diamètre 1.6 mm). Au moment $t = 0$ la goutte commence se former. Les figures présentent les situations avant de détachement de la goutte. a) $t = 112$ ms, courant $I = 200$ A [36]; b) $t = 106$ ms, courant $I = 275$ A [39]; c) $t = 31$ ms, courant $I = 300$ A [36]; d) $t = 40.8$ ms, courant $I = 325$ A [37].

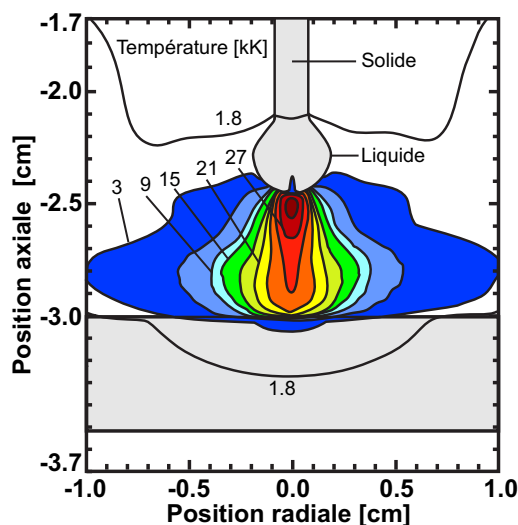


Fig. 2.5: Distribution de température dans le plasma MIG-MAG sous CO_2 pur pour des électrodes d'acier doux (anode de diamètre 1.6 mm) [36]. A l'instant $t = 0$, la goutte commence à se former. La figure présente la situation en $t = 185$ ms avant le détachement de la goutte, pour un courant d'arc $I = 325$ A.

Ce ne sont d'ailleurs pas uniquement les valeurs de la température qui sont différentes, mais également l'allure même des distributions obtenues, notamment dans le cas du fonctionnement sous argon pur. L'abaissement caractéristique de la température vers le centre de la colonne observé expérimentalement, et qui est en accord avec l'analyse du spectre d'émission du plasma (cf chapitre 5.1, page 58 et plus détaillée dans le chapitre 5.1 de la version polonaise), confirme les limites de la théorie. En particulier, l'hypothèse d'état d'équilibre thermodynamique local dans le plasma MIG-MAG, prise en compte par Haidar, peut être mise en défaut lorsque les vapeurs métalliques et les gouttes liquides sont présentes dans le milieu plasmagène.

2.3 Conclusions

Toutes les théories, plus ou moins compliquées, proposées dans la littérature, tentent de caractériser la goutte dans le procédé MIG-MAG. Les premières formulations étaient basées sur des hypothèses simplificatrices prenant en compte l'interaction des forces exercées sur le métal fondu (SFBT) ou les instabilités de la colonne de métal liquide (PIT). Néanmoins, bien qu'ayant obtenu quelques confirmations expérimentales, ces modèles ne pouvaient pas expliquer l'influence de certains effets sur la formation des gouttes.

A l'exception des travaux publiés par Haidar, l'influence du plasma n'était pas considérée de façon détaillée. Bien que les modèles de dynamique de la goutte semblent donner de très bons résultats, ce que l'on peut mesurer par leur accord avec les résultats expérimentaux disponibles, les distributions de la température dans le plasma sont très douteuses, même dans le cas de théories aussi abouties et complètes que celles formulées par Haidar.

En d'autres termes, on peut constater qu'il n'y a pas actuellement de théorie qui permet de manière correcte, de déterminer les distributions de températures dans l'arc MIG-MAG, et de rendre compte de la complexité du procédé.

Troisième partie
Partie expérimentale

Chapitre 3

Dispositif expérimental

3.1 Introduction

La figure 3.1 présente les éléments principaux du dispositif expérimental, que ce soit pour l'observation de la forme de l'arc (en rouge), pour le diagnostic spectroscopique (en bleu), pour l'enregistrement des caractéristiques de courants (en vert) et pour le contrôle du flux du gaz et du déplacement de la cathode.

La torche du générateur SAFMIG est fixée sur une table de déplacement vertical, pour pouvoir ajuster la hauteur d'arc en modifiant la distance entre les électrodes, perpendiculairement à la direction horizontale de déplacement de la cathode. La plaque métallique (cathode) est posée sur une plaque en Duraluminium en forme de T isolée électriquement des autres éléments du dispositif expérimental. La cathode peut se mouvoir horizontalement dans deux directions perpendiculaires grâce à l'utilisation de deux tables de positionnement. La première, gouvernée par des moteurs pas à pas WEEQ CHARLY-ROBOT (0.00375 mm/pas), permet de déplacer la plaque métallique sous la torche sur une longueur utile de 25 cm. Le moteur a été programmé dans l'environnement LABWINDOWS. Nous pouvons déplacer la table avec une vitesse horizontale maximale de 5 mm/s. La seconde table à déplacement micrométrique, permet de déplacer la plaque sur environ 6 cm, perpendiculairement à la première.

La forme de la plaque en duraluminium assure la protection des éléments du moteur pas à pas, lors de la phase de soudage. L'ensemble du dispositif est placé dans une enceinte de protection (en duraluminium) fixe, afin de protéger le système des projections de métal fondu et des fumées générées, notamment en fonctionnement sous atmosphère de dioxyde de carbone, et les utilisateurs du rayonnement. Une fenêtre de visée optique permet les

observations de la zone d'arc (plasma et électrodes), soit par enregistrement vidéo, soit par spectroscopie optique.

Pour augmenter le confort et la sécurité du travail [114], un extracteur a été installé juste au-dessus de l'enceinte, assurant l'évacuation des produits du soudage (fumées, vapeurs de métal etc.) à l'extérieur du laboratoire. Ce dispositif ne doit pas être utilisé simultanément avec le processus MIG-MAG, car il pourrait modifier l'écoulement des gaz de protection, mais déclenché immédiatement après la fin du procédé.

La description détaillée du dispositif expérimental est présentée dans la version polonaise de la thèse.

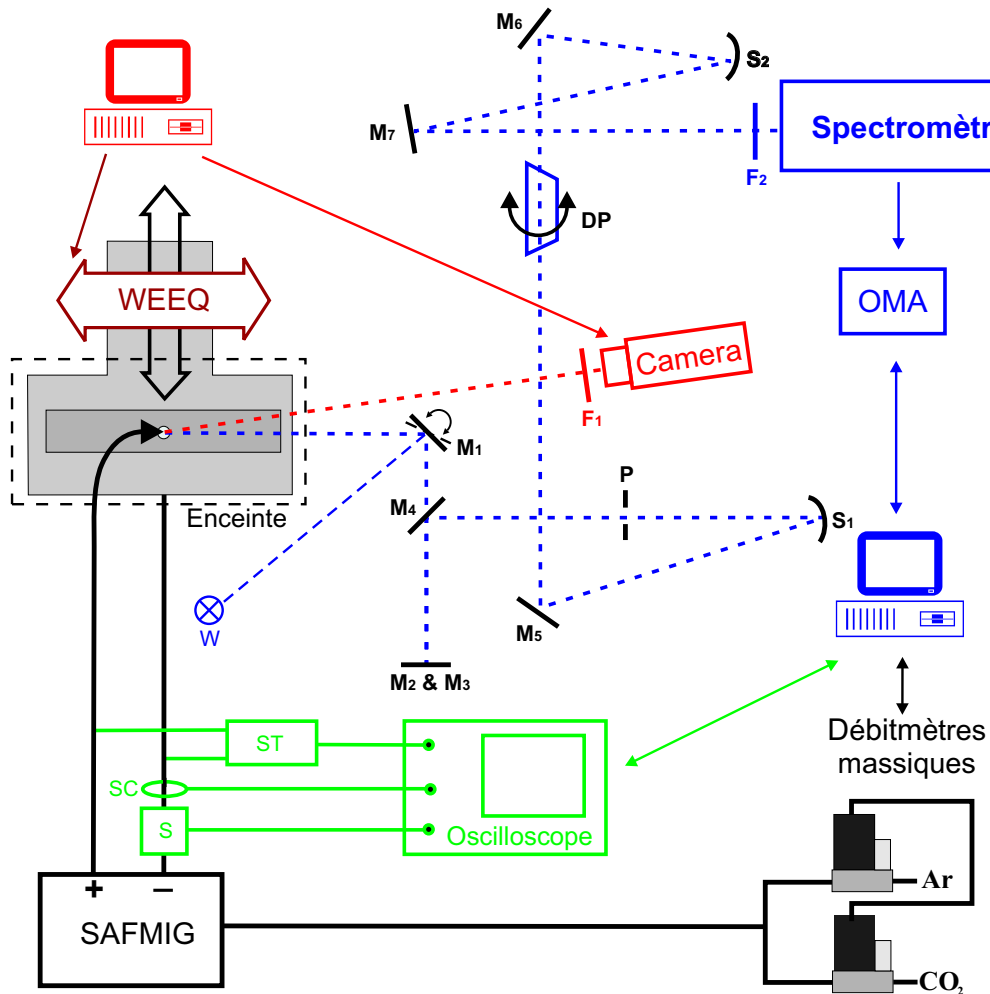


Fig. 3.1: Dispositif expérimental. F_1 : filtre interférentiel; F_2 : filtre; $M_1 \dots M_7$: miroirs plats; S_1, S_2 : miroirs sphériques; DP : prisme de Dove; W : lampe de tungstène; ST : sonde de tension; SC : sonde de courant; S : shunt.

3.2 Générateur de soudage

Le dispositif expérimental est organisé autour d'un générateur de type SAFMIG 480 TRS PLUS, fourni par le Centre Technique d'Application de la Soudure (CTAS, AIR LIQUIDE WELDING). Le générateur permet un fonctionnement dans une gamme de courant de 20 à 450 A, pour des tensions de 14 à 44 V et des vitesses de dévidage de l'électrode supérieure de 1 à 20 m/min. Il permet d'utiliser des électrodes de diamètres de 0.8 à 1.6 mm. Le SAFMIG est une installation de soudage utilisant une source de puissance transistorisée pilotée par microprocesseur 16 bits et peut être utilisé pour la génération du plasma MIG, MAG et TIG.

La configuration de SAFMIG rend possible la stabilisation de la longueur d'arc (par contrôle de la tension d'arc, laquelle est fonction du type du gaz utilisé et du type de l'électrode) ou de l'intensité du courant d'arc. La machine peut travailler dans le mode synergie. Il permet de coupler les paramètres du travail du générateur et facilite les applications techniques.

Pour que l'analyse comparative ait un sens, il fallait créer des conditions analogues lors de l'usage de différents types de gaz. Ainsi on a dû renoncer au fonctionnement en mode synergie et changer l'EPROM (standard) de la machine pour la remplacer par une nouvelle (SHARC 12.A96, version 1.7 pour TR16) fournie par AIR LIQUIDE FRANCE. Des lors, nous disposons de deux paramètres de contrôle : pour une vitesse fil (V_f) choisie par l'opérateur, le générateur propose une valeur de courant moyen I_{Moyen} adaptée au programme du travail choisi (type de l'électrode et du gaz de protection). Les opérateurs peuvent choisir le courant moyen stabilisé $I_{ArcOrigine}$. De façon générale, nous avons travaillé avec des valeurs du paramètre $I_{ArcOrigine}$ proche à celle (I_{Moyen}) suggérée par le SAFMIG.

3.3 Caractérisation des matériaux

L'analyse spectroscopique du spectre d'émission de l'arc exige une bonne connaissance, aussi bien de la composition du gaz que des deux électrodes. Nous avons utilisé des plaques métalliques ($30 \times 300 \times 8$ mm) d'acier EN10025 S235JRG2 dont les caractéristiques chimiques sont données dans le tableau 3.1. La surface de chaque pièce métallique est nettoyée mécaniquement avant toute expérimentation.

Tab. 3.1: Composition chimique de la plaque métallique (cathode)

	C	Mn	P	Cr
% massique	0.17	1.40	0.045	0.045
% atomique	0.79	1.40	0.079	0.045

Le fil-fusible est un fil plein en acier, de diamètre 1.2 mm (type ER70S3), recouvert d'une couche de cuivre (épaisseur d'environ 10 μm). Les résultats des analyses effectuées par le Service de Caractérisation des Matériaux (AIR LIQUIDE) ont apporté des données sur le pourcentage des éléments dans le matériau constitutif de l'anode (le tableau 3.2).

Tab. 3.2: Composition chimique de l'électrode fusible (anode).

Z : numéro atomique ; M : masse atomique ; E_∞ : potentiel d'ionisation ; T_f : température de fusion ; T_{ebb} : température d'ébullition. La dernière colonne du tableau indique les raies observées dans la colonne de plasma MAG.

El.	Z	M [g]	E_∞ [eV]	T_f [K]	T_{ebb} [K]	% massique	% atomique	Obs. Spectro.
Fe	26	55.847	7.902	1809	3135	98.17	97.47	Oui, dominant
Mn	25	54.996	7.434	1517	2335	1.07	1.07	Forte
Si	14	28.086	8.151	1685	3540	0.35	0.69	-
C	6	12.011	11.260	4100	4275	0.087	0.400	Faible
Cu	29	63.546	7.726	1357.6	2826	0.160	0.140	Faible
Ni	28	58.70	7.635	1726	3187	0.058	0.055	-
O	8	15.999	13.618	50.35	90.18	0.014	0.048	-
N	7	14.007	14.534	63.14	77.35	0.0062	0.0244	-
Cr	24	51.996	6.766	2130	2945	0.022	0.023	Faible
Mo	42	95.94	7.099	2890	4912	0.038	0.022	-
P	15	30.974	10.486	317.30	550	0.011	0.020	-
S	16	32.06	10.360	388.36	717.75	0.011	0.019	-
Co	27	58.933	7.86	1768	3201	0.008	0.007	-
V	23	50.942	6.74	2175	3682	0.002	0.002	-
Al	13	26.982	5.986	933.25	2793	<0.001	<0.002	-
Nb	41	92.906	6.88	2740	5017	0.002	0.001	-
Ti	22	47.90	6.82	1943	3562	0.001	0.001	-
B	5	10.81	8.298	2300	4275	0.0002	0.0010	-
Zr	40	91.2	6.84	2125	4682	<0.001	<0.001	-

3.4 Diagnostic électrique

Les mesures électriques des paramètres de décharge, compléments indispensables de l'observation optique des phénomènes ayant lieu durant le procédé, sont nécessaires, notamment pour avoir la possibilité de définir et classer le régime de transfert de métal utilisé, mais également de contrôler la stabilité du processus et sa répétabilité.

Pour la mesure instantanée de la tension entre les électrodes, nous avons utilisé une sonde de tension différentielle ST500-2 FRANÇAISE D'INSTRUMENTATION (bande passante 15 MHz) alimentée par deux piles. L'intensité du courant dans l'arc a été mesurée par une sonde de courant LT 500-S LEM à bobine d'induction (bande passante 150 kHz) et un shunt (500 A \rightarrow 0.1 V).

Les mesures sont réalisées directement sur un oscilloscope numérique LE-CROY WAVERUNNER-2 LT584L (bande passante 1 GHz, fréquence maximum d'échantillonnage 4 GS/s) isolé du secteur par un transformateur d'isolement.

3.5 Contrôle du débit des gaz

Les débits de gaz sont contrôlés par deux débitmètres massiques BROOKS MASS FLOW CONTROLLERS 5850S (BROOKS INSTRUMENT), qui permettent une mesure précise du débit de gaz dans la gamme 0- 20 l/mn (dans le cas d'air), sous une pression de 2 à 3 bars.

Tab. 3.3: Caractéristiques des gaz utilisés

	Argon (ARCAL 1)	Argon (ALPHAGAZ 1)	CO ₂
Densité [kg/m ³]	1.67	1.67	1.87
Pureté	≥ 99.99	99.999	≥ 99.7
Impuretés [ppmv]			
H ₂ O	≤ 5	≤ 3	≈ 14
O ₂	≤ 2	≤ 2	≈ 20
CO/CO ₂	≤ 10		≈ 4
CH ₄	≤ 5		≈ 2
C _n H _m		≤ 0.5	
N ₂	≤ 10		≈ 40
H ₂	≤ 10		≈ 2

Le fonctionnement des débitmètres est contrôlé de l'extérieur par un ordinateur (port RS232), à l'aide d'un logiciel adapté (SMARTDDE) fourni avec tout l'équipement par BROOKS INSTRUMENT. Ce logiciel communique avec le logiciel Excel en utilisant les procédures DDE (Dynamic la Date Exchange). Le temps de réponse des ces dispositifs est égal à 1 s.

Tous les types de mélange gazeux peuvent être envisagés, mais, dans le cadre de cette étude, uniquement des mélanges binaires à base d'argon (type ARCAL 1, d'ALPHAGAZ 1) et de dioxyde de carbone, fournis par AIR LIQUIDE, ont été utilisés. Les caractéristiques de ces différents gaz sont données dans le tableau 3.3.

3.6 Dispositif optique

3.6.1 Spectromètre

Le spectromètre utilisé pour le diagnostic spectroscopique de la colonne de plasma, de marque SOPRA, est de type Ebert vertical [48] travaillant dans le second ordre. Un miroir sphérique, de 2m de distance focale, est utilisé deux fois, de manière symétrique, comme collimateur d'entrée, puis objectif de sortie. Un moteur asynchrone entraîne la rotation du réseau (1200 traits/mm). Un étalonnage en longueur d'onde du spectromètre a été réalisé à l'aide de diverses lampes spectrales basse-pression.

Le travail dans le second ordre impose d'utiliser les filtres passe-bande, de manière à s'affranchir des raies parasites issues des autres ordres. Dans le domaine spectral observé, nous avons utilisé des filtres de marque MELLES GRIOT référence UG5 ($\approx 240\text{-}390$ nm), BG12 ($\approx 320\text{-}400$ nm), GG495 (>495 nm), OG590 (>590 nm) et M.T.O. H476 ($\approx 370\text{-}600$ nm).

3.6.2 Détecteur

Le détecteur de type OMA IV intensifié PI-MAX PRINCETON INSTRUMENTS est monté sur la fente de sortie de spectromètre. Il est équipé d'une matrice CCD (THOMPSON) de 512×512 pixels (taille active : $19 \times 19 \mu\text{m}$, taille effective : $24 \times 24 \mu\text{m}$), avec un champ de vision de 12.4×12.4 mm (17.5 mm en diagonal). L'OMA est refroidi à la température -20°C à l'aide d'éléments Peltier et d'un ventilateur.

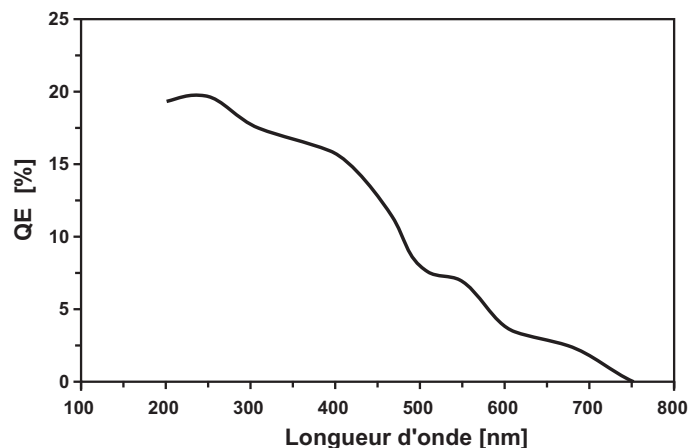


Fig. 3.2: Sensibilité spectrale de la caméra intensifiée PI-MAX PRINCETON INSTRUMENTS.

L'intensificateur de type GEN II assure une grande sensibilité dans le domaine spectral visible et proche UV. La dépendance de la sensibilité spectrale de photocathode en fonction de la longueur d'onde est présentée sur la figure 3.2. Le détecteur est piloté par le soft WINSPEC (ROPPER SCIENTIFIC).

3.6.3 Dispersion du système optique

La dispersion du système optique au second ordre de diffraction a été déterminée théoriquement (cf chapitre 3.6.3 de la version polonaise de ce manuscrit) et mesurée en utilisant des lampes spectrales basse-pression (cf figure 3.3).

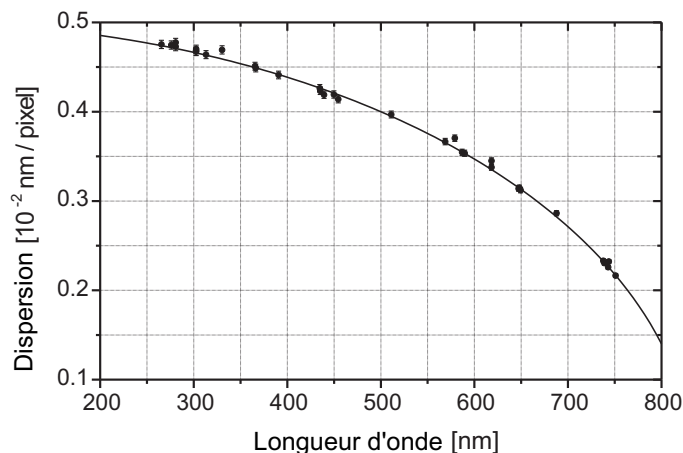


Fig. 3.3: Dispersion du système optique. Caméra intensifiée PI-MAX PRINCETON INSTRUMENTS (512×512 pikseli).

3.6.4 Eléments du système optique

Le système optique forme l'image de la colonne de plasma sur la fente d'entrée du spectromètre. Il consiste en huit miroirs plans (M_1 - M_8) et deux miroirs sphériques (S_1 et S_2), qui donnent un facteur d'agrandissement $P \approx 0.4$.

Les trois premiers miroirs M_1 , M_2 et M_3 assurent la mise à niveau de la fente d'entrée du spectromètre avec la torche de soudage. Le système de deux miroirs plans M_2 et M_3 , montés comme illustré sur la figure 3.4 (angle de 90° entre les miroirs), peut être déplacé verticalement à l'aide d'une vis micrométrique, afin de sélectionner la distance entre la cathode et la section

étudiée de la colonne de plasma. Le déplacement est mesuré à l'aide d'un capteur de déplacement numérique (précision de 0.01 mm).

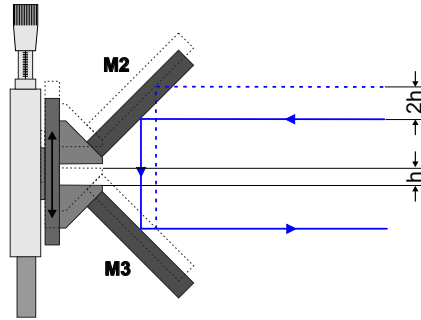


Fig. 3.4: Déplacement des deux miroirs (analyse sélective de l'émission lumineuse de l'arc)

Le miroir M_4 dirige l'image en direction du miroir sphérique S_1 (focale 54 cm) à travers un diaphragme pour limiter l'angle d'ouverture du faisceau. Après réflexion sur le miroir plan suivant (M_5), l'image considérablement réduite de la colonne de plasma ($P \approx 0.17$) est projetée sur un prisme de Dove placé au foyer du miroir S_1 . La rotation à 45° du prisme de Dove assure la rotation à 90° de l'image de l'arc. Un second miroir sphérique S_2 (focale 44 cm) permet de focaliser l'image du plasma ($P \approx 2.44$) sur la fente d'entrée du spectromètre (cf figure 3.5).

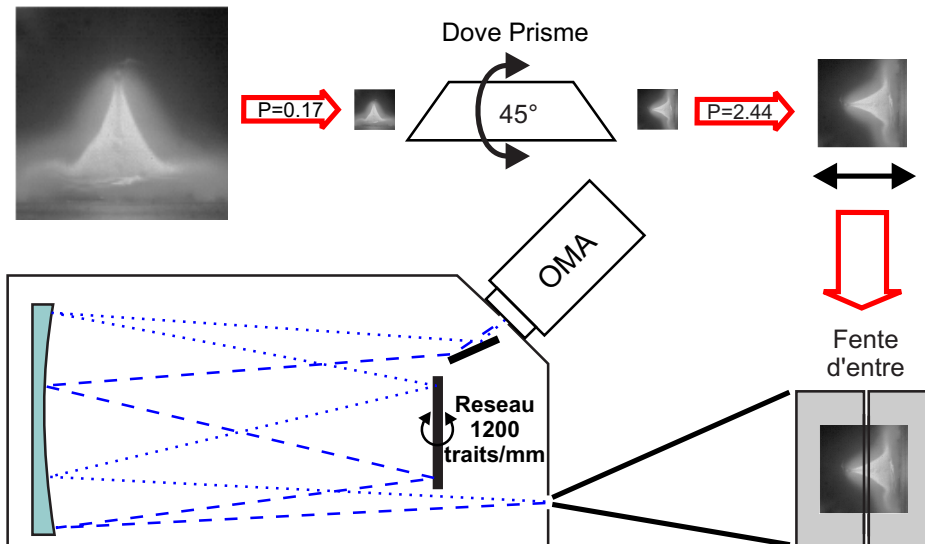


Fig. 3.5: Dispositif optique

Un laser He-Ne monté en inverse sur le spectromètre, permet d'une part de mesurer la dimension de la fente d'entrée du spectromètre (de l'ordre de $20\ \mu\text{m}$), et d'autre part d'aligner tout le système optique.

3.6.5 Rotation du spectre

Le spectromètre de type Ebert vertical [48] est caractérisé par une fente d'entrée située au-dessous du réseau de diffraction, et le miroir sphérique possède deux zones actives. Dans cette configuration, lorsque l'élément diffractant (le réseau) tourne et que la longueur d'onde augmente, les raies spectrales sont plus en plus inclinées (la figure 3.6).

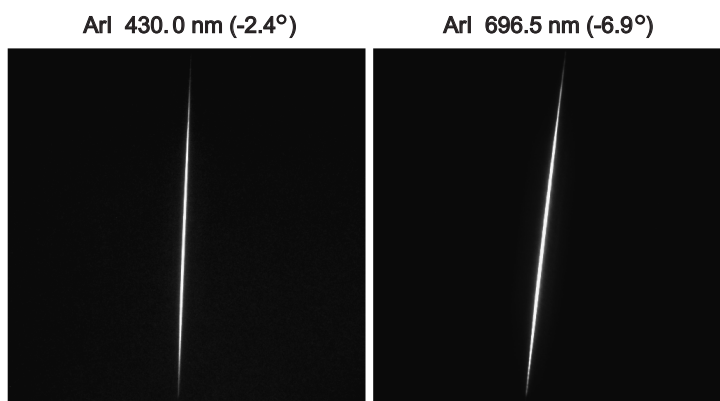


Fig. 3.6: Exemples d'enregistrement de spectre

Pour compenser cet effet, il est nécessaire de "tourner" la fente d'entrée du spectromètre (c'est à dire modifier la position de l'objet étudié) ou la fente de sortie (modifier la position du détecteur) simultanément avec la rotation du réseau. La description du mode opératoire et le calcul de l'angle de rotation à prendre en compte, peuvent être trouvés dans un article de Bielski et al. [7]

En utilisant des lampes spectrales basse pression d'argon et de mercure, nous avons déterminé expérimentalement cette dépendance (cf figure 3.7). Il est alors possible de „redresser” les spectres obtenus directement dans le programme d'acquisition et de traitement des données (cf chapitre 5.4.2, page 71).

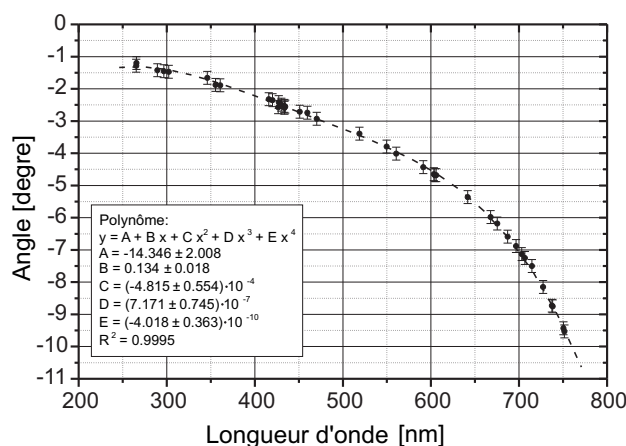


Fig. 3.7: Dépendance de l'angle d'inclinaison en fonction de la longueur d'onde

3.7 Visualisation de la forme d'arc

3.7.1 Caméra MVS-135

L'observation de l'arc et les enregistrements des séquences d'images ont été effectués à l'aide d'une caméra MVS-135 (Machine Vision Sensor) fabriquée par FASTCOM TECHNOLOGY. La caméra possède une matrice de photodiodes FUGA 15d (C-CAM TECHNOLOGY) de 512×512 pixels (taille du pixel : $12.5 \times 12.5 \mu\text{m}$; taille du capteur : $7.5 \times 7.5 \text{ mm}$), réalisée dans la technologie CMOS. La MVS-135 dispose d'un capteur d'image à haute dynamique (120 dB).

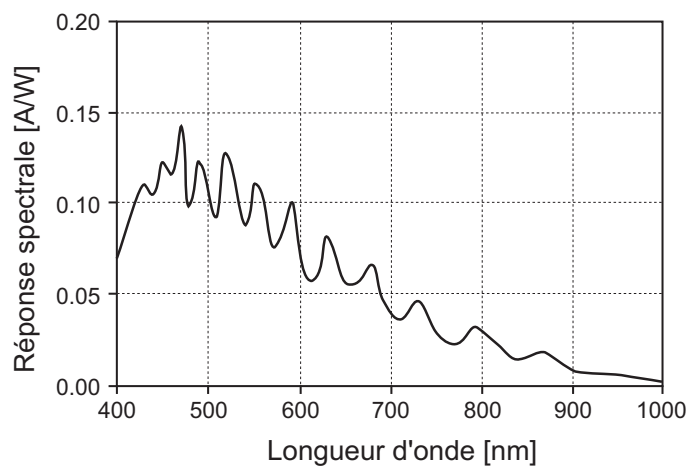


Fig. 3.8: Réponse du capteur d'image de la MVS-135

La réponse spectrale du capteur d'image, représentée figure 3.8, montre que la caméra MVS-135 peut également être utilisée dans le proche infra-rouge, entre 800 nm et 1000 nm. La réponse spectrale est maximale vers 480 nm.

La Mvs-135 est programmable et totalement contrôlable par software, la visualisation s'effectuant en parallèle sur un écran vidéo (VGA). La tâche à réaliser est entièrement définie par le soft compris dans la MVS-135. La programmation est faite en langage de programmation C. Le stockage est réalisé en mémoire interne de la caméra (ce qui limite la durée totale d'acquisition), et doit être transféré ensuite sur disque dur, images par images (format bmp).

Les capteurs d'image CMOS sont connus pour leur bruit appelé communément Fixed Pattern Noise (FPN). Ce bruit est du aux très faibles différences d'uniformité des pixels, différences résultant du procédé de fabrication des capteurs CMOS. Une correction en temps réel de l'image capturée est réalisée au niveau du hardware : cette „calibration” permet de corriger chaque pixel directement au niveau du capteur. L'ensemble des offsets de correction constitue ce qu'on appelle une „image de calibration” qui est stockée dans la mémoire 'flash' de la Mvs-135. L'usage de la caméra nécessite donc une calibration l'adaptant à l'enregistrement de sources émettant une importante intensité lumineuse. Le temps nécessaire à cette calibration est trop long pour qu'elle puisse être effectué directement à la lumière de l'arc de soudage, qui n'assure pas par ailleurs la stabilité exigée. Pour cette raison, la calibration a été effectuée à l'aide d'une lampe à halogène (1000 W).

La fréquence d'enregistrement des images dépend de la dimension de la zone que l'on cherche à visualiser : pour augmenter la vitesse de la caméra, on doit minimiser la surface active de la matrice. Le logiciel, écrit en langage C, permet de modifier le nombre de pixels actifs ainsi que leur position sur la matrice. L'enregistrement se fait dans un bloc de 1024 kB de la mémoire centrale, ce qui conditionne la longueur maximale de la séquence des images. Par exemple, pour une dimension de 100×100 pixels, la fréquence d'enregistrement s'élève à 224.6 images/s et il est possible d'enregistrer une séquence de 51 images, soit environ 221 ms de fonctionnement.

3.7.2 Filtre interférentiel

Etant donné l'excès de lumière provenant du centre de l'arc, il n'est pas facile d'observer directement la colonne de plasma, et l'enregistrement de la forme de l'arc exige l'usage d'éléments optiques supplémentaires. Un filtre interférentiel bleu (CVI F03-468.8-4-1.00) centré sur 469.2 nm (FWHM 3 nm) a ainsi été utilisé pour cette étude. Il est installé dans l'objectif de la caméra

directement devant la matrice du détecteur.

La zone spectrale retenue pour cette étude est caractérisée par l'absence de raies d'argon, mais par contre par une intense émission de raies du fer et de manganèse. Les résultats d'enregistrement du spectre d'émission du plasma, réalisés en utilisant du filtre interférentiel et sans filtre, sont présentés sur la figure 3.9.

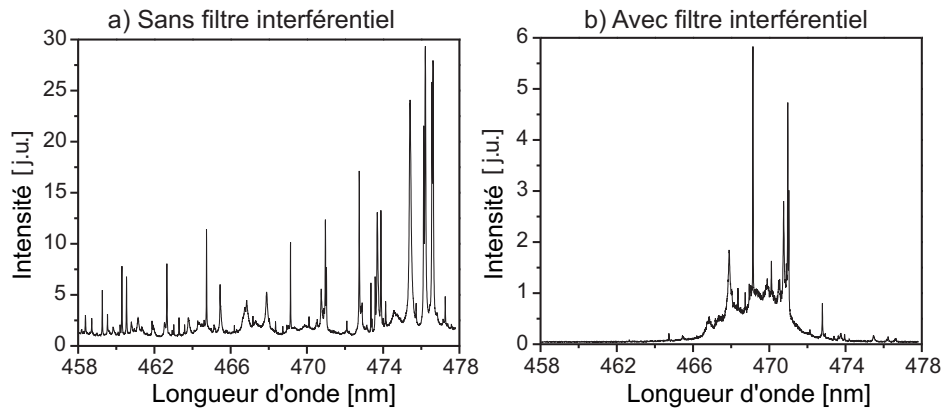


Fig. 3.9: Spectre d'arc MIG. Décharge sous argon pur. (a) Avec filtre spectral M.T.O. H476a, (b) Avec filtre interférentiel bleu. Identification des raies observées en Annexe A de ce manuscrit.

Le filtre permet par ailleurs d'isoler le rayonnement continu du plasma d'arc, proportionnel au carré de la densité électronique N_e^2 . Dans le cas du plasma MIG-MAG il correspond à la région d'émission intense du fer et du manganèse. Il est ainsi possible de visualiser la zone probable de passage du courant où les vapeurs métalliques sont présentes en grande quantité, et qui correspond alors à la partie la plus lumineuse de l'image enregistrée avec la caméra rapide. Ceci a pu être vérifié expérimentalement par enregistrement simultané de l'image de l'arc sur la caméra rapide, et du spectre émis par le plasma sur la matrice de OMA (cf figure 3.10).

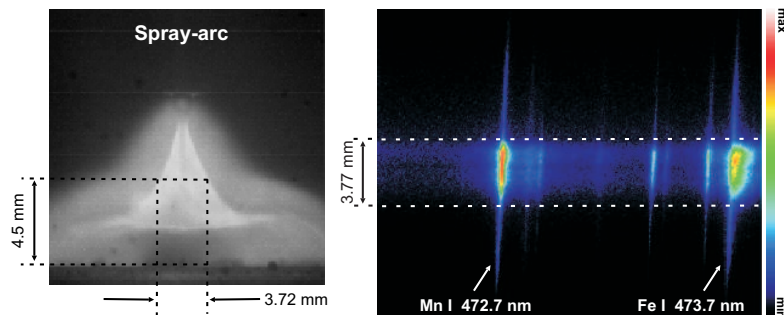


Fig. 3.10: Comparaison des dimensions de la zone émissive du plasma et de la zone lumineuse enregistrée par la caméra rapide.

Chapitre 4

Visualisation de la forme d'arc

La forme de la colonne du plasma MIG-MAG n'était pas, jusqu'à présent, analysée en détail par les chercheurs s'occupant des phénomènes accompagnant ce procédé. Les modifications dans la région de l'électrode supérieure étaient observés uniquement parce qu'elles sont intéressantes du point de vue des applications pratiques et de la modélisation de la dynamique du processus. Des images de l'électrode et des gouttes formées ont ainsi été publiées [49, 55, 103, 112], mais la technique d'enregistrement consistait toujours en l'élimination de la lumière émise par l'arc.

Dans la version polonaise de ce manuscrit, est présentée la description complète de l'analyse photographique de la décharge. Nous ne donnerons ici que les résultats de l'observation des modifications de la forme d'arc en fonction du pourcentage de dioxyde de carbone dans le mélange gazeux.

4.1 Visualisation de la forme d'arc pour différents mélanges de gaz

Les premières expériences ont été effectuées avec un débit total d'environ 20 l/min, avec de l'Arcal 1 (le tableau 3.3) sous argon pur (plasma MIG), et pour différents mélanges avec du dioxyde de carbone (plasma MAG) : Ar+0.8%_{vol} CO₂, Ar+1.5%_{vol} CO₂, Ar+2.3%_{vol} CO₂, Ar+3.1%_{vol} CO₂, Ar+4.6%_{vol} CO₂, Ar+5.4%_{vol} CO₂, Ar+6.1%_{vol} CO₂, Ar+7.0%_{vol} CO₂, Ar+8.5%_{vol} CO₂, Ar+9.3%_{vol} CO₂, Ar+10.1%_{vol} CO₂, Ar+11.6%_{vol} CO₂, Ar+12.3%_{vol} CO₂, Ar+15.4%_{vol} CO₂.

Les enregistrements des images ont été réalisés en mode hors-synergie, afin de permettre une variation indépendante des paramètres de fonctionnement de la machine de soudage : dans ce cas, l'intensité du courant d'arc moyen

est régulée par l'intermédiaire de la vitesse fil, et la tension varie selon la longueur de l'arc et le gaz utilisé. La distance entre le tube contact et la cathode était fixée à 20 mm. La configuration d'entrée SAFMIG était identique pendant toutes les mesures ($I_{Moyen}=326$ A ; $I_{ArcOrigine}=330$ A ; $V_f=9$ m/min) et correspondait au régime de pulvérisation axiale pour l'argon. La caméra MVS-135 travaillait à 157.2 images/s (temps entre deux images consécutives : 6.4 ms), la dimension des images étant fixée à 120×120 pixels.

Dans tous les cas, l'intensité du courant moyen (en fonctionnement 'stable' du procédé de soudage, hors caractéristique d'amorçage de l'arc) était d'environ 330 A. La tension d'arc, en revanche, changeait en fonction de la composition du gaz : de 36 V dans l'argon pur, elle chutait brutalement à 32.7 V pour un mélange Ar+0.8%_{vol} CO₂, augmentait jusqu'à 40.4 V pour le mélange Ar+15.4%_{vol} CO₂ (cf figure 4.1).

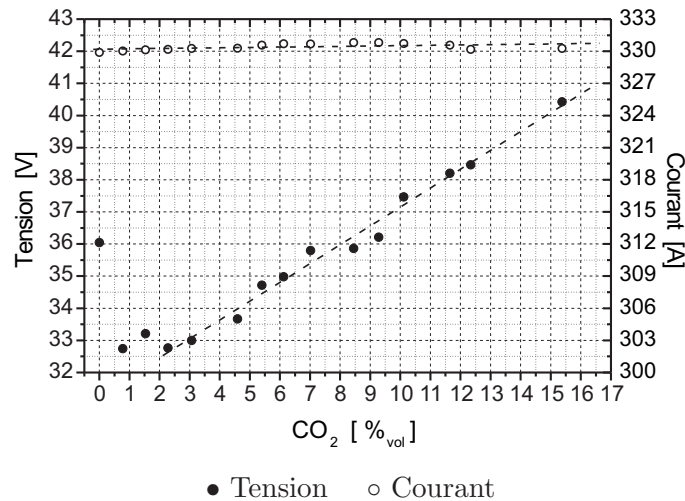


Fig. 4.1: Caractéristiques courant-tension en fonction de la concentration en CO₂ dans le gaz porteur (Arcal 1).

Dans le cas de l'argon pur, la colonne d'arc a une forme semblable à celle observée en mode de pulvérisation axiale [10]. Le centre de la colonne est dominé par les vapeurs métalliques. La zone extérieure, visible sur les images enregistrées comme une zone moins lumineuse, correspond à la région d'émission des raies de l'argon (cf chapitre 5.5.1, page 77). L'analyse spectrale de la lumière émise par plasma, faite en utilisant ou non un filtre interférentiel (cf chapitre 3.7.2, page 45) et le diagnostic plasma ont montré que la forme en cône de la partie centrale de l'arc correspond à la région où la densité électronique est la plus élevée : elle reflète donc la région du passage du courant.

La forme de l'arc n'est presque pas modifiée pour de faibles pourcentages de dioxyde de carbone dans le mélange (les figures : 4.2, 4.3). L'arc est alors très stable et l'extrémité du fil est effilée et complètement entourée par l'arc.

L'addition progressive de dioxyde de carbone (de 0.8%_{vol} à 1.5%_{vol} CO₂) cause un allongement insignifiant de l'arc, qui pour une vitesse d'anode constante, semble indiquer une accélération de fusion du fil fusible. La présence de dioxyde de carbone diminue le tension superficielle de métal liquide (cf chapitre 1.4) et facilite le détachement de gouttes. L'augmentation progressive de la teneur en CO₂ dans le gaz de protection, provoque un élargissement de la colonne du plasma et la formation de fumées au voisinage de la cathode.

La tension d'arc diminue brutalement (de 36 V à 32.7 V) lorsque 0.8%_{vol} CO₂ sont ajoutés dans le gaz de travail (cf figure 4.1). La différence entre la tension d'arc en argon pur et sous de faibles quantités de dioxyde de carbone (<3.1%_{vol}), est d'environ 3 V, ce qui suggère une diminution de la résistance de plasma. Cela peut s'expliquer par une augmentation de la vaporisation de la surface de l'électrodes lors de l'ajout d'éléments oxydants dans le milieu plasmagène. L'augmentation de la quantité de vapeurs métalliques, qui sont facilement ionisées (l'énergie d'ionisation du fer est de 7.9 eV, et celle du manganèse de 7.4 eV), facilite la conduction du courant. L'amélioration de la stabilité de l'arc accompagnant une faible addition de gaz oxydant, est interprétée dans le livre de Kimpel [57] par une diminution du travail de sortie des électrons de la cathode dans les régions où des couches d'oxydes sont présentes.

Lorsque les quantités de dioxyde de carbone dans le gaz de protection excède environ 9%_{vol}, on peut observer clairement le détachement de gouttes (cf figure 4.4) : l'arc perd sa stabilité, produit des projections importantes et une intense formation de fumée. On peut remarquer qu'alors, la tension d'arc passe par sa valeur en argon pur.

Au-delà de 12% CO₂, l'arc s'allonge et retrouve une bonne stabilité. Parallèlement, de grosses gouttes de métal liquide, très allongées, sont clairement visibles dans le plasma. La partie centrale de la colonne de l'arc, auparavant très lumineuse et bien définie, disparaît. La région de luminosité élevée se limite alors au voisinage de l'électrode supérieure et des gouttes. On observe le régime globulaire, mais les gouttes du métal possèdent le plus souvent des formes irrégulières et allongées (la figure 4.4).

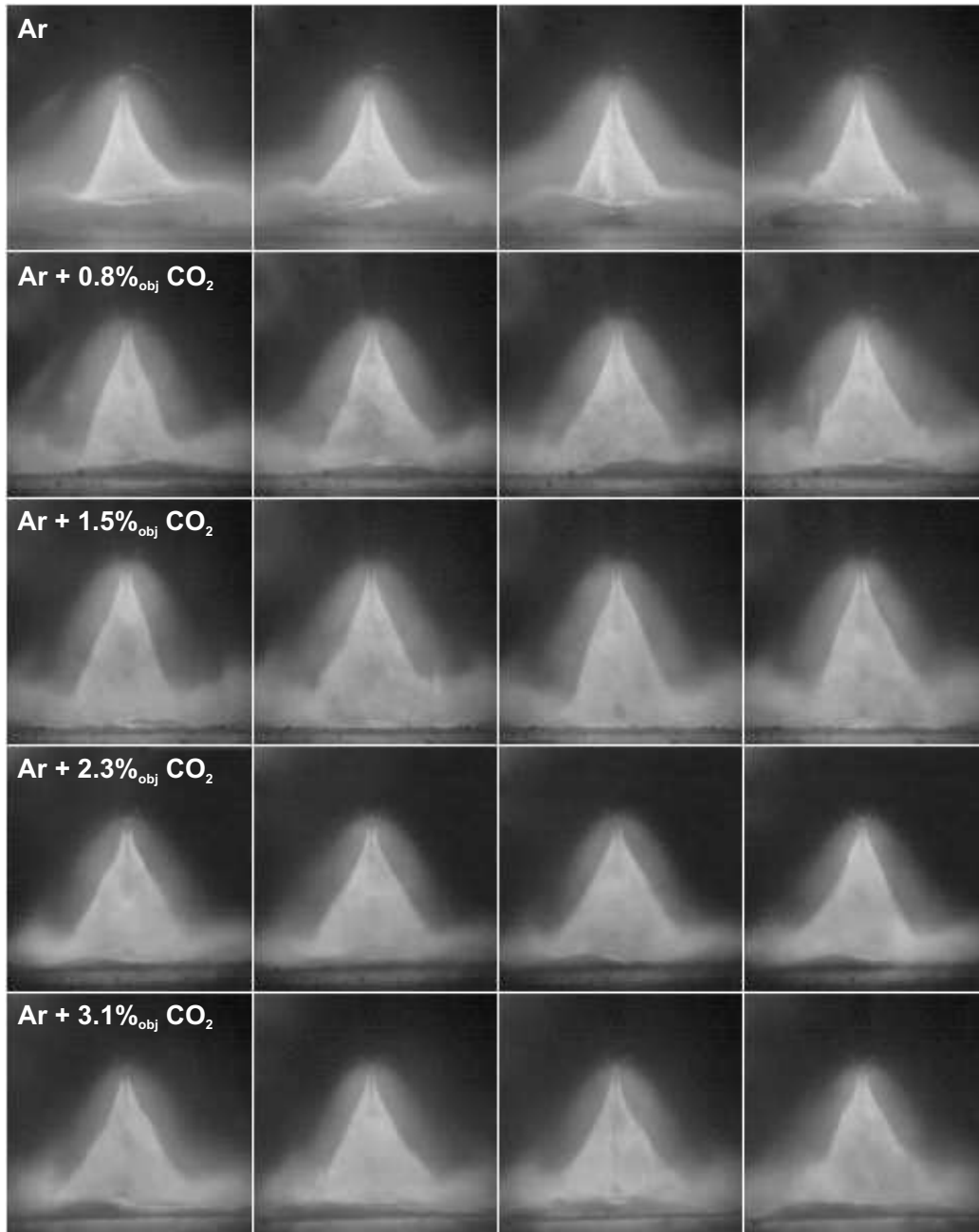


Fig. 4.2: Forme de l'arc pour différents mélanges d'Arcal 1 et de CO₂ (0-3.1%_{vol}). Images : fréquence=157.2 images/s, dimension=120×120 pixels. Générateur : $V_g = 20$ l/min, $I_{Moyen} = 326$ A, $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/min.

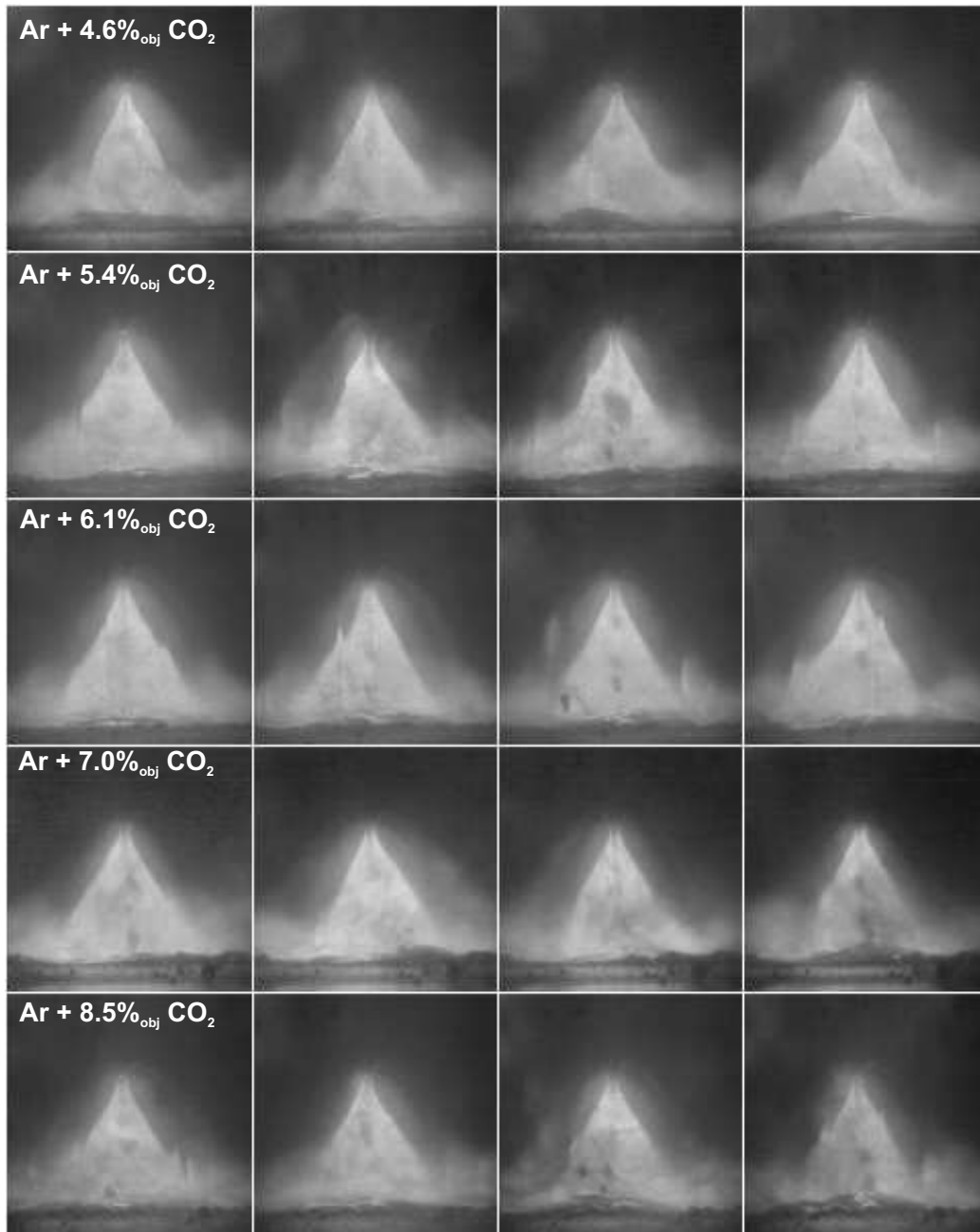


Fig. 4.3: Forme de l'arc pour différents mélanges d'Arcal 1 et de CO₂ (4.6-8.5%_{vol}). Image : fréquence=157.2 images/s, dimension=120×120 pixels. Générateur : $V_g = 20$ l/min, $I_{Moyen} = 326$ A, $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/min.

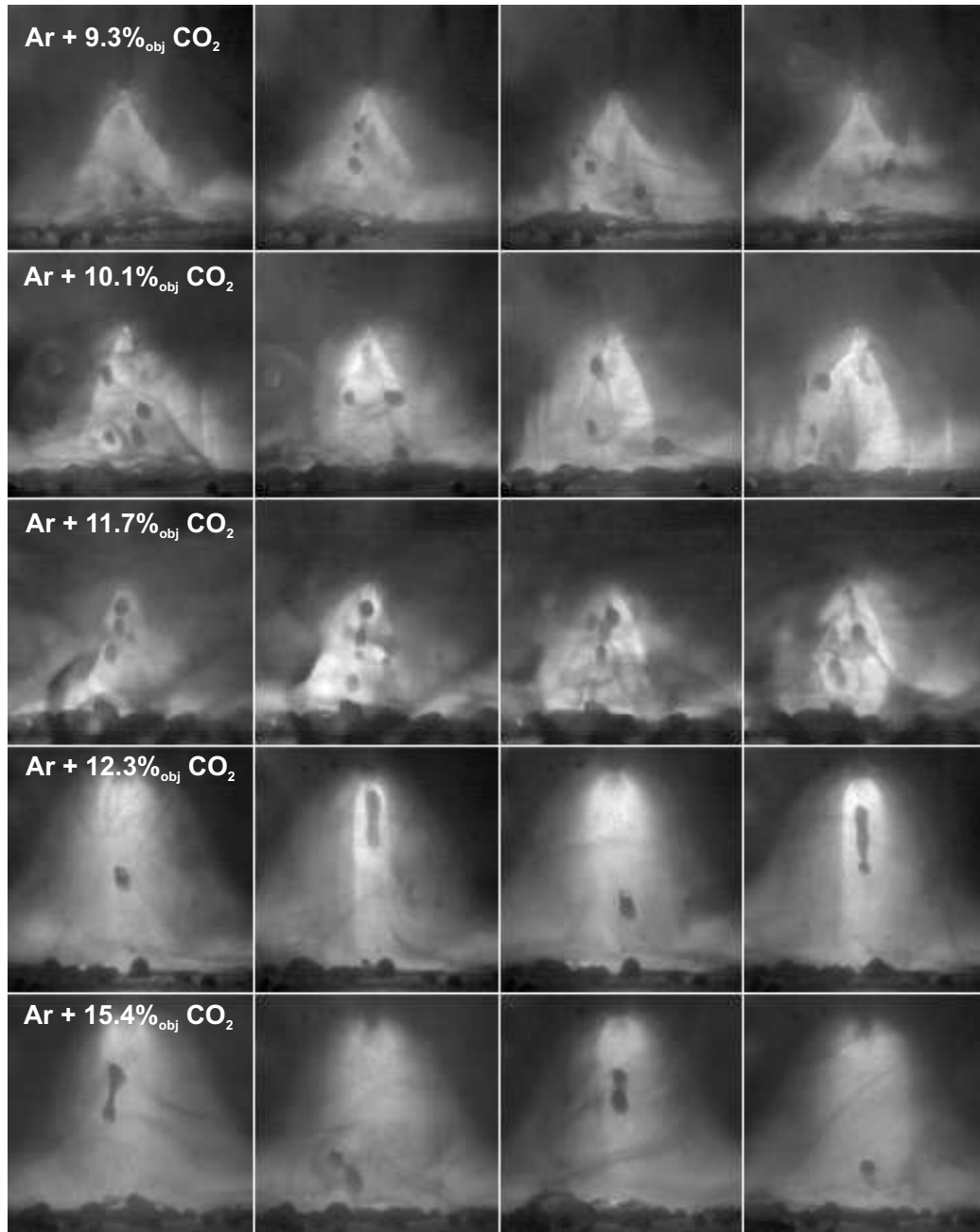


Fig. 4.4: Forme de l'arc pour différents mélanges d'Arcal 1 et de CO₂ (9.3-15.4%_{vol}). Image : fréquence=157.2 images/s, dimension=120×120 pixels. Générateur : $V_g = 20$ l/min, $I_{Moyen} = 326$ A, $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/min.

Nous avons répété ces mesures dans une gamme plus large de mélanges, en utilisant de l'argon de type Alphagaz 1 (cf tableau 3.3) : en plus des mélanges précédents, ont été étudié le comportement de l'arc sous Ar+20.2%_{vol} CO₂, Ar+25.3%_{vol} CO₂, Ar+30.2%_{vol} CO₂, Ar+40.1%_{vol} CO₂, Ar+50.0%_{vol} CO₂.

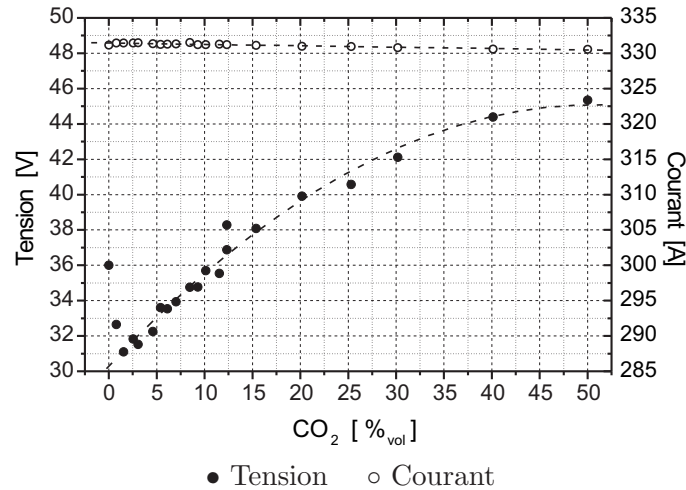


Fig. 4.5: Caractéristiques courant-tension en fonction de la concentration en CO₂ le gaz porteur (Alphagaz 1)

A nouveau, la tension d'arc diminue brutalement lors de l'ajout du dioxyde de carbone (de 36.0 V en argon pur à 31.1 V pour 1.5%_{vol} CO₂), puis augmente avec la proportion de CO₂ dans le gaz pour atteindre 45.4 V dans le cas du mélange à 50.0%_{vol} de CO₂ (cf figure 4.5). Néanmoins, de façon générale (excepté peut-être dans le cas de l'argon pur!), les tensions obtenues sont moins élevées que lors de l'utilisation d'Arcal 1 comme gaz porteur, toutes autres conditions étant égales par ailleurs : cela montre clairement l'importance de la pureté du gaz sur le processus de soudage.

Notamment la transition observée dans l'Arcal 1 pour une composition du gaz comprise entre 11.7%_{vol} et 12.3%_{vol} de CO₂, n'apparaît qu'au delà de 12.3%_{vol} de CO₂ en fonctionnement avec de l'argon de type Alphagaz 1 (cf figure 4.6). Dans ce dernier cas, pour des conditions de fonctionnement identiques, nous pouvons observer les deux possibilités de transfert du métal sur le diagramme : le premier pour une tension d'arc de 36.9 V correspond à la figure 4.6a, et le second à la figure 4.6b pour une tension d'arc de 38.3 V. Cette différence aussi bien des paramètres du courant que de la forme de l'arc est importante et montre l'instabilité du processus de soudage dans ce type de mélange de gaz. Par contre il semble qu'à nouveau cette transition ait lieu par le passage de la tension d'arc à sa valeur sous argon pur, mais sans que nous n'ayons pu définitivement valider cette hypothèse.



(a) Forme du cône



(b) Forme de cloche

Fig. 4.6: Forme de l'arc pour le mélange Alphagaz 1 et 12.3%_{vol} de CO₂. Image : fréquence=99.2 images/s, dimension=144×160 pixels. Générateur : $V_g = 20$ l/min, $I_{Moyen} = 326$ A, $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/min.

Il faut noter que, lorsque l'intensité de la lumière évolue très rapidement, la caméra MVS-135 peut présenter des problèmes d'acquisition. Ce désavantage de la technologie CMOS, est bien visible sur les images où le procédé est instable (par exemple lors de petites explosions, ou en régime globulaire). La qualité des images est alors amoindrie, présentant des „coupes” caractéristiques (cf par exemple figure 4.6a).

La figure 4.7 montre les résultats d'observations réalisées pour des teneurs en CO₂ de 15.4%_{vol} jusqu'à 50.0%_{vol}. La forme de l'arc ne change pas considérablement avec le type de gaz, même si la longueur d'arc semble diminuer lorsque la proportion de CO₂ augmente. Néanmoins, c'est plus la un effet de l'augmentation de la taille du cordon de soudage qui pourrait dissimuler une partie de l'image.

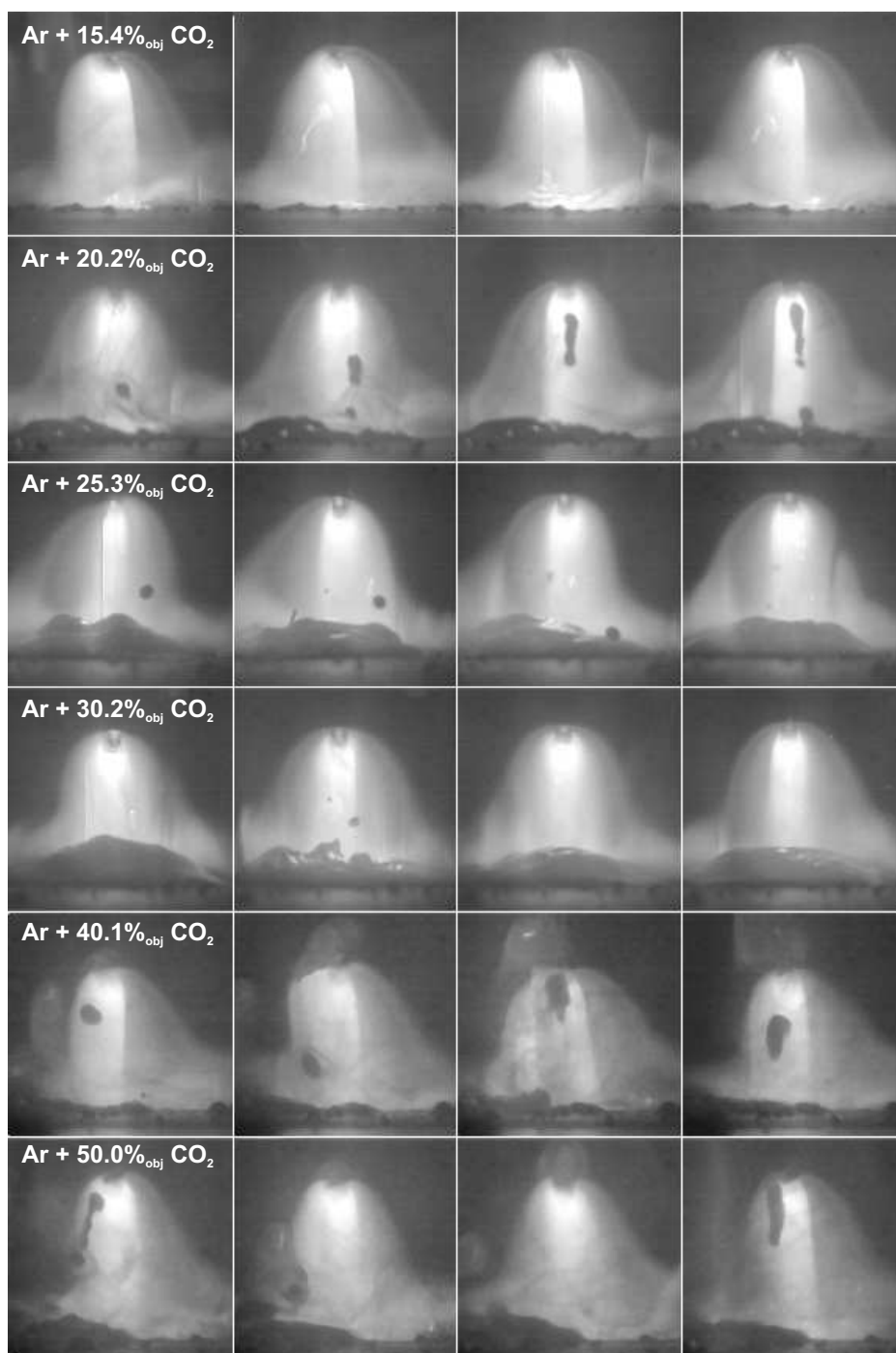


Fig. 4.7: Forme de l'arc pour différents mélanges d'Alphagaz 1 et de CO₂ (15.4-50.0%_{vol}). Image : fréquence=109.8 images/s, dimension=144×144 pixels. Générateur : $V_g = 20$ l/min, $I_{Moyen} = 326$ A, $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/min.

4.2 Conclusions

En faisant le bilan de l'analyse des images réalisées de l'arc de soudage, nous pouvons constater que la classification des régimes de transfert du métal, présentée dans le chapitre 1.3 et utilisée universellement pour la description du processus MIG-MAG, peut être seulement conventionnelle. En effet, il n'est pas possible d'appliquer le critère de la dimension de la goutte (comparaison de son diamètre et de celui de l'électrode supérieure) de la même façon dans le cas d'un plasma d'argon pur et en fonctionnement sous des mélanges riches en dioxyde de carbone lorsque la forme de la goutte n'est plus sphérique.

En utilisant une méthode d'observation basée sur l'application d'une caméra rapide et d'un filtre interférentiel, nous avons pu noter les modifications essentielles de la forme de la colonne de plasma et leur relation avec le type de transfert du métal dans l'arc. Certains auteurs [96] ont étudié expérimentalement la dépendance du courant de transition entre le mode de pulvérisation axiale et le mode globulaire, en fonction du pourcentage du CO_2 dans le gaz de protection. D'après leurs résultats, la valeur du courant d'arc augmente avec l'augmentation de la quantité du CO_2 , jusqu'à ce que la pulvérisation axiale devienne irréalisable. La transition entre les modes de fonctionnement, observée dans les mesures présentées dans ce manuscrit, en est la confirmation.

Par contre, contrairement à ce qui est proposé dans la littérature (cf chapitre 1.4, nous ne pouvons pas affirmer, sur la base de nos observations, que la constriction de l'arc est plus importante pour des fortes proportions de CO_2 , et il est difficile de comparer le type d'accrochage dans les deux cas observés (formes en 'cône' ou en 'cloche'). Avec peu de CO_2 , les gouttes et la partie allongée du fil sont clairement totalement entourées par l'arc. Par contre, lorsque la proportion de CO_2 dans le gaz de travail augmente, les gouttes sont attachées de façon très différentes : la zone la plus lumineuse est située autour de la goutte, mais n'est plus clairement limitée et il devient difficile d'affirmer qu'elle correspond véritablement à la zone de conduction.

Chapitre 5

Spectroscopie du plasma

Bien que les configurations des sources du plasma sont très semblables, l'arc de soudage MIG-MAG diffère considérablement des arcs bien connus du type TIG (*Tungsten Inert Gas*) qui fonctionnent sous protection d'argon. La présence de l'électrode fusible fait que du plasma MIG-MAG un milieu dominé par les vapeurs métalliques. La compréhension des phénomènes qui ont lieu lors de ces procédés, passe par la connaissance du plasma, notamment de sa composition (effet des éléments arrachés des électrodes), de sa température et de sa densité électronique. En particulier, il est intéressant de connaître l'influence du gaz utilisé sur forme du plasma, le niveau de vaporisation des électrodes, et l'effet de cette vaporisation sur le procédé.

L'analyse des publications disponibles montre que la caractérisation des conditions physiques dans les plasmas MIG-MAG, n'est que très rarement (voire pas du tout) abordée expérimentalement. Lancaster, dans son livre [63], en citant les documents de l'International Institut de Soudure (International Institute of Welding, IIW), rapporte que la température de la partie centrale de l'arc MIG sous argon (c'est à dire la zone d'émission de vapeurs métalliques) fonctionnant avec une électrode en acier, atteint des températures de 6000 à 7000 K, avec une valeur maximale d'environ 13000 K à une certaine distance de l'axe de la colonne. Mais dans cette publication, on peut uniquement deviner que les valeurs citées sont le résultat d'analyse de raies d'émission du plasma. Malheureusement l'auteur ne donne pas les paramètres de fonctionnement de l'arc.

Les résultats de calculs, présentés dans les publications de Haidar [35, 36, 37, 38, 39, 41], diffèrent considérablement des résultats expérimentaux obtenus lors des travaux réalisés dans le cadre de cette thèse (cf chapitre 5.5.1, page 77). En particulier, le modèle MHD qu'il propose ne prévoit pas, en soudage MIG, l'abaissement caractéristique de la température au centre de l'arc.

Le seul moyen d'obtenir des informations précises sur le comportement de la colonne de plasma, consiste à mettre en œuvre de méthodes non-intrusives de diagnostic spectroscopique. Par ailleurs, il sera essentiel de vérifier que les conclusions résultants de la visualisation de la colonne d'arc en fonction de la composition du gaz de protection (cf chapitre 4, page 47), trouvent une confirmation dans les résultats du diagnostic par spectroscopie optique d'émission.

5.1 Analyse du spectre d'émission du plasma MIG-MAG

Le plasma d'arc avec électrode fusible n'est pas composé uniquement des atomes et ions du gaz de protection, mais la forte vaporisation de la surface de l'électrode induit également la présence de raies métalliques dans le spectre d'émission. La valeur du courant d'arc influe sur l'intensité de la lumière émise par plasma et sur les rapports d'intensités des raies spectrales [4].

La présence d'un grand nombre de raies spectrales d'éléments métalliques (Fe, Mn, Cu, Cr) dans le spectre du plasma MIG-MAG et les difficultés à trouver des raies bien isolées, limitent considérablement le domaine spectral convenable pour réaliser le diagnostic du plasma. Pour cette raison, la région du spectre de 200 nm à 400 nm a été exclue de l'analyse détaillée, car la quantité de raies atomiques et ioniques de métaux y est si importante que la résolution du système optique est insuffisante.

L'absence de données publiées dans la littérature spécialisée, semble indiquer que l'analyse précise du spectre émis par un plasma de type MIG-MAG n'a probablement jamais été réalisée jusqu'à présent. Pour déterminer la région spectrale la mieux adaptée au diagnostic spectroscopique, la totalité du spectre émis par le plasma dans un large domaine spectral (de 411 nm à 558 nm) a été enregistré pour un mélange Ar+2.3%_{vol} CO₂ à une distance d'environ 4.5 mm de la cathode, pour une vitesse de fil 9 m/min, un courant d'arc de 330 A et une tension moyenne d'environ 32 V (cf annexe A, page 129).

Les spectres obtenus n'ont pas été calibrés avec la lampe à ruban de tungstène, et il est impossible de comparer les intensités de raies dans des zones spectrales trop éloignées. Par ailleurs, les spectres présentés en Annexe A, correspondent à une moyenne réalisée sur quelques lignes de la matrice CCD au voisinage de l'axe de la colonne de plasma, avant correction de l'inclinaison par rotation.

L'ensemble des raies observées, a été identifié sur la base des données disponibles „on line” au National Institute of Standards and Technology [86]. Quelques raies spectrales marquées 'Fe' sont connues comme des raies du fer grâce à comparaison avec le spectre d'émission d'une cathode creuse fer-néon sous 90 A donné par Allen [1].

La connaissance de la composition chimique de l'acier constituant le fil-anode, nous avons recherché la présence des composants particuliers dans le spectre d'émission du plasma (cf tableau 3.2). Les résultats obtenus montrent la présence des raies spectrales des éléments chimiques qui possèdent une énergie d'excitation relativement basse, ce qui laisse supposer que la température du plasma n'est pas trop élevée.

Pour compléter ces mesures, nous avons réalisé des enregistrements supplémentaires dans différentes conditions de décharge, et sous des mélanges avec une forte proportion de dioxyde de carbone. Les domaines spectraux caractéristiques de l'émission d'argon, d'oxygène, de carbone et des molécules de CO et CO₂, ont été étudiés. Les résultats de ces mesures sont détaillés dans la version polonaise de ce manuscrit.

Des raies d'ArI très peu intenses sont observables dans le domaine spectral couvert, où les raies sont prédominantes. Par contre, de fortes raies d'argon, bien isolées, sont identifiables dans la région spectrale rouge. Dans le cas d'un arc en argon pur ou avec une faible teneur en dioxyde de carbone, nous avons observé une séparation spatiale des zones d'émission maximale de l'argon et des éléments métalliques : si les raies des métaux sont prépondérantes dans le spectre au centre de la colonne de plasma, les raies d'argon ne sont bien visibles qu'à la périphérie de l'arc.

Les raies du fer issues des bas niveaux d'énergie mais avec des probabilités de transition importantes, sont clairement autoabsorbées dans le milieu (cf figure 5.1, et les raies à 438.35 nm, 526.95 nm ou 532.8 nm en annexe A, page 129). Cet effet, qui est accentué par l'ajout de CO₂ dans le gaz de protection, ne permet malheureusement pas d'utiliser ces raies pour le diagnostic.

Le maximum d'émission des raies du FeII se trouve dans le proche UV et dans la région bleue de spectre : c'est pourquoi, dans le domaine spectral couvert par l'étude (de 411.3 à 557.9 nm), nous n'avons identifié que quelques rares raies ioniques du fer. Par contre, aucune raie d'ArII n'a pu être identifiée.

Aucun spectre moléculaire (CO, CO₂, O₂) n'a pu être mis en évidence. Idem pour les raies caractéristiques de l'oxygène. Une très faible raie atomique du carbone, correspondante à la transition de longueur d'onde 538.03 nm, a pu être mise en évidence uniquement lors de l'utilisation d'un mélange Ar+20%_{vol} CO₂.

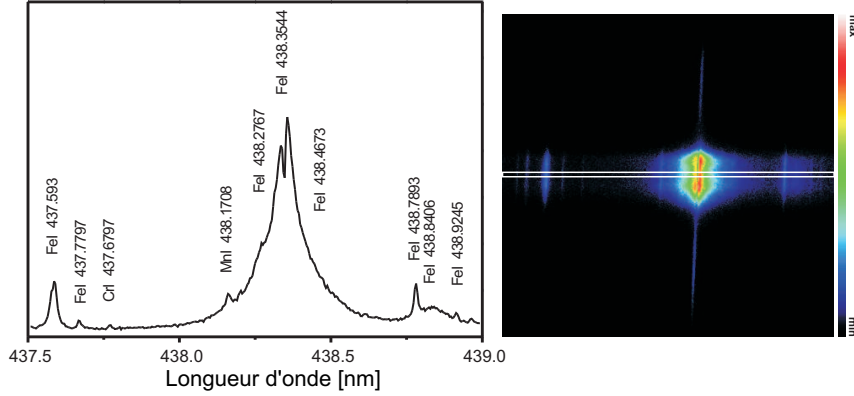


Fig. 5.1: Le spectre présenté à gauche correspond à une moyenne réalisée sur quelques lignes de la matrice CCD, autour voisinage de l'axe de la colonne d'arc (cadre blanc sur la figure de droite).

Les résultats de l'analyse décrite en détail dans la version polonaise de la thèse, suggèrent que la température de l'arc ne dépasse pas plus de 10000K, et diminue vers l'axe de décharge sous conditions de fonctionnement correspondant au régime de pulvérisation axiale. Les raies d'argon, mais aussi celles de fer et de manganèse, sont fortement élargies par effet Stark, laissant supposer une densité électronique relativement élevée dans la colonne d'arc. Pour le diagnostic du plasma, nous avons choisi finalement les deux raies spectrales suivantes (cf tableau 5.1) : 538.3 nm de FeI, et 696.5 nm d'ArI.

Tab. 5.1: Raies d'émission de FeI et ArI utilisées pour le diagnostic du plasma MIG-MAG

	λ [nm]	Transition	Multiplet	$J_j - J_k$	$E_j - E_k$ [eV]
FeI	538.337	$3d^7(^4F)4p - 3d^7(^4F)4d$	$z^5G^\circ - e^5H$	5 - 6	4.313 - 6.615
ArI	696.543	$3s^23p^5(^2P^\circ\langle 3/2\rangle)4s - 3s^23p^5(^2P^\circ\langle 1/2\rangle)4p$	$2[\frac{3}{2}]^\circ - 2[\frac{1}{2}]$	2 - 1	11.548 - 13.327

5.2 Elargissement d'une raie d'émission

Les raies spectrales émises par les atomes ou les ions ne sont pas infiniment étroites mais présentent un certain profil qui dépend des conditions physiques dans lesquelles la particule émettrice se trouve placée. Dans le chapitre 5.2 de la version complète en polonais de ce manuscrit, nous avons analysé en détail les causes physiques d'élargissement des raie spectrales 696.5 nm d'ArI et 538.3 nm de FeI : élargissement naturel, élargissement

Doppler, élargissement de pression (résonnant, van der Waals et Stark), mais également élargissement lié au profil d'appareil. Pour ces deux raies spectrales, nous avons estimé les valeurs de ces élargissements particuliers.

5.2.1 L'élargissement naturel

L'élargissement naturel $\Delta\lambda_N$ est lié à la durée de vie limitée des niveaux énergétiques mis en jeu dans la transition. En l'occurrence, il est d'autant plus important que la durée de vie est faible. Le profil de la raie émettrice est alors de type lorentzien. Dans le cas de FeI, les durées de vie des niveaux supérieur et inférieur de la transition à la longueur d'onde 538.3 nm, sont égales respectivement à 12.8 ns et 11.6 ns [87]. Cela donne une largeur de l'ordre de $2.5 \cdot 10^{-5}$ nm. Pour la raie d'argon à 696.5 nm, l'élargissement naturel est égale à $9.7 \cdot 10^{-5}$ nm [91].

5.2.2 L'élargissement Doppler

L'élargissement Doppler $\Delta\lambda_D$ d'une raie spectrale est lié au mouvement des atomes émetteurs. Dans le cas de mouvements thermiques, lorsque la distribution des vitesses est une distribution de Maxwell, le profil de la raie spectrale de longueur d'onde λ_0 est de type gaussien, de largeur à mi-hauteur :

$$\Delta\lambda_D = 7.16 \cdot 10^{-7} \cdot \lambda_0 \cdot \sqrt{kTm} \quad (5.1)$$

où m est la masse de l'atome émetteur ($m=39.948$ pour l'argon et $m=55.845$ pour le fer). Dans ce cas, pour la raie d'argon ($m=39.948$) à 696.5 nm, l'élargissement Doppler varie de $0.35 \cdot 10^{-2}$ à $1.00 \cdot 10^{-2}$ nm lorsque la température varie de 2000 à 16000 K, alors que pour la raie de fer ($m=55.845$) à 538.3 nm l'élargissement Doppler varie de $0.23 \cdot 10^{-2}$ à $0.65 \cdot 10^{-2}$ nm.

5.2.3 L'élargissement de pression

L'élargissement de pression est dû aux divers processus de collisions élastiques et inélastiques qui peuvent se produire dans le milieu plasmagène avec une autre particule (atome, ion ou électron). Ceux-ci, en limitant la durée de vie du niveau excité de l'atome émetteur, conduisent également à un profil de type lorentzien.

L'élargissement de résonance

L'élargissement de résonance $\Delta\lambda_R$ d'une raie spectrale est lié aux interactions avec échange d'énergie entre deux particules du même émetteur mais

dans des niveaux d'excitation différents. De telles collisions sont importantes uniquement lorsque n'importe quel niveau de la transition considérée est couplé dipolairement avec le niveau fondamental. Aucun des niveaux mis en jeu dans les transitions à 696.5 nm d'argon neutre ou à 538.3 nm de FeI, n'est en résonance avec le niveau fondamental, et on peut négliger ce type d'élargissement.

L'élargissement Van der Waals

L'élargissement Van der Waals $\Delta\lambda_{vdW}$ intervient lorsque les perturbateurs sont des neutres dans leur état fondamental, mais les conditions sous lesquelles on observe l'élargissement de résonance ne sont pas remplies. Dans le plasma de type MIG-MAG étudié, l'élargissement de Van der Waals des raies d'argon à 696.5 nm et de fer à 538.3 nm, sont de l'ordre de 10^{-3} nm et 10^{-5} respectivement.

L'élargissement Stark

L'élargissement Stark $\Delta\lambda_S$ est dû aux interactions de l'émetteur avec les particules chargées, que ce soit les électrons ou les particules lourdes ionisées, beaucoup plus lentes. L'effet Stark prédomine dans les plasmas ayant un degré d'ionisation supérieur à 1%, ce qui est le cas du plasma MIG-MAG. Cela résulte directement de la concentration élevée des électrons libres dans la colonne de l'arc (de l'ordre de 10^{23} m⁻³). Dans le cas des raies d'émission de l'argon, la largeur du profil dépend faiblement de la température électronique [90] conformément à la théorie de Griem [31]. Par contre pour les raies du fer atomique, cette condition n'est pas remplie (cf chapitre 5.3.1). L'analyse critique la plus récente publiée par le National Institute of Standards and Technology [62], couvrant la période 1989-2000, contient de nombreux résultats concernant les élargissements Stark des raies atomiques de l'argon à 696.5 nm et du fer à 538.3 nm.

5.2.4 L'élargissement par la fonction d'appareil

La nature même des éléments optiques constitutifs du spectromètre provoque un élargissement de type gaussien de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_A$ de toutes les raies spectrales, lié à la fonction d'appareil du dispositif optique. Cette fonction d'appareil a été déterminée en fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident à l'aide de lampes spectrales basse-pression (cf figure 5.2).

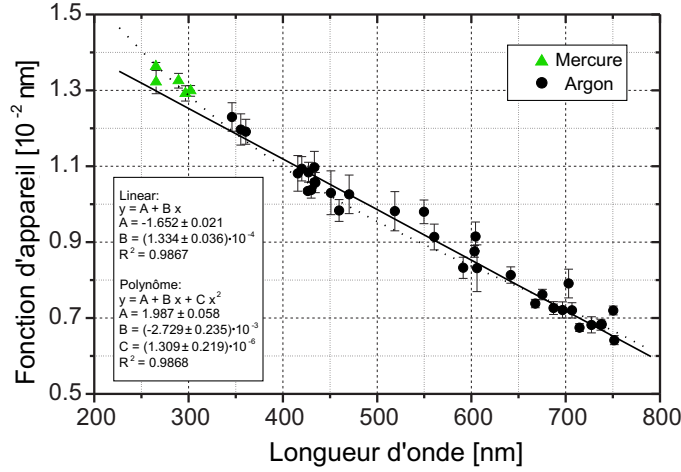


Fig. 5.2: Fonction d'appareil $\Delta\lambda_A$ en fonction de la longueur d'onde.

5.2.5 Profil résultant : Profil de Voigt

Le profil général des raies détectées dans le plasma est la convolution des différents effets présentés précédemment. Il se réduit à la convolution d'un profil gaussien de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_G$ par un profil lorentzien de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_L$.

Dans le cas du plasma MIG-MAG, pour les raies spectrales de l'argon et du fer atomiques, on peut écrire la relation :

$$\Delta\lambda_N < \Delta\lambda_{vdW} < \Delta\lambda_D < \Delta\lambda_A < \Delta\lambda_S \quad (5.2)$$

La partie lorentzienne du profil, exprimée par la somme :

$$\Delta\lambda_L = \Delta\lambda_N + \Delta\lambda_{vdW} + \Delta\lambda_S \quad (5.3)$$

est dominée par l'effet Stark. Ainsi, puisque :

$$\frac{\Delta\lambda_N + \Delta\lambda_{vdW}}{\Delta\lambda_L} < 1\% \quad (5.4)$$

l'influence des effets autres que l'élargissement Stark, sera négligée.

L'élargissement de type gaussien est exprimé par équation :

$$\Delta\lambda_G = \sqrt{\Delta\lambda_A^2 + \Delta\lambda_D^2} \quad (5.5)$$

où $\Delta\lambda_A$ et $\Delta\lambda_D$ sont les largeurs totales à mi-hauteur. La dépendance en température de l'élargissement gaussien des raies du FeI à 538.3 nm et d'ArI à 696.5 nm, est présentée sur la figure 5.3.

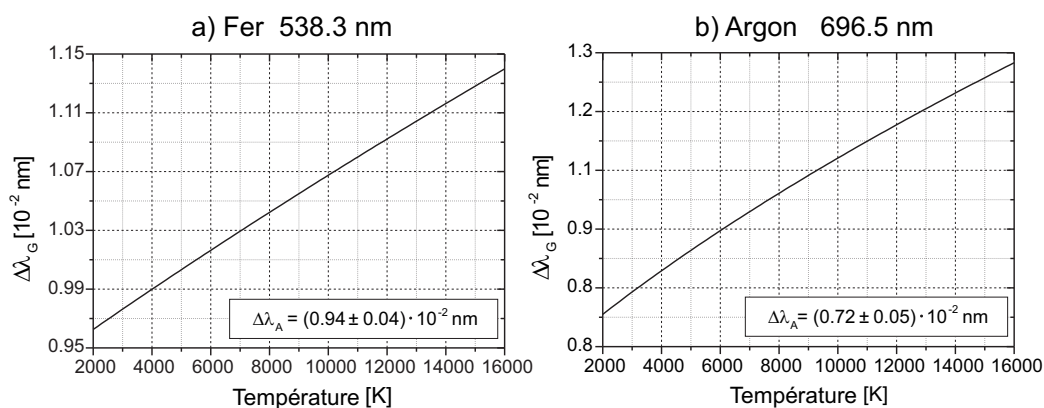


Fig. 5.3: Dépendance en température de l'élargissement gaussien des raies de FeI à 538.3 nm et d'ArI à 696.5 nm.

Le profil résultant est un profil de Voigt, dans lequel la partie lorentzienne est complètement dominée par l'effet Stark, et la partie gaussienne se réduit à l'influence de la fonction d'appareil et à l'effet Doppler. Auparavant, dans les calculs, on utilisait des approximations du profil de Voigt [67] ou le tableau de conversion proposé par Davies et Vaughan [15] (cf figure 5.4). Actuellement la vitesse d'ordinateurs permet d'ajuster numériquement les profils de raies spectrales sans limitations supplémentaires.

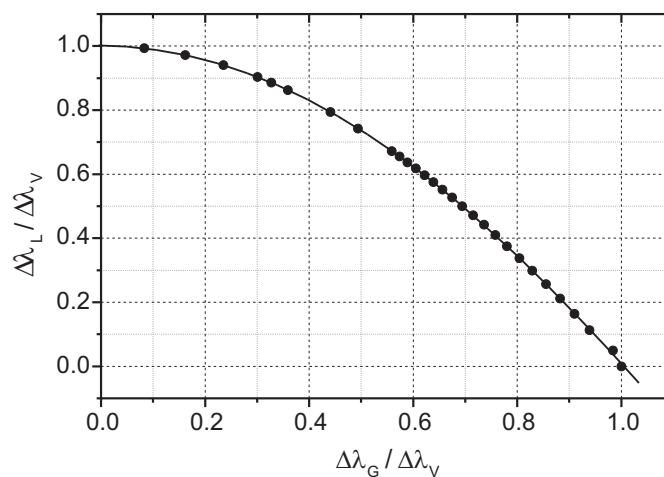


Fig. 5.4: Table de conversion proposée par Davies et Vaughan [15].

5.3 Méthode de diagnostic du plasma

Il existe de nombreuses méthodes de diagnostic des plasma (méthode Larenz-Fowler-Milne, diagramme de Boltzmann, etc...) décrites dans la littérature [31, 67, 97], mais les conditions spécifiques du plasma MIG-MAG limitent leur domaine d'application. Le flux du métal liquide à l'intérieur de la colonne d'arc, les problèmes liés à sa stabilité et la complexité de l'éventuel dispositif expérimental écartent aussi bien la diffusion de Thomson [67] que la méthode de mélange de quatre ondes.

En pratique, uniquement la spectroscopie d'émission, méthode non-intrusive, être utilisée en raison de sa relativement simple mise en œuvre expérimentale. Mais parce que dans les plasmas réels, et tout spécialement dans le cas du plasma MIG-MAG où l'ETL n'est certainement pas atteint (cf chapitre 5.4 de la version polonaise), il est extrêmement difficile de déterminer l'état d'équilibre du milieu plasmagène, il est nécessaire d'utiliser une méthode spectroscopique indépendante de l'état du plasma.

5.3.1 Méthode de détermination simultanée de la densité électronique N_e et de la température électronique T_e dans le plasma

Lorsque la distribution de la température électronique est connue, il est possible de déterminer la distribution de densité électronique dans le plasma en utilisant l'élargissements Stark des raies spectrales. Par extension, si nous connaissons avec une bonne précision la dépendance de l'élargissement Stark avec à la fois la concentration des électrons libres et la température électronique pour deux ou plusieurs raies spectrales que nous pouvons enregistrer dans les mêmes conditions expérimentales, il est possible de déterminer simultanément ces deux paramètres dans le plasma. L'intérêt de cette méthode, proposée par Sola et al [101], puis Torres et al [106], est qu'elle s'affranchit complètement de toute hypothèse sur l'état d'équilibre du plasma.

Dans le cas de l'arc de soudage MIG-MAG avec électrodes en acier, les raies atomiques et ioniques des éléments métalliques (Fe, Mn, Cu, Cr, Cd) dominent le spectre observé. On observe aussi les raies spectrales du gaz de protection, notamment de l'argon, mais leur analyse est possible uniquement dans un domaine spectral différent de celui d'émission du fer (>600 nm). Nous avons choisi deux raies spectrales bien connues : la raie d'argon atomique à 696.5 nm correspondant à la transition $4p'[1/2]-4s[3/2]$, et la raie du fer neutre $e^5H-z^5G^\circ$ à 538.3 nm (cf tableau 5.1). Ces deux raies sont

considérablement élargies dans les conditions du plasma de l'arc de soudage, et leur élargissement dépend de façon très différente de la température.

Elargissement Stark de la raie d'argon atomique à 696.5 nm

Les mesures d'élargissement total à mi-hauteur de la raie d'argon à 696.5 nm émise par un plasma d'argon éclatant à pression atmosphérique au voisinage de la cathode d'un arc électrique réalisées précédemment au laboratoire [90], ont permis de déterminer la dépendance de l'élargissement Stark de cette raie en fonction de la densité d'électrons libres et de la température électronique dans le plasma.

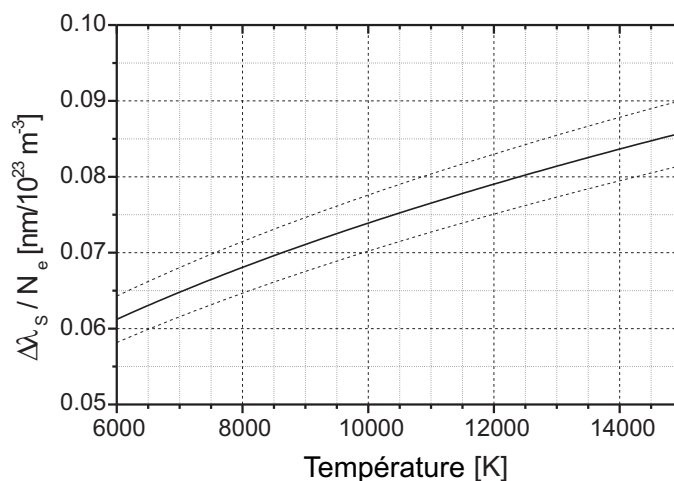


Fig. 5.5: Dépendance de l'élargissement Stark normalisé (FWHM) en fonction de la température pour la raie 696.5 nm d'ArI [90].

Les auteurs de l'article précité ont établi une dépendance en température en accord avec la théorie développée par Griem [31], et l'ont ensuite comparé à l'ensemble des données expérimentales disponibles dans la littérature. Le résultat de leur analyse détaillée conduit, pour des densités électroniques $N_e \leq 2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, à une relation de la forme (cf figure 5.5) :

$$\Delta\lambda_s^{Ar} = 0.0814 \cdot \frac{N_e}{10^{23}} \cdot \left(\frac{T_e}{13000} \right)^{0.3685} \quad (5.6)$$

$\Delta\lambda_s^{Ar}$ est exprimé en nm, N_e en m^{-3} et T_e en K. La précision du coefficient de proportionnalité est estimée à 5%.

Dans le cas de la raie d'argon analysée, il n'y a pas de données expérimentales pour des températures supérieures à 10000 K. Puisque les calculs théoriques [31] et les résultats expérimentaux montrent une faible

dépendance de l'élargissement Stark en température, il semble justifié d'utiliser la formule 5.6 dans le domaine de températures présenté sur la figure 5.5, c'est à dire jusque 15000 K.

Élargissement Stark de la raie de fer atomique à 538.3 nm

Dans le cas des raies métalliques, il existe très peu d'informations pouvant servir au diagnostic du plasma. Nous avons choisi la raie de fer atomique à 538.3 nm, car la dépendance de son élargissement Stark en fonction de la température et de la densité électronique est certainement la mieux étudiée.

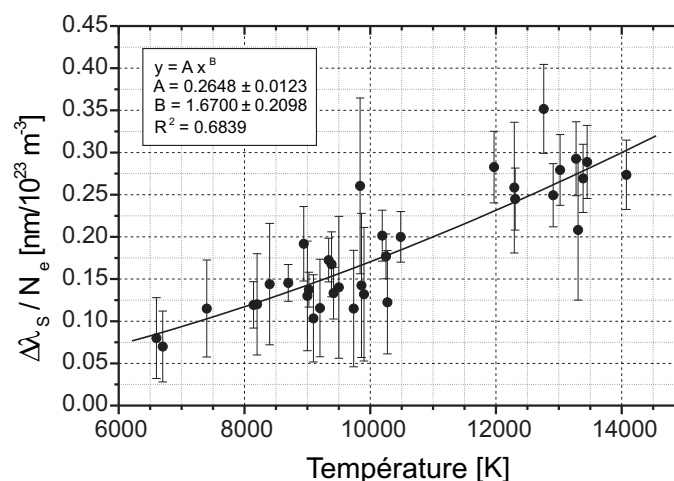


Fig. 5.6: Dépendance de l'élargissement Stark normalisé (FWHM) de la raie 538.3 nm de FeI en fonction de la température [62, 64]. La courbe correspond à un ajustement des données expérimentales par la fonction puissance $y = Ax^B$.

Moity avec ses coopérateurs [73] ont analysé la dépendance de l'élargissement Stark de quelques raies de fer en fonction de la densité électronique en température à 8000 K. Freudenstein et Cooper [24, 25] ont proposé une formule théorique simple (STP) donnant l'élargissement Stark de la raie de FeI 538.3 nm, et l'ont comparé à des mesures expérimentales qu'ils ont réalisées dans un domaine restreint de températures (autour de 10000 K). Malheureusement les résultats de leurs calculs étaient considérablement différents des résultats expérimentaux. A notre connaissance, seul Lesage [64] a publié en 1990 des données expérimentales obtenues dans une large gamme de températures. Ses résultats, présentés figure 5.6, ont également été repris dans la plus récente compilation des paramètres Stark de raies spectrales publiée par le NIST [62].

De la même façon que les auteurs de l'article concernant la raie d'argon à 696.5 nm [90], nous avons ajusté la fonction puissance aux données expérimentales normalisées à la température $T_e = 13000$ K et à la densité électronique $N_e = 10^{23}$ m⁻³. La dépendance de la largeur totale à mi-hauteur de la composante Stark d'un profil de raie spectrale en fonction de la température et de la concentration d'électrons libres par l'équation peut alors s'écrire :

$$\Delta\lambda_s^{Fe} = 0.2648 \cdot \frac{N_e}{10^{23}} \cdot \left(\frac{T_e}{13000} \right)^{1.6700} \quad (5.7)$$

$\Delta\lambda_s^{Fe}$ est exprimé en nm, la température T_e en K et N_e en m⁻³. On peut admettre que cette formule est valable jusqu'à des températures de l'ordre de 15000 K. Néanmoins, puisqu'il n'y existe pas de données expérimentales pour les températures plus petites que 6600 K, et plus grandes que 14074 K, il conviendra d'interpréter avec précaution l'éventuelle obtention de valeurs de la température électronique extérieures à ce domaine.

Conclusion

Connaissant les élargissements Stark $\Delta\lambda_s^{Ar}$ et $\Delta\lambda_s^{Fe}$ mesurés pour les deux raies spectrales choisies de ArI et FeI, il reste à résoudre un système de deux équations à deux inconnues N_e et T_e :

$$\begin{cases} \Delta\lambda_s^{Ar} = 0.0814 \cdot \frac{N_e}{10^{23}} \cdot \left(\frac{T_e}{13000} \right)^{0.3685} \\ \Delta\lambda_s^{Fe} = 0.2648 \cdot \frac{N_e}{10^{23}} \cdot \left(\frac{T_e}{13000} \right)^{1.6700} \end{cases} \quad (5.8)$$

Utilisant ces deux équations 5.6 et 5.7, il est aisé de montrer que l'expression de la température en fonction des élargissements Stark relatifs des deux raies s'écrit :

$$T_e = 13000 \cdot \left(\frac{\Delta\lambda_s^{Fe}}{\Delta\lambda_s^{Ar}} \cdot \frac{0.0814}{0.2648} \right)^{0.7683} \quad (5.9)$$

On peut ensuite calculer la concentration d'électrons libres, en appliquant une des équations 5.6 ou 5.7.

Un exemple de résolution graphique du système d'équations (5.6) et (5.7) pour des valeurs particulières de $\Delta\lambda_s^{Ar}$ et $\Delta\lambda_s^{Fe}$, est présenté sur la figure 5.7.

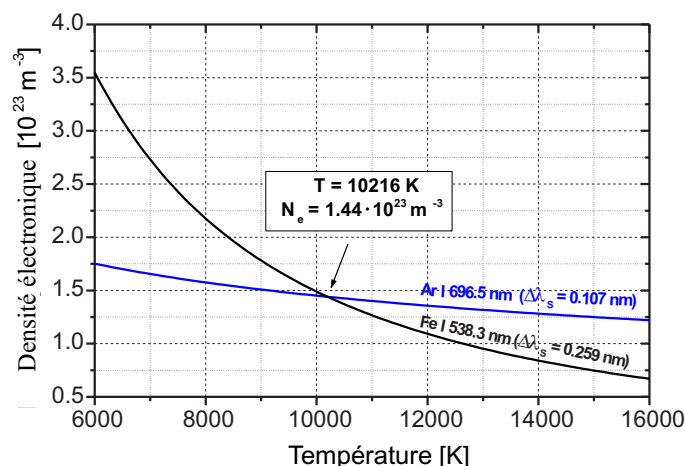


Fig. 5.7: Exemple d'application de la méthode proposée par Sola de détermination simultanée de la température électronique et de la densité électronique, en utilisant les élargissements Stark des raies d'argon à 696.5 nm et de fer à 538.3 nm.

5.4 Procédure de mesure

5.4.1 Conditions de mesures

Les mesures spectroscopiques ont été effectuées sous argon pur et pour deux mélanges argon-dioxyde de carbone, avec un débit total de gaz de 20 l/min. L'utilisation d'un mélange à 5.4%_{vol} CO₂ correspondait, de même que dans le cas d'argon pur, au régime de pulvérisation axiale de transfert du métal dans l'arc. Dans le second mélange (20.2%_{vol} CO₂), l'arc fonctionnait en mode globulaire stable.

La configuration des paramètres d'entrée du SAFMIG était identique pour toutes les mesures réalisées : a vitesse d'anode de 9 m/min ; courant moyen ($I_{ArcOrigine}$) stabilisé à environ 330 A. La tension d'arc dépendait de la nature du gaz de protection (environ 36.0 V pour l'argon pur, 33.6 V sous Ar+5.4%_{vol} CO₂ et 39.9 V sous Ar+20.2%_{vol} CO₂).

Pour chaque type de gaz nous avons réalisé environ 40 mesures indépendantes du spectre émis par une section de la colonne de plasma dans différents domaines spectraux. Simultanément ont été réalisées les observations de la forme de l'arc en par la caméra MVS-135, et les enregistrements des caractéristiques électriques (courant et tension). A la suite de chaque enregistrement sur l'arc en fonctionnement, et pour chaque domaine spectral, nous enregistrons le signal d'obscurité caractérisant le niveau zéro du détecteur OMA.

La comparaison des valeurs moyennes de courant, calculées pour tous enregistrements réalisés, ont montré que les écarts à ce paramètre, qui est régulé par le générateur, ne dépassaient pas 0.5%. Par ailleurs, en considérant séparément les fonctionnements dans chacun des types de gaz utilisé, les variations de la tension d'arc moyenne n'excédaient pas environ 1%. Sur la base de ces résultats, nous avons ainsi admis qu'en ce qui concernait les conditions de fonctionnement, le procédé examiné était répétitif.

Chaque enregistrement consistait en une série de plus de dix spectres (le plus souvent 15) enregistrés avec des temps d'exposition de 50 ms à 300 ms (dépendamment de l'intensité de lumière) et avec un décalage temporel de 260.523 ms lié au temps de lecture du détecteur. Pour un procédé "propre" (en omettant les spectres initiaux correspondants au moment d'amorçage de l'arc et à l'étape de sa stabilisation), nous avons observé des fluctuations considérables de l'intensité lumineuse totale, spécialement dans le cas de fonctionnement sous mélanges argon et CO_2 (environ 80%), alors que, simultanément, ni les rapports d'intensités des raies spectrales observées sur chaque spectre pris séparément, ni les élargissements de raies n'étaient considérablement modifiés.

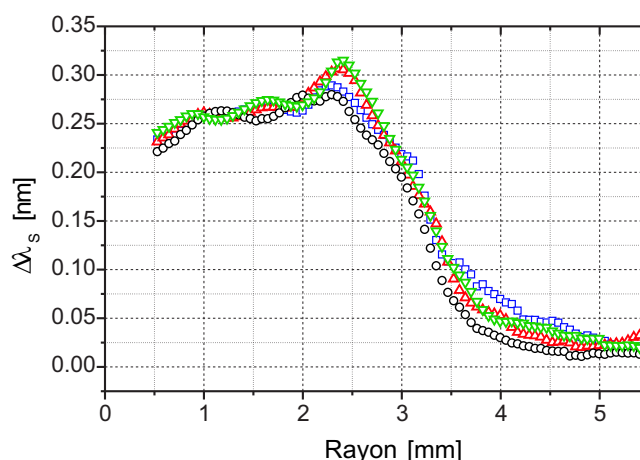


Fig. 5.8: Distribution radiale de l'élargissement Stark de la raie spectrale à 538.3 nm de FeI. Quatre mesures indépendantes réalisées dans arc d'argon MIG sur deux jours. Les faibles différences obtenues, en particulierité dans la région à 2 mm de l'axe d'arc, indiquent une bonne répétabilité du procédé.

Nous présentons sur la figure 5.8, quatre mesures indépendantes de la distribution radiale de l'élargissement Stark de la raie spectrale de FeI à 538.3 nm (décharge en argon pur, observée à 4.5 mm de la cathode) réalisées sur deux jours. Dans la zone de l'arc où l'intensité des raies

spectrales est relativement grande (à environ 2 mm de l'axe de l'arc), les différences ne dépassent pas 5%. Elles augmentent à environ 30% dans la région périphérique de la colonne du plasma. Ces résultats indiquent une bonne répétabilité des conditions de fonctionnement dans plasma, en particulier dans la zone centrale de la colonne d'arc.

La génération de fumée, dont la quantité dépend du type du gaz utilisé (elle augmente avec la proportion de dioxyde de carbone dans le gaz) et du régime de fonctionnement de l'arc [9, 16, 95], est un trait caractéristique des arcs de type MIG-MAG. Leur présence sur le chemin optique, peut certainement expliquer les variations de l'intensité lumineuse totale observées sur l'OMA. Aussi, pour limiter ce phénomène, notamment dans le cas du mélange gazeux contenant 20%_{vol} CO₂, nous avons balayé la surface de la cathode par un très faible courant supplémentaire d'argon, en protection.

5.4.2 Traitement numérique de donnée

Nous avons écrit un logiciel complet dans l'environnement LABWINDOWS pour l'analyse des données expérimentales. Il contient une procédure de rotation de l'image, de recherche du centre de symétrie de l'arc, le calcul de l'intensité totale d'une raie spectrale choisie en fonction de la distance au centre de l'arc, l'inversion d'Abel pour remonter à la distribution radiale d'intensité, ainsi qu'une procédure d'ajustement des profils de raie obtenus à un profil théorique choisi. Il permet la lecture directes des données expérimentales au format SPE issu du logiciel d'acquisition WINSPEC qui pilote le détecteur OMA IV.

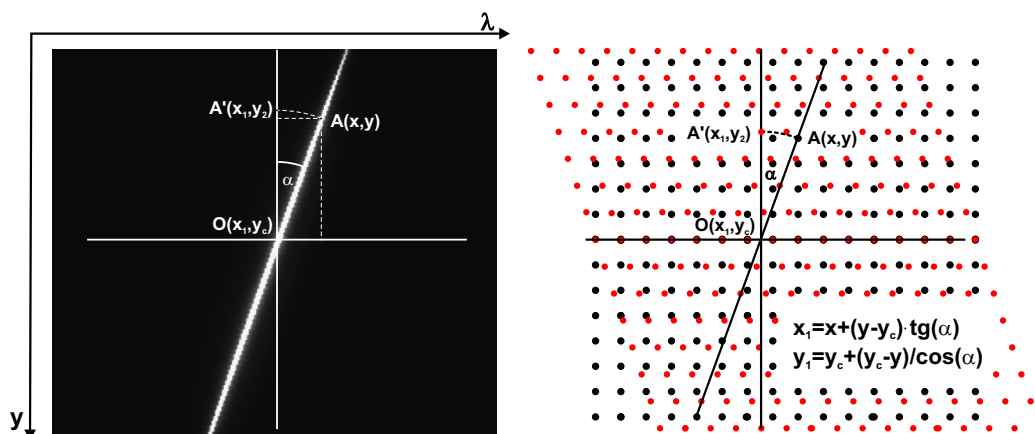


Fig. 5.9: Schéma de la transformation, à laquelle chaque point de la distribution bidimensionnelle du spectre d'émission est soumis. Le point $A'(x_1, y_1)$ résulte de la rotation d'angle α du point $A(x, y)$ par rapport de point $O(x_1, y_c)$.

Par construction du spectromètre, les images obtenues des raies spectrales sont inclinées (cf chapitre 3.6.5, 43, et chapitre 3.6.5 de la version polonaise de ce manuscrit), et il faut les redresser en calculant pour chacun pixel de la matrice CCD les nouvelles positions (longueur d'onde pour les abscisses, et position dans l'arc pour les ordonnées) après rotation. Le schéma de la transformation est présenté sur la figure 5.9.

Les nœuds du réseau schématique (les points noirs) correspondent aux pixels de la matrice CCD. Les points après transformation (couleur rouge) ne sont plus sur les lignes verticales le long de l'axe Y. Pour cette raison, avant inversion d'Abel il faut recalculer les valeurs de l'intensité de la lumière aux points du réseau. Pour cela, nous avons exploité une procédure de lissage spline [27]. Mis à part cette procédure, dans la majorité des mesures, les distributions le long l'axe λ n'étaient pas lissées.

Le centre de l'arc est estimé, soit à partir de l'intensité totale (somme de tous les pixels), soit pour chacun des profils particuliers, par symétrie. En réalité l'arc n'est jamais très symétrique et la détermination de l'axe et du rayon de la colonne (nécessaire pour l'inversion d'Abel) reste toujours approximatif. De façon générale, tous les résultats sont obtenus pour une même moitié d'arc.

La construction de la caméra du type OMA (la fenêtre d'entrée du détecteur est un parallélépipède) introduit sur l'image enregistrée une structure interférentielle supplémentaire. Le bruit qui accompagne les mesures, augmenté dans certain cas par la structure interférentielle décrite précédemment, peut générer de grandes modifications de la distribution du coefficient d'émission durant la procédure d'inversion d'Abel. Pour cette raison, les données expérimentales étaient lissées transversalement par splines cubiques avant leur inversion, selon la méthode proposée par Glasser et ses coopérateurs [27]. Dans tous les cas, la procédure d'inversion d'Abel était toujours réalisée avec un coefficient de lissage des données expérimentales le plus faible possible, ne dépassant jamais 5%.

Les profils de raies obtenus après inversion d'Abel, étaient alors ajustés à des lorentziennes ou des profils de Voigt (selon l'étape de traitement en cours) superposés à un fond continu linéaire (cf figure 5.10). Nous avons appliqué une méthode des moindres carrés en utilisant l'algorithme de Levenberg-Marquardt adapté directement des bibliothèques de l'environnement Lab-Windows. Le logiciel permettait d'ajuster simultanément trois profils de raies spectrales. La largeur à mi-hauteur de la partie gaussienne, dans le cas de profil Voigt, était calculée pour chaque point en fonction de la distribution de température établie (cf chapitre 5.4.3) et de la longueur de l'onde de la raie étudiée pour l'élément considéré (argon, fer, ou manganèse).

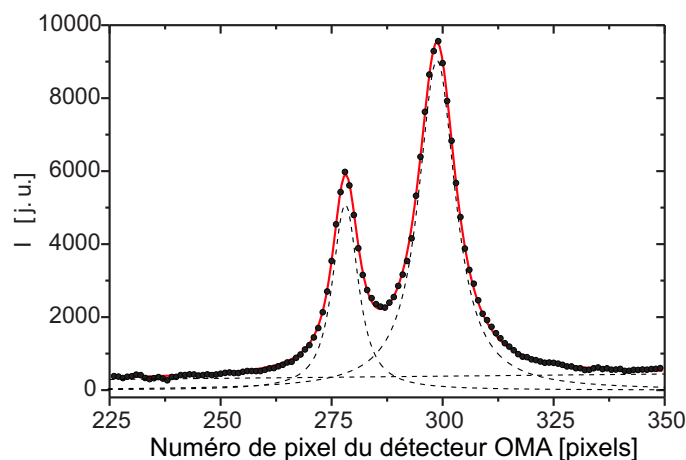


Fig. 5.10: Ajustement de profils de Voigt aux points expérimentaux après le traitement numérique (redressage, lissage, inversion d'Abel). Cas des raies d'émission à 476.15 nm et 476.24 nm de MnI, observées à 4.5 mm de la cathode, en fonctionnement sous argon pur.

Sur la base de paramètres obtenus pour le profil de raie, nous calculons la position du maximum de la raie spectrale, son élargissement lorentzien (dans le cas d'un profil de Lorentz) ou son élargissement Stark (dans le cas d'un profil de Voigt), son intensité totale, son amplitude et l'intensité du fond continu. Pour tous les paramètres décrits, nous calculons ensuite les erreurs qui résultaient de l'ajustement numérique de la fonction aux points du spectre.

5.4.3 Analyse des données expérimentales

Dans une mesure on enregistre une série de plus de dix spectres en même domaine spectral, pour les mêmes paramètres de la décharge et la même couche de l'arc. Sous conditions analogiques on enregistre l'émission du plasma de la région autour de longueur d'onde 538.3 nm et 696.5 nm. Supplémentairement, en fonctionnement sous argon pur, on a exécuté la série d'enregistrement pour plusieurs raies émises du fer et du manganèse (couche 4.5 mm).

Calcul préliminaire de la distribution de la température électronique - Etape I

La procédure de dépouillement et de traitement des données expérimentales, est schématisée figure 5.11.

La première étape, après l'acquisition d'une série de spectres, est de choisir l'un d'entre eux pour chacune des deux raies étudiées (fer et argon). En appliquant les procédures numériques décrites précédemment (cf chapitre 5.4.2) et en admettant en première approximation que les raies étaient élargies uniquement par effet Stark (processus dominant dans le plasma), les points de mesures sont ajustés à des profils de Lorentz.

1. Les distributions radiales d'élargissements gaussiens des raies d'émission sont déterminées à partir du calcul préliminaire de la distribution radiale de température électronique $T_e^{(1)}(r)$ dans le plasma, selon la méthode décrite dans le chapitre 5.3.1.
2. A partir de l'équation 5.1 et de la distribution de la température $T_e^{(1)}(r)$, on détermine la composante Doppler et, connaissant la fonction d'appareil à la longueur d'onde de la raie (cf figure 5.2), la partie gaussienne de l'élargissement (cf équation 5.5) des raies en chaque point du plasma. La composante Stark des profils de chacune des deux raies peut alors être extraite de leur élargissement total en utilisant la table de conversion donnée par Davies et Vaughan [15] (cf figure 5.4). Les valeurs obtenues sont utilisées pour recalculer les températures électroniques $T_e^{(2)}(r)$.
3. Cette procédure est répétée quatre fois, jusqu'à ce que la compatibilité de la température obtenue (avec test de convergence sur la troisième décimale) soit satisfaisante. On dispose alors des distributions préliminaires de la température électroniques $T_e^{(I)}(r)$.

Calcul des distributions radiales $T_e(r)$ et $N_e(r)$ - Etape II

Si l'intensité lumineuse était suffisamment élevée pour chacune des acquisitions de la série enregistrée, alors l'analyse était reprise en choisissant un autre spectre. Dans le cas contraire, le traitement suivant consistait à exploiter la somme de 10 spectres de la série pour augmenter le rapport signal sur bruit (cas du fonctionnement sous mélange Argon - 5%_{vol} CO₂, pour lequel l'intensité de la raie d'argon à 696.5 nm est toujours faible).

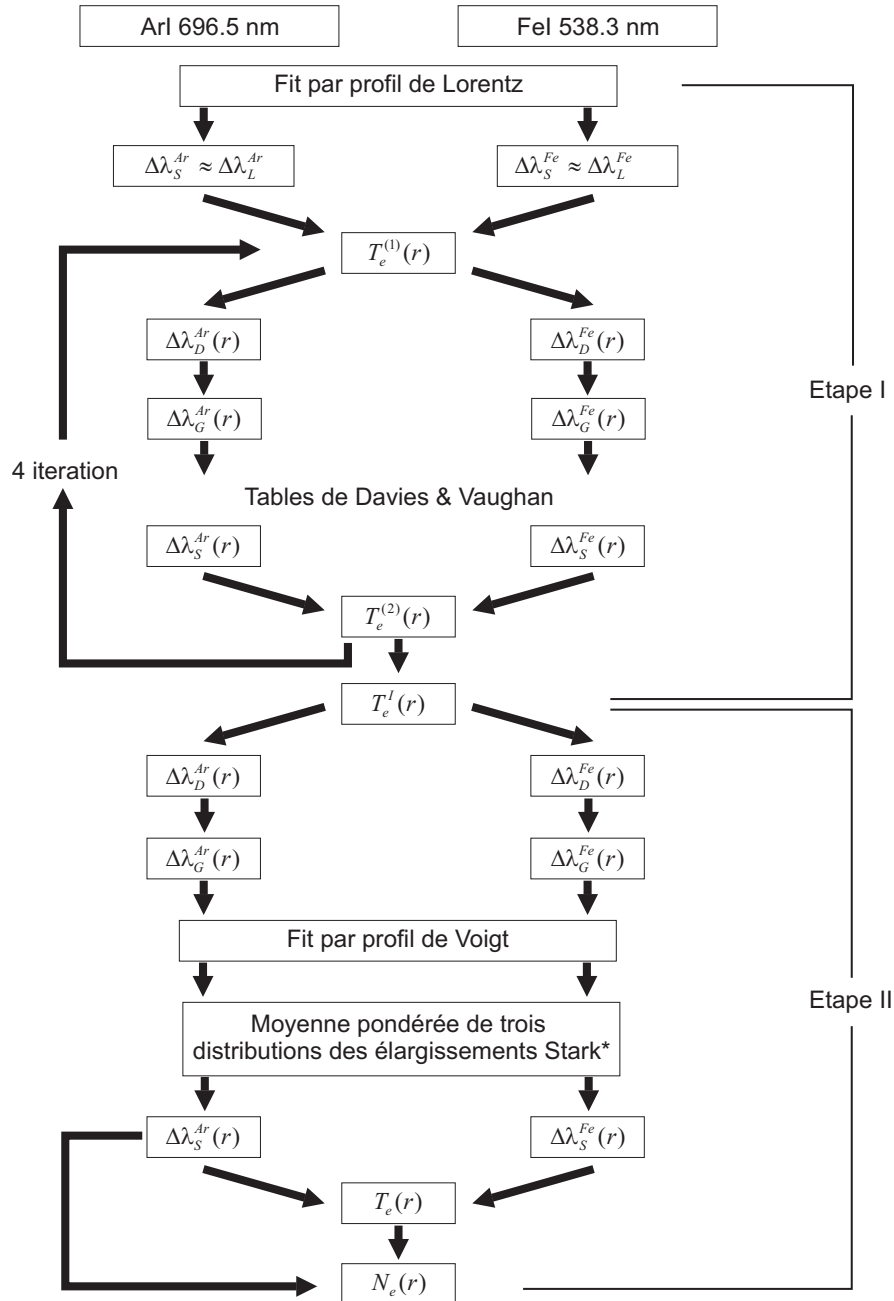


Fig. 5.11: Procédure de détermination des distributions de température et densité électroniques dans le plasma. * Ne concerne pas l'exploitation de la somme de dix distributions de l'intensité lumineuse enregistrées par le détecteur (voir dans le texte).

1. Les composantes Doppler de chaque raie enregistrée est déterminée à partir des distributions radiales $T_e^{(I)}(r)$ calculées à l'étape préliminaire. La partie gaussienne de l'élargissement est alors estimée en prenant en compte la fonction d'appareil du dispositif optique (cf figure 5.11).
2. Considérant les valeurs obtenues de $\Delta\lambda_G^{Ar}(r)$ et de $\Delta\lambda_G^{Fe}(r)$ ainsi obtenues, les points de mesures sont ajustés à des profils Voigt dont la partie gaussienne est fixée et dont la partie lorentzienne, laissée comme paramètre libre dans la procédure numérique, permet de déterminer l'élargissement Stark des profils.
3. Lorsque cela est possible (cas où l'on peut traiter séparément plusieurs distributions de l'intensité lumineuse émise par l'arc) la distribution finale des élargissements Stark dans la colonne, est obtenue par moyenne pondérée par les erreurs statistiques issues de la procédure d'ajustement numérique au profil de Voigt. Dans ce cas, les incertitudes de mesures présentées correspondent aux déviations standards obtenues.
Lorsque l'analyse porte sur la somme de dix distributions d'intensité lumineuse émise par l'arc de soudage, les incertitudes retenues correspondent aux imprécisions directement issues de la procédure d'ajustement numérique au profil de Voigt.
4. Les distributions radiales de température $T_e(\mathbf{r})$ dans la colonne de plasma sont alors obtenues par application de l'équation 5.9, en estimant par ailleurs leurs incertitudes à partir des imprécisions obtenues au point 3 mais également des erreurs systématiques liées à la répétabilité du procédé et au traitement numérique.
5. L'utilisation de l'équation 5.6 décrivant la dépendance de l'élargissement Stark de la raie d'argon 696.5 nm en fonction de la température et de la concentration des électrons libres, permet de déterminer alors les distributions de densité électronique $N_e(\mathbf{r})$ dans le plasma. Les principales incertitudes sur ces mesures, sont directement liées aux imprécisions dans la détermination des répartitions radiales de température $T_e(r)$ et de d'élargissement Stark, et aux erreurs systématiques dans la détermination des constantes de l'équation 5.6.

5.5 Résultats expérimentaux

5.5.1 Diagnostic du plasma

Le diagnostic de différentes régions de la colonne d'arc de soudage a été réalisé pour trois types du gaz de protection (sous argon pur et pour deux mélanges argon - dioxyde de carbone) et dans les conditions de fonctionnement données au chapitre 5.4.1, page 69.

Pour chaque cas analysé, nous présentons figures 5.13a à 5.24a, des spectres typiques enregistrés dans des régions spectrales d'environ 1.9 nm et 1.3 nm autour des raies 538.3 nm de FeI et 696.5 nm d'ArI. Ils présentent la situation avant tout traitement numérique (pivot, lissage, inversion d'Abel, etc...).

L'aspect des distributions radiales d'intensités des deux raies spectrales et leurs élargissements Stark, en particulierité dans le cas d'argon pur et du mélange avec 5%_{vol} de dioxyde de carbone, ainsi que la présence du métal liquide à l'intérieur de l'arc, imposent d'interpréter avec prudence et réserve les résultats obtenus à proximité de l'axe de décharge : c'est la raison pour laquelle dans les répartitions radiales de température et densité électroniques données figures 5.13b à 5.15b et 5.17b à 5.19b, la région voisine de l'axe de décharge a été exclue de l'analyse.

Par ailleurs, sur ces figures, la région correspondante à la zone d'émission la plus intense des raies métalliques, déduite de l'observation par caméra rapide du comportement de l'arc de soudage (cf chapitre 4, page 47), a été assombrie (cas de l'arc sous argon pur et sous mélange argon - 5.4%_{vol} CO₂).

Décharge sous argon pur

Dans les conditions de fonctionnement choisies sous argon pur (cf chapitre 5.4.1, page 69), l'arc travaille en régime de pulvérisation axiale.

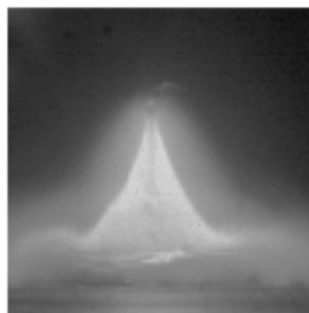
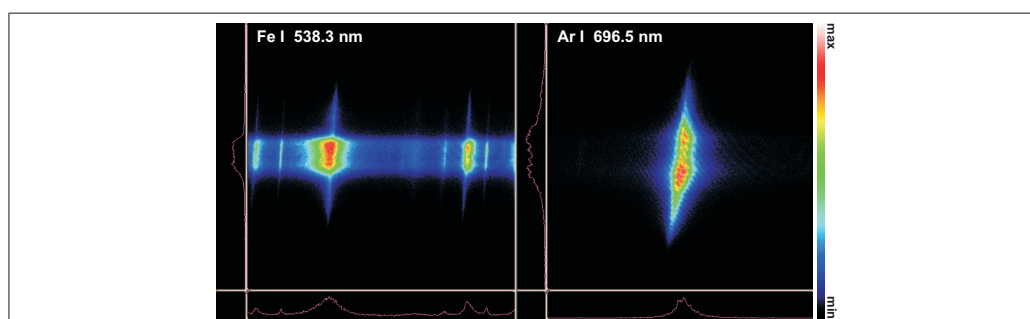


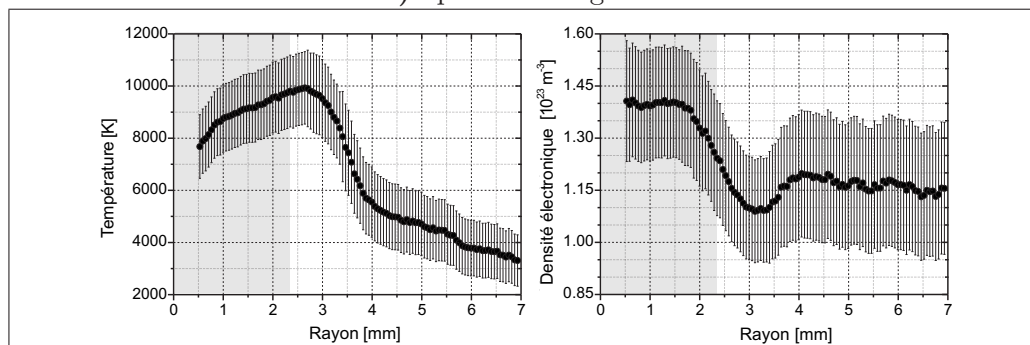
Fig. 5.12: Image de l'arc en fonctionnement sous argon pur.

La zone d'émission du fer est clairement restreinte au centre de la colonne de plasma (l'arc a une forme "cônique" caractéristique), en accord avec les résultats des observations réalisées à l'aide de la caméra rapide pourvue d'un filtre interférentiel (cf chapitre 4, page 47). Dans cette zone, les raies du fer sont très intenses et considérablement élargies, contrairement aux faibles raies très fines observées à l'extérieur du cône. La situation est inverse dans le cas des raies d'argon : leur intensité diminue considérablement à proximité de l'axe de l'arc où les profils de raie restent larges, et est relativement importantes dans la région immédiatement adjacente à la zone d'émission des raies métalliques. Le facteur d'agrandissement généré par le dispositif optique a été choisi de manière à ce que l'enregistrement des raies d'émission issues des zones périphériques de la colonne de plasma soit possible.

Du fait de la présence de métal s'évaporant de l'anode, les gouttes de métal liquide et de cathode, l'arc est constitué d'un cœur très lumineux et bien défini, dominé par les vapeurs métalliques, entouré par une zone périphérique plus diffuse contenant des raies d'argon atomique. La température de la partie centrale de l'arc ne dépasse pas 9500 K, tandis que les parties extérieures ont une température maximale d'environ 11500 K. La chute de température au centre de l'arc, est en accord avec les prévisions basées sur l'analyse du spectre d'émission présentée dans le chapitre 5.1.

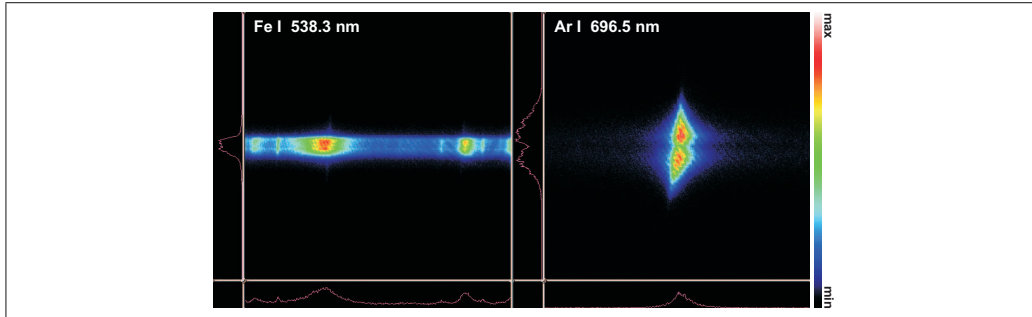


a) Spectres enregistrés

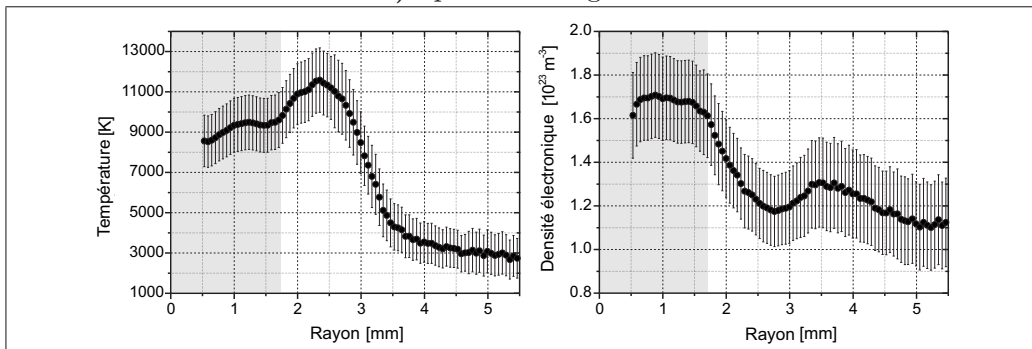


b) Distributions de température et de densité électronique

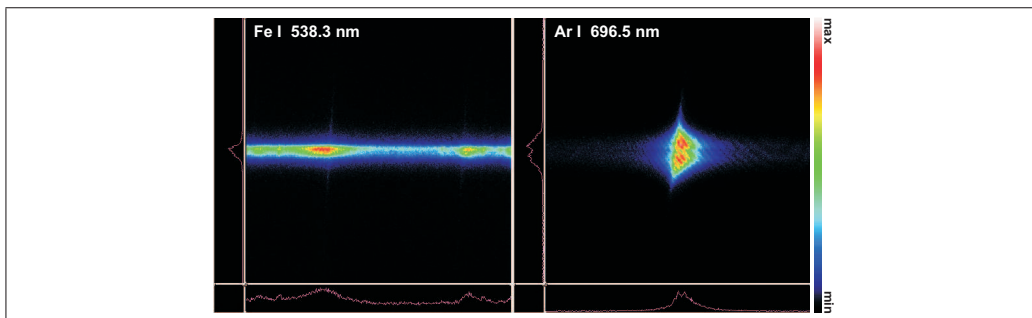
Fig. 5.13: Fonctionnement sous argon pur. Couche 3 mm.



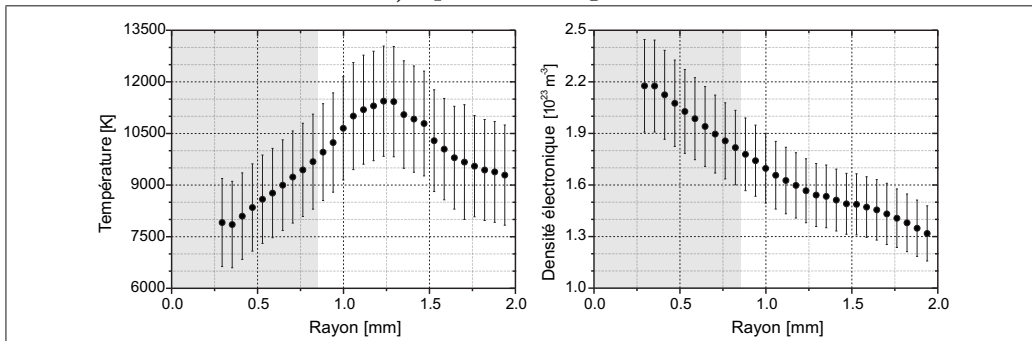
a) Spectres enregistrés



b) Distributions de température et de densité électronique

Fig. 5.14: Fonctionnement sous argon pur. Couche 4.5 mm.

a) Spectres enregistrés



b) Distributions de température et de densité électronique

Fig. 5.15: Fonctionnement sous argon pur. Couche 6 mm.

Les maxima de température obtenus correspondent aux régions où l'émission de la raie d'argon est maximale. La largeur de région analysée varie avec la distance à la surface de la cathode ; c'est pourquoi il n'y a pas de possibilités de comparer précisément les résultats issus des différentes sections de la colonne du plasma.

La partie la plus lumineuse du plasma, observée avec la caméra rapide (cf figure 5.12), correspond clairement à la région où la densité électronique est la plus élevée. Cela est à rapprocher de la présence des vapeurs métalliques facilement ionisées. La densité électronique est maximale sur les couches situées au voisinage immédiat de l'anode (cf figure 5.15), et diminue progressivement lorsque l'on se rapproche de la cathode. Elle présente un plateau caractéristique au voisinage de l'axe de la colonne : cette remarque sera importante lors de l'utilisation de l'arc de soudage comme source pour la détermination des paramètres Stark de raies métalliques (cf chapitre 5.6, page 92).

Il faut interpréter les résultats de mesure avec précaution lorsque la température électronique baisse au-dessous de 6000 K, car les élargissements Stark de raie d'ArI 696.5 nm et de FeI 538.3 nm utilisés pour le diagnostic du plasma sont alors tirés d'extrapolations des données disponibles dans la littérature sans qu'existent des vérifications expérimentales (cf figures 5.5 et 5.6). Sur les figures présentées, à l'abaissement de la température loin de l'axe de la colonne de plasma correspond une augmentation de la concentration des électrons libres (remarquer le maximum secondaire sur les figures 5.13 et 5.14). D'après la remarque précédente, on peut craindre que cette observation ne reflète pas une situation réelle. Néanmoins l'existence d'un effet Penning pourrait expliquer les densités électroniques relativement importantes obtenues dans cette région de plasma.

Sous Ar + 5.4%_{vol} CO₂

En fonctionnement dans un mélange à 5.4%_{vol} dioxyde de carbone, la région d'émission de la raie du fer atomique est plus large, en comparaison de celle observée sous argon pur (cf figures 5.17a à 5.19a). L'aspect de la colonne de plasma reste bien définie, avec une zone lumineuse intense, même si sa forme est légèrement différente (cf figure 5.16). On observe au voisinage de la cathode, l'apparition fumée. L'arc travaille alors en régime 'spray'.

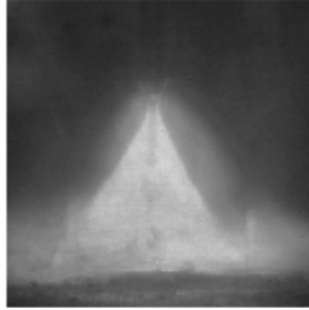
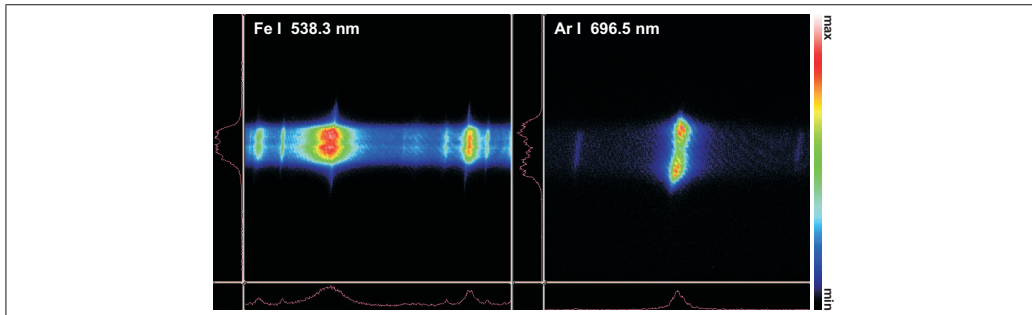
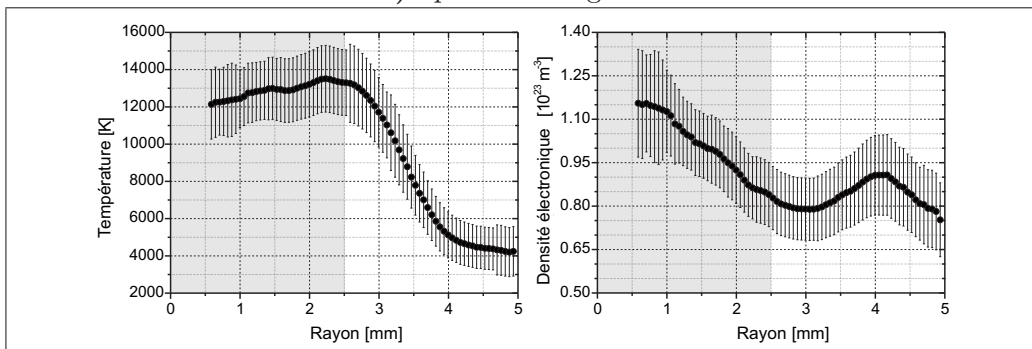


Fig. 5.16: Image de l'arc en fonctionnement sous $\text{Ar}+5.4\%_{obj} \text{CO}_2$.

Les raies d'argon sont pratiquement absentes sur l'axe de la colonne de plasma, mais également en périphérie de l'arc, rendant l'utilisation de la méthode proposée par Sola impossible. La région d'émission de l'argon est donc considérablement plus étroite que dans le cas de l'argon pur, où les raies d'argon étaient visibles loin de l'axe.

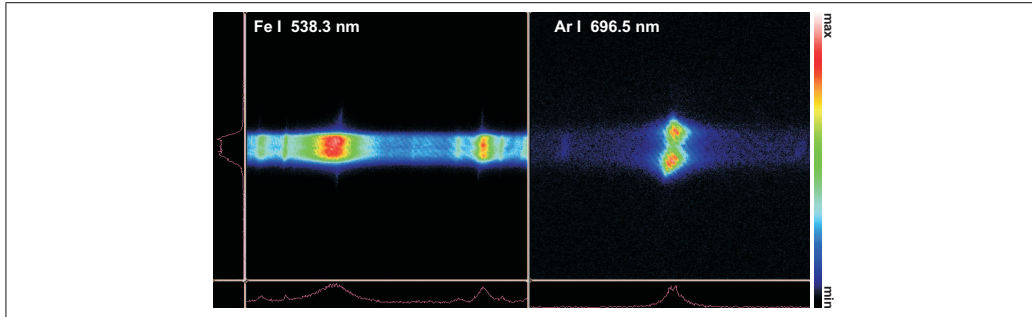


a) Spectres enregistrés

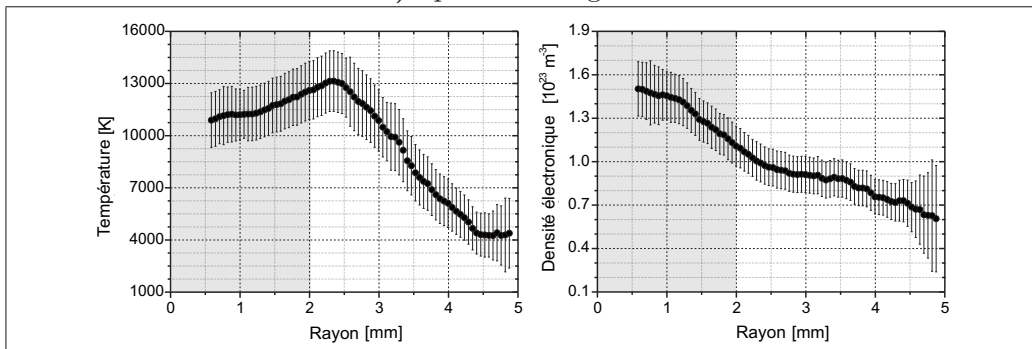


b) Distributions de température et de densité électronique

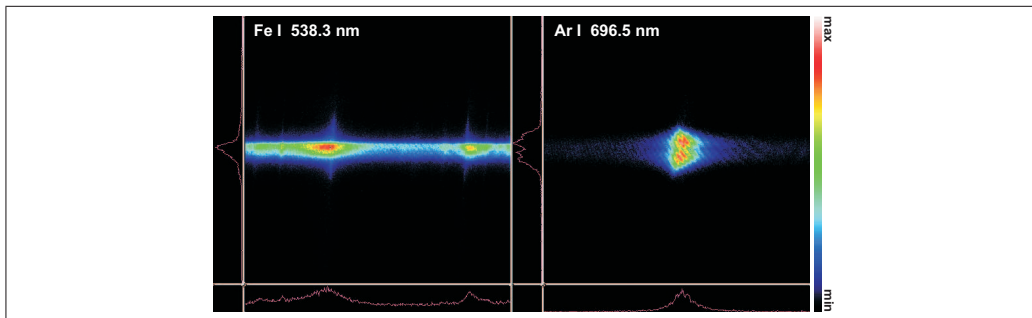
Fig. 5.17: Fonctionnement sous Argon + $5.4\%_{vol} \text{CO}_2$. Couche 3 mm.



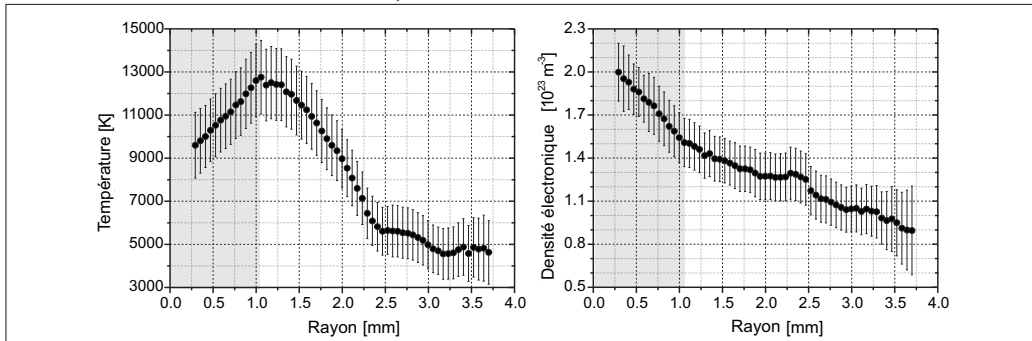
a) Spectres enregistrés



b) Distributions de température et de densité électronique

Fig. 5.18: Fonctionnement sous Argon + 5.4%_{vol} CO₂. Couche 4.5 mm.

a) Spectres enregistrés



b) Distributions de température et de densité électronique

Fig. 5.19: Fonctionnement sous Argon + 5.4%_{vol} CO₂. Couche 6 mm.

L'addition de dioxyde de carbone se traduit par une augmentation de la température électronique, aussi bien au centre de l'arc que dans ses couches extérieures (cf figures 5.17b à 5.19b), et par un abaissement de la concentration d'électrons libres. De façon analogue au fonctionnement sous argon pur, la densité électronique diminue des que l'on se rapproche de la cathode. Par contre la répartition N_e présente un gradient important dans la zone centrale de plasma, contrairement au cas caractéristique du fonctionnement sous argon pur.

Sous Ar + 20.2%_{vol} CO₂

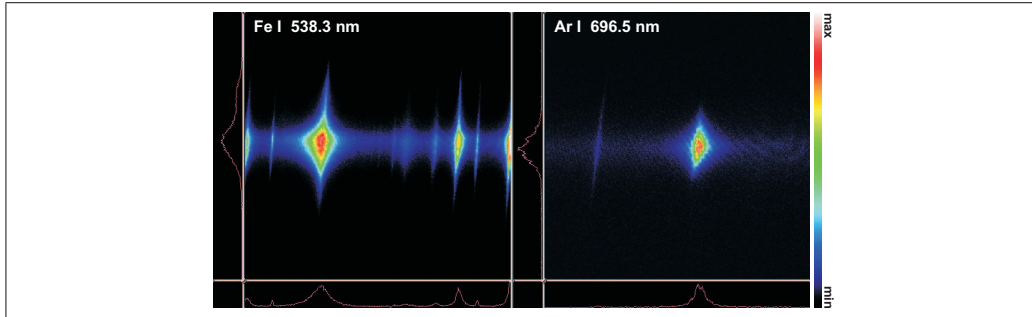
En fonctionnement dans un mélange à 20.2%_{vol} de dioxyde de carbone, l'aspect de la colonne de l'arc est considérablement différent : il prend une forme en cloche, et s'allonge par rapport aux deux cas considérés précédemment (cf figure 5.20).

Il n'y a pas de séparation claire entre les zones d'émission des raies d'éléments métalliques et de celles issues du gaz de protection. En particulier, les zones d'émission des raies de FeI et de ArI sont tout à fait comparables, même si au voisinage de la cathode la distribution radiale d'intensité de la raie de FeI semble être plus large. Par contre, la raie d'argon à 696.5 nm reste visibles même sur l'axe de la colonne (cf figures 5.21a à 5.24a).

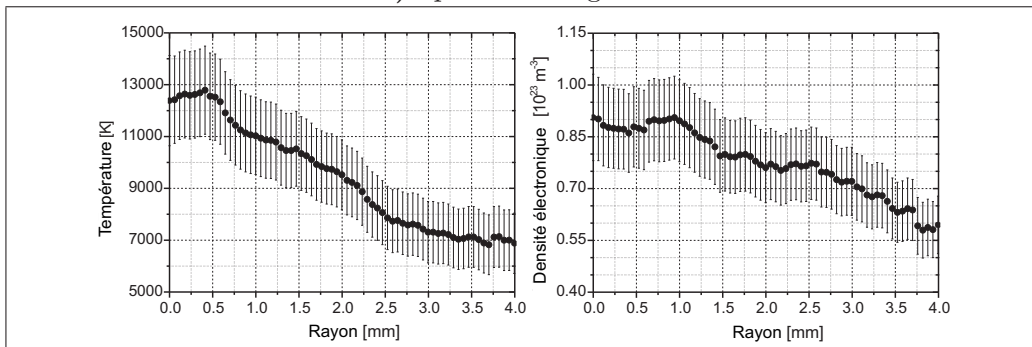


Fig. 5.20: Image de l'arc en fonctionnement sous Ar+20.2%_{obj} CO₂.

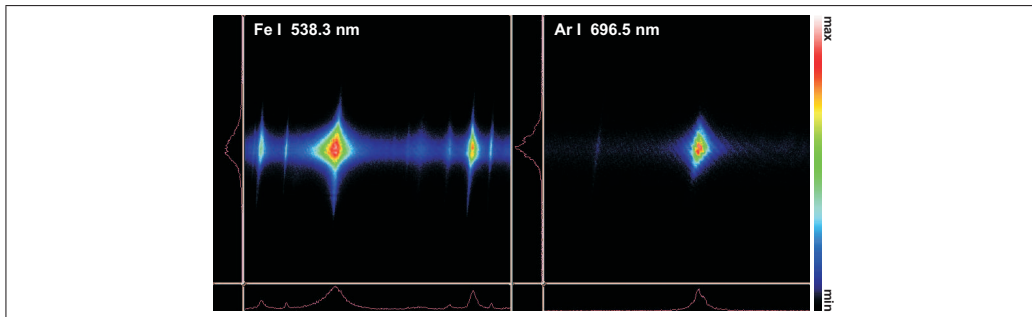
La température ne dépasse pas 13500 K au centre de l'arc et sa distribution est quasi-identique dans toutes les sections de la colonne de plasma (cf figures 5.21b à 5.24b), et ne présente plus de maximum hors axe : Cela différencie considérablement ce cas de ceux étudiés précédemment.



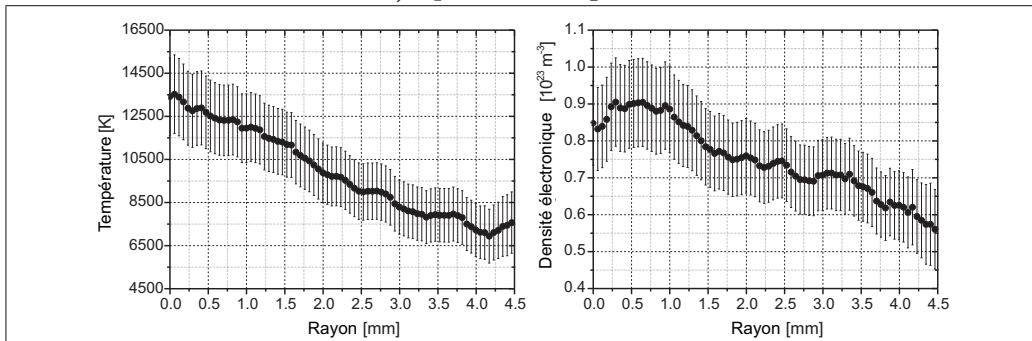
a) Spectres enregistrés



b) Distributions de la température et de la densité électronique

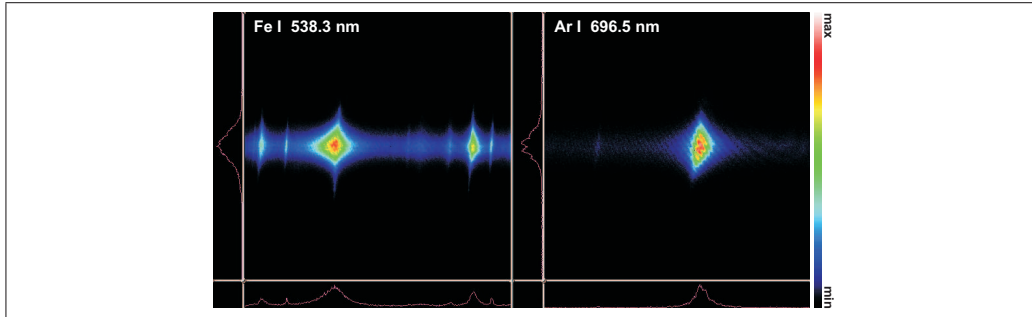
Fig. 5.21: Fonctionnement sous Argon + 20.2%_{vol} CO₂. Couche 3 mm.

a) Spectres enregistrés

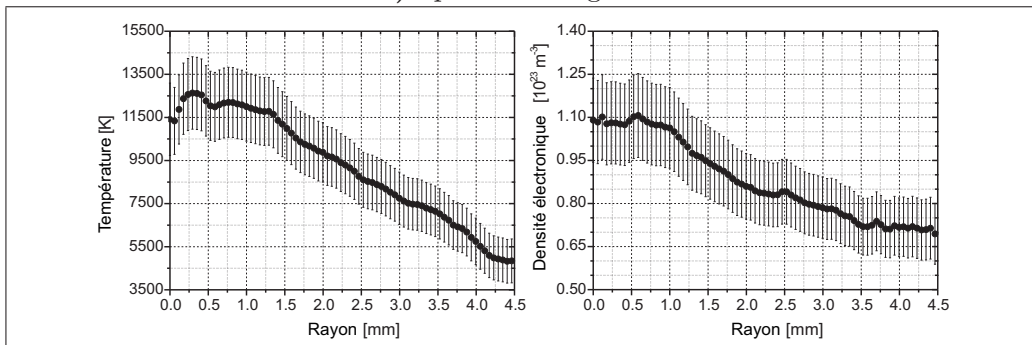


b) Distributions de température et de densité électronique

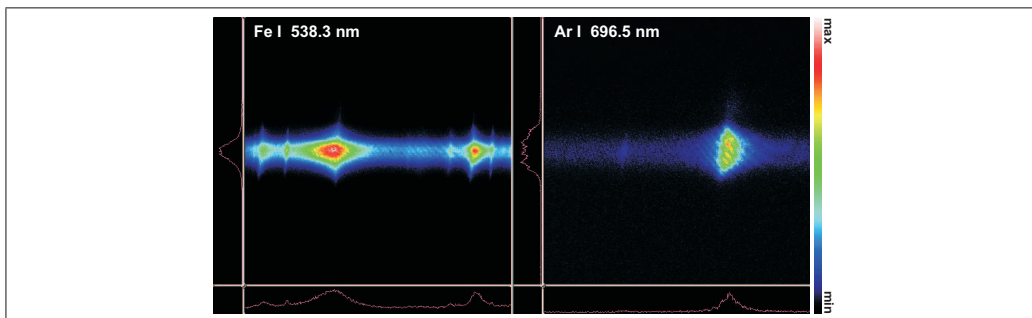
Fig. 5.22: Fonctionnement sous Argon + 20.2%_{vol} CO₂. Couche 4.5 mm.



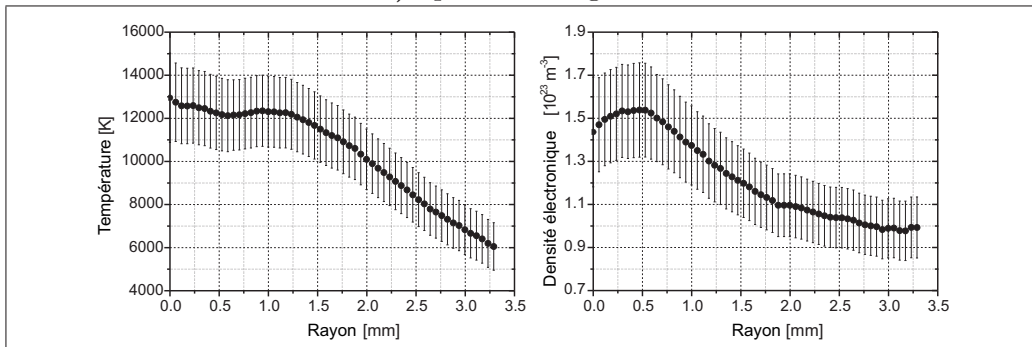
a) Spectres enregistrés



b) Distributions de température et de densité électronique

Fig. 5.23: Fonctionnement sous Argon + 20.2%_{vol} CO₂. Couche 6 mm.

a) Spectres enregistrés



b) Distributions de température et de densité électronique

Fig. 5.24: Fonctionnement sous Argon + 20.2%_{vol} CO₂. Couche 7.5 mm.

La concentration d'électrons libres passe par sa valeur maximale au voisinage de l'anode et diminue progressivement dès que l'on se rapproche de la cathode. L'analyse de la forme de l'arc, présentée figure 5.20, confirme ces résultats : dans la partie lumineuse de la colonne de plasma (proche de l'anode), les densités électroniques sont les plus élevées et diminuent avec la luminosité de la région de l'arc lorsqu'on se rapproche de la surface de la cathode.

Conclusions

Lorsque la zone d'émission la plus intense des raies est limitée au centre de la colonne d'arc, les possibilités de réalisation du diagnostic du plasma de soudage MIG-MAG basé sur le spectre d'émission des éléments métalliques sont restreintes. Par ailleurs, en périphérie de la colonne, on ne peut pas utiliser la méthode du graphe de Boltzmann, qui impose d'observer correctement au moins quelques transitions spectrales d'un élément donné avec des énergies du niveau supérieur considérablement différentes. Enfin, la rapport des intensités des raies atomiques et ioniques du fer n'est pas possible en cas de doutes sur l'état d'équilibre du plasma, particulièrement lorsque les conditions de l'équilibre de Saha ne sont pas remplies (cf chapitre 5.5.2, page 89).

Nous avons proposé une méthode originale de diagnostic basée sur l'élargissement Stark des raies d'argon et de fer, qui a permis d'estimer la température et la densité électronique dans le plasma en dehors de toute hypothèse sur l'état d'équilibre du milieu plasmagène. Les résultats obtenus (cf figure 5.25) sont actuellement les premières données expérimentales déterminant les distributions de température et de densité électroniques dans un plasma MIG-MAG. Les valeurs obtenues sont affectées d'importantes incertitudes, liées principalement aux erreurs de détermination de la dépendance des élargissements Stark de raies spectrales choisies en fonction des paramètres du plasma (T_e et N_e), ainsi qu'aux erreurs systématiques introduites par le traitement des données expérimentales.

L'abaissement de la température au centre de la colonne de plasma, observées dans l'arc MIG-MAG sous argon pur et sous mélange pauvre en dioxyde de carbone, est bien expliqué : la présence de vapeurs métalliques dans l'arc électrique augmente l'émissivité du plasma [28, 72] et induit un accroissement des pertes d'énergie par rayonnement. Joint à l'augmentation de la conductivité électrique du plasma, cela conduit à un abaissement de la température de l'arc [28]. Les mesures réalisées par Gonzalez et al. [29] dans un arc du type TIG, prouvent que l'addition de vapeurs du fer (au maximum 0.07% sur l'axe de décharge) à un plasma d'argon, abaisse sa température d'environ 1500 K.

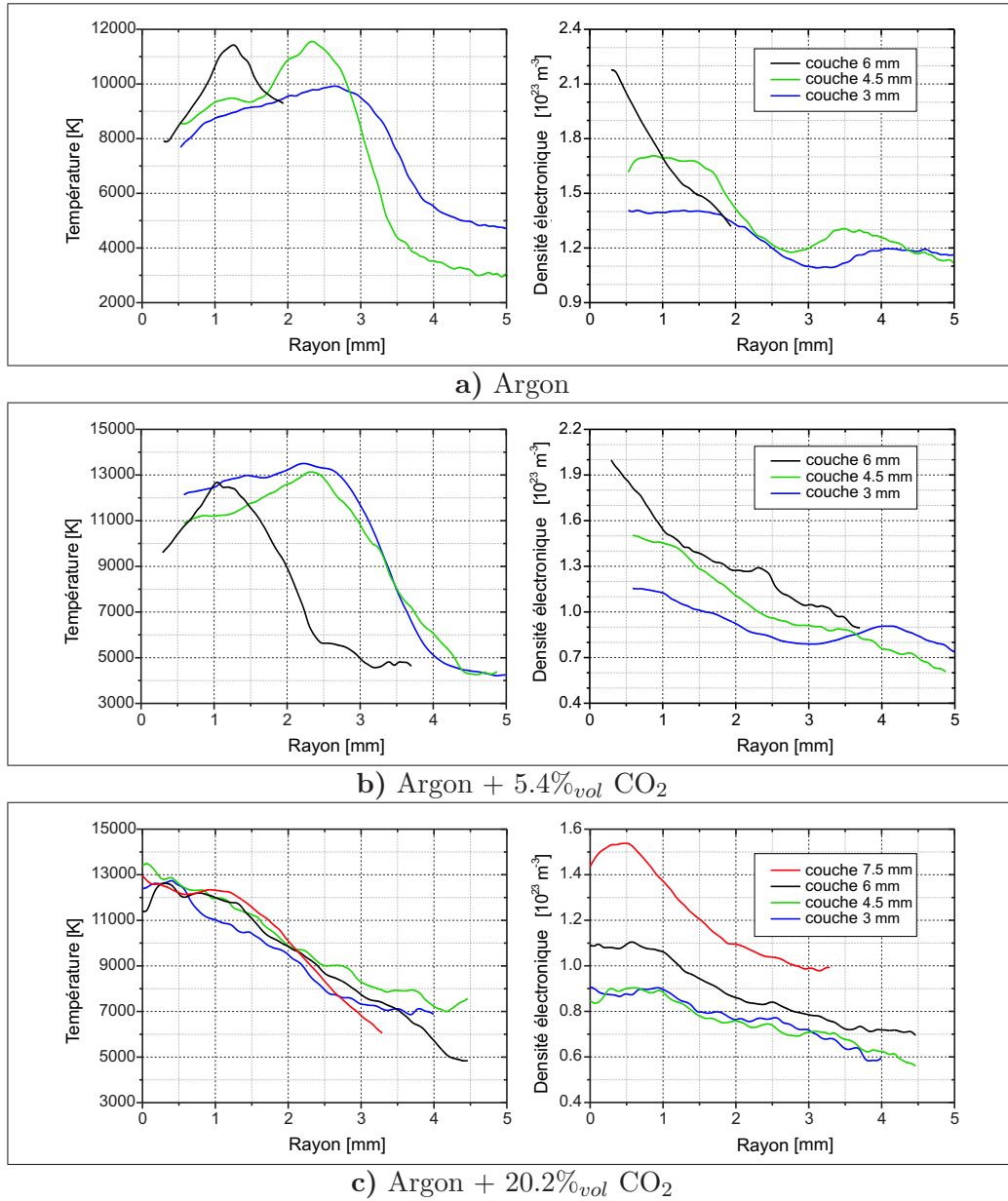


Fig. 5.25: Distributions de température et de densité électronique en fonction du pourcentage de CO $_2$ utilisé.

La dissociation, l'ionisation et les réactions chimiques augmentent le transfert de chaleur dans plasma. C'est pourquoi l'addition de dioxyde de carbone, gaz à caractère oxydant et chimiquement actif, augmente la conductivité thermique du plasma. Conformément aux résultats de Maouhoub [69], qui a effectué le diagnostic d'un plasma d'arc stabilisé, l'augmentation de la conductivité thermique avec la teneur CO_2 , doit provoquer une augmentation du gradient de température et une constriction d'arc. Sur la base des résultats obtenus pour notre plasma MIG-MAG, on ne peut pas tirer de conclusions semblables : l'addition de dioxyde de carbone modifie la forme de l'arc et l'accrochage anodique de telle manière que la comparaison des résultats obtenus en fonctionnement sous argon pur et sous mélange avec une teneur importante en dioxyde de carbone, est difficile, voire quasi-impossible.

Sur la base de nos résultats, il est clair que toutes les modélisations proposées par Haidar (cf chapitre 2.2) ne représentent pas la situation réelle dans les arcs de soudage MIG-MAG. Sur l'axe de la colonne, les différences entre températures mesurée et calculée sont de l'ordre de 10000 K. Outre les valeurs elles-mêmes de température qui sont considérablement différentes, les distributions radiales obtenues le sont également, notamment en fonctionnement sous argon pur puisque le modèle de Haidar ne prévoit pas d'abaissements de la température au centre de la colonne. Ces incohérences ne peuvent pas être expliquées uniquement par la différence du diamètre de l'électrode supérieure (1.2 mm dans nos mesures ; 1.6 mm dans les calculs théoriques de Haidar). Il faut noter qu'il n'existe pas de calculs analogues pour des fonctionnements sous mélange argon avec 20.2%_{vol} CO_2 . Cependant, la comparaison avec les résultats calculés pour le dioxyde de carbone pur, semblent conduire aux mêmes conclusions, et dans tous les cas, les températures obtenues par Haidar au centre de la colonne d'arc sont généralement trop importantes. Les raisons de ces différences entre résultats expérimentaux et modélisations, sont certainement à rechercher dans une mauvaise prise en compte de l'état d'Équilibre Thermodynamique Local du milieu plasmagène, et de l'influence de vapeurs métalliques.

5.5.2 Observation des raies de FeII dans le plasma - effet Penning

Les enregistrements du spectre émis par le plasma au voisinage de la raie 501.84 nm de FeII (cf tableau 5.2) montrent clairement sous argon pur l'existence d'un second maximum d'émission de la raie à des distances importantes de l'axe de la colonne (≥ 4.5 mm) (cf figure 5.26a), alors que la température dans cette région du plasma est à priori trop faible pour permettre l'ionisation des vapeurs métalliques. directe.

Tab. 5.2: Caractéristiques des raies de FeI et FeII.

	λ [nm]	Transition	Multiplet	$J_j - J_k$	$E_j - E_k$ [eV]
FeI	501.49	$3d^6(^5D)4s4p(^3P^o) - 3d^6(^5D)4s(^4D)5s$	$z^3F^o - e^3D$	3 - 2	3.94 - 6.42
FeII	501.84	$3d^5.4s^2 - 3d^6(^5D)4p$	$^6S - ^6P^o$	5/2 - 5/2	2.89 - 5.36

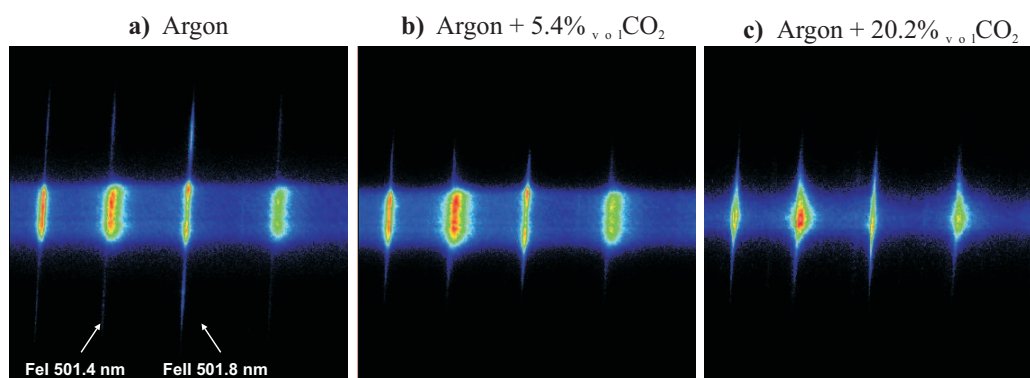


Fig. 5.26: Spectres d'émission du plasma type MIG-MAG au voisinage de $\lambda=502$ nm. Section à 4.5 mm de la cathode.

Ce maximum secondaire, qui n'est pas observable sur les raies de FeI (cf figure 5.27), disparaît complètement dès que l'on ajoute une faible proportion de dioxyde de carbone dans le gaz de protection (cf figures 5.26a et 5.26b).

La comparaison des intensités totales de la raie ionique à 501.84 nm et de la raie atomique voisine à 501.49 nm (cf tableau 5.2) est présentée figure 5.28 : l'émission de la raie ionique présente un maximum hors axe à proximité de l'axe de la colonne de plasma, ce qui confirme encore une fois l'abaissement de température au centre du plasma. La présence de FeII dans la zone périphérique du plasma laisse penser que pourrait exister localement une importante densité électronique, avec passage les électrons par la périphérie de

la colonne. Néanmoins cette hypothèse est invalidée par le fait qu'on n'observe pas dans cette région de déplacement et d'élargissement Stark significatif des raies atomiques. A cet égard, les densités électroniques mesurées, y sont en deçà des limites pour lesquelles l'ETL pourrait être réalisé dans le plasma. En l'occurrence, à de telles distances de l'axe de l'arc, le diagnostic du plasma par les méthodes décrites dans le chapitre 5.3, est impossible à réaliser correctement parce que l'intensité des raies spectrales est très faible.

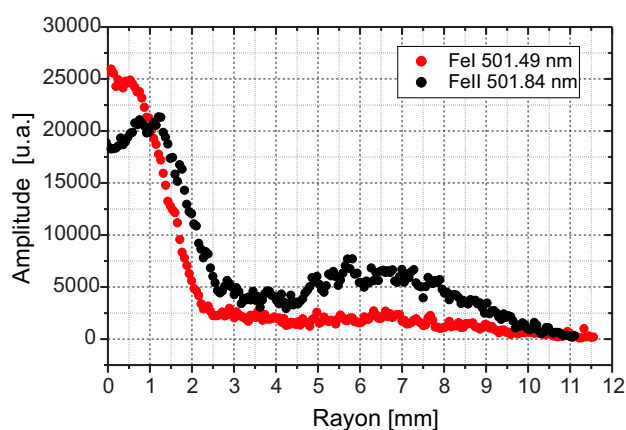


Fig. 5.27: Distribution radiale des amplitudes des raies de FeI à 501.49 nm et de FeII à 501.84 nm, en fonctionnement sous argon pur.

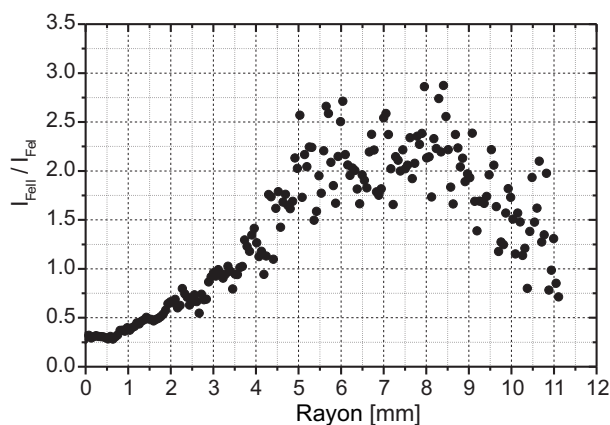
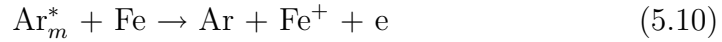


Fig. 5.28: Distribution radiale du rapport des intensités des raies de FeI à 501.49 nm et de FeII à 501.84 nm, en fonctionnement sous argon pur.

Il existe trois procédés principaux pouvant provoquer une augmentation de la population des ions de fer dans plasma (cf figure 5.29). L'existence d'argon ionisé et de procédés de transfert de charge entre les ions argon et les atomes de fer, est exclue en raison de la faiblesse de la température. Dans ces mêmes conditions, l'ionisation directe du fer ne peut pas être suffisante. Une

explication probable est l'existence d'un effet Penning entre les métastables de l'argon et les atomes de fer, produisant une ionisation du FeI en FeII. L'ionisation du fer passe alors par les collisions des atomes neutres avec les atomes d'argon dans les états métastables :



L'effet Penning ne peut avoir lieu que si l'énergie des métastables de l'espèce ionisante est supérieure à l'énergie d'ionisation de l'atome ionisé, ce qui est le cas dans le cas présent, puisque les énergies des niveaux métastables 3P_2 et 3P_1 de l'argon sont égaux à 11.55 eV et 11.72 eV respectivement, et que l'énergie d'ionisation des atomes de fer est égale à 7.90 eV.

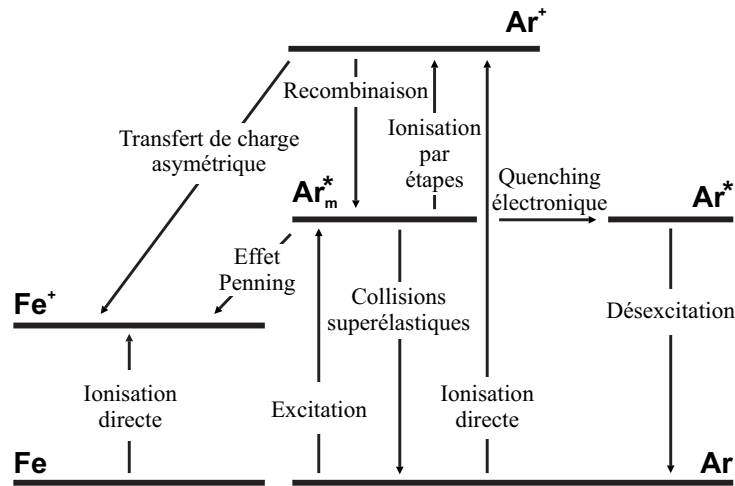


Fig. 5.29: Schéma cinétique simplifié incluant les niveaux métastables de l'argon et le fer

L'addition de gaz moléculaire, dans notre cas de dioxyde de carbone, provoque „la destruction” des niveaux métastables d'argon car la dissociation des molécules absorbe une partie importante de l'énergie de la décharge. Cela justifie la disparition du phénomène observé en périphérie de la colonne de plasma dans les procédés MAG. Il faut noter que des effets semblables ont été enregistrés pour toutes les raies FeII observées (correspondants à des transitions de niveaux supérieurs d'énergie relativement bas).

5.6 Mesures des paramètres Stark des raies atomiques de Mn et Fe

Dans le cas de l'arc de soudage MIG sous protection d'argon pur, nous avons observé des distributions très caractéristiques des intensités des raies spectrales d'éléments métalliques : dans la partie centrale de l'arc, en raison d'un important effet Stark, les raies sont élargies et souvent clairement déplacées. Par contre, en périphérie de la colonne, les raies sont très étroites (cf par exemple la raie de FeI à 501.4 nm sur la figure 5.26a).

Une telle distribution radiale quasi rectangulaire des paramètres Stark des raies d'émission observées (cf figure 5.30) permet, au prix des quelques hypothèses concernant la zone analysée, de déterminer leurs valeurs sans utiliser l'inversion d'Abel. En comparant la distribution de l'intensité de la raie d'émission du fer avec les distributions radiales de la densité de température électroniques (cf figure 5.31) nous avons remarqué que la zone d'émission intense des raies métalliques correspond à la région de la colonne où la densité électronique est quasi-constante et où la température varie dans de faibles proportions. Cette situation rappelle les effets observés dans le cas de plasma produits dans les dispositifs de type *Gas-Liner Pinch* (GLP) au moment de la compression maximale du plasma. Les éléments analysés sont alors concentrés au centre de la décharge où la densité électronique et la température sont approximativement constantes [79].

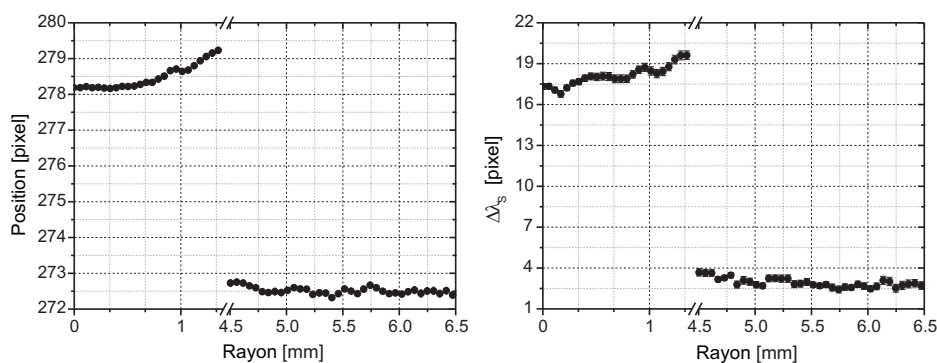
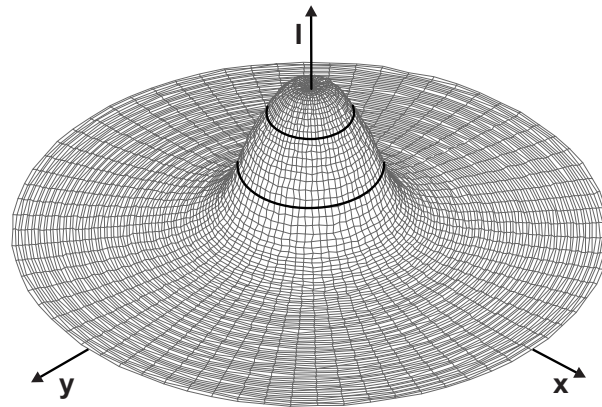
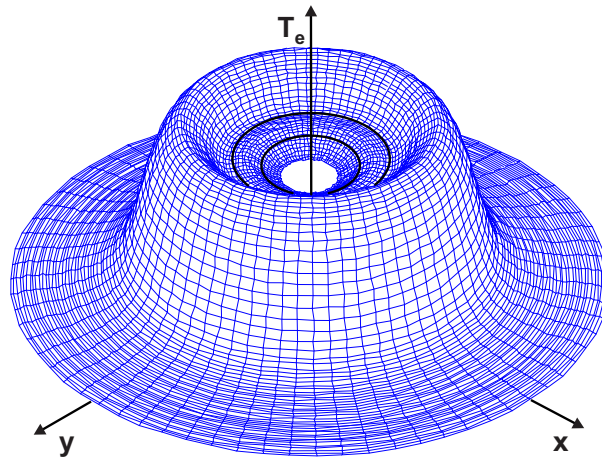


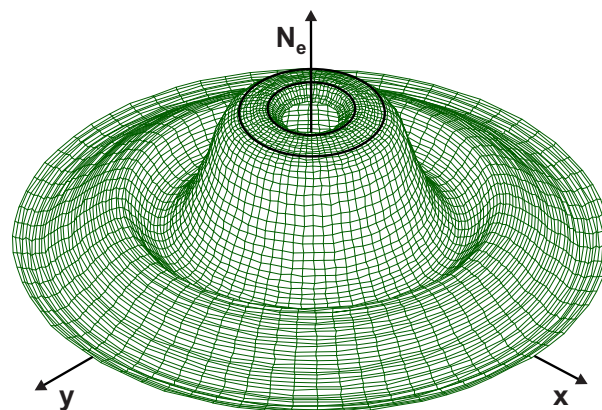
Fig. 5.30: Distribution radiale de la position du maximum d'intensité et d'élargissement Stark de la raie d'émission du fer atomique à 485.97 nm. Exemple de résultats issus du traitement numérique des données expérimentales sans appliquer la procédure d'inversion d'Abel - Observation sous argon pur, à 4.5mm de la cathode.



a) Intensité



b) Température électronique



c) Densité électronique

Fig. 5.31: Caractéristiques de la section de la colonne de plasma à 4.5mm de la cathode, en fonctionnement sous argon pur. La zone d'émission intense des raies métalliques est restreinte aux régions centrales de la colonne. Dans la zone marquée par les cercles (lignes noires), la distribution radiale de densité électronique est quasi-homogène et la température varie dans de faibles proportions.

Le flux de métal liquide à l'intérieur de la colonne d'arc MIG exclut l'analyse des raies d'émission originaires de la zone voisine de l'axe de du plasma (à environ 0.5 mm). Cette zone n'a pas d'influence sur les résultats obtenus à des distances plus importantes du centre de l'arc.

La zone du plasma qui est spécialement intéressante du point de vue de mesure les paramètres Stark s'étend d'environ 0.5 à 1.5 mm de l'axe de l'arc. Dans cette zone du plasma, les intensités de raies d'émission du fer et du manganèse sont toujours suffisantes pour d'obtenir leurs paramètres Stark avec une bonne précision. A plus grande distance du centre de l'arc, bien que la température atteigne sa valeur maximale, l'intensité des raies d'émission des vapeurs métalliques devient faible et peu exploitable. Nous avons vérifié que l'influence de cette région sur les valeurs des paramètres Stark des raies d'émission est négligeable.

On peut par suite diviser arbitrairement la colonne du plasma en trois zones concentriques : la partie centrale, perturbée par le flux de métal fondu ; la zone extérieure, dans laquelle l'émission de raies d'argon est dominante (cf chapitre 5.5.1, page 77) ; et une zone intermédiaire à température et densité électroniques quasi-constantes et caractérisée par une très forte intensité des raies d'émission métalliques. Pour les mesures de paramètres Stark des raies d'émission, nous avons choisi de travailler dans cette dernière zone, à des distances comprises entre 0.82 et 1.35 mm de l'axe de la colonne, sur dix points de la distribution radiale enregistrée par le détecteur. Nous avons alors pu vérifier que, par exemple pour la raie de FeI à 538.5-nm, la différence entre élargissements Stark obtenus avec et sans utilisation de la procédure l'inversion d'Abel, ne dépassait pas 2%.

La possibilité d'enregistrer les raies d'émission métalliques loin du cœur du plasma (à environ 6.5 mm), où aussi bien la température que la densité électronique sont considérablement plus faibles que sur l'axe, permet obtenir les déplacements Stark dans la zone centrale de la colonne du plasma. L'arc de soudage semble donc être un outils très intéressant et imprévu pour l'étude spécifique des caractéristiques spectrales des raies métalliques, toujours très difficiles à appréhender. La motivation et l'intérêt de ces mesures est l'absence des données expérimentales et théoriques concernant notamment les raies d'émission du manganèse, mais également les manques évidents dans la base de données très incomplète concernant les raies atomiques du fer.

Chaque mesure se compose de l'enregistrement de séquences de plus de dix spectres pour chaque fonctionnement particulier de l'arc de soudage (cf chapitre 5.4.1). Pour la détermination de paramètres Stark des raies choisies de FeI et de MnI, nous avons préféré utiliser la somme des dix spectres de chaque séquence. Un tel traitement, en augmentant l'intensité de la lumière enregistrée, améliore le rapport signal sur bruit de l'enregistrement et facilite

ensuite son analyse, sans pour autant modifier les enregistrements de raies spectrales puisque, dans la zone analysée, la stabilité des paramètres de l'arc est assurée.

Nous avons réalisé les mesures pour 15 raies atomiques du manganèse et 11 raies atomiques du fer. Les schémas des niveaux énergétiques de FeI et MnI sont donnés en Annexe B, Pour chaque raie étudiée, nous avons déterminé l'angle d'inclinaison du spectre, et les élargissements par effet Doppler et fonction d'appareil en tous points de la distribution radiale. La procédure utilisée était tout à fait semblable à celle mise en œuvre pour le diagnostic du plasma (cf chapitre 5.2, page 60), et nous avons exploité les procédures numériques décrites au chapitre 5.4.2, mais sans exécuter la procédure d'inversion d'Abel (exception faite de la raie à 542.41 nm de FeI). Les profils des raies spectrales étudiées, ont ensuite été ajustées à des profils de Voigt. Finalement, les déplacements Stark ont été obtenus uniquement pour les raies dont l'intensité loin de l'axe de la colonne était suffisante pour que cette dernière procédure d'ajustement numérique fonctionne correctement.

Nous n'avons pas pu estimer les élargissements naturels pour les raies spectrales analysées, car les données concernant les durées de vie de niveaux de FeI et MnI n'est pas complète. Néanmoins, sur la base des conclusions des travaux de O'Brian [87], on peut admettre que les élargissements naturels sont de l'ordre 10^{-5} nm et peuvent être négligés. Par ailleurs, que ce soit pour les raies spectrales du fer ou de celles du manganèse, aucun des niveaux des transitions considérées n'est en résonance avec un niveau fondamental. Il est donc tout à fait justifié de négliger l'influence de l'élargissement de résonance sur la largeur des raies d'émission. Nous n'avons pas non plus pris en compte l'influence de l'effet van der Waals, qui induit un élargissement dans les limites des erreurs de mesures.

Nous avons établi, conformément à l'analyse présentée dans le chapitre 5.6.2 de la version polonaise de ce manuscrit, que l'influence de la réabsorption du rayonnement est négligeable et que les raies spectrales choisies du fer atomique ne sont pas autoabsorbées. Dans le cas des raies atomiques du manganèse, dont le teneur dans les électrodes est d'environ 1% (cf tableaux 3.1 et 3.2), cette hypothèse est également tout à fait justifiée.

L'absence d'inversion d'Abel exclut l'obtention de la distribution radiale complète des paramètres Stark, en particulier dans la région où la température passe par son maximum et où les très faibles raies d'émission de FeI et MnI sont considérablement élargies. Conformément à l'analyse présentée ci-dessus, les résultats obtenus pour la zone considérée du plasma (à des distances comprises entre 0.82 et 1.35 mm de l'axe de la colonne) doivent donner les valeurs des paramètres Stark des raies analysées avec une bonne précision.

Tab. 5.3: Elargissements Stark $\Delta\lambda_S$ (FWHM) et Déplacements Stark d_S de raies de MnI déterminés pour $N_e = 1.69 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ et $T_e = 9325 \text{ K}$. Les incertitudes sur les température et densité électroniques ne dépassent pas 15% et 20%, respectivement.

λ [nm]	Transition	Multiplet	$J_j - J_k$	$E_j - E_k$ [eV]	$\Delta\lambda_S$ [10^{-2}nm]	d_S [10^{-2}nm]
446.47	$3d^6(^5D)4s - 3d^6(^5D)4p$	$a^4D - z^4D^o$	5/2 - 5/2	2.920 - 5.696	3.22±0.36	0.75±0.12
447.01			3/2 - 3/2	2.941 - 5.714	2.91±0.32	
447.28			1/2 - 1/2	2.953 - 5.724	2.78±0.31	
449.01			1/2 - 3/2	2.953 - 5.714	2.74±0.31	
449.89			3/2 - 5/2	2.941 - 5.696	2.86±0.31	
450.22	5/2 - 7/2	2.920 - 5.673	3.12±0.35			
475.40	$3d^5(^6S)4s4p(^3P^o) - 3d^54s(^7S)5s$	$z^8P^o - e^8S$	5/2 - 7/2	2.282 - 4.889	11.1±1.1	4.08±0.62
478.34			7/2 - 7/2	2.298 - 4.889	11.5±1.3	4.38±0.66
482.35			9/2 - 7/2	2.319 - 4.889	12.6±1.4	4.42±0.67
476.15	$3d^6(^5D)4s - 3d^6(^5D)4p$	$a^4D - z^4F^o$	1/2 - 3/2	2.953 - 5.556	2.59±0.29	0.48±0.07
476.24			7/2 - 9/2	2.888 - 5.491	4.25±0.47	0.58±0.09
476.59			3/2 - 5/2	2.941 - 5.542	2.80±0.31	0.50±0.08
476.64			5/2 - 7/2	2.888 - 5.520	3.51±0.39	0.56±0.09
542.04	$3d^6(^5D)4s - 3d^5(^6S)4s4p(^1P^o)$	$a^6D - v^6P^o$	7/2 - 5/2	2.143 - 4.429	3.57±0.41	0.56±0.11
551.68			3/2 - 3/2	2.178 - 4.425	2.79±0.31	

Tab. 5.4: Elargissements Stark $\Delta\lambda_S$ (FWHM) et Déplacements Stark d_S de raies de FeI déterminés pour $N_e = 1.69 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ et $T_e = 9325 \text{ K}$. Les incertitudes sur les température et densité électroniques ne dépassent pas 15% et 20%, respectivement.

λ [nm]	Transition	Multiplet	$J_j - J_k$	$E_j - E_k$ [eV]	$\Delta\lambda_S$ [10^{-2} nm]	d_S [10^{-2} nm]
446.66	$3d^7(a^4P)4s - 3d^6(a^3P)4s4p(^3P^o)$	$b^3P - x^3D^o$	2 - 3	2.832 - 5.607	2.73 ± 0.31	0.15 ± 0.03
478.68	$3d^7(a^2P)4s - 3d^6(a^3P)4s4p(^3P^o)$	$c^3P - x^3D^o$	2 - 3	3.017 - 5.607	1.19 ± 0.23	
478.88	$3d^7(a^2H)4s - 3d^6(^3H)4s4p(^3P^o)$	$b^3H - z^3H^o$	6 - 6	3.237 - 5.825	1.34 ± 0.19	
478.97	$3d^7(a^2D)4s -$	$a^1D - z^1D^o$	2 - 2	3.547 - 6.134	1.77 ± 0.20	0.48 ± 0.02
485.97	$3d^6(^5D)4s4p(^3P^o) - 3d^6(^5D)4s(^6D)5s$	$z^7F^o - e^7D$	2 - 1	2.876 - 5.426	7.55 ± 0.85	2.59 ± 0.39
501.49	$3d^6(^5D)4s4p(^3P^o) - 3d^6(^5D)4s(^4D)5s$	$z^3F^o - e^3D$	3 - 2	3.943 - 6.415	7.99 ± 0.89	2.57 ± 0.39
502.22			2 - 1	3.984 - 6.452	7.91 ± 0.88	2.53 ± 0.39
556.96	$3d^6(^5D)4s4p(^3P^o) - 3d^6(^5D)4s(^6D)5s$	$z^5F^o - e^5D$	2 - 1	3.417 - 5.642	10.9 ± 1.2	3.22 ± 0.48
557.28			3 - 2	3.397 - 5.621	12.6 ± 1.4	3.59 ± 0.43
557.61			1 - 0	3.430 - 5.653	10.8 ± 1.2	3.04 ± 0.46

Un exemple de résultats, obtenus pour la raie à 485.97 nm de FeI à la distance 4.5 mm de la cathode pour un fonctionnement de l'arc de soudage sous argon pur dans les conditions données au chapitre 5.4.1, page 69, sont présentés figure 5.30. Les répartitions radiales de l'intensité de la raie étudiée, de la température et de la densité électroniques pour cette même section, sont représentées figure 5.31 : on peut y vérifier la validité des hypothèses précédemment exposées.

Nous avons déterminé les incertitudes statistiques sur les valeurs obtenues, comme l'écart-type de la moyenne pondérée, augmentée des erreurs systématiques résultants du traitement numérique des données expérimentales et de la répétabilité du procédé (cf chapitre 5.4.1). Par ailleurs, nous avons déterminé les déplacements Stark en supposant que, loin de l'axe de la colonne de plasma, les raies d'émission n'étaient pas déplacées. L'erreur systématique introduite par cette hypothèse ne dépasse pas 5%.

Les incertitudes statistiques sur la détermination de la température électronique et de la concentration d'électrons libres, sont faibles, de l'ordre de 4.5% à 3.5%. Il faut les augmenter en tenant compte des erreurs systématiques, et il semble raisonnable d'estimer que ces erreurs sont comparables à celles déduites du diagnostic du plasma aux points considérés (c'est à dire pour $0.82 \text{ mm} \leq r \leq 1.35 \text{ mm}$) avant moyennage. Finalement, nous avons admis que ΔT_e ne dépassait pas 15% et ΔN_e était égale à 20%.

Les résultats de nos mesures sont présentés dans les tableaux 5.3 et 5.4. Il est impossible de comparer ces valeurs à celles obtenues par d'autres expérimentateurs, car, à notre connaissance, il n'existe aucune données expérimentales ou théoriques les concernant disponibles dans la littérature.

La raie d'émission à 542.4 nm de FeI, correspondant à la transition $3d^7(^4F)4d \rightarrow 3d^7(^4F)4p$, est dans le même multiplet ($e^5H \rightarrow z^5G$) que la raie de longueur d'onde 538.3 nm utilisée pour le diagnostic du plasma. En tenant compte de la régularité des paramètres Stark notamment au sein d'un même multiplet [19, 92, 93, 94], nous pouvons supposer que, pour ces deux raies, la relation entre les élargissements Stark et les paramètres du plasma est semblable. Ainsi, on doit pouvoir vérifier que l'élargissement Stark normalisé de la raie spectrale considérée est également une fonction puissance de la température (cf le cas de la raie à 538.3 nm de FeI, chapitre 5.3.1, page 67).

Tab. 5.5: Elargissements (FWHM) et Déplacements Stark de la raie 542.4 nm de FeI . Les incertitudes sur la température électronique ne dépassent pas 15% lorsque $T > 8000$ K, et tendent vers 35% lorsque $T < 8000$ K. Les incertitudes sur la densité électronique sont de l'ordre de 20%.

T [K]	N_e [$10^{23} m^{-3}$]	$\Delta\lambda_S$ [10^{-2} nm]	d_S [10^{-2} nm]
3481	1.23	5.02±1.88	-1.08±0.53
3489	1.27	5.46±1.71	-0.89±0.48
3547	1.25	5.40±1.84	-0.92±0.52
3666	1.29	6.22±1.62	-0.82±0.44
3688	1.26	5.78±1.63	-0.85±0.45
3828	1.31	6.41±1.65	-0.94±0.46
3834	1.28	6.25±1.61	-0.85±0.44
4155	1.28	7.23±1.71	-1.19±0.46
4249	1.29	7.54±1.65	-1.41±0.45
4297	1.31	8.17±1.68	-1.65±0.46
4496	1.31	9.09±1.78	-1.88±0.48
4867	1.30	9.91±1.81	-2.07±0.48
5116	1.30	11.0±1.9	-2.19±0.48
5770	1.27	12.4±2.1	-2.24±0.51
6412	1.25	14.3±2.2	-2.24±0.52

T [K]	N_e [$10^{23} m^{-3}$]	$\Delta\lambda_S$ [10^{-2} nm]	d_S [10^{-2} nm]
6802	1.24	16.1±2.4	-2.23±0.52
7358	1.22	18.2±2.5	-2.31±0.53
7826	1.21	19.9±2.6	-2.55±0.55
8483	1.19	22.2±2.9	-2.98±0.59
8528	1.67	29.2±2.2	-5.63±0.44
8601	1.69	29.9±2.2	-5.74±0.44
8725	1.69	30.6±2.2	-5.85±0.44
8875	1.69	31.3±2.2	-5.93±0.44
8983	1.19	24.7±3.1	-3.53±0.64
8983	1.70	32.0±2.3	-6.00±0.44
9088	1.71	32.8±2.3	-6.05±0.45
9224	1.70	33.5±2.4	-6.10±0.45
9338	1.67	34.9±2.6	-5.95±0.49
9340	1.69	34.1±2.5	-6.14±0.46
9343	1.66	34.6±2.6	-5.89±0.49

Tab. 5.6: Elargissements (FWHM) et Déplacements Stark de la raie 542.4 nm de FeI. Les incertitudes sur la température électronique ne dépassent pas 15% lorsque $T > 8000$ K, et tendent vers 35% lorsque $T < 8000$ K. Les incertitudes sur la densité électronique sont de l'ordre de 20% (suite du tableau 5.5).

T [K]	N_e [$10^{23} m^{-3}$]	$\Delta\lambda_S$ [$10^{-2}nm$]	d_S [$10^{-2}nm$]
9354	1.68	35.1±2.6	-6.01±0.49
9383	1.70	34.6±2.5	-6.16±0.46
9415	1.68	35.3±2.6	-6.05±0.49
9424	1.69	35.1±2.5	-6.16±0.47
9461	1.68	35.5±2.6	-6.08±0.48
9469	1.69	35.4±2.6	-6.14±0.47
9472	1.64	34.3±2.6	-5.83±0.49
9491	1.63	34.0±2.6	-5.76±0.49
9492	1.68	35.5±2.6	-6.11±0.48
9492	1.19	27.0±3.4	-4.07±0.68
9602	1.61	33.7±2.7	-5.67±0.50
9831	1.57	33.5±2.7	-5.56±0.50
9925	1.18	29.2±3.6	-4.54±0.71
10138	1.52	33.3±2.7	-5.42±0.50
10333	1.17	31.2±3.9	-4.90±0.74

T [K]	N_e [$10^{23} m^{-3}$]	$\Delta\lambda_S$ [$10^{-2}nm$]	d_S [$10^{-2}nm$]
10425	1.48	33.3±2.7	-5.26±0.51
10656	1.18	32.7±4.1	-5.11±0.77
10682	1.45	33.6±2.8	-5.09±0.52
10790	1.19	34.0±4.3	-5.27±0.79
10894	1.42	34.0±3.0	-4.95±0.53
10963	1.39	34.7±3.1	-4.87±0.55
11014	1.36	35.1±3.2	-4.82±0.56
11027	1.20	35.7±4.3	-5.43±0.79
11109	1.34	35.6±3.4	-4.81±0.59
11198	1.21	36.5±4.3	-5.55±0.78
11337	1.23	37.4±4.2	-5.54±0.75
11356	1.30	36.7±2.3	-5.54±0.47
11439	1.25	37.9±4.0	-5.40±0.71
11535	1.27	37.2±3.8	-4.96±0.65
11583	1.26	37.9±3.9	-5.17±0.67

Pour ce faire, les répartitions radiales d'élargissement et de déplacement Stark de cette raie ont été complètement étudiées, en utilisant la procédure complète (y compris l'inversion d'Abel) déjà décrite (cf chapitre 5.4.2). Comme précédemment, les paramètres Stark $\Delta\lambda_S$ et d_S de la raie sont déduits directement de la procédure d'ajustement par un profil de Voigt, le déplacement étant évalué par rapport aux raies émises dans les zones périphériques de la colonne de plasma. Mettant à profit les résultats du diagnostic de l'arc de soudage (cf chapitre 5.5), il est alors possible de corréler les valeurs obtenues pour $\Delta\lambda_S(r)$ et $d_S(r)$ à la température $T(r)$ et à la densité électronique $N_e(r)$ du milieu au point de mesure (cf tableaux 5.5 et 5.6), puis de déterminer la dépendance de l'élargissement Stark normalisé à $N_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ de la raie, à la température électronique (cf figure 5.32).

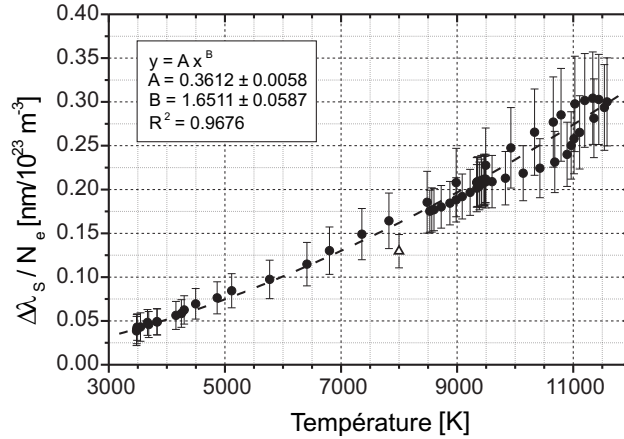


Fig. 5.32: Elargissement Stark normalisée de la raie FeI 542.4 nm en fonction de la température électronique. Le point Δ est la valeur obtenue à partir des travaux de Moity [73].

L'ajustement de ces dernières données à une fonction puissance conduit à l'équation suivante (cf ligne pointillée sur la figure 5.32) :

$$\Delta\lambda_S^{Fe} = 0.3612 \cdot \frac{N_e}{10^{23}} \cdot \left(\frac{T_e}{13000} \right)^{1.6551} \quad (5.11)$$

ou $\Delta\lambda_S^{Fe}$ est exprimé en nm, N_e en m^{-3} , la température T_e en Kelvin. Rappelons que l'exposant obtenu pour la raie FeI 538.3 nm était égal 1.6700 et que le coefficient de proportionnalité était de 0.2648 (cf équation 5.7).

Moity [73] a analysé l'évolution des élargissements Stark $\Delta\lambda_S$ des raies spectrales de FeI en fonction de la densité électronique N_e pour une température de 8000 K. Il a réalisé ses mesures en utilisant une décharge de type tube à choc dans un mélange de néon avec 5% de pentacarbonyl de fer $\text{Fe}(\text{CO})_5$ et 10% à 40% de xénon, selon la concentration d'électrons libres souhaitée. Considérant une dépendance de la forme :

$$\Delta\lambda_S = 7.51 \cdot 10^{-8} \cdot \lambda^2 \cdot C_4^{2/3} \cdot N_e \quad (cgs) \quad (5.12)$$

il a déterminé les constantes Stark C_4 pour vingt raies du fer atomique. En particulier, il a proposé, pour la raie 542.4 nm, $C_4=1.42 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^4\text{s}^{-1}$ avec une précision de 22%. En appliquant ces résultats à la température de 8000 K et à la densité électronique de 10^{23} m^{-3} , nous obtenons $\Delta\lambda_S = (13.0 \pm 1.9) \cdot 10^{-2} \text{ nm}$: cette valeur est en accord, dans la limite des incertitudes de mesure, avec les résultats présentés dans ce document (cf figure 5.32).

Dans la dernière compilation du NIST [62], sont également insérés les résultats de Fructos et al. (référence [2] pour la raie FeI (542.4 nm) dans la compilation citée [62]) : dans leurs conditions de mesure ($T = 6000 \text{ K}$, $N_e = 10^{22} \text{ m}^{-3}$), ils obtiennent $\Delta\lambda_s = 0.028 \text{ nm}$ (FWHM) et $d_s = -0.007 \text{ nm}$, soit :

$$\frac{\Delta\lambda_s}{N_e} = 0.28 \left[\frac{\text{nm}}{10^{23}\text{m}^{-3}} \right]$$

Cette valeur est considérablement différentes de celle que nous avons obtenu. Il faut d'ailleurs noter que l'analyse des résultats publiés par ces mêmes auteurs dans la même source, pour d'autres raies spectrales (538.3 nm, 541.5 nm, 541.1 nm), montre clairement une tendance semblable : les élargissements Stark normalisés qu'ils proposent, sont considérablement plus élevés que ceux obtenus par exemple par Lesage [64] à des températures supérieures. Il est très probable qu'il faille prendre en compte, dans leurs résultats, l'introduction d'une erreur systématique.

Conclusions

La décharge de type MIG n'était pas considérée jusqu'à présent comme une source de plasma qui pouvait être appliquée à la mesure des paramètres Stark de raies spectrales. Cela n'est guère étonnant, si l'on prend en compte l'état de (mé)connaissance actuelle concernant les phénomènes qui prennent naissance dans ce type de plasma, et plus particulièrement, l'absence de données expérimentales concernant aussi bien les répartitions de températures que de densité électroniques dans le milieu plasmagène. Ces deux paramètres dépendent fortement de la nature du gaz de protection et de composition chimique des électrodes utilisées.

En général, les recherches sur le spectre d'émission d'éléments métalliques, sont très difficiles en raison de la nécessité d'introduire les atomes à analyser au cœur de la zone de décharge. Cette difficulté explique en grande partie l'absence de données expérimentales disponibles dans la littérature. Et pourtant la connaissance des paramètres Stark des raies d'atomes et d'ions métalliques revêt une importance considérable, que ce soit pour le diagnostic des plasmas de laboratoire, mais surtout en astrophysique. Les résultats présentés dans ce document, permettent d'envisager les plasmas de soudage de type MIG-MAG, comme des sources de métrologie atomique particulièrement intéressantes. Une telle application dépasse largement le but original de ce type de procédé, qui est utilisé avec succès pour l'assemblage des métaux depuis plus de 50 ans. Mais la possibilité du choix de la composition chimique de l'électrode fusible, ouvre la voie à la possibilité de mesures des paramètres atomiques de plusieurs éléments chimiques, non analysés jusqu'à présent.

Chapitre 6

Analyse microstructurale de l'anode fusible

6.1 Introduction

Une des hypothèses avancées pour expliquer le changement de mode de transfert du métal dans l'arc MIG-MAG lors de l'ajout de dioxyde de carbone dans le gaz de protection, est liée à la modification de la distribution des lignes de courant dans la région d'accrochage du plasma sur l'anode (cf chapitre 1.4, page 19), la force électromagnétique résultante empêchant alors le détachement de la goutte. Les observations de l'arc en fonctionnement, réalisées chapitre 4, permettent effectivement de penser que les phénomènes responsables des caractéristiques de la décharge, se produisent effectivement dans la région anodique. Le changement de régime de fonctionnement de l'arc serait ainsi corrélé à la modification de la forme de l'extrémité du fil fusible et des dimensions des gouttes formées (cf chapitre 4, page 47).

Si le comportement du plasma doit influencer directement sur le procédé de soudage, il en est de même des transformations physico-chimiques dans l'électrode fusible. Il n'y a pas de possibilités de contrôle in-situ des phénomènes se produisant à la surface de l'anode et à l'intérieur des gouttes formées pendant le fonctionnement de l'arc, et l'analyse de la microstructure et de la composition chimique de l'anode ne peut être réalisée qu'après la fin de l'expérience.

Nous avons procédé à l'étude microstructurale de gouttes formées au bout du fil anode dans différentes conditions expérimentales de courant et d'atmosphère de travail. Pour le prélèvement de ces gouttes, nous avons dû optimiser et synchroniser différents paramètres expérimentaux.

En effet, l'extrémité de l'électrode supérieure ne s'arrête pas immédiatement après l'arrêt du moteur assurant l'avancement du fil, et l'anode a besoin d'un temps donné pour achever son mouvement. Aussi, pour que les deux électrodes n'entrent pas en contact à la fin de l'expérience, il est indispensable de régler l'intervalle de temps entre l'arrêt de l'entraînement de l'anode et celui de l'alimentation de l'arc (cf figure 6.1). Quant à la protection gazeuse, elle est stoppée en dernier pour éviter toute dégradation des électrodes sous l'effet d'une éventuelle arrivée d'air atmosphérique sur le métal encore en fusion.

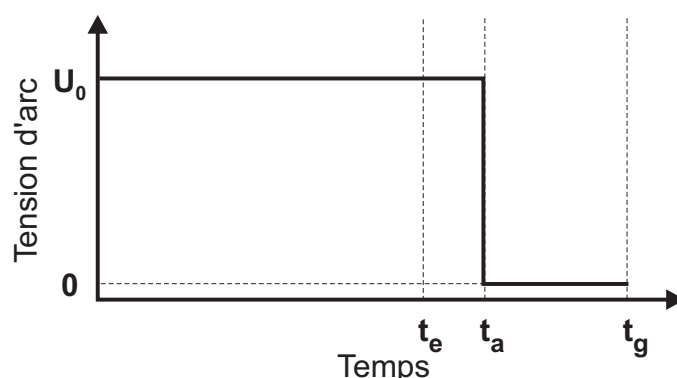


Fig. 6.1: Schéma de l'arrêt de l'alimentation de l'arc. Au temps t_e , le moteur assurant l'avancement du fil-anode est coupé. Après un temps $t_a - t_e$, l'alimentation de l'arc est débranchée et la tension diminue de U_0 à 0. Le flux de gaz cesse à l'instant t_g .

Le générateur SAFMIG permet de sélectionner les intervalles de temps adéquats et de synchroniser le système d'avancement de l'anode, de l'arc et le flux de gaz. Pour qu'à l'arrêt de l'expérience, les conditions sur l'électrode restent proches de celles en fonctionnement, il faut, conformément à la figure 6.1, successivement arrêter l'avancement de l'anode, puis l'alimentation de l'arc, et enfin couper le flux de gaz pour protéger l'extrémité encore incandescente de l'électrode de l'air atmosphérique en effectuant une trempe sous atmosphère protégée.

Des caractéristiques courant-tension typiques sont présentées figure 6.2 : Si la synchronisation des paramètres précédents est correcte, alors aussi bien le courant que la tension d'arc restent quasiment 'constants' jusqu'à l'arrêt de l'alimentation électrique (cf figure 6.2a) ; en pratique, cela imposait de fixer l'intervalle $t_a - t_e$ entre 0.06 et 0.1 s. Par contre, si l'avancement du fil-anode est stoppée trop tôt, l'allongement de l'arc induit une augmentation de la tension et un abaissement du courant d'arc juste avant la coupure électrique (cf figure 6.2b).

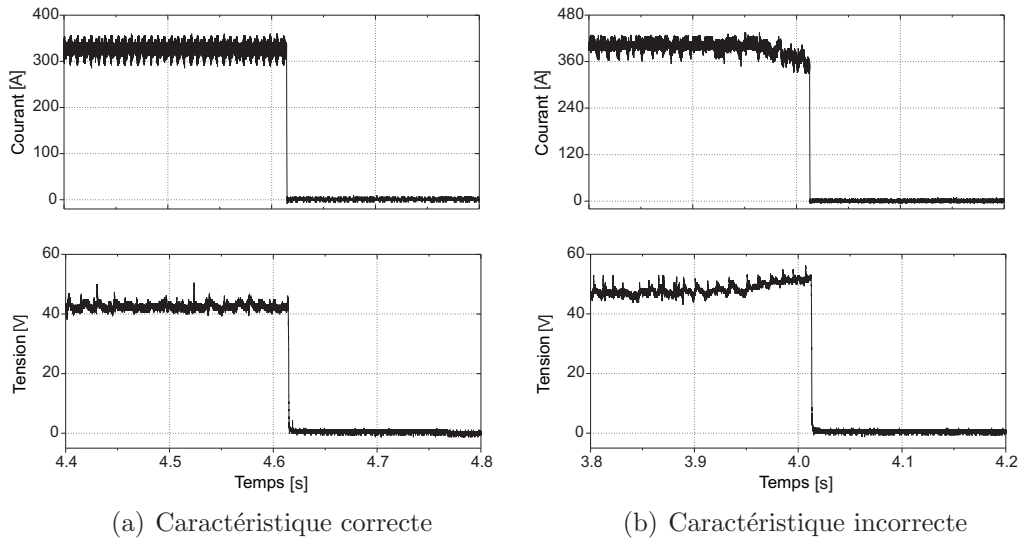


Fig. 6.2: Exemples de caractéristiques courant-tension en fin d'expérience.

La décharge MIG-MAG est un procédé dynamique dans lequel les gouttes formées au bout de l'anode sont transportées ensuite à la surface de la cathode. Quand on interrompt l'expérience, il est donc difficile de savoir à quel stade de grossissement de la goutte on se trouve. Pour cette raison, l'étude microstructurale permet de tirer un ensemble de tendances systématiques, sans chercher à comparer précisément les résultats de chaque expérience. L'analyse détaillée nécessiterait de réaliser une analyse statistique sur une très grande quantité de données expérimentales, quasiment impossible à acquérir en égard à l'étude microstructurale, qui est souvent longue et toujours coûteuse.

Par ailleurs, les études étant réalisées sur des échantillons trempés, la solidification et les éventuelles recristallisations du métal liquide peuvent induire une modification de la forme de l'extrémité de l'anode. C'est d'ailleurs certainement pourquoi, dans le cas du régime de pulvérisation axiale, nous n'avons pas toujours observé un effilement de l'électrode fusible (cf figures 6.9a et 6.9b).

6.2 Procédure de mesure

La composition complète initiale du fil-anode a déjà été donnée dans le tableau 3.2, page 38 : elle est rappelée pour ce qui concerne les éléments principaux dans le tableau 6.1.

Tab. 6.1: Principaux composants de l'électrode fusible (anode).

Elément	Fe	Mn	Si	C	Cu	Ni	O	Cr	S	Al	Ti
% at.	97.47	1.07	0.69	0.400	0.140	0.055	0.048	0.023	0.019	<0.002	0.001

Les échantillons analysés ont été obtenus après un fonctionnement sous différents mélanges des gaz de protection, en faisant varier les proportions d'argon et de dioxyde de carbone, et pour différents paramètres de décharge. Dans chaque cas, le débit total de gaz était fixé à environ 20 l/mn. Les compositions exactes des mélanges gazeux utilisés, les valeurs du courant d'arc et les vitesses fil V_f utilisées, ont été insérées dans les légendes des illustrations présentées (cf figures 6.3, 6.4, 6.6 - 6.15). Rappelons que, comme précédemment (cf chapitre 4), $I_{ArcOrigine}$ est le courant d'arc moyen au cours du procédé.

Dans chaque cas, l'extrémité du fil anodique a été coupée puis polie mécaniquement suivant une section le long de l'axe de l'électrode à l'aide d'une polisseuse MECAPOL P220S PRESI. Nous avons utilisé divers papiers abrasifs MECAPREX (granulométrie de p120 à p4000) lubrifiés à l'alcool éthylique, ainsi qu'un liquide abrasif. Les échantillons étaient par ailleurs nettoyés à la cuve à ultrasons.

L'observation et l'analyse de ces coupes polies, ont été réalisées à l'aide d'un microscope électronique à balayage (MEB) PHILIPS XL40 muni d'un analyseur EDX (Energy Dispersive X-Ray Spectroscopy). La visualisation est réalisée en mode „électrons rétrodiffusés”. Ce sont les électrons du faisceau incident qui sont renvoyés par collisions élastiques avec les noyaux atomiques. La caractéristique principale de ce type d'imagerie est que les régions qui contiennent les noyaux d'éléments chimiques de plus grand numéro atomique, diffusent un plus grand nombre d'électrons, et apparaissent sous un contraste plus clair.

L'analyse de la composition chimique de l'échantillon est réalisée par analyse (diode à semi conducteur Si(Li)) du rayonnement X caractéristique émis lors de la désexcitation des noyaux de l'échantillon. L'incertitude sur la teneur en cations métalliques est de 1%, celle sur la mesure en oxygène est de 5%. La mesure du carbone, élément proche de la limite de détection du dispo-

sitif, doit être prise avec précaution car entachée d'importantes incertitudes. Les figures présentées plus loin montrent un ensemble d'images et d'analyses chimiques pour différentes expériences. A chaque fois nous présentons en (a) l'image de la goutte pour l'expérience donnée, puis des zooms sur certaines zones (cf rectangles dans la photo (a)), ainsi que des tableaux d'analyses associés aux images (voir pointés sur les images 6.3, 6.4, 6.6 - 6.15). Les résultats obtenus sont donnés en % atomiques. Il faut noter que la présence du calcium (Ca) et du titane (Ti) dans quelques échantillons, est probablement due à un effet de pollution des surfaces pendant le polissage.

6.3 Résultats expérimentaux

6.3.1 Ségrégation des composants de l'anode

En mode rétrodiffusé, les différences de composition chimique par rapport au métal non traité se manifestent par des modifications de contraste. Dans la plupart des échantillons analysés, et cela, quelque soit l'atmosphère de travail, nous avons observé une ségrégation des éléments (autre que le fer) constitutifs du métal de l'électrode (cf figures 6.3, 6.4) dans des zones sombres aux formes plutôt courbes.

Ces précipités observés sont caractérisés par un accroissement de leur teneur en éléments minoritaires (Mn, Si, C, Al) par rapport à l'acier constitutif de l'électrode et par une forte proportion d'oxygène (supérieure à 60%_{atom}) qui indique que les éléments métalliques sont présents sous forme d'oxydes (par exemple : Al_2O_3 , $\text{MnO}\cdot\text{Al}_2\text{O}_3$, $\text{FeO}\cdot\text{Al}_2\text{O}_3$, SiO_2 , MnO). La présence du carbone permet d'envisager la formation de carbures de fer ou de tout autre type d'alliage (par exemple SiC). La corrélation observée entre l'augmentation des teneurs en silicium et en manganèse (cf figures 6.3a, 6.3c et 6.4) peut tenir à la création de silicates de manganèse. L'analyse des échantillons par EDX au microscope électronique à balayage, ne fournit pas cependant d'informations concernant les éventuels composés chimiques formés.

L'énergie libre de Gibbs, pour une réaction chimique, est une mesure de la réactivité d'un élément chimique donné. Elle est négative dans le cas des réactions d'oxydation, ce qui signifie qu'elles peuvent se produire spontanément. Le diagramme d'Ellingham présenté figure 6.5 montre la dépendance de ΔG en fonction de la température pour les réactions d'oxydation choisies. La position de la droite sur le diagramme indique la stabilité de l'oxyde formé en fonction de la température, pour la réaction d'oxydation indiquée. Il faut noter que, de haut en bas du diagramme, les métaux deviennent plus réactifs et leurs oxydes plus stables.

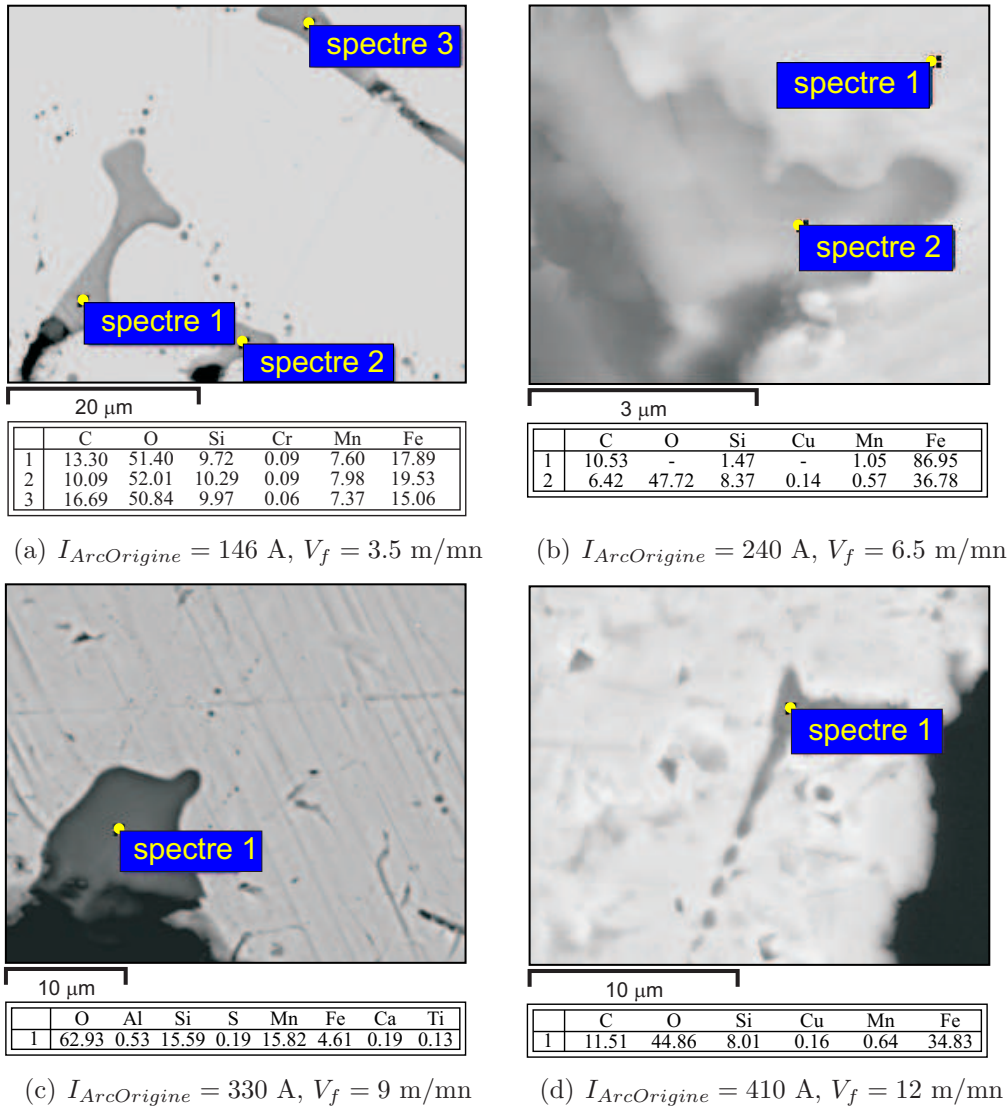
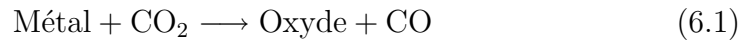


Fig. 6.3: Ségrégation des éléments dans l'électrode fusible. Fonctionnement sous argon pur. Les compositions chimiques des échantillons analysés sont données en % atomiques.

Un métal considéré peut réduire les oxydes de tous les autres métaux dont la droite d'Ellingham se situe au-dessus de la sienne (Cf. Figure 6.5). Dans notre problématique, les métaux ne sont pas présents initialement sous leur forme oxydée. Le principe d'oxydation tel qu'il est présenté précédemment ne peut donc pas se produire directement. Par contre, le gaz ambiant, que ce soit l'air ou le flux de CO_2 , va jouer un rôle capital. La figure 6.5 présente le diagramme d'Ellingham des couples C/CO_2 , C/CO et C/CO_2 . Au-delà de 980 K, le premier couple n'est plus stable, et les deux autres couples

délimitent une zone triangulaire de stabilité du CO étendue vers les hautes températures. En superposant ce diagramme d'équilibre à celui des couples métal/oxyde, on s'aperçoit que, d'un point de vue strictement thermodynamique, CO₂ va pouvoir oxyder de nombreux métaux présents dans le fil : comme l'aluminium, le manganèse, le silicium, puis enfin le fer. Cette réaction d'oxydo réduction est donnée par la réaction :



Des problèmes cinétiques peuvent cependant empêcher, ou modifier certaines réactions. Remarquons que ces métaux sont utilisés en métallothermie comme désoxydant pour le fer. Ces précipités rappellent d'ailleurs les scories formées lors de l'élaboration de l'acier.

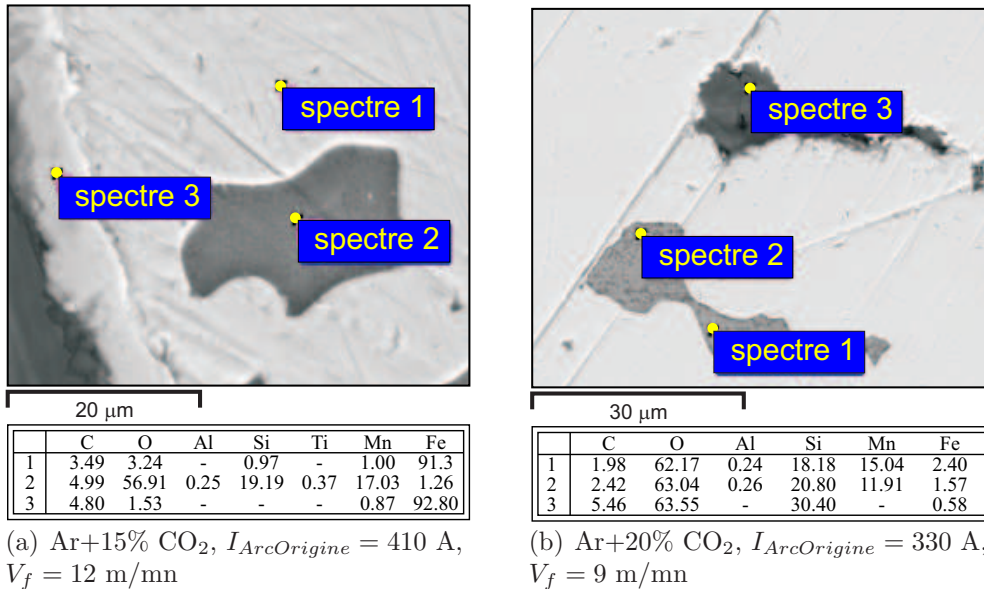


Fig. 6.4: Ségrégation des éléments dans l'électrode fusible. Fonctionnement sous mélanges argon - dioxyde de carbone. Les compositions chimiques des échantillons analysés sont données en % atomiques.

Pour conclure sur les inclusions observées, la thermodynamique fournit une explication très persuasive sur l'origine de ces oxydes, en tenant compte de l'interaction métal-gaz. Au fur et à mesure de l'avancée du fil, le fer étant fortement vaporisé, les éléments mineurs (Si, Al, Mn, ...) se trouvent concentrés dans la goutte. Les différences de propriétés physico-chimiques des composés chimiques formés, en particulier leur température de fusion, leur tension de surface, leur masse volumique, peuvent conduire à la ségrégation des éléments à l'extrémité de l'électrode liquide et durant la phase de solidification de l'alliage. On peut voir ici une similitude avec le laitier dans les

procédés d'élaboration du fer. Ce laitier est séparé du métal liquide sur lequel il flotte. De la même façon ici, les précipités oxydés se trouvent plutôt en surface de la goutte. Notons que le chrome qui pourrait être oxydé, compte-tenu de son diagramme d'Ellingham, a plutôt été observé à l'état vaporisé.

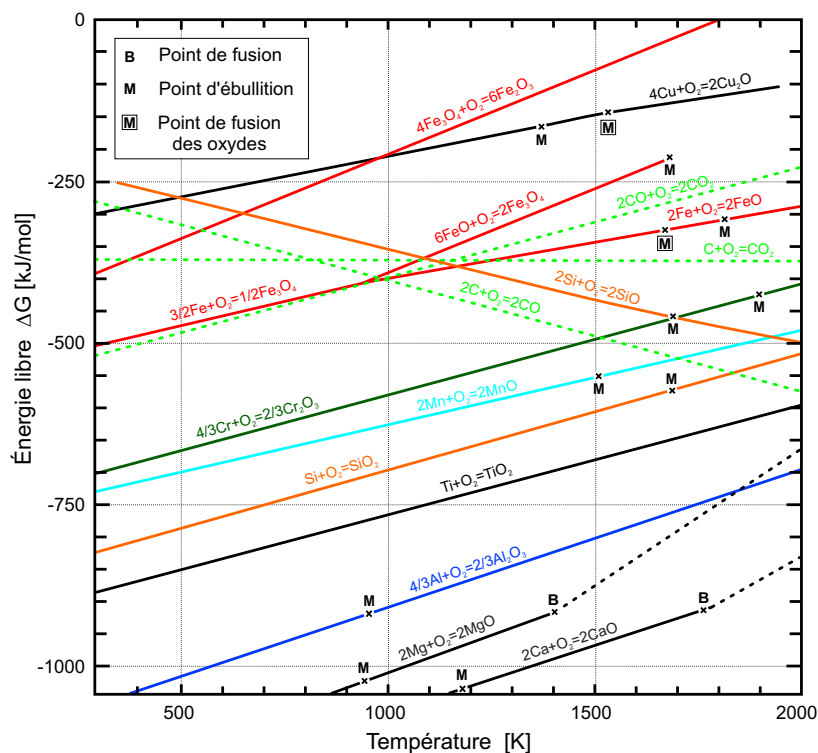


Fig. 6.5: Diagramme Ellingham simplifié. L'énergie libre de Gibbs pour une réaction chimique est une mesure de la réactivité d'un élément chimique donné. Les valeurs ΔG négatives signifient que les réactions peuvent se produire spontanément.

6.3.2 Génération des oxydes sur la surface de l'anode

Les résultats de la visualisation de la forme d'arc pour différents mélanges de gaz et pour différents paramètres de fonctionnement, présentés dans le chapitre 4, n'ont pas permis de déterminer les causes de la modification de la forme d'arc et du mode de transfert du métal dans le plasma MIG-MAG. Non seulement le carbone mais aussi l'oxygène diffusent à l'intérieur du métal fondu en modifiant sa composition et ses propriétés physiques (par exemple la tension superficielle du métal liquide). Les analyses effectuées en microscopie ont montré que les phénomènes observés peuvent être liés aux modifications physicochimiques de la surface de l'anode, qui vont déterminer la forme de l'accrochage de l'arc sur l'électrode.

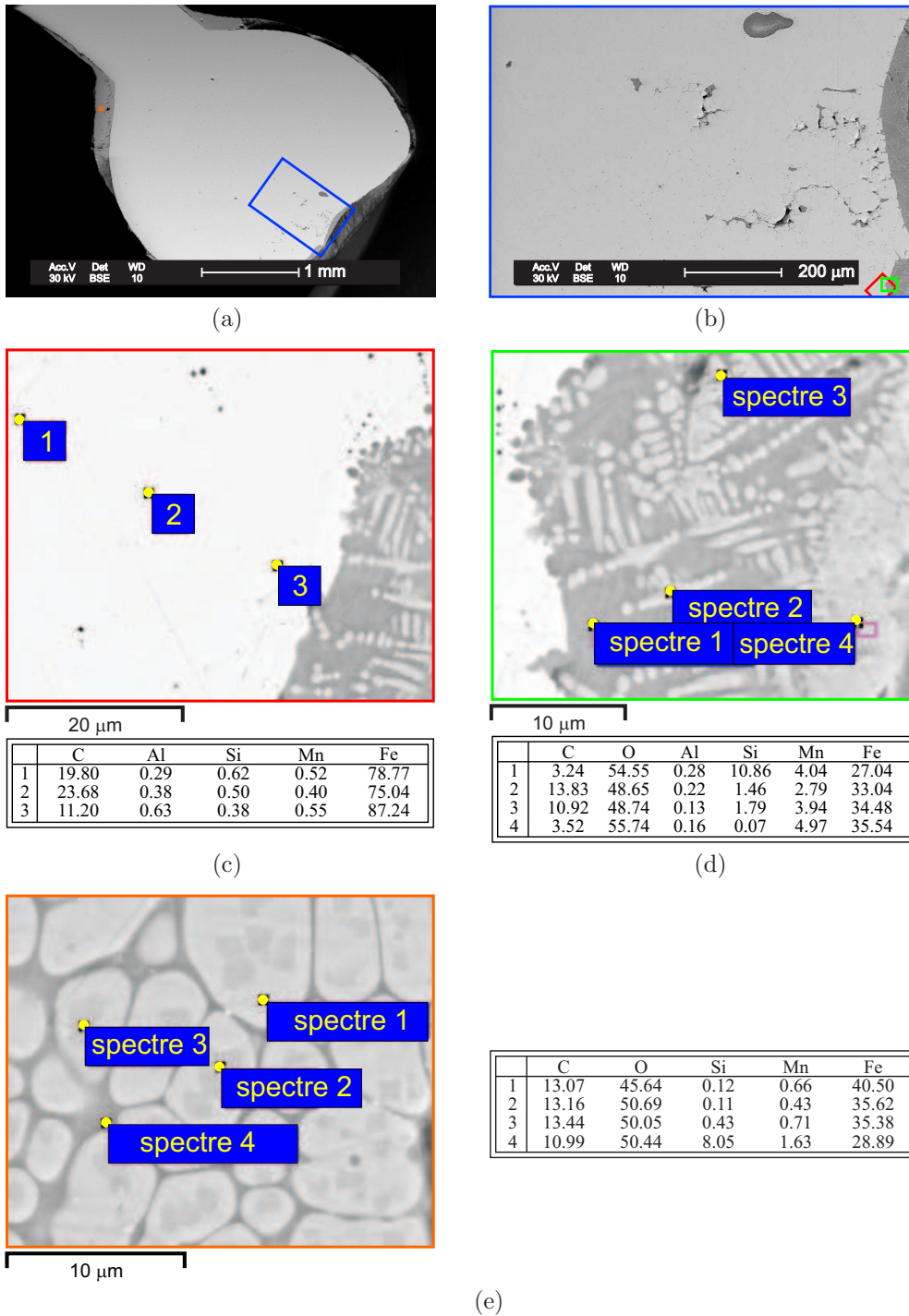


Fig. 6.6: Extrémité du fil-électrode. Fonctionnement sous argon pur, en régime de courts-circuits. Paramètres : $I_{ArcOrigine} = 146$ A, $V_f = 3.5$ m/mn. Les compositions chimiques des échantillons analysés sont données en % atomiques.

Dans le cas de décharge sous argon pur et pour des intensités de courant faibles (correspondant au régime de courts-circuits), une grande goutte à base concave est formée au bout de l'électrode (cf figure 6.6a). Sa structure présente clairement de la porosité (cf figure 6.6b). La goutte est entourée d'une couche d'épaisseur atteignant par endroit $60\ \mu\text{m}$, très riche en oxygène et dans laquelle les proportions des éléments constitutifs du métal sont modifiées par rapport à la composition chimique initiale.

A la base de la goutte, cette couche d'oxyde a une structure dendritique (cf figure 6.6d). L'observation de telles dendrites, dans lesquelles les teneurs en oxygène et en réducteurs sont accrues, est une manifestation de la ségrégation des éléments mineurs constitutifs du métal au cours de la solidification. Les noyaux (les parties centrales) des dendrites contiennent les éléments de températures de fusion élevées, qui se forment dès les premiers instants du processus de solidification [8].

Dans la partie haute de la goutte, la ségrégation des éléments mineurs possède une autre forme : on observe des structures ovales claires, riches en oxygène, en fer et en carbone (point 1 sur la figure 6.6e), dans une matrice riche en oxydes de silicium. Les régions plus sombres, observées à l'intérieur, sont caractérisées par la présence plus réduite de fer et une quantité d'oxygène encore accrue.

L'augmentation du courant d'arc jusqu'à environ 240 A permet de modifier le mode de transfert du métal, en passant dans un régime mixte, intermédiaire entre le mode globulaire et le mode de pulvérisation axiale. La couche d'oxydes (d'épaisseur $10\ \mu\text{m}$) est présente alors au voisinage de la base de la goutte (cf figure 6.7a), alors qu'à sa périphérie apparaît une couche riche en carbone (cf figure 6.7b et c). On peut remarquer aussi que le carbone diffuse assez profondément dans la goutte (au moins $100\ \mu\text{m}$ pour les analyses réalisées).

En fonctionnement sous mélange argon - $15.4\%_{vol}$ de dioxyde de carbone (cf figure 6.8), c'est le mode globulaire qui est obtenu pour la même intensité du courant d'arc. L'analyse de la composition chimique de la base de la goutte met en évidence une augmentation des teneurs en oxygène, carbone et silicium, alors que, dans la partie haute, s'étend une couche d'épaisseur supérieure à $10\ \mu\text{m}$, également enrichie en ces trois éléments (cf figures 6.8b et 6.8c).

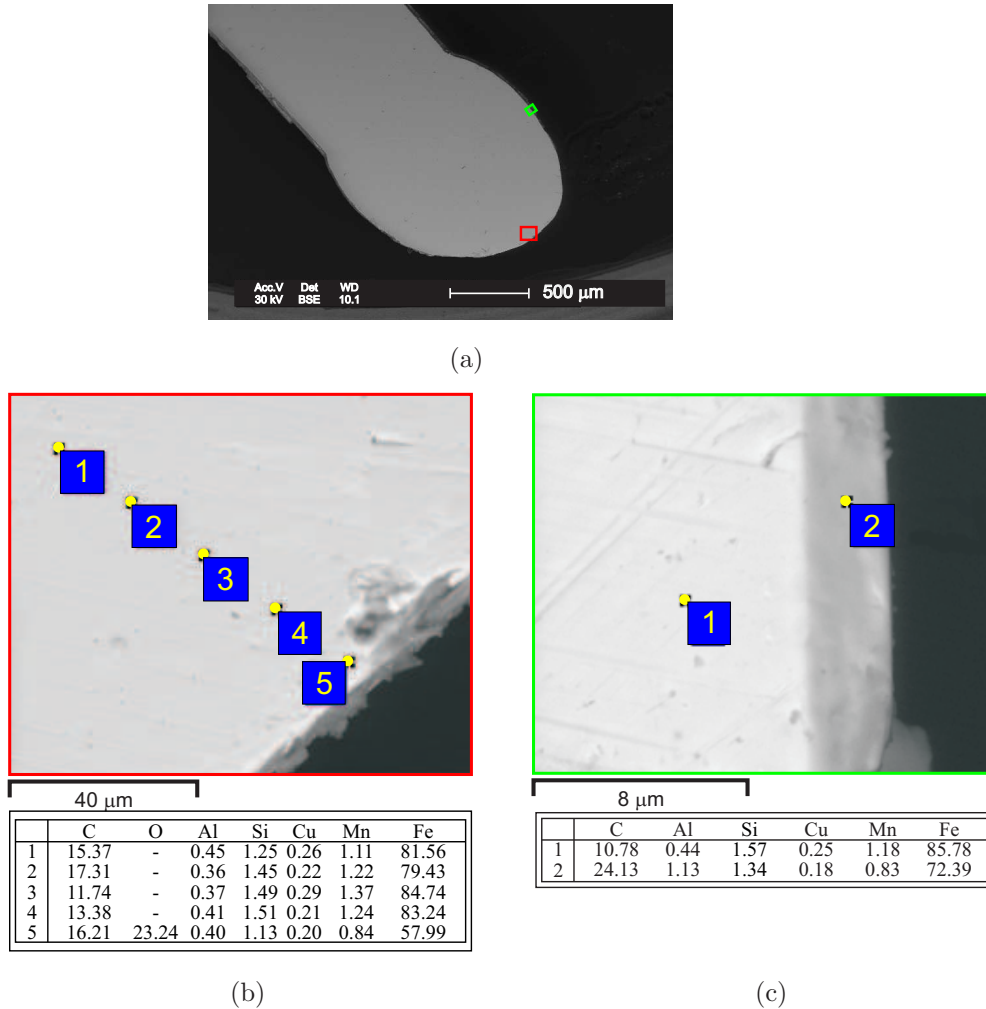


Fig. 6.7: Extrémité du fil-électrode. Fonctionnement sous argon pur, en régime mixte. Paramètres : $I_{ArcOrigine} = 240$ A, $V_f = 6.5$ m/mn. Les compositions chimiques des échantillons analysés sont données en % atomiques.

Sous atmosphère argon pur, le régime mixte est dépassé à 330 A où nous observons un régime de pulvérisation axial. D'après les études microstructurales, l'extrémité de l'électrode peut présenter deux formes possibles : soit en goutte (cf figure 6.9a et figures 6.9c et 6.9e), soit resserrée sans goutte (cf figure 6.9b et figures 6.9d et 6.9f). Dans la partie supérieure de la goutte, une couche, résultat de la condensation de vapeurs métalliques et d'oxydes sur la surface de l'électrode, est clairement visible (cf figure 6.9c). Une très fine couche riche en oxygène est observée sur la figure 6.9d. Par contre, l'analyse de la composition chimique de la base du fil-anode n'indique pas de présence d'oxydes (cf figures : 6.9e et 6.9f).

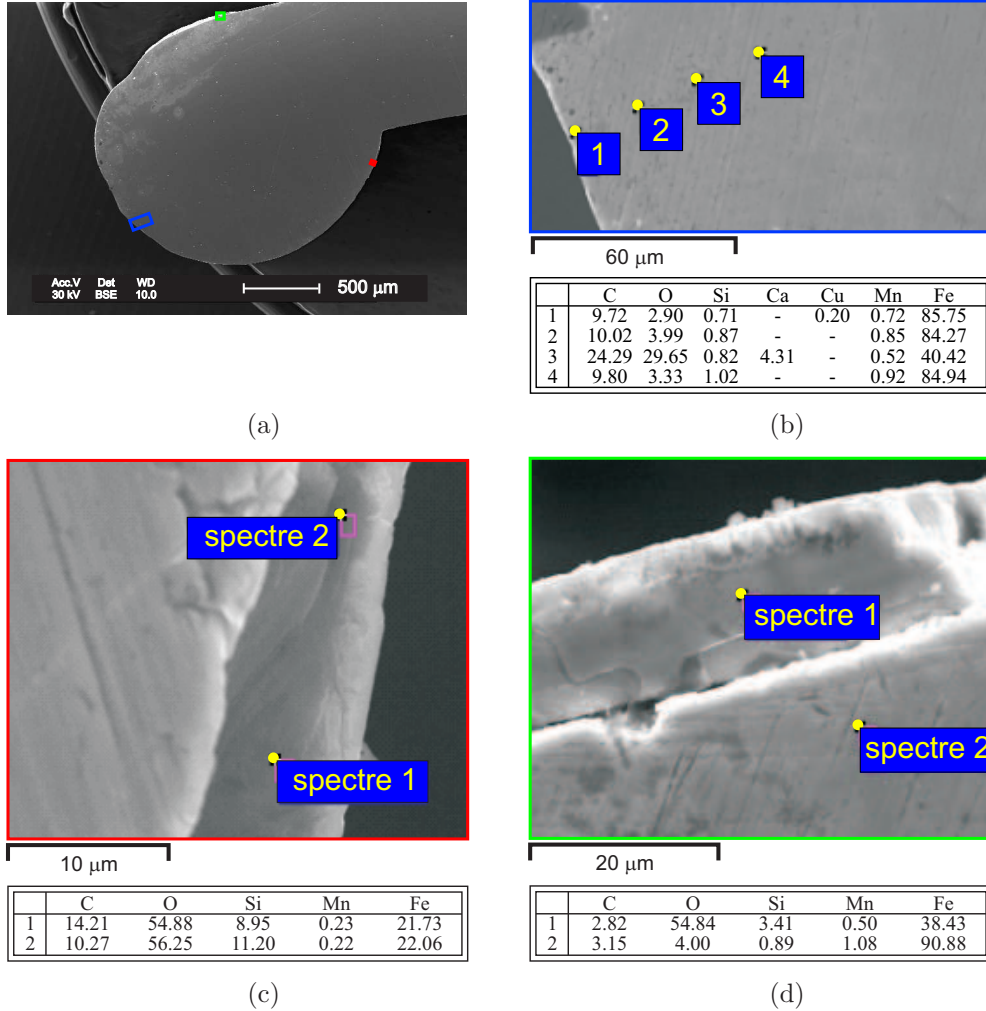


Fig. 6.8: Extrémité du fil-électrode. Fonctionnement sous mélange argon - 15.4%_{vol} de dioxyde de carbone, en régime globulaire. Paramètres : $I_{ArcOrigine} = 240$ A, $V_f = 6.5$ m/mn. Les compositions chimiques des échantillons analysés sont données en % atomiques.

A 330 A, après ajout de 5.4%_{vol} CO₂ au gaz de protection, l'arc travaille toujours en mode de pulvérisation axiale. L'oxygène est alors présent uniquement à proximité de la surface de la base de la goutte (point 1 sur la figure 6.10e) et dans de petites inclusions visibles sur la figure 6.10f. Par contre, on peut observer l'existence d'une couche d'oxydes d'environ 10 μm d'épaisseur dans la partie supérieure et sur les côtés de la goutte.

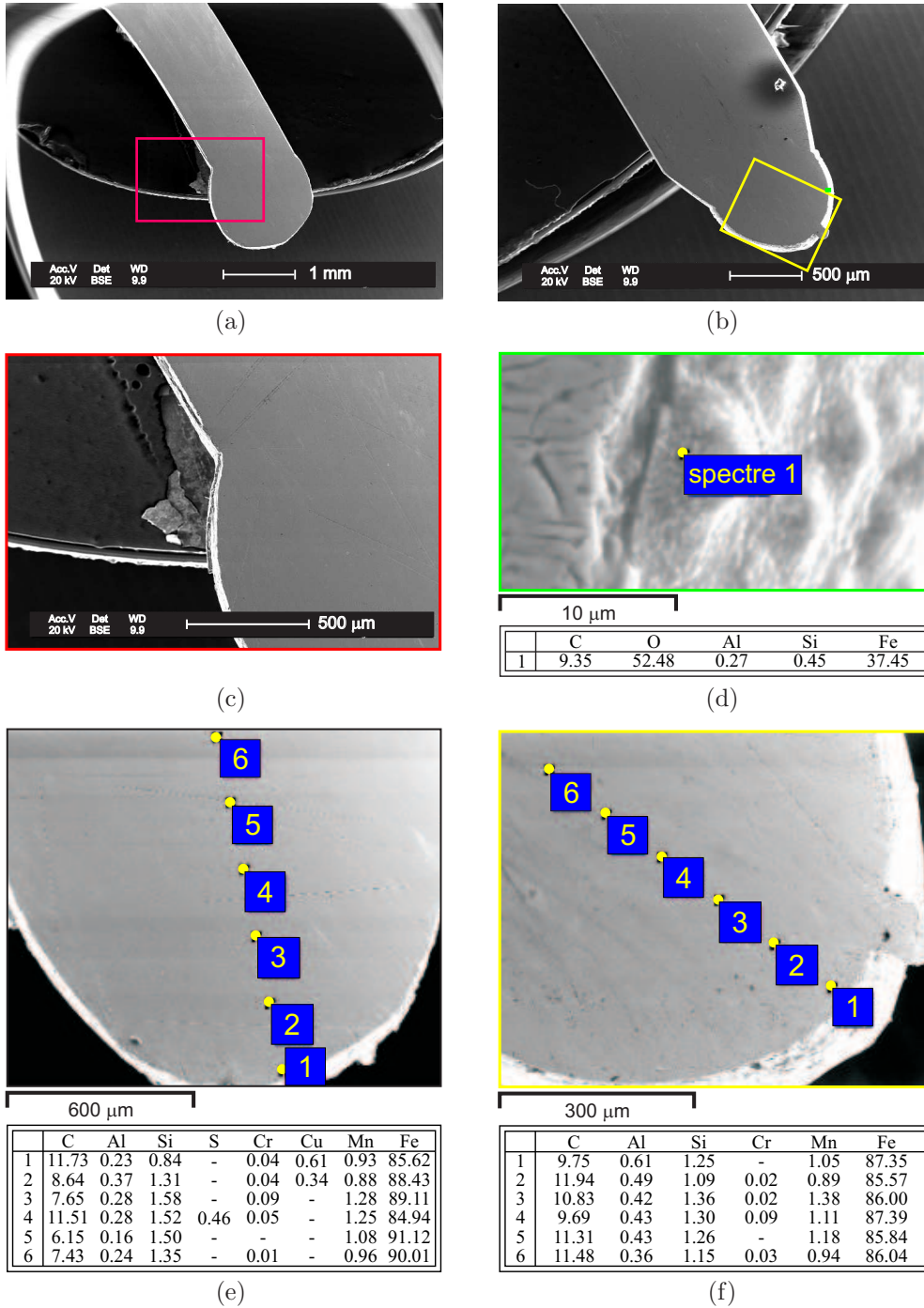


Fig. 6.9: Extrémité du fil-électrode. Fonctionnement sous argon pur, en régime de pulvérisation axiale. Paramètres : $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/mn. Les compositions chimiques des échantillons analysés sont données en % atomiques.

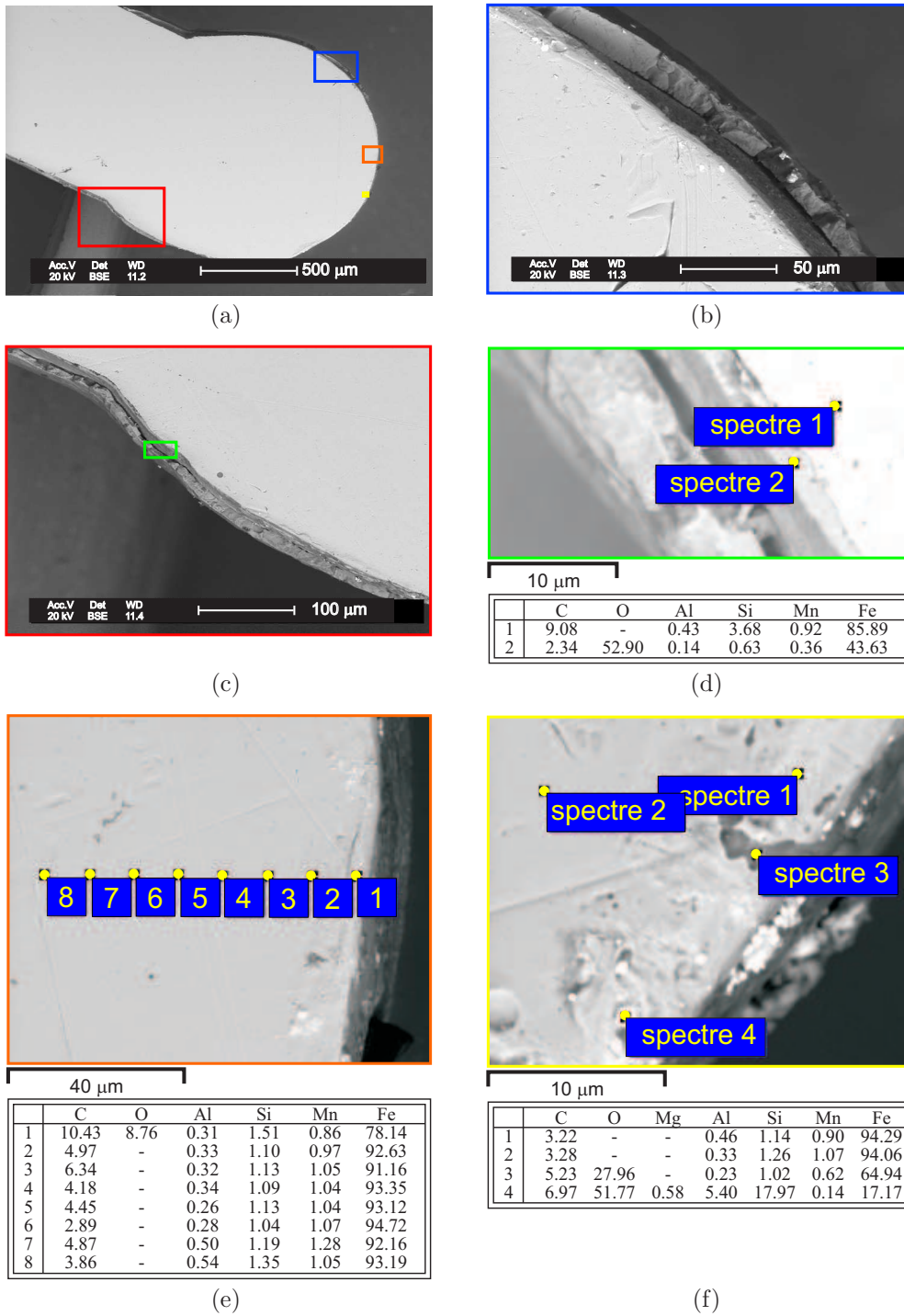


Fig. 6.10: Extrémité du fil-électrode. Fonctionnement sous mélange argon - 5.4%_{vol} de dioxyde de carbone, en régime de pulvérisation axiale. Paramètres : $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/mn. Les compositions chimiques des échantillons analysés sont données en % atomiques.

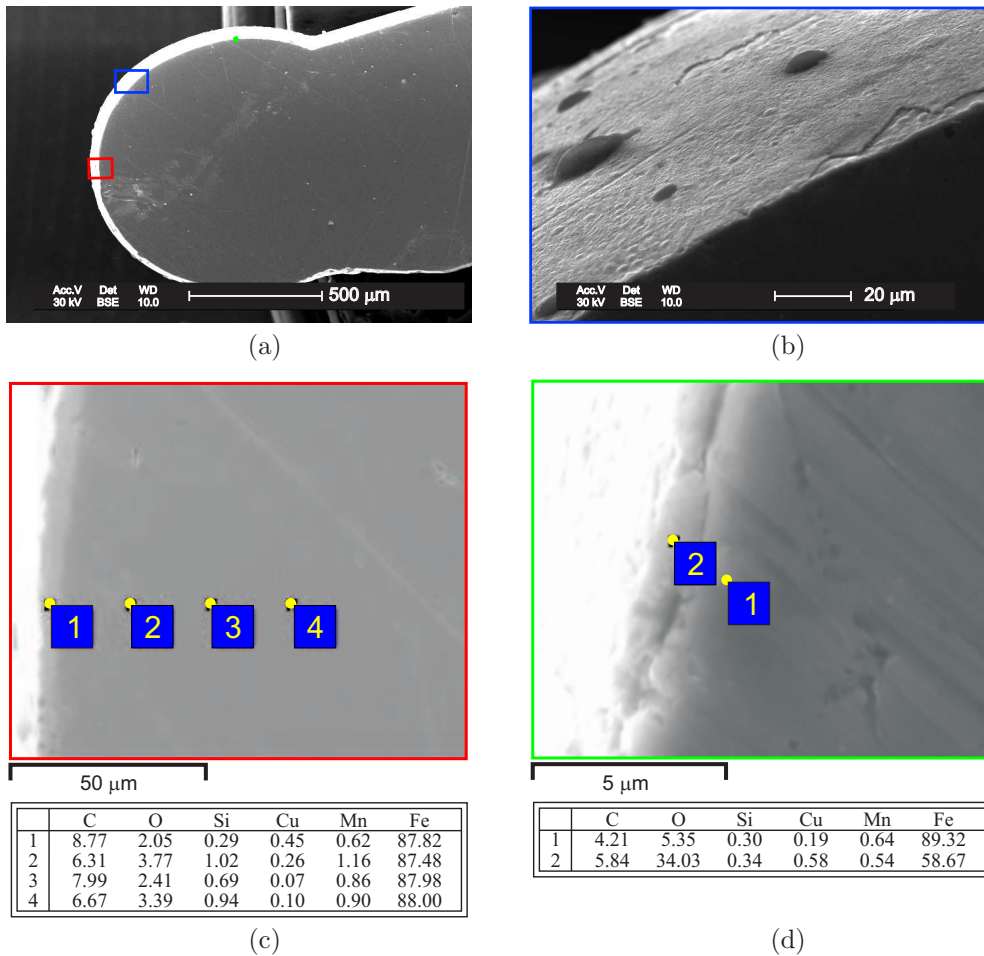


Fig. 6.11: Extrémité du fil-électrode. Fonctionnement sous mélange argon - 15.4%_{vol} de dioxyde de carbone, en régime globulaire. Paramètres : $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/mn. Les compositions chimiques des échantillons analysés sont données en % atomiques.

Toujours à 330 A, en fonctionnement sous mélange argon-15.4%_{vol} de dioxyde de carbone, l'arc passe en régime globulaire. Les proportions d'oxygène et de carbone augmentent dans la goutte (cf figure 6.11c) autour de laquelle se forme une fine couche d'oxydes (cf figures 6.11b et 6.11c).

Pour des teneurs plus importantes en dioxyde de carbone dans le mélange gazeux (20.2%_{vol} et 40.1%_{vol}), une couche d'oxydes riche en silicium, en manganèse, en aluminium et en carbone, se forme autour de l'ensemble de la goutte (cf figures 6.12 et 6.13). Les précipités d'oxydes et les porosités sont aussi plus nombreux. Simultanément, l'absence d'oxygène directement sous la surface de cette couche (cf figures 6.12e, 6.12f, 6.13c et 6.13e), contrairement au fil traité à 15.4%_{vol}, semble indiquer que la diffusion d'oxygène vers l'intérieur de la goutte est alors restreinte.

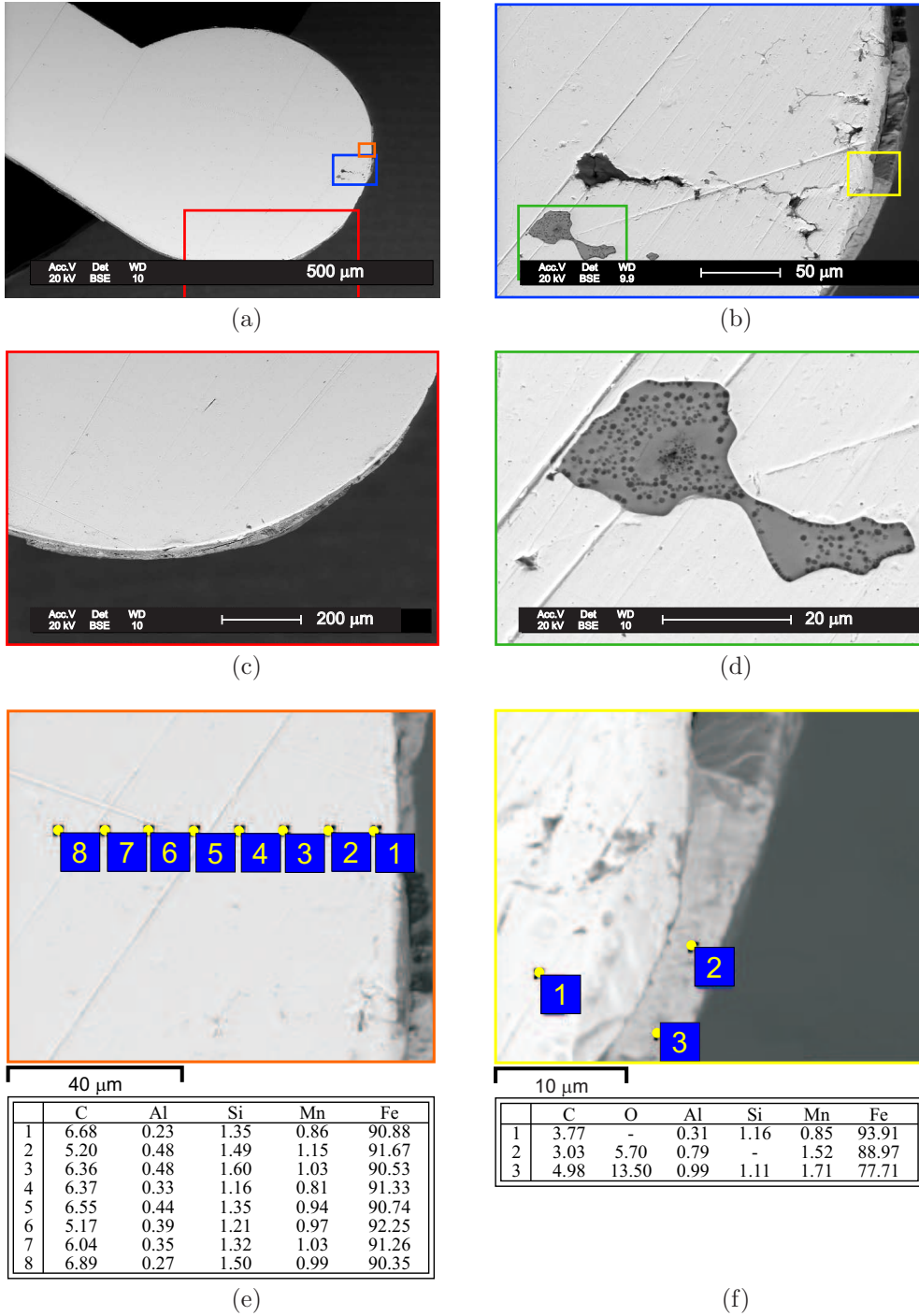
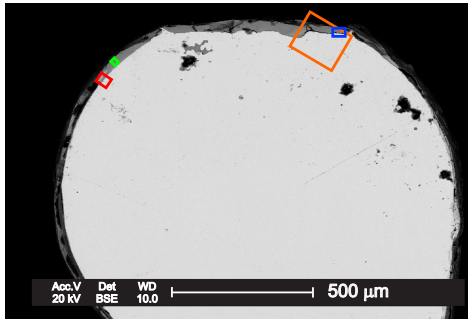
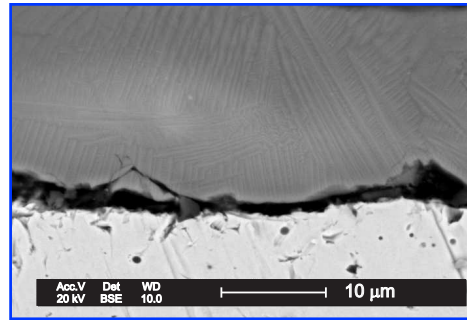


Fig. 6.12: Extrémité du fil-électrode. Fonctionnement sous mélange argon - 20.2%_{vol} de dioxyde de carbone, en régime globulaire. Paramètres : $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/mn. Les compositions chimiques des échantillons analysés sont données en % atomiques.



(a)

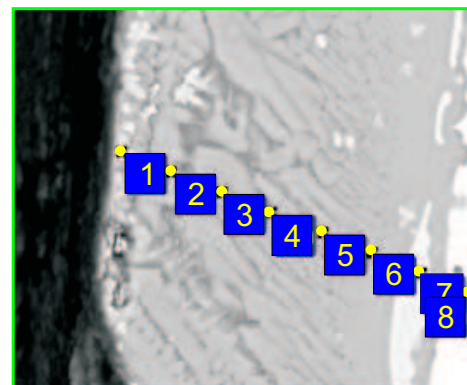


(b)



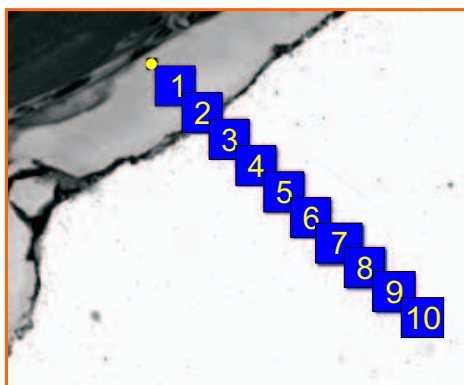
	C	O	Al	Si	Mn	Fe
1	6.77	-	0.37	0.65	0.70	91.51
2	3.39	55.93	0.08	13.59	13.49	13.53
3	4.24	50.28	-	-	7.42	38.06

(c)



	C	O	Al	Si	Ti	Cr	Mn	Fe
1	3.19	52.93	0.25	4.94	0.13	6.55	11.86	20.15
2	2.88	55.89	0.05	14.65	-	0.09	17.47	8.97
3	3.11	55.74	0.07	13.67	-	0.13	17.96	9.33
4	2.81	56.15	0.11	14.44	-	0.11	16.82	9.57
5	3.50	56.32	0.05	14.16	-	-	15.37	10.60
6	3.65	55.65	0.02	13.69	-	-	13.64	13.35
7	3.57	51.24	0.13	5.65	-	0.44	8.98	29.98
8	6.85	-	0.20	0.30	-	0.16	0.56	91.93

(d)



	C	O	Al	Si	Cu	Mn	Fe
1	5.24	57.61	0.02	15.47	-	15.36	6.30
2	3.84	61.21	0.01	15.61	-	13.51	5.81
3	36.82	36.41	0.08	15.60	-	5.72	5.38
4	5.78	-	0.33	0.32	0.31	0.29	92.96
5	8.41	-	0.24	0.33	-	0.39	90.63
6	12.90	-	0.20	0.29	-	0.31	86.31
7	8.75	-	0.28	0.43	-	0.28	90.26
8	10.24	-	0.16	0.25	-	0.30	89.04
9	8.41	-	0.48	0.15	-	0.18	90.78
10	7.21	-	0.24	0.17	-	0.20	92.17

(e)

Fig. 6.13: Extrémité du fil-électrode. Fonctionnement sous mélange argon - 40.1%_{vol} de dioxyde de carbone, en régime globulaire. Paramètres : $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/mn. Les compositions chimiques des échantillons analysés sont données en % atomiques.

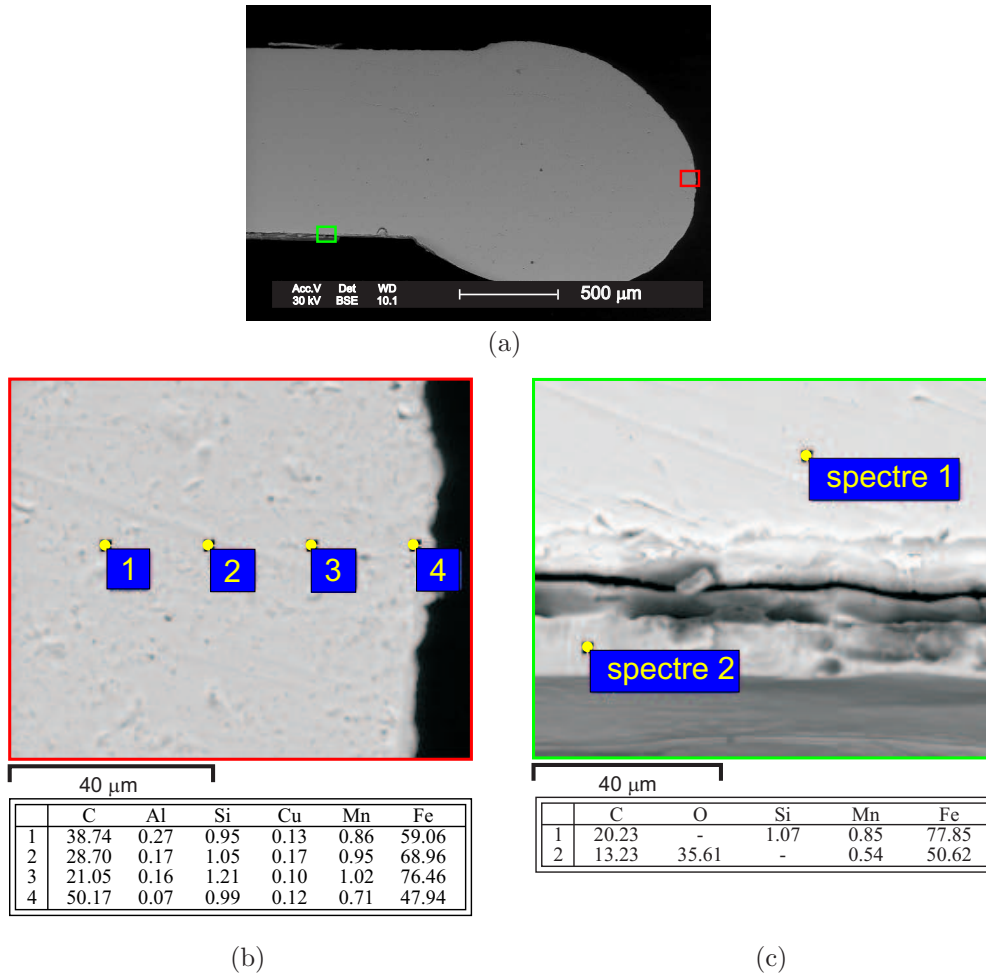


Fig. 6.14: Extrémité du fil-électrode. Fonctionnement sous argon pur, en régime de pulvérisation axiale. Paramètres : $I_{ArcOrigine} = 410$ A, $V_f = 12$ m/mn. Les compositions chimiques des échantillons analysés sont données en % atomiques.

En fonctionnement sous argon pur, lorsque le courant augmente jusqu'à environ 410 A, l'arc fonctionne en régime de pulvérisation axiale. On observe alors une fine couche contenant essentiellement du fer, de l'oxygène et du carbone uniquement au-dessus de la goutte, dans une zone non directement affectée par la fusion de l'électrode (cf figure 6.14c). Il s'agit donc probablement de condensation des oxydes sur la surface du fil. L'ajout de 15.4%_{vol} de dioxyde de carbone dans mélange gazeux, ne modifie pas le régime de fonctionnement de l'arc (pulvérisation axiale). Dans ce cas, il n'apparaît toujours pas de couche d'oxydes à la surface de la goutte, mais nous avons pu mettre en évidence la présence d'oxygène à l'intérieur même de la goutte (cf figure 6.15b), comme à 330 A.

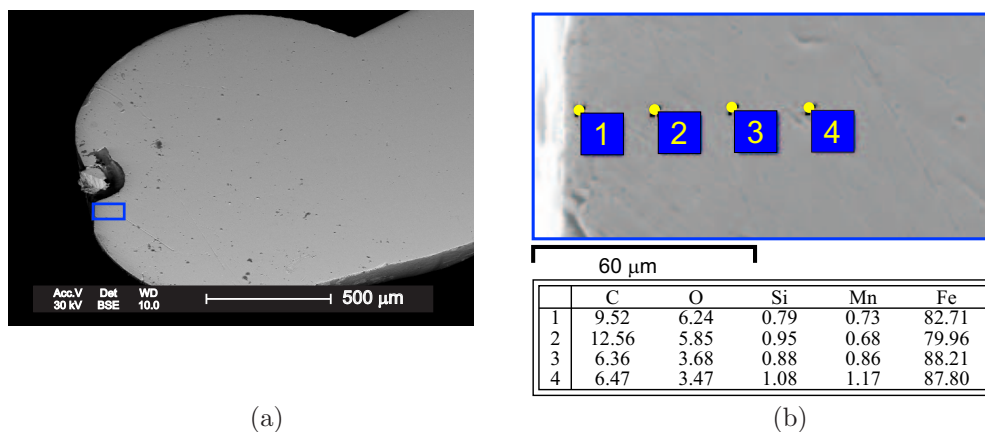


Fig. 6.15: Extrémité du fil-électrode. Fonctionnement sous mélange argon - 15.4%_{vol} de dioxyde de carbone, en régime de pulvérisation axiale. Paramètres : $I_{ArcOrigine} = 410$ A, $V_f = 12$ m/mn. Les compositions chimiques des échantillons analysés sont données en % atomiques.

6.4 Conclusions

Les différents résultats des analyses de l'extrémité du fil-anode sont regroupés dans les tableaux 6.2, 6.3 et 6.4 : la première colonne donne les conditions de fonctionnement ; dans la seconde sont énumérés les principaux éléments chimiques présents dans les précipités observées ; les deux dernières colonnes donnent, lorsqu'elle existe, l'épaisseur et la composition de la couche observée à la surface de la goutte. La nomenclature choisie pour les compositions (données en % atomique) est la suivante : les éléments sont donnés par ordre d'abondance : éléments majeurs puis, entre parenthèses, éléments à faible teneur (< 10% atomique).

La couche d'oxyde qui entoure la goutte formée à l'extrémité de l'électrode, est une caractéristique des régimes court-circuit et globulaire. Sous atmosphère d'argon pur et jusqu'à environ 15.4%_{vol} de CO₂, l'augmentation du courant permet le passage en régime de pulvérisation axiale avec diminution graduelle de l'épaisseur de la couche oxydée jusqu'à sa disparition complète à la base de la goutte (cf tableaux : 6.2 et 6.3). Au contraire, une addition de dioxyde de carbone dans l'argon provoque une augmentation de l'épaisseur de la couche formée (cf tableau 6.4). Comme on l'a montré précédemment, la présence des précipités d'oxydes, par contre, n'est pas typique des régimes court-circuit ou globulaire, même si leur taux croît pour ces régimes.

Tab. 6.2: Comparaison des compositions chimiques des extrémités de l'électrode dans le cas d'un fonctionnement sous argon pur.

Courant régime	Inclusions	Epaisseur oxydée	Composition
146 A <i>court-circuits</i>	O, Fe, C (Si, Mn, Cr)	~60 μm autour de la goutte	O, Fe, C (Mn, Si, Al)
240 A <i>mixte</i>	O, Fe (Si, C, Mn, Cu)	~10 μm	O, Fe, C (Si, Mn, Al, Cu)
330 A <i>spray</i>	O, Mn, Si (Fe, Al)	-	-
410 A <i>spray</i>	O, Fe, C (Si, Mn, Cu)	-	-

Tab. 6.3: Comparaison des compositions chimiques des extrémités de l'électrode dans le cas d'un fonctionnement sous mélange argon - 15.4%*vol* de dioxyde de carbone.

Courant régime	Inclusions	Epaisseur oxydée	Composition
240 A <i>globulaire</i>	-	~15 μm	O, Fe, (Si, C, Mn) O, Fe, C, Si (Mn)
330 A <i>globulaire</i>	-	~3 μm autour de la goutte	Fe, O (C, Cu, Mn, Si)
410 A <i>spray</i>	O, Si, Mn (C, Fe, Al)	-	-

Tab. 6.4: Comparaison des compositions chimiques des extrémités de l'électrode dans le cas d'un fonctionnement sous différents mélanges argon - dioxyde de carbone, pour un courant d'arc de 330 A.

% <i>vol</i> CO ₂ régime	Inclusions	Epaisseur oxydée	Composition
Argon <i>spray</i>	O, Mn, Si (Fe, Al)	-	-
5% <i>obj</i> CO ₂ <i>spray</i>	Fe, O, (C, Si, Mn, Al) O, Si, Fe, (C, Al, Mn)	~10 μm	O, Fe (C, Si, Mn, Al)
15% <i>obj</i> CO ₂ <i>globulaire</i>	-	~3 μm autour de la goutte	Fe, O (C, Cu, Mn, Si)
20% <i>obj</i> CO ₂ <i>globulaire</i>	O, Si, (C, Fe) O, Si, Mn, (C, Fe, Al)	~10 μm autour de la goutte	Fe, O (C, Mn, Al, Si)
40% <i>obj</i> CO ₂ <i>globulaire</i>	-	~30 μm autour de la goutte	O, Si, Mn (Fe, C, Al)

Comme pour les précipités, il semble que l'interaction gaz (air ou CO_2) - surface anode soit à l'origine de la formation de la couche d'oxyde, par des procédés d'oxydo-réduction liés au CO_2 (cf diagramme d'Ellingham, figure 6.5). Les oxydes formés ont tendance à se concentrer en périphérie de goutte, de même que le laitier en sidérurgie, flotte sur le métal fondu. En régime court-circuit ou globulaire, la quantité d'oxyde est suffisante pour former une couche continue autour de la goutte. En régime intermédiaire, la couche est discontinue, notamment absente à la base de la goutte. L'augmentation de la température (par l'intermédiaire du courant), limite la formation de la couche continue, certainement par augmentation de la solubilité de l'oxygène dans le métal liquide, conformément aux résultats d'analyse pour le traitement à 330 et 410 A (15.4%_{vol} CO_2) (cf figures 6.11 et 6.15).

Les oxydes métalliques qui se forment dans le matériau de l'électrode (Si, Mn, Fe, Al) appartiennent au groupe des oxydes réfractaires [8] : ils vont former une couche protectrice à la surface du fil-anode, le protégeant d'une oxydation supplémentaire. Cet effet explique certainement l'absence d'oxygène au-dessous de la surface des couches formées lorsqu'elles sont relativement épaisses (cf figures 6.6, 6.12 et 6.13).

La modification de la composition chimique et de la microstructure d'électrode fusible cause sans aucun doute des problèmes de fonctionnement en régime de pulvérisation axiale dans l'arc MAG sous mélange avec une teneur élevée en dioxyde de carbone. La plupart des oxydes sont de bons isolants (par exemple l'alumine Al_2O_3 est utilisée comme l'isolant dans les bougies d'allumage ou comme base de circuit intégré). En conséquence de quoi, sous forte concentration de CO_2 dans le gaz de protection, la couche isolante et réfractaire qui se forme autour de la goutte, va compliquer son détachement et modifier le passage du courant.

Notamment, les modifications provoquées à la surface du métal forcent l'arc à augmenter sa région d'accrochage sur l'anode pour conserver un passage convenable du courant, modifiant par la même occasion la forme de la colonne de plasma comme on l'a décrit précédemment (cf figures 5.12 - page 77 et 5.20 - page 83).

Une augmentation suffisante du courant d'arc doit alors permettre de vaporiser tout ou partie de cette 'barrière' au bon fonctionnement du procédé, et favoriser le passage en mode de pulvérisation axiale. Ces observations pourraient également expliquer pourquoi, sous forte concentration en dioxyde de carbone dans le gaz de travail, il est extrêmement difficile d'obtenir un régime de fonctionnement stable, sans projections trop importantes, ni formation de grosses gouttes.

Quatrième partie

Conclusions

En conclusion de cette analyse des phénomènes liés au procédé de soudage MIG-MAG nous pouvons énumérer les principaux résultats suivants :

1. Nous avons effectué la visualisation de la colonne du plasma en fonction du pourcentage en dioxyde de carbone dans le gaz protecteur et pour différents paramètres de fonctionnement (cf chapitre 4 de ce manuscrit, ou chapitre 4.2 de sa version polonaise). Nous avons proposé une méthode d'observation originale, utilisant une caméra rapide et un filtre interférentiel, qui nous a permis de déterminer la zone du passage du courant dans l'arc hors de toutes observations spectroscopiques. Nous avons mis en évidence
 - les différences entre le régime globulaire observé sous protection d'argon pur et sous mélange riche en dioxyde de carbone ;
 - l'existence d'une corrélation entre la forme de la colonne de plasma et le régime de transfert du métal dans l'arc ;
 - une relation entre la forme 'en cône' caractéristique de la partie centrale de décharge en régime de pulvérisation axiale et la limite entre les zones d'émission préférentielles des éléments métalliques (au centre) et de l'argon (en périphérie).
2. Nous avons réalisé le diagnostic de l'arc de soudage MIG-MAG en appliquant une méthode indépendante de l'état d'équilibre thermodynamique dans le plasma (cf chapitres 5 et 5.5). Nous avons mis en évidence la distribution spécifique de la température électronique dans l'arc fonctionnant en régime de pulvérisation axiale. L'abaissement de la température observé au centre de la décharge par rapport à la zone périphérique du plasma, n'était pas prévu dans le modèle MHD. Cela nous a permis de constater qu'actuellement, aucun des modèles théoriques de l'arc de soudage MIG-MAG ne décrit de façon satisfaisante les conditions et le fonctionnement du procédé.
3. Lors de l'observation des raies ioniques du fer, nous avons remarqué que dans la zone extérieure de la décharge fonctionnant sous argon pur, existait une ionisation importante, très certainement due aux collisions entre les atomes d'argon dans un niveau métastable, et les atomes du fer. Cet effet, dit effet Penning, permet de supposer qu'il n'existe pas d'équilibre de Saha dans les plasmas de type MIG.
4. En exploitant la distribution caractéristique de la densité électronique et de la température électronique dans la colonne de plasma MIG, nous avons déterminé, pour la première fois, les paramètres Stark de 15 raies du MnI et de 10 raies du FeI (cf chapitre 5.6). Par ailleurs, en prenant en compte les régularités d'élargissement Stark pour les raies d'émission d'un même multiplet, nous avons pu déterminer la

dépendance en température de l'élargissement Stark normalisé de la raie 542.4 nm du fer atomique.

5. Nous avons réalisé une analyse microstructurale de l'extrémité du fil anode en fonctionnement sous différents mélanges d'argon et de dioxyde de carbone (cf chapitre 6) : nous avons ainsi pu montrer l'influence des couches isolantes d'oxydes réfractaires sur le type de transfert du métal dans l'arc.

L'ensemble de ces résultats constitue un apport essentiel à l'état de la connaissance sur les propriétés des plasmas MIG-MAG, et sur l'influence de la nature du gaz de protection sur le type de transfert du métal dans l'arc. La majorité de mesures réalisées, l'ont été pour la première fois. Ces résultats peuvent servir de base au développement des modèles d'arcs de ce type, mais également, en fournissant de nouvelles données sur les paramètres Stark des raies spectrales d'éléments métalliques, contribuer aux domaines de recherche en astrophysique.

Annexe A

Spectre d'émission du plasma MAG

Conditions expérimentales :

Argon + 2.3%_{vol} CO₂,

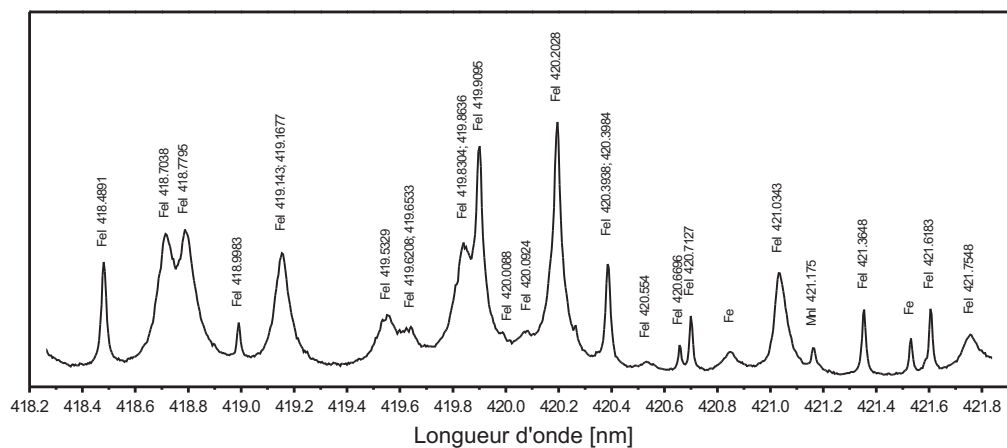
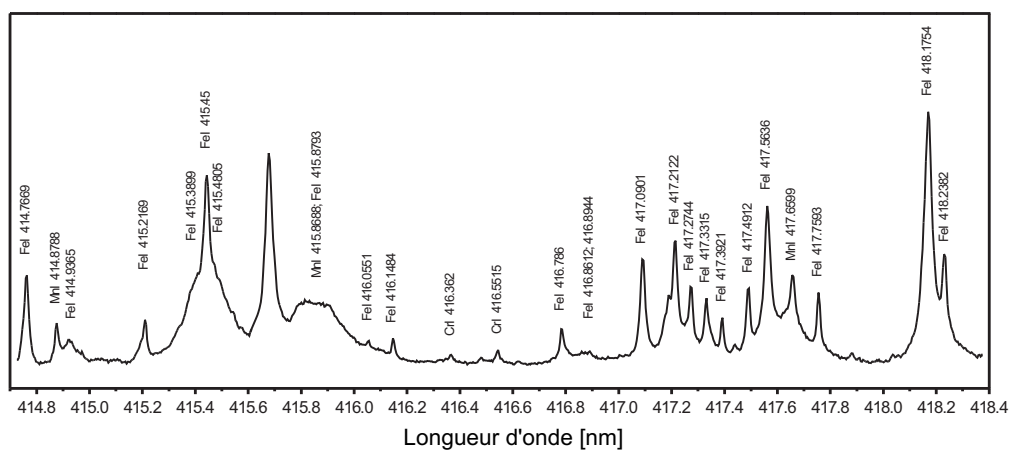
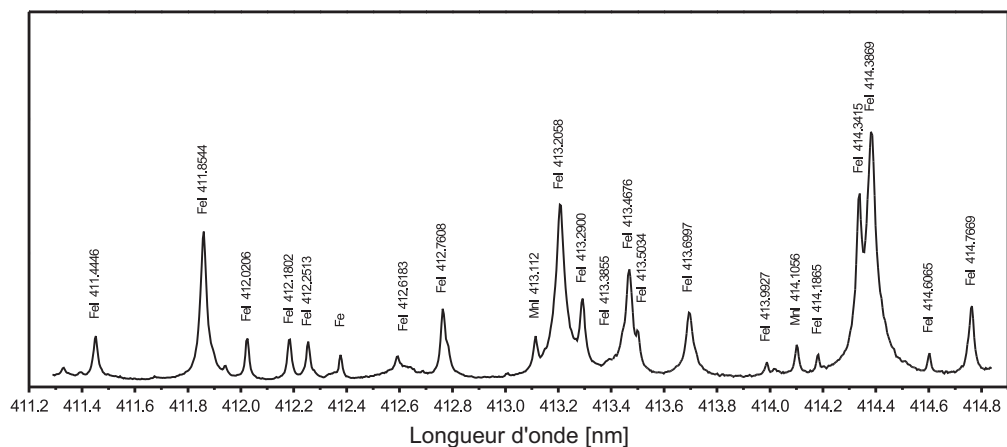
$V_{gaz} \approx 20$ l/min,

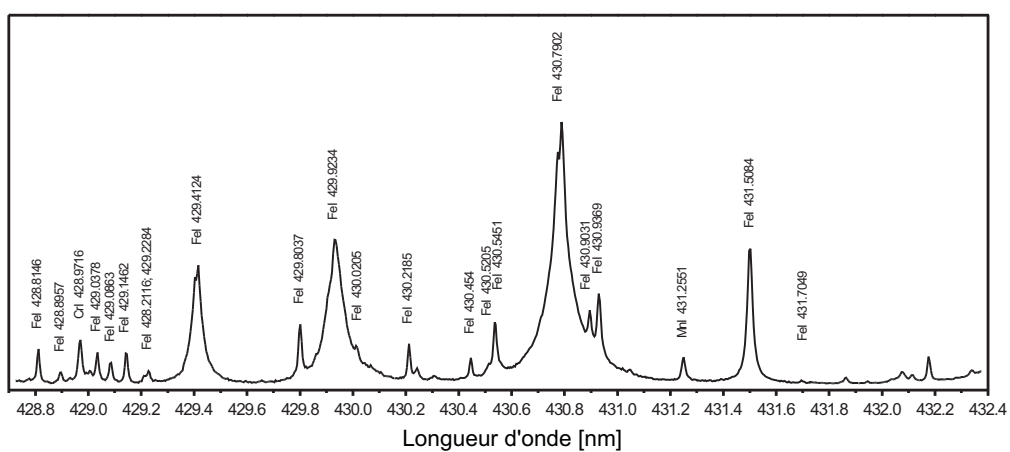
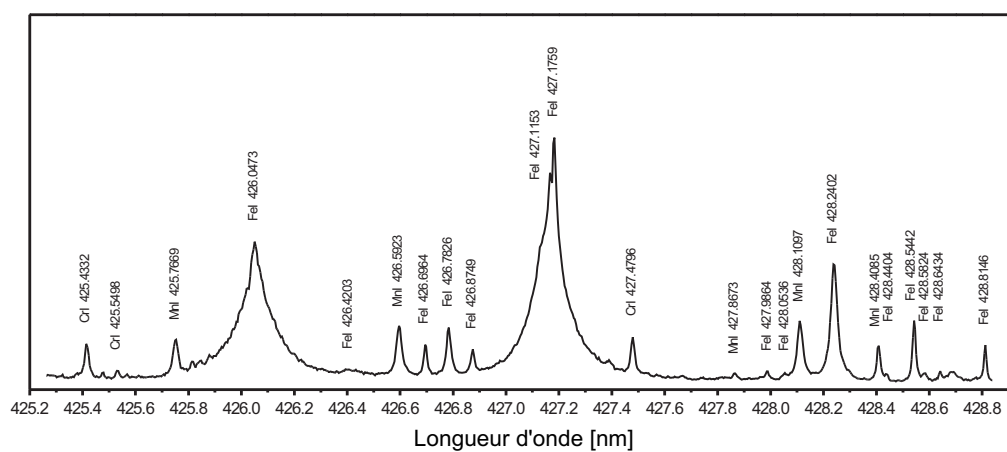
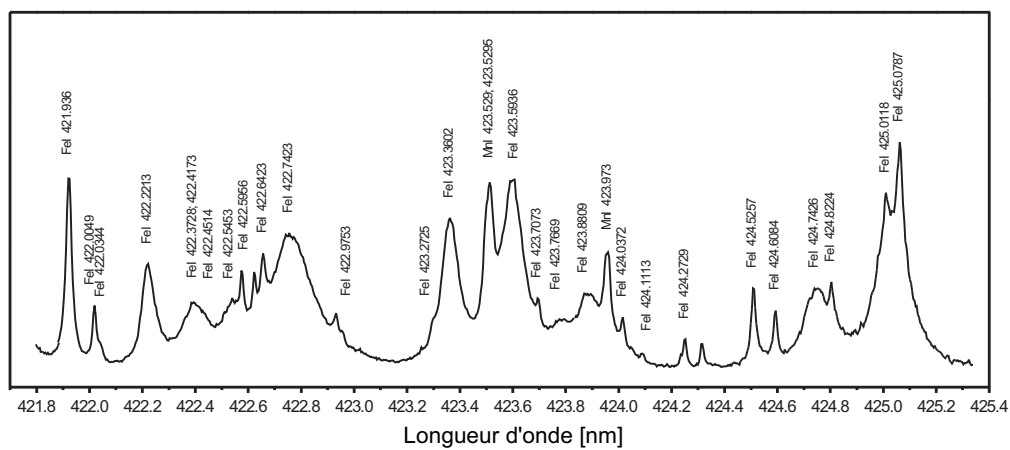
$I \approx 330$ A,

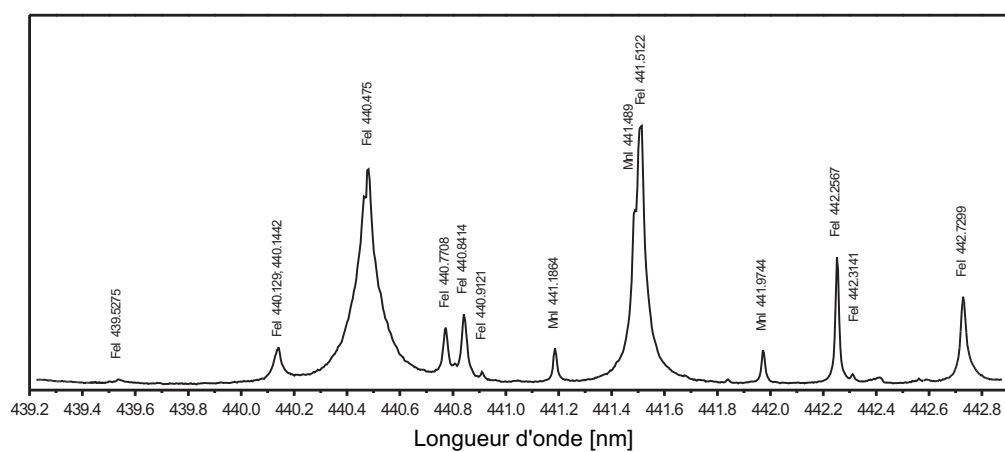
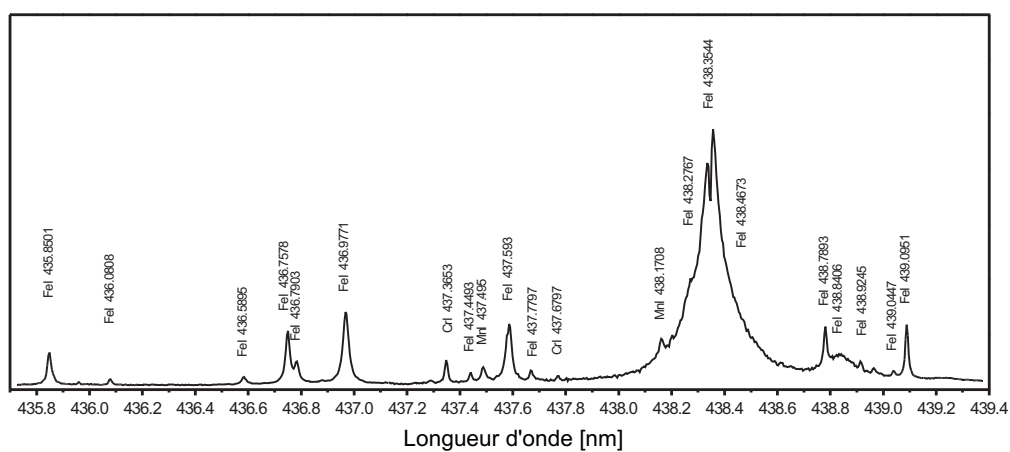
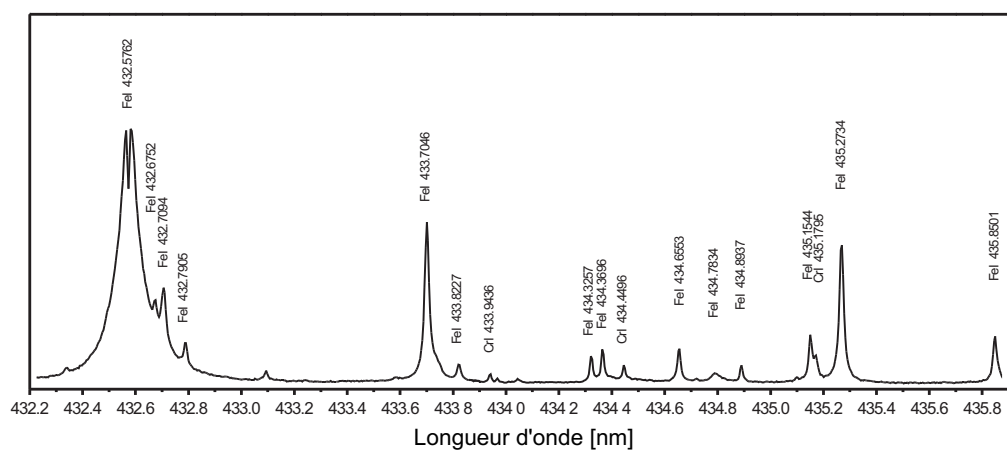
$U \approx 32$ V,

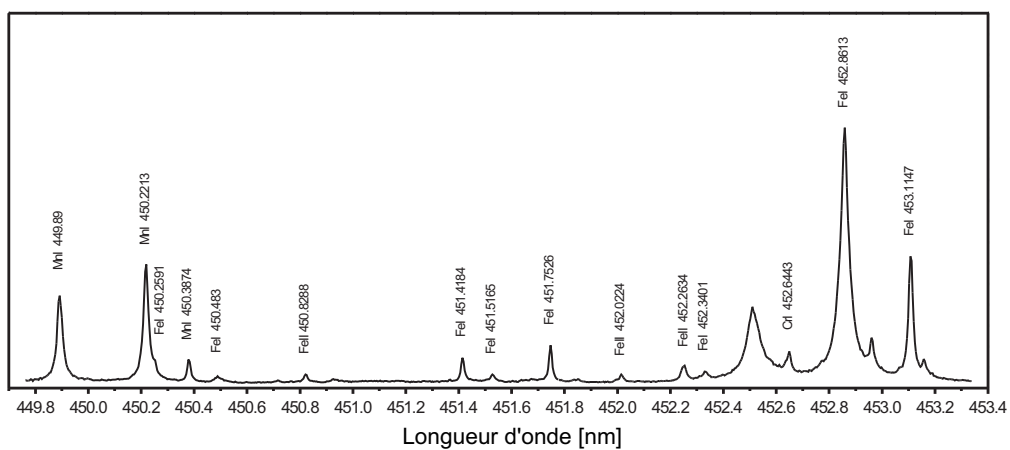
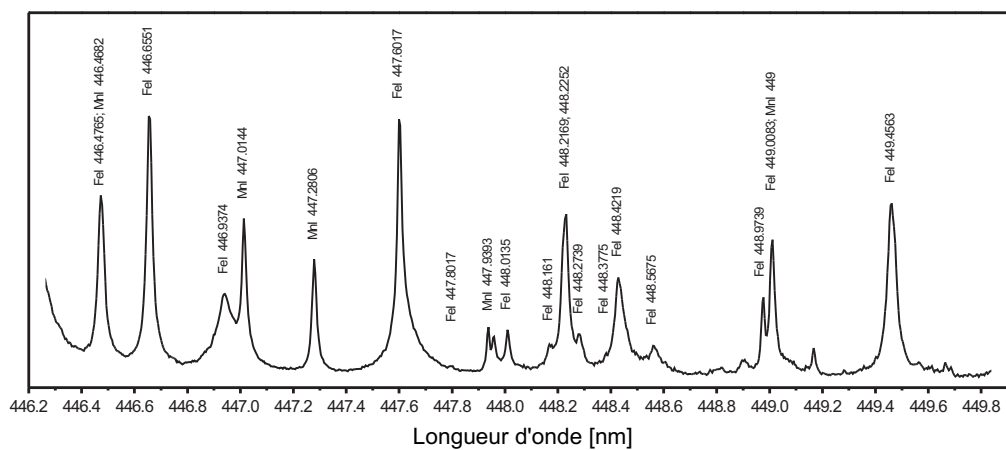
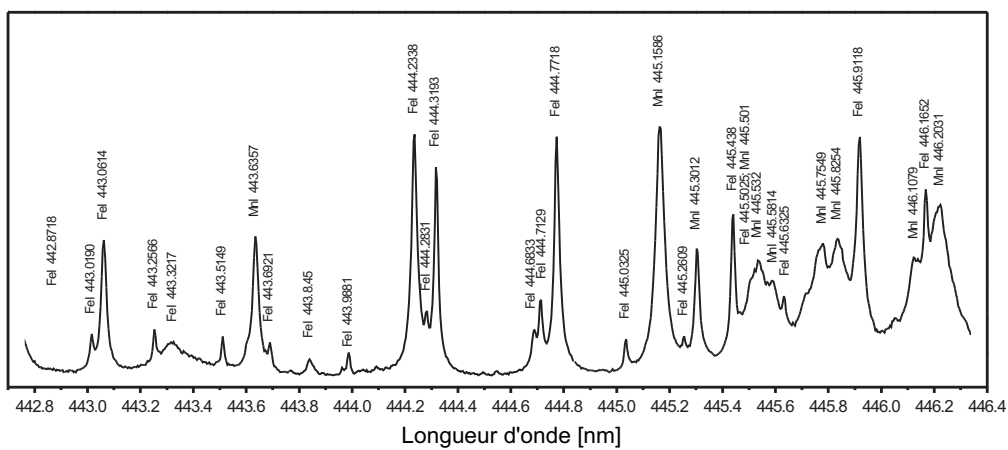
$V_f = 9$ m/min.

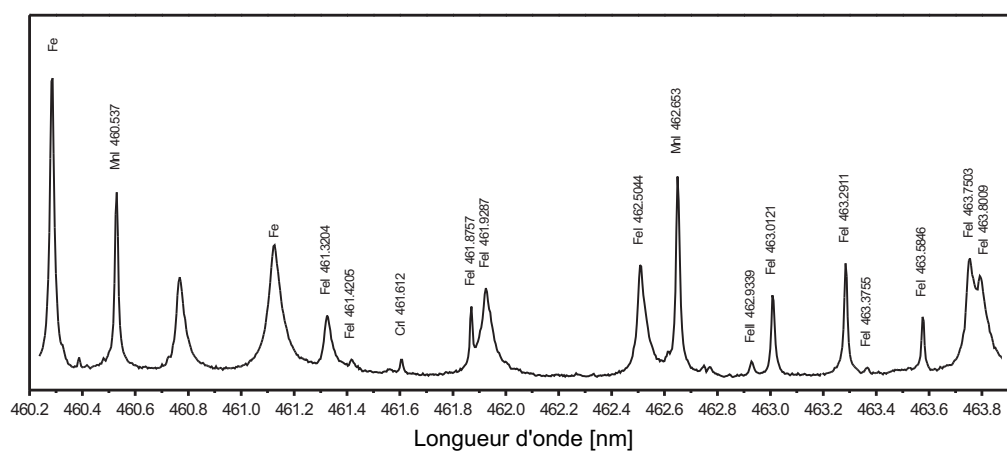
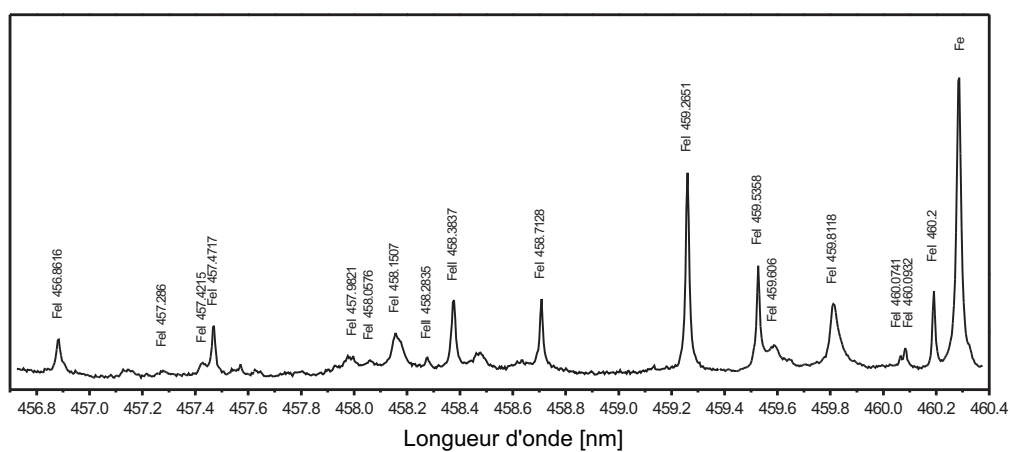
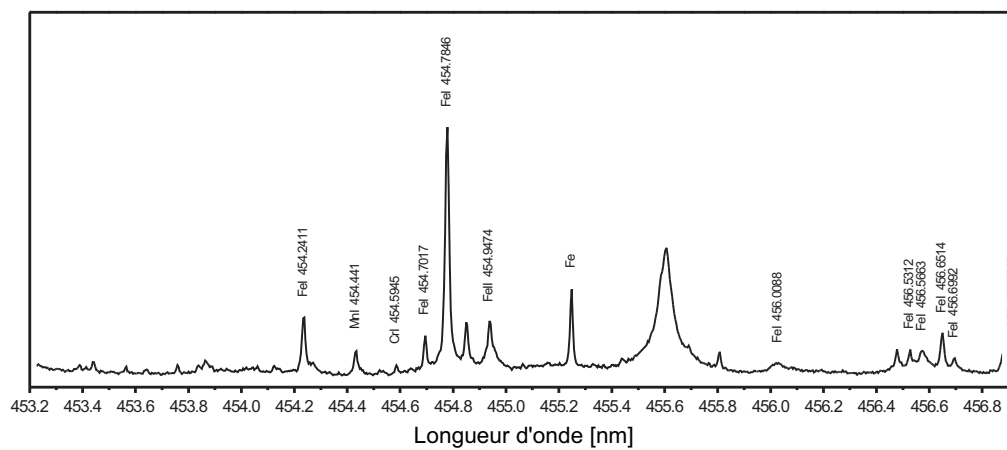
Zone étudiée : voisine de l'axe de la colonne, à une hauteur de 4.5 mm de la surface de la cathode.

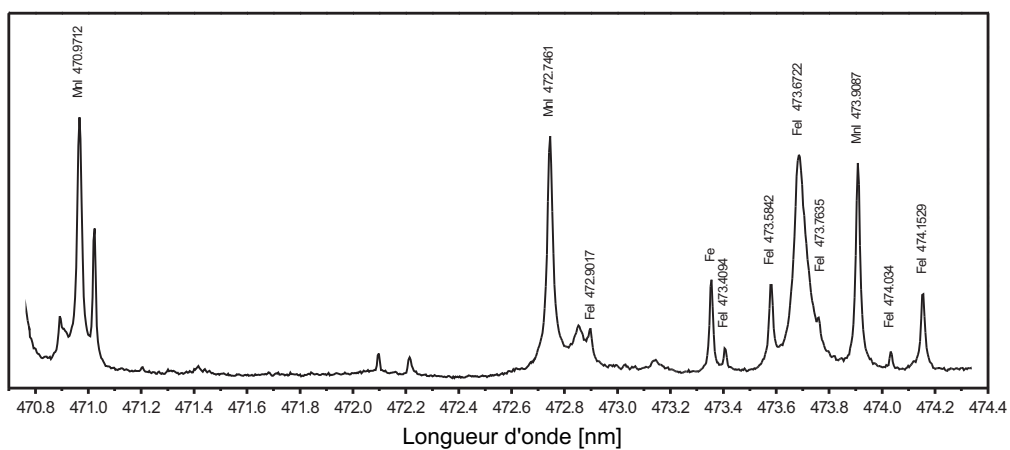
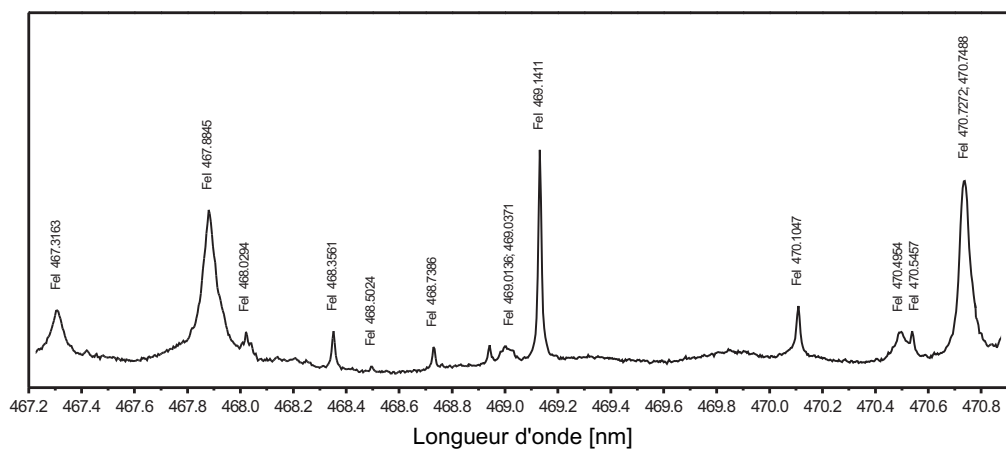
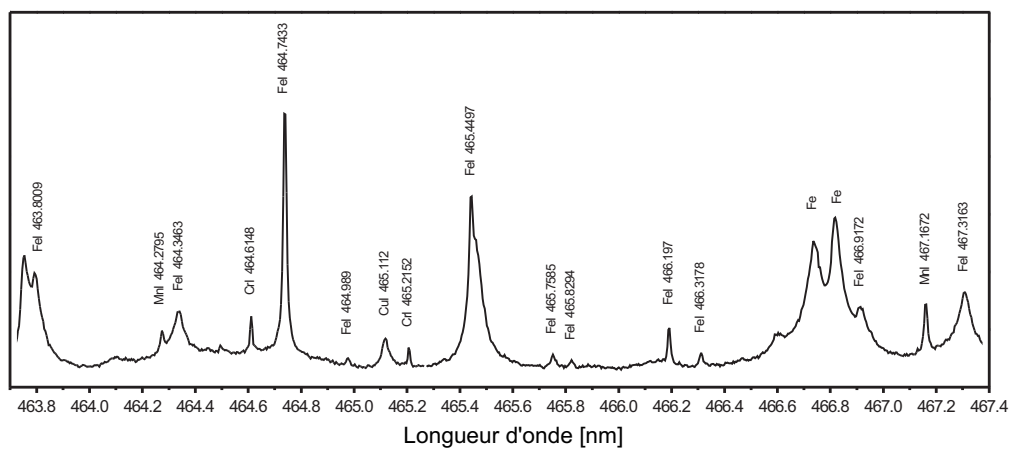


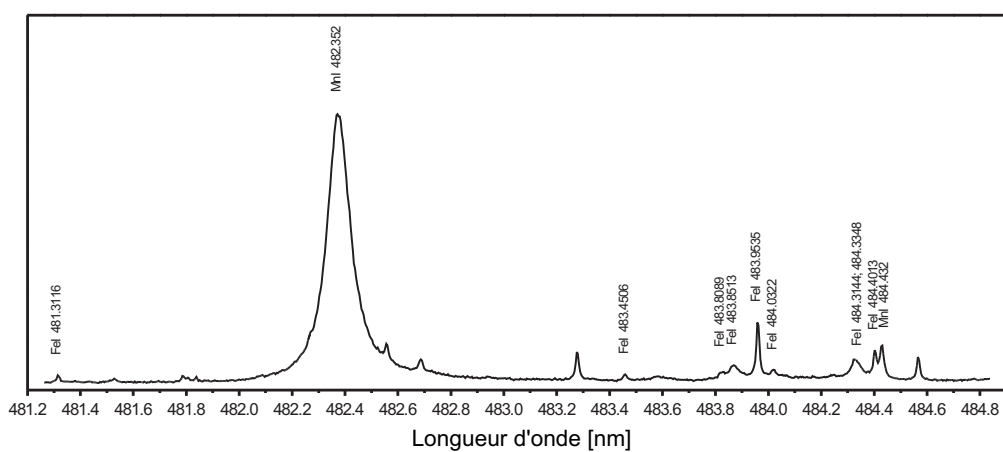
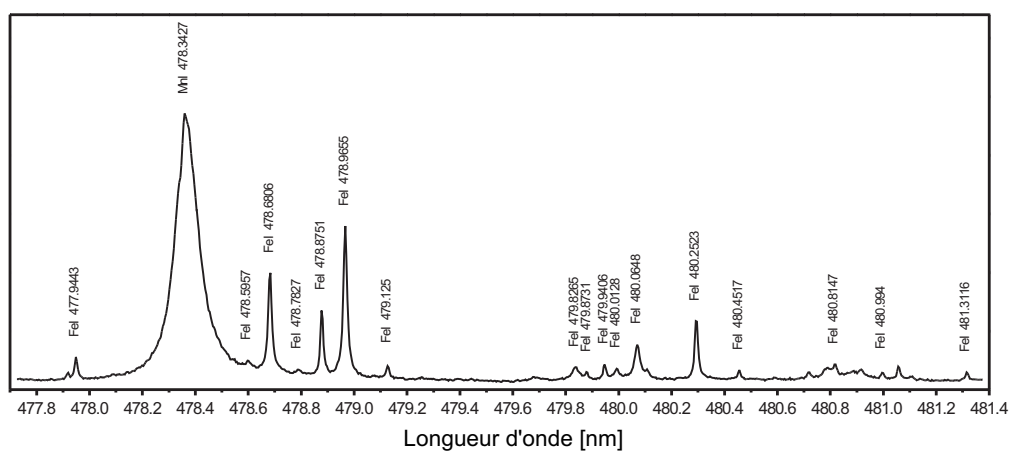
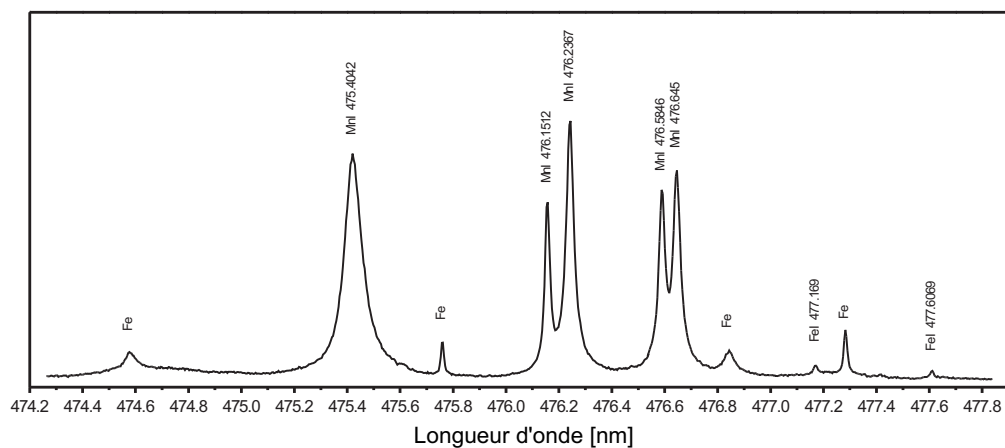


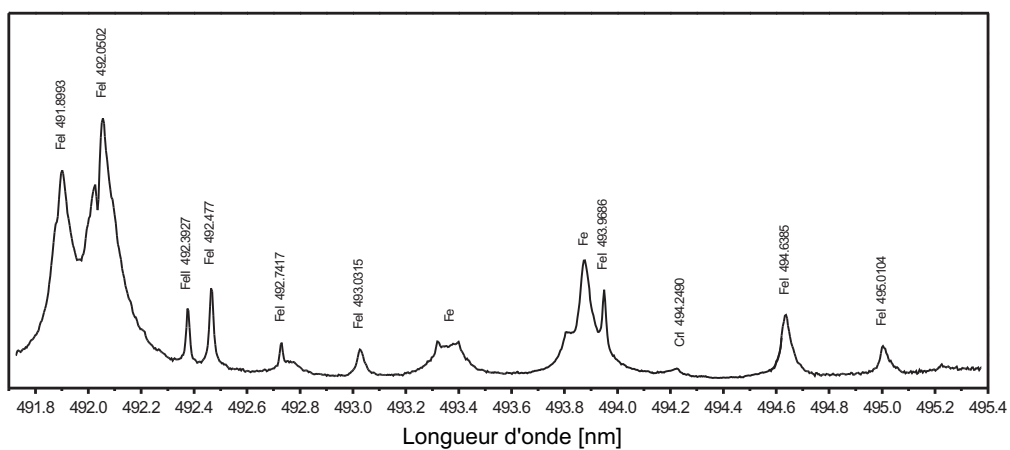
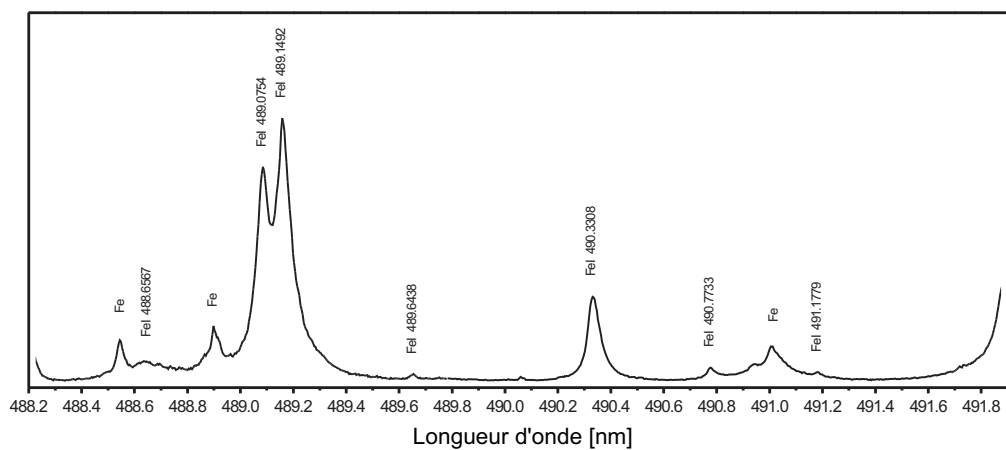
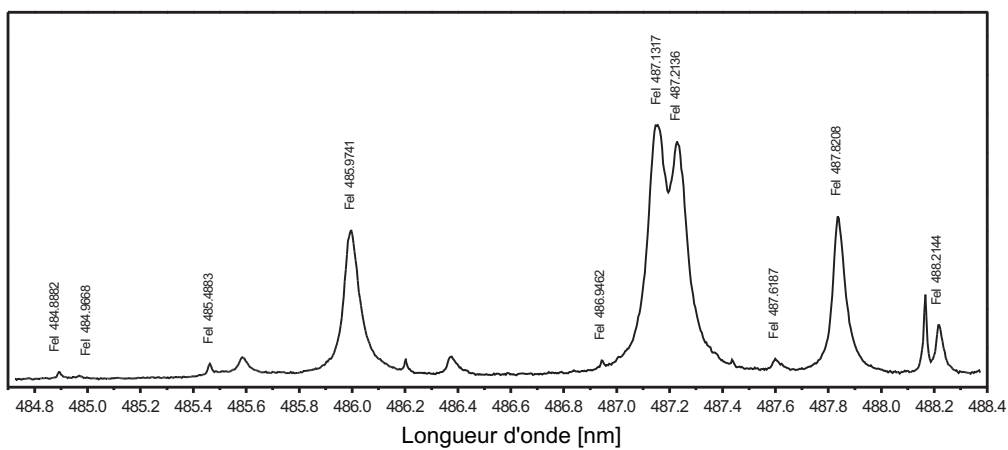


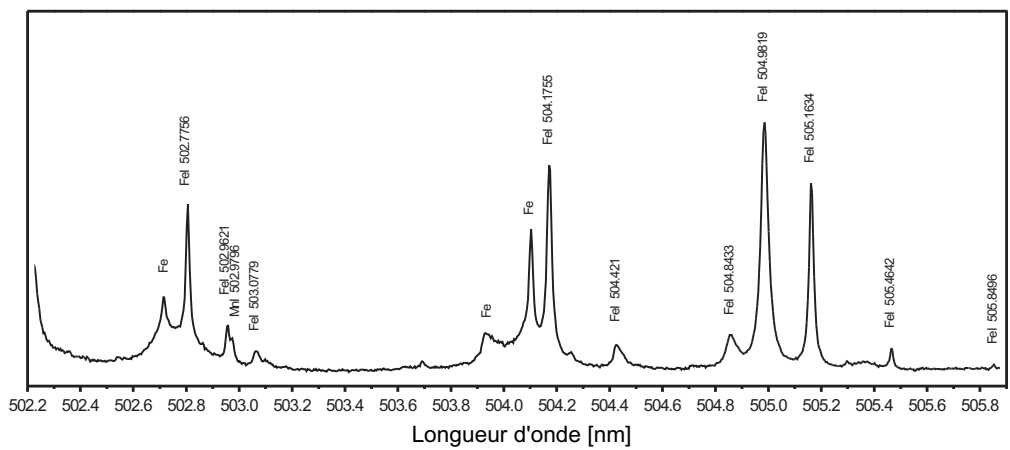
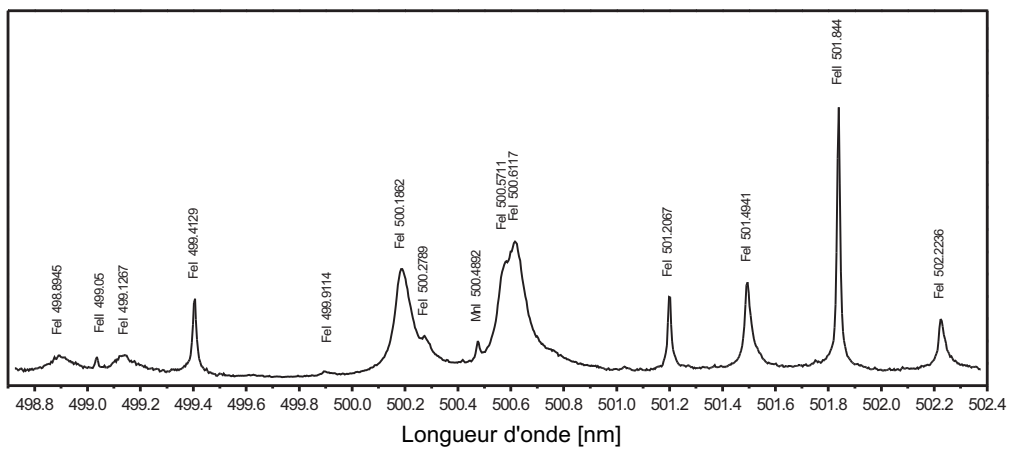
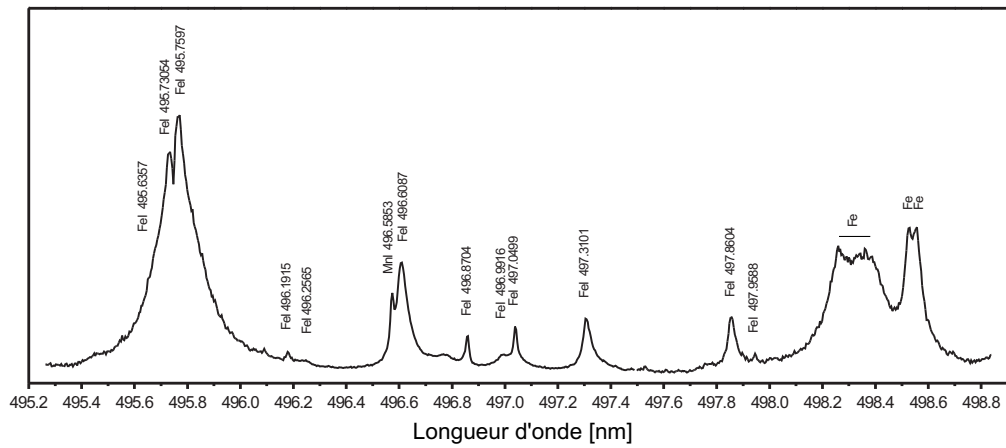


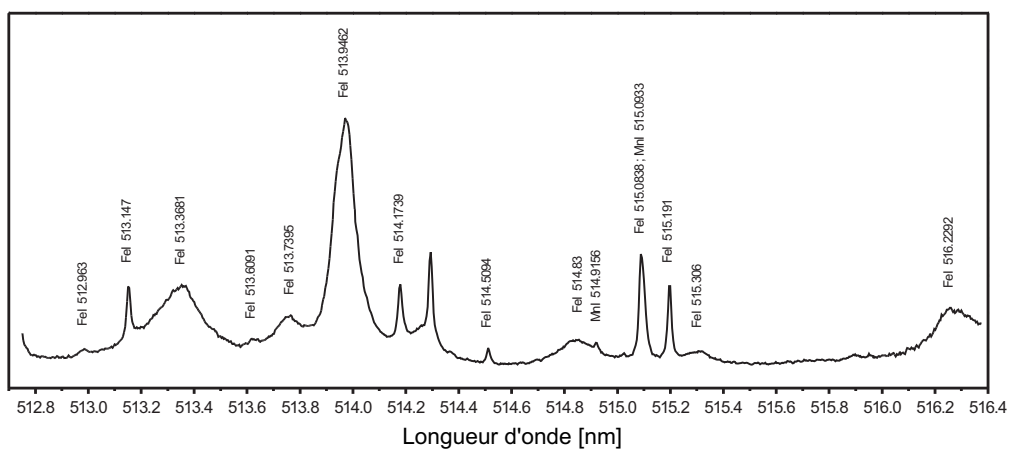
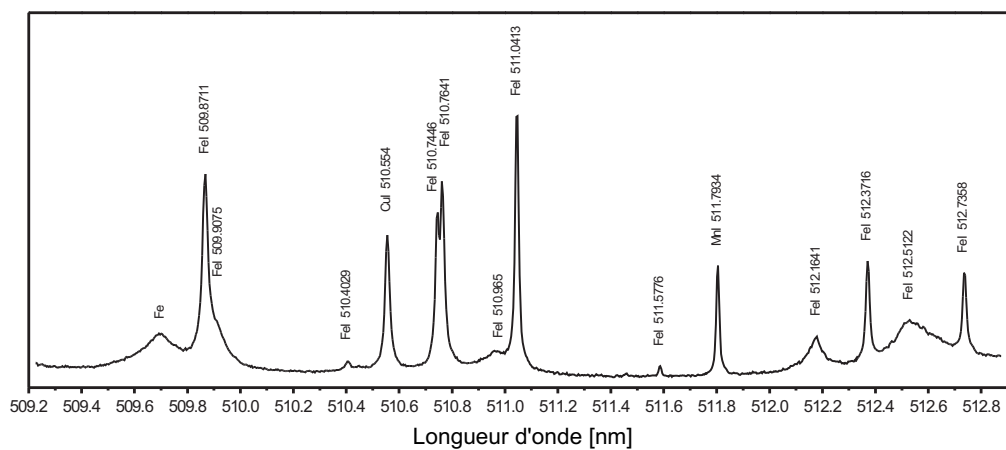
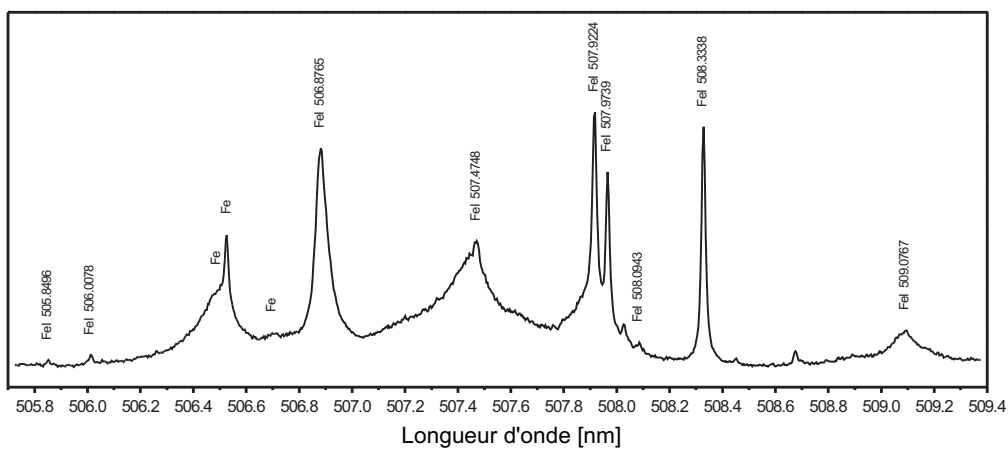


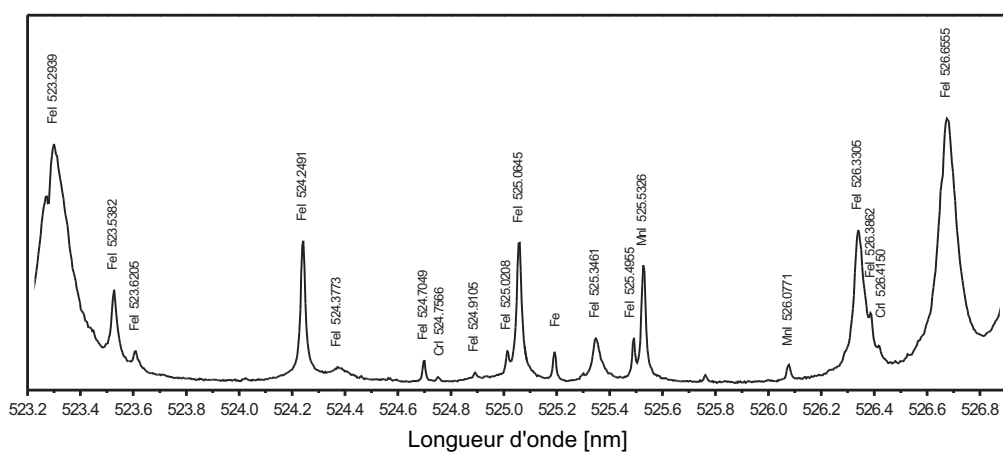
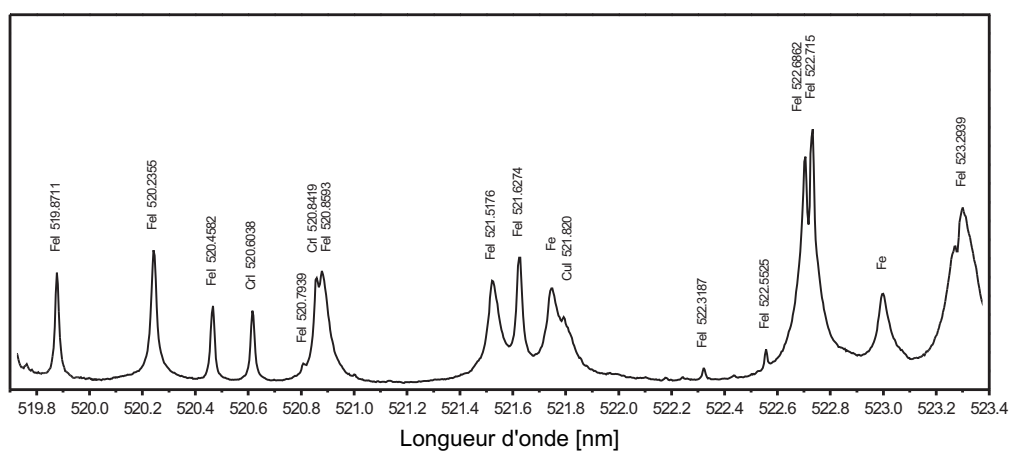
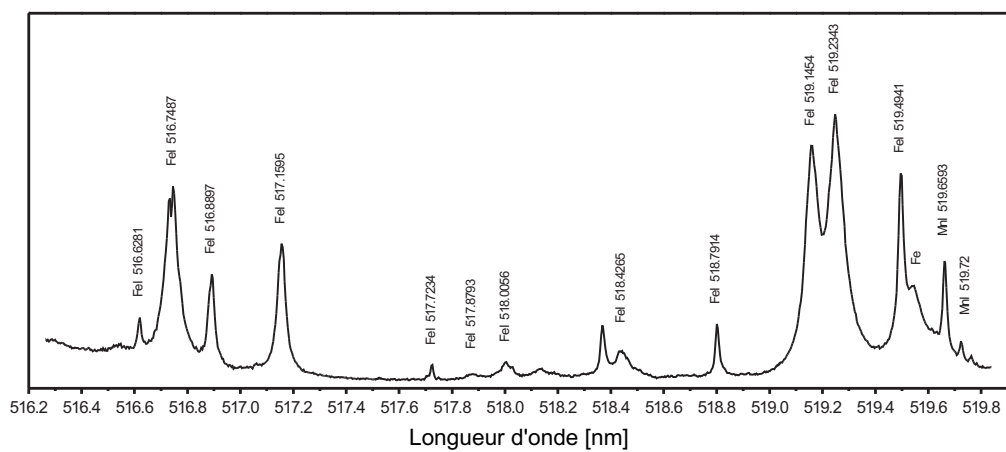


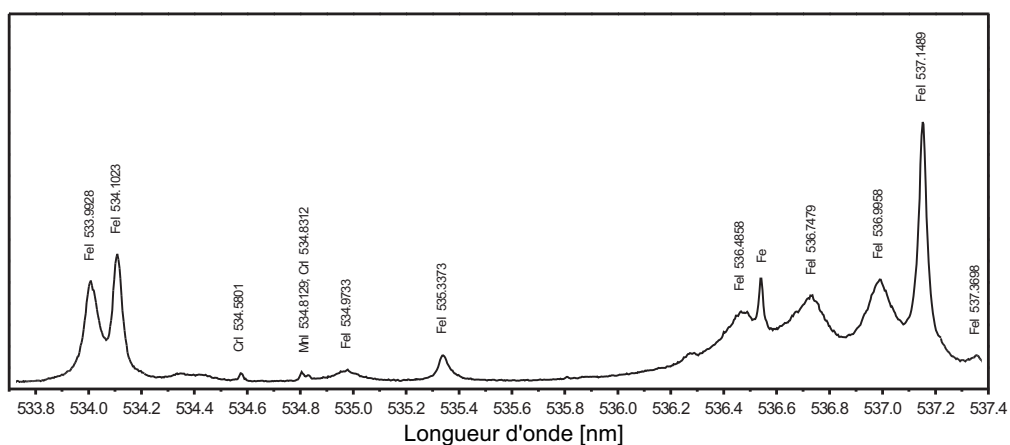
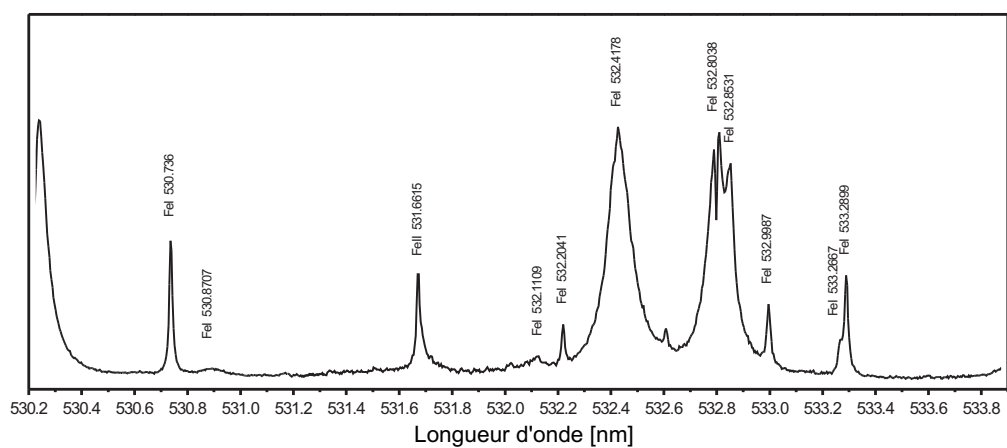
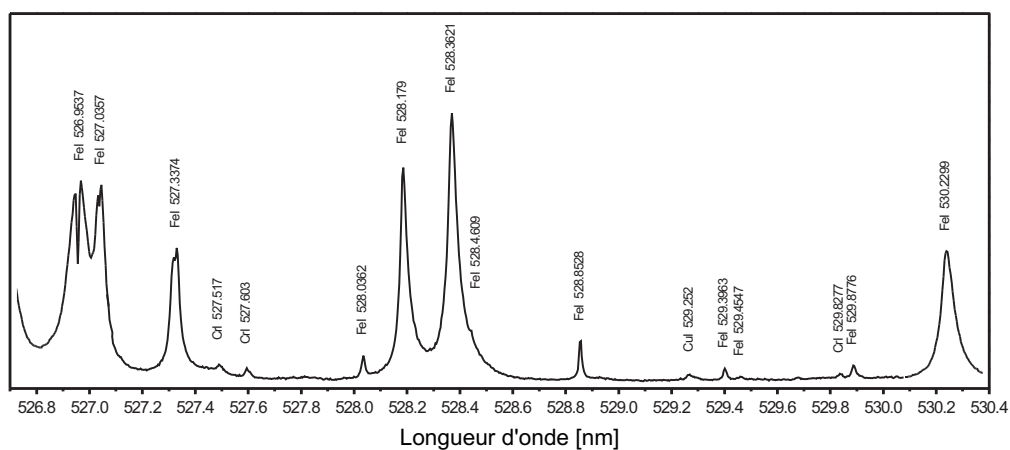


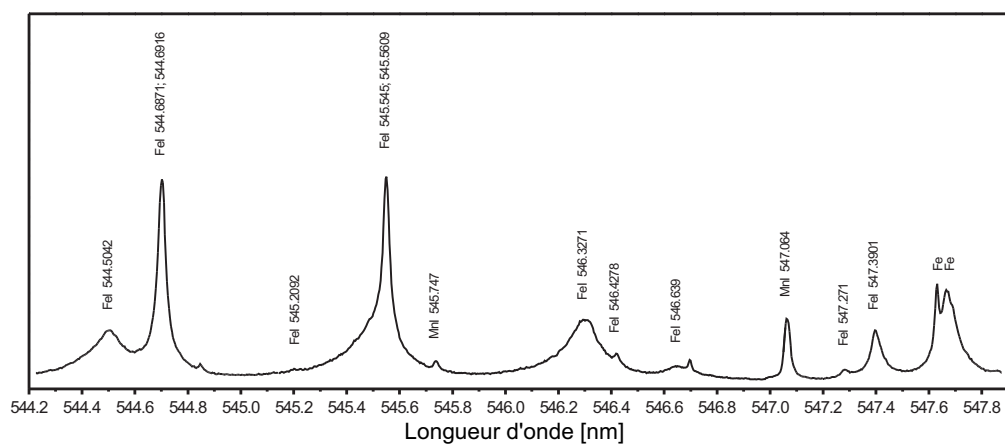
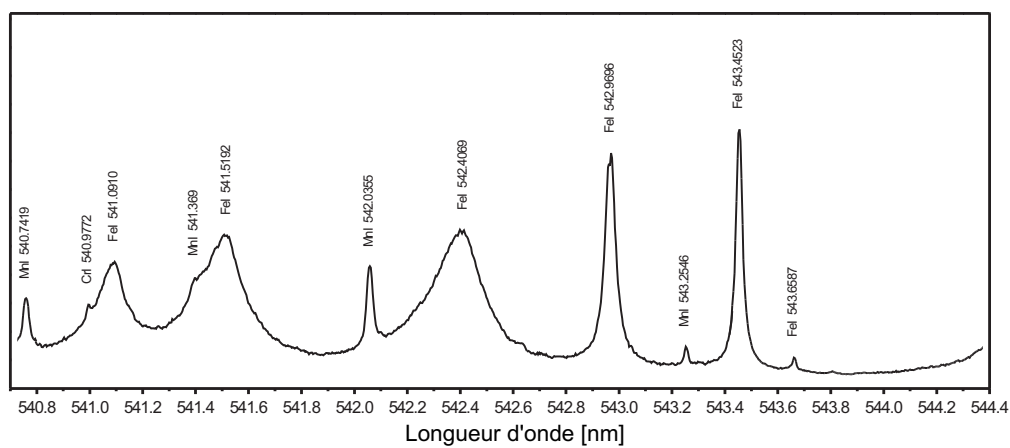
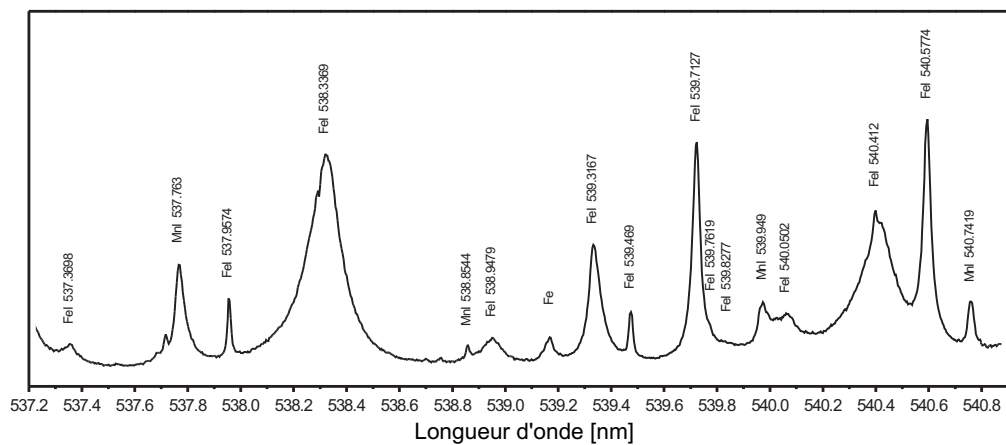


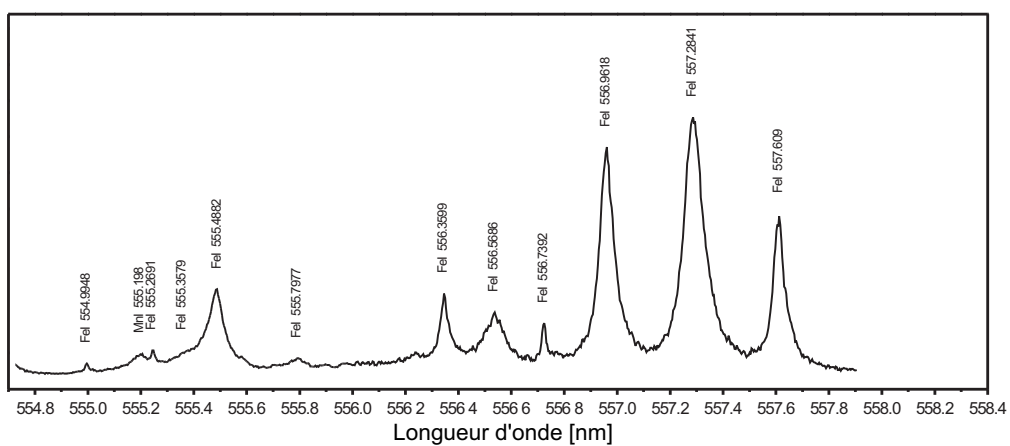
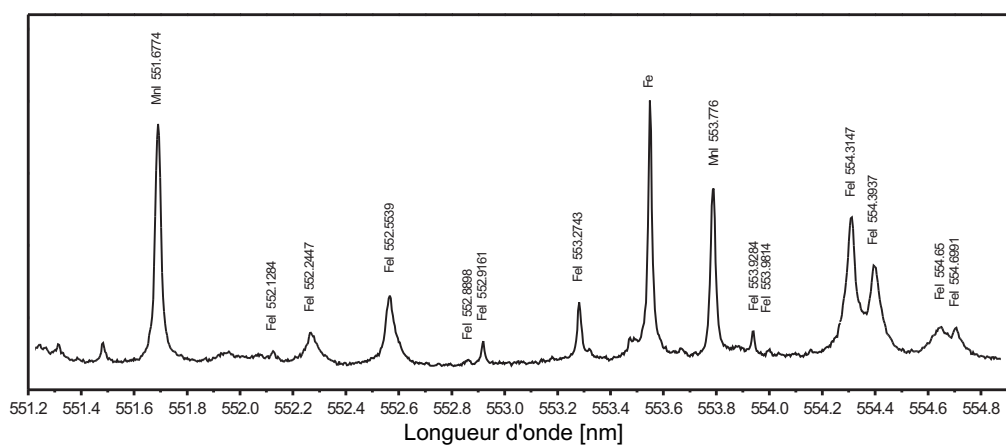
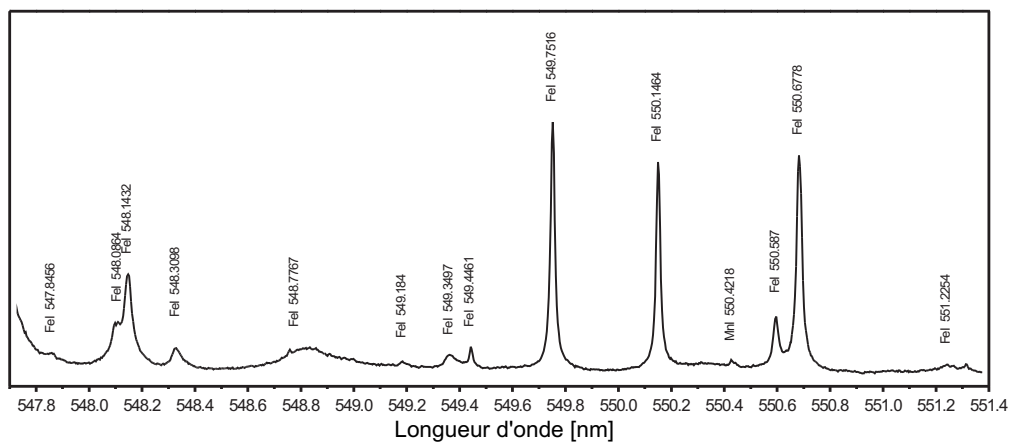












Annexe B

Schémas de niveaux énergétiques de l'argon, du fer et du manganèse

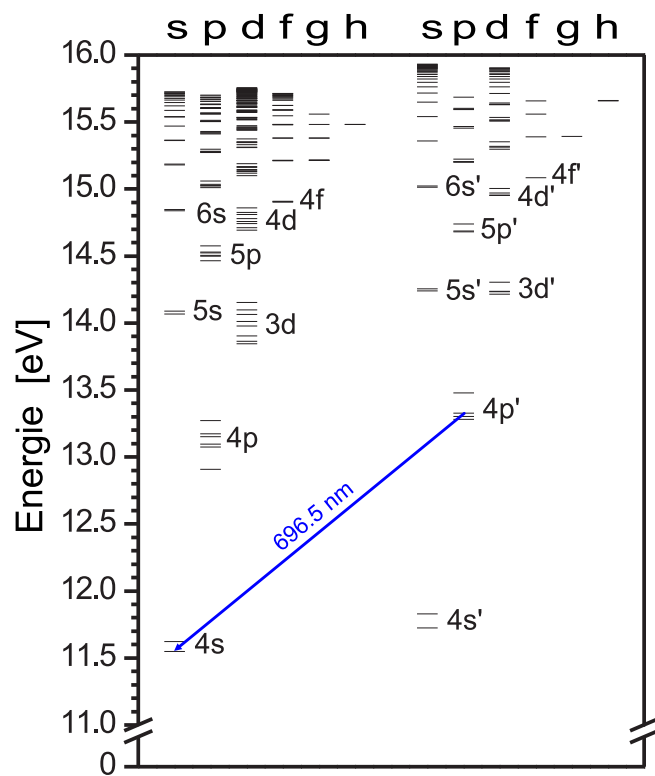


Fig. B.1: Schéma des niveaux énergétiques de l'argon atomique. Sur le diagramme est identifiée la raie spectrale de longueur d'onde 696.5 nm utilisée pour le diagnostic du plasma MIG-MAG.

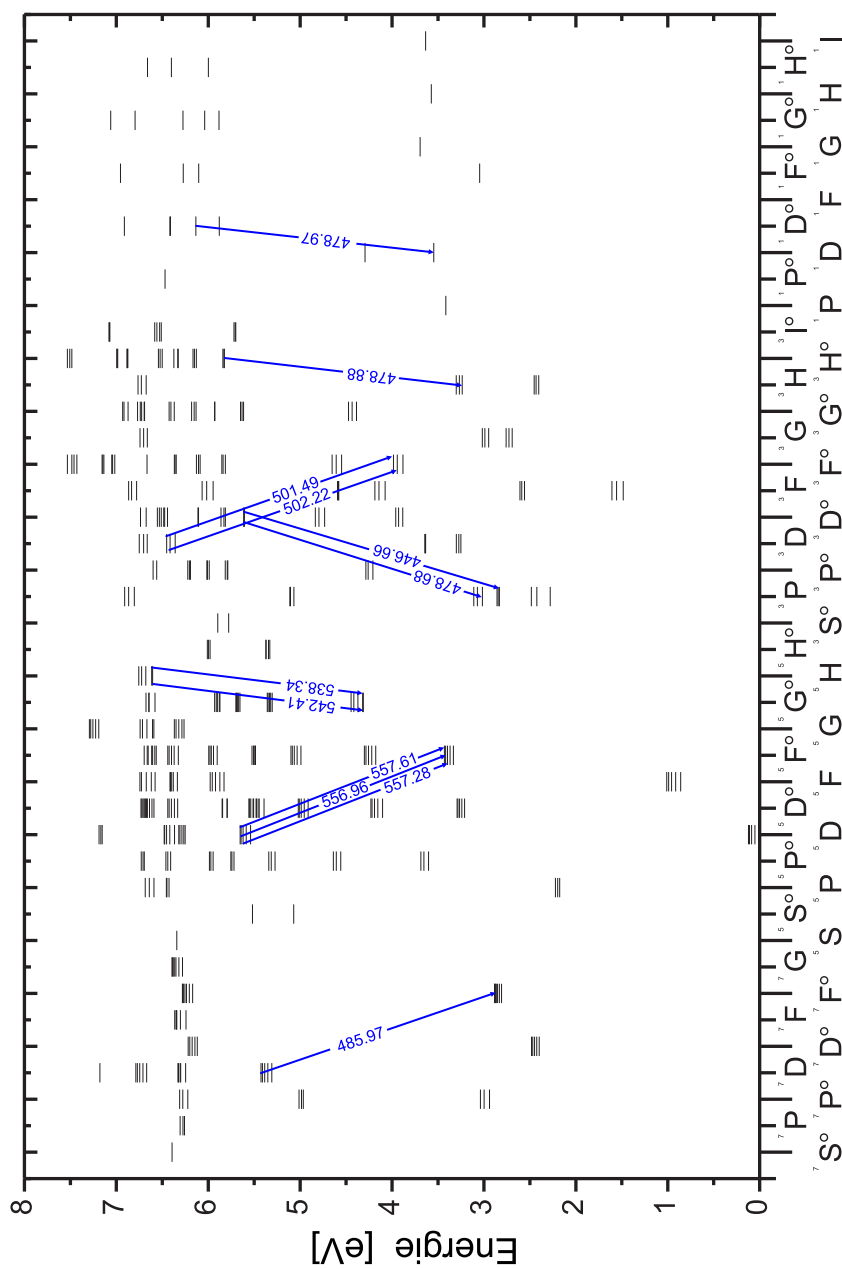


Fig. B.2: Schéma des niveaux énergétiques du fer atomique. Les longueurs d'onde des transitions spectrales identifiées sur le diagramme ont été exprimées en nanometres. La notation alphabétique représente les dégénérescences des niveaux.

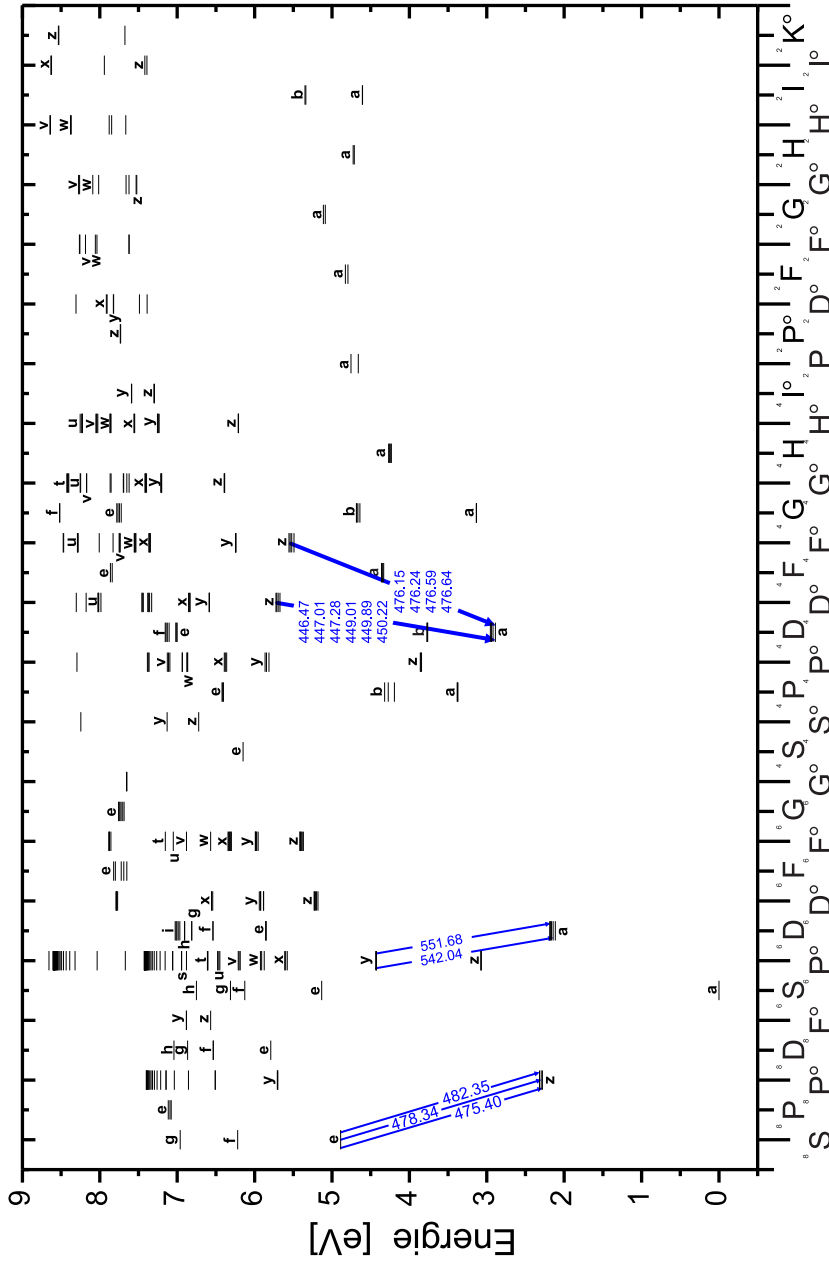


Fig. B.3: Schéma des niveaux énergétiques du manganèse atomique. Les longueurs d'onde des transitions spectrales identifiées sur le diagramme ont été exprimées en nanometres. La notation alphabétique représente les dégénérescences des niveaux.

Bibliographie

- [1] C. W. Allen, „Astrophysical quantities” University of London, The Athlone Press, Second edition 1964
- [2] C. J. Allum, „Metal transfer in arc welding as a varicose instability : I. Varicose instabilities in a current-carrying liquid cylinder with surface charge.”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **18**, 1431 (1985)
- [3] C. J. Allum, „Metal transfer in arc welding as a varicose instability : II. Development of model for arc welding.”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **18**, 1447 (1985)
- [4] G. Agapiou, C. Kasiouras, A. A. Serafetinides, „A detailed analysis of the MIG spectrum for the development of laser-based seam tracking sensors”, *Optics Laser Technology* **31**, 157-161 (1999)
- [5] M. S. Benilov, A. Marotta, „A model of the cathode region of atmospheric-pressure arcs”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **28**, 1869 (1995)
- [6] M. S. Benilov, „Analysis of thermal non-equilibrium in the near-cathode region of atmospheric-pressure arcs”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **30**, 3353 (1997)
- [7] A. Bielski, R. Trawinski, „The Ebert vertical mounting spectrograph as high resolution scanning monochromator”, *Optica Applicata*, **XVIII**-1 (1998)
- [8] M. Blicharski, „Wstęp do inżynierii materiałowej”, Wydawnictwo Naukowo-Techniczne, Warszawa 2003
- [9] M. R. Bosworth, R. T. Deam, „Influence of GMAW droplet size on fume formation rate”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **33**, 2605 (2000)
- [10] F. Briand, Air Liquide/C.T.A.S, „La maîtrise du soudage MIG/MAG Pulse”, 1998
- [11] J. H. Choi, J. L. Lee, C. D. Yoo, „Dynamic force balance model for metal transfer analysis in arc welding” *J. Phys. D : Appl. Phys.* **34**, 2658 (2001)

- [12] S. K. Choi, C. D. Yoo, Y-S. Kim, „Dynamic simulation of metal transfer in GMAW, Part 1 : Globular and spray transfer modes”, *Welding Journal*, 38s (1998)
- [13] S. K. Choi, Y-S. Kim, C. D. Yoo, „Dimensional analysis of metal transfer in GMA welding” *J. Phys. D : Appl. Phys.* **32**, 326 (1999)
- [14] H. Conrads, M. Schmidt, „Plasma generation and plasma sources”, *Plasma Sources Sci. Technol.* **9**, 441-454 (2000)
- [15] J. T. Davies, J. M. Vaughan, „A new tabulation of the Voigt profile”, *Astrophys. J.* **137**, 1302 (1963)
- [16] R. T. Deam, S. W. Simpson, J. Haidar, „A semi-empirical model of the fume formation from gas metal arc welding”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **33**, 1393 (2000)
- [17] T. DebRoy, A. S. David, „Physical processes in fusion welding”, *Reviews of Modern Physics* **67**, 85 (1995)
- [18] C. Delalondre, O. Simonin, „Modeling of high intensity arcs including a non-equilibrium description of the cathode sheath”, *Colloque de physique*, N°18, t.51, 199 (1990)
- [19] M. S. Dimitrijević, „On the variation of Stark line width within a supermultiplet”, *Astronomy & Astrophysics* **112**, 251 (1982)
- [20] H. W. Drawin, P. Felenbok, „Data for plasmas in LTE”, Gauthier Villars, Paris 1965
- [21] H. W. Drawin, *Z. Phys.* **228**, 99 (1969)
- [22] H. G. Fan, R. Kovacevic, „Dynamic analysis of globular metal transfer in gas metal arc welding - a comparison of numerical and experimental results”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **31**, 2929 (1998)
- [23] R. H. Fowler, E. A. Milne, „The intensities of absorption lines in stellar spectra, and the temperatures and pressures in the reversing layers of stars”, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **83**, 403 (1923)
- [24] S. Freudenstein, J. Cooper, „A simple formula for estimating Stark width of neutral lines”, *Astrophysical Journal*, **2241**, 1079 (1978)
- [25] S. Freudenstein, J. Cooper, „Stark broadening of Fe I 5383 Å”, *Astronomy & Astrophysics* **71**, 283-288 (1979)
- [26] M. Gigoso, V. Cardenoso, „New plasma diagnosis tables of hydrogen Stark broadening including ion dynamics”, *J. Phys. B : Mol. Opt. Phys.* **20**, 4795 (1996)
- [27] J. Glasser, J. Chapelle, B. Boattner, „Abel inversion applied to plasma spectroscopy : a new interactive method (T)”, *Applied Optic* **17** 3750 (1978)

- [28] A. Gleizes, J. J. Gonzalez, B. Liani, G. Raynal, „Calculation of net emission coefficient of thermal plasmas in mixtures of gas with metallic vapour”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **26**, 1921 (1993)
- [29] J. J. Gonzalez, M. Bouaziz, M. Razafinimanana, A. Gleizes, „The influence of iron vapour on an argon transferred arc”, *Plasma Sources Sci. Technol.* **6**, 20 (1997)
- [30] H. R. Griem, A. C. Kolb, K. Y. Shen, „Stark profile calculations for the H_{β} line of hydrogen”, *Astrophys. J* **135**, 272 (1962)
- [31] H. R. Griem, „Plasma spectroscopy”, New York : McGraw-Hill, 1964
- [32] H. R. Griem, „Spectral line broadening by plasmas”, Academic Press, New York 1974
- [33] H. R. Griem, „Principles of plasma spectroscopy”, Cambridge University Press, 1997
- [34] A. E. Guile, M. A. Hilton, I. A. McLelland, R. Reeves Saunders, „Arc current distribution in continuous high-speed anode track”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **8**, 964 (1975)
- [35] J. Haidar, J. J. Lowke, „Predictions of metal droplet formation in arc welding”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **29**, 2951 (1996)
- [36] J. Haidar, „Effect of CO_2 shielding gas on metal droplet formation in arc welding”, *IEEE Transactions on Plasma Science*, **25**, 931-936 (1997)
- [37] J. Haidar, „An analysis of the formation of metal droplets in arc welding”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **31**, 1233 (1998)
- [38] J. Haidar, „A theoretical model for gas metal arc welding and gas tungsten arc welding. I”, *J. Appl. Phys.* **84**, 3518 (1998)
- [39] J. Haidar, „Predictions of metal droplet formation in gas metal arc welding. II”, *J. Appl. Phys.* **84**, 3530 (1998)
- [40] J. Haidar, „Non-equilibrium modelling of transferred arcs”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **32**, 263 (1999)
- [41] J. Haidar, „Metal droplet formation in gas metal arc welding”, *Journal of Technical Physics, Special Issue*, 257 (2000)
- [42] R. Hajossy and I. Morva, „Cathode and anode falls of arcs with fusible electrode”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **27**, 2095-2101 (1994)
- [43] J. Halenka, B. Grabowski, „Atomic partition function for iron”, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **57**, 43-49 (1984)
- [44] K. C. Hsu, K. Etemadi, E. Pfender, „Study of the free-burning high-intensity argon arc”, *J. Appl. Phys.* **54**, 1293 (1983)

- [45] K. C. Hsu, E. Pfender, „Analysis of cathode region of free-burning high-intensity argon arc”, *J. Appl. Phys.* **54**, 3818 (1983)
- [46] N. Ikononov, B. Pavlović, V. Vukanović, N. Rakicević, „The effect of the plasma composition on characteristics of the d.c. arc-III : Arc in carbon dioxide”, *Spectrochimica Acta*, **26B**, 117-121 (1971)
- [47] N. Jacobsen, „Monopulse investigation of drop detachment in pulsed gas metal arc welding”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **25**, 783 (1992)
- [48] R. F. Jerrell, *J. Opt. Soc. Am.* **45**, 259 (1955)
- [49] L. A. Jones, T. W. Eagar, J. H. Lang, „Images of a steel electrode in Ar-2% O₂ shielding during constant current gas metal arc welding”, *Welding Journal*, 135s (1998)
- [50] M. A. Jones, T. W. Eagar, J. H. Lang, „Magnetic forces acting on molten drops in gas metal arc welding”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **31**, 93 (1998)
- [51] M. A. Jones, T. W. Eagar, J. H. Lang, „A dynamic model of drops detaching from a gas metal arc welding electrode” *J. Phys. D : Appl. Phys.* **31**, 107 (1998)
- [52] A. Kaddani, C. Delalondre, O. Simonin, H. Minoo, „Thermal and electrical coupling of arcs electrodes”, *High Temp. Chem. Processes* **3**, 441 (1994)
- [53] A. Kaddani, O. Simonin, C. Delalondre, „Numerical investigations of the cathode region of electric arcs”, ISPC 1995
- [54] Y-S. Kim, D. M. McEligot, T. W. Eagar, „Analyses of electrode heat transfer in gas metal arc welding”, *Welding Journal*, 20s (1991)
- [55] Y-S. Kim, T. W. Eagar, „Analysis of metaltransfer in gas metal arc welding”, *Welding Journal* **71**, 269s (1993)
- [56] Y-S. Kim, T. W. Eagar, „Metal transfer in pulsed current GMAW”, *Welding Journal* **71**, 279s (1993)
- [57] A. Kimpel, „Spawanie, zgrzewanie i cięcie metali”, Wydawnictwo Naukowo-Techniczne, Warszawa 1999
- [58] N. Konjević, M. S. Dimitrijević, W. L. Wiese, „Experimental Stark widths and shifts for spectral lines of neutral atoms”, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **13**, 619 (1984)
- [59] N. Konjević, M. S. Dimitrijević, W. L. Wiese, „Experimental Stark widths and shifts for spectral lines of positive ions” *J. Phys. Chem. Ref. Data* **13**, 649 (1984)
- [60] N. Konjević, W. L. Wiese, „Experimental Stark widths and shifts for spectral lines of neutral and ionised atoms” *J. Phys. Chem. Ref. Data* **19**, 1307 (1990)

- [61] R. Konjević, N. Konjević, „On the use non-hydrogenic spectral line profiles for electron density diagnostics of inductively coupled plasmas” *Spectrochimica Acta Part B*, **52**, 2077 (1997)
- [62] N. Konjević, A. Lesage, J. R. Fuhr, W. L. Wiese, „Experimental Stark width and shifts for spectral lines of neutral and ionized atoms” *J. Phys. Chem. Ref. Data* **31**, 819 (2002)
- [63] J. F. Lancaster, „The physics of welding”, Pergamon Press, 1984
- [64] A. Lesage, J. L. Lebrun, J. Richou, „Temperature dependence of Stark parameters for FeI lines”, *The Astrophysical Journal*, **360**, 737-740 (1990)
- [65] A. Lesnewich, „Control of melting rate and metal transfer in gas-shielded metal-arc welding. Part I - Control of electrode melting rate”, *Welding Journal*, **37**, 343s (1958)
- [66] A. Lesnewich, „Control of melting rate and metal transfer in gas-shielded metal-arc welding. Part II - Control of metal transfer”, *Welding Journal*, **37**, 418s (1958)
- [67] W. Lochte-Holtgreven „Plasma diagnostics”, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1968
- [68] J. J. Lowke, P. Kovitya, H. P. Schmidt, „Theory of free-burning arc columns including of the cathode”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **25**, 1600 (1992)
- [69] E. Maouhoub, „Determination of the real experimental composition of the Ar-CO₂ mixture from calculation of the atomic excitation temperature”, *Eur. Phys. J. AP.* **3**, 81-89 (1998)
- [70] A. Marotta, „Determination of axial thermal plasma temperatures without Abel inversion”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **27**, 268 (1994)
- [71] J. Meckerle, „Finite element analysis and simulation of welding-an addendum : a bibliography (1996-2001)”, *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.* **10**, 295 (2002)
- [72] J. Menart, S. Malik, „Net emission coefficients for argon-iron thermal plasmas”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **35**, 867 (2002)
- [73] J. Moity, P. E. Pieri, J. Richou, „Détermination expérimentale des constantes Stark de quelques transitions visibles de l'atome FeI”, *Astronomy & Astrophysics* **45**, 417-423 (1975)
- [74] A. B. Murphy, „Diffusion in equilibrium mixtures of ionized gases”, *Phys. Rev. E* **48**, 3594 (1993)
- [75] A. B. Murphy, C. J. Arundell, „Transport coefficient of Argon, Nitrogen, Oxygen, Argon-Nitrogen, and Argon-Oxygen Plasmas”, *Plasma Chem. Plasma Process.* **14**, 451 (1994)

- [76] A. B. Murphy, „Demixing in free-burning arc”, *Phys. Rev. E* **55**, 7473 (1997)
- [77] A. B. Murphy, „Thermal plasmas in gas mixtures”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **34**, R151 (2001)
- [78] E. L. Murphy, R. H. Good, „Thermoionic emission, field emission and the transitions regions”, *Phys. Rev.* **102**, 1464 (1956)
- [79] J. Musielok, „Starkowskie rozszerzenie linii widmowych i jego wykorzystanie w diagnostyce plazmy”, Wyższa Szkoła Pedagogiczna w Opolu, 1991
- [80] K. Musioł, D. Jones, W. L. Wiese, „Lifetime ratios for Ar I 4p levels”, *JQSRT* **29**, 321 (1983)
- [81] V. A. Nemchinsky, „Size and shape of the liquid droplet at the molten tip of an arc electrode”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **27**, 1433 (1994)
- [82] V. A. Nemchinsky, „Plasma parameters near a small anode in a high-pressure arc (gas metal arc welding)”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **27**, 2515 (1994)
- [83] V. A. Nemchinsky, „The effect of the type of plasma gas on current constriction at the molten tip of an arc electrode”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **29**, 1202 (1996)
- [84] V. A. Nemchinsky, „Heat transfer in a liquid droplet hanging at the tip of an electrode during arc welding”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **30**, 1120 (1997)
- [85] V. A. Nemchinsky, „Heat transfer in an electrode during arc welding with a consumable electrode”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **31**, 730 (1998)
- [86] „NIST physical reference data base”, <http://physics.nist.gov>
- [87] T. R. O'Brian, M. E. Wickliffe, J. E. Lawler, W. Whaling, J. W. Brault, „Lifetimes, transition probabilities, and energy level in FeI”, *J. Opt. Am. B* **8**, 1185-1201 (1991)
- [88] N. Pellerin, S. Pellerin, Ł. Bratasz, K. Musioł, A. Miernikiewicz, J. Chappelle, „Analysis of some electrical discharge machining mechanisms”, *J. High Temp. Mat. Proc.*, **5-3**, 423-438 (2001)
- [89] S. Pellerin, „Etude de la region cathodique d'un arc souffle. Determination des probabilités de transition et des élargissement Stark de raies d'argon II”, Praca doktorska, Uniwersytet w Orleanie, 1994
- [90] S. Pellerin, K. Musioł, B. Pokrzywka, J. Chappelle, „Stark width of $4p^{1/2}-4s^{3/2}$ ArI transition (696.543)”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **29**, 3911 (1996)

- [91] B. Pokrzywka, „Równowagowe i spektroskopowe własności plazmy w sąsiedztwie katody łuku elektrycznego”, Wydawnictwo Naukowe Akademii Pedagogicznej, Kraków 2003
- [92] J. Purić, M. Ćuk, I. S. Lakićević, „Regularities and systematic trends in Stark broadening and shift parameters of spectral lines in plasma”, *Phys. Rev. A* **32**, 1106 (1985)
- [93] J. Purić, M. Ćuk, M. S. Dimitrijević, A. Lesage, „Regularities of Stark parameters along the periodic table”, *The Astrophysical Journal* **382**, 353 (1991)
- [94] J. Purić, M. H. Miller, A. Lesage, „Electron impact broadening parameters predictions from regularities : FeI, FeII, FeIII, FeIV, CIV, and SiIV”, *The Astrophysical Journal* **416**, 825 (1993)
- [95] B. J. Quimby, G. D. Ulrich, „Fume formation rates in gas metal arc welding”, *Welding Journal*, *Welding Journal*, p. 142-s (1999)
- [96] S. Rhee, E. Kannatey-Asibu, „Observation of metal transfer during GMAW”, *Welding Journal*, *Welding Journal*, p. 381-s (1992)
- [97] R. Rompe, M. Steenbeck, „Progress in plasmas and gas electronics”, Akademie-Verlag, Berlin 1975
- [98] S. C. Snyder, A. B. Murphy, D. L. Hofeldt, L. D. Reynolds, „Diffusion of atomic hydrogen in an atmospheric-pressure free-burning arc discharge”, *Phys. Rev. E* **52**, 2999 (1995)
- [99] L. Sansonnens, J. Haidar, J. J. Lowke, „Prediction of properties of free burning arcs including effects of ambipolar diffusion”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **33**, 148 (2000)
- [100] S. W. Simpson, P. Zhu, „Formation of molten droplets at a consumable anode in an electric welding arc”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **28**, 154 (1995)
- [101] A. Sola, A. Gamero, J. Cortino, M. Sáez, C. Lao, M. D. Calzada, M. C. Quintero, J. Ballesteros, ICPIG XX Barga (Italy, 5-12 July 1991) Book of Contributed Papers p. 1147
- [102] M. Stanek, B. Pokrzywka, K. Musioł, „Optyczne metody diagnostyki plazmy”, *Rocznik naukowo-dydaktyczny WSP w Krakowie*, zeszyt 136, 1990
- [103] S. Subramaniam, D. R. White, J. E. Jones, D. W. Lyons, „Droplet transfer in pulsed gas metal arc welding of aluminium”, *Welding Journal*, 458s (1998)
- [104] S. Subramaniam, D. R. White, J. E. Jones, D. W. Lyons, „Experimental approach to selection of pulsing parameters in pulsed GMA”, *Welding Journal*, 166s (1999)

- [105] Z. Szymański, J. Kurzyna, W. Kalita, „The spectroscopy of the plasma plume induced during laser welding of stainless steel and titanium”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **30**, 3153–3162 (1997)
- [106] J. Torres, J. Jonkers, M. J. van de Sande, J. J. A. M. van der Mullen, A. Gamero and A. Sola, „An easy way to determine simultaneously the electron density and temperature in high-pressure plasma by Stark broadening”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **36**, L55-L59 (2003)
- [107] J. A. M. van der Mullen, *Physics Reports*, „Excitation equilibria in plasmas; A classification” **191**, 109-220 (1990)
- [108] C. R. Vidal, J. Cooper, E. W. Smith, „Hydrogen Stark-broadening tables”, *Astrophys. J. Suppl.* **25**, 37 (1973)
- [109] F. Wang, W. K. Hou, S. J. Hu, E. Kannatey-Asibu, W. W. Schultz, „Modelling and analysis of metal transfer in gas metal arc welding”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **36**, 1143 (2003)
- [110] J. H. Waszink, G. J. P. M. van den Heuvel, „Heat generation and heat flow in the filler metal in GMA welding”, *Welding Journal*, 270s (1982)
- [111] J. H. Waszink, L. H. J. Graat, „Experimental investigation of the forces acting on a drop of weld metal”, *Welding Journal* **62**, 108s (1983)
- [112] J. H. Waszink, M. J. Piena, „Experimental investigation of drop detachment and drop velocity in GMAW”, *Welding Journal*, 289s (1986)
- [113] W. L. Wiese, D. R. Paquette, J. E. Solarzski, „Profiles of Stark-broadened Balmer lines in a hydrogen plasma”, *Phys. Rev.* **129**, 1225 (1963)
- [114] I. J. Yu et al., „Pattern of deposition of stainless steel welding fume particles inhaled into the respiratory system of Sprague-Dawley rats exposed to a novel welding fume generating system”, *Toxicology Letters* **116**, 103 (2000)
- [115] P. Zhu, J. J. Lowke, R. Morrow, „A unified theory of free burning arcs, cathode sheaths and cathodes”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **25**, 1221 (1992)
- [116] P. Zhu, J. J. Lowke, R. Morrow, J. Haidar, „Prediction of anode temperatures of free burning arcs”, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **28**, 1369 (1995)
- [117] P. Zhu, M. Rados, S. W. Simpson, „A theoretical study of a gas metal arc welding system”, *Plasma Sources Sci. Technol.* **4**, 495 (1995)