



HAL
open science

Etude expérimentale du comportement dynamique des phases liquides en soudage par court-circuit contrôlé

Romain Monier

► **To cite this version:**

Romain Monier. Etude expérimentale du comportement dynamique des phases liquides en soudage par court-circuit contrôlé. Matériaux. Université de Montpellier, 2016. Français. NNT: . tel-01833201

HAL Id: tel-01833201

<https://theses.hal.science/tel-01833201>

Submitted on 9 Jul 2018

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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de
Docteur

Délivré par l'Université de Montpellier

Préparée au sein de l'école doctorale **Information Structures Systèmes**
Et de l'unité de recherche **LMGC - UMR 5508**

Spécialité: **Mécanique et Génie Civil**

Présentée par **Romain Monier**

Étude expérimentale du comportement dynamique des phases liquides en soudage par court-circuit contrôlé

Soutenue le 09/12/2016 devant le jury composé de

R. FABBRO	Directeur de recherche CNRS	Arts et Métiers ParisTech	Rapporteur
P. LE MASSON	Professeur	Université de Bretagne Sud	Rapporteur
H. LOUCHE	Professeur	Université de Montpellier	Examineur
J. CHAPUIS	Expert soudage	AREVA NP	Examineur
F. THUMEREL	Responsable de section	AREVA NP	Examineur
F. SOULIÉ	Maître de conférence HDR	Université de Montpellier	Co-directeur
C. BORDREUIL	Professeur	Université de Montpellier	Directeur



Remerciements

Voici venu le moment tant attendu durant le parcours d'un doctorant : la rédaction des remerciements, point final de la rédaction de ce manuscrit. La thèse est une longue histoire, nécessitant l'implication de nombreuses personnes, sans qui, ce travail n'aurait pas atteint son terme. Je profite donc de cette page pour remercier l'ensemble des personnes ayant participé de près ou de loin à ce travail.

Tout d'abord, je tiens particulièrement à le président du jury, Hervé LOUCHE, ainsi que les rapporteurs Rémy FABBRO et Philippe LE MASSON pour avoir accepté cette tâche chronophage dont les délais sont de plus en plus réduits.

Ensuite, cette thèse n'aurait pu exister sans un financement CIFRE de la société AREVA. Je remercie donc Julien CHAPUIS pour l'initiation de cette thèse, mais également pour les nombreux échanges scientifiques et techniques que nous avons pu avoir. Je remercie également François THUMEREL de m'avoir accueilli dans sa section Technologie Connexe du Centre Technique.

Deux personnes ont particulièrement influencé ce travail, mais également ma vie personnelle. Il s'agit de Cyril BORDREUIL, directeur de thèse, et Fabien SOULIÉ, co-directeur de cette thèse. Je tiens à les remercier chaleureusement pour leur soutien quotidien, leur aide précieuse et tous leurs conseils. Ces trois années (et quelques précédentes) ont été l'occasion de partager une myriade de bons moments que ce soit dans un labo ou sur un vélo.

Une autre personne a participé indirectement à la réussite de cette thèse. Je remercie donc Vincent VILLARET sans qui cette thèse n'aurait jamais vu le jour, puisque c'est lui qui à fait naître chez moi l'idée de faire une thèse. Je le remercie également pour tous ces bons moments passés autour d'une table ou d'un verre durant mes diverses périodes chalonaises mais aussi parisiennes.

Ces trois années ont également été marquées par une vie sociale de laboratoire riche, c'est pourquoi je remercie Simon RADEL le guide touristique de Montpellier, je remercie également Arturo GOMEZ et Luis CORONA qui supportent quotidiennement mon espagnol plutôt approximatif. Enfin, je remercie Alexis CHIOCCA "mon acolyte" pour tous les bons moments passés et à venir, sans qui la saveur de cette thèse aurait été beaucoup moins céréalière.

Je remercie aussi l'ensemble du personnel de l'IUT de Nîmes pour m'avoir accueilli non seulement durant ces trois dernières années mais aussi de m'avoir formé durant les cinq précédentes.

Enfin, la tradition veut de garder le plus important pour la fin. Je remercie donc du fond du coeur Marion NEVEU, nouvellement Marion MONIER, qui a su m'encourager et me porter au quotidien.

Table des matières

Introduction	1
1 État de l'art	3
1.1 Introduction	3
1.2 Le soudage MAG	3
1.2.1 Définition	3
1.2.2 Les différents modes de transfert	4
1.2.3 Les phénomènes physiques mis en jeu lors d'un transfert MAG	8
1.2.4 Dynamique des phases liquides en soudage MAG	10
1.2.5 Transfert d'énergie et Rayonnement	14
1.3 La mesure de température sans contact	17
1.3.1 Grandeurs et relations élémentaires	18
1.3.2 Corps réels et émissivité	21
1.3.3 Les différents types de détecteurs de radiations	26
1.3.4 Techniques de mesure sans contact	29
1.4 Conclusion	34
2 Dispositif expérimental	37
2.1 Introduction	37
2.2 Solution matérielle et développement logiciel	38
2.2.1 Solution matérielle	39
2.2.2 Développement logiciel	41
2.3 Étalonnage spectral	44
2.3.1 Introduction	44
2.3.2 Cadre pratique	45
2.3.3 Procédure expérimentale	46
2.4 Incertitudes	54
2.4.1 Méthode de calcul	54
2.4.2 Incertitude associée aux filtres	55
2.4.3 Incertitude associée à l'étalonnage	56
2.4.4 Incertitude associée à l'hypothèse de corps gris	56
2.4.5 Incertitude associée aux niveaux de gris	57
2.4.6 Incertitude globale	57
2.5 Mesure des températures de fusion de corps purs	58
2.5.1 Dispositif expérimental	58
2.5.2 Incertitudes	59
2.5.3 Images obtenues	60
2.5.4 Comportement thermique du barreau	61
2.5.5 Températures de fusion	61
2.5.6 Analyse des résultats	64
2.6 Mesures en conditions industrielles	65

2.6.1	Présentation du dispositif	65
2.6.2	Résultats	65
2.6.3	Commentaires	66
2.7	Conclusion	67
3	Évaluation de la tension superficielle	69
3.1	Introduction	69
3.2	Dispositif expérimental	70
3.2.1	L'acquisition des signaux liés au procédé	70
3.2.2	Campagne d'essais	71
3.2.3	Méthode d'observation du transfert	72
3.2.4	Traitement des images : géométrie des gouttelettes	73
3.2.5	Température de surface	77
3.2.6	Synchronisation des caméras et des signaux	78
3.3	Résultats expérimentaux	79
3.3.1	Observations	79
3.3.2	Analyse des images : dynamique des contours	81
3.3.3	Comparaison des températures	83
3.3.4	Comparaison des fréquences d'oscillation	84
3.4	Estimation de la tension superficielle	85
3.4.1	Analyse adimensionnelle	85
3.4.2	Modèle d'oscillations pour de faibles amplitudes	86
3.4.3	Prise en compte des grandes déformations de la gouttelette	87
3.4.4	Influence des paramètres procédés sur la tension superficielle	91
3.4.5	Évolution de la tension superficielle avec la température	92
3.5	Conclusion	93
4	Rupture de ménisques liquides	95
4.1	Introduction	95
4.2	Dispositif expérimental	96
4.2.1	Procédé CMT	96
4.2.2	Observations et mesures couplées	97
4.2.3	Les paramètres procédé	99
4.3	Méthodes de traitement, premières tendances générales	100
4.3.1	Données à mesurer	100
4.3.2	Détection de contour appliquée au court-circuit	100
4.3.3	Dynamique des contours	102
4.3.4	Vitesses de striction du ménisque	103
4.3.5	Évolution des pressions	104
4.3.6	Évolution de température au cours du cycle	106
4.4	Influence des paramètres procédé	107
4.4.1	Grandeurs associées	107
4.4.2	Observations	108
4.4.3	Évolution de la géométrie de la macro-goutte	109
4.4.4	Rupture du pont liquide	110
4.4.5	Influence des paramètres procédés sur la température	111
4.5	Résultats expérimentaux : l'apparition des satellites	113
4.5.1	Quantité de satellites	113
4.5.2	Observations	113
4.5.3	Rupture du pont liquide	114
4.5.4	Dynamique de la macro-goutte	117
4.5.5	Modélisation et analyse de périodes avec et sans satellites	119

4.6 Conclusion	126
Conclusion	129
Bibliographie	131
A Calcul de la pression électromagnétique	145
A.1 Introduction	145
A.2 Lignes de courant et champs magnétiques	145
A.3 Équation de Naviers Stokes	146
B Calcul des vitesses dans le ménisque	147
B.1 Introduction	147
B.2 Résolution par une formulation moindre carré	147
B.2.1 Discrétisation spatiale	147
B.2.2 Formulation faible de type Galerkin	148
B.2.3 Résolution moindre carré	148
B.3 Validation sur des cas tests	148
B.3.1 Cas du cylindre	148
B.3.2 Cas du ménisque	149

Introduction

La société AREVA est spécialisée dans la fabrication et le soudage de gros composants dédiés à l'industrie nucléaire. Les sollicitations qui existent dans les circuits des installations nucléaires imposent l'assemblage de pièces de fortes épaisseurs. La fabrication de tels composants, avec des épaisseurs de plusieurs dizaines de millimètres, nécessite des opérations de soudage en chanfrein étroit. Ce type d'assemblage pose la problématique de l'encombrement et de l'accessibilité pour la réalisation de l'opération d'assemblage et le contrôle, afin de concilier productivité et qualité du process. Différentes solutions peuvent être envisagées, parmi lesquelles l'utilisation du soudage MAG avec dispositif de contrôle.

Historiquement, il est connu que le procédé MAG peut créer des manques de fusion localisés, conduisant à des défauts de pénétration, entraînant la non-conformité de certains assemblages. De nos jours, les procédés récents, à court-circuit contrôlé, permettent de diminuer ce type de défaut, voire de s'en affranchir, tout en offrant une productivité importante. Afin de garantir la qualité des opérations, la société AREVA innove en développant notamment des moyens de contrôle pour le suivi des opérations. Différentes techniques de contrôle peuvent être proposées : techniques de vision pour le suivi du bain de fusion ou mesures des signaux électriques pour s'assurer de la stabilité des paramètres opératoires.

Une autre piste de contrôle, utilisant des mesures de températures, pourrait être envisagée. En effet, le procédé MAG, basé sur la fusion de pièces métalliques, introduit des cycles thermiques très rapides, à forts gradients thermiques et à hautes températures, conduisant à la formation de zones de métal liquide en fusion. Les mesures de températures peuvent donc fournir des indications intéressantes sur les transferts d'énergie dans et autour du bain de fusion, et donc sur sa forme (taille et pénétration) et sur sa stabilité. Différentes techniques peuvent être proposées : utilisation de thermocouples, thermographie infrarouge, pyrométrie... La mesure de températures constitue une technique importante dans un grand nombre de contrôles de procédés : fonderie, coulée continue, mais aussi fabrication additive. En effet, certains fabricants de machines de fabrication additive commencent à intégrer des technologies de mesure de températures pour s'assurer du bon déroulement du processus de fabrication.

Les relations entre mesures de températures et caractéristiques attendues du cordon de soudure ne sont pas évidentes. En effet, en soudage MAG, les transferts de masse et de chaleur sont intimement liés. Il s'agit d'un problème multiphysique complexe, dans lequel de nombreux phénomènes interviennent, de façon couplée. Le soudage MAG se caractérise aussi par la co-existence de différentes zones de métal liquide, quel que soit le type de transfert mis en oeuvre : zone fondue à l'extrémité de l'électrode fusible, zone de transfert et bain de fusion. Le comportement de ces zones liquides, et notamment du bain de fusion, va conditionner la géométrie finale du cordon de soudure et ses caractéristiques mécaniques.

La qualité de l'assemblage et l'intégrité de la structure sont donc directement liées à la maîtrise de cette opération d'assemblage par fusion, pour laquelle la caractérisation du comportement dynamique et des champs de température des zones de métal liquide représente un atout important.

Au-delà des enjeux techniques, le développement d'une approche pour la mesure in-situ des champs de température des zones liquides au cours d'une opération de soudage à l'arc présente différents points d'intérêt.

En premier lieu, la mesure et l'analyse des distributions surfaciques de températures peut permettre d'appréhender l'homogénéité de comportement et la stabilité des phases liquides.

En second lieu, ce type de mesure, couplé à l'étude du comportement dynamique des zones liquides, peut contribuer à caractériser l'évolution des propriétés physiques des interfaces, telles que la tension de surface, en lien avec la température, dans des configurations réelles de soudage à l'arc. Ces aspects peuvent participer à l'enrichissement des dialogues entre expérimentation et simulation numérique.

Enfin, en terme de finalité industrielle, la détermination des distributions des températures du bain liquide peut être envisagée comme un moyen de contrôle in-situ du procédé.

C'est dans ce contexte que s'inscrit ce travail de thèse, réalisé en collaboration entre le Centre Technique d'AREVA NP et le Laboratoire de Mécanique et Génie Civil de l'Université de Montpellier. Il s'agit de proposer une démarche expérimentale d'étude du comportement des zones liquides en cours de soudage MAG basée sur un dispositif de mesure de température, dans le but de :

- proposer un prototype pour réaliser du contrôle de procédé de soudage in-situ, grâce à la mesure des champs de température du bain de fusion, dans des configurations difficiles d'accès telles que les chanfreins étroits par exemple,
- contribuer à l'amélioration de la compréhension des phénomènes physiques et de la caractérisation des propriétés thermo-physiques.

Le mémoire comporte quatre chapitres.

Le premier chapitre présente un état de l'art sur le soudage MAG et la mesure de température sans contact. Ce chapitre permet d'appréhender les modes de transferts en soudage MAG et les différents phénomènes qui s'y rapportent, en insistant plus particulièrement sur les phases liquides. Les problématiques liées à la mesure de température sans contact sont également présentées et notamment les techniques qui peuvent être envisagées dans le contexte du soudage à l'arc.

Le deuxième chapitre est consacré au développement d'un dispositif de pyrométrie bichromatique pour la mesure de températures in-situ. Le dispositif est discuté au niveau des choix techniques et logiciels, mais aussi au niveau des procédures de calibration et de la détermination des incertitudes associées. Une étude concernant la mesure de température de fusion des métaux purs est présentée, ainsi qu'une première mise en oeuvre en conditions industrielles.

Le troisième chapitre concerne le comportement de gouttelettes lors du transfert en mode pulsé. Une étude expérimentale permet d'accéder à la fois à la caractérisation du comportement des gouttelettes lors de leur phase de vol libre et à la mesure de leurs températures de surface. L'estimation de la tension superficielle in-situ est réalisée, en prenant en compte les grandes déformations des gouttelettes. L'analyse comparée de ces résultats permet d'appréhender l'évolution de la tension de surface avec la température en conditions de soudage.

Le quatrième chapitre présente une étude du comportement à la rupture des ménisques liquides. L'approche expérimentale développée dans ce travail est utilisée pour caractériser la rupture des veines de métal liquide au cours de transfert en court-circuit contrôlé de type CMT. Cette étude permet d'appréhender les effets dynamiques dans le comportement des zones liquides et l'influence des paramètres procédés.

Chapitre 1

État de l'art

1.1 Introduction

La détermination des distributions des températures des zones de métal liquide en soudage à l'arc peut permettre d'améliorer la compréhension du comportement de ces phases liquides ; notamment en terme d'homogénéité de comportement, voire de stabilité. Au-delà de ces aspects, la caractérisation des distributions des températures peut aussi être appréhendée comme un moyen de contrôle *in-situ* du procédé, ce qui peut s'avérer particulièrement utile dans certaines applications contraintes telles que le soudage en chanfrein étroit.

L'étude des températures constitue une thématique de recherche importante en soudage et fait l'objet de nombreux travaux [1–4] qui proposent différentes approches : simulations numériques, techniques expérimentales ou combinaison des deux. C'est notamment le cas des études utilisant des mesures avec thermocouples qui nécessitent l'utilisation de méthodes inverses pour accéder aux températures dans les phases liquides.

Les températures atteintes en soudage à l'arc, ainsi que le caractère mobile et dynamique des zones d'intérêt, nous conduisent à privilégier la mise en oeuvre de dispositifs de mesure de température sans contact. Plusieurs méthodes et techniques peuvent être envisagées, la prise en compte des contraintes inhérentes à la mesure *in-situ* en cours de soudage permettra de définir la (ou les) méthode(s) la (ou les) mieux adaptée(s).

Avant d'aborder les problématiques liées à la mesure de température sans contact, le principe du soudage MAG et les différents modes de transferts associés sont rappelés. Quelques études concernant le comportement des phases liquides et les phénomènes principaux qui y participent sont également présentés.

1.2 Le soudage MAG

Dans cette partie, les principales caractéristiques du soudage MAG sont présentées du point de vue des matériels mis en oeuvre et des nombreux transferts qui peuvent apparaître en fonction des paramètres procédés. Dans un deuxième temps, les physiques mises en jeu seront détaillées pour analyser les phénomènes.

1.2.1 Définition

Le soudage Metal Inert Gas (MIG)/Metal Active Gas (MAG) est un procédé d'assemblage par fusion localisée. L'énergie permettant la fusion du matériau de base provient de l'arc électrique créé entre l'électrode fusible et la pièce. Le matériau d'apport est fourni par l'électrode elle-même. L'arc électrique créé entre la pièce et l'électrode provoque également la fusion de l'électrode. Le

bain liquide résultant de la fusion du matériau de base et du matériau d'apport est protégé par un flux gazeux. La composition de ce gaz détermine l'appellation du procédé :

- MIG, gaz inerte :
 - Argon pur.
 - Mélange argon, hélium.
- MAG, gaz actif :
 - Dioxyde de carbone pur.
 - Mélange argon, dioxyde de carbone.
 - Mélange argon, oxygène.
 - Mélange argon, oxygène, dioxyde de carbone.

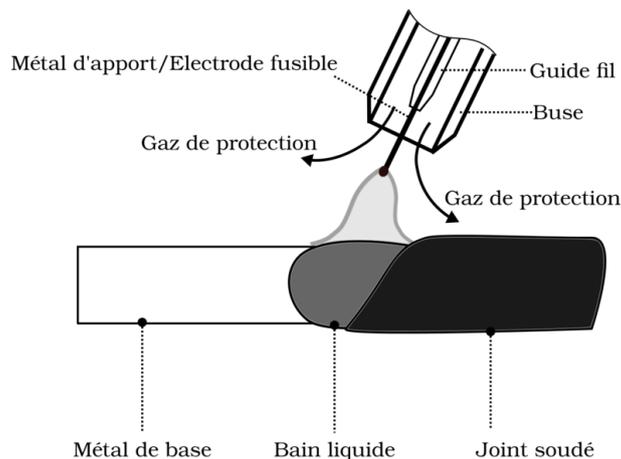


FIGURE 1.1 – Coupe longitudinale d'une opération de soudage MAG.

La figure 1.1 illustre une opération de soudage MAG où le métal de base est fondu par l'arc électrique ; le cordon de soudure est formé par la solidification du bain liquide. Différents domaines sont observés :

- le plasma d'arc qui conduit le courant et qui protège les parties de métal liquide,
- le fil d'apport d'un diamètre avoisinant le millimètre et dont la fusion est réalisée au fur et à mesure du dévidage,
- le bain liquide qui peut déboucher à travers les tôles à assembler. En soudage MAG, des longueurs de bains de 20 mm peuvent être atteintes.

Ces domaines évoluent au cours du temps en fonction des signaux contrôlés par le générateur :

- courant I ,
- tension U ,
- vitesse fil V_{fil} .

En fonction de ces signaux, différents types de transfert peuvent être observés.

1.2.2 Les différents modes de transfert

En soudage MAG, l'extrémité fondue du fil d'apport est transférée dans le bain liquide. La vitesse de dévidage du fil d'apport est un paramètre lié aux paramètres électriques du procédé. L'augmentation ou la diminution de l'intensité et/ou de la tension de soudage entraînent un changement de type de transfert du matériau d'apport. La figure 1.2 présente une synthèse des différents transferts ; leurs spécificités sont détaillées dans la suite. Les paramètres électriques ne sont pas les seuls facteurs influant sur les transferts : le diamètre du métal d'apport, la hauteur d'arc, le gaz de protection, la nature des matériaux mis jeu modifient également le type de transfert.

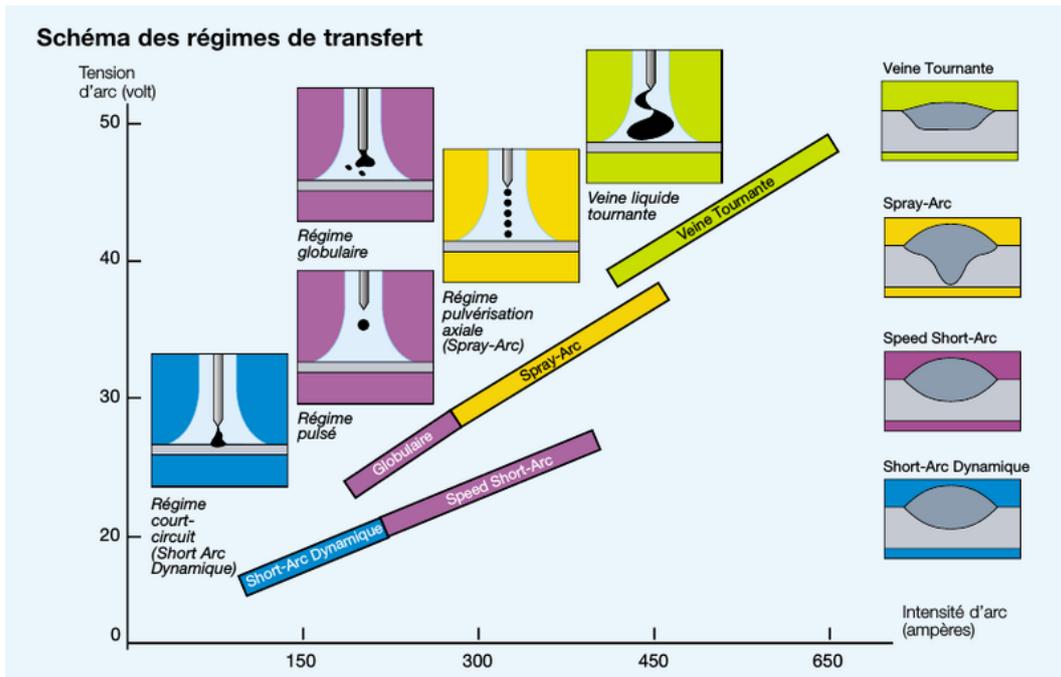


FIGURE 1.2 – Schéma des différents types de transfert en fonction des paramètres énergétiques.

Selon les applications, certains types de transfert doivent être privilégiés.

1.2.2.1 Court-circuit

Lorsque de faibles énergies sont mises en jeu (cf. figure 1.2), le transfert de métal se fait par contact. L'arc, ainsi que l'effet Joule, provoquent la fusion de l'extrémité de l'électrode. La goutte ainsi formée reste à l'extrémité du fil d'apport et grossit continuellement durant le dévidage du fil. L'extrémité liquide entre en contact avec la pièce, créant un court-circuit. Ce court-circuit engendre une augmentation brutale de l'intensité, entraînant l'augmentation des forces électromagnétiques. Ces forces induisent un pincement à la jonction solide/liquide de l'électrode jusqu'au détachement de la goutte. À la rupture du court-circuit, l'arc est réamorçé et un nouveau cycle débute. La fréquence de ces cycles varie entre 50 et 250 Hz.

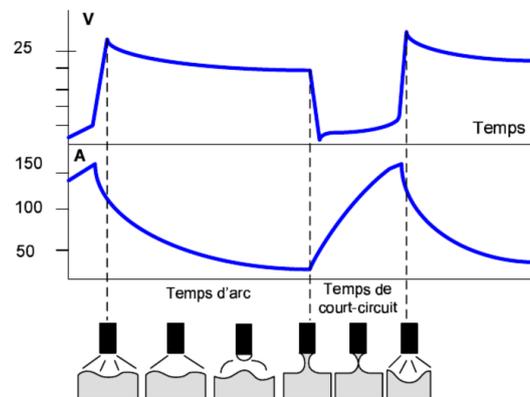


FIGURE 1.3 – Illustration des différentes phases du transfert par court-circuit associées aux paramètres électriques [5].

Les faibles énergies mises en jeu rendent ce transfert le moins énergétique de tous les transferts

classiques. Le bain liquide est donc plus visqueux et de taille plus réduite, ce qui rend ce type de transfert adapté au soudage en position et au soudage de pièces ayant une fine épaisseur.

1.2.2.2 Globulaire

Le transfert globulaire apparaît pour des énergies intermédiaires. Comme dans le cas du transfert par court-circuit, une goutte est formée à l'extrémité du fil d'apport. Mais cette goutte finit par se détacher sous l'effet de la gravité lorsque la tension superficielle de la partie liquide de l'électrode ne suffit plus à retenir la goutte. Les gouttes ont donc un volume important (cf. figure 1.4). Le transfert de ces gouttes a lieu selon une trajectoire erratique. La fréquence de détachement des gouttes est également aléatoire. Ce type de transfert engendre une grande quantité de projections, entraînant de lourdes opérations de parachèvement, ce qui en fait un régime à éviter.

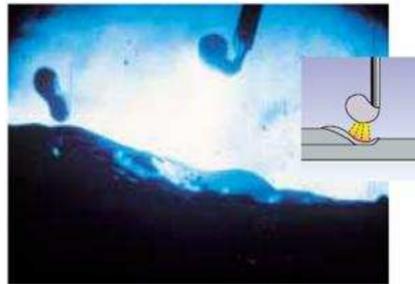


FIGURE 1.4 – Transfert de métal en régime globulaire.

1.2.2.3 Pulvérisation axiale

Lorsque la densité de courant est suffisante (environ 250 A/mm^2 en fonction des matériaux et dimensions), le transfert se fait en pulvérisation axiale ou spray. Une multitude de petites gouttelettes sont projetées à grande vitesse dans la colonne de plasma, de l'électrode au bain liquide (cf. 1.5). Ce type de transfert permet d'obtenir un arc stable et une pénétration profonde dite "en doigt de gant" comme illustré par les profils de pénétration de la figure 1.2. Ce type de transfert est utilisé pour le soudage de pièces de fortes épaisseurs ($>5 \text{ mm}$). Toutefois les fortes énergies conduisent à la formation d'un bain liquide de volume important, ce qui rend ce type de transfert inadapté pour le soudage en position.

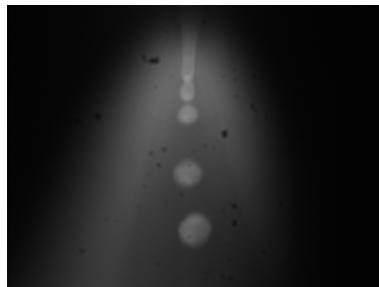


FIGURE 1.5 – Transfert de métal en pulvérisation axiale.

1.2.2.4 Veine liquide tournante

Lorsque des niveaux d'énergie très importants sont atteints, pour des intensités et des tensions supérieures respectivement à 500 A et 50 V , le transfert en pulvérisation axiale devient un transfert en veine liquide tournante. Une veine de métal liquide continue est soumise à des

forces électromagnétiques très importantes, entraînant sa rotation autour d'un axe central (cf. figure 1.6). Ce transfert permet d'obtenir des cordons larges et pénétrants, ce qui lui confère une productivité importante pour le soudage de pièces de fortes épaisseurs.



FIGURE 1.6 – Transfert de métal en veine liquide tournante [6].

1.2.2.5 Pulsé

En plus des régimes de transfert classiques, des transferts obtenus par la maîtrise des caractéristiques électriques de l'arc existent. Comme le régime pulsé est obtenu grâce au contrôle précis du courant et de la tension de l'arc. Un signal en créneaux (cf. figure 1.7) permet de conserver un arc constamment allumé. Les périodes d'intensité haute permettent la formation rapide de gouttes de métal qui se détachent à la chute d'intensité. Ainsi, les différents paramètres accessibles, tels que la fréquence des créneaux et les paramètres électriques des temps hauts et des temps bas, permettent de découpler la quantité d'énergie apportée à la pièce de la quantité de métal d'apport.

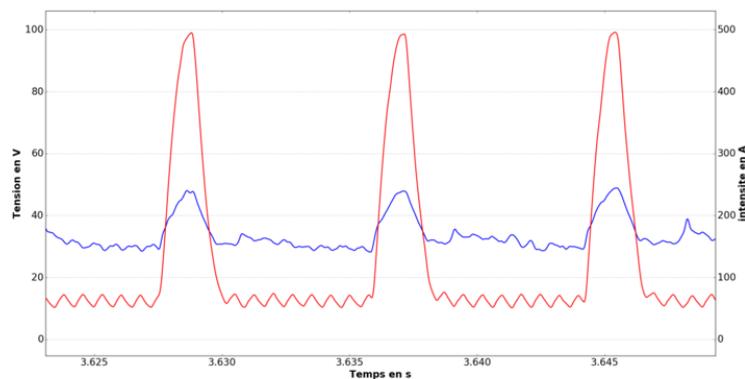


FIGURE 1.7 – Signaux électriques du régime pulsé : courant en rouge, tension en bleu.

Ce type de transfert permet le soudage de pièces à des énergies où un transfert globulaire devrait normalement intervenir. De plus, ce type de transfert apporte une meilleure maîtrise du bain de fusion pour le travail en position, comme par exemple dans le cas du soudage de tuyauteries.

1.2.2.6 Les transferts contrôlés

Enfin, un second type de transfert où les caractéristiques électriques sont contrôlées sont les transferts à court-circuit contrôlés. En effet, le transfert de métal est l'un des paramètres à contrôler pour l'obtention d'un joint ayant des propriétés géométriques et physiques convenables.

Les fabricants de matériel de soudage s'efforcent donc d'améliorer les transferts métalliques à l'aide de différentes solutions. La plus répandue est de contrôler les paramètres courant/tension en cours de soudage. Par exemple, Air Liquide Welding a développé un transfert appelé Speed Short Arc qui permet l'obtention d'un transfert par court-circuit à des intensités où le transfert devrait être globulaire [7]. La maîtrise de ces transferts permet également de diminuer l'énergie apportée à la pièce et donc les déformations. De la même façon, le procédé STT, de la société Lincoln, apporte moins d'énergie en maîtrisant les paramètres de soudage au cours du cycle [8]. Enfin, la gestion du procédé peut être effectuée en pilotant à la fois les paramètres électriques et un paramètre physique, à savoir la vitesse de fil. C'est la solution choisie par Fronius, avec le procédé CMT qui régule les paramètres électriques et fait mécaniquement remonter le fil pour obtenir un détachement "doux" des parties liquides en soudage court-circuit [9].

1.2.3 Les phénomènes physiques mis en jeu lors d'un transfert MAG

Dans cette partie, les équations de conservation qui régissent le comportement des différents milieux sont rappelées ainsi que quelques conditions aux limites qui jouent un rôle important sur le comportement des milieux (phénomènes physiques principaux illustrés en figure 1.8). L'objectif principal est de mettre en place les équations qui serviront à l'analyse du comportement des phases liquides. Le comportement du plasma (gaz) ne sera pas considéré. Dans les domaines liquides, certains couplages forts entre thermique, hydraulique et électro-magnétisme seront mis en avant.

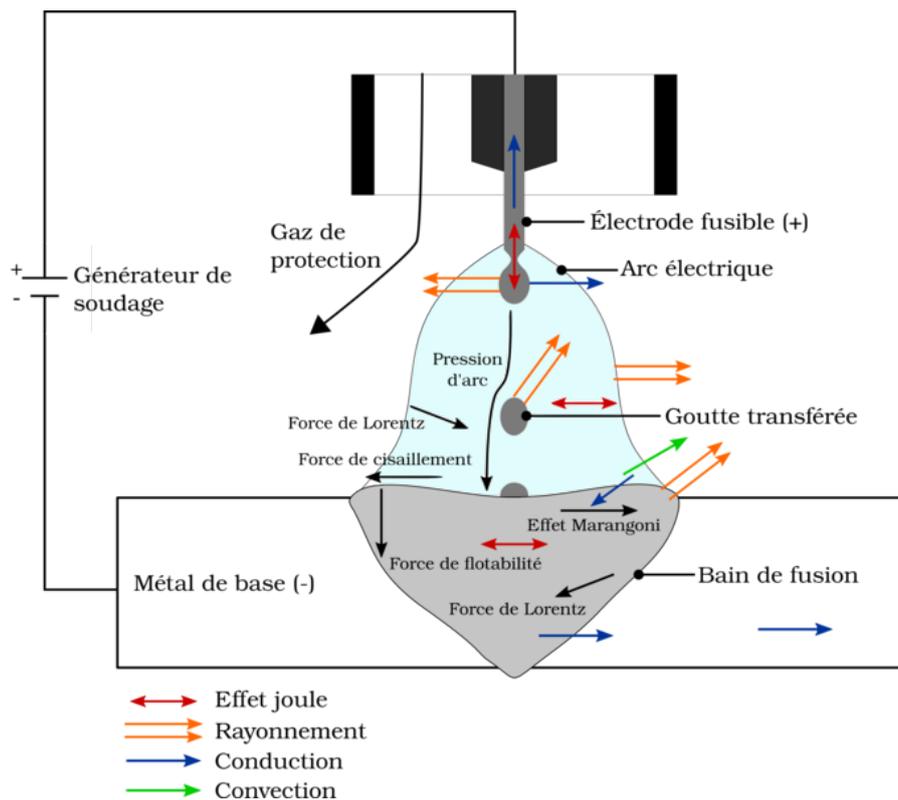


FIGURE 1.8 – Phénomènes physiques présents en soudage à l'arc.

1.2.3.1 Équations de conservation

Par la suite, \mathbf{u} désigne le vecteur vitesse du fluide, ρ la masse volumique, σ la tension superficielle, T la température, C_p la capacité calorifique, $\mathbf{F}_{\text{domaine}}$ les forces appliquées dans le domaine délimité par la frontière S_{domaine} et \mathbf{q} le vecteur flux de chaleur qui est déterminé dans le domaine par la loi de Fourier ($\mathbf{q} = -k\nabla T$ où k est la conductivité du matériau). L'équation

de conservation de la masse décrit l'un des principes fondamentaux de la physique selon lequel, au cours des transformations chimiques et physiques, la masse se conserve :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1.1)$$

Un second principe de conservation est celui de la quantité de mouvement, qui est décrit par l'équation suivante :

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho \mathbf{u} \cdot (\nabla \mathbf{u}) - \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} = \mathbf{F}_{\text{domaine}} \quad (1.2)$$

Diverses hypothèses peuvent être faites au niveau des lois de comportement des phases liquides (visqueux, fluide quasi-newtonien...) qui permettent d'estimer les contraintes $\boldsymbol{\sigma}$ en fonction des vitesses de déformations ($\dot{\boldsymbol{\epsilon}} = \frac{1}{2}(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T)$). Le couplage avec les lignes de courant électriques se fera à travers les forces de Lorentz qui seront prises en compte dans le terme $\mathbf{F}_{\text{domaine}}$. Les forces de Lorentz sont calculées après détermination de la densité de courant et du champ magnétique (section 1.2.3.2, éq. (1.7)).

L'équation de conservation de l'énergie permet d'exprimer l'invariance de l'énergie dans le domaine :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p \mathbf{u} \cdot \nabla T + \nabla \cdot \mathbf{q} = Q_{\text{domaine}} \quad (1.3)$$

Q_{domaine} correspond à une source volumique de chaleur dans laquelle peuvent être intégrés l'effet Joule ou l'apport de chaleur induit par le procédé. Dans cette équation 1.3, la présence du champ des vitesses implique une forte influence de celui-ci sur le champ de température.

La masse, la quantité de mouvement et l'énergie dans un domaine liquide peuvent être modifiées par des interactions intervenant le long des interfaces du domaine. Dans le cas du soudage à l'arc, ces interfaces sont mobiles et évoluent au cours d'un cycle de soudage comme on le montrera dans les parties suivantes. L'interaction dominante agit le long de l'interface entre le métal liquide et le plasma et rend compte de la différence d'équilibre de surface entre le gaz et le métal liquide. Son action est caractérisée par la loi de Laplace, qui relie la différence de pression Δp de part et d'autre de l'interface à la tension de surface σ et à la courbure de l'interface :

$$\Delta p = \sigma(T) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (1.4)$$

où σ peut dépendre de la température et R_1 et R_2 sont les rayons de courbure principaux au niveau de l'interface. Cette relation fournit une condition aux limites en pression le long de l'interface.

1.2.3.2 Équations de Maxwell

Les équations de Maxwell permettent de décrire les phénomènes électromagnétiques présents dans le domaine. Pour les domaines liquides et les temps caractéristiques induits par les phénomènes électromagnétiques, Jones *et al* [10] ont montré qu'il n'est pas nécessaire de prendre en compte le comportement transitoire et que l'on peut considérer un comportement électrostatique ou magnétostatique.

Dans ces conditions, les différentes grandeurs caractérisant le comportement électro-magnétique sont la densité de courant \mathbf{J} et le champ magnétique \mathbf{B} .

L'équation de conservation du courant s'exprime :

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (1.5)$$

en considérant comme nulle la source volumique de courant.

L'équation de Maxwell-Ampère permet de calculer le champ magnétique \mathbf{B} en fonction de la densité de courant \mathbf{J} :

$$\nabla \wedge \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (1.6)$$

avec μ_0 la perméabilité magnétique du vide.

Ces équations permettent de décrire les phénomènes électrostatiques et magnétostatiques dans les différents domaines liquides considérés. Les conditions aux limites sont en général définies par un flux de courant (imposé par le procédé) sur l'une des frontières du domaine.

A partir de ces équations, on peut déterminer les forces de Lorentz :

$$\mathbf{F}_L = \mathbf{J} \wedge \mathbf{B} \quad (1.7)$$

Pour d'importantes densités de courant, les forces jouent un rôle important sur l'écoulement du métal liquide. Ces densités de courant peuvent également créer des effets Joule localisés importants.

1.2.4 Dynamique des phases liquides en soudage MAG

Le comportement dynamique des phases liquides en soudage peut être décrit au niveau de trois régions relativement indépendantes :

- la formation de la goutte et son détachement,
- les phénomènes ayant lieu dans la colonne d'arc (dont le transfert de la goutte),
- l'impact de la goutte dans le bain de fusion et les mouvements de celui-ci.

L'étude de ces phénomènes peut-être appréhendée de manière expérimentale, à l'aide de l'observation et de mesures *in-situ*, et par la simulation numérique en modélisant ces phénomènes. Ces deux types d'approches seront utilisées dans la suite, en fonction des zones considérées.

1.2.4.1 Observations

Détachement À l'extrémité de l'électrode, une partie liquide, ou goutte pendante se forme. Cette goutte est sollicitée par différents types de force :

- gravitaire,
- capillaire,
- électromagnétique,
- de cisaillement (induit par le plasma le long de la surface).

En position de soudage classique, l'effet de la gravité tend à détacher la goutte de la partie solide du fil fusible sous l'action de son propre poids, directement proportionnel à la masse volumique ρ du métal liquide considéré.

Une force permet de retenir cette goutte à l'extrémité du fil : il s'agit de la force engendrée par la tension superficielle. La tension de surface provient de la minimisation de l'énergie d'interface liquide/gaz. Cela entraîne une force sur la goutte qui tend à la retenir à l'extrémité du fil.

La goutte est parcourue par le courant de soudage. Un champ magnétique est donc créé autour de celle-ci. Ce champ magnétique engendre une force sur la goutte. Il s'agit de la force de Lorentz qui résulte des effets combinés de courant électrique et de champ magnétique (cf. équation 1.7). Cette force est orientée perpendiculairement à l'axe principal de la goutte. Elle a donc une tendance à détacher ou au contraire à maintenir la goutte à l'extrémité du fil en fonction de la répartition du flux de courant dans la goutte.

Enfin, les forces de frottements induites par le plasma sur la surface de la goutte sont négligeables, car la densité du plasma est faible par rapport à celle du métal fondu [11] .

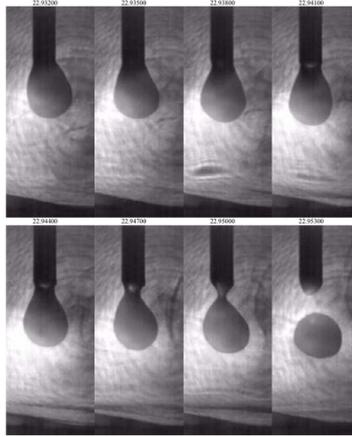


FIGURE 1.9 – Détachement d'une goutte en soudage pulsé, intensité de courant haut : 330 A [10].

Ces forces ont des effets contraires ou complémentaires et varient au cours du temps. Le volume croissant de la goutte augmente également son inertie, et le détachement brutal des gouttes précédentes entraîne des mouvements qui peuvent déstabiliser cette goutte pendante. Ces mouvements sont contrebalancés par la tension de surface qui tend à minimiser l'énergie de surface de la goutte et donc à lui faire retrouver une forme sphérique. Enfin, la viscosité du métal liquide amortit ces déformations et agit comme un frein aux déformations. Le détachement d'une goutte a été observé par Jones *et al.* [10] et est illustré par la figure 1.9.

Bain liquide Le bain de soudage est soumis aux mêmes forces que les autres phases liquides. Toutefois, ces forces n'ont pas les mêmes effets. La gravité facilite la pénétration du bain liquide et/ou tend à favoriser son effondrement dans le cas d'une soudure en pleine pénétration. Les forces appliquées sur le bain modifient principalement les écoulements internes [12]. On peut distinguer quatre forces motrices principales (cf. figure 1.10) : les forces de flottabilité, les forces de Lorentz, la tension de surface (effet Marangoni), et le cisaillement de l'arc.

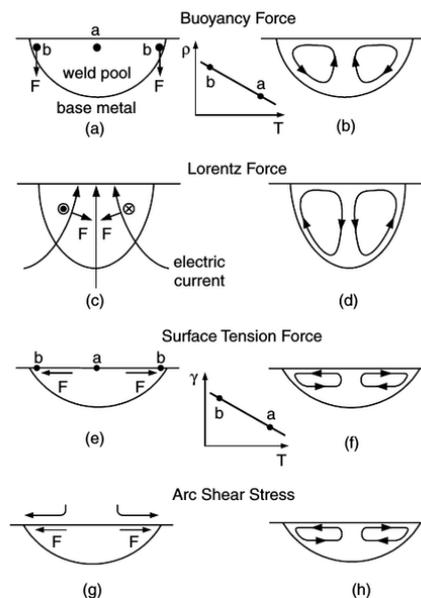


FIGURE 1.10 – Direction des écoulements dans le bain de soudage en fonction des forces appliquées [12].

La densité du liquide varie avec sa température. La température du bain étant plus froide aux bords de celui-ci, la gravité entraîne les fluides plus denses en bordure de bain vers le fond. Il s'agit des forces de flottabilité illustrées par les parties (a) et (b) de la figure 1.10. On parle aussi de convection naturelle.

Les forces de Lorentz dépendent de la polarité appliquée à l'électrode. Dans le cas illustré par les schémas (c) et (d), l'électrode a une polarité négative, cas le plus fréquent en soudage TIG. Le courant se déplace donc en direction de l'électrode. La force de Lorentz présentée par l'équation (1.7) est ainsi orientée vers l'intérieur du bain. Cela engendre des écoulements vers le fond du bain au niveau de son axe principal.

Les gradients de tension de surface $\partial\sigma/\partial T$ engendrent des écoulements dans le bain. Ces écoulements sont illustrés par les parties (e) et (f) de la figure 1.10, dans le cas très répandu où la tension de surface σ diminue lorsque la température T augmente. Ainsi la partie la plus chaude ayant une tension de surface plus faible est entraînée vers l'extérieur du bain. Les écoulements ont donc lieu du centre du bain vers l'extérieur. Cette convection naturelle causée par la tension de surface est appelé convection de Marangoni.

Le cisaillement de l'arc crée une vitesse radiale sur la surface du bain. Cela engendre un écoulement du centre vers l'extérieur. Ce phénomène a donc tendance à élargir le bain.

En plus de ces différents mouvements internes au bain liquide, la surface libre subit des déformations dues à deux principaux phénomènes : la pression de l'arc et l'impact des gouttes ou du fil dans le cas du transfert par court-circuit. Une modélisation du plasma a été proposée par Xu [13]. Cette modélisation permet d'obtenir une répartition de la pression d'arc à la surface du bain sous forme d'une gaussienne ayant une valeur maximale au centre d'environ 500 Pa. Ce type de répartition de pression engendre donc un creusement du bain à partir de la partie centrale de celui-ci. Lin [14] étudie expérimentalement le transfert métallique en soudage MAG dans le cas des transferts globulaire et en pulvérisation axiale. Les observations effectuées permettent de mesurer la taille des gouttes détachées ainsi que leur vitesse, permettant ainsi de connaître la quantité de mouvement apportée au bain à l'impact d'une goutte. Par exemple, dans le cas de l'utilisation d'un fil d'acier de diamètre 0,9 mm et d'un courant de soudage de 205 A, la goutte de 0,8 mm de diamètre est transférée à 1,5 m/s. En relevant la fréquence de détachement des gouttes (400 Hz dans le cas de l'exemple précédent), il est ainsi possible d'évaluer une quantité de mouvement par unité de temps apportée par l'impact des gouttes [15].

Goutte en transfert Lorsque la goutte est détachée de l'extrémité du fil, elle est en vol libre entre le fil et le bain. Durant cette période, elle n'est plus soumise au courant de soudage. Les forces électromagnétiques n'ont donc plus d'action sur elle. Toutefois, elle reste soumise à la gravité, et aux forces de surface [16]. La goutte se déplace dans le plasma de l'arc et subit donc des forces de cisaillement induites par le frottement avec celui-ci. Mais, comme dans le cas de la goutte pendante, il a été montré que, dans la majorité des cas, ces forces sont négligeables [11].

Lors du détachement, la goutte subit une déformation initiale. La tension superficielle tend à lui faire reprendre une forme sphérique, entraînant une série d'oscillations durant le temps de vol libre [17]. Le détachement s'accompagne parfois d'une brusque augmentation de l'intensité de soudage ajoutant un effet de rotation de la goutte sur elle-même durant sa chute. Enfin, la goutte entre dans le bain en lui apportant une quantité de matière, de chaleur, mais également de mouvement. Ce temps de vol libre, ainsi que l'impact de la goutte sont illustrés par la figure 1.11.

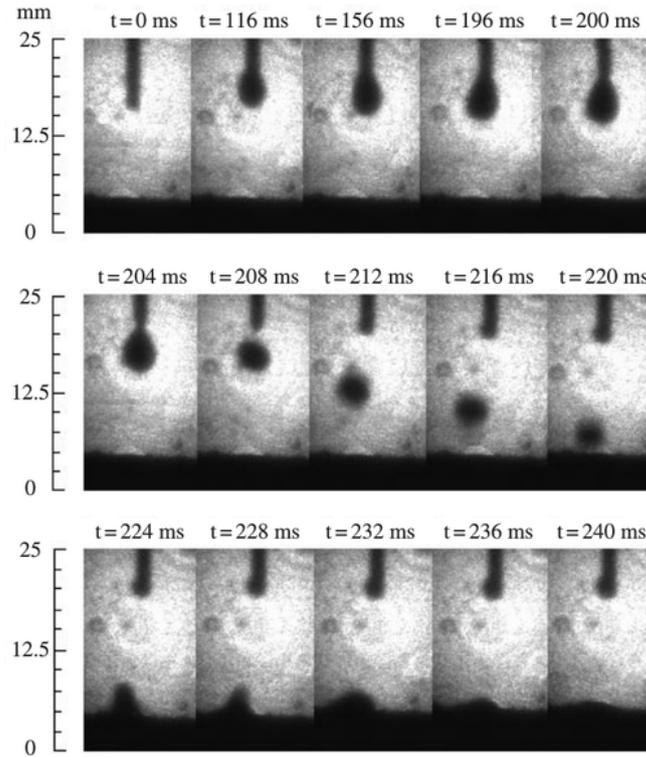


FIGURE 1.11 – Observation d’une goutte durant son transfert et son impact sur le substrat [18].

1.2.4.2 Modélisations du comportement des phases liquides

Les modèles associés au plasma et les couplages avec le comportement des phases liquides ne sont pas détaillés. Dans cette partie, des modèles numériques du comportement des phases liquides couramment utilisés pour la simulation du soudage à l’arc sont passés rapidement en revue.

Suivant le domaine étudié, différentes méthodes peuvent être développées. Le comportement en vol libre sera détaillé dans le chapitre 3.

Le bain liquide Dans le bain liquide, les interactions (pression, gouttelettes, arc,...) varient fortement le long des interfaces et contribuent à une distribution non-homogène des différents champs. Les méthodes mises en place doivent pouvoir prendre en compte ces hétérogénéités. Deux types de méthodes sont mises en oeuvre dans la littérature :

- la méthode par éléments finis,
- la méthode par volumes finis.

Les deux méthodes sont basées sur la résolution des équations présentées dans la section 1.2.3. Ces méthodes doivent également prendre en compte l’évolution de la surface libre qui reste une difficulté au niveau numérique. Différentes méthodes (fonctions de niveaux pour les éléments finis, volume de fluide pour les volumes finis) ont été développées pour répondre à cette problématique mais les temps de calculs demeurent trop importants et ne sont pas encore utilisables dans des configurations industrielles. Des résultats issus d’une méthode de volumes finis pour la partie thermique sont montrés dans la section suivante sur les figures 1.14 et 1.15.

Détachement La phase de détachement de la phase liquide du fil d’apport a été étudiée de manière abondante dans la littérature. Cette phase est importante pour assurer la qualité des joints en évitant par exemple la formation de projections. Différentes méthodes ont été développées. Les premières sont basées sur les mêmes techniques que celles utilisées pour la

modélisation du bain [19]. D'autres méthodes sont basées sur une approche plus analytique pour avoir un ensemble d'équations qui pourront être utilisées au niveau industriel. Dans ces approches analytiques, différents types de modélisation sont possibles. Une première approche consiste à considérer l'ensemble des sollicitations de manière globale en traitant des forces magnétiques, gravitaires et capillaires agissant au cours du détachement [20]. En utilisant une approche similaire, Lowke [21] parvient à appréhender les transitions entre le mode spray et le mode globulaire. Une autre approche considère les équations de conservation présentées dans la section précédente en supposant que l'écoulement et les différentes distributions sont principalement uniaxiales. Lancaster [22], à partir de ces équations et de leurs formes linéarisées, développe un modèle permettant de prédire les instabilités apparaissant au cours du détachement.

1.2.5 Transfert d'énergie et Rayonnement

Le procédé de soudage à l'arc réalise la conversion de l'énergie électrique fournie par le générateur en énergie calorifique. Une partie de l'énergie sert à ioniser le gaz et à activer le flux d'électrons dans le plasma. Ce plasma atteint des températures élevées et il échange une partie de son énergie avec le bain, le fil et le milieu environnant.

Les transferts d'énergie sont de quatre types : radiatif, conductif, convectif et par apport de sources volumiques (goutte plus chaude par exemple). La figure 1.8 illustre l'ensemble des transferts d'énergie lors d'une opération de soudage MAG.

Dans cette partie, le transfert d'énergie et le rayonnement des différents domaines intervenant au cours du procédé à l'arc sont détaillés. L'objectif est d'appréhender le rayonnement et les distributions de températures pour discuter la mesure de température qui pourrait servir pour l'analyse des mécanismes physiques ou en contrôle du procédé.

1.2.5.1 Le plasma

L'arc échange avec son milieu environnant de manière radiative et convective. Son niveau énergétique dépend de sa tension et du courant qui le traverse. La tension de soudage est une image de la hauteur d'arc. En augmentant la hauteur d'arc, la surface d'échange de l'arc augmente et donc les pertes également. Ces échanges sont la cause du facteur de rendement de l'arc. Haelsig *et al* [23] mesurent des rendements allant de 60% à 95% en soudage MAG, en fonction du type de transfert et de la tension de soudage.

Les températures atteintes par l'arc sont comprises entre 2000 et 20000 K [24], comme l'illustre la simulation présentée en figure 1.12.

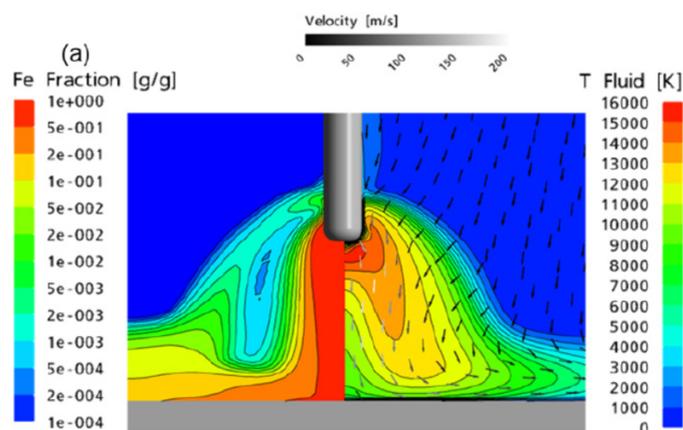


FIGURE 1.12 – Résultats de simulation d'un plasma d'arc MIG à 250 A [24]. Partie gauche : distribution des vapeurs de fer. Partie droite : champ de températures.

Cette simulation permet de déterminer les champs de température dans le plasma mais également l'interaction du plasma avec les phases liquides, ce qui peut mener à la vaporisation d'éléments métalliques.

Avec ces niveaux de température, le plasma rayonne beaucoup, principalement dans le domaine de l'UV et du visible. Un spectre acquis expérimentalement au cours d'un soudage MAG est montré sur la figure 1.13.

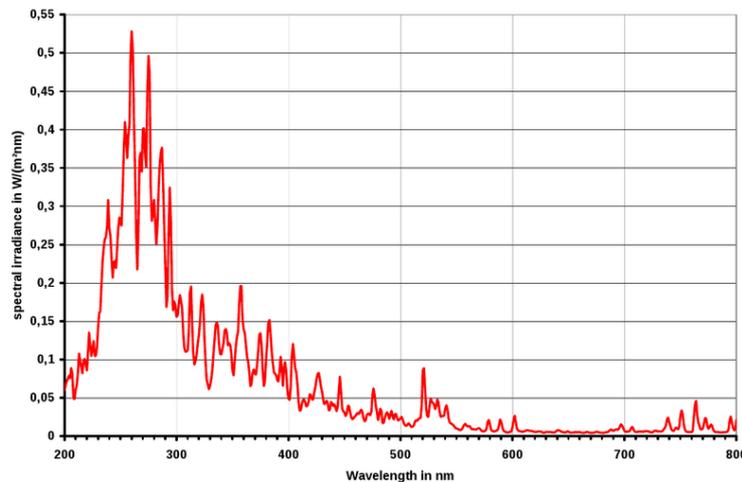


FIGURE 1.13 – Rayonnement d'un plasma en soudage MAG d'un acier CrNi [25].

On remarque sur cette figure les fortes émissions pour les longueurs d'onde dans l'UV. Dans le visible et le proche infra-rouge, le rayonnement est moindre mais cela ne signifie pas qu'il soit négligeable.

L'étude du spectre des radiations en soudage permet de contrôler le procédé. Les vapeurs métalliques émettent sur leurs raies caractéristiques. La détection et la quantification de ces phases gazeuses permettent, sous certaines conditions, de détecter l'apparition de défauts. Mills [26] et Bebiano *et al* [27] utilisent la mesure de température du plasma obtenue grâce aux radiations émises pour étudier l'apparition de défaut en soudage. Dans cette étude, la température électronique du plasma est utilisée pour détecter en temps réel des défauts causés par la présence de corps étrangers sur le cordon, comme de la graisse par exemple.

1.2.5.2 L'extrémité de l'électrode

La goutte qui se détache est le siège de transferts thermiques avec des échanges par conduction et convection avec le plasma, des pertes par rayonnement et des pertes par conduction dans le fil d'apport. C'est ce rayonnement qui doit être mesuré, afin de connaître la température de la goutte. Le détachement des gouttes a été étudié numériquement par Hu [28]. Une première étude [29] permet de décrire précisément les phénomènes physiques présents dans l'arc (distribution du courant, mouvements, transferts de chaleur,...). Sur la base de ces travaux, un cycle complet de soudage MAG a été étudié : de la formation de la goutte à son transfert au bain.

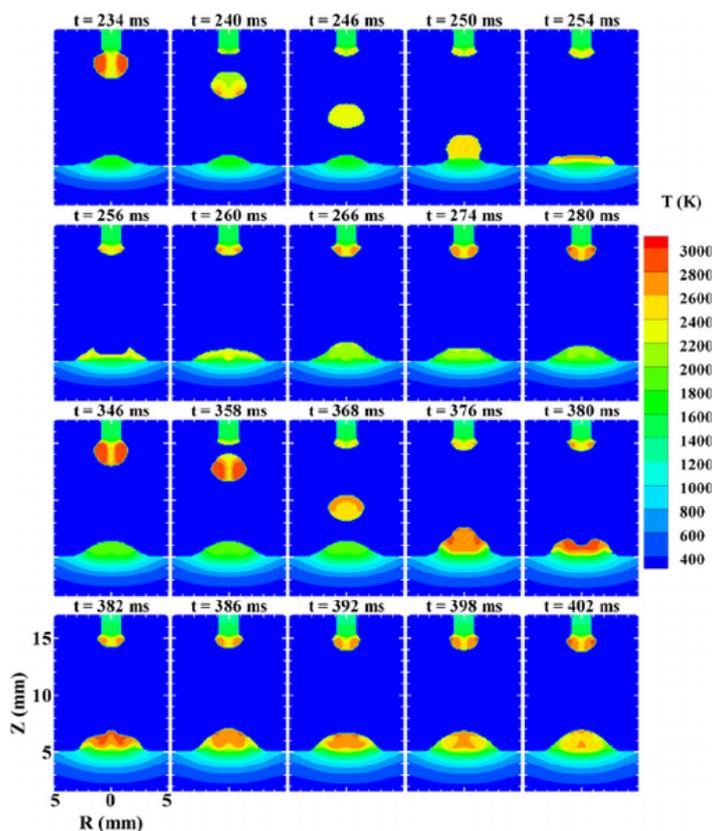


FIGURE 1.14 – Température d’une goutte lors de son transfert. Résultats de simulation numérique pour un courant de 220 A et une électrode de diamètre 1,6 mm [28].

Sur la figure 1.14, plusieurs cycles de détachement sont observables. À $t = 234$ ms, la goutte va se détacher sous l’effet du pincement électromagnétique. La température n’est pas tout à fait homogène, la température à l’intérieur de la goutte est légèrement inférieure à celle des parties extérieures. Le rayonnement émis par la goutte devrait être plus ou moins homogène excepté à l’extrémité de la goutte. Ces résultats de simulation ne montrent pas le plasma, dont la présence va perturber la mesure *in-situ* du rayonnement de la partie liquide.

1.2.5.3 La goutte en vol libre

Les champs de température obtenus pendant la chute de la goutte avec les simulations de Hu et Tsai [28] sont présentés sur la figure 1.14. La température de la goutte évolue d’environ 3000 K lors du détachement à 2400 K lors de son impact avec le bain. On remarque que la température de goutte s’homogénéise rapidement au cours du transfert (aux instants $t = 240$ ms et 368 ms). Le rayonnement émis au cours du vol libre devrait être homogène sur toute la surface extérieure de la goutte.

Cette simulation permet non seulement d’obtenir les champs de température dans les gouttes, mais aussi les vitesses de fluide. Lors du détachement, les fluides internes à la goutte ont des vitesses qui évoluent durant la chute. Ce modèle permet aussi d’appréhender les différents changements de forme de la goutte. L’évolution de la géométrie au cours de la chute (figure 1.14) imposera une contrainte sur la mesure puisque le dispositif devra être peu sensible aux changements d’orientation par rapport au capteur.

1.2.5.4 Le bain liquide

Dans le bain, des mouvements de convection naturelle permettent l'homogénéisation des températures. La chaleur est également transmise par conduction. Le bain échange aussi avec le milieu environnant, en rayonnant vers l'extérieur et par conduction avec la phase solide de la pièce. En soudage MAG, le bain liquide reçoit une partie de son énergie par le courant électrique qui est transformé en énergie calorifique le long de sa surface libre et par les gouttelettes issues du fil fondu qui sont à une température supérieure à celle du bain de fusion (voir figure 1.15).

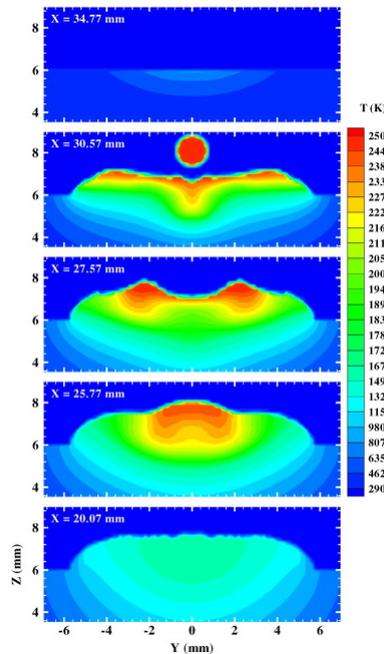


FIGURE 1.15 – Résultat de la simulation numérique de l'impact d'une goutte à la surface du bain fondu, vue en coupe [30].

Sur la figure 1.15, on distingue les évolutions de la surface libre. On remarque les effets dynamiques avec des temps caractéristiques relativement courts. D'autre part, la distribution de température est non homogène, en particulier juste après l'impact, quand la gouttelette apporte une quantité de chaleur importante qui se redistribue dans le bain de fusion. Lorsque le bain se stabilise, la température devient uniforme.

De par les températures atteintes, plusieurs milliers de degrés, et de par leur caractère fortement dynamique, ces différentes phases liquides imposent des contraintes pour la mesure de leurs températures. La mise en place de dispositifs avec contact n'est pas possible et seules les techniques de mesure de température sans contact peuvent être envisagées.

1.3 La mesure de température sans contact

Les corps soumis à un flux thermique émettent des ondes à différentes longueurs d'onde et intensités en fonction des matériaux et températures. Une partie de ces ondes est transmise par le milieu et/ou réfléchi. Les objets environnants opaques, par exemple, réfléchissent la majeure partie du signal qu'ils reçoivent. Aucun système n'est figé et à température nulle. Ainsi, les différents composants d'un système émettent des radiations qui vont se combiner aux différentes radiations présentes dans le milieu. C'est en quantifiant précisément les émissions de la zone d'intérêt qu'il est possible d'estimer la température du système à l'aide des lois présentées par la suite.

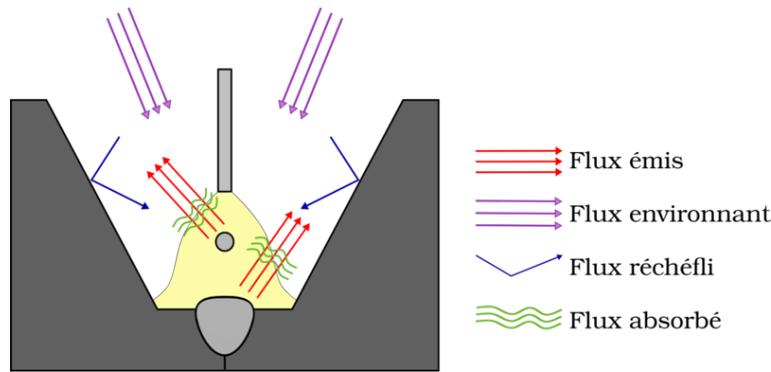


FIGURE 1.16 – Schéma représentant les principaux flux radiatifs dans le cas d’une opération de soudage MAG en chanfrein.

La figure 1.16 présente les différents flux radiatifs présents dans le cas d’une opération de soudage en chanfrein. Les deux zones d’intérêt sont la goutte et le bain liquide. Ce sont les flux émis par ces deux zones qui doivent être mesurés, afin d’accéder à leurs températures.

1.3.1 Grandeurs et relations élémentaires

Les grandeurs et relations présentées dans cette section sont issues des articles de D. Pajani [31] et F. Cabannes [32,33]. Il s’agit des notions de base du rayonnement thermique des corps parfaits.

1.3.1.1 Interactions rayonnement incident et matière

Lorsqu’un rayonnement incident rencontre un matériau quelconque, trois phénomènes sont mis en œuvre comme l’illustre la figure 1.17 : la réflexion, l’absorption, la transmission.

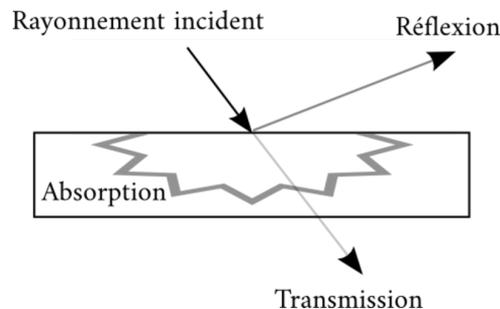


FIGURE 1.17 – Interactions rayonnement incident et matière.

Le coefficient de réflexion ρ quantifie la partie du rayonnement incident qui ne pénètre pas dans le matériau et qui est donc réfléchi par la surface. Cette réflectivité est fonction du matériau, et notamment de son état de surface. Dans le cas où la rugosité est très faible devant la longueur d’onde du rayonnement incident, la réflexion n’a lieu que dans la direction présentant un angle égal à l’angle d’incidence. Dans ce cas, on dit que le matériau est spéculaire.

Le coefficient d’absorption α est la partie du rayonnement qui est convertie en chaleur dans le matériau. Elle dépend de l’état de surface du matériau mais aussi de sa structure interne.

Enfin, dans le cas d’un matériau transparent ou semi-transparent, le coefficient de transmission τ représente la quantité de rayonnement passant à travers le matériau sans être affectée.

1.3.1.2 Le rayonnement thermique

Des trois modes de transfert thermique, le rayonnement est le seul à pouvoir s’effectuer sans support. Le rayonnement thermique constitue l’ensemble des échanges d’énergie à distance

entre deux corps par ondes électromagnétiques. Ces ondes sont définies par leur fréquence ou leur longueur d'onde. Dans le cas du rayonnement thermique, les longueurs d'ondes des ondes impliquées dans le rayonnement thermique sont comprises entre le rayonnement ultraviolet et les infrarouges (cf. figure 1.18).

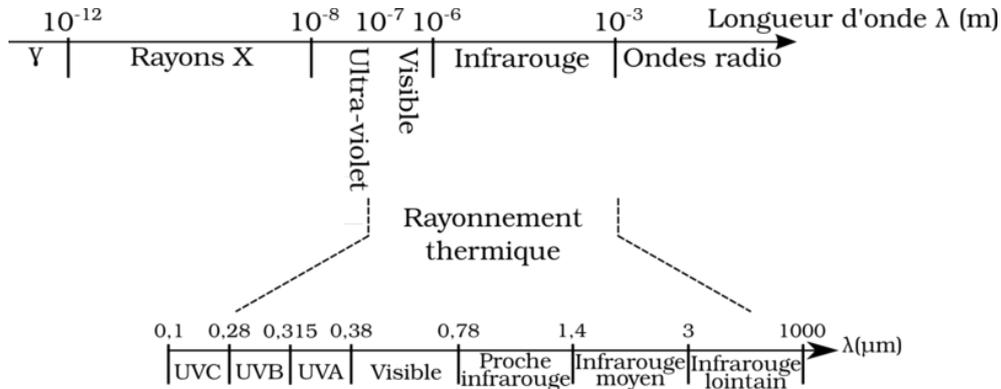


FIGURE 1.18 – Spectre électromagnétique et longueurs d'onde associées.

1.3.1.3 Le flux élémentaire

Le flux élémentaire est la quantité d'énergie émise par la source par unité de temps dans la direction \vec{r} . Il s'agit de la quantité de photons émis pour une surface et un angle solide élémentaire ($d\Omega$), par unité de temps. Il est noté ϕ et son unité est le watt (W).

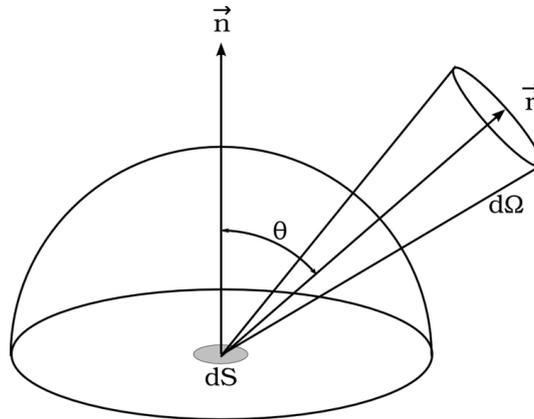


FIGURE 1.19 – Schéma de l'angle solide.

1.3.1.4 Luminance

La luminance spectrale directionnelle notée $L_\lambda(\theta, \lambda, T)$ est la quantité d'énergie rayonnée par un corps à un angle d'observation θ à la longueur d'onde λ et à une température T [33] :

$$L_\lambda(\theta, \lambda, T) = \frac{d^2\phi}{\cos\theta dS d\Omega} \quad (1.8)$$

Son unité est le $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$. Dans le cas d'un corps lambertien, la luminance ne dépend plus de l'angle θ et est ainsi uniquement fonction de la température et de la longueur d'onde.

1.3.1.5 Le corps noir

Un corps noir est un corps qui absorbe la totalité du rayonnement qu'il reçoit dans toutes les directions et à toutes les longueurs d'onde. Ce corps est un absorbeur parfait. Grâce à

la conservation de l'énergie il est également un émetteur parfait. Cela implique qu'il rayonne un maximum d'énergie à chaque température et à chaque longueur d'onde. Le corps noir est lambertien : il émet de manière isotrope.

1.3.1.6 Loi de Planck

La loi de Planck permet de calculer la luminance monochromatique du corps noir en fonction de la température pour une longueur d'onde donnée :

$$L_{\lambda}^0(\lambda, T) = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1} \quad (1.9)$$

Où les constantes sont calculées grâce aux expressions suivantes :

$$\begin{aligned} C_1 &= 2hc^2 = 1,19106 \times 10^{-16} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \\ C_2 &= \frac{hc}{k} = 1,4388 \times 10^{-2} \text{ m K} \end{aligned}$$

Avec les valeurs des constantes physiques :

$$\begin{aligned} \text{constante de Planck : } h &= 6,626 \times 10^{-34} \text{ J s} \\ \text{constante de Boltzmann : } k &= 1,3806 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1} \\ \text{célérité de la lumière : } c &= 2,9979 \times 10^8 \text{ m s}^{-1} \end{aligned}$$

La figure 1.20 présente des courbes de luminance d'un corps noir à différentes températures.

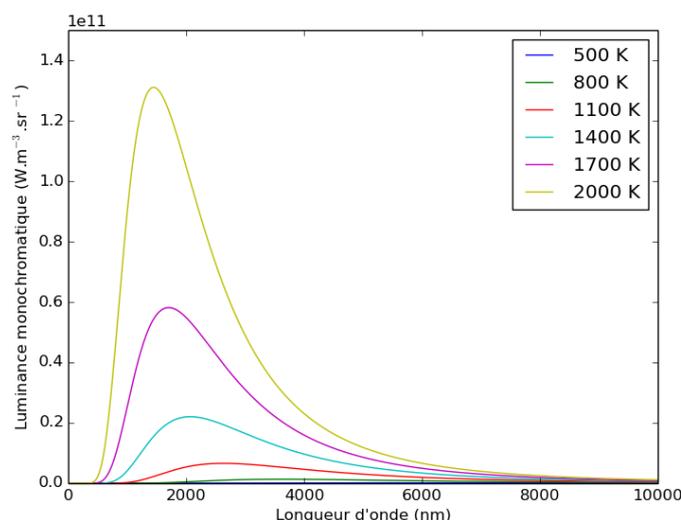


FIGURE 1.20 – Luminance monochromatique du corps noir pour différentes températures.

1.3.1.7 Approximation de Wien

Dans le cas où le produit λT est très faible par rapport à C_2 ($1,4388 \times 10^{-2} \text{ m K}$), le terme exponentiel devient très grand devant 1. La loi de Planck peut alors être simplifiée par l'approximation de Wien :

$$L_{\lambda}^0(\lambda, T) = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right)} \quad (1.10)$$

Il est couramment admis que cette relation est valable pour $\lambda T < 2898 \mu\text{m K}$. En effet, pour les couples limites où $\lambda T = 2898 \mu\text{m K}$, cette approximation engendre seulement une erreur de 0,7% par rapport à la loi de Planck sur le calcul de la luminance monochromatique du corps noir. Cette approximation est très fréquemment utilisée dans le cadre de la pyrométrie optique.

1.3.1.8 Première loi de Kirchhoff

Lorsqu'un matériau est dans un état d'équilibre thermodynamique local, la première loi de Kirchhoff indique que les émissivités et absorptivités monochromatiques sont égales dans toutes les directions :

$$\varepsilon(\lambda, \theta, T) = \alpha(\lambda, \theta, T) \quad (1.11)$$

1.3.1.9 Deuxième loi de Kirchhoff

Lorsqu'un matériau atteint son équilibre thermodynamique, la seconde loi de Kirchhoff décrit la conservation d'énergie dans le cas d'un rayon incident sur une surface. Cela se traduit par le fait que la somme des différents facteurs spectraux directionnels est égale à l'unité :

$$\rho + \alpha + \tau = 1 \quad (1.12)$$

1.3.2 Corps réels et émissivité

Le corps noir étant un corps parfait, aucun corps réel n'émet de cette manière. L'émissivité est introduite pour quantifier la différence entre le rayonnement émis par un corps parfait (corps noir) pour lequel $\varepsilon_0 = 1$ et un corps réel pour lequel $\varepsilon_0 < 1$.

1.3.2.1 L'émissivité

L'émissivité est une donnée particulièrement sensible pour la mesure de température sans contact. En effet, la majorité des méthodes radiatives nécessitent la connaissance de l'émissivité de la zone d'intérêt, ou du moins la connaissance de la variation de l'émissivité aux températures et aux longueurs d'ondes considérées. Cette propriété physique est influencée par de nombreux paramètres, et a fait l'objet de nombreuses études [1, 34–55].

Définition Un corps réel rayonne toujours moins que le corps noir. Cette différence est liée au facteur d'émission (ou émissivité) du corps réel [55]. Plusieurs types d'émissivités spécifiques existent.

Émissivité monochromatique directionnelle L'émissivité monochromatique directionnelle d'un corps est définie comme suit :

$$\varepsilon(\lambda, T, \theta) = \frac{L_\lambda(\lambda, T, \theta)}{L_\lambda^0(\lambda, T)} \quad (1.13)$$

En liant le concept d'émissivité à la loi de Planck, on peut exprimer la luminance monochromatique directionnelle $L_\lambda(\lambda, T, \theta)$ d'un corps réel :

$$L_\lambda(\lambda, T, \theta) = \varepsilon_\lambda(T, \theta) \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1} \quad (1.14)$$

Émissivité normale monochromatique Dans le cas le plus courant, on s'intéresse à l'émissivité normale monochromatique d'un corps, notée ε_n :

$$\varepsilon(\lambda, T, \theta = 0) = \varepsilon_n(\lambda, T) \quad (1.15)$$

Émissivité directionnelle totale Dans le cas où l'on s'intéresse aux transferts thermiques entre deux surfaces, le facteur d'émissivité employé est l'émissivité directionnelle totale. Ce facteur représente l'énergie totale émise par une surface à un angle θ .

$$\varepsilon_{totale}(T, \theta) = \frac{\int_0^{\text{inf}} \varepsilon(\lambda, T, \theta) L_0(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^{\text{inf}} L_0(\lambda, T) d\lambda} \quad (1.16)$$

Émissivité hémisphérique monochromatique Pour caractériser l'énergie rayonnée par un corps dans le demi espace situé vers l'extérieur à une certaine longueur d'onde, on utilise l'émissivité hémisphérique monochromatique :

$$\varepsilon_{hemispherique}(\lambda, T) = \frac{\int \int_{2\pi sr} \varepsilon(\lambda, T, \theta) L_0(\lambda, T) \cos \theta d\Omega}{\int \int_{2\pi sr} L_0(\lambda, T) \cos \theta d\Omega} \quad (1.17)$$

Il s'agit de l'intégrale de l'émissivité monochromatique directionnelle dans le demi-espace de dimension $2\pi sr$.

Émissivité hémisphérique totale L'émissivité hémisphérique totale permet de connaître l'énergie totale rayonnée par un corps dans son demi espace extérieur. Il s'agit de l'intégrale de l'émissivité hémisphérique monochromatique sur toutes les longueurs d'ondes. Elle ne dépend donc que de la température

$$\varepsilon_{hemispheriquetotale}(T) = \frac{\int \int \int_{2\pi sr} \varepsilon(\lambda, T, \theta) L_0(\lambda, T) \cos \theta d\Omega d\lambda}{\int \int \int_{2\pi sr} L_0(\lambda, T) \cos \theta d\Omega d\lambda} \quad (1.18)$$

Les indices complexes d'émission Dans le cadre de l'étude de corps réels, l'émissivité peut être séparée en deux composantes de direction de polarisation différentes : la polarisation parallèle et la polarisation perpendiculaire. Pour chacune des deux directions de polarisation un facteur d'émission monochromatique directionnel est défini :

$$\varepsilon(\lambda, T, \theta, \perp) = \frac{L_\lambda(\lambda, T, \theta, \perp)}{L_\lambda^0(\lambda, T)}$$

Et

$$\varepsilon(\lambda, T, \theta, //) = \frac{L_\lambda(\lambda, T, \theta, //)}{L_\lambda^0(\lambda, T)} \quad (1.19)$$

Ainsi, le facteur d'émission directionnel est calculé grâce à la moyenne des facteurs perpendiculaire et parallèle.

$$\varepsilon(\lambda, T, \theta) = \frac{\varepsilon(\lambda, T, \theta, \perp) + \varepsilon(\lambda, T, \theta, //)}{2} \quad (1.20)$$

Dans la suite de l'étude, nous considérerons l'émissivité directionnelle monochromatique, qui sera notée par défaut ε .

1.3.2.2 Les facteurs influençant l'émissivité

L'émissivité change en fonction des matériaux étudiés, on peut ainsi distinguer deux familles aux comportements bien différents : les diélectriques et les métaux. De plus, de nombreux facteurs influencent l'émissivité : la température, la longueur d'onde, l'angle d'observation, la rugosité, l'oxydation, mais aussi les changements de phases.

Les différences entre les diélectriques et les métaux La différence de comportement entre les matériaux diélectriques et les métaux est due à la manière dont ils émettent les radiations [55]. Dans le cas des matériaux conducteurs, ou métaux, les émissions sont générées par les oscillations des électrons libres les constituant. Les matériaux diélectriques émettent des radiations à cause des oscillations des électrons liés. Ceci produit des bandes d'émission dans les longueurs d'onde visibles et infrarouges.

La température Une variation d'émissivité en fonction de la température peut être observée pour tous les matériaux comme l'illustre la figure 1.21.

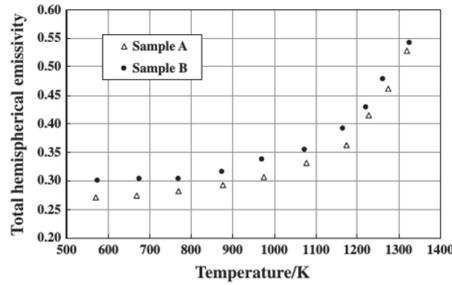


FIGURE 1.21 – Mesure de l'émissivité totale hémisphérique d'échantillons à base de fer [44].

Ce phénomène est également observable dans le cas des métaux liquides [54] mais avec une évolution beaucoup moins prononcée. Dans le cas du fer pur, l'émissivité monochromatique normale à 684,5 nm varie seulement de 0,360 à 0,385 entre 1800 et 2250 K (figure 1.22).

La longueur d'onde Dans le cas des métaux, le rayonnement émis par un corps provient essentiellement des transitions entre les niveaux d'énergie des électrons libres le constituant. Ainsi, le facteur d'émission des métaux décroît lorsque la longueur d'onde augmente et tend vers des valeurs très faibles dans le domaine de l'infrarouge lointain.

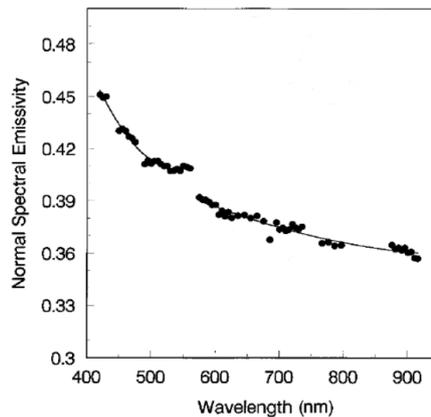


FIGURE 1.22 – Émissivité du fer pur à 1890 K [56].

Sur la figure 1.22, on remarque que l'émissivité peut être approchée par une fonction linéaire $\varepsilon = a\lambda + b$ pour les valeurs supérieures à 700 nm. L'étude de l'évolution de l'émissivité monochromatique en fonction de la longueur d'onde et de la température permet de faire apparaître le point χ . Il s'agit du couple température - longueur d'onde où l'émissivité monochromatique normale est égale pour toutes les températures (illustré en figure 1.23 dans le cas du tungstène). Cette longueur d'onde est celle utilisée pour la spectrométrie de Christiansen (cf. 1.3.4.1).

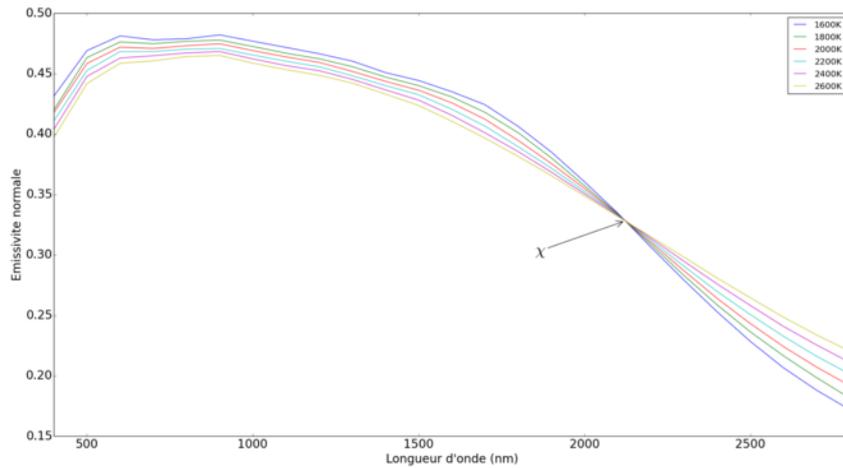


FIGURE 1.23 – Point χ du tungstène [34].

L'angle d'observation L'émissivité des matériaux dépend de l'angle d'observation θ (exemple figure 1.24). On dit que le corps est Lambertien, dans le cas où la valeur du facteur d'émission ne dépend plus de la direction d'observation.

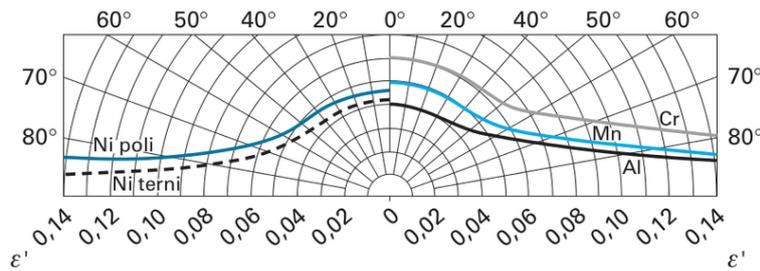


FIGURE 1.24 – Émissivité totale directionnelle pour quelques métaux en fonction de l'angle d'observation [57].

La rugosité La rugosité est l'un des facteurs majoritairement influents sur les propriétés radiatives d'un matériau. Dans le cas des métaux, elle augmente l'émissivité normale et favorise l'isotropie de l'émission [58]. En effet, les aspérités en surface forment des cavités qui se comportent comme autant de corps noirs de très petites tailles.

L'oxydation L'oxydation modifie l'état de surface du matériau et donc son émissivité ε qui décroît avec la température pour les oxydes métalliques [58]. En effet, la partie oxydée du métal subit un changement de phase [44, 45]. La surface passe d'une phase métallique à une phase diélectrique ce qui modifie la valeur de son émissivité mais aussi son comportement.

Les changements de phase Dans les matériaux, deux types de changements de phase existent. Les changements de phase du premier ordre concernent un changement d'état de la matière, par exemple la transformation solide-liquide. Les changements de phase du second ordre, quant à eux, concernent les changements de structure cristalline des matériaux, par exemple la transformation de la phase α (ferrite, structure cristalline cubique centrée) en phase γ (austénite, structure cristalline cubique faces centrées) dans l'acier. Ces changements de phase sont fonction de la température.

Dans le cas des métaux, les changements de phase du premier ordre s'accompagnent d'un brusque changement d'émissivité. À l'aide d'une mesure d'émissivité calorimétrique, Watanabe *et al* [51] ont par exemple montré que le ratio de l'émissivité du cuivre liquide $\varepsilon_{liquide,\lambda}$ sur l'émissivité du cuivre solide $\varepsilon_{solide,\lambda}$ à la température de fusion varie entre 1,202 et 1,786 en fonction de la longueur d'onde considérée (tableau 1.3.2.2).

Longueur d'onde $\lambda(nm)$	$\varepsilon_{solide,\lambda}$	$\varepsilon_{liquide,\lambda}$	$\frac{\varepsilon_{liquide,\lambda}}{\varepsilon_{solide,\lambda}}$
550	0,304	0,254	1,202
650	0,167	0,108	1,554
750	0,102	0,0573	1,786

TABLE 1.1 – Valeurs d'émissivité du cuivre solide et liquide à différentes longueurs d'onde à la température de fusion (1358 K) [51].

Les changements de phase du second ordre créent quant à eux un point d'inflexion sur la courbe représentant l'évolution de l'émissivité en fonction de la température.

1.3.2.3 Le corps gris

Si l'émissivité (voir 1.3.2.1) d'un corps réel est invariante en fonction de la longueur d'onde, on dit que ce corps est gris. Dans le cas où il n'est pas possible de considérer le corps comme gris sur l'ensemble du spectre, il est possible d'effectuer cette hypothèse sur une bande du spectre.

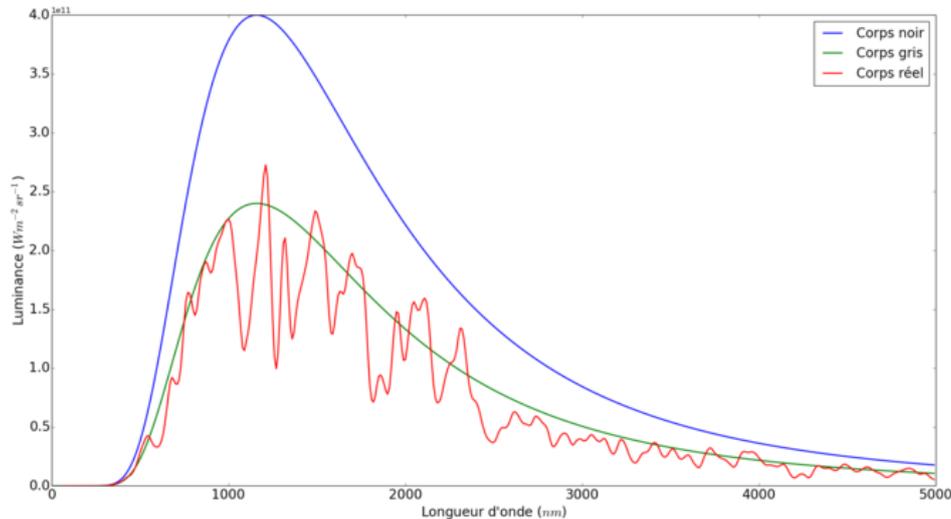


FIGURE 1.25 – Comportement des différents types de corps radiatifs. Dans le cas d'un corps gris, l'émissivité plus petite que 1, mais constante sur l'ensemble du spectre, conduit à une diminution de la luminance observée dans le cas d'un corps noir. L'émissivité d'un corps réel varie avec la longueur d'onde, ce qui conduit à une courbe de luminance perturbée.

1.3.2.4 La mesure de l'émissivité

Il existe plusieurs méthodes de mesure de l'émissivité [55]. Ces méthodes peuvent être classées en deux grandes catégories : les mesures directes et les mesures indirectes.

Méthode directe La méthode de mesure directe, consiste à mesurer le rayonnement émis par un corps à une température connue et à le comparer à celui émis par un corps noir de laboratoire

à la même température. Ainsi l'émissivité est directement obtenue grâce à sa définition, avec l'équation (1.13). Il s'agit donc ici, de réaliser une comparaison entre le corps réel et le corps noir. Le corps noir est obtenu soit par l'utilisation d'un corps noir de laboratoire, soit par l'application sur le corps réel d'une peinture lui permettant d'avoir une émissivité fixe. Dans tous les cas, la gamme de température mesurable est limitée par le corps noir. La principale difficulté de cette technique est de mesurer précisément la température de l'échantillon.

Méthodes indirectes Les méthodes indirectes reposent sur les lois de Kirchhoff. Une première technique, applicable aux matériaux opaques, consiste à mesurer la réflectivité d'un matériau. Ensuite, grâce à la deuxième loi de Kirchhoff, il est possible d'obtenir son émissivité. Cette méthode nécessite l'utilisation d'une demi-sphère intégrante afin de mesurer la réflectivité diffuse du matériau soumis à une source radiative. Seulement dans le cas où le matériau est spéculaire, il est possible de se passer d'une demi-sphère intégrante en plaçant le capteur à l'angle exact de réflexion.

Enfin, une méthode calorimétrique existe et permet de mesurer l'émissivité hémisphérique totale d'un échantillon. Pour cela, un échantillon est placé dans une enceinte sphérique noircie. La surface extérieure de l'échantillon est maintenue à une température connue. En faisant le vide dans cette enceinte, les échanges convectifs entre l'échantillon et l'enceinte sont supprimés. De plus, en évitant le contact entre l'échantillon et l'enceinte, les échanges par conduction sont également supprimés. Il ne reste ainsi que les échanges radiatifs. Donc, en mesurant la température $T_{enceinte}$ de l'enceinte et la puissance P nécessaire pour que l'échantillon atteigne la température T , l'émissivité de l'échantillon peut être calculée, en utilisant la loi de Stefan-Boltzmann :

$$P = \varepsilon \sigma S (T^4 - T_{enceinte}^4) \quad (1.21)$$

Avec σ la constante de Stefan :

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} = 5,670373 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4} \quad (1.22)$$

D'après P. Hervé [55], la précision d'une telle méthode est de 5%.

1.3.2.5 Conclusion

La connaissance de l'émissivité est primordiale pour utiliser la théorie de la radiation afin de déterminer les températures. On a vu que de nombreux paramètres peuvent modifier l'émissivité et qu'ils sont bien souvent difficiles à contrôler.

1.3.3 Les différents types de détecteurs de radiations

L. Audaire [59] présente les différentes caractéristiques et propriétés des capteurs de radiations thermiques.

1.3.3.1 Les caractéristiques des détecteurs

Les détecteurs absorbent et convertissent l'énergie reçue. Cette conversion produit soit des électrons, soit de la chaleur. C'est ce qui différencie les types de capteurs. Toutefois, quel que soit le type de capteur considéré, leurs caractéristiques sont communes.

La sensibilité s d'un capteur qui s'exprime en V W^{-1} , est le rapport entre le signal V_d qu'il délivre et le flux ϕ qu'il reçoit :

$$s = \frac{V_d}{\phi} \quad (1.23)$$

La seconde caractéristique commune à tous les types de détecteur est le temps de réponse. Ce temps de réponse induit une fréquence maximale d'acquisition propre à chaque capteur.

Le signal V_d d'un capteur fluctue autour d'une valeur moyenne pour un même flux reçu. Il s'agit du bruit. Pour quantifier le bruit d'un détecteur, on utilise le minimum de flux détectable PEB (Puissance Équivalente au Bruit), qui est le flux induisant un signal V_n égal au bruit (en W) :

$$PEB = \frac{V_n}{s} = \frac{V_n}{V_d} \phi \quad (1.24)$$

Le bruit V_n peut être calculé en fonction de la bande passante du capteur, de sa surface et de son gain :

$$V_n = K \Delta f^{1/2} A^{1/2} \quad (1.25)$$

Avec :

- Δf la bande passante du capteur et de l'électronique associée
- A la surface du détecteur
- K le gain de l'appareil

La détectivité D (en W^{-1}) est l'inverse du PEB :

$$D = \frac{1}{PEB} \quad (1.26)$$

A l'aide de la détectivité, il est possible de calculer la détectivité spécifique D^* (en $cm W^{-1} Hz^{1/2}$). La détectivité spécifique est utile pour comparer les différents capteurs entre eux. En effet, la détectivité spécifique rapporte la détectivité à une unité de bande passante et à une unité de temps :

$$D^* = \Delta f^{1/2} A^{1/2} D \quad (1.27)$$

Enfin, une dernière caractéristique de capteur existe : le rendement quantique. Cette caractéristique ne concerne que les capteurs quantiques. Il s'agit du nombre d'électrons émis pour un photon reçu.

1.3.3.2 Les détecteurs thermiques

Dans le cas des détecteurs thermiques, le flux incident chauffe le capteur. Cet échauffement du capteur peut être mesuré et le flux incident calculé. Afin d'obtenir une mesure précise, le détecteur doit être isolé thermiquement de son environnement. Ce type de capteur nécessite l'obtention d'un équilibre thermodynamique, ce qui implique un temps de réponse plus long que celui des capteurs quantiques (environ 5 ms). Toutefois, ce type de capteur étant sensible directement à l'énergie du rayonnement, il ne présente pas de sélectivité spectrale. Il s'agit donc de son principal atout.

L'échauffement du capteur peut être évalué à l'aide de différentes grandeurs physiques du (ou des) matériau(x) le constituant et des capteurs associés :

- la résistance électrique, avec des bolomètres,
- la dimension (dilatation thermique), avec des thermomètres à mercure,
- la différence de potentiel, avec des thermocouples,
- la charge électrique, avec des détecteurs pyroélectriques,
- la permittivité électrique, avec des détecteurs diélectriques.

Les principaux types de capteurs utilisés sont les capteurs résistifs ou bolomètres. Dans ce type de capteur, l'énergie du rayon incident est transformée en chaleur. En mesurant l'évolution de la résistivité de la cellule et à l'aide de la puissance de fuite, elle-même fonction de la résistance thermique R_{th} , on peut obtenir la température de la cellule. Pour que cela soit possible, il est nécessaire d'utiliser un matériau dont le coefficient de température α (variation de la résistivité en fonction de la température) est parfaitement connu. Les principaux matériaux utilisés présentent un coefficient α négatif, comme, par exemple, le silicium amorphe Si- α ou l'oxyde de vanadium V_2O_5 .

1.3.3.3 Les détecteurs quantiques

Les détecteurs quantiques transforment les photons reçus en électrons. Pour cela, lorsque le capteur reçoit un photon d'énergie E_{ph} , si celle-ci est supérieure au seuil E_g , une paire électron-trou est créée. E_g est le gap d'énergie du semi-conducteur [60] constituant le détecteur. Ce gap d'énergie est la différence d'énergie entre la bande de valence et la bande de conduction du semi-conducteur. Ce principe de fonctionnement implique une sélectivité spectrale induite par le matériau même du semi-conducteur constituant le capteur. En effet, l'énergie E_{ph} apportée par un photon est fonction de sa longueur d'onde λ :

$$E_{ph} = \frac{hc}{\lambda} \quad (1.28)$$

Avec

- h la constante de Planck ($6,62607004 \times 10^{-34} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-1}$)
- c la célérité de la lumière ($299792458 \text{ m s}^{-1}$)

Le seuil de détection est défini par $E_{ph} > E_g$ donc la longueur d'onde maximale de détection, appelée longueur d'onde de coupure λ_c est :

$$\lambda_c = \frac{hc}{E_g} \quad (1.29)$$

Les détecteurs quantiques sont principalement définis par le matériau composant leur semi-conducteur. Les composés utilisés sont :

- le silicium, Si, utilisé pour l'imagerie dans le visible et le proche infrarouge (de 400 à 1100 nm),
- le germanium, Ge, trop instable pour les applications scientifiques,
- l'indium arsenide gallium, InAsGa, utilisé pour les capteurs de caméras thermiques proche infrarouge (de 900 à 1700 nm),
- le platine silicium, PtSi, est très stable et très reproductible mais présente un rendement quantique faible,
- l'antimoniure d'indium, InSb, a une bonne sensibilité linéaire ainsi qu'une très grande dynamique. Il s'agit d'un très bon détecteur sur la bande 2000 à 5000 nm,
- le mercure cadmium telluride, $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, est adaptable en fonction du dosage (x) des composés de base.

Chacun de ces composés possède donc sa propre longueur d'onde de coupure. Mais, il ne s'agit pas là du seul critère de choix d'un matériau de capteur. En effet, la création de paires électron-trou par un semi-conducteur est due à la conversion de l'énergie reçue par celui-ci. Cette énergie, dans le cas présent est l'énergie photonique. Toutefois, l'agitation thermique du réseau cristallin du matériau à sa température de fonctionnement T_{fonc} (en K) peut générer suffisamment d'énergie pour la création d'une paire électron-trou. Cela diminue donc la précision du capteur. Afin de remédier à ce problème, de nombreux capteurs sont refroidis et possèdent une température de fonctionnement optimale. Ces températures T_{fonc} et longueurs d'ondes de coupure λ_c sont exposées dans le tableau 1.3.3.3 :

Composé	λ_c (nm)	T_{fonc} (K)
Si	1100	Ambiante
Ge	1800	Ambiante
InAsGa	1700	Ambiante
PtSi	5000	77
InSb	5500	77
$\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$	1000 à 14000 selon x	50 à 200

TABLE 1.2 – Longueur d'onde de coupure et température de fonctionnement des capteurs en fonction de leur matériau constitutif.

1.3.3.4 Les technologies de lecture

Dans le cadre de la mesure de champs, des matrices de capteurs sont utilisées. Cela implique la nécessité de lecture de chacun des détecteurs. Pour cela, deux technologies existent : la lecture CCD (Charge Coupled Device) et CMOS (Complementary Metal Oxide Semi-conductor). Les points communs de ces deux technologies sont leurs trois fonctions principales : polariser le détecteur, adapter son impédance, et filtrer temporellement le signal du détecteur. Ce filtrage temporel correspond au temps d'exposition.

La lecture CCD est réalisée en série. Les charges générées par le rayonnement incident sont transférées de proche en proche afin d'être stockées. Le principal problème induit par ce type de lecture est la perte de charges lors du transfert des charges entre deux puits de potentiel.

La lecture CMOS est quant à elle réalisée directement sur chaque PEL (Point Élémentaire). Cela permet d'éviter les pertes de charge induites par la lecture série du CCD. Ce type de lecture permet aussi une acquisition plus rapide des données, seulement limitée par le temps d'exposition et non plus par le temps de lecture comme c'est le cas pour les lecteurs CCD.

1.3.4 Techniques de mesure sans contact

1.3.4.1 Thermographie monochromatique

Un instrument de mesure de température peut être constitué d'un détecteur de luminance muni d'un filtre spectral étroit [32, 33], ce qui permet la mesure de luminance monochromatique $L_\lambda(T)$. Avec cette luminance et la loi de Planck (équation 1.9), il est possible de calculer une température dite de luminance : T_λ . Il s'agit de la température qu'aurait le corps noir dans le cas où il émettrait une telle luminance. Le facteur d'émissivité étant compris entre 0 et 1, cette température T_λ est toujours inférieure à la température vraie T . La relation entre la température vraie et la température de luminance peut donc s'écrire :

$$L^0(\lambda, T_\lambda) = \varepsilon_\lambda(T) L^0(\lambda, T) \quad (1.30)$$

Dans le cas où l'émissivité à la longueur d'onde d'observation λ de la cible est connue sur la gamme de température mesurée, il est possible de calculer une température vraie T :

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_\lambda} + \frac{\lambda}{C_2} \ln \varepsilon_\lambda \quad (1.31)$$

Une méthode présentée par B. Rousseau *et al.* [61] utilise la pyrométrie monochromatique et la connaissance des caractéristiques du matériau cible pour améliorer la mesure de température monochromatique. Les matériaux diélectriques présentent un facteur d'émissivité égal à un pour une longueur d'onde donnée. En connaissant cette longueur d'onde et en mesurant la luminance spectrale de la cible à cette longueur d'onde, il est possible d'appliquer directement la loi de Planck (éq. 1.9) et ainsi obtenir une température très précise. Cependant, ce point de Christiansen n'existe généralement que pour les matériaux diélectriques. Toutefois, un point χ peut être présent pour certaines espèces métalliques. Le tungstène présente ce point (cf. figure 1.23) pour lequel l'émissivité est identique quelle que soit la température. En connaissant la valeur de l'émissivité en ce point et en mesurant la luminance à cette longueur d'onde, il est donc possible de corriger la loi de Planck avec une valeur vraie d'émissivité (cf. équation 1.31) et d'obtenir une valeur précise de température vraie.

Dans le cas où l'émissivité est parfaitement connue, cette approche permet d'effectuer des mesures précises de températures. Dans le cas contraire, seule une valeur inférieure de la température pourra être obtenue en calculant une température de luminance. Le choix de la longueur d'onde d'observation est également un point important de la méthode. Plusieurs contraintes sont à prendre en compte : le facteur de transmission du milieu intermédiaire, la variation d'émissivité et la connaissance de l'émissivité.

1.3.4.2 Pyrométrie spectrale

La pyrométrie spectrale est une technique de mesure ponctuelle qui a déjà été mise en oeuvre en soudage à l'arc [39] et en soudage laser [62]. Cette méthode prend en compte la variation d'émissivité en fonction de la longueur d'onde (supposée linéaire) et de la température. La température est déduite des spectres acquis à l'aide d'un spectromètre en utilisant un algorithme permettant de discriminer la part de variation de la luminance spectrale due aux variations de l'émissivité avec la longueur d'onde et la température, de celle due à un changement de température. Pour cela, on calibre le spectromètre, en faisant des essais sur des matériaux purs, à l'aide d'un facteur $\eta(\lambda)$ tel que :

$$\eta(\lambda) = \frac{I(t_{resol}, \lambda)}{\varepsilon(\lambda, T_{melt})L_{\lambda}^0(T_{melt}, \lambda)} \quad (1.32)$$

Où $\varepsilon(\lambda, T_{melt})$ correspond aux émissivités des matériaux purs (connues) à leur température de fusion, $I(t_{resol}, \lambda)$ à la réponse du spectromètre pendant le temps t_{resol} qui représente le plateau de solidification, et L_{λ}^0 à la luminance du corps noir. On peut alors obtenir la luminance expérimentale $L_{\lambda,exp}$:

$$L_{\lambda,exp}(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{\eta(\lambda)} \quad (1.33)$$

Les ratios entre les luminances expérimentales et celles du corps noir sont notés $r_{i,j}$:

$$r_{i,j} = \frac{L_{\lambda,exp}(\lambda_i)}{L_{\lambda}^0(\lambda_i, T_j)} \quad (1.34)$$

Par minimisation, on peut ensuite déterminer le couple $\varepsilon = r_j$ et T pour que l'écart type de la distribution des $r_{i,j}$ soit minimal. On obtient ainsi le couple émissivité - température.

D'après M. Muller [62], l'incertitude de la mesure est principalement due au processus de calibration. En répétant cette calibration sur quatre matériaux purs dont les caractéristiques sont connues (vanadium, niobium, tantale et tungstène), cette méthode permet d'obtenir une incertitude de mesure inférieure à 3%. La figure 1.26 illustre la mesure de température réalisée par Schopp [1] sur un bain liquide durant une opération de soudage utilisant une mesure de pyrométrie spectrale pour la calibration.

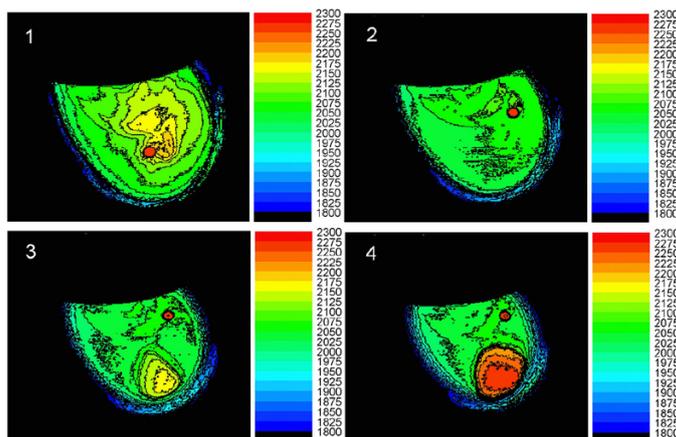


FIGURE 1.26 – Mesure de température d'un bain de fusion en soudage, réalisée à l'aide d'une méthode de pyrométrie spectrale par Schopp *et al.* [1].

1.3.4.3 Les caméras thermiques ou infrarouges

Il s'agit d'une technique de mesure de champs de température classique, dont une revue bibliographique est proposée par C. Meola et G.M. Carlomagno [63]. Le principe consiste à

étendre la mesure monochromatique à une bande spectrale. Ainsi le signal obtenu par le détecteur sur la bande de longueur d'onde $[\lambda_d, \lambda_f]$ peut s'écrire :

$$S_{[\lambda_d, \lambda_f]} = \int_{\lambda_d}^{\lambda_f} L(\lambda, T) d\lambda = \int_{\lambda_d}^{\lambda_f} \varepsilon(\lambda, T) L^0(\lambda, T) d\lambda \quad (1.35)$$

Il est donc nécessaire de connaître parfaitement l'évolution de l'émissivité de la cible sur la bande spectrale sélectionnée afin d'obtenir une mesure de température fiable. Cette bande spectrale doit être sélectionnée en adéquation avec le matériau et la gamme de température cible. Les gammes sont principalement rassemblées en trois groupes : Short-wavelength infrared (SWIR de 1,4 à 3 μm), Mid-wavelength infrared (MWIR de 3 à 8 μm), Long-wavelength infrared (LWIR 8 à 14 μm). Dans le cas de mesure de température d'un matériau en phase solide [64], l'application de peinture permettant d'obtenir un facteur d'émission proche de un sur une gamme de longueur d'onde, permet une évaluation précise des températures de surface.

La bande spectrale adaptée à la mesure de température des métaux liquides correspond à la bande SWIR. Mais l'arc électrique et le plasma rayonnant fortement dans cette zone spectrale (1.2.5.1), la mesure risque d'être significativement perturbée par le rayonnement d'arc.

1.3.4.4 Pyrométrie bichromatique

La méconnaissance de l'émissivité des matériaux a conduit au développement de méthodes de mesure visant à s'affranchir de la connaissance de l'émissivité. La pyrométrie bichromatique en fait partie. Ces pyromètres ont été introduits afin de diminuer, voire d'éliminer les corrections dues aux émissivités, mais également de diminuer les corrections dues à l'absorptivité de certains milieux comme les fumées.

Principe et méthode La pyrométrie bichromatique est une méthode de mesure qui repose sur la mesure simultanée de deux luminances à deux longueurs d'onde différentes. Le ratio de ces luminances fait apparaître le rapport des émissivités aux deux longueurs d'onde considérées. La valeur de ce ratio d'émissivité peut être calculée à l'aide d'une hypothèse sur le comportement de l'émissivité du matériau. H. Madura et T. Piatkowski [40] proposent différents modèles de correction du comportement de l'émissivité. L'hypothèse la plus répandue est celle utilisée par Y. Huang *et al.* [65]. Il s'agit de l'hypothèse d'un corps gris : l'émissivité varie suffisamment peu avec la longueur d'onde pour que cette variation reste négligeable, tout au moins dans la gamme spectrale considérée. Ainsi le ratio des deux émissivités est considéré comme égal à l'unité.

Lorsqu'on se place dans le domaine spectral où l'hypothèse de Wien est valide, on peut obtenir la température de couleur de la manière suivante :

$$T = \frac{C_2(\lambda_1 - \lambda_2)}{\lambda_1 \lambda_2} \frac{1}{\ln \left(\frac{\varepsilon_2 L_1 \lambda_1^5}{\varepsilon_1 L_2 \lambda_2^5} \right)} \quad (1.36)$$

Afin d'obtenir une mesure de champs de température, les champs de luminance doivent être mesurés. L'utilisation de capteurs de radiations à deux dimensions, comme les capteurs CCD de caméras, permet l'application de cette méthode. Ce type de dispositif a été utilisé en soudage par K. Yamasaki *et al* [4] (cf. figure 1.27).

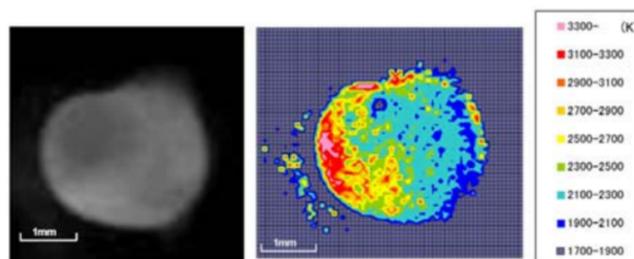


FIGURE 1.27 – Mesure de température d’une goutte en soudage réalisée à l’aide d’un dispositif bichromatique par K. Yamasaki *et al.* [66].

Différentes solutions techniques Afin d’appliquer la méthode de mesure de température de champs à deux longueurs d’onde, plusieurs solutions techniques sont possibles. Elles peuvent être regroupées en trois principaux groupes (cf. figure 1.28) : les configurations avec deux angles de vues différents, les configurations à deux capteurs et enfin les configurations à un seul capteur. Dans chaque cas, une partie du principe est la même : il s’agit d’observer la même scène filtrée à deux longueurs d’onde différentes, λ_1 et λ_2 , pour ensuite calculer le ratio des luminances mesurées à chacune des longueurs d’onde.

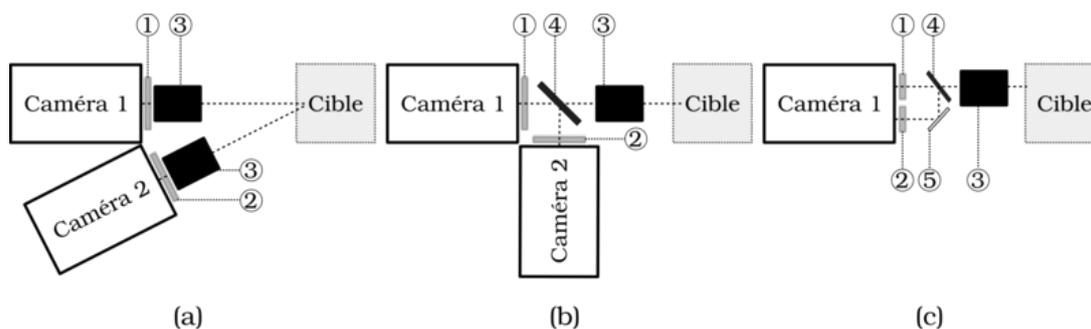


FIGURE 1.28 – Différentes possibilités de montage pour l’obtention d’une scène filtrée à deux longueurs d’onde λ_1 et λ_2 (1 : filtre passe-bande centré sur λ_1 , 2 : filtre passe-bande centré sur λ_2 , 3 : objectif, 4 : miroir semi-transparent, 5 : miroir).

La configuration (a) permet d’observer la scène en filtrant chacun des signaux reçus par les capteurs à une longueur d’onde. Le faible nombre de composants optiques de cette configuration en fait son principal avantage. Toutefois, il a été montré dans la partie 1.3.2.1 que l’émissivité ne varie pas seulement avec la longueur d’onde et la température mais aussi avec l’angle d’observation. Or, la principale source d’erreur de la mesure de température bichromatique est due à l’hypothèse sur l’émissivité. En ajoutant une variation supplémentaire entre les deux observations, les sources d’erreur sont également augmentées. De plus, la scène n’étant pas exactement la même sur les deux capteurs, des corrections doivent être prises en compte et les images obtenues ne peuvent pas être exploitées en totalité.

La configuration (b) consiste à dupliquer la scène, puis à filtrer chacun des deux signaux obtenus à une longueur d’onde, et enfin à réaliser l’acquisition sur deux capteurs distincts. Cela nécessite un assemblage précis des composants optiques afin que les scènes obtenues sur les deux capteurs soit les plus proches possibles de l’identique. L’utilisation de deux dispositifs d’acquisition engendre un encombrement accru. Toutefois, ce type de montage permet l’utilisation de capteurs de petites tailles et donc économiques.

La configuration (c) est proche de la configuration (b) mais n’emploie qu’un seul capteur. Il s’agit du type de dispositif utilisé par K. Yamasaki *et al.* [66]. Le résultat d’une mesure de température d’une goutte en soudage à l’aide de leur dispositif est illustré par la figure 1.27. La

scène est dupliquée puis filtrée et enfin renvoyée vers un seul capteur. Ainsi, l'image obtenue sur le capteur est constituée de deux fois la même scène filtrée à deux longueurs d'onde. Cette méthode possède de nombreux avantages et inconvénients commun à la configuration (b). Le principal inconvénient commun aux deux configurations étant la précision d'assemblage des composants optiques. Aussi, le chemin optique séparant le capteur de l'objectif étant grand, la gamme de mise au point du dispositif s'en voit d'autant diminuée. Dans la configuration (c) un autre inconvénient vient s'ajouter : un grand capteur est nécessaire afin de pouvoir obtenir la même scène dupliquée sur le même capteur. L'avantage apporté par cette solution étant l'utilisation d'un seul matériel d'acquisition, ce qui diminue l'encombrement du dispositif final et simplifie l'acquisition des données.

1.3.4.5 Thermographie polychromatique

La pyrométrie polychromatique est une extension de la pyrométrie bichromatique. Il s'agit d'utiliser plus de deux longueurs d'onde afin de diminuer l'erreur effectuée sur le comportement de l'émissivité en pyrométrie bichromatique. Certaines études utilisent jusqu'à six longueurs d'onde [67]. Cette méthode permet de multiplier les mesures, à différentes longueurs d'onde. Des modèles d'évolution de l'émissivité en fonction de la longueur d'onde ont été proposés pour différents matériaux.

Cependant, l'utilisation de cette méthode pour la mesure de champs peut devenir rapidement difficile. La conception des dispositifs de mesure demande d'autant plus de précision que le nombre de caméras (ou capteurs) augmente, afin d'obtenir exactement la même scène sur les différents capteurs. Enfin, plus le nombre de couples de longueurs d'onde augmente, plus les temps de calculs augmentent. Le traitement des résultats s'en trouve ralenti, ce qui peut constituer une limitation pour une utilisation en contrôle de procédé.

1.3.4.6 Pyrорélectométrie

La pyrорélectométrie est une méthode de mesure de température ponctuelle développée par D. Hernandez [68] au laboratoire PROMES dans les années 1970. Cette méthode repose sur l'évaluation conjointe de la réflectivité directionnelle hémisphérique du matériau et de sa luminance directionnelle. Dans le cas des matériaux opaques, on peut relier l'émissivité directionnelle à la réflectivité directionnelle hémisphérique à l'aide de la combinaison des deux lois de Kirchhoff par l'équation :

$$\varepsilon^{\vec{r}}(\lambda, T) = 1 - \rho^{\vec{r}, \cap}(\lambda, T) \quad (1.37)$$

Avec :

- $\varepsilon^{\vec{r}}$ l'émissivité directionnelle
- $\rho^{\vec{r}, \cap}$ la réflectivité directionnelle hémisphérique

Ainsi en connaissant la luminance et l'émissivité, on peut obtenir une température vraie. Cette méthode a permis de développer des dispositifs industriels dont un est utilisé au centre technique AREVA afin d'instrumenter en température les essais effectués sur le faisceau d'électrons.

De plus, la méthode a été étendue de manière matricielle afin de réaliser des mesures bidimensionnelles, elle est appelée thermorélectométrie proche infrarouge [69]. Il s'agit ici d'utiliser une source d'éclairement bichromatique sur la surface d'étude et d'en mesurer la luminance et les réflectivités bidirectionnelles pour obtenir une température vraie.

Ces méthodes permettent d'obtenir des températures très précises en limitant fortement les hypothèses. Toutefois, ces deux méthodes ne peuvent s'appliquer à des phases liquides. En effet, la surface d'un liquide n'est pas plane et il est donc impossible de connaître l'angle d'observation de la réflectivité par rapport à la surface considérée. De plus, le traitement de la mesure de réflectivité est long, il faut plusieurs dizaines de secondes pour obtenir une mesure, ce qui rend cette technique inutilisable pour du contrôle en temps réel.

1.3.4.7 Mesure de température par polarisation

Une méthode de mesure basée sur les différents états de polarisation des radiations thermiques a été développée par l'université de Bourgogne [70]. Le matériel utilisé est composé d'une caméra munie d'un dispositif permettant d'obtenir quatre images à des états de polarisation différents sur le même capteur. Le dispositif est constitué d'un séparateur optique qui sépare le signal optique en quatre chemins, chacun d'eux étant muni d'un polariseur. Avant d'être polarisées, ces radiations sont filtrées par un filtre passe-bande étroit centré sur 810 nm. Cette longueur d'onde présente l'avantage de ne pas avoir de rayonnement du plasma dans le cas du soudage TIG sous hélium, ce qui permet de ne pas perturber la mesure dans ce cas. Afin d'obtenir la température en fonction des états de polarisation, quatre hypothèses sont effectuées :

- les bords du bain liquide sont à la température du liquidus du matériau,
- l'émissivité normale de l'acier liquide est constante sur l'intervalle 650-810 nm et est égale à 0,37,
- l'émissivité du métal liquide est indépendante de la température pour les températures considérées,
- la luminance du bain liquide est liée à la luminance du corps noir à la même température par la loi de Stephan-Boltzmann.

Outre les dispositifs mécano-optiques et les traitements des données nécessaires, les difficultés d'identification précise des frontières du bain liquide et les incertitudes associées à la température de la frontière et à l'émissivité des métaux liquides rendent cette méthode délicate à mettre en oeuvre en configuration industrielle de soudage.

1.3.4.8 Mesure calorimétrique

Un calorimètre permet généralement d'étudier la quantité de chaleur Q contenue dans un corps. Ainsi, en connaissant la quantité de matière contenue dans le corps et sa chaleur spécifique, on peut connaître la température moyenne de ce corps. Soderstrom *et al.* [2] utilisent un calorimètre pour évaluer la température des gouttes de métal transférées en soudage MAG. Pour cela, l'arc est créé entre l'électrode fusible et un carter extérieur au calorimètre (isolé thermiquement de celui-ci) et la goutte est transférée dans le calorimètre (situé à l'intérieur de ce carter).

Afin d'obtenir une mesure fiable, il est nécessaire de minimiser les erreurs tout au long de la chaîne d'acquisition, en commençant par la mesure de l'énergie contenue dans les gouttes. Ainsi, le calorimètre doit être déporté et isolé du plasma afin de ne mesurer que la chaleur des gouttes. De plus, afin d'obtenir la température d'une goutte, un paramètre dimensionnel est nécessaire. La chaleur étant reliée à la masse, il est en effet nécessaire de connaître la masse de la goutte. Pour cela, Soderstrom [71] calcule les diamètres des gouttes à l'aide de leur fréquence de détachement.

En connaissant les propriétés physiques (masse volumique, température de fusion, chaleur latente et chaleur spécifique), ainsi que les dimensions des gouttes, il est possible de calculer la température moyenne des gouttes ayant atteintes le calorimètre. Les diverses sources d'erreurs dans la mesure de la quantité de chaleur, ainsi que les imprécisions sur les propriétés physiques, engendrent une incertitude de mesure de ± 80 K [71]. Toutefois, ces mesures ne peuvent être effectuées *in-situ* à cause du dispositif à mettre en oeuvre. De plus, une goutte seule ne permet pas une élévation suffisante de la température du calorimètre. Seule une température moyenne pour une série de gouttes peut être évaluée. La nécessité de connaître les propriétés physiques des matériaux et leur dépendance avec la température peut aussi constituer une limitation à cette méthode.

1.4 Conclusion

Les différentes phases liquides mobilisées en soudage MAG – extrémité de fil fondu, gouttelette en transfert et bain de fusion – sont situées dans un domaine spatial relativement restreint et sont

en contact avec le plasma d'arc. Elles présentent toutes des comportements dynamiques avec des mouvements rapides, se traduisant par des surfaces complexes, ce qui nécessite l'utilisation de méthodes de mesure sans contact pour caractériser leur distribution surfacique de températures.

Parmi les différentes techniques de mesure de température sans contact, la pyrométrie bichromatique semble être bien adaptée pour la réalisation de mesure *in-situ* en cours de soudage, avec d'éventuelles finalités de contrôle de procédés. La mise en oeuvre d'une telle technique et d'un dispositif adapté à la configuration de soudage MAG est présentée dans le chapitre 2.

Chapitre 2

Développement d'un dispositif de pyrométrie bichromatique

2.1 Introduction

L'estimation des températures en surface du bain liquide est un bon indicateur des transferts de masse et d'énergie lors d'une opération de soudage. Au cours du procédé, cette mesure est délicate puisque d'une part les phases liquides sont protégées par un gaz ionisé et, d'autre part, les évolutions de la tension et de l'intensité peuvent mener à de fortes oscillations du bain liquide.

Les techniques de mesure sans contact basées sur les transferts radiatifs sont les plus adaptées pour déterminer les températures des surfaces liquides. Pour le procédé de soudage à l'arc, des contraintes supplémentaires apparaissent pour ces techniques :

- Le rayonnement de l'arc génère un rayonnement important lorsque le courant et la tension sont élevés. Lorsqu'ils sont bas, le rayonnement est beaucoup moins important voire quasiment nul à certaines longueurs d'onde.
- La configuration de soudage en chanfrein étroit implique des contraintes en terme d'encombrement du dispositif qui doit être léger et compact. La mesure en cours de soudage peut être perturbée par des réflexions sur les bords du chanfrein.
- L'émissivité des métaux liquides est encore mal connue, tant en terme de valeurs que de dépendance en fonction de l'orientation de la surface.
- Les temps caractéristiques mis en jeu au cours du procédé imposent des temps rapides de traitement de l'information.
- La distribution non-homogène des températures dans le bain liquide et l'évolution en fonction des signaux procédés imposent le développement d'une mesure de champ.
- La possibilité d'utilisation de la mesure en contrôle et/ou pour le suivi des températures au cours d'un cycle de soudage.

Avec l'ensemble de ces contraintes, il a été choisi de développer un dispositif de pyrométrie bichromatique [4]. Ce dispositif a l'avantage de s'affranchir de la connaissance de l'émissivité, de s'adapter aux différentes configurations de soudage à l'arc et de permettre des mesures de champs. Le dispositif retenu est montré sur la figure 2.1.

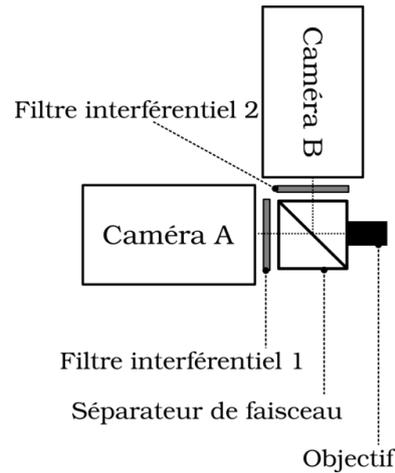


FIGURE 2.1 – Composition du dispositif de mesure de température.

Dans la configuration de la figure 2.1, la scène est vue à travers un seul et même objectif. Le signal optique est ensuite divisé à travers un cube séparateur. Le filtrage à une longueur d'onde spécifique s'effectue au niveau du chemin optique entre le cube séparateur et le capteur. La même scène est obtenue deux fois sur des capteurs différents, ce qui a pour avantage d'accroître la zone d'intérêt observable. Ce dispositif permet également d'adapter de petites caméras pour un système embarqué ou des caméras rapides plus volumineuses pour l'analyse expérimentale des processus. Dans le dispositif de la figure 2.1, un atténuateur ou un filtre protecteur peut être disposé avant l'objectif.

La mesure est basée sur l'exploitation de la mesure bichromatique ponctuelle :

$$T = \frac{C_2(\lambda_1 - \lambda_2)}{\lambda_1 \lambda_2} \frac{1}{\ln \left(\varepsilon_R \frac{L_{\lambda_1} \lambda_1^5}{L_{\lambda_2} \lambda_2^5} \right)} \quad (2.1)$$

où L_{λ_i} est la luminance à la longueur d'onde λ_i du point où la mesure est réalisée et ε_R est le ratio des émissivités relatives aux deux longueurs d'onde ($\varepsilon_R = \varepsilon_2/\varepsilon_1$).

Ce dispositif de mesure implique des problématiques pour chacun des composants aussi bien au niveau optique que spectral.

Dans ce chapitre, la mise en place du dispositif va être détaillée. Dans une première partie, les solutions matérielles et leurs implications en terme de réponse optique ou spectrale seront présentées. Avec les différentes réponses des composants, une calibration spectrale est mise en place. Les incertitudes liées à ce dispositif seront ensuite étudiées afin d'identifier les facteurs prépondérants sur la robustesse de la mesure. Le dispositif est utilisé pour déterminer des températures de fusion de matériaux purs et ainsi apprécier les qualités et les défauts du montage. Pour conclure, une application en situation industrielle montre toute la potentialité de cette technique.

2.2 Solution matérielle et développement logiciel

Dans cette partie, les matériels utilisés sont présentés avec leurs limitations vis-à-vis de leur réponse optique et spectrale. Deux dispositifs avec des caméras présentant des caractéristiques différentes ont été développés :

- un premier, destiné à valider l'utilisation de la méthode en soudage ainsi que la compacité de l'appareil de mesure pour une intégration en contrôle de procédé,
- un second, utilisé pour la mesure de température à haute vitesse de gouttes transférées en soudage MAG et l'évolution de la température du bain durant le court-circuit.

Le choix de retenir deux capteurs impose de synchroniser temporellement et spatialement les images obtenues avec les deux capteurs CCD, ce qui nécessite certains développements logiciels.

2.2.1 Solution matérielle

Les composants communs aux deux dispositifs sont :

- un objectif double-Gauss à focale 75 mm,
- un séparateur de faisceau adapté aux longueurs d'onde proche infrarouge,
- des filtres interférentiels à faible largeur de bande (± 5 nm).

Chacun des composants influe de différentes manières sur la géométrie de la scène obtenue ainsi que sur la réponse spectrale transmise sur le capteur qui permettra la mesure de luminance.

2.2.1.1 Objectif

Un objectif double-Gauss ayant une focale de 75 mm est utilisé. La distance de travail théorique minimale est de 250 mm. L'allongement du chemin optique entre le capteur et l'objectif induit par le cube séparateur modifie la distance de mise au point qui est réduite à un intervalle de 140 à 180 mm.

D'un point de vue géométrique, l'utilisation de lentilles convexes et concaves engendre des distorsions radiales. Le fabricant indique un taux de distorsions théorique de 0,3 % à 400 mm de distance de travail. La méthode de correction de ces distorsions est présentée en partie 2.2.2.2.

Quant à l'aspect spectral des défauts engendrés par l'objectif, il s'agit d'une transmission incomplète du signal. Les matériaux utilisés dans la fabrication de l'objectif ne transmettent pas nécessairement tout le spectre de la même façon. Une partie du signal reçu par l'objectif est réfléchi. Un traitement de surface est appliqué sur la lentille extérieure de l'objectif afin de réduire ce flux réfléchi. Dans le cas de cet objectif, le traitement de surface est constitué de MgF_2 . La courbe de réflexion de ce composé est présentée en figure 2.2. La réflexion varie bien selon la longueur d'onde considérée. Il y a alors une atténuation du flux transmis au capteur selon la longueur d'onde.

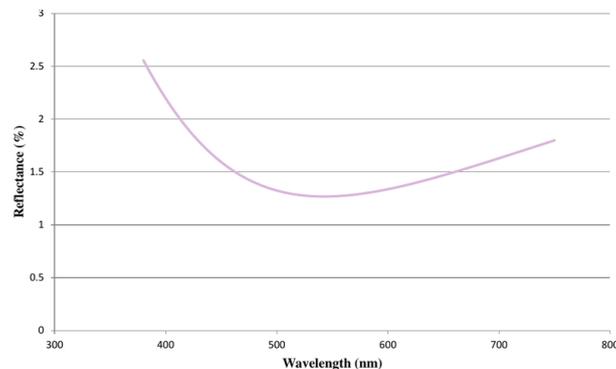


FIGURE 2.2 – Réflectance relative du traitement de surface MgF_2 en fonction de la longueur d'onde entre 300 et 800 nm (données Edmund Optics).

2.2.1.2 Séparateur de faisceau

Le séparateur de faisceau permet de dédoubler le signal transmis par l'objectif. Le modèle utilisé est composé de deux prismes à angle droit collés sur leurs hypoténuses, formant ainsi un cube. La surface de l'un des prismes est traitée afin de transmettre une moitié du signal reçu et de réfléchir l'autre. La tolérance de réflexion/transmission est de 5% entre 720 et 1080 nm. Une nouvelle variation de ratio de flux reçu par chacun des capteurs apparaît ainsi.

Le positionnement du cube est réalisé par l'intermédiaire d'un support mécanique permettant de positionner tous les éléments les uns par rapport aux autres. Lorsque l'angle entre la surface

réfléchissante du cube et les capteurs des caméras est différent de 45 degrés, le centre optique de l'image est déplacé.

2.2.1.3 Filtres

Les filtres utilisés sont des filtres interférentiels à bande étroite (10 nm) centrés sur les longueurs d'onde choisies. Ces filtres transmettent une partie du signal reçu sur la bande sélectionnée et réfléchissent le reste. Toutefois, seule une partie du signal est transmis. Comme le montre la figure 2.3, dans le cas du filtre interférentiel centré à 1000 nm, seulement 75 % du signal est transmis, et ce, de manière décroissante sur les bords de bande. Le ratio de flux reçu est d'autant plus perturbé que le taux de transmission varie en fonction de la longueur d'onde centrale du filtre.

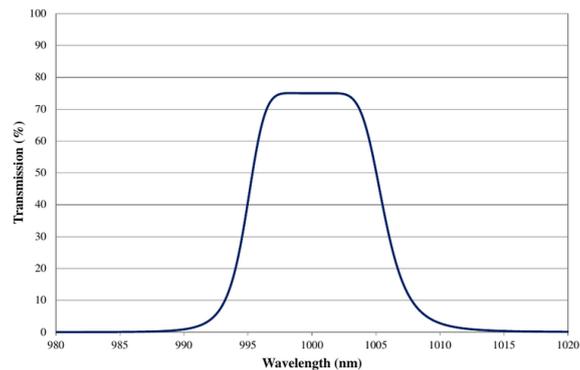


FIGURE 2.3 – Facteur de transmission du filtre passe-bande 1000 nm (données Edmund Optics).

De plus, l'utilisation d'un filtre constitue une nouvelle lame séparatrice introduite sur le chemin optique. La non planéité de ces pièces peut augmenter la quantité de distorsions observées sur l'image finale.

2.2.1.4 Caméras

Les caméras, et plus précisément leurs capteurs, introduisent également des défauts. Les distorsions tangentielles sont principalement dues à des défauts d'assemblages des capteurs. Par exemple, l'épaisseur du matériau d'assemblage entre le capteur et son support, si elle n'est pas constante, peut incliner le capteur par rapport au flux reçu, créant ainsi des distorsions tangentielles.

Ensuite, comme le montre la figure 2.4, le capteur ne présente pas la même sensibilité sur tout le spectre. Le flux reçu n'est donc pas transformé en la même quantité d'information à toutes les longueurs d'onde.

Caméras basses vitesses

Le premier prototype développé est constitué de deux caméras AVT GE 680. Ces caméras n'ont pas de mémoire interne et les images sont transférées à l'ordinateur à travers le micro-contrôleur et le port ethernet. Ces caméras sont équipées d'un capteur CCD ayant une diagonale de 1/3 de pouce pour une résolution de 640×480 pixels. Le format numérique des niveaux de gris est de 8 bits. Les temps d'exposition peuvent être faibles et avoisiner les $25 \mu s$. La fréquence maximale d'acquisition en pleine résolution est de 203 images par seconde. La réponse spectrale théorique du capteur utilisé est présentée en figure 2.4. La sensibilité spectrale devient presque nulle au delà de 1000 nm, rendant impossible l'utilisation de filtres à une longueur d'onde plus importante. L'hypothèse de Wien (équation (1.10)) avait imposé la limite des 1000 nm pour les températures étudiées. L'ensemble de la partie optique est cartérisée afin d'éviter toute entrée de

lumière parasite.

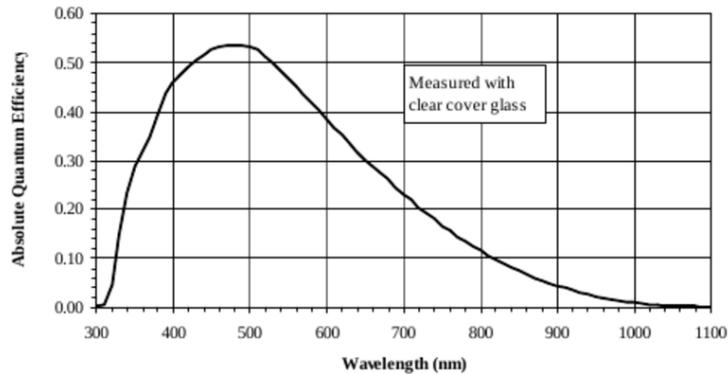


FIGURE 2.4 – Réponse spectrale théorique du capteur des caméras AVT GE 680 (données constructeur).

Caméras hautes vitesses

Les phénomènes physiques en soudage ont des temps caractéristiques très courts. Le temps de vol libre d'une goutte en soudage MAG pulsé est d'environ 5 ms. Afin d'étudier l'évolution des champs de température de surface des zones liquides, il est nécessaire d'acquérir les images de base à plusieurs instants durant ces phénomènes à observer. Le format numérique de l'image est codé sur 16 bits. Pour ne pas être ralenti par les protocoles de communications, ces caméras stockent les images dans une mémoire interne. Les caméras utilisées sont des caméras rapides ayant une bonne sensibilité dans le proche infrarouge. Il s'agit de caméras Phantom IR 300 à capteur CMOS, permettant d'obtenir une fréquence d'acquisition de 6688 images par seconde en pleine résolution (800×600 pixels) et jusqu'à 190000 images par seconde en résolution réduite. La sensibilité du capteur les équipant permet d'utiliser des temps d'exposition moindres que pour le prototype à basse vitesse.

2.2.1.5 Assemblage mécanique

L'assemblage global du dispositif est réalisé à l'aide de composants mécaniques. Comme pour toute pièce mécanique, des défauts géométriques et dimensionnels existent. Ces défauts sont amplifiés par les tolérances d'assemblage. Il faudrait théoriquement un angle parfait de 90 degrés entre les capteurs des deux caméras, tout comme le séparateur de faisceau devrait être positionné à exactement 45 degrés entre les deux capteurs et à égale distance. Toutes ces contraintes ne peuvent être respectées parfaitement, ce qui engendre un décalage géométrique entre les deux scènes observées.

Ensuite, les défauts dimensionnels, qui engendrent une différence de longueur de chemin optique entre les deux voies, modifient la mise au point et l'échelle de prise de vue. Ces défauts doivent donc obligatoirement être minimisés mécaniquement afin d'assurer une mise au point commune pour les deux capteurs.

2.2.2 Développement logiciel

Le réglage mécanique de la position des capteurs a été rapidement écarté et un montage optique hyperstatique a été réalisé en minimisant le nombre de degrés de liberté afin de garantir sa robustesse en situation industrielle. Il faut néanmoins mettre en œuvre des corrections, soit pour corriger des distorsions, soit pour synchroniser spatialement les vues des deux capteurs.

2.2.2.1 Acquisition

Pour les caméras basses vitesses, la même scène doit être observée sur les deux caméras, un trigger commun est donc utilisé pour déclencher chacune des prises de vue afin de s'assurer de leur correspondance temporelle. Un programme a été développé sur un micro-contrôleur pour synchroniser la prise de vue en fonction des signaux électriques du procédé.

Le transfert des images est effectué par un protocole GigE-vision, nécessitant l'utilisation d'un switch ethernet pour la connexion des deux caméras à un même ordinateur. Cela divise la bande-passante par deux. La fréquence d'acquisition finale du dispositif est donc de 100 images par seconde. Un programme a été réalisé pour stocker directement les images dans les dossiers relatifs aux expériences. Ce programme permet aussi de gérer les temps d'acquisition des images, qui ne sont pas réguliers, et qui sont synchronisés avec la base de temps des signaux électriques du procédé.

2.2.2.2 Distorsions optiques

Les distorsions induites par les composants optiques cités précédemment sont de deux types : radiales et tangentielles. G. Bradski *et al.* [72] présente une méthode pour corriger ces défauts.

Les distorsions radiales peuvent être approchées par un développement en série de Taylor autour du centre optique du capteur ($r = 0$, avec r la distance au centre optique du capteur), point pour lequel ce type de distorsion est nulle. La symétrie permet de ne considérer que les termes ayant une puissance paire. La position corrigée $(x_{corrige}, y_{corrige})$ d'un pixel qui a une position initiale (x, y) peut donc s'écrire :

$$\begin{aligned} x_{corrige} &= x(1 + k_1r^2 + k_2r^4 + k_3r^6) \\ y_{corrige} &= y(1 + k_1r^2 + k_2r^4 + k_3r^6) \end{aligned} \quad (2.2)$$

Quant aux distorsions tangentielles, elles peuvent être caractérisées par deux autres coefficients et corrigées par la fonction 2.3 :

$$\begin{aligned} x_{corrige} &= x + 2p_1y + p_2(r^2 + 2x^2) \\ y_{corrige} &= y + 2p_2x + p_1(r^2 + 2y^2) \end{aligned} \quad (2.3)$$

Des défauts peuvent également apparaître du fait de la forme des photosites constitutifs du capteur optique et d'un décalage du centre du capteur par rapport à l'axe optique. Ces défauts peuvent être corrigés par des coefficients intrinsèques, respectivement f_x, f_y et c_x, c_y . Pour identifier les valeurs des cinq coefficients de distorsions (k_1, k_2, k_3, p_1, p_2) et des quatre coefficients intrinsèques (f_x, f_y, c_x, c_y), une série de dix acquisitions d'un motif de référence (damier 7×8) est utilisée.

L'application de cette procédure permet de constater que les distorsions associées à chacun des deux montages sont faibles. Cette correction ne sera donc pas appliquée afin d'améliorer la vitesse de traitement des images.

2.2.2.3 Synchronisation spatiale des capteurs

Le principe de la mesure nécessite une superposition de deux images de la même scène filtrées à des longueurs d'onde différentes. Un léger décalage du chemin optique dans le dispositif se traduit par des images légèrement désalignées. Afin de corriger ce désalignement, un recalage géométrique est effectué. L'image obtenue de la caméra A est considérée comme image de référence. Une transformation affine est appliquée à l'image de la caméra B pour corriger la translation, la rotation et la différence d'échelle. La nouvelle image est nommée B'. La position initiale (x, y) d'un pixel devient (x', y') après correction :

$$(x', y') = (M_{11}x + M_{12}y + M_{13}, M_{21}x + M_{22}y + M_{23}) \quad (2.4)$$

Avec la matrice affine :

$$M = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

Les éléments $M_{11}, M_{12}, M_{21}, M_{22}$ correspondent aux coefficients de rotation et d'échelle, M_{13}, M_{23} correspondent à une translation (ou offset). Le soin particulier apporté aux longueurs de chemins optiques dans le montage permet de ne pas observer de variations d'échelle entre les deux images. Ces éléments peuvent donc être ajustés avec un seul paramètre θ de correction angulaire entre les deux images. La matrice 2.5 devient :

$$M_{mod} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta & M_{13} \\ \sin \theta & \cos \theta & M_{23} \end{pmatrix}$$

On peut alors noter :

$$B' = M_{mod}B \quad (2.6)$$

Les coefficients M_{13}, M_{23} et l'angle de rotation θ sont obtenus par minimisation de la fonction f :

$$f = 1 - \left| \frac{\sum_{\substack{0 \leq i \leq n \\ 0 \leq j \leq m}} (A_{i,j} - \langle A \rangle)(B'_{i,j} - \langle B' \rangle)}{\sqrt{\sum_{\substack{0 \leq i \leq n \\ 0 \leq j \leq m}} (A_{i,j} - \langle A \rangle)^2 \sum_{\substack{0 \leq i \leq n \\ 0 \leq j \leq m}} (B'_{i,j} - \langle B' \rangle)^2}} \right| \quad (2.7)$$

Avec A et B' les matrices des vues, n et m le nombre de lignes et de colonnes de ces matrices.

L'algorithme est testé à travers deux images au départ identiques et dont on a fait subir une transformation affine connue à l'une des deux.

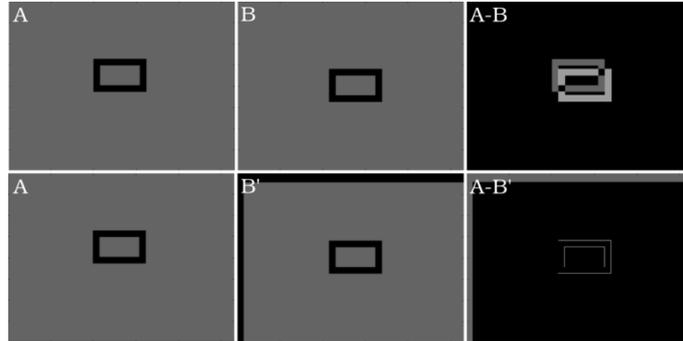


FIGURE 2.5 – Superposition de deux images théoriques. Ligne supérieure : images non modifiées, ligne inférieure : seconde image ayant subi la synchronisation spatiale.

On remarque sur la figure 2.5 que le décalage est minimisé et que les images A et B' se superposent. On peut noter un contour matérialisant une erreur de 1 pixel dans le recalage spatial.

2.2.2.4 Calcul des températures

A partir des images stockées dans le disque dur, un algorithme, intégrant les corrections géométriques et les données de calibration spectrale, permet de calculer les champs de températures.

Données : Images brutes aux deux longueurs d'onde ($Image1, Image2$) et M_{mod}

pour chaque $Image1, Image2$ faire

Synchronisation géométrique des images à l'aide de l'équation (2.6) (procédure définie en section 2.2.2.3);

Calcul des températures à partir des niveaux de gris pour chaque pixel (éq. (2.12), méthode de calcul ci-dessous) et des données de calibration spectrale, section 2.3 ;

Optionnel Filtrage spatial;

fin

Résultat : Champs de température

Algorithme 1 : Algorithme de traitement des images pour l'obtention des températures.

Dans l'algorithme 1, le calcul de la température en chacun des pixels s'effectue à l'aide de l'équation (2.12) sur la base des considérations qui suivent.

Méthode de calcul par pixel La méthode de calcul choisie est une méthode bispectrale basée sur le rapport des luminances. En s'appuyant sur la loi de Planck (équation 1.9), le ratio des deux luminances peut s'exprimer comme suit :

$$\frac{L_{\lambda_1}}{L_{\lambda_2}} = \frac{\lambda_2^5 \varepsilon_1 e^{\left(\frac{hc}{\lambda_2 k_B T}\right)} - 1}{\lambda_1^5 \varepsilon_2 e^{\left(\frac{hc}{\lambda_1 k_B T}\right)} - 1} \quad (2.8)$$

En utilisant l'hypothèse de Wien, l'équation (2.8) devient :

$$\frac{L_{\lambda_1}}{L_{\lambda_2}} = \frac{\lambda_2^5 \varepsilon_1 e^{\left(\frac{hc}{\lambda_2 k_B T}\right)}}{\lambda_1^5 \varepsilon_2 e^{\left(\frac{hc}{\lambda_1 k_B T}\right)}} \quad (2.9)$$

À l'aide de l'équation (2.9), on peut exprimer la température T :

$$T = \frac{hc}{k_B} \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} \frac{1}{\ln \left(\frac{\varepsilon_2 L_{\lambda_1} \lambda_1^5}{\varepsilon_1 L_{\lambda_2} \lambda_2^5} \right)} \quad (2.10)$$

L'hypothèse de corps gris permet de simplifier le rapport des émissivités, l'équation (2.10) devient donc :

$$T = \frac{hc}{k_B} \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} \frac{1}{\ln \left(\frac{L_{\lambda_1} \lambda_1^5}{L_{\lambda_2} \lambda_2^5} \right)} \quad (2.11)$$

Enfin, le ratio des luminances peut-être remplacé par le ratio des niveaux de gris multiplié par un facteur de calibration K comme défini dans la partie 2.3. Cela permet donc de calculer la température en chacun des pixels à l'aide de l'équation (2.12) :

$$T = \frac{hc}{k_B} \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} \frac{1}{\ln \left(K \frac{Ng_{\lambda_1} \lambda_1^5}{Ng_{\lambda_2} \lambda_2^5} \right)} \quad (2.12)$$

2.3 Étalonage spectral

2.3.1 Introduction

La mesure de température sans contact nécessite de relier les niveaux de gris de la caméra à la luminance reçue au niveau des détecteurs. Cette conversion doit être réalisée pour chaque

configuration matérielle (caméras, filtres,...) puisque chaque composant peut introduire des perturbations au niveau spectral. Pour le dispositif bichromatique, c'est le rapport des luminances qui doit être calibré. Une méthode de calibration spectrale est proposée à partir d'une source de luminance connue (une lampe de tungstène). Cette procédure permet de calibrer pixel à pixel toute la zone des capteurs. Des courbes d'étalonnage reliant le rapport de luminance aux rapport de niveaux de gris sont obtenues. Les courbes sont ensuite utilisées dans la relation (2.1) pour déterminer les températures.

2.3.2 Cadre pratique

2.3.2.1 Évaluation du ratio des luminances

Le ratio de luminance est effectué à l'aide des niveaux de gris transmis par les caméras. La méthode présentée dans la partie 1.3.4.4 considère une seule et unique longueur d'onde, sans prendre en compte la largeur de bande des filtres. La transmission des milieux traversés n'est pas explicitée. Le signal reçu par le capteur de la caméra ne correspond pas exactement au flux émis par la surface d'intérêt :

$$I_{\lambda_i,recu} = \int_{\lambda_i-\Delta\lambda}^{\lambda_i+\Delta\lambda} \tau_{milieu}(\lambda)\tau_{optiques}(\lambda)L(\lambda)d\lambda \quad (2.13)$$

Avec τ_{milieu} le facteur de transmission du milieu, $\tau_{optiques}$ le facteur de transmission du chemin optique, L le rayonnement émis et $\Delta\lambda$ la demi largeur de bande des filtres optiques centrés sur λ_i . Cela montre le nombre de facteurs pouvant intervenir sur la mesure du flux. Si un certain nombre de paramètres peut être intégré dans la procédure de calibration, d'autres paramètres dépendent des essais. Dans l'ensemble des procédures de calibrations et des essais, on va supposer que $\tau_{milieu}(\lambda)$ ne dépend pas de la longueur d'onde.

2.3.2.2 Correction de la sensibilité

Le rayonnement reçu par le capteur n'est pas totalement transformé en signal. Le rayonnement incident sur le capteur est transformé en information selon le temps d'exposition t_{expo} et un facteur de sensibilité S_λ . Ce facteur de sensibilité est une des caractéristiques du capteur, un exemple est présenté en figure 2.4. Le niveau de gris transmis par un pixel est donc proportionnel au temps d'exposition et au facteur de sensibilité dépendant lui-même de la longueur d'onde dans le domaine de linéarité du capteur :

$$Ng_{\lambda_i} = I_{\lambda_i,recu}t_{expo}S_\lambda \quad (2.14)$$

En combinant les équations (2.13) et (2.14), on peut exprimer le niveau de gris d'un pixel en fonction de la luminance émise L_λ :

$$Ng_{\lambda_i} = t_{expo} \int_{\lambda_i-\Delta\lambda}^{\lambda_i+\Delta\lambda} \tau_{milieu}(\lambda)\tau_{optiques}(\lambda)L(\lambda)S_{\lambda_i}(\lambda)d\lambda \quad (2.15)$$

Les facteurs de transmission et le facteur de sensibilité peuvent être réunis pour former un facteur de sensibilité S'_{λ_i} qui est défini pour un cas de mesure (dispositif optique, milieu,...).

L'équation (2.15) peut donc s'écrire :

$$Ng_{\lambda_i} = t_{expo} \int_{\lambda_i-\Delta\lambda}^{\lambda_i+\Delta\lambda} S'_{\lambda_i}(\lambda)L(\lambda)d\lambda \quad (2.16)$$

$$\frac{L_{\lambda_1}}{L_{\lambda_2}} = \frac{Ng_{\lambda_1} S_{\lambda_2}}{Ng_{\lambda_2} S_{\lambda_1}} = \frac{Ng_{\lambda_1}}{Ng_{\lambda_2}} K_{\lambda_1,\lambda_2} \quad (2.17)$$

Avec $K_{\lambda_1, \lambda_2} = \frac{S_{\lambda_2}}{S_{\lambda_1}}$ le coefficient de calibration associé au dispositif. Il s'agit du coefficient permettant d'étalonner le dispositif de mesure de température. La procédure d'étalonnage est décrite dans la partie suivante.

2.3.3 Procédure expérimentale

Afin d'évaluer la valeur du coefficient K_{λ_1, λ_2} , il est nécessaire de connaître la quantité exacte de luminance monochromatique émise par un corps de référence. Pour cela C. De Izarra [73] utilise une lampe à ruban de tungstène (Osram WI 17 G). La lampe de tungstène peut atteindre des températures dans la plage de celles des matériaux liquides que l'on veut étudier. Les propriétés physiques du tungstène ont été étudiées [74] et sont connues. À partir du courant, on peut déterminer la température avec la résistivité. En connaissant l'émissivité, on peut remonter à la luminance émise par le ruban.

Dans un premier temps, il est possible de relier la résistivité électrique du filament à sa température réelle [73]. La relation (2.18) permet d'exprimer le rapport entre la résistance électrique R_0 du filament à 20°C et la résistance $R(T)$ du filament à la température T en fonction de la résistivité électrique linéique ρ_{elec} et du coefficient de dilatation du tungstène β :

$$\frac{R(T)}{R_0} = \frac{\rho_{elec}(T)}{(1 + \beta)\rho_0} \quad (2.18)$$

La relation (2.18) peut être approchée à l'aide d'un polynôme du second degré, avec lequel la température T peut être calculée, si la résistance est connue :

$$\frac{R(T)}{R_0} = 2,8420718 \times 10^{-7} T^2 + 0,00466128 T - 0,52427113 \quad (2.19)$$

La résistance à $T = 20^\circ\text{C}$ du filament est très faible et est donc difficilement mesurable. La résistance R_0 est estimée à l'aide de la donnée constructeur indiquant une température de filament de 2854 K pour un couple courant-tension de 9 A et 16 V. La résistance R_0 utilisée est donc de 0,113 Ω .

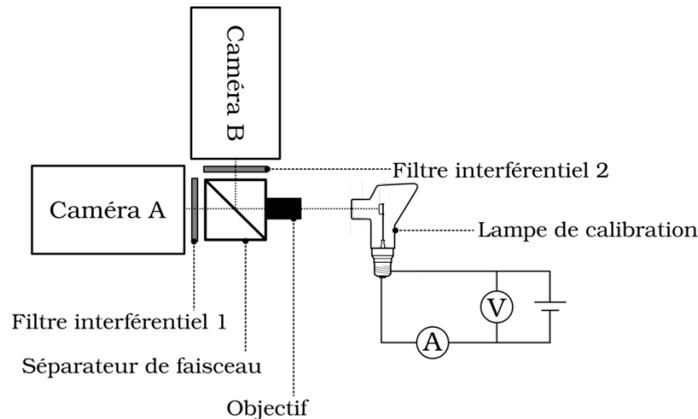


FIGURE 2.6 – Dispositif de calibration du coefficient de correction.

La résistance du filament est calculée à l'aide des données de courant et de tension d'alimentation. Le montage présenté en figure 2.6 permet un relevé de valeurs en temps réel de la résistance du filament en fonction de la tension d'alimentation. Il est donc possible de relier la température du filament à la tension d'alimentation à l'aide de l'équation (2.19). La figure 2.7 présente l'évolution de la température du filament de tungstène en fonction de la tension d'alimentation de l'ampoule.

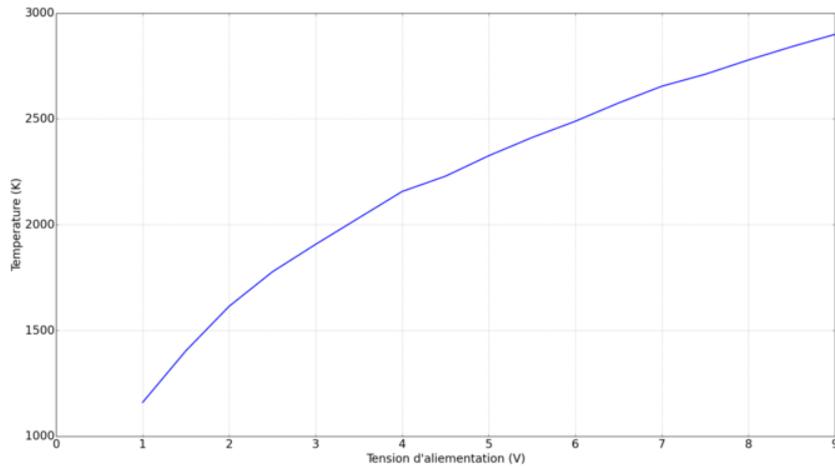


FIGURE 2.7 – Relation entre la tension d'alimentation de l'ampoule et la température de son filament.

L'émissivité monochromatique du tungstène étant connue en fonction de la température [34], il est possible de calculer la luminance monochromatique de la lampe à l'aide de la loi de Planck (cf. équation 1.14). L'observation de la source est réalisée avec le dispositif bichromatique afin d'obtenir le niveaux de gris correspondant à chacune des longueurs d'onde. Enfin, la luminance par longueur d'onde étant connue, et le niveaux de gris résultant de l'observation de cette luminance également, il est possible de calculer le facteur de sensibilité S_λ associé. Le rapport $K_{\lambda_1, \lambda_2} = \frac{S_{\lambda_2}}{S_{\lambda_1}}$ peut finalement être calculé.

On peut alors résumer la procédure de calibration pour chaque configuration optique :

1. Mesure de U et I aux bornes de la lampe, calcul de R .
2. Calcul de T en fonction de R , éq. (2.19).
3. Pour chaque T calculé, calcul des luminances et mesure des niveaux de gris pour les longueurs d'onde.
4. Détermination de $K_{\lambda_1, \lambda_2}(t_{expo})$.

2.3.3.1 Homogénéité du filament

Le ruban de tungstène constitue la cible du dispositif de calibration. L'étalonnage du coefficient de correction de sensibilité est effectué sur l'ensemble du capteur. La mesure de niveaux de gris est la valeur moyenne relevée sur une zone d'intérêt rectangulaire. Il est nécessaire que cette moyenne représente bien l'équivalent en niveau de gris de la luminance émise par la cible à la température calculée. Le filament présente une géométrie constante et est constitué d'un seul matériau. Sa température doit donc être homogène. Toutefois, le chemin optique, et principalement la fermeture du diaphragme entraîne une atténuation de l'intensité lumineuse plus importante sur les bords de l'image. Une zone optimale doit donc être sélectionnée.

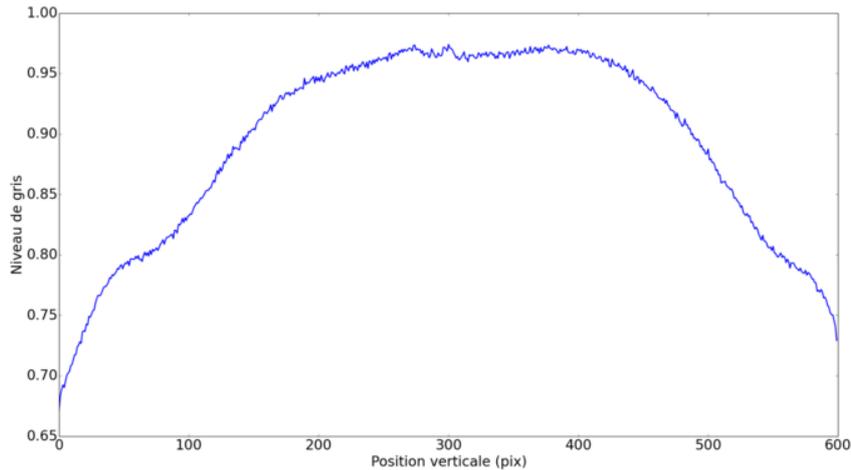


FIGURE 2.8 – Évolution du ratio entre le niveau de gris mesuré et le niveau de gris maximum. Observation effectuée avec le dispositif composé des caméras rapides, objectif 70 mm, fermé à 7 (Niveau arbitraire).

La figure 2.8 présente le ratio entre les niveaux de gris le long du ruban de tungstène et le niveau de gris maximal du ruban. L'objectif de 70 mm est dans sa configuration la plus fermée. La partie centrale de l'image retranscrit le bon niveau de gris, alors qu'à l'approche des bords une atténuation est perçue. Dans le cas de calibration avec un diaphragme fermé, il est donc nécessaire de positionner la région d'intérêt dans la partie centrale du ruban. Lors de l'observation du ruban avec le dispositif basse vitesse cette atténuation n'est pas perceptible. La taille du capteur étant bien inférieure à celui des caméras rapides, la même configuration d'ouverture de l'objectif n'engendre pas d'atténuation sur les bords de l'image.

2.3.3.2 Mesure de la température du ruban par pyrométrie spectrale

La température calculée grâce à la méthode présentée précédemment est une température théorique. Afin de s'assurer de la qualité de la procédure d'étalonnage, la température du ruban de tungstène de l'ampoule doit être vérifiée expérimentalement. La pyrométrie spectrale présentée dans la partie 1.3.4.2 a été utilisée pour s'assurer de la température réelle du ruban. La mesure est ponctuelle, et la température du ruban est supposée homogène.

On réalise la mesure à l'aide d'un spectromètre (HR+2000 Ocean optics) et d'une fibre optique placée en face de la source lumineuse.

La mesure de température du ruban de tungstène a été réalisée à l'aide de la méthode présentée par Magunov [41]. Comme toutes les méthodes de mesure radiative, cette méthode s'appuie sur la loi de Planck, éq. (1.14). Dans le cas présent, la luminance spectrale est connue, puisqu'elle est acquise à l'aide d'un spectromètre calibré permettant de réaliser des mesures absolues. En ce plaçant dans un domaine spectral où l'hypothèse de Wien est valide, on obtient à l'aide de l'équation de Wien (1.10) :

$$\frac{C_2}{\lambda T} + \ln(\lambda^5 L_\lambda) - \ln(\varepsilon C_1) = 0 \quad (2.20)$$

En posant $x = \frac{C_2}{\lambda T}$ et $y = \ln(\lambda^5 L_\lambda)$, dans le cas où $\ln(\varepsilon C_1) = cst$, une droite de coefficient directeur $1/T$ est obtenue. Pour que $\ln(\varepsilon C_1) = cst$, il est nécessaire de réaliser l'acquisition sur une bande spectrale où le matériau présente une émissivité constante. Dans le cas du tungstène, la bande de 500 à 700 nm présente une émissivité stable quelle que soit la température considérée, comme l'illustre la figure 1.23.

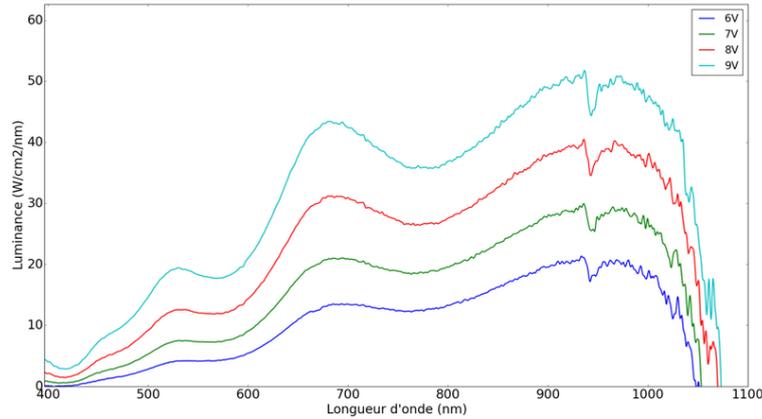


FIGURE 2.9 – Luminance spectrale absolue de la lampe pour les quatre tensions d'alimentation.

Ce traitement est répété pour quatre tensions d'alimentation : 6, 7, 8 et 9 V. Il s'agit des tensions utilisées pour les différents points de mesures utilisés pour l'application en partie 2.3.3.3. Une bonne adéquation est obtenue entre la mesure par pyrométrie spectrale et la température calculée, comme le résume le tableau 2.1.

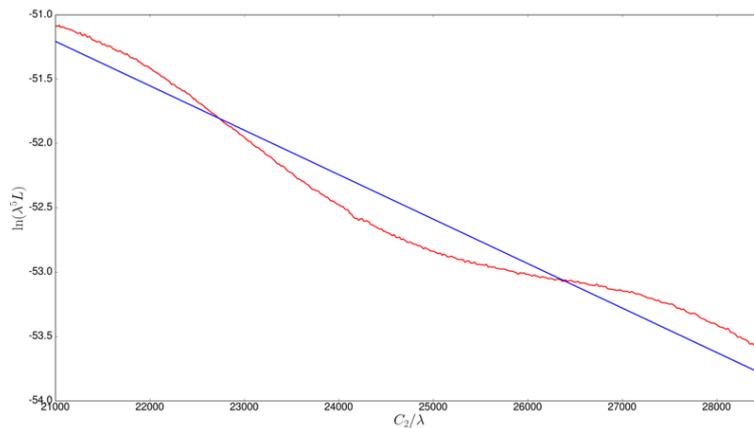


FIGURE 2.10 – Spectre modifié (en rouge) et droite (en bleu) de coefficient directeur $1/T$ pour une tension d'alimentation de 9V.

U	Température calculée	Température mesurée	Écart absolu	Écart relatif
6 V	2488 K	2465 K	23 K	0,92 %
7 V	2654 K	2609 K	45 K	1,7 %
8 V	2778 K	2757 K	21 K	0,76 %
9 V	2899 K	2893 K	6 K	0,2 %

TABLE 2.1 – Écarts de température entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées par pyrométrie spectrale pour le ruban de tungstène.

2.3.3.3 Détermination des courbes d'étalonnage

L'étalonnage des deux montages a été effectué. Les réponses de leurs capteurs ne sont pas équivalentes. Les valeurs expérimentales obtenues sont approchées mathématiquement pour pouvoir être utilisées pour la mesure de température. Cette méthode d'étalonnage prend en compte la différence de sensibilité des capteurs mais également des différences de transmission du milieu et du chemin optique. Les coefficients obtenus sont donc liés aux configurations optiques.

Caméras basse vitesse Les caméras basse vitesse ont permis d'évaluer les différents couples de longueurs d'onde. Il est donc nécessaire d'étalonner le dispositif pour tous les couples mis en jeu. L'étalonnage étant associé à chaque chemin optique, différentes configurations de chemins optiques ont été prises en compte :

- 4 couples de longueurs d'onde,
- 2 objectifs,
- 3 ouvertures,
- 4 luminances à mesurer,
- temps d'exposition de 25 à 1000 μs .

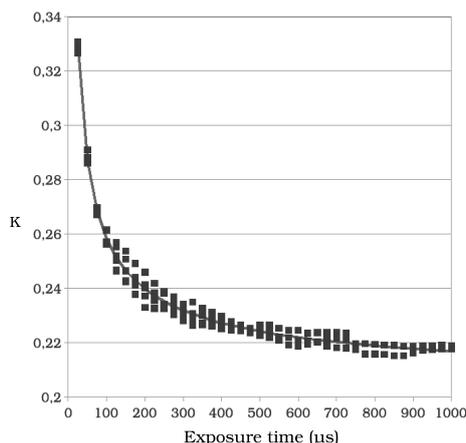


FIGURE 2.11 – Résultats expérimentaux du coefficient de correction de sensibilité pour le couple 850/1000 nm (■), et courbe d'approximation de ces résultats (en trait plein).

Dans le cas du montage basse vitesse, les résultats expérimentaux peuvent être approchés par l'équation (2.21). Les coefficients obtenus avec un objectif de 70 mm sont présentés dans le tableau 2.2.

$$K_{\lambda_1, \lambda_2} = at^{-b} + c \quad (2.21)$$

La figure 2.11 présente les résultats expérimentaux ainsi que l'approximation mathématique du coefficient de calibration K_{λ_1, λ_2} . Cette figure illustre le comportement de la sensibilité du système. Les écarts entre la courbe identifiée et les points de mesures correspondent aux erreurs de sensibilité. De plus, le système présente un comportement asymptotique à partir d'un temps d'exposition de 500 μs . Il est donc intéressant de conserver un temps d'exposition supérieur à 500 μs afin d'utiliser une zone de réponse stable du dispositif. Toutefois, les temps d'exposition inférieurs ne sont pas à négliger parce que la dynamique élevée des phases liquides rend parfois obligatoire l'utilisation de temps d'exposition plus faibles.

Couple λ_1/λ_2	a	b	c
850/1000 nm	0,851	0,615	0,202
850/950 nm	1,632	0,858	0,332
850/905 nm	0,700	0,520	0,621
905/950 nm	11,249	1,512	1,2

TABLE 2.2 – Valeurs des coefficients de calibration pour le montage basse vitesse, objectif de 70 mm. Coefficients valables pour des temps d'exposition compris entre 500 et 1000 μs .

En comparant les différentes longueurs d'onde, on peut remarquer que le coefficient c varie en fonction du couple de longueur d'onde. On pourra noter que pour le dernier couple, la réponse

en fonction du temps d'exposition est quasiment constante alors que pour le premier couple, la variation du rapport est importante pour les temps d'exposition faibles.

Caméras rapides Le montage effectué à l'aide des caméras rapides a été étalonné pour le couple de longueur d'onde 850/1000 nm. La sensibilité des capteurs des caméras IR300 est bien plus importante que celle des caméras basse vitesse. De plus, les fréquences d'acquisition élevées engendrent des temps d'exposition maximaux faibles. Les paramètres de l'étalonnage du dispositif rapide sont les suivants :

- temps d'exposition de 1 à 50 μs ,
- 7 ouvertures de diaphragme.

Le comportement du capteur des caméras rapides est différent de celui des caméras basse vitesse. La correction de sensibilité du dispositif est fonction de l'ouverture de l'objectif. De plus, le facteur de correction de sensibilité évolue à l'inverse de celui des caméras basse vitesse. Ici, le coefficient est plus faible pour les temps d'exposition courts. Les résultats expérimentaux sont donc approchés à l'aide de l'équation (2.22) :

$$K_{\lambda_1, \lambda_2} = a + b \ln(t_{expo}) \quad (2.22)$$

Le tableau 2.3 présente les valeurs des coefficients a et b pour le couple 850/1000 nm. Les valeurs semblent ne différer que très peu. Toutefois, cela est suffisant pour engendrer des erreurs importantes sur la mesure. Il est donc nécessaire de prendre en compte l'ouverture de l'objectif.

Ouverture (unité arbitraire)	a	b
1	0,370	0,043
2	0,325	0,053
3	0,376	0,031
4	0,318	0,043
5	0,327	0,043
6	0,321	0,031
7	0,205	0,061

TABLE 2.3 – Valeur des coefficients de calibration pour le montage haute vitesse, couple de longueur d'onde 850/1000 nm. Ouverture du diaphragme indiquée par des valeurs arbitraires (1 : ouvert, 7 : fermé).

2.3.3.4 Homogénéité de réponse des capteurs

Le capteur de radiation utilisé dans les dispositifs développés sont des capteurs CCD et CMOS. Il s'agit de matrices de photosites sensibles à l'énergie reçue. Malgré un processus de fabrication identique, ces photosites peuvent présenter une sensibilité différente. Les composants optiques utilisés (objectif, séparateur de faisceau, filtres) modifient la direction et la focalisation du faisceau reçu. Ces modifications peuvent entraîner une hétérogénéité de réponse sur le capteur. La méthode d'étalonnage présentée précédemment ne dispose que d'un facteur de correction commun à toute l'image. Une hétérogénéité de réponse trop importante rendrait inefficace la correction de sensibilité. Il faut donc définir une zone de mesure utile sur le capteur ou différencier les facteurs de correction. La répartition des radiations est fonction des composants optiques utilisés. C'est pourquoi la vérification de l'homogénéité de réponse doit être effectuée pour chaque changement de montage optique.



FIGURE 2.12 – Série d’images représentant cinq des différentes positions du ruban de tungstène devant le capteur.

Afin de vérifier l’homogénéité de réponse, tout le capteur doit être illuminé avec la même intensité. Pour cela, la lampe à ruban de tungstène est positionnée devant le dispositif bichromatique qui est lui même positionné à l’aide d’une table mobile. De nombreuses images sont acquises pour une même tension d’alimentation de la lampe en déplaçant le dispositif de mesure de température parallèlement au ruban de tungstène (figure 2.12). En balayant l’ensemble du capteur, il est possible de reconstituer une cartographie globale de sa réponse. La figure 2.13 présente l’écart absolu en niveaux de gris entre la valeur moyenne de l’image reconstituée et chacun des pixels.

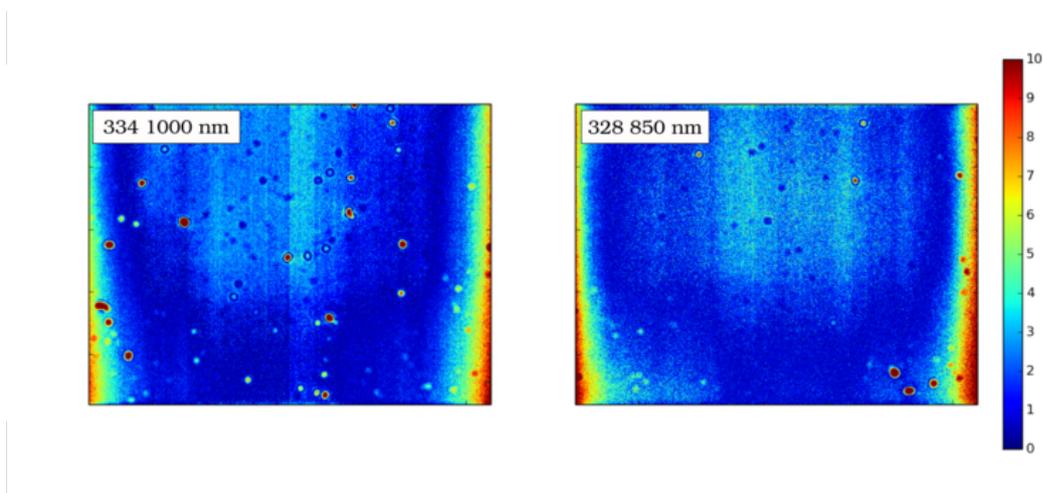


FIGURE 2.13 – Écart absolu entre la valeur moyenne de l’image et chacun des pixels, dans le cas du dispositif basse vitesse et du couple de filtres 850/1000 nm. Niveaux de gris codés sur 8 bits.

La figure 2.13 permet de constater que seuls les bords gauche et droit des capteurs présentent une perte de sensibilité. Cette figure permet également d’identifier des défauts sur le chemin optique. Ici, quelques petites zones montrent un écart extrême avec la valeur moyenne mesurée. Il s’agit de taches présentes sur les filtres. La connaissance de ces zones permet de ne pas les prendre en compte lors des mesures de champ de température.

2.3.3.5 Mouvement relatif entre le capteur et la zone à mesurer

La méthode de mesure développée doit pouvoir estimer les champs de température en soudage. Les zones d’intérêt sont le bain liquide, qui présente des mouvements de surface, et les gouttes durant leur transfert entre l’électrode fusible et la pièce. Or, pour une source en mouvement rectiligne uniforme, le temps d’exposition réel d’un pixel n’est pas égal au temps d’exposition de l’ensemble. Cela entraîne une diminution du niveau de gris observé, et donc de la luminance estimée. La vitesse de chute d’une goutte en MAG pulsé est d’environ 1 m s^{-1} .

Dans cette partie, un dispositif est mis en place pour visualiser l’influence de la vitesse relative entre le capteur et la zone à observer. On observe principalement la modification des niveaux de

gris en fonction de la vitesse. En fonction de la résolution spatiale, la vitesse peut créer un effet de flouté.

Pour créer un mouvement relatif, le dispositif est guidé par deux rails puis lâché en chute libre d'une hauteur d'un mètre. Cela permet d'atteindre des vitesses d'environ $1,5 \text{ m s}^{-1}$. Ainsi, en positionnant la lampe de tungstène devant le passage de la caméra, il est possible de mesurer les niveaux de gris obtenus. En répétant l'essai à différents temps d'exposition, il est possible de définir une limite pour laquelle la vitesse de la cible ne modifie pas le niveau de gris obtenu. Pour chacun des temps d'exposition une image référence du ruban de tungstène est enregistrée. En effet, l'alimentation de la lampe doit être adaptée à chacun des temps d'exposition afin que l'image ne soit ni sur-exposée ni sous-exposée.

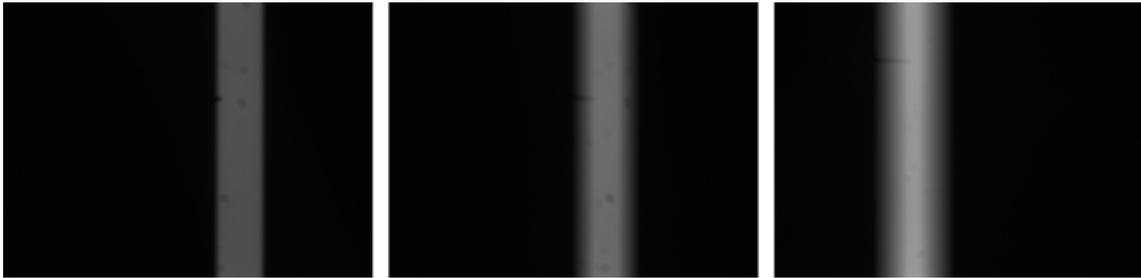


FIGURE 2.14 – Images du filament obtenues lors de la chute libre pour trois temps d'exposition. De gauche à droite : $250 \mu\text{s}$, $500 \mu\text{s}$ et $1000 \mu\text{s}$.

La figure 2.14 présente trois observations, effectuées en mouvement, de la lampe à ruban de tungstène, à des temps d'exposition différents. La vitesse de déplacement du dispositif est calculée à l'aide du déplacement du filament entre deux images et de la fréquence d'acquisition. La mesure de niveau de gris est la valeur moyenne mesurée sur une zone d'intérêt de dimension constante. Le tableau 2.4 présente les résultats obtenus.

Temps d'exposition	Vitesse mesurée	Écart relatif $\left \frac{Ng_{mes} - Ng_{ref}}{Ng_{ref}} \right $
$100 \mu\text{s}$	$1,45 \text{ m s}^{-1}$	3,1 %
$200 \mu\text{s}$	$1,8 \text{ m s}^{-1}$	4,2 %
$250 \mu\text{s}$	$1,76 \text{ m s}^{-1}$	4,8 %
$500 \mu\text{s}$	$1,3 \text{ m s}^{-1}$	11,2 %
$1000 \mu\text{s}$	$1,51 \text{ m s}^{-1}$	19,8 %

TABLE 2.4 – Résultats de mesure avec mouvement relatif capteur/zone d'intérêt.

Les résultats présentés dans le tableau 2.4 ont été obtenus avec le montage constitué des caméras basse vitesse. L'objectif utilisé est un objectif à focale fixe de 50 mm. La résolution obtenue est de 40 pix/mm. La zone d'intérêt est un rectangle de 60×400 pixels. Cela permet de couvrir 65% de la surface visible du ruban. Les vitesses ne sont pas constantes, mais sont toutefois supérieures à 1 m s^{-1} . L'écart de niveaux de gris augmente brutalement à partir de $500 \mu\text{s}$. Cet écart est visible sur la seconde image de la figure 2.14. À partir de ce temps d'exposition, le flou de mouvement est clairement visible. Dans le cas de particules en mouvement à des vitesses comme celles présentées dans le tableau 2.4, il est nécessaire de conserver un temps d'exposition bien inférieur à $500 \mu\text{s}$ afin de ne pas dégrader la mesure. D'une manière générale, il ne faut pas dépasser une valeur du temps d'exposition, en relation avec la vitesse de déplacement des scènes observées, afin de conserver une qualité d'image satisfaisante.

2.4 Incertitudes

Dans cette partie, les incertitudes relatives à la mesure sont évaluées à partir de la formule de calcul des températures. Cette partie permet de mettre en évidence les facteurs primordiaux jouant sur la qualité de la mesure. Les incertitudes de type spectral seront détaillées à partir de la formule (2.23). Elles sont induites par :

- la réponse des filtres,
- la réponse des caméras,
- l'étalonnage,
- l'hypothèse de corps gris.

2.4.1 Méthode de calcul

Chacune de ces sources d'incertitude sera d'abord évaluée séparément avant de définir une incertitude globale du système. En combinant l'équation (1.36) et l'équation (2.17), et en posant $\varepsilon_R = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$ et $Ng_{\lambda_1, \lambda_2} = \frac{Ng_{\lambda_1}}{Ng_{\lambda_2}}$, la température peut être exprimée par :

$$T = \frac{C_2(\lambda_1 - \lambda_2)}{\lambda_1 \lambda_2} \frac{1}{\ln \left(\varepsilon_R K_{\lambda_1, \lambda_2} Ng_{\lambda_1, \lambda_2} \frac{\lambda_1^5}{\lambda_2^5} \right)} \quad (2.23)$$

Par différenciation logarithmique, l'équation (2.23) devient :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta T}{T} = & \Delta \varepsilon_R \left| \frac{1}{F \varepsilon_R} \right| + \Delta K_{\lambda_1, \lambda_2} \left| \frac{1}{F K_{\lambda_1, \lambda_2}} \right| + \Delta Ng_{\lambda_1, \lambda_2} \left| \frac{1}{F Ng_{\lambda_1, \lambda_2}} \right| + \\ & \Delta \lambda_1 \left| -\frac{5}{F \lambda_1} + \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right| + \Delta \lambda_2 \left| \frac{5}{F \lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} + \frac{1}{\lambda_2} \right| \end{aligned}$$

Avec :

$$\begin{aligned} F = & \ln K_{\lambda_1, \lambda_2} + \ln Ng_{\lambda_1, \lambda_2} + 5 \ln \lambda_1 - 5 \ln \lambda_2 + \ln \varepsilon_R \\ = & \ln \left(\varepsilon_R K_{\lambda_1, \lambda_2} Ng_{\lambda_1, \lambda_2} \frac{\lambda_1^5}{\lambda_2^5} \right) \end{aligned} \quad (2.24)$$

En combinant les équations (2.24), (2.17) et (2.23), le facteur principal influençant l'incertitude de mesure peut s'écrire :

$$\left| \frac{1}{F} \right| = \left| \frac{T \lambda_1 \lambda_2}{C_2(\lambda_1 - \lambda_2)} \right| \quad (2.25)$$

Cela permet de mettre en évidence l'influence directe du choix des longueurs d'onde sur l'incertitude de mesure. Pour une même température à évaluer, c'est donc le facteur $\Lambda_R = \left| \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \right|$ qui est déterminant. La figure 2.15 présente la variation de la valeur du facteur en fonction des longueurs d'onde choisies. Cette figure permet de confirmer la nécessité de sélectionner des longueurs d'onde les plus éloignées possibles. En effet, peu importe la longueur d'onde λ_1 choisie, plus la seconde longueur d'onde λ_2 est éloignée, plus le facteur Λ_r diminue. Le couple de longueurs d'onde choisi doit toutefois respecter les contraintes liées au matériel et aux hypothèses du modèle. Ainsi, la seconde longueur d'onde ne doit pas dépasser 1000 nm pour valider l'hypothèse de Wien. La première longueur d'onde doit être supérieure à 850 nm pour diminuer la présence de radiations dues au plasma de l'arc. L'incertitude du modèle sera donc calculée pour quatre couples de longueurs d'onde répondant à ces contraintes : 850/905 nm, 850/950 nm, 905/950 nm et 850/1000 nm.

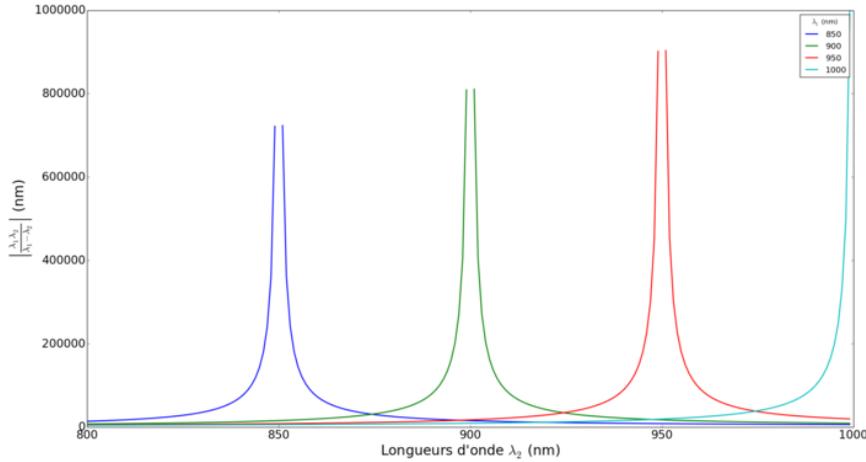


FIGURE 2.15 – Variation du facteur $\Lambda_R = \left| \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \right|$ en fonction du choix du couple (λ_1, λ_2) .

Afin de séparer l'influence des différentes sources sur l'incertitude globale du système, chacune d'entre elles sera étudiée séparément. Pour cela, les incertitudes sur les autres sources seront considérées comme nulles dans les parties suivantes. Pour effectuer ces calculs et comparer les valeurs d'incertitudes obtenues, il est nécessaire d'évaluer la valeur de $\left| \frac{1}{F} \right|$. La valeur est calculée pour la température limite de 3000 K pour chaque couple de longueurs d'onde (tableau 2.5).

λ_1/λ_2	850/1000	850/950	850/905	905/950
K_{λ_1, λ_2}	0,202	0,332	0,621	1,217
$Ng_{\lambda_1, \lambda_2}$	4,78	2,90	1,56	0,815
$\left \frac{1}{F} \right $	1,18	1,68	2,89	3,98

TABLE 2.5 – Paramètres utilisés pour les calculs d'incertitudes. Valeurs correspondant à une température cible de 3000 K.

2.4.2 Incertitude associée aux filtres

Les composants optiques du dispositif possèdent leurs propres caractéristiques. Comme présenté dans la partie 2.2.1, ces différents composants ne transmettent pas la totalité du signal qu'ils reçoivent. Toutefois, ces facteurs de transmission sont pris en compte dans l'étalonnage du système présenté en partie 2.3.2.2. La composante d'incertitude présentée dans cette partie étudie l'influence de la largeur de bande des filtres optiques. En effet, les filtres sont centrés sur une longueur d'onde mais possèdent une largeur de bande. Dans le cas du matériel utilisé il s'agit d'une bande de ± 5 nm. Or, dans le modèle utilisé, la luminance utilisée est la luminance monochromatique.

$$\left. \frac{\Delta T}{T} \right|_{\varepsilon_R, K_{\lambda_1, \lambda_2}, Ng_{\lambda_1, \lambda_2}} = \Delta \lambda_1 \left| -\frac{5}{F \lambda_1} + \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right| + \Delta \lambda_2 \left| \frac{5}{F \lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} + \frac{1}{\lambda_2} \right| \quad (2.26)$$

L'équation (2.26) permet de calculer l'incertitude du modèle liée à l'hypothèse de luminance monochromatique. Les données techniques des filtres utilisés sont tels que $\Delta \lambda_1 = \Delta \lambda_2 = 5$ nm. Les résultats du calcul sont présentés dans le tableau 2.6. L'influence de l'écartement des longueurs d'onde est directement visible. Le couple 850/1000 nm présente une incertitude deux fois plus faible que le couple 850/905 nm. Toutefois, l'incertitude liée à cette hypothèse reste faible quel que soit le couple considéré.

λ_1/λ_2	850/1000	850/950	850/905	905/950
$\frac{\Delta T}{T} \Big _{\varepsilon_R, K_{\lambda_1, \lambda_2}, Ng_{\lambda_1, \lambda_2}}$	1,34	1,73	2,80	1,80

TABLE 2.6 – Incertitude de la méthode bichromatique liée à la largeur de bande des filtres optiques (%).

2.4.3 Incertitude associée à l'étalonnage

La correction de sensibilité du système prend en compte la différence de sensibilité de chacun des deux chemins optiques. Cela comprend la différence de transmission des filtres et autres milieux traversés, mais aussi la différence de sensibilité des capteurs de radiation. L'incertitude associée à cette correction provient de la différence entre la valeur de coefficient de calibration obtenue expérimentalement (cf. partie 2.3.2.2) et la valeur utilisée. Les valeurs utilisées proviennent de l'approximation mathématique des résultats expérimentaux (cf. 2.3.3.3).

$$\frac{\Delta T}{T} \Big|_{\varepsilon_R, \lambda, Ng_{\lambda_1, \lambda_2}} = \Delta K_{\lambda_1, \lambda_2} \left| \frac{1}{FK_{\lambda_1, \lambda_2}} \right| \quad (2.27)$$

Les incertitudes associées à la correction de sensibilité dépendent du matériel utilisé et de la précision de la calibration. Les résultats présentés dans le tableau 2.7 sont donc des valeurs associées à un montage et une calibration. Les valeurs de ΔK utilisées sont des valeurs maximales d'écart entre la valeur expérimentale et la valeur approximée. Les résultats montrent encore une fois que le couple 850/1000 nm est le plus performant. Cela provient de l'écart des longueurs d'onde diminuant le facteur $\left| \frac{1}{F} \right|$ et surtout de la précision de l'approximation des valeurs expérimentales. En effet, les écarts de sensibilité augmentant avec l'écart de longueurs d'onde, la calibration en est facilitée.

λ_1/λ_2	850/1000	850/950	850/905	905/950
ΔK	0,00385	0,01	0,0109	0,0257
$\frac{\Delta T}{T} \Big _{\varepsilon_R, \lambda, Ng_{\lambda_1, \lambda_2}}$	2,25	5,07	5,08	8,42

TABLE 2.7 – Incertitudes liées à l'étalonnage du facteur de correction de la sensibilité du dispositif bichromatique avec les caméras basse vitesse (%).

2.4.4 Incertitude associée à l'hypothèse de corps gris

L'hypothèse de corps gris est l'hypothèse principale en pyrométrie bichromatique. Cette hypothèse concernant le comportement de l'émissivité du matériau, l'incertitude est calculée avec une erreur sur le ratio d'émissivité de $\Delta\varepsilon_R = 1\%$. L'incertitude associée à l'hypothèse de corps gris s'écrit :

$$\frac{\Delta T}{T} \Big|_{\lambda, K_{\lambda_1, \lambda_2}, Ng_{\lambda_1, \lambda_2}} = \Delta\varepsilon_R \left| \frac{1}{F\varepsilon_R} \right| \quad (2.28)$$

Le tableau 2.8 présente les résultats d'incertitude liée à l'hypothèse de corps gris. L'influence du choix de longueurs d'onde est clairement visible avec le couple 850/1000 nm qui présente la meilleure précision.

λ_1/λ_2	850/1000	850/950	850/905	905/950
$\frac{\Delta T}{T} \Big _{\lambda, K_{\lambda_1, \lambda_2}, Ng_{\lambda_1, \lambda_2}}$	1,18	1,68	2,89	3,98

TABLE 2.8 – Incertitude du modèle bichromatique associée à l'hypothèse de corps gris (%).

2.4.5 Incertitude associée aux niveaux de gris

Une erreur sur les niveaux de gris provient du bruit de mesure du capteur. Ce bruit de mesure peut être évalué en faisant l'acquisition d'une image en ayant obturé le capteur. L'histogramme d'une image acquise avec les caméras basses vitesses est présenté en figure 2.16.

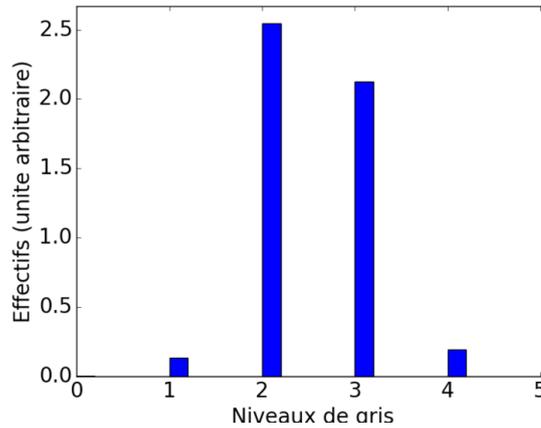


FIGURE 2.16 – Histogramme d'une image avec capteur obturé, caméra basse vitesse.

La valeur moyenne de niveau de gris est de 2,47, et le niveau de gris le plus représenté est de 2. Ces images sont codées sur 8 bits, l'écart de 2,47 entre l'image obtenue et l'image entièrement noire représente donc un écart de 1%. L'équation (2.29) permet de calculer l'incertitude sur la mesure de température dans le cas où seule l'incertitude sur le ratio des niveaux de gris est considérée.

$$\left. \frac{\Delta T}{T} \right|_{\lambda, K_{\lambda_1, \lambda_2}, \varepsilon_R} = \Delta N g_{\lambda_1, \lambda_2} \left| \frac{1}{F N g_{\lambda_1, \lambda_2}} \right| \quad (2.29)$$

Le tableau 2.9 présente les résultats du calcul d'incertitude dans le cas d'un écart de 1% sur le ratio de niveaux de gris.

λ_1/λ_2	850/1000	850/950	850/905	905/950
$\left. \frac{\Delta T}{T} \right _{\lambda, K_{\lambda_1, \lambda_2}, \varepsilon_R}$	0,25	0,58	1,85	4,88

TABLE 2.9 – Incertitude du modèle bichromatique associée au bruit de mesure des capteurs (%).

L'effet du bruit de mesure des capteurs est très différent en fonction du couple de longueurs d'onde. En effet, cela entraîne une incertitude de seulement 0,25% dans le meilleur des cas, et jusqu'à 4,88% dans le cas du couple 905/950 nm.

2.4.6 Incertitude globale

L'incertitude globale du système peut être calculée à l'aide de l'équation (2.24). Cette incertitude est composée des incertitudes présentées dans les trois sections précédentes. L'incertitude globale est dépendante du matériau cible mais aussi de la procédure d'étalonnage. Le tableau 2.10 présente les résultats d'incertitude du dispositif composé des caméras basse vitesse en fonction des couples de longueurs d'onde et des matériaux.

λ_1/λ_2	850/1000	850/950	850/905	905/950
$\Delta T/T$	5,02	9,06	12,62	19,08

TABLE 2.10 – Incertitude totale $\Delta T/T$ du dispositif bichromatique constitué des caméras basses vitesses (%), dans le cas d’une erreur $\Delta \varepsilon_R = 1\%$.

Le couple 850/1000 nm est le plus performant quelle que soit l’incertitude considérée. Il est donc logiquement aussi le plus performant en terme d’incertitude globale.

2.5 Mesure des températures de fusion de corps purs

Pour évaluer la qualité du dispositif bichromatique, des essais de fusion sur métaux purs ont été réalisés. L’objectif est de mesurer le champ de température à la surface du métal liquide pour différents couples de longueurs d’onde et différentes gammes de températures. En comparant la température enregistrée durant la solidification à la température de fusion du matériau pur, l’influence du couple de longueurs d’onde peut être évaluée. La validité de l’hypothèse de corps gris pourra également être discutée. Pour se placer dans les gammes de températures rencontrées en soudage, quatre métaux ont été choisis : fer Fe, vanadium V, niobium Nb et tantale Ta.

2.5.1 Dispositif expérimental

Les essais ont été réalisés au laboratoire de Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux (PIMM, UMR CNRS 8006). Le dispositif expérimental est présenté en figure 2.17. Le barreau de 2 mm de diamètre et de longueur 75 mm est maintenu vertical à l’aide d’un mandrin. Le barreau est surmonté d’un tube en verre transmettant les longueurs d’onde entre 500 et 1100 nm. Ce tube permet l’injection d’argon à un débit de 40 l/min afin de protéger le barreau de l’oxydation lorsqu’il est à l’état liquide. Le dispositif avec les deux caméras basse vitesse est utilisé pour observer la solidification et mesurer la température.

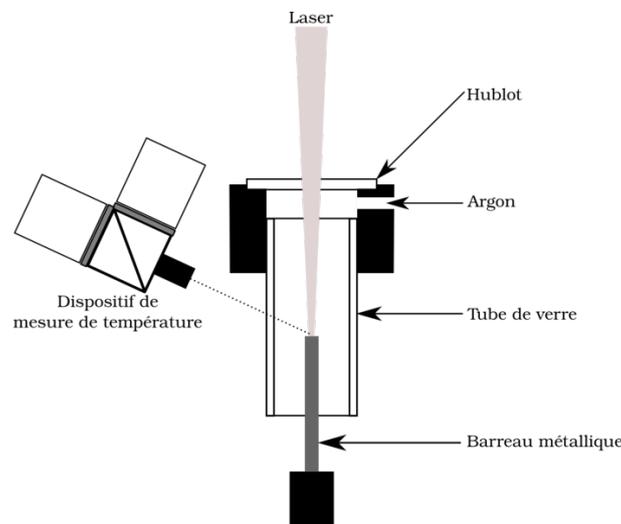


FIGURE 2.17 – Schéma du montage expérimental pour fusion de métaux purs.

Le chauffage du barreau est effectué à l’aide d’un laser Trumph de longueur d’onde 1030 nm. Le faisceau obtenu permet un chauffage homogène de la surface supérieure de la pièce. Cet apport d’énergie permet la fusion de la partie haute du barreau. Les paramètres énergétiques du laser ont été adaptés en fonction du matériau utilisé afin d’obtenir un volume liquide permettant l’observation de la solidification. L’apport de chaleur est contrôlé par la puissance du laser et le temps d’impulsion. Les paramètres procédés sont présentés dans le tableau 2.11.

Matériau	Fe	V	Nb	Ta
Temps d'impulsion (ms)	2000	2000	2400	3000
Puissance (W)	320	320	320	380

TABLE 2.11 – Paramètres du procédé laser utilisés pour chacun des métaux purs testés.

Le dispositif de mesure de température est incliné à 25 degrés par rapport à l'horizontale. La fréquence d'acquisition a été fixée à 100 Hz afin d'enregistrer la solidification du métal. Les différentes propriétés thermophysiques et les températures de fusion des matériaux sont présentées dans le tableau 2.12.

Propriétés thermiques	Fe	V	Nb	Ta
Température de fusion (K)	1810	2183	2742	3269
Chaleur latente (kJ kg^{-1})	272	345	290	174
Capacité calorifique ($\text{J K}^{-1} \text{kg}^{-1}$)	444	486	268	140
Conductivité ($\text{W K}^{-1} \text{m}^{-1}$)	80,4	30,7	53,7	57,5
Densité (kg m^{-3})	7870	6100	8570	16600
Émissivité				
a (10^{-4}nm^{-1})	-2,602	-0,681	-1,76	-1,72
b	0,602	0,456	0,492	0,532

TABLE 2.12 – Propriétés physiques des matériaux (données fournisseur : GoodFellow). Émissivité en fonction de la longueur d'onde provenant de la littérature [52, 75–77].

L'hypothèse de Wien est valide pour les quatre matériaux. À la température de fusion, en phase liquide, l'émissivité est fonction de la longueur d'onde. L'émissivité monochromatique de ces matériaux a été étudiée dans différents travaux [52, 75–77]. La valeur de l'émissivité peut être estimée avec une fonction linéaire $\varepsilon = a\lambda + b$. Les valeurs des coefficients a et b sont données dans le tableau 2.12. Ces coefficients montrent que l'émissivité ne peut être considérée comme constante à ces températures. L'effet de cette variation sur la mesure sera quantifié en comparant les valeurs mesurées avec une hypothèse de corps gris et les valeurs mesurées en utilisant les valeurs "vraies" des ratios d'émissivité. Les essais ont été répétés sur les quatre matériaux avec les quatre couples de longueurs d'onde suivants :

- 850 nm et 1000 nm.
- 850 nm et 950 nm.
- 850 nm et 905 nm.
- 905 nm et 950 nm.

Ce qui représente en tout seize configurations de mesures de températures pour évaluer l'efficacité globale du système.

2.5.2 Incertitudes

La partie précédente montrait l'influence de l'hypothèse de corps gris sur l'incertitude de la mesure. Les émissivités des matériaux utilisés dans ces essais sont documentées dans la littérature [52, 75–77]. Cela permet d'évaluer l'écart entre un ratio d'émissivité $\varepsilon_R = 1$ (hypothèse de corps gris) et la valeur ε_R calculée à l'aide des données du tableau 2.12. Les écarts relatifs entre l'hypothèse de corps gris et les valeurs de la littérature sont présentés pour chacun des matériaux dans le tableau 2.13.

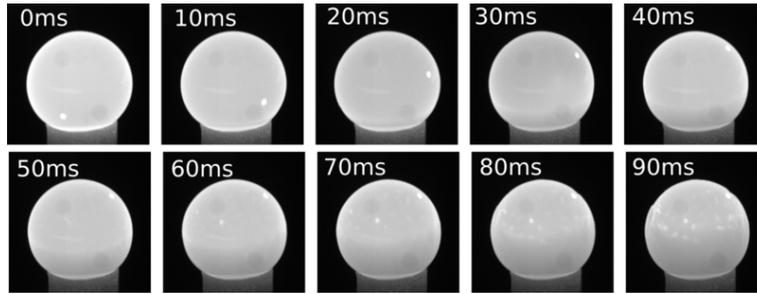


FIGURE 2.18 – Images obtenues durant la solidification du fer pur (filtrées à 850 nm).

λ_1/λ_2	850/1000	850/950	850/905	905/950
Fe	10,2	6,8	3,7	3,2
V	2,6	1,7	0,9	0,8
Ni	7,7	5,1	2,8	2,3
Ta	6,7	4,5	2,5	2,1

TABLE 2.13 – Écart relatif entre l’hypothèse de corps gris et le ratio d’émissivité des quatre matériaux à leur température de fusion, en phase liquide (%).

Grâce à ces valeurs d’écarts, l’incertitude globale de la mesure peut être calculée à l’aide de l’équation (2.24). Les résultats de ce calcul sont présentés dans le tableau 2.14. Le couple de longueurs d’onde 850/1000 nm est celui qui présente l’incertitude totale la plus faible quel que soit le métal considéré.

λ_1/λ_2	850/1000	850/950	850/905	905/950
Fe	6,21	9,64	15,05	20,83
V	8,06	12,11	19,69	27,10
Ni	7,24	11,01	17,64	24,34
Ta	6,90	10,56	16,80	23,19

 TABLE 2.14 – Incertitude totale $\Delta T/T$ du dispositif bichromatique constitué des caméras basses vitesses (%).

2.5.3 Images obtenues

La figure 2.18 présente les images brutes obtenues lors de l’observation à 850 nm du refroidissement du barreau de fer pur juste après l’extinction du laser. Pour les paramètres procédés utilisés ici, la partie liquide forme une sphère à l’extrémité du barreau. Trois étapes sont perceptibles lors de cette observation : une première de 30 ms où la sphère est complètement liquide, une seconde durant laquelle le front de solidification évolue sur la sphère et une dernière où l’ensemble de la sphère est solidifiée. Durant la première phase, une impureté est visible à la surface de la partie liquide. Cette impureté est mobile et traduit donc des mouvements de fluide. La vitesse de cette impureté a été estimée à 0,15 m/s. Durant la seconde étape, la solidification ralentit les écoulements. Dans le cas du fer, la solidification débute au niveau de la partie solide du barreau et se propage vers la partie haute de la sphère. Le front de solidification est visible comme une différence de gris évoluant image après image vers le haut. Durant l’avancement de la solidification, un changement de géométrie est observable à la surface de la sphère. Ce changement de géométrie est dû au changement de masse volumique entre la phase solide et la phase liquide du fer.

La solidification du vanadium a lieu dans des conditions similaires. L’évolution du front est moins visible dans le cas du niobium et presque impossible à discerner pour le tantale.

Dans le cas de l'acier et du vanadium, un volume de matière relativement important est fondu : approximativement 9 mm^3 . Pour le niobium et le tantale, ce volume est beaucoup plus faible : environ $2,5 \text{ mm}^3$.

2.5.4 Comportement thermique du barreau

Le changement de phase liquide/solide peut être discuté à l'aide du nombre de Stefan :

$$S_{te} = \frac{c_p(T_f - T)}{L} \quad (2.30)$$

Avec c_p la capacité thermique, T_f la température de fusion, T la température ambiante et L la chaleur latente. Dans le problème de Stefan (transformation de l'état liquide à l'état solide d'un milieu semi infini), le nombre de Stefan peut être relié à la vitesse du front de solidification.

La diffusivité thermique permet d'apprécier la capacité du solide à évacuer ou garder la chaleur :

$$D_{th} = \frac{k}{\rho c_p} \quad (2.31)$$

avec ρ la masse volumique, et k la conductivité thermique.

Un nombre sans dimension important est le nombre de Nusselt radiatif qui permet de connaître l'échange radiatif le long de la surface de métal liquide :

$$N_r = \frac{hL_c}{k} = \frac{\sigma \varepsilon (T_f^3 + T_f^2 T + T^2 T_f + T^3) L_c}{k} \quad (2.32)$$

avec L_c le diamètre du barreau.

Les résultats du calcul du nombre de Stefan, de la diffusivité thermique D_{th} et du nombre de Nusselt radiatif sont présentés dans le tableau 2.15.

Matériaux	Fe	Va	Nb	Ta
S_{te}	2,47	2,81	2,26	2,39
D_{th} (mm ² /s)	23	10,35	23,4	24,7
N_r	0,0037	0,018	0,017	0,031

TABLE 2.15 – Nombre de Stefan, diffusivité thermique et nombre de Nusselt radiatif pour les quatre métaux purs étudiés. Les valeurs des propriétés thermiques sont extraites du tableau 2.12.

Les nombres de Stefan de chacun des quatre matériaux sont très proches. Les diffusivités thermiques le sont également, hormis le cas du vanadium qui est environ deux fois moins diffusif. Le nombre de Nusselt est dix fois plus grand pour le tantale que pour le fer. Le comportement de solidification peut être considéré comme similaire pour les quatre métaux : plus le volume fondu est important, plus la solidification prend du temps. Cela est en accord avec les observations effectuées expérimentalement : plus le temps de solidification est long, plus il est facile de détecter le front. La détection du front est importante puisque le phénomène de solidification produit de la chaleur et malgré la forte conduction dans le barreau ainsi que le transfert par radiation, la température reste constante autour de la température de fusion. C'est cette température stable qui sera comparée à la température de fusion. Si la vitesse du front est trop grande, ce palier de température n'est pas détectable.

2.5.5 Températures de fusion

Les résultats d'un essai de fusion sur un barreau de vanadium sont présentés ici afin d'illustrer la méthodologie utilisée pour valider la mesure. Les images brutes aux deux longueurs d'onde sont corrélées pour minimiser l'erreur lors de leur superposition à l'aide de l'équation (2.7). Le

champ de température est ensuite calculé avec l'équation (1.36) et un facteur d'émissivité $\varepsilon_R = 1$ ou un facteur $\varepsilon_R \neq 1$ pour corriger l'effet de variation d'émissivité. Ces équations sont ensuite appliquées sur chaque pixel pour obtenir un champ de température comme présenté en figure 2.19.

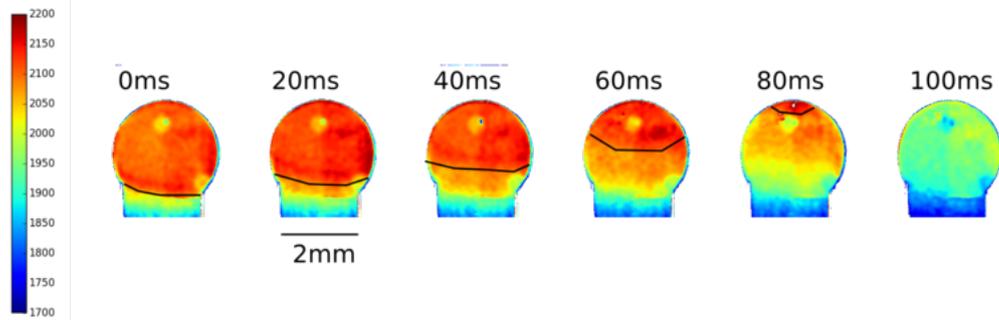


FIGURE 2.19 – Mesure de température avec un couple de longueur d'onde 850-1000 nm sur la fusion d'un barreau de vanadium, en appliquant une hypothèse de corps gris ($\varepsilon_R = 1$).

La figure 2.19 présente l'évolution de la température juste après l'extinction de la source laser. Malgré la protection gazeuse, une impureté modifie la mesure sur la partie haute du barreau. Le champ de température reste continu.

Le comportement global de solidification reste le même que pour le fer : la phase solide se forme de la partie solide du barreau vers le haut. Les températures élevées restent sur la partie haute de la pièce pendant que la partie basse se refroidit. Les gradients de température sont clairement visibles mais l'interface solide/liquide ne peut être positionnée précisément. Afin d'étudier la température de solidification mesurée, une première étude est réalisée en enregistrant l'évolution de la température en trois zones de la pièce :

1. près de l'interface barreau/dôme fondu,
2. au centre du dôme,
3. dans la partie haute du dôme.

L'évolution de la température en fonction du temps est tracée pour ces trois zones. Pour le cas présenté en figure 2.19, l'évolution de la température est tracée en figure 2.20.

Les trois courbes de températures commencent au même niveau de valeur. La zone du bas refroidit directement après l'extinction du laser. Les deux autres zones conservent une température constante puis refroidissent jusqu'à tendre vers la même température que la partie basse. Cela est dû à l'avancement rapide du front de solidification, lui-même dû à une diminution rapide du volume de métal fondu. Une légère augmentation de la température est observée pour la zone du haut. Il est toutefois difficile d'associer cette élévation de température à la chaleur latente de solidification du matériau ; il peut s'agir d'une perturbation de la mesure à cause de la présence d'un oxyde ou d'un mouvement de fluide impliquant un flou optique. La partie stable de la température des deux zones supérieures peut être considérée comme représentative de la température de solidification du matériau. Les résultats tracés dans la figure 2.20 donnent une température de solidification du vanadium de 2069 K. La température théorique de solidification du vanadium est de 2183 K. Une erreur de mesure de 5,2% peut donc être estimée dans cette configuration ($\varepsilon_R = 1$ et $\lambda_1 - \lambda_2 : 850-1000$ nm).

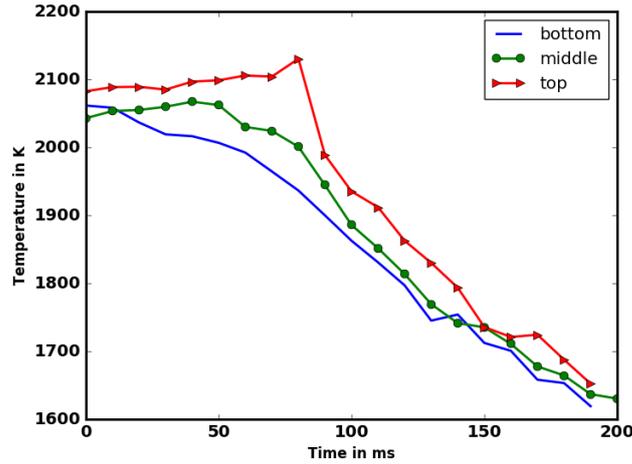


FIGURE 2.20 – Évolution de la température de surface dans trois zones (près du barreau, au centre du dôme et en haut du dôme), cas de la figure 2.19.

Dans le cas du vanadium pur, le ratio d'émissivité peut être calculé, pour le couple 850-1000 nm, à la température de fusion : $\varepsilon_R = 1,032$. Dans le cas de l'essai présenté dans la figure 2.19, les champs de température sont légèrement modifiés mais la tendance générale est la même. En observant l'évolution de la température des mêmes zones, la température de solidification mesurée devient 2124 K. La correction permet donc de passer d'une erreur de 5,2% à une erreur de 2,7%. En appliquant cette méthode aux quatre matériaux et aux quatre couples de longueurs d'onde, le tableau de résultats 2.16 est réalisé. Cette méthode permet d'obtenir la température de solidification pour le fer, le vanadium et le niobium, mais aucun plateau n'est identifiable dans le cas du tantale. Pour le tantale, le volume fondu est trop faible et les températures importantes entraînent une perte par rayonnement plus importante et donc un front de solidification difficilement détectable.

Température	Fe	V	Nb	Ta
GE 850-1000 nm couple (K)	1695	2069	2464	–
Erreur relative (%)	6,3	5	10	–
GE 850-950 nm couple (K)	1685	2045	2408	–
Erreur relative (%)	7	6	12	–
GE 850-905 nm couple (K)	1635	2040	2603	–
Erreur relative (%)	9	6,5	5	–
GE 905-950 nm couple (K)	1830	–	–	–
Erreur relative (%)	1,1	–	–	–
EC 850-1000 nm couple (K)	1821	2124	2694	–
Erreur relative (%)	0,6	2,7	1,7	–
EC 850-950 nm couple (K)	1804	2095	2583	–
Erreur relative (%)	0,3	4	5,7	–
EC 850-905 nm couple (K)	1745	2088	2800	–
Erreur relative (%)	3,6	4,3	2	–
EC 905-950 nm couple (K)	1993	2176	–	–
Erreur relative (%)	10	0,4	–	–

TABLE 2.16 – Températures de fusion des matériaux purs mesurées pour les quatre couples de longueurs d'onde. Désignation des hypothèses : GE pour corps gris et EC pour compensation de l'émissivité. Les '–' sont des valeurs qui n'ont pu être déterminées.

Une seconde méthode d'extraction des températures a été utilisée. Il s'agit d'étudier l'évolution de la température le long d'une ligne au cours du temps. Cette ligne est divisée en vingt points équidistants répartis entre l'extrémité haute de la pièce et la partie solide du barreau. L'évolution de la température le long de cette ligne est ensuite tracée pour différents temps d'acquisition. La figure 2.21 représente l'évolution de la température le long d'une ligne à différents temps dans le cas de la fusion du tantale.

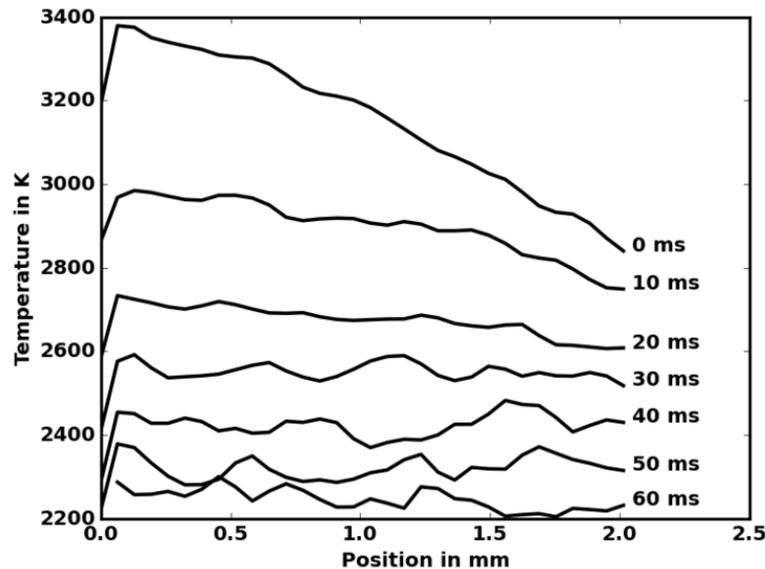


FIGURE 2.21 – Températures le long d'une ligne allant de l'extrémité haute du dôme au barreau, cas du tantale. Chaque ligne correspond à un instant différent. Le temps 0 ms correspond à l'extinction de la source laser.

Les profils de température tracés dans la figure 2.21 montrent la solidification très rapide du tantale. Entre les temps 0 et 10 ms la température de la partie haute de la ligne chute sous la température de fusion du tantale. Il est donc difficile de détecter l'interface liquide/solide, et donc d'utiliser les essais de fusion du tantale pour évaluer la fiabilité de la mesure. Ces profils de température présentent également un changement de mode de solidification. Dans le cas de l'acier, du vanadium et du niobium, la solidification part du bas du barreau jusqu'au haut du dôme. Dans le cas du tantale la température diminue de manière homogène le long de cette ligne extérieure. Le dôme solidifie donc de la peau vers l'intérieur du barreau.

2.5.6 Analyse des résultats

La validation du dispositif de mesure de température est l'objectif principal de ces essais. Des résultats ont été obtenus pour le fer, le vanadium et le niobium. Ces résultats ont été obtenus pour deux hypothèses d'émissivité différentes : dans le cas d'une hypothèse de corps gris et dans le cas où le ratio d'émissivité était corrigé. Dans tous les cas, le résultat de la mesure est bon. L'erreur relative la plus importante est obtenue dans le cas d'une hypothèse de corps gris, avec une valeur d'environ 5%. Les résultats des essais avec la correction d'émissivité sont encore plus précis. Cela signifie que la principale source d'erreur associée au dispositif provient de l'hypothèse de corps gris. Il est intéressant de noter que le couple 850-1000 nm présente dans les deux cas les meilleurs résultats, avec des erreurs de 0,3% lorsque l'écart d'émissivité est pris en compte. Cela peut s'expliquer par la plus grande différence de sensibilité des capteurs entre ces deux longueurs d'ondes.

Comme le montre l'estimation des incertitudes de mesure, plus la température cible est

élevée, plus l'erreur augmente. Les erreurs relevées dans le tableau 2.16 restent inférieures aux incertitudes calculées dans la partie 2.4.

2.6 Mesures en conditions industrielles

2.6.1 Présentation du dispositif

L'un des objectifs du développement d'un appareil de mesure de champs de température sans contact est de permettre le contrôle des opérations de soudage en chanfrein étroit. Pour cela, des essais de soudage dans des conditions proches de l'application industrielle ont été effectués. Il s'agit de soudage MAG en transfert court-circuit dans une rainure de 30 mm de profondeur et de 10 mm de largeur en fond de chanfrein, comme l'illustre la figure 2.22. Le couple de longueurs d'onde choisi est le couple 850/1000 nm. Comme l'a montré le calcul des incertitudes de la section 2.4, ce couple semble être le plus performant. De plus, ce choix est conforté par les écarts relevés lors des essais de fusion par laser des métaux purs.

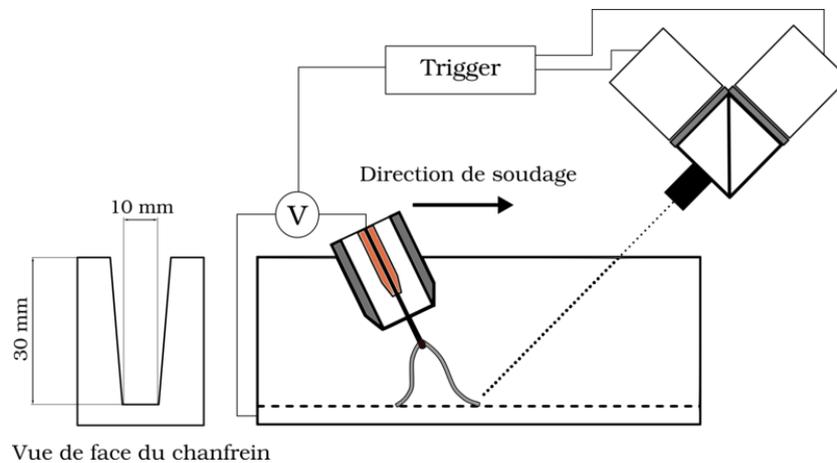


FIGURE 2.22 – Configuration utilisée pour les essais en chanfrein.

Pour éviter les perturbations dues à l'arc, les mesures sont effectuées durant le temps de court-circuit en déclenchant l'acquisition d'une image lorsque la tension passe sous un certain seuil. Le signal de déclenchement est transmis aux deux caméras afin de s'assurer de leur synchronisation temporelle. L'acquisition est réalisée à chaque court-circuit, soit une fréquence d'environ 100 Hz, puis l'évaluation des champs de température est effectuée en post-traitement. Le dispositif est placé devant la torche afin de pouvoir observer la frontière du bain liquide.

2.6.2 Résultats

La figure 2.23 présente les images brutes obtenues lors d'un temps de court-circuit. Les différences de niveaux de gris peuvent être observées, avec une image filtrée à 850 nm nettement plus lumineuse. Cela engendre une zone surexposée sur l'image à 850 nm au niveau du court-circuit. Le calcul de la luminance du bain pour une température de 2000 K, à l'aide de l'équation de Wien (1.10) et une émissivité de 0,37, montre que le bain est plus radiatif à 1000 nm qu'à 850 nm. Toutefois, la chute importante de sensibilité du capteur à 1000 nm engendre cette image plus sombre.

Une seconde zone particulière est à relever sur cette image. On note en bordure de bain, à droite, la présence de fumées. Ces fumées ne sont visibles que sur l'image filtrée à 850 nm. Cela peut avoir deux origines : soit les fumées sont transparentes à 1000 nm, soit le manque de sensibilité du capteur à cette longueur d'onde ne permet pas de les observer.

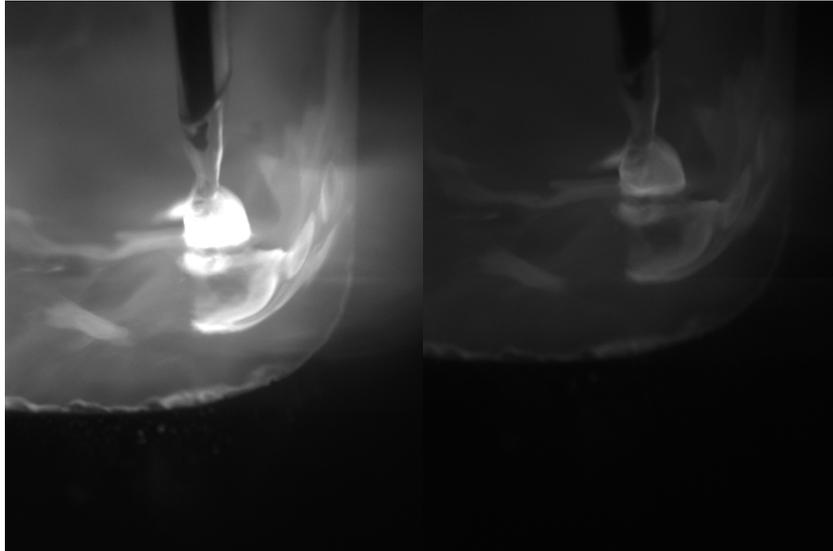


FIGURE 2.23 – Images brutes acquises durant l’opération de soudage en chanfrein. Gauche : 850 nm, droite : 1000 nm.

La figure 2.24 présente le résultat de l’estimation des champs de température. Les images ont été traitées à l’aide de la méthode décrite dans la partie 2.2.2.4. Les champs de température sont compris dans un intervalle de 2000 à 2400 K dans la partie gauche et de 2400 à 3000 K dans la partie droite. Cette température apparente plus élevée dans la partie droite est due à la présence des fumées qui fausse le signal reçu à 850 nm dans cette zone. La partie du fil en court-circuit présente une température légèrement plus importante. Cette répartition semble cohérente : l’échauffement préalable de cette partie, couplé à l’échauffement par effet Joule dans cette zone, où la section de passage du courant est faible, sont à l’origine de ce gradient.

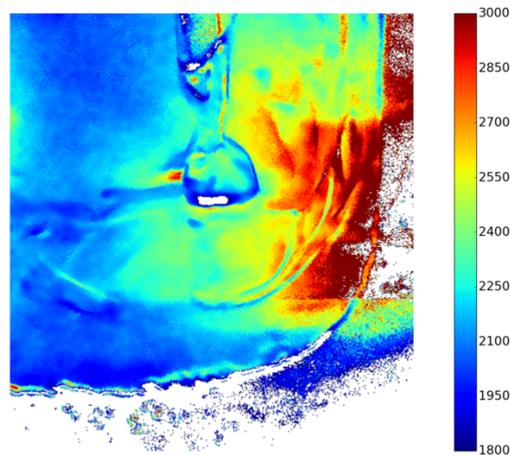


FIGURE 2.24 – Champs de température (K) mesurés dans le cas d’une configuration industrielle de soudage.

2.6.3 Commentaires

Le premier point à considérer lors de l’utilisation d’un dispositif de mesure sur un appareillage de soudage industriel est son encombrement. Le dispositif basse vitesse développé ici, est suffisamment compact pour être intégré dans un tel environnement. De plus, son poids, inférieur à

2 kg, permet de le fixer de manière rigide sans l'ajout de dispositifs lourds. Toutefois, la faible profondeur de champ et la faible gamme de réglage de la distance focale nécessitent une mise en position précise et adaptée du dispositif. Ces deux problèmes optiques sont dus à la longueur du chemin optique entre l'objectif et le capteur. En vue d'une utilisation industrielle, il serait donc nécessaire de réaliser un montage plus compact, avec un chemin optique minimisé afin d'améliorer la souplesse opératoire de la méthode.

Les images acquises lors de ces essais permettent de réaliser la mesure de température sans perturbation par les radiations de l'arc. Un dispositif de déclenchement de chacune des images permet ici de n'obtenir que des données utilisables. Cela représente donc une centaine d'image des champs de températures de surface pour chaque seconde de l'opération. L'évolution de la température est donc traitée à une fréquence permettant d'envisager des solutions de contrôle à l'aide de ce dispositif.

Le choix de longueurs d'onde est primordial pour la précision de la méthode. Le couple 850/1000 nm sélectionné ici présente les meilleurs résultats d'incertitude ainsi que les meilleurs résultats dans les essais de validation sur métaux purs. Toutefois, les deux images brutes présentées en figure 2.23 montrent un écart de niveaux de gris important. L'écart entre les deux longueurs d'onde engendre une grande différence de sensibilité des capteurs. Les hypothèses utilisées pour la méthode de calcul incluent un temps d'exposition identique pour les deux caméras. Ces deux paramètres obligent donc à s'assurer d'un réglage précis du temps d'exposition adapté aux matériels et aux températures à mesurer, afin d'éviter la présence de zones sur-exposées ou sous-exposées. En effet, ces zones ne peuvent pas être utilisées pour l'estimation des températures ; ce sont des zones où l'information est perdue.

Une seconde zone peut être considérée comme perdue. La présence de fumées crée des artefacts de mesure et conduit à des mesures de températures 1000 K supérieures à celles des zones liquides. Il faut donc s'assurer d'un transfert propre, associé à des consommables (gaz, fil), permettant de réduire ces fumées pour ne pas perturber la mesure. Le soudage en chanfrein peut également modifier la mesure avec des réflexions des radiations du bain sur d'autres parties liquides. C'est le cas sur le coté droit du fil où une température supérieure est relevée. Cette zone paraît plus chaude à cause des réflexions sur cette partie. La torche de soudage n'étant pas centrée dans le chanfrein, seul le coté droit est affecté par les réflexions.

Malgré les défauts cités précédemment, une majeure partie de l'image présente une température cohérente. La zone de court-circuit est bien plus chaude que l'ensemble du bain et les bordures du bain sont plus froides. La géométrie du bain est bien respectée, ce qui permet, à partir d'un simple seuillage sur les températures, de détecter la géométrie des zones fondues. Enfin, le temps de traitement des images pour obtenir les champs de température peut être rapide, une implémentation dans un système temps réel est donc envisageable.

2.7 Conclusion

Le méthode de mesure sélectionnée est une méthode de pyrométrie bichromatique étendue à deux capteurs d'images. Cette technique permet la mesure de champs de température de surface.

Plusieurs couples de longueurs d'onde correspondant aux contraintes technologiques et physiques ont été testés. L'étude des incertitudes associées à cette méthode et des essais de validation réalisés sur des métaux purs ont permis d'analyser l'impact du choix du couple de longueurs d'onde. Le couple de longueurs d'onde 850-1000 nm présente la meilleure précision de mesure sur l'ensemble de la gamme 1800 - 3000 K. Il sera donc utilisé pour la mesure de températures des phases liquides en soudage.

Comme pour tout dispositif de mesure, la phase de calibration est essentielle. Grâce à une calibration complète du dispositif, les essais réalisés sur métaux purs montrent une précision aux alentours de 5% en conservant l'hypothèse de corps gris. Les barreaux de métaux purs fondus présentent une géométrie de demi-sphère sur leur partie supérieure. La mesure ne semble pas

être perturbée par cette géométrie, elle-même proche des géométries rencontrées en soudage.

L'ensemble de ces constatations permet de valider l'utilisation de ce dispositif pour la mesure des températures de surface des zones de métal liquide et en particulier des gouttelettes durant leur transfert en vol libre. L'utilisation de ce dispositif, couplé à d'autres techniques expérimentales, devrait également pouvoir contribuer à la caractérisation *in-situ* des propriétés thermophysiques des phases liquides.

D'un point de vue industriel, les développements proposés permettent d'envisager une mise en oeuvre de configuration de contrôle de procédés avec une visualisation des températures du bain de fusion en léger différé. L'intégration dans un système temps réel est par ailleurs envisageable à court-terme.

Chapitre 3

Comportement de gouttelettes lors du transfert en mode pulsé : évaluation de la tension superficielle

3.1 Introduction

Les interfaces jouent un rôle primordial dans le comportement des phases liquides en soudage à l'arc. La dynamique de ces interfaces est reliée au comportement dans la partie liquide et à certaines propriétés physiques de l'interface comme la tension superficielle. Cette dernière peut dépendre d'un certain nombre de grandeurs telles que la température ou la teneur en soluté. La distribution de température et de soluté sont fortement hétérogènes le long de l'interface du bain de fusion lors d'un procédé de soudage à l'arc, ce qui conduit à des gradients de tension de surface. Ces gradients de tension de surface sont à l'origine d'une force motrice à la surface du bain : il s'agit de l'effet Marangoni. L'estimation de la tension superficielle et de sa dépendance à la température est donc importante pour la compréhension et la prédiction du comportement des phases liquides en soudage à l'arc.

La mesure de la tension superficielle peut impliquer différents types de dispositifs statiques ou dynamiques. L'oscillation des gouttelettes d'une phase métallique liquide dans son environnement est propice à la détermination de la tension superficielle. Dans cette technique de mesure, la fréquence d'oscillations des gouttelettes est alors reliée à la tension superficielle [78]. Cette technique est délicate à réaliser avec un plasma d'arc et des dispositifs spécifiques ont déjà été mis en oeuvre. Subramanian *et al* [16] font fondre une tige à l'aide d'un arc et observent la chute de la gouttelette dans un atmosphère inerte. Bachmann *et al* [79] utilisent une électrode creuse et laisse tomber les gouttelettes sur une cible beaucoup plus basse. Ces techniques sont intéressantes mais ne reproduisent pas correctement l'environnement autour d'une gouttelette *in-situ*.

Lors d'un transfert en soudage MAG, les gouttelettes sont détachées depuis le fil et transfèrent à travers le plasma. Durant cette phase, les déformations de la surface libre sont importantes et plusieurs oscillations peuvent être visibles. Cette phase peut alors être utilisée pour déterminer la tension superficielle. En modifiant l'énergie de soudage délivrée par le générateur, il est possible de modifier les températures des gouttelettes. Dans cette partie, des acquisitions par caméra rapide permettent de déterminer les tailles et les fréquences d'oscillation [80] lorsque les paramètres du procédé de soudage sont modifiés. En parallèle, le dispositif de mesure de température de surface est utilisé pour étudier l'évolution de la température d'une gouttelette lors d'un transfert en mode pulsé. Les gouttelettes ont des tailles importantes et montrent des oscillations avec de fortes amplitudes. Ces conditions d'oscillations soulèvent un certain nombre d'interrogations quant à l'utilisation des formules classiques [81] et une correction est proposée pour prendre en compte les fortes amplitudes. La correction s'inspire du travail de Tsamopoulos *et al* [82] à partir d'une modélisation en volumes finis d'une gouttelette. A partir des résultats expérimentaux et de

la correction proposée, la variation de la tension superficielle en fonction de la température peut alors être estimée.

3.2 Dispositif expérimental

Dans le cadre de cette étude, les essais sont effectués sur la plate-forme représentée par la figure 3.1. Cette plate-forme, développée au sein du laboratoire, est composée de :

- une centrale d’acquisition pour différents capteurs,
- des procédés TIG, MIG/MAG,
- une partie acquisition vidéo.

Les principaux signaux mesurés ici sont la tension, l’intensité, la vitesse fil et des observations synchronisées par caméras rapides. Les méthodes et matériels d’acquisition sont présentés plus en détails dans les parties suivantes.

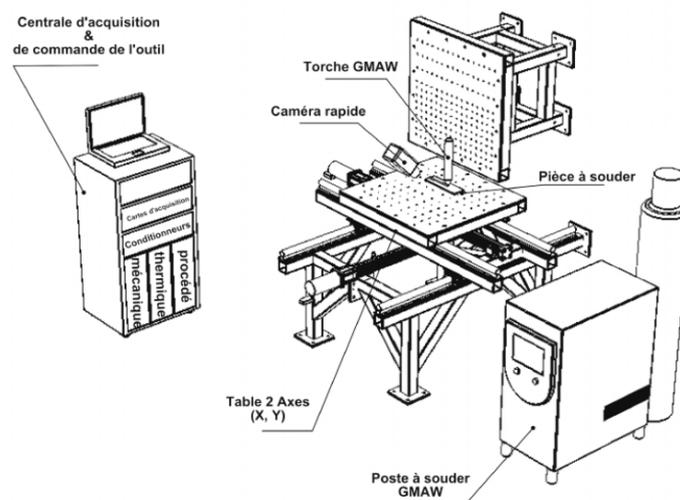


FIGURE 3.1 – Vue générale de la plate-forme d’essais instrumentée.

Tous les essais sont réalisés sans mouvement relatif entre la torche de soudage et le bain de fusion. Des dépôts de métal en fusion sont réalisés en configuration statique et en mode pulsé.

3.2.1 L’acquisition des signaux liés au procédé

Les principales grandeurs pilotant le comportement des phases liquides lors d’un soudage MAG sont la tension, l’intensité et la vitesse d’avance du fil d’apport. Suivant les valeurs de ces grandeurs, le type de transfert métallique est modifié. Elles définissent également la quantité d’énergie reçue par la pièce, qui est un facteur prépondérant sur la qualité finale de l’assemblage. Ces trois grandeurs sont reliées entre elles et sont contrôlées par le générateur afin d’assurer le meilleur transfert lorsque l’une d’elles est définie par l’utilisateur, en général la vitesse de dévidage. Afin de quantifier au mieux l’énergie fournie par le générateur, ces grandeurs doivent être mesurées au plus proche de l’arc.

La tension U de l’arc en soudage varie entre 10 V et 50 V. Elle est directement reliée à la hauteur de l’arc. Afin d’observer toutes les variations de cette grandeur, la fréquence d’acquisition doit être au minimum d’une centaine de Hertz. Dans le cas du soudage pulsé, la fréquence d’échantillonnage avoisine les 10 kHz. La mesure est effectuée en interposant un pont ou plusieurs ponts diviseurs entre les deux pôles de l’arc. L’image du signal est alors directement enregistrée à l’aide d’une carte d’acquisition.

L'intensité I peut varier de 40 A à 600 A. Elle est mesurée à l'aide d'une sonde à effet Hall à une fréquence d'échantillonnage égale à celle de la mesure de tension. Cette grandeur est liée à la vitesse du fil d'apport : le poste de soudage régule l'intensité afin de faire fondre suffisamment de fil pour conserver une tension constante.

La vitesse fil V_{fil} est constante dans la majorité des cas. Dans cette plateforme, elle est mesurée à l'aide d'une roue codeuse positionnée directement en contact sur le fil en sortie de dévidoir. Mesurer la vitesse de dévidage de fil permet de connaître précisément la quantité de matière déposée. Le poste étant régulé en vitesse fil, cette grandeur n'est pas mesurée dans cette campagne d'essai.

3.2.2 Campagne d'essais

Le régime pulsé a été choisi afin de permettre l'observation du comportement des phases liquides durant le temps bas du cycle. Cela permet de diminuer les interférences sur la mesure de température, et diminue les effets de la pression d'arc sur le comportement de la gouttelette. Le poste est réglé en mode synergique. Certains paramètres du poste permettent de modifier la forme des créneaux afin de mieux contrôler les phases de détachement ou d'arrêt. Le principal paramètre modifié dans cette campagne est la vitesse d'avance du fil, influençant l'énergie globale du transfert. Le poste régule alors automatiquement la fréquence de pulse, les temps et les intensités hautes et basses. La forme du signal intensité délivré par le générateur est présentée sur la figure 3.2. En mode pulsé, le poste régule ces caractéristiques pour qu'une gouttelette se détache du fil à chaque pulse de courant. Certains paramètres du procédé sont conservés constants pour toutes les expériences :

- Temps de soudage 3 s.
- Soudage statique sur disque en acier 316 L ϕ 160 mm, épaisseur 5 mm.
- Fil d'apport acier inoxydable 316 L ϕ 1,2 mm.
- Stick out de 25 mm.
- Gaz de protection Air Liquide Arcal 121 (mélange ternaire : 85% Ar, 14% He, 1% CO₂).
- Transfert en mode pulsé (figure 3.2).

Le disque est suffisamment épais pour que les conditions thermiques ne varient pas au cours de l'essai. En créant un dépôt statique, le bain de fusion va croître et la distance entre la partie liquide et le bout de l'électrode va diminuer. Le stick-out est alors choisi suffisamment important et le temps de soudage suffisamment court pour que la configuration de détachement soit peu modifiée par un changement de géométrie au niveau du dépôt. Un changement de géométrie peut en effet modifier les lignes de courant et ainsi modifier les conditions de détachement de la phase liquide du fil d'apport. Le matériau est un acier inoxydable couramment utilisé dans l'industrie nucléaire. Le fil d'apport et le matériau de base sont identiques, ce qui permet d'assurer un plasma relativement homogène sans évaporation de composés spécifiques au matériau de base.

Afin d'étudier l'influence des paramètres procédé sur le détachement et le comportement de la gouttelette durant son transfert, trois valeurs de la vitesse fil sont choisies pour l'étude des oscillations de gouttelettes :

1. 3 m/min, référence 1.
2. 6 m/min, référence 2.
3. 9 m/min, référence 3.

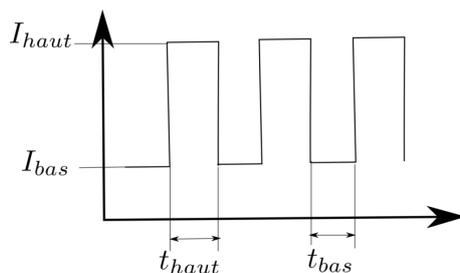


FIGURE 3.2 – Schématisation de l'intensité en mode pulsé : temps "froids" avec un courant I_{bas} et temps "chauds" avec un courant I_{haut} .

Les caractéristiques des signaux électriques découlant de ces trois vitesses sont présentées dans le tableau 3.1. Ces caractéristiques ont été mesurées à partir de l'acquisition des signaux.

Référence	t_{bas} (ms)	t_{haut} (ms)	I_{bas} (A)	I_{haut} (A)	U_{bas} (V)	U_{haut} (V)	f(Hz)
1	4	8	40	350	30	40	83
2	3	6	50	480	30	48	111
3	4	5	45	510	30	57	111

TABLE 3.1 – Caractéristiques des signaux électriques obtenus avec les réglages synergiques du poste MAG.

Dans le tableau 3.1, on remarque que les tendances principales sont l'augmentation de la fréquence et l'augmentation de l'intensité haute lorsque la vitesse fil est augmentée. Suivant la géométrie des gouttelettes, la fréquence du courant peut exciter les parties liquides et accentuer certains phénomènes comme les oscillations immédiatement après le détachement. Le paramètre principal pour l'observation est l'intensité basse. Dans les trois cas, cette intensité reste faible : entre 40 et 50 A. Les temps bas de ces trois paramètres sont très proches et suffisamment importants pour observer plusieurs oscillations. En variant la vitesse fil, l'énergie servant à la fusion du fil à chaque pulse n'est pas la même. En modifiant la vitesse fil, les températures des gouttelettes devraient être modifiées.

Chaque essai comporte une série d'environ 150 périodes (gouttelettes) qui pourront être traitées.

3.2.3 Méthode d'observation du transfert

Les temps caractéristiques au niveau des signaux électriques sont courts et les évolutions des surfaces libres durant le temps bas (3 à 4 ms) sont rapides. La méthode de visualisation doit pouvoir permettre d'observer ces dynamiques. Les phases liquides sont alors observées directement à l'aide d'une ou plusieurs caméras haute vitesse. Afin d'obtenir les oscillations des gouttelettes, une fréquence d'échantillonnage de 20 kHz a été utilisée. Dans le cas du soudage MAG, le plasma émet de fortes radiations dans le domaine du visible. Il est nécessaire de filtrer la scène à observer afin de s'affranchir de ces radiations. Les filtres optiques utilisés peuvent être de différentes natures. Dans le cas présent, des filtres interférentiels à bande étroite sont utilisés. Cela permet de sélectionner la bande d'observation afin de récupérer le rayonnement de la gouttelette dans le proche infrarouge, tout en restant dans le domaine de sensibilité du capteur. Les longueurs d'onde de filtres sont sélectionnées dans la gamme entre 800 et 1000 nm. Le plasma émet peu dans cette gamme de longueurs d'onde et les capteurs de caméras restent suffisamment sensibles. Les caméras sont orientées à l'horizontale : la gouttelette reste ainsi dans leur plan focal durant toute la chute, ce qui permet d'obtenir des informations durant le vol libre,

entre le détachement et l'impact de la gouttelette dans le bain. L'observation de la gouttelette s'effectue ainsi *in situ*.

L'acquisition des images se déroule de manière continue, depuis le début de l'essai jusqu'à ce que l'opérateur sélectionne une fin d'acquisition avec un trigger. On garde alors toute la séquence d'images intéressantes de la vidéo. Le temps de trigger permet de repositionner temporellement les images avec les signaux procédés [83].

3.2.4 Traitement des images : géométrie des gouttelettes

Pour quantifier précisément l'évolution des gouttelettes, il faut mesurer leurs géométries au cours du temps. Pour estimer la géométrie, un algorithme de détection de contour est utilisé. Il s'agit d'un algorithme dédié aux transferts en soudage présent dans la bibliothèque de traitement d'images en soudage développée au laboratoire [84]. Le traitement des images mis en oeuvre est présenté dans l'algorithme 2.

Données : Image brute

1. Calibration spatiale de l'image
2. Application de filtres numériques sur l'image, dans l'ordre :
 - (a) conversion de l'image en noir et blanc,
 - (b) filtre blur,
 - (c) filtre median,
 - (d) filtre adaptatif,
 - (e) filtre canny.
3. Extraction des contours fermés, méthode α -shape couplée à un algorithme de graphe.

Résultat : Contour de la gouttelette (polygone)

Algorithme 2 : Algorithme utilisé pour la détection de contour : erCv [84].

Des paramètres de réglages des filtres numériques (seuil, zone de filtrage,...) doivent alimenter l'algorithme. En général, ces paramètres sont réglés pour une période et sont valables pour l'ensemble de la campagne d'essai. L'algorithme retourne une indication d'erreur si les contours n'ont pas pu être détectés. Le nombre d'échecs de détection reste faible. L'algorithme permet de détecter les contours de plusieurs gouttelettes sur une même image. Un filtrage en fonction de la taille est ensuite réalisé pour assurer le suivi d'une gouttelette. Cet algorithme permet d'obtenir la forme extérieure de la gouttelette dans le plan d'observation sous forme d'un polygone. A partir du polygone, l'axe principal et la position du centroïde peuvent être déterminés. En considérant la gouttelette axisymétrique autour de son axe principal, le volume de la gouttelette peut être calculé. Le contour d'une gouttelette, son axe principal et son centroïde sont représentés en rouge sur la figure 3.5.

L'information temporelle est nécessaire pour quantifier la dynamique de la gouttelette. Cette information est obtenue en appliquant la détection de contour précédemment détaillée sur chacune des images obtenues lors de la chute d'une gouttelette pour les périodes sélectionnées. La figure 3.3 présente l'évolution des contours lors de la chute. On remarque que la méthode d'observation de visualisation directe fournit un bon contraste de la gouttelette et que le plasma n'émet pas de radiation à la longueur d'onde utilisée.

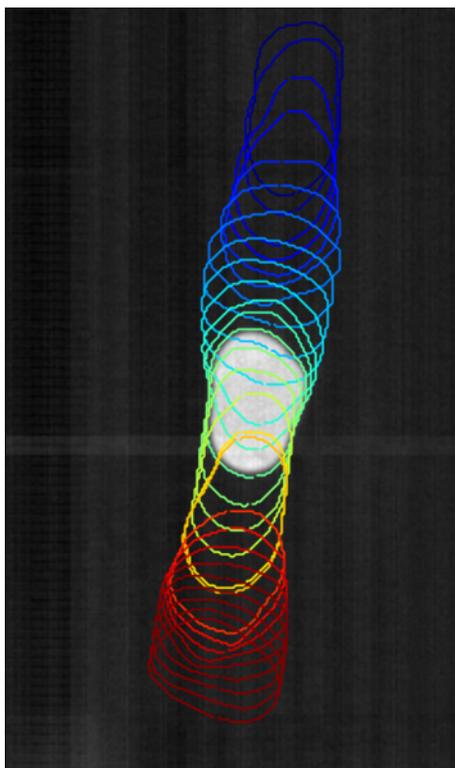


FIGURE 3.3 – Contours d’une gouttelette au cours de sa chute.

L’évolution de la forme de la gouttelette est relativement complexe. Les oscillations sont tridimensionnelles et sont généralement décrites par un développement d’harmoniques sphériques [85]. La description de la géométrie avec ce genre de série présente l’avantage de prendre en compte les effets tridimensionnels mais rend plus complexe l’identification des termes de la série. Dans le contexte des oscillations de gouttelettes, Lamb décrit la déformation d’une gouttelette axisymétrique avec des polynômes de Legendre [78]. Chaque polynôme de Legendre est multiplié par une amplitude normalisée par le rayon initial et représente un mode de déformation. La déformation de la surface est décrite en faisant la somme de plusieurs modes (figure 3.4) :

$$R_{legendre}(\theta, t) = R_0 \left(1 + \sum_{l=0}^n a_l(t) P_l(\cos \theta) \right) \quad (3.1)$$

Avec :

- l le mode de déformation, compris entre 2 et 7,
- P_l le polynôme de Legendre d’ordre l ,
- R_0 le rayon non déformé de la gouttelette,
- a_l l’amplitude de déformation du mode l au temps t ,
- t le temps (chaque image correspondant à un temps),
- θ l’angle par rapport à l’axe principal de la gouttelette.

Cette décomposition est particulièrement bien adaptée pour les gouttelettes allongées pour lesquelles il est facile d’estimer l’axe de révolution. Pour le suivi de géométrie, il peut être difficile de suivre l’axe principal, en particulier au moment où la gouttelette retrouve une forme sphérique et lorsqu’elle subit des mouvements de rotation. Pour des gouttelettes en transfert, un nombre limité de modes est utilisé afin de décrire le contour. La série d’harmoniques est tronquée du mode 2 au mode 7. Sur la figure 3.4, on remarque que, pour $a_i > 0$, la gouttelette est allongée selon l’axe principal vertical, alors que pour $a_i < 0$, la gouttelette est écrasée.

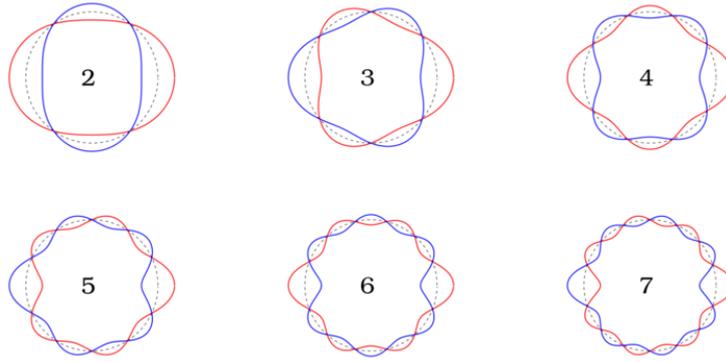


FIGURE 3.4 – Les modes de déformations, du mode 2 au mode 7. Amplitude $a_l = \pm 0,25$, $a_l > 0$ en bleu, $a_l < 0$ en rouge. Gouttelette non déformée (parfaitement sphérique), cercle en pointillés.

Pour un rayon R_0 donné, les modes permettent, à travers cette décomposition basée sur des polynômes de Legendre, d'avoir une évolution à volume constant. Le rayon non déformé R_0 est calculé à partir des volumes déterminés sur la base des contours. Pour chaque contour, le volume obtenu permet de calculer un rayon moyen de sphère. En moyennant tous les rayons de sphère obtenus pour les contours d'une période, on obtient le rayon R_0 qui sera finalement retenu pour l'identification des contours.

L'amplitude a_l de chacun des six modes est déterminée à l'aide d'une méthode des moindres carrés. La fonction coût χ^2 utilisée pour la minimisation s'écrit :

$$\chi^2 = \sum_{points} (R_{exp} - R_{legendre})^2 \quad (3.2)$$

La somme est réalisée pour chacun des points du polygone obtenu par le traitement d'image. Le rayon R_{exp} est le rayon associé à chacun des points du contour dans le repère lié au centroïde de la gouttelette.

Un résultat de la minimisation est présenté dans la figure 3.5. Les modes les plus significatifs semblent être les modes avec les amplitudes a_2 et a_3 . En appliquant la minimisation sur chacun des contours d'une période, l'évolution de l'amplitude de chaque mode peut être obtenu.

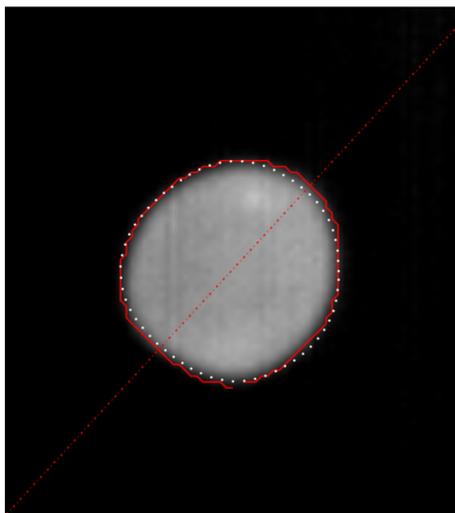


FIGURE 3.5 – Détection de contour sur une gouttelette (en rouge), approximation à l'aide de la fonction (3.1), en points blancs.

L'évolution des amplitudes a_2 et a_3 de la période de la figure 3.3 est tracée sur la figure 3.6.

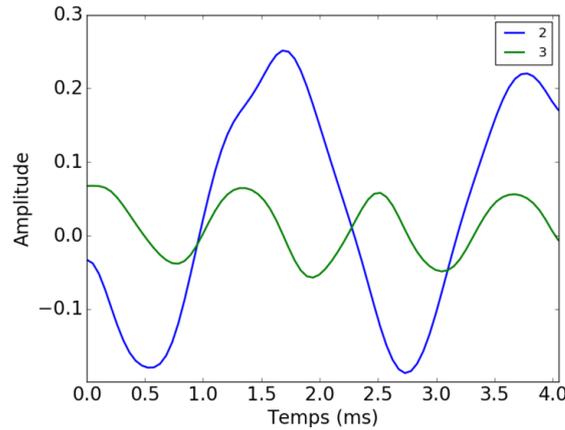


FIGURE 3.6 – Évolution de l’amplitude des modes 2 et 3 d’une gouttelette.

Pour chacun des modes, on peut remarquer que l’évolution de l’amplitude suit une oscillation périodique. Les deux modes semblent présenter un comportement sinusoïdal. Le mode 3 présente une amplitude moindre que le mode 2 mais à une fréquence plus importante. Dans les deux cas, l’amplitude ne semble pas diminuer. Cela indique une faible influence de la viscosité du fluide. L’amplitude maximale du mode 2 est de l’ordre de 0,25 pour cette gouttelette. Cela confirme l’observation des fortes amplitudes des modes de déformations de la figure 3.3. Pour le mode 2, une légère dissymétrie entre les valeurs maximales et minimales est observée. Cette différence peut être liée à une mauvaise estimation du rayon R_0 ou à une occurrence plus importante de la forme allongée par rapport à la forme écrasée, conformément aux observations de Becker [80] et aux modélisations de Tsamopoulos [82].

La fréquence propre de chacun des modes peut être obtenue avec une transformée de Fourier. Sur la figure 3.6, les fréquences des modes 2 et 3 valent respectivement $f_2 = 481$ Hz et $f_3 = 984$ Hz. Un facteur multiplicateur d’environ deux sépare ces deux fréquences. Il est à noter que la fréquence d’oscillations du mode 2 peut également être déterminée en quantifiant la répartition des contours autour de l’axe principal.

La détection du contour de la gouttelette au cours de sa chute permet de connaître la position du centroïde de la gouttelette au cours du temps. En dérivant cette position par rapport au temps, on peut estimer la vitesse de chute de la gouttelette. La figure 3.7 présente l’évolution de la position d’une gouttelette au cours de sa chute.

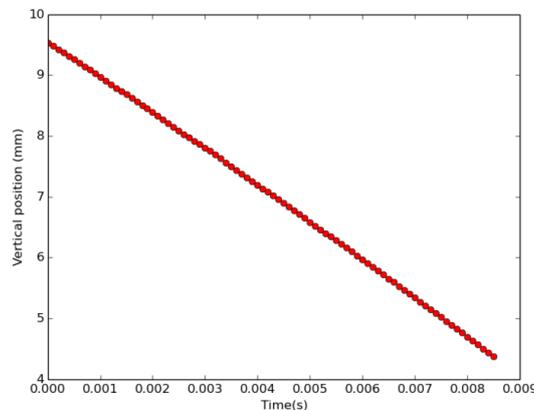


FIGURE 3.7 – Position verticale d’une gouttelette durant sa chute, vitesse constante.

On peut voir que l’évolution peut être approchée par une droite. La vitesse de chute est donc

constante. Durant ce temps de chute libre, l'arc a une intensité faible, la pression d'arc est donc très faible sur la gouttelette. De plus, la faible masse de la gouttelette et la faible distance de chute ne permettent pas d'observer d'accélération. Pour cette période, la vitesse de chute est d'environ $0,7 \text{ m s}^{-1}$ et correspond à la vitesse obtenue lors du détachement.

La vitesse de déformation initiale, au moment du détachement de la gouttelette, influence l'amplitude des modes d'oscillation. Sous la surface libre de la gouttelette, la vitesse des fluides internes à la gouttelette peut être considérée comme égale à la vitesse de déformation de la surface. Cette vitesse de déformation peut être estimée à l'aide de l'évolution en fonction du temps des coefficients de Legendre décrivant la géométrie de la gouttelette. En dérivant l'expression du rayon de la gouttelette de l'équation (3.1), la vitesse de déformation v_R de la membrane peut être calculée :

$$v_R = R_0 \sum_{l=0}^n \frac{da_l(t)}{dt} P_l(\cos \theta) \quad (3.3)$$

La vitesse de déformation de la membrane est une valeur maximale des vitesses de fluide interne. La valeur de $\frac{da_l(t)}{dt}$ est calculée grâce à l'évolution des amplitudes a_l tracées en figure 3.6. Dans ce cas, une vitesse maximale de 168 mm.s^{-1} a été estimée durant le transfert de la gouttelette.

3.2.5 Température de surface

Pour estimer la dépendance de la tension superficielle en fonction de la température, une mesure de température suffisamment rapide doit être mise en oeuvre. Le dispositif de mesure développé au chapitre 2 avec les caméras rapides sera utilisé pour estimer les températures pendant le temps froid. La fréquence d'échantillonnage avoisine les 20 kHz. Le dispositif bichromatique à haute vitesse est positionné perpendiculairement à l'axe de la caméra rapide et à l'axe du fil fusible. Le mode d'acquisition est identique à celui de la caméra rapide. On utilise la méthode sans correction d'émissivité.

La température de la gouttelette reflète la quantité d'énergie mise en jeu dans le procédé. La figure 3.8 représente un résultat de température d'une gouttelette durant sa chute. L'acquisition est effectuée durant le temps bas du soudage pulsé afin de s'affranchir des radiations de l'arc, le temps haut commençant avant l'impact de la gouttelette. C'est pour cette raison que la séquence d'images finit avant que la gouttelette n'entre en contact avec le bain de fusion. En présence d'un arc à fort courant (400 A) la mesure est trop perturbée pour obtenir une information exploitable.

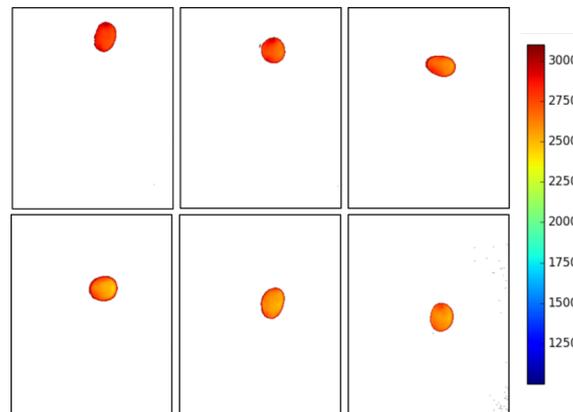


FIGURE 3.8 – Visualisation de la température (en K) d'une gouttelette durant son transfert.

La température à la surface de la gouttelette semble homogène. La température est de l'ordre de 2700 K, ce qui est bien supérieur à la température de fusion. L'homogénéité de température à

la surface de la gouttelette permet d'utiliser la température moyenne de surface comme indicateur. La température moyenne est calculée dans une région d'intérêt de vingt pixels de côté autour du centre géométrique de la goutte. Il est possible de suivre l'évolution de la température moyenne à la surface d'une gouttelette au cours de sa chute (figure 3.9).

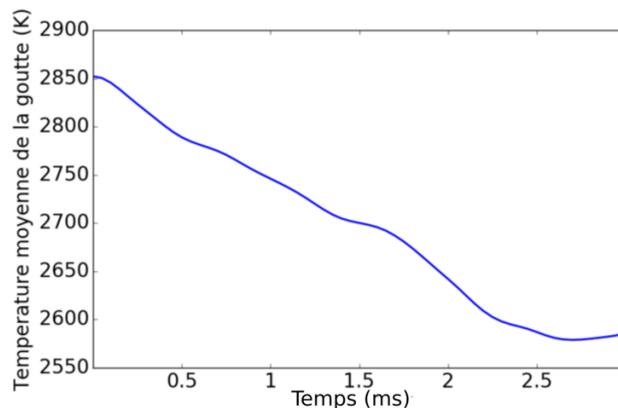


FIGURE 3.9 – Évolution de la température moyenne de la gouttelette durant son transfert. Cas de la gouttelette présentée en figure 3.8.

La figure 3.9 montre que la température de la gouttelette diminue de manière continue au cours de la chute. La gouttelette est surchauffée par effet Joule avant le détachement ; elle est aussi soumise à d'importants échanges avec l'arc durant le temps haut. Un bilan énergétique au niveau de la gouttelette montre que les pertes par radiation sont à l'origine d'un écart de température estimé à quelques Kelvin (une dizaine). La diminution de la température de surface est donc probablement due à une homogénéisation par conduction-convection à l'intérieur de la gouttelette, après le détachement. Ce type de tendance avait été observé lors de la simulation de détachement dans le paragraphe 1.2.4.2 où la gouttelette avait une distribution hétérogène de température. Selon les essais, cette diminution de température varie entre 200 et 300 K.

A partir de cette évolution, les températures en début et fin de période, ainsi que la température moyenne, peuvent être déterminées pour chacune des gouttelettes.

3.2.6 Synchronisation des caméras et des signaux

Chacune des gouttelettes en transfert est différente des autres. Afin d'obtenir les informations conjointes de température et de comportement, les deux dispositifs doivent être synchronisés au niveau temporel et spatial.

La figure 3.10 présente la mise en place des dispositifs d'observation et des dispositifs de mesure des paramètres. Pour la partie calibration spatiale, une mire est placée avant chaque essai afin de pouvoir replacer à posteriori les points de vue de chacune des caméras et éventuellement obtenir des informations en trois dimensions. Au niveau temporel, les dispositifs d'observation et de mesure de température sont synchronisés à travers une base de temps commune sur une carte d'acquisition. Un compteur permet de mesurer le temps qui s'est écoulé depuis le début de l'essai. Ce compteur a une base de temps de 80 MHz, ce qui est largement suffisant pour déterminer le temps de fin. Pour ne pas perturber le comptage avec des perturbations électromagnétiques, le signal du trigger a été protégé.

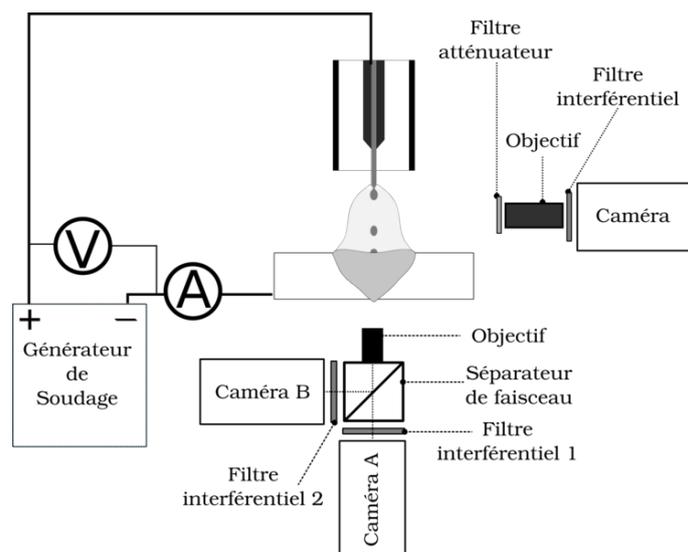


FIGURE 3.10 – Dispositif expérimental. Le dispositif de mesure des températures est en vue de dessus. Les trois caméras sont identiques, il s’agit de Phantom IR300.

Sur l’ensemble des séquences vidéos enregistrées, certaines images sont floues à cause de certaines trajectoires de gouttelettes qui ont lieu en dehors de la zone de netteté de la caméra ou du dispositif bichromatique. Les périodes qui peuvent être analysées sont celles pour lesquelles les images sont suffisamment nettes pour les deux points d’observation.

Le dispositif permet donc d’accéder pour chacune des gouttelettes en transfert :

- aux signaux électriques délivrés par le générateur avec les capteurs dédiés et la carte d’acquisition,
- à l’observation (et au traitement) du comportement des gouttelettes durant leur vol libre avec une caméra rapide,
- à la mesure de température de surface avec le système bichromatique.

3.3 Résultats expérimentaux

Chaque essai permet, au cours des trois secondes de soudage, de créer environ 150 gouttelettes. Dans cette partie, on analyse et compare l’ensemble des trois essais en terme d’observations, d’évolution de la géométrie des gouttelettes et des valeurs de températures. A partir de cette analyse, des gouttelettes seront sélectionnées sur la base de leur taille et de leurs oscillations pour estimer la tension superficielle dans la partie suivante.

3.3.1 Observations

Lors du temps chaud, le fil fond et la gouttelette se forme en bout de fil. En fonction des paramètres procédé, une quantité plus ou moins importante de fil doit être fondue. Sous l’effet des forces de Lorentz qui sont importantes pendant le temps chaud, la gouttelette se détache par pincement électromagnétique (effet de "pinch"). Les conditions finales du détachement, au niveau du fil, deviennent des conditions initiales pour la gouttelette lors de son transfert au bain.

La figure 3.11 présente les images obtenues lors de la chute d’une gouttelette pour les trois vitesses fil. Ces images sont acquises durant le temps bas en soudage pulsé. Grâce aux filtres interférentiels et à la faible luminosité de l’arc, la gouttelette est nettement visible.

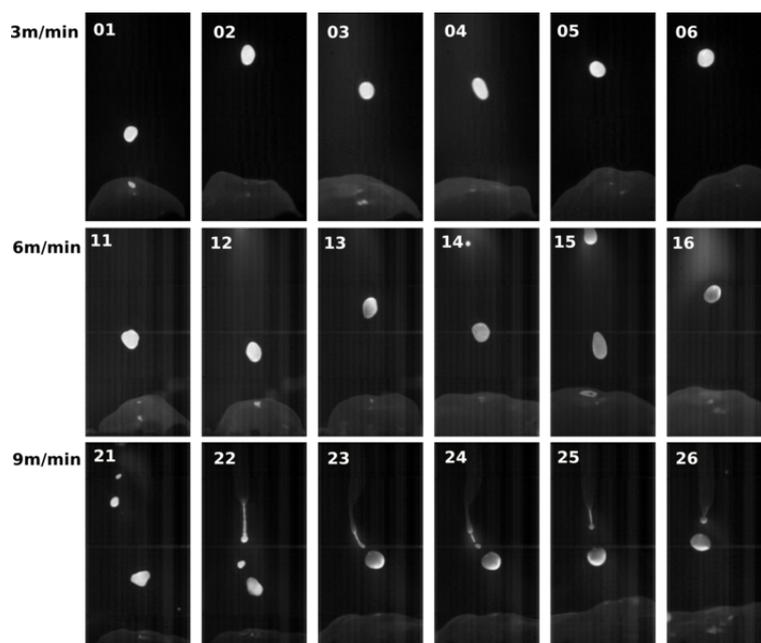


FIGURE 3.11 – Images de différentes périodes, acquises durant le temps bas pour les trois conditions de soudage. Les images sont extraites aléatoirement et sont représentatives du transfert.

Sur la figure 3.11, différentes conditions de vol libre peuvent être observées. On remarque pour l'essai 1 qu'une seule goutte par temps froid transfère du fil jusqu'à l'électrode. Pour cet essai, le fil d'apport est au-dessus de la partie haute du champ de vision. Les gouttelettes transfèrent à travers toute la hauteur de l'image. Pour l'essai 2, le même type de transfert est observé mais quelques satellites (très petites gouttelettes) se sont formés au moment du détachement (image 14 par exemple). Pour l'essai 3 (vitesse de 9m/min), le fort courant implique un fort effet de "pinch" qui crée la fragmentation de la veine liquide en une grosse goutte et plusieurs petites gouttes : les images 23 et 24 sont séparées d'une image dans la vidéo, ce qui témoigne de la forte dynamique mise en jeu au moment du détachement. Pour ce dernier essai, on remarque que la partie liquide se situe au milieu du champ d'observation et que la distance de chute est alors réduite. Sur la figure 3.11, on peut voir que la géométrie des gouttelettes change en fonction des paramètres procédés. Les géométries observées sont le plus souvent axisymétriques. Sur un nombre important de périodes, on remarque que la forme principale peut-être décrite comme un ovoïde d'axe principal vertical (configuration "prolate") alternant avec un ovoïde d'axe principal horizontal (configuration "oblate"). Ces oscillations peuvent avoir d'importantes amplitudes.

Une dissymétrie peut être engendrée au moment du détachement, en fonction des conditions de fusion de la matière du fil, des effets géométriques, des forces de Lorentz et des conditions de mouillage de la partie liquide sur le fil. Cette dissymétrie contribue aux oscillations de la surface libre de la gouttelette ; elle peut également entraîner des trajectoires de chute qui ne sont pas parfaitement verticales, mais aussi des mouvements de rotation de la gouttelette sur elle-même et impliquer un changement de géométrie en trois dimensions.

Ces observations des vidéos rapides permettent de remarquer :

- de fortes amplitudes de déformations de la surface libre pour les trois conditions de soudage,
- plusieurs oscillations (de 2 à 3) visibles au cours du transfert pour les deux premières conditions de soudage. Pour la dernière condition, la faible hauteur de chute implique l'observation d'une oscillation et au maximum d'une et demi,
- pour les deux premiers essais, les gouttes ont un comportement dynamique similaire avec principalement une déformation en mode 2. Pour le dernier essai, des instabilités peuvent être observées, l'excitation du mode 3 est beaucoup plus importante,

- aucun amortissement n'est visible au cours du transfert,
- peu d'atténuation des niveaux de gris au cours de la chute.

A partir de ces images, l'évolution de la surface libre peut être analysée et les températures de surface mesurées.

3.3.2 Analyse des images : dynamique des contours

L'ensemble des gouttelettes en chute libre est traité par l'algorithme de détection de contour présenté précédemment. Les périodes sont déterminées à partir des observations et les premières images sont choisies après le détachement et lorsque l'arc n'est plus visible. Le traitement des images permet d'extraire le contour mais également d'obtenir le volume équivalent et la direction de l'axe principal. Sur la base du rayon calculé à partir du volume, seules les gouttelettes ayant un rayon compris entre 0,55 et 0,75 mm seront traitées afin d'assurer une résolution suffisante au niveau du traitement d'image.

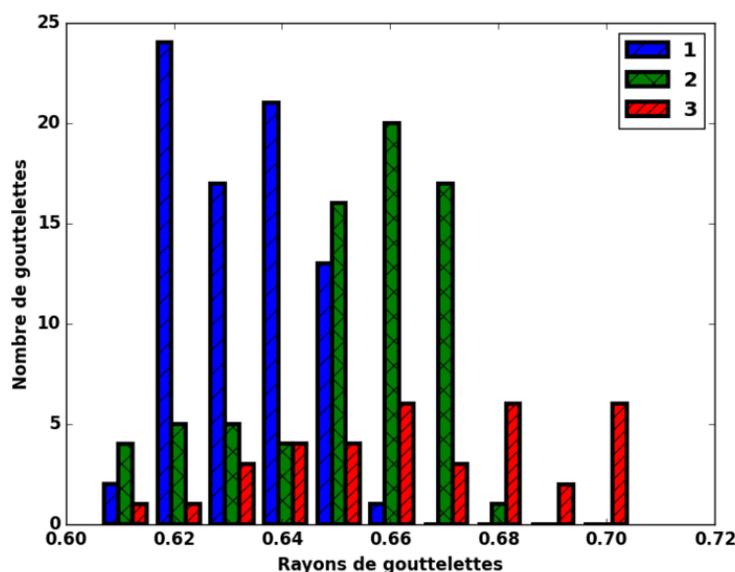


FIGURE 3.12 – Distribution des rayons pour les trois vitesses de fil.

La figure 3.12 montre la distribution des rayons dans l'intervalle choisi. L'essai 1 et l'essai 2 montrent une distribution assez similaire sous forme de gaussienne autour d'une valeur moyenne. Pour ces deux essais, les valeurs moyennes sont assez proches : 0,63 mm pour l'essai 1 et 0,66 mm pour l'essai 2. Pour ces essais, sur les 150 gouttelettes délivrées par le générateur, plus de 80 satisfont au critère de rayon. Pour l'essai 3, on remarque que la distribution est beaucoup plus étalée sur tout l'intervalle choisi. Les fortes intensités lors du détachement créent des instabilités difficilement contrôlables qui peuvent expliquer cette distribution. Pour les trois essais, une série d'images avec les contours de détection est présentée sur la figure 3.13. Les images correspondent aux premières images des périodes.

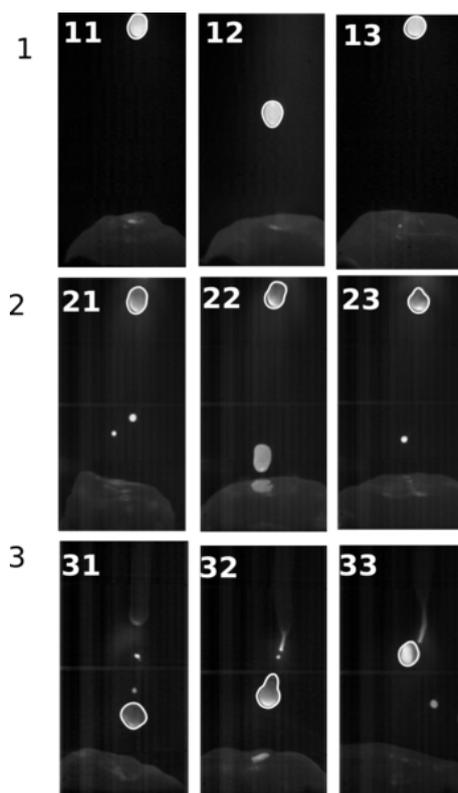


FIGURE 3.13 – Détections de contours (polynômes de Legendre) pour les premières images des périodes sélectionnées. Les images sont représentatives des tendances.

Sur la figure 3.13, on voit des contours pour les trois paramètres procédés. Les deux informations importantes sont la forme de la gouttelette mais également sa position par rapport au bain. La forme de la gouttelette donne des informations sur la perturbation initiale de la gouttelette avant oscillation. Sa position permet de savoir si la distance de chute va permettre aux oscillations de se manifester en plus ou moins grand nombre.

Pour l'essai 1, on remarque que les gouttelettes ont des tailles assez similaires et qu'elles traversent l'ensemble du champ de vision. En début de période, les gouttelettes apparaissent en haut des images, ce qui leur laisse la possibilité de subir plusieurs oscillations. En terme de géométrie, les contours permettent de constater que c'est le mode 2 qui est principalement excité.

Pour l'essai 2, les mêmes tendances sont observées. Cependant, les gouttelettes sont plus déformées, laissant percevoir une déformation plus conséquente selon le mode 3. Globalement, les gouttelettes restent sur une forme sphérique. La distance de chute est similaire à l'essai 1.

Pour l'essai 3 où l'intensité a été augmentée, on remarque que les tailles des gouttelettes sont beaucoup plus disparates. Le détachement se passe au milieu de la zone d'observation, ce qui va laisser peu de temps à la gouttelette pour osciller. Dans le cas de l'essai 3, le détachement plus brusque de la gouttelette sous un fort effet de "pinch" (ou une instabilité) tend à lui faire prendre une forme de "poire". Ce type de déformation correspond à un couplage des modes 2 et 3. Sur ce dernier essai, beaucoup de gouttelettes semblent osciller de façon encore plus marquée selon le mode 3.

Afin de quantifier ces observations, pour chaque période, les amplitudes initiales des modes 2 et 3, respectivement a_2^0 et a_3^0 , ont été analysées sur les premières images de la période. La figure 3.14 montre les histogrammes des coefficients identifiés.

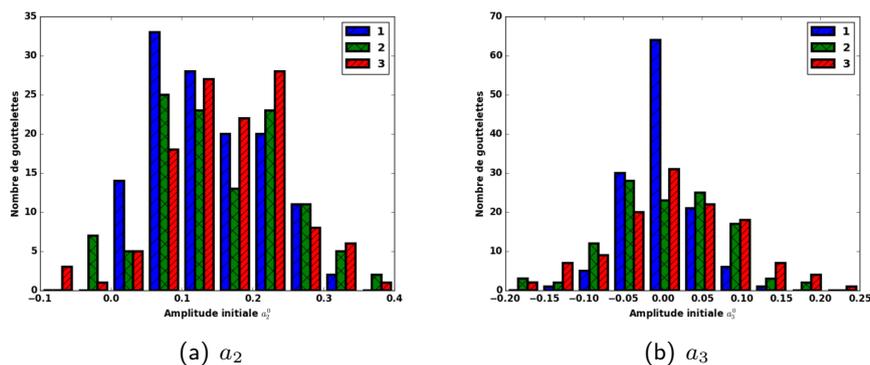


FIGURE 3.14 – Distribution des coefficients initiaux des polynômes de Legendre pour l'ensemble des gouttelettes traitées.

Sur la figure 3.14(a), la distribution obtenue montre que les gouttelettes sont initialement déformées de manière importante suivant le mode 2. Les essais 2 et 3 font apparaître des gouttelettes dont le coefficient a_2 atteint la valeur de 0,4. Pour ces deux essais, les valeurs moyennes sont aussi relativement importantes. Pour l'essai 1, les valeurs de a_2 sont modérées et la valeur moyenne est plus proche de 0, ce qui indique que la gouttelette subit de faibles amplitudes autour de la forme sphérique. Les valeurs obtenues confirment les observations effectuées précédemment, à savoir que les essais 2 et 3 subissent des amplitudes plus importantes.

Sur la figure 3.14(b), les amplitudes associées au mode 3 sont tracées. Plus le coefficient est important, plus l'amplitude selon ce mode sera importante. On remarque que pour l'essai 1, la plupart des gouttelettes présentent une amplitude nulle selon le mode 3, ce qui signifie qu'il n'est pas sollicité. Par contre pour les essais 2 et 3, le mode 3 est sollicité. Les amplitudes associées à l'essai 2 sont néanmoins moins importantes que celles de l'essai 3 qui peuvent atteindre la valeur de 0,25.

3.3.3 Comparaison des températures

Comme souligné précédemment, l'évolution de la température est déterminée pour chacune des gouttelettes en vol libre (figure 3.9). À partir de cette courbe, on peut déterminer la température moyenne pour chacune des gouttelettes, ainsi que la diminution de température constatée au cours de la chute. Ces mesures, effectuées pour l'ensemble des gouttelettes, permettent d'obtenir des valeurs moyennes pour une même condition d'essai.

Référence	T_{moy} (K)	ΔT_{moy} (K)	E_{haut} (J)
1	2858	244	112
2	3005	282	138
3	3365	357	145

TABLE 3.2 – Résultats de l'étude de l'influence des paramètres procédés sur la température de surface de la gouttelette : température moyenne T_{moy} et diminution moyenne de température ΔT_{moy} , au cours de la chute. L'énergie moyenne développée pendant le temps chaud est également calculée.

Une synthèse des températures moyennes et de la diminution de température constatées pour chacun des trois essais est présentée dans le tableau 3.2. Le rayon moyen des gouttelettes pour les trois essais est d'environ 0,6 mm, les volumes des gouttelettes sont donc similaires. Il est ainsi possible de comparer les énergies transportées par les gouttelettes sur la base de leurs

températures. Plus la vitesse fil augmente (essais de 1 à 3 dans l'ordre), plus la température moyenne des gouttelettes augmente, ce qui est en accord avec l'augmentation de l'énergie moyenne délivrée pendant les temps chauds, en lien avec les paramètres procédés (tableau 3.1). Cette énergie électrique est ensuite transformée en énergie calorifique par effet Joule, et transmise aux gouttelettes au détachement. Le transfert d'énergie s'effectue ainsi par l'apport direct de l'arc mais également par l'apport de l'énergie des gouttelettes au bain de fusion. Ces mesures illustrent le lien entre réglages procédés et températures des zones de métal liquide ; la maîtrise des paramètres opératoires peut permettre, dans une certaine mesure, d'agir sur les niveaux de températures des zones liquides. Les champs de température vont également modifier les valeurs de la tension superficielle qui est sensible aux variations de température [86].

À partir des températures moyennes de chacune des gouttes, on peut tracer les histogrammes des températures pour chacun des paramètres procédés (figure 3.15). Pour les essais 1 et 2, les histogrammes de température moyenne font apparaître des distributions qui s'apparentent à des gaussiennes, ce qui témoigne d'une assez bonne répétabilité du détachement d'une période à l'autre. Pour l'essai 3, la distribution est plus étalée sur la gamme de température, ce qui est en adéquation avec un comportement au détachement plus erratique.

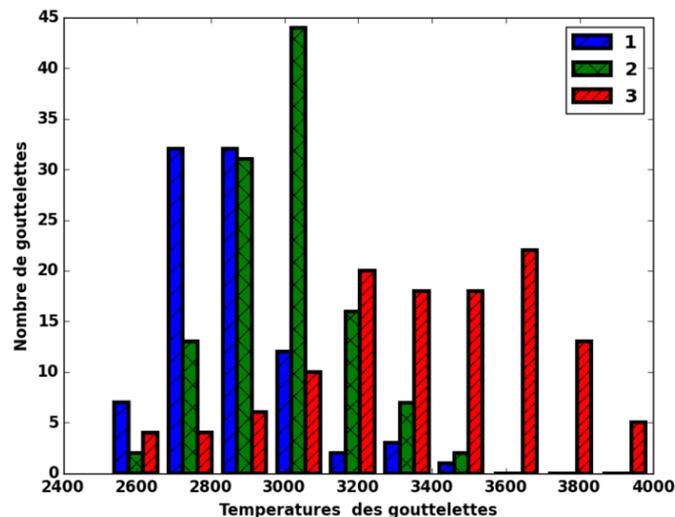


FIGURE 3.15 – Histogramme des températures moyennes de gouttelette.

3.3.4 Comparaison des fréquences d'oscillation

Afin de pouvoir estimer les tensions superficielles à partir des oscillations des gouttelettes, il faut déterminer les fréquences d'oscillation. En suivant l'évolution des contours au cours du temps, l'information sur l'organisation de la matière autour de l'axe principal permet de savoir s'il y a une ou plusieurs oscillations dans la période. Pour toutes les périodes où plusieurs oscillations sont présentes, la période moyenne d'oscillation est calculée. Dans le cas des essais 1 et 2, une fréquence peut être déterminée pour la quasi-totalité des gouttelettes ayant un rayon satisfaisant le critère de sélection sur les rayons. Dans le cas de l'essai 3, pour la plupart des gouttelettes, la faible distance de chute et les détachements très dynamiques rendent difficile la mesure correcte de la fréquence d'oscillation. La figure 3.16 montre les fréquences d'oscillations. Pour l'essai 3, la fréquence a pu être mesurée sur moins de dix gouttelettes. Par contre, pour les autres essais, les données sont suffisamment nombreuses pour pouvoir être représentatives du comportement des gouttelettes.

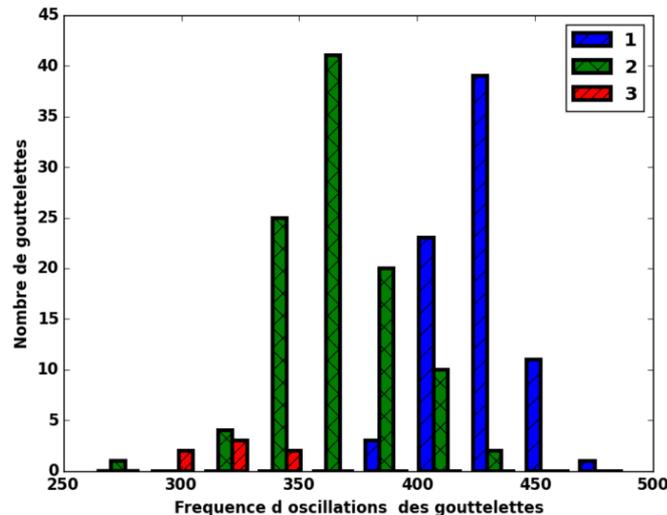


FIGURE 3.16 – Histogramme des fréquences d’oscillations des gouttelettes.

3.4 Estimation de la tension superficielle

L’observation des gouttelettes durant leur temps de vol libre et la décomposition de leurs contours à l’aide des polynômes de Legendre ont permis d’observer des amplitudes d’oscillation importantes. Or, il est connu que les grandes déformations engendrent des effets non linéaires, modifiant ainsi la fréquence des oscillations [80, 82]. Certaines non linéarités peuvent rendre l’analyse des oscillations complexe. L’objectif de cette partie est d’étudier ces grandes déformations et d’appréhender leur influence sur les oscillations des gouttelettes afin de pouvoir estimer la tension superficielle. Une étude numérique basée sur des volumes finis permet de proposer une modification de la formule classiquement utilisée dans le cas des petites déformations, en introduisant un décalage des fréquences en fonction des amplitudes initiales.

3.4.1 Analyse adimensionnelle

Les données obtenues expérimentalement permettent, à l’aide de quelques nombres adimensionnels, d’identifier les phénomènes – et les propriétés physiques – ayant une influence prédominante sur le comportement de la gouttelette durant sa chute. Cette analyse permettra de proposer un modèle numérique pour analyser et comprendre le comportement des gouttelettes sous des oscillations importantes. Les valeurs des propriétés physiques sont extraites de la littérature pour un acier inoxydable 316 L [74]. Dans une première partie des calculs, la valeur de tension superficielle est prise égale à la plus faible valeur trouvée dans la littérature au voisinage du point de fusion. Cela permet de limiter son influence dans une première approche. Au vu des températures élevées rencontrées au cours des essais, une deuxième valeur volontairement diminuée d’un facteur 10 sera utilisée. Cette valeur permettra d’avoir une idée des phénomènes si la tension superficielle est extrêmement faible. La valeur de la viscosité est celle à température de fusion ; en effet, peu de données sont disponibles à des températures supérieures. Il en est de même pour la masse volumique. Les valeurs géométriques et de vitesse sont obtenues lors des mesures de notre campagne d’essai. Les valeurs sont les suivantes :

- tension de surface $\sigma = 1,27 \text{ N/m}$
- viscosité $\mu = 6 \cdot 10^{-3} \text{ Pa s}$
- masse volumique $\rho = 7000 \text{ kg m}^{-3}$
- rayon non déformé de la gouttelette $R_0 = 0,6 \text{ mm}$
- vitesse maximale des fluides internes $v_R = 168 \text{ mm s}^{-1}$

— gravité $g = 9,81 \text{ m s}^{-2}$

Un premier nombre a son importance lors du détachement, mais pas sur le comportement de la gouttelette au cours de la chute. C'est le nombre de Bond Magnétique qui permet de quantifier le rapport entre les forces électromagnétiques et la tension superficielle :

$$B_m = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi R_0 \sigma} \quad (3.4)$$

Dans les temps chauds, cela permet d'apprécier l'importance des forces de Lorentz vis-à-vis de la tension superficielle. Pour l'essai 1, $B_m = 0,01$ alors que pour l'essai 3 $B_m = 0,022$. Cela signifie que les forces électromagnétiques jouent un rôle important lors du détachement.

Quatre autres nombres ont leur importance lors des oscillations de la gouttelette pendant son vol. Le nombre de Bond, Bo , permet de comparer les effets de la gravité et de la tension de surface :

$$Bo = \frac{\Delta\rho g R_0^2}{\sigma} \quad (3.5)$$

Avec $\Delta\rho$ la différence de masse volumique entre les deux milieux, g la gravité, R_0 le rayon non déformé de la gouttelette et σ la tension superficielle. Le nombre de Bond vaut $Bo = 0,019$. Cela signifie que la gravité n'a que peu d'effet sur la géométrie de la gouttelette durant son temps de vol libre.

Le nombre de Ohnesorge, Oh , ainsi que le nombre Capillaire, Ca , comparent l'effet de la viscosité face à l'effet de la tension superficielle :

$$Oh = \frac{\mu}{\sqrt{\sigma\rho R_0}} \quad (3.6)$$

$$Ca = \frac{v_R \mu}{\sigma} \quad (3.7)$$

Ces deux nombres valent respectivement : $Oh = 2,6 \cdot 10^{-3}$ et $Ca = 8 \cdot 10^{-4}$. La tension superficielle est donc prédominante face à la viscosité. A. Prosperetti *et al.* [87] ont montré que pour un nombre $Oh < 0,1$ les effets de la viscosité étaient négligeables. On remarquera que si on divise par 10 la tension superficielle, le nombre de Ohnesorge est toujours inférieur à 0,1.

Le nombre de Weber permet de comparer les effets inertiels et capillaires. Dans les expériences de jet, il informe sur la tendance du liquide à se séparer en plusieurs gouttelettes de petites tailles. Il s'exprime :

$$We = \frac{\rho v_R^2 R_0}{\sigma} \quad (3.8)$$

Dans la configuration de soudage considérée $We = 0,093$. La valeur critique est 12. La valeur de 0,093 indique donc que les effets d'inertie sont faibles et que la tension de surface assure l'intégrité de la gouttelette. Cette valeur indique également que les vitesses de fluides internes dues au détachement ne dominent pas les effets de tension de surface. De la même manière que pour le nombre d'Ohnesorge, si la température approche du point d'évaporation et que la tension superficielle est divisée par 10, le nombre de Weber demeure toujours faible.

Finalement, ces quatre nombres indiquent que la tension superficielle prévaut sur l'évolution de la forme de la gouttelette durant sa chute. Mais cela indique également, dans la configuration présente, que, dans une première approximation, les effets de viscosité, d'inertie, et de gravité peuvent être négligés pour la modélisation de l'évolution de la forme de la gouttelette.

3.4.2 Modèle d'oscillations pour de faibles amplitudes

Pour des fluides parfaits (fluides ayant une faible viscosité), Lamb [78] propose une relation entre la période d'oscillation d'une goutte axisymétrique, sa masse et la tension de surface. Cette

relation est basée sur le mode d'oscillation du polynôme de Legendre de degré l utilisé pour la description du contour de la goutte :

$$\Omega_l^2 = \frac{\sigma l(l-1)(l+2)}{\rho R_0^3} \quad (3.9)$$

où Ω_l est la pulsation du mode d'oscillations décrit par le polynôme de Legendre de degré l . Cette équation, basée sur une description du contour en polynômes de Legendre et une hypothèse de faibles amplitudes, permet d'obtenir une première estimation de la tension superficielle. Cette approche a été largement utilisée dans les procédés de fusion pour déterminer la tension superficielle à partir des oscillations [16, 79]. Les hypothèses de faibles amplitudes et de fluide parfait proposées par Lamb permettent de découpler tous les modes. Les fréquences d'oscillations pour les modes 2 et 3 sont dans un rapport de 2. Ce qui correspond aux observations et mesures effectuées pour la gouttelette de la figure 3.6, et ce quelles que soient les amplitudes des modes. Dans le cas où les gouttelettes présentent de grandes déformations, l'estimation de la tension de surface avec l'équation (3.9) peut s'avérer délicate, car les hypothèses du cadre théorique ne sont pas respectées.

3.4.3 Prise en compte des grandes déformations de la gouttelette

L'observation du transfert des gouttelettes en soudage MAG a montré des oscillations relativement importantes des gouttelettes. Avant d'estimer les tensions superficielles, un modèle numérique va être mis en place pour analyser l'influence des fortes amplitudes sur le comportement des gouttelettes. A partir de l'analyse dimensionnelle présentée ci-dessus, les principales caractéristiques du modèle sont :

1. faible viscosité,
2. déformation initiale de la gouttelette importante, mais principalement dans le mode 2,
3. température homogène dans toute la gouttelette,
4. vitesses initiales dans la gouttelette considérés nulles.

La première hypothèse correspond au fait que le nombre capillaire est faible (voir 3.4.1). La deuxième hypothèse est conforme aux observations effectuées au cours des essais. La troisième est une hypothèse un peu forte, mais qui permet de centrer l'analyse sur l'effet des grandes déformations, en les découplant d'éventuels effets thermiques. La dernière hypothèse est cohérente avec les faibles nombres de Weber (voir 3.4.1).

A partir des oscillations de la gouttelette, la pulsation du modèle numérique sera calculée et comparée aux résultats donnés par l'équation (3.9).

3.4.3.1 Modèle volumes finis

La gouttelette est modélisée par un modèle de volumes finis. Afin de diminuer le temps de calcul, un domaine géométrique axisymétrique est utilisé. Le domaine de calcul est divisé en cellules avec une grille de 200 par 200. Toutes les cellules à l'intérieur de la surface libre définie par la formulation du rayon de l'équation (3.1) sont considérées en phase liquide. La phase à l'extérieur de cette surface correspond à la phase gazeuse. Le modèle utilisé est illustré par la figure 3.17. Pour caractériser les différentes phases, une fraction de volume α est utilisée comme indicateur. La fraction de volume α est égale à 1 dans la phase liquide et à 0 dans la partie gazeuse. Les valeurs comprises entre 0 et 1 indiquent des cellules dans lesquelles l'interface liquide/gaz est présent.

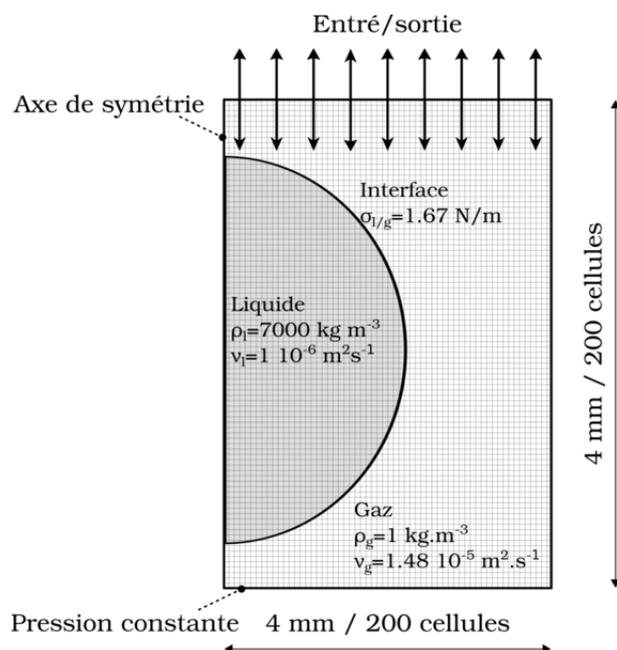


FIGURE 3.17 – Domaine de calcul et conditions aux limites utilisées pour la simulation.

Trois équations gouvernent le mouvement de la gouttelette :

- l'équation de conservation du volume avec condition d'incompressibilité dans les deux phases,
- l'équation de Navier-Stokes dans la gouttelette,
- l'évolution de l'interface avec une formulation de Volume Of Fluid (VOF) pour l'évolution des phases d'une cellule à l'autre.

Les conditions aux limites sont également présentées sur la figure 3.17. Les faces inférieures sont à pression constante et les faces supérieures autorisent l'entrée et la sortie de gaz. La surface initiale de la gouttelette est décrite par une série de polynômes de Legendre. Les cellules à l'intérieur de la surface ont une fraction volumique de 1. Conformément aux hypothèses sur l'effet de la dynamique, aucune vitesse initiale n'a été affectée aux cellules du domaine.

Le code open source OpenFoam est utilisé ici pour réaliser les calculs. Les propriétés utilisées pour le calcul proviennent de la littérature. La viscosité est volontairement diminuée à une valeur très faible. En effet, aucun amortissement n'est observé expérimentalement. De plus, la température des gouttelettes est bien au-delà de la température de fusion du matériau. Les températures observées sont au minimum 500 K supérieures à la température de fusion. La viscosité est donc faible, au minimum d'un facteur par rapport aux données de la littérature à température de fusion. Les données numériques utilisées pour les calculs sont :

- pour l'acier liquide :
 - masse volumique $\rho_l = 7000 \text{ kg m}^{-3}$,
 - viscosité $\nu_l = 1 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$,
 - tension superficielle $\sigma_{l/g} = 1,67 \text{ N/m}$.
- pour le plasma environnant :
 - masse volumique $\rho_g = 1 \text{ kg m}^{-3}$,
 - viscosité $\nu_g = 1,48 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

3.4.3.2 Résultats numériques

La figure 3.18 présente un résultat de simulation dans le cas où l'amplitude initiale $a_{2,initial}$ est égale à 0,2. La gouttelette est relâchée à partir de son état initial déformé, en configuration "prolate". Elle se déforme sous l'effet de la tension de surface pour tendre vers une configuration

sphérique. Cela se traduit par une accélération des particules fluides à l'intérieur de la gouttelette. Sous l'effet dynamique, la gouttelette se déforme au-delà de la configuration sphérique, et la gouttelette s'écrase aux pôles, en configuration "oblate". Ce cycle d'oscillations continue tout au long de la simulation. Il n'y a pas de mouvement global de translation ni de phénomène d'amortissement qui apparaissent au cours de la simulation.

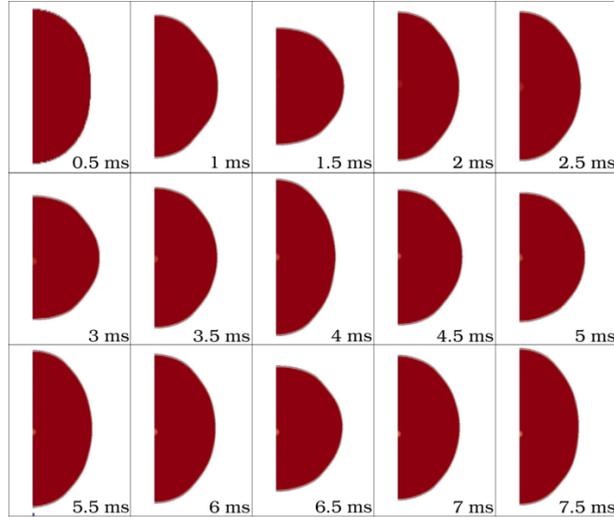


FIGURE 3.18 – Comportement de la gouttelette, simulation effectuée avec $a_{2,initial} = 0, 2$.

Pour analyser l'évolution de la surface, les contours de la gouttelette sont utilisés pour déterminer l'évolution de chacun des modes de déformation. La distance au centroïde des points du contour servent de données pour l'algorithme de détermination des modes décrit dans la partie expérimentale. Il est donc possible de tracer l'évolution de l'amplitude des modes de déformation au cours du temps. Après minimisation, un exemple de résultat est présenté en figure 3.19. Il s'agit de l'évolution des amplitudes dans le cas d'un relâchement avec $a_{2,initial} = 0, 2$.

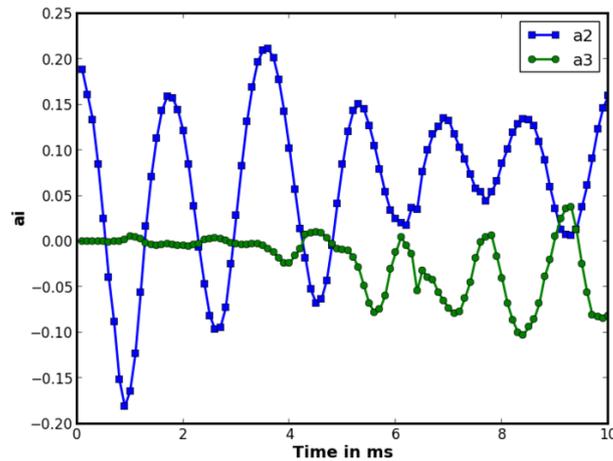


FIGURE 3.19 – Évolution de l'amplitude des modes de déformations d'une gouttelette, simulation effectuée avec $a_{2,initial} = 0, 2$. Mode 2 en bleu, mode 3 en vert.

Dans la figure 3.19, les premières oscillations sont principalement selon le mode 2 ; le mode 3 ne présente pas d'amplitude significative. Les amplitudes suivent une évolution de type pseudo-périodique, alternant entre les phases où la gouttelette est allongée (configuration "prolate")

et celles où la gouttelette est écrasée (configuration "oblate"). La période d'oscillations semble constante. Au bout de trois périodes d'oscillation du mode 2, le mode 3 commence à se manifester, conjointement à une diminution de l'amplitude du mode 2. On remarque que les deux modes oscillent avec la même période et qu'ils sont en phase. L'amplitude du mode 2 reste positive, ce qui correspond à une déformation de la gouttelette de type allongé selon l'axe vertical ; la partie en compression de la gouttelette (déformation de type écrasée) étant décrite par le mode 3. Ce résultat montre la complexité du comportement d'oscillations d'une gouttelette. Il convient de vérifier si ces fortes non-linéarités impliquent des modifications par rapport aux résultats obtenus avec la théorie linéaire.

Comme défini dans les hypothèses, les gouttelettes sont lâchées sans vitesses initiales. La vitesse maximale obtenue numériquement est de 0,54 m/s. Pour mémoire, la valeur maximale de vitesse mesurée expérimentalement était de 0,168 m/s. Ces résultats confirment les conclusions de l'analyse dimensionnelle : les effets de tension superficielles dominent les effets de vitesses qui pourrait être présents lors du détachement.

3.4.3.3 Adaptation de la formule au cas des grandes amplitudes

Des effets non linéaires apparaissent dans le cas des grandes déformations. La variation induite sur la fréquence d'oscillation de la gouttelette est un phénomène connu, étudié par Tsamopoulos *et al.* [82] dans le cas d'un fluide parfait. Becker *et al* [80] ont observé une modification de la période d'oscillations pour des fluides légèrement visqueux. Tsamopoulos *et al.* [82] et Becker *et al* [80] ont proposé une modification de la pulsation Ω_0 définie par Lamb, éq. (3.9), pour des amplitudes initiales modérées (jusqu'à $a_{2,initial}=0,4$). Afin d'estimer cette modification pour des déformations initiales plus importantes, une étude paramétrique a été effectuée avec des simulations en volumes finis pour des valeurs d'amplitudes $a_{2,initial}$ comprises entre 0,05 et 0,9. Seules les déformations initiales suivant le mode 2 ont été étudiées afin de simplifier l'analyse.

Pour chacune des déformations initiales, la pulsation Ω est calculée à partir des premières périodes d'oscillations avant l'apparition du couplage avec le mode 3. L'écart relatif $(\Omega - \Omega_0)/\Omega_0$ entre la pulsation Ω obtenue numériquement et la pulsation Ω_0 obtenue avec la théorie linéaire est tracé en figure 3.20. Les écarts relatifs varient linéairement avec l'augmentation de la déformation initiale. La droite bleue représente l'approximation linéaire de coefficient α . On peut donc estimer l'écart relatif en fonction de la valeur de l'amplitude $a_{2,initial}$ et du coefficient α (cf. équation 3.10) :

$$\frac{\Omega - \Omega_0}{\Omega_0} = \alpha a_{2,initial} \quad (3.10)$$

Cette estimation permettra, lors de l'étude des gouttelettes présentant des déformations importantes, de corriger la pulsation observée expérimentalement en fonction de l'amplitude a_2 observée sur la période. Sur la figure 3.20, les résultats de Tsamopoulos et Brown [82] sont également tracés. L'ensemble des résultats est adimensionné, ce qui permet de les utiliser pour l'étude de gouttes de toutes tailles.

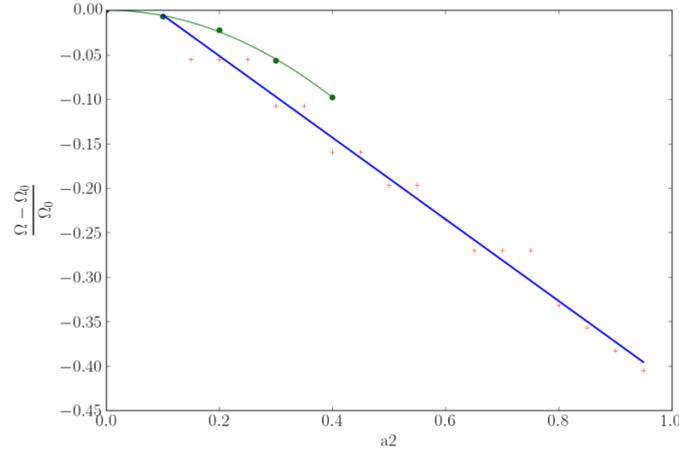


FIGURE 3.20 – Écarts relatifs entre la pulsation propre Ω obtenue numériquement et la pulsation théorique Ω_0 . Données numériques en rouge, données de Tsamopoulos et Brown [82] en vert, approximation linéaire en bleu. Pente de la droite : $-0,45$.

Sur la figure 3.20, l’approximation de Tsamopoulos et Brown a été également tracée. On remarque que les écarts de la simulation numérique sont plus importants que les prédictions de Tsamopoulos et Brown. Cela provient de l’estimation de la fréquence d’oscillations dans nos résultats basés sur la première oscillation du mode 2. Plus l’amplitude initiale $a_{2,initial}$ est importante, plus il risque d’y avoir un couplage géométrique important avec le mode 3, ce qui ne peut être prédit par l’analyse de Tsamopoulos et Brown puisqu’elle suppose des déformations modérées de la surface.

3.4.4 Influence des paramètres procédés sur la tension superficielle

Les gouttelettes satisfaisant le critère sur le rayon moyen, et dont la fréquence d’oscillation peut être mesurée, sont choisies pour estimer la tension superficielle. A partir du rayon moyen de la gouttelette, de la fréquence du mode 2 d’oscillation et de la masse volumique du 316L tirée de la littérature, une première estimation de la tension superficielle σ de la gouttelette est obtenue avec le mode 2 à l’aide de l’équation (3.9). Afin de prendre en compte les effets liés aux grandes déformations, les équations (3.9) et (3.10) sont utilisées conjointement pour obtenir une tension superficielle $\sigma_{corrige}$ intégrant ces effets :

$$\sigma_{corrige} = \frac{\sigma}{(1 + \alpha a_{2,initial})^2} \quad (3.11)$$

Les résultats de ces estimations de tension de surface sont résumés dans le tableau 3.3 et tracés sous forme d’un histogramme dans la figure 3.21 pour chacun des essais.

Référence	σ_{moy} (N/m)	Écart type	$\sigma_{moy,corrige}$ (N/m)	Écart type
1	1,41	0,11	1,63	0,17
2	1,06	0,13	1,24	0,21
3	0,88	0,10	1,19	0,13

TABLE 3.3 – Estimation de la tension superficielle, avec théorie linéaire (σ_{moy}) et avec prise en compte des grandes déformations ($\sigma_{moy,corrige}$), pour les trois jeux de paramètres (essais 1 à 3).

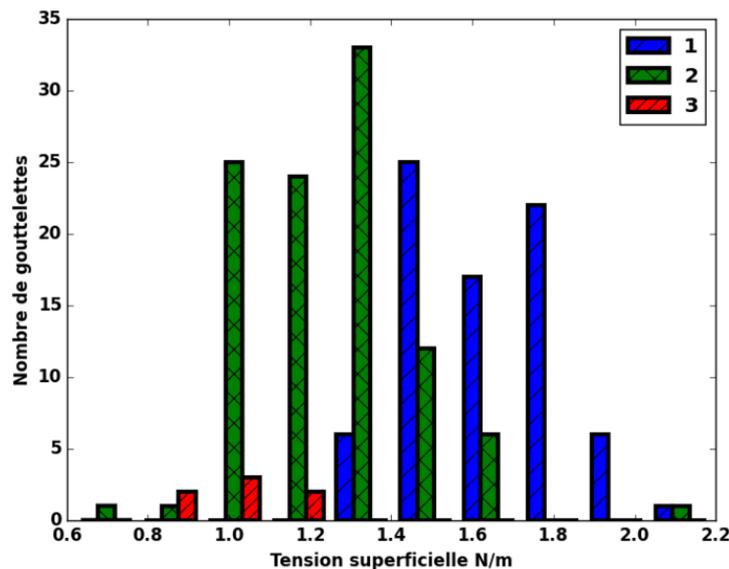


FIGURE 3.21 – Tensions superficielles corrigées $\sigma_{corrigé}$ obtenues pour les gouttelettes dont la fréquence d’oscillations est mesurable.

Sur la figure 3.21, on peut constater le faible nombre de mesures obtenues pour l’essai 3. Par contre pour l’essai 1 et l’essai 2, un nombre important de gouttelettes a pu être utilisé. Parmi ces deux essais, c’est l’essai 2 qui fournit le plus de gouttelettes exploitables et donc le plus de données. Cela s’explique par le paramètre procédé lui-même. En effet, un paramètre à $v_{fil} = 6$ m/min, permet de se positionner au centre de la plage d’utilisation du poste de soudage. Ainsi, la synergie permet un détachement régulier des gouttelettes, et un comportement plus homogène des gouttelettes durant leur vol libre. La valeur moyenne de tension superficielle pour chacun des essais est en accord avec la littérature. De plus, la valeur moyenne diminue avec l’augmentation de la vitesse fil, donc de l’énergie de soudage. L’essai 2 fournit deux mesures de tension superficielle extrêmes (respectivement autour de 0,6 et supérieure à 2). Néanmoins, grâce au grand nombre de gouttelettes traitées, l’écart-type est le plus petit des trois essais.

La correction de la tension superficielle réalisée avec l’équation (3.10) augmente légèrement les estimations. La tension superficielle estimée augmente en moyenne de 15% pour l’essai 1, de 17% pour l’essai 2 et de 33% pour l’essai 3. Pour ce dernier essai, il est difficile de conclure à cause du faible nombre de données disponibles. Ces écarts-type importants viennent probablement de la surestimation de la correction proposée dans ce travail alors que les amplitudes des oscillations sont modérées : très peu de gouttelettes ont des amplitudes initiales $a_{2,initial}$ qui dépassent 0,4. Si la modification proposé par Tsamopoulos et Brown avait été utilisée, la différence aurait été beaucoup moins importante.

Pour ces trois essais, la tension superficielle demeure élevée. Par rapport aux nombres adimensionnels calculés dans la section 3.4.1, ces valeurs élevées soutiennent le fait que la tension superficielle joue un rôle primordial dans le comportement des gouttelettes lors de leur phase de vol libre, et donc que c’est une phase intéressante pour estimer la tension superficielle in-situ.

3.4.5 Évolution de la tension superficielle avec la température

L’acquisition synchronisée permet d’obtenir pour une même gouttelette l’estimation de la tension superficielle et sa température. La figure 3.22 présente pour les trois essais la tension superficielle corrigée en fonction de la température moyenne des gouttelettes.

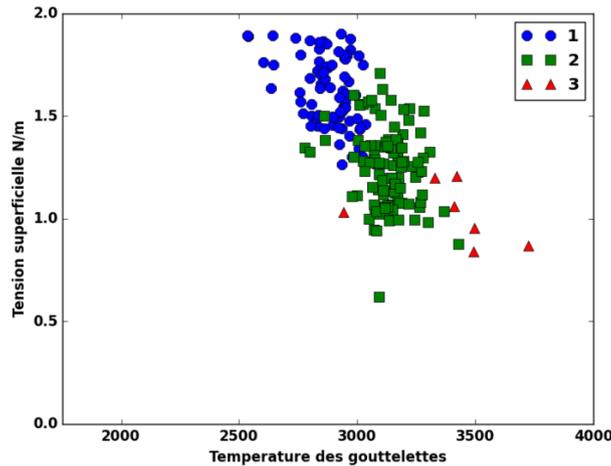


FIGURE 3.22 – Représentation de la tension superficielle en fonction de la température pour les trois essais.

Pour une même vitesse fil, les gouttelettes peuvent avoir des températures qui sont plus ou moins élevées par rapport à la température moyenne observée. En outre, des gouttelettes issues de deux essais différents, et donc avec des conditions de détachement différentes, peuvent avoir la même température. Comme il semble que les effets dynamiques ont une influence relativement faible sur le comportement des gouttelettes, l'élément le plus important est la dépendance de la tension superficielle à la température. Les résultats de la figure 3.22 confirment cette hypothèse. En effet, les points de mesure issus des différents essais semblent s'organiser autour d'une courbe de tendance, traduisant une décroissance de la tension de surface avec la température.

Ces données permettent d'avoir l'évolution de la tension superficielle sur la gamme de températures des gouttelettes obtenues au cours des essais. Pour les mesures dont la température est supérieure à 3000 K, on remarque une décroissance importante de la tension superficielle. Par contre pour les mesures inférieures à 3000 K, on voit que la décroissance est moins importante. Une approximation linéaire des données de la figure 3.22 fait apparaître un coefficient de $-1.03 \cdot 10^{-3}$ pour la dépendance de la tension de surface avec la température. Les données disponibles dans la littérature [86] permettent de connaître l'évolution de la tension superficielle du fer pur avec la température. Pour ce métal, la tension superficielle est de 1,7 N/m à $T=1700$ K. Si on extrapole la tension superficielle pour nos points de mesure, les valeurs obtenues dépasseront certainement les valeurs de la littérature. Ceci peut s'expliquer par le fait que peu de mesures ont été réalisées dans un plasma d'arc. Le plasma d'arc a une composition du gaz différente des atmosphères classiquement rencontrées en conditions de laboratoire, et qui par essence intervient sur la définition de la tension superficielle. Pour la température d'évaporation du 316L (estimée normalement autour de 3500 K), la tension superficielle doit être faible. Avec les mesures réalisées, on constate que les valeurs obtenues sont encore importantes. Cela peut provenir du fait que le plasma d'arc a une pression supérieure à la pression atmosphérique.

3.5 Conclusion

L'approche expérimentale développée permet de réaliser des mesures couplées de température et de tension de surface de gouttelettes de métal liquide en cours de soudage à l'arc. Ces mesures sont effectuées *in-situ* et donnent accès à des valeurs de ces grandeurs prenant en compte de facto l'interaction du métal liquide avec le plasma d'arc. La détermination de la tension de surface utilise une théorie classique qui repose sur l'étude des oscillations des gouttelettes de liquide. Cette théorie a été initialement établie dans le cas d'oscillations de petites amplitudes. Une

étude numérique en volumes finis a permis de proposer un terme de correction pour étendre la détermination de la tension superficielle au cas des oscillations de grandes amplitudes.

Une série d'essais, réalisés en MAG pulsé avec de l'acier inoxydable 316L, a permis de souligner l'importance de la tension de surface dans le comportement des gouttelettes de métal liquide au cours de leur transfert. L'influence des paramètres procédés et la diminution de la tension superficielle avec la température ont également pu être mises en évidence et quantifiées.

Cette étude a porté sur une plage de températures comprises entre 2600 K et 3500 K. Les régulations actuelles des postes de soudage permettent de réaliser des opérations avec des cycles moins énergétiques conduisant ainsi à des températures de phases liquides plus faibles. Il pourrait être intéressant d'étendre ce type d'approche à des cycles avec des niveaux d'énergie plus faibles et ainsi caractériser le comportement des gouttelettes de métal liquide, ainsi que les propriétés thermophysiques, sur une plage de températures plus large.

De même, l'approche présentée ici offre des perspectives intéressantes pour la caractérisation in-situ du comportement de l'ensemble des phases liquides impliquée en soudage à l'arc, et ce, pour différents modes de transfert.

Chapitre 4

Étude de la dynamique des phases liquides du transfert par court-circuit contrôlé.

4.1 Introduction

Les opérations de soudage en chanfrein étroit sont principalement effectuées sur des tuyauteries. Le soudage de tuyauterie nécessite de souder en position et donc de conserver un bain suffisamment "froid" pour éviter les effondrements. Pour cela, des transferts faiblement énergétiques sont utilisés, et principalement les transferts par court-circuit contrôlé comme le Cold Metal Transfert. De plus, ce type de transferts contrôlés permet une meilleure maîtrise des transferts de masse, diminuant ainsi la quantité de projections.

Les réparations post opération de soudage sont coûteuses en temps. C'est pourquoi une bonne maîtrise du procédé constitue un atout en terme de productivité. La maîtrise du comportement des phases liquides est donc essentielle afin de s'affranchir des défauts géométriques. Parmi ceux-ci, les défauts de mouillage sont directement liés aux propriétés thermophysiques des matériaux. Les défauts de type collage résultent quant à eux d'un manque de fusion localisé provenant d'un manque d'énergie ou d'une mauvaise répartition de l'énergie. L'étude de la température du bain de soudage pourrait ainsi permettre de détecter l'apparition de ces défauts.

Un cycle de soudage court-circuit peut être séparé en deux parties : une première hors court-circuit et la seconde du début du court-circuit jusqu'à la rupture du pont liquide. La maîtrise du cycle complet de soudage par court-circuit nécessite donc la compréhension du comportement de la macro-goutte mais également du transfert et de la rupture du pont liquide. Deux types de rupture peuvent apparaître : un premier type où la rupture entre le fil fondu et la macro-goutte est "nette", c'est-à-dire sans formation de satellite, et un deuxième type où la rupture du ménisque liquide conduit à la formation d'un satellite. L'étude de la rupture du ménisque passe par une phase d'observation afin de comprendre les phénomènes physiques mis en jeu. Durant la phase de détachement du fil, des effets électromagnétiques, mécaniques et thermiques sont mobilisés. Le problème étudié est donc électro-thermo-capillaire durant le court-circuit et thermo-capillaire pour l'étude du comportement de la macro-goutte durant le temps froid. Les différents effets dynamiques sur les phases liquides seront étudiés : de la dynamique du ménisque lui-même à celle de la macro-goutte dans les instants précédant le court-circuit. Cette étude sera réalisée expérimentalement à l'aide de l'observation et de l'extraction de la géométrie des phases liquides. Ces observations, couplées à l'acquisition des paramètres électriques et des champs de température de surface, doivent permettre l'analyse et la modélisation de la dynamique de ces phases liquides.

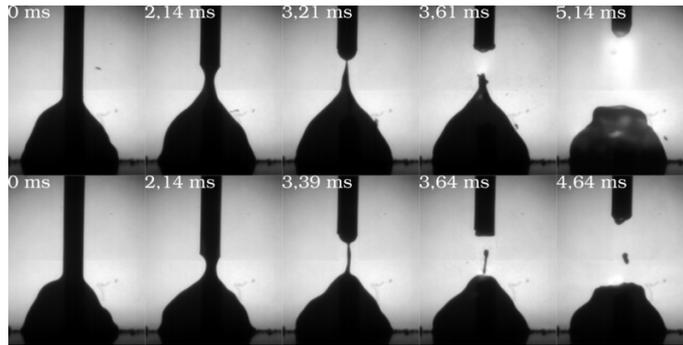


FIGURE 4.1 – Deux types de rupture du pont liquide : avec et sans l'apparition de satellites.

Ce chapitre est composé de cinq parties :

- une première où l'instrumentation du procédé et les contraintes induites par le procédé seront exposées,
- une seconde où l'observation et l'extraction de données permettront de mieux comprendre et évaluer la dynamique des phases liquides mises en jeu,
- une troisième où l'influence globale des paramètres procédé sur l'évolution globale des essais sera étudiée,
- une quatrième où les différents types de détachement seront comparés : avec et sans satellite (figure 4.1),
- une dernière où la dynamique des phases liquides sera analysée et discutée.

4.2 Dispositif expérimental

L'objectif du dispositif expérimental développé est de pouvoir étudier la dynamique des deux phases liquides mises en jeu : la macro-goutte et le ménisque. Pour cela, les géométries de ces deux phases doivent pouvoir être observées. De plus, les propriétés physiques de ces phases étant thermo-dépendantes, la mesure de température est intégrée au dispositif. Enfin, les paramètres procédé sont également mesurés en cours de soudage, de façon synchronisée, afin d'appréhender leurs éventuels effets.

4.2.1 Procédé CMT

Le procédé de soudage choisi pour cette étude est un procédé de soudage par court-circuit contrôlés, il s'agit du procédé Cold Metal Transfert (CMT) de la société Fronius. La particularité de ce procédé concerne la gestion du dévidage du fil fusible. Lors du temps de court-circuit, le fil remonte afin d'opérer une rupture mécanique du pont liquide, par étirement, et non une rupture brutale due aux seuls effets électromagnétiques, comme dans le cas des procédés à court-circuit classiques.

Le dispositif présenté dans la section précédente permet l'observation synchronisée des grandeurs physiques liées au procédé (vitesse fil, tension, courant) et l'observation du transfert. La figure 4.2 présente la variation des grandeurs physiques et l'observation du transfert pour un essai avec un paramètre de vitesse fil de 1 m/min.

Cette observation couplée permet de distinguer cinq parties distinctes au cours du cycle :

1. Le fil a une vitesse constante et descend vers le bain. Le courant est faible ($\simeq 30$ A), la tension est stable (> 20 V), pour entretenir l'extrémité fondue du fil et l'arc.
2. Le fil entre en contact avec le bain, un court-circuit est formé. La tension chute à une valeur proche de zéro, le courant est maintenu faible grâce à l'onduleur constituant le poste. La vitesse de fil commence à diminuer.

3. La vitesse de fil devient négative, le fil remonte. Cela entraîne un étirement du ménisque liquide. Les grandeurs électriques sont maintenues à leurs niveaux bas (30 A, 3 V).
4. La rupture du ménisque a lieu, l'arc est réamorçé. Le niveau des grandeurs électriques remontent.
5. La vitesse de fil revient à une valeur stable et positive. Les grandeurs électriques restent élevées pour entraîner la fusion de l'extrémité du fil et ainsi former une partie liquide importante en bout de fil.

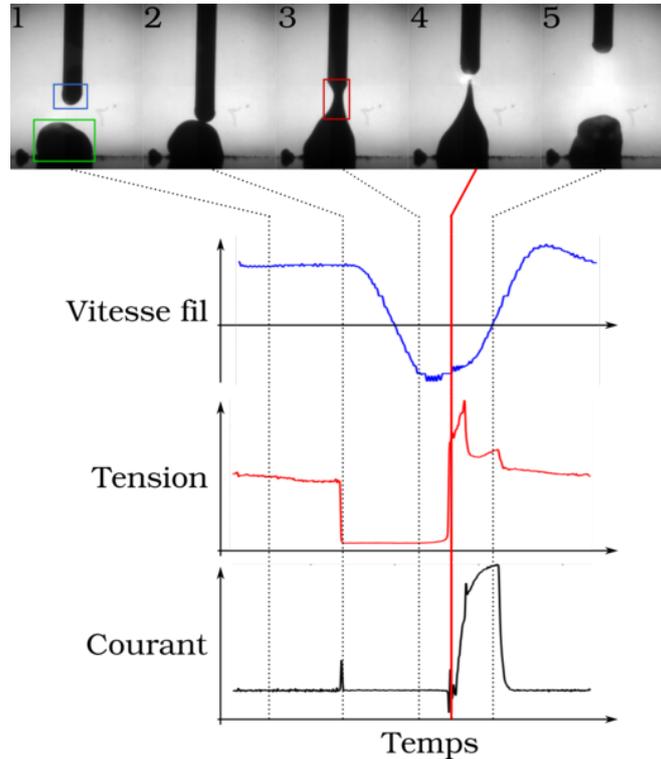


FIGURE 4.2 – Observation couplée des grandeurs physiques (vitesse fil, tension, courant) et du comportement des différentes phases. Ligne rouge : rupture du court circuit. Trois zones liquides : bleu : la goutte pendante, vert : la macro-goutte, rouge : le ménisque.

La figure 4.2 permet d'identifier les trois zones liquides du soudage CMT : la macro-goutte, la goutte pendante en bout de fil et le ménisque liquide. De plus, ces observations couplées à la mesure des grandeurs physiques permet d'identifier leurs valeurs au moment de la rupture : l'intensité reste faible, la vitesse de remontée est à son maximum et la tension augmente brutalement.

4.2.2 Observations et mesures couplées

Tout comme précédemment, les essais de soudage sont réalisés en configuration statique. Le soudage statique n'est pas parfaitement représentatif des configurations industrielles. Toutefois, le soudage statique permet d'étudier l'évolution des phases liquides cycle après cycle en se rapprochant de modèles de la littérature. L'instrumentation mise en place reste entièrement synchronisée. Les mesures des grandeurs physiques (courant, tension) sont réalisées à une fréquence d'échantillonnage de 80 kHz. Dans cette étude, en plus de ces deux mesures, la vitesse d'avance du fil est mesurée ; en effet, avec le procédé CMT, la vitesse de fil varie, en sens et intensité, pour faciliter la rupture du pont liquide. Cette vitesse a une fréquence de variation importante, c'est pourquoi la mesure doit être effectuée avec une fréquence d'échantillonnage importante et au plus proche de la sortie de fil de la torche. La mesure est donc effectuée directement dans la

torche de soudage sur le moteur d'avance du fil à l'aide d'un compteur permettant une mesure à très haute fréquence.

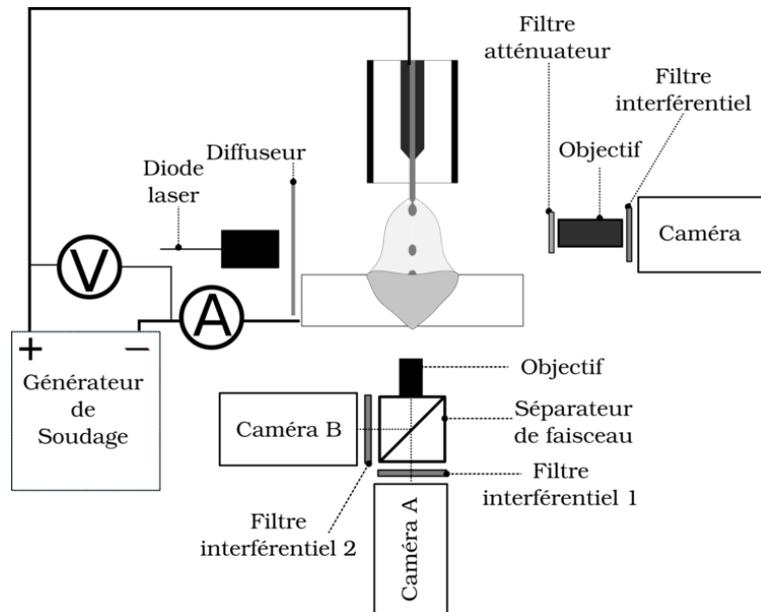


FIGURE 4.3 – Dispositif expérimental utilisé pour l'étude.

Le dispositif d'observation par ombroscopie est placé à 90° par rapport au dispositif de mesure de température. Cela permet, comme dans la partie précédente, d'observer les phases liquides de deux points de vue différents et de façon synchronisée. La mesure couplée permet de comparer les cycles entre eux et non pas seulement de comparer les essais dans leur globalité. Le dispositif d'observation enregistre la scène à une fréquence de 28000 images par seconde, alors que le dispositif de mesure de température enregistre la scène à une fréquence de 18000 images par seconde. Cette différence d'échantillonnage est due à une différence de résolution entre les deux dispositifs. La résolution est volontairement réduite pour l'observation des contours afin d'atteindre une vitesse d'observation permettant la détection d'éventuelles instabilités lors de la rupture du pont liquide. Dans le cas de la mesure de température, la résolution est plus importante afin de permettre l'observation des champs de température sur toute la macro-goutte, en conservant une bande en bord d'image afin de permettre la réorientation des images pour une superposition optimale. Cette différence de fréquence d'échantillonnage nécessite donc une resynchronisation des images afin de conserver une mesure couplée.

Ombroscopie La méthode d'observation utilisée dans cette partie est différente de celle utilisée précédemment (cf. chapitre 3). La technique d'ombroscopie, en améliorant le contraste global de l'image, permet de visualiser la forme extérieure des phases liquides même en présence d'arc. Il s'agit d'éclairer la scène depuis l'arrière plan pour obtenir une image contrastée en clair/obscur. L'utilisation de cet éclairage permet d'utiliser un filtre interférentiel de longueur d'onde plus élevée, ainsi que des filtres atténuateurs. Cela permet une meilleure filtration de l'arc de soudage, en gardant intacts les contours des zones d'intérêt. Les parties où la lumière est masquée sont noires et le reste est blanc (dans le cas d'une caméra à niveaux de gris). Ce contraste prononcé facilite la détection des contours des phases liquides. La figure 4.4 illustre ce principe d'observation dans le cas d'un éclairage par diode laser.

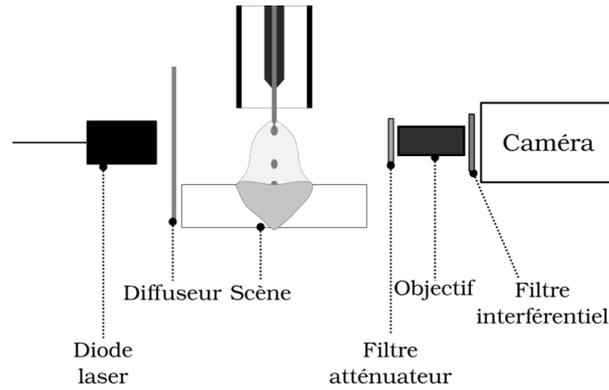


FIGURE 4.4 – Principe de l’observation par ombroscopie.

Dans le cas présent, l’éclairage par diode laser est réglé sur une puissance de 20 W et positionné 20 cm derrière la torche de soudage. La résolution utilisée est de 252x320 pixels. La fréquence d’acquisition est de 28000 images par seconde. Les 8 Go de capacité de mémoire de la caméra permettent donc d’enregistrer 52198 images par essai, soit une durée de 1,864 seconde de soudage.

Mesure de température Le dispositif de mesure de température est le dispositif présenté dans la partie 2.3.3.3. Pour cette campagne expérimentale, la fréquence d’acquisition est de 18000 images par seconde, et la résolution de 384x384 pixels. Cela permet la mesure de température pendant une durée de 1,61 seconde par essai. La durée d’observation des phases liquides est donc légèrement supérieure à celle de la mesure de température. Pour une centaine de périodes observées par cycle, la mesure de température ne sera pas effectuée sur une dizaine de périodes.

4.2.3 Les paramètres procédé

Afin d’étudier l’influence des paramètres procédé sur la rupture du ménisque et le comportement de la macro-goutte, quatre valeurs nominales de vitesse fil, couvrant toute la gamme de réglage accessible, ont été sélectionnées :

1. 1 m/min
2. 2,5 m/min
3. 4,5 m/min
4. 6,5 m/min

Les matériaux sont identiques à ceux des essais réalisés dans le chapitre 3 afin de conserver et utiliser les données de tension superficielle recueillies *in-situ*. Les paramètres conservés constants au cours des essais sont donc :

- Fil ϕ 1,2 mm, acier inoxydable 316 L.
- Gaz de protection, mélange binaire 98% Argon + 2% CO₂.
- Soudage statique sur disque en acier 316L ϕ 160 mm, épaisseur 5 mm.
- Stick out 20 mm.
- Transfert CMT.

La durée de soudage est de trois secondes. Mais la capacité de stockage vidéo à ces fréquences d’acquisition ne permet d’en observer que 1,86 seconde. Cette durée de 1,86 s représente donc environ 100 périodes de court-circuit/rupture de pont liquide. Toutes les périodes observées sont traitées, sauf dans le cas du dernier essai. En effet, l’augmentation de l’intensité de soudage rend ce paramètre instable : le transfert passe aléatoirement d’un mode globulaire à un mode court-circuit. Pour cet essai, environ quarante périodes ont été retenues.

4.3 Méthodes de traitement, premières tendances générales

L'étude comporte deux parties principales : l'étude de la macro-goutte et l'étude du ménisque. Dans le cas de l'étude de la macro-goutte, son comportement global permet de comprendre les effets de forme et les mouvements engendrés sur le bain de fusion. Il est donc nécessaire d'obtenir une description géométrique de celle-ci : hauteur, diamètre. Pour le ménisque, sa dynamique permet d'étudier la stabilité de celui-ci. Les grandeurs à mesurer sont donc liées à la dynamique : hauteur de striction, rayon de striction. Enfin, afin d'obtenir une description globale du système le rayon de l'ensemble macro-goutte et ménisque doit être évalué.

4.3.1 Données à mesurer

Les informations géométriques à mesurer sont illustrées par la figure 4.5.

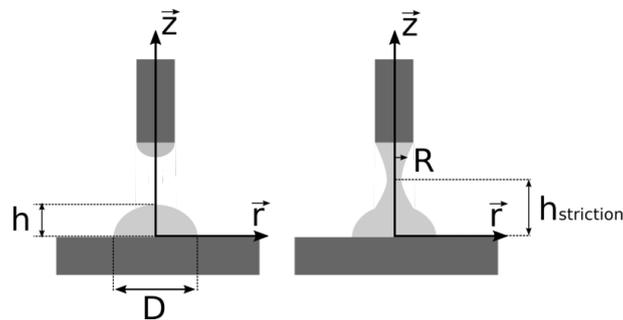


FIGURE 4.5 – Les différentes grandeurs géométriques à mesurer dans les deux phases d'un cycle.

Afin d'étudier le comportement du bain liquide, deux mesures principales doivent être effectuées hors court-circuit :

- le diamètre de la macro-goutte D ,
- la hauteur de la macro-goutte h .

Ces mesures permettent d'étudier l'étalement de la macro-goutte, mais également sa dynamique au cours du cycle.

Une fois le ménisque formé, quatre autres mesures principales doivent être effectuées :

- l'évolution du rayon du ménisque R ,
- le rayon minimum, ou rayon de la zone de striction $R_{striction}$,
- la position verticale de la zone de striction $h_{striction}$,
- la position verticale de la zone de rupture $h_{rupture}$, la dernière position de $h_{striction}$ avant la rupture.

4.3.2 Détection de contour appliquée au court-circuit

L'étude des vidéos obtenues à l'aide de la caméra rapide est réalisée à l'aide du même algorithme de détection de contours que dans le chapitre 3. Deux périodes temporelles sont étudiées : une première hors court-circuit et en courant faible et une seconde durant le court-circuit jusqu'à la rupture du ménisque.

La première partie du cycle étudié permet d'observer la macro-goutte hors sollicitations extérieures. Ici, le courant est faible, environ 30 A, et la tension d'environ 20 V. Les faibles valeurs de ces grandeurs facilitent également la détection des contours puisque le plasma d'arc rayonne peu pour ces niveaux d'énergie. Dans le cas présent, la détection est effectuée en cherchant un contour dont le point de début et le point de fin sont définis. La figure 4.6 présente les contours obtenus lors de l'observation d'une période hors court-circuit de l'essai 2.

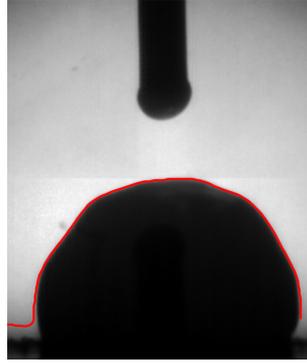


FIGURE 4.6 – Détection d’un contour de la macro-goutte, hors court-circuit.

Durant le temps de court-circuit, l’arc est absent. Cela permet d’obtenir un contraste élevé qui facilite la détection des contours. Le même algorithme que précédemment est utilisé, mais en définissant dans ce cas deux points de départ et deux points d’arrivée. Deux contours sont ainsi obtenus. La figure 4.7 présente les contours obtenus à un instant donné lors, d’un cycle de court-circuit.

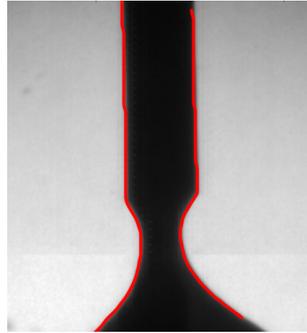


FIGURE 4.7 – Détection des deux contours du ménisque à un instant donné, pendant la remontée du fil.

Au cours du cycle, la forme géométrique du ménisque s’écarte parfois de l’hypothèse d’axi-symétrie. Afin de réduire l’erreur due à cette hypothèse, le rayon du ménisque est évalué par rapport à l’axe principal du ménisque qui est repositionné pour chaque image.

Afin d’étudier l’évolution de ces contours au cours du temps sur tout un essai, un seul contour par cycle sera utilisé. Dans le cas où les cycles devront être comparés entre eux, toutes les images seront traitées. Les mesures effectuées une fois par cycle sont :

- le diamètre de la macro-goutte, D , qui est mesuré en prenant l’écart maximal entre deux points du contour à une hauteur fixée,
- la hauteur de rupture, $h_{rupture}$ qui est la position verticale de la zone de striction au dernier temps d’une période,
- la hauteur de la macro-goutte avant le court-circuit h , qui est la position en \mathbf{z} la plus élevée du contour sur la dernière image avant le court-circuit.

Les mesures effectuées sur toutes les images d’un cycle sont :

- le rayon principal du ménisque, R à savoir la distance entre le contour et l’axe principal du ménisque,
- le rayon de striction $R_{striction}$, le rayon minimal du ménisque,
- la hauteur de striction $h_{striction}$, la position verticale de la zone de striction,
- la hauteur de la macro-goutte h , qui est la position en \mathbf{z} la plus élevée sur les contours de la macro-goutte durant la partie du cycle hors court-circuit.

4.3.3 Dynamique des contours

La détection de contour permet d'obtenir une information à un instant précis. En étudiant les contours de chacune des images, l'évolution temporelle de ces contours est obtenue. Les phases liquides observées bougent, nécessitant l'étude de la dynamique de ces contours. Dans le cas de la macro-goutte son excitation est un paramètre à prendre en compte. Alors que dans le cas du ménisque, sa dynamique permet d'apprécier la stabilité de celui-ci.

4.3.3.1 Mouvements de la macro-goutte hors court-circuit

Différentes données peuvent être obtenues grâce à la détection de contour sur la macro-goutte. Durant cette partie du cycle, la macro-goutte oscille verticalement suite à son étirement lors de la rupture précédente. Comme l'illustre la figure 4.8(a), le diamètre de la macro-goutte ne varie pas durant cette partie du cycle. La position du point triple reste constante hors court-circuit. Ainsi en traçant l'évolution de la hauteur du dépôt divisée par son diamètre, les oscillations de la macro-goutte peuvent être observées. La figure 4.8(b) représente l'évolution du ratio hauteur/diamètre des contours de la figure 4.3.3.1.

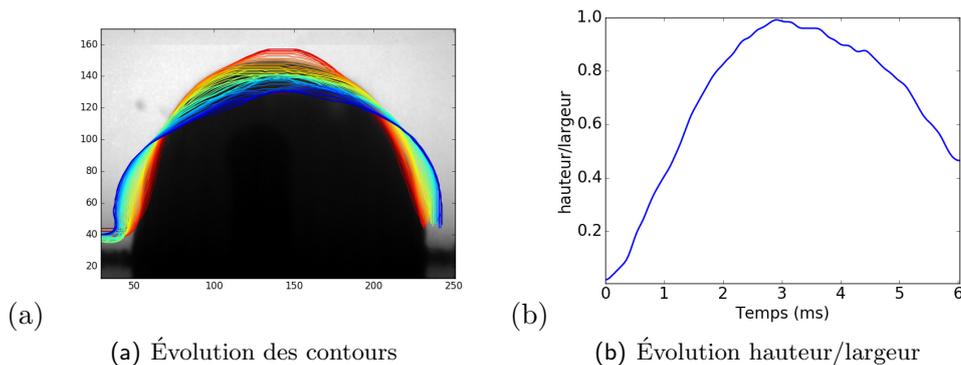


FIGURE 4.8 – Hauteur/largeur issue des contours de la macro-goutte durant une période, hors court-circuit.

La fréquence d'oscillation est faible, et une période complète ne peut être observée entre deux court-circuits. En effet, le volume mis en jeu et les températures plus faibles que dans le cas du soudage en transfert pulsé utilisé dans le chapitre 3 engendrent des périodes d'oscillation plus longues. Les valeurs de ratio hauteur/diamètre sont comprises entre 0,1 et 1. Lorsque le ratio est égal à 0,5 la macro-goutte présente une forme de calotte sphérique, alors que lorsque le ratio augmente vers 1 la macro-goutte prend une forme plus étirée vers le haut, jusqu'à présenter une forme de demi-ovoïde dont le grand axe est deux fois plus grand que le petit axe.

4.3.3.2 Mouvements de la macro-goutte durant l'étirement

La macro-goutte oscille durant le temps hors court-circuit d'un cycle, mais lors du court-circuit et de la remontée du fil, la macro-goutte s'étire pour suivre le ménisque. Toutefois, des oscillations restent observables. Afin d'observer ces mouvements, les évolutions des rayons de la macro-goutte selon trois angles (30° , 45° et 60°) peuvent être tracées au cours de la remontée du fil. La figure 4.9 représente les évolutions et les positions de ces trois angles pour une période de court-circuit.

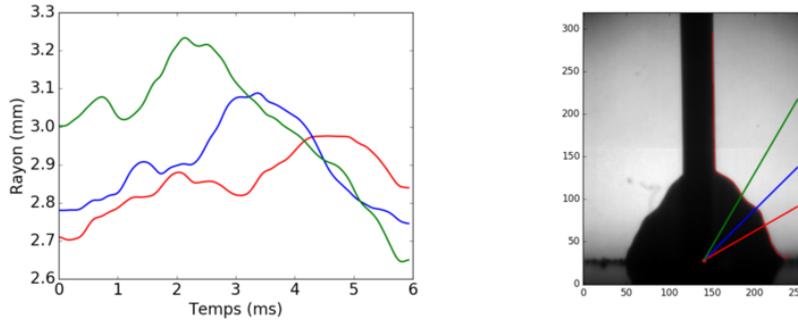


FIGURE 4.9 – Rayons de la macro-goutte selon trois angles : 30°, 45° et 60° durant l'étirement du ménisque.

Dans cette figure, l'évolution du rayon à 60° montre l'amincissement important de la partie haute de la macro-goutte durant le retrait du fil. En effet, le rayon diminue de 3 mm à 2,65 mm, soit une diminution de 12 %. Pour les trois angles, des oscillations peuvent être observées sur la variation du rayon. Ces mouvements sont dus à la dynamique du bain hors court-circuit ainsi qu'aux perturbations apportées par l'insertion du fil dans la macro-goutte au moment du court-circuit. Dans la première partie du court-circuit, le fil continue à descendre dans le bain, ce qui entraîne un gonflement du bain et donc l'augmentation des rayons aux différents angles.

4.3.4 Vitesses de striction du ménisque

L'étude des vitesses de striction du ménisque doit permettre d'identifier l'apparition d'instabilités lors du transfert de masse. Le diamètre principal du ménisque évolue jusqu'à la rupture du pont liquide. L'évolution de ce diamètre peut être tracée en considérant l'évolution du plus petit écart mesuré entre les deux contours d'un instant donné. La figure 4.10 représente l'évolution du diamètre minimum au cours du temps pour les contours présentés en figure 4.7.

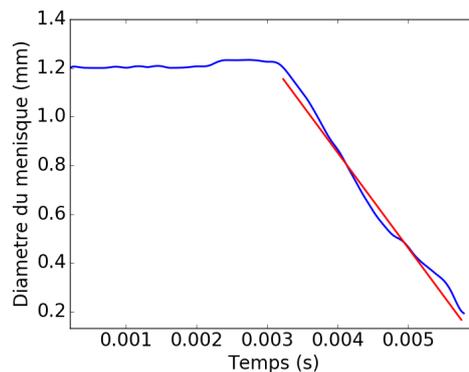


FIGURE 4.10 – Évolution du rayon du ménisque au cours du temps.

Dans la première partie de la courbe, le diamètre reste constant. Il s'agit de la période pendant laquelle le fil continue à s'enfoncer dans la macro-goutte. Ensuite, le diamètre minimum diminue linéairement jusqu'à la rupture. La vitesse de striction du ménisque peut donc être évaluée sur la dernière partie de la courbe. L'évolution du diamètre étant linéaire, la vitesse est obtenue à l'aide du coefficient directeur de l'approximation linéaire associée à la dernière partie de la courbe, représentée en rouge sur la figure 4.10. Dans le cycle présenté ici, la vitesse de striction mesurée est de 380 mm/s.

4.3.5 Évolution des pressions

L'étude de la pression dans le ménisque a pour but d'identifier des zones de surpression ou de sous-pression créant des zones de blocages de l'écoulement dans le ménisque, pouvant favoriser l'apparition de satellites. La pression dans le ménisque n'est pas constante. Elle varie en fonction de la géométrie du ménisque ainsi que des grandeurs physiques mises en jeu. Deux actions principales peuvent être relevées. La pression capillaire s'exprime par la formule de Laplace. Dans la littérature, les ponts liquides ont des rayons faibles et l'utilisation de l'équation de conservation suivant la direction radiale permet d'introduire la pression capillaire dans cette équation. La pression capillaire est calculée à partir de la géométrie $R(z, t)$ du pont liquide. Cette pression représente la différence de pression à l'interface entre les deux milieux ; dans le cas présent, il s'agit du saut de pression à la surface du pont liquide. L'équation de Laplace 4.1 permet de relier cette pression à la tension de surface et à la courbure de l'interface :

$$p_{capillaire} = \sigma(T) \left(\frac{1}{R\sqrt{1 + (\partial R/\partial z)^2}} - \frac{\partial^2 R/\partial z^2}{(1 + (\partial R/\partial z)^2)^{\frac{3}{2}}} \right) \quad (4.1)$$

Dans le cas d'un ménisque dont l'axe principal est vertical, comme dans le cas de la figure 4.11, l'expression 4.1 peut être calculée à l'aide de l'expression suivante :

$$p_{capillaire} = \rho(T) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (4.2)$$

Les rayons R_1 et R_2 sont les rayons de courbure principaux du ménisque. Ils sont déterminés sur le contour de droite du ménisque et l'axe principal du ménisque est défini comme l'axe milieu des deux contours.

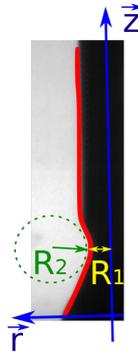


FIGURE 4.11 – Représentation des rayons de courbure principaux R_1 et R_2 du ménisque.

Durant le temps de court-circuit, le ménisque liquide est parcouru par le courant du temps bas. La diminution de section de passage engendre l'augmentation de la densité de courant dans la zone de striction. Les forces de Lorentz présentées dans le chapitre 1 augmentent avec l'augmentation de la densité de courant, créant une élévation de la pression dans le ménisque. le calcul de l'expression de la pression électromagnétique est détaillé dans l'annexe A et peut s'écrire :

$$p_{electro}(r, z, t) = \frac{\mu_0 j_0^2}{4} \left(\frac{R_0^4}{R_1^2(z)} - \frac{R_0^4}{R_1^4(z)} r^2 \right) \quad (4.3)$$

Avec $j_0 = \frac{I}{\pi R_0^2}$ où R_0 est le rayon du fil et μ_0 la perméabilité du vide.

La figure 4.12 présente, sur le graphe de gauche, l'évolution des pressions électromagnétique et capillaire pour le ménisque à l'instant observé sur la figure 4.11. La pression électromagnétique varie en fonction du rayon. La courbe tracée ici correspond à sa valeur maximale, obtenue au

centre du ménisque (en $r = 0$). En effet, dans le cas où le rayon du ménisque est suffisamment faible, on peut supposer la pression capillaire appliquée sur la surface du ménisque constante à l'intérieur de celui-ci.

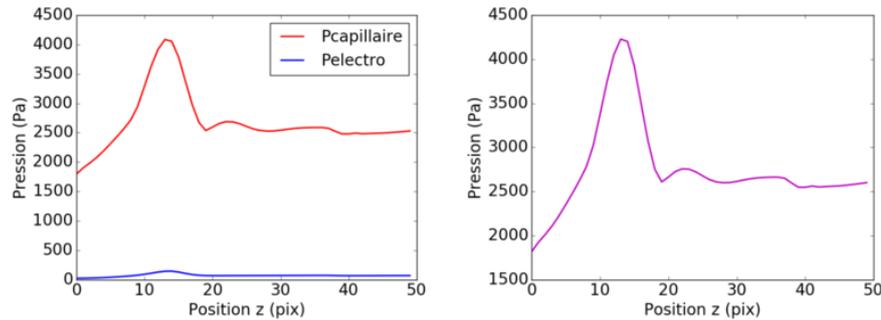


FIGURE 4.12 – Évolutions des pressions électromagnétique en bleu, capillaire en rouge, et de la pression totale sur le graphique de droite en fonction de la position z . Cas du ménisque présenté en figure 4.11.

Dans le cas exposé ici, la pression capillaire est dominante face à la pression électromagnétique. En effet, la diminution de rayon est trop faible pour ce contour pour que la différence de flux magnétique engendre une pression importante. De plus, le courant du temps de court-circuit est contrôlé par le poste et reste donc faible, 30 A. Ainsi, une pression équivalente peut être calculée en additionnant les pressions capillaire et électromagnétique, représentant l'effet cumulé de ces deux pressions. Il s'agit du second graphique de la figure 4.12 (graphe de droite). Dans le cas présenté, l'allure de cette pression totale conserve celle de la pression capillaire avec un décalage correspondant à la valeur de la pression électromagnétique. Les maximums atteints dans la zone de striction sont de 4000 Pa pour la pression capillaire et 200 Pa pour la pression électromagnétique pour le temps étudié.

La figure 4.13 représente une cartographie temporelle de l'évolution de la pression dans l'axe principal du ménisque. La pression est calculée pour chaque instant, grâce à l'extraction des contours de chacune des images de la période de court-circuit. Ainsi, l'évolution en temps et en position de la variation de pression est obtenue.

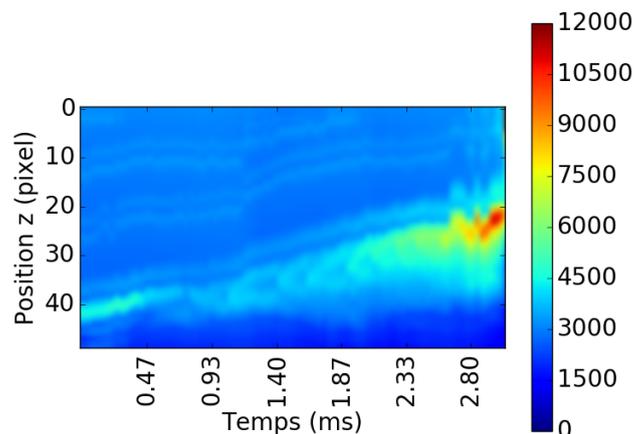


FIGURE 4.13 – Cartographie de la pression totale au cours du temps.

La figure 4.13 permet d'observer l'augmentation rapide de la pression dans la zone de striction. Cette augmentation de pression peut-être reliée à la diminution rapide des deux rayons de

courbure principaux du ménisque. Grâce à cette cartographie, la position de la zone de striction est connue depuis le début de l'étirement jusqu'à la rupture du pont liquide.

L'augmentation de pression observée dans le cas de cet essai atteint un maximum de 12000 Pa.

4.3.6 Évolution de température au cours du cycle

L'observation des champs de température de surface permet d'accéder à des évolutions de température localisées, traduisant certains phénomènes physiques durant le temps de court-circuit. Dans le cas du cycle présenté en figure 4.14, la température initiale moyenne de la macro-goutte peut sembler supérieure à la température du reste du cycle. Cela est dû aux radiations de l'arc perturbant la mesure. Toutefois, l'extrémité liquide de l'électrode entre en contact avec la macro-goutte en étant à une température supérieure. Elle a en effet été surchauffée par le temps chaud du cycle. À partir du temps 0,55 ms, où la partie haute de la macro-goutte a une température légèrement supérieure au reste à cause de l'insertion de l'extrémité plus chaude du fil, la masse de l'ensemble de la macro-goutte tend à homogénéiser cette répartition de température. La température de l'extrémité liquide du fil ne peut toutefois pas être évaluée précisément, car l'arc, même faible, engendre trop de perturbations dans cette configuration optique adaptée au court-circuit. Jusqu'à 3,33 ms la température est homogénéisée, mais, après l'instant repéré 3,33 ms, le fil remonte et une augmentation locale de la température au niveau de la zone de striction peut être observée. Ces variations et homogénéisations locales ne modifient pas globalement la température moyenne de la macro-goutte. La macro-goutte est également échauffée par éclairage direct de l'arc durant le temps chaud du transfert. Durant le temps de court-circuit, les énergies mises en jeux sont faibles (30 A et 3 V) et ne suffisent pas à échauffer un tel volume de métal liquide.

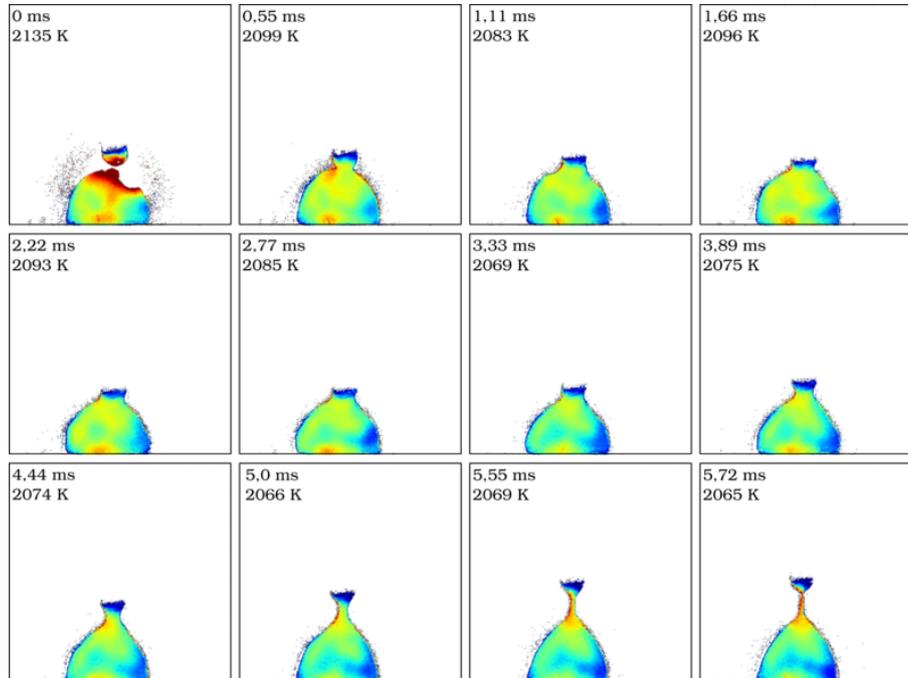


FIGURE 4.14 – Thermographie d'un cycle de court-circuit en soudage CMT. Essai référence 1.

L'observation de l'évolution des températures de surface durant des cycles de court-circuit met en évidence une homogénéité de la température par étage sur le dépôt. L'étude de la température le long d'une ligne permet donc d'obtenir une information sur la température de surface en fonction de la hauteur à la surface du dépôt. La figure 4.15 présente ce type de cartographie. La

position sur l'axe z est représentée en ordonnée, et la température est représentée en niveaux de couleurs.

La température le long de l'axe est une température moyenne d'une ligne perpendiculaire à l'axe z pour chaque altitude z . Les mesures de températures utilisées pour la définition du chronogramme sont celle de la zone présentée dans la figure 4.3.6. Les températures du chronogramme sont les moyennes des températures de chaque niveau z . Ces températures moyennes à chaque temps sont assemblées afin d'ajouter l'information temporelle et donc d'obtenir une cartographie position/temps/température. La base de la zone de mesure est située dans la partie basse de la macro-goutte et s'étend jusqu'à la partie solide du fil.

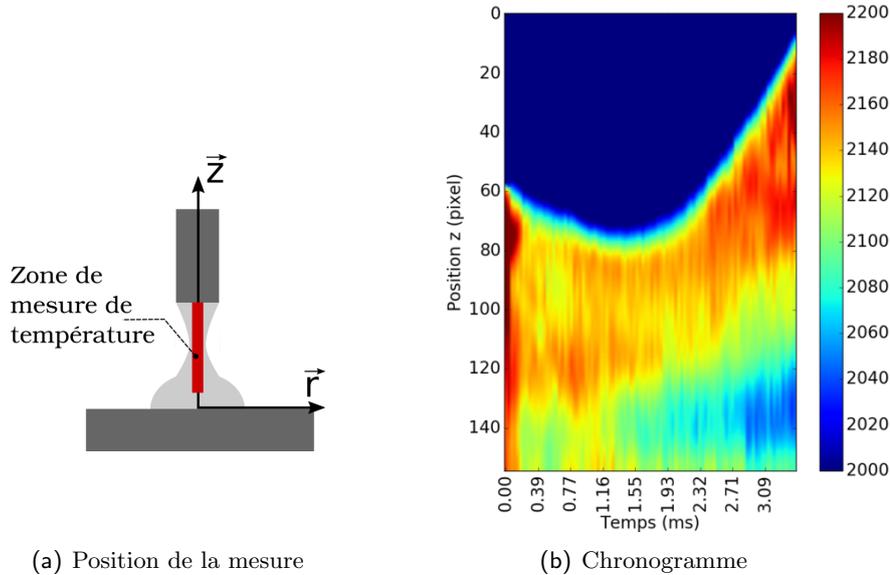


FIGURE 4.15 – Cartographie de la température de surface de l'axe principal du ménisque au court du temps.

La cartographie présentée en figure 4.15 correspond à l'évolution temporelle de la température de surface selon l'axe principal pour une macro-goutte et le ménisque liquide. En début de chronogramme, on peut noter des températures importantes. La présence d'arc en début de période crée des perturbations qui engendrent un artefact de mesure. Dès le début du court-circuit, les températures observées reviennent à un niveau proche des 2000 K. L'augmentation de température au niveau de la zone de striction est ici parfaitement visible. Un échauffement de 150 K peut être observé entre 2 ms et 3 ms. Il s'agit des derniers instants avant la rupture du pont liquide. Le rayon du ménisque est faible (inférieur à 0,2 mm) et la hauteur du ménisque est d'environ 1 mm avant rupture. Le volume du ménisque est donc faible, ce qui permet des variations rapides de la température du ménisque.

4.4 Influence des paramètres procédé

La modification de la grandeur consigne V_{fil} modifie l'ensemble des grandeurs électriques et physiques. L'impact de cette modification doit donc être étudiée pour mieux apprécier les tendances générales sur le dépôt.

4.4.1 Grandeurs associées

Les grandeurs électriques et physiques associées aux quatre paramètres utilisés sont présentées dans le tableau 4.1.

Réf.	V_{fil} (mm/s)	$V_{fil,remonte}$ (mm/s)	I_{haut} (A)	I_{bas} (A)	U (V)	f_{detach} (Hz)
1	400	1000	80	30	18	50
2	500	1000	180	40	20	55
3	750	1000	250	50	22	46
4	1000	1000	280	50	25	49

TABLE 4.1 – Grandeurs physiques et électriques associées aux quatre essais. v_{fil} et $v_{fil,remonte}$ sont les valeurs maximales observées lors d'un cycle.

L'augmentation du paramètre procédé vitesse fil, engendre une augmentation de la vitesse de descente du fil, de 400 à 1000 mm/s. Il est nécessaire de fondre le fil d'apport par effet Joule pour le bon fonctionnement du procédé. C'est pourquoi, la tension est fixée en consigne pour un paramètre donné. Ainsi, l'intensité haute qui permet la fusion du fil augmente lorsque la vitesse fil augmente. La fréquence de court-circuit est quant à elle presque constante. L'alternance du mouvement du fil n'est pas asservie. Le fil suit un cycle régulier d'alternances descente/montée, à fréquence constante.

4.4.2 Observations

La figure 4.16 présente un cycle complet en soudage CMT pour chacun des quatre paramètres de soudage. Les cycles représentés par ces séries d'images sont extraits à des moments différents au cours des quatre essais ; les volumes des macro-gouttes ne peuvent donc pas être comparés sur la base de ces images. D'un point de vue général, les macro-gouttes des essais 1 et 2 semblent subir de plus grandes déformations que celles des essais 3 et 4. La rupture du ménisque a lieu dans les quatre cas dans une zone proche de la partie solide du fil.

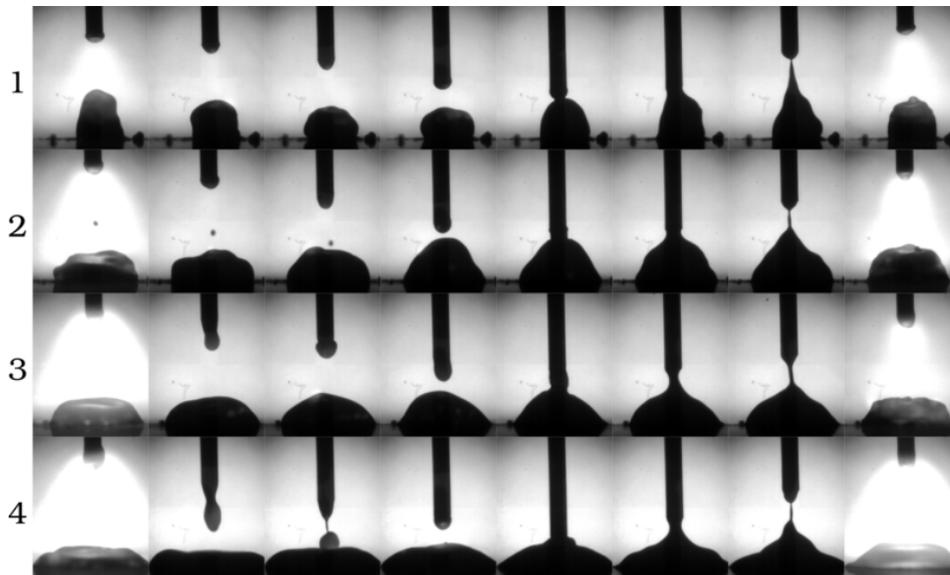


FIGURE 4.16 – Observation d'un cycle pour les quatre paramètres procédé.

Dans le cas de l'essai 4, la forte intensité du temps chaud engendre la fusion d'une grande quantité de fil. La partie liquide à l'extrémité de l'électrode est donc importante et tend à se détacher, transférant ainsi une grande partie de la quantité de matière sous forme de goutte et non durant le court-circuit. Dans le cas de l'essai 1, la géométrie de la macro-goutte semble évoluer dans la même direction que la traction du fil. Cet effet a tendance à diminuer avec l'augmentation de l'énergie de soudage. Une diminution de l'étirement de la macro-goutte semble s'observer pour chaque pas dans les paramètres procédés.

La variation des paramètres procédés modifie également l'angle de raccordement entre la macro-goutte et le disque support. L'augmentation de la vitesse fil, et donc des grandeurs électriques associées, diminue cet angle de raccordement. Le mouillage de la macro-goutte est modifié, ce qui facilite l'étalement. La variation de l'angle de mouillage est particulièrement sensible : angle proche des 90° pour l'essai 1 et angle d'environ 45° dans le cas de l'essai 4 hors sollicitation du court-circuit.

4.4.3 Évolution de la géométrie de la macro-goutte

L'évolution de l'étalement de la macro-goutte durant un essai permet d'apprécier les problématiques de mouillage de la macro-goutte. Les essais réalisés ici ont été effectués en soudage statique. Toutefois, dans un cas industriel où un mouvement relatif est opéré entre la torche et le substrat, ces mouvements peuvent engendrer des défauts de forme du joint soudé. Il est donc nécessaire de les comprendre pour obtenir une meilleure maîtrise du bain.

Dans un premier temps, le comportement global des zones liquides peut être étudié en observant la variation de forme, et donc l'étalement de la macro-goutte. En appliquant la méthode de détection de contour décrite précédemment sur chacun des cycles hors court-circuit étudiés des quatre essais, l'évolution de la macro-goutte peut-être observée. Pour chacune des périodes, une largeur moyenne est calculée. Ce diamètre moyen est un indicateur cohérent puisque la largeur de la macro-goutte n'évolue pas durant le temps hors court-circuit. La figure 4.17 présente l'évolution du diamètre moyen de la macro-goutte au cours du temps.

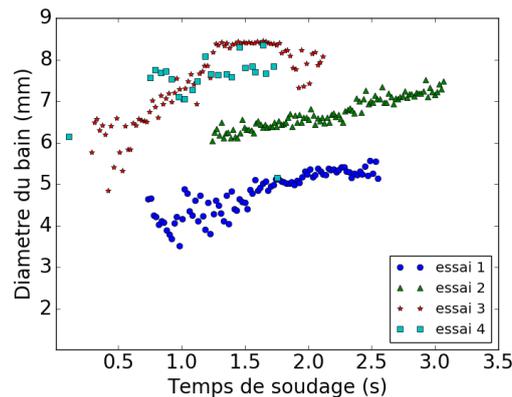


FIGURE 4.17 – Évolution de la largeur de la macro-goutte au cours du temps.

De la matière est ajoutée cycle après cycle, ce qui entraîne l'augmentation du diamètre de la macro-goutte au cours du temps. La valeur initiale de chacun des quatre essais varie car l'observation ne commence pas au même instant pour chacun des essais. Toutefois, l'allure générale de l'évolution du diamètre moyen permet d'observer l'influence des paramètres procédés sur le comportement global de la macro-goutte. L'essai 2 présente la pente la plus faible des quatre essais. Malgré une quantité de matière apportée supérieure à l'essai 1, le diamètre de l'essai 2 augmente moins. Cela signifie, que la macro-goutte de l'essai 2 se développe plus rapidement vers le haut. L'essai 3 quant à lui évolue à l'inverse de l'essai 2. On peut voir un étalement rapide de la macro-goutte au cours de cet essai. Enfin, dans le cas de l'essai 4, trop peu de points de mesure sont disponibles pour obtenir une tendance générale. Toutefois, les observations précédentes ont montré un étalement important de la macro-goutte.

En utilisant la même méthode que l'étude du diamètre de la macro-goutte, l'évolution de la hauteur de celle-ci peut être étudiée. La hauteur observée ici est la hauteur maximale du dépôt pour chaque cycle, hors temps de court-circuit. Cela permet de tracer l'évolution de la hauteur du dépôt durant chacun des essais, comme illustré par la figure 4.18.

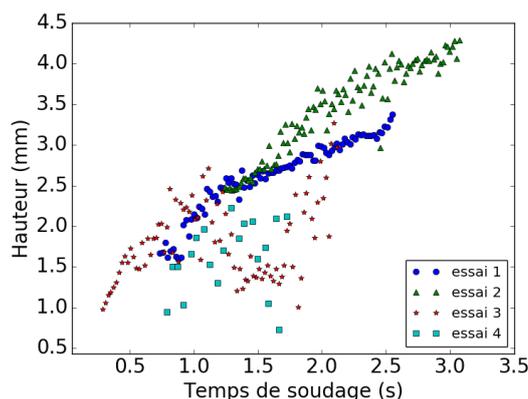


FIGURE 4.18 – Évolution de la hauteur de la macro-goutte au cours du temps.

Ces mesures confirment les observations réalisées dans la partie 4.4.2. Le paramètre procédé de l'essai 2 est bien celui qui produit la macro-goutte la plus haute des quatre paramètres. Les essais 1, 3 et 4 présentent des hauteurs proches, ainsi que des vitesses d'évolution comparables. Mais il a été observé, dans la partie 4.4.3, que les essais 3 et 4 mobilisent des volumes de métal liquide beaucoup plus importants puisque les diamètres des macro-gouttes de ces essais sont environ deux fois supérieurs aux diamètres observés dans le cas de l'essai 1.

4.4.4 Rupture du pont liquide

La seconde partie du problème concerne l'apparition des satellites. L'étude de la dynamique de celui-ci est présentée dans la partie 4.3.3. Toutefois, afin de différencier les essais entre eux, des mesures sur chaque période de chaque essai permettent l'obtention de valeurs macroscopiques sur la dynamique de l'essai, et donc de comparer les essais entre eux.

4.4.4.1 Vitesses de striction

La mesure des vitesses de striction peut permettre, dans le cas de l'observation d'une seule période, de détecter l'apparition d'instabilités. À l'aide d'une mesure plus globale de ces vitesses pour chacun des essais, des différences de comportement dues aux paramètres procédés pourraient être observées. Les vitesses de striction peuvent être évaluées pour les quatre essais. La figure 4.19 représente la répartition des valeurs de vitesse de striction pour chacun des essais.

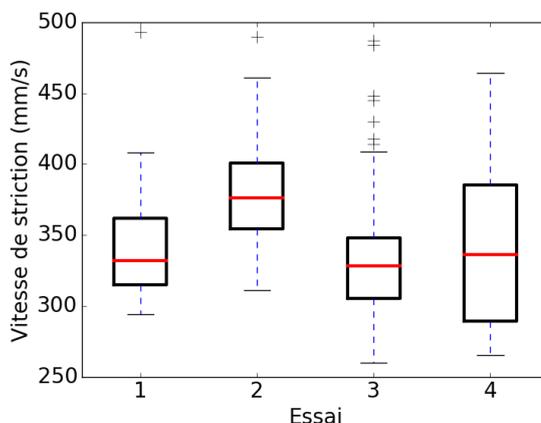


FIGURE 4.19 – Boxplot des vitesses de striction de chacune des périodes étudiées pour les quatre essais.

Les médianes des quatre essais présentent des valeurs très proches. Seul le paramètre procédé de l'essai 2 fait apparaître des vitesses de striction légèrement plus importantes. La répartition de ces vitesses est elle aussi comparable, l'écart entre le premier et le troisième quartile est le même pour les essais 1, 2 et 3. L'écart plus important entre les quartiles de l'essai 4 peut être dû au comportement moins régulier du transfert de métal de l'essai 4. Lors du contact entre l'électrode et la macro-goutte, deux configurations peuvent être rencontrées dans le cas de l'essai 4 : une grosse goutte pendante à l'extrémité du fil entre en contact avec le bain, où cette goutte est détachée avant le court-circuit et ainsi seule une petite partie liquide reste à l'extrémité de l'électrode et entre en contact avec le bain. La répartition de la quantité de matière est donc différente durant le retrait du fil, entraînant des différences de vitesses de striction.

Toutefois, les valeurs semblent homogènes par essai, cette observation ne semble donc pas permettre de différencier les détachements avec et sans satellites.

4.4.4.2 Hauteur de rupture

La position verticale (en z) de la rupture peut être observée à l'aide de la vidéo grâce à la dernière image de chaque cycle. La figure 4.20 présente l'évolution au cours des quatre essais de la position verticale du point de rupture du ménisque.

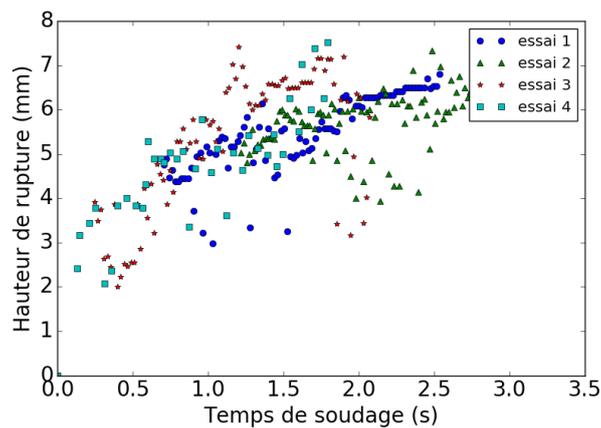


FIGURE 4.20 – Hauteur de striction (cf. figure 4.5(b)) lors de la rupture du pont liquide.

Dans le cas d'un comportement homogène du ménisque, l'évolution de la hauteur de rupture devrait avoir une tendance proche de celle observée sur l'évolution de la hauteur de la macro-goutte (figure 4.18). Cependant, dans le cas des essais 2 et 3, la répartition de la hauteur de rupture est disparate. Dans le cas de l'essai 4, le manque de points de mesure ne permet pas de conclure sur le comportement de la rupture. Enfin, l'essai 1 a un comportement relativement homogène, malgré quelques cas particuliers.

Les données relatives à la hauteur de rupture font apparaître de fortes variations en fonction des périodes observées. Cela semble indiquer des variations de comportement. L'étirement du ménisque doit donc être observé période par période afin d'évaluer son influence sur la qualité du transfert de masse.

4.4.5 Influence des paramètres procédés sur la température

Pour chacun des essais, la température moyenne de la macro-goutte de chacune des périodes de court-circuit est étudiée. Cette moyenne par période correspond à la moyenne de la température de chacune des images constituant cette période. La répartition de cette température moyenne permet de comparer ces quatre essais entre eux à l'aide d'un boxplot représenté en figure 4.21.

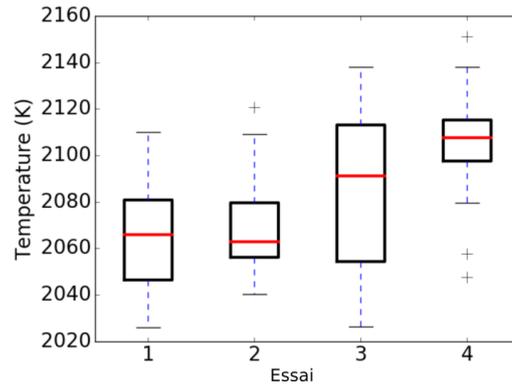


FIGURE 4.21 – Boxplot des températures moyennes par court-circuit pour chacun des quatre essais.

La répartition présentée en figure 4.21 montre des écarts faibles au sein d'un même essai. En effet, dans le cas de l'essai 1, toutes les températures moyennes sont comprises dans un intervalle de 90 K. Les essais 2 et 4 présentent une dispersion de la température moyenne encore plus faible : 70 K pour l'essai 2 et 60 K pour l'essai 4. L'essai 3 est l'essai qui présente la plus grande dispersion. Malgré cela, pour toutes les périodes de l'essai, les températures moyennes sont comprises dans un intervalle d'une largeur de 120 K. Les essais 2 et 4 présentent des valeurs aberrantes. Toutefois, même si ces valeurs ne rentrent pas dans l'intervalle de leur boxplot respectif, les écarts avec les bornes inférieures et supérieures restent faibles. Dans le cas de l'essai 4, les deux valeurs trop faibles le sont de seulement 40 K. Dans les cas des valeurs supérieures, l'écart est encore plus faible, entre 10 et 20 K.

En comparant le boxplot de chacun des essais, une légère augmentation de la température médiane (en rouge) est observable. Les essais 1 et 2 présentent des températures par période très proches. Une augmentation de la médiane de 40 K peut être observée entre les essais 2 et 3. Enfin, l'essai 4 présente une augmentation de 30 K par rapport à l'essai 3. Le tableau 4.1 montre les grandeurs électriques des quatre essais. Malgré des variations importantes de paramètres procédés (cf. table 4.1), tout en conservant une fréquence de court-circuit identique, les différences de température sont faibles. Cela est dû aux échanges entre le disque sur lequel est réalisé le dépôt et le dépôt lui-même. De plus, comme il a été montré dans la partie 4.4.3 la largeur du dépôt augmente avec les essais, augmentant ainsi la surface d'échange avec le disque. Cela tend donc à homogénéiser les températures moyennes entre les essais.

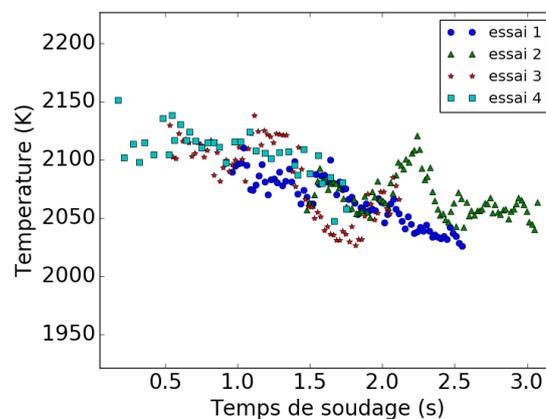


FIGURE 4.22 – Températures moyennes de chacun des essais.

La figure 4.22 représente l'évolution de la température moyenne de la macro-goutte durant l'essai pour chacun des quatre paramètres. Dans les quatre cas, la température moyenne du dépôt tend à diminuer. La température moyenne durant l'essai 1 diminue de 70 K presque linéairement. La température de l'essai 2 augmente légèrement (50 K) lors de la première moitié de l'essai puis chute de 100 K pour obtenir une diminution globale de 30 K sur l'essai. L'essai 3 présente un plateau de température sur la première moitié de l'essai, ensuite la température diminue linéairement, jusqu'à une diminution de 80 K de la température moyenne du dépôt. Enfin, l'essai 4 présente le même comportement que l'essai 1, avec une diminution plus importante.

4.5 Résultats expérimentaux : l'apparition des satellites

Les mesures précédentes n'ont pas permis d'identifier des facteurs déterminants dans l'apparition des satellites lors du détachement. Il est donc nécessaire de comparer des périodes avec satellites à des périodes sans satellite.

4.5.1 Quantité de satellites

Les détachements avec apparition de satellites sont aléatoires durant un essai. La quantification de ces détachements permet d'identifier les paramètres procédés les plus propices à la formation de satellite. Afin d'obtenir cette information, chaque période de chaque essai est observée. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 4.2.

Réf.	Essai 1	Essai 2	Essai 3	Essai 4
Nombre total de cycles	90	102	85	39
Ratio de cycles avec satellites	39%	52%	38%	56%

TABLE 4.2 – Nombres de périodes observées pour chacun des essais et quantités de périodes avec apparition de satellites.

Ce tableau montre que la création de satellites au détachement est fréquente. Le minimum de satellites observés est de 38 % pour l'essai 3 et le maximum de 56 % pour l'essai 4. Toutefois, ces valeurs restent proches. On peut tout de même noter des similitudes dans les taux d'apparition des satellites, entre les essais 1 et 3 d'une part, et entre les essais 2 et 4 d'autre part. Toutefois, les grandeurs électriques et physiques associées à chacun des paramètres ne permettent pas d'effectuer un rapprochement entre ces paires d'essais, il est donc nécessaire d'observer les périodes avec et sans apparition de satellites afin de dégager des tendances.

4.5.2 Observations

L'observation directe de périodes avec des détachements différents permet d'obtenir de premières informations sur la cause d'apparition des satellites. La figure 4.23 illustre la phase de striction du ménisque pour les deux types de détachement.

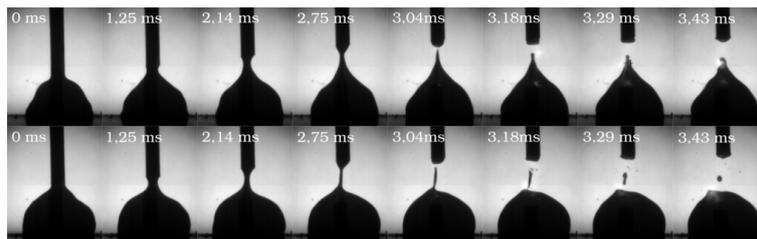


FIGURE 4.23 – Deux ruptures de ménisque pour un même paramètre procédé, sans et avec la formation de satellite.

On peut voir sur cette figure que lors de la remontée du fil, dans le cas d'un détachement classique, que l'ensemble de la macro-goutte évolue avec la géométrie de la base du ménisque. La rupture arrive dans un premier temps dans la partie haute du ménisque, proche de la partie solide du fil. Dans l'image qui suit, un arc est réamorcé. Cet arc crée une pression sur le haut du pont liquide. Cette première zone de striction peut être observée dans les deux cas. Dans le cas d'un détachement classique, le reste du ménisque lié à la macro-goutte est réintégré au bain. Dans le cas du détachement avec satellite, une rupture de la géométrie entre le ménisque et la macro-goutte est observé. C'est au niveau de cette rupture qu'apparaît la seconde zone de striction. Dans les instants ($50\mu s$) suivant la rupture dans la partie haute, le haut du pont liquide tend à créer une partie plus volumineuse sous l'action des tensions superficielles et de la pression de l'arc. Le pont liquide est toujours parcouru par un courant. Sous ces actions, la striction dans la partie basse continue jusqu'à une seconde rupture, créant ainsi une partie de métal liquide séparée du fil et de la macro-goutte. Cette phase liquide détachée tend à prendre une forme sphérique à cause de sa tension superficielle. Pour chaque cycle présentant l'apparition de satellite, un seul satellite est créé. Le réamorçage de l'arc engendre l'augmentation des forces électromagnétiques qui poussent cette goutte à l'extérieur du bain.

4.5.3 Rupture du pont liquide

De nombreux phénomènes sont couplés lors de la rupture du pont liquide. La dynamique des phases liquides est prépondérante à cet instant. Cette dynamique peut être appréciée à l'aide des différentes vitesses des zones d'intérêt. De plus, ces vitesses sont liées aux propriétés thermophysiques de ces zones, c'est pourquoi une étude de la répartition de la température est nécessaire.

4.5.3.1 Vitesses de striction

La comparaison par l'observation des différents types de détachement a permis d'identifier l'apparition d'une seconde zone de striction. L'étude des vitesses de striction présentée précédemment ne prenait en compte que la première de ces zones. L'évolution du rayon principal du ménisque doit donc être effectuée de manière temporelle et géométrique. La figure 4.24 présente deux chronogrammes, un par type de détachement. Il s'agit de l'évolution de la dérivée temporelle du rayon principal du ménisque en fonction de la hauteur sur l'axe z .

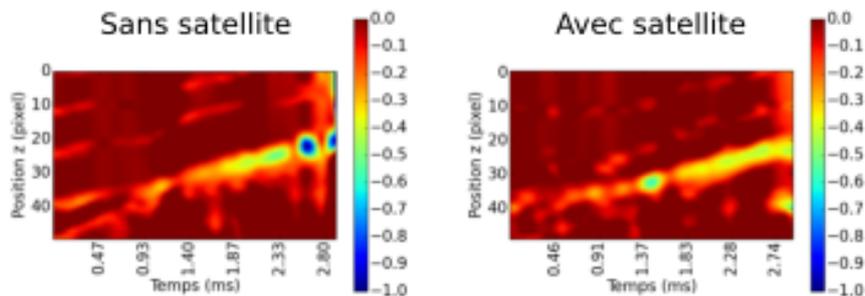


FIGURE 4.24 – Cartographie du gradient du rayon.

Les dynamiques des deux périodes semblent identiques, leurs durées sont très proches : 2,85 ms pour le détachement classique et 2,80 ms pour le détachement avec satellite. Ces chronogrammes font apparaître un comportement similaire des deux périodes sur leurs premières parties, jusqu'à 2,4 ms. Ensuite, dans le cas d'un détachement classique, une augmentation de la vitesse de striction est notable. Dans le cas d'un détachement avec satellite, la vitesse reste constante,

mais la seconde zone de striction apparaît. Ces chronogrammes valident donc les observations effectuées sur les vidéos.

La courbe de l'évolution du rayon en fonction du temps (dont on déduit la vitesse de striction) a une allure similaire à celle de la figure 4.10 pour la totalité des essais. Aucune accélération n'est observée dans les derniers instants, ce qui semble indiquer que le mécanisme de rupture du pont liquide n'est pas lié à une instabilité.

4.5.3.2 Étirement du ménisque

L'évolution du ménisque semble varier entre les types de détachement comme l'étude de la hauteur de rupture l'a montré. En plus de la striction, le ménisque s'étire sous l'effet de la remontée du fil. Les vitesses d'étirement du ménisque peuvent donc permettre d'accéder à des informations sur les différents types de détachement. La vitesse d'étirement du ménisque est obtenue à l'aide de la localisation verticale de la zone de striction. La figure 4.25 représente la répartition des vitesses d'étirement pour chacun des essais, séparés par type de détachement.

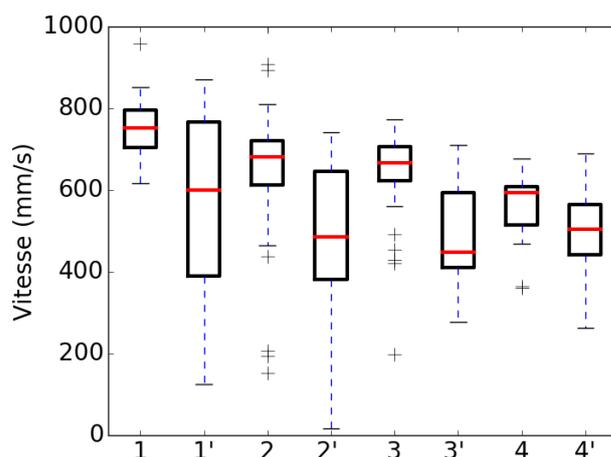


FIGURE 4.25 – Boxplot de la vitesse verticale de la zone de striction. Comparaison des périodes avec et sans l'apparition de satellite. Les références d'essai avec prime désignent les périodes de l'essai avec apparition de satellites.

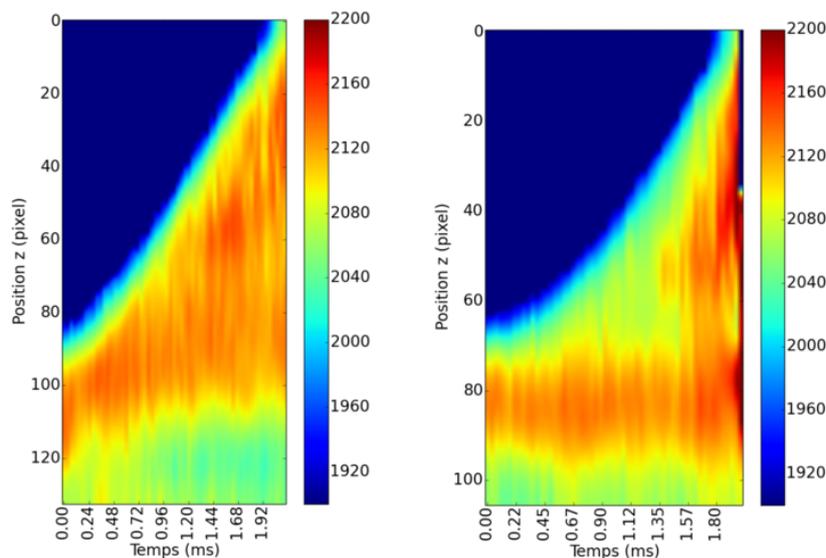
Les boxplots de vitesses d'étirement mettent en lumière une différence notable entre les vitesses d'étirement mesurées sur les périodes avec satellite et sur les périodes sans satellite. Pour les quatre paramètres procédés, la vitesse d'étirement est plus faible pour les périodes avec satellite. Cela semble indiquer que le ménisque est retenu dans sa partie basse. Les vitesses moyennes présentées dans le tableau 4.3 montrent un écart d'environ 150 mm/s pour les trois premiers paramètres. Pour l'essai 4, l'écart entre les vitesses moyennes est plus faible. Toutefois, il a été montré précédemment que le comportement de l'essai 4 est particulier, puisque la goutte est transférée par gravité avant le court-circuit. Les boxplots permettent également d'appréhender la régularité des vitesses d'élongation. Dans les quatre cas, les périodes sans satellite ont une répartition de vitesse d'étirement moins étalée, traduisant une plus grande régularité dans la remontée du ménisque. Enfin, les valeurs mesurées restent toujours inférieures à 1000 mm/s, la vitesse de remontée du fil, sans quoi aucune zone de striction n'apparaîtrait.

Réf.	Essai 1	Essai 2	Essai 3	Essai 4
Périodes sans satellite	751	648	643	555
Périodes avec satellites	560	492	496	501

TABLE 4.3 – Vitesse de déplacement vertical de la zone de striction pour les quatre essais.

4.5.3.3 Température

Les différences de comportement du ménisque peuvent être dues à des variations de propriétés thermophysiques des phases liquides. En effet, comme il a été montré dans le chapitre précédent, la tension superficielle de l'acier 316 L varie fortement avec la température. C'est pourquoi des cartographies de l'évolution de température doivent être étudiées. La figure 4.26 présente deux cartographies de l'évolution de température autour de l'axe principal du ménisque, une par type de détachement.


 FIGURE 4.26 – Chronogramme de la température du ménisque selon l'axe z . Détachement sans satellite à gauche, détachement avec satellite à droite.

Le chronogramme de la période avec apparition de satellites présente un échauffement plus localisé. L'échauffement reste dans la partie basse du ménisque, puis une seconde zone d'échauffement apparaît tardivement dans la partie haute. Dans le cas du détachement sans satellite, la température du ménisque est plus homogène et l'échauffement moins localisé. Toutefois, les valeurs d'échauffement sont proches : environ 100 K pour le détachement classique et 150 K pour le détachement avec satellite en toute fin de cycle.

Il est difficile de discerner la cause de la conséquence en ce qui concerne l'augmentation de température. Dans le cas où l'augmentation de température serait la cause de l'apparition des zones de striction, les zones surchauffées présentent des tensions superficielles plus faibles. Cette hétérogénéité facilite la striction dans les zones ayant une faible tension superficielle et donc dans la partie basse du ménisque dans le cas du détachement avec satellite. Alors que l'apparition de la zone de striction dans la partie haute est quant à elle due au mouillage du ménisque sur le fil solide. Toutefois, la diminution de section de passage du courant engendre une augmentation de l'échauffement par effet Joule du ménisque ; l'augmentation de température est également une conséquence de cette diminution de rayon.

4.5.4 Dynamique de la macro-goutte

Les observations des phases liquides ont montré la dynamique de celles-ci. Ces mouvements conduisent à l'apparition des satellites lors du détachement. Le cycle doit encore une fois être observé en deux étapes : la dynamique avant le court-circuit et la dynamique durant l'étirement. En effet, une macro-goutte plus excitée avant le court-circuit pourrait engendrer des mouvements amenant à la formation de la seconde zone de striction dans la partie basse du ménisque.

4.5.4.1 Mouvements du dépôt hors court-circuit

Afin de quantifier les mouvements de la macro-goutte avant le court-circuit, l'étude des variations de ses contours autour de sa forme moyenne permet de quantifier les variations de forme. La figure 4.27 présente l'évolution de quatre cycles avec apparition de satellite et de quatre cycles sans. Le contour de la macro-goutte est déterminé à chaque instant. La forme moyenne est définie par le contour résultant de la moyenne de tous les contours obtenus au cours de la période. Les mouvements sont ensuite étudiés en considérant à chaque instant t la différence entre le contour obtenu à t et le contour moyen. Le regroupement de toutes ces différences dans un seul et même graphique permet, pour chaque période, d'obtenir un chronogramme dont l'ordonnée représente le mouvement relatif du profil de la macro-goutte autour de sa position moyenne.

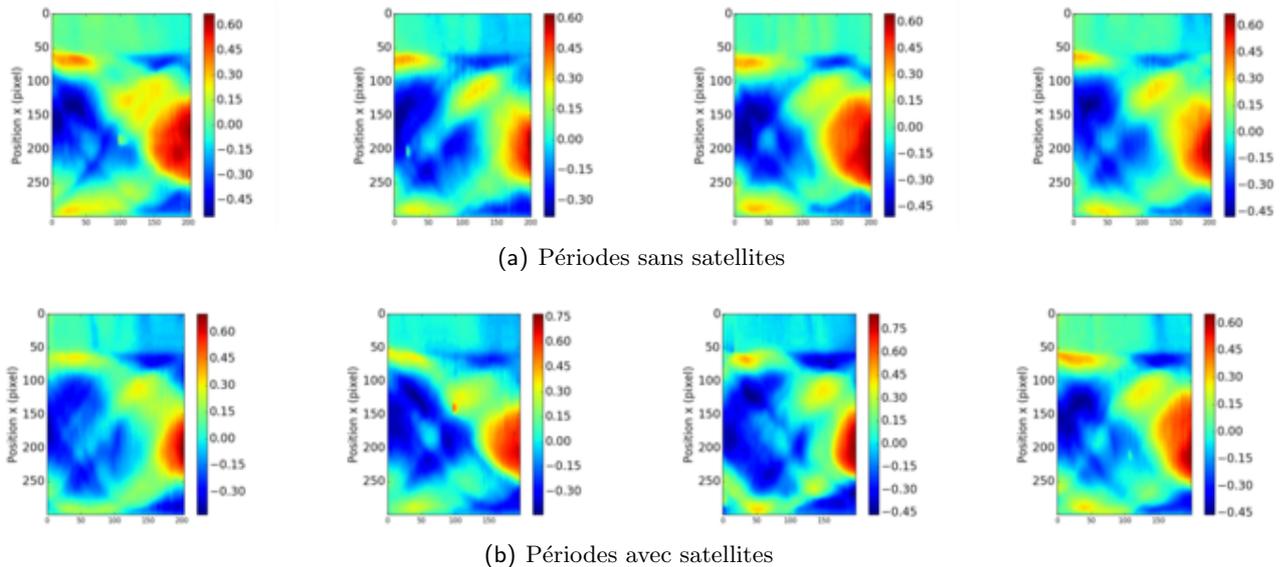


FIGURE 4.27 – Chronogrammes de l'évolution de la forme de la macro-goutte autour de sa forme moyenne, pour des cycles sans et avec apparition de satellite.

Les huit chronogrammes présentés ne montrent que peu de différences, voire pas de différence. Les variations de contours sont du même ordre de grandeur : environ 0,4 mm vers le bas (bleu) et 0,6 mm vers le haut (rouge). De même, une seule oscillation est visible dans tous les cas. Même la géométrie reste identique, seul un mode principal d'oscillation du haut vers le bas est observable. Aucune variation de géométrie n'est observée sur les bords de la macro-goutte.

La dynamique de la macro-goutte avant court-circuit semble donc être la même pour les périodes avec et sans satellite. Cette dynamique n'est donc pas le facteur déterminant pour l'apparition de ces satellites lors de la striction du ménisque.

4.5.4.2 Mouvements du dépôt durant l'étirement

La dynamique de la macro-goutte hors court-circuit ne permet pas de différencier les périodes avec et sans court-circuit. Des différences doivent donc pouvoir être observées durant l'étirement

lui-même. À l'aide d'une méthode proche de celle utilisée pour la macro-goutte hors court-circuit, la géométrie de la macro-goutte peut être étudiée. Le contour utilisé dans ce cas est le contour de gauche obtenu durant le court-circuit. En supprimant toute la partie où le rayon est inférieur à 0,8 mm, le ménisque est supprimé. Ainsi, on peut obtenir l'évolution du contour de la macro-goutte durant toute la période d'étirement et estimer un contour moyen comme le présente la figure 4.28. Les deux périodes observées ici sont proches dans le temps, afin de faciliter l'observation grâce à un volume de macro-goutte comparable.

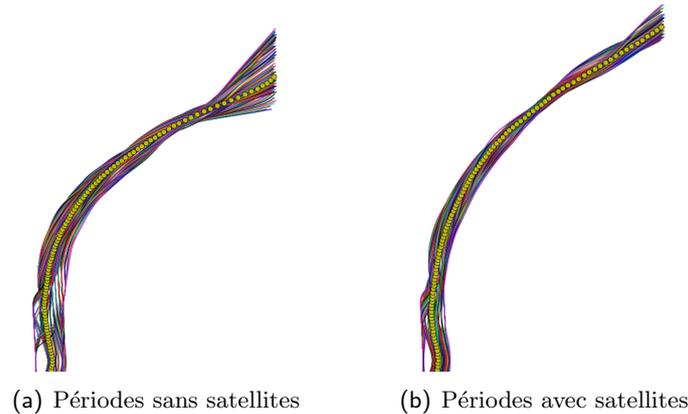


FIGURE 4.28 – Contour de la macro-goutte durant l'étirement. La fin correspond à un rayon de 0,8 mm. Contour moyen en pointillés jaunes.

On peut voir sur cette figure que le comportement de la macro-goutte autour de son contour moyen est proche, hormis pour la partie haute de la macro-goutte. C'est donc l'évolution temporelle de la position de cette extrémité qui est tracée sur la figure 4.29.

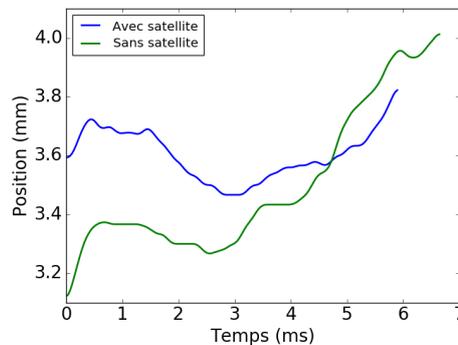


FIGURE 4.29 – Évolution de la hauteur de la macro-goutte durant l'étirement à un rayon de 0,8 mm.

Cette figure montre bien la différence de dynamique de la macro-goutte durant l'étirement. Pour la période sans apparition de satellites, la macro-goutte suit le mouvement d'étirement lié à la remontée du fil. La hauteur de la macro-goutte au rayon de 0,8 mm augmente de 1 mm jusqu'à la rupture du ménisque. Alors que la macro-goutte de la période avec apparition de satellite ne suit que très peu le mouvement de remontée avec une augmentation de seulement 0,2 mm avant la rupture du ménisque.

On peut donc penser que l'apparition de la seconde zone de striction est due à un blocage de la partie basse du ménisque. Ce blocage étant lié au comportement de la macro-goutte elle-même qui ne suit pas le mouvement de l'ensemble.

4.5.5 Modélisation et analyse de périodes avec et sans satellites

L'objectif de cette partie est de trouver des critères quantitatifs qui permettraient de décrire la rupture du ménisque et l'apparition des satellites lors du court-circuit contrôlé avec le procédé CMT. Physiquement, la phase de remontée du fil correspond à l'étirement d'un pont liquide. L'étude des ponts et des jets liquides occupe une place importante en mécanique des fluides [88]. Dans la littérature dédiée aux procédés de soudage, le comportement des phases liquides a été largement étudié, que ce soit du point de vue du détachement [10] ou des instabilités [89]. Au niveau technologique, beaucoup d'articles traitent du procédé CMT mais peu s'intéressent à la physique du dépôt. Dans cette partie, un modèle sera mis en place pour étudier les physiques et les couplages qui existent lors du court-circuit avec le procédé CMT et expliquer la présence de satellites.

En physique, la création de satellites entre dans la problématique générale de fragmentation des phases liquides. Différentes synthèses [88] montrent la richesse des mécanismes et des couplages mis en jeu lors de la fragmentation des phases liquides. Au niveau expérimental, Donnelly et Glaberson [90] ont étudié la fragmentation d'un jet liquide en étudiant les contours du jet. Ils parviennent à déterminer le taux de croissance de l'instabilité avec l'évolution de la surface libre. Plus récemment, Tjahjadi *et al* [91] ont étudié l'apparition de satellites lors de l'étirement d'une phase liquide. Dans leurs observations, il y a de multiples fragmentations qui sont les caractéristiques d'une instabilité. A partir de l'évolution des images (et en comparant avec un modèle d'éléments de frontières), ils expliquent le mécanisme à l'origine de l'apparition des satellites. Au cours de l'étirement des phases liquides, un pont liquide se crée. Ce ménisque a une forme axisymétrique dont les rayons sont non homogènes, créant des parties avec des volumes plus importants. Ces zones avec de plus grands rayons sont des zones avec des pressions moindres et cela implique un appel de fluide dans ces zones. Ce déplacement de liquide augmente le volume des zones à grands rayons et diminue celui des zones de plus petits diamètres menant au phénomène de striction. C'est le même phénomène que lors de la création de gouttelettes dans l'instabilité de Rayleigh-Plateau.

Le problème de rupture du ménisque en soudage CMT peut être représenté par un fil solide relié à une macro-goutte liquide par un pont liquide. Le fil solide remonte à une vitesse constante jusqu'à rupture du ménisque. Durant le temps de remontée du fil, le ménisque est parcouru par un courant I , et voit sa géométrie changer. De plus, les zones liquides présentent des températures supérieures à la température de fusion pouvant impliquer des variations de leurs propriétés thermophysiques. Ces différentes conditions sont représentées par la figure 4.30. L'objectif est donc d'étudier l'influence des grandeurs associées au procédé (courant, vitesse fil, température,...) sur les conditions d'apparition des satellites lors de la rupture.

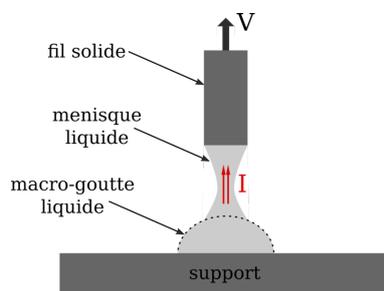


FIGURE 4.30 – Modèle.

Par rapport aux études citées précédemment, la configuration de dépôt et d'étirement du pont liquide avec le procédé CMT est beaucoup plus complexe puisque plusieurs phénomènes physiques interviennent :

- Les transferts d'énergie sont modifiés en fonction des paramètres procédés. Les effets liés à la température peuvent jouer un rôle important, en particulier à travers la dépendance

de la tension superficielle vis-à-vis de la température.

- Les parties liquides sont traversées par un courant relativement faible (40 A) qui ajoute un pincement important sur la zone de striction.
- Le fil remonte à une vitesse de 1 m/s, ce qui peut engendrer des effets dynamiques importants. De même, le bain liquide peut subir des oscillations.
- Les interactions entre les parties liquides (bain et pont) avec les parties solides (substrat et fil) peuvent créer des comportements complexes.
- Les effets liés à la configuration géométrique. Tout au long d'un essai, les différentes zones ont des géométries qui évoluent pouvant modifier les conditions de rupture.

Dans la suite, on se focalise sur l'étude du comportement du pont liquide lors de la remontée du fil, en couplant l'ensemble de nos mesures à un modèle. Avant de présenter le modèle, une étude de nombres adimensionnels est réalisée pour déterminer les effets dominants.

4.5.5.1 Étude adimensionnelle

Les nombres adimensionnels permettent d'appréhender le comportement dynamique du ménisque. Les dimensions du ménisque varient continuellement durant un cycle. La vitesse de l'écoulement dans le ménisque, nécessaire au calcul de nombreux nombres adimensionnels, varie donc elle aussi. Dans une première approche, la vitesse d'écoulement sera considérée proportionnelle à la vitesse de remontée du fil et au ratio des sections (section initiale/section actuelle), comme l'exprime l'équation 4.4 :

$$v = v_{fil} \frac{R_0^2}{R^2} \quad (4.4)$$

La figure 4.31 présente l'évolution de la vitesse v utilisée pour le calcul des nombres adimensionnels en fonction du rayon du ménisque, pour une vitesse fil de 1000 mm/s, comme celle mesurée sur chacun des cycles de soudage CMT.

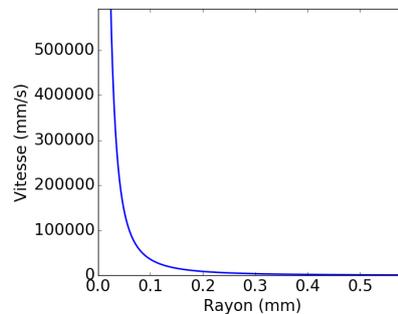


FIGURE 4.31 – Évolution de la vitesse théorique pour un rayon compris entre 0 et 0,6 mm. Vitesse initiale de 1000 mm/s à $R_0 = 0,6$ mm.

Les propriétés physiques du matériau choisi sont :

- viscosité : $\mu = 6 \cdot 10^{-3}$ Pa s,
- tension superficielle : $\sigma = 1,27$ N/m,
- masse volumique : $\rho = 6800$ kg/m³.

Le nombre de Reynolds Re permet de caractériser l'écoulement dans le ménisque. Il s'agit du ratio entre les forces d'inertie et les forces visqueuses :

$$Re = \frac{vR\rho}{\mu} \quad (4.5)$$

Le nombre de Reynolds dépasse la valeur limite de 2300 pour un rayon inférieur à 0,2 mm dans le cas présent. Cela signifie que l'écoulement est laminaire jusqu'à cette valeur. Ce changement d'écoulement a donc lieu en toute fin d'étirement du ménisque.

Les nombres adimensionnels suivants ont été utilisés dans le chapitre 3 afin d'étudier les effets prépondérants sur le comportement de la goutte. Ces mêmes nombres vont être utilisés pour appréhender l'importance relative des phénomènes.

Le nombre capillaire, Ca , est le ratio entre les effets de viscosité et la tension superficielle :

$$Ca = \frac{v\mu}{\sigma} \quad (4.6)$$

Le nombre capillaire reste inférieur à 1 pour les rayons supérieurs à 0,04 mm. La tension superficielle est donc prépondérante face à la viscosité pendant la majeure partie de la durée de l'étirement du ménisque.

Le nombre de Weber, We , correspond au ratio des effets inertiels et capillaires :

$$We = \frac{\rho v^2 R}{\sigma} \quad (4.7)$$

Le nombre de Weber devient inférieur à 12 pour les rayons inférieurs à 0,38 mm. Les effets inertiels ont donc tendance à séparer le ménisque en gouttes durant la majeure partie de l'étirement.

Les nombres adimensionnels montrent que l'effet de la viscosité est négligeable durant la majeure partie de l'étirement du ménisque. Mais l'écoulement change pour des petits rayons (inférieurs à 0,2 mm). Les effets inertiels engendrés par la dynamique du phénomène de remontée du fil sont eux prépondérants durant la majeure partie de l'étirement et tendent donc à séparer le ménisque en petites gouttes. Toutefois, les nombres de Reynolds et de Weber sont calculés à l'aide d'une vitesse théorique surestimée. C'est pourquoi cette vitesse d'écoulement sera étudiée dans cette partie.

4.5.5.2 Modélisation unidimensionnelle

Les parties précédentes ont mis en évidence que le pont liquide n'était pas sujet à une instabilité lors de l'étude des vitesses de striction. Le comportement du ménisque sera alors dicté par les équations de conservation. Dans la littérature, certaines études [92] modélisent le pont liquide comme un milieu unidimensionnel. Les grandeurs qui décrivent le comportement du ménisque liquide lors de la rupture ou de son étirement sont $R(z, t)$ le rayon du ménisque à une position z , et $u(z, t)$ la vitesse moyenne du liquide dans une section à la position z . Dans notre configuration, on sait que le liquide est parcouru par un courant I et que l'on peut éventuellement avoir des températures $T(z, t)$ différentes en fonction de la position.

En suivant les développements de [92], l'équation de conservation de la masse s'écrit :

$$\frac{\partial R}{\partial t} + \frac{R}{2} \frac{\partial u}{\partial z} + u \frac{\partial R}{\partial z} = 0 \quad (4.8)$$

en supposant un fluide parfait (aucune viscosité) et en négligeant la gravité, on peut écrire la conservation de la quantité de mouvement (au premier ordre) suivant l'axe vertical :

$$\rho(T) \frac{\partial u}{\partial t} + \rho(T) u \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (4.9)$$

Dans l'équation (4.1), on remarque que plus le rayon du pont liquide est petit, plus la pression sera importante. Dans la modélisation d'un procédé MAG, il faut également intégrer dans le terme de pression, l'action des forces de Lorentz induites par le passage du courant. Zienicke *et al* [93] calculent l'expression de l'équation de $p_{electro}(r, z, t)$ (équation 4.3) que l'on peut intégrer, après avoir effectué une moyenne, dans l'équation 4.9. La pression totale intervenant dans l'équation (4.9) correspond, dans les ménisques, à la pression électromagnétique à laquelle on peut superposer la pression capillaire.

Si on considère l'étirement de métal liquide, il faut ajouter l'équation de la conservation d'énergie qui peut s'écrire :

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p u \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{1}{A(z)} \frac{\partial A(z) k \frac{\partial T}{\partial z}}{\partial z} = q_v \quad (4.10)$$

où q_v sont des sources volumiques de chaleur. Dans cette équation, les échanges avec l'extérieur n'ont pas été pris en compte et $A(z)$ correspond à l'aire de la section. Dans le cas du soudage, la principale source de chaleur est l'effet Joule que l'on peut estimer à partir de la densité de courant :

$$q_{Joule} = \rho_R j(z)^2 \quad (4.11)$$

où ρ_R est la résistivité volumique. De la même manière que pour la pression électromagnétique, lorsque le rayon diminue la densité de courant augmente, pouvant mener à une augmentation conséquente de la température.

Les mesures synchronisées nous permettent d'accéder à différentes grandeurs de la modélisation :

- Pour les périodes dont la géométrie est approximativement axisymétrique, on peut identifier $R(z, t)$ à l'aide de la détection de contour de la partie gauche.
- Grâce à la synchronisation des signaux, on connaît pour chaque image l'intensité traversant le pont liquide.
- L'acquisition avec le pyromètre nous permet d'accéder à la température dans le ménisque.

A travers l'ensemble de ces données et le modèle proposé pour le comportement, on va mettre en place une méthode pour comprendre l'apparition de satellites. La première étape consiste à étudier les géométries des phases liquides pour des périodes présentant des satellites et d'autres n'en présentant pas. Cela permettra de visualiser s'il y a des caractéristiques géométriques au niveau de la configuration de la phase liquide qui influenceraient la création de satellite. Dans un deuxième temps, les températures le long de l'axe de symétrie du pont liquide seront étudiées. On sait que la température influence l'ensemble des équations et donc le comportement local des phases liquides. Pour les périodes choisies, la pression capillaire (équation 4.1) et la pression électromagnétique peuvent être calculées. Finalement, à partir de l'évolution des rayons et de l'équation de la conservation de la masse, on peut estimer les vitesses du fluide dans le pont liquide. L'ensemble de ces informations vont nous permettre de donner des explications quant à la genèse de satellites lors de la remontée du fil en court-circuit CMT.

4.5.5.3 Géométries et satellites

Les différentes images montrent que les ponts liquides sont rarement axisymétriques. Une méthode de redressement et de recentrage des ponts a été utilisée pour se rapprocher d'une forme axisymétrique. Pour les profils, il a été déjà signalé qu'on prenait la partie gauche. A partir des profils et du bord du fil, le contour est légèrement orienté suivant l'axe du fil. Le centrage s'opère de manière à ce que le dernier contour soit sur l'axe et/ou que le diamètre de fil soit de 0,6 mm. Toutes ces opérations peuvent impliquer des différences entre le pont liquide réel et sa transformation en profil axisymétrique.

Lors d'un même essai, certaines périodes (phase de remontée du fil) peuvent avoir des satellites alors que la suivante n'en crée pas. A l'observation, il est difficile de distinguer une différence entre ces deux périodes. Pour les comparer, les contours d'une période avec satellite et d'une période sans satellite, proches au niveau temporel, sont superposés au moment de la striction. Deux comparaisons vont être réalisées avec des caractéristiques différentes.

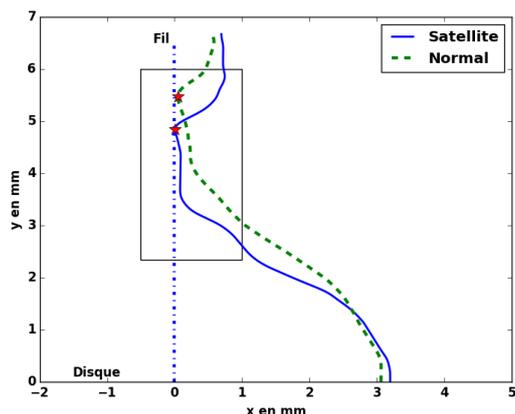


FIGURE 4.32 – Comparaisons de contours de périodes proches avec et sans satellites. Les étoiles matérialisent la position de la première striction. Le rectangle correspond à la zone d'intérêt où seront extraits les mesures de pression.

Sur la figure 4.32, des points communs sont observés entre le contour du pont liquide qui créera un satellite et celui qui n'en créera. Les deux périodes étant très proches, les rayons de base (ou de mouillage) sur le disque sont quasiment identiques. Le contour *Satellite* semble osciller autour du contour *Normal*. Le point où la striction se produit correspond au point de rayon minimal. Ce point est beaucoup plus haut dans le cas de la période *Normal* que dans le cas *Satellite*. Cette tendance est conforme à ce qui a été observé dans la section 4.4.4.1 où les vitesses de remontée de la striction sont plus importantes pour les périodes n'ayant pas de satellites.

4.5.5.4 Température

En général, les périodes avec gouttelettes montrent une hétérogénéité de température plus importante au niveau du bain liquide pendant le court-circuit (figure 4.26). Les mesures de températures ont présentées sous forme de courbes afin de savoir si une éventuelle hétérogénéité de température pourrait exister, entraînant par exemple une diminution de la tension superficielle.

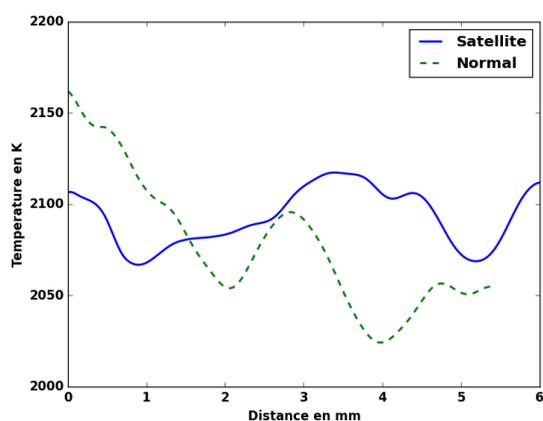


FIGURE 4.33 – Comparaison des températures le long de l'axe principal de la phase liquide. L'axe des abscisses est la distance depuis la zone de striction.

Sur la figure 4.33, on voit que la température n'est pas distribuée uniformément. Pour la période sans satellite, on voit que la température est légèrement supérieure dans la zone de striction. Pour la période avec gouttelettes, on voit que la température est un peu plus élevée

dans la zone loin de la striction. D'un point de vue physique, les zones avec des températures plus élevées correspondent à des zones où l'effet de la tension superficielle sera moindre. On est cependant dans les 50 K d'erreur que peut procurer la méthode et même si la tendance est observée, il est difficile d'attribuer à la température la modification du comportement.

4.5.5.5 Pressions capillaire et électromagnétique

Dans cette partie, on va calculer les pressions dans le pont liquide induit par la tension superficielle (équation 4.1) et par les forces de Lorentz (équation 4.3). Les pressions se combinent pour donner la pression totale moyenne dans le pont liquide. On remarque dans l'équation simplifiée de quantité de mouvement (équation 4.9) que l'accélération du fluide est opposée au gradient de pression. Si des pics de pressions apparaissent dans les ménisques, l'équation 4.9 montre que le fluide voudra être chassé de ces zones.

La pression capillaire au moment de la striction (dernière image disponible) est calculée à partir de l'équation 4.1 et sur les contours de la figure 4.32. La pression capillaire pour les deux contours est montrée sur la figure 4.34.

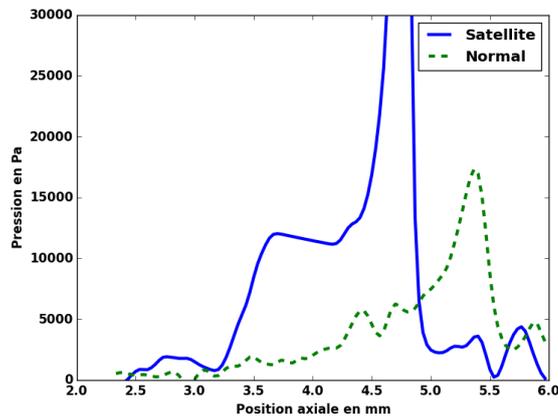


FIGURE 4.34 – Comparaison des pressions capillaires le long de l'axe principal. L'axe des abscisses est le même que l'axe des ordonnées de la figure 4.32.

Le profil de pression capillaire montre un pic au niveau de la zone de striction. Ce pic de pression est difficilement comparable entre les deux périodes, puisque le résultat obtenu dépend du dernier contour disponible. Pour le profil avec satellite, le dernier rayon $R(z_{striction}, t)$ est beaucoup plus petit que pour la période sans satellite. Le pic de pression se localise à l'endroit où il y a la zone de striction. La partie intéressante est la répartition des pressions autour de ces pics. Pour la période sans satellites, une décroissance monotone est observée en direction du bain, alors que pour la période avec satellites, on observe une remontée des pressions dans le pont liquide en allant vers le bain. Le second pic se trouve alors à 3,5 mm ce qui le situe dans une zone au début de la macro-goutte. Si cette pression capillaire est représentative de ce qui se passe dans le pont, les zones avec des pics devront chasser le liquide. Dans ces conditions, le liquide va s'écarter du pic pour aller dans les autres zones. On rappelle qu'un gradient positif créera une accélération négative et le fluide devrait aller plutôt dans la direction des z négatifs. Pour la partie entre 3,5 mm et 5 mm qui est en dépression par rapport aux zones avoisinantes, cela va créer une zone qui va appeler le liquide et ainsi créer une gouttelette. Il convient de s'interroger sur l'influence de la méthode d'orientation et de recentrage des courbes avant calcul des pressions. Les ponts liquides n'étant pas tout à fait axisymétrique, la méthode peut introduire une forme courbe dans la partie basse et ainsi créer un plus petit rayon qui engendrera un pic de pression.

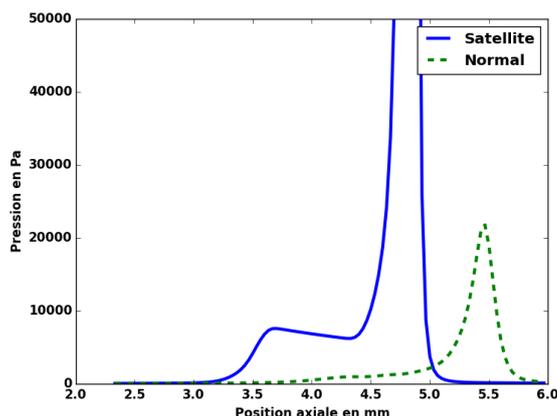


FIGURE 4.35 – Comparaison des pressions électromagnétiques le long de l'axe principal. L'axe des abscisses est le même que l'axe des ordonnées de la figure 4.32.

La figure 4.35 montre la pression électromagnétique calculée avec l'équation 4.3 sur l'axe de symétrie. Sur la figure 4.35, on retrouve la même tendance que dans le cas de la pression capillaire. L'augmentation de pression est alors due à une diminution de rayon. Les mêmes commentaires et interrogations sont valables pour cette courbe.

En comparant les deux pressions, on remarque qu'au moment de la striction la pression capillaire est beaucoup plus importante que la pression induite par les forces de Lorentz.

On rappelle que le scénario de rupture correspond à la rupture dans la zone de striction puis rupture dans la zone inférieure après la présence d'un léger arc. Cela signifie que l'action de l'arc peut augmenter le volume (donc le rayon) en bout de ménisque. Ensuite le courant de 40 A passant toujours lorsque l'arc est présent, cela peut créer une surpression dans la partie basse et cela va amplifier la création de la goutte. Suivant les ruptures, la géométrie du pont et l'arc créé, ce phénomène sera plus ou moins amplifié.

4.5.5.6 Vitesses dans le pont liquide

Un point important pour la répartition des pressions concerne la géométrie du pont liquide. On a vu que la géométrie du pont liquide était différente d'une période à l'autre et cela pouvait être une cause de l'apparition des satellites. À travers l'équation de conservation de la masse (équation 4.8), on remarque que l'évolution du rayon et les vitesses sont liées. On va utiliser alors cette équation pour estimer les vitesses dans le liquide à partir de $R(z, t)$ et ainsi les comparer pour des périodes avec et sans satellites.

La méthode de calcul des vitesses décrite dans l'annexe B est basée sur une méthode éléments finis. On discrétise le pont liquide en éléments finis unidimensionnels pour lesquels existe un degré de liberté par noeud : la vitesse au temps t . Pour résoudre l'équation (4.8), la vitesse d'évolution \dot{R} du rayon R est approchée par une méthode de différences finies. Grâce à la synchronisation des mesures, la position du bout du fil peut être approchée et ainsi tous les noeuds au dessus de ce point ont une vitesse imposée à 1 m/s. Les vitesses dans la partie basse du modèle sont imposées à 0 m/s.

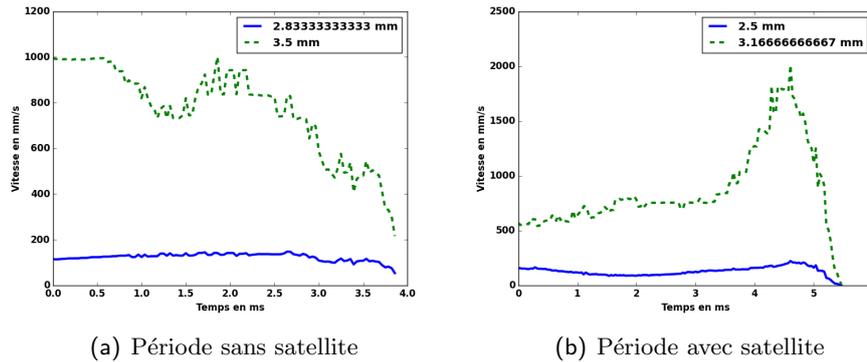


FIGURE 4.36 – Comparaison des vitesses à différentes positions pour une période avec et sans satellite.

Sur la figure 4.36, les profils de vitesse pour différentes sondes sont montrés. Les sondes sont positionnées dans le bain liquide et proche du pont liquide. Dans le bain liquide se pose la question de la représentativité du modèle unidimensionnel. Pour les points dans le bain liquide le \dot{R} est faible ce qui ne devrait pas générer de vitesse.

Pour la figure 4.36(b), on remarque que pour les sondes de la période avec apparition des satellites, on a une vitesse positive ce qui peut engendrer l'alimentation continue du pont liquide et ainsi éventuellement justifier des diamètres plus importants dans le pont liquide. On remarque sur la figure 4.36(a) que les sondes pour la période sans satellite ont une vitesse qui décroît ce qui fait que l'on a une alimentation plus faible du pont liquide.

Les vitesses obtenues proviennent de l'évolution de la surface libre. On remarque que lorsqu'on a un satellite, l'évolution de la surface crée une vitesse verticale positive qui va alimenter le pont liquide et créer ainsi une éventuelle augmentation de rayon du pont. L'évolution de la surface libre est dictée par le comportement dans la macro-goutte pendant et hors temps de court-circuit. Ce comportement est difficilement analysable avec une modélisation unidimensionnel. Hors court-circuit, le comportement dynamique peut être dû à des oscillations de la surface libre ou à des gradients de températures dans le bain. Pendant le court-circuit, les premiers instants de contact entre le fil et la surface libre peuvent créer des oscillations ou des mouvements dans la macro-goutte qui peuvent influencer l'alimentation du pont liquide.

4.6 Conclusion

L'étude de la dynamique des phases liquide a permis d'évaluer l'impact des paramètres procédés sur la géométrie de la macro-goutte et de son évolution. L'étalement et le mouillage varient avec l'augmentation de la vitesse de fil et des grandeurs électriques associées. Le comportement dynamique de chacune des périodes étudiées varie peu. Le comportement est donc stable dans le temps. Il en est de même pour la température : elle varie peu au cours d'un essai mais également entre les différents paramètres procédés. Cela traduit une bonne maîtrise du transfert d'énergie dans ce type de transferts à court-circuit contrôlé.

L'observation de la partie du cycle où a lieu l'élongation du ménisque liquide jusqu'à la rupture permet d'observer différents types de détachements : avec ou sans l'apparition de satellites. L'apparition de satellites est fréquente pour tous les paramètres procédé étudiés. Cela traduit la difficulté de maîtriser la répétabilité du transfert de masse dans cette configuration, malgré une bonne maîtrise du transfert d'énergie. Effectivement, des effets électro-thermo-capillaires sont couplés dans cette phase critique du cycle. L'études des différentes grandeurs accessibles (électriques, physiques, thermiques) montrent peu de différences. Seules les températures semblent varier durant le détachement avec un échauffement au niveau de la zone de striction. L'étude de

la dynamique du ménisque montre un étirement plus important. Cette variation de géométrie engendre des différences de répartition de la pression et donc des écoulements dans le ménisque. Cette différence d'écoulement contribue à la formation d'un satellite suite à la rupture du pont liquide.

Cette étude permet d'étudier l'influence du comportement dynamique du ménisque lors de la rupture. Toutefois, les faibles variations de température observées ne permettent pas d'observer l'influence des gradients de température et donc de propriétés physiques sur le détachement. Des paramètres procédés plus marqués pourraient donc apporter de nouvelles données à cette étude.

Conclusion

Bilan

Au niveau industriel, l'objectif de ce travail de thèse était de développer un dispositif de mesure des températures de surface. L'objectif sous-jacent était de connaître les performances et incertitudes liées à un tel dispositif pour savoir s'il pouvait être utilisé pour les procédés de soudage. Au niveau scientifique, l'objet de l'étude est d'analyser les transferts d'énergie. L'analyse du comportement in situ des zones de métal liquide en cours de soudage à l'arc constitue un enjeu important, tant du point de vue de la compréhension des mécanismes physiques que des applications industrielles qui peuvent en découler.

Au niveau industriel, les contraintes inhérentes aux opérations de soudage de gros composants (rayonnement et encombrement en chanfrein étroit) ont conduit au développement d'une technique de mesure sans contact basée sur la pyrométrie bichromatique bi-dimensionnelle. Deux dispositifs ont été mis en place. Un premier repose sur l'utilisation de caméras proche infrarouge relativement économiques et peu encombrantes pour être embarquées et pour répondre aux objectifs d'industrialisation de la technique de mesure. Un deuxième dispositif s'appuie sur des caméras numériques rapides proche infrarouge avec des fréquences d'acquisition permettant d'acquérir des températures de surface au cours d'un cycle de signal et ainsi étudier les transferts d'énergie.

Pour les deux dispositifs, la mesure est basée sur les radiations des corps en mesurant le ratio des luminances. Une procédure de calibration des capteurs a été proposée à partir d'une lampe de tungstène. Une limitation possible de cette méthode peut être liée à l'utilisation de l'hypothèse de corps gris, hypothèse due à la difficulté d'accès à l'émissivité des métaux à l'état liquide, au sein d'un plasma d'arc, avec des géométries de surfaces libres fortement mobiles. Néanmoins, après une phase de calibration, cette technique a été utilisée pour déterminer les températures de fusion de quatre métaux purs, en discutant l'hypothèse de corps gris. Les résultats obtenus au cours de ces essais, ainsi que les incertitudes associées à la méthode qui ont été évaluées avec l'hypothèse de corps gris, permettent d'étendre l'utilisation de cette méthode en cours de soudage. Ces premiers résultats en phase de tests au sein de l'entreprise semble valider le choix de ce type de dispositif avec les caméras basses vitesses.

Au niveau scientifique, une approche expérimentale, couplant mesures de paramètres procédés, de températures et observations en vidéo rapide, a été développée pour étudier le comportement de différentes phases liquides.

Dans un premier temps, l'approche a permis d'analyser le comportement dynamique des gouttelettes de métal liquide au cours de leur transfert en soudage MAG pulsé. Les déformations de la surface libre des gouttelettes, dans le plan d'observation, ont été analysées avec une méthode de détection de contours et une décomposition en série de polynômes de Legendre. Une formulation classique, basée sur les modes d'oscillations, permet d'obtenir une estimation de la tension de surface. La prise en compte éventuelle des déformations de grandes amplitudes a été discutée à travers une étude comparée de résultats de simulations numériques des oscillations

d'une gouttelette, avec un modèle développé en volumes finis, et des observations expérimentales. La mise en oeuvre de cette approche expérimentale, pour différentes valeurs de paramètres procédé, a permis de caractériser la diminution de la tension superficielle avec la température en cours de soudage MAG, dans le cas d'un acier inoxydable 316L. En particulier, cette étude permet de mettre en évidence les relations entre paramètre procédé et température de surface.

Dans un deuxième temps, cette démarche d'étude a été utilisée pour l'étude du comportement dynamique des phases liquides au cours de transfert en court-circuit contrôlé. Le premier objectif était d'étudier l'étalement du bain liquide et d'étudier les effets de mouillage du bain liquide dans une configuration simple. Un second objectif était d'étudier l'apparition de satellite pour le procédé Cold Metal Transfer (CMT).

Les outils d'investigation et d'analyse développés dans ce travail ont permis d'appréhender le comportement de différentes zones de métal liquide. Les températures de surface ont permis de visualiser les niveaux d'énergie emmagasinée dans les différentes phases liquides lors d'un transfert CMT et de faire le lien avec les paramètres procédés. Au niveau du dépôt, l'effet du paramètre procédé vitesse fil sur l'étalement du dépôt de métal liquide et le rôle de la régulation du procédé sur les niveaux de températures des zones liquides a été mis en évidence. Pour les ruptures de ponts liquides, les outils ont permis de quantifier l'influence des transferts énergétiques et le rôle des pressions électromagnétique et capillaire. L'ensemble des mesures et des résultats permettent de proposer une analyse sur l'état du pont liquide avant l'apparition des satellites. Les données obtenues *in-situ* permettent également de contribuer à la description et à l'analyse des mouvements liquides, notamment au niveau de la surface libre.

Perspectives

Ce travail permet d'envisager de nombreuses perspectives tant au niveau industriel qu'au niveau scientifique. En ce qui concerne l'utilisation de la pyrométrie bichromatique pour le contrôle de procédés en milieu industriel, quelques modifications peuvent être apportées au prototype qui a été développé, afin de faciliter son intégration sur un poste de production.

Au niveau industriel, le prototype a démontré l'intérêt de ce type de mesure mais plusieurs améliorations sont possibles avant de passer en phase d'industrialisation. Le premier type de modification concerne la miniaturisation du dispositif et son "durcissement" en vue d'améliorer sa robustesse et de supprimer les réglages manuels de mise au point. Dans cette étude, un certain nombre de filtrage a été nécessaire pour présenter les résultats. Il convient alors de traduire ces critères de choix. A partir de ces critères, le deuxième type de modification consiste à la mise en place d'une chaîne d'analyse en temps réel afin que les opérateurs puissent accéder au suivi des températures en direct, sur leur poste de pilotage/contrôle. Pour certains types de procédés pour lesquels on peut utiliser cette technique, le contrôle de température pourrait être intégré dans les Descriptif des Modes Opératoires de Soudage (DMOS) afin de s'assurer du bon transfert d'énergie vers les pièces à assembler.

Au-delà du contexte du soudage à l'arc, cette démarche expérimentale et les outils d'investigation et d'analyse qui y sont associés peuvent être intéressants pour l'étude du comportement des phases de métal liquide dans les procédés basés sur la fusion, avec ou sans arc. Les domaines d'application peuvent par exemple aussi concerner les mesures de températures pour la caractérisation et le contrôle de procédés tels que le soudage à haute densité d'énergie (par laser ou faisceau d'électrons) ou les procédés de fabrication additive par fusion de métal.

Au niveau scientifique, divers développements sont envisageables. Si le cadre général d'acquisition des données a été mis en place, il convient de finaliser de manière plus robuste différentes acquisitions et en particulier au niveau de la synchronisation spatiale des points de vue. Il a été montré que l'approche expérimentale développée permet la caractérisation *in situ* de propriétés

thermophysiques de métaux liquides, intégrant ainsi les effets de températures mais aussi les interactions avec le plasma d'arc et les effets liés aux procédés. Une extension de ce type d'étude, réalisée de façon plus systématique, pourrait permettre d'enrichir les données expérimentales en prenant en compte de façon plus exhaustive les paramètres énergétiques, les modes de transfert, la nature des gaz et des matériaux, les variations de paramètres procédés.

L'étude des gouttelettes durant leur phase de transfert dans l'arc a permis de mettre en évidence une phase de vol libre à vitesse de chute constante, avec des déformations de surface libre relativement importantes. Le comportement des gouttelettes est clairement tridimensionnel et un certain nombre de déformations et d'oscillations s'effectue en dehors du plan d'observation qui a été utilisé dans ces travaux. Il serait intéressant d'étudier le comportement des gouttelettes en prenant en compte ce caractère tridimensionnel. Pour cela des développements sont nécessaires en terme de dispositif expérimental. Une acquisition rapide synchronisée selon un deuxième point de vue, dans une direction perpendiculaire, ou des moyens de stéréoscopie adaptés à l'acquisition en vidéo rapide pourraient permettre d'accéder à des informations 3D et ainsi enrichir la description du comportement des zones liquides. Pour cette application, si on était en capacité de contrôler de manière plus précise les cycles de soudage et en particulier la fréquence de pulsé, cela permettrait d'avoir beaucoup plus d'oscillations et éventuellement accéder à la viscosité.

Pour la partie sur la rupture du ménisque, de nombreuses perspectives sont envisageables. Un premier développement pourrait concerner la remise en question de l'hypothèse d'axisymétrie pour étudier les pressions. Le dispositif permet d'accéder aux contours suivant plusieurs points de vues qui permettent d'accéder à des informations en 3D. Il faudra alors travailler dans un repère curviligne afin de mieux apprécier les effets liés à la forme tridimensionnelle des ponts liquides. Dans ce nouveau repère, on pourra adapter les équations unidimensionnelles et accéder au même type de grandeurs physiques. Une étude systématique permettra de confirmer les phénomènes et grandeurs jouant un rôle important sur le comportement des ponts liquides, depuis leur formation jusqu'à leur rupture.

L'enrichissement des données expérimentales à hautes températures constitue en effet un point important du dialogue entre expérimentation et simulation numérique ; que ce soit pour alimenter les simulations numériques avec des données d'entrée réelles ou fournir des mesures pour la validation des résultats de calculs.

Bibliographie

- [1] H SCHÖPP, A SPERL, R KOZAKOV, G GÖTT, D UHRLANDT et G WILHELM : Temperature and emissivity determination of liquid steel S235. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 45(23):235203, 2012.
- [2] EJ SODERSTROM, KM SCOTT et PF MENDEZ : Calorimetric measurement of droplet temperature in GMAW. *Welding Journal*, 90(4):1s–8s, 2011.
- [3] Morgan DAL, Philippe LE MASSON, Michel DUMONS, Philippe GILLES et Frédéric DESCHAUX-BEAUME : Analyse préliminaire et mise en œuvre d’une instrumentation thermique destinée à l’estimation de la position d’un front de fusion. *In Congrès Français de Thermique*, page 6p, 2010.
- [4] K. YAMAZAKI, E. YAMAMOTO, K. SUZUKI, F. KOSHIISHI, S. TASHIRO, M. TANAKA et K. NAKATA : Measurement of surface temperature of weld pools by infrared two colour pyrometry. *Science and Technology of Welding & Joining*, 15:40–47, 2009.
- [5] Jean-Pierre PLANCKAERT : *Modélisation du soudage MIG/MAG en mode short-arc*. Thèse de doctorat, Université Henri Poincaré-Nancy I, 2008.
- [6] Jessy Haouas FABRICE SCANDELLA : Variantes mig-mag à faible énergie et à forte pénétration : principes et applications. *Soudage et techniques connexes*, 69:37–47, 2015.
- [7] Air Liquide WELDING : Brochure speed short arc.
- [8] Surface tension transfer pipe welding. <http://www.lincolnelectric.com/en-us/support/process-and-theory/Pages/stt-pipe-welding-detail.aspx>. Accès : 13/07/2015.
- [9] Procédé cmt. http://www.fronius.com/cps/rde/xchg/SID-FD5E3FE6-0B8893EC/fronius_france/hs.xsl/32_10110.htm#.V4YDT03950w. Accès : 13/07/2015.
- [10] L A JONES, T W EAGAR et J H LANG : Magnetic forces acting on molten drops in gas metal arc welding. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 31(1):93, 1998.
- [11] JF LANCASTER : The physics of fusion welding. part 1 : The electric arc in welding. *In IEE Proceedings B-Electric Power Applications*, volume 134, pages 233–254. IET, 1987.
- [12] Sindo KOU : *Welding metallurgy*. New York, 1987.
- [13] G. XU, J. HU et H.L. TSAI : Three-dimensional modeling of arc plasma and metal transfer in gas metal arc welding. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52(7–8):1709 – 1724, 2009.
- [14] Q LIN, X LI et SW SIMPSON : Metal transfer measurements in gas metal arc welding. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 34(3):347, 2001.
- [15] Z CAO, Z YANG et XL CHEN : Three-dimensional simulation of transient gma weld pool with free surface. *WELDING JOURNAL-NEW YORK-*, 83:169–S, 2004.
- [16] Effect of shield gas composition on surface tension of steel droplets in a gas-metal-arc welding arc.
- [17] Lord RAYLEIGH : On the capillary phenomena of jets. *In Proc. R. Soc. London*, volume 29, pages 71–97, 1879.

- [18] HG FAN et R KOVACEVIC : A unified model of transport phenomena in gas metal arc welding including electrode, arc plasma and molten pool. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 37(18):2531, 2004.
- [19] J HAIDAR : An analysis of the formation of metal droplets in arc welding. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 31(10):1233, 1998.
- [20] LA JONES, P MENDEZ, D WEISS et TW EAGER : Dynamic behavior of gas metal arc welding. In *9th Annual conference on iron and steel technology, Phoang, Korea*, 1997.
- [21] JJ LOWKE, R MORROW et J HAIDAR : A simplified unified theory of arcs and their electrodes. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 30(14):2033, 1997.
- [22] JF LANCASTER : The physics of fusion welding. part 2 : Mass transfer and heat flow. In *IEE Proceedings B-Electric Power Applications*, volume 134, pages 297–316. IET, 1987.
- [23] A. HAELSIG, M. KUSCH et P. MAYR : Calorimetric analyses of the comprehensive heat flow for gas metal arc welding. *Welding in the World*, 59(2):191–199, 2015.
- [24] M SCHNICK, U FÜSSEL, M HERTEL, A SPILLE-KOHOFF et AB MURPHY : Metal vapour causes a central minimum in arc temperature in gas–metal arc welding through increased radiative emission. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 43(2):022001, 2009.
- [25] German Social Accident Insurance (DGUV) : Emission of uv radiation during arc welding, December 2012.
- [26] G Scott MILLS : Use of emission spectroscopy for welding arc analysis. *Welding Journal*, 56(7):93, 1977.
- [27] Daniel Flávio Vidal BEBIANO, Fernand Díaz FRANCO et Sadek Crisóstomo Absi ALFARO : Real time welding defects monitoriment using spectrometry. In *Proceedings of COBEM*, 2007.
- [28] J. HU et H.L. TSAI : Heat and mass transfer in gas metal arc welding. part ii : The metal. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50(5–6):808 – 820, 2007.
- [29] J. HU et H.L. TSAI : Heat and mass transfer in gas metal arc welding. part i : The arc. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50(5–6):833 – 846, 2007.
- [30] J. HU, H. GUO et H.L. TSAI : Weld pool dynamics and the formation of ripples in 3d gas metal arc welding. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(9–10):2537 – 2552, 2008.
- [31] Dominique PAJANI : Thermographie Principes et mesure. *Techniques de l'ingénieur Mesure de température*, base documentaire : TIB542DUO.(ref. article : r2740), 2015. fre.
- [32] François CABANNES : Pyrométrie optique. *Techniques de l'ingénieur*, 07 1990.
- [33] François CABANNES : Température de surface : mesure radiative. *Techniques de l'ingénieur Mesure de température*, base documentaire : TIB542DUO.(ref. article : r2735), 2015. fre.
- [34] J.C. De VOS : A new determination of the emissivity of tungsten ribbon. *Physica*, 20(7–12):690–714, 1954.
- [35] Th. DUVAUT, D. GEORGEAULT et J.L. BEAUDOIN : Multiwavelength infrared pyrometry : optimization and computer simulations. *Infrared Physics & Technology*, 36(7):1089–1103, 1995.
- [36] Th. DUVAUT : Comparison between multiwavelength infrared and visible pyrometry : Application to metals. *Infrared Physics & Technology*, 51(4):292–299, 2008.
- [37] Philippe HERVE, Julie CEDELLE et Ionut NEGREANU : Infrared technique for simultaneous determination of temperature and emissivity. *Infrared Physics & Technology*, 55(1):1–10, 2012.
- [38] A HIJAZI, S SACHIDANANDAN, R SINGH et V MADHAVAN : A calibrated dual-wavelength infrared thermometry approach with non-greybody compensation for machining temperature measurements. *Measurement Science and Technology*, 22(2):025106, 2011.

-
- [39] R KOZAKOV, H SCHÖPP, G GÖTT, A SPERL, G WILHELM et D UHRLANDT : Weld pool temperatures of steel S235 while applying a controlled short-circuit gas metal arc welding process and various shielding gases. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 46(47):475501, 2013.
- [40] H. MADURA et T. PIATKOWSKI : Emissivity compensation algorithms in double-band pyrometry. *Infrared Physics & Technology*, 46(1–2):185–189, 2004. Workshop on Advanced Infrared Technology and Application.
- [41] A.N. MAGUNOV : Spectral pyrometry (Review). *Instruments and Experimental Techniques*, 52(4):451–472, 2009.
- [42] B.K. TSAI, R.L. SHOEMAKER, D.P. DEWITT, B.A. COWANS, Z. DARDAS, W.N. DELGASS et G.J. DAIL : Dual-wavelength radiation thermometry : Emissivity compensation algorithms. *International Journal of Thermophysics*, 11(1):269–281, 1990.
- [43] G CAO, SJ WEBER, SO MARTIN, MH ANDERSON, K SRIDHARAN et TR ALLEN : Spectral emissivity measurements of candidate materials for very high temperature reactors. *Nuclear Engineering and Design*, 251:78–83, 2012.
- [44] Tairan FU, Peng TAN et Maohua ZHONG : Experimental research on the influence of surface conditions on the total hemispherical emissivity of iron-based alloys. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 40:159–167, 2012.
- [45] GA GREENE, CC FINFROCK et TF IRVINE : Total hemispherical emissivity of oxidized Inconel 718 in the temperature range 300-1000 C. *Experimental thermal and fluid science*, 22(3):145–153, 2000.
- [46] Robert Dean LARRABEE : The spectral emissivity and optical properties of tungsten. 1957.
- [47] H MADURA, M KASTEK et T PIATKOWSKI : Automatic compensation of emissivity in three-wavelength pyrometers. *Infrared Physics & Technology*, 51(1):1–8, 2007.
- [48] Adam MAZIKOWSKI et Krzysztof CHRZANOWSKI : Non-contact multiband method for emissivity measurement. *Infrared physics & technology*, 44(2):91–99, 2003.
- [49] K SCHAEFERS, M RÖSNER-KUHN et MG FROHBERG : Concentration dependence of the spectral emissivity of liquid binary metallic alloys. *International journal of thermophysics*, 16(4):997–1007, 1995.
- [50] V TANK et H DIETL : Multispectral infrared pyrometer for temperature measurement with automatic correction of the influence of emissivity. *Infrared physics*, 30(4):331–342, 1990.
- [51] H. WATANABE, M. SUSU et K. NAGATA : Discontinuity in normal spectral emissivity of solid and liquid copper at the melting point. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 28(12):2507–2513, 1997.
- [52] Hiromichi WATANABE, Masahiro SUSU, Hiroyuki FUKUYAMA et Kazuhiro NAGATA : Phase (liquid/solid) dependence of the normal spectral emissivity for iron, cobalt, and nickel at melting points. *International journal of thermophysics*, 24(2):473–488, 2003.
- [53] Chang-Da WEN : Investigation of steel emissivity behaviors : Examination of Multispectral Radiation Thermometry (MRT) emissivity models. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53(9):2035–2043, 2010.
- [54] Boris WILTHAN, Claus CAGRAN, Gernot POTTLAGHER et Erhard KASCHNITZ : Normal spectral emissivity at 684.5 nm of the liquid binary system Fe–Ni. *Monatshefte für Chemie/Chemical Monthly*, 136(11):1971–1976, 2005.
- [55] Philippe HERVÉ : Mesure de l'émissivité thermique. *Techniques de l'ingénieur Mesure de température*, base documentaire : TIB542DUO.(ref. article : r2737), 2015. fre.
- [56] Shankar KRISHNAN, Koji J YUGAWA et Paul C NORDINE : Optical properties of liquid nickel and iron. *Physical Review B*, 55(13):8201, 1997.
-

- [57] Simone MATTEÏ : Rayonnement thermique des matériaux opaques. *Techniques de l'ingénieur Transferts thermiques*, base documentaire : TIB214DUO.(ref. article : be8210), 2005. fre.
- [58] C MARTIN et P FAUCHAIS : Mesure par thermographie infrarouge de l'émissivité de matériaux bons conducteurs de la chaleur. Influence de l'état de surface, de l'oxydation et de la température. *Revue de Physique Appliquée*, 15(9):1469–1478, 1980.
- [59] Luc AUDAIRE et Dominique PAJANI : Thermographie Technologies et applications. *Techniques de l'ingénieur Mesure de température*, base documentaire : TIB542DUO.(ref. article : r2741), 2015. fre.
- [60] Alfred PERMUY, Eric DONZIER et Fadhel REZGUI : Capteurs à semi-conducteurs. *Techniques de l'ingénieur Électronique analogique*, base documentaire : TIB279DUO.(ref. article : e3092), 2015. fre.
- [61] B. ROUSSEAU, J. F. BRUN, D. De Sousa MENESES et P. ECHEGUT : Temperature Measurement : Christiansen Wavelength and Blackbody Reference. *International Journal of Thermophysics*, 26(4):1277–1286.
- [62] Maryse MULLER, Remy FABBRO, Hazem EL-RABII et Koji HIRANO : Mesure de température par pyrométrie 2D à bande spectrale et pyrométrie spectrale de métaux chauffés par laser dans un environnement fortement oxydant. *In Congrès français de thermique*, 2012.
- [63] Carosena MEOLA et Giovanni M CARLOMAGNO : Recent advances in the use of infrared thermography. *Measurement science and technology*, 15(9):R27, 2004.
- [64] André CHRYSOCHOOS et Hervé LOUCHE : An infrared image processing to analyse the calorific effects accompanying strain localisation. *International Journal of Engineering Science*, 38(16):1759–1788, 2000.
- [65] Y. HUANG, Y. YAN et G. RILEY : Vision-based measurement of temperature distribution in a 500-kW model furnace using the two-colour method. *Measurement*, 28(3):175–183, 2000.
- [66] Kei YAMAZAKI, Eri YAMAMOTO, Keiichi SUZUKI, Fusaki KOSHIISHI, Kenji WAKI, Shinichi TASHIRO, Manabu TANAKA et Kazuhiro NAKATA : The measurement of metal droplet temperature in GMA welding by infrared two-colour pyrometry. *Welding International*, 24(2):81–87, 2010.
- [67] PB COATES : Multi-wavelength pyrometry. *Metrologia*, 17(3):103, 1981.
- [68] Daniel HERNANDEZ : Pyrroreflectométrie bicolore. *Techniques de l'ingénieur Mesure de température*, base documentaire : TIB542DUO.(ref. article : r2805), 2015. fre.
- [69] Remi GILBLAS : *Mesure de champs de températures vraies par thermo-réfectométrie proche infrarouge*. Thèse de doctorat, 2012. Thèse de doctorat dirigée par Hernandez, Daniel et Sentenac, Thierry Systèmes Embarqués Toulouse, INSA 2012.
- [70] Nicolas CONIGLIO, Alexandre MATHIEU, Olivier AUBRETON et Christophe STOLZ.
- [71] Erik James SODERSTROM : Gas metal arc-welding electrode heat-and-mass transfer mechanisms. 2007.
- [72] Learning OPENCV : Computer vision with the OpenCV library. *GaryBradski & Adrian Kaebler-O'Reilly*, 2008.
- [73] Charles DE IZARRA : Calibration d'une lampe à ruban de tungstène. *In Actes du 7e Colloque Capteurs 2009*, page Actes du 7e Colloque Capteurs 2009, BOURGES, France, mars 2009.
- [74] David R LIDE : *CRC handbook of chemistry and physics*. CRC press, 2004.
- [75] Ared CEZAIIRLIYAN, John L MCCLURE et Archie P MILLER : Radiance temperatures (in the wavelength range 520-906 nm) of tantalum at its melting point by a pulse-heating technique. *High Temperatures. High Pressures*, 25(6):649–656, 1993.

-
- [76] A CEZAIIRLIYAN et AP MILLER : Radiance temperatures (in the wavelength range 522–906 nm) of niobium at its melting point by a pulse-heating technique. *International journal of thermophysics*, 13(1):39–55, 1992.
- [77] JL MCCLURE et A CEZAIIRLIYAN : Radiance temperatures (in the wavelength range 525 to 906 nm) of vanadium at its melting point by a pulse-heating technique. *International journal of thermophysics*, 18(1):291–302, 1997.
- [78] Horace LAMB : *Hydrodynamics*. Cambridge university press, 1932.
- [79] B BACHMANN, E SIEWERT et J SCHEIN : In situ droplet surface tension and viscosity measurements in gas metal arc welding. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 45(17):175202, 2012.
- [80] E BECKER, WJ HILLER et TA KOWALEWSKI : Experimental and theoretical investigation of large-amplitude oscillations of liquid droplets. *Journal of Fluid Mechanics*, 231:189–210, 1991.
- [81] TA KOWALEWSKI et D BRUHN : Nonlinear oscillations of viscous droplets. *In Proc. Japan-Central Europe Joint Workshop on Adv. Comp. in Eng*, pages 1–6. Citeseer, 1994.
- [82] John A TSAMOPOULOS et Robert A BROWN : Nonlinear oscillations of inviscid drops and bubbles. *Journal of Fluid Mechanics*, 127:519–537, 1983.
- [83] Julien CHAPUIS : *Une approche pour l'optimisation des opérations de soudage à l'arc*. Thèse de doctorat, 2011. Thèse de doctorat dirigée par Fras, Gilles Mécanique, génie mécanique, génie civil Montpellier 2 2011.
- [84] E ROMERO, J CHAPUIS, C BORDREUIL, F SOULIÉ et G FRAS : Edge detection of weld pool, macro drop and metal transfer drop in a gtaw and gmaw process, by a new weld image processing library : ercv*. *In Proc. of the Int. Conf. on Advances in Welding Science and Technology for Construction, Energy and Transportation*, pages 565–569, 2010.
- [85] C POZRIKIDIS : Three-dimensional oscillations of inviscid drops induced by surface tension. *Computers & fluids*, 30(4):417–444, 2001.
- [86] TC CHAWLA, DL GRAFF, RC BORG, GL BORDNER, DP WEBER et D MILLER : Thermophysical properties of mixed oxide fuel and stainless steel type 316 for use in transition phase analysis. *Nuclear Engineering and Design*, 67(1):57–74, 1981.
- [87] Andrea PROSPERETTI : Free oscillations of drops and bubbles : the initial-value problem. *Journal of Fluid Mechanics*, 100(02):333–347, 1980.
- [88] Jens EGGERS et Emmanuel VILLERMAUX : Physics of liquid jets. *Reports on progress in physics*, 71(3):036601, 2008.
- [89] CJ ALLURN : Metal transfer in arc welding as a varicose instability. *J. Applied Physics*, 18:19850, 1984.
- [90] RJ DONNELLY et W GLABERSON : Experiments on the capillary instability of a liquid jet. *In Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 290, pages 547–556. The Royal Society, 1966.
- [91] M. TJAHHADI, H. A. STONE et J. M. OTTINO : Satellite and subsatellite formation in capillary breakup. *Journal of Fluid Mechanics*, 243:297–317, 04 2006.
- [92] Jens EGGERS et Todd F DUPONT : Drop formation in a one-dimensional approximation of the navier–stokes equation. *Journal of fluid mechanics*, 262:205–221, 1994.
- [93] E ZIENICKE, A THESS, A KRATZSCHMAR et P TERHOEVEN : A shallow water model for the instability of a liquid metal jet crossed by an axial electrical current. *Magnetohydrodynamics*, 39:237–244, 2003.
-

Table des figures

1.1	Coupe longitudinale d'une opération de soudage MAG.	4
1.2	Schéma des différents types de transfert en fonction des paramètres énergétiques.	5
1.3	Illustration des différentes phases du transfert par court-circuit associées aux paramètres électriques [5].	5
1.4	Transfert de métal en régime globulaire.	6
1.5	Transfert de métal en pulvérisation axiale.	6
1.6	Transfert de métal en veine liquide tournante [6].	7
1.7	Signaux électriques du régime pulsé : courant en rouge, tension en bleu.	7
1.8	Phénomènes physiques présents en soudage à l'arc.	8
1.9	Détachement d'une goutte en soudage pulsé, intensité de courant haut : 330 A [10].	11
1.10	Direction des écoulements dans le bain de soudage en fonction des forces appliquées [12].	11
1.11	Observation d'une goutte durant son transfert et son impact sur le substrat [18].	13
1.12	Résultats de simulation d'un plasma d'arc MIG à 250 A [24]. Partie gauche : distribution des vapeurs de fer. Partie droite : champ de températures.	14
1.13	Rayonnement d'un plasma en soudage MAG d'un acier CrNi [25].	15
1.14	Température d'une goutte lors de son transfert. Résultats de simulation numérique pour un courant de 220 A et une électrode de diamètre 1,6 mm [28].	16
1.15	Résultat de la simulation numérique de l'impact d'une goutte à la surface du bain fondu, vue en coupe [30].	17
1.16	Schéma représentant les principaux flux radiatifs dans le cas d'une opération de soudage MAG en chanfrein.	18
1.17	Interactions rayonnement incident et matière.	18
1.18	Spectre électromagnétique et longueurs d'onde associées.	19
1.19	Schéma de l'angle solide.	19
1.20	Luminance monochromatique du corps noir pour différentes températures.	20
1.21	Mesure de l'émissivité totale hémisphérique d'échantillons à base de fer [44].	23
1.22	Émissivité du fer pur à 1890 K [56].	23
1.23	Point χ du tungstène [34].	24
1.24	Émissivité totale directionnelle pour quelques métaux en fonction de l'angle d'observation [57].	24
1.25	Comportement des différents types de corps radiatifs. Dans le cas d'un corps gris, l'émissivité plus petite que 1, mais constante sur l'ensemble du spectre, conduit à une diminution de la luminance observée dans le cas d'un corps noir. L'émissivité d'un corps réel varie avec la longueur d'onde, ce qui conduit à une courbe de luminance perturbée.	25
1.26	Mesure de température d'un bain de fusion en soudage, réalisée à l'aide d'une méthode de pyrométrie spectrale par Schopp <i>et al.</i> [1].	30
1.27	Mesure de température d'une goutte en soudage réalisée à l'aide d'un dispositif bichromatique par K. Yamasaki <i>et al.</i> [66].	32

1.28	Différentes possibilités de montage pour l'obtention d'une scène filtrée à deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 (1 : filtre passe-bande centré sur λ_1 , 2 : filtre passe-bande centré sur λ_2 , 3 : objectif, 4 : miroir semi-transparent, 5 : miroir).	32
2.1	Composition du dispositif de mesure de température.	38
2.2	Réflexion relative du traitement de surface $MgFe_2$ en fonction de la longueur d'onde entre 300 et 800 nm (données Edmund Optics).	39
2.3	Facteur de transmission du filtre passe-bande 1000 nm (données Edmund Optics).	40
2.4	Réponse spectrale théorique du capteur des caméras AVT GE 680 (données constructeur).	41
2.5	Superposition de deux images théoriques. Ligne supérieure : images non modifiées, ligne inférieure : seconde image ayant subie la synchronisation spatiale.	43
2.6	Dispositif de calibration du coefficient de correction.	46
2.7	Relation entre la tension d'alimentation de l'ampoule et la température de son filament.	47
2.8	Évolution du ratio entre le niveau de gris mesuré et le niveau de gris maximum. Observation effectuée avec le dispositif composé des caméras rapides, objectif 70 mm, fermé à 7 (Niveau arbitraire).	48
2.9	Luminance spectrale absolue de la lampe pour les quatre tensions d'alimentation.	49
2.10	Spectre modifié (en rouge) et droite (en bleu) de coefficient directeur $1/T$ pour une tension d'alimentation de 9V.	49
2.11	Résultats expérimentaux du coefficient de correction de sensibilité pour le couple 850/1000 nm (■), et courbe d'approximation de ces résultats (en trait plein).	50
2.12	Série d'images représentant cinq des différentes positions du ruban de tungstène devant le capteur.	52
2.13	Écart absolu entre la valeur moyenne de l'image et chacun des pixels, dans le cas du dispositif basse vitesse et du couple de filtres 850/1000 nm. Niveaux de gris codés sur 8 bits.	52
2.14	Images du filament obtenues lors de la chute libre pour trois temps d'exposition. De gauche à droite : 250 μs , 500 μs et 1000 μs	53
2.15	Variation du facteur $\Lambda_R = \left \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \right $ en fonction du choix du couple (λ_1, λ_2).	55
2.16	Histogramme d'une image avec capteur obturé, caméra basse vitesse.	57
2.17	Schéma du montage expérimental pour fusion de métaux purs.	58
2.18	Images obtenues durant la solidification du fer pur (filtrées à 850 nm).	60
2.19	Mesure de température avec un couple de longueur d'onde 850-1000 nm sur la fusion d'un barreau de vanadium, en appliquant une hypothèse de corps gris ($\varepsilon_R = 1$).	62
2.20	Évolution de la température de surface dans trois zones (près du barreau, au centre du dôme et en haut du dôme), cas de la figure 2.19.	63
2.21	Températures le long d'une ligne allant de l'extrémité haute du dôme au barreau, cas du tantale. Chaque ligne correspond à un instant différent. Le temps 0 ms correspond à l'extinction de la source laser.	64
2.22	Configuration utilisée pour les essais en chanfrein.	65
2.23	Images brutes acquises durant l'opération de soudage en chanfrein. Gauche : 850 nm, droite : 1000 nm.	66
2.24	Champs de température (K) mesurés dans le cas d'une configuration industrielle de soudage.	66
3.1	Vue générale de la plate-forme d'essais instrumentée.	70
3.2	Schématisation de l'intensité en mode pulsé : temps "froids" avec un courant I_{bas} et temps "chauds" avec un courant I_{haut}	72

3.3	Contours d'une gouttelette au cours de sa chute.	74
3.4	Les modes de déformations, du mode 2 au mode 7. Amplitude $a_l = \pm 0,25$, $a_l > 0$ en bleu, $a_l < 0$ en rouge. Gouttelette non déformée (parfaitement sphérique), cercle en pointillés.	75
3.5	Détection de contour sur une gouttelette (en rouge), approximation à l'aide de la fonction (3.1), en points blancs.	75
3.6	Évolution de l'amplitude des modes 2 et 3 d'une gouttelette.	76
3.7	Position verticale d'une gouttelette durant sa chute, vitesse constante.	76
3.8	Visualisation de la température (en K) d'une gouttelette durant son transfert.	77
3.9	Évolution de la température moyenne de la gouttelette durant son transfert. Cas de la gouttelette présentée en figure 3.8.	78
3.10	Dispositif expérimental. Le dispositif de mesure des températures est en vue de dessus. Les trois caméras sont identiques, il s'agit de Phantom IR300.	79
3.11	Images de différentes périodes, acquises durant le temps bas pour les trois conditions de soudage. Les images sont extraites aléatoirement et sont représentatives du transfert.	80
3.12	Distribution des rayons pour les trois vitesses de fil.	81
3.13	Détections de contours (polynômes de Legendre) pour les premières images des périodes sélectionnées. Les images sont représentatives des tendances.	82
3.14	Distribution des coefficients initiaux des polynômes de Legendre pour l'ensemble des gouttelettes traitées.	83
3.15	Histogramme des températures moyennes de gouttelette.	84
3.16	Histogramme des fréquences d'oscillations des gouttelettes.	85
3.17	Domaine de calcul et conditions aux limites utilisées pour la simulation.	88
3.18	Comportement de la gouttelette, simulation effectuée avec $a_{2,initial} = 0,2$	89
3.19	Évolution de l'amplitude des modes de déformations d'une gouttelette, simulation effectuée avec $a_{2,initial} = 0,2$. Mode 2 en bleu, mode 3 en vert.	89
3.20	Écart relatif entre la pulsation propre Ω obtenue numériquement et la pulsation théorique Ω_0 . Données numériques en rouge, données de Tsamopoulos et Brown [82] en vert, approximation linéaire en bleu. Pente de la droite : -0,45.	91
3.21	Tensions superficielles corrigées $\sigma_{corrige}$ obtenues pour les gouttelettes dont la fréquence d'oscillations est mesurable.	92
3.22	Représentation de la tension superficielle en fonction de la température pour les trois essais.	93
4.1	Deux types de rupture du pont liquide : avec et sans l'apparition de satellites.	96
4.2	Observation couplée des grandeurs physiques (vitesse fil, tension, courant) et du comportement des différentes phases. Ligne rouge : rupture du court circuit. Trois zones liquides : bleu : la goutte pendante, vert : la macro-goutte, rouge : le ménisque.	97
4.3	Dispositif expérimental utilisé pour l'étude.	98
4.4	Principe de l'observation par ombroscopie.	99
4.5	Les différentes grandeurs géométrique à mesurer dans les deux phases d'un cycle.	100
4.6	Détection d'un contour de la macro-goutte, hors court-circuit.	101
4.7	Détection des deux contours du ménisque à un instant donné, pendant la remontée du fil.	101
4.8	Hauteur/largeur issue des contours de la macro-goutte durant une période, hors court-circuit.	102
4.9	Rayons de la macro-goutte selon trois angles : 30°, 45° et 60° durant l'étirement du ménisque.	103
4.10	Évolution du rayon du ménisque au cours du temps.	103
4.11	Représentation des rayons de courbure principaux R_1 et R_2 du ménisque.	104

4.12	Évolutions des pressions électromagnétique en bleu, capillaire en rouge, et de la pression totale sur le graphique de droite en fonction de la position z . Cas du ménisque présenté en figure 4.11.	105
4.13	Cartographie de la pression totale au cours du temps.	105
4.14	Thermographie d'un cycle de court-circuit en soudage CMT. Essai référence 1.	106
4.15	Cartographie de la température de surface de l'axe principal du ménisque au court du temps.	107
4.16	Observation d'un cycle pour les quatre paramètres procédé.	108
4.17	Évolution de la largeur de la macro-goutte au cours du temps.	109
4.18	Évolution de la hauteur de la macro-goutte au cours du temps.	110
4.19	Boxplot des vitesses de striction de chacune des périodes étudiées pour les quatre essais.	110
4.20	Hauteur de striction (cf. figure 4.5(b)) lors de la rupture du pont liquide.	111
4.21	Boxplot des températures moyennes par court-circuit pour chacun des quatre essais.	112
4.22	Températures moyennes de chacun des essais.	112
4.23	Deux ruptures de ménisque pour un même paramètre procédé, sans et avec la formation de satellite.	113
4.24	Cartographie du gradient du rayon.	114
4.25	Boxplot de la vitesse verticale de la zone de striction. Comparaison des périodes avec et sans l'apparition de satellite. Les références d'essai avec prime désigne les périodes de l'essai avec apparition de satellites.	115
4.26	Chronogramme de la température du ménisque selon l'axe z . Détachement sans satellite à gauche, détachement avec satellite à droite.	116
4.27	Chronogrammes de l'évolution de la forme de la macro-goutte autour de sa forme moyenne, pour des cycles sans et avec apparition de satellite.	117
4.28	Contour de la macro-goutte durant l'étirement. La fin correspond à un rayon de 0,8 mm. Contour moyen en pointillés jaunes.	118
4.29	Évolution de la hauteur de la macro-goutte durant l'étirement à un rayon de 0,8 mm.	118
4.30	Modèle.	119
4.31	Évolution de la vitesse théorique pour un rayon compris entre 0 et 0,6 mm. Vitesse initiale de 1000 mm/s à $R_0 = 0,6$ mm.	120
4.32	Comparaisons de contours de périodes proches avec et sans satellites. Les étoiles matérialisent la position de la première striction. Le rectangle correspond à la zone d'intérêt où seront extraits les mesures de pression.	123
4.33	Comparaison des températures le long de l'axe principal de la phase liquide. L'axe des abscisses est la distance depuis la zone de striction.	123
4.34	Comparaison des pressions capillaires le long de l'axe principal. L'axe des abscisses est le même que l'axe des ordonnées de la figure 4.32.	124
4.35	Comparaison des pressions électromagnétiques le long de l'axe principal. L'axe des abscisses est le même que l'axe des ordonnées de la figure 4.32.	125
4.36	Comparaison des vitesses à différentes positions pour une période avec et sans satellite.	126
B.1	Profil de vitesse le long du tube. La vitesse en $x=0$ est imposée à 0.	149
B.2	Géométrie au moment de la striction.	149
B.3	Résultats vitesses	150

Liste des tableaux

1.1	Valeurs d'émissivité du cuivre solide et liquide à différentes longueurs d'onde à la température de fusion (1358 K) [51].	25
1.2	Longueur d'onde de coupure et température de fonctionnement des capteurs en fonction de leur matériau constitutif.	28
2.1	Écart de température entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées par pyrométrie spectrale pour le ruban de tungstène.	49
2.2	Valeurs des coefficients de calibration pour le montage basse vitesse, objectif de 70 mm. Coefficients valables pour des temps d'exposition compris entre 500 et 1000 μ s.	50
2.3	Valeur des coefficients de calibration pour le montage haute vitesse, couple de longueur d'onde 850/1000 nm. Ouverture du diaphragme indiquée par des valeurs arbitraires (1 : ouvert, 7 : fermé).	51
2.4	Résultats de mesure avec mouvement relatif capteur/zone d'intérêt.	53
2.5	Paramètres utilisés pour les calculs d'incertitudes. Valeurs correspondant à une température cible de 3000 K.	55
2.6	Incertitude de la méthode bichromatique liée à la largeur de bande des filtres optiques (%).	56
2.7	Incertitudes liées à l'étalonnage du facteur de correction de la sensibilité du dispositif bichromatique avec les caméras basse vitesse (%).	56
2.8	Incertitude du modèle bichromatique associée à l'hypothèse de corps gris (%).	56
2.9	Incertitude du modèle bichromatique associée au bruit de mesure des capteurs (%).	57
2.10	Incertitude totale $\Delta T/T$ du dispositif bichromatique constitué des caméras basses vitesses (%), dans le cas d'une erreur $\Delta \varepsilon_R = 1\%$	58
2.11	Paramètres du procédé laser utilisés pour chacun des métaux purs testés.	59
2.12	Propriétés physiques des matériaux (données fournisseur : GoodFellow). Émissivité en fonction de la longueur d'onde provenant de la littérature [52, 75–77].	59
2.13	Écart relatif entre l'hypothèse de corps gris et le ratio d'émissivité des quatre matériaux à leur température de fusion, en phase liquide (%).	60
2.14	Incertitude totale $\Delta T/T$ du dispositif bichromatique constitué des caméras basses vitesses (%).	60
2.15	Nombre de Stefan, diffusivité thermique et nombre de Nusselt radiatif pour les quatre métaux purs étudiés. Les valeurs des propriétés thermiques sont extraites du tableau 2.12.	61
2.16	Températures de fusion des matériaux purs mesurées pour les quatre couples de longueurs d'onde. Désignation des hypothèses : GE pour corps gris et EC pour compensation de l'émissivité. Les '-' sont des valeurs qui n'ont pu être déterminées.	63
3.1	Caractéristiques des signaux électriques obtenus avec les réglages synergiques du poste MAG.	72

3.2	Résultats de l'étude de l'influence des paramètres procédés sur la température de surface de la gouttelette : température moyenne T_{moy} et diminution moyenne de température ΔT_{moy} , au cours de la chute. L'énergie moyenne développée pendant le temps chaud est également calculée.	83
3.3	Estimation de la tension superficielle, avec théorie linéaire (σ_{moy}) et avec prise en compte des grandes déformations ($\sigma_{moy,corrige}$), pour les trois jeux de paramètres (essais 1 à 3).	91
4.1	Grandeurs physiques et électriques associées aux quatre essais. v_{fil} et $v_{fil,remonte}$ sont les valeurs maximales observées lors d'un cycle.	108
4.2	Nombres de périodes observées pour chacun des essais et quantités de périodes avec apparition de satellites.	113
4.3	Vitesse de déplacement vertical de la zone de striction pour les quatre essais. . .	116

Annexe A

Calcul de la pression électromagnétique

A.1 Introduction

L'objectif est d'obtenir une formulation simple de la pression interne d'une veine liquide soumise à un chargement complexe : effets thermiques, géométrie variable et effets électromagnétiques. Le repère de l'étude est le repère cylindrique, défini par les vecteurs $(\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_z)$.

A.2 Lignes de courant et champs magnétiques

On se place dans le cadre de l'électrostatisme. Le courant est imposé par la source de courant. La densité de courant \mathbf{J} satisfait l'équation de continuité :

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (\text{A.1})$$

Le champ magnétique \mathbf{H} satisfait :

$$\nabla \wedge \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (\text{A.2})$$

La densité de flux magnétique \mathbf{B} peut être déterminée :

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (\text{A.3})$$

Ainsi, les forces de Lorentz \mathbf{F}_L sont ensuite déterminées :

$$\mathbf{F}_L = \mathbf{J} \wedge \mathbf{B} \quad (\text{A.4})$$

Dans le cas d'une veine liquide axisymétrique, orientée par \mathbf{e}_z avec une densité de courant traversant une section constante, on a dans la section d'entrée $I = j_0 \pi R_0^2$ et $I = cst$. On peut donc déterminer la densité de courant sur \mathbf{z} :

$$j_z(z) = \frac{R_0^2}{R^2(z)} j_0 \quad (\text{A.5})$$

En utilisant l'équation de continuité A.1, on peut déterminer la composante radiale :

$$j_r(r, z) = \frac{\partial R}{\partial z} R_0^2 j_0 \frac{r}{R^3(z)} \quad (\text{A.6})$$

Le champ magnétique n'a alors qu'une composante azimutale :

$$B_\theta = \frac{r R_0^2 j_0}{2 R^2(z)} \quad (\text{A.7})$$

Ainsi, les forces de Lorentz peuvent être calculées :

$$\mathbf{F}_L = \frac{\mu_0 j_0^2}{2} \left(-\frac{R_0^4}{R^4(z)} r \mathbf{e}_r + \frac{R_0^4}{R^5(z)} \frac{\partial R}{\partial z} r^2 \mathbf{e}_z \right) \quad (\text{A.8})$$

Avec μ_0 la perméabilité du vide.

A.3 Équation de Naviers Stokes

Les équations de conservation de la quantité de mouvement peuvent s'écrire :

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial z} + \rho v \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial p}{\partial z} = f_z \quad (\text{A.9})$$

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho u \frac{\partial v}{\partial z} + \rho v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial p}{\partial r} = f_r \quad (\text{A.10})$$

Avec (\mathbf{v}, p) les variables.

Dans le cas d'une veine liquide où la dimension axiale est bien supérieure à la dimension radiale, on peut supposer que les termes inertiels ne sont pas pris en compte dans l'équation de conservation radiale A.10 et on peut considérer que $u = u(z, t)$ uniquement. Les équations A.9 et A.10 peuvent donc s'écrire :

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + f_z \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{\partial p}{\partial r} = f_r \quad (\text{A.12})$$

En prenant en compte les forces de Lorentz dans l'équation A.12 puis en intégrant celle-ci, on obtient la pression :

$$p(r, z, t) = -\frac{\mu_0 j_0^2}{4} \frac{R_0^4}{R^4(z)} r^2 + C \quad (\text{A.13})$$

La condition limite à la surface de la veine liquide est $p(r = R, z, t) = p_{capillaire}$ avec :

$$p_{capillaire} = \sigma(T) \left(\frac{1}{R\sqrt{1 + (\partial R/\partial z)^2}} - \frac{\partial^2 R/\partial z^2}{(1 + (\partial R/\partial z)^2)^{\frac{3}{2}}} \right) \quad (\text{A.14})$$

$p_{capillaire}$ étant défini par la formule de Laplace. Ainsi on obtient l'expression de la pression globale :

$$p(r, z, t, T) = p_0 + \sigma(T) \left(\frac{1}{R\sqrt{1 + (\partial R/\partial z)^2}} - \frac{\partial^2 R/\partial z^2}{(1 + (\partial R/\partial z)^2)^{\frac{3}{2}}} \right) + \frac{\mu_0 j_0^2}{4} \left(\frac{R_0^4}{R^2(z)} - \frac{R_0^4}{R^4(z)} r^2 \right) \quad (\text{A.15})$$

La pression totale dans le ménisque est donc séparable en trois termes :

- p_0 la pression initiale,
- $p_{electro}$ la pression électromagnétique avec $p_{electro} = \frac{\mu_0 j_0^2}{4} \left(\frac{R_0^4}{R^2(z)} - \frac{R_0^4}{R^4(z)} r^2 \right)$,
- $p_{capillaire}$ la pression capillaire, avec $p_{capillaire} = \sigma(T) \left(\frac{1}{R\sqrt{1 + (\partial R/\partial z)^2}} - \frac{\partial^2 R/\partial z^2}{(1 + (\partial R/\partial z)^2)^{\frac{3}{2}}} \right)$

Annexe B

Calcul des vitesses dans le ménisque

B.1 Introduction

En supposant la géométrie axisymétrique, la conservation de la masse peut s'écrire si on considère que l'ensemble des champs ne dépendent que de z :

$$\dot{R} + \frac{R}{2} \frac{du}{dz} + u \frac{dR}{dz} = 0 \quad (\text{B.1})$$

où $R(z)$ est le rayon de la veine liquide et $u(z)$ est la vitesse moyenne verticale dans une section de hauteur z . L'équation B.1 est écrite dans une formulation eulérienne. On choisira le repère de la caméra pour faire les calculs. La détection des contours donne en fonction du temps le rayon R et permet de calculer le \dot{R} par une méthode de différences finies. On peut alors déterminer à partir de cette équation à chaque instant la vitesse dans le ménisque. Il faut alors résoudre cette équation aux dérivées partielles, on choisit une méthode par éléments finis avec une formulation de moindre carré pour s'affranchir des problèmes d'oscillations dans la solution inhérents à ce type d'équation.

B.2 Résolution par une formulation moindre carré

B.2.1 Discrétisation spatiale

La principale inconnue du problème est $u(z)$. Pour approcher $u(z)$ sur tout le domaine, on réalise un maillage éléments finis monodimensionnel. Les noeuds portent les degrés de libertés u_i . L'interpolation est isoparamétrique est s'exprime :

$$[\mathbf{N}] = \frac{1}{2}[1 - \xi, 1 + \xi] \quad (\text{B.2})$$

on détermine alors la vitesse à l'intérieur d'un élément par :

$$u(\xi) = [\mathbf{N}] \begin{Bmatrix} u_i \\ u_j \end{Bmatrix} \quad (\text{B.3})$$

on peut également utiliser cette fonction pour interpoler les rayons à l'intérieur de l'élément. Si on doit calculer le gradient $\frac{d}{dz}$, on calcule d'abord $\frac{d}{d\xi}$ puis on effectue le changement de variable classique pour passer de l'espace isoparamétrique à l'espace réel :

$$\frac{du}{dz} = \frac{d\xi}{dz} \frac{du}{d\xi} = \frac{1}{J} \frac{d[\mathbf{N}]}{d\xi} \begin{Bmatrix} u_i \\ u_j \end{Bmatrix} \quad (\text{B.4})$$

où J est le jacobien de la transformation de z à ξ .

On notera plus rapidement :

$$\frac{du}{dz} = [\mathbf{B}] \begin{Bmatrix} u_i \\ u_j \end{Bmatrix} \quad (\text{B.5})$$

B.2.2 Formulation faible de type Galerkin

Si on introduit l'interpolation précédente dans l'équation B.1, que l'on multiplie par la transposé de la matrice d'interpolation et que l'on intègre sur l'élément, on obtient une formulation faible de type Galerkin.

$$\int_L [\mathbf{N}]^T \dot{R} dz + \int_L [\mathbf{N}]^T \frac{R}{2} [\mathbf{B}] dz \{\mathbf{u}\} + \int_L [\mathbf{N}]^T \frac{dR}{dz} [\mathbf{N}] dz \{\mathbf{u}\} = \{\mathbf{0}\} \quad (\text{B.6})$$

On obtient alors une équation linéaire sur l'élément que l'on peut facilement résoudre. Cette équation peut s'écrire sous la forme :

$$[\mathbf{K}] \{\mathbf{u}\} = \{\mathbf{f}\} \quad (\text{B.7})$$

A cause du terme $[\mathbf{N}]^T [\mathbf{B}]$, il est connu que la solution a des oscillations. On propose alors une formulation moindre carré dérivée de cette formulation.

B.2.3 Résolution moindre carré

Pour lever le problème de la matrice mal conditionnée, on propose de résoudre le système avec une méthode de moindre carré, en introduisant le résidu :

$$R = \|[\mathbf{K}] \{\mathbf{u}\} - \{\mathbf{f}\}\|^2 = ([\mathbf{K}] \{\mathbf{u}\} - \{\mathbf{f}\})^T ([\mathbf{K}] \{\mathbf{u}\} - \{\mathbf{f}\}) \quad (\text{B.8})$$

On cherche alors la solution u qui minimise cette norme. Différents ouvrages traitent de cette résolution qui se réduit finalement au système linéaire :

$$[\mathbf{K}]^T [\mathbf{K}] \{\mathbf{u}\} = [\mathbf{K}]^T \{\mathbf{f}\} \quad (\text{B.9})$$

La matrice de raideur n'a plus de terme (un zéro sur la diagonale avec des termes non nuls hors diagonale) menant à l'oscillation de la solution.

B.3 Validation sur des cas tests

Pour s'assurer que la méthode donne des valeurs cohérentes, on va réaliser deux cas tests :

- Un cylindre que l'on écrase uniformément et dont la vitesse est imposée à zéro d'un coté.
- Un ménisque que l'on écrase et dont une vitesse est imposée d'un coté

B.3.1 Cas du cylindre

Pour ce cas, on impose pour l'ensemble des noeuds $\dot{R} = -0.001 \text{mm/s}$. Le rayon est initialement de 1mm et la longueur du tube est $L_{jet} = 10 \text{mm}$. En faisant un bilan de la conservation de la masse, on obtient que la vitesse de sortie doit être égale à 0.002mm/s.

La longueur est divisée en 10 éléments. Le résultat est montrée sur la figure B.1

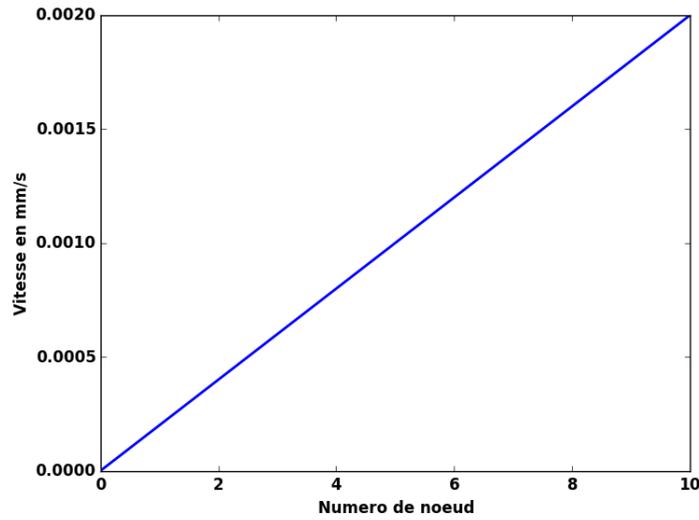


FIGURE B.1 – Profil de vitesse le long du tube. La vitesse en $x=0$ est imposée à 0.

On remarque que la vitesse est bien linéaire et que la vitesse de sortie est bien égale à 0.002mm/s.

B.3.2 Cas du ménisque

La géométrie pour ce cas est de type forme de delaunay. Elle est montrée sur la figure ménisque.

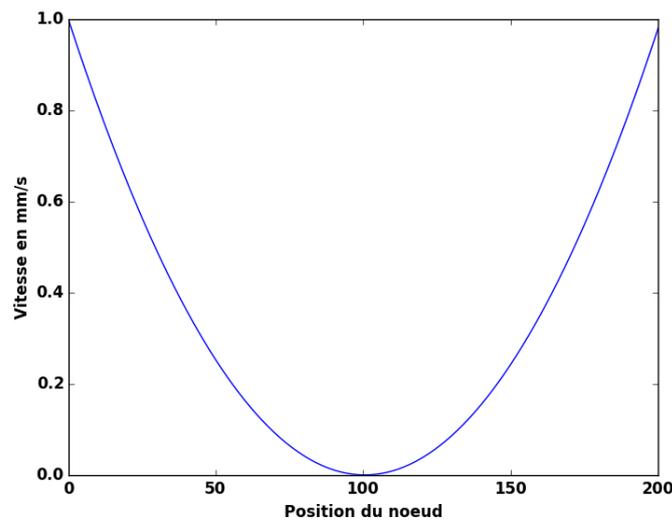


FIGURE B.2 – Géométrie au moment de la striction.

On impose une vitesse uniforme de compression suivant le rayon de 0.1mm/s.

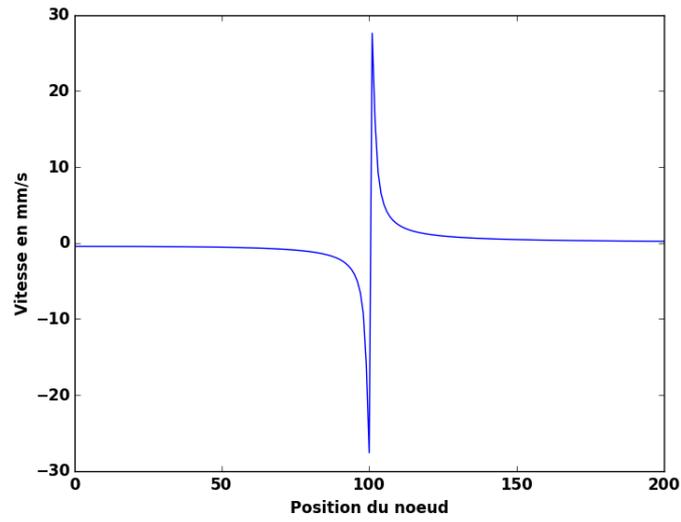


FIGURE B.3 – Résultats vitesses

Conformément à la littérature, on obtient des vitesses axiales qui sont négatives sur la partie aval et positive sur la zone amont de la striction.

RÉSUMÉ

Le soudage est un procédé clef dans l'industrie nucléaire. L'utilisation de ce procédé d'assemblage est nécessaire pour assurer la continuité physique et chimique indispensable à la sûreté des composants des centrales. Pour la société AREVA, un axe de développement important consiste à augmenter la productivité tout en garantissant une qualité optimale.

L'approche expérimentale présentée dans ce travail a pour double objectif de proposer un dispositif de contrôle des températures des zones de métal liquide et de caractériser leur comportement dynamique, dans le cas du soudage MAG. Une méthode de mesure de température, en pyrométrie bichromatique, a été développée pour la mesure *in-situ* des champs de température des zones liquides. Les premiers essais réalisés en configuration industrielle permettent d'envisager l'utilisation de ce type de méthode pour le contrôle temps réel d'opérations de soudage. La méthode de pyrométrie bichromatique, couplée à l'observation et à l'étude des déformations des gouttelettes au cours de leur transfert, permet également d'évaluer l'influence de la température sur la tension superficielle, en interaction avec le plasma d'arc. Le rôle majeur de la tension superficielle dans le comportement dynamique des phases liquides apparaît clairement dans les résultats obtenus. Les outils d'investigation et d'analyse développés ont été utilisés pour étudier un procédé de soudage par court-circuit contrôlé (CMT). Il est ainsi possible d'analyser la rupture du pont liquide, mais aussi le comportement du dépôt de métal liquide, qui peut entraîner des défauts de forme, et la dynamique des transferts de masse pour identifier l'apparition des défauts opératoires.

TITLE

Experimental study of liquid phase behaviour in GMAW controlled short arc processes

ABSTRACT

Welding is a key process in nuclear industry. The use of this assembly process is needed to ensure chemical and physical continuity required for installations safety. For the firm AREVA, one of the major axis of development is improving the productivity of nuclear components with the guaranty of optimum quality.

Experimental approach presented in the present work has the double objectives of proposing a monitoring device for temperature fields of liquid metal and characterising its dynamic behaviour in GMAW. A two colour measurement method has been developed for *in-situ* surface temperature measurement of liquid zones. First tests realised in an industrial configuration allow to consider this method as a possible real-time control device for welding. This two colour pyrometer, coupled to the observation and the study of droplets deformations during their transfer, allows to study the influence of temperature on surface tension, with the interaction of arc plasma. Main role of surface tension on liquid phase behaviour is clearly exposed in the obtained results. The developed investigating and analysis tools have been used to study a GMAW controlled short arc process. So, it is possible to analyse liquid bridge rupture, but also liquid metal deposition behaviour, which can induce shape defects, and mass transfer dynamic to identify the apparition of operative defects.

DISCIPLINE

Mécanique, Génie Mécanique, Génie Civil

MOTS-CLÉS soudage, température, phases liquides, pyrométrie bichromatique, expérimentation

INTITULE ET ADRESSE DU LABORATOIRE

Laboratoire de Mécanique et Génie Civil
UMR UM2-CNRS 5508
cc048 Place Eugène Bataillon
34095 Montpellier Cedex 5