



**HAL**  
open science

# Modélisation du soudage MIG/MAG en mode short-arc

Jean-Pierre Planckaert

► **To cite this version:**

Jean-Pierre Planckaert. Modélisation du soudage MIG/MAG en mode short-arc. Automatique / Robotique. Université Henri Poincaré - Nancy 1, 2008. Français. NNT: 2008NAN10024 . tel-01748548v2

**HAL Id: tel-01748548**

**<https://theses.hal.science/tel-01748548v2>**

Submitted on 30 Sep 2008

**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

présentée pour l'obtention du

Doctorat de l'Université Henri Poincaré, Nancy 1

(Spécialité Automatique, Traitement du Signal et Génie Informatique)

par

Jean-Pierre Planckaert

## Modélisation du soudage MIG/MAG en mode short-arc.

Soutenue publiquement le 1<sup>er</sup> juillet 2008 devant la commission d'examen :

<i>Rapporteurs :</i>	R. Lengellé	Professeur à l'Université de Technologie de Troyes
	S. Leseq	Professeur à l'Institut National Polytechnique de Grenoble
<i>Examineurs :</i>	G. Gissinger	Professeur à l'Université de Haute-Alsace
	F. Briand	Expert Air Liquide
	D. Brie	Professeur à l'Université Henri Poincaré, Nancy 1
	E.-H. Djermoune	Maître de Conférences à l'Université Henri Poincaré, Nancy 1
<i>Invité :</i>	T. Opderbecke	Chef de service au CTAS - Air Liquide



# Table des matières

<b>Table des figures</b>	<b>v</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>ix</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Généralités sur le soudage</b>	<b>5</b>
1.1 Définition de l'opération de soudage . . . . .	5
1.2 Les différentes sources d'énergie utilisées en soudage . . . . .	6
1.2.1 La combustion d'un gaz combustible . . . . .	6
1.2.2 L'arc électrique . . . . .	7
1.2.3 Le soudage plasma . . . . .	10
1.2.4 Les sources laser . . . . .	10
1.2.5 Synthèse . . . . .	11
1.3 Le soudage électrique Metal Inert Gas / Metal Active Gas . . . . .	12
1.3.1 Description du soudage MIG/MAG . . . . .	12
1.3.2 Les différents régimes de soudage . . . . .	13
1.3.3 Description d'une installation de soudage MIG/MAG . . . . .	18
1.4 Conception et instrumentation d'une plate-forme d'essais de soudage à l'arc .	21
1.4.1 Observations réalisées pour caractériser le résultat d'une opération de soudage . . . . .	21
1.4.2 Les moyens de mesures . . . . .	22
1.4.3 Objectifs particuliers au projet . . . . .	22
1.4.4 Grandeurs physiques observées . . . . .	24
1.4.5 Choix de la caméra . . . . .	25
<b>2 Physique du soudage MIG/MAG</b>	<b>27</b>
2.1 Introduction . . . . .	27
2.2 Arc électrique de type MIG/MAG . . . . .	27
2.2.1 Source de plasma de type MIG/MAG . . . . .	28

2.2.2	Influence du gaz de protection sur le transfert de métal dans l'arc MIG/MAG . . . . .	30
2.3	Forces agissant sur la goutte . . . . .	32
2.3.1	Gravité . . . . .	33
2.3.2	Force de friction du plasma . . . . .	33
2.3.3	Tension de surface . . . . .	34
2.3.4	Force électromagnétique . . . . .	36
2.4	Analyse du transfert de chaleur dans l'électrode . . . . .	46
2.5	Modèles théoriques de formation des gouttes . . . . .	50
2.5.1	Balance des forces . . . . .	51
2.5.2	Instabilité de pincement . . . . .	54
2.5.3	Autres théories . . . . .	56
2.6	Simulation du transfert de métal par la méthode <i>Volume Of Fluid</i> . . . . .	57
2.6.1	Présentation . . . . .	57
2.6.2	Physique du procédé . . . . .	58
2.6.3	Algorithme . . . . .	62
2.6.4	Implantation . . . . .	63
2.6.5	Bilan . . . . .	65
2.7	Conclusion . . . . .	65
<b>3</b>	<b>Méthodes d'extraction des informations de la vidéo</b>	<b>67</b>
3.1	Introduction . . . . .	67
3.2	Segmentation . . . . .	67
3.2.1	Détection de contours . . . . .	68
3.2.2	Approche "régions" . . . . .	76
3.2.3	Morphologie mathématique . . . . .	79
3.3	Contours actifs . . . . .	81
3.3.1	Approche "contours" . . . . .	82
3.3.2	Le modèle géométrique des contours actifs . . . . .	86
3.3.3	Approche "régions" . . . . .	87
3.4	Implémentations . . . . .	88
3.4.1	Approche variationnelle . . . . .	88
3.4.2	Programmation dynamique . . . . .	90
3.4.3	Algorithme <i>greedy</i> . . . . .	91
3.5	Conclusion . . . . .	93
<b>4</b>	<b>Simulation et observation du procédé MIG/MAG</b>	<b>95</b>
4.1	Introduction . . . . .	95
4.2	Modèle retenu . . . . .	95
4.2.1	Croissance goutte . . . . .	96

---

4.2.2	Transfert de métal . . . . .	100
4.2.3	Implantation . . . . .	102
4.2.4	Oscillations du bain de soudure . . . . .	103
4.2.5	Simulation . . . . .	104
4.2.6	Influence du modèle d'oscillation du bain . . . . .	109
4.2.7	Simulation d'un défaut . . . . .	111
4.3	Suivi de contours sur les vidéos rapides . . . . .	114
4.3.1	Principe . . . . .	114
4.3.2	Suivi en période d'arc . . . . .	116
4.3.3	Suivi en période de court-circuit . . . . .	117
4.3.4	Exemples . . . . .	118
4.4	Identification du procédé industriel . . . . .	120
4.4.1	Etude expérimentale . . . . .	120
4.4.2	Tendances majeures . . . . .	122
4.4.3	Identification . . . . .	123
	<b>Conclusion générale</b>	<b>135</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>137</b>



# Table des figures

1.1	Principaux types d'assemblage. . . . .	6
1.2	Coupe transversale d'un assemblage. . . . .	6
1.3	Puissance spécifique ( $\text{kW.cm}^{-2}$ ). . . . .	7
1.4	Assemblage type réalisé en soudo-brasage et en brasage. . . . .	7
1.5	Schéma d'un arc électrique . . . . .	8
1.6	Forme d'onde du courant pulsé. . . . .	9
1.7	Forme d'onde et chemin des électrons en courant alternatif. . . . .	9
1.8	Principe du soudage plasma. . . . .	10
1.9	Principe du soudage laser. . . . .	11
1.10	Comparaison des densités de puissance des différentes sources d'énergie. . . . .	11
1.11	Schéma d'une torche MIG/MAG. . . . .	13
1.12	Transfert par court-circuit. . . . .	14
1.13	Distribution des fréquences de court-circuit. . . . .	15
1.14	Transfert par pulvérisation axiale. . . . .	15
1.15	Transfert globulaire. . . . .	16
1.16	Transfert à veine liquide rotative. . . . .	17
1.17	Schéma récapitulatif des différents transferts. . . . .	17
1.18	Forme de pénétration en fonction du type de transfert. . . . .	18
1.19	Taux de projection en fonction du régime de transfert. . . . .	19
1.20	Schéma type d'une installation manuelle de soudage MIG. . . . .	19
1.21	Utilisation d'un générateur de soudage. . . . .	20
1.22	Macrographie d'un cordon réalisé en pleine tôle. . . . .	21
1.23	Schéma de la plate-forme de soudage. . . . .	25
2.1	Caractéristiques courant-tension des décharges gazeuses [1]. . . . .	28
2.2	Schéma de la torche à plasma MIG/MAG. . . . .	29
2.3	Effet du gaz de protection sur la fréquence de détachement. . . . .	31
2.4	Tension superficielle des alliages liquides à 1640C sous air : a) fer-oxygène, b) fer-carbone [2]. . . . .	31

2.5	Lignes de courant dans la goutte et dans le plasma adjacent, et forces électromagnétiques résultantes : a) force EM de détachement, b) force EM d'attachement. . . . .	32
2.6	Equilibre des forces dans une goutte pendant au bout d'une baguette. . . . .	35
2.7	Forces magnétiques dans une goutte en soudage. . . . .	37
2.8	Division d'une colonne liquide. Sans courant axial, les forces de tension de surface vont a) stabiliser ou b) déstabiliser la colonne. c) Avec un courant axial, les densités de couarant qui diminuent et augmentent le long de l'axe génèrent des forces magnétiques qui vont aider les forces de tension de surface déstabilisatrices. . . . .	38
2.9	Relation entre les vecteurs du champ, de la normale et de traction. . . . .	43
2.10	Goutte pendante généralisée . . . . .	46
2.11	Composantes de la traction suivant $z$ . . . . .	46
2.12	Force magnétique suivant $z$ pour une région non émettrice de courant. . . . .	47
2.13	Lignes de courant dans une goutte sphérique. . . . .	48
2.14	Relation entre vitesse d'apport du fil et courant. . . . .	49
2.15	Conditions aux limites du modèle monodimensionnel pour le calcul de la distribution de température dans l'électrode. . . . .	50
2.16	Résistivité du fil en fonction de la température pour deux matériaux : (●) acier inoxydable et (×) acier. . . . .	51
2.17	Variation de $f_z$ comme fonction de $\Phi$ . . . . .	52
2.18	Ligne de courant et force de Lorentz. . . . .	53
2.19	Amplitude des forces agissant sur la goutte en fonction du courant de soudure. . . . .	54
2.20	Schéma synoptique de la soudure MIG-MAG en mode short-arc. . . . .	59
2.21	Schéma du système de soudure. . . . .	60
2.22	Rayons de courbure principaux. . . . .	61
2.23	Lignes de courant pendant $T_{arc}$ . . . . .	63
2.24	Algorithme du simulateur. . . . .	64
2.25	Schéma de différences finies. . . . .	65
3.1	Résultats de convolution par différents masques. . . . .	72
3.2	Résultats de convolution par différents masques sur une image de soudage. . . . .	73
3.3	Modélisation d'un contour par la somme d'un échelon et d'un bruit gaussien de moyenne nulle . . . . .	74
3.4	Résultat de convolution par le filtre de Canny sur une image de soudage. . . . .	76
3.5	Opération de seuillage. . . . .	77
3.6	Opération de seuillage sur une image de soudage. . . . .	78
3.7	Segmentation "région" par division ( <i>split</i> ). . . . .	78
3.8	L'ouverture. . . . .	80

3.9	La fermeture. . . . .	81
3.10	Comparaison des résultats obtenus par les méthodes de morphologie mathématique. . . . .	82
3.11	Principe de la squelettisation. . . . .	82
3.12	Principe des contours actifs . . . . .	83
3.13	Détection des parois du coeur dans une image par résonance magnétique, IRM	83
3.14	Illustration des vecteurs de force obtenus par la méthode GVF. . . . .	85
3.15	Courbe se déformant selon sa courbure . . . . .	87
3.16	Comportement de l'algorithme <i>greedy</i> . . . . .	92
3.17	<i>Snake</i> convergeant sur une série d'images expérimentales en période d'arc. . .	93
4.1	Etats du système hybride. . . . .	96
4.2	Géométrie de la goutte et des lignes de courant. . . . .	98
4.3	Variation de $f_z$ en fonction de $\theta$ . . . . .	99
4.4	Lignes de courant et force de Lorentz. . . . .	99
4.5	Schéma de l'installation expérimentale. . . . .	100
4.6	Modèle de court-circuit. . . . .	101
4.7	Configuration du pont avec ses rayons principaux. . . . .	102
4.8	Algorithme du simulateur pour $T_{cc}$ . . . . .	104
4.9	Paramétrage du simulateur. . . . .	105
4.10	Séquences d'événements pendant un cycle complet de soudage MIG/MAG en mode <i>short-arc</i> . . . . .	107
4.11	Simulations avec des inductances différentes. . . . .	108
4.12	Influence pratique de la vitesse-fil. . . . .	109
4.13	Interaction simulée entre vitesse-fil et tension en circuit-ouvert. . . . .	110
4.14	Simulation avec oscillation du bain telle que $A = 0.5$ mm et $\omega = 25$ Hz. . . .	111
4.15	Simulation avec oscillation du bain telle que $A = 1.2$ mm et $\omega = 25$ Hz. . . .	112
4.16	Simulation avec oscillation du bain telle que $A = 1.65$ mm et $\omega = 25$ Hz. . .	113
4.17	Histogrammes de temps d'arc avec $A = 0.5$ mm et $\omega = 25$ Hz. . . . .	114
4.18	Histogrammes de temps d'arc avec $A = 1.2$ mm et $\omega = 25$ Hz. . . . .	115
4.19	Histogrammes de temps d'arc avec $A = 1.65$ mm et $\omega = 25$ Hz. . . . .	116
4.20	Simulations avec oscillation du bain telle que $A = 0.5$ mm et $\omega = 25$ Hz. . .	117
4.21	Histogrammes des temps caractéristiques pour des simulations avec oscillation du bain telle que $A = 0.5$ mm et $\omega = 25$ Hz. . . . .	118
4.22	Principe du défaut de planéité. . . . .	118
4.23	Oscillogrammes des valeurs filtrées de la tension, du courant et du volume goutte face à un défaut de planéité. . . . .	119
4.24	Principe du contour actif en période de court-circuit. . . . .	120

4.25	<i>Snake</i> convergeant sur une série d'images expérimentales en période de court-circuit. . . . .	121
4.26	Suivi de contour par contour actif implanté via l'algorithme <i>greedy</i> pour une vidéo acquise durant une soudure avec $S = 3$ m/min et $U_{oc} = 22$ V. . . . .	125
4.27	Suivi de contour par contour actif implanté via l'algorithme <i>greedy</i> pour une vidéo acquise durant une soudure avec $S = 3$ m/min et $U_{oc} = 23$ V. . . . .	126
4.28	Dépendance de $T_{arc}$ au paramètre $L_{arc}$ . . . . .	127
4.29	Dépendance de $T_{cc}$ au paramètre $L_{arc}$ . . . . .	128
4.30	Images avant court-circuit avec $S = 3$ m/min et $U_{oc} = 22$ V. . . . .	129
4.31	Images avant court-circuit avec $S = 3$ m/min et $U_{oc} = 23$ V. . . . .	129
4.32	Oscillogrammes du courant et de la tension avec $S = 3$ m/min. . . . .	129
4.33	Courant et tension simulés avec $S = 3$ m/min. . . . .	130
4.34	Surface mesurée pour $S = 3$ m/min et $U_{oc} = 22$ V. . . . .	130
4.35	Surface mesurée pour $S = 3$ m/min et $U_{oc} = 23$ V. . . . .	130
4.36	Volume simulé pour $S = 3$ m/min et $U_{oc} = 23$ V. . . . .	131
4.37	Sensibilité du simulateur à la résistance du générateur. . . . .	131
4.38	Sensibilité du simulateur à l'inductance du générateur. . . . .	132
4.39	Sensibilité du simulateur à $C_1$ . . . . .	132
4.40	Sensibilité du simulateur à $C_2$ . . . . .	133
4.41	Sensibilité du simulateur à la tension de surface. . . . .	133

# Liste des tableaux

2.1	Amplitude (en Newton) des forces mises en jeu dans le détachement de la goutte. . . . .	53
4.1	Paramètres physiques des simulations. . . . .	106



# Introduction générale

Cette thèse a été effectuée dans le cadre d'une convention CIFRE avec Air Liquide. Elle fait suite à deux contrats de recherche portant sur la détection et le diagnostic de défauts de soudage MIG/MAG (Metal Inert Gas/Metal Active Gas). L'objectif du travail est de modéliser le processus de soudage MIG/MAG pour un transfert de type "short-arc". Il s'agit donc de réaliser la modélisation de l'ensemble du système fil, gaz, arc, tôle, régulation en fonction d'un certain nombre de grandeurs physiques parmi lesquelles :

- la tension de consigne du générateur en mode "arc", le profil d'évolution de l'intensité du générateur en mode "court-circuit" ;
- la distance tube contact-pièce ;
- la vitesse d'avance du fil ;
- le type de gaz utilisé, la nuance de l'acier à souder...

Le travail effectué au cours de cette thèse comporte des contributions qui concernent la modélisation physique du procédé de soudage ainsi que la segmentation de vidéos rapides et des contributions industrielles.

Le soudage MIG/MAG est un procédé de soudage à l'arc dans lequel le métal d'apport est amené par une bobine de fil métallique et est fondu au fur et à mesure par effet Joule et par un arc électrique. Dans le mode "short-arc", il se dépose par gouttes successives pour former le cordon de soudure. Le générateur de soudage fournit l'énergie électrique nécessaire à la fonte du métal et à l'établissement et à l'entretien de cet arc entre les pièces à souder et le fil. Il fonctionne selon deux modes de régulation distincts :

- le mode "arc" dans lequel la tension délivrée par le générateur est réglée pour atteindre une valeur de consigne définie par le soudeur ;
- le mode "court-circuit" dans lequel l'intensité évolue selon une loi prédéfinie.

L'approche développée pour modéliser le processus de soudage est une approche analytique avec le but de comprendre la physique du procédé. Ce dernier est représenté sous forme de système hybride avec deux états continus (état "arc" et état "court-circuit") ; le passage de l'un à l'autre étant contrôlé par une variable de commutation. Les résultats de cette modélisation sont prometteurs et ont été publiés dans des conférences internationales [3, 4]. Dans le mode "arc" pendant lequel les gouttes de métal fondu grossissent, les résultats du simulateur sont conformes à l'observation [5]. En revanche, en mode "court-circuit", le modèle semble s'éloigner des mesures expérimentales et nécessitent donc une étude plus approfondie.

Outre les aspects fondamentaux et méthodologiques, nous avons également développé un volet expérimental nécessaire à l'élaboration des bases de données utilisées pour la construction des modèles. Ainsi, les différents enregistrements effectués au CTAS sur une plate forme équipée d'un système d'acquisition (tension, courant, vitesse fil, vidéo rapide) ont été dépouillés et corrélés avec les modèles développés. En particulier, nous avons élaboré une méthode de suivi de contour sur les vidéos rapides en utilisant l'approche de contour actif dynamique. Cette approche a d'abord été appliquée en mode "arc" [3], puis en mode "court-circuit" en intégrant une détection de la surface du bain de soudure [4]. Grâce aux mesures effectuées sur les vidéos segmentées, le comportement des modèles a été validé et des pistes pour améliorer la cohérence entre simulation et expérience ont été énoncées.

Les développements théoriques effectués ont été accompagnés par des avancées industrielles sur les aspects suivants :

- meilleure compréhension des phénomènes physiques sous-jacents ;
- développement d'un simulateur du processus de soudage permettant d'évaluer "sans-risques" les effets de différents paramètres ;
- possibilité de prédire le détachement des gouttes et ainsi mieux gérer la commutation entre les deux modes de fonctionnement.

De plus, une étude plus avancée du simulateur proposé pourrait permettre d'intégrer les modèles dans les générateurs de soudage afin des remplacer les tables de synergies ou bien pour affiner la détection et le diagnostic des défauts de soudage en remontant aux causes physiques par inversion des modèles directs.

Ce mémoire s'articule autour de quatre chapitres résumés ci-dessous.

De nombreuses industries réalisent des assemblages d'éléments métalliques par soudage (chaudronnerie, menuiserie métallique, constructions navale, offshore, ferroviaire et automobile...). Il existe aujourd'hui de nombreux procédés de soudage répondant à la très grande variété d'assemblage à réaliser et aux caractéristiques des métaux utilisés. Le premier chapitre fait une description des différentes sources d'énergie utilisées en soudage. Suite à cela, une explication plus détaillée du soudage à l'arc électrique est donnée. Enfin nous présentons la conception d'une plateforme d'essai de soudage.

Le détachement de gouttes de métal fondu d'une électrode en soudage MIG/MAG en mode short arc fait intervenir des interactions complexes entre plusieurs phénomènes physiques. Chacun de ces phénomènes a un impact sur la qualité et la quantité du travail fourni par un système industriel. Alors qu'il est difficile de caractériser de façon quantitative les phénomènes variés agissant en soudage sous atmosphère protectrice, il est relativement aisé d'implanter et d'utiliser de façon productive une installation MIG/MAG. Il est possible, bien sûr, d'utiliser une approche empirique pour optimiser un procédé. Cette méthode a été largement employée par le passé pour le soudage MIG/MAG avec assez de succès. Mais il y a des avantages à choisir une approche analytique avec le but de comprendre la physique du

procédé puisqu'on peut en attendre des avancées significatives dans la compréhension des interactions dynamiques présentes dans l'arc. C'est pourquoi nous présentons dans le chapitre 2 les connaissances théoriques de la physique quant au comportement du métal liquide transféré en soudage MIG/MAG.

Cependant, compte tenu de la complexité des phénomènes dans de tels milieux et de la faible validité des modèles existants, il est apparu nécessaire de recourir à une phase de modélisation expérimentale plus communément appelée identification. Les approches classiques réalisent cette modélisation expérimentale indépendamment de toute modélisation physique, ce qui à notre sens constitue leur principale limitation. L'originalité des travaux qui ont été développés est d'étudier les possibilités d'intégrer cette modélisation physique en tant que connaissance a priori pour l'établissement de modèles expérimentaux. Ce travail comporte donc également un aspect expérimental nécessaire à l'élaboration des bases de données utilisées pour la construction des modèles. Les différents enregistrements ont été effectués au CTAS sur une plate forme équipée d'un système d'acquisition de données pour les mesures de tension, courant, vitesse fil et d'un système de vidéo rapide permettant de juger de la qualité effective des soudures. Il fallait corrélérer ces données vidéo aux enregistrements effectués et aux modèles développés. Le chapitre 3 présente notre recherche d'une méthode de segmentation permettant d'obtenir le suivi de variables pertinentes. Nous y proposons un capteur logiciel basé sur la théorie des contours actifs et montrons de bons résultats obtenus sur des vidéos expérimentales.

L'objectif final de notre projet est d'obtenir une modélisation du procédé industriel. Pour cela nous devons proposer en simulation une représentation correcte du comportement expérimental. Une étape d'ajustement de certains paramètres est indispensable. Le descriptif de cet ajustement du modèle à l'expérience est donné dans le chapitre 4. Dans cette dernière partie nous présentons le modèle qui a été retenu et utilisé pour créer le simulateur et nous utilisons l'outil de métrologie qui a été développé. Ces deux programmes nous permettent d'interpréter certains phénomènes importants en soudage tels que l'impact d'une variation de l'inductance du générateur sur la dynamique du courant, la difficulté de localiser un point de fonctionnement stable et l'effet stabilisant des oscillations du bain. Nous effectuons également une étude de sensibilité du simulateur face aux paramètres que nous pouvons envisager de modifier pour déterminer leurs influences respectives. Enfin nous simulons un défaut et cherchons à retrouver sa signature telle qu'attendue.



# Chapitre 1

## Généralités sur le soudage

De nombreuses industries réalisent des assemblages d'éléments métalliques par soudage (chaudronnerie, menuiserie métallique, constructions navale, offshore, ferroviaire et automobile,...). Il existe aujourd'hui de nombreux procédés de soudage répondant à la très grande variété d'assemblage à réaliser et aux caractéristiques des métaux utilisés. Ce chapitre fait une description des différentes sources d'énergie utilisées en soudage. Suite à cela, une explication plus détaillée du soudage à l'arc électrique est donnée.

### 1.1 Définition de l'opération de soudage

Le soudage est une opération consistant à assembler deux éléments métalliques, par fusion et re-solidification. En d'autres termes, il s'agit d'assurer la continuité mécanique entre les parties à assembler avec ou sans l'aide d'un produit d'apport permettant un meilleur lien entre les pièces. Dans le cas de l'utilisation d'un métal d'apport, ce composé doit avoir des propriétés au moins égales et une température de fusion du même ordre de grandeur que celle des matériaux à assembler. Différents types d'assemblage peuvent être rencontrés en fonction des contraintes appliquées à la structure réalisée, de la nature et des dimensions de l'élément à assembler (figure 1.1).

Durant la phase de soudage, le métal d'apport ainsi que le métal de base (c'est-à-dire les éléments à assembler) sont portés à la température de fusion permettant ainsi un mélange des éléments (figure 1.2). L'utilisation du métal d'apport répond à deux besoins : tout d'abord, il est nécessaire d'apporter de la matière afin de combler une préparation de joint (chanfrein) assurant une section efficace entre les deux parties à assembler et d'autre part, il est aussi nécessaire de changer la composition métallographique de la zone fondue afin de lui donner des caractéristiques mécaniques voulues.

La zone fondue ou cordon de soudage est constituée du mélange des deux métaux de base et dans la plupart des cas d'un métal d'apport. De part et d'autre de cette zone fondue, les éléments à assembler, appelés métaux de base ont subi, des transformations de leur structure

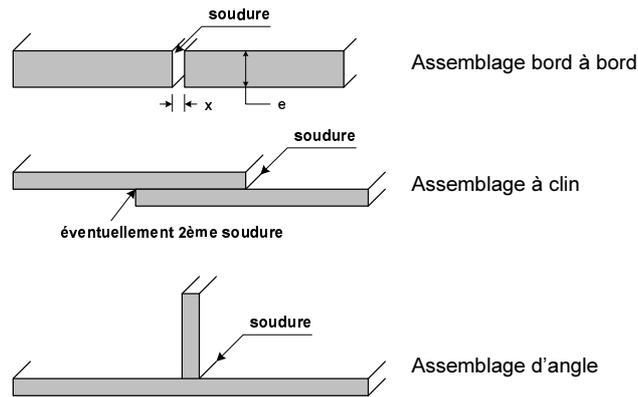


FIG. 1.1 – Principaux types d'assemblage.

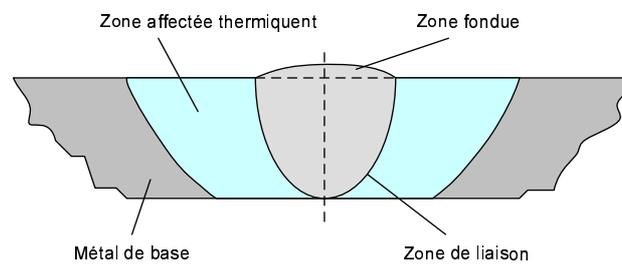


FIG. 1.2 – Coupe transversale d'un assemblage.

crystalline dues à l'élévation de température et cette région proche du cordon de soudage est appelée *zone thermiquement affectée*. Enfin, la surface de séparation entre la zone fondue et la zone thermiquement affectée porte le nom de *zone de liaison*. En fonction de l'épaisseur des éléments à assembler et de la densité d'énergie fournie par la source, il est possible de faire varier la profondeur de la zone fondue, on parle alors de niveau de pénétration.

## 1.2 Les différentes sources d'énergie utilisées en soudage

Suivant les caractéristiques des matériaux à assembler, différentes sources d'énergies sont utilisées pour réaliser la fusion des éléments à assembler ou du métal d'apport. C'est au cours du 20<sup>e</sup> siècle que ces sources d'énergie ont été mises au point et les progrès ont permis de disposer d'une densité d'énergie de plus en plus élevée pour assembler des métaux de natures variées avec des contraintes de plus en plus importantes. L'objet de ce paragraphe est de faire une description des principales sources d'énergie utilisées en soudage afin de mieux comprendre les caractéristiques du procédé de soudage.

### 1.2.1 La combustion d'un gaz combustible

La première source d'énergie utilisée a été obtenue grâce à la combustion d'un gaz combustible (le gaz acétylène tout d'abord puis les gaz crylène, tétrène et propane : figure 1.3) avec

un gaz comburant (oxygène ou air). Le niveau d'énergie atteint ne permet pas un passage à l'état de fusion des éléments à assembler mais seulement un changement d'état du métal d'apport (température supérieure à 450 °C). Ce métal d'apport, se fixant aux deux éléments à assembler, constitue le lien mécanique.

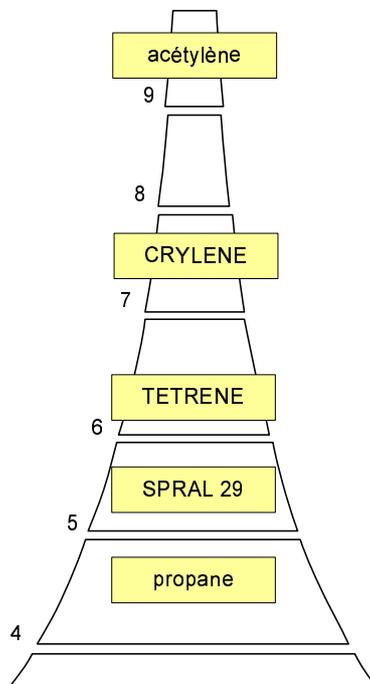


FIG. 1.3 – Puissance spécifique ( $\text{kW}\cdot\text{cm}^{-2}$ ).

Dans le cadre du brasage (figure 1.4), le métal d'apport sous forme liquide dispose de propriétés qui lui permettent de se propager par capillarité sur l'ensemble de la surface de contact entre les deux pièces. Par contre, dans le cas du soudo-brasage, le métal d'apport est déposé dans le plan de joint. Comme le montre la figure 1.3, la puissance spécifique de cette source d'énergie peut atteindre  $9 \text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}$ .

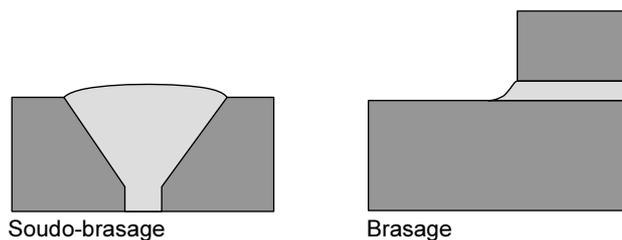


FIG. 1.4 – Assemblage type réalisé en soudo-brasage et en brasage.

### 1.2.2 L'arc électrique

Dans un milieu gazeux, entre deux électrodes portées à un potentiel suffisant, un arc électrique peut être amorcé et maintenu. Une source de courant, le générateur, permet de main-

tenir une différence de potentiel engendrant un flux d'électrons (figure 1.5) entre l'anode et la cathode. Dans cet arc, trois types de particules se déplacent : les électrons qui sont les porteurs de charges les plus mobiles et qui ainsi transportent la majeure partie de l'énergie, les ions positifs ayant perdu une charge négative (l'électron) qui se déplacent en sens inverse des électrons et enfin les ions négatifs, tel que l'atome d'oxygène qui captent un électron et qui ainsi se déplacent vers l'anode. Cet arc électrique provoque grâce à la collision des porteurs de charges (électrons majoritairement) une augmentation de la température (entre 3000 et 20000 K) des pièces à souder.

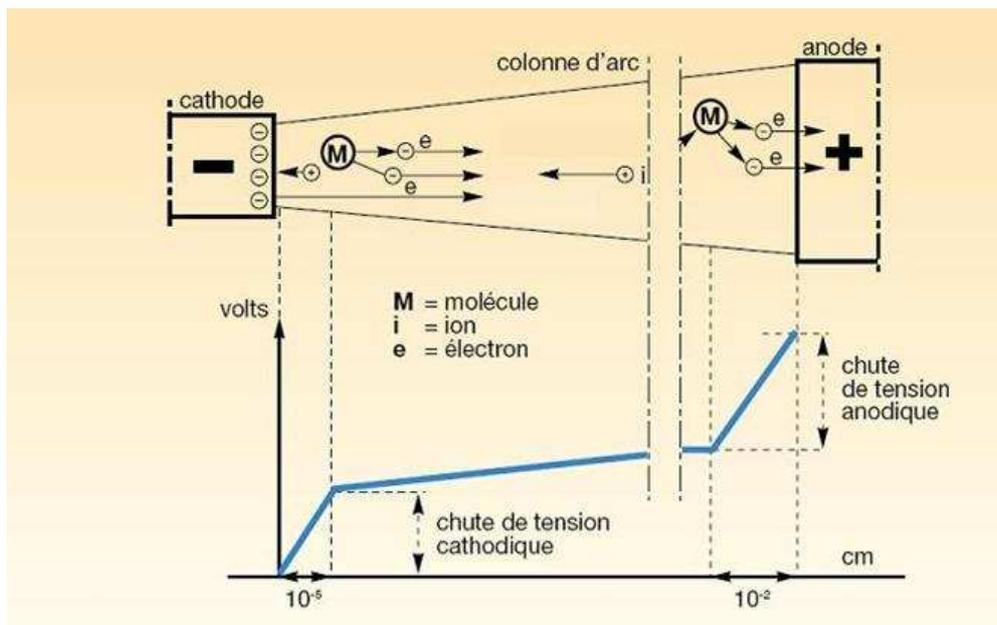


FIG. 1.5 – Schéma d'un arc électrique .

Le générateur de soudage peut fournir trois types différents de courant :

- du courant continu ;
- du courant pulsé qui est similaire au courant continu mais constitué de deux temps de niveaux d'intensité différents ;
- du courant alternatif.

La polarité est choisie suivant l'élément à fondre (électrode ou tôle) dans la mesure où l'élément soumis au bombardement des électrons reçoit la plus grande quantité d'énergie. Ainsi dans le cas du soudage MIG/MAG (*Metal Inert Gas / Metal Active Gaz*), sauf cas particulier du soudage utilisant des fils fourrés basiques, il est nécessaire de faire fondre le fil d'apport qui est donc soumis à une polarité positive. Dans ce cas, le terme de polarité directe est utilisé pour désigner cette configuration de soudage. Au contraire, les torches de soudage TIG (*Tungsten Inert Gas*) utilisent une électrode infusible et afin de préserver l'électrode, une polarité inverse est appliquée. En courant continu, une différence de potentiel continue est créée entre l'électrode et la tôle et l'électronique du générateur régule l'énergie fournie à l'arc pour obtenir un transfert stable. Afin de mieux maîtriser l'énergie apportée à la pièce

et ainsi améliorer les performances, un générateur peut aussi produire un courant dit pulsé permettant la création d'un arc électrique avec deux niveaux d'énergie : l'un dit froid et l'autre dit chaud (figure 1.6). Cette forme particulière du courant permet de gérer l'apport d'énergie dans le métal de base et permet d'obtenir un transfert de métal sans court-circuit et extinction de l'arc.

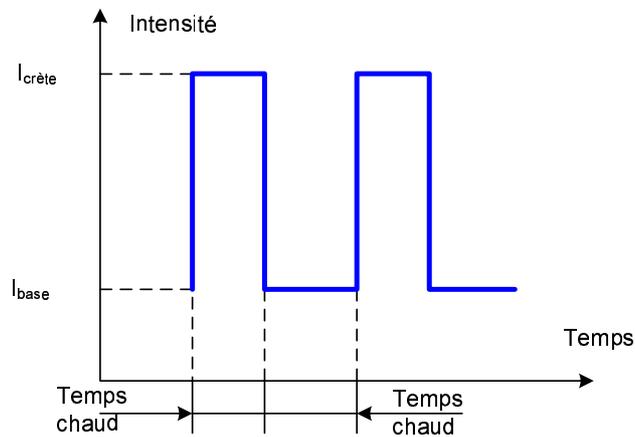


FIG. 1.6 – Forme d'onde du courant pulsé.

Pour des matériaux de nature bien spécifique et pour des types d'assemblages particuliers, il est parfois nécessaire de produire un arc dont la polarité change régulièrement, il s'agit donc d'un courant alternatif. Les électrons circulent ainsi alternativement vers l'électrode puis vers la pièce à souder (figure 1.7).

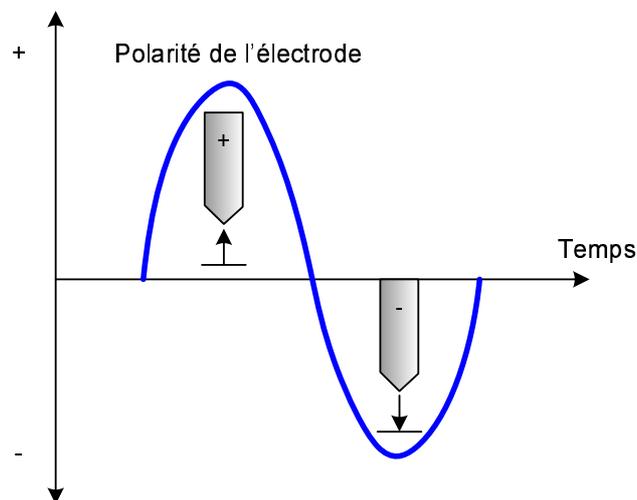


FIG. 1.7 – Forme d'onde et chemin des électrons en courant alternatif.

En conclusion, l'utilisation de trois sources de courant permet de produire dans un environnement gazeux (appelé gaz de protection) un arc électrique (puissance spécifique :  $10^6 \text{ W.cm}^{-2}$ ) dont les caractéristiques doivent satisfaire aux contraintes imposées par la nature des éléments à assembler et par la configuration de l'assemblage.

### 1.2.3 Le soudage plasma

Le soudage plasma se caractérise par la transformation à l'état de plasma d'un gaz plasmagène par un arc électrique établi entre une électrode réfractaire et la pièce à souder (figure 1.8). Ce gaz est confiné mécaniquement et cinétiquement par l'intermédiaire d'une tuyère refroidie, à travers laquelle on l'oblige à passer. La protection du métal en fusion est assurée par un gaz annulaire.

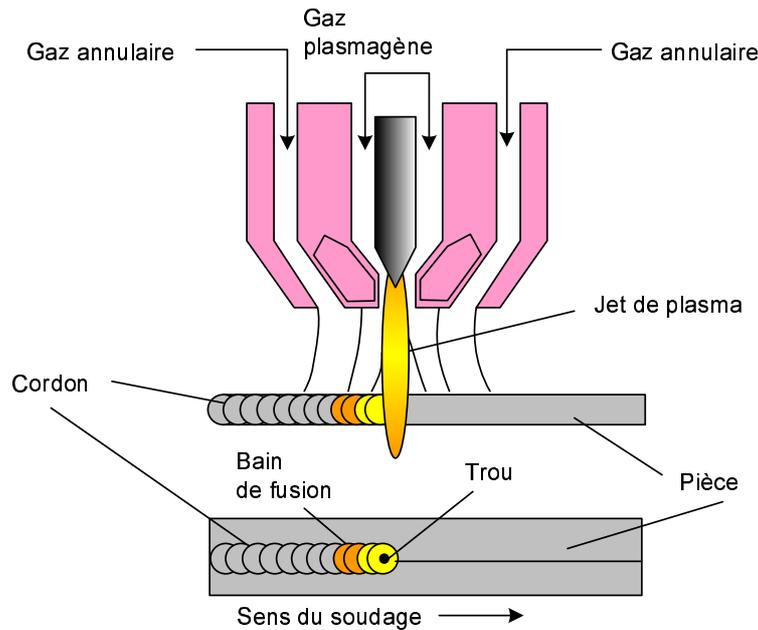


FIG. 1.8 – Principe du soudage plasma.

La forte constriction de l'arc obtenue permet de disposer d'une forte densité d'énergie ( $10^7 \text{ W.cm}^{-2}$ ). Ce procédé permet de traverser les pièces de part en part et il permet d'accroître les performances du soudage à l'arc conventionnel et d'augmenter la vitesse de soudage et l'épaisseur des éléments à assembler.

### 1.2.4 Les sources laser

Le mot LASER signifie en anglais : *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, c'est-à-dire : amplification de lumière par émission stimulée de radiation. Tout laser comprend les éléments suivants : un milieu émetteur, une excitation (appelée pompage) et une amplification (résonateur optique). Le laser est donc une source lumineuse possédant des propriétés particulières qui le distingue des sources habituelles. Ce rayonnement se caractérise par une bande de longueur d'onde très étroite au point de parler de lumière monochromatique et de plus, les lasers émettent un faisceau qui diverge très peu. Ce type d'appareil peut produire un faisceau lumineux en un point de diamètre réduit à la surface (ou sous la surface) des pièces à souder. Lorsque la densité de puissance atteinte est de l'ordre de  $10^3 - 10^4 \text{ W.cm}^{-2}$ ,

il se produit une vaporisation du métal (figure 1.9) qui donne naissance à une cavité étroite et profonde, appelée " capillaire ".

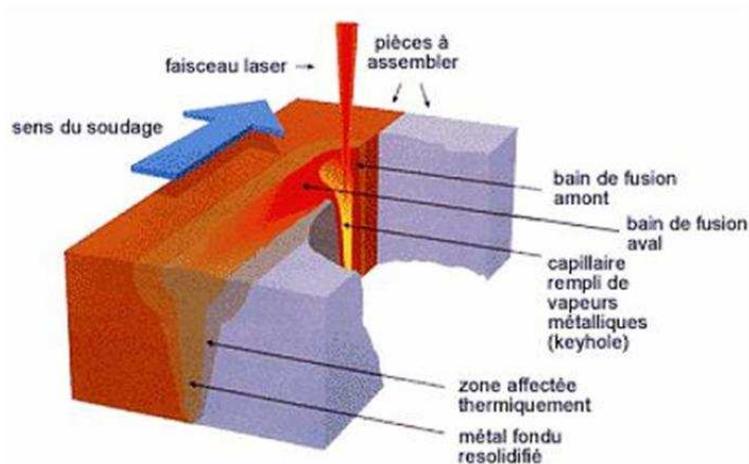


FIG. 1.9 – Principe du soudage laser.

Cette source d'énergie est utilisée pour le soudage à haute vitesse et forte pénétration, dans les cas où les procédés plus classiques ne peuvent pas assurer la productivité requise et le respect des contraintes de distorsion.

### 1.2.5 Synthèse

Le graphique de la figure 1.10 présente une comparaison des différentes densités de puissance des sources d'énergie présentées précédemment.

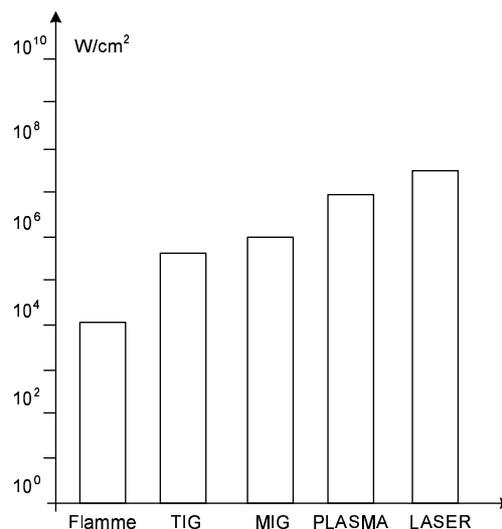


FIG. 1.10 – Comparaison des densités de puissance des différentes sources d'énergie.

Il apparaît ainsi clairement sur ce graphique que l'évolution des sources d'énergie utilisées en soudage va dans le sens d'une augmentation de la densité de puissance.

## 1.3 Le soudage électrique Metal Inert Gas / Metal Active Gas

L'objet de ce mémoire étant l'étude du transfert de métal pour les procédés MIG/MAG, une description détaillée de ce procédé est réalisée. Les procédés de soudage à l'arc électrique peuvent être classés suivant deux grandes catégories : les procédés utilisant une électrode fusible correspondant au fil du métal d'apport (ces procédés portent le nom de MIG et MAG) et ceux utilisant une électrode infusible (TIG) constituée d'un matériau (tungstène) supportant l'énergie apportée par l'arc électrique sans changer d'état. Quel que soit le procédé de soudage, le dépôt de métal est réalisé dans une atmosphère protégeant le cordon de soudure de certains composés de l'air (oxygène) responsable du phénomène d'oxydation et provoquant de nombreux défauts dans un cordon de soudure. La nature de ce gaz de protection est fonction des propriétés du métal de base et du métal d'apport. Il existe deux grandes catégories de gaz : en soudage MAG, le gaz joue un rôle actif dans le processus de fabrication du cordon et les propriétés du cordon sont très liées à la nature du gaz utilisé. En soudage MIG, le gaz (argon, hélium) est inerte et il n'a qu'un rôle de protection vis-à-vis de l'air ambiant.

### 1.3.1 Description du soudage MIG/MAG

Le schéma de la figure 1.11 présente une opération de soudage à l'électrode fusible sous protection gazeuse. L'opération de soudage est obtenue par la création grâce à un générateur de courant d'une différence de potentiel entre l'électrode et le métal de base. Un arc électrique est ainsi créé et il fournit toute l'énergie nécessaire pour faire fondre d'une part l'électrode qui constitue le métal d'apport et d'autre part localement le métal de base. La puissance électrique est apportée au fil du soudage au niveau d'une pièce métallique cylindrique appelée tube-contact. La longueur de fil sortant du tube contact porte le nom de partie terminale et la hauteur de l'arc électrique porte le nom de longueur d'arc.

Le bain de métal liquide, créé par la fusion des métaux de base et du métal d'apport, est une zone où le mélange des métaux est réalisé. Lors de la phase de soudage, l'ensemble des éléments constituant le joint de soudage est sous forme liquide. Dès lors, des phénomènes liés aux tensions de surface apparaissent tels que le mouvement de convection du bain liquide. Ces phénomènes ne sont pas négligeables puisqu'ils déterminent l'aspect final du joint. Une fois le bain de métal refroidi, le joint ainsi constitué assure la continuité mécanique entre les deux pièces à assembler. Il est à noter que la totalité de la quantité de métal apporté par le fil de soudage ne se retrouve pas dans le joint du fait d'instabilités du procédé qui peuvent créer des projections de métal ou des fumées : la grandeur alors utilisée pour quantifier ce phénomène porte le nom de taux de projection (égal au rapport de la quantité de métal projetée en dehors du joint sur la quantité de métal apportée par le fil de soudage).

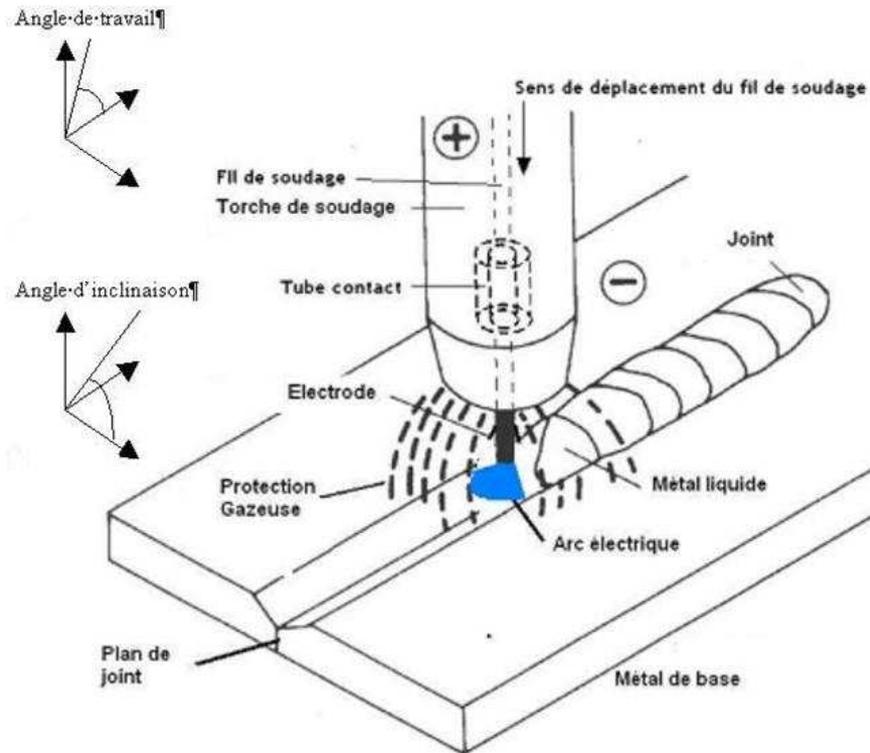


FIG. 1.11 – Schéma d'une torche MIG/MAG.

### 1.3.2 Les différents régimes de soudage

La fusion du fil et le transfert dans l'arc peuvent s'effectuer de différentes manières en fonction de la nature des gaz de protection, de la tension et de l'intensité de l'arc. Ce paragraphe décrit les différents transferts dits spontanés obtenus grâce à des générateurs fournissant une tension et une intensité continue (50 – 650 A). Il aborde aussi les régimes de transfert forcés découlant de l'utilisation de formes d'ondes particulières (utilisation de deux niveaux d'intensité, utilisation d'une source de polarité variable).

#### 1.3.2.1 Transfert par court-circuit

Pour de faibles énergies d'arc (soit une intensité variant de 50 à 200 A et une tension de 15 à 20 V) le dépôt de métal se fait de manière discontinue en une alternance de temps d'arc et de temps de court-circuit (figure 1.12). Durant le temps d'arc, c'est-à-dire durant la phase où est créé l'arc électrique, une goutte se forme au bout du fil par effet Joule dans la partie terminale et par l'influence de l'arc électrique et grossit jusqu'à venir en contact avec le bain, créant ainsi un court-circuit. Au cours de cette période de court-circuit, le courant augmente rapidement et engendre des forces électromagnétiques faisant apparaître un pincement entre la partie solide et la partie liquide du fil de soudage, ce qui facilite alors le détachement de la goutte. Suite à cela, un arc s'établit à nouveau entre le fil de soudage et la tôle. Un nouveau cycle de formation d'une goutte peut alors recommencer. Due à la faible énergie de l'arc, ce

régime est appelé "froid".

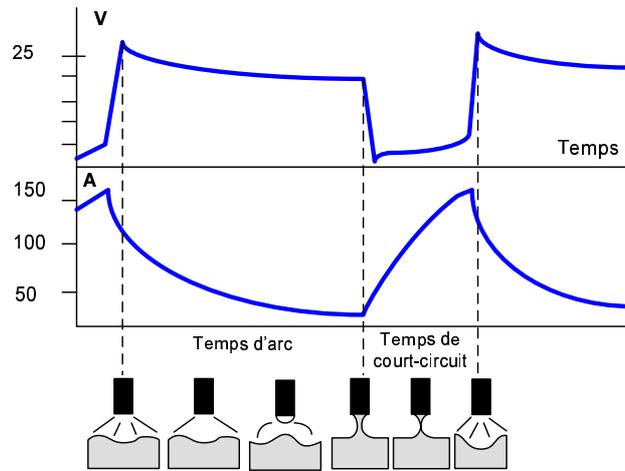


FIG. 1.12 – Transfert par court-circuit.

Dans le cadre du soudage en régime de court-circuit, la fréquence des phénomènes varie en fonction des réglages et oscille dans une gamme de 40 à 250 Hz comme le montre la figure 1.13 dans le cadre du transport de matières en régime de court-circuit pour une tension de 16 V, une intensité variant de 50 à 250 A et différentes vitesses du fil de soudage : a) 52 mm.s<sup>-1</sup>, b) 68 mm.s<sup>-1</sup>, c) 85 mm.s<sup>-1</sup>, d) 93 mm.s<sup>-1</sup>, e) 106 mm.s<sup>-1</sup>, f) 120 mm.s<sup>-1</sup>...

### 1.3.2.2 Transfert par pulvérisation axiale (*spray*)

Pour des hautes énergies de soudage, soit une densité de courant supérieure à 250 A.mm<sup>-2</sup> selon la nature du fil et le gaz de protection, le transfert de métal se produit sous forme de fines gouttelettes dont le diamètre est inférieur à celui du fil (figure 1.14). Les fines gouttelettes sont projetées à grande vitesse dans l'axe du fil. Ce transfert de métal procure un arc stable avec peu de projections et il permet une pénétration et un volume de métal déposé important. Au vu du niveau d'énergie utilisé, ce procédé concerne les épaisseurs supérieures à 5 mm. Les signaux de tension et d'intensité observés entre l'électrode et la tôle sont pour ce régime quasi continus. Il a été développé à partir de ce régime par pulvérisation axiale un régime de transfert dérivé (*spray+*) autorisant un soudage à des niveaux d'intensité et de tension supérieurs, permettant ainsi une profondeur de pénétration accrue.

### 1.3.2.3 Transfert globulaire

Ce régime de soudage (figure 1.15) s'établit pour un niveau d'énergie se situant entre les niveaux d'énergie du régime de court-circuit et du régime par pulvérisation axiale. Ainsi, les gouttes ont une croissance lente, et au contraire du régime de court-circuit, le courant n'est pas suffisamment élevé pour produire un resserrement du col entre la phase liquide et la phase solide et donc un détachement de la goutte. Le transfert se fait par court-circuit

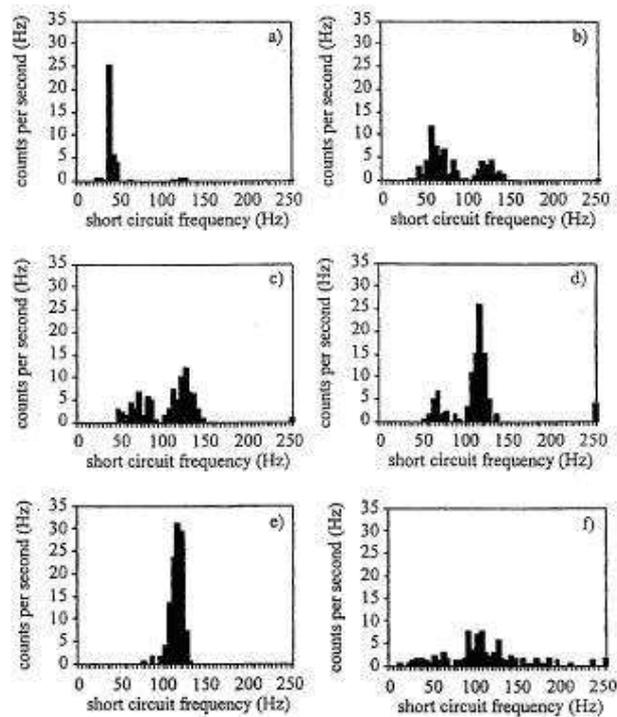


FIG. 1.13 – Distribution des fréquences de court-circuit.

lorsque la goutte touche le bain ou lorsque, sous l'effet de la pesanteur, la goutte se détache du fil. La goutte suit alors une trajectoire aléatoire qui n'est pas toujours dans l'axe de l'arc. Ce mode de transfert est instable et provoque de nombreuses projections. La forme des signaux électriques correspondant à ce régime sont ceux du régime par court-circuit, à la différence que la fréquence du phénomène n'est plus régulière. Ce mode de transfert doit être évité au maximum.

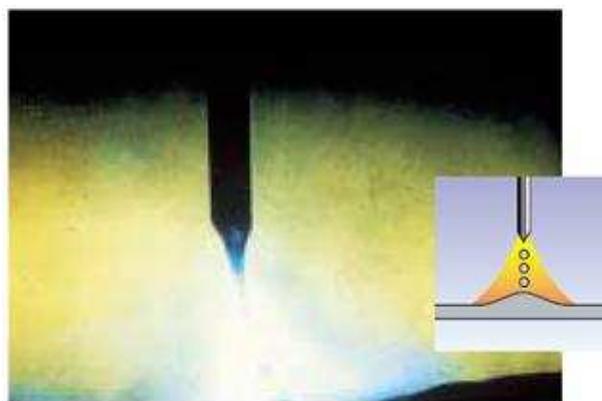


FIG. 1.14 – Transfert par pulvérisation axiale.

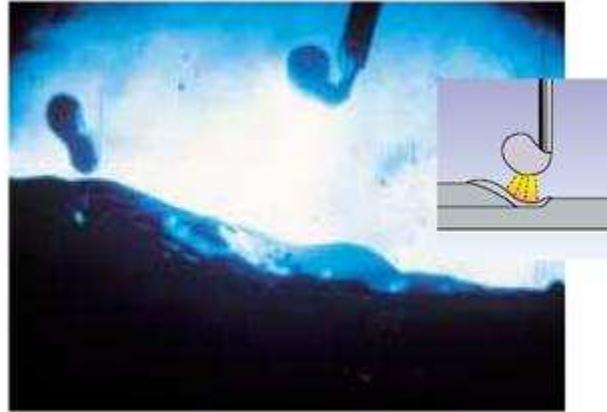


FIG. 1.15 – Transfert globulaire.

#### 1.3.2.4 Le régime pulsé

Le régime pulsé est réalisé grâce à la superposition de pics d'intensité à un courant de base. L'arc est constamment maintenu et il y a libération de fines gouttelettes de métal d'apport lors des pics d'intensité. Ce régime de transfert particulier permet de réaliser des cordons avec des contraintes d'épaisseur et de caractéristiques des matériaux qui nécessiteraient l'utilisation d'un régime globulaire.

#### 1.3.2.5 Le régime par court-circuit forcé

Le transfert par court-circuit forcé (*short-arc +*) est utilisé dans une gamme de vitesse de déplacement de la torche où l'augmentation de l'intensité correspondante entraînerait l'apparition d'un transfert globulaire. Ce transfert permet de conserver un transfert par court-circuit et donc des taux de projection faibles. Ce régime de soudage est obtenu avec des postes de soudage particuliers dont les formes d'ondes permettent de maintenir une fréquence de court-circuit régulière.

#### 1.3.2.6 Le transfert à veine liquide rotative

Pour des intensités de l'ordre de 500 A et des tensions de 45 à 50 V, le transfert par pulvérisation axiale est soumis à des forces électromagnétiques importantes. A ce niveau d'énergie, le métal liquide soumis à ces forces effectue un mouvement de rotation dans l'arc (figure 1.16).

Au vu de l'énergie apportée par l'arc, ce régime permet une productivité élevée pour des éléments à souder de forte épaisseur.

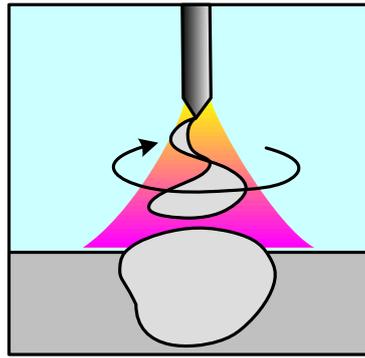


FIG. 1.16 – Transfert à veine liquide rotative.

### 1.3.2.7 Synthèse

Les régimes de soudage définis auparavant sont représentés dans un diagramme tension d'arc - intensité d'arc (figure 1.17). Ce diagramme montre aussi le résultat (niveau de pénétration du cordon, largeur du cordon, etc.) de chaque opération de soudage pour chaque régime.

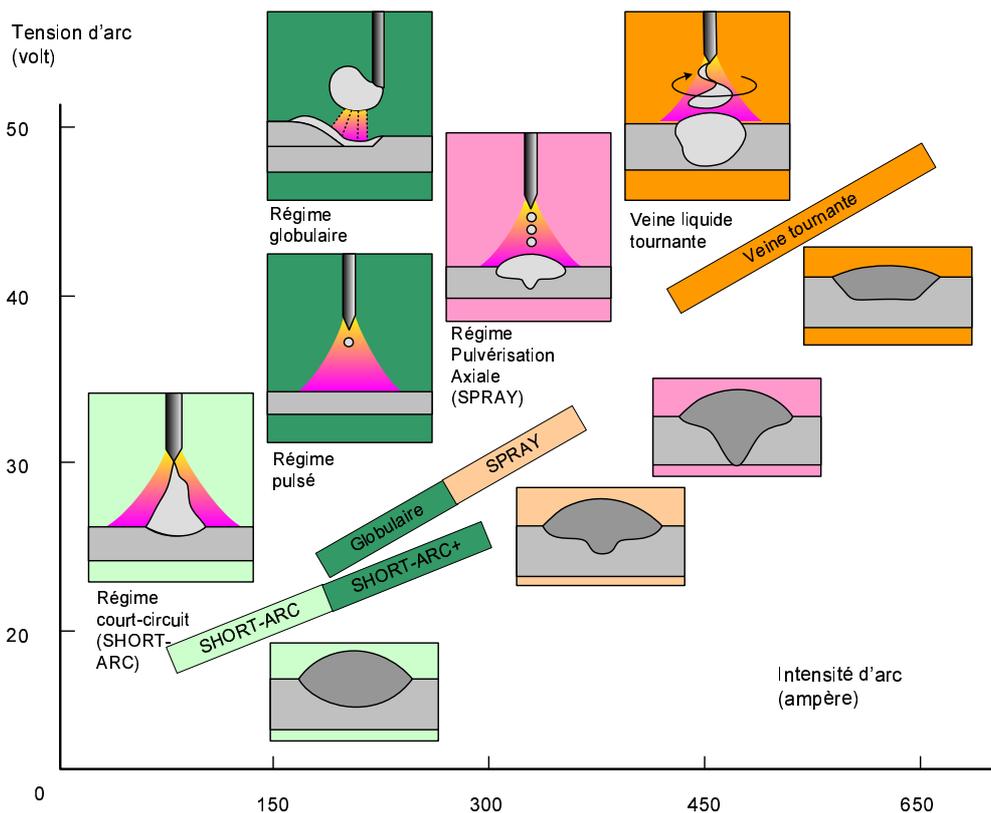


FIG. 1.17 – Schéma récapitulatif des différents transferts.

L'utilisateur d'une installation de soudage ne doit intervenir que sur un minimum d'éléments pour effectuer le réglage d'un générateur. Pour ce faire, il est indispensable d'avoir un dévidage de fil parfait, sans fluctuation de la vitesse, ainsi qu'une très bonne prise de courant de soudage au niveau de la torche. Les générateurs disposent ainsi d'abaques appelés synergies

contenant les données des courbes de fusion pour une nature et un diamètre de fil d'apport particulier ainsi qu'un gaz de protection. Le diagramme de la figure 1.17 fait apparaître clairement que le mode de transfert influence beaucoup le résultat de l'opération de soudage. Le choix d'un régime de transfert permet de mieux répondre aux contraintes imposées par l'assemblage à réaliser (épaisseur et nature des tôles, position de soudage, préparation). Deux régimes de transfert supplémentaires sont présentés sur ce schéma (les régimes *short-arc +* et *spray +*) et il s'agit en fait de deux termes commerciaux ne correspondant pas effectivement à des régimes de transfert particuliers. Ensuite, comme le montre la figure 1.18, la modification de paramètres, et plus particulièrement la tension entre l'électrode et la tôle, modifie le transfert et donc le niveau de pénétration.

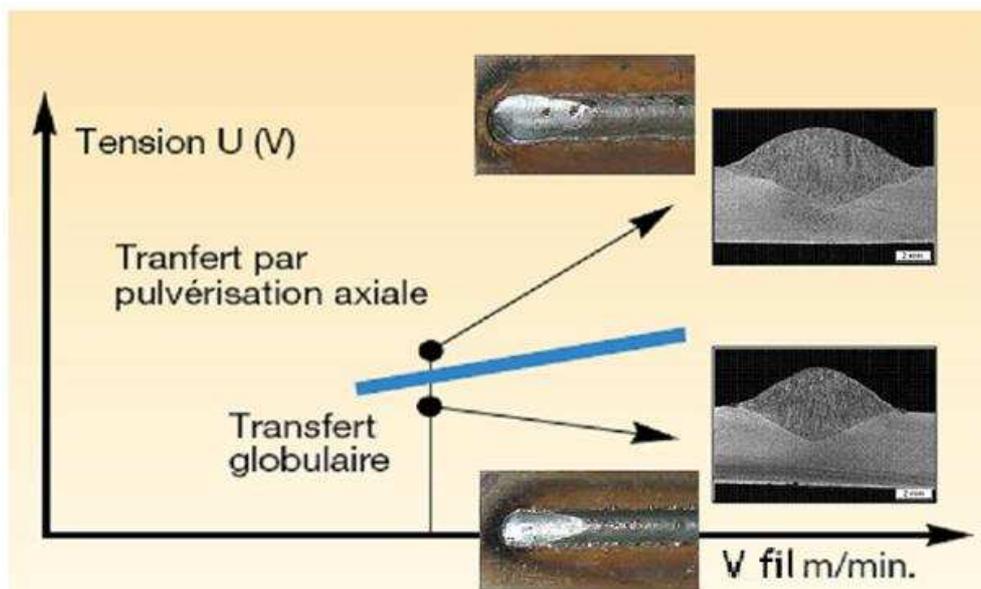


FIG. 1.18 – Forme de pénétration en fonction du type de transfert.

Le mode de transfert joue aussi beaucoup sur le taux de projection et comme le montre la figure 1.19, certains régimes de transfert tel que le régime globulaire provoque une perte de l'ordre de 10 – 12% de la quantité de métal apportée par le fil de soudage.

Le soudage MIG/MAG est utilisé lorsque l'utilisateur recherche une productivité importante. Avec un taux de projection faible, il est possible de souder les fortes épaisseurs et de faire du remplissage de chanfreins par passes multiples. Ce procédé est utilisé en manuel ainsi qu'en automatique pour un large éventail d'industrie (chaudronnerie, constructions navales).

### 1.3.3 Description d'une installation de soudage MIG/MAG

Une installation de soudage est constituée de trois principaux éléments comme illustré en figure 1.20 :

- le générateur qui fournit le courant à l'origine de l'arc électrique ;

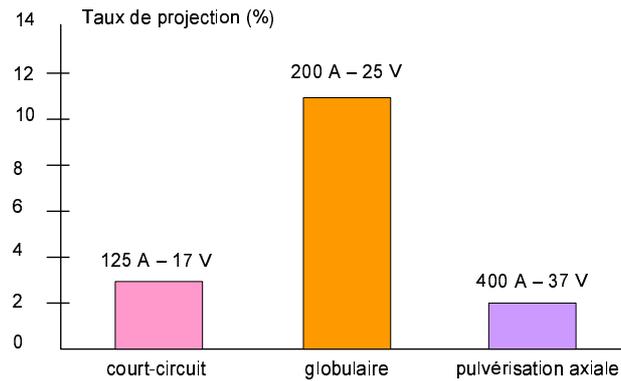


FIG. 1.19 – Taux de projection en fonction du régime de transfert.

- le dévidoir de fil qui permet l'apport de fil de la bobine jusqu'à la torche de soudage ainsi que l'amenée de courant ;
- la torche de soudage ainsi que la gaine qui permet le passage du courant, l'apport de fil et l'amenée de gaz.

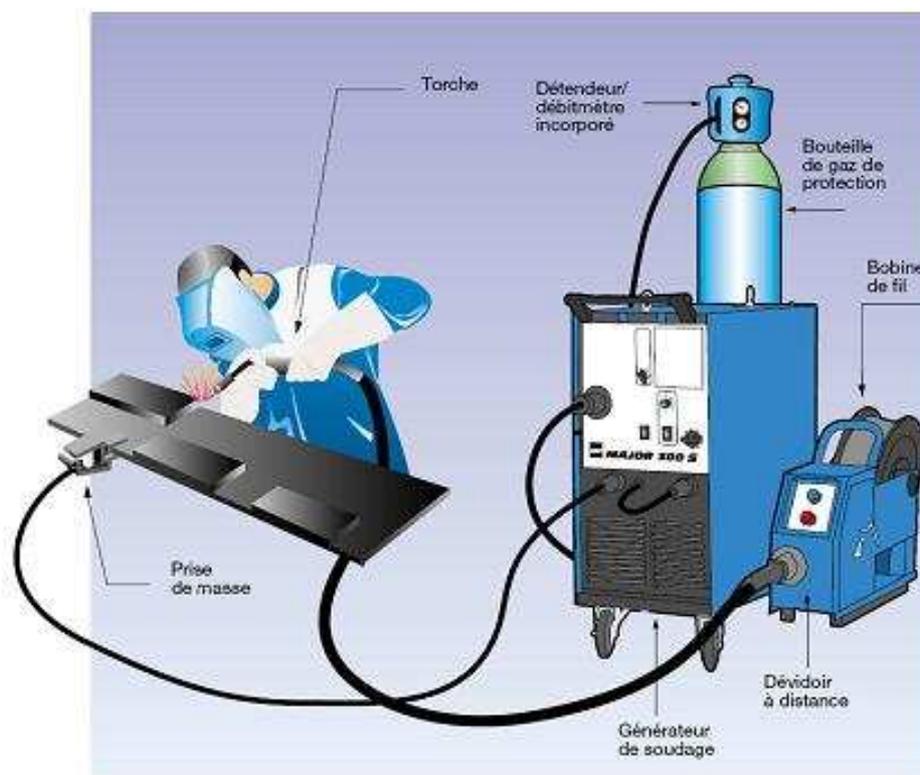


FIG. 1.20 – Schéma type d'une installation manuelle de soudage MIG.

Un générateur de soudage peut être utilisé de deux manières (figure 1.21) : soit en automatique, soit en manuel. En fonctionnement automatique, la torche de soudage est fixée soit à une poutre (l'assemblage est donc mobile), soit à un bras robot et l'amorçage de l'arc est commandé par un signal électrique. En soudage manuel, la torche manipulée par le soudeur

est équipée d'une gâchette et son actionnement provoque la création d'un arc électrique et le dévidage du fil.

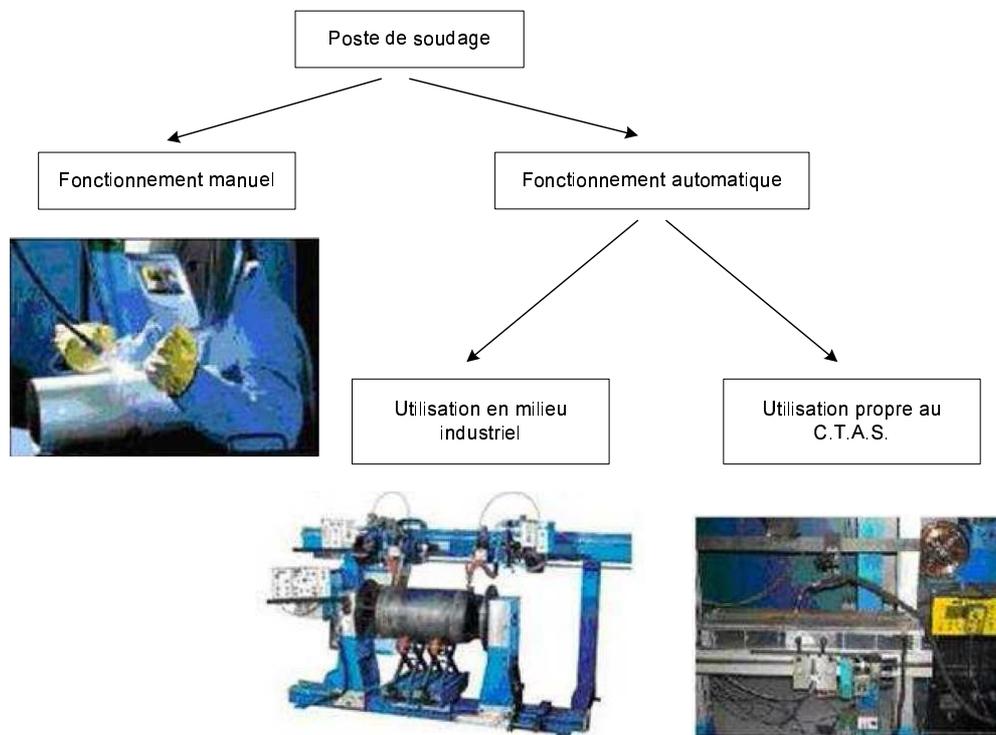


FIG. 1.21 – Utilisation d'un générateur de soudage.

Comme le montre la figure 1.21, la solution retenue pour cette plate-forme utilisée au CTAS est une table de soudage mobile permettant de garder la torche fixe ainsi que la caméra afin d'éviter toute vibration. La table de soudage sur la plate-forme du projet et sur laquelle est placé un assemblage (tôles à clin) permet d'effectuer un mouvement linéaire horizontal. Il existe de nombreux paramètres pouvant influencer la réalisation d'un cordon de soudure. L'utilisation d'un montage automatique permet de contrôler ces paramètres (angles d'inclinaison de la torche suivant l'axe de déplacement et suivant un second axe perpendiculaire au précédent). Une fois les réglages effectués, il est alors possible de réaliser des cordons dans des conditions reproductibles et ainsi, des études comparatives peuvent être réalisées. Par exemple, des comparaisons de différents gaz de protection peuvent être faites en travaillant sur les gammes d'intensité et de vitesse du fil d'apport de métal tout en souhaitant obtenir un régime de transfert précis.

## 1.4 Conception et instrumentation d'une plate-forme d'essais de soudage à l'arc

Dans le cadre d'études sur les procédés de soudage réalisés au CTAS, des moyens de mesures sont utilisés afin de suivre l'évolution des paramètres de soudage dans le temps. Grâce aux travaux de ce projet, une nouvelle plate-forme de soudage doit être opérationnelle afin de mettre à disposition un moyen performant d'observation du transfert de métal dans l'arc.

### 1.4.1 Observations réalisées pour caractériser le résultat d'une opération de soudage

Le soudage à l'arc (manuel et automatique) est un procédé où de très nombreux paramètres peuvent intervenir (type d'assemblage, nature et caractéristiques du métal de base, nature du gaz de protection, nature du métal d'apport, quantité d'énergie apportée) et la pratique du soudage demande au soudeur une très bonne expérience. Les phénomènes physiques observés dans un arc électrique en cours de soudage sont complexes. Aussi, lors de la conception de nouveaux générateurs, il est nécessaire d'analyser l'ensemble de ces phénomènes afin de réaliser une régulation adaptée.

De manière générale, en milieu industriel, la qualification d'une opération de soudage est réalisée *a posteriori* grâce à de nombreux tests sur les cordons. C'est pourquoi, depuis de nombreuses années, il existe au CTAS des moyens de caractérisation permettant de déterminer les qualités d'un cordon de soudure. Généralement, une macrographie (figure 1.22), c'est-à-dire une photographie de la coupe d'un cordon, est réalisée.

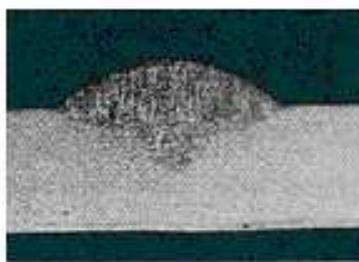


FIG. 1.22 – Macrographie d'un cordon réalisé en pleine tôle.

Grâce à ces macrographies, de nombreux renseignements sont recueillis tels que la profondeur de pénétration, la largeur et la forme de la zone fondue. Il est ainsi possible de savoir si le cordon a des caractéristiques conformes à celles attendues. Grâce à de nombreux autres appareils de caractérisation chimique et métallographique, de multiples tests peuvent être réalisés sur les cordons de soudure. Cependant, si cette caractérisation permet de juger

du résultat, de nombreux autres aspects tel que l'amélioration de la fusion du fil ne peut être observée *a posteriori*. Ces tests ne sont donc pas suffisants pour les équipes du service PASFG (Procédé Arc Sous Flux Gazeux). De nombreuses études nécessitent des observations de certains paramètres de soudage (intensité du courant et tension entre l'électrode et la tôle produite par le générateur, vitesse du fil de métal d'apport) afin de caractériser les phénomènes physiques apparaissant au cours de la fusion et du transfert du métal dans l'arc.

### 1.4.2 Les moyens de mesures

Des appareils de mesure sont utilisés sur plate-forme afin d'enregistrer les paramètres de soudage et ils sont de deux types au service PASFG : d'une part des oscilloscopes et d'autre part des baies d'acquisition. Les oscilloscopes sont des appareils d'enregistrement très performants mais en pratique sont inappropriés pour l'acquisition et analyses de séquences longues. C'est pourquoi, ces appareils sont peu utilisés sur plates-formes. A la place sont utilisés des ordinateurs équipés de logiciels spécifiques. Un logiciel (Labview) permet de développer au CTAS des outils d'acquisition propres à chaque plate-forme permettant à n'importe quel utilisateur de réaliser simplement des enregistrements.

Les besoins d'acquisition des personnes travaillant au CTAS sont de deux ordres. Tout d'abord, l'étude des procédés nécessite l'observation fine des signaux électriques et c'est pourquoi, des enregistrements sont réalisés sur de courtes périodes (quelques dizaines de secondes voire une minute) à une fréquence d'acquisition élevée (plusieurs dizaines de kilo-Hertz). Les informations extraites de ces enregistrements concernent la forme et les valeurs particulières (valeurs maximales, minimales, pente) des signaux. Il est ainsi possible grâce à ces enregistrements de faire des corrélations entre les différents paramètres et les phénomènes apparaissant au cours du transfert de métal dans l'arc électrique. A l'opposé de ces enregistrements, des mesures sur de longues périodes (plusieurs minutes voire plusieurs heures) sont aussi réalisées au CTAS pour, par exemple, des tests d'endurance sur du matériel. Il s'agit dans ce cas de faire des relevés à intervalle régulier (toutes les secondes par exemple) de phénomènes lents tels que la température afin de savoir, par exemple, si le système de refroidissement d'une torche de soudage permet le maintien d'une température suffisamment basse pour éviter la destruction de cet élément.

### 1.4.3 Objectifs particuliers au projet

L'objectif expérimental principal est le développement d'une plate-forme de soudage permettant la compréhension du transfert de métal dans un arc électrique de soudage grâce à l'utilisation d'une caméra permettant l'acquisition d'images à une fréquence au minimum égale à 1000 images par seconde et d'un système réalisant l'enregistrement des paramètres de soudage (tension entre l'électrode et la tôle, intensité dans l'arc, quantité de métal apporté

dans le cordon, pression du gaz de protection). Les observations réalisées seront effectuées sur de très courts intervalles et à des fréquences d'acquisition élevées. Le matériel n'a pas été développé pour réaliser un suivi de production où des informations moyennes sont collectées. Il a été acheté afin de pouvoir caractériser des phénomènes rapides par une observation visuelle et l'observation des paramètres de soudage. Il s'agira de pouvoir permettre à un utilisateur de spécifier pour un gaz de protection donné, un type de métal de base particulier et un assemblage voulu, les gammes de certains paramètres de soudage (intensité, vitesse du fil d'apport de métal) permettant d'obtenir un régime de transfert donné et des caractéristiques spécifiques du cordon. Ce travail est courant au service PASFG et l'appui d'une caméra permettra de disposer d'informations supplémentaires sur des phénomènes qui ne sont pas perceptibles au travers des signaux électriques. Parmi ces phénomènes, on nommera ici trois exemples qui doivent permettre de mieux comprendre les conditions de réalisation des cordons :

- l'observation directe de la formation des gouttes de métal permet d'apprécier exactement la qualité du transfert ;
- le mouvement du bain de métal liquide est significatif de la stabilité du procédé de soudage et cette connaissance peut permettre de nettement améliorer le choix des paramètres pour obtenir une forme de cordon voulue ;
- des bilans sont souvent réalisés sur la quantité effective de métal apportée par le fil de soudage dans le cordon. Suivant le régime de transfert, des instabilités peuvent provoquer l'éjection de métal en dehors du bain. Ce point est important pour les clients car il permet d'économiser le métal d'apport et d'autre part, il permet d'éviter un travail supplémentaire sur l'assemblage pour ôter les projections de métal.

Concernant le troisième point, la grandeur utilisée porte le nom de taux de projection. Des mélanges gazeux sont mis au point afin de réduire cette perte de matière. Pour juger de ce phénomène, on réalise une mesure du poids de l'assemblage avant et après la réalisation du cordon de soudage. Grâce à la mesure de la vitesse du fil de soudage et donc de la quantité de fil dévidé, il est possible de faire le rapport entre l'accroissement de poids de l'assemblage et la quantité de métal d'apport fondu. Ainsi de nombreuses études ont été réalisées au CTAS afin de spécifier la capacité de différents mélanges gazeux à réduire ce taux de projection. Néanmoins, la précision de cette méthode est faible et l'utilisation d'une caméra rapide pour l'observation directe des éjections de métal hors de l'arc permettra de réduire très fortement ces incertitudes. De plus, cette observation étant directe, les délais pour connaître le taux de projection seront fortement réduits et le diagnostic immédiat.

Enfin, ce nouveau système d'acquisition doit remplacer du matériel existant de performance réduite. Il s'agit d'un système d'acquisition vidéo basé sur l'utilisation d'une caméra analogique et de deux lasers. Ce système permettait de voir à travers l'arc car la caméra était équipée d'un filtre ne laissant passer que le rayonnement de deux lasers émettant sur une longueur d'onde bien précise (337 nm). Les performances de ce système d'acquisition vidéo

sont limitées par les capacités des lasers qui ne fonctionnaient que jusqu'à une fréquence maximum de 30 flashes par seconde. Ce matériel ne permet donc qu'une appréciation globale du transfert de métal dans l'arc (détermination du régime de transfert du métal) et de nombreux autres phénomènes beaucoup plus brefs ne sont pas visibles. Il est donc impossible de suivre la formation complète d'une goutte de métal et le lien entre les images et les enregistrements des paramètres est difficile à réaliser.

#### 1.4.4 Grandeurs physiques observées

Les grandeurs physiques enregistrées sur notre plate-forme, représentée en figure 1.23 sont au nombre de quatre :

1. l'intensité du courant ( $I$ ) circulant dans l'arc électrique et pour cela une mesure par effet Hall du courant circulant dans les câbles de puissance est faite ;
2. la tension ( $U$ ) produite par le générateur entre l'électrode et la masse, c'est-à-dire la table de soudage ;
3. la vitesse du fil ( $V_{fil}$ ) de métal d'apport est mesurée grâce à l'utilisation d'un codeur incrémental. Il est possible de réaliser des mesures précises de cette vitesse, permettant ainsi de mieux connaître la régulation de certains postes ainsi que, par l'intégration de cette mesure sur le temps, la quantité de métal apportée dans le joint ;
4. l'enregistrement du niveau du débit de gaz ( $D_{gaz}$ ) est une information qui ne nécessite pas des fréquences d'acquisition élevées compte tenu de la très forte inertie du phénomène observé. Cette information est prise en compte afin de savoir si le cordon de soudage est réalisé dans un environnement protégé de l'air.

Ces paramètres de soudage ont chacun des contraintes propres. La première grandeur physique enregistrée en soudage est l'intensité du courant circulant dans l'arc électrique. Cette grandeur peut atteindre des valeurs de 650 A et c'est pourquoi, il faut utiliser des capteurs disposant d'une gamme de mesure de cet ordre avec une bande passante suffisamment large (100 kHz) pour permettre l'observation des fluctuations les plus brèves. De plus, pour l'observation de la tension entre l'électrode et la tôle, il est nécessaire de prévoir du matériel pouvant supporter des tensions à l'amorçage de plusieurs kilo-volts et en régime établi de 50 V. De même, la bande passante doit être suffisamment large. C'est pourquoi, de manière générale et afin de protéger la carte d'acquisition, le système d'acquisition dispose d'une unité de conditionnement de signaux réalisant d'une part l'isolation complète de la carte d'acquisition vis-à-vis des grandeurs physiques mesurées et le filtrage des signaux électriques afin de respecter les contraintes imposées par la numérisation d'un signal. Concernant la mesure de la vitesse du fil de soudage, il est nécessaire pour cette plate-forme de réaliser des enregistrements précis de la vitesse sans pour autant perturber le système. C'est pourquoi un codeur incrémental a été choisi afin, d'une part, de faire une mesure précise et, d'autre part, de disposer d'une information la moins susceptible d'être affectée par le rayonnement

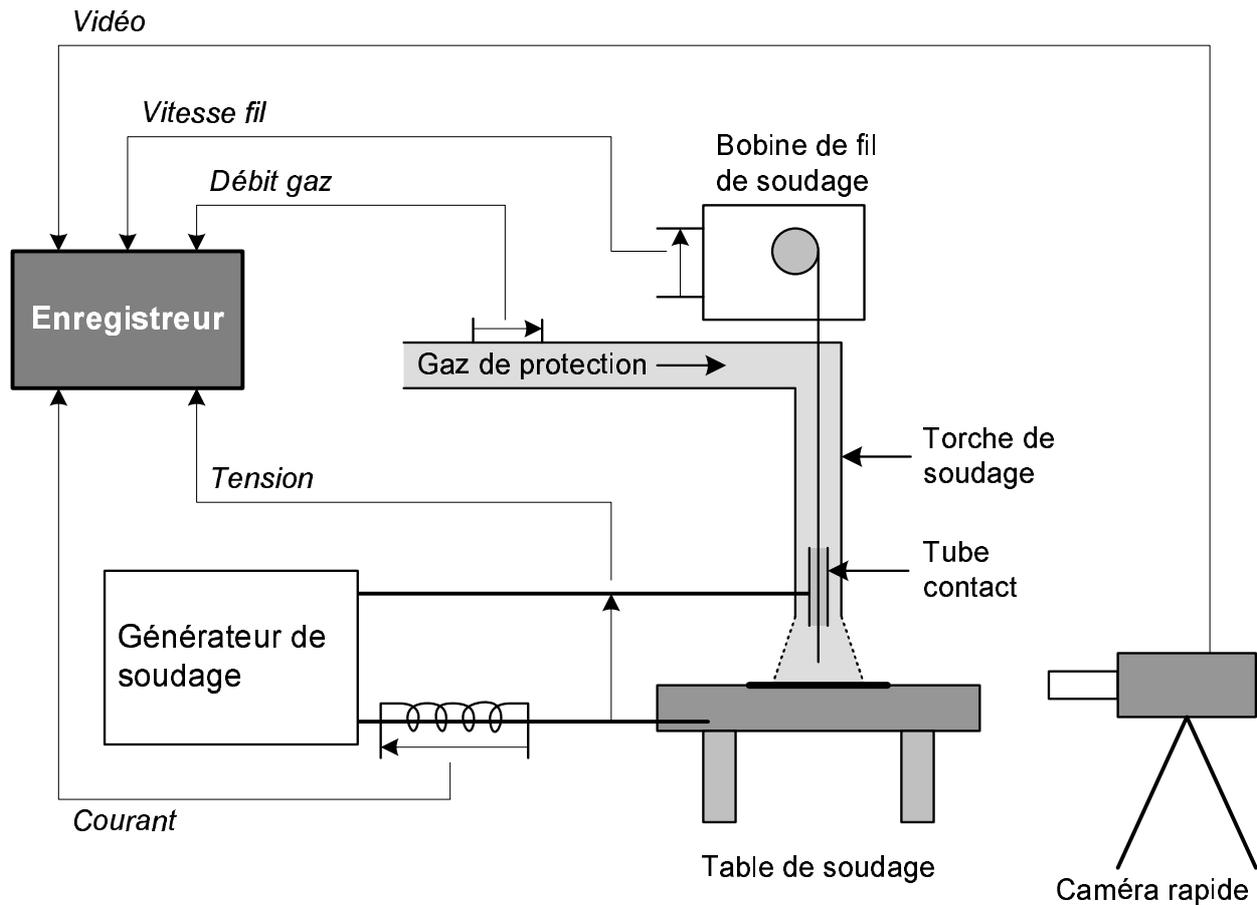


FIG. 1.23 – Schéma de la plate-forme de soudage.

électromagnétique produit par l'arc électrique (l'information produite par le capteur est codée en fréquence). Le codeur incrémental est intégré dans un boîtier spécifique générant à ses bornes deux signaux créneaux permettant de connaître la vitesse du fil par le biais de la fréquence du signal et le sens du dévidage grâce au déphasage entre les deux signaux.

$$v = \frac{2\pi Rf}{N}$$

où  $v$  est la vitesse du fil d'apport de métal ( $\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$ ),  $R$  est le diamètre de la roue ( $m$ ),  $f$  est la fréquence du signal créneaux généré par le codeur ( $Hz$ ) et  $N$  est le nombre d'incrément par tour (1000 impulsions par tour)

### 1.4.5 Choix de la caméra

Notre projet nécessite l'observation du transfert de métal dans un arc électrique en soudage et cela présente de multiples contraintes. La très forte luminosité de l'arc électrique est le principal problème de cette observation avec la vitesse du phénomène de transport de métal dans l'arc. Le cahier de charge était "simple". Un capteur CMOS a été choisi pour gérer

le niveau de contraste élevé. Une cadence d'image supérieure à 10000 images par seconde était requise. Un éclairage par diodes laser avec une longueur d'onde de 800 nm et un filtre interférentiel devaient être utilisés pour filtrer la lumière de l'arc électrique. La possibilité de synchroniser les images et les acquisitions électriques était demandée. Pendant des collaborations avec le CLFA (Coopération Laser Franco-Allemande), les équipes du CTAS avaient eu de très bons résultats avec le modèle précédent de la marque Photron. Le système de diodes laser est livré par Thales. Le jalon final du processus de décision fut l'essai probant sur plate-forme au CTAS.

# Chapitre 2

## Physique du soudage MIG/MAG

### 2.1 Introduction

Le détachement de gouttes de métal fondu d'une électrode en soudage MIG/MAG en mode *short arc* fait intervenir des interactions complexes entre plusieurs phénomènes physiques. Chacun de ces phénomènes a un impact sur la qualité et la quantité du travail fourni par un système industriel. Alors qu'il est difficile de caractériser de façon quantitative les phénomènes variés agissant en soudage sous atmosphère protectrice, il est relativement aisé d'implanter et d'utiliser de façon productive une installation MIG/MAG. Il est possible, bien sûr, d'utiliser une approche empirique pour optimiser un procédé. Cette méthode a été largement employée par le passé pour le soudage MIG/MAG avec assez de succès. Mais il y a des avantages à choisir une approche analytique avec le but de comprendre la physique du procédé puisqu'on peut en attendre des avancées significatives dans la compréhension des interactions dynamiques présentes dans l'arc. C'est pourquoi nous présentons dans ce chapitre les connaissances théoriques de la physique quant au comportement du métal liquide transféré en soudage MIG/MAG. L'objectif visé est l'implantation d'un simulateur utilisant les équations physiques.

### 2.2 Arc électrique de type MIG/MAG

En fournissant de l'énergie à un gaz neutre on peut provoquer une formation d'éléments chargés, qui avec les atomes non ionisés ou les molécules du gaz, deviennent les composants du plasma généré. De la voie de transfert de l'énergie ne dépend pas seulement la méthode de production du plasma, mais également ses propriétés physiques et les possibilités d'applications, aussi bien en laboratoire [6] qu'en technique. De façon plus simple, on peut dire que, pour produire un plasma, il faut ioniser la matière. Cela peut être réalisé par des collisions de particules du gaz avec les électrons ou dans les processus de photoionisation. On peut produire un plasma en profitant de l'énergie dégagée dans les réactions exothermiques, durant la

compression adiabatique du gaz, mais aussi en bombardant le gaz par des faisceaux de particules neutres ou chargées. L'échantillon sur laquelle agit un faisceau laser est une source des composants du plasma induit par laser (LIP). Les processus liés à l'influence du laser sur un échantillon métallique sont aujourd'hui très largement examinés, parce qu'ils ont une énorme importance pour le développement de la technologie du soudage au laser. Les plasmas produits par décharges radiofréquence (RF) ou micro-ondes ont un grand nombre d'applications pratiques, mais c'est le champ électrique qui est certainement la source d'énergie la plus souvent exploitée pour produire un plasma, que ce soit en laboratoire (arc transféré et stabilisé, cathode creuse, plasmatron) ou dans les processus industriels (TIG, MIG/MAG). Dans ce cas, une décharge électrique se forme dans le gaz contenu entre deux électrodes de polarisations contraires. A température ambiante le gaz est un bon isolant, mais sous certaines conditions, un claquage électrique peut initier une décharge. Les atomes ou les particules du gaz ne sont généralement pas dans ce cas la seule source des composants du plasma, et il faut également tenir compte des vapeurs métalliques issues des électrodes (MIG/MAG). Les valeurs de la tension et du courant déterminent le caractère de la décharge dans le gaz comme on peut le voir en figure 2.1.

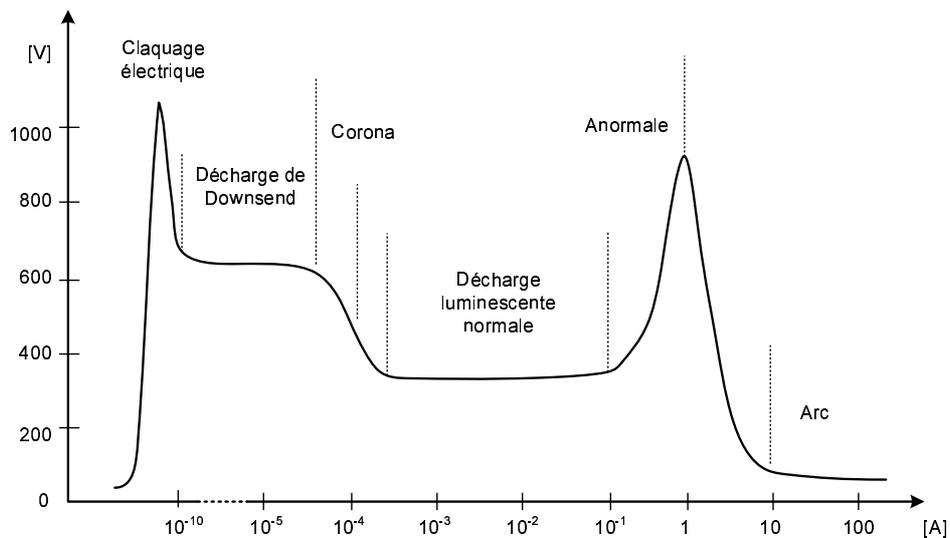


FIG. 2.1 – Caractéristiques courant-tension des décharges gazeuses [1].

### 2.2.1 Source de plasma de type MIG/MAG

Les acronymes GMA (*Gas Metal Arc*) et GMAW (*Gas Metal Arc Welding*), généralement utilisés dans la littérature technique, décrivent un procédé technologique d'assemblage de métaux par application d'une décharge électrique sous une protection gazeuse, entre l'électrode fusible et les objets à souder [1, 7, 8]. Le flux de gaz assure la conduction du courant et la protection du métal fondu contre l'air atmosphérique. Les électrons qui assurent la part la plus importante de la conduction à cause de leur masse plus faible et de leur meilleure

mobilité, passent d'une extrémité négative (cathode) à une extrémité positive (anode). Un schéma de la torche à plasma est présenté sur la figure 2.2. L'électrode fusible, le plus souvent l'anode, est passée à la région de décharge à vitesse constante. L'arc électrique est initié entre son extrémité et la surface de la plaque métallique (le plus souvent choisie comme cathode). L'établissement d'un état neutre du plasma par effet thermique, c'est-à-dire par collisions requiert d'atteindre l'équilibre des températures dont les ordres de grandeurs dépendent du potentiel d'ionisation du gaz à partir duquel le plasma est produit. La formation du plasma est gouvernée par un concept étendu de la loi des gaz parfaits et de la loi de conservation de la masse.

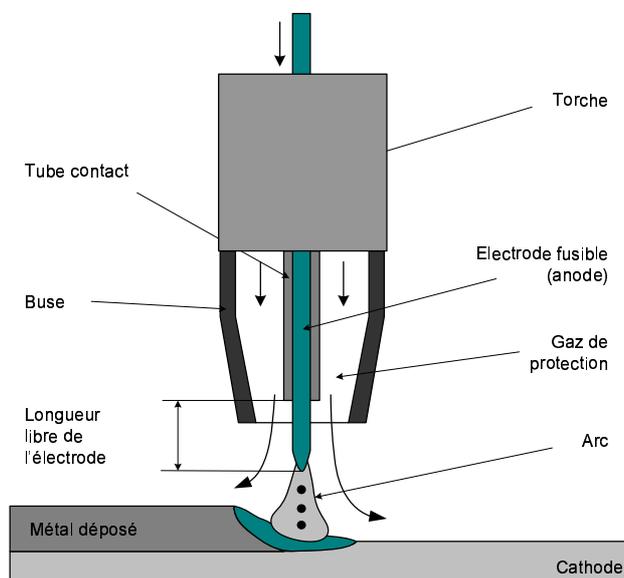


FIG. 2.2 – Schéma de la torche à plasma MIG/MAG.

Le procédé MIG (*Metal Inert Gas*) utilise un gaz de protection inerte (typiquement l'argon ou l'hélium), par opposition au procédé MAG (*Metal Active Gas*) qui concerne une atmosphère chimiquement active. En pratique, dans ce dernier cas, on utilise du dioxyde de carbone  $CO_2$ , de l'oxygène  $O_2$ , de l'hydrogène  $H_2$ , de l'azote  $N_2$  et/ou du monoxyde d'azote  $NO$  en addition aux gaz chimiquement passifs. Les procédés énumérés permettent d'assembler les différents types d'aciers, l'aluminium, le magnésium, les alliages de cuivre et nickel, et aussi le titane et ses alliages. L'électrode fusible a une forme de fil massif de diamètre compris entre 0.5 et 4 mm. Le fil est injecté dans la région de décharge avec une vitesse constante, de 1 à 50 m/min selon le type de générateur. L'arc électrique est habituellement alimenté en courant continu avec une polarité inverse (anode sur le fil, cathode sur la plaque métallique) qui assure la meilleure stabilité de l'arc.

### 2.2.2 Influence du gaz de protection sur le transfert de métal dans l'arc MIG/MAG

Le procédé MIG/MAG était jusqu'à présent analysé uniquement dans le but d'applications techniques comme une des méthodes d'assemblage des métaux les plus populaires. Dans ce contexte, l'utilisation du dioxyde de carbone est liée à la recherche d'une réduction des coûts de production des assemblages, tout en assurant la haute qualité de la soudure réalisée. Ces dernières années, la sécurité du travail est devenue très importante, et des études complémentaires ont été menées sur l'utilisation de mélanges gazeux permettant une réduction des émissions toxiques lors du procédé. Mais la complexité du procédé complique les travaux entrepris et l'étude des propriétés physiques du plasma MIG/MAG. Les informations accessibles sont en majorité originaire de la littérature technique du soudage, car jusqu'à présent les plasmas de ce type étaient peu (voire pas du tout) examinés dans les laboratoires de physique atomique, et en particulier de physique du plasma. En particulier, le diagnostic de l'arc de soudage est difficile, et nécessite d'obtenir des conditions d'arc stable; c'est pourquoi il est essentiel de connaître l'influence de la nature du gaz de protection sur le caractère de la décharge. La vitesse du procédé et la qualité du cordon sont dépendantes du régime de transfert du métal dans l'arc qui détermine les tailles, les vitesses et les fréquences de détachement des gouttes. Sous protection d'argon pur, qui est le gaz le plus souvent utilisé, la transition de régime globulaire en mode de pulvérisation axiale est obtenue pour un courant relativement bas. Par contre, sous dioxyde de carbone pur, il n'est pas possible d'atteindre cette transition, du moins avec des valeurs de courant accessible aux générateurs utilisés (figure 2.3). Quoique ces faits soient bien connus, les causes de différences si essentielles dans le comportement du procédé en fonction du gaz utilisé, ne sont toujours ni comprises, ni expliquées.

Avec des mélanges argon avec peu de  $CO_2$  ou de  $O_2$ , la stabilité de la décharge est améliorée et la valeur du courant de transition diminue par rapport à la situation sous argon pur (figure 2.4). Ces observations sont expliquées par une modification de la tension superficielle des métaux liquides provoquée par la présence de gaz actif. Aussi bien l'oxygène que le carbone diminuent la tension superficielle de l'acier et facilitent les détachements de gouttes. Les gaz oxydants peuvent augmenter l'émissivité de la cathode. Lors de l'utilisation de fortes teneurs de dioxyde de carbone dans le gaz de protection, il est possible d'observer le mouvement de la goutte vers le haut, très caractéristique du transfert répulsif (*repelled transfer*) [9, 10], ce qui prouve l'existence de forces à caractère répulsif orientées au contraire de mouvement du fil (figure 2.5). Si un passage de courant a lieu dans un corps composé de deux composants présentant une conductibilité électrique différente, la distribution du courant à l'intérieur du corps est déterminée par le composant dont la conductibilité est inférieure. Une situation analogue se produit dans le cas de l'arc de soudage : la conductibilité électrique du plasma est de quelques ordres de grandeur plus petite que la conductibilité du

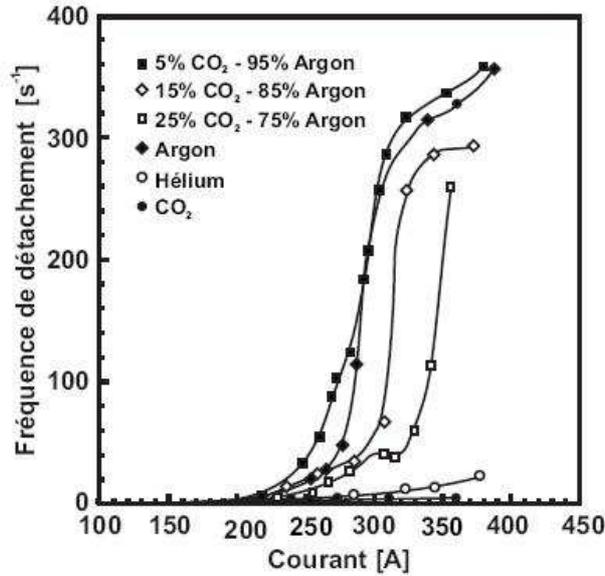


FIG. 2.3 – Effet du gaz de protection sur la fréquence de détachement.

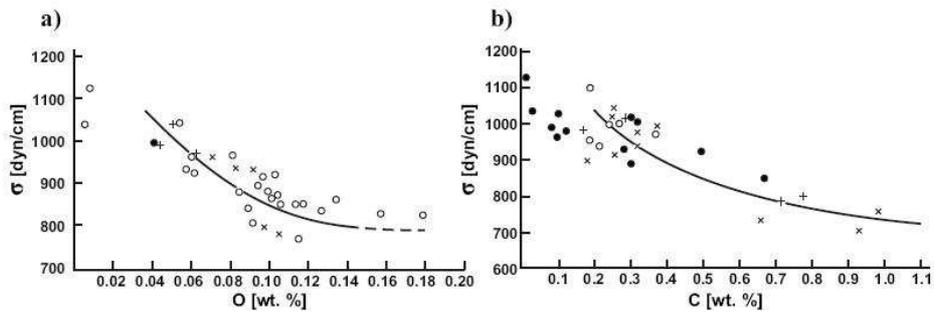


FIG. 2.4 – Tension superficielle des alliages liquides à 1640C sous air : a) fer-oxygène, b) fer-carbone [2].

métal. C'est pourquoi la distribution du courant à l'intérieur de la goutte est réglée par la distribution du courant dans le plasma et non pas l'inverse. Nemchinsky [11] a réalisé les calculs théoriques de distribution de la densité de courant à l'intérieur de la goutte pour des décharges sous atmosphère d'argon et d'hélium. Dans la gaine anodique, on observe une très grande densité de courant ainsi qu'une chute de tension de quelques volts. Cette chute de tension diminue avec l'accroissement de la densité du courant. Nemchinsky conclut qu'un tel comportement à l'anode provoque une constriction d'arc et diminue la valeur de la force de Lorentz. A proximité de l'anode, la température et le degré d'ionisation se mettent à baisser. Les températures des électrons et celles des molécules plus lourdes commencent à se différencier. Ces divergences provoquent un échange d'énergie entre les électrons plus chauds et les éléments plus lourds et plus froids (atome, ion...), et par conséquent une chute d'énergie des électrons. Le dispositif a besoin d'un apport de chaleur supplémentaire pour maintenir à un bon niveau la conductibilité du plasma. La modélisation mathématique formulée par Nemchinsky ainsi qu'une analyse comparative effectuée pour l'argon et l'hélium, ont montré

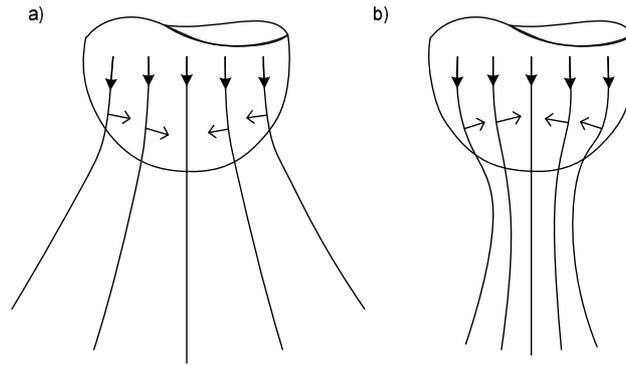


FIG. 2.5 – Lignes de courant dans la goutte et dans le plasma adjacent, et forces électromagnétiques résultantes : a) force EM de détachement, b) force EM d'attachement.

que l'effilement de la ligne de courant est dû, pour une grande part, au rapport considérable de la masse de l'électron à la masse de l'atome, à la haute conductibilité thermique du gaz utilisé et à une grande section efficace de choc électron-atome (molécule). La force de Lorentz est plusieurs fois plus importante lorsque l'argon est employé comme gaz plasmagène (caractéristique  $(U, I)$  de pente faible) par rapport à l'utilisation de l'hélium (pente importante de la caractéristique  $(U, I)$ ). Nemchinsky généralise ses résultats pour les gaz moléculaires (notamment  $CO_2$ ), où l'excitation électronique des degrés de liberté vibrationnel et rotationnel rend l'échange énergétique entre les électrons et les molécules très efficace. Cela explique, selon lui, l'absence de transition vers le régime de pulvérisation axiale dans l'arc MAG sous  $CO_2$ .

### 2.3 Forces agissant sur la goutte

Pour fonctionner, les procédés de soudage avec électrode consommable imposent que du métal fondu soit transféré de l'électrode vers la pièce à souder, par conséquent que du métal d'apport soit fourni et non pas juste que le substrat soit fondu. En observant le procédé MIG/MAG fonctionner sous différentes conditions opératoires de courant et de tension, il apparaît que le transfert du métal à travers l'arc électrique est fortement influencé par ces paramètres, par la composition de l'électrode et par la nature de la protection gazeuse. La façon dont le métal d'apport est amené au bain de soudure peut avoir des effets profonds sur les performances d'un procédé industriel. Ces effets comprennent :

- la facilité de soudure dans différentes positions ;
- la pénétration du bain de soudure ;
- la vitesse d'avance de la soudure ;
- l'apport de chaleur ;
- la stabilité du bain de soudure ;
- le taux de projections.

Comprendre le transfert de métal dans le soudage à l'arc demande une bonne compréhension des phénomènes physiques qui interviennent même si la théorie précise n'est pas encore tout à fait disponible. Ceci est lié à la taille des arcs (petits), à leur température (élevée) et à leur dynamique (rapide). A cause des difficultés rencontrées pour établir fermement les mécanismes précis qui dirigent le procédé, un grand nombre de théories ont été suggérées en se basant sur les forces suivantes :

1. la force de gravité ;
2. la force de friction du plasma ;
3. la tension de surface ;
4. la force électromagnétique.

La réalité est qu'une combinaison de ces forces (dépendantes du procédé et des conditions opératoires) agit sur la goutte de métal fondu formée à l'extrémité de l'électrode afin de la pousser vers le bain de soudure avant qu'elle ne le touche puis n'en fasse finalement partie. Avant d'examiner différents modèles de transfert de métal, nous allons nous intéresser à chacune des forces que nous venons de lister.

### 2.3.1 Gravité

La gravité tend à détacher une goutte liquide de l'électrode lorsque celle-ci pointe vers la source de la gravité et est une force de rappel quand l'électrode pointe vers le haut. Cet effet est analogue à celui subi par une goutte d'eau apparaissant au bout d'un tuyau lorsque la valve en amont n'est pas correctement fermée. Les masses mises en jeu dans le transfert sont extrêmement faibles. La relation qui donne le poids d'une goutte en formation est donnée par la masse volumique  $\rho_v$  et le volume  $V$  de cette goutte :

$$m_g = \rho_v V \quad (2.1)$$

La masse volumique dépendant de la température, elle est souvent définie à la température de fusion de l'acier ( $\rho_v = 7400 \text{ kg.m}^{-3}$  pour  $T_f = 1500 \text{ }^\circ\text{C}$ ). En fait la goutte n'est pas isotherme et sa température moyenne est supérieure à celle de fusion de l'électrode mais inférieure à celle d'évaporation ( $T_{ev} = 2700 \text{ }^\circ\text{C}$  pour l'acier et  $T_{ev} = 2200 \text{ }^\circ\text{C}$  pour l'élément le plus volatil, le manganèse).

### 2.3.2 Force de friction du plasma

Une formulation de cette force apparaît dans [12] :

$$F_d = \frac{C_d S \rho_p v_p^2}{2} \quad (2.2)$$

avec  $C_d$  le coefficient de frottement,  $S$  la surface de la goutte,  $\rho_p$  la densité du plasma et  $v_p$  la vitesse du plasma. Des études précédentes [13] ont conclu que cette force pouvait être négligée dans la plupart des cas.

### 2.3.3 Tension de surface

La tension de surface est une propriété de tous les liquides qui provient du fait que la surface du liquide (en fait l'interface entre le liquide et la phase qui l'entoure, habituellement un gaz en soudage) possède une énergie. Un minimum de cette énergie est obtenu en minimisant l'aire de la surface pour n'importe quel volume. Ceci est réalisé lorsque le liquide prend une forme sphérique puisque le ratio aire/volume est minimal pour une sphère. La tension de surface retient toujours la goutte de métal fondu au bout de l'électrode quelle que soit la position de soudure. Cette force s'oppose alors au détachement. Néanmoins si la goutte de métal fondu touche le bain, la tension de surface tire la petite goutte dans le grand bain.

Une discussion sur un certain nombre de méthodes pour déterminer la tension de surface statique peut être trouvée dans [14]. A cause de sa relative simplicité, la croissance quasi-statique de gouttes pendantes à l'extrémité d'un tube capillaire a longtemps été la méthode la plus utilisée pour déterminer les tensions de surface statique et dynamique de fluides. Le terme dynamique ne se réfère pas ici au mouvement de la goutte ou du fluide mais plutôt à la nature temporelle de la tension de surface résultant de variations de température ou de réactions chimiques. En 1864, Tate a observé la proportionnalité directe entre la masse maximum d'une goutte d'eau détachée d'un tuyau et le rayon du tuyau. La relation :

$$F_\gamma = 2\pi r_e \gamma_s \quad (2.3)$$

est connue sous le nom de loi de Tate où  $F_\gamma$  est le poids de la goutte et  $r_e$  est le rayon du tuyau (en soudage MIG/MAG, le rayon de l'électrode). Cette relation est une expression empirique des observations de Tate. La présence du coefficient  $\gamma_s$ , souvent appelé coefficient de tension de surface, est une approximation des forces qui agissent pour retenir la goutte. Dans leur étude de 1919 [15], Harkins et Brown proposent une modification de l'équation 2.3 basée sur l'observation qu'avec chaque goutte se formant au bout d'un tuyau, tout le liquide ne se détache pas et une partie reste sur le tuyau. Définissant  $F'_\gamma$  le poids de la partie qui se détache réellement, l'expression modifiée devient :

$$F'_\gamma = 2\pi r_e \gamma_s f \quad (2.4)$$

où la fonction de correction  $f$  est une fonction empirique qui prendra la valeur unité pour la goutte idéale se détachant totalement du tuyau.

La vraie masse d'une goutte à l'équilibre à l'extrémité d'un tuyau peut être calculée exactement [16]. L'équilibre est requis pour éviter les effets d'inertie du fluide dans la goutte.

Considérons une goutte pendante de densité plus élevée  $\rho_h$  immergée dans un fluide de densité moindre  $\rho_l$  comme illustré en figure 2.6. Le fluide dans la goutte est poussé vers le bas

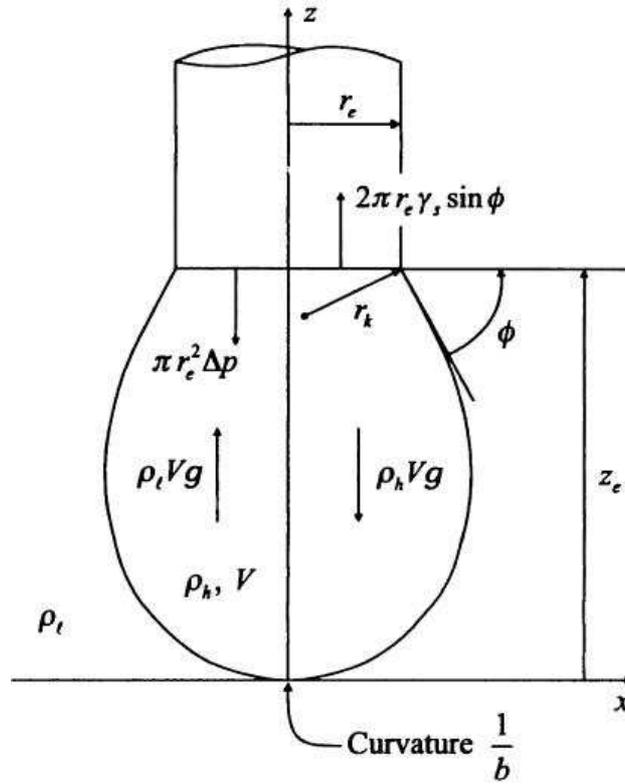


FIG. 2.6 – Equilibre des forces dans une goutte pendante au bout d'une baguette.

par la force de gravité  $\rho_h V g$  et éloigné du tuyau par l'excès de pression dans la goutte au niveau du tuyau  $\pi r_e^2 \Delta p$ . L'excès de pression  $\Delta p$  est décrit par l'équation de Laplace :

$$\Delta p = \gamma_s \left( \frac{1}{r_e} + \frac{1}{r_k} \right) \quad (2.5)$$

où  $r_k$  est le rayon de courbure dans le plan vertical au niveau du tuyau. Les forces poussant la goutte vers le haut sont la poussée d'Archimède exercée par le fluide environnant  $\rho_l V g$  et la composante verticale de la tension de surface  $2\pi r_e \gamma_s \sin(\phi)$  où  $\phi$  est l'angle d'attache. L'équilibre des forces est donc :

$$\rho_l V g + 2\pi r_e \gamma_s \sin(\phi) - \rho_h V g - \pi r_e^2 \Delta p = 0 \quad (2.6)$$

d'où l'on déduit :

$$F_\gamma = \Delta p V g = 2\pi r_e \gamma_s \sin(\phi) - \pi r_e^2 \gamma_s \left( \frac{1}{r_e} + \frac{1}{r_k} \right) \quad (2.7)$$

avec  $\Delta p = \rho_h - \rho_l$ . Malheureusement l'utilisation pratique de cette équation est compromise par la difficulté à mesurer l'angle d'attache  $\phi$  et le rayon de courbure  $r_k$ .

En comparant les équations 2.3 et 2.7, il est clair que l'équation 2.3 est seulement une approximation de la balance des forces. Néanmoins, si  $r_e$  est très petit devant la taille de la goutte, l'angle  $\phi$  est proche de 90 et  $r_e$  et  $r_k$  sont pratiquement égaux en amplitude et opposés en signe de telle façon que l'équation 2.3 sera approximativement égale à l'équation 2.7.

Dans l'équation 2.4, Harkins et Brown ont présenté la fonction de correction  $f$  comme le rapport entre la masse de fluide qui se détache et la masse totale de fluide sur le tuyau. C'est-à-dire en divisant l'équation 2.4 par l'équation 2.3,  $f = \frac{F'_d}{F_\gamma}$ . Cependant il a été établi ci-dessus que l'équation 2.3 ne conduit pas à la véritable masse de fluide au bout du tuyau, donc la masse  $M$  utilisée par Harkins et Brown est hypothétique. Malgré cette ambiguïté la fonction  $f$  a été appliquée avec succès à de nombreux fluides ayant une faible densité, une faible tension de surface et une faible viscosité mais il n'a pas été établi que son application pouvait être étendue aux fluides ayant une forte densité et une forte tension de surface comme les métaux liquides [14].

### 2.3.4 Force électromagnétique

Quand un courant électrique passe à travers un conducteur, un champ magnétique s'établit autour de celui-ci. Dans le cadre du soudage MIG/MAG, une force électromagnétique (la force de Lorentz) est produite et agit sur la goutte de métal fondu suite à l'interaction du courant de soudage avec son propre champ magnétique. Quand la section du conducteur varie, comme c'est le cas à l'extrémité d'une électrode consommable, la direction de la force électromagnétique varie avec le flux du courant de soudage. Aux faibles valeurs de courant, quand les forces magnétiques sont réduites mais toujours appréciables, les analyses originales des forces magnétiques agissant sur une goutte se détachant d'une électrode sont celles de Greene [17] et de Amson [18]. Greene a calculé la force qui pousse vers le bas les gouttes en soudage pour une enveloppe sphérique et une densité surfacique d'émission de courant uniforme. Amson a montré que ce calcul pouvait être mené pour toutes les formes de goutte et toutes les densités surfaciques d'émission de courant. Amson a obtenu les mêmes résultats que Greene pour le cas particulier des gouttes sphériques à densité surfacique d'émission de courant uniforme.

#### 2.3.4.1 Les effets en soudage MIG/MAG

Les forces magnétiques apparaissent à cause de l'interaction entre le courant de soudure et son propre champ magnétique ainsi que l'illustre la figure 2.7. Si le courant diverge dans la goutte, alors des forces dirigées vers le bas agissent sur le fluide dans la goutte et inversement si le courant converge dans la goutte. Il est important de noter que, contrairement à la gravité qui agit uniformément dans la direction  $z$  sur le fluide (en supposant que la densité du fluide est spatialement uniforme) et qui est une force irrotationnelle, la force électromagnétique

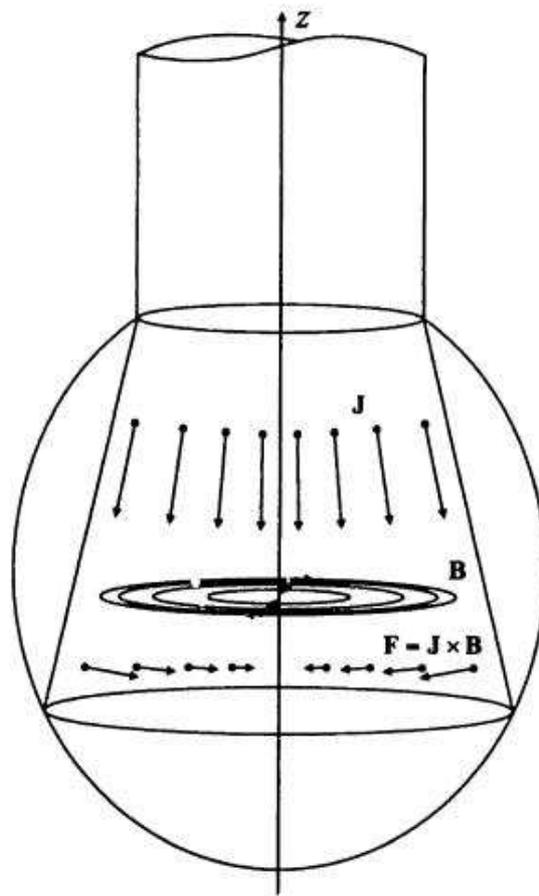


FIG. 2.7 – Forces magnétiques dans une goutte en soudage.

n'agit pas uniformément et possède une composante rotationnelle agissant sur le fluide.

Pour de forts courants ( $\sim 400 - 470$  A), la chaleur de l'arc force le métal liquide à ruisseler de l'électrode en formant une colonne liquide qui se rompt en gouttes. Les forces magnétiques dues au courant qui traverse ce liquide aident la division de la colonne en gouttes. Même sans une force magnétique, la division de la colonne liquide se produirait dues à des perturbations mécaniques dans le flux du fluide à cause des variations dans la courbure de la surface de la colonne. Comme on peut le voir sur la figure 2.8.(a), les perturbations de la courbure de la surface de la colonne dans le plan vertical provoquent des forces de tension de surface qui agissent pour restaurer l'équilibre en réduisant ou en augmentant la pression supplémentaire. Cependant les perturbations de la courbure dans la direction azimuthale (figure 2.8.(b)) créent des forces de tension de surface qui augmentent les perturbations. Plus la longueur d'onde de la perturbation dans la direction verticale est grande, plus les forces restauratrices seront faibles face aux forces déstabilisatrices. La compétition entre les forces stabilisatrices et déstabilisatrices est décrite par le critère de Rayleigh-Plateau [19] qui établit que les perturbations verticales de longueur d'onde inférieure à  $2\pi r$  sont stables alors que celles de longueur d'onde supérieure à  $2\pi r$  sont instables avec  $r$  le rayon de la colonne.

Si un courant traverse la colonne, les forces magnétiques aident uniquement les tensions de surface déstabilisatrices comme illustré en figure 2.8.(c). Dans les zones où le rayon de la colonne décroît, la densité de courant augmente et la pression magnétique radiale orientée vers l'intérieur augmente. Réciproquement dans les zones où le rayon de la colonne augmente, la densité de courant diminue et la pression magnétique radiale orientée vers l'intérieur diminue. De plus, la convergence et la divergence du courant aux constriction font apparaître des forces magnétiques orientées vers le haut et vers le bas, respectivement, qui chassent le fluide des constriction et aident donc à la rupture de la colonne. Ces deux phénomènes constituent le *pinch effect*.

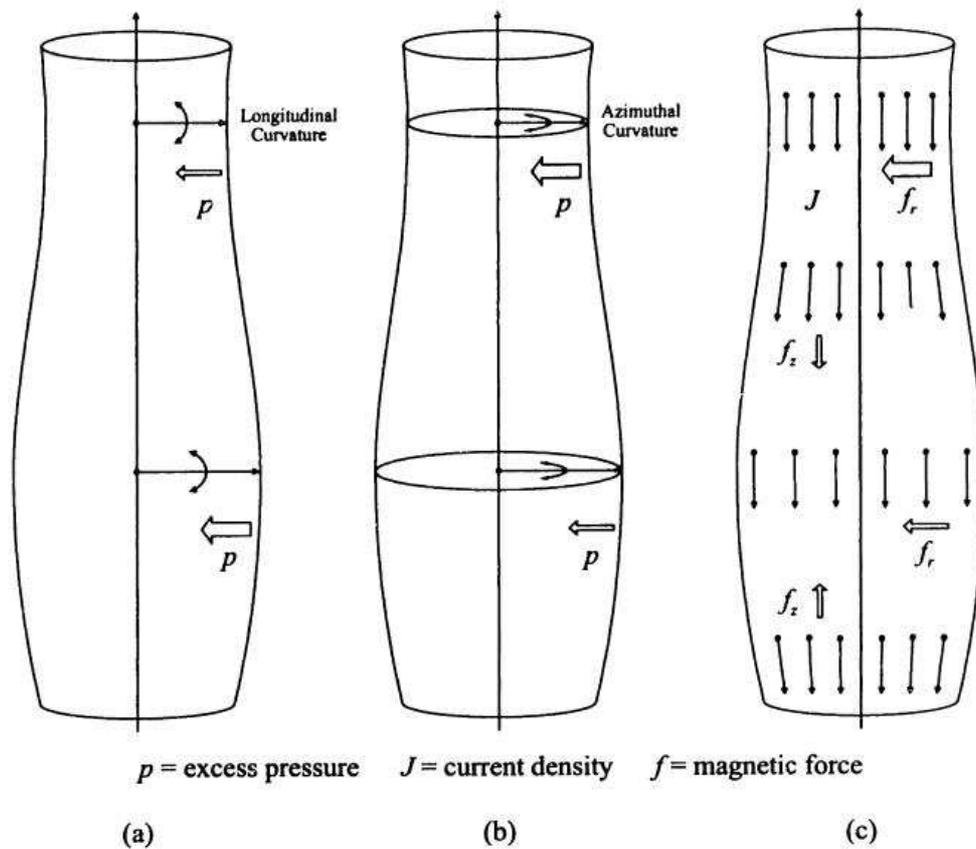


FIG. 2.8 – Division d'une colonne liquide. Sans courant axial, les forces de tension de surface vont a) stabiliser ou b) déstabiliser la colonne. c) Avec un courant axial, les densités de courant qui diminuent et augmentent le long de l'axe génèrent des forces magnétiques qui vont aider les forces de tension de surface déstabilisatrices.

### 2.3.4.2 Indépendance face au flux de fluide

Dans [20], l'auteur montre que dans une goutte de métal en soudage MIG/MAG les forces magnétiques agissant sur elle dépendent seulement de la géométrie des lignes de courant et pas de la vitesse du fluide dans la goutte. Rappelons les approximations quasi-statiques des

équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}_f \quad (2.8)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.9)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.10)$$

$$\vec{J}_f = \sigma(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.11)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (2.12)$$

où  $\sigma$  est la conductivité électrique et  $\mu$  la perméabilité magnétique. En résolvant l'équation 2.11 pour  $\vec{E}$  et en remplaçant dans l'équation de Faraday (équation 2.10), on écrit :

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\sigma} \vec{J}_f \right) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.13)$$

La loi d'Ampère (équation 2.8) avec l'équation 2.12 peut être utilisée pour éliminer  $\vec{J}_f$  de l'équation 2.13 et donner l'équation de l'induction :

$$\vec{\nabla} \times \frac{1}{\sigma} \left( \vec{\nabla} \times \frac{1}{\mu} \vec{B} \right) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.14)$$

Si la conductivité électrique  $\sigma$  et la perméabilité magnétique  $\mu$  sont uniformes dans le matériau, l'équation 2.14 se réduit à :

$$\frac{1}{\sigma\mu} \nabla^2 \vec{B} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.15)$$

En écrivant cette équation à l'aide de variables sans dimension ( $\underline{t}, \underline{x}, \underline{y}, \underline{z}$ ),

$$t = \underline{t}\tau \quad (2.16)$$

$$\vec{v} = \underline{v}u \quad (2.17)$$

$$(x, y, z) = (\underline{x}, \underline{y}, \underline{z})l \quad (2.18)$$

où  $\tau$ ,  $u$  et  $l$  sont respectivement une constante de temps caractéristique du système, une constante de vitesse et une constante de longueur, on aboutit à :

$$\nabla^2 \vec{B} = \frac{\tau_m}{\tau} \frac{\partial \vec{B}}{\partial \underline{t}} - R_m - \vec{\nabla} \times (\underline{v} \times \vec{B}) \quad (2.19)$$

La constante de temps

$$\tau_m = \mu\sigma l^2 \quad (2.20)$$

est le temps de diffusion magnétique, et la grandeur sans dimension

$$R_m = \mu\sigma ul \quad (2.21)$$

est le nombre de Reynolds magnétique. Dans le premier terme du membre de droite de l'équation 2.19, on trouve le rapport entre le temps de diffusion magnétique et l'échelle de temps du procédé. Dans le second terme du membre de droite, le nombre de Reynolds magnétique procure une mesure relative de l'importance de la convection face à la diffusion magnétique. En effet la quantité  $\frac{1}{\mu\sigma}$  est appelée diffusivité magnétique  $\eta_m$ , on peut la faire apparaître en réécrivant  $R_m$  :

$$R_m = \mu\sigma ul = \frac{ul}{\eta_m} \quad (2.22)$$

Le ratio  $\frac{\tau_m}{\tau}$  et  $R_m$  pour une goutte d'acier fondu en soudage MIG/MAG peuvent être calculés en utilisant les valeurs suivantes :

- $\mu = 4\pi \times 10^{-7}$  H/m
- $\sigma = 1.4 \times 10^6$  ( $\Omega \cdot \text{m}$ )<sup>-1</sup>
- $l = 1.6 \times 10^{-3}$  m
- $u = 0.63$  m/s
- $\tau = 0.01$  s

On obtient alors :

$$\frac{\tau_m}{\tau} = 0.0005,$$

$$R_m = 0.0018;$$

donc les termes à droite dans l'équation 2.19 peuvent être ignorés.

A l'échelle de temps d'intérêt, la diffusion du champ  $\vec{B}$  à travers la goutte est quasi-instantanée et le très petit nombre de Reynolds magnétique indique que la diffusion magnétique est bien plus rapide que la convection du fluide dans la goutte. Pour une perméabilité  $\mu$  uniforme, l'équation 2.19 devient :

$$\nabla^2 \vec{B} = 0 \quad (2.23)$$

Ainsi dans électrode employée en soudage sous protection gazeuse, le champ magnétique n'est pas affecté par la vitesse du fluide dans la goutte. La distribution de  $\vec{H}$  est imposée par la géométrie instantanée des lignes de courant dans la goutte.

### 2.3.4.3 Tenseur magnétique

Si les lignes de courant dans la goutte sont connues, la force magnétique dans la goutte de perméabilité magnétique uniforme peut être calculée en utilisant une relation entre la densité de force sur le matériau, la densité de courant et le flux magnétique :

$$\vec{F} = \vec{J}_f \times \vec{B} \quad (2.24)$$

Toutes les substances ferromagnétiques ont une température de transition à laquelle le phénomène ferromagnétique disparaît et à laquelle les substances deviennent essentiellement paramagnétiques. Cette température est appelée le point de Curie et est habituellement inférieure à la température de fusion [21]. Le point de Curie de l'acier est 770 řC. La température d'une goutte d'acier liquide en soudage MIG/MAG ( $\sim 1700 - 2400$  řC) est bien au-delà du point de Curie et par conséquent la perméabilité du matériau est très proche de  $\mu_0$ . En outre le plasma entourant la goutte a une perméabilité égale à  $\mu_0$ . Si ces faits n'étaient pas vrais, des densités de force supplémentaires devraient être ajoutées dans l'équation précédente, en y substituant l'équation 2.8, elle devient :

$$\vec{F} = \mu_0(\vec{F} \cdot \nabla)\vec{H} - \frac{\mu_0}{2}\nabla(\vec{H} \cdot \vec{H}) \quad (2.25)$$

La  $m^e$  composante de la densité de force peut être exprimée en notation tenseur :

$$F_m = \frac{\partial T_{mn}}{\partial x_n} \quad (2.26)$$

où le tenseur magnétique de Maxwell est :

$$T_{mn} = \mu_0 H_n H_m - \frac{\mu_0}{2} \delta_{mn} H_k H_k \quad (2.27)$$

La  $m^e$  composante d'une force totale  $\vec{f}$  agissant sur un matériau de volume  $V$  est :

$$f_m = \int_V F_m dV = \int_V \frac{\partial T_{mn}}{\partial x_n} dV \quad (2.28)$$

Si les composantes d'un vecteur  $\vec{T}$  sont définies par  $T_1 = T_{m1}, T_2 = T_{m2}$  et  $T_3 = T_{m3}$ , en utilisant le théorème de la divergence :

$$f_m = \int_V \frac{\partial T_{mn}}{\partial x_n} dV = \int_V (\nabla \cdot \vec{T}) dV = \oint_S \vec{T} \cdot \vec{n} da = \oint_S T_n n_n da \quad (2.29)$$

où la surface  $S$  englobe le volume  $V$  et  $n_n$  est la  $n^e$  composante de la normale à la surface  $S$  dirigée vers l'extérieur. Il en résulte :

$$f_m = \oint_S T_{mn} n_n da \quad (2.30)$$

C'est un résultat puissant car il procure un moyen de calculer la force magnétique totale sur un matériau en ne connaissant le champ magnétique que le long de la surface du volume.

Le terme à intégrer dans l'équation 2.30 a la dimension d'une force par unité de surface mais n'a pas de signification physique à moins d'être intégré sur la surface fermée  $S$ . Ainsi pour le distinguer d'une densité surfacique de force, on s'y réfère comme à la  $m^e$  composante du vecteur traction  $\vec{\tau}$  où :

$$\tau_m = T_{mn} n_n \quad (2.31)$$

$$f_m = \oint_S \tau_m da \quad (2.32)$$

La traction décrit l'état de pression dans l'espace occupé par le champ magnétique qui transmet une force de manière continue d'un domaine à l'autre. Le vecteur traction agissant sur une surface se trouve dans le même plan que les vecteurs du champ et de la normale à la surface. Donc en ayant deux vecteurs parmi ces trois, on connaît le troisième. Pour prouver cette propriété, considérons le système de coordonnées cartésiennes en figure 2.9. La normale à la surface suit l'axe  $z$  et les composantes du champ sont :

$$H_x = |\vec{H}| \sin(\theta), \quad H_y = 0, \quad H_z = |\vec{H}| \cos(\theta) \quad (2.33)$$

La substitution de l'équation 2.27 dans l'équation 2.31 montre que les composantes de la traction sur cette surface sont :

$$\tau_x = T_{xz} n_z = \frac{1}{2} \mu_0 |\vec{H}|^2 \sin(2\theta) \quad (2.34)$$

$$\tau_y = 0 \quad (2.35)$$

$$\tau_z = T_{zz} n_z = \frac{1}{2} \mu_0 |\vec{H}|^2 \cos(2\theta) \quad (2.36)$$

Conséquemment  $\vec{H}$  suit la bissectrice de l'angle formé par  $\vec{\tau}$  et  $\vec{n}$  et la norme de la traction sur cette surface vaut :

$$|\tau| = \frac{1}{2} \mu_0 |\vec{H}|^2 \quad (2.37)$$

indépendamment de l'orientation de la surface.

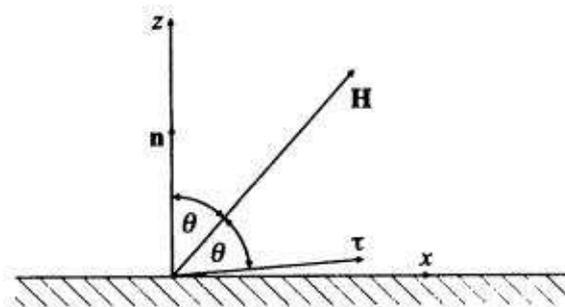


FIG. 2.9 – Relation entre les vecteurs du champ, de la normale et de traction.

#### 2.3.4.4 Force magnétique sur une forme généralisée de goutte

Dans [18], le tenseur magnétique est utilisé pour calculer la force magnétique agissant sur une forme généralisée de goutte. En particulier, la force magnétique totale pointant vers le bas a été calculée et nous allons résumer ici le cheminement accompli.

En coordonnées cylindrique  $(r, \phi, z)$ , nous considérons une forme généralisée de goutte pendante comme en figure 2.10 : une goutte de métal fondue est accrochée au bout d'une électrode solide. Le système est axisymétrique autour de l'axe  $z$ . La surface de la goutte est  $P$  et l'interface liquide/solide entre l'électrode et la goutte est modélisée par la surface  $Q$ . Le courant de soudure  $I$  passe à travers l'électrode et tout ou une partie,  $I_d$ , continue dans la goutte et sort par la surface de la goutte. Si tout le courant ne continue pas dans la goutte, le reste  $(I - I_d)$  émerge par la surface de l'électrode solide.

Parce que le courant est supposé se propager de façon axisymétrique, le champ magnétique n'a qu'une composante azimuthale et est déterminé par le théorème d'Ampère :

$$\vec{H} = \frac{I(r, z)}{2\pi r} \vec{i}_\phi \quad (2.38)$$

La composante suivant  $z$  de la force magnétique s'écrit à partir de l'équation 2.32 :

$$f_z = \int_Q \tau_z da + \int_P \tau_z da \quad (2.39)$$

A partir de l'équation 2.37, l'amplitude du vecteur traction donne :

$$|\tau| = \frac{1}{2} \mu_0 |\vec{H}|^2 = \frac{\mu_0}{8\pi^2} \frac{I(r, z)^2}{r^2} \quad (2.40)$$

Le champ magnétique dans la goutte et à la surface de la goutte est azimuthal. Il est donc toujours tangentiel à la surface et, puisque le vecteur champ passe par la bissectrice de l'angle entre le vecteur traction et le vecteur normal à la surface, le vecteur traction est toujours perpendiculaire et opposé au vecteur normal comme en figure 2.10. La composante suivant  $z$  de la traction pourra donc être déterminée à partir de la géométrie montrée en figure 2.11.

Pour la surface  $Q$  :

$$\tau_z = -\frac{dr}{du}|\tau| \quad (2.41)$$

et un élément de surface est :

$$da = 2\pi r(u)du \quad (2.42)$$

De la même façon pour la surface  $P$ ,

$$\tau_z = -\frac{dr}{ds}|\tau| \quad (2.43)$$

et

$$da = 2\pi r(s)ds \quad (2.44)$$

En utilisant l'équation 2.40 dans les équations 2.41 et 2.43, l'équation 2.39 conduit à :

$$f_z = -\mu_0\pi \int_0^U \left(\frac{I(u)}{2\pi}\right)^2 \frac{dr}{du} \frac{du}{r(u)} + \mu_0\pi \int_0^S \left(\frac{I(s)}{2\pi}\right)^2 \frac{dr}{ds} \frac{ds}{r(s)} \quad (2.45)$$

Le courant qui passe à travers un rayon  $r(u)$  ou  $r(s)$  de la surface  $Q$  ou  $P$  respectivement (voir figure 2.10) est égal à celui qui émerge de la surface en ce point ; c'est-à-dire :

$$I(u) = \int_0^u j(u')2\pi r(u')du' \quad (2.46)$$

$$I(s) = \int_0^s j(s')2\pi r(s')ds' \quad (2.47)$$

avec  $j(u')$  et  $j(s')$  les fonctions densités surfaciques d'émission sur les surfaces  $Q$  et  $P$  respectivement. En remplaçant les expressions 2.46 et 2.47 dans 2.45, on obtient :

$$f_z = -\mu_0\pi \int_0^U \left(\int_0^u j(u')r(u')du'\right)^2 \frac{dr}{du} \frac{du}{r(u)} + \mu_0\pi \int_0^S \left(\int_0^s j(s')r(s')ds'\right)^2 \frac{dr}{ds} \frac{ds}{r(s)} \quad (2.48)$$

Cette équation donne la force suivant  $z$  pour n'importe quelle frontière liquide/solide  $Q$ , n'importe quel profil de goutte  $P$  et n'importe quelles fonctions densités de courant d'émission sur ces surfaces.

Pour une portion de la surface  $P$  où la densité surfacique d'émission de courant est nulle, la contribution à la force magnétique dirigée suivant l'axe des  $z$  est indépendante du profil de la surface et du chemin emprunté par le courant comme illustré en figure 2.12. Si la frontière inférieure de cette portion non émettrice est à  $z = l$  et la frontière supérieure à  $z = u$ , le

second terme de l'équation 2.48 pour cette portion se réduit à :

$$f_{zlu} = \frac{\mu_0 I_d^2}{4\pi} \ln\left(\frac{r_u}{r_l}\right) \quad (2.49)$$

où  $I_d$  est le courant émergeant de la frontière liquide/solide.

Si la surface  $Q$  de la figure 2.10 est supposée être un cône et que la densité surfacique de courant émis  $j(u)$  est supposée uniforme, alors le premier terme de l'équation 2.48 se réduit à :

$$f_{z3} = -\frac{\mu_0}{16\pi} I_d^2 \quad (2.50)$$

ce résultat est indépendant de l'angle du cône. Par conséquent les détails sur la frontière liquide/solide à l'intérieur de la goutte ne sont heureusement pas requis et cette frontière pourra être modélisée comme un disque orthogonal à l'axe  $z$ . Il ne faut en fait connaître que le profil de la partie de  $P$  qui émet du courant. Considérons dans ce but le cas particulier représenté sur la figure 2.13. La goutte est assimilée à une sphère tronquée de rayon  $a$  et la surface  $P$  n'émet du courant que jusqu'à l'angle  $\Phi$  (surface 1). Au-dessus de ce point le courant ne sort pas et les lignes de courant n'ont pas d'importance (surface 2). La contribution à la force magnétique suivant  $z$  peut être calculée grâce à l'équation 2.49 :

$$f_{z2} = \frac{\mu_0 I_d^2}{4\pi} \ln\left(\frac{r_e}{a \sin \Phi}\right) \quad (2.51)$$

La contribution de la frontière liquide/solide (surface 3) est donnée par l'équation 2.50. Si la densité surfacique de courant émis  $j(s)$  est uniforme le long de la surface 1, la contribution de la surface 1 exprimée par rapport à l'angle  $\Phi$  est :

$$f_{z1} = \mu_0 \pi \int_0^\Phi \left[ \int_0^\phi \frac{I_d}{2\pi a^2 (1 - \cos \Phi)} a^2 \sin \phi' d\phi' \right]^2 \cos \phi d\phi \quad (2.52)$$

Ce qui donne après intégration :

$$f_{z1} = \frac{\mu_0 I_d^2}{4\pi} \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{1 - \cos \Phi} + \frac{2}{(1 - \cos \Phi)^2} \ln\left(\frac{2}{1 + \cos \Phi}\right) \right] \quad (2.53)$$

Les expressions obtenues pour la surface 1 (équation 2.53), 2 (équation 2.51) et 3 (équation 2.50) doivent être sommées pour trouver la composante en  $z$  de la force magnétique :

$$f_z = f_{z1} + f_{z2} + f_{z3} = \frac{\mu_0 I_d^2}{4\pi} \left[ \frac{1}{4} - \ln\left(\frac{a \sin \Phi}{r_e}\right) + \frac{1}{1 - \cos \Phi} - \frac{2}{(1 - \cos \Phi)^2} \ln\left(\frac{2}{1 + \cos \Phi}\right) \right] \quad (2.54)$$

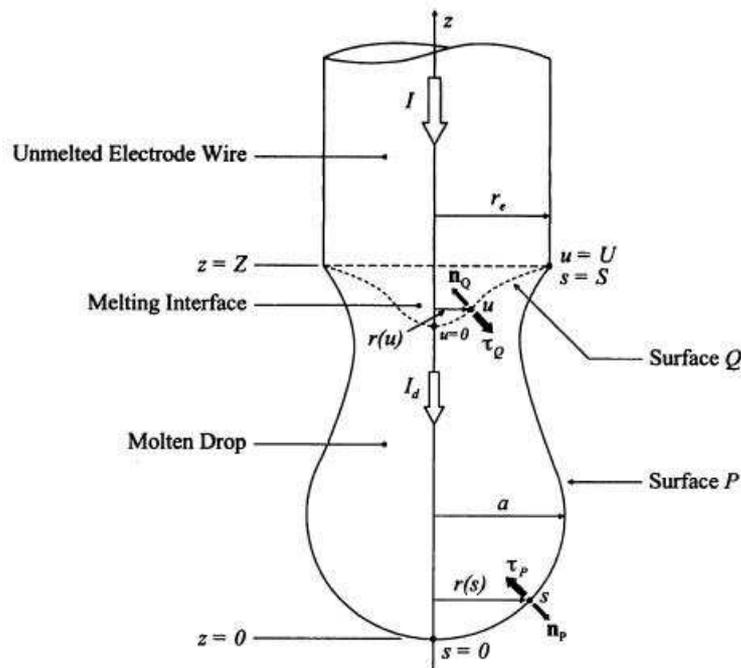
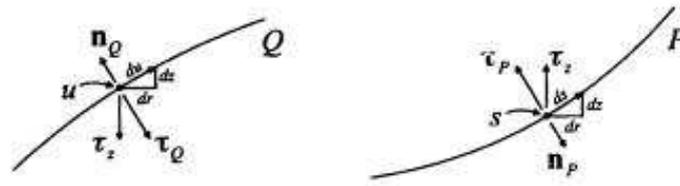


FIG. 2.10 – Goutte pendante généralisée

FIG. 2.11 – Composantes de la traction suivant  $z$ .

## 2.4 Analyse du transfert de chaleur dans l'électrode

Dans le cadre d'un soudage avec électrode consommable, le transfert de métal n'intervient que lorsque le métal est fondu. Par conséquent il apparaît clairement que le couplage entre le flux de masse et le flux de chaleur ne peut être négligé et qu'il est donc impossible de traiter de l'un sans traiter de l'autre.

Les principales sources de chaleur qui fondent l'électrode en soudage MIG/MAG sont l'effet Joule et la chaleur de condensation des électrons [7]. La chaleur de l'effet Joule est générée par la résistance électrique de l'électrode. La chaleur de condensation des électrons est créée par les électrons à haute énergie du plasma qui se condensent sur la surface du métal et relâchent l'essentiel de leur énergie.

La chaleur de l'effet Joule peut s'exprimer par :

$$Q_{joule} = \int_V \rho(T) I^2 dV = \bar{\rho} L A I^2 \quad (2.55)$$

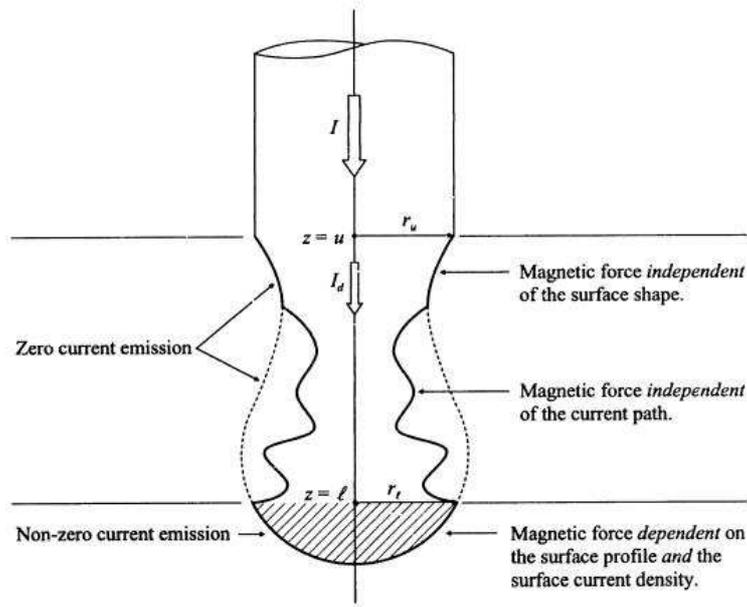


FIG. 2.12 – Force magnétique suivant  $z$  pour une région non émettrice de courant.

où :

- $\bar{\rho}$  = résistivité électrique moyenne ;
- $L$  = partie terminale de l'électrode ;
- $A$  = aire de la section d'électrode ;
- $I$  = courant de soudure.

La chaleur de condensation des électrons peut être obtenue par :

$$Q_{condensation} = \left( \frac{3}{2} \frac{kT}{e} + V_a + W \right) I \quad (2.56)$$

Le premier terme du membre de droite de l'équation 2.56 représente l'énergie cinétique des électrons dans le plasma, le second terme est l'énergie d'accélération des électrons dans la région anodique et le troisième terme est la fonction travail du matériau de l'électrode. Le flux total de chaleur dans l'électrode s'obtient en combinant les équations 2.55 et 2.56 :

$$Q_{total} = \bar{\rho} \frac{L}{A} I^2 + \left( \frac{3}{2} \frac{kT}{e} + V_a + W \right) I \quad (2.57)$$

Si on suppose que toute la chaleur est utilisée pour fondre l'électrode consommable et qu'il n'y a pas de perte, la vitesse de fusion est obtenue en divisant l'entrée de chaleur totale dans le système par la chaleur requise pour fondre une unité de masse du matériau :

$$\dot{m} = \frac{\bar{\rho} \frac{L}{A} I^2 + \left( \frac{3}{2} \frac{kT}{e} + V_a + W \right) I}{\int_{T_i}^{T_m} C_p dT + \Delta H_{transition} + \Delta H_m} \quad (2.58)$$

où  $\Delta H_{transition}$  est la chaleur de transition cristalline et  $\Delta H_m$  est la chaleur de fusion. Puisque

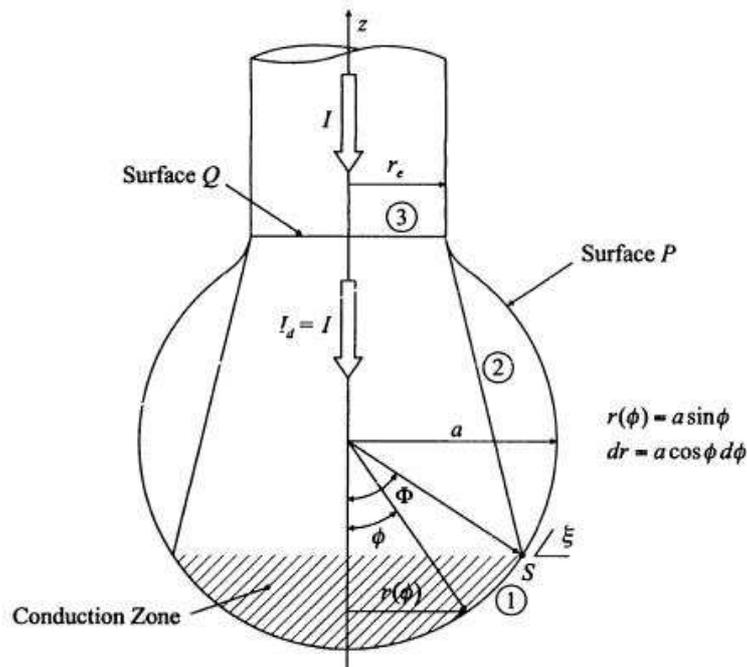


FIG. 2.13 – Lignes de courant dans une goutte sphérique.

les coefficients sont constants, la vitesse de fusion peut être exprimée par une fonction du second degré en courant :

$$\dot{m} = C_1 I + C_2 I^2 \quad (2.59)$$

avec  $C_1$  et  $C_2$  des constantes.

Waszink [22] a mesuré la vitesse de fusion de l'électrode et a montré qu'elle pouvait être tracée sous la forme de l'équation 2.59 en prenant soin d'ajouter un terme constant correspondant aux autres sources de chaleur. Dans son analyse, il montre que la chaleur de condensation des électrons dans le mode globulaire est principalement transférée par convection à travers la frontière goutte liquide/électrode solide. La part de chaleur de condensation des électrons qui n'est pas transférée à l'électrode est perdue par évaporation d'éléments volatiles et en réchauffement de la goutte.

Il existe par ailleurs des résultats qui ne corroborent pas l'équation 2.59. Wilson [23] a trouvé que la vitesse de fusion n'était pas directement proportionnelle à la partie terminale de l'électrode comme cela a été prédit par l'équation 2.58. Ce serait en fait une fonction exponentielle de l'extension. Un autre résultat de Erohkin [24] est que 94 % de la chaleur de fusion de l'électrode provient de la chaleur de condensation des électrons alors que les résultats de Lesnewich prévoient environ 50 %. Smith [25] a rapporté une discontinuité dans la vitesse d'apport de fil pendant un soudage sous  $CO_2$  comme on le voit en figure 2.14. Cela suggère qu'il y a un changement de mécanisme de transfert de chaleur et que la simple méthode de la conservation de l'énergie est inadéquate pour expliquer le comportement de l'électrode en

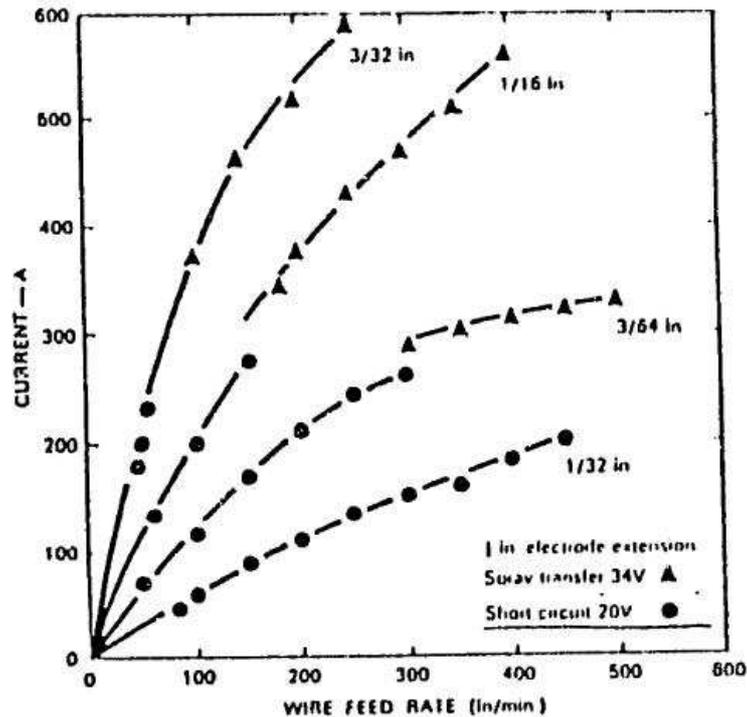


FIG. 2.14 – Relation entre vitesse d'apport du fil et courant.

fusion. La distribution de la température dans l'électrode en mouvement a également été étudiée [26]. C'est d'une grande importance puisque des distributions différentes de température dans l'électrode peuvent produire des amplitudes différentes de chaleur par effet Joule pour un même courant de soudure. Et ceci est particulièrement notable avec l'acier comme en figure 2.16 où on constate la forte dépendance de la résistivité à la température. La conséquence en est une chaleur par effet Joule affectée de façon significative par la distribution de température. La distribution de température dans la direction radiale est particulièrement intéressante puisqu'elle cause la fusion du métal. Cette fusion de la surface provoque un changement de géométrie qui à son tour affecte le transfert de métal. La distribution de température d'un cylindre continuellement approvisionné sans source de chaleur interne mais avec une conduction de chaleur depuis le bout de l'électrode comme en figure 2.15 a été résolue par un modèle monodimensionnel :

$$\frac{\partial T}{\partial t} - v \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha_t \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (2.60)$$

où  $v$  est la vitesse d'avance de l'électrode et  $\alpha_t$  est la diffusivité thermique du matériau. En résolvant sous des conditions quasi-statique :

$$\frac{T_m - T}{T_m - T_R} = \frac{1 - e^{-2\lambda_t v z}}{1 - e^{-2\lambda_t v L}} \quad (2.61)$$

où  $\lambda_t = \frac{1}{2\alpha_t}$ . En utilisant les valeurs de l'acier, l'auteur de [26] montre que la conduction de

la chaleur depuis la goutte liquide peut affecter la distribution de température de l'électrode jusqu'à 0.5 mm depuis le bout de l'électrode.

Avec la génération de chaleur par effet Joule dans l'électrode, la distribution de température peut être trouvée par :

$$\frac{\partial T}{\partial t} - v \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha_t \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\bar{\rho} I^2}{d A^2 C_p} \quad (2.62)$$

En résolvant sous des conditions quasi-statiques avec une condition limite supposant l'absence de flux de chaleur dans la direction radiale :

$$T \approx T_R + \left( \frac{\epsilon L}{2 \lambda_t v k} \right) \left( 1 - \frac{z}{L} \right) \quad (2.63)$$

avec  $\epsilon = \frac{\bar{\rho} I^2}{A^2 C_p}$ .

Même avec ces analyses de transfert de chaleur dans l'électrode, il n'est pas possible de prédire la vitesse de fusion de l'électrode ni la distribution de température dans des conditions réelles de soudure. En particulier, quand un gradient radial de température est présent, ces théories ne permettent pas d'expliquer le comportement de fusion d'électrode.

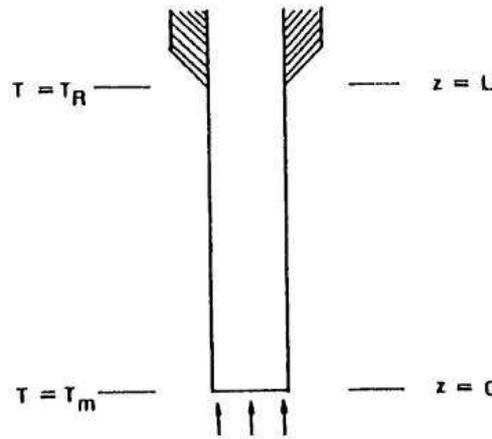


FIG. 2.15 – Conditions aux limites du modèle monodimensionnel pour le calcul de la distribution de température dans l'électrode.

## 2.5 Modèles théoriques de formation des gouttes

L'ensemble des travaux théoriques que nous allons présenter dans cette partie s'attachent à la description du mode de formation et à la dynamique des gouttes de métal fondu. De nombreux phénomènes déterminent le développement de ces gouttes de métal liquide, leur détachement du fil et leur transfert à travers l'arc vers la surface de la plaque métallique. La combinaison des forces en présence, les phénomènes thermiques dans le fil, les transferts

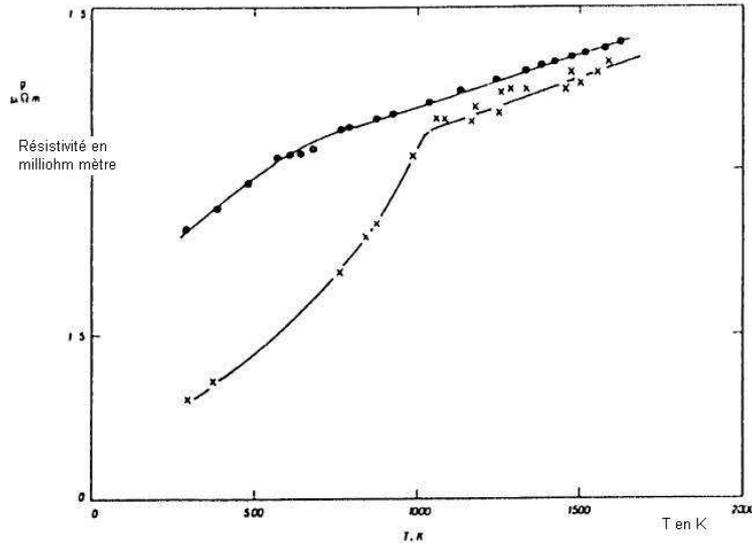


FIG. 2.16 – Résistivité du fil en fonction de la température pour deux matériaux : (●) acier inoxydable et (×) acier.

de chaleur du plasma ainsi que la répartition de densité de courant ont une influence fondamentale. Les interactions des forces en présence, déterminent la forme de la goutte, son volume et également sa fréquence de détachement. Nous présentons une description détaillée des modèles théoriques fondamentaux de formation des gouttes et nous discutons plus brièvement de deux théories cherchant à expliquer les transitions entre les modes de transfert de métal.

### 2.5.1 Balance des forces

La théorie de l'équilibre des forces statiques [27] postule que le détachement de la goutte de l'électrode a lieu lorsque les forces statiques de détachement (gravité  $F_g$ , forces électromagnétiques  $F_{em}$ , et une force résultant du flux du gaz  $F_d$ ) sont supérieures aux forces statiques d'attachement (tension superficielle  $F_\gamma$ ). Dans cette théorie la goutte est considérée comme une sphère suspendue à l'électrode dans un milieu liquide.

La force de gravitation dépend uniquement de la masse de métal fondu et est une force de détachement quand la soudure se fait à plat :

$$F_g = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho_d g \quad (2.64)$$

avec  $R$  le rayon de la goutte,  $\rho_d$  la densité de la goutte et  $g$  est la constante de gravité.

La force électromagnétique sur une goutte résulte de la convergence ou de la divergence des lignes de courant dans la goutte, elle est donnée par la loi de Lorentz :

$$F_{em} = \vec{J} \times \vec{B} \quad (2.65)$$

où  $\vec{J}$  est la densité de courant et  $\vec{B}$  l'induction magnétique.

La force magnétique totale peut être obtenue en intégrant l'équation 2.65 sur la surface conductrice de la goutte. En supposant que la densité surfacique de courant est uniforme, Amson [18] a obtenu :

$$F_{em} = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi} f_z \quad (2.66)$$

$$f_z = \left[ \frac{1}{4} - \ln \left( \frac{a \sin \Phi}{r_e} \right) + \frac{1}{1 - \cos \Phi} - \frac{2}{(1 - \cos \Phi)^2} \ln \left( \frac{2}{1 + \cos \Phi} \right) \right] \quad (2.67)$$

où  $I$  est le courant de soudure et  $\mu_0$  la perméabilité magnétique du vide. La géométrie utilisée pour obtenir le résultat de l'équation 2.67 est représenté en figure 2.13 et un graphe de  $f_z$  comme fonction de l'angle de conduction est donné en figure 2.17. Comme avec la figure 4.4, quand la zone de conduction est petite et que les lignes de courant convergent,  $f_z$  devient négative et donc la force électromagnétique agit comme une force répulsive. Au contraire quand la zone de conduction est assez large pour que les lignes de courant divergent,  $f_z$  devient positive et la force électromagnétique devient une force attractive.

La force de traînée du plasma peut être calculée en considérant la force de traînée subie par une sphère immergée dans un fluide ayant un champ de vitesse uniforme :

$$F_d = C_d A_p \rho_f \frac{v_f^2}{2} \quad (2.68)$$

où  $C_d$  est le coefficient de traînée,  $A_p$  est l'aire projetée dans le plan perpendiculaire au flux du fluide,  $\rho_f$  est la densité du fluide et  $v_f$  est la vitesse relative du fluide.

La force de tension de surface qui retient la goutte à l'électrode est donnée comme suit :

$$F_\gamma = 2\pi r_e \gamma \quad (2.69)$$

où  $\gamma$  est le coefficient de tension de surface du métal liquide. En plus des forces exposées

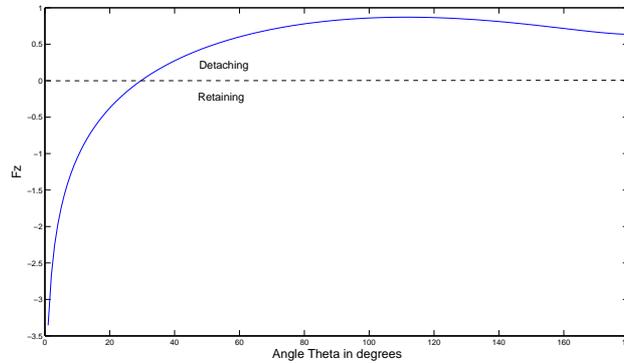


FIG. 2.17 – Variation de  $f_z$  comme fonction de  $\Phi$ .

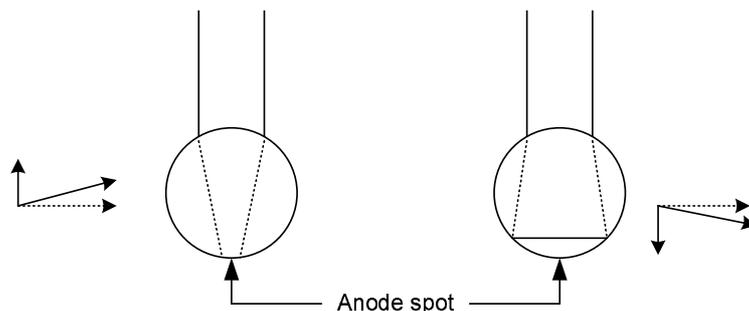


FIG. 2.18 – Ligne de courant et force de Lorentz.

ci-dessus, Amson [28] a proposé que l'énergie cinétique du métal liquide créée par les forces magnétiques puisse également contribuer au détachement des gouttes. Il l'a appelée la force magnéto-cinétique.

En considérant toutes ces forces, Dennery [29] a calculé leur amplitude au détachement de la goutte pour des gouttes millimétriques de fer ou d'aluminium pur formées avec un courant d'une centaine d'Ampère traversant une tache cathodique de  $10^{-16}\text{m}^2$ . Ses résultats sont consignés dans le tableau 2.1. Waszink [12] a étudié l'importance relative de chacune

Métal	Procédé	$F_g$	$F_\gamma$	$F_{em}$	$F_d$	Effets dominants
Fer	MIG direct	$3 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$10^{-4}$	capillarité-magnétisme
Fer	MIG inversé	$3 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-1}$	$5 \cdot 10^{-4}$	0	capillarité
Fer	TIG	$3 \cdot 10^{-4}$	0	0	0	pesanteur
Aluminium	MIG direct	$1 \cdot 10^{-4}$	$10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$10^{-4}$	capillarité-magnétisme
Aluminium	MIG inversé	$1 \cdot 10^{-4}$	$10^{-1}$	$5 \cdot 10^{-4}$	0	capillarité
Aluminium	TIG	$1 \cdot 10^{-4}$	0	0	0	pesanteur

TAB. 2.1 – Amplitude (en Newton) des forces mises en jeu dans le détachement de la goutte.

des trois forces de détachement suivantes : la force de gravité  $F_g$ , la force de traînée du plasma  $F_d$  et la force électromagnétique  $F_{em}$ . Les mesures expérimentales ont été réalisées avec une torche MIG/MAG modifiée. En effet l'équipement utilisé permet le transfert de gouttes avec un courant d'électrode nul afin de pouvoir traiter séparément les effets du flux de gaz et du courant électrique. La figure 2.19 montre les amplitudes de ces trois forces en fonction du courant de soudure et les compare à la valeur de la force de retenue (l'auteur fait l'approximation  $F_\gamma = 2\pi r_e \gamma$ ). Une valeur négative de  $F_{em}$  indique une force pointant vers le haut. On peut constater que  $F_{em}$  augmente avec le courant de soudure sauf aux très faibles valeurs de courant. Elle devient progressivement la force de première importance.

Les analyses qui s'appuient sur la théorie de la balance des forces montrent une bonne cohérence avec les résultats expérimentaux dans le domaine globulaire mais devient significativement dans le domaine *spray* et ne parviennent pas alors à prédire la taille des gouttes transférées. En outre cette théorie n'explique pas certains phénomènes en soudage MIG/MAG. Premièrement, l'effet de la partie terminale n'est pas pris en compte puisqu'elle n'affecte pas

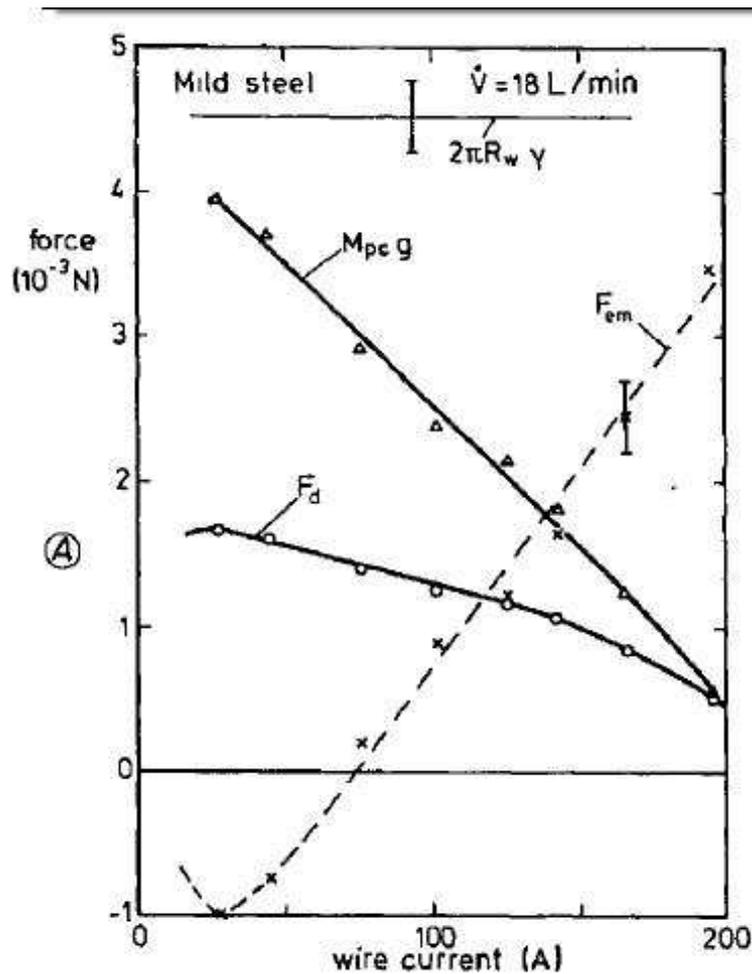


FIG. 2.19 – Amplitude des forces agissant sur la goutte en fonction du courant de soudure.

la balance des forces. Deuxièmement, les analyses de transfert de métal par cette théorie ont été menées essentiellement avec des électrodes en acier sous argon. D'autres systèmes peuvent faire apparaître un transfert répulsif qui n'est pas expliqué ici.

## 2.5.2 Instabilité de pincement

La théorie de l'instabilité de pincement a été développée à partir du modèle de Rayleigh d'une instabilité dans une colonne liquide. Puisque les sphères ont une énergie de surface libre plus basse que la colonne liquide, une perturbation à la longueur d'onde propre cause la division de la colonne en gouttes. Les conditions pour la division de la colonne liquide ont été obtenues par Rayleigh à partir du principe de conservation de l'énergie mécanique du système :

$$\int_V \rho_d X_i u_i dV + \int_S \tau_{ij} n_j u_i dS + \int_S \rho_d n_j u_i \frac{q^2}{2} dS - \int_V \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho_d q^2 \right) dV - \int_V R_V dV = 0 \quad (2.70)$$

où :

- $X_i$  = force de volume généralisée ;
- $\tau_{ij}$  = tenseur de pression ;
- $u_i$  = composante de la vitesse dans la  $i^e$  direction ;
- $n_j$  = projection du vecteur normal à la surface pointé vers l'extérieur sur la  $j^e$  ;
- $\rho_d$  = densité du fluide ;
- $q = u_i u_i$  ;
- $R_V$  = dissipation d'énergie par viscosité.

On suppose une perturbation sinusoïdale :

$$r_s = r_f + \alpha_m(t) \cos(kz) \cos(m\theta) \quad (2.71)$$

où :

- $r_s$  = rayon de la partie perturbée ;
- $r_f$  = rayon de la partie non perturbée ;
- $\alpha_m(t)$  = amplitude de la perturbation.

On prend pour l'amplitude de la perturbation une fonction exponentielle de la forme :

$$\alpha_m(t) = e^{\omega t} \quad (2.72)$$

où :

$$\omega^2 = \frac{\gamma\eta}{\rho\alpha^3} (l - m^2 - \eta^2) \frac{l'_m}{l_m} \quad (2.73)$$

avec  $\eta = \frac{2\pi\alpha}{\lambda}$  et  $\lambda$  la longueur d'onde de la fluctuation.

La théorie de l'instabilité de pincement postule que la force de pincement sur la colonne liquide créée par la force électromagnétique auto-induite augmente la division de la colonne liquide en gouttes. Une solution analytique approchée de la longueur d'onde critique dans un jet continu parcouru par un courant est donnée dans [30]. La pression développée dans le cylindre par la force électromagnétique devrait être égalée par le gradient de pression dans le fluide :

$$\vec{\nabla} p + \vec{J} \times \vec{B} = \vec{0} \quad (2.74)$$

où  $p$  est la pression dans le jet liquide. En résolvant l'équation 2.74 avec les conditions aux limites appropriées, on obtient :

$$p = p_0 + \frac{\gamma}{\alpha} + \frac{\mu_0 J^2}{4} (\alpha^2 - r^2) \quad (2.75)$$

Pour que la fluctuation augmente, la région enflée doit avoir une pression interne plus basse que la région contractée :

$$\frac{d}{d\varepsilon}(p_e - p_c) > 0 \quad (2.76)$$

En injectant l'équation 2.75 dans l'équation 2.76 pour de petites fluctuations, la longueur d'onde critique pour l'instabilité est :

$$\lambda_c = \frac{2\pi r}{\left(1 + \frac{\mu_0 I^2}{2\pi^2 R \gamma}\right)^{1/2}} \quad (2.77)$$

L'équation 2.77 montre qu'augmenter le courant électrique réduit la longueur d'onde de l'instabilité du jet et donc diminue la taille des gouttes. La théorie de l'instabilité de pincement rejoint ici l'expérience puisqu'en général, la dimension des gouttes diminue lorsque le courant de soudure augmente.

La théorie de l'instabilité de pincement présente les mêmes problèmes que la théorie de l'équilibre des forces statiques. En particulier, elle ne peut pas décrire l'influence de la longueur libre du fil et n'explique pas la remontée du métal liquide (*repelled mode*). Elle prévoit des dimensions de gouttes plus faibles que la théorie de l'équilibre des forces statiques pour des paramètres de fonctionnement du procédé identiques. Les mesures expérimentales [9] montrent que cette théorie est uniquement adaptée à l'estimation des dimensions des gouttes en régime de pulvérisation axiale.

### 2.5.3 Autres théories

Les deux théories exposées ci-dessus prédisent une réduction continue de la taille des gouttes suivant l'augmentation du courant de soudure.

Dans une tentative pour expliquer l'abrupte transition entre les modes de transfert trouvée par Lesnewich [8], les auteurs de [31] ont émis l'idée que la transition survenait quand le plasma commence à exercer une force de traînée sur la goutte. Selon cette théorie, dans le régime globulaire, le plasma de soudure s'accroche à la partie basse de la goutte alors que dans le régime *spray* le plasma de soudure s'accroche au-dessus de la goutte. La théorie de Needham [31] s'appuie sur la balance des forces mais ne fournit aucun calcul quantitatif.

La théorie de la vitesse critique utilise une analogie avec la transition d'un jet liquide de gouttes en *spray* à une vitesse critique [22]. Les auteurs ne considèrent que l'énergie de mouvement et la tension de surface ce qui est bien trop simplifié.

## 2.6 Simulation du transfert de métal par la méthode *Volume Of Fluid*

### 2.6.1 Présentation

La méthode *Volume Of Fluid* a été développée pour simuler le mouvement d'un fluide avec une frontière libre [32, 33, 34, 35]. Une frontière libre est une surface sur laquelle des discontinuités existent pour une ou plusieurs variables. On pourrait considérer des interfaces matérielles, des ondes de choc ou une interface entre un fluide et une structure déformable. Trois types de problèmes apparaissent dans le traitement numérique des frontières libres : (1) leur représentation discrète, (2) leur évolution dans le temps et (3) la manière d'imposer des conditions limites. La méthode *Volume Of Fluid* permet de décrire des frontières libres dans une grille de différences finies de façon simple et néanmoins performante.

On introduit une fonction  $F$  telle que sa valeur dans une cellule représente la fraction de volume occupée par le fluide. En particulier une valeur unité pour  $F$  correspond à une cellule pleine de fluide alors qu'une valeur nulle indique une cellule ne contenant pas de fluide. Les cellules avec des valeurs de  $F$  comprises entre zéro et un doivent contenir une surface libre.

$$\begin{cases} F = 1 \text{ si cellule pleine} \\ F = 0 \text{ si cellule vide} \\ 0 < F < 1 \text{ si cellule sur frontière} \end{cases} \quad (2.78)$$

En plus de déterminer quelles cellules contiennent une frontière, nous pouvons savoir où le fluide est situé dans une cellule frontière. La direction normale à la frontière réside dans la direction où  $F$  change le plus vite, c'est-à-dire que les dérivées partielles de  $F$  peuvent être utilisées pour trouver la normale à la frontière. Il faut en outre être capable de suivre l'évolution temporelle du champ  $F$ . La dépendance de  $F$  vis-à-vis du temps est gouvernée par l'équation :

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u \frac{\partial F}{\partial x} + v \frac{\partial F}{\partial y} = 0 \quad (2.79)$$

où  $(u, v)$  sont les composantes de la vitesse du fluide dans les directions  $(x, y)$  en coordonnées cartésiennes.

Si la goutte est supposée axisymétrique, que les propriétés matérielles sont supposées uniformes, le mouvement d'un fluide incompressible dans la goutte est gouvernée par les équations de Navier-Stokes et l'équation de continuité :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.80)$$

$$\begin{cases} \rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + F_{v_x} + \nu \left[ \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] \\ \rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + F_{v_y} + \nu \left[ \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] \end{cases} \quad (2.81)$$

$F_{v_x}$  et  $F_{v_y}$  correspondent respectivement aux forces volumiques suivant  $x$  et suivant  $y$ , c'est-à-dire pour un cube de côté  $h$  :  $F_{v_x} = \frac{F_{em_x}}{h^3}$  et  $F_{v_y} = \frac{F_{em_y}}{h^3} + \rho g$ ,  $\nu$  est le coefficient de viscosité dynamique du métal fondu.  $F_{em_x}$  et  $F_{em_y}$  sont les composantes de la force électromagnétique dans les coordonnées cartésiennes.

La résolution itérée  $n$  fois sur un pas de temps  $\delta t$  de ces équations permet de fournir une solution au problème sur un intervalle de temps donné. A chaque itération des conditions limites adéquates doivent bien sûr être imposées.

## 2.6.2 Physique du procédé

### 2.6.2.1 Description

Le phénomène de transfert de métal en soudage short-arc peut être vu comme un système hybride présenté en figure 2.20. En effet il présente deux états continus : un premier durant lequel la goutte grossit et un deuxième durant lequel l'électrode est en contact physique avec la pièce à souder. Le saut entre les deux états est lié à l'accomplissement d'une condition de garde :

- *cond 1* : La distance tube-contact à pièce est inférieure à la longueur de la partie terminale plus la dimension de la goutte ;
- *cond 2* : le diamètre du pont de métal fondu est inférieur à un seuil fixé par les lois électriques et matérielles.

Dans chaque état, un système d'équations différentielles dirige le comportement du procédé représenté en figure 2.21. Ces équations découlent des caractéristiques de la source électrique et de l'ensemble des forces agissant sur la goutte.

### 2.6.2.2 Circuit électrique

En écrivant une loi des mailles pour le système (se référer à la figure 2.21), on obtient :

$$\frac{dI}{dt} = \frac{V_{oc} - R_L I - V_{arc} - R_S I}{L_S} \quad (2.82)$$

La tension d'arc  $V_{arc}$  est donnée par l'expression

$$V_{arc} = V_0 + R_a I + E_a (CT - l_s) \quad (2.83)$$

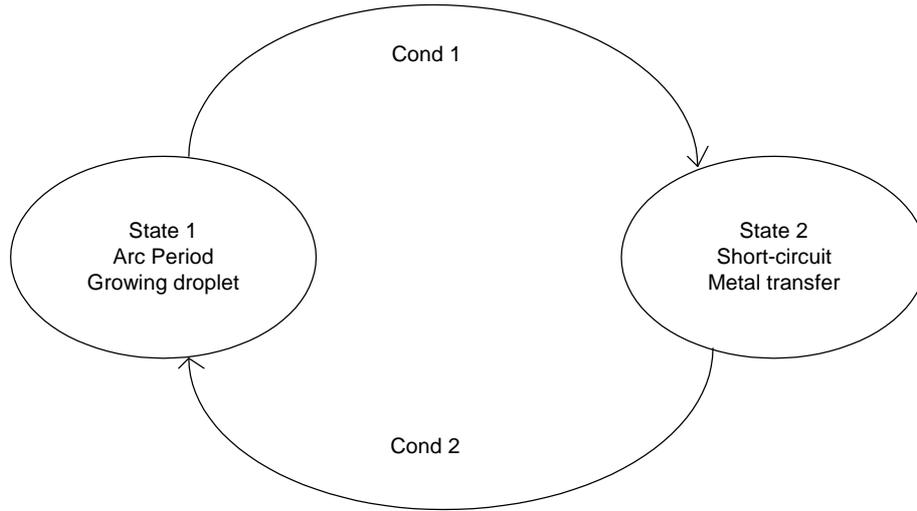


FIG. 2.20 – Schéma synoptique de la soudure MIG-MAG en mode short-arc.

où  $V_0$  est la constante de tension d'arc,  $R_a$  la résistance de l'arc et  $E_a$  le facteur de longueur d'arc.

La résistance de l'électrode  $R_L$  est calculée avec :

$$R_L = \rho(l_s + r_d + x) \quad (2.84)$$

où  $\rho$  est la résistivité de l'électrode,  $l_s$  la longueur de la partie terminale et  $x$  = position du centre de la goutte.

La vitesse de fonte du fil  $M_R$  est déterminée par :

$$M_R = C_2 I^2 \rho l_s + C_1 I \quad (2.85)$$

avec  $C_1$  et  $C_2$  des constantes expérimentales.

La partie terminale du fil sera évaluée grâce à :

$$\frac{dl_s}{dt} = S - \frac{M_R}{\pi r_w^2} \quad (2.86)$$

### 2.6.2.3 Pression

La forme de la goutte étant donnée par les cellules frontières et le gradient de  $F$  en ces cellules, la pression sur la surface libre est déterminée par la tension de surface [36] :

$$p_s = \gamma \left( \frac{1}{R'} + \frac{1}{R''} \right) \quad (2.87)$$

avec  $\gamma$  le coefficient de tension de surface,  $R'$  et  $R''$  les rayons de courbure principaux. En s'appuyant sur la figure 2.22 on voit qu'il existe une infinité de plans normaux à une surface

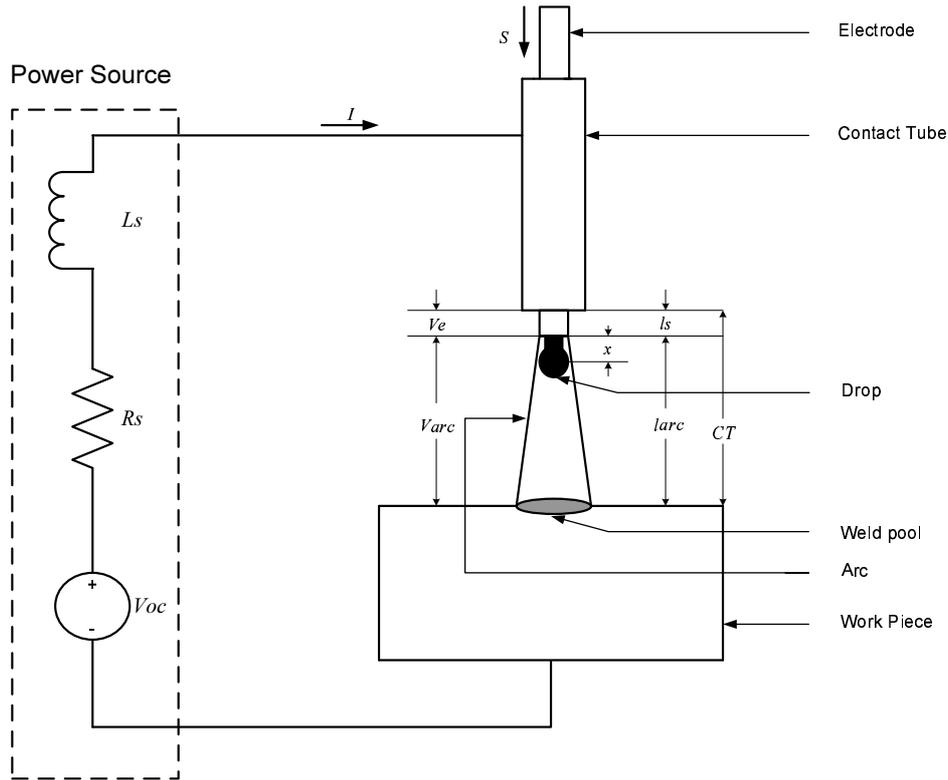


FIG. 2.21 – Schéma du système de soudure.

en un point donné mais si le plan ( $P$ ) effectue un demi-tour, toute la surface est décrite. Il en résulte que la courbure normale d'une surface autour d'un point non stationnaire  $M$  est une fonction périodique de l'angle de rotation du plan ( $P$ ), avec une période égale à  $\pi$ .

Si le plan ( $P$ ) tourne autour de la normale  $\vec{n}$ , la courbure trouvée dans ce plan varie entre un maximum  $C' = 1/R'$  et un minimum  $C'' = 1/R''$ , atteints dans deux plans ( $P'$ ) et ( $P''$ ) perpendiculaires entre eux comme illustré en figure 2.22 :

- ( $P'$ ) et ( $P''$ ) sont les plans principaux de la surface ( $S$ ) en  $M$  ;
- $R'$  et  $R''$  les rayons de courbure principaux ;
- $C'$  et  $C''$  les courbures principales.

Pour un volume à symétrie cylindrique, on exprime dans le repère classique  $(r, \theta, z)$  :

$$\frac{1}{R'} = -\frac{\frac{d^2r}{dz^2}}{\left[1 + \left(\frac{dr}{dz}\right)^2\right]^{3/2}} \quad (2.88)$$

$$\frac{1}{R''} = \frac{1}{r \left[1 + \left(\frac{dr}{dz}\right)^2\right]^{1/2}} \quad (2.89)$$

Pendant  $\delta t$  la condition d'équilibre impose pour chaque particule fluide de volume  $h^3$  :  $\sum \vec{F} = 0$ . Elle est soumise à la force de pesanteur  $\rho h^3 \vec{g}$ , à la force électromagnétique  $\vec{F}_{em}$  et aux forces de pression  $-\vec{\nabla} P h^3$ . Donc :

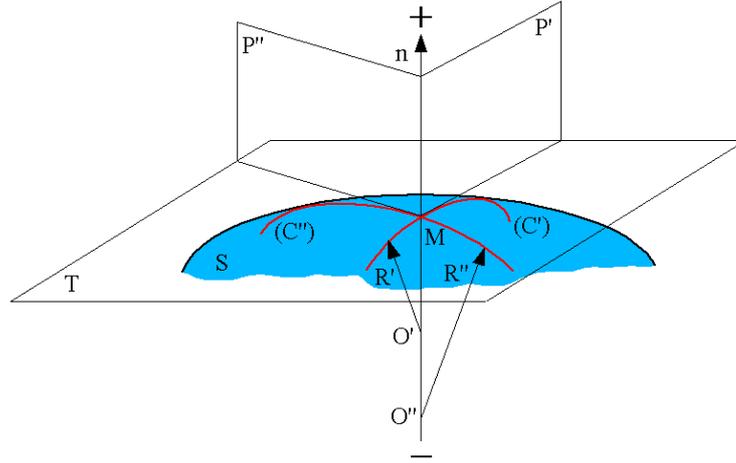


FIG. 2.22 – Rayons de courbure principaux.

$$-\vec{\nabla} p h^3 + \rho h^3 \vec{g} + \vec{F}_{em} = \vec{0} \quad (2.90)$$

soit

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{F_{emx}}{h^3} \\ \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{F_{emy}}{h^3} + \rho g \end{cases} \quad (2.91)$$

Le calcul de la pression dans chaque cellule se fera par propagation de proche en proche à partir de la ligne frontière.

#### 2.6.2.4 Electromagnétisme

La force électromagnétique [18, 20] générée par le courant de soudure et le champ magnétique est exprimée par :

$$\vec{F}_{em} = \vec{J} \wedge \vec{B} \quad (2.92)$$

où  $\vec{J}$  et  $\vec{B}$  représentent les vecteurs de la densité de courant et du champ magnétique. Afin d'exprimer le produit vectoriel on se place dans un repère cylindrique  $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z)$ . Nous avons supposé la symétrie de révolution et la simulation que nous souhaitons effectuer en 2D devient indépendante de  $\theta$ . Les coordonnées  $r$  et  $z$  correspondent aux coordonnées  $x$  et  $y$  du repère cartésien utilisé précédemment. Comme le champ magnétique est généré par le

courant de soudure dans la direction  $z$ , le champ magnétique est décrit par :

$$B_\theta = \frac{\mu_0}{r} \int_0^r J_z r dr \quad (2.93)$$

On peut donc écrire :

$$\vec{F}_{em} = -J_z B_\theta \vec{e}_r + J_r B_\theta \vec{e}_z \quad (2.94)$$

Le calcul de la force électromagnétique en chaque cellule nécessite donc la connaissance des coordonnées du vecteur densité de courant.

Nous avons fait le choix d'imposer des lignes de courant vraisemblables par rapport à l'expérience.

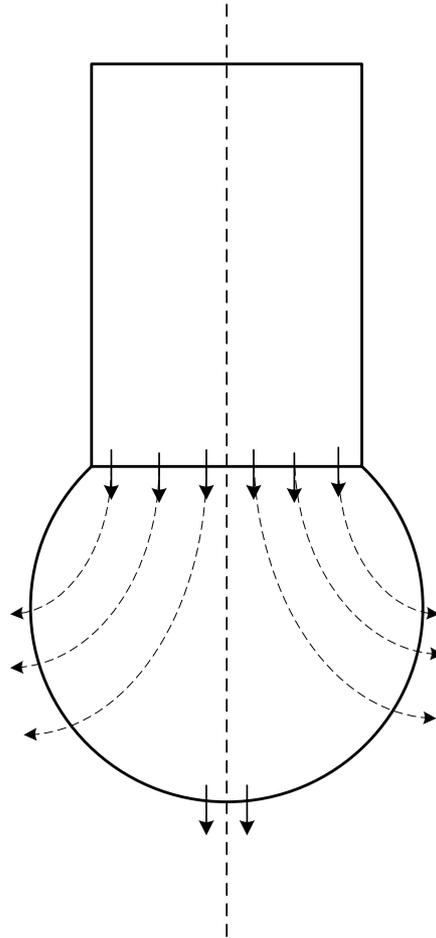
**2.6.2.4.1 Lignes de courant pendant le temps d'arc  $T_{arc}$**  Soient  $A$  et  $B$  les points extérieurs de l'électrode sur la ligne frontière liquide/solide. En un point  $C$  à l'intérieur de la goutte on cherche un cercle passant par  $A, B$  et  $C$  dont le centre sera sur l'axe  $y$ . Ce cercle nous donnera accès à la norme et à la direction de  $\vec{J}$ . En effet on suppose que le courant sort normalement à la surface considérée. Avec  $S$  le surface de la calotte sphérique sous la frontière liquide/solide,  $\|\vec{J}\| = \frac{I}{S}$ . On impose à la densité de courant une distribution gaussienne par rapport à  $x$  centrée en 0 et de surface unité. Les trajectoires ainsi obtenues se présentent comme en figure 2.23.

**2.6.2.4.2 Lignes de courant pendant le temps de court-circuit  $T_{cc}$**  Pendant  $T_{cc}$  le simulateur retourne les coordonnées des points de la surface. On calcule des homothéties de cette surface pour décrire les lignes de courant à l'intérieur du pont de métal fondu. La direction de  $\vec{J}$  en chaque cellule est tangente à l'homothétie de la surface extérieure correspondante.

## 2.6.3 Algorithme

Le diagramme de flux présenté en figure 2.24 illustre le fonctionnement du simulateur que ce soit pour l'état 1 ou l'état 2.

1. Les cellules sont créées dans le domaine de calcul comme illustré en figure 2.25 et les variables sont initialisées.
2. Les équations du circuit électrique du procédé permettent de calculer l'intensité et la partie terminale.
3. La matrice  $F$  est mise à jour grâce aux vitesses du pas précédent. La valeur de  $F$  et son gradient dans chaque cellule de la frontière donnent accès à la surface libre.
4. Les vitesses à l'intérieur de la goutte peuvent être calculées par les équations de Navier-Stokes.

FIG. 2.23 – Lignes de courant pendant  $T_{arc}$ .

5. La densité de courant est calculée en tout point de la grille et nous en déduisons la force électromagnétique.
6. La pression peut alors enfin être obtenue par la loi de l'équilibre statique pendant  $\delta t$ .
7. Le programme boucle au niveau l'étape 2 jusqu'à ce que la condition de garde soit validée.

### 2.6.4 Implantation

Nous avons discrétisé les équations présentées dans la partie précédente. Notre problème fait intervenir des dérivées partielles par rapport à la variable temporelle et une combinaison de dérivées partielles par rapport aux variables spatiales dans un cadre bidimensionnel [37, 38, 39]. Nous avons choisi une grille avec  $\delta x = \delta y = h$ . Nous utiliserons dans la suite la notation  $u(x_i, y_j, t_m) = u_{i,j}^m$ .

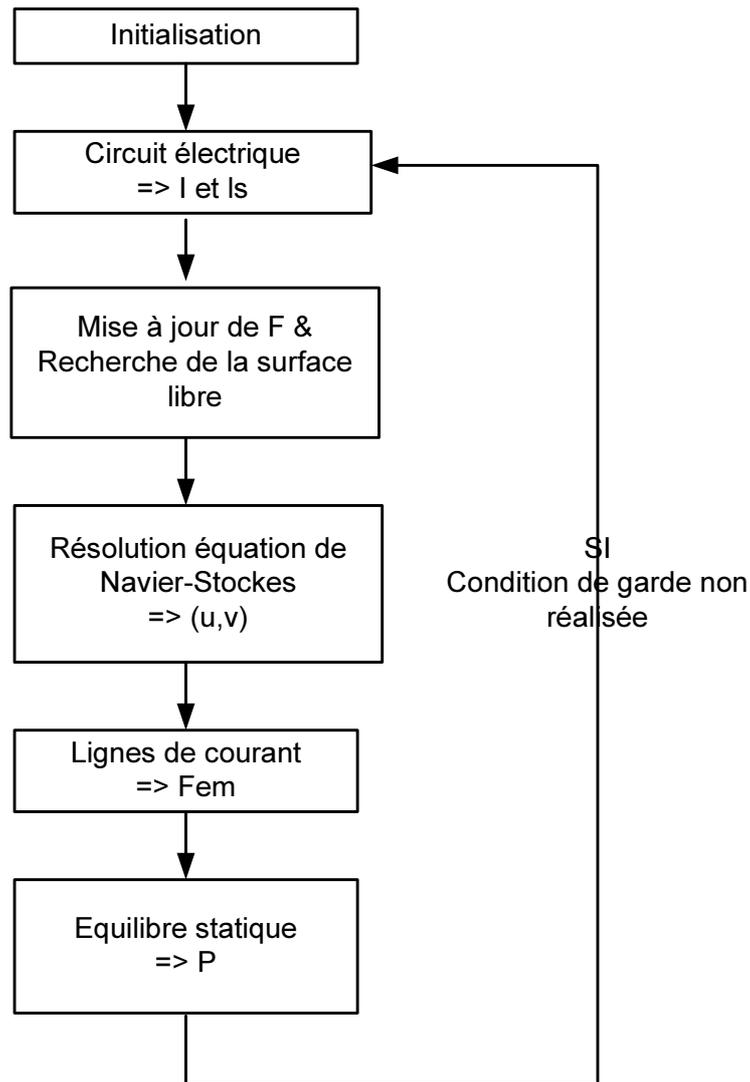


FIG. 2.24 – Algorithme du simulateur.

L'équation 2.79 devient :

$$\frac{F_{i,j}^m - F_{i,j}^{m-1}}{\delta t} + u_{i,j}^{m-1} \frac{F_{i,j}^{m-1} - F_{i,j-1}^{m-1}}{h} + v_{i,j}^{m-1} \frac{F_{i,j}^{m-1} - F_{i-1,j}^{m-1}}{h} = 0 \quad (2.95)$$

Les équations de Navier-Stokes (équations 2.81) s'écrivent :

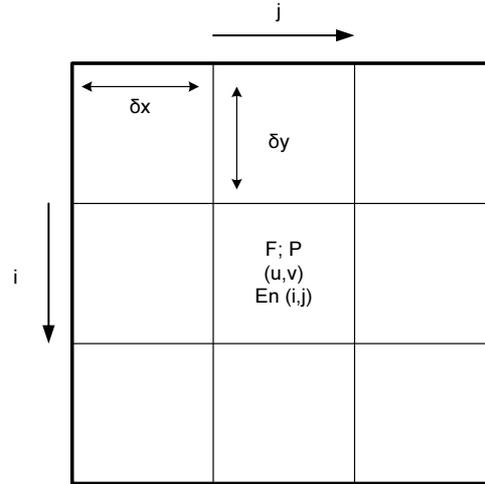


FIG. 2.25 – Schéma de différences finies.

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \frac{u_{i,j}^{m+1} - u_{i,j}^m}{\delta t} + u_{i,j}^m \frac{u_{i+1,j}^m - u_{i,j}^m}{h} + v_{i,j}^m \frac{u_{i,j+1}^m - u_{i,j}^m}{h} = \\
 -\frac{1}{\rho} \frac{p_{i+1,j}^m - p_{i,j}^m}{h} + \nu \left( \frac{u_{i+1,j}^m - 2u_{i,j}^m + u_{i-1,j}^m}{h^2} + \frac{u_{i,j+1}^m - 2u_{i,j}^m + u_{i,j-1}^m}{h^2} \right) + \frac{F_{v_x i,j}^m}{\rho} \\
 \\
 \frac{v_{i,j}^{m+1} - v_{i,j}^m}{\delta t} + u_{i,j}^m \frac{v_{i+1,j}^m - v_{i,j}^m}{h} + v_{i,j}^m \frac{v_{i,j+1}^m - v_{i,j}^m}{h} = \\
 -\frac{1}{\rho} \frac{p_{i+1,j}^m - p_{i,j}^m}{h} + \nu \left( \frac{v_{i+1,j}^m - 2v_{i,j}^m + v_{i-1,j}^m}{h^2} + \frac{v_{i,j+1}^m - 2v_{i,j}^m + v_{i,j-1}^m}{h^2} \right) + \frac{F_{v_y i,j}^m}{\rho}
 \end{array} \right. \quad (2.96)$$

### 2.6.5 Bilan

Nous avons programmé cette méthode sous Matlab. La résolution d'équations différentielles aux dérivées partielles en temps et en espace nécessite de fixer des conditions initiales et des conditions aux limites spatiales du domaine de calcul. Nous nous sommes inspirés de ce qui est présenté dans la littérature et notamment des références [40, 41]. Nous n'avons pas pu obtenir de résultats probants puisque ce type de méthode est très souvent soumis à des instabilités numériques. En outre cette approche est complexe et demande des temps de calcul importants. Elle ne peut donc pas être appliquée à des fins industrielles de diagnostic.

## 2.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous nous sommes attachés à présenter la physique théorique des phénomènes interagissant au cours d'une séquence de soudage MIG/MAG en mode *short-arc*. Nous avons exposé la problématique de l'arc électrique avant de calculer les forces qui agissent sur le métal fondu au bout de l'électrode. L'ensemble de ces équations vont nous permettre au

chapitre 4 d'effectuer des simulations du procédé industriel. Dans le chapitre suivant nous allons présenter le travail effectué en vue de parvenir à extraire certaines variables de vidéos rapides filmées durant le fonctionnement d'une installation de soudage.

# Chapitre 3

## Méthodes d'extraction des informations de la vidéo

### 3.1 Introduction

L'extraction de contour est une technique très utilisée dans les domaines scientifiques et techniques. En effet, elle peut aussi bien servir pour la reconnaissance de formes en industrie que pour traiter des images en astronomie afin de les rendre plus claires. Notre étude requiert une utilisation de ces techniques à des fins d'observation du transfert du métal. Le contour extrait doit nous permettre de disposer d'informations quantitatives quant à la géométrie de la goutte pendant le temps d'arc et du pont de métal liquide pendant le temps de court-circuit.

Dans ce chapitre nous nous intéressons tout d'abord aux méthodes de segmentation classiques avant de présenter les contours actifs et d'exposer différentes implantations de cette théorie.

### 3.2 Segmentation

La segmentation d'images peut être considérée comme un traitement de bas niveau. Elle permet l'extraction d'éléments de l'image. Elle effectue une partition de l'image en un certain nombre de régions disjointes.

Très schématiquement, les contours sont les lieux de variations significatives de l'information. Supposons que l'image soit une mosaïque de régions parfaitement homogènes, la transition étant stricte, un contour est alors une chaîne de pixels d'épaisseur 1. Cette restriction sur la nature du contour a été imposée dans un premier temps pour des raisons de formalisation mathématique. Cependant, il n'existe pas à l'heure actuelle de processus complet et général qui pourrait extraire tous les types de contour. Trois familles d'approche peuvent être recensées : la détection des frontières, la détection des régions et la morphologie mathématique.

### 3.2.1 Détection de contours

#### 3.2.1.1 Principe

Soit une image  $I$  continue, un contour est une ligne qui représente les très fortes variations de niveaux de gris. Considérons le gradient de l'image :

$$\vec{G} = \vec{\nabla} I = \left[ \frac{\partial I}{\partial x}, \frac{\partial I}{\partial y} \right] \quad (3.1)$$

On crée une image du gradient de  $I$  en calculant le module et l'argument :

$$G = |\vec{\nabla} I| = \sqrt{\left(\frac{\partial I}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial I}{\partial y}\right)^2} \quad (3.2)$$

$$\vec{g} = \frac{\vec{\nabla} I}{|\vec{\nabla} I|} \quad (3.3)$$

Un contour est le lieu des points où le gradient est maximum dans la direction du gradient :  $\frac{dG}{dg} = 0$  et  $\frac{\partial G^2}{\partial g^2} = \max$  avec  $\frac{\partial}{\partial g} = \vec{g} \cdot \vec{\nabla}$ . L'équation à résoudre est non linéaire et ne peut pas être résolue analytiquement. On calcule l'image du gradient puis on recherche les extrema dans la direction du gradient. On peut aussi se placer dans le repère formé par la tangente et la normale à l'image, ce repère fait un angle  $\Phi$  par rapport au repère image :

$$\Phi = \arctan\left(\frac{\partial I}{\partial x} / \frac{\partial I}{\partial y}\right) \quad (3.4)$$

On a alors :

$$\frac{\partial I}{\partial g} = \frac{\partial I}{\partial x} \cos(\Phi) + \frac{\partial I}{\partial y} \sin(\Phi) \quad (3.5)$$

Ce qui conduit à :

$$\frac{\partial^2 I}{\partial g^2} = \frac{\partial^2 I}{\partial x^2} \cos^2(\Phi) + 2 \frac{\partial^2 I}{\partial x \partial y} \cos(\Phi) \sin(\Phi) + \frac{\partial^2 I}{\partial y^2} \sin^2(\Phi) \quad (3.6)$$

L'équation précédente n'est pas plus simple à résoudre mais elle fait apparaître les termes du laplacien :

$$\Delta I = \frac{\partial^2 I}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 I}{\partial y^2} \quad (3.7)$$

Dans le repère local défini par la normale et la tangente, le laplacien vaut :

$$\Delta I = \frac{\partial^2 I}{\partial g^2} + \frac{\partial^2 I}{\partial t^2} \quad (3.8)$$

Si la courbure est faible  $\frac{\partial^2 I}{\partial t^2} \simeq 0$  et  $\Delta I = 0$  alors  $\frac{d^2 I}{dg^2} \simeq 0$ . En pratique on va donc rechercher les passages par zéro du laplacien. Le calcul est souvent réalisé par l'application d'un filtrage linéaire passe-haut précédé d'un filtrage passe-bas pour limiter l'effet de bruit.

### 3.2.1.2 Convolution et image

Une image numérique est un échantillonnage d'une fonction réelle codée comme une matrice dont chaque coefficient représente un point de l'image. La valeur d'un pixel n'est généralement pas indépendante de ses voisins, il est donc souhaitable de tenir compte du voisinage pour traiter un pixel.

Soit  $F$  une image continue caractérisée par niveaux de gris  $f$ ,  $G$  l'image convoluée de niveaux de gris  $g$  et  $h$  la réponse impulsionnelle de l'opérateur de convolution.

$$g(x, y) = (f * h)(x, y) \quad (3.9)$$

$$g(x, y) = \int \int_{\text{voisinage}} f(x - u, y - v) h(u, v) du dv \quad (3.10)$$

Dans le cadre discret, l'image résultant de la convolution de l'image initiale est :

$$g(p, q) = \sum_i \sum_j f(p - i, q - j) h(i, j) \quad (3.11)$$

### 3.2.1.3 Approches classiques

Soit  $I$  l'image dont on veut déterminer les contours et  $f$  le filtre passe-bas d'élimination du bruit. Chaque pixel est remplacé par la moyenne pondérée de ses voisins. On calcule :

$$(I * f)' = I * f' \quad (3.12)$$

$$(I * f)'' = I * f'' \quad (3.13)$$

Le laplacien se calcule directement en convoluant l'image avec :  $\frac{d^2 f(x, y)}{dx^2} + \frac{d^2 f(x, y)}{dy^2}$ . On calcule donc :

$$I_x(x, y) = \frac{\partial(I * f)}{\partial x} = I * \frac{\partial f}{\partial x} = I * f_x \quad (3.14)$$

$$I_y(x, y) = \frac{\partial(I * f)}{\partial y} = I * \frac{\partial f}{\partial y} = I * f_y \quad (3.15)$$

$$\Delta I(x, y) = I * \Delta(f) \quad (3.16)$$

On peut donner ici l'exemple du masque  $L$  de Roberts qui s'obtient par différence finies :

$$L = (1) \quad (3.17)$$

$$f_x = (1 - 1) \quad (3.18)$$

$$f_y = \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

On peut également citer le masque de Prewitt qui étant non dérivable impose le calcul de  $f_x$  et  $f_y$  par différences finies :

$$L = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

$$f_x = \begin{pmatrix} -1 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

$$f_y = \begin{pmatrix} -1 & -1 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

Théoriquement le calcul du vecteur gradient dans deux directions non colinéaires suffit pour obtenir la norme et la direction du gradient. En pratique, en raison du bruit et de pixels se trouvant au croisement de plusieurs contours, il est parfois intéressant de calculer le gradient par une suite de dérivations directionnelles. Néanmoins la convolution est coûteuse en temps de calcul, surtout si on répète plusieurs fois les calculs dans différentes directions. Pour limiter les temps de calcul, on utilise des masque  $2D$  séparables :

$$I * f(x, y) = I * (f_x(x)f_y(y)) = I * f_x(x) * f_y(y)$$

Si on suppose le bruit homogène dans toutes les directions, on peut poser  $f_x = f_y = s$ , ce qui donne  $I * f(x, y) = I * (s(x)s(y)) = I * s(x) * s(y)$ . Si de plus :  $D = s'$  et  $P = s''$ , alors

les dérivées premières  $I_x$  et  $I_y$  et secondes  $I_{xx}$  et  $I_{yy}$  s'écrivent :

$$I_x(x, y) = \frac{\partial(I * f)}{\partial x} = I * (D(x)s(y)) \quad (3.23)$$

$$I_y(x, y) = \frac{\partial(I * f)}{\partial y} = I * (s(x)D(y)) \quad (3.24)$$

$$I_{xx}(x, y) = \frac{\partial^2(I * f)}{\partial x^2} = I * (P(x)s(y)) \quad (3.25)$$

$$I_{yy}(x, y) = \frac{\partial^2(I * f)}{\partial y^2} = I * (s(x)P(y)) \quad (3.26)$$

$$\Delta I(x, y) = I * (s(x)P(y) + P(x)s(y)) \quad (3.27)$$

On peut donner ici l'exemple du masque de Sobel. Soient  $s = (1, 2, 1)$  et  $D = (1, 0, -1)$ , on obtient les deux masques  $H_1$  et  $H_2$  :

$$H_1 = D(x) * s(y) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 \\ 2 & 0 & -2 \\ 1 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (3.28)$$

$$H_2 = s(x) * D(y) = \begin{pmatrix} -1 & -2 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 2 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.29)$$

### 3.2.1.4 Comparatif des méthodes

L'opérateur de Prewitt se révèle peu différent de celui de Sobel, on peut toutefois noter qu'il est légèrement plus sensible au bruit puisque la série 1, 2, 1 est approximativement une gaussienne (la figure 3.1 illustre l'utilisation de ces masques sur la même image). Les filtres de Sobel et de Prewitt produisent des contours plus épais et donc moins bien localisés que l'opérateur de Roberts mais sont plus résistants au bruit. L'opérateur de Sobel peut se décomposer en un lissage et une dérivation, le lissage supprimant une partie du bruit mais en atténuant les transitions, il augmente l'épaisseur des contours. L'utilisation de ces détecteurs est recommandée dans le cas d'images bruitées.

Le filtre de Roberts produit des contours plus fins et mieux localisés que les autres opérateurs car il constitue le filtre local différentiel de taille minimale (il évalue localement sur un voisinage  $2 \times 2$  la norme du gradient selon les diagonales à leur point de rencontre). Il a longtemps été utilisé car son implémentation est très facile à mettre en oeuvre et son coût en calcul très faible. En effet, seules quatre opérations (addition et soustraction) par pixel sont nécessaires au calcul de la norme du gradient. Ses principaux désavantages restent son extrême sensibilité au bruit et sa faible réponse aux contours peu marqués. Ces deux facteurs rendent difficile la discrimination des contours et du bruit par seuillage. Il est en effet impossible de supprimer le bruit par seuillage sans filtrer les détails fins des contours

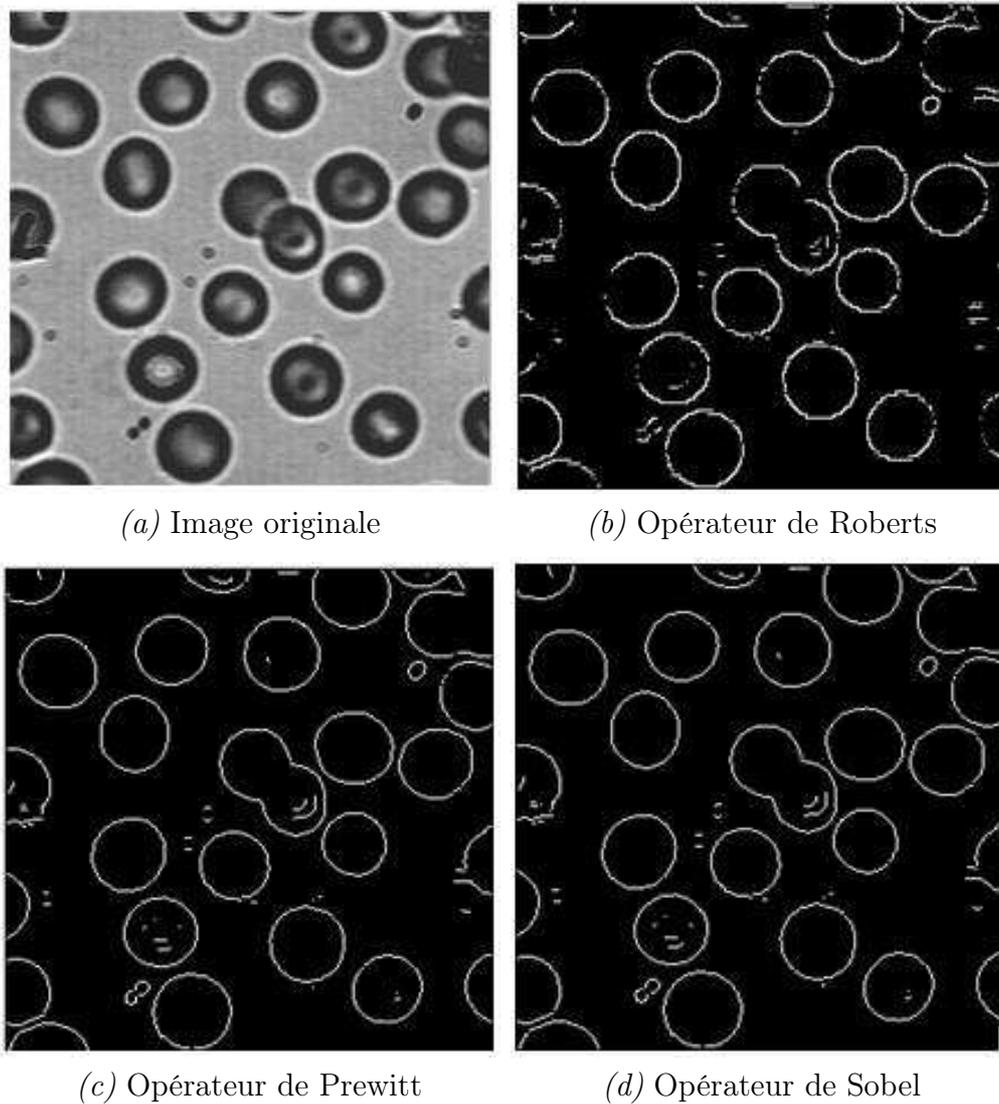


FIG. 3.1 – Résultats de convolution par différents masques.

et sans dégrader leur connexité. L'utilisation du filtre de Roberts est donc conseillée dans le cas d'images de synthèse ou d'images naturelles présentant des contours bien marqués et sans bruit.

Les contours obtenus à l'aide des filtres de gradient sont toutefois d'une qualité médiocre et ne peuvent en règle générale être utilisés tels quel car ils sont bruités, épais, interrompus et non fermés. Ces défauts peuvent être compensés par des filtrages ultérieurs relativement simples (seuillages, filtrages morphologiques et logiques) mais dont l'enchaînement est souvent délicat. Ces méthodes se caractérisent par ailleurs par une grande rapidité et un faible coût du fait de l'aspect local de ces filtres (application de petites matrices).

Nous pouvons constater avec la figure 3.2 que ces méthodes ne permettent pas une bonne détection de la frontière de la goutte.

L'estimation de la dérivée seconde étant très sensible aux bruits, il convient de filtrer très

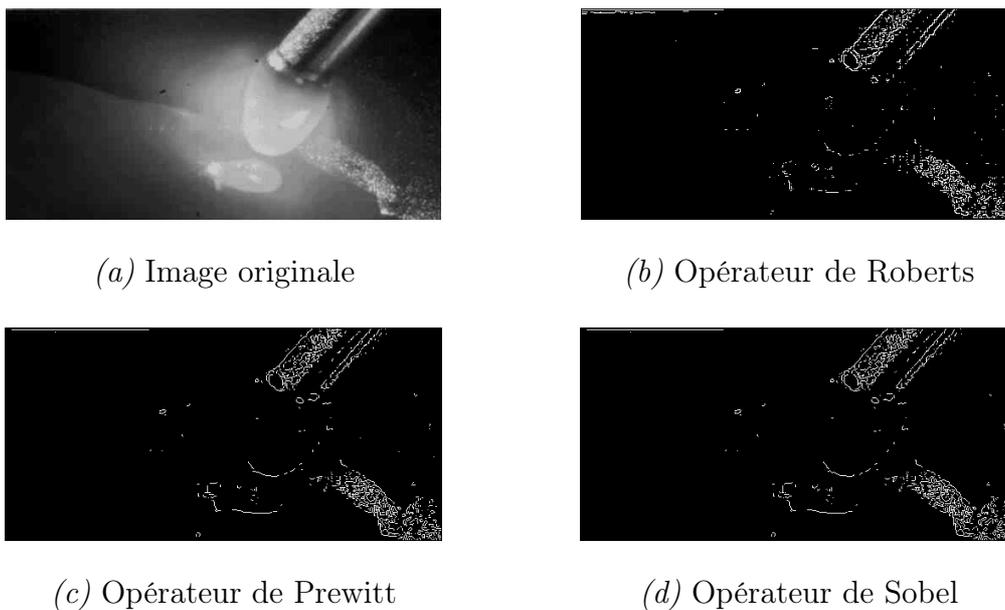


FIG. 3.2 – Résultats de convolution par différents masques sur une image de soudage.

fortement l'image avant d'en mesurer le laplacien. Ainsi, afin de limiter les réponses dues au bruit de l'image  $I$ , le plus souvent, on fait appel à un filtrage gaussien dont le laplacien est plus connu sous le nom de "chapeau mexicain". Marr a montré qu'avec de tels filtres gaussiens, on pouvait approcher de très près les effets donnés par le système visuel humain. Le filtre obtenu par convolution avec le laplacien d'une gaussienne est connu sous le nom de LOG (*Laplacian of Gaussian*). Un autre filtre utilisé et très proche du LOG est le détecteur laplacien DOG (*Difference of Gaussians*) de Marr et Hildreth [42] qui repose sur l'idée que le laplacien peut être vu comme la différence entre deux lissages gaussiens de tailles différentes. L'image de contour est obtenue comme la différence entre une image peu lissée et une image fortement lissée.

### 3.2.1.5 Approche par filtrage optimal

Nous allons voir maintenant une approche qui a permis une bien meilleure compréhension des conditions d'une bonne détection de contours et qui a ainsi conduit à des détecteurs de très bonne qualité. Canny [43] considère que le signal du contour observé est modélisable comme la somme d'un échelon unitaire (ou fonction de Heavyside) de hauteur  $A$  et d'un bruit gaussien  $n$  de moyenne nulle et de variance  $n_0^2$  (figure 3.3).

$$I(x) = AU(x) + n(x)$$

où  $U(x)$  est la fonction de Heavyside normalisée. Les qualités attendues d'un filtre de détection de contours de réponse impulsionnelle  $h(x)$  sont une réponse forte même à de faibles contours, une bonne localisation de ceux-ci et une faible multiplicité des maxima dus au bruit (afin

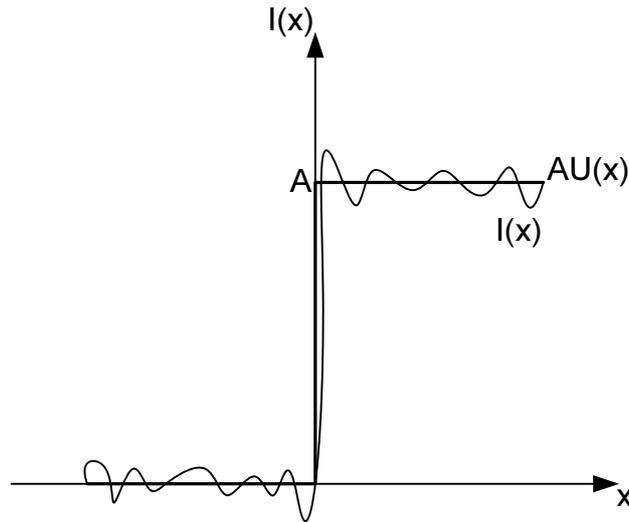


FIG. 3.3 – Modélisation d'un contour par la somme d'un échelon et d'un bruit gaussien de moyenne nulle

d'assurer que pour un contour, il n'y aura qu'une seule détection). Ces trois critères proposés par Canny [43] s'expriment par l'optimisation conjointe de trois fonctionnelles qui permettent ainsi de définir le filtre linéaire optimal.

### 1. Bonne détection :

Plus le filtre lisse le bruit, plus la détection est bonne : on cherche à maximiser le rapport signal sur bruit :

$$RSB = \frac{A^2 \int_{-\infty}^0 h(x) dx}{n_0 \int_{-\infty}^{+\infty} h^2(x) dx} \quad (3.30)$$

### 2. Bonne localisation :

Moins le filtre lisse l'image, meilleure est la localisation : on cherche à minimiser la variance de la position des passages par zéro de la dérivée, ce qui revient à maximiser :

$$L = \frac{A|h'(0)|}{n_0 \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} h'^2(x) dx}} \quad (3.31)$$

### 3. Réponse unique :

On veut une réponse unique par contour. Il existe des cas où il est difficile de savoir si on est en présence de deux contours distincts ou d'un seul contour bruité. On limite donc la distance entre deux maxima par :

$$x_{max} = 2\pi \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} h'^2(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} h''^2(x) dx}} \quad (3.32)$$

Trouver un filtrage optimal, c'est trouver un compromis, c'est-à-dire  $h$  qui maximise le produit  $RSB.L$  sous la contrainte  $x_{max}$ , ce qui revient à une équation différentielle :

$$2h(x) = 2\lambda_1 h''(x) + 2\lambda_2 h'(x) + \lambda_3 = 0$$

de solution générale :

$$h(x) = a_1 \sin(\omega x) + a_2 e^{\alpha x} \cos(\omega x) + a_3 e^{-\alpha x} \sin(\omega x) + a_4 e^{-\alpha x} \cos(\omega x) + c$$

Les coefficients  $a_i$  et  $\omega$  sont déterminés à partir de la taille du filtre,  $\alpha$  est le paramètre d'échelle qui indique en dessous de quelle distance deux contours parallèles seront confondus. Si la taille du filtre tend vers l'infini alors  $a_1 = a_2 = 0$  et  $h(x) = a_3 e^{-\alpha x} \sin(\omega x)$ . Etudions alors deux filtres principaux utilisant cette méthode.

Le filtre de Canny [43] est un filtre impair à réponse impulsionnelle finie (RIF) défini sur l'intervalle  $[-M; M]$ . Il impose également une pente de  $S$  à l'origine. Par une optimisation numérique, Canny détermina que  $RSB.L = 1.12$  est un compromis optimal pour un filtre RIF. Pour une mise en pratique concrète, l'implémentation se réalise à l'aide de la dérivée d'une gaussienne on obtient alors  $RSB.L = 0.92$  et  $x_{max} = 0.51$ .

Au filtre de Canny, on préfère souvent le détecteur de Deriche [44] qui est un filtre à réponse impulsionnelle infinie (RII) avec une pente imposée de  $S$  à l'origine. Ces contraintes permettent de déterminer les coefficients  $a_1 = a_2 = a_4 = 0$  et  $a_3 \omega = S$  d'où la solution :

$$h(x) = \frac{S}{\omega} e^{-\alpha|x|} \sin(\omega x)$$

On obtient alors :

$$L = \sqrt{2\alpha}, \quad RSB = \sqrt{\frac{2\alpha}{\alpha^2 + \omega^2}}, \quad x_{max} = \sqrt{\frac{\alpha^2 + \omega^2}{5\alpha^2 + \omega^2}} \quad (3.33)$$

Ce filtre répond exactement aux mêmes critères de qualité que celui de Canny. Deriche a déterminé qu'en prenant  $\alpha$  très grand devant  $\omega$ , on obtient des résultats optimaux :  $RSB.L = 2$  et  $x_{max} = 0,44$ . Il a également montré que pour une valeur de  $k$  identique au filtre de Canny, le filtre de Deriche affiche une valeur de performance  $RSB.L$  bien meilleure (1.4 au lieu de 1.12). Implémenter le filtre de Deriche revient à implémenter la convolution de l'image par le filtre  $h$ . Il est préférable pour cela d'utiliser l'implémentation récursive proposée par Deriche. Celle-ci privilégie la précision numérique et le nombre de calculs par pixel, quelle que soit la taille du filtre (spécifiée par  $\alpha$ ). L'implémentation récursive de Deriche s'effectue en deux phases : la première phase traite les lignes de l'image tandis que la seconde traite les colonnes. Cela est possible car les filtres utilisés ici sont séparables.

Nous pouvons constater avec la figure 3.4 que cette méthode offre une meilleure détection des contours que les masques précédemment évoqués. Nonobstant ces meilleures performances notre projet ne pouvait se satisfaire de ces résultats car ils ne permettent pas d'effectuer de mesure sur les contours fournis.

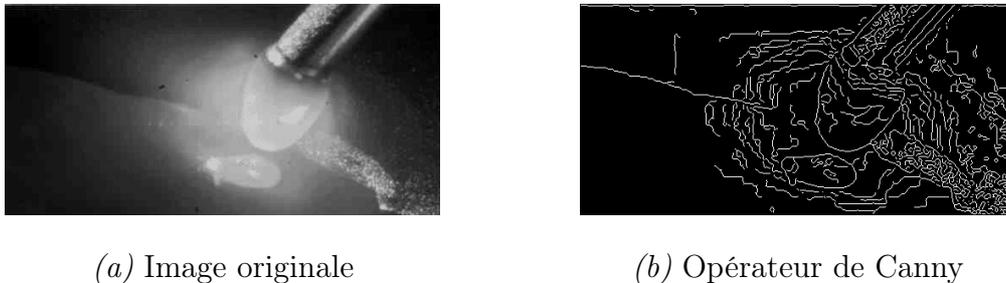


FIG. 3.4 – Résultat de convolution par le filtre de Canny sur une image de soudage.

### 3.2.2 Approche "régions"

Cette famille de méthodes se propose de rechercher des zones possédant des propriétés communes. La segmentation d'une image vis-à-vis d'un critère d'homogénéité  $H$  peut s'exprimer de la manière suivante : la segmentation d'une image  $I$  en regard du critère  $H$  est une partition de l'image  $I$  en régions homogènes  $X_1, \dots, X_n$  telles que :

1.  $\bigcup_i X_i = I$ ,
2.  $\forall i, X_i$  est connexe,
3.  $\forall i, H(X_i)$  est vrai,
4.  $\forall (X_i, X_j)$  de régions voisines,  $H(X_i, X_j)$  est faux.

Nous commencerons par évoquer un cas particulier de la segmentation de régions : le seuillage, avant de passer aux méthodes descendantes puis aux méthodes ascendantes.

#### 3.2.2.1 Le seuillage

Le seuillage a pour objectif de segmenter une image en plusieurs classes en n'utilisant que l'histogramme. On suppose donc que l'information associée à l'image permet à elle seule la segmentation, i.e. qu'une classe est caractérisée par sa distribution de niveaux de gris. A chaque pic de l'histogramme est associée une classe. Il existe de très nombreuses méthodes de seuillage d'un histogramme. Elles peuvent être résumées ainsi :

- isoler les pics de l'histogramme,
- calculer les seuils par minimisation des erreurs (1<sup>re</sup> et 2<sup>e</sup> espèces).

La plupart de ces méthodes s'appliquent correctement si l'histogramme contient réellement des pics séparés. De plus, ces méthodes ont très souvent été développées pour traiter le

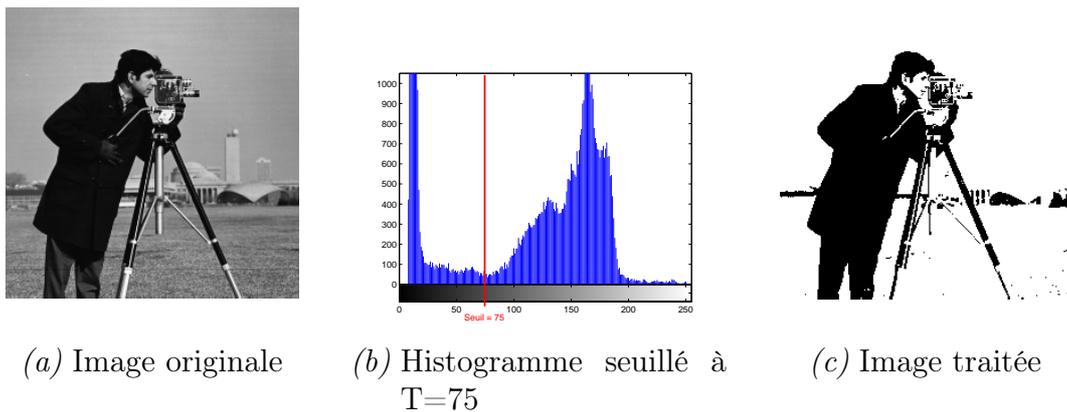


FIG. 3.5 – Opération de seuillage.

cas particulier de la segmentation en deux classes (i.e. passage à une image binaire) et leur généralité face aux cas multi-classes n'est que très rarement garantie. Elles présentent un inconvénient majeur puisque les dépendances entre deux pixels spatialement voisins ne sont pas prises en compte. C'est pourquoi on les rencontre tout particulièrement dans deux types d'application :

- pour des images qui présentent des classes évidentes (pièces industrielles, documents écrits), plus généralement pour les images très contrastées (comme en figure 3.5),
- pour les images définies sur plusieurs canaux (imagerie multispectrale).

Nous pouvons voir sur la figure 3.6 que l'histogramme des images expérimentales capturées à l'aide de la caméra Photron ne présente pas de populations distinctes. Les niveaux de gris présents dans l'arc sont par exemple très proches de ceux du métal en fusion, par conséquent l'image traitée ne permet pas d'extraire la frontière de la goutte.

### 3.2.2.2 Les méthodes descendantes

Il s'agit de la segmentation d'une image par division. On définit un critère d'homogénéité. On teste le critère sur l'ensemble de l'image. Si le critère est validé, la segmentation est arrêtée. Sinon l'image est découpée en zones plus petites puis la méthode est itérée.

### 3.2.2.3 Les méthodes ascendantes

Il s'agit de la segmentation d'une image par fusion. On effectue l'exploration de l'image à partir de petites régions que l'on fait croître si elles satisfont à un critère d'homogénéité. Deux paramètres sont à fixer : le critère d'homogénéité et le critère d'arrêt.

L'algorithme d'une telle méthode pourrait être :

```

Pour chaque pixel  $I(i,j)$  faire
    si critère de  $I(i,j)$  = critère de  $I(i-1,j)$ 
    alors couleur de  $I(i,j)$  = couleur de  $I(i-1,j)$ 

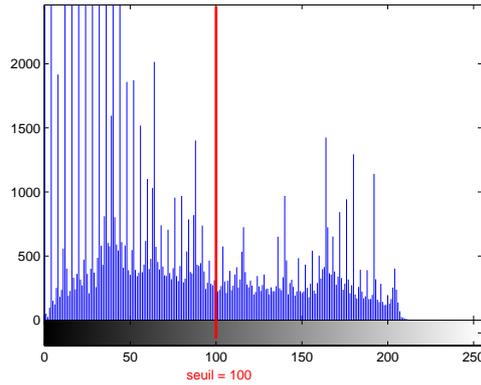
```



(a) Image originale



(b) Image traitée



(c) Histogramme seuillé à T=100

FIG. 3.6 – Opération de seuillage sur une image de soudage.

```

sinon  si critère de I(i,j) = critère de I(i,j-1)
        alors couleur de I(i,j) = couleur de I(i,j-1)
        sinon couleur de I(i,j) = nouvelle couleur
si critère de I(i,j)= critère de I(i-1,j) et critère de
I(i,j)= critère de I(i,j-1)
alors fusionner les régions en donnant la même couleur aux
points I(i,j), I(i-1,j) et I(i,j-1)
fin Pour
    
```

0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	1	1	1	1	1	0
0	0	1	1	1	1	1	0
0	1	1	0	1	1	1	1
0	0	1	0	1	1	1	1
0	0	0	0	1	1	1	1
0	0	0	0	1	1	1	1

Image originale

0	0
0	1

1er niveau de division

0	0	0	0
0	1	1	0
0	0	1	
0	0	1	

2eme niveau de division

0	0	0	0
0	1	1	1
0	1	1	0
0	0	1	0
0	0	1	

3eme niveau de division

FIG. 3.7 – Segmentation "région" par division (*split*).

### 3.2.2.4 Algorithme de division et rassemblement

La segmentation par division fournit une structure hiérarchisée qui permet d'établir des relations de proximité entre les régions, mais qui peut fractionner une même région en plusieurs ensembles distincts.

La segmentation par fusion produit un nombre minimal de régions connexes, mais fournit celles-ci dans une structure horizontale qui n'indique pas de relation de proximité.

On peut rassembler, à partir de la division grossière obtenue par division, les différents blocs adjacents de l'image. Un tel raisonnement est présent dans l'algorithme de division et rassemblement, aussi appelé algorithme *Split and Merge*.

## 3.2.3 Morphologie mathématique

La morphologie mathématique ensembliste traite les images binaires et fait appel à la théorie des ensembles. Les initiateurs sont Georges Matheron et Jean Serra qui ont fondé l'Ecole de Morphologie Mathématique à Paris. Elle utilise un ensemble de centre  $x$ , de géométrie et de taille connues, appelé élément structurant. Une image binaire renferme un certain nombre de régions (ensemble de pixels connexes) codées à 1 que l'on peut définir comme des objets d'intérêt, par rapport à un fond codé à 0. L'élément structurant choisi est déplacé de façon à ce que son centre  $x$  passe par toutes les positions dans l'image binaire à analyser. Pour chacune des positions de  $x$ , on se pose une question relative à l'union ou à l'intersection de l'élément structurant avec les objets de l'image. L'ensemble des points correspondant à une réponse positive permet de construire une nouvelle image qui constitue l'image résultat. A partir de ces principes, il est possible de construire les opérateurs de base de la morphologie mathématique que sont l'érosion et la dilatation.

### 3.2.3.1 L'érosion

L'érosion est anti-extensive. De plus lors de cette transformation :

- les objets de taille inférieure à celle de l'élément structurant vont disparaître ;
- les autres seront "amputés" d'une partie correspondant à la taille de l'élément structurant ;
- s'il existe des trous dans les objets, c'est-à-dire des "morceaux" de fond à l'intérieur des objets, ils seront accentués ;
- les objets reliés entre eux vont être séparés.

Remarquons également qu'une érosion de taille  $n$  peut se réaliser en répétant une érosion  $n$  fois avec un élément structurant de taille 1 ou en appliquant une seule érosion avec un élément structurant de taille  $n$ . Définition ensembliste avec  $X$  l'ensemble analysé et  $B$  l'élément structurant :

$$E^B(X) = \{x : B_x(x) \subset X\} \quad (3.34)$$

### 3.2.3.2 La dilatation

La dilatation est l'opération duale (ou inverse) de l'érosion :

- tous les objets vont "grossir" d'une partie correspondant à la taille de l'élément structurant ;
- s'il existe des trous dans les objets, c'est à dire des "morceaux" de fond à l'intérieur des objets, ils seront comblés ;
- si des objets sont situés à une distance moins grande que la taille de l'élément structurant, il vont fusionner.

Définition ensembliste :

$$D^B(X) = \{x : B_x(x) \cap X \neq \emptyset\} \quad (3.35)$$

### 3.2.3.3 Ouverture et fermeture

Les érosions et les dilatations peuvent être combinées pour former d'autres opérateurs morphologiques :

1. L'**ouverture** est une érosion par l'élément  $B$  suivie d'une dilatation par l'élément structurant transposé  $\check{B}$ .

$$O^B(X) = D^{\check{B}}(E^B(X)) \quad (3.36)$$

Comme le montre l'image 3.8, l'ouverture a pour propriété d'éliminer toutes les parties des objets qui ne peuvent pas contenir l'élément structurant.

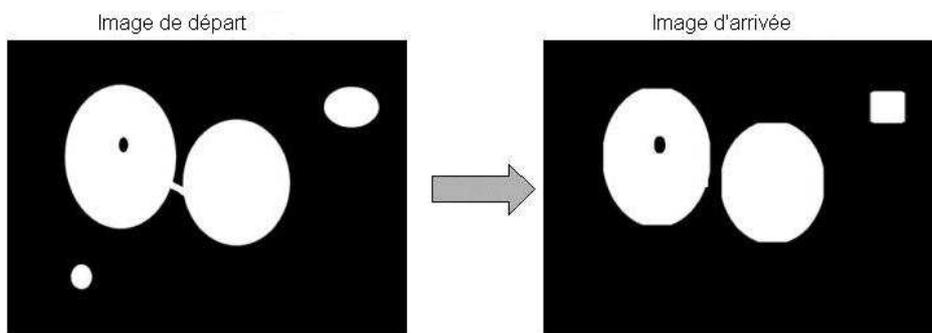


FIG. 3.8 – L'ouverture.

2. La **fermeture** est une dilatation par l'élément  $B$  suivie d'une érosion par l'élément structurant transposé  $\check{B}$ .

$$F^B(X) = E^{\check{B}}(D^B(X)) \quad (3.37)$$

Comme le montre l'image 3.9, la fermeture a pour propriété de combler tout ce qui est de taille inférieure à l'élément structurant.

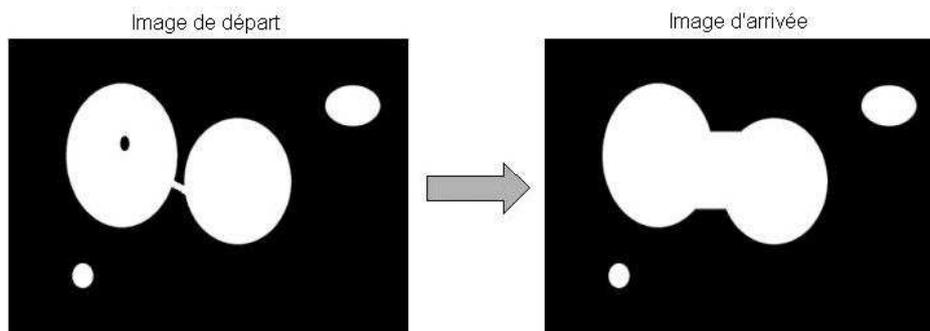


FIG. 3.9 – La fermeture.

### 3.2.3.4 Squelettisation

Soient  $X$  un ensemble connexe,  $\partial X$  sa frontière et  $s$  un point de  $X$ . Le squelette de  $X$  noté  $Sk(X)$  est l'union des centres des boules maximales incluses dans  $X$ . Son principe est illustré sur la figure 3.11.

Définition ensembliste avec  $d(x, y)$  la distance entre  $x$  et  $y$  :

$$s \in Sk(X) \Leftrightarrow \exists y_1, y_2 \in \partial X, y_1 \neq y_2 : d(s, \partial X) = d(s, y_1) = d(s, y_2) \quad (3.38)$$

## 3.3 Contours actifs

Un contour actif est une courbe du plan qui, à partir d'un état initial donné, a la propriété de se déformer. La technique des contours actifs consiste à déformer cette courbe afin de l'adapter au contour apparent d'un objet (dû à sa perception bidimensionnelle). Le contour actif se déforme, en accord avec l'optimisation d'un critère, pour converger vers un état final, qui sera la segmentation de l'image (figure 3.12). L'image est alors séparée en deux zones correspondant à l'objet à l'intérieur du contour et le fond à l'extérieur. L'intérêt majeur de cette approche est qu'elle exploite un contour déjà fermé et la connexité n'est plus à vérifier lorsque l'opération est terminée, contrairement aux détecteurs de bord traditionnels. C'est une opération qui permet d'obtenir les coordonnées du contour d'un objet, sa surface et sa position, contrairement aux filtres classiques de détection de contours qui sont des opérations traitant l'image globalement. En fait, une fois que le contour s'est stabilisé en convergeant vers la frontière recherchée, il ne reste que la dernière étape de la métrologie : la reconnaissance de la forme grâce à ses descripteurs (surface, périmètre...). C'est pourquoi cette opération est souvent considérée comme une opération de haut niveau contrairement aux segmentations plus classiques. Il est important de noter que ce type d'approche est particulièrement bien adapté à la segmentation d'un objet dans une image, voire dans une séquence d'images. C'est pourquoi, au cours de ces dernières années, les contours actifs sont

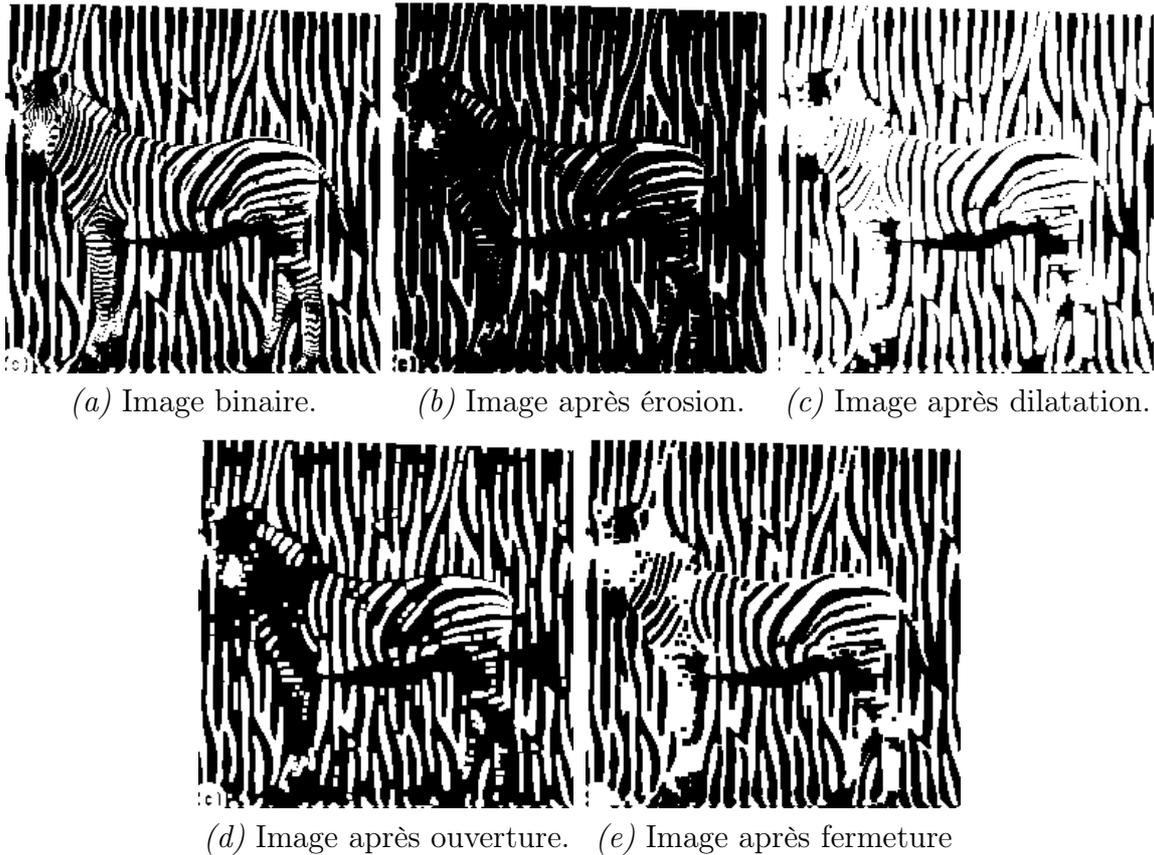


FIG. 3.10 – Comparaison des résultats obtenus par les méthodes de morphologie mathématique.

devenus très populaires. Leur principe général a été décliné de multiples façons en diversifiant les critères à optimiser, en définissant différents modèles de contour et différentes stratégies d'optimisation du critère.

### 3.3.1 Approche "contours"

#### 3.3.1.1 Principe

Les contours actifs introduits par Kass et Witkins [45] ont rapidement séduit la communauté scientifique par leur habileté à combiner efficacement la connaissance *a priori* disponible sur la structure d'intérêt et la correspondance locale avec les images [46, 47, 48]. Leur principe

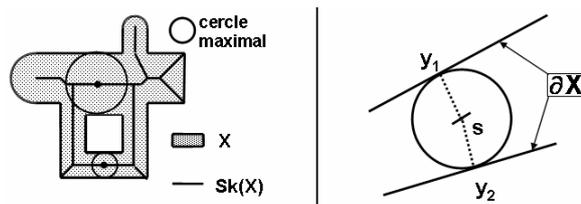


FIG. 3.11 – Principe de la squelettisation.

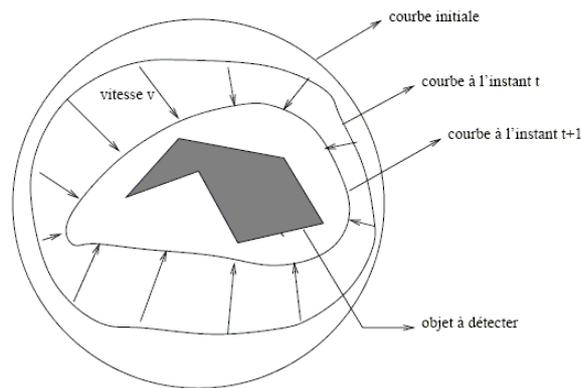


FIG. 3.12 – Principe des contours actifs

est de faire évoluer un contour initial vers une position d'équilibre qui correspond aux bords de l'objet à détecter (figure 3.13). Les contours actifs sont également connus sous le nom de

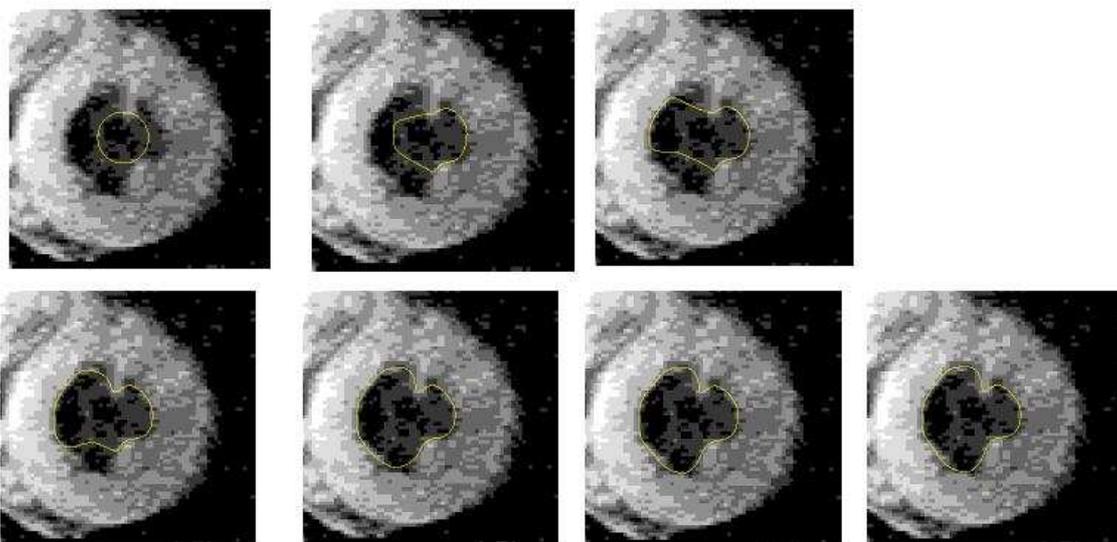


FIG. 3.13 – Détection des parois du coeur dans une image par résonance magnétique, IRM

*snakes* ou de *courbes minimisantes*. Il s'agit d'une méthode semi-interactive dans laquelle l'opérateur place dans l'image, au voisinage de la forme à détecter, une forme initiale de contour qui sera amenée à se déformer sous l'action de plusieurs énergies. Le contour actif va évoluer pour rechercher la position d'énergie minimale.

Dans sa forme continue, le snake est modélisé par une courbe paramétrique :  $v(s) = [x(s), y(s)]^t$  où  $s \in [0, 1]$  et  $v(0) = v(1)$  pour un contour fermé. Son énergie totale peut s'écrire :

$$E_{snake} = \int_0^1 \left[ E_{int}(v(s)) + E_{im}(v(s)) + E_{ext}(v(s)) \right] ds \quad (3.39)$$

où  $E_{int}$ ,  $E_{im}$  et  $E_{ext}$  représentent les énergies interne, d'image et externe, respectivement.

L'énergie interne dépend uniquement de la forme du contour actif. Elle s'écrit en général :

$$E_{int}(v(s)) = \alpha E_{cont}(v(s)) + \beta E_{curv}(v(s)) = \alpha \left( \frac{dv}{ds} \right)^2 + \beta \left( \frac{d^2v}{d^2s} \right)^2 \quad (3.40)$$

Le premier coefficient contrôle le terme de premier ordre qui agit sur la continuité et le deuxième contrôle le terme de second ordre qui agit sur la courbure.

L'énergie potentielle liée à l'image est donnée par :

$$E_{im}(v(s)) = -\lambda(s) |\nabla I(v(s))|^2 \quad (3.41)$$

Cette énergie caractérise les éléments vers lesquels on veut attirer le contour actif sur l'image (dans le cadre de la segmentation : les lignes de fort gradient).

L'énergie externe est définie par l'utilisateur selon les spécificités du problème. Par exemple il peut imposer une distance minimale ou maximale entre deux points consécutifs du snake. Il peut également utiliser une information de haut niveau sur la courbe en imposant des points de contrôle.

En l'absence d'énergie externe et dans les nombreux cas où l'on recherche les lignes de fort gradient, on peut alors écrire :

$$E_{snake}(v(s)) = \alpha E_{cont}(v(s)) + \beta E_{curv}(v(s)) + \gamma E_{im}(v(s)) \quad (3.42)$$

Le triplet  $(\alpha, \beta, \gamma)$  permet de doser le rapport entre les différentes énergies du modèle. Il est potentiellement variable le long du contour mais on le prend le plus souvent constant. Son choix n'est pas évident et nécessite une étape de mise au point de la méthode afin de conduire à l'extraction d'un contour satisfaisant. Dans le domaine continu, l'équation de l'énergie peut s'exprimer pour un contour  $C$  :

$$E_{snake} = \int_C \left[ -\gamma(s) |\nabla I(v(s))|^2 + \alpha \left( \frac{dv}{ds} \right)^2 + \beta \left( \frac{d^2v}{d^2s} \right)^2 \right] ds \quad (3.43)$$

### 3.3.1.2 Energies externes

Dans [47], l'auteur détecte les points de contours par le filtre de Deriche suivi d'un seuillage par hystérésis. Le seuillage par hystérésis permet d'obtenir des contours fins et cohérents. Les pixels de l'image de gradients sont filtrés grâce à deux seuils distincts  $T_1$  et  $T_2$  ( $T_1 < T_2$ ). En-dessous du seuil bas  $T_1$ , on considère qu'il n'y a pas de contour. Au-dessus du seuil haut, on décide qu'il y a contour : ces contours sont ensuite complétés par les pixels compris entre  $T_1$  et  $T_2$  si et seulement s'ils sont connexes entre eux. L'image des contours est ensuite lissée par une gaussienne. L'énergie est évaluée en utilisant les gradients de cette image.

Dans [49], les auteurs considèrent une énergie supplémentaire qui permet à la courbe d'être attirée dans un premier temps vers les points de contour dont la courbure est extrémale.

Une fois ces points détectés, la courbe se positionne sur les points de contour sous l'action d'une énergie similaire à celle définie précédemment. Cette technique tente de contourner le problème posé par les concavités des contours.

Dans [50], les auteurs introduisent les *balloon snakes*. Ce modèle nécessite un contour initial à l'intérieur de la région recherchée. Une force supplémentaire est ajoutée pour imposer l'expansion du contour actif. Elle permet de contourner les extrema locaux et le problème d'un contour initial trop loin du contour recherché. La force introduite est :

$$F(s) = \kappa \frac{\vec{\nabla} E_{ext}(s)}{|\vec{\nabla} E_{ext}(s)|} + \kappa_1 \vec{n}(s) \quad (3.44)$$

où  $\vec{n}(t)$  est le vecteur unitaire normal à la courbe au point  $s$ . Cette force doit être réglée précisément pour ne pas considérer les contours à segmenter comme des extrema locaux.

Dans [51], les auteurs proposent un modèle appelé *ziplock snakes* qui nécessite deux extrémités correctement positionnées. L'énergie externe est alors utilisée sur certaines parties du snake seulement : d'abord sur les extrémités puis vers le centre.

Dans [52], les auteurs présentent le *gradient vector flow* (GVF) en s'appuyant sur le théorème de Helmholtz. Ils introduisent un terme correspondant à une composante solénoïdale absente des modèles existants. Son intérêt est de définir un champ d'énergie lié au gradient de l'intensité qui est non nul dans les régions homogènes comme en atteste la figure 3.14.

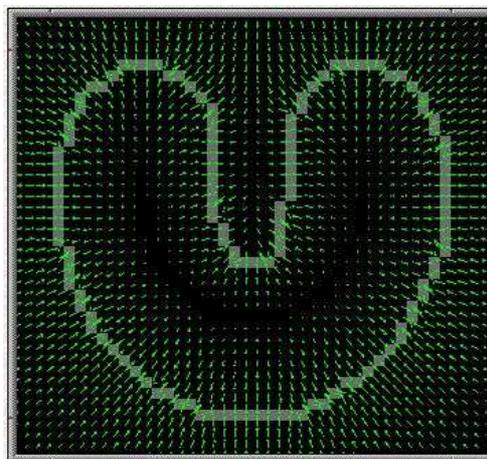


FIG. 3.14 – Illustration des vecteurs de force obtenus par la méthode GVF.

### 3.3.1.3 Modification du modèle original

Dans [53], les auteurs ont proposé les contours actifs géodésiques. La minimisation de la fonctionnelle est considérée comme la minimisation de la longueur du contour dans une métrique Riemannienne, dépendant des caractéristiques de l'image. L'équation d'évolution du contour actif correspond au critère suivant avec  $g$  une fonction de détection strictement

décroissante et qui tend vers zéro :

$$J(s) = \int_a^b g(|\nabla I(s(u))|) |s'(u)| du \quad (3.45)$$

### 3.3.2 Le modèle géométrique des contours actifs

Le fait que l'approche classique soit non-intrinsèque a orienté les recherches vers la théorie d'évolution des courbes et non plus vers la minimisation d'une fonctionnelle d'énergie. Le modèle géométrique des contours actifs a donc été introduit. Cette méthode (présentée dans [54]) met en oeuvre une courbe se déformant dans le temps et l'espace pour atteindre les frontières d'un objet à détecter dans une image  $I(x, y)$ . La courbe se déforme selon sa normale à une vitesse proportionnelle à sa courbure.

En notant  $C$  la courbe,  $\vec{N}$  la normale intérieure à la courbe,  $F$  un terme de vitesse dépendant de la courbure  $\kappa$ , l'équation d'évolution est de la forme :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = F \vec{N} \quad (3.46)$$

Pour faire converger la courbe vers les frontières d'objets, la vitesse dépend également d'une fonction  $g$  qui permettra l'arrêt sur ces frontières.  $g$  est une fonction décroissante du gradient de l'image tendant vers 0 en l'infini et est souvent définie ainsi :

$$g(I) = \frac{1}{1 + |\nabla \hat{I}|^p} \quad (3.47)$$

$\hat{I}$  étant l'image régularisée par un opérateur gaussien et  $p = 1$  ou  $2$ . Les valeurs de  $g(I)$  sont proches de 0 dans les régions où le gradient est élevé et proches de 1 dans les régions d'intensité relativement constante.

D'autre part, on introduit une constante positive  $\nu$ , chargé de forcer l'évolution du contour vers les frontières de l'objet. On peut alors écrire :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = g(I)(\nu + \kappa) \vec{N} \quad (3.48)$$

Nous pouvons interpréter cette équation :

- $\frac{\partial C}{\partial t} = \kappa \vec{N}$  est l'équation de la chaleur, connue pour ses propriétés géométriques lissantes. En effet, imaginons que la courbe en figure 3.15 se déforme selon cette équation. Les flèches représentent la force  $\kappa \vec{N}$  en différents points de la courbe (courbure positive (resp. négative) aux points des flèches rentrantes (resp. sortantes)). La courbure en un point représente l'inverse du rayon de courbure en ce point. On voit que les aspérités tendent à être gommées.
- $\nu \vec{N}$  est une vitesse constante qui agit comme une "force ballon". Elle pousse la courbe vers l'intérieur ou vers l'extérieur avec la même force en chaque point du contour, et permet

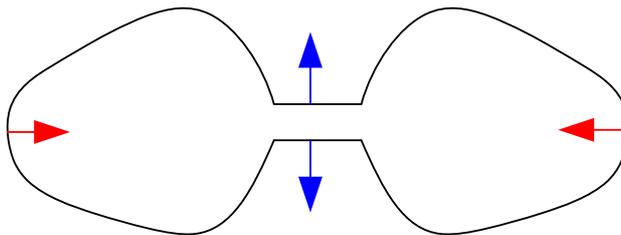


FIG. 3.15 – Courbe se déformant selon sa courbure

à une courbe initialement convexe de devenir non-convexe et de détecter ainsi des objets non-convexes. Cela est nécessaire car selon l'équation de la chaleur, une courbe convexe ne peut que rester convexe.

- $g(I)$  représente une "fonction d'arrêt" dépendant du contenu de l'image et permet d'arrêter l'évolution de la courbe quand celle-ci arrive sur les frontières de l'objet à détecter.

En résumé, la "force"  $(k + \nu)$  agit comme la force interne dans le modèle classique du snake, le terme de courbure ayant une fonction lissante, et  $g(I)$  comme la force externe.

### 3.3.3 Approche "régions"

Les régions à segmenter peuvent avoir différentes propriétés de texture, d'homogénéité ou de mouvement qui ne peuvent être incluses dans une seule intégrale de contour. Le principal objectif des contours actifs basés régions est d'introduire une information globale dans l'équation d'évolution du contour actif en plus de l'information locale procurée par les termes basés contours. L'approche basée régions des contours actifs est une évolution qui exploite la caractérisation des régions intérieures et extérieures. Cette approche permet de résoudre des problèmes pour lesquels il est difficile d'extraire les contours de l'objet. Par exemple lorsque les images sont fortement bruitées ou floues. L'objectif est de trouver une partition de l'image qui minimise un ensemble de descripteurs des régions.

Les termes basés contours tiennent compte d'une information locale sur le contour de la région  $\Omega$ . On peut ainsi introduire des contraintes de régularité sur le contour mais également des termes d'attache aux données. Introduisons alors les termes basés contours :

$$J_c(\partial\Omega) = \int_{\partial\Omega} \kappa_c(x) dx \quad (3.49)$$

où  $\kappa_c(x)$  est le descripteur de la frontière de la région  $\Omega$  notée  $\partial\Omega$ .

Les termes basés régions tiennent compte d'une information globale sur la région à segmenter prenant en compte une certaine homogénéité de la région. Définissons alors les termes basés régions comme des intégrales de domaines :

$$J_r(\Omega) = \int \int_{\Omega} k(\Omega) dx dy \quad (3.50)$$

où  $k(x, y)$  est le descripteur de la région  $\Omega$ .

Prenons l'exemple de la segmentation d'une image en deux régions :  $\Omega_{in}$ , la région contenant les objets à segmenter et  $\Omega_{out}$ , la région du fond. L'interface entre ces deux ouverts est noté  $\Gamma = \partial\Omega_{in}$ . Les deux régions forment une partition de l'image, on a donc  $\Omega_{in} \cup \Omega_{out} \cup \Gamma = \Omega_I$  qui est le domaine de l'image et  $\Omega_{in} \cap \Omega_{out} = \emptyset$ . On peut alors introduire une fonctionnelle générale à minimiser pour la partition d'une image en deux régions [55] :

$$J(\Omega_{in}, \Omega_{out}, \Gamma) = \int \int_{\Omega_{in}} \kappa_{in}(\Omega_{in}) dx dy + \int \int_{\Omega_{out}} \kappa_{out}(\Omega_{out}) dx dy + \int_{\Gamma} \kappa_c(x) dx \quad (3.51)$$

Dans ce critère,  $\kappa_{in}$  désigne le descripteur des objets à segmenter,  $\kappa_{out}$  le descripteur de la région du fond et  $\kappa_c$  le descripteur du contour. Pour atteindre la solution optimale, il faut déterminer le vecteur d'évolution de  $\Gamma$  en le différenciant par rapport au paramètre temporel  $t$ . Les auteurs de [56] et [57] ont établi l'équation d'évolution à partir de la dérivation générale de critères comportant des descripteurs de régions et ils ont introduit la méthode des gradients de forme pour dériver ce critère :

$$J'(\Omega_{in}(\tau), \Omega_{out}(\tau), \Gamma(\tau)) = \int \int_{\Omega_{in}(\tau)} \frac{\partial \kappa_{in}}{\partial \tau} dx dy + \int \int_{\Omega_{out}(\tau)} \frac{\partial \kappa_{out}}{\partial \tau} dx dy + \int_{\Gamma(\tau)} (\kappa_{out} - \kappa_{in} - \kappa_c \cdot \kappa + \nabla \kappa_c \cdot \vec{N})(\vec{V} \cdot \vec{N}) du \quad (3.52)$$

où  $\tau$  est le paramètre d'évolution,  $\kappa$  est la courbure,  $\vec{N}$  est le vecteur normal unitaire intérieur au contour et  $\vec{V}$  est le vecteur vitesse de propagation de  $\Gamma(\tau)$ .

## 3.4 Implémentations

Après cette approche théorique, nous pouvons nous pencher sur les trois implémentations principales des snakes orientés "contours" : l'approche variationnelle introduite par Kass [45], la méthode par programmation dynamique introduite par Amini [58] et l'utilisation de l'algorithme glouton ou algorithme *greedy* que nous avons privilégiée.

### 3.4.1 Approche variationnelle

Un minimum de l'énergie globale satisfait l'équation d'Euler :

$$-\alpha \frac{d^2 v}{ds^2} + \beta \frac{d^4 v}{ds^4} - F(v) = 0 \quad (3.53)$$

où  $F(v)$  est la résultante associée aux forces d'image et externes. Pour résoudre numériquement cette équation, on doit discrétiser le problème. On déplace le snake jusqu'à ce que l'équation d'Euler soit satisfaite. On introduit donc la variable  $t$  (temps) dans l'équation.

Quand le contour minimise  $E_{snake}$ , il ne doit plus se déplacer donc  $\frac{\partial v(s,t)}{\partial t} = 0$ . D'où :

$$\frac{\partial v(s,t)}{\partial t} = -\alpha \frac{\partial^2 v}{\partial s^2} + \beta \frac{\partial^4 v}{\partial s^4} - F(v) = 0 \quad (3.54)$$

Nous considérons l'équation d'évolution :

$$\xi \frac{\partial v(s,t)}{\partial t} - \alpha \frac{\partial^2 v}{\partial s^2} + \beta \frac{\partial^4 v}{\partial s^4} = F(v) \quad (3.55)$$

avec  $\xi$  un coefficient d'amortissement. La discrétisation de la courbe de contour peut se concevoir de deux façons :

- selon les différences finies : les éléments de la courbe sont réduits en des points auxquels sont attachés les éléments mécaniques (masse, raideur) de la courbe concentrée en ces points ;
- selon les éléments finis : on remplace chaque portion de courbe par des segments élémentaires et les éléments mécaniques sont calculés sur ces segments.

Nous décrivons ici la première approche qui est la plus fréquemment employée. Nous discrétisons alors la courbe du snake en un nombre  $n$  de points avec un pas  $h$  du paramètre  $s$ . L'équation  $-\alpha \frac{\partial^2 v}{\partial s^2} + \beta \frac{\partial^4 v}{\partial s^4} = F(v)$  qui correspond au problème statique devient alors :

$$\begin{aligned} \frac{1}{h^2}(a_i(v_i - v_{i-1}) - a_{i+1}(v_{i+1} - v_i) + \frac{1}{h^4}(b_{i-1}(v_{i-2} - 2v_{i-1} + v_i) \\ - 2b_i(v_{i-1} - 2v_i + v_{i+1}) + b_{i+1}(v_{i+2} - 2v_{i+1} + v_i)) - F(v_i) = 0 \end{aligned} \quad (3.56)$$

où  $v_i = v(ih)$ ,  $a_i = \frac{\alpha(ih)}{h} = \frac{\alpha}{h}$  et  $b_i = \frac{\beta(ih)}{h} = \frac{\beta}{h}$ . Le système peut s'écrire :

$$AV = F \quad (3.57)$$

où  $A$  est une matrice pentadiagonale,  $V$  représente les positions  $v_i$  et  $F$  les forces  $F(v_i)$  en ces points. Le terme d'évolution est discrétisé dans l'espace temporel et l'équation 3.56 au point  $i$  devient :

$$\begin{aligned} \frac{\xi}{\delta t}(v_i(t) - v_i(t-1)) + \frac{1}{h^2}(a_i(v_i - v_{i-1}) - a_{i+1}(v_{i+1} - v_i) + \frac{1}{h^4}(b_{i-1}(v_{i-2} - 2v_{i-1} + v_i) \\ - 2b_i(v_{i-1} - 2v_i + v_{i+1}) + b_{i+1}(v_{i+2} - 2v_{i+1} + v_i)) - F(v_i) = 0 \end{aligned} \quad (3.58)$$

Ce qui peut s'écrire :

$$V(t) = (A + \xi I)^{-1}(V(t-1) - F(V(t-1))) \quad (3.59)$$

$A$  est une matrice circulante symétrique, elle n'est pas toujours réellement pentadiagonale en raison des diverses conditions aux limites adoptées, on l'appelle matrice de lissage. Berger

[59] présente différents cas à extrémités fixes et à extrémités libres. Dans le cas d'un modèle fermé avec  $a = 2\alpha + 6\beta$ ,  $b = -\alpha - 4\beta$  et  $c = \beta$ , elle se présente sous cette forme :

$$A = \begin{pmatrix} a & b & c & & & & c & b \\ b & a & b & c & & & & c \\ c & b & a & b & . & & & \\ & c & b & . & . & . & & \\ & & . & . & . & b & c & \\ & & & . & b & a & b & c \\ c & & & & c & b & a & b \\ b & c & & & & c & b & a \end{pmatrix} \quad (3.60)$$

Cette approche est la plus courante, elle est la plus utilisée et la plus déclinée. Elle nécessite pour atteindre la solution, à chaque itération, l'inversion de la matrice, ainsi que le réglage du coefficient d'évolution  $\xi$ .

### 3.4.2 Programmation dynamique

La programmation dynamique est une méthode classique de résolution de problème d'optimisation. Son application aux contours actifs peut être une alternative intéressante au calcul variationnel. Dans [58], l'auteur considère l'équation :

$$E_{tot} = \int_0^1 E_{ext}(s) + E_{int}(s) ds = \int_0^1 [E_{ext}(s) + \frac{1}{2}(\alpha(s)|v_s(s)|^2 + \beta(s)|v_{ss}(s)|^2)] ds \quad (3.61)$$

Pour un contour actif constitué de  $n$  points, on aura :

$$E_{tot} = \sum_{i=1}^n E_{int}(v_i) + E_{ext}(v_i) \quad (3.62)$$

Le terme d'énergie interne est composé du terme du premier degré et du terme du second degré. Après la discrétisation, cette énergie interne met en jeu un élément du contour, son prédécesseur et son successeur :

$$E_{int}(v_i) = \frac{1}{2}(\alpha_i|v_i - v_{i-1}|^2 + \beta_i|v_{i+1} - 2v_i + v_{i-1}|^2) \quad (3.63)$$

Il est possible d'exprimer  $E_{tot}$  :

$$E_{tot}(v_1, v_2, \dots, v_n) = E_1(v_1, v_2, v_3) + E_2(v_2, v_3, v_4) + \dots + E_{n-2}(v_{n-2}, v_{n-1}, v_n) \quad (3.64)$$

où :

$$E_{i-1}(v_{i-1}, v_i, v_{i+1}) = E_{ext}(v_i) + E_{int}(v_{i-1}, v_i, v_{i+1}) \quad (3.65)$$

On se ramène donc à un problème d'optimisation d'une fonction numérique à plusieurs variables. Les variables seront ici les positions des différents points du snake. La formulation standard sous forme récurrente de la programmation dynamique peut s'écrire :

$$S_i(v_{i+1}, v_i) = \min_{v_{i-1}} [S_{i-1}(v_i, v_{i-1}) + \alpha_i |v_i - v_{i-1}|^2 + \beta_i |v_{i+1} - 2v_i + v_{i-1}|^2 + E_{ext}(v_i)] \quad (3.66)$$

Chaque itération donne un contour optimal. La convergence de la minimisation de l'énergie est garantie mais la complexité est élevée. Pour un voisinage de taille  $m$  et un contour de  $n$  points la complexité est de  $O(nm^3)$ , la taille de la mémoire nécessaire est de  $O(nm^2)$ .

### 3.4.3 Algorithme *greedy*

L'utilisation de l'algorithme *greedy* (glouton) pour minimiser l'énergie d'un contour actif comme l'ont proposé les auteurs de [60] est devenue une alternative assez fréquente à l'approche variationnelle. Dans sa forme continue, le snake est modélisé par une courbe paramétrique :  $v(s) = [x(s), y(s)]^t$  où  $s \in [0, 1]$  et  $v(0) = v(1)$  pour un contour fermé. L'équation de l'énergie peut s'exprimer pour un contour  $C$  :

$$E_{snake} = \int_C \left[ -\gamma(s) |\nabla I(v(s))|^2 + \alpha \left( \frac{dv}{ds} \right)^2 + \beta \left( \frac{d^2v}{ds^2} \right)^2 \right] ds \quad (3.67)$$

Dans le cas d'une approche discrète, le contour est modélisé par un ensemble de points ordonnés  $M_i$ ,  $i \in [1, n] \subset \mathbb{Z}$ . L'énergie du contour est alors assimilée à la somme des énergies associées aux  $n$  points le définissant :

$$E_{snake} = \sum_{i=1}^n \left[ \alpha E_{cont}(M_i) + \beta E_{curv}(M_i) + \gamma E_{im}(M_i) \right] \quad (3.68)$$

Afin de minimiser  $E_{snake}$ , on détermine ici l'ensemble des  $n$  points définissant  $C$  au lieu de la fonction de paramétrisation de  $C$ . Dans cette méthode les dérivées présentes dans l'équation 3.67 doivent être approchées par les différences finies. Si  $v_i = (x_i, y_i)^t$  est un point du contour nous écrivons :

$$\left| \frac{dv_i}{ds} \right|^2 \approx |v_i - v_{i-1}|^2 = (x_i - x_{i-1})^2 + (y_i - y_{i-1})^2 \quad (3.69)$$

et

$$\left| \frac{d^2 v_i}{ds^2} \right|^2 \approx |v_{i-1} - 2v_i + v_{i+1}|^2 = (x_{i-1} - 2x_i + x_{i+1})^2 + (y_{i-1} - 2y_i + y_{i+1})^2 \quad (3.70)$$

Deux hypothèses ont été faites ici :

- les points sont placés à intervalles unité. Si les points sont espacés uniformément, alors l'équation 3.69 devrait être divisée par  $d^2$ , où  $d$  est la distance entre deux points et l'équation 3.70 par  $d^4$  ;
- si les points ne sont pas espacés uniformément, la première dérivée sera divisée par  $d_i^2$  où  $d_i$  est la distance entre les points  $i$  et  $i - 1$ .

Le troisième terme de l'équation 3.68 ( $E_{im}$ ) est la force d'image qui est l'amplitude du gradient en chaque point de l'image, le niveau de gris étant codé comme un entier sur huit bits.

L'algorithme *greedy* est itératif. A chaque itération, un voisinage de chaque point est scruté et le point du voisinage donnant la plus petite valeur pour le terme d'énergie est choisi comme nouvelle position du point comme représenté en figure 3.16.

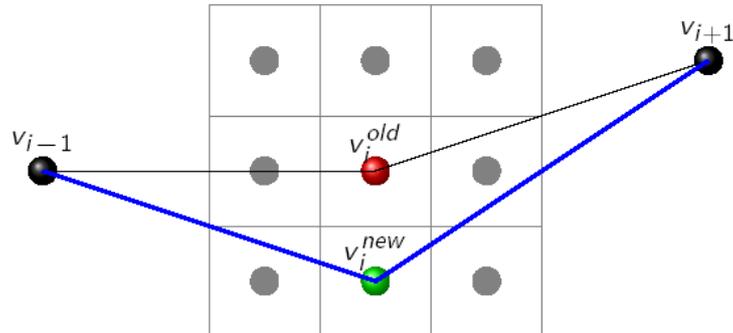


FIG. 3.16 – Comportement de l'algorithme *greedy*.

On peut voir sur la figure 3.17 pour laquelle les réglages des coefficients  $(\alpha, \beta, \gamma)$  étaient  $(0.25, 0.6, 0.7)$  que cette méthode permet un bon suivi de la frontière d'une goutte de métal fondu.

L'algorithme *greedy*, comme la programmation dynamique autorise l'introduction d'autres contraintes comme l'énergie ballon par exemple. Il est plus rapide que la méthode précédente puisque pour un voisinage de taille  $m$  et un contour de  $n$  points la complexité est de  $O(nm)$ . Une variante permettant de rendre l'algorithme encore plus rapide est proposée dans [61]. Il s'agit pour un voisinage de 3 de n'examiner que quatre pixels sur les huit voisins. Si l'un de ces quatre améliore l'énergie totale, alors il n'est pas nécessaire d'aller plus loin. Sinon les quatre qui restent sont examinés. Cela permet de réduire le temps de calcul de chaque itération.

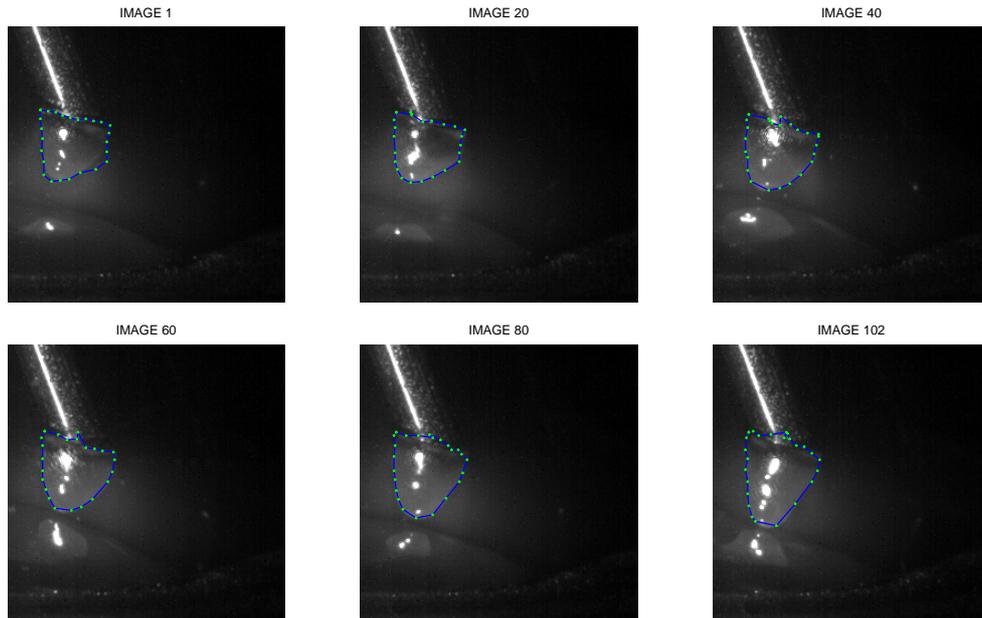


FIG. 3.17 – *Snake* convergeant sur une série d'images expérimentales en période d'arc.

### 3.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les différentes méthodes classiques de segmentation d'images avant de les tester sur nos images. Ces méthodes n'ayant pas donné de résultats probants, nous nous sommes intéressés à la méthode des contours actifs et plus particulièrement aux *snakes* orientés contour. Nous en avons réalisé une implémentation Matlab basée sur l'algorithme *greedy*. Nous avons obtenu un bon suivi de la frontière de la goutte en cours de vidéo et nous présenterons plus de tests dans le chapitre suivant.



# Chapitre 4

## Simulation et observation du procédé MIG/MAG

### 4.1 Introduction

L'objectif général de ce chapitre est d'obtenir un simulateur du procédé de soudage MIG/MAG qui s'appuie sur la physique théorique du procédé et sur des données expérimentales. C'est pourquoi nous allons implanter les équations régissant le comportement du procédé et allons les comparer aux résultats expérimentaux grâce à un capteur logiciel développé à cette fin. Nous chercherons à trouver les réglages adéquats du simulateur en vue d'ajuster le modèle à l'expérience.

Dans ce chapitre nous présentons le modèle physique qui a été utilisé dans le simulateur de soudage MIG/MAG en mode *short-arc*. Nous utilisons l'outil de métrologie qui a été développé afin d'exploiter les vidéos rapides enregistrées au CTAS. Ensuite nous utilisons ces deux instruments d'analyse pour interpréter un phénomène important du procédé. Enfin nous réalisons une étude de sensibilité du simulateur face aux paramètres que nous pouvons envisager de modifier pour déterminer leurs influences respectives.

### 4.2 Modèle retenu

Le soudage MIG/MAG en mode short-arc peut être vu comme un automate hybride représenté en figure 4.1. En effet il présente deux états continus : un premier au cours duquel la goutte grossit et un second au cours duquel l'électrode est en contact avec le bain de métal liquide. Le saut entre deux états est soumis à la réalisation d'une condition de garde :

- *cond 1* : La distance tube-contact vers pièce est inférieure à la partie terminale plus la longueur de la goutte,
- *cond 2* : le pont de métal liquide présente un diamètre inférieur à un seuil fixé par les lois électriques et matérielles.

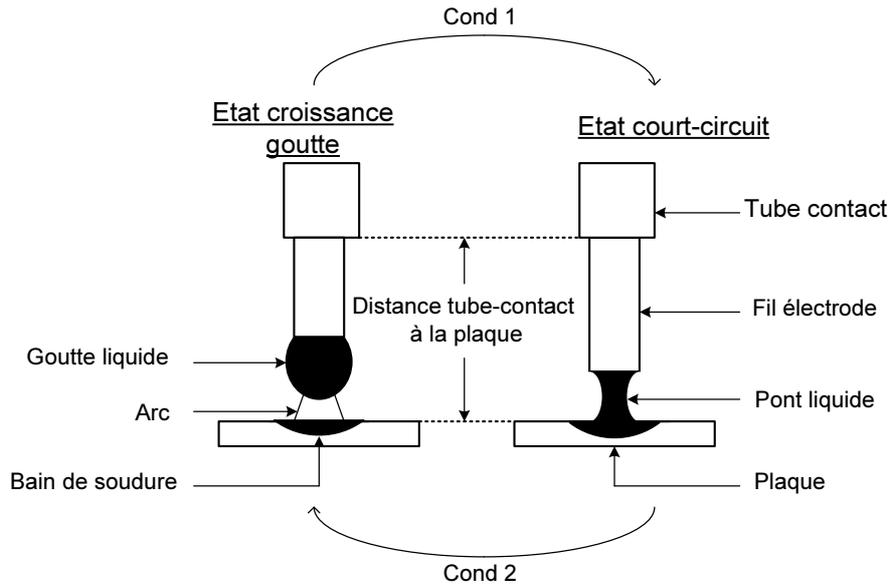


FIG. 4.1 – Etats du système hybride.

Dans chaque état un système d'équations différentielles rend compte du comportement dynamique du procédé. Ces équations découlent des caractéristiques de la source électrique, de l'ensemble des forces agissant sur la goutte et de la dynamique des fluides.

### 4.2.1 Croissance goutte

Deux catégories de force peuvent être recensées dans l'état croissance goutte : les forces de détachement et les forces de rappel. Parmi toutes les forces qui ont déjà été présentées au chapitre 2, trois forces ont été retenues pour leur influence prépondérante [?].

1. La force de gravité. Elle est due à la masse de la goutte et agit comme une force de détachement quand on soude à plat :

$$F_g = \frac{4}{3}\pi r_d^3 \rho_w g \quad (4.1)$$

où  $r_d$  est le rayon de la goutte,  $\rho_w$  est la densité de l'électrode et  $g$  est l'accélération de gravité.

2. La tension de surface est une propriété de tous les liquide qui vient du fait que la surface d'un liquide (ou plus précisément l'interface entre le liquide et la phase qui l'entoure) a une énergie. Cette énergie est minimisée en minimisant la surface pour tout volume. Cela est réalisé quand le liquide prend une forme sphérique car le rapport  $\frac{\text{surface}}{\text{volume}}$  est minimal pour une sphère. En 1864, Tate a observé une proportionnalité directe entre la masse maximale d'une goutte d'eau détachée d'un capillaire et le rayon du capillaire. La relation 4.2 est connue sous le nom de loi de Tate avec  $M$  la masse de la goutte et

$r_w$  le rayon du capillaire (en soudage MIG/MAG, le rayon de l'électrode) :

$$M = 2\pi r_w \gamma_s \quad (4.2)$$

Dans leur étude de 1919 [15] Harkins et Brown ont proposé une modification de l'équation 4.2 basée sur l'observation qu'avec chaque goutte qui se détache du capillaire une partie du liquide ne se détache pas et reste accroché au capillaire. En définissant  $M'$  comme la masse qui se détache véritablement du capillaire, l'équation devient :

$$M' = 2\pi r_w \gamma_s f \quad (4.3)$$

où la fonction de correction  $f$  est une fonction empirique qui prend la valeur unité pour la goutte idéale se détachant complètement.

3. La force électromagnétique qui résulte de lignes de courant convergentes ou divergentes dans l'électrode. Comme on le voit en figure 4.4, si les lignes de courant divergent dans la goutte, la force de Lorentz, qui agit à angle droit par rapport à ces lignes de courant, crée une force de détachement ; au contraire, si les lignes de courant convergent, la force de Lorentz s'oppose au détachement de la goutte. Cette force est calculée grâce à la loi de Lorentz :

$$\vec{F}_{em} = \vec{J} \times \vec{B} \quad (4.4)$$

où  $\vec{J}$  est la densité de courant et  $\vec{B}$  est le flux magnétique induit. La force électromagnétique totale peut être obtenue en intégrant l'équation 4.4 sur la surface de la goutte qui conduit le courant. En supposant que la densité de courant sur la goutte est uniforme, Amson [18] a obtenu :

$$F_{em} = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi} f_z \quad (4.5)$$

$$f_z = - \left[ \frac{1}{4} - \ln \left( \frac{r_d \sin \theta}{r_w} \right) + \frac{1}{1 - \cos \theta} - \frac{2}{(1 - \cos \theta)^2} \ln \left( \frac{2}{1 + \cos \theta} \right) \right] \quad (4.6)$$

où  $I$  est le courant de soudure et  $\mu_0$  est la perméabilité du vide. La géométrie utilisée dans l'équation 4.6 est représentée en figure 4.2 et un graphique de  $f_z$  comme une fonction de l'angle délimitant la zone de conduction est donné en figure 4.3. Comme on peut le voir en figure 4.4, quand la zone de conduction est assez petite pour que les lignes de courant convergent,  $f_z$  devient négative donc la force électromagnétique agit comme une force de rappel. Quand la zone de conduction est assez large pour que les lignes de courant divergent,  $f_z$  devient positive et agit comme une force de détachement.

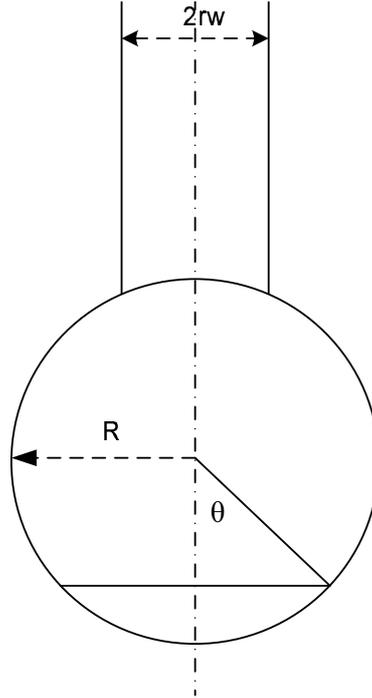


FIG. 4.2 – Géométrie de la goutte et des lignes de courant.

En soudage MIG/MAG le transfert de métal ne peut avoir lieu qu'après que la fonte du solide et ainsi le couplage entre l'écoulement de masse et le transfert de chaleur est très fort. Les sources de chaleur principales pour fondre l'électrode sont l'effet Joule et la condensation électronique [7]. La chaleur de l'effet Joule est générée par la résistance électrique de l'électrode. La chaleur de condensation des électrons est créée par les électrons à haute énergie du plasma qui se condensent sur la surface du métal et relâchent l'essentiel de leur énergie.

Les expressions de ces deux quantités de chaleur sont données au chapitre 2 et elles permettent d'écrire l'équation 4.7.

$$\frac{dm}{dt} = \frac{\bar{\rho}ALI^2 + \left(\frac{3}{2}\frac{kT}{e} + V_a + W\right) I}{\int_{T_i}^{T_m} C_p dT + \Delta H_{transition} + \Delta H_m} \quad (4.7)$$

où  $\Delta H_{transition}$  est la chaleur de transition cristalline et  $\Delta H_m$  est la chaleur de fusion. Puisque les coefficients sont constants, la vitesse de fusion peut être exprimée par une fonction du second degré en courant :

$$\frac{dm}{dt} = (C_1 I + C_2 \rho l_s I^2) \rho_w \quad (4.8)$$

avec  $C_1$  et  $C_2$  des constantes.

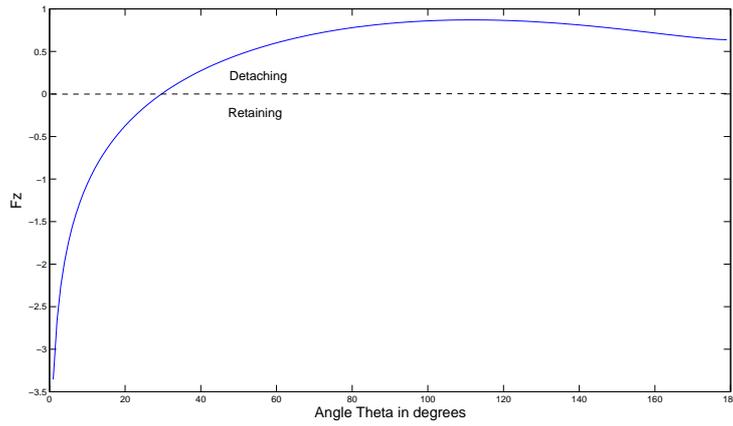
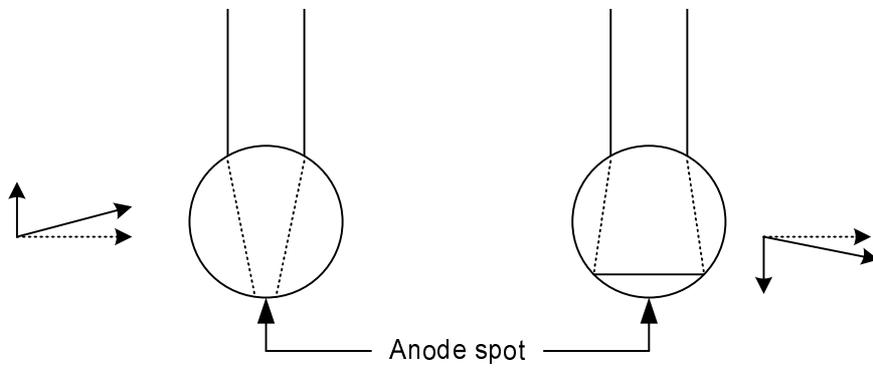
FIG. 4.3 – Variation de  $f_z$  en fonction de  $\theta$ .

FIG. 4.4 – Lignes de courant et force de Lorentz.

Le générateur de soudage étant converti en un circuit  $RL$  équivalent [62], nous écrivons la loi de Kirchoff pour le système représenté en figure 4.5 :

$$\frac{dI}{dt} = \frac{U_{oc} - RI - U_{arc} - R_S I}{L_S} \quad (4.9)$$

avec  $L_S$  et  $R_S$  sont l'inductance et la résistance de la source,  $R$  est la résistance du système,  $I$  est le courant de soudure,  $U_{oc}$  est la tension en circuit ouvert et  $U_{arc}$  est la tension d'arc. La tension d'arc  $U_{arc}$  est donnée par l'expression

$$U_{arc} = U_0 + R_a I + E_a (CT - l_s) \quad (4.10)$$

où  $U_0$  est la constante de tension d'arc,  $R_a$  la résistance de l'arc et  $E_a$  le facteur de longueur d'arc.

L'évolution de la partie terminale est contrôlée par :

$$\frac{dl_s}{dt} = S - \frac{1}{\pi r_w^2} \frac{dm}{dt} \quad (4.11)$$

avec  $S$  la vitesse d'apport du fil.

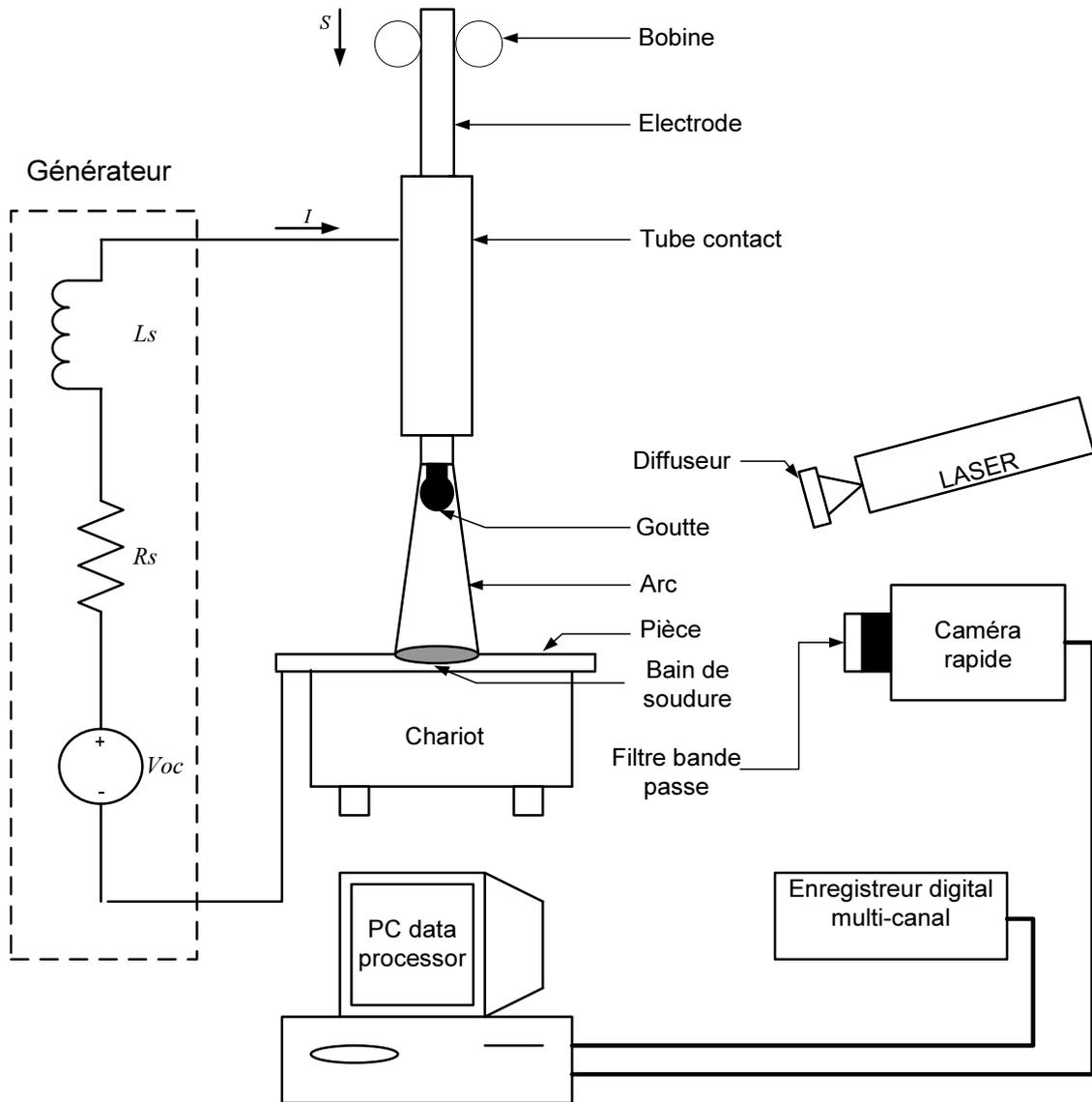


FIG. 4.5 – Schéma de l'installation expérimentale.

### 4.2.2 Transfert de métal

Nous présentons ici un modèle simple de transfert de métal durant la période de court-circuit [4]. La source d'énergie étant convertie en son équivalent  $RL$  [62], nous écrivons la loi de Kirchoff pour le système représenté en figure 4.5 :

$$L_S \frac{dI}{dt} + (R_S + R)I = U_{oc} \quad (4.12)$$

Le transfert de métal est piloté par trois forces prépondérantes :

1. La force gravitationnelle.

2. La force électromagnétique qui résulte de lignes de courant divergentes ou convergentes au sein de l'électrode. Quand le courant diverge dans le pont, la force de Lorentz présente une composante axiale agissant normalement à la ligne de courant pour créer une force de détachement et une composante orthoradiale qui presse le pont de métal liquide.
3. La tension de surface qui est normale à la surface d'un volume de liquide. Elle supporte la forme du pont de métal liquide.

Une simulation exhaustive de soudage en mode short-arc devrait résoudre un système d'équations aux dérivées partielles couplées gouvernant le mouvement du fluide ainsi que les champs thermique et magnétique. Ce système comprendrait entre autres l'équation de continuité et les relations découlant du théorème Navier-Stokes [40, 41]. Cette approche est inadéquate pour la simulation complète du soudage MIG/MAG à cause de sa complexité et du temps de calcul qu'elle requiert. Les hypothèses suivantes [63] sont faites afin de simplifier le comportement du transfert de métal en court-circuit :

1. L'enveloppe initiale du pont de métal est sphérique et le diamètre du contact sur la surface du bain est égal au diamètre du fil.
2. La vitesse du fluide dans le pont et la pression dans le bain de soudure sont négligées.
3. L'enveloppe du pont est décrite par ses deux rayons de courbure principaux.
4. La surface du bain de soudure reste plate et le transfert de métal est stable.

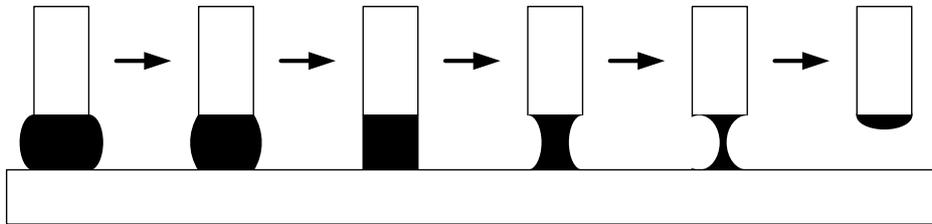


FIG. 4.6 – Modèle de court-circuit.

Grâce à ces hypothèses, et en ne prenant en compte que les trois forces mentionnées ci-dessus, nous souhaitons modéliser la suite d'événements représentée en figure 4.6. Les auteurs de [64] proposent un modèle d'extension de l'électrode basé sur le transfert de chaleur pour déterminer sous quelles conditions de soudage le transfert par court-circuit se produit.

Ishichenko [65] a proposé un modèle analytique simple pour prédire le temps de court-circuit dû à la tension de surface mais les effets de la force électromagnétique étaient ignorés. La pression moyenne sur la section centrale du pont dans la configuration de rayons principaux de la figure 4.7 vaut :

$$P_{avg} = \frac{\mu_0 I^2}{8\pi^2 R_1^2} + \gamma \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (4.13)$$

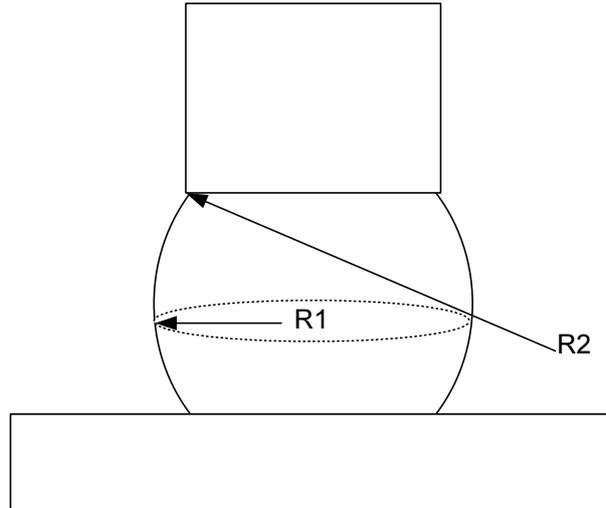


FIG. 4.7 – Configuration du pont avec ses rayons principaux.

En appliquant l'équation de Bernoulli avec l'hypothèse 2, la vitesse du fluide au contact entre le pont et le bain peut être calculée en utilisant la pression moyenne et la hauteur du pont :

$$v = \sqrt{\frac{2}{\rho_w}(P_{avg} + \rho_w g h)} \quad (4.14)$$

où  $h$  est la distance entre la surface du bain et le centre du pont. Le théorème de Bernoulli a été utilisé pour estimer la vitesse du plasma et a prédit des résultats de l'ordre de grandeur des valeurs expérimentales [66]. Nous espérons une telle précision pour la vitesse du fluide et pour le temps du court-circuit avec ce modèle.

### 4.2.3 Implantation

Nous utilisons les expressions des forces, de la vitesse de fusion et de l'évolution du courant de la section 4.2.1 pour écrire une représentation d'état des équations différentielles de la période d'arc. Les variables d'état sont :

- $x_1$  = déplacement de la goutte ;
- $x_2$  = vitesse de la goutte ;
- $x_3$  = courant ;
- $x_4$  = longueur de la partie terminale ;
- $x_5$  = masse de la goutte.

Les équations différentielles qui ont été utilisées pour la programmation du simulateur sont :

$$\dot{x}_1 = x_2 \quad (4.15)$$

$$\dot{x}_2 = \frac{F_g + F_{em} - F_S}{x_5} \quad (4.16)$$

$$\dot{x}_3 = \frac{1}{L_S} \left[ U_{oc} - (R_a + R_S)x_3 - U_0 - E_a(CT - x_4) - \left[ x_4 + x_1 + \left( \frac{3x_5}{4\pi\rho_w} \right)^{\frac{1}{3}} \right] \rho x_3 \right] \quad (4.17)$$

$$\dot{x}_4 = S - \frac{C_2\rho x_3^2 x_4 + C_1 x_3}{\pi r_w^2} \quad (4.18)$$

$$\dot{x}_5 = (C_1 x_3 + C_2 \rho x_3^2 x_4) \rho_w \quad (4.19)$$

Les résultats obtenus pour ces variables d'état à la fin de la période d'arc  $T_{arc}$  vont servir à l'initialisation de la simulation du transfert de métal durant la période de court-circuit  $T_{cc}$ . En particulier nous aurons accès à  $I$ ,  $l_s$  et  $V_{pont}$  le volume du pont de métal liquide au-dessus du bain de soudure. L'algorithme de simulation de la période de court-circuit est présenté en figure 4.8. Le test représenté par la case "rupture?" revient à déterminer l'instant où la condition de garde 2 de la figure 4.1 est vérifiée. Sa validation permet de considérer qu'un arc est à nouveau allumé entre l'électrode consommable et la pièce à souder. Le volume initial de la goutte qui va être créée est celui de la partie du pont de métal liquide qui se trouvait au-dessus du point de rupture.

Les équations d'état pour la période de transfert du métal s'écrivent :

$$\dot{x}_1 = x_2 \quad (4.20)$$

$$\dot{x}_2 = \frac{F_g + F_{em} - F_S}{x_5} \quad (4.21)$$

$$\dot{x}_3 = \frac{1}{L_S} \left[ U_{oc} - R_S x_3 - U_0 - \left[ x_4 + x_1 + \left( \frac{3x_5}{4\pi\rho_w} \right)^{\frac{1}{3}} \right] \rho x_3 \right] \quad (4.22)$$

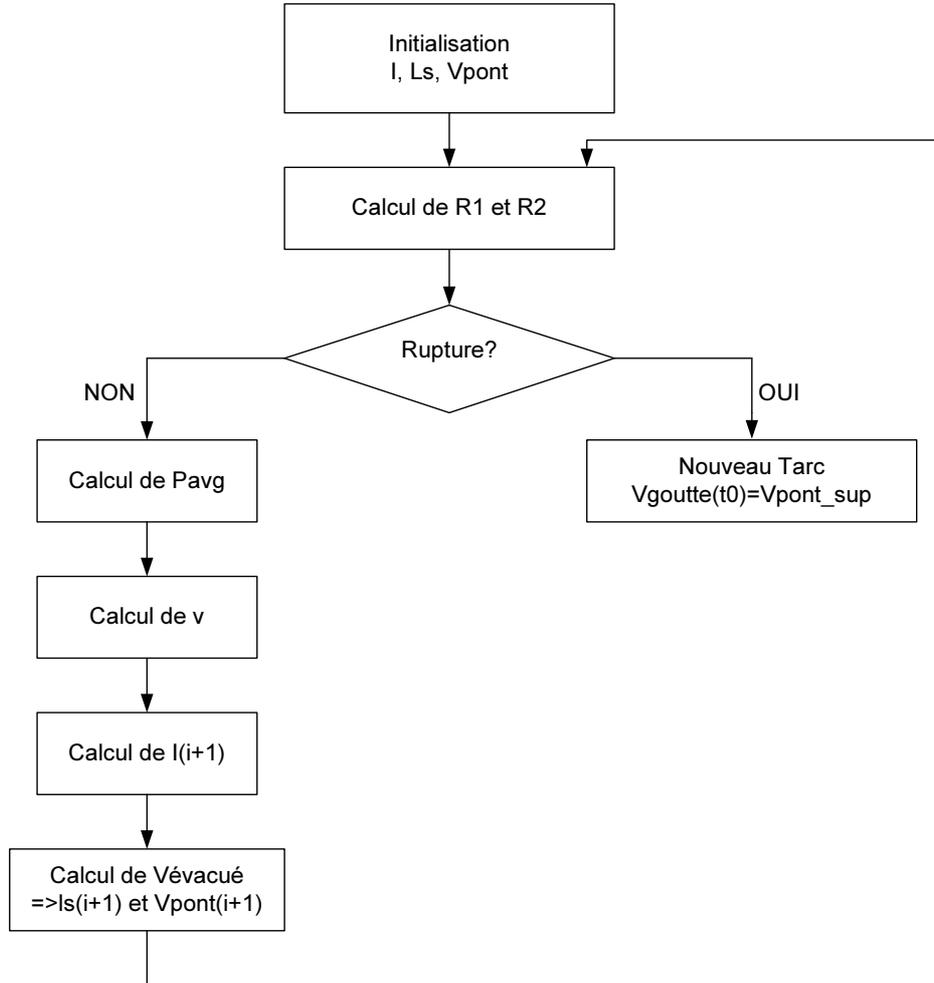
$$\dot{x}_4 = S - \frac{C_2\rho x_3^2 x_4}{\pi r_w^2} \quad (4.23)$$

$$\dot{x}_5 = \left( C_2\rho x_3^2 x_4 - \sqrt{\frac{2}{\rho_w}(P_{avg} + \rho_w g h)} A_c \right) \rho_w \quad (4.24)$$

avec  $A_c$  la surface d'échange entre le pont de métal liquide et le bain de soudure.

#### 4.2.4 Oscillations du bain de soudure

Les oscillations du bain de soudure sont un phénomène important en soudage par court-circuit et un facteur majeur pour la stabilité du procédé [67]. Le bain de soudure quand il est mis en mouvement va montrer des fréquences d'oscillation propres [68]. Cette excitation résulte du transfert de l'énergie de la goutte au moment de la rupture du pont de métal

FIG. 4.8 – Algorithme du simulateur pour  $T_{cc}$ .

liquide [69] et de la génération de la pression d'arc suivant l'allumage d'un nouvel arc. Selon les auteurs de [70] la stabilité maximale du procédé est atteinte quand la fréquence de court-circuit est synchronisée de façon à ce que la fréquence des court-circuit soit égale à la fréquence des oscillations du bain.

Par souci de ressemblance avec la réalité expérimentale, nous avons choisi d'ajouter un mouvement sur la surface du bain de soudure. La hauteur de métal liquide présente dans le bain est contrôlée par une fonction du type  $A \sin(\omega t)$ .

### 4.2.5 Simulation

Nous avons créé une interface graphique permettant de paramétrer simplement les simulations que nous souhaitons effectuer, la figure 4.9 montre la fenêtre d'entrée de ces valeurs. En premier lieu, il convient de fixer correctement les valeurs des paramètres physiques correspondant à la réalité du procédé. Les valeurs employées au cours des simulations sont données dans le tableau 4.1.

FIG. 4.9 – Paramétrage du simulateur.

On trouve sur la figure 4.10 une illustration des événements qui se succèdent au cours d'un cycle complet de soudage MIG/MAG en mode *short-arc* avec  $U_{oc}=22$  V et  $S=3$  m/min. Sur chaque sous-figure on présente à gauche un schéma du phénomène physique et à droite les tracés de la tension en haut et du courant en bas. La figure 4.10(a) montre le début d'un temps d'arc donc le début de la croissance d'une goutte de métal fondu à l'extrémité de l'électrode consommable. L'image 4.10(b) permet de visualiser la croissance de cette goutte avec la tension qui est constante durant le temps d'arc. L'image 4.10(c) illustre le contact physique entre la goutte de métal fondu et le bain de soudure, à cet instant la tension s'annule et le courant commence à monter. Enfin l'image 4.10(d) montre le processus de transfert du métal liquide du pont au bain de soudure. Sur cette dernière image située juste avant la rupture du pont et l'allumage d'un nouvel arc, on constate le net resserrement du col du pont et donc l'approche de la validation de la condition de garde numéro 2. Nous pouvons tester notre simulateur en lui imposant des variations de paramètres et vérifier que les effets

Grandeur	Valeur	Unité
$C_1$ , constante de chaleur d'arc	$6.25 \times 10^{-5}$	$A^{-2}.s^{-1}$
$C_2$ , constante de chaleur par effet Joule	0.2940	$mm.A^{-1}.s^{-1}$
$E_a$ , facteur de longueur d'arc	1500	$V.m^{-1}$
$R_a$ , résistance d'arc	0.036	$\Omega$
$V_0$ , constante de tension d'arc	12	$V$
$R_S$ , résistance de source	0.004	$\Omega$
$L_S$ , inductance de source	0.14	$mH$
$\rho$ , résistivité de l'électrode	0.1319	$\Omega.m^{-1}$
$\rho_w$ , densité de l'électrode	7860	$kg.m^{-3}$
$\gamma$ , coefficient de tension de surface	1.2	$N.m^{-1}$
$\mu_0$ , perméabilité magnétique du vide	$4\pi.10^{-7}$	$H.m^{-1}$

TAB. 4.1 – Paramètres physiques des simulations.

attendus sont bien constatés.

Quand la charge change en sortie d'un générateur, le courant prend un temps fini pour atteindre sa nouvelle valeur. Le paramètre du circuit responsable pour ce délai est l'inductance. La pente de montée du courant est déterminée par l'inductance du générateur. Puisque la force de Lorentz exercée au bout de l'électrode sur le métal fondu augmente avec le courant, le taux d'augmentation de l'amplitude de cette force est aussi affecté par l'inductance du circuit. Pour le soudage *short-arc*, de l'inductance peut-être ajoutée pour contrôler la pente de montée du courant pour minimiser les projections. Augmenter l'inductance va augmenter la durée des temps d'arc et réduire la fréquence des court-circuits. L'élévation de la durée des temps d'arc va produire un cordon de soudure plus plat et plus lisse. Pour chaque vitesse d'avance de fil il y a une valeur d'inductance à privilégier.

Nous avons utilisé notre simulateur avec les paramètres physiques donnés dans le tableau 4.1 et avons lancé deux simulations : l'une avec  $L_S=0.14$  mH et l'autre avec  $L_S=0.30$  mH. Les résultats sont représentés sur la figure 4.11. En simulation l'influence sur le temps d'arc est inexistante, en revanche on constate une nette réduction du courant  $i_{crite}$  en augmentant  $L_S$  puisqu'il passe alors en moyenne de 278 A à 190 A. De même la surtension en début temps d'arc est abaissée de 6.9 V à 4 V. Ces variations sur les paramètres électriques du procédés vont dans le sens de la connaissance pratique du soudage. En effet un courant crête moins élevé implique une rupture moins violente du pont de métal liquide donc moins de projections. La baisse de la surtension implique une variation moins importante de la pression d'arc et donc en association avec des explosions de fin de court-circuit moins violentes cela donne un cordon plus lisse.

Pour maintenir un arc de longueur  $l_{arc}$ , il importe que la longueur  $h$  de fil sortie soit telle que le fil puisse fondre sous l'effet de l'arc et sous l'effet Joule aussi vite qu'il est poussé en

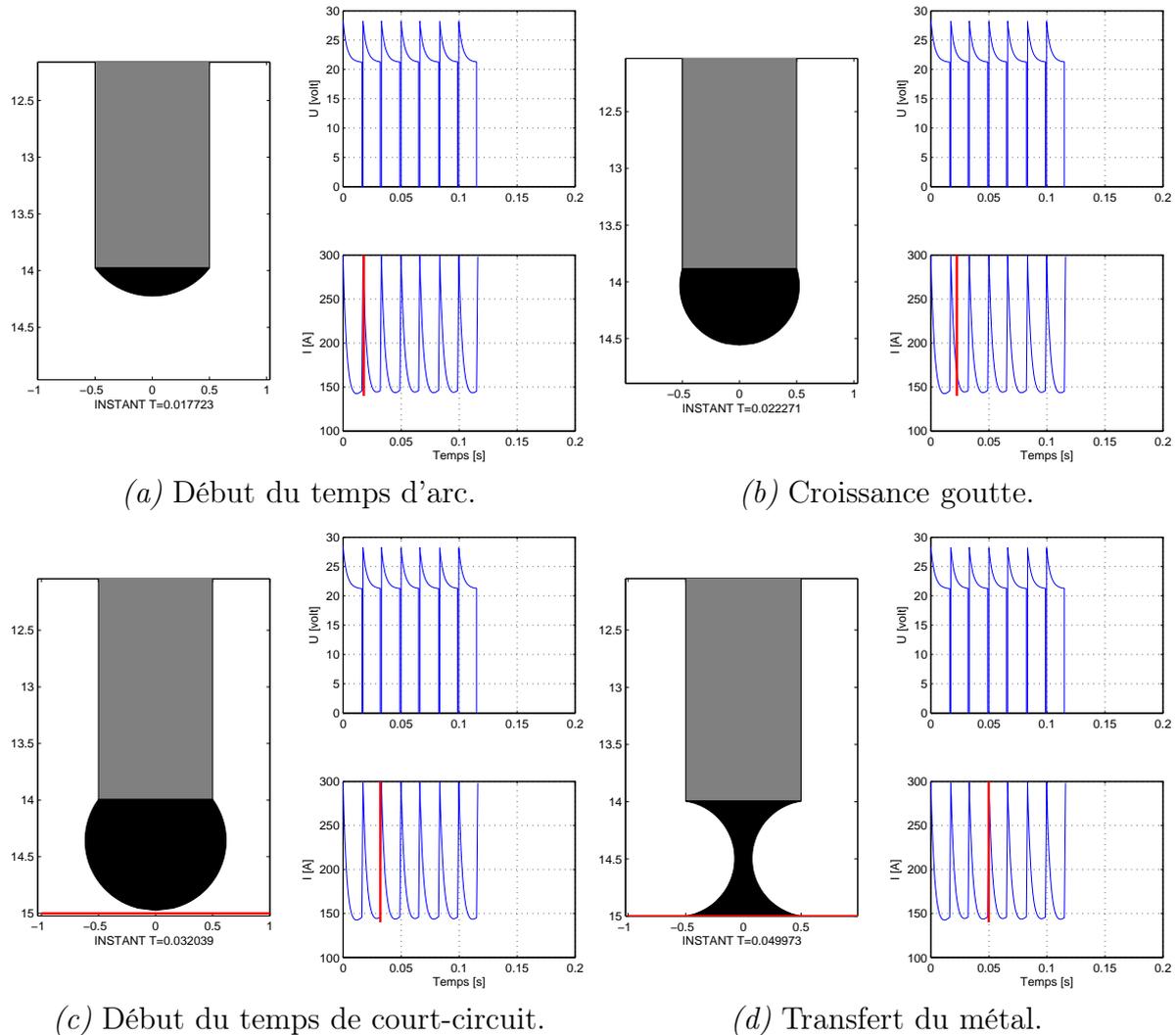


FIG. 4.10 – Séquences d'événements pendant un cycle complet de soudage MIG/MAG en mode *short-arc*.

dehors du tube-contact. L'équilibre s'établit lorsque la vitesse de dévidage  $S$  est correctement adaptée au courant  $I$  et vice-versa. La relation entre  $S$  et  $I$  a été établie expérimentalement, elle dépend de la nature du fil et du mélange gazeux. La figure 4.12(a) représente l'allure de cette relation pour des fils d'acier dans une atmosphère de  $CO_2$ . On peut constater la différence de comportement des fils selon leurs diamètres. Il est possible de faire supporter aux fils de petit diamètre des intensités de courant comparables à celles de fils de plus gros diamètres, sous réserve d'augmenter la vitesse. On n'est limité que par les possibilités des dévidoirs qui ne dépassent que rarement 15 m/min. Toutefois, pour des raisons de qualités de dépôt, il n'est pas raisonnable d'augmenter outre mesure les densités de courant. On peut faire les deux remarques suivantes :

- si  $h$  augmente, les courbes se déplacent dans le sens des vitesses croissantes et réciproquement (voir les courbes  $h + \Delta h$  et  $h - \Delta h$ );
- les courbes ont une allure parabolique qui confirme l'existence d'un terme proportionnel

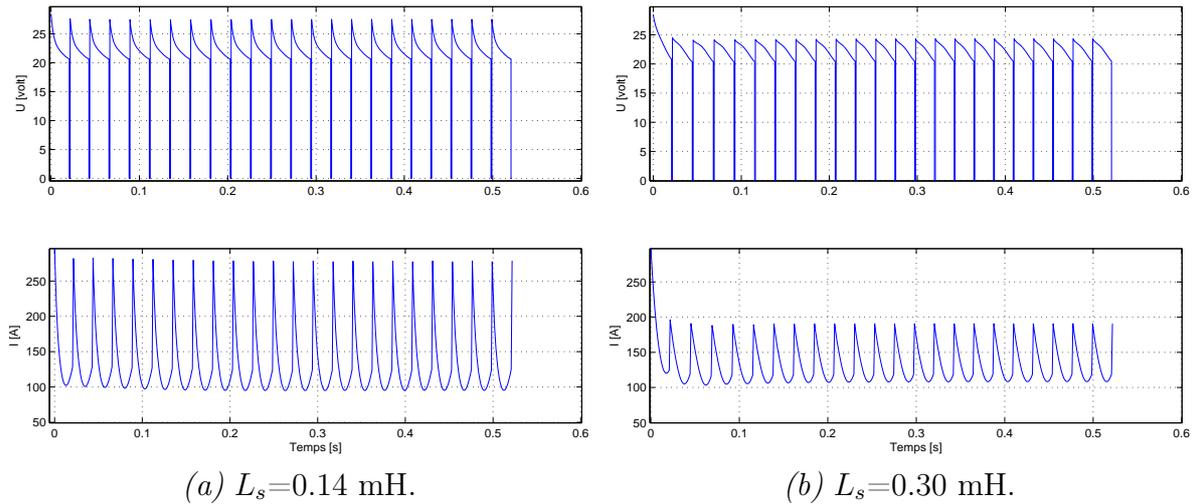


FIG. 4.11 – Simulations avec des inductances différentes.

au carré de l'intensité dans le bilan thermique de la fusion des fils.

En régime établi, la vitesse de fusion du fil est égale à sa vitesse de dévidage  $S$ . Supposons qu'il en soit ainsi pour le point  $M_1 (U_1, I_1)$  sur la figure 4.12(b) correspondant à une longueur  $h$  de fil sortie du tube-contact et à une longueur d'arc  $l_{arc1}$ .  $M_1$  est à l'intersection de la caractéristique de l'arc correspondant à cette longueur et de la caractéristique externe de l'appareil de soudage  $S_1$ . Supposons que, tout en conservant la même vitesse de dévidage  $S$ , on veuille trouver d'autres conditions de fonctionnement en régime établi correspondant au point  $M_2 (U_2, I_2)$  pour laquelle la longueur d'arc  $l_{arc2}=l_{arc1}+\Delta l_{arc}$ . On suppose la distance buse-pièce constante donc  $\Delta h=\Delta l_{arc}$ , on se réfère maintenant à la courbe de fusion  $v = f(I)$  correspondant à  $h - \Delta h$ . Pour la même vitesse  $S$ , le point représentatif est maintenant  $m_2$  auquel correspond un courant  $I_2$ . Pour obtenir ces nouvelles conditions, il faudra modifier le réglage de la source de courant de soudage de façon à obtenir une nouvelle caractéristique externe statique  $S_2$  qui correspondra, en général, à une tension à vide plus élevée. On peut dire que par tout point du plan passe une caractéristique  $U = f(I)$  représentant les états de fonctionnement stable à vitesse constante.

Nous pouvons mettre en évidence la nécessité de trouver une valeur de tension à vide  $U_{oc}$  adéquate pour souder de façon correcte avec une vitesse-fil imposée. Nous avons pu constater précédemment qu'avec une vitesse-fil de 3 m/min,  $U_{oc} = 22$  V permet un régime stable. Si on conserve la même tension à vide avec une vitesse-fil de 4.2 m/min, la figure 4.13(a) montre que l'énergie de l'arc est insuffisante. En effet la vitesse de dévidage est plus grande que la vitesse de fusion donc l'électrode finit par s'écraser sur la pièce. Pour se retrouver à l'équilibre, nous augmentons alors  $U_{oc}$  de 22 V à 24 V et nous retrouvons sur la figure 4.13(b), un fonctionnement stable de soudage *short-arc*. On peut vérifier en comparant les figures 4.10 et 4.13(b) qu'augmenter  $S$  conduit à une augmentation de  $I$  comme l'annonçait la figure 4.12(a). En outre nous constatons que le volume moyen des gouttes est augmenté puisqu'il passe de  $0.957$  mm<sup>3</sup> à  $1.818$  mm<sup>3</sup>.

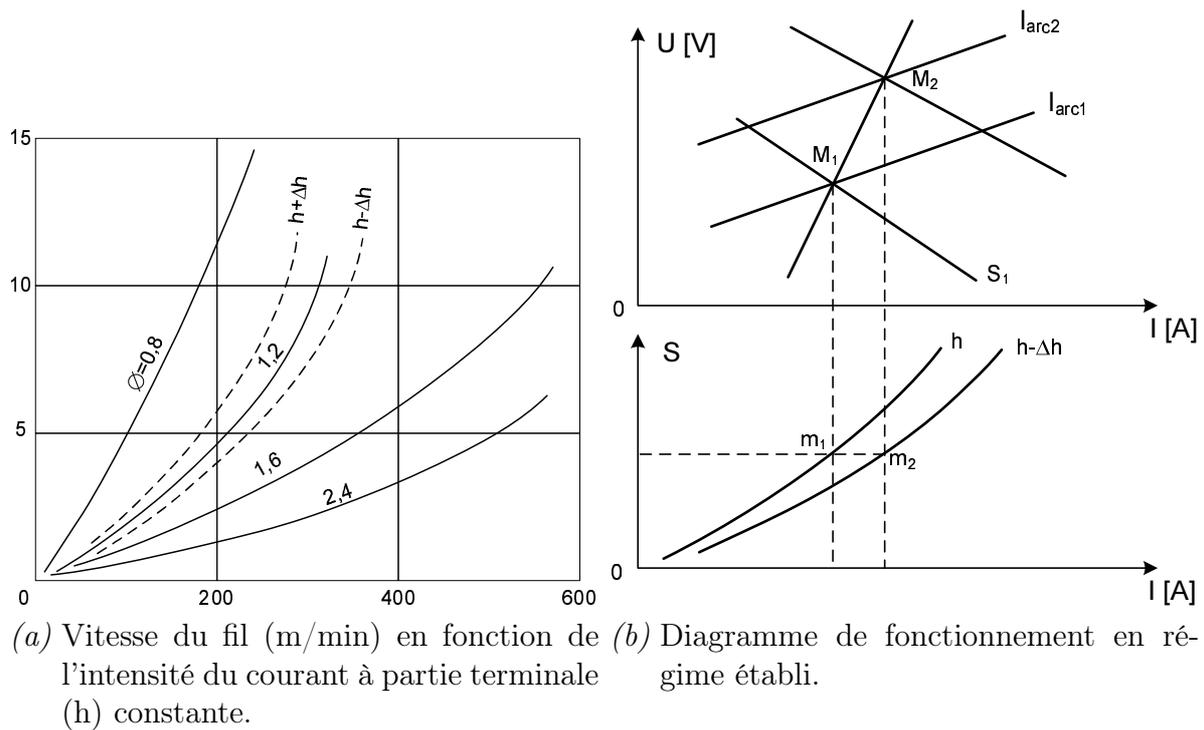


FIG. 4.12 – Influence pratique de la vitesse-fil.

### 4.2.6 Influence du modèle d'oscillation du bain

Nous avons exposé dans la section 4.2.4 l'importance des oscillations du bain sur la stabilité du procédé MIG-MAG en mode *short-arc*. Nous avons intégré à notre simulateur cette information et nous avons cherché à dégager des pistes sur le comportement de l'ensemble simulé avec une distance tube-contact à pièce variant avec une sinusoïde d'amplitude  $A$  et de pulsation  $\omega$ .

Nous avons testé plusieurs pulsations et pour chacune nous avons fait varier l'amplitude. Il a été possible pour chaque pulsation de mettre en évidence trois comportements. Ces trois comportements apparaissent successivement au long de l'élévation du niveau d'agitation du bain à fréquence fixée. Lors du premier comportement, le volume goutte maximal augmente au cours d'un transitoire avant de se stabiliser comme on peut l'observer en figure 4.14. Lors du deuxième comportement, des petites gouttes apparaissent suite à des contacts plus rapides. Ils se traduisent par des volumes gouttes maximaux, des tensions d'arc au réallumage et des courants de fin de court-circuit moindres comme en figure 4.15. Lors du troisième comportement, il y a apparition de petites gouttes puis le volume goutte maximal diminue progressivement jusqu'à se stabiliser, il en va de même pour l'intensité de soudage et la tension d'arc au réallumage comme en figure 4.16.

Les histogrammes de répartition des temps d'arc pour ces trois comportements traduisent bien l'interprétation que nous en donnons. En effet on peut constater avec la figure 4.17 qu'il y a quelques individus pour des valeurs de temps d'arc inférieures à 0.032 s et la quasi-

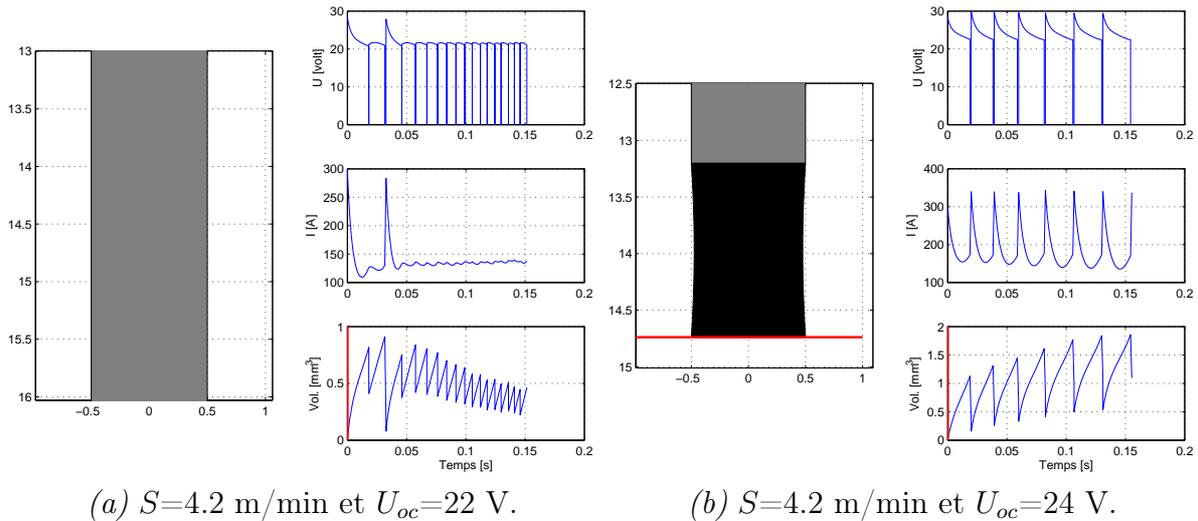


FIG. 4.13 – Interaction simulée entre vitesse-fil et tension en circuit-ouvert.

totalité de la population alignée sur 0.032 s. Cela traduit cette augmentation progressive du temps d'arc pendant le régime transitoire avant une stabilisation. La figure 4.18 présente deux populations très distinctes l'une autour de 0.025 s et l'autre autour de 0.045 s. La première correspond aux petites gouttes et l'autre aux grosses gouttes. La figure 4.19 nous montre trois populations : l'une autour de 0.04 s, l'autre autour de 0.055 s et la dernière autour de 0.07 s. La première correspond au régime stabilisé avec de très petites gouttes, la deuxième aux petites gouttes du début et la troisième aux grosses gouttes du début. Dans la tranche d'amplitude de chacun de ces trois comportements on peut suivre une évolution le long de l'augmentation de l'amplitude donnée au mouvement du bain. En effet au cours du comportement 1, la durée du transitoire diminue et le volume goutte maximal diminue. Au cours du comportement 2, le taux de petites gouttes augmente. Au cours du comportement 3, le volume goutte maximal en stade stabilisé diminue. Cette progression peut s'interpréter par un bain qui vient de plus en plus tôt au contact de la goutte en croissance au bout de l'électrode.

Si on compare ces trois comportements à l'expérience, il apparaît que le comportement 1 est celui qui génère en simulation des signaux électriques et une géométrie de la goutte les plus proches de ceux qu'on peut mesurer. Il convient donc de se placer à chaque fréquence dans cette classe d'oscillations. Cependant les histogrammes de temps d'arc et de temps goutte ne sont pas complètement cohérents avec l'expérience. Expérimentalement les histogrammes se présentent plus sous la forme de distributions gaussiennes. Afin de rendre compte de la variabilité des oscillations subies par la hauteur du bain, nous avons décidé de lui ajouter un bruit en simulation. Ce dernier est un bruit filtré par un filtre passe-bas du premier ordre. Il faut régler l'amplitude du bruit ( $A_b$ ) en entrée et la fréquence de coupure ( $\omega_b$ ) du filtre. Les effets d'un tel bruit avec  $A_b = 0.5$  mm et  $\omega_b = 25$  Hz sont montrés sur la figure 4.20. On voit sur la distance tube-contact à pièce une variabilité apparaître sur la sinusoïde, cette

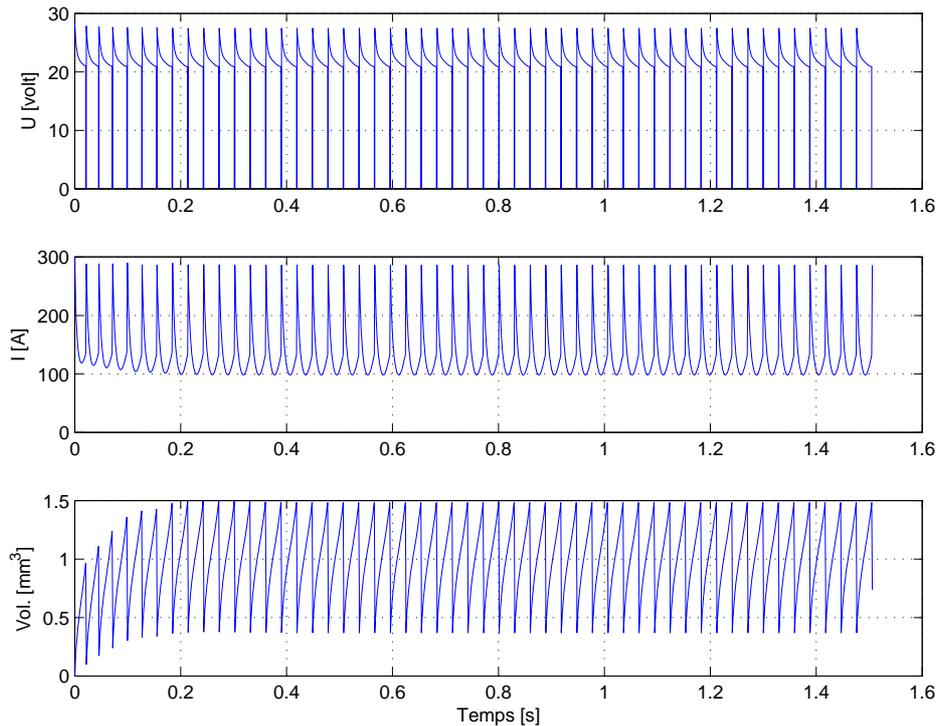


FIG. 4.14 – Simulation avec oscillation du bain telle que  $A = 0.5$  mm et  $\omega = 25$  Hz.

variabilité induit une variation sur le volume goutte puisque la courbe n'est plus constituée d'un transitoire suivi d'un régime stabilisé.

Nous avons fait varier  $A_b$  et avons pu constater que pour  $A_b < A$  l'impact est nul sur la distribution de  $T_{arc}$ . Nous avons également trouvé qu'augmenter  $\omega_b$  augmente la densité des autres pics. En effet pour une oscillation de bain telle que  $A = 0.5$  mm et  $\omega = 25$  Hz, appliquer un bruit tel que  $A_b = 0.5$  mm et  $\omega_b = 75$  Hz permet de faire apparaître des pics autres que 0.032 s en figure 4.21(a). Lorsque l'on passe à une fréquence de coupure de 120 Hz sur le filtre passe-bas, on obtient une répartition plus homogène des densités d'existence des différentes valeurs de  $T_{arc}$  en figure 4.21(b).

### 4.2.7 Simulation d'un défaut

Nous nous intéressons dans ce paragraphe à la possibilité de simuler le comportement du modèle face à un défaut. Nous attendons du simulateur qu'il rende compte d'un comportement conforme aux attentes et à la connaissance pratique du soudage. Nous avons implanté dans notre interface graphique la possibilité de simuler un défaut de planéité. Un tel défaut peut résulter d'un choc durant le transport d'une pièce ou encore d'un mauvais bridage de cette pièce. Le principe de ce défaut est représenté en figure 4.22.

On peut le traduire par une brusque variation de la distance électrode-pièce. On s'attend logiquement à ce que trois séquences se succèdent sur l'oscillogramme de paramètres tels que la tension, le courant ou le volume de la goutte. Il y aurait tout d'abord un comportement

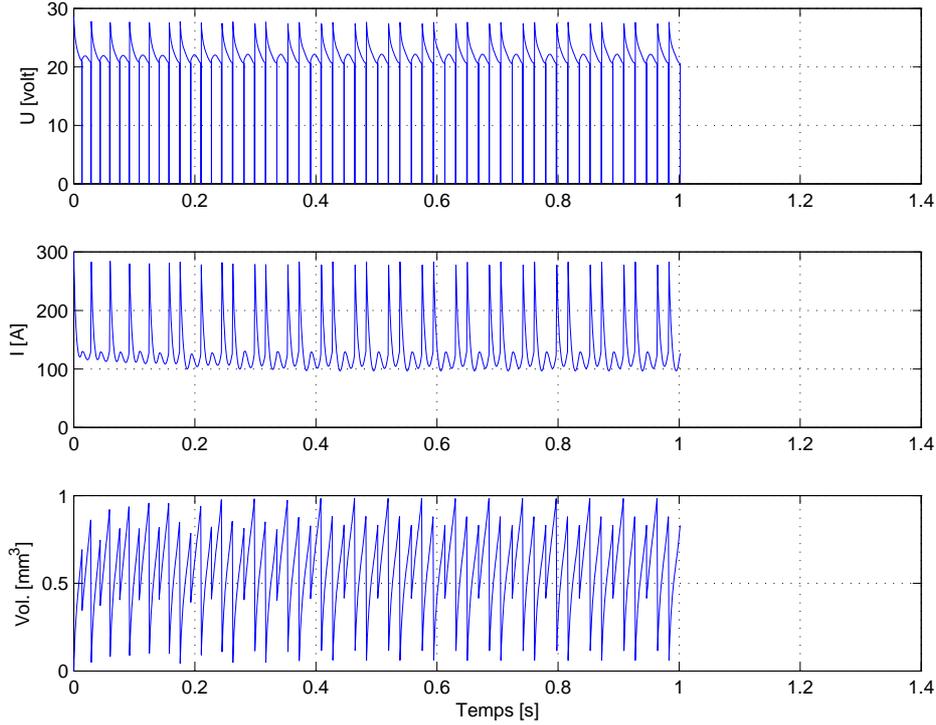


FIG. 4.15 – Simulation avec oscillation du bain telle que  $A = 1.2$  mm et  $\omega = 25$  Hz.

stable à la distance électrode-pièce d'origine, puis un comportement transitoire consécutif à l'échelon sur cette variable avant de finalement retourner à l'équilibre avec un comportement stable à la deuxième distance électrode-pièce.

Si on suppose une situation identique à celle représentée en figure 4.22, le transitoire devrait consister pour la tension en une augmentation, pour le courant en une diminution et pour le volume goutte en une augmentation. En effet, nous aurons une hauteur d'arc plus élevée et un temps d'arc plus long avant que le système ne se trouve à nouveau à l'équilibre. Pour vérifier ces assertions, il nous faut mettre au point un indicateur. Nous avons choisi d'utiliser une analyse par moyenne glissante. Soit  $N$  le nombre d'échantillons du signal (courant ou tension). La moyenne est estimée de la façon suivante :

$$m(n) = \frac{1}{L} \sum_{k=-L/2+1}^{L/2} x(n+k) \quad (4.25)$$

où  $L$  (nombre pair) est la largeur de la section du signal dans laquelle la moyenne est estimée. Dans cette section, la moyenne est donc supposée constante ou varie peu (pas de défaut). Si  $L$  est élevé, alors la moyenne peut être estimée précisément, mais l'estimateur résultant n'a pas une grande capacité de poursuite (changement brusque de moyenne). A l'inverse, si  $L$  est faible, le bruit n'est pas bien filtré.

L'équation (4.25) peut être interprétée par une opération de filtrage avec un fenêtrage rectan-

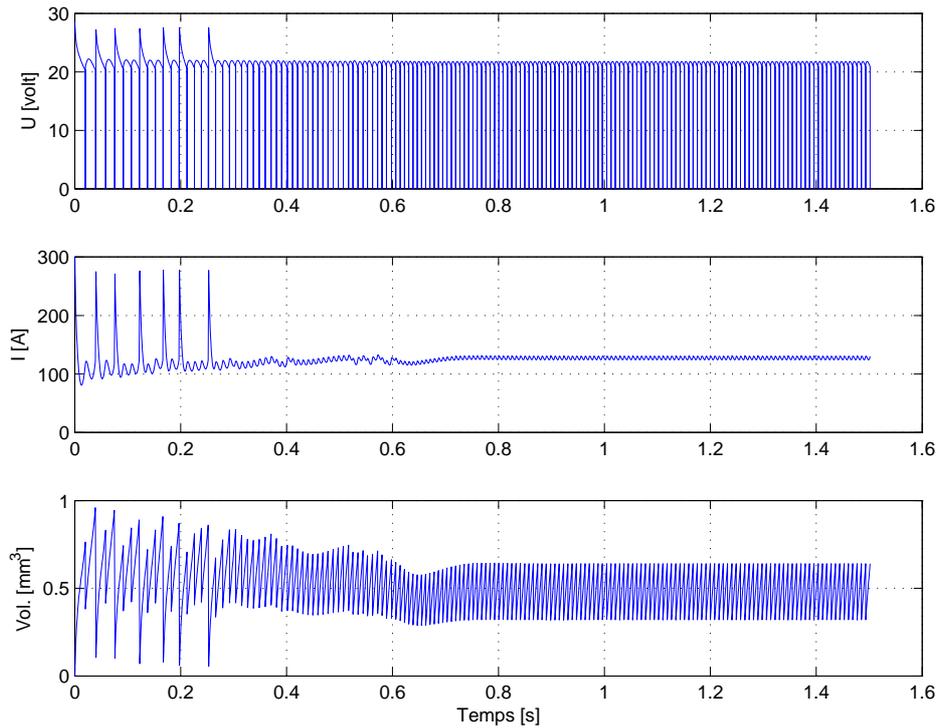


FIG. 4.16 – Simulation avec oscillation du bain telle que  $A = 1.65$  mm et  $\omega = 25$  Hz.

gulaire. De façon générale, cette équation peut être écrite de la façon suivante :

$$m(n) = \sum_{k=-L/2+1}^{L/2} w(k)x(n+k) \quad (4.26)$$

où  $w(k)$  est une fenêtre de pondération quelconque. Pour une fenêtre rectangulaire :

$$w(k) = \begin{cases} \frac{1}{L} & \text{si } |k| < \frac{L}{2}, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (4.27)$$

Il existe plusieurs type de fenêtres (Hamming, Kaiser, ...) [71]. Ici, on considérera uniquement la fenêtre rectangulaire.

Nous présentons en figure 4.23, les résultats d'une simulation avec un bain oscillant tel que  $A = 0.8$  mm et  $\omega = 25$  Hz où un défaut d'amplitude  $\Delta h = 0.8$  mm survient à l'instant  $t_1 = 0.7$  s. Nous pouvons constater que les résultats attendus sont bien présents. Nous pouvons nettement identifier deux états stables séparés par un régime transitoire. En outre les tendances sont conformes à ce que nous attendions : en moyenne glissante la tension d'arc et le volume goutte augmentent pendant que le courant diminue entre le comportement 1 et le comportement 2.

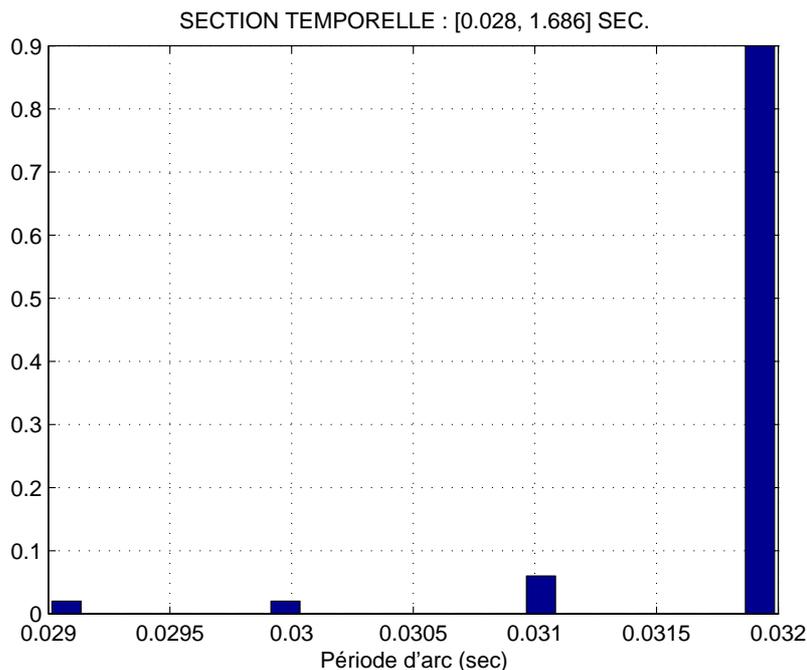


FIG. 4.17 – Histogrammes de temps d'arc avec  $A = 0.5$  mm et  $\omega = 25$  Hz.

### 4.3 Suivi de contours sur les vidéos rapides

Dans le but de fournir un outil de métrologie vidéo au CTAS nous avons développé un capteur logiciel à même de suivre des variables intéressantes pour le transfert de métal. Comme nous l'avons indiqué dans le chapitre précédent, la méthode des contours actifs nous est apparue pertinente puisqu'elle permet d'accéder aux coordonnées des points de la frontière de l'objet à détecter. Ces données pourront être utilisées pour reconstruire les variables dont nous souhaitons assurer le suivi. Nous rappelons ici le principe des contours actifs avant de présenter l'implantation qui en a été réalisée en temps d'arc puis en temps de court-circuit.

#### 4.3.1 Principe

Dans sa forme continue, le contour actif est décrit par une courbe paramétrique  $v(s)=[x(s), y(s)]^t$  avec  $s \in [0, 1]$  et  $v(0) = v(1)$  pour un contour fermé. Son énergie totale peut être écrite :

$$E_{snake} = \int_0^1 \left[ E_{int}(v(s)) + E_{im}(v(s)) + E_{ext}(v(s)) \right] ds \quad (4.28)$$

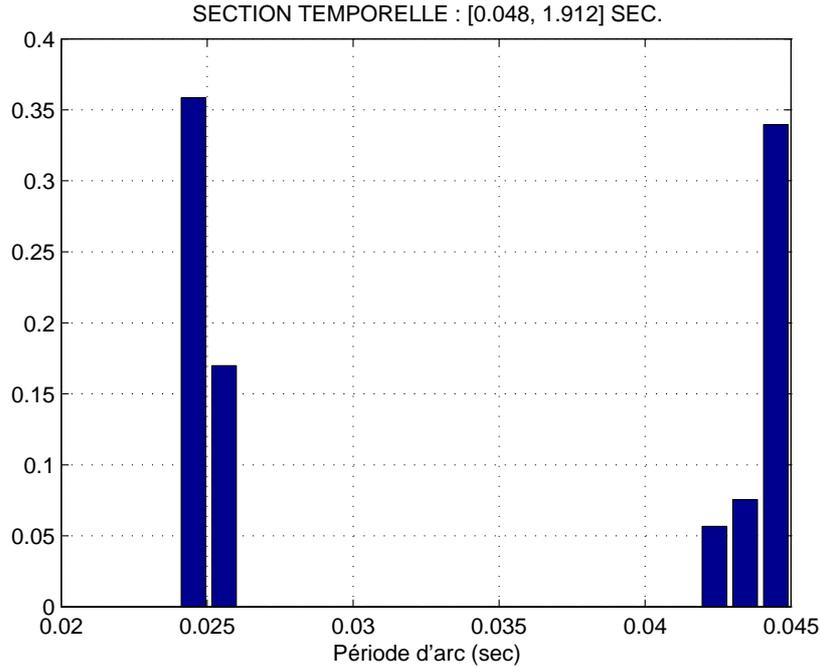


FIG. 4.18 – Histogrammes de temps d'arc avec  $A = 1.2$  mm et  $\omega = 25$  Hz.

où  $E_{int}$ ,  $E_{im}$  et  $E_{ext}$  représentent les énergies interne, d'image et externes respectivement. L'énergie interne dépend uniquement de la forme du contour. Elle est donnée par :

$$E_{int}(v(s)) = \alpha E_{cont}(v(s)) + \beta E_{curv}(v(s)) = \alpha \left( \frac{dv}{ds} \right)^2 + \beta \left( \frac{d^2v}{d^2s} \right)^2 \quad (4.29)$$

Le terme du premier ordre contrôle la continuité et celui du second la courbure.

L'énergie potentielle relative à l'image peut s'écrire :

$$E_{im}(v(s)) = -\lambda(s) |\nabla I(v(s))|^2 \quad (4.30)$$

Cette énergie qualifie les éléments vers lesquels nous souhaitons attirer le contour sur l'image. Dans le domaine de la segmentation cela correspond aux lignes de haut gradient.

L'énergie externe est définie en adéquation avec les spécificités du problème. Par exemple nous pouvons imposer une distance minimale entre deux points consécutifs.

Sans énergie externe et quand on recherche les lignes de haut gradient l'énergie du contour devient :

$$E_{snake}(v(s)) = \alpha E_{cont}(v(s)) + \beta E_{curv}(v(s)) + \sigma E_{im}(v(s)) \quad (4.31)$$

Le triplet  $(\alpha, \beta, \sigma)$  permet de pondérer les différentes énergies. Dans le domaine continu,

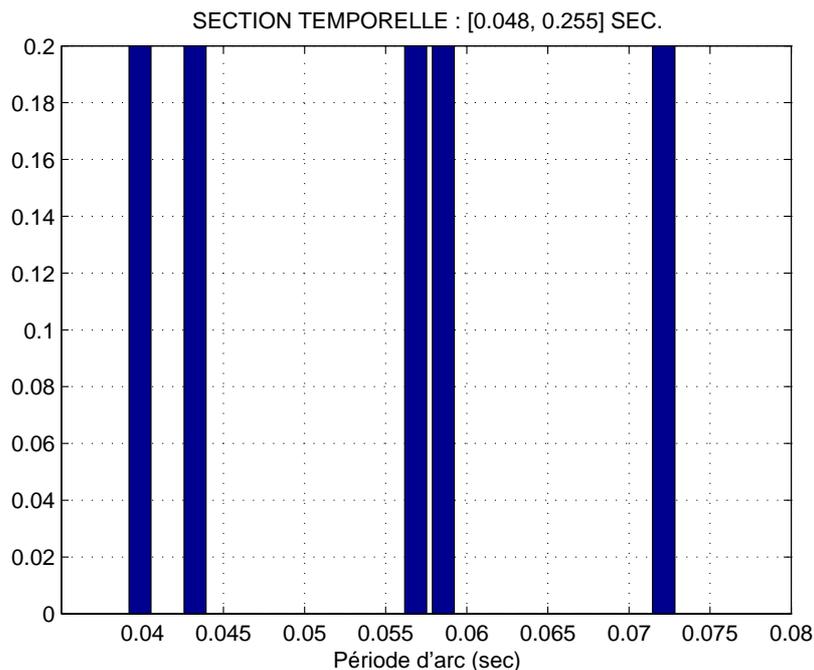


FIG. 4.19 – Histogrammes de temps d'arc avec  $A = 1.65$  mm et  $\omega = 25$  Hz.

l'énergie du contour  $C$  peut être exprimée par :

$$E_{snake} = \int_C \left[ -\sigma(s) |\nabla I(v(s))|^2 + \alpha \left( \frac{dv}{ds} \right)^2 + \beta \left( \frac{d^2v}{d^2s} \right)^2 \right] ds \quad (4.32)$$

Dans une approche discrète, le contour est une liste de points  $M_i$ ,  $i \in [1, n]$ . L'énergie du contour actif est assimilé à la somme des énergies associées aux  $n$  points le définissant :

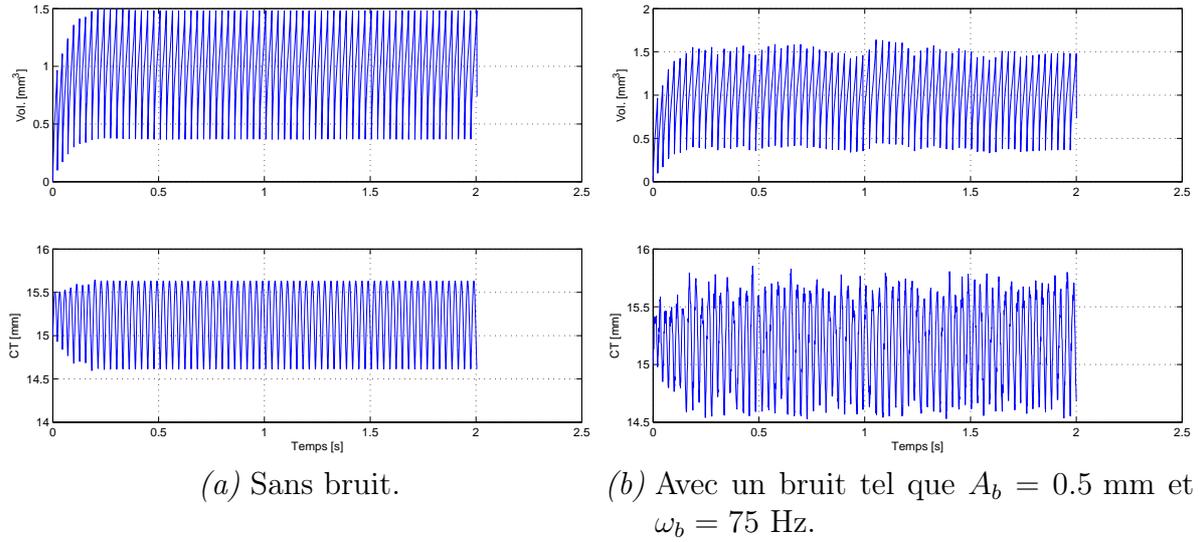
$$E_{snake} = \sum_{i=1}^n \left[ \alpha E_{cont}(M_i) + \beta E_{curv}(M_i) + \sigma E_{im}(M_i) \right] \quad (4.33)$$

### 4.3.2 Suivi en période d'arc

Afin de minimiser  $E_{snake}$ , nous devons déterminer la liste des  $n$  points constituant  $C$ . Pour y parvenir nous avons choisi d'implanter l'algorithme *greedy* [60, 72, 73].

Dans cette approche les dérivées présentes dans l'équation (4.32) doivent être approchées par les différences finies. Si  $v_i = [x_i, y_i]^t$  est un point du contour, nous écrivons :

$$\left| \frac{dv_i}{ds} \right|^2 \approx |v_i - v_{i-1}|^2 = (x_i - x_{i-1})^2 + (y_i - y_{i-1})^2 \quad (4.34)$$

FIG. 4.20 – Simulations avec oscillation du bain telle que  $A = 0.5$  mm et  $\omega = 25$  Hz.

et

$$\left| \frac{d^2 v_i}{ds^2} \right|^2 \approx |v_{i-1} - 2v_i + v_{i+1}|^2 = (x_{i-1} - 2x_i + x_{i+1})^2 + (y_{i-1} - 2y_i + y_{i+1})^2 \quad (4.35)$$

Le troisième terme de l'équation (4.31) ( $E_{im}$ ) est la force d'image qui est l'amplitude du gradient en chaque point de l'image, le niveau de gris étant codé comme un entier sur huit bits.

L'algorithme *greedy* est itératif. A chaque itération, un voisinage de chaque point est scruté et le point du voisinage donnant la plus petite valeur pour l'énergie est choisi comme nouvelle position du point. On a pu voir que cette méthode fonctionnait avec succès durant la période d'arc à la fin du chapitre 3.

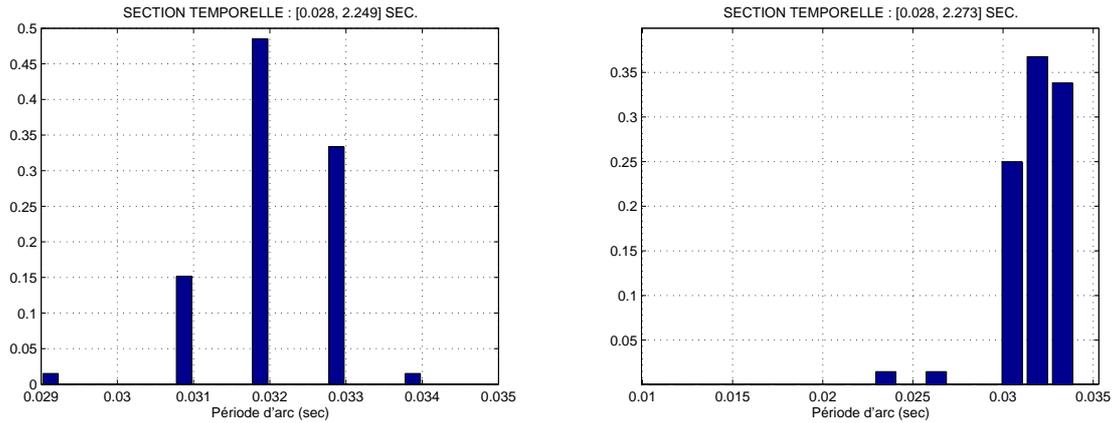
### 4.3.3 Suivi en période de court-circuit

L'approche présentée pour le temps d'arc ne peut pas fonctionner correctement en temps de court-circuit.

En effet, comme le montre la figure 4.24, il n'y a pas de ligne de fort gradient entre le pont de métal fondu et le bain de soudure. Subséquemment certains points du *snake* peuvent pénétrer dans le pont ou se perdre dans le bain de soudure. Une solution est de forcer ces points sur une frontière estimée.

A cet effet nous définissons trois zones d'intérêt : deux pour le bain (2 et 3) et une pour le pont (1). La chaîne d'idée est :

1. suivre la surface du bain et l'approcher par un polynôme,
2. projeter les points du pont initial sur la courbe polynomiale si  $y_i \geq y_{bain}(x_i) + \epsilon$  où  $y_{bain}(x)$  est l'équation de la surface du bain et  $\epsilon$  est une marge de sécurité ( $\epsilon = 2$  pixels),



(a) Avec un bruit tel que  $A_b = 0.5$  mm et  $\omega_b = 75$  Hz. (b) Avec un bruit tel que  $A_b = 0.5$  mm et  $\omega_b = 120$  Hz.

FIG. 4.21 – Histogrammes des temps caractéristiques pour des simulations avec oscillation du bain telle que  $A = 0.5$  mm et  $\omega = 25$  Hz.

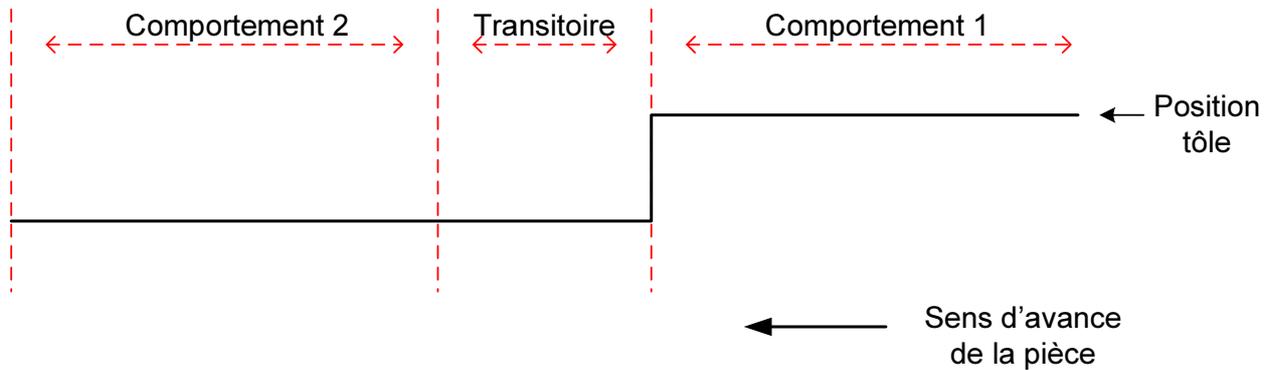


FIG. 4.22 – Principe du défaut de planéité.

3. lancer l'algorithme *greedy* sur le pont avec les points projetés forcés dans un tube autour de la surface estimée du bain.

On peut voir sur la figure 4.25 pour laquelle les réglages des coefficients  $(\alpha, \beta, \gamma)$  étaient  $(0.25, 0.6, 0.5)$  que cette méthode permet un bon suivi de la frontière du pont de métal fondu.

#### 4.3.4 Exemples

La difficulté essentielle rencontrée dans l'extraction de données à partir des vidéos de soudage que nous avons réalisées au CTAS est le manque de contraste. Une deuxième difficulté se présente durant le temps de court-circuit puisque l'hypothèse selon laquelle la finesse de l'échantillonnage vidéo, permis par la fréquence d'acquisition élevée de la caméra, est grande devant la dynamique des phénomènes mis en jeu n'est plus aussi évidente qu'en temps d'arc. En effet le temps de court-circuit présente deux temps : un temps lent puis un temps rapide.

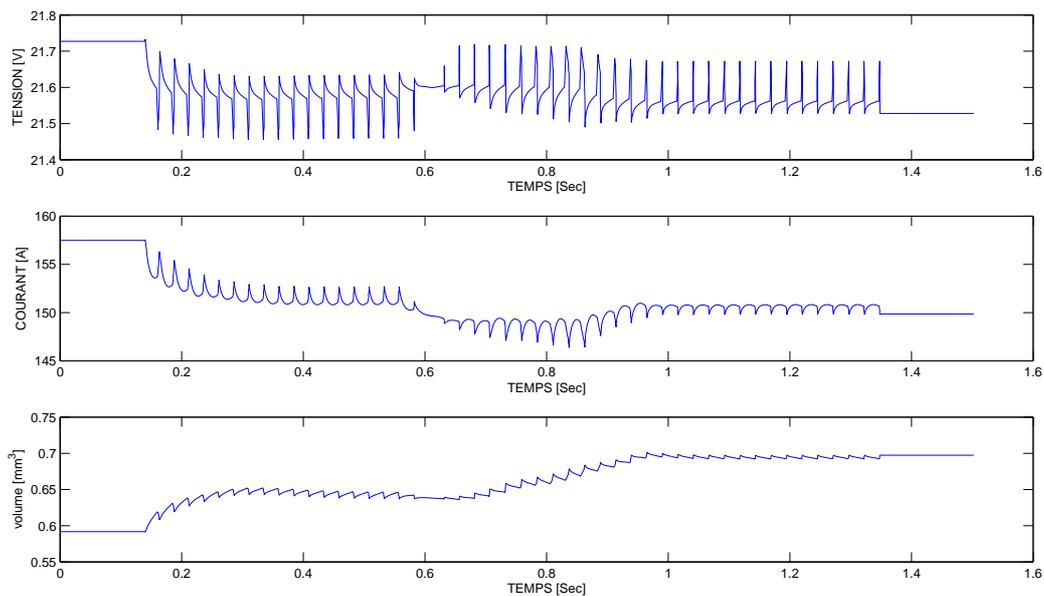


FIG. 4.23 – Oscillogrammes des valeurs filtrées de la tension, du courant et du volume goutte face à un défaut de planéité.

La soudaine accélération du pincement du pont de métal liquide correspond à un seuil au-delà duquel l'effet *pinch* prend le dessus sur la coalescence. On pouvait craindre que cette grande vitesse de modification de la morphologie du pont de métal liquide n'empêche le suivi de la frontière de ce pont par notre algorithme de contours actifs. En effet nous n'étions plus certains qu'entre deux images successives l'écart ne soit trop grand, de telle sorte que nous ne vérifierions alors pas l'hypothèse de l'initialisation à proximité de l'élément à détecter.

Les figures 4.26 et 4.27 montrent que notre approche fonctionne et ce pour des cordons de soudure réalisées avec des conditions électriques différentes puisque nous avons fait varier la tension en circuit ouvert. Par conséquent le suivi de variables par reconstruction à partir des coordonnées des points du contour est possible. Ceci va notamment nous servir à qualifier dans la suite l'influence de la tension  $U_{oc}$  sur le volume de la goutte.

Pour la figure 4.26, les réglages des coefficients  $(\alpha, \beta, \gamma)$  étaient  $(0.25, 0.6, 0.9)$  en temps d'arc et  $(0.25, 0.6, 0.5)$  en temps de court-circuit. Nous avons diminué l'influence du terme d'image en temps de court-circuit car il n'y a plus d'arc donc les gradients au niveau de la frontière sont plus élevés qu'en temps d'arc. Pour la figure 4.27, les réglages des coefficients étaient  $(0.25, 0.4, 0.8)$  en temps d'arc et  $(0.25, 0.4, 0.5)$  en temps de court-circuit. Nous avons diminué la valeur du terme concernant la courbure car la forme des gouttes étaient plus allongées sur la séquence d'images avec  $U_{oc} = 22$  V.

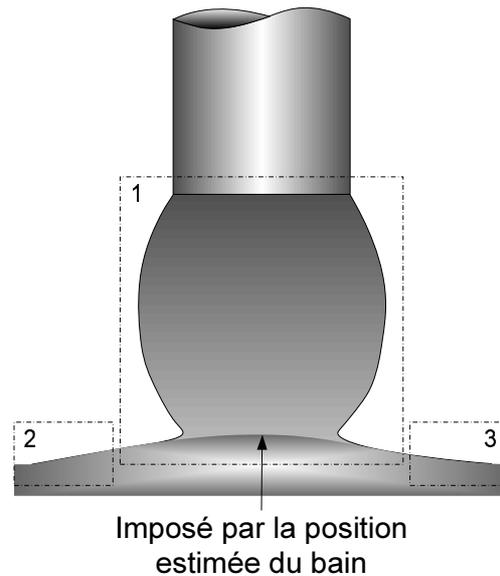


FIG. 4.24 – Principe du contour actif en période de court-circuit.

## 4.4 Identification du procédé industriel

### 4.4.1 Etude expérimentale

Un grand nombre de paramètres sont nécessaires pour caractériser une opération de soudure : type de pièces, type de générateur, type de gaz, type de fils, position et vitesse de soudage, réglage électriques, etc. L'ensemble de ces paramètres définissent les conditions de soudage. Lors de l'opération de soudage proprement dite, il est classique de mesurer certains paramètres caractéristiques susceptibles de traduire un dysfonctionnement et en particulier l'intensité et la tension qui peuvent indiquer un mauvais choix de paramètres, la pression du gaz de protection (le débit) et la vitesse d'amenée du fil qui peut mettre en évidence un problème dans la cinématique de dévidage.

Aujourd'hui, ces grandeurs peuvent être enregistrées à des fréquences élevées (de l'ordre du kHz) ce qui doit permettre de réaliser des diagnostics plus fins. Un précédent contrat [74, 75] avait pour objectif de détecter d'éventuels défauts des soudures à partir des enregistrements de tension, d'intensité, de vitesse fil et de pression de gaz. Le but est de pouvoir installer un système électronique (informatique) directement sur des chaînes de production (robots de soudage) afin de faire le tri automatiquement et en temps réel entre pièces conformes et pièces défectueuses. Un deuxième niveau de diagnostic serait de classifier les défauts détectés en fonction de la cause de leur apparition, afin d'aider l'opérateur à remédier à un possible dysfonctionnement. Les résultats de cette étude ont permis de mettre au point un algorithme de détection des défauts de soudage à partir des signaux de tension et d'intensité fournis par le générateur de soudage. Les tests effectués ont été tout à fait concluants quant aux capacités de détection et à la robustesse de la méthode dès lors que les paramètres

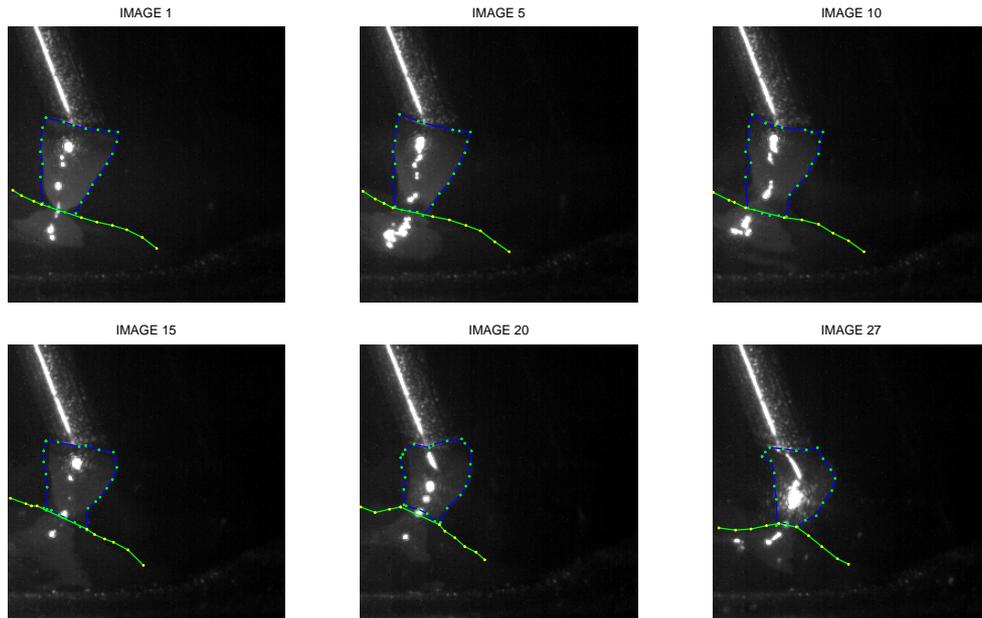


FIG. 4.25 – *Snake* convergeant sur une série d’images expérimentales en période de court-circuit.

de réglage de l’algorithme étaient choisis de façon adéquate. En outre, tout un ensemble d’outils (méthodes) permettant d’analyser des signaux de soudage a également été mis au point. L’ensemble de ces méthodes (détection et analyse) est intégré dans le logiciel **Welding Inspector** qui a été développé pour ce contrat.

Parmi les grandeurs calculées, mentionnons les temps d’arc ( $T_{arc}$ ) et de court-circuit ( $T_{cc}$ ) qui s’avèrent contenir de l’information pertinente même dans le cadre de cordons de soudure réalisés sans défaut. Ces grandeurs peuvent être représentées sous forme d’histogrammes avec **Welding Inspector**. Cela permet d’obtenir des informations sur le comportement moyen de la grandeur évaluée et sur sa dispersion. Ce point est très important puisqu’il rend compte de la stabilité du procédé en traduisant la répétition du cycle de transfert du métal à l’identique le plus souvent possible.

Nous avons effectué des expériences à différentes vitesses-fils pour différentes longueurs d’arc ( $L_{arc}$ ). Ce paramètre est relié directement à la tension de circuit ouvert du modèle de générateur à pont de diodes que nous utilisons. Les figures 4.28 et 4.29 représentent respectivement la dépendance du temps d’arc et du temps de court-circuit à ce paramètre. Nous avons tracé à la fois les moyennes et les écarts-types. On constate que lorsque  $L_{arc}$  augmente, la moyenne de  $T_{arc}$  augmente et celle de  $T_{cc}$  diminue. On observe comme attendu une augmentation de  $U_{arc}$  et aussi de  $i_{crete}$  (courant maximal atteint avant l’explosion du pont de métal fondu).

L’explication qui peut être donnée à cette augmentation de  $T_{arc}$  est une plus grande distance séparant le bas de la goutte du bain de soudure. La goutte devant être formée pour venir au contact est alors plus grosse donc plus longue à créer. Cette interprétation est validée

par les figures 4.30 et 4.31. A tension de circuit ouvert plus élevée, les gouttes sont plus volumineuses. Quant à la diminution de  $T_{cc}$ , elle peut s'expliquer par la montée de  $i_{crite}$  et par un facteur de forme influençant les valeurs des rayons principaux  $R_1$  et  $R_2$ .

La figure 4.28 montre également une plus grande dispersion de  $T_{arc}$  avec l'augmentation du paramètre  $L_{arc}$ . Lors de son allumage l'arc exerce soudainement une pression sur le bain. Celui-ci subit alors une onde de choc. Or élever  $L_{arc}$  permet de créer un arc de plus grande énergie donc le bain supporte une surpression plus importante. L'onde de plus grande intensité qui le parcourt va donner naissance à des ondes de réflexion sur les parois entourant le bain. Par conséquent le bain est parcouru par des vagues de différentes amplitudes à différentes fréquences donc le contact peut survenir à des instants plus divers.

#### 4.4.2 Tendances majeures

Dans ce paragraphe nous voulons expliquer certains comportements du procédé industriel grâce aux équations théoriques écrites auparavant [5]. Nous avons fixé la vitesse-fil, l'atmosphère protectrice et le métal. La grandeur qui varie est la tension en circuit ouvert du générateur de soudage. Les enregistrements électriques expérimentaux montrent qu'augmenter  $U_{oc}$  a un impact important sur la durée de la période d'arc et un impact moindre sur la durée de la période de court-circuit.

Sur la figure 4.32 nous avons tracé les oscillogrammes de la tension et du courant de soudage à une vitesse-fil de 3 m/min pour  $U_{oc} = 22$  V et  $U_{oc} = 23$  V. Sur ces courtes séquences la plus petite valeur de  $U_{oc}$  autorise 9 cycles complets de transfert du métal alors que la plus élevée en autorise 6. En pratiquant une analyse sur une séquence plus grande nous avons établi des informations sur les moyennes de  $T_{arc}$  et de  $T_{cc}$  :

- avec  $U_{oc} = 22$  V,  $T_{arc moy} = 0.01375s$  et  $T_{cc moy} = 0.00281s$ ,
- avec  $U_{oc} = 23$  V,  $T_{arc moy} = 0.02175s$  et  $T_{cc moy} = 0.00306s$ .

Nous pouvons vérifier si notre simulateur rend compte de cette tendance majeure pour une application industrielle. Nous avons utilisé les mêmes paramètres et nous montrons sur la figure 4.33 les résultats de simulation pour le courant et la tension de soudure à une vitesse-fil de 3 m/min pour  $U_{oc} = 22$  V et  $U_{oc} = 23$  V. Sur ces courtes séquences la plus petite valeur de  $U_{oc}$  autorise 9 cycles complets et la plus élevées en autorise 7. Par une analyse sur une séquence plus longues nous obtenons des informations sur les moyennes de  $T_{arc}$  et  $T_{cc}$  :

- with  $U_{oc} = 22$  V,  $T_{arc moy} = 0.02218s$  and  $T_{cc moy} = 0.001s$ ,
- with  $U_{oc} = 23$  V,  $T_{arc moy} = 0.02881s$  and  $T_{cc moy} = 0.001s$ .

La moyenne de  $T_{arc}$  est aussi augmentée par un incrément sur  $U_{oc}$ . Cela signifie que notre simulateur est capable de donner une information sur la fréquence du phénomène de transfert de métal. Cela peut être d'un grand intérêt puisque c'est directement lié aux notions de stabilité et d'efficacité.

Nous pouvons observer qu'il existe un écart entre l'expérience et la simulation. Afin de

le minimiser nous avons créé une base de données de quelques variables intéressantes : le courant de soudure, la tension de soudure et le volume de métal liquide. Ces variables ont été synchronisées au moment de l'acquisition. Les expériences ont été menées sur une grille définies dans la zone *short-arc* dans le plan  $(U, I)$ .

Nous avons tracé sur la figure 4.34 la surface mesurée de la goutte durant le temps d'arc et celle du pont de métal liquide durant le temps de court-circuit avec une vitesse-fil de  $S = 3$  m/min et des tensions de circuit-ouvert pour le générateur de  $U_{oc} = 22$  V et  $U_{oc} = 23$  V respectivement. En supposant la symétrie de révolution, nous observons donc que le volume de la goutte formée à la fin de la période d'arc augmente avec la tension de circuit ouvert. Cette tendance est visible en simulation sur la figure 4.36. En effet quand  $U_{oc}$  passe de 22 V à 23 V, le volume de la goutte passe de  $0.95 \times 10^{-9} \text{ m}^3$  à  $1.45 \times 10^{-9} \text{ m}^3$ . Cela signifie que notre interprétation du phénomène observé et simulé est correcte : une plus grosse goutte doit être formée pour permettre le contact physique avec le bain de soudure quand  $U_{oc}$  augmente.

### 4.4.3 Identification

L'objectif final de notre projet est d'obtenir une modélisation du procédé industriel. Pour cela nous devons proposer en simulation une représentation correcte du comportement expérimental. Une étape d'ajustement de certains paramètres est indispensable.

Les paramètres du modèle sur lesquels il est possibles de jouer sont :

- $R_S$  et  $L_S$  = résistance et inductance du générateur,
- $\theta$  = angle d'accroche de l'arc sur la goutte,
- $C_1$  et  $C_2$  = constantes fixées pour pondérer les effets de l'effet Joule et de la chaleur de l'arc dans l'expression de la vitesse de fonte  $M_R$ .

$$M_R = C_2 I^2 l_s \rho + C_1 I$$

- $\gamma$  = coefficient de la tension de surface.

En laissant fixes les autres paramètres, nous avons fait varier  $R_s$ ,  $L_s$ ,  $C_1$ ,  $C_2$  et  $\gamma$ . Nous nous sommes intéressés à l'influence de ces paramètres sur le temps d'arc ( $T_{arc}$ ), le temps de court-circuit ( $T_{cc}$ ), le volume de la goutte avant le contact ( $V_{goutte}$ ), le volume du pont de métal liquide avant la rupture ( $V_{pont}$ ), le courant en fin de court-circuit ( $I_{crete}$ ) et la surtension en début de temps d'arc. Nous pouvons observer les résultats de ces simulations sur les figures 4.37, 4.38, 4.39, 4.40 et 4.41 respectivement.

Nous constatons une diminution de  $T_{arc}$  et de  $V_{goutte}$  avec l'augmentation de  $R_s$ . Cette augmentation revient à fournir une tension d'arc plus faible et ainsi à jouer sur la taille des gouttes créées. Les gouttes étant moins grosses, le temps de court-circuit est plus bref et le courant nécessaire pour rompre le pont de métal liquide plus faible.  $L_s$  a pour principal effet d'atténuer  $I_{crete}$  et la surtension de début d'arc.  $C_1$  et  $C_2$  interviennent dans l'expression de la vitesse de fonte, il s'agit de pondérations devant des termes positifs donc les augmenter

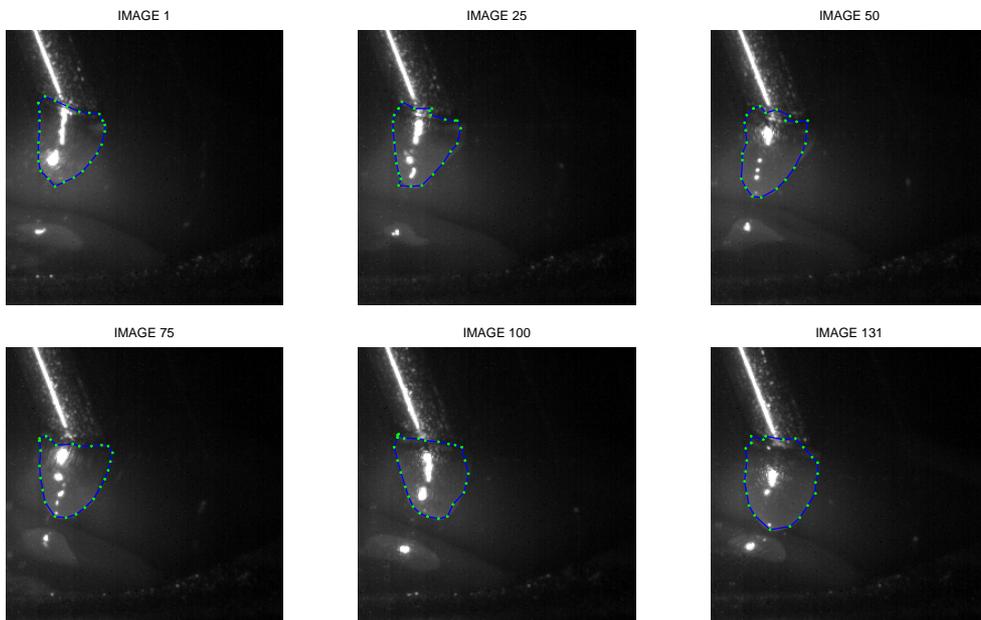
élève la vitesse de fonte. Nous obtenons des gouttes plus grosses et des temps d'arc plus importants. Il est intéressant de constater qu'à partir de  $1,5 \cdot 10^{-3}$  l'effet de  $C_2$  s'accroît nettement comme si un seuil physique avait été dépassé.  $C_2$  pourra être considéré comme un réglage grossier et  $C_1$  comme un réglage fin. Le paramètre tension de surface  $\gamma$  est à régler car les valeurs dont nous disposons proviennent de la littérature et ont été obtenues dans des conditions bien différentes des nôtres. En effet nous ne travaillons pas sous vide avec un métal pur. Nous travaillons en milieu plasmagène, avec des alliages et des plaques d'oxyde peuvent se former en surface du bain et de la goutte. Les résultats de simulation nous montrent une diminution de  $T_{cc}$  qui apparaît logique quand on utilise l'équation 4.13. Augmenter  $\gamma$  revient à élever la vitesse de vidange du pont de métal liquide. Ceci a un impact direct sur  $I_{crete}$  : comme  $L_s$  est constante et que  $T_{cc}$  diminue, le maximum de courant atteint est moins haut. Ce courant maximal gérant la surtension de début d'arc, le diminuer diminue la surtension.  $V_{goutte}$  diminue légèrement avant de se stabiliser pendant que  $V_{pont}$  présente un minimum en  $\gamma=1.25$  N/m. Cela signifie qu'en ce point on a le plus petit volume résiduel qui n'a pas été transmis au bain de soudure. Nous mettons donc en évidence les actionneurs relatifs aux grandeurs considérées :

- $R_s$ ,  $C_1$  et  $C_2$  sont à utiliser en priorité pour jouer sur  $T_{arc}$  et sur la taille des gouttes,
- $\gamma$  est le paramètre à privilégier pour jouer à la fois sur la rapidité du transfert mais aussi sur sa qualité.

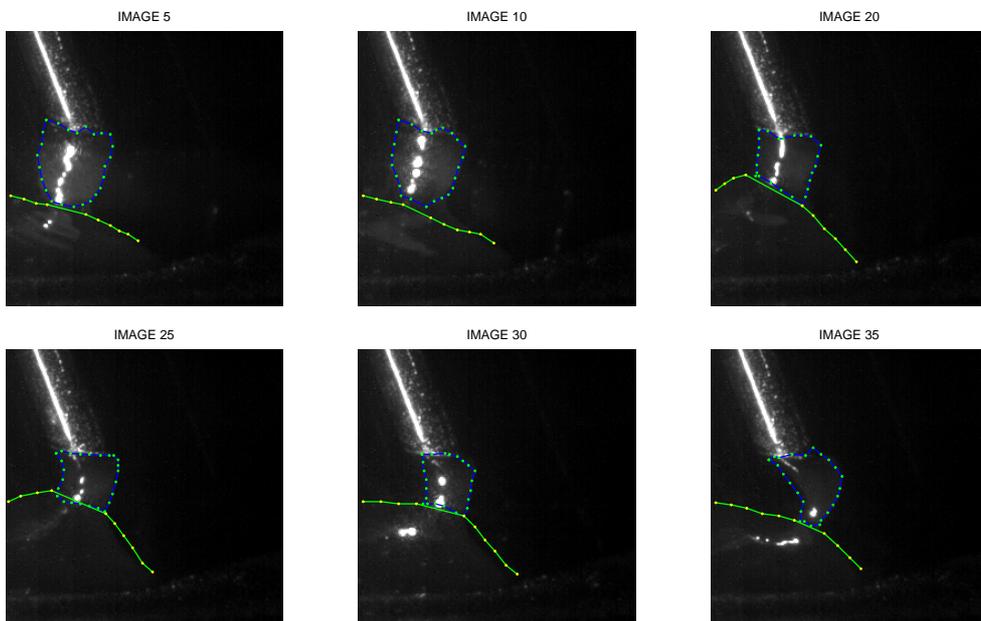
Afin d'assurer une plus grande cohérence entre l'expérience et la simulation, nous pouvons envisager d'écrire une fonction distance qu'il faudrait minimiser. En appelant  $\theta_i$  les paramètres de réglage avec trois variables d'intérêt un critère à minimiser peut être :

$$J(\theta_1, \dots, \theta_n) = \sum_{i=1}^3 \alpha_i \|X_i - f_i(\theta_1, \dots, \theta_n)\|^2 \quad (4.36)$$

où les  $X_i$  sont les variables observées, les  $f_i$  fonctions simulées et les  $\alpha_i$  sont des poids tenant compte de la confiance en la mesure  $i$ . Le développement d'une telle approche est une perspective intéressante pour aboutir à un modèle à même de représenter le plus fidèlement possible le comportement réel d'un procédé de soudage en mode *short-arc*.

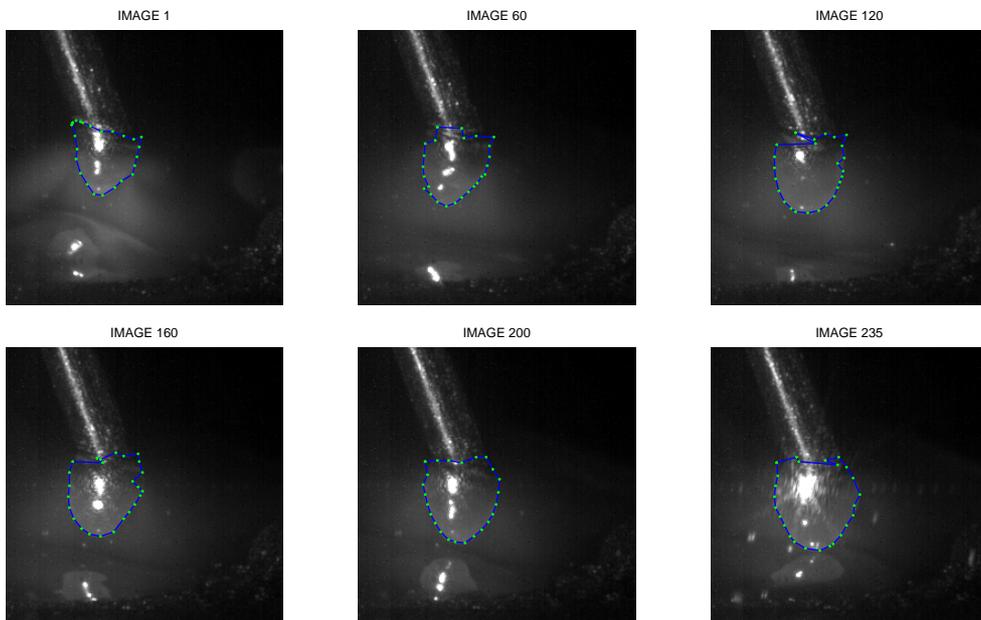


(a) En temps d'arc.

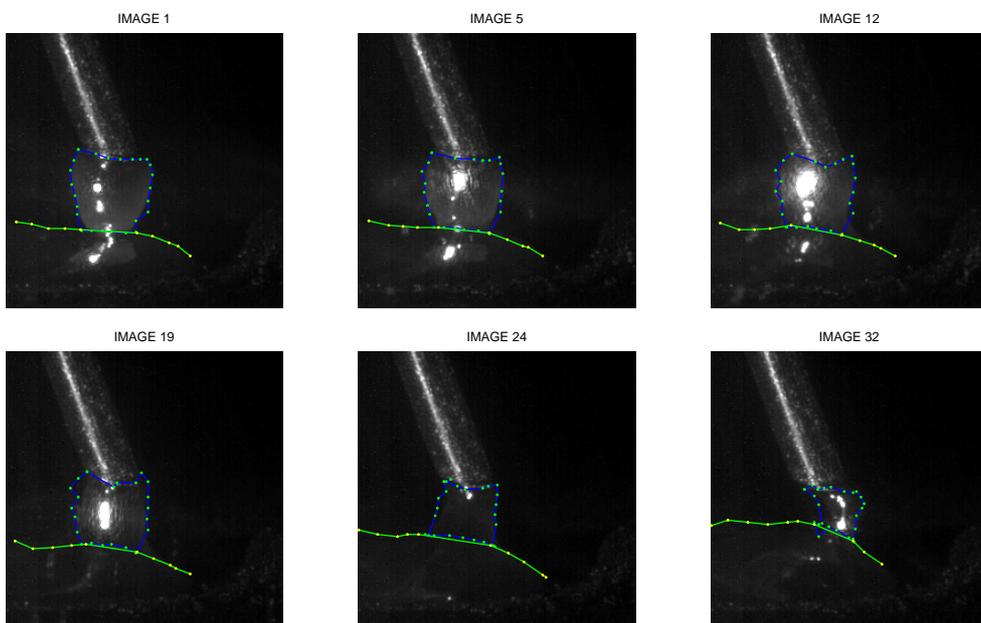


(b) En temps de court-circuit.

FIG. 4.26 – Suivi de contour par contour actif implanté via l'algorithme *greedy* pour une vidéo acquise durant une soudure avec  $S = 3$  m/min et  $U_{oc} = 22$  V.

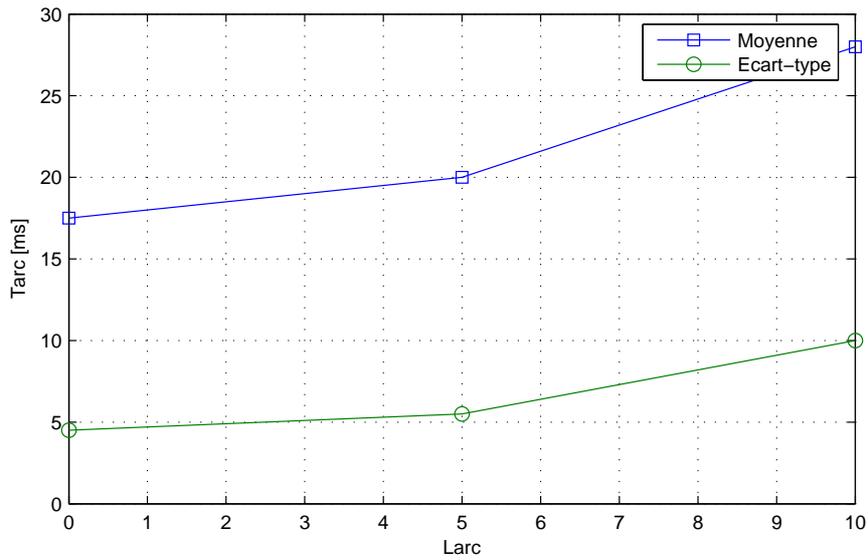
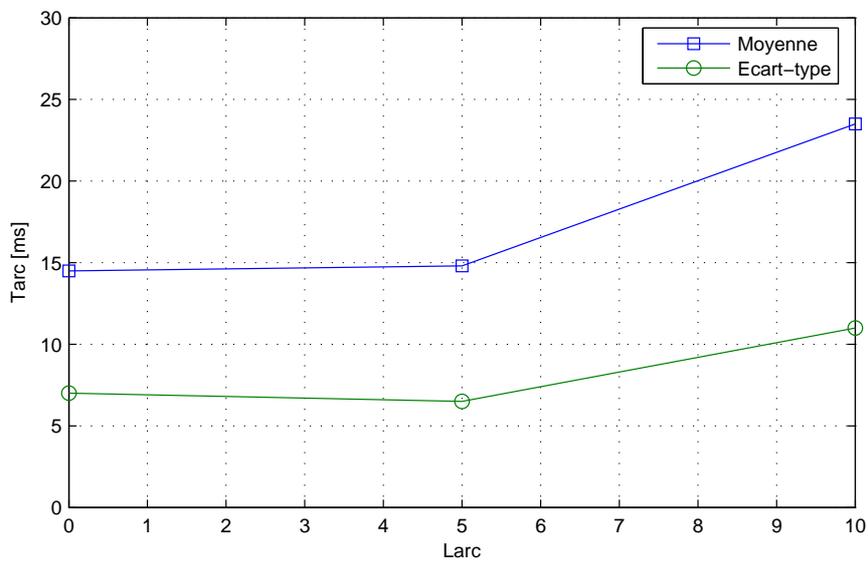
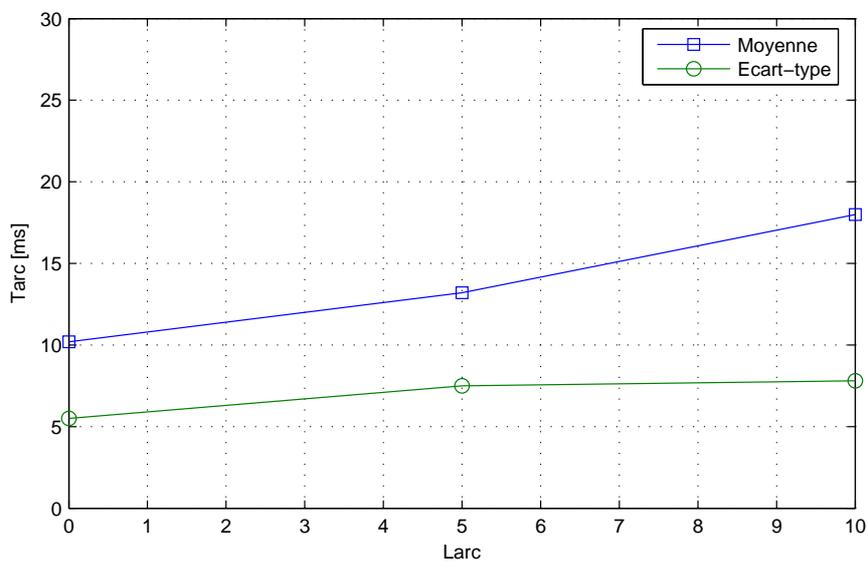


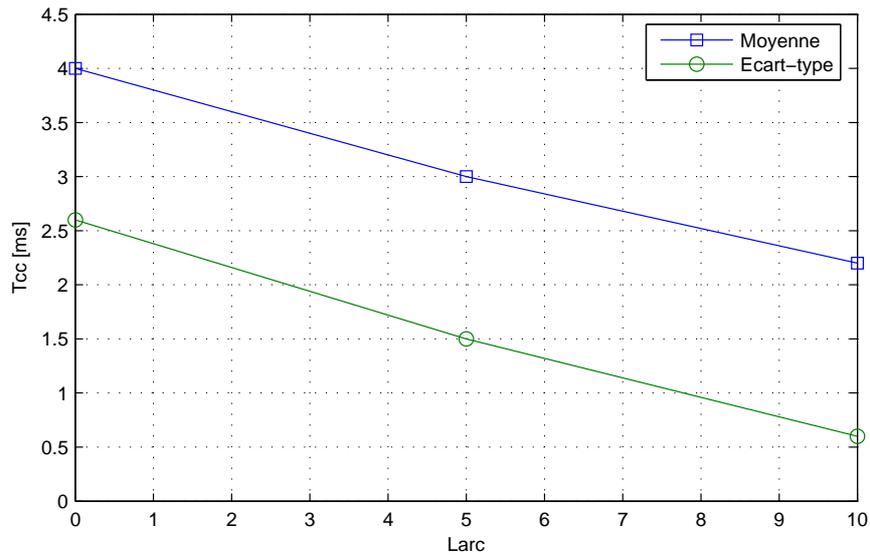
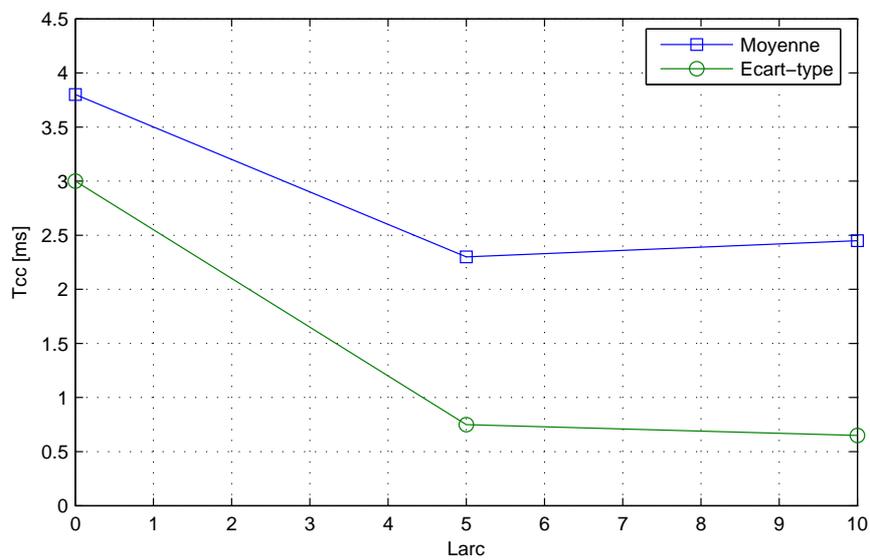
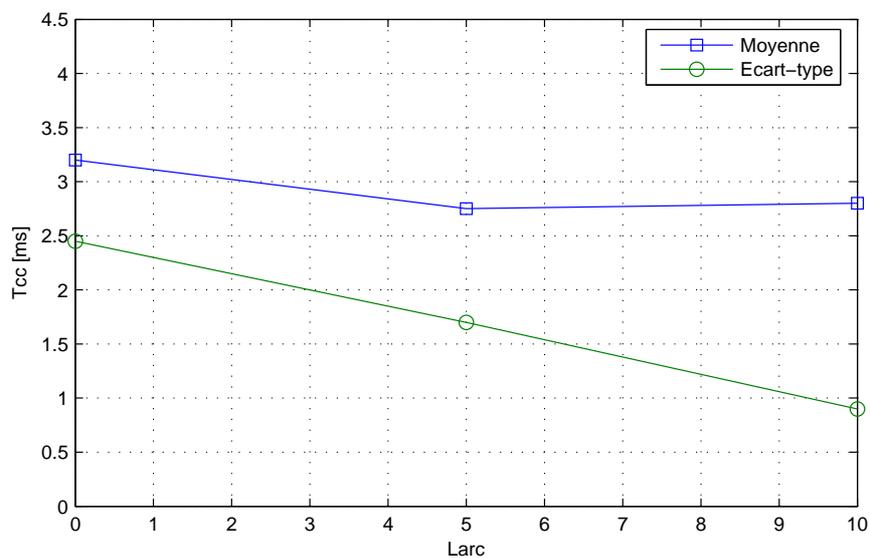
(a) En temps d'arc.



(b) En temps de court-circuit.

FIG. 4.27 – Suivi de contour par contour actif implanté via l'algorithme *greedy* pour une vidéo acquise durant une soudure avec  $S = 3$  m/min et  $U_{oc} = 23$  V.

(a)  $v_{fil} = 2 \text{ m/min.}$ (b)  $v_{fil} = 2.5 \text{ m/min.}$ (c)  $v_{fil} = 3 \text{ m/min.}$ FIG. 4.28 – Dépendance de  $T_{arc}$  au paramètre  $L_{arc}$ .

(a)  $v_{fil} = 2 \text{ m/min}$ .(b)  $v_{fil} = 2.5 \text{ m/min}$ .(c)  $v_{fil} = 3 \text{ m/min}$ .FIG. 4.29 – Dépendance de  $T_{cc}$  au paramètre  $L_{arc}$ .

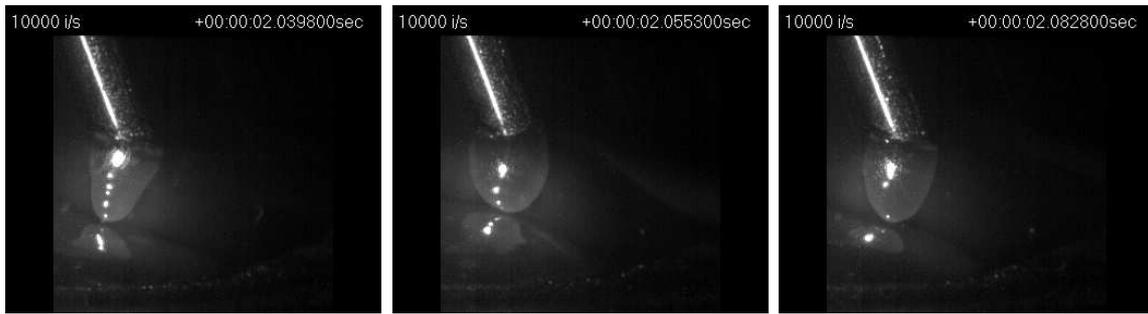


FIG. 4.30 – Images avant court-circuit avec  $S = 3$  m/min et  $U_{oc} = 22$  V.



FIG. 4.31 – Images avant court-circuit avec  $S = 3$  m/min et  $U_{oc} = 23$  V.

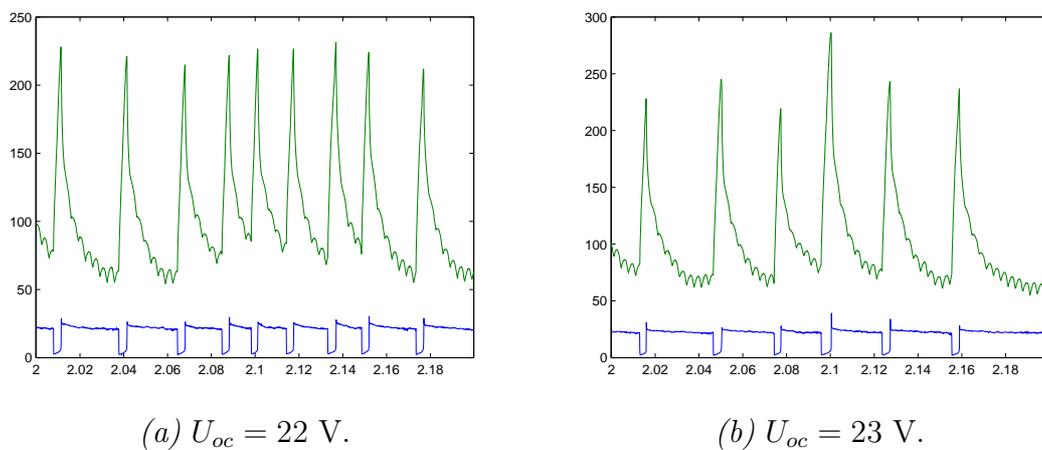


FIG. 4.32 – Oscillogrammes du courant et de la tension avec  $S = 3$  m/min.

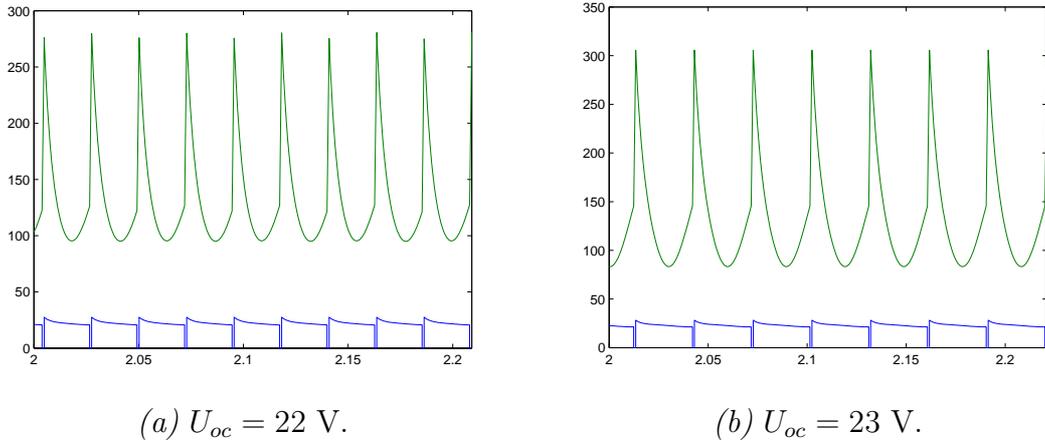


FIG. 4.33 – Courant et tension simulés avec  $S = 3 \text{ m/min}$ .

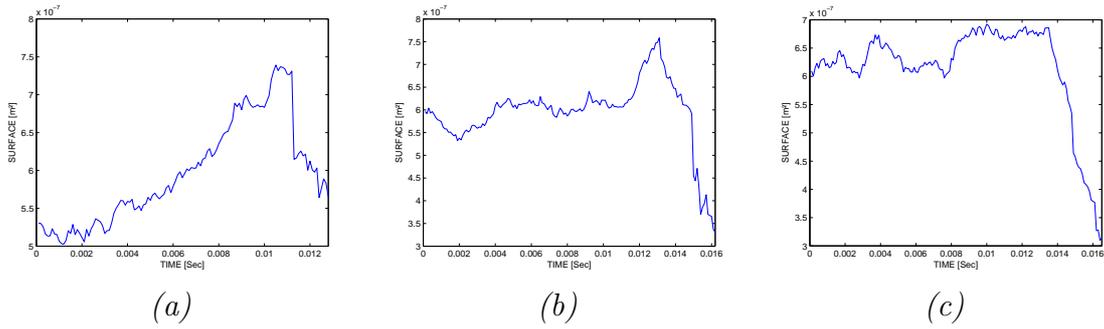


FIG. 4.34 – Surface mesurée pour  $S = 3 \text{ m/min}$  et  $U_{oc} = 22 \text{ V}$ .

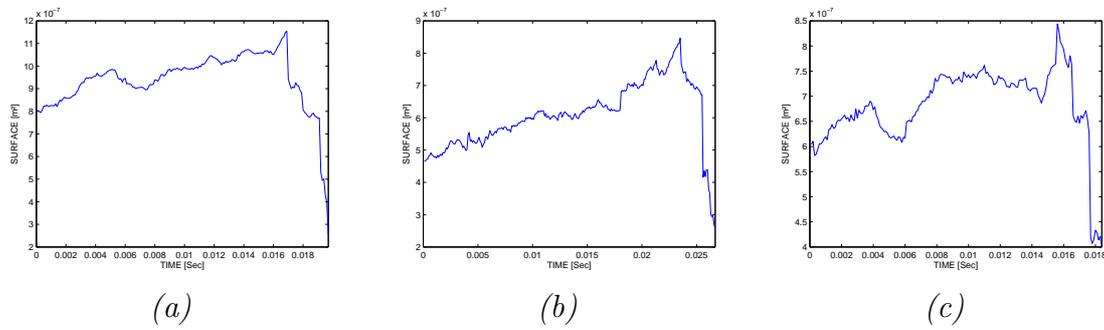


FIG. 4.35 – Surface mesurée pour  $S = 3 \text{ m/min}$  et  $U_{oc} = 23 \text{ V}$ .

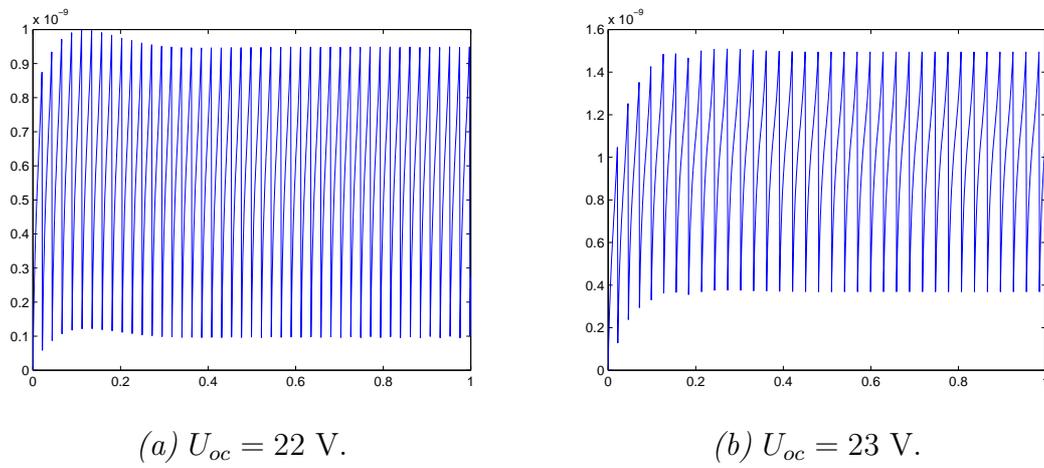


FIG. 4.36 – Volume simulé pour  $S = 3 \text{ m/min}$  et  $U_{oc} = 23 \text{ V}$ .

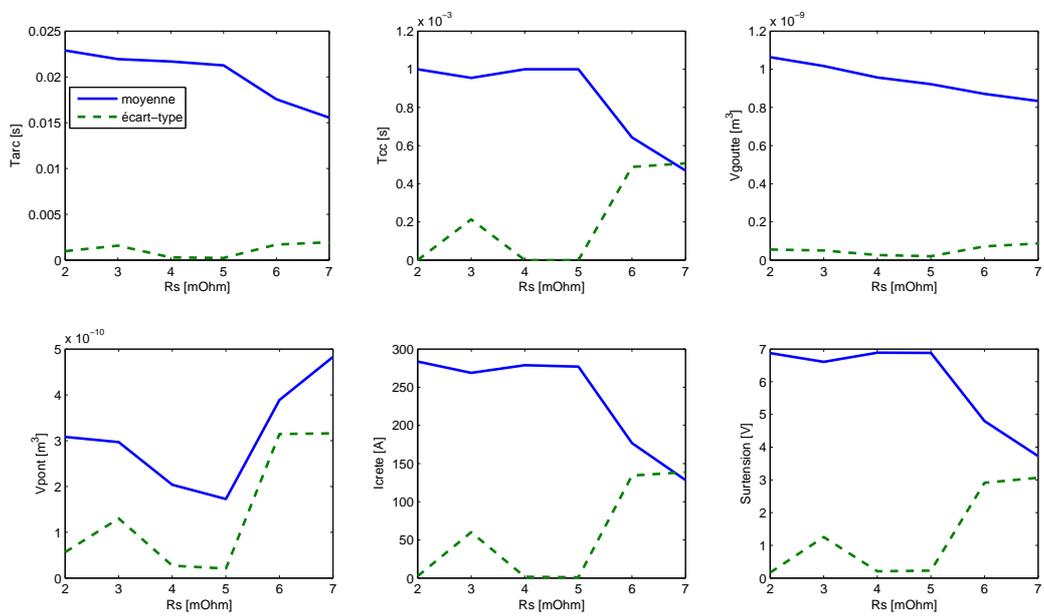


FIG. 4.37 – Sensibilité du simulateur à la résistance du générateur.

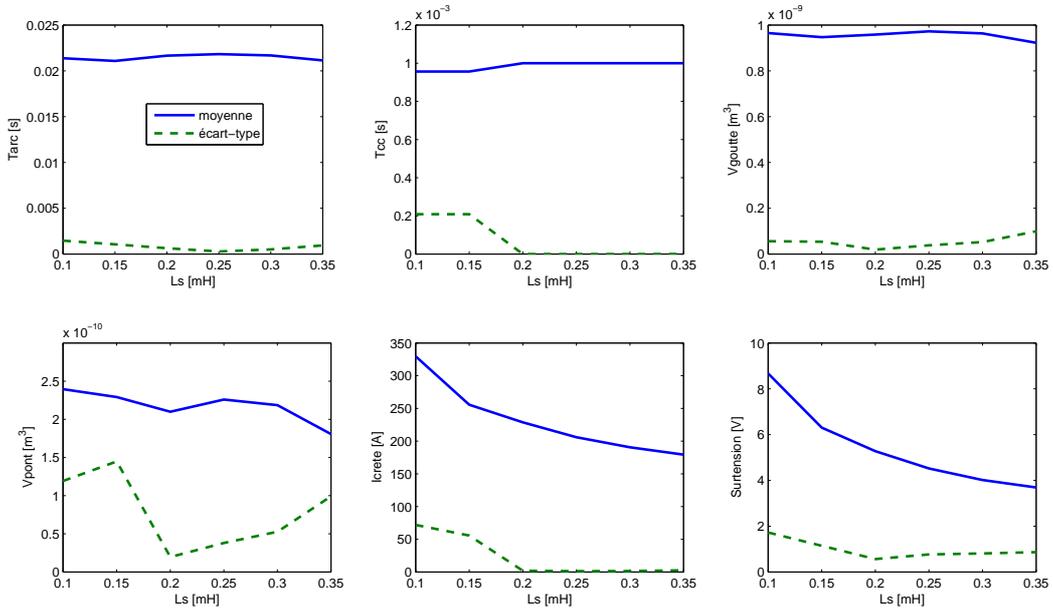


FIG. 4.38 – Sensibilité du simulateur à l’inductance du générateur.

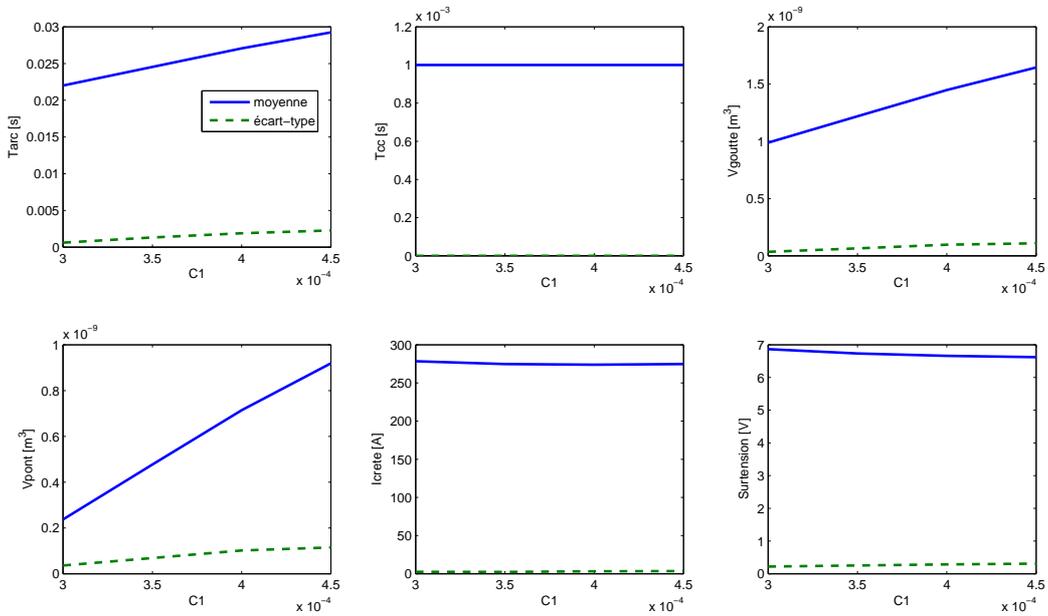


FIG. 4.39 – Sensibilité du simulateur à  $C_1$ .

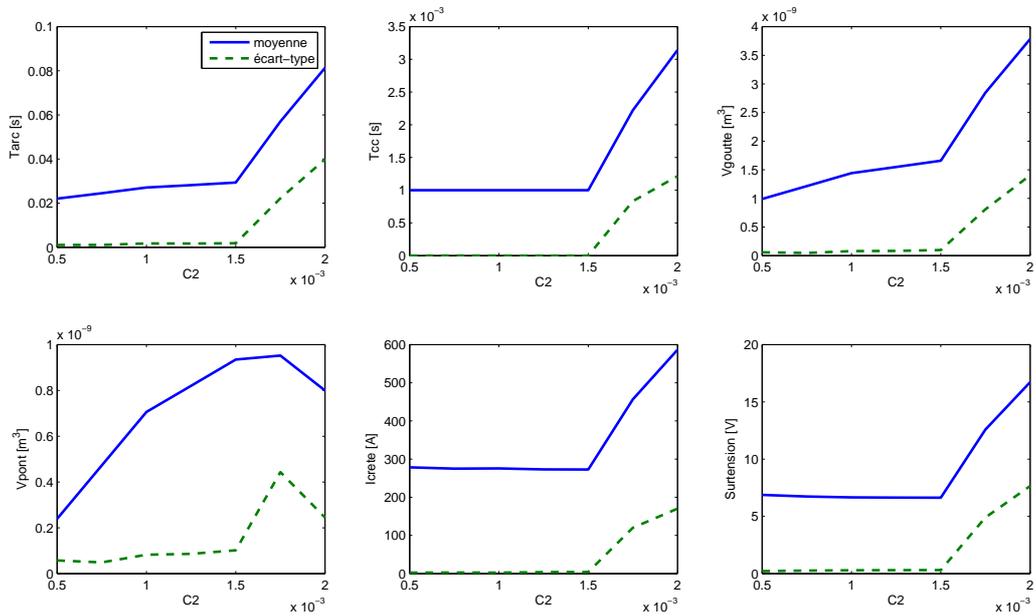


FIG. 4.40 – Sensibilité du simulateur à  $C_2$ .

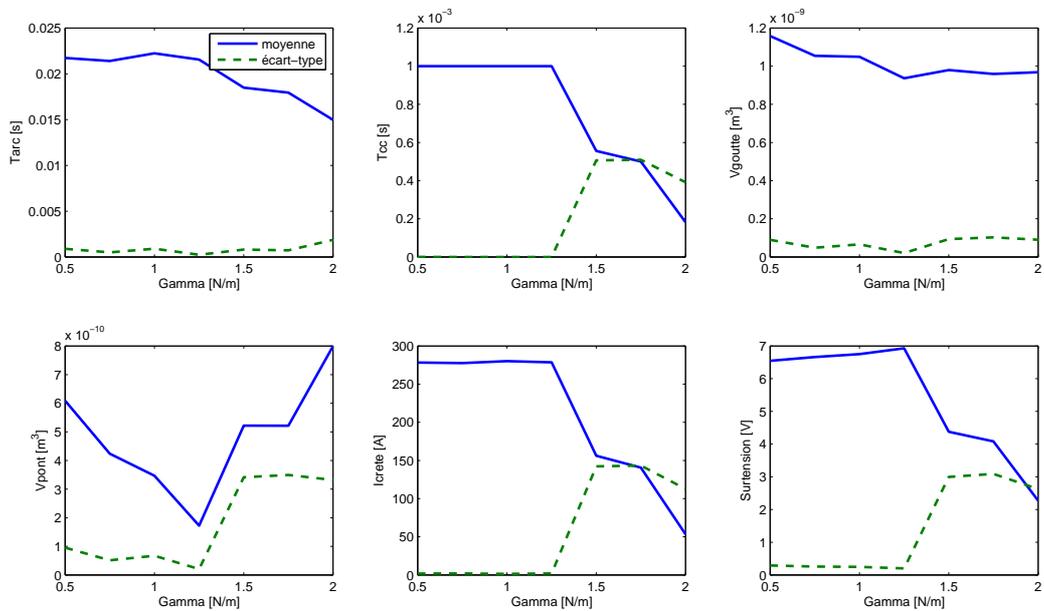


FIG. 4.41 – Sensibilité du simulateur à la tension de surface.



# Conclusion générale

L'objectif de cette thèse était d'avancer le plus possible dans l'écriture d'un modèle du soudage MIG/MAG en mode *short-arc*. Pour y parvenir nous nous sommes proposés de recourir à la fois à la théorie physique du procédé et à une étude expérimentale approfondie. La partie théorique devait fournir une structure de modèle et la partie expérimentale devait fournir une base de données avec sans doute une étape d'identification.

Ce travail de trois ans a permis de réaliser trois grandes contributions pour l'industriel à l'origine du projet.

1. Nous avons développé une plateforme expérimentale au CTAS qui permet l'acquisition synchronisée des signaux électriques avec une vidéo rapide. Cette plateforme va être utilisée dans beaucoup d'autres projets et permettre de vérifier des explications concernant des phénomènes pas encore maîtrisés.
2. Nous avons réalisé un important travail de bibliographie et d'agrégation des théories de la physique concernant le soudage à l'arc. Les champs d'investigation couverts sont l'électromagnétisme, la thermique, la dynamique des fluides et l'électronique de puissance. Ces investigations ont permis de proposer un simulateur capable de rendre compte du comportement du procédé pendant ses deux temps de fonctionnement.
3. Nous avons créé un outil de mesure dédié aux vidéos rapides acquises en cours de soudage. De bons résultats sont obtenus sur les vidéos expérimentales puisque les frontières de la goutte ou du pont de métal liquide sont suivies. Cet outil de mesure a permis la constitution d'une base de données expérimentales comme le volume des gouttes et des ponts de métal liquide. Le suivi de telles variables était indispensable pour l'étape de calage du modèle par rapport à l'expérience.

L'algorithme de contour actif discret qui a été développé pour suivre le comportement dynamique du métal transféré de l'électrode au bain de soudure pourra être utilisé pour de nombreuses études :

- comprendre les influence des pentes sur  $I$  en temps d'arc et proposer des formes d'onde fournissant un meilleur comportement dynamique du procédé,
- tester les différentes configurations métal/gaz afin d'affiner les couples  $(C_1, C_2)$  en fonction des caractéristiques physiques d'un gaz (capacité thermique, potentiel d'ionisation...) et

d'un métal (densité, résistivité et émissivité...)

- connaître la masse résiduelle à la fin du court-circuit afin de définir le rendement de chaque période et établir quantitativement ce qui est considéré qualitativement comme bon par l'opérateur,
  - acquérir des connaissances sur les oscillations du bain pour établir une loi reliant la fréquence de ces oscillations à la fréquence du procédé compte tenu de la nature des matériaux mis en jeu dans le cadre de la physique ondulatoire face au  $\frac{\partial p}{\partial t}$  élevé au réamorçage de l'arc.
- Le modèle simplifié du transfert de métal qui a été présenté montre une cohérence partielle avec l'expérience. Certaines pistes d'amélioration du modèle sont à explorer :

1. En temps d'arc.

- Forme de la goutte en fonction de sa taille (fixer un seuil au-delà duquel la masse de la goutte induirait une forme plus elliptique que sphérique)

2. En temps de court-circuit.

- Succession de deux pentes (pour prendre en compte la succession de deux influences prépondérantes : d'abord la coalescence du bain puis l'effet *pinch*)
- Elevation de la tension liée à la striction du pont qui crée une variation dans la résistance de la charge aux bornes du générateur.
- Hypothèse sur la surface de contact initiale à modifier, les vidéos présentent un contact quasi ponctuel au début du temps de court-circuit.
- Hypothèse sur la vitesse-fil différente de l'expérience, le fil continue à avancer durant le court-circuit.

Le travail peut déjà être poursuivi en utilisant le simulateur en l'état, on peut proposer de :

- inclure les régulations électriques afin de valider les loi de contrôle-commande choisies,
- exploiter le modèle au moins en temps d'arc afin de déterminer l'intérêt de jouer sur certain paramètres du procédé comme le pourcentage de  $CO_2$  dans l'atmosphère protectrice,
- tester des configurations avec défauts afin d'établir les signatures dont l'apparition doit être surveillée pour faciliter la localisation temporelle de l'occurrence sur le cordon de soudure lors du traitement *offline*.

# Bibliographie

- [1] J. Lancaster, *The physics of welding*. Pergamon Press, 1984.
- [2] N. Pellerin, S. Pellerin, L. Bratasz, K. Musiol, A. Miernikiewicz, and J. Chapelle, “Analysis of some electrical discharge machining mechanisms.” *J. High Temp. Mat. Proc.*, vol. 5, no. 3, pp. 423–438, 2001.
- [3] J.-P. Planckaert, E.-H. Djermoune, D. Brie, F. Briand, and F.-P. Richard, “Droplet features extraction with a dynamic active contour for MIG/MAG welding modelling,” in *18th International Conference on Systems Engineering*, Coventry, England, September 2006, pp. 365–370.
- [4] J.-P. Planckaert, E.-H. Djermoune, D. Brie, F. Briand, and F. Richard, “Metal transfer characterization with an active contour algorithm in MIG/MAG welding movies,” *IEEE International Conference on Automation Science and Engineering, CASE 2007*, pp. 933–938, 2007.
- [5] —, “Modeling of MIG/MAG welding with an adjustment step using an active contour algorithm applied on high speed movies,” *IEEE Transactions on Control System Technology*, 2008, (article soumis).
- [6] S. Zielinska, “Propriétés physiques du plasma MIG-MAG,” Ph.D. dissertation, Université d’Orléans, 2005.
- [7] A. Lesnewich, “Control of melting rate and metal transfer in gas-shielded metal-arc welding. Part I - Control of electrode melting rate.” *Welding Journal*, vol. 37, p. 343s, 1958.
- [8] —, “Control of melting rate and metal transfer in gas-shielded metal-arc welding. Part II - Control of metal transfer.” *Welding Journal*, vol. 37, p. 418s, 1958.
- [9] Y.-S. Kim and T. Eagar, “Analysis of metal transfer in gas metal arc welding.” *Welding Journal*, vol. 71, p. 269, 1993.
- [10] S. Rhee and E. Kannatey-Asibu, “Observation of metal transfer during GMAW,” *Welding Journal*, p. 381, 1992.
- [11] V. Nemchinsky, “The effect of the type of plasma gas on current constriction at the molten tip of an arc electrode.” *J. Phys. D : Appl. Phys.*, vol. 30, p. 1202, 1996.

- [12] J. Waszink and L. Graat, "Experimental investigation of the forces acting on a drop of weld metal," *Welding Research Supplement*, pp. 108–116, April 1983.
- [13] J. Lancaster, "The physics of fusion welding. Part 1 : The electric arc in welding." *IEE Proc. Part B*, vol. 134, no. 5, pp. 233–254, september 1987.
- [14] B. Keene, "Review of data for the surface tension of pure metals," *Int. Materials. Rev.*, vol. 38, no. 4, pp. 157–192, 1993.
- [15] W. Harkins and R. Brown, "The determination of surface tension (free surface energy), and the weight of falling drops : The surface tension of water and benzene by the capillary height method." *J. Am. Chem. Soc.*, vol. 41, pp. 499–524, 1919.
- [16] S. Hartland and R. Hartley, *Axisymmetric Fluid-Liquid Interfaces*. Elsevier Scientific Publishing Compagny, New York, 1976.
- [17] W. Greene, "An analysis of transfer in gas-shielded welding arcs," *Trans. AIEE, Part II*, vol. 79, pp. 194–203, 1960.
- [18] J. C. Amson, "Lorentz force in the molten tip of an arc electrode," *British Journal of Applied Physics*, vol. 16, pp. 1169–1179, 1965.
- [19] J. Eggers, "Theory of drop formation." *Phys. Fluids*, vol. 7, no. 5, pp. 941–953, 1995.
- [20] L. Jones, T. Eagar, and J. Lang, "Magnetic forces acting on molten drops in gas metal arc welding," *Applied Physics*, vol. 31, pp. 93–106, 1998.
- [21] e. R.C. Weast, *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 61st ed. CRC Press, Inc., Boca Raton, FL, 1980.
- [22] J. Waszink and G. V. D. Heuvel, "Heat generation and heat flow in the filler metal in GMA welding," *Welding Journal*, vol. 61, pp. 269–282, 1982.
- [23] J. Wilson, G. Claussen, and C. Jackson, "The effect of  $I^2R$  heating on electrode melting rate," *Welding Journal*, vol. 35, no. 1, pp. 1–8, 1956.
- [24] A. Erohkin and R. Rykalin, *Physics of the welding arc*. London : The Institute of Welding, 1962, ch. Heat Balance of Electrode Drop Melting Process in Arc Welding, pp. 164–169.
- [25] A. Smith, *CO<sub>2</sub> Welding of steel*. The Welding Institute, Cambridge, UK, 1970.
- [26] J. Waszink and G. V. de Heuval, *Arc Physics and Weld Pool Behavior*. The Welding Institute, Cambridge, UK, 1979, ch. Measurements and calculation of the resistance of the wire extension in arc welding, pp. 223–240.
- [27] A. Watkins, H. Smartt, and J. Johnson, "A dynamic model of droplet growth and detachment in GMAW," in *Third International Conference On Trends In Welding Research*, 1992, pp. 993–997.
- [28] J. Amson, "An analysis of the gas shielded consumable metal arc welding system," *British Welding Journal*, vol. 62, pp. 232–249, 1962.

- [29] F. Dennery, "Transfert de métal liquide dans le soudage électrique," in *12ème journée de l'hydraulique*, S. hydrotechnique de France, Ed., vol. Rapport 7, no. Question 2, Paris, 1972, pp. 1–7.
- [30] C. Allum, "Metal transfer in arc welding as a varicose instability : I. varicose instability in a current-carrying liquid cylinder with surface charge," *J. Phys. D : Appl. Phys.*, vol. 18, pp. 1431–1446, 1985.
- [31] J. Needham, C. Cooksey, and D. Milner, "Metal transfer in inert-gas shielded-arc welding," *British Welding Journal*, vol. 7, no. 2, pp. 101–114, 1960.
- [32] C. W. Hirt and B. Nichols, "Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries," *J. Comp. Phys.*, vol. 39, pp. 201–225, 1981.
- [33] W. J. Rider and D. B. Kothe, "Reconstructing volume tracking," *J. Comp. Phys.*, vol. 141, pp. 112–152, 1998.
- [34] K. Shahbazi, M. Parashivoiu, and J. Mostaghimi, "Second order accurate volume tracking based on remapping for triangular meshes," *J. Comp. Phys.*, vol. 188, pp. 100–122, 2003.
- [35] M. Francois, S. Cummins, E. Dendy, D. Kothe, J. Sicilian, and M. Williams, "A balanced-force algorithm for continuous and sharp interfacial surface tension models within volume tracking framework," *J. Comp. Phys.*, vol. 213, pp. 141–173, 2006.
- [36] V. Nemchinsky, "Size and shape of the liquid droplet at the molten tip of an arc electrode," *J. Phys. D : Appl. Phys.*, no. 27, pp. 1433–1442, 1994.
- [37] P. Spiteri, "Méthode des différences finies pour les edp stationnaires," *Tech. ing., Sci. fondam.*, vol. AF2, no. AF500, pp. AF500.1–AF500.16, 2002.
- [38] —, "Méthode des différences finies pour les EDP d'évolution," *Tech. ing., Sci. fondam.*, vol. AF2, no. AF501, pp. AF501.1–AF501.11, 2002.
- [39] —, "Alorithmes numériques pour la résolution des grands systèmes," *Tech. ing., Sci. fondam.*, vol. AF2, no. AF502, pp. AF502.1–AF502.10, 2002.
- [40] S. Choi, C. Yoo, and Y.-S. Kim, "Dynamic simulation of metal transfer in GMAW, part 1 : Globular and spray transfer modes," *Welding Research Supplement*, pp. 38–44, January 1998.
- [41] —, "Dynamic simulation of metal transfer in GMAW, Part 2 : Short-circuit transfer mode," *Welding Research Supplement*, pp. 45–51, January 1998.
- [42] D. Marr and E. Hildreth, "Theory of edge detection," *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. 207, no. Series B, pp. 187–217, 1980.
- [43] J. Canny, "A computational approach to edge detection," *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, vol. 8, pp. 679–698, 1986.

- [44] R. Deriche, "Using Canny's criteria to derive a recursively implemented optimal edge detector." *International Journal of Computer Vision*, vol. 1, no. 2, pp. 167–187, May 1987.
- [45] M. Kass, A. Witkin, and D. Terzopoulos, "Snakes : Active contour models," *International Journal of Computer Vision*, vol. 55, pp. 321–331, 1988.
- [46] H. Delingette and J. Montagnat, "Topology and shape constraints on parametric active contours," INRIA, Sophia Antipolis, Report 3880, january 2000.
- [47] L. D. Cohen, "On active contour models and ballons," *Computer Vision, Graphics, and Image Processing : Image Understanding*, vol. 53, no. 2, pp. 211–218, 1991.
- [48] H. T. Nguyen, M. Worring, R. van den Boomgaard, and A. W. M. Smeulders, "Tracking nonparameterized object contours in video," *IEEE Transactions on Image Processing*, vol. 11, no. 9, pp. 1–11, september 2002.
- [49] H. Delingette, M. Hebert, and K. Ikeuchi, "Shape representation and image segmentation using deformable surfaces," *IEEE Proceedings of Computer Vision and Pattern Recognition*, pp. 467–472, 1991.
- [50] N. A. L. Cohen and P. Sulger, "Tracking points on deformable objects using curvature information." *ECCV, Lectures Notes in Computer Science*, pp. 458–466, 1992.
- [51] W. Neuenschwander, P. Fua, G. Szekely, and O. Kubler, "Making snakes converge from minimal initialization," *Conference ARPA Image Understanding Workshop*, vol. 2, pp. 1627–1636, 1994.
- [52] C. Xu and J. Prince, "Snakes, shapes and gradient vector flow," *IEEE Transactions on Image processing*, vol. 7, pp. 359–369, 1998.
- [53] V. Casselles, R. Kimmel, and G. Sapiro, "Geodesic active contours," *International Journal of Computer Vision*, vol. 22, pp. 61–79, 1997.
- [54] V. Casselles, F. Catte, T. Coll, and F. Dibos, "A geometric model for active contours." *Numerische Mathematik*, vol. 66, pp. 1–31, 1993.
- [55] M. B. S. Jehan-Besson and G. Aubert, "A 3-step algorithm using region-based active contours for video objects detection," *EURASIP Journal on Applied Signal Processing*, vol. 6, pp. 572–581, 2002.
- [56] G. Aubert, M. Barlaud, O. Faugeras, and S. Jehan-Besson, "Image segmentation using active contours : Calculus of variations or shape gradients," *SIAM*, vol. 63, pp. 2128–2154, 2003.
- [57] S. Jehan-Besson, M. Barlaud, and G. Aubert, "DREAM2S : Deformable regions driven by eulerian accurate minimisation method for image and video segmentation," *International Journal of Computer Vision*, vol. 53, pp. 45–70, 2003.

- [58] A. Amini, S. Tehrani, and T. Weymouth, "Using dynamic programming for minimizing the energy of active contours in the presence of hard constraints," in *2nd International Conference on Computer Vision*, Tampa, Florida, USA, December 1988, pp. 95–99.
- [59] M.-O. Berger, "Les contours actifs : modélisation, comportement et convergence." Ph.D. dissertation, Institut National Polytechnique de Lorraine, février 1991.
- [60] D. J. Williams and M. Shah, "A fast algorithm for active contours and curvature estimation," *Computer Vision, Graphics, and Image Processing : Image Understanding*, vol. 55, no. 1, pp. 14–26, 1992.
- [61] K.-M. Lam and H. Yan, "Fast greedy algorithm for active contours," *Electronic letters*, vol. 30, no. 1, pp. 21–23, January 1994.
- [62] H. Terasaki and S. Simpson, "Circuit simulation for gas metal arc welding system," in *47th IEEE International Midwest Symposium on Circuits and Systems*, July 2004.
- [63] J. Choi, J. Lee, and C. Yoo, "Simulation of dynamic behavior in a GMAW system," *Welding Research Supplement*, pp. 239–245, October 2001.
- [64] T. Quinn, R. Madigan, and T. Siewert, "An electrode extension model for gas metal arc welding," *Welding Journal*, vol. 73, no. 10, pp. 241–248, 1994.
- [65] Y. S. Ishichenko, "Relationships governing droplet transfer during short-circuit." *Welding International*, vol. 7, no. 8, pp. 627–631, 1993.
- [66] J. F. Lancaster, *The Physics of Welding Arc*. Pergamon Press, 1986.
- [67] M. Hermans, M. Spikes, and G. den Ouden, "Characteristic features of the short-circuiting arc welding process." *Welding Review International*, pp. 80–86, May 1993.
- [68] R. Renwick and R. Richardson, "Experimental investigation of GTA weld pool oscillations," *Welding Journal*, vol. 62, no. 2, pp. 29–35, February 1983.
- [69] J. Lancaster, *Metallurgy of Welding*, 5th ed., C. . Hall, Ed., London, 1993.
- [70] M. Hermans and G. Ouden, "Process behavior and stability in short-circuit gas metal arc welding," *Welding Journal*, vol. 78, no. 9, pp. 137–141, 1999.
- [71] A. V. Oppenheim and R. W. Schaffer, *Digital signal processing.*, P. Hall, Ed., Englewood Cliffs, NJ, 1975.
- [72] P. Ladret, B. Latombe, and F. Granada, "Active contour algorithm : An attractive tool for snow avalanche analysis," *Signal Processing*, vol. 79, pp. 197–204, 1999.
- [73] S. Lobregt and M. Viergever, "A discrete dynamic contour model," *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 14, no. 1, pp. 12–24, march 1995.
- [74] E.-H. Djermoune, D. Brie, F. Briand, and F.-P. Richard, "Détection et classification de défauts de soudure à l'arc, approche expérimentale." Centre de Recherche en Automatique de Nancy (CRAN)/Centre Technique des Applications du Soudage (CTAS-Air Liquide)" Rapport de contrat, Février 2003, 28 pages.

- [75] —, “Détection et classification de défauts de soudure à l’arc, constitution d’une boîte à outils de préanalyse.” Centre de Recherche en Automatique de Nancy (CRAN)/Centre Technique des Applications du soudage (CTAS-Air Liquide)” Rapport de contrat, Février 2004, 18 pages.