



HAL
open science

Modélisation multi-physique de l'arc de soudage et du dépôt du cordon de soudure lors d'une opération de soudage : prédiction des distorsions et des contraintes résiduelles

Thierry Colin Tchoumi Nyankam

► **To cite this version:**

Thierry Colin Tchoumi Nyankam. Modélisation multi-physique de l'arc de soudage et du dépôt du cordon de soudure lors d'une opération de soudage : prédiction des distorsions et des contraintes résiduelles. Mécanique [physics.med-ph]. Université de Technologie de Belfort-Montbéliard, 2016. Français. NNT : 2016BELF0296 . tel-01873488

HAL Id: tel-01873488

<https://theses.hal.science/tel-01873488v1>

Submitted on 13 Sep 2018

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

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

SPIM

Thèse de Doctorat



école doctorale sciences pour l'ingénieur et microtechniques
UNIVERSITÉ DE TECHNOLOGIE BELFORT-MONTBÉLIARD

**Modélisation multi-physique de l'arc de soudage et du dépôt du
cordon de soudure lors d'une opération de soudage - Prédiction des
distorsions et des contraintes résiduelles**

■ **Thierry Colin TCHOUMI NYANKAM**

SPIM

Thèse de Doctorat



école doctorale sciences pour l'ingénieur et microtechniques
UNIVERSITÉ DE TECHNOLOGIE BELFORT-MONTBÉLIARD

Thèse N° 296

THÈSE présentée par

Thierry Colin TCHOUMI NYANKAM

Pour obtenir le

Grade de Docteur de

L'Université de Technologie de Belfort-Montbéliard

Spécialité : **Mécanique**

Soutenue publiquement le 14 novembre 2016 devant le Jury composé de :

Mme Muriel CARIN	Rapporteur	Maître de Conférences HDR, Université de Bretagne Sud
M. Zhi-Qiang FENG	Rapporteur	Professeur des Universités, Université d'Evry
Mme Evelyne AUBRY	Examineur et Présidente du Jury	Professeur des Universités, Université de Haute-Alsace
M. Rodolphe BOLOT	Co-Directeur de thèse	Professeur des Universités, IUT du Creusot
M. François PEYRAUT	Directeur de thèse	Professeur des Universités, Université de Technologie de Belfort-Montbéliard

A mes parents

A Ervane

A Mensi

A Namy

A Kimia

A tous ceux qui me sont chers

Remerciements

J'exprime ma gratitude à Madame Evelyne AUBRY, Professeur des Universités à l'Université de Haute-Alsace pour m'avoir fait l'honneur d'examiner et de présider le Jury de ma thèse. Je la prie ici de trouver l'expression de ma très sincère reconnaissance.

Je remercie aussi Madame Muriel CARIN, Maître de Conférences HDR à l'Université de Bretagne Sud ainsi que Monsieur Zhi-Qiang FENG, Professeur des Universités à l'Université d'Evry pour m'avoir fait l'honneur d'examiner ce travail en tant que rapporteur malgré leur très grande charge de travail.

J'exprime ma profonde gratitude et sympathie à Monsieur Francois PEYRAUT, mon encadrant et directeur de thèse, Professeur des Universités à l'Université de Technologie Belfort-Montbéliard, et à Monsieur Rodolphe BOLOT, Professeur des Universités à l'IUT du Creusot, qui a codirigé ce travail de thèse. Leur disponibilité, leurs encouragements dans les moments difficiles et leurs qualités humaines ont permis l'aboutissement de cette thèse. Ce soutien m'a beaucoup aidé pour cette thèse qui a été réalisée dans des conditions spéciales à cause de mes occupations en tant que salarié. Je remercie ainsi M. Klaus RÜHLE, Directeur général de la société RÜHLE, qui a rendu tout ceci possible en me laissant gérer mon emploi du temps. Cela m'a permis de me consacrer à mon travail de thèse lorsque les obligations professionnelles le permettaient.

Je remercie tout particulièrement et spécialement ma femme ERVANE qui, en plus de son soutien moral, a pris en charge une grande partie de la gestion familiale quotidienne malgré ses propres obligations professionnelles. Je remercie aussi bien entendu affectueusement mes enfants pour leur patience et leur compréhension.

Je remercie mon papa pour l'attention qu'il a su manifester lors de la rédaction de cette thèse et ma maman qui m'a beaucoup encourager à commencer cette thèse.

J'exprime enfin à toute ma famille l'expression de ma profonde reconnaissance et de mon estime la plus sincère.

TABLE DES MATIÈRES

Introduction Générale.....	13
I. Etat de l'art	31
I.A. Introduction	31
I.B. Procédés de soudage à l'arc électrique.....	33
I.B.1 Soudage à l'arc avec électrode enrobée (SMAW).....	34
I.B.2 Soudage à l'arc avec électrode consommable	35
I.B.3 Le soudage à l'arc sous flux de poudre	35
I.B.4 Soudage à l'arc plasma	35
I.B.5 Le soudage à l'arc avec électrode non consommable	36
I.C. Etude détaillée du procédé de soudage TIG.....	37
I.C.1 Historique et évolution de la recherche.....	37
I.C.2 Influence du choix du gaz et de sa vitesse d'écoulement.....	39
I.C.3 Influence de l'électrode en tungstène.....	42
I.C.4 L'arc de soudure.....	45
I.C.5 Les zones caractéristiques de l'arc de soudage TIG	46
I.D. Les forces mises en jeu.....	60
I.D.1 Force de Lorentz.....	60
I.D.2 Force de tension de surface - convection de Marangoni	61
I.D.3 Force de traînée d'arc	63
I.D.4 Force de flottabilité	63
I.D.5 Force électromagnétique dans le plasma.....	64
I.D.6 Force de pesanteur (gravité).....	64
I.D.7 Interaction des différentes forces	65
I.E. Etude thermomécanique du procédé de soudage TIG.....	67
I.E.1 Méthodes des éléments finis et des volumes finis.....	68
I.F. Source de chaleur à profils Gaussiens.....	72
I.F.1 Concept de profil Gaussien	73
I.F.2 Profil Gaussien semi ellipsoïde.....	74
I.F.3 Profil Gaussien à double ellipsoïde.....	75
I.F.4 Comparaison entre différents modèles de source de chaleur	77
I.G. Influence des propriétés du matériel de base pour l'analyse de l'opération de soudure	78
I.H. Contraintes résiduelles et déformations	80
I.H.1 Concept de déformation inhérente	88
I.I. Types de déformation en soudage.....	94
I.J. Grands déplacements - non linéarités géométriques	96
I.K. Conclusions	97
II. Modélisation de structures en acier soudées par le procédé TIG – Analyse éléments finis avec couplage thermomécanique	103
II.A. Introduction	103
II.B. Dispositif expérimental	109
II.B.1 Paramètres d'expérimentation.....	109
II.B.2 Conditions aux limites expérimentales	112

II.B.3	Résultats expérimentaux	113
II.C.	Propriétés matérielles de l'acier inox AISI 316L	115
II.D.	Mécanique des milieux continus du procédé de soudure	116
II.D.1	Analyse thermique	116
II.D.2	Analyse mécanique	118
II.D.3	Module tangent en plasticité	119
II.D.4	Tenseurs de déformation	122
II.D.5	Coefficient sécant de dilatation thermique	123
II.E.	Modélisation de la source mobile de chaleur	128
II.E.1	Modélisation de la source mobile de chaleur	128
II.E.2	Identification des paramètres de la source mobile	130
II.E.3	Mise en œuvre du plan d'expérience	131
II.E.4	Optimisation de la surface de réponse du plan d'expérience	135
II.F.	Modèle éléments finis	137
II.F.1	Réduction du temps de calcul	138
II.F.2	Conditions aux limites thermiques	143
II.G.	Evolution de la température du cordon pour les deux vitesses d'exécution	146
II.G.1	Soudure partielle avec une vitesse d'exécution de 4.3 mm/s	146
II.G.2	Soudure complète avec une vitesse d'exécution de 2.6 mm/s	148
II.H.	Conditions aux limites mécaniques	152
II.I.	Déformations thermiques	153
II.J.	Déformations angulaires	154
II.K.	Contrainte résiduelles	156
II.L.	Déformation hors-plan	159
II.M.	Conclusions	164
III.	Modélisation de l'arc électrique du procédé de soudage TIG	169
III.A.	Introduction	169
III.B.	Présentation du modèle	170
III.C.	Description mathématique	171
III.C.1	Equations de l'électromagnétisme	172
III.C.2	Équations de conservation	173
III.C.3	Résolutions des équations des scalaires complémentaires	176
III.D.	Description du modèle	178
III.D.1	Maillage	180
III.D.2	Régime d'écoulement	183
III.D.3	Termes sources	184
III.D.4	Hypothèses	185
III.D.5	Conditions aux limites	185
III.D.6	Source de chaleur	188
III.E.	Calcul numérique	190
III.E.1	Etude paramétrique	190
III.F.	Conclusion	224
IV.	Conclusions générales et perspectives	229
V.	ANNEXE I	235
VI.	ANNEXE II	239
VII.	Références bibliographiques	243

LISTE DES ACRONYMES

AJD	<i>Anode Jet Dominated mode</i>
APDL	<i>Ansys Parametric Design Language</i>
A-TIG	<i>Activated TIG</i>
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
CJD	<i>Cathode Jet Dominated mode</i>
DOE	<i>Design Of Experiment</i>
EDP	Equations aux Dérivées Partielles
ETL	Equilibre Thermodynamique Local
FDM	<i>Finite-Difference Method</i>
FEM	<i>Finite-Element Method</i>
FVM	<i>Finite-Volume Method</i>
GIMP	<i>GNU Image Manipulation Program</i>
HAZ	<i>Heat-Affected Zone</i>
HGEN	<i>Heat Generation</i>
IRTES	Institut de Recherche sur les Transports, l'Énergie et la Société
ITER	<i>International Thermonuclear Experimental Reactor</i>
LERMPS	Laboratoire d'Études et de Recherches sur les Matériaux, les Procédés et les Surfaces
MAG	<i>Metal Active Gas welding</i>
MHD	MagnetoHydroDynamique
MIG	<i>Metal Inert Gas welding</i>
M3M	Laboratoire Mécatronique, Méthodes, Modèles et Métiers
PME	Petites et Moyennes Entreprises

RDM	Résistance Des Matériaux
SMAW	<i>Shielded Metal Arc Welding</i>
SLPM	<i>Standard Liter Per Minute</i>
TIG	<i>Tungsten Inert Gas welding</i>
UDF	<i>User Defined Function</i>
UDS	<i>User Defined Scalar</i>

INTRODUCTION

GÉNÉRALE

Introduction générale

Cette thèse est consacrée au développement d'outils de simulation numérique permettant d'appréhender les phénomènes physiques complexes mis en jeu lors d'opérations de soudage. La dimension multi physique du problème (thermique, mécanique des solides, mécanique des fluides et Sciences des Matériaux) a été prise en compte. En raison de cette dimension multi-physique, deux des laboratoires de l'IRTES (Institut de Recherche sur les Transports, l'Énergie et la Société) ont été impliqués dans l'encadrement de la thèse, à savoir IRTES-M3M (Laboratoire Mécatronique, Méthodes, Modèles et Métiers) pour la partie mécanique et IRTES-LERMPS (Laboratoire d'Études et de Recherches sur les Matériaux, les Procédés et les Surfaces) pour la partie matériau. Sur un plan pratique, les outils numériques développés ont été appliqués au soudage de tôles minces utilisées dans l'industrie agroalimentaire. Ce domaine applicatif a été choisi car j'ai occupé pendant la plus grande partie de ma thèse le poste de Directeur R&D de la société RÜHLE GmbH (Allemagne).

La société RÜHLE GmbH est une PME (Petites et Moyennes Entreprises) qui emploie environ 200 personnes. Elle est basée à Grafenhausen (Forêt noire, Allemagne), à proximité de la frontière franco-allemande, et elle est spécialisée dans la fabrication de machines utilisées dans le domaine de l'agroalimentaire (barattes et mélangeurs, machines injecteuses, machines à découper, operculeuses, etc.). La Figure 1 présente à titre d'exemples deux types de machines de la société RÜHLE GmbH qui commercialise ses produits principalement sur le marché allemand mais les exporte aussi dans le monde entier. Les machines sont généralement fabriquées à partir de l'assemblage par soudage de tôles en acier inoxydable de type 316L.

Le soudage est un procédé de fusion où des matériaux compatibles sont joints par une réaction chimique résultant d'une action combinée de chaleur et de pression [MAC.04]. La fusion locale des éléments à assembler par soudage présente cependant l'inconvénient majeur d'induire des déformations locales importantes ([GAN.14], [UED.71], [DEN.08a]) qui compliquent la phase de montage des pièces (Figure 2). En effet, le montage d'une machine consiste à assembler plusieurs pièces qui peuvent elles-mêmes être le fruit d'assemblage d'autres pièces. Cependant, ces pièces assemblées présentent parfois des variations géométriques par rapport aux côtes initialement prévues. Ces variations sont dues à une déformation importante de la pièce soudée qui est causée par l'intense variation de

températures lors de l'opération de soudage ([GAN.14], [CHR.65]). Le monteur peut donc rarement procéder à l'assemblage comme le préconisent les schémas et spécifications techniques.

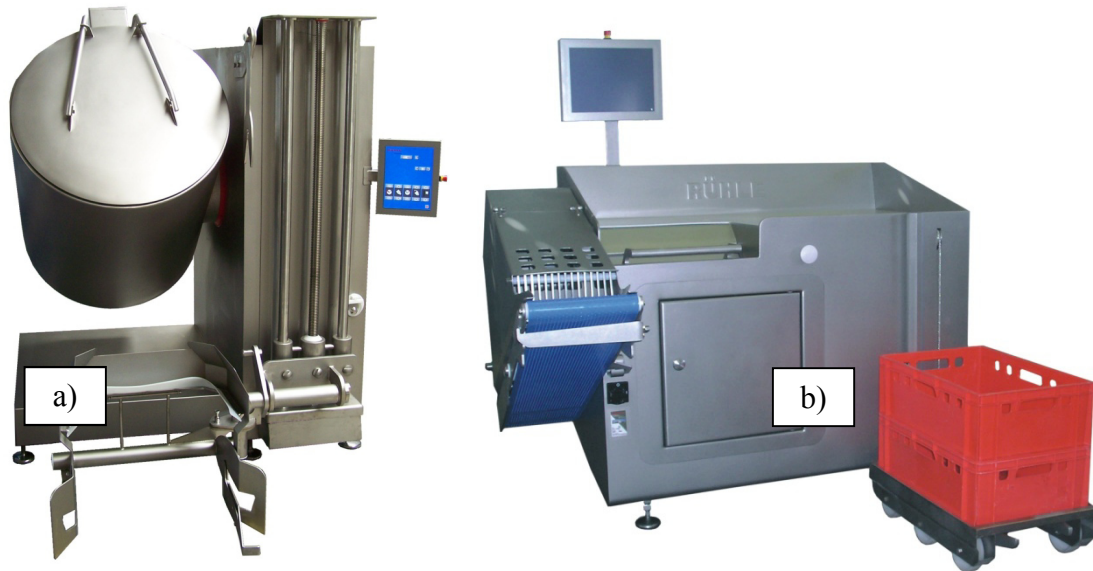


Figure 1 : Exemple de machines de RÜHLE GmbH : a) baratte - b) découpeuse

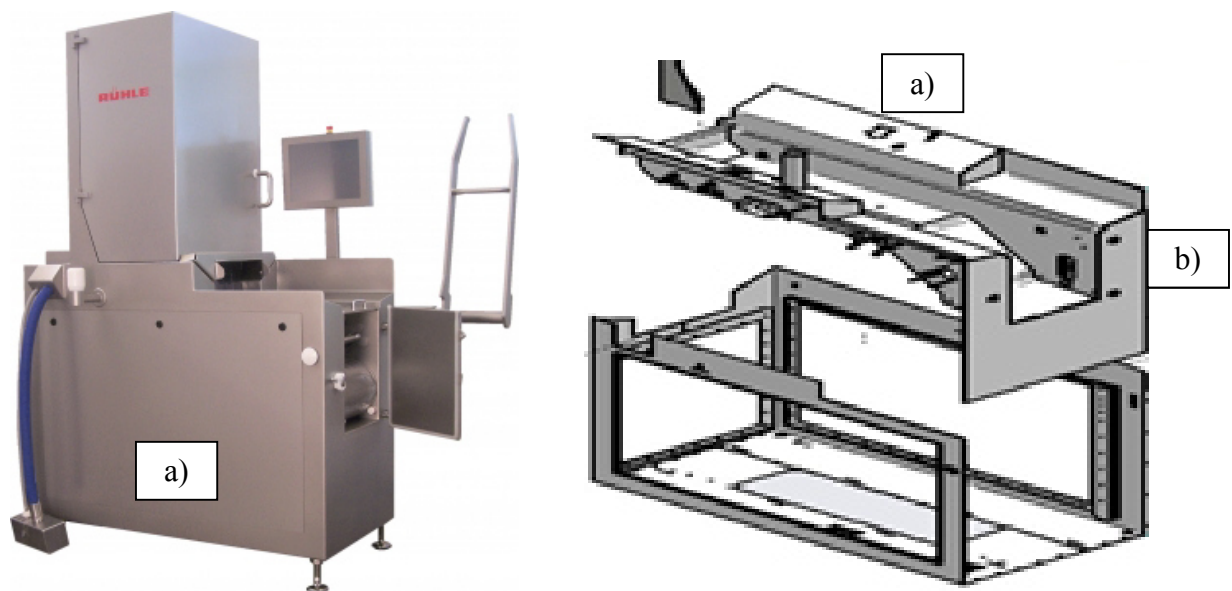


Figure 2 : Machine injecteuse IR 56 : a) produit fini - b) phase de montage

Un autre désavantage lié aux opérations de soudage est la création de contraintes résiduelles dans le matériau [MOU.08]. Ceci est dû au fait que l'apport de chaleur engendre des cycles de

températures non homogènes comme cela a été rapporté dans [UED.71], [AYJ.15] et [CAP.09]. Ces contraintes résiduelles ont un effet défavorable sur la mécanique du matériau après l'opération de soudure, non seulement en termes géométriques [VEM.14] mais aussi en termes de durabilité [DAD.07]. Pour résoudre ces problèmes, deux méthodes peuvent être mises en œuvre. L'une est expérimentale et l'autre numérique.

Différents types d'approches expérimentales existent comme le redressement manuel des déformations engendrées par l'opération de soudage en utilisant un marteau ou un réchauffage des pièces assemblées [MIC.11]. Cela permet d'effectuer un réajustement géométrique. Ces méthodes expérimentales sont malheureusement très coûteuses dans un contexte industriel car elles sont souvent basées sur un processus itératif :

- Soudage d'un échantillon,
- Mesure des déformations sur l'échantillon soudé,
- Adaptation de la géométrie des prochains échantillons sur la base des mesures obtenues.

Quelles que soient les méthodes expérimentales retenues, le processus correctif post-soudage s'avère donc chronophage, ce qui diminue considérablement le rendement d'une production industrielle. Par ailleurs, au-delà de son coût, en raison du temps de mise en œuvre qu'il requiert et des matières premières qu'il nécessite, ce processus n'a qu'une portée limitée car quasiment impossible à appliquer à des géométries complexes. Les déformations ne pouvant pas être complètement éliminées [MIC.11], l'une des solutions consiste alors à prendre les dispositions nécessaires pour les prévoir pendant la phase de conception et de construction mécanique. Pour cela, il convient d'optimiser l'opération de soudage en jouant sur des paramètres tels que la vitesse d'exécution et l'intensité du courant de soudage. Afin de procéder à un ajustement de ces paramètres en limitant le recours à l'expérimentation, des outils numériques prédictifs doivent être développés. Ce travail de thèse vise d'abord à comprendre les phénomènes physiques qui ont lieu lors de l'opération de soudage TIG (*Tungsten Inert Gas welding*) et à développer ensuite les modèles numériques appropriés afin de pouvoir prédire les déformations.

Le travail de recherche qui a été réalisé est constitué de deux grandes parties, à savoir l'étude du comportement thermomécanique de la pièce à souder et l'étude de l'écoulement de l'arc (mécanique des fluides) lors de l'opération de soudage. L'aspect thermomécanique est abordé par le biais de la méthode des éléments finis ([HIB.70], [GOL.84]) tandis que le

comportement en mécanique des fluides est analysé à l'aide de la méthode des volumes finis ([GAR.02], [DEM.93]). Une étude comparative de ces deux méthodes (volumes finis versus éléments finis) a été réalisée pour une même application dans [JEO.14]. L'une des difficultés rencontrée dans le cadre de cette thèse aura été de synchroniser ces différents champs disciplinaires dans un contexte transitoire, à très haute température et incluant de nombreuses non linéarités (comportement thermoplastique et propriétés matérielles dépendant de la température notamment). De manière concrète, la problématique du procédé de soudage TIG peut se résumer à deux questions :

- *quels phénomènes thermomécaniques ont lieu lors de l'opération de soudage ?*
- *quels sont les rôles des phénomènes physiques sur le plasma thermique généré et la qualité de la soudure ?*

Pour répondre à la première question, un modèle numérique avec la méthode des éléments finis a été élaboré en utilisant le logiciel ANSYS ainsi que le langage de programmation APDL (*Ansys Parametric Design Language*) qui lui est associé. La deuxième question a été traitée en développant un second modèle en volumes finis à l'aide du logiciel FLUENT.

Ce mémoire de thèse comporte trois chapitres.

Le premier chapitre est consacré à l'étude de l'état de l'art dans le domaine du soudage et comprend trois volets. Dans le premier, nous décrivons l'opération de soudage et les différents procédés qui lui sont associés avec notamment une présentation détaillée du procédé de soudage à l'arc de type TIG. C'est ce procédé qui est le plus utilisé au sein de la société RÜHLE GmbH. Dans le deuxième volet, on présente les phénomènes qui se développent entre l'enclenchement de l'arc de soudure et le transfert de son énergie vers la pièce à souder. Le troisième et dernier volet porte sur le comportement physique des métaux et des matériaux lors de l'opération de soudure ainsi que sur l'interaction entre la thermique et la mécanique.

Le deuxième chapitre porte sur la modélisation éléments finis de la déformation de structures en acier soudées à l'aide du procédé TIG. Un modèle tridimensionnel a notamment été développé pour analyser le comportement thermomécanique de l'acier 316L avec pour objectif d'évaluer l'influence des paramètres du procédé (par exemple la vitesse de soudage) sur les distorsions induites par l'opération de soudage TIG. La source mobile de soudage a été représentée par un profil Gaussien dont les paramètres ont été calibrés en utilisant la surface

de réponse d'un plan d'expérience factoriel (DOE : *Design Of Experiment*) afin d'optimiser la forme géométrique du cordon. La base de ce calibrage est la comparaison entre les valeurs expérimentales de la géométrie du cordon et celles modélisées (épaisseur, largeur et profondeur). La particularité de cette source de chaleur est qu'elle a été optimisée et validée pour deux vitesses d'exécution lors de l'opération de soudage. Dans l'un des cas, le cordon est complet dans la profondeur et il est partiel dans l'autre. On dispose ainsi d'une source mobile de chaleur (qui est une donnée d'entrée essentielle pour le calcul thermique) autorisant un balayage réaliste sur plusieurs paramètres opératoires comme la vitesse de soudure. Le modèle éléments finis 3D transitoire a été programmé en langage APDL à l'aide du logiciel multi-physique ANSYS et se compose :

- d'une source mobile d'apport de chaleur lié au soudage et représentée par un profil Gaussien [GOL.84],
- d'une augmentation artificielle de la conductivité thermique de la phase liquide, comme cela est suggérée dans [GOL.84] pour prendre en compte les mouvements convectifs dans le bain de fusion,
- d'un couplage entre les analyses thermique et mécanique,
- d'une modélisation du matériau de remplissage entre les deux pièces à souder en utilisant la fonctionnalité "*birth and death of elements*" d'ANSYS,
- d'un comportement élastique-plastique bilinéaire pour représenter le comportement mécanique du matériau,
- d'une dépendance des propriétés des matériaux vis à vis de la température : masse volumique, enthalpie, conductivité thermique, coefficient de dilatation thermique, module d'Young, limite de plasticité et module tangent.

Les principaux éléments d'originalité développés dans le modèle thermomécanique sont :

- l'utilisation conjointe de deux méthodes pour réduire le temps de calcul. La première consiste à utiliser des éléments de contact pour connecter la zone de maillage fine de la zone affectée par l'apport de chaleur avec les autres zones où le maillage est plus grossier. La seconde méthode consiste à limiter, à l'intérieur même du préprocesseur, la taille de la zone où la source Gaussienne de chaleur sera appliquée, et ce avec le minimum de perte de précision sur la quantité de chaleur apportée au système.

- une calibration des paramètres de la source mobile Gaussien grâce à la surface de réponse d'un plan d'expérience basé sur des comparaisons géométriques entre les formes expérimentale et numérique du cordon de soudure,
- une modification de la température de référence des éléments ayant atteint un niveau de température au-delà du point de fusion, et ce afin de prendre en compte la relaxation des contraintes induites par la fusion du matériau,
- un calcul original du coefficient de dilatation thermique instantané basé sur la dépendance de la masse volumique vis-à-vis de la température et sur la définition du coefficient de dilatation thermique volumique. Ce calcul permet de quantifier la dépendance de ce coefficient vis-à-vis de la température au-delà des valeurs que l'on trouve usuellement dans la littérature.

Les résultats obtenus à l'aide de ce modèle sont tout à fait satisfaisants puisque :

- les paramètres de la source de chaleur gaussienne identifiés à l'aide du plan d'expérience factoriel et optimisés avec sa surface de réponse permettent une reproduction assez précise des géométries du cordon,
- la comparaison entre les valeurs expérimentales et calculées de la déviation montre une bonne cohérence avec un écart relatif inférieur à 5%.

Le modèle développé permettra ainsi de rechercher la vitesse de soudage appropriée qui pourra être transmise au soudeur afin que ce dernier puisse réduire les déformations. A noter enfin, qu'en raison des conditions de soudage considérées dans ce mémoire (conditions aux limites et géométrie imposées par le contexte industriel), il a été observé une déformation hors-plan en flexion alors que, dans la littérature ([DEN.13], [WAN.14] et [SU.14]), on relève plus fréquemment des déformations hors-plan de type flambage (convexe-concave ou concave-convexe).

Ce second chapitre du mémoire de thèse a fait l'objet d'une publication dans une revue internationale [TCH16].

Le troisième chapitre aborde la modélisation de l'arc électrique de soudure (qui permet d'obtenir les champs de température du plasma), les chutes de tension à l'anode et à la cathode

de l'appareil de soudage, la tension dans l'arc et le rendement de l'apport d'énergie. Cette problématique demeure un domaine de recherche encore ouvert ([KOU.03], [LU.09a], [ARU.12], [LIN.12], [VEN.14]) et le travail que nous avons réalisé dans ce domaine vise à expliquer le comportement de la tension et de la conductivité électrique lors de l'amorçage de l'arc de soudure ainsi que de son maintien. La complexité des phénomènes générés dans le plasma nous a conduit à développer des programmes en langage C.

C'est dans ce cadre qu'un modèle axisymétrique bidimensionnel de l'arc électrique a été réalisé en utilisant le logiciel FLUENT. Ce modèle intègre un couplage fluide-structure dans lequel les équations électromagnétiques et thermiques sont résolues dans la cathode solide. Les équations supplémentaires régissant l'écoulement sont considérées dans le domaine gazeux où l'arc est généré. Ce modèle inclut aussi la géométrie réelle des composants de la torche tels que le diffuseur de gaz, la buse et l'électrode. Les pertes de tension et les échanges thermiques arc-anodes ont été calculés. La réalisation de ce modèle nécessite la définition de fonctions de type UDF (*User Defined Function*) programmées par l'utilisateur. Ces fonctions permettent l'ajout d'équations de conservation complémentaires pour différentes grandeurs scalaires définies par l'utilisateur (UDS : *User Defined Scalar*) et pour la programmation des propriétés des matières fluides et solides du modèle.

L'une des particularités de notre modèle est de considérer l'amorçage de l'arc. Lorsque cet arc devient stable, la conductivité électrique se fait dans l'équation de transfert d'énergie sans conductibilité artificielle supplémentaire. Cela permet de se rapprocher des phénomènes physiques réels, ce qui n'a pas encore été étudiée ou expliquée dans la littérature et qui constitue donc l'un des éléments d'originalité du mémoire. A noter par ailleurs que des travaux récents permettent aussi de prendre en compte le bain de fusion ([DAL.14], [NGU.15]). La conductivité thermique de la phase liquide est alors augmentée artificiellement pour tenir compte des effets du transfert de chaleur par convection dans le bain de fusion.

Le transfert de chaleur et l'écoulement de fluide dans la colonne d'arc ont été étudiés sur la base des distributions de passage du courant, de la température, de la vitesse de la pression et du potentiel électrique dans le plasma d'arc. Partant de l'intensité du courant et du débit de gaz (valeurs paramétrées avant l'opération de soudage), le calcul permet l'obtention de la tension, des champs de vitesse et de la puissance transmise. En pratique, seule une fraction de cette énergie est transmise à la pièce, le reste étant évacué par convection et rayonnement. Dans un premier temps, nous avons employé la même intensité de courant et le même rendement

énergétique que ceux utilisés dans le second chapitre. Dans un second temps, nous avons effectué une étude de sensibilité sur les paramètres influant sur le plasma pendant l'opération de soudage, c'est-à-dire l'intensité du courant, le débit de gaz d'argon et la distance inter-électrodes. En combinant les effets de ces différents paramètres entre eux, nous avons réalisé un total de 36 calculs. Ces calculs montrent que :

- La température augmente avec l'intensité du courant ainsi qu'avec la distance inter-électrode.
- La vitesse augmente avec l'intensité du courant et avec la distance inter-électrode.
- Le potentiel électrique augmente avec l'intensité du courant lorsque la distance inter-électrode est constante. Lorsque cette distance augmente à intensité de courant constante, le potentiel électrique augmente aussi mais de manière plus importante qu'à distance inter-électrode constante.
- Le débit du gaz ne joue aucun rôle sur la température et sur le potentiel électrique. Il influe par contre sur la vitesse d'écoulement du plasma. Plus le débit est élevé, plus la vitesse d'écoulement du plasma est faible.

Ces tendances sont en accord avec celles de la littérature.

CHAPITRE I

ÉTAT DE L'ART

I. Etat de l'art

I.A. Introduction

Le procédé d'assemblage par soudage est utilisé dans de nombreux secteurs industriels tels que la chaudronnerie, les charpentes métalliques, les chantiers navals, l'industrie automobile, le nucléaire, l'aérospatiale ou encore l'industrie de construction de machines. Comparée à d'autres méthodes d'assemblage, le soudage est en effet considéré comme une technique très productive et pratique [MAS.80]. Il en existe plusieurs types décrits ci-après, chacun d'eux possédant des principes et des mises en œuvre différents. Dans certains cas, l'assemblage est obtenu par fusion locale des éléments à assembler. Dans d'autres cas, il n'y a pas de fusion et l'assemblage est obtenu par effets purement mécaniques. Les différents types de soudages peuvent donc être classés en deux catégories [HOU.77] :

- **Le type de soudage par assemblage purement mécanique**

L'assemblage des pièces a lieu sans fusion des éléments à souder. La chaleur nécessaire pour l'assemblage est générée par choc, frottement ou libérée par la déformation élastique ou plastique du métal.

- **Le type de soudage par assemblage avec fusion**

L'assemblage des pièces a lieu par la fusion du métal qui est provoquée soit par une réaction exothermique, soit par le plasma d'un arc électrique. Cette fusion peut avoir lieu avec ou sans métal d'apport. Le métal d'apport peut être issu du même matériau que les pièces à assembler (cas de la soudure autogène) ou alors d'un matériau différent (cas de la soudure hétérogène).

Dans la suite de ce mémoire, l'étude se concentrera sur le soudage par assemblage avec fusion provoquée par un arc électrique car ce procédé correspond à ce qui est pratiqué majoritairement au sein de la société RÜHLE GmbH. La méthode de soudage à l'arc électrique est aujourd'hui l'un des procédés de soudage les plus répandus dans l'industrie. En conséquence, les risques cutanés chez les soudeurs ont été étudiés dans [JEL.09].

La méthode de soudage à l'arc peut être mise en œuvre selon différentes modalités opératoires (Figure I.1). Ces modalités sont caractérisées par la source de chaleur utilisée. Le choix de la

modalité appropriée s'effectue en fonction des caractéristiques des matériaux à assembler, du métal d'apport, des moyens mis à disposition et du cahier des charges relatif au cordon de soudure.

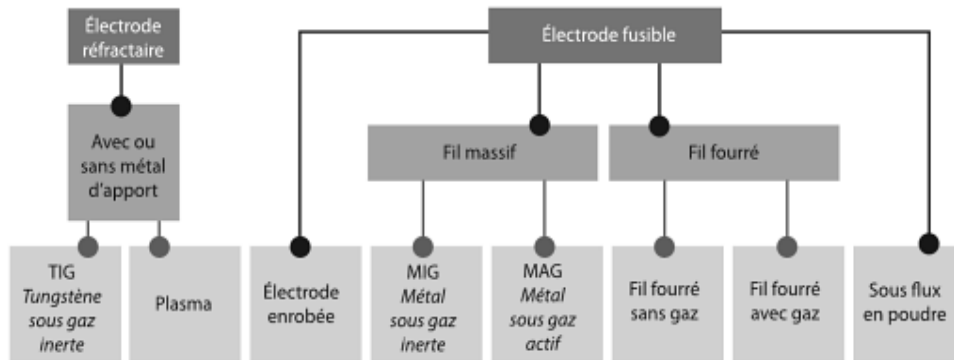


Figure I.1 : Principaux procédés de soudage à l'arc électrique [JEL.09]

Lors de l'opération de soudage, la fusion des pièces à souder nécessite une dilution du métal d'apport à leurs extrémités. Cette fusion de la matière est provoquée par une élévation de la température qui va au delà de la température de fusion du métal à souder. La température peut ainsi s'élever jusqu'à 4200 °C sur la pièce et jusqu'à 3000 °C sur l'électrode ([MET.75]). On parle alors de soudage lorsque la continuité de la matière entre les deux éléments assemblés est telle, qu'au niveau atomique, ces deux pièces, devenues solidaires par le cordon de soudure, n'en forment plus qu'une seule. A noter qu'il existe plusieurs types d'assemblages [BAZ.03]. La Figure I.2 présente les principaux.

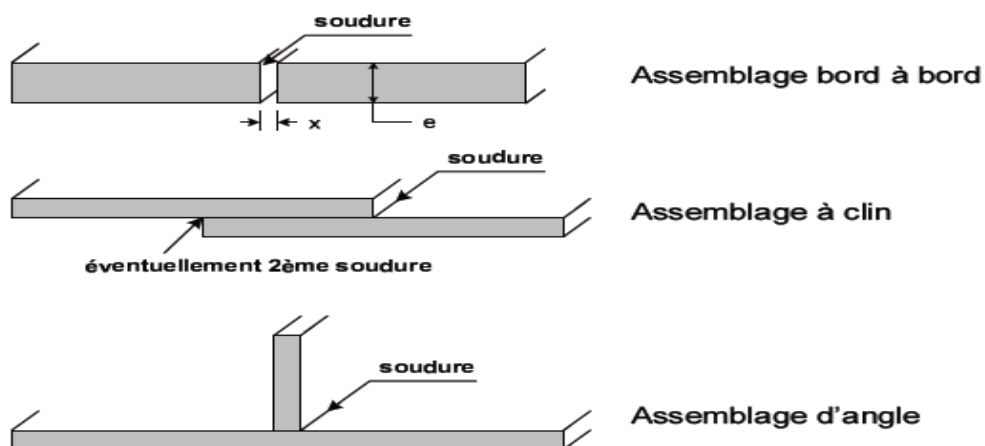


Figure I.2 : Principaux types d'assemblages [BAZ.03]

I.B. Procédés de soudage à l'arc électrique

Les procédés de soudage à l'arc ont en commun le fait qu'un arc électrique se crée et que l'opération de soudage a lieu sous la protection d'un gaz qui devient conducteur électrique à l'état ionisé [MET.75]. Ce gaz protecteur empêche l'oxygénation, la pénétration de l'humidité de l'air et les autres impuretés qui engendrent des défauts sur le cordon de soudure [LU.09]. Les défauts de soudures influencent en effet la qualité du cordon en termes de durabilité, de porosité et de géométrie [TAR.99]. La zone de métal en fusion doit donc être protégée par le gaz pendant les changements de phases, solide-liquide ou liquide-solide, des pièces à souder.

Certains procédés de soudage à l'arc sont plus énergétiques que d'autres du fait d'un rendement thermique plus élevé. Le Tableau I.1 présente les valeurs du rendement thermique en fonction du procédé de soudage tel que proposé dans [CRO.04]. On constate que le procédé TIG apparaît comme le plus énergétique du fait d'un rendement inférieur à 0.5. C. Vitooraporn [VIT.90] a pour sa part présenté une synthèse de valeurs obtenues par plusieurs auteurs relativement au rendement de différents procédés de soudage à l'arc (Tableau I.2). On remarque que, contrairement aux travaux présentés dans l'ouvrage collectif [CRO.04], le procédé de soudage TIG apparaît cette fois comme le moins énergétique. Face à cette disparité d'analyse trouvée dans la littérature, nous avons décidé de retenir les valeurs du Tableau I.2, et ce pour deux raisons. La première tient au fait que la synthèse qui y est proposée s'appuie sur les travaux de plusieurs auteurs. La seconde raison est que cette synthèse présente une certaine homogénéité.

Procédé	TIG	MIG/MAG	Electrode enrobée	Arc sous flux
Rendement	< 0.5	0.7	0.85	1

Tableau I.1 : *Rendement thermique de différents procédés de soudage [NOR.04]*

Références bibliographiques	[CHR.65]	[RYK.63]	[TSAI.77]
Rendement TIG	0.66-0.70	0.65-0.85	0.80-0.90
Rendement MIG/MAG	0.22-0.48	0.20-0.75	-
Rendement SMAW	0.66-0.85	0.65-0.85	0.55-0.90

Tableau I.2 : *Comparatif du rendement thermique de différents procédés de soudage avec différents auteurs [VIT.90]*

Les analyses réalisées par Dupont et al. [DUP.95] ont montré par ailleurs que l'intensité du courant de soudage n'influencait pas de manière décisive le rendement. Les auteurs ont en effet constaté que la variation du rendement est de plus ou moins 0.05% dans le cas du TIG et de plus ou moins 0.004% dans le cas du MIG, et ce pour différentes intensités de courant.

Les différents procédés de soudage à l'arc sont décrits plus en détail dans les prochains paragraphes.

I.B.1 Soudage à l'arc avec électrode enrobée (SMAW)

Le soudage à l'électrode enrobée est un procédé où un métal d'apport (baguette) est utilisé pour mettre en fusion et assembler les pièces à souder. Cette fusion est obtenue grâce à un arc électrique qui se crée et transfère une chaleur intense lors de l'opération. L'électrode enrobée a pour rôle d'assurer la formation de l'arc ainsi que d'élaborer et de protéger le bain de fusion. Elle se compose :

- d'une tige métallique électriquement conductrice constituée d'alliage nécessaire à une bonne qualité du bain de fusion,
- d'un enrobage formé d'éléments chimiques et ayant des propriétés électriques (qui facilitent l'amorçage, la stabilité et le maintien de l'arc), métallurgiques (qui assurent la qualité de la soudure et la création d'une couche protectrice du bain de fusion) et mécanique (l'épaisseur de l'enrobage jouant un rôle important sur la forme du cordon de soudure).

I.B.2 Soudage à l'arc avec électrode consommable

Les procédés de soudage MIG (*Metal Inert Gas welding*) et MAG (*Metal Active Gas welding*) sont des méthodes de soudage qui ont pour particularité d'utiliser un fil fusible fourré continu en lieu et place de l'électrode. Ce fil, qui joue aussi le rôle de métal d'apport, est amené automatiquement de façon continue sous protection gazeuse depuis un dévidoir [JEF11]. Le gaz propulsé est soit inerte (procédé de type MIG), soit actif (procédé est de type MAG). Dans le cas du soudage MIG, le gaz utilisé est très souvent l'hélium qui joue simplement un rôle de protecteur. Pour la soudure MAG, les gaz utilisés sont actifs. Ils contribuent à la stabilisation de l'arc et à la transmission constante du matériau. Ces gaz sont le plus souvent le dioxyde de carbone et l'oxygène.

I.B.3 Le soudage à l'arc sous flux de poudre

Le soudage à l'arc sous flux de poudre, encore appelé soudage à l'arc submergé, peut être vu comme une automatisation du soudage à l'électrode enrobée avec un flux de poudre composite à la place de l'électrode enrobée. Ce procédé permet d'obtenir des soudures de grandes épaisseurs (10 à 100 mm). La protection de l'arc de soudage est obtenue à l'aide des vapeurs provenant d'une poudre composite qui joue un rôle important dans la métallurgie des soudures (profondeur et épaisseur du cordon). Cette poudre est indépendante de l'électrode.

I.B.4 Soudage à l'arc plasma

Lors du soudage à l'arc plasma, un arc électrique jaillit entre une électrode réfractaire en tungstène et la pièce à souder [MAS.13]. L'arc plasma peut être divisé en deux catégories : le plasma à arc transféré et le plasma à arc non transféré. Dans le cas de l'arc transféré (Figure I.3 c), l'arc électrique jaillit entre l'électrode réfractaire et la tuyère formant l'anode. Ce jet de plasma poussé par le gaz permet le dépôt d'énergie. Ce procédé est plus préconisé pour des applications de traitement de surface par projection thermique que pour le soudage.

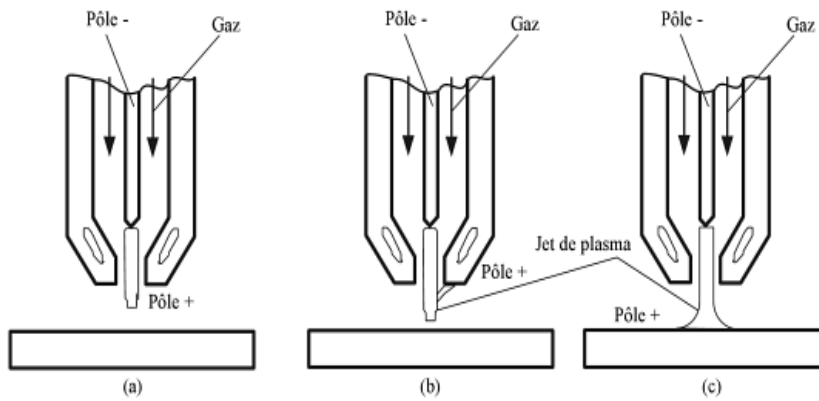


Figure I.3 : Types de transferts dans les arcs électriques ; a) non transféré interne ; b) non transféré externe ; c) transféré [MAS.13].

Dans le cas de l'arc non transféré (Figures I.3 a et b), l'arc électrique jaillit entre l'électrode réfractaire et les pièces à assembler. Ce procédé de soudage fonctionne comme le procédé TIG à la différence qu'un flux de gaz supplémentaire est délivré au niveau de l'électrode, entraînant ainsi une constriction de l'arc. Cette constriction permet un transfert d'énergie plus localisée et permet de souder des pièces ayant une épaisseur allant jusqu'à 20 mm. La largeur du cordon est par contre plus petite que celle du procédé TIG [MAS.13]. Ceci est dû au fait que l'apport de chaleur est d'une part plus important et d'autre part plus localisé.

I.B.5 Le soudage à l'arc avec électrode non consommable

Le procédé de soudage TIG est le type de soudage avec torche à plasma le plus utilisé [TAS.10]. Il est constitué par une électrode de soudage en tungstène non fusible et son gaz de protection est inerte. Ce gaz est soit de l'argon (Ar), de l'hélium (He) ou alors un mixage argon-hélium [MUN.91]. Le plus souvent, un métal peut être intégré au procédé. Ce métal, qui a une forme de baguette, n'est pas indispensable pour la réalisation de l'opération de soudage mais il joue un rôle d'ajout de matière et augmente ainsi l'énergie transmise au bain de soudure en fusionnant avec l'arc. Le matériau de la baguette doit être le même que celui du métal à souder et le diamètre de la baguette varie selon la profondeur du cordon à réaliser. L'argon et l'hélium ne réagissent pas avec le bain de soudure en fusion et n'influencent donc pas la métallurgie de la soudure. Cependant, l'hélium permet une vitesse de soudage plus rapide que l'argon car il permet d'obtenir un bain de fusion plus profond [LU.09a]. Les soudures obtenues avec ce procédé de soudage sont de bonne qualité et de grande précision

[KIM.98] et peuvent être réalisées dans pratiquement toutes les positions [MUN.91], permettant ainsi une flexibilité de soudage à des endroits difficilement accessibles. Le soudage TIG est utilisé pour pratiquement tous les aciers ayant une épaisseur inférieure à 10 mm [MAS.13].

I.C. Etude détaillée du procédé de soudage TIG

I.C.1 Historique et évolution de la recherche

Le soudage TIG est actuellement l'un des procédés les plus populaires. La majorité des industries de fabrication l'utilise en raison de la bonne surface que présente le cordon de soudure obtenu et de la très haute précision de soudure. Cependant, la profondeur des pièces à souder doit être au plus de 3 mm lorsqu'il n'y a pas de métal d'apport et inférieure à 10 mm avec un métal d'apport afin d'obtenir un bon cordon en une seule passe de soudage [FUJ.08]. Cette restriction rend la productivité du soudage TIG relativement faible. C'est la raison pour laquelle des chercheurs de l'Institut de Soudure Paton en Ukraine ont introduit dans les années 1960 un flux supplémentaire. Cette méthode, qui se dénomme A-TIG, a pour but d'augmenter la pénétration du cordon de soudure. Les résultats présentés dans [VEN.14] et dans [ARU.12] ont montré que cette méthode permettait effectivement d'augmenter la profondeur tout en gardant la qualité du cordon, entraînant ainsi une meilleure productivité. La méthode A-TIG peut être réalisée de trois façons différentes [FUJ.08] :

- Un abaissement de la tension superficielle du bain de fusion à l'aide du flux supplémentaire. Cela se traduit par la baisse de pression de la surface du bain qui permet d'augmenter le rayon de courbure de celle-ci afin de pouvoir mieux supporter la pression de l'arc.
- La constriction de l'arc à l'aide des molécules vaporisées du flux supplémentaire.
- L'inversion de la convection de Marangoni (contraintes de cisaillement induites par le gradient de tension de surface à la surface du bain de fusion).

La méthode A-TIG utilisant l'inversion de Marangoni est la plus utilisée [FUJ.08]. Elle consiste à activer un flux sous forme de pâte qui est appliqué sur la zone du joint de soudure. Le flux actif est un mélange de solides désoxydants de granulométrie fine qui permet

d'améliorer la pénétration jusqu'à 300% [LIN.12]. Lors de l'opération de soudage, il se décompose et produit suffisamment d'oxygène pour inverser le flux du bain de fusion. Ce flux est connu sous le nom de convection de Marangoni [KOU.03] et son inversion permet de changer la direction de la convection de l'extérieur vers l'intérieur. Cette inversion est provoquée par le changement de signe du coefficient de tension superficielle dû à l'augmentation de la température. Cette variation de la tension de surface est également responsable de l'augmentation de la pénétration du flux.

Lu et al. [LU.04a] ont développé un modèle TIG en utilisant un gaz mixte (mélange d'argon et d'oxygène) pour améliorer la pénétration du bain par ajout de l'oxygène dans le gaz de protection. Les résultats obtenus montrent que cet ajout joue un rôle actif sur le bain de soudure et augmente la profondeur de soudure. Cependant, les travaux antérieurs de Lu et al. [LU.03] ont aussi montré qu'une forte oxydation était observée sur la pointe de l'électrode lorsque le gaz actif O₂ est mixé au gaz protecteur (Argon, oxygène). Li et al. [LI.12] ont donc proposé une méthode pour résoudre cette problématique. Cette méthode consiste à utiliser un gaz actif (O₂) et un gaz inerte qui ne sont pas directement mélangés l'un à l'autre car ils arrivent à la surface du bain par deux canaux différents. Le procédé TIG mis en œuvre utilise donc un double gaz protecteur avec pour but d'améliorer la pénétration de la soudure. Cette méthode a été comparée à la méthode traditionnelle de soudage TIG en jouant sur différents paramètres de soudage comme la vitesse, la longueur d'arc et l'intensité du courant. La force de convection Marangoni a notamment été calculée pour estimer l'influence des paramètres de soudure sur la variation de la forme du bain de soudure. Les résultats montrent que la teneur en oxygène et la distribution de chaleur sur la surface du bain de fusion sont des facteurs déterminants sur le sens et la force de la convection Marangoni. La Figure I.4 présente la géométrie du cordon obtenue pour les différents tests réalisés.

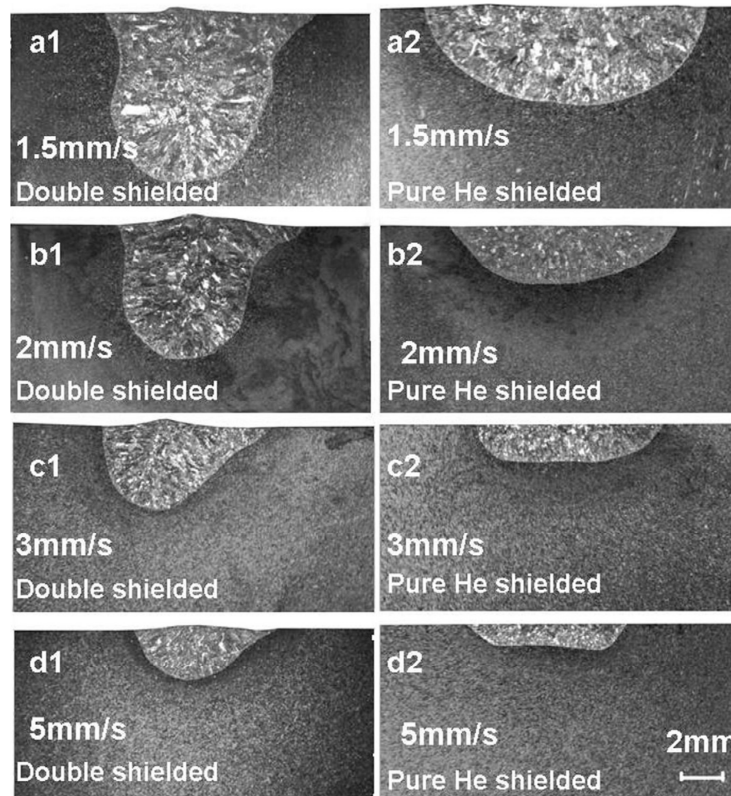


Figure I.4 : *Forme des bains de fusion pour différentes vitesses de soudure [LI.12].*

Ces résultats expérimentaux montrent que le gaz inerte peut empêcher l'oxydation de la pointe de l'électrode. En même temps, le mélange de gaz externe qui contient les gaz actifs tels que l'oxygène ou le dioxyde de carbone se dissout dans le bain de soudure pour ajuster la convection Marangoni et ainsi la forme du bain de soudure. La couche d'oxyde qui peut apparaître avec une teneur relativement élevée en oxygène dans le bain de soudure est cependant nocive pour le flux de chaleur le long de la surface du bain, ce qui réduit l'efficacité de la soudure en particulier dans le procédé TIG avec double gaz protecteur. Le choix des gaz et de leur vitesse d'écoulement est discuté dans le paragraphe suivant.

I.C.2 Influence du choix du gaz et de sa vitesse d'écoulement

La bouteille de gaz du poste de soudure, qui contient un gaz neutre comme l'argon ou l'hélium, est munie d'un débitmètre permettant de régler le débit du gaz lors de l'opération de soudage. Ce gaz permet à l'arc de soudage de se propulser dans une atmosphère neutre, protégeant ainsi le bain de fusion contre les éléments externes. L'écoulement du gaz est canalisé à l'aide d'une buse dans la torche. Les buses utilisées sont en céramique, en

aluminium ou en corindon. Leurs diamètres varient de 6 à 20 mm en fonction de l'intensité du courant de soudage. L'effet de la présence de la buse de gaz ne produit aucun changement dans la vitesse et la répartition de la température [TSA.90].

Les gaz peuvent être considérés comme des isolants électriques avec une structure chimique comportant des électrons liés, ces derniers ne pouvant se détacher et s'ioniser que s'ils reçoivent une énergie supérieure à leurs énergie d'ionisation [PLA.60]. A l'état ionisé, le gaz devient électriquement conducteur permettant ainsi le transfert d'énergie du courant de l'électrode à la pièce à souder. Cette propriété joue un rôle déterminant lors de l'opération de soudage [PLA.60] car la décharge électrique de l'électrode ionise le gaz. Ceci est dû à l'élévation de la température du gaz par l'électrode qui est traversé par le courant électrique. On parle de plasma (gaz à l'état ionisé) lorsque cette élévation de température est telle que l'énergie moyenne des particules du gaz est comparable à l'énergie d'ionisation des molécules et atomes qui constituent ces particules [SMI.11].

Contrairement aux structures solides, qui présentent des molécules ordonnées et compactes, les gaz sont constitués de molécules dispersées et désordonnées qui se déplacent librement en fonction de l'espace qui leur est alloué. Suivant ce principe, l'énergie générée par le poste à souder à travers l'électrode chauffe le gaz de protection, ce qui provoque une agitation des particules qui entraîne les mouvements des électrons. Plus le gaz chauffe, plus la vitesse de déplacement (rotation et translation) des particules est élevée. Les mouvements engendrés créent des chocs, qui peuvent être élastiques ou non, entre les différentes particules [FOX.15]. On parle de choc élastique lorsque l'énergie cinétique d'une particule en mouvement est plus élevée que l'énergie qui permet de maintenir la particule qu'elle rencontre sur son orbite. L'électron qui quitte l'orbite devient alors un ion. Dans le cas où l'énergie cinétique n'est pas suffisante pour arracher un électron de son orbite, le choc est non élastique. L'atome est alors excité et l'électron peut quitter son orbite pour une couche inférieure. Lorsque la densité d'ions devient assez grande, on dit que le gaz est ionisé. Cette ionisation n'a pas lieu à l'issue d'un seul choc mais apparaît progressivement. La Figure I.5 extraite de [FOX.15] est une compilation des résultats obtenus dans [PHE.91]. Elle présente les sections transversales des chocs élastiques (ionisation courbe rouge) et non élastiques (excitation courbe bleu) en fonction de l'énergie transmise lors des collisions. Les sections sont presque égales jusqu'à une valeur énergétique de 30^2 eV. Au-delà, la section d'excitation est légèrement plus élevée que celle d'ionisation.

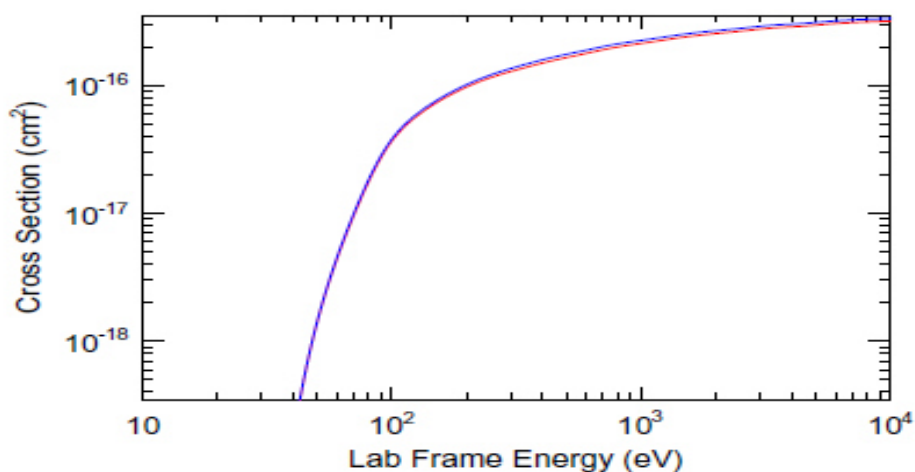


Figure I.5 : Sections transversales des chocs élastiques (ionisation : courbe rouge) et non élastique (excitation : courbe bleu) en fonction de l'énergie transmise [PHE.91].

Cho et al. [CHO.13] ont constaté que, lors de l'opération de soudure, plus le débit de gaz était élevé, plus la fréquence de collision augmentait, et par conséquent la densité d'ionisation du gaz. La densité de puissance de rayonnement du plasma pourrait ainsi être augmentée avec le débit de gaz. Ceci permet d'améliorer la performance globale de l'énergie électromagnétique absorbée par la pièce à souder.

Les travaux de Tanaka et al. ([TAN.04] et [TAN.08a]) ont montré que la quantité d'énergie apportée à la pièce à souder variait considérablement en fonction du gaz de protection utilisé. En effet, en utilisant séparément l'argon et l'hélium, l'intensité de l'énergie transmise avec l'argon s'avère plus élevée qu'avec l'hélium. Ceci est dû au fait que l'arc transmis à travers l'hélium est plus étroit que celui transmis à partir de l'argon, avec un canal de l'arc d'hélium rétréci à cause de sa faible conductivité électrique. Cette rétraction entraîne l'augmentation de la profondeur du cordon de soudure et par conséquent une meilleure productivité du procédé de soudage. Le coût élevé de l'hélium constitue cependant un problème ainsi que l'amorçage difficile de son arc à cause de sa faible conductivité électrique.

Ces conclusions ont été confirmées dans [FUJ.08] où il a été observé que l'hélium avait un effet plus important sur la convection Marangoni que l'argon. Dans le but de trouver une alternative à l'argon, S. Lu et al. [LU.09b] ont étudié le rôle que jouait l'azote qui, en plus de fournir un prix compétitif pour les industriels, garantit également une bonne protection du bain de fusion. L'arc de soudage avec l'azote comme gaz protecteur est en effet plus étroit que

celui avec l'argon en raison de sa chaleur spécifique et de sa conductivité thermique élevée. Le flux élevé de chaleur dû à cette constriction de l'arc d'azote provoque alors l'augmentation du volume du bain de soudure et améliore ainsi la productivité du procédé de soudage TIG.

Murphy et al. [MUR.10] ont enfin montré que la composition du gaz de protection affectait fortement les propriétés de l'arc car le flux de chaleur, la densité de courant ainsi que les contraintes de cisaillement à la surface du bain de fusion sont influencées par ce gaz.

I.C.3 Influence de l'électrode en tungstène

L'électrode est un composant de la torche de soudage qui est constitué de tungstène avec les caractéristiques d'être conducteur et d'avoir un point de fusion très élevé (largement au-dessus du point de fusion des tôles à souder). Son utilisation est donc utile dans les zones à hautes températures. La géométrie de sa pointe (affûtage) est un paramètre important car il influence non seulement la qualité du cordon de soudure, mais aussi la quantité d'énergie transmise. L'affûtage de la pointe de l'électrode a fait l'objet de très nombreuses publications dans la littérature. Un certain nombre d'entre elles est présenté et commenté ci-après.

Tsai et al. [TSA.90] ont observé que, pour une pointe à bout plat, la vitesse et la pression de l'arc sont plus faibles que pour une pointe à bout aiguë car la distribution de température dans la colonne d'arc y est plus uniforme. C'est dans le cadre de cette problématique que Haidar et al. [HAI.94] ont déterminé expérimentalement l'effet de l'angle de la pointe sur les températures de l'arc. Ils ont notamment constaté que, pour des angles supérieurs à 60 degrés, la distribution de la température dans la zone de la pointe était plus uniforme. Par voie de conséquence, la répartition de la température dans le plasma est elle aussi plus uniforme. Malgré cette uniformité, les valeurs de la température sont moins élevées que lorsque l'angle de la pointe est inférieur à 60 degrés, les températures étant maximales avec un angle de 60 degrés.

L'effet de différents angles de pointe (30, 45 et 60 degrés) sur la densité de courant, la tension de l'arc, le flux de chaleur et la température a été étudié dans [TAN.06]. Il y est notamment établi que la modification de la géométrie de la pointe de l'électrode a un effet insignifiant sur la distribution de la densité de courant à la surface de l'anode.

Une étude sur la sensibilité de la pression d'arc par rapport à l'angle de la pointe a été réalisée dans [LIN.86] pour différents angles (30, 60 et 90 degrés). Pour tous ces angles, il a été

observé que la pression de l'arc augmentait linéairement avec le courant de soudage. Par ailleurs, Fan et al. [FAN.96] ont montré, grâce à des études numériques, que la pression de l'arc diminuait avec l'angle de pointe.

Goodarzi et al. [GOO.98] ont étudié la géométrie du bain de soudure pour différents angles de pointe et les résultats ont été utilisés comme valeur d'entrée pour déterminer la forme du bain de soudure en tenant compte de la flottabilité et de l'effet Marangoni. Il apparaît que l'augmentation de l'angle de la pointe augmente la profondeur du bain de fusion et diminue sa largeur. Une comparaison avec les résultats obtenus dans [KEY.80] montre par ailleurs qu'une combinaison du modèle de l'arc avec celui du bain de soudure conduit à une prédiction réaliste de la forme et de la dimension du bain de soudure pour un angle de la pointe de l'électrode variant de 10° à 90° .

Préalablement à ces travaux, Goodarzi et al. [GOO.97a] avaient développé des modèles du comportement de l'arc et du bain de soudure en faisant varier l'angle de la pointe de la cathode de 10° à 150° . L'objectif était d'en étudier l'effet sur les propriétés de l'arc, en particulier sur la densité de courant d'anode, le flux de chaleur et les contraintes de cisaillement. Il apparaît que l'augmentation de l'angle de pointe conduit à un rétrécissement du diamètre de l'arc et à une augmentation de la densité de courant d'anode et du flux de chaleur. A l'inverse, en réduisant l'angle de la pointe de l'électrode, la vitesse du gaz augmente ainsi que, par voie de conséquence, la contribution convective dans le flux de chaleur de l'anode.

Les résultats établis dans [LOW.92] montrent enfin que la densité du courant cathodique est fortement influencée par la forme de l'électrode. La comparaison entre les calculs et l'expérience est présentée sur la Figure I.6.

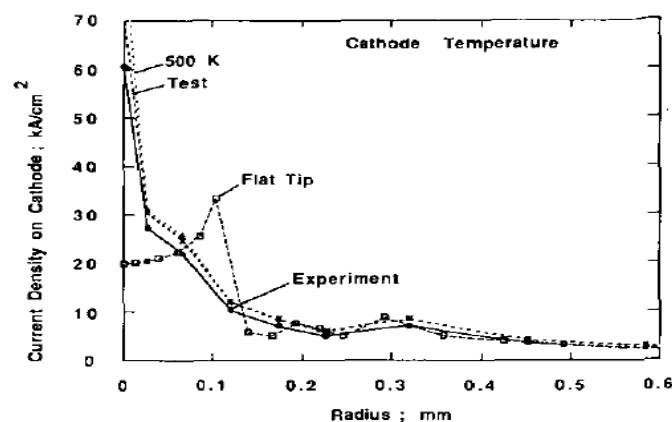


Figure I.6 : Densité de courant pour un courant de 200A [LOW.92]

L'étude bibliographique qui vient d'être présentée concerne les torches de soudage non inclinées. Le cas des torches inclinées est examiné ci-après. Abid et al. [ABI.13] ont par exemple étudié de manière exhaustive l'influence de la géométrie de la pointe et de la longueur d'arc sur l'arc et sur le bain de fusion en utilisant une torche inclinée à 70°. Les tendances observées sont nombreuses :

- la température maximale de l'arc à proximité de la pointe d'électrode diminue avec l'augmentation de l'angle de la pointe et la réduction de la longueur pointe-pièce.
- la distribution de la température de l'arc est concentrée pour les angles plus petits et étendue pour les plus grands.
- la vitesse maximale dans la colonne d'arc diminue avec l'augmentation de l'angle de la pointe.
- la vitesse sur la surface de l'anode diminue avec la réduction de la longueur de l'arc.
- la densité de courant maximum à la pointe de l'électrode diminue avec l'augmentation de l'angle de la pointe.
- la répartition de densité de courant sur la surface d'anode reste à peu près la même avec les différents angles de la pointe, mais diminue avec l'augmentation de la longueur de l'arc.
- le flux de chaleur par conduction et convection diminue avec l'augmentation de l'angle de la pointe.
- le flux de chaleur dû à une contribution électrique reste inchangé mais le flux de chaleur totale est légèrement affecté par l'angle de pointe de l'électrode.
- la diminution de la longueur de l'arc augmente le flux de chaleur sur la pièce.

Cependant, les études précitées, qui portent sur l'influence de l'angle de pointe de l'électrode, n'ont pas impactées les choix que nous avons opérés car nous avons utilisé un arc d'affutage de 60° qui correspond à la géométrie de l'électrode employée dans le secteur industriel qui nous intéresse.

Après avoir présenté de manière détaillée l'effet de l'angle de la pointe de l'électrode, nous allons maintenant discuter de l'arc de soudure. Il s'avère en effet que cet arc constitue l'un des principaux facteurs lors de l'opération de soudage à l'arc. Il est décrit dans le prochain paragraphe.

I.C.4 L'arc de soudure

Lors du soudage TIG, un arc électrique est utilisé pour transférer la chaleur afin de fusionner les pièces. L'arc électrique de soudage peut être défini comme une foudre artificielle provoquée par l'appareil de soudage.

Le soudage à arc utilise un arc électrique de forte intensité entraînant une élévation de température supérieure à la température de fusion des pièces à souder. Pour réaliser l'opération de soudage, les pièces à assembler doivent être reliées par une pince au pôle positif du générateur (l'anode réceptrice d'électrons). L'électrode émettrice d'électrons est reliée à la cathode qui est le pôle négatif du générateur. Lorsque le soudeur rapproche l'électrode de la surface de la pièce à souder, la différence de tension entre les deux pôles (anode et cathode), qui est causée par la répartition des charges, provoque une décharge électrique, chauffe le gaz et ionise celui-ci. Le gaz ionisé devient alors conducteur et un courant électrique passe entre la torche et la plaque à souder. Le gaz ionisé, dans lequel passe le courant, est appelé plasma. Le plasma est donc défini comme un état dans lequel le milieu gazeux présente un degré d'ionisation tel que ses particules, sensibles aux champs électromagnétiques, permettent le passage du courant électrique. Le nom de plasma a été attribué par I. Langmuir en 1928 [LAN.28], dans le cadre de l'étude d'un arc de mercure, par analogie avec le plasma sanguin. Dans l'arc électrique, qui se crée à travers le plasma, la température peut varier de 5000 K à 50000 K [HOU.77]. La Figure I.7 fournit un schéma de principe des phénomènes qui se manifestent pendant l'apparition d'un arc électrique en soudure.

L'arc à haute intensité de courant représente le principal outil de production des plasmas thermiques qui sont d'un intérêt croissant pour les traitements chimiques et pour les matériaux. Contrairement à l'arc à faible intensité de courant, l'arc à haute intensité (supérieure à 50 Ampères) et à pression atmosphérique, est caractérisé par de forts flux macroscopiques. Dinulescu et al. [DIN.80] ont observé que, lorsque l'intensité de courant est suffisamment élevée, toute variation dans la section du trajet emprunté par le courant, avec par exemple des variations de densité de courant axiales, entraîne des variations dans la vitesse d'écoulement, jusqu'à 100 m/s.

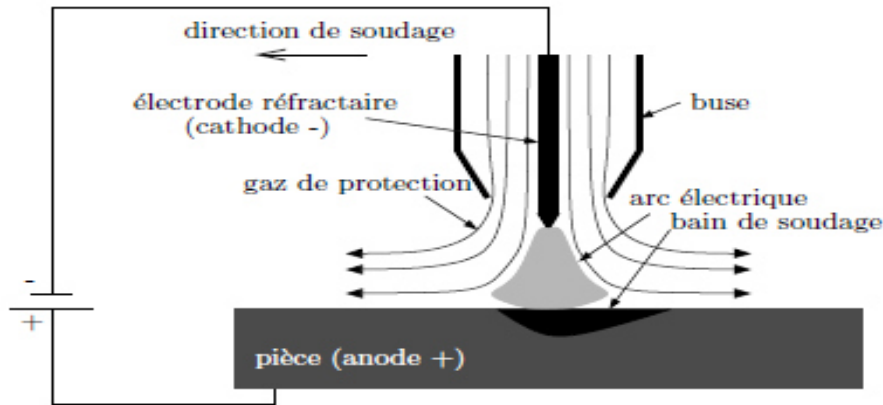


Figure I.7 : Schéma de principe de création d'un arc électrique [HOU.77].

Zhou et al. [ZHO.94a] ont par ailleurs montré que, dans le cas de soudage TIG avec argon, la densité de courant des ions représentait environ 50% du courant total de l'arc pour les basses intensités. Dans le cas des arcs à hautes intensités, ce pourcentage varie de 18% pour la densité de courant des ions à 82% pour celle des électrons.

I.C.5 Les zones caractéristiques de l'arc de soudage TIG

D'après Weman [WEM.11], l'espace entre l'électrode de la torche et la pièce à souder peut être divisée en 3 zones : une centrale où la tension est uniforme et deux où il existe une chute de tension due au refroidissement rapide des électrodes (chute anodique et chute cathodique).

L'espace entre la pointe de l'électrode et l'anode (longueur d'arc) peut varier entre 2 mm et 10 mm [JEF.10]. Les expériences réalisées dans [TAN.06] pour des longueurs d'arc allant de 2.5 mm à 10 mm montrent que la tension d'arc augmente avec la longueur de l'arc et que les températures de l'arc à proximité de la cathode sont de l'ordre de 22 000 K pour un courant de soudage de 100 A. Dans ce travail de thèse, nous avons utilisé un courant d'arc de 100 A.

I.C.5.1 Zone cathodique

La cathode, qui participe au maintien de l'arc, induit des phénomènes complexes tels que le flux d'ions positifs entrant vers la cathode et l'extraction des électrons de la cathode. La pointe cathodique atteint une température qui dépasse généralement sa température de fusion. Cette augmentation de la chaleur est due au bombardement énergétique d'ions sur la tache cathodique. Ce bombardement provoque une perte de matière de la cathode appelée érosion [ZHO.94b]. Les qualités prépondérantes d'une cathode sont sa capacité à conduire le courant (conductivité

électrique), sa capacité à évacuer l'énergie thermique (conductivité thermique) et sa capacité à émettre les électrons sous l'effet d'un champ électrique. D'après Benilov et al. [BEN.95], la cathode est constituée de quatre couches : la cathode, la gaine, la pré-gaine et le plasma (Figure I.8).

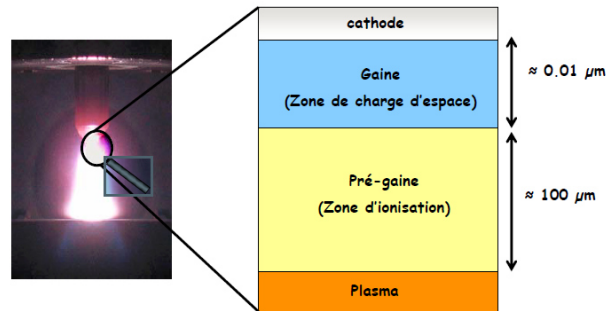


Figure I.8 : Couches de la zone cathodique de l'arc électrique [BEN.95]

Les électrons qui entrent dans le plasma sont émis de la cathode. Après l'avoir quitté, ces électrons arrivent dans le plasma avec toute l'énergie que leur fournit la traversée de la différence de potentiel existant aux extrémités de la gaine. A haute intensité, le processus d'émission d'électrons à la cathode provoque une contraction de l'arc qui crée une action magnétohydrodynamique (MHD) de pompage continu du jet cathodique [DIN.80].

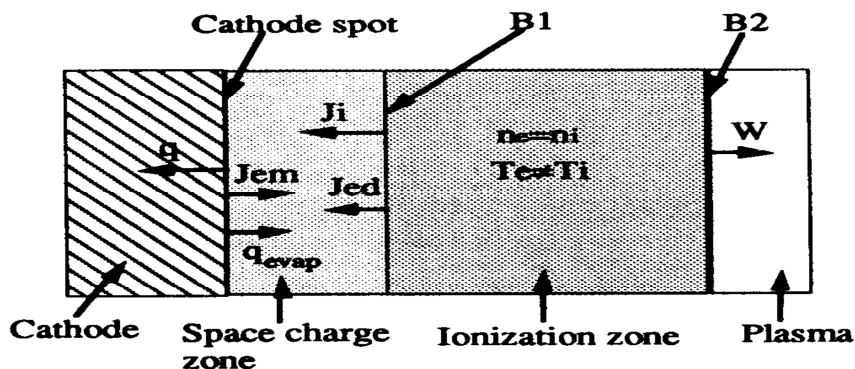


Figure I.9 : Mouvement des particules dans la zone cathodique [ZHO.94b]

Le mode d'émission électronique dans un arc électrique joue un rôle déterminant sur la zone cathodique car les propriétés du plasma varient en fonction de la nature du métal de l'électrode [THI.76]. Lorsque la température de fusion du métal à la cathode est élevée, l'émission des électrons peut être thermoionique, par effet de champs, par bombardement d'ions positifs ou par absorption de photons. Dans le cas du matériau tungstène, l'émission

est thermoïonique (Figure I.9). Lorsque la température de l'électrode à la cathode devient élevée (température entre 1500 K et 2500 K), cette dernière laisse échapper des électrons qui se déplacent en direction de l'anode. La perte d'électrons à la cathode crée des ions positifs qui, plus lourds et lents que les électrons, forment un nuage entre les électrodes, à proximité de la cathode (zone de charge appelée gaine). Les électrons, plus rapides car plus légers, sont absorbés plus vite par l'anode que les ions.

La zone cathodique est caractérisée par de très forts gradients de température qui provoquent de violents courants radiaux de gaz froid dirigés de la périphérie vers l'axe de la colonne de plasma [POK.99]. Cette zone d'ionisation, dans laquelle apparaît une densité élevée de collisions, fait toujours l'objet de travaux de recherche intenses sans qu'il n'y ait à ce jour de consensus. Certains chercheurs considèrent en effet cette zone comme étant dans un état d'Equilibre Thermodynamique Local (ETL) alors que d'autres soutiennent le point de vue contraire. Ce débat est d'importance pour la détermination des propriétés du plasma. Pellerin et al. [PEL.94], ainsi que Pokrzywka et al. [POK.96], ont par exemple constaté des écarts d'ETL sous pression atmosphérique au voisinage de la pointe cathodique sur la base d'observations spectroscopiques réalisées sur un plasma d'argon. Cela signifie qu'il existe des gradients de pressions dans cette zone ou alors que cette dernière n'est pas à l'ETL.

Ultérieurement, Pokrzywka et al. [POK.99] ont constaté que les écarts observés provenaient probablement d'une forte surpopulation provoquée par l'injection d'atomes dans l'état fondamental de la colonne de plasma, en raison d'importants effets convectifs qui peuvent prendre naissance dans le voisinage de la pointe cathodique. L'existence de fort gradient sur les composantes longitudinales et radiales des vitesses de l'écoulement serait la cause de ces effets convectifs. H. R. Griem ([GRI.63] et [GRI.64]) considère que, pour atteindre une ETL complète (densité d'électrons supérieure à 10^{23} m^{-3}), le taux de collisions devrait être dix fois plus élevé que celui de la décroissance radiative.

Pour comprendre l'origine de l'ETL, J. Haidar [HAI.95] a utilisé le temps de relaxation cinétique puisque, lorsque les atomes neutres de l'argon sont injectés à la vitesse élevée du jet cathodique dans l'arc, la température de ces atomes augmente sous l'effet des collisions entre atomes et électrons. Le temps de relaxation correspond au temps dont ces atomes ont besoin pour atteindre la température des électrons afin de retrouver un état stable du plasma. J. Haidar a également observé que le critère employé dans [GRI.63] et dans [GRI.64] (densité d'électrons supérieure à 10^{23} m^{-3} avec une température du plasma d'environ 12000 K et une

pression de 1 atm) n'est valable que pour une distance d'au moins 2 mm entre la pointe de la cathode et l'anode. Pour des distances plus petites, l'ETL n'est en effet pas atteint malgré des températures de plasma allant jusqu'à 23 000 K et une densité d'électrons de $2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Ces observations ont été également réalisées dans [TAN.99], [HAI.95] et dans [MAE.64]. H. Maecker [MAE.64] a en effet trouvé que la densité de courant à proximité de la pointe de la cathode (distance inférieure à 2 mm) provoque une compression du plasma d'environ 4% dans cette région entraînant un gradient de pression. Il en résulte qu'un arc de gaz froid provenant de l'extérieur de la zone d'arc doit pénétrer dans la zone cathodique afin de compenser la perte de masse due à la différence de pression. D'après J. Haidar [HAI.95], c'est ce flux important de gaz à basse température qui perturbe l'ETL près de la pointe de la cathode.

Sur la base des résultats établis dans [SAN.84], Tanaka et al. [TAN.99] ont observé des écarts d'ETL dans l'arc pour des intensités de courant de 50 A et de 150 A. Dans le cas d'une intensité de 150 A, il a notamment été relevé une grande différence de température entre les électrons ($23\,000 \text{ K} \pm 5\%$) et les particules lourdes ($17\,000 \text{ K} \pm 10\%$) à 1 mm en dessous de la pointe de la cathode. Trois causes peuvent provoquer un défaut d'ETL selon [BEN.95] :

- la différence entre la température des électrons et celle des particules lourdes,
- un défaut de l'équilibre d'ionisation,
- un défaut de quasi neutralité.

Ces résultats, validés par des comparaisons expérimentales, montrent que le couplage entre les ions et les neutres dans la zone d'ionisation n'est pas assez fort pour correspondre à la description de diffusion classique du mouvement d'ions. Les auteurs de [BEN.95] proposent donc comme solution une description multi fluide du plasma.

Li et al. [LI.07] considèrent que, si le modèle ETL est apte à prédire les caractéristiques générales du transfert de chaleur dans la colonne d'arc, il ne peut décrire qualitativement l'échange d'énergie entre la couche proche de la cathode et la colonne d'arc. La raison invoquée est que, même dans les arcs à courants élevés, où la différence de température entre les électrons et les particules lourdes est négligeable, il existe une couche adjacente à la colonne d'arc et proche de la cathode où les températures présentent une forte variation. Une description correcte de cette couche est donc essentielle pour la bonne compréhension des échanges de chaleur.

Benilov et al. [BEN.12] ont développé un modèle ETL pour prédire la tension et le courant dans l'arc pour des intensités variant de 20 à 175 A. Ce modèle fournit des écarts avec l'expérimental de l'ordre de 2 V pour des intensités de courant supérieures à 120 A et de l'ordre de 1 V pour des intensités inférieures à 120 A. Les auteurs considèrent cependant que leur modèle ne permet pas de trancher sur l'influence ou non de l'ETL sur la zone d'ionisation.

Lowke et al. [LOW.92] ont négligé l'aspect non ETL dans leurs travaux car ils estiment que la gaine cathodique (encore appelée zone de charge d'espace) est très mince (0.02 mm), malgré la différence de température entre la cathode (environ 3000 K) et le plasma (juste supérieure à 1000 K). La comparaison de leurs calculs avec des valeurs expérimentales montre en effet que, pour des couches très petites, il n'y a pas d'effet majeur sur les densités de courants. Ultérieurement, Lowke et al. [LOW.97b] ont cependant établi qu'un autre facteur, la photo-ionisation des atomes de gaz neutre causée par la résonance de la radiation du plasma, pouvait influencer la production des électrons dans la zone d'espace près de la cathode. En effet, pour des cathodes thermoïniques, des tensions significatives peuvent développer des courants d'ions considérables.

J. Haidar [HAI.95] a mesuré la température du plasma, la température à la surface de la cathode et le coefficient d'émission du plasma pour un arc d'argon à l'air libre sous divers paramétrages. Ces mesures montrent non seulement que les caractéristiques de la cathode ont une grande influence sur l'équilibre du plasma dans la zone cathodique, mais aussi qu'il existe une dépendance entre la variation du coefficient d'émission du plasma et simultanément la distribution de la température et la densité de courant dans le plasma. Pour un plasma d'argon à pression atmosphérique et en ETL, le coefficient d'émission possède un maximum local pour une température de plasma de 15200 K. L'auteur conclut que, même si l'ETL existe dans tout l'arc, la valeur maximale du coefficient d'émission devrait être indépendante de la position dans l'arc.

Haddad et al. [HAD.84] ont enfin trouvé, qu'à pression atmosphérique, la valeur maximale du coefficient d'émission variait en fonction de la distance entre le point mesuré et la pointe de la cathode. L'origine de cette variation proviendrait d'un état non ETL. Les auteurs ont prouvé que cette valeur diminuait avec l'augmentation de la pression à partir de 1 atm et, qu'à partir d'une certaine température, l'augmentation de la pression entraînait celle de la densité d'électrons.

Dans notre travail de thèse, nous avons considéré l'ETL car la distance entre la pointe de l'électrode et la surface de l'anode est de 2 mm, ce qui correspond à la théorie développée dans [GRI.63] et [GRI.64].

I.C.5.2 Zone anodique

I.C.5.2.1 Couches de la zone anodique

L'anode peut être divisée en plusieurs couches comme présenté sur la Figure I.10 [DIN.80]. La première, directement adjacente à la surface de l'anode, est une couche de la charge d'espace, dans laquelle la condition de quasi-neutralité du plasma n'est pas valable car la principale chute de potentiel a lieu entre le plasma et l'anode. La deuxième couche est une zone d'ionisation du plasma quasi-neutre (*presheath*) et non isotherme. Dans cette couche, les particules chargées sont générées par l'ionisation des électrons dans le plasma des atomes de gaz. Ces électrons sont extraits de la surface de l'anode métallique qui les a absorbés et de la vapeur du métal. La troisième couche commence à l'extérieur de la région d'anode. Il s'agit d'une région du plasma de gaz qui possède un équilibre thermodynamique local. La zone d'écoulement est suivie vers l'anode par une couche dans laquelle la présence de l'anode relativement froide se fait sentir. Ceci se caractérise par des forts gradients de température et de densité des particules. Cette couche, désignée dans la terminologie usuelle sous le nom de couche de Knudsen, est considérée comme une couche limite. Elle est située à une distance de la surface de l'anode égale à plusieurs longueurs de libre parcours des particules lourdes. En dessous de cette couche limite se trouve la gaine recouvrant la surface de l'anode. Les ions formés dans la gaine sont projetés vers la surface de l'anode par le champ électrique. Ce dernier est induit par la mobilité des électrons et les recombinaisons des particules à proximité de cette surface. Par conséquent, les conditions de l'équilibre d'ionisation locale ne sont pas respectées dans la région d'ionisation. Par ailleurs, un changement marquant du potentiel du plasma a lieu dans la gaine, en lien avec la baisse de la couche de charge d'espace.

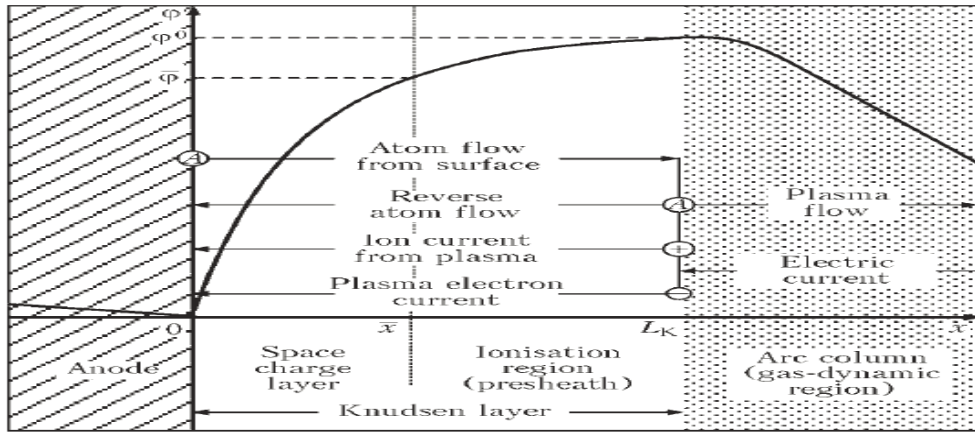


Figure I.10 : Structure de l'ionisation du plasma, de l'écoulement des particules et de la distribution du potentiel dans la région de l'anode [DIN.80]

Les propriétés d'un arc libre et de sa cathode ont été prédites dans [ZHU.92]. A cet effet, un modèle unidimensionnel de la zone d'ionisation de la cathode qui n'est pas à l'ETL a été combiné avec un modèle bidimensionnel de la colonne d'arc et de la cathode solide. Deux limites internes divisent le domaine arc-cathode en trois zones correspondant à l'arc, à la gaine et à la cathode. La résistance effective de la gaine de cathode est obtenue en assurant le transfert de charge à l'aide d'une approximation de diffusion ambipolaire. Les résultats (températures à la surface de la cathode et tension d'arc) sont proches des mesures expérimentales pour une colonne d'arc à 200 A avec de l'argon et une cathode en tungstène. Le modèle de [ZHU.95] présente une analyse théorique des arcs libres en mettant l'accent sur les propriétés de l'anode. Cette analyse, basée sur un traitement unifié du système électrode-arc en combustion libre, s'inscrit dans la continuité de la théorie décrite dans [ZHU.92].

Lowke et al. [LOW.97a] ont simplifié le modèle proposé dans [ZHU.92] en considérant le système arc-électrode comme une seule région au lieu des subdivisions introduites dans [ZHU.92]. Pour cela, une condition aux limites simplifiée, basée sur la théorie du courant thermoïonique, évite d'effectuer des itérations supplémentaires pour satisfaire les conditions aux limites entre régions. Cette simplification permet d'obtenir un temps de calcul 100 fois plus petit qu'avec les modèles introduits dans [ZHU.92] et dans [ZHU.95]. Les résultats obtenus avec des arcs à argon et pour une plage de courant de 50 à 400 A sont proches des températures maximales et des tensions d'arc relevées expérimentalement.

Les valeurs expérimentales obtenues dans [USH.96] montrent que les propriétés physiques de la zone anodique dépendent fortement de l'intensité du courant de l'arc. Dans le cas des

courants de faible intensité (50 A), la température des électrons est très différente de celles des particules lourdes dans la couche limite de la zone anodique qui n'est donc pas en ETL (Figure I.11). Dans ce cas la chute anodique est positive. Par contre, plus on augmente l'intensité du courant, plus l'épaisseur de la couche limite devient petite et le potentiel électrique dans cette couche devient élevé par rapport à celui de l'anode. Dans le cas d'un arc à haute intensité de courant, la couche limite de l'anode est en ETL parce que la température des électrons correspond à celle des particules lourdes. La chute anodique est alors négative.

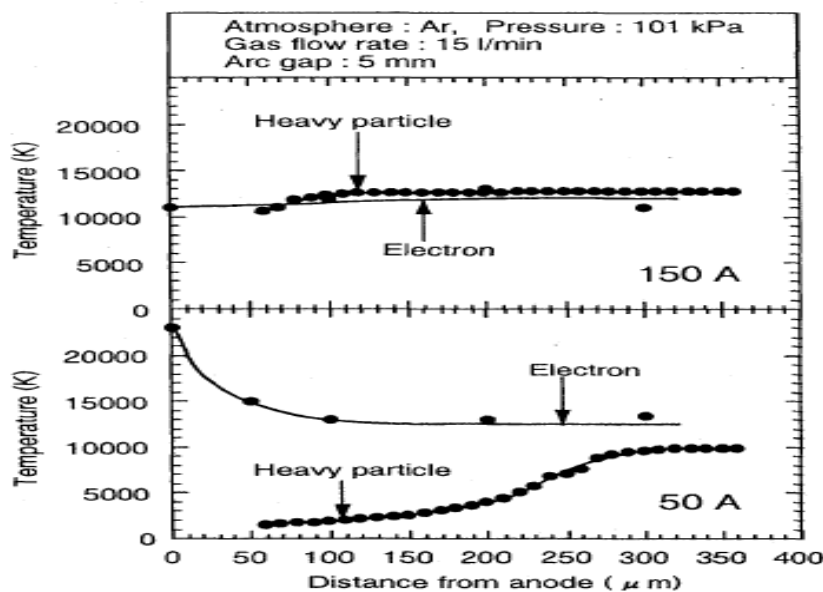


Figure I.11 : *Température des électrons et des particules lourdes [USH.96]*

La chute anodique a été étudiée dans [SAN.00] avec une extension en 2D du modèle unidimensionnel proposé dans [LOW.97a]. Dans le cadre de cette extension, les effets de diffusions ambipolaires sont inclus dans l'ensemble du plasma et la conductivité électrique dans le plasma est calculée en fonction de la masse volumique et de la température d'électrons. Pour des courants élevés (jusqu'à 200A), une chute de tension négative à l'anode de l'ordre de -2 V est observée. Cette chute est d'environ 3 V lorsque le courant est réduit à 50 A.

Le ratio entre la température des particules lourdes et celle de la surface de l'anode influe notablement sur les propriétés locales du plasma telles que l'épaisseur de la couche limite et le potentiel de l'anode. Le pourcentage des électrons qui pénètre la zone anodique a également un effet important sur son potentiel. En fonction de ce pourcentage, le potentiel peut être positif, négatif ou nul. Wu et al. [WU.99a] ont par exemple étudié le ratio entre la

température des particules lourdes au niveau de la chute libre de l'arc et celle de la surface de l'anode. Les résultats obtenus indiquent que ce ratio influence les propriétés locales du plasma dans la couche limite de l'anode, l'épaisseur de celle-ci et le potentiel de la gaine. Le Tableau I.3 présente une comparaison entre le calcul et les mesures pour un ratio égal à 6.

Current (A)	Arc gap (mm)	Pressure (kPa)	θ	Calculated, q_a (10^6 A/m ²)	Measured, q_a (10^6 A/m ²)
100	5.5	101	6	26.24	27.5
190	5.5	101	6	38.62	40.0

Tableau I.3 : *Comparaison des flux de chaleurs calculé et mesuré à l'anode [WU.99a]*

I.C.5.2.2 Influence de la vapeur métallique

Lors de l'interaction entre l'arc et le bain de soudure, il se produit de la vapeur métallique qui a fait l'objet de plusieurs études afin de comprendre son impact sur l'opération de soudage. Lago et al. [LAG.04] ont par exemple développé un modèle numérique bidimensionnel de l'interaction entre un arc électrique et une anode solide en fer. Ce modèle a été paramétré comme dans [NES.62] où une méthode calorimétrique a été utilisée pour déterminer les distributions de chaleur à l'anode (intensité de courant de 200 A et longueur d'arc égal à 6.3 mm). Le modèle montre que la vapeur métallique augmente les conditions électriques et les densités de courant au niveau de l'anode, qu'elle n'influence pas le flux anodique sur la surface de l'anode mais qu'elle agit par contre sur les densités de courant radiales.

Tanaka et al. [TAN.08b] ont modélisé un arc généré par une électrode en tungstène avec deux gaz (l'un à base d'hélium et l'autre d'argon) et en approximant leurs viscosités pour exprimer les coefficients de diffusion du gaz de protection et de la vapeur métallique. Ils constatent que, pour un arc de 150 A à pression atmosphérique, le plasma thermique est considérablement influencé par la vapeur du fer provenant de la surface du bain de fusion et que la concentration de vapeur métallique dans le plasma dépend de la température de surface du bain de fusion. Un modèle unifié de l'ensemble cathode-plasma d'arc-bain de fusion est utilisé dans [YAM.08] pour représenter l'arc TIG dans l'hélium gazeux. Une approximation de la viscosité est employée pour exprimer le coefficient de diffusion en fonction des viscosités de l'hélium gazeux et de la vapeur de fer dans le but de considérer la contamination du plasma par les vapeurs de métal provenant de la surface de la cathode.

Dunn et al. [DUN.86a] ont étudié les effets des vapeurs métalliques sur les propriétés de l'arc de l'acier inoxydable. La spectroscopie d'émission et la photographie monochromatique ont été utilisées pour déterminer les spectres des particules présentes dans la vapeur et leur distribution dans l'arc. En plus des éléments supposés présents dans la vapeur métallique (Fe, Mn, Cr), des vapeurs de calcium et d'aluminium sont également détectables bien qu'avec une faible concentration. Pour les arcs à hautes intensités, la vapeur métallique est concentrée à la surface du bain tandis que, pour les arcs de faibles intensités, elle se situe dans une région au-dessus du bain de fusion. Dans la continuité des travaux présentés dans [DUN.86a], les co-auteurs de [DUN.86b] ont étudié l'influence sur les propriétés du plasma d'éléments à faible potentiel d'ionisation tels que l'aluminium ou le calcium. Il apparaît que ces éléments n'ont pas d'effets déterminants sur la conductivité électrique et thermique du plasma lorsque les éléments tels que le fer ou le manganèse sont aussi présents. Par contre, les effets de vapeurs émises par l'électrode en tungstène peuvent avoir un effet notable sur les propriétés de l'arc. Par ailleurs, le gaz de protection est libre de contaminants dans les régions supérieures de l'arc.

Enfin, Murphy et al. [MUR.10] ont constaté que la vaporisation du métal du bain de soudure et la diffusion de la vapeur de métal dans le plasma d'arc diminuaient la densité de flux de chaleur ainsi que la densité de courant du bain de soudure.

La majorité des travaux qui viennent d'être passés en revue établit l'influence des vapeurs métalliques pour des courant d'arc d'intensité d'au moins 150 A. Cependant, dans notre étude, l'intensité du courant est égale à 100 A. L'influence de la vapeur métallique n'a donc pas été prise en considération dans le cadre de ce travail de thèse.

I.C.5.2.3 Quantité de chaleur transférée vers l'anode

Dans ce paragraphe, il est question de comprendre la nature de l'énergie transférée de l'électrode vers la surface de l'anode, cette dernière correspondant à la pièce à souder. C'est dans ce but qu'Ushio et al. [USH.96] ont analysé le transfert de chaleur vers l'anode en soudage TIG. Cette analyse montre que la quantité de chaleur qui arrive à l'anode inclut les flux d'électrons dus au courant électrique, la convection et le rayonnement du plasma.

Wu et al. [WU.02] arrivent à la même conclusion et leurs résultats établissent que l'énergie transportée par les électrons constitue la majeure partie de la chaleur sur la surface de l'anode. En effet, pour un courant d'arc de 120 A et une longueur d'arc de 4.5 mm, ils constatent que

l'énergie totale qui arrive à la surface de l'anode est composée à 68.9% par l'énergie transportée par les électrons et à 28.3% par celle transportée par convection. Ces résultats sont en accord avec les mesures expérimentales.

I.C.5.2.4 Mode de fixation de l'anode

Dans les arcs à haute intensité (courant de plus de 50 A), deux modes de fixation d'anode distincts sont connus. Il s'agit du mode de fixation diffusif et du mode en constriction. Lors de l'opération de soudage, l'arc arrive sur la couche limite de l'anode comparativement froide et perd de l'énergie. Pour conserver la conductivité électrique vers l'anode à une valeur suffisante pour transporter le courant, il doit y avoir un apport d'énergie dans la zone anodique. Cet apport peut être fourni, soit par augmentation de la dissipation de l'énergie électrique, soit par flux convectif du plasma à haute température à partir de la colonne d'arc entraînant ainsi une augmentation du diamètre de la colonne d'arc dans la couche limite de l'anode [YAN.07].

Les modes de fixation de l'anode sont les résultats d'une compétition entre le jet cathodique et le jet anodique. Lorsque le jet cathodique est plus fort, la fixation d'anode se trouve dans un mode diffusif (Figure I.12). Le champ électrique inverse sa direction dans la région de l'anode, ce qui entraîne une limitation du courant à la surface de l'anode. Le point d'inversion du champ électrique est à environ 2 mm de l'anode, au centre de l'arc, et plus proche de l'anode à la périphérie de l'arc. En raison de l'augmentation de la section transversale de l'arc, la densité de courant est réduite près de la surface de l'anode.

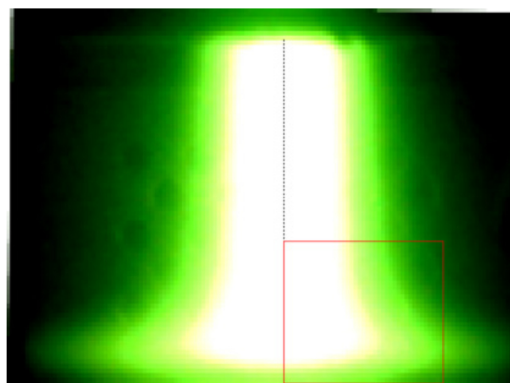


Figure I.12 : *Mode diffusif de l'arc (courant : 100 A - débit du gaz : 15 slpm) [YAN.07]*

Lorsque le débit de gaz est réduit de 15 à 5 slpm (*standard liter per minute*), la taille de fixation est plus petite et les franges de l'attachement de l'arc quittent la surface de l'anode. L'arc est alors dans un mode de décollement (*Lift-off mode*) comme indiqué sur la Figure I.13.

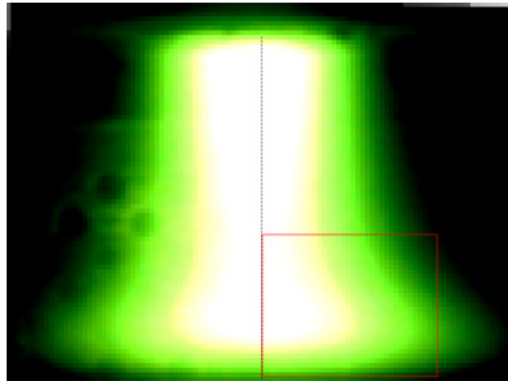


Figure I.13 : *Mode de décollement de l'arc (courant : 100 A - débit du gaz : 5 slpm)*
[YAN.07]

Lorsque le débit de gaz est encore diminué jusqu'à 2.5 slpm, le flux de jet à l'anode augmente et un mode d'attachements multiples apparaît, l'arc étant en contact avec l'anode à travers plusieurs points en constriction (Figure I.14).

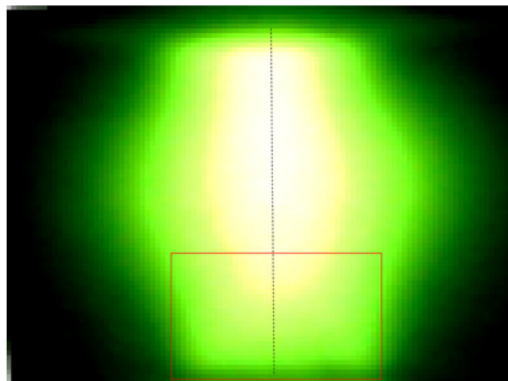


Figure I.14 : *Mode de constriction de l'arc (courant : 100 A - débit du gaz : 2.5 slpm)*
[YAN.07]

Lorsque le débit de gaz est très faible (0.7 slpm), le jet de l'anode est puissant et domine sur l'écoulement de la cathode. Dans ces conditions, la plupart des points de fixation multiples de l'anode sont éliminés par l'entraînement du gaz froid ambiant et un point de fixation unique reçoit la plus grande partie du courant (Figure I.15).

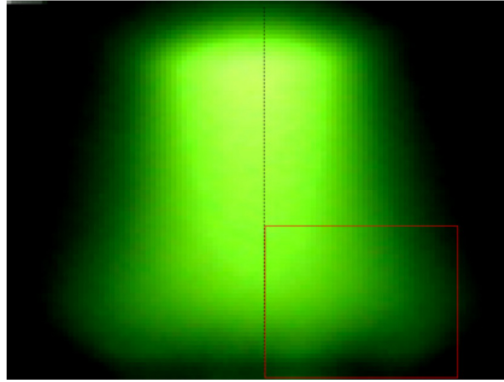


Figure I.15 : Mode de fixations multiples de l'arc (courant : 100 A - débit du gaz : 0.7 slpm) [YAN.07]

En général, la température des électrons se situe au-dessus de 8000 K dans la couche limite de l'anode alors que celle des particules lourdes diminue lorsqu'on se rapproche de l'anode. La température élevée des électrons à proximité de l'anode permet d'avoir la conductivité électrique nécessaire pour une bonne continuité de courant vers l'anode [SAN.84]. Le flux d'électrons auto-induit dans l'arc a par ailleurs une grande influence sur le mode de fixation de l'arc. Un jet de cathode (flux d'électrons élevé vers l'anode) survient lorsque le flux de gaz est important. Le mode de fixation est alors appelé CJD (*Cathode Jet Dominated mode*). Lorsque le flux de gaz n'est pas assez élevé, le jet d'électrons se produit de l'anode vers la cathode et on obtient un mode appelé AJD (*Anode Jet Dominated mode*). Des données calorimétriques combinées aux estimations de transfert de chaleur par conduction et par rayonnement à l'anode permettent d'opérer une comparaison sur la quantité de chaleur à la surface de l'anode entre les deux modes de fixation CJD et AJD. Dans cette optique, Sanders et al. [SAN.84] ont calculé le rapport entre la quantité de chaleur transportée par les électrons, la convection, la conduction et le rayonnement d'un côté et la quantité de chaleur arrivant sur l'anode de l'autre (Tableau I.4). Les co-auteurs de cet article ont constaté que, pour les deux modes de fixation, les effets de rayonnement et de conduction sont quasiment identiques et que la quantité de chaleur produite par les électrons prédomine. Par contre, dans le cas du mode CJD, la convection joue un rôle important alors que sa contribution est nulle pour le mode AJD. Tanaka et al. [TAN99] ont effectué des travaux complémentaires en utilisant les valeurs expérimentales de [SAN.84] et en faisant varier le courant d'arc comme indiqué dans le Tableau I.5. Le mode de transfert de chaleur d'anode apparaît comme très influencé par le courant d'arc. Les auteurs considèrent que cette influence est fortement liée à l'état thermique

de la couche limite de l'anode qui est associée à l'état de plasma dans la région centrale de l'arc d'argon.

Attachment mode	$\frac{Q_{elec}}{Q_a}$ %	$\frac{Q_{conv}}{Q_a}$ %	$\frac{Q_{cond}}{Q_a}$ %	$\frac{Q_{rad}}{Q_a}$ %
AJD	83	0	12	5
CJD	51	33	11	5

Tableau I.4 : *Distribution moyenne du flux de chaleur à l'anode pour le jet anodique (AJD) et pour le jet cathodique (CJD) [SAN.84]*

Pressure (kPa)	Arc current (A)	Gas flow rate (l min ⁻¹)	Q_{elec}/Q_a (%)	Q_{cond}/Q_a (%)	Q_{rad}/Q_a (%)
101	50	15	89.1	5.9	5
101	150	15	65.9	29.1	5

Tableau I.5 : *Distribution moyenne du transfert de chaleur [TAN.99]*

Taki et al. [TAK.13] ont expliqué comment l'AJD était affecté par la distribution radiale de densité de courant pour maintenir la continuité de cette dernière. Une étude paramétrique sur les distances inter électrodes (de 5 à 30 mm) a montré que le jet d'anode commence à se produire entre 15 et 20 mm. Lorsque la distance inter électrodes augmente et que le courant diminue, la densité de courant moyenne augmente parce que le courant se concentre au centre, là où le champ électrique est élevé afin de maintenir sa continuité (Figure I.16). Par conséquent, le gradient de pression de l'anode vers la cathode génère le jet d'anode parce que la force de Lorentz devient élevée près de l'anode. Outre celle de Lorentz, d'autres forces interviennent dans l'écoulement du fluide dans l'arc. Elles sont examinées dans le paragraphe qui suit.

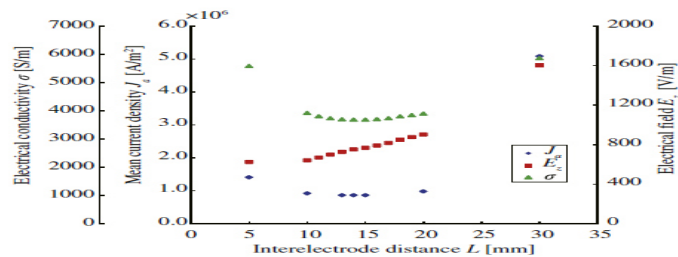


Figure I.16 : *Conductivité et champ électrique en fonction de la distance inter électrodes [TAK.13]*

I.D. Les forces mises en jeu

Les forces motrices de l'écoulement du fluide dans l'arc se composent de [EIS.14] :

- la force de flottabilité,
- la force de Lorentz,
- la force de tension de surface (convection de Marangoni),
- la force de traînée d'arc,
- la force de flottabilité,
- la force électromagnétique dans le plasma,
- la force de pesanteur due à la gravité,
- l'interaction des différentes forces.

En ce qui concerne le soudage TIG, la profondeur du cordon dépend du mode de transfert de chaleur dans le bain de fusion. Ce mode est influencé par la convection qui dépend de la force électromagnétique, de la tension de surface, de la force de flottabilité et de la force incidente du plasma d'arc [KOU.87]. Les différentes forces agissant dans l'arc de soudure sont décrites dans les paragraphes qui suivent.

I.D.1 Force de Lorentz

Le flux induit par la force de Lorentz est dirigé de la périphérie du bain de fusion vers son centre (Figure I.17 b). Il est perpendiculaire au courant d'arc et au champ magnétique et orienté radialement par rapport à la surface du bain de fusion [EIS.14]. Cette circulation vers l'intérieur du bain permet de transporter l'énergie qui arrive à la surface vers une zone plus profonde [HON.98]. La force de Lorentz, qui est proportionnelle à la densité de courant et à l'intensité du champ magnétique, est responsable de la profondeur du bain. Son intensité augmente avec l'intensité du courant appliqué au procédé.

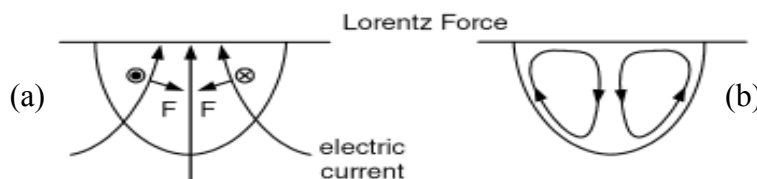


Figure I.17 : Forces de Lorentz et mouvement du bain [KOU.03]

Tanaka et al. [TAN.07] ont constaté que l'influence de la force électromagnétique sur le bain variait en fonction du gaz utilisé. Pour un courant d'arc de 150 A, ils ont par exemple observé que la vitesse maximale atteinte dans le bain est de 5 cm.s^{-1} pour un plasma d'argon et de 25 cm.s^{-1} pour un plasma d'hélium. Cette vitesse étant liée à la force de Laplace, la force électromagnétique joue un rôle moins important que les forces de trainée et de Marangoni dans le cas de l'argon puisque la vitesse y est cinq fois plus faible que dans l'hélium.

I.D.2 Force de tension de surface - convection de Marangoni

La force de tension de surface induit un effet de convection dans le bain de soudure appelée convection de Marangoni (voir par exemple [HEI.82], [LU.04a], [LU.04b] et [DON.11]). Cette convection influence le comportement du transfert de chaleur dans le bain de soudure et par conséquent la forme géométrique du cordon. En effet, la tension de surface est plus grande dans la partie plus froide à la périphérie du bain de soudure entraînant un transfert de fluide du centre vers sa périphérie. Dans ce cas, le flux de chaleur est plus facilement véhiculé du centre vers la périphérie et la forme du cordon est relativement large et peu profonde.

Lu et al. [LU.04a] ont étudié la sensibilité de la convection de Marangoni et la variation de la forme du cordon en fonction de la teneur en oxygène de l'argon et des paramètres de soudage TIG (vitesse de soudage, intensité du courant, distance inter électrodes). La teneur en oxygène du métal fondu peut être modifiée de façon significative par une légère variation de la concentration d'oxygène dans le gaz de protection de l'arc. Les effets des paramètres de soudage sur la forme de la soudure et sur le rapport profondeur/largeur dépendent de la teneur en oxygène du métal de soudure et de la convection de Marangoni. Par exemple, pour un pourcentage d'oxygène de 0.3% dans le gaz protecteur qui est l'Argon, ce rapport dépend considérablement des paramètres de soudage alors qu'il est insensible pour un pourcentage de 0.1%. Dong et al. [DON.11] ont réalisé une étude similaire à celle présentée dans [LU.04a] mais avec l'hélium comme gaz protecteur. Une vitesse élevée et une basse intensité de courant, ou alors une grande distance inter-électrodes, conduisent à une réduction du rapport profondeur/largeur du cordon lorsque la teneur en oxygène dans le bain est élevée. Une tendance opposée est observée pour de faibles teneurs en oxygène.

Heiple et al. [HEI.82] ont étudié l'influence sur la géométrie du cordon de l'ajout dans le fer de petites quantités d'éléments tels que le soufre et l'oxygène. La Figure I.18, sur laquelle a été représentée la variation de la tension superficielle γ en fonction de la température T ,

montre que ces modifications entraînent de grandes variations de la forme du cordon. Mills et al. [MIL.98] se sont placés dans ce cadre et ont étudié les trois cas de figure illustrés par la Figure I.18 :

- Dans le cas du fer pur, la tension superficielle diminue lorsque la température augmente, ce qui conduit à une pente $\frac{d\gamma}{dT}$ négative. Dans ce cas, la tension de surface est plus grande dans les régions froides, aux extrémités du bain de soudure, induisant ainsi un écoulement radial du bain vers l'extérieur. Cet écoulement transporte le liquide chaud vers la zone froide, favorisant ainsi une soudure large et peu profonde.
- L'ajout de 6% de soufre ou d'oxygène au fer pur, conduit à une tension de surface plus élevée dans la zone chaude au centre du bain de soudure et cette tension augmente avec la température. La pente $\frac{d\gamma}{dT}$ devient alors positive, ce qui induit un flux radial du bain vers l'intérieur. La convection qui transfère le métal chaud vers le bas au centre du bain de soudure favorise l'apparition d'une soudure étroite et profonde.
- Mills et al. [MIL.98] ont souligné que les systèmes qui présentent une pente $\frac{d\gamma}{dT}$ positive atteignent un maximum local avant de diminuer. Il y a un donc un double effet au niveau de la zone fondue. Aux alentours du centre, l'écoulement a lieu en direction de la périphérie alors, qu'à proximité de la périphérie, l'écoulement s'opère vers le centre. Le flux est donc complexe et semblable à celui représenté sur la Figure I.18c.

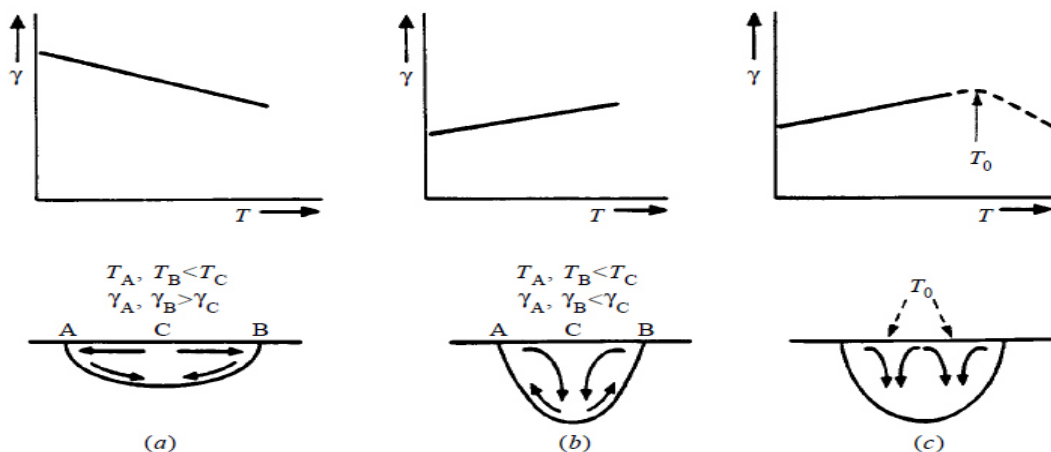


Figure I.18 : Effets possibles de la force de Marangoni avec différents ajouts au fer- a) fer pur ; b), c) fer pur + soufre ou oxygène [HEI.82]

I.D.3 Force de traînée d'arc

Le plasma qui arrive à grande vitesse sur le bain de soudure peut exercer une contrainte de cisaillement sur sa surface (Figure I.19a). Cette contrainte de cisaillement provoque un mouvement du métal liquide du centre de la surface du bain vers sa périphérie (Figure I.19b). Le métal liquide retourne ensuite en dessous de la surface du bain de soudure par un mouvement de recirculation [KOU.03].

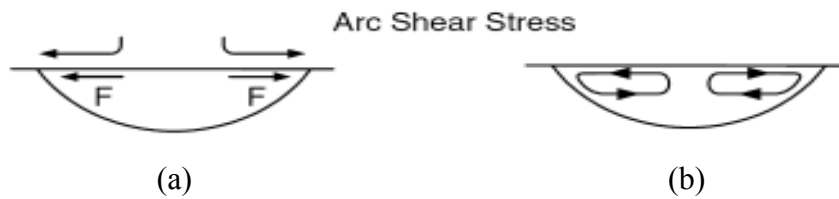


Figure I.19 : Forces de cisaillement et mouvement du bain [KOU.03]

I.D.4 Force de flottabilité

Le flux induit par la force de flottabilité due à la gravité se déplace du centre du bain de soudure vers sa périphérie (Figure I.20). Cela est dû au fait que la masse volumique du métal liquide est inférieure au centre du bain de fusion par rapport à sa périphérie en raison du chauffage provoqué par l'arc.

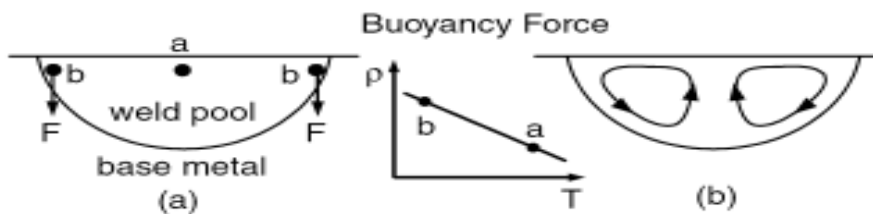


Figure I.20 : Forces de flottabilité et mouvement du bain [KOU.03]

Kou et al. [KOU.85] ont établi que le flux de tension de surface influençait le mode de convection de Marangoni et que la flottabilité était négligeable. Goodarzi et al. [GOO.98] aboutissent à une conclusion similaire pour un courant d'arc de 200 A, en constatant que la flottabilité et les forces électromagnétiques ne jouaient pas un rôle important sur la détermination du mode d'écoulement du bain de soudure. Toutefois, ils ont trouvé que ce mode était influencé par la contrainte de cisaillement du gaz, par la tension de surface et par sa pente en fonction de la température. Fujii et al. [FUJ.06] ont constaté pour leur part que la

convection engendrée par la tension de surface provoquait une uniformité du bain de fusion pour les alliages de fer. En revanche, pour l'alliage d'aluminium, cette convection est plus faible que celle induite par la flottabilité. Grote et al. [GRO.09] ont montré que les forces de l'arc et de la flottabilité étaient faibles par rapport à celles de Lorentz et de Marangoni et négligeables pour des courants supérieurs à 100 A. Pour des courants inférieurs à 100 A, la flottabilité, les forces de Lorentz et de Marangoni sont en revanche les trois forces dominantes qui contrôlent la convection et le mode d'écoulement dans le procédé de soudage à l'arc [EIS.14].

I.D.5 Force électromagnétique dans le plasma

L'effet particulier du champ magnétique auto-induit sur les porteurs de charge d'un plasma d'arc transféré a été décrit dans les travaux de Maecker et al. [MAE.55]. Ce champ induit une force, la force de Laplace, qui est la résultante de toutes les forces de Lorentz agissant sur les charges mobiles ([TAN.02], [LU.06], [HU.07], [TRA.10], [LAG.04]). La force de Laplace, qui est la force dominante dans le plasma, met en mouvement le fluide et a un effet de constriction et d'allongement de l'arc (Figure I.21). Elle augmente avec l'intensité du courant.

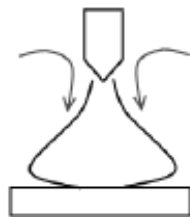


Figure I.21 : *Champs auto-induit dans le plasma [MAE.55]*

La force de Laplace influence le régime d'écoulement dans les plasmas car la turbulence des arcs est très complexe et fait encore l'objet d'études théoriques ([CHO.94], [DEL.94]). Les auteurs de [DEL.94] ont notamment trouvé que les variations de la force de Lorentz peuvent engendrer des instabilités dans le régime d'écoulement. Une description détaillée des effets de cette force est réalisée dans le troisième chapitre de ce mémoire.

I.D.6 Force de pesanteur (gravité)

Dans leurs travaux, Wang et al. [WAN.93] ont étudié l'influence de la force de pesanteur pour des soudures de faisceau laser sur des tôles minces en acier inoxydable 316 dans un environnement de gravité réduit (inférieur à 1 G avec $G=9.81 \text{ m/s}^2$). Ils ont constaté que la

réduction de la gravité engendrait une augmentation de la largeur et de la profondeur du cordon de soudure.

Dans le même ordre d'idées, Fujii et al. [FUJ.04] ont réalisé des expériences avec, dans un cas, la gravité terrestre et, dans l'autre, une micro gravité. Dans le cas de la micro gravité, ils ont constaté que la convection de Marangoni causée par la surface de tension était plus petite que celle causée par la flottabilité.

Eisazadeh et al. [EIS.14] ont enfin étudié les effets de la gravité sur les propriétés mécaniques de joints soudés. Pour cela, ils ont effectué des opérations de soudure TIG sur des aciers 316 en utilisant une accélération de 1 G puis de 3 G. La ductilité à la traction étant trouvée légèrement plus faible pour les échantillons testés à 3.6 G, les auteurs concluent que la gravité ne joue pas un rôle déterminant sur les joints.

I.D.7 Interaction des différentes forces

La Figure I.22 représente les phénomènes physiques mis en jeu ainsi que leurs interactions lors de l'opération de soudage. Tanaka et al. [TAN.04] ont présenté une méthodologie pour la prédiction de la géométrie du liquide en fusion dans le cas d'un soudage TIG en comparant l'utilisation de plusieurs gaz comme l'argon ou l'hélium. Le flux de convection calculé dans le bain de fusion est principalement dominé par la force de Marangoni indépendamment de l'atmosphère gazeuse employée. Il apparaît cependant que la force de traînée du jet de cathode, dans le cas de l'arc d'argon, et la force électromagnétique, dans celui de l'arc d'hélium, jouent un rôle non négligeable. Les auteurs concluent que l'équilibre de ces forces d'entraînement peut changer le sens de circulation du flux dans le bain à l'anode et faire varier considérablement la géométrie du bain.

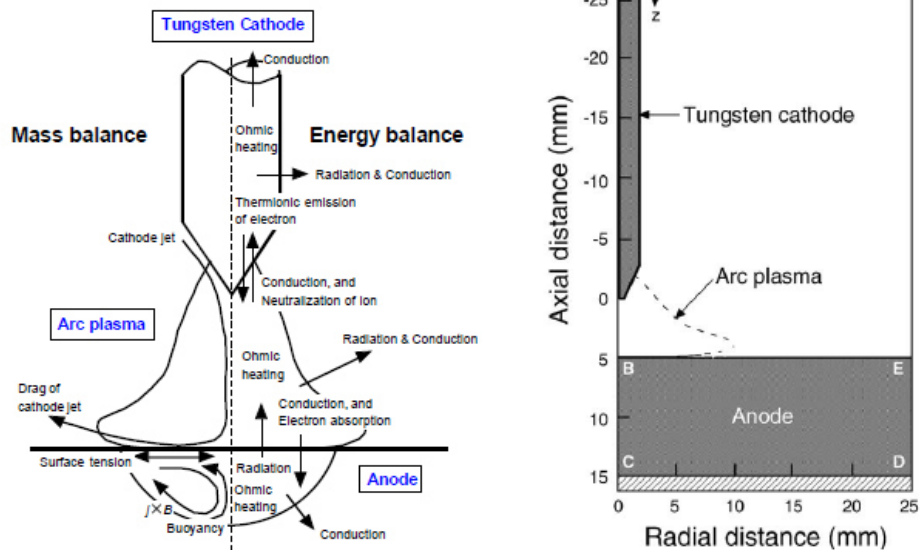


Figure I.22 : *Transfert d'énergie et de masse [TAN.04]*

Goodarzi et al. [GOO.98] ont évalué l'importance relative des forces d'entraînement dans le bain de soudure en testant chaque force séparément. Ils ont constaté que, pour un arc de 200 A, la flottabilité et les forces électromagnétiques ne jouaient pas un rôle majeur dans le comportement de l'écoulement contrairement à la contrainte de cisaillement du gaz et à la tension de surface.

Tanaka et al. [TAN.02] ont effectué des prédictions bi-dimensionnelles de la température et de la vitesse sur toutes les zones du procédé de soudage TIG ainsi que des prédictions sur le profil du bain et sur la pénétration de la soudure. Pour cela, ils ont développé un modèle stationnaire simplifié (la cathode en tungstène, le plasma d'arc et le bain de soudure sont traités dans un modèle unique) mais en tenant compte de l'interaction entre le plasma d'arc et le bain de soudure. Ils ont notamment étendu le modèle proposé dans [SAN.00] afin d'inclure la fusion de l'anode en ajoutant des effets convectifs dans le bain de fusion. Les auteurs concluent que le flux de convection calculé dans le bain de soudure est principalement dominé par la force d'entraînement du jet cathodique et par la force de Marangoni et que l'effet des deux autres forces motrices (force de flottabilité et force électromagnétique) est marginal.

Kanouff et al. [KAN.92] ont utilisé la méthode des différences finies pour résoudre les équations du mouvement, de l'énergie et du transport électrique dans le cadre du procédé de

soudage TIG, en incluant les effets de Marangoni ainsi que les forces de Lorentz et de flottabilité. Les auteurs ont établi que la convection diminuait les pertes d'énergie du bain de fusion par évaporation, ce qui augmentait la taille du bain de fusion. La force de Lorentz provoque par ailleurs des mouvements fluides qui augmentent la profondeur du bain de soudure. Les effets de la force de Marangoni dépendent pour leur part de la variation de la tension superficielle en fonction de la température. Une valeur négative provoque des mouvements fluides qui suppriment les effets de la force de Lorentz, causant un bain de soudure peu profond, alors qu'une valeur positive entraîne un bain de soudure très profond. En conclusion, la convection a un effet important sur la profondeur et un effet négligeable sur la largeur du bain de soudure.

Lu et al. [LU.06] ont développé un modèle mathématique pour simuler l'interaction entre l'arc de soudage TIG et le bain de soudure. Dans ce modèle, l'interface mobile entre la surface du bain de soudure et l'arc est mise à jour en prenant en compte la déformation de l'interface causée par la pression, la tension de surface et la gravité. La forme du bain calculée en utilisant le couplage arc de soudure-bain de fusion est plus proche de l'expérience que celle du calcul sans couplage. Une méthode de chaleur spécifique équivalente a été adoptée pour la chaleur latente en phases solide et liquide. Les zones liquides et solides ont ainsi été traitées en utilisant différentes viscosités pour les régions de fusion et celles sans fusion.

I.E. Etude thermomécanique du procédé de soudage TIG

L'analyse thermomécanique de l'opération de soudage est généralement découplée, avec un calcul thermique réalisé dans un premier temps et un calcul mécanique dans un second. Les résultats thermiques sont enregistrés pour chaque pas de temps et ensuite utilisés comme données d'entrée du calcul mécanique (couplage faible). Cette méthode présente l'avantage de réduire les temps de calcul par rapport à un calcul couplé où les calculs thermique et mécanique sont simultanés (couplage fort). L. E. Lindgren [LIN.06] a comparé les deux possibilités et recommande de ne pas procéder simultanément dans le cas où la structure du modèle permet un couplage faible. En effet, l'approche simultanée signifie la résolution d'un grand nombre d'équations non symétriques, ce qui exige un temps de calcul élevé. La méthode de solution modulaire permet également de simplifier les calculs dans le cas où la nature du problème exige un couplage fort [FEL.01]. Elle consiste à décomposer spatialement le système en partitions (Figure I.23). Le fait de rendre le calcul modulaire permet de diviser

le problème principal en plusieurs sous-problèmes qui seront résolus de manière séquentielle. Cela permet de transformer la résolution des équations couplées, généralement non symétriques, en la résolution d'équations de sous-systèmes symétriques ([AGE.99], [AGE.01]).

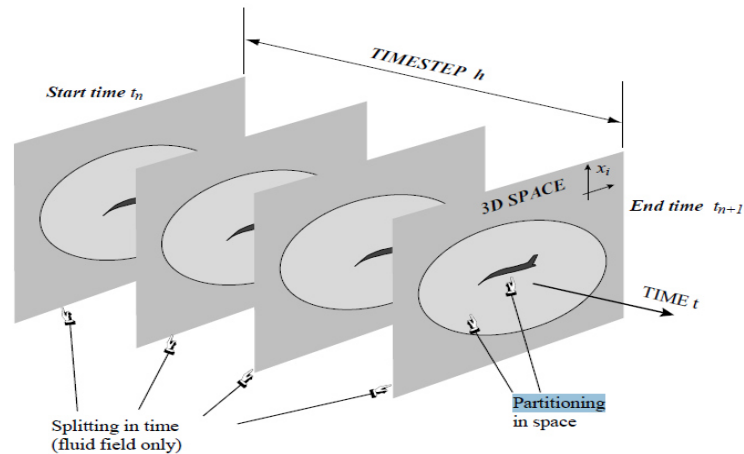


Figure I.23 : Décomposition spatiale du système en partitions [FEL.01]

Les questionnements les plus importants concernant un modèle thermique associé à une opération de soudure sont de trouver la meilleure manière de paramétrer la source de chaleur mobile due à l'avancement du cordon de soudure au cours du temps et de tenir compte de la dépendance de la conductivité thermique, de la masse volumique et de l'enthalpie du matériau vis-à-vis de la température. Le modèle thermique est généralement validé en réalisant des comparaisons entre les résultats du calcul et des mesures expérimentales qui peuvent provenir de la géométrie du cordon de soudure ou alors de l'utilisation de thermocouples [SCH.09].

La principale problématique concernant le modèle mécanique est de pouvoir prendre en compte la relaxation des contraintes induites par la fusion locale des matériaux lors de l'opération de soudure et l'apparition des contraintes résiduelles induites par le comportement plastique du matériau. Le module tangent d'une loi élasto-plastique bilinéaire fera notamment l'objet d'une attention particulière dans ce mémoire de thèse.

I.E.1 Méthodes des éléments finis et des volumes finis

Les équations aux dérivées partielles (EDP) issues de la mécanique des milieux continus sont traditionnellement résolues par des méthodes numériques qui ont connu un essor croissant depuis une quarantaine d'années avec les progrès fulgurants et continus de l'informatique.

Les problèmes de structures solides et de thermique sont par exemple souvent traités avec la méthode des éléments finis ([ZIE.91], [BER.00] et [BER.04]). Les EDP associées aux écoulements fluides ont été traités dans le passé par la méthode des différences finies (FDM: *Finite Difference Method*). On peut par exemple citer [KOV.84] où a été développé un modèle théorique pour un arc d'argon. Aujourd'hui, les problèmes d'écoulement fluide sont majoritairement résolus par la méthode des volumes finis (FVM: *Finite Volume Method*) car cela permet d'obtenir des résultats précis avec une grande flexibilité au niveau de la représentation de la géométrie des domaines d'étude [TAY.02].

La méthode des **éléments finis** (FEM: *Finite Element Method*) permet de déterminer plusieurs champs locaux attribués à des sous domaines du maillage (élément). Le champ global est obtenu par juxtaposition des champs locaux de telle sorte qu'il soit proche de la solution du problème. La méthode des éléments finis peut s'adapter à une géométrie quelconque et est très souvent utilisée pour les analyses en thermique et en mécanique des solides et, plus généralement, pour tout problèmes multi-physique.

La méthode des **volumes finis**, qui permet de faire un bilan local des flux dans un petit volume de contrôle, est la base de tous les codes généralistes en mécanique des fluides. Jeong et al. [JEO.14] ont comparé l'utilisation des éléments finis et des volumes finis dans le domaine du CFD (*Computational Fluid Dynamics*). Les résultats obtenus ont montré que les codes FEM CFD comme ADINA étaient plus sensibles au type et à la qualité des mailles que les codes FVM CFD comme ANSYS CFX ou FLUENT. Le temps de calcul est de surcroît beaucoup plus court avec les volumes finis qu'avec les éléments finis.

Pour résoudre le problème thermique tridimensionnel complet dans le cadre de notre travail de thèse, nous avons effectué une analyse transitoire avec une discrétisation temporelle en plus de la discrétisation spatiale liée au maillage. Ce choix n'est pas trop pénalisant en termes de temps de calcul car les maillages que nous avons manipulés sont de taille modeste. Une alternative aurait été d'effectuer une analyse thermique en quasi stationnaire qui présente l'avantage d'être rapide. On pourra par exemple trouver dans [BER.00] une approche de ce type, une analyse quasi stationnaire étant réalisée au début de l'opération de soudage. Cette analyse quasi stationnaire sert ensuite d'initialisation pour une analyse transitoire dédiée à la fin de l'opération de soudage et à la phase de refroidissement.

I.E.1.1 Maillage

Le maillage de la géométrie peut être uniforme, non uniforme statique ou adaptatif dynamique. Si la réduction du temps de calcul est un impératif, les maillages non uniformes statiques ou adaptatif dynamique sont recommandés ([LIN.97], [RUN.02], [KUA.08]). Dans le cas d'un maillage non uniforme statique, le maillage est fin dans la zone d'apport de chaleur et grossier dans les zones annexes. Dans le cas d'un maillage adaptatif dynamique, le raffinement ou le grossissement de la taille des mailles s'effectue en fonction de la position de la source mobile de chaleur [LIN.97]. Le maillage adaptatif dynamique exige donc un algorithme de transport de grandeurs physiques d'une taille de maille à l'autre, car cette variation de la taille des mailles provoque une réduction de l'état de contrainte résiduelle lorsque la taille du maillage est plus grande [RUN.02]. La problématique d'adaptation de maillage peut être subdivisée en deux parties [KUA.08] :

- la définition des critères d'adaptation,
- la génération ou modification de maillages de façon à respecter localement des critères d'adaptation.

Lors de la variation de la taille des éléments, il y a en général une perte d'informations ou de précision appelée erreur [LIN.97]. Dans ce cadre, Runnemalm et al. [RUN.02] ont introduit une formulation d'erreur a posteriori permettant d'évaluer à la fois la distribution de l'erreur sur la thermique et sur la mécanique. Pour cela, ils utilisent des mesures d'erreur pour guider le raffinement de maillage et concluent qu'il est préférable de combiner des mesures thermiques et des mesures mécaniques et qu'un remaillage ne peut être efficace sans mesure d'erreur. Lindgren et al. [LIN.97] ont proposé une procédure de remaillage automatique qui permet de réduire de 60% le temps de calcul. Ce résultat est obtenu sans perte de précision. La logique est de déterminer la taille des éléments en fonction de leurs distances par rapport à l'arc de soudure. Les auteurs ont ainsi suggéré de combiner leur logique avec une mesure d'erreur afin de disposer d'un outil polyvalent pour l'utilisation du maillage dynamique.

I.E.1.2 Modélisation de la source de chaleur

Dans la simulation thermique d'un processus de soudage, la principale difficulté est la modélisation de la source de chaleur. D. Rosenthal [ROS.46] a été l'un des premiers à proposer une représentation analytique de la source de chaleur dans un corps semi-infini. Ceci

lui a permis de tenir compte de paramètres tels que l'intensité du courant, la vitesse de soudage et la géométrie de la pièce. Ultérieurement, les travaux de Christensen et al. [CHR.65] ont montré une bonne corrélation entre la source de chaleur ponctuelle proposée dans [ROS.46] et la géométrie réelle de la soudure. Cependant, selon la géométrie considérée, la différence entre les mesures expérimentales et le calcul peut atteindre un facteur trois. Les méthodes analytiques présentent en effet des limites puisqu'elles concernent principalement des milieux semi-infinis. Selon les cas, le transfert de chaleur est concentré en un point, sur une ligne ou sur une surface. De surcroît, les formules associées doivent être adaptées en fonction de l'épaisseur, de la forme et des dimensions de la soudure. Dans le cas où les tôles à souder sont épaisses, le transfert de chaleur a lieu dans les trois directions x , y et z et la source de chaleur est considérée comme une source ponctuelle :

$$T = \frac{2Q}{c\rho(4\pi\alpha t)^{\frac{3}{2}}} \exp\left(-\frac{D^2}{4\alpha t}\right) \quad (\text{I.1})$$

où T est la température, α la diffusivité thermique ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$), c la capacité thermique massique ($\text{J}.\text{kg}^{-1}.\text{K}$), ρ la masse volumique ($\text{kg}.\text{m}^{-3}$), t le temps (s) et Q l'énergie (J) absorbée par la plaque à souder :

$$Q = \eta I U \quad (\text{I.2})$$

où η représente le rendement de la source de chaleur, I l'intensité du courant (A), U la tension de soudage (V) et D la distance (m) entre le centre de la source de chaleur, située à l'origine, et le point courant de coordonnées (x, y, z) :

$$D = (x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I.3})$$

Dans le cas du soudage bout à bout de barres de fer, la distribution de température est supposée uniforme dans la section de la barre :

$$T = \frac{Q}{c\rho A(4\pi\alpha t)^{\frac{1}{2}}} \exp\left(-\frac{D^2}{4\alpha t}\right) \quad (\text{I.6})$$

où A est l'aire de la section et où D , la distance du point courant à la source, ne représente plus maintenant que la coordonnée le long de la fibre neutre de la barre.

Dans le cas d'un soudage de plaques minces infinies, la variation de la température dans l'épaisseur z de la plaque peut être négligée et la distribution de chaleur s'effectue dans le plan (x, y) :

$$T = \frac{Q}{4\pi\lambda ht} \exp\left(-\frac{D^2}{4at}\right) \quad (\text{I.4})$$

où toutes les quantités impliquées dans l'équation (I.4) ont déjà été introduites dans l'équation (I.1), à l'exception de λ et h qui représentent respectivement la conductivité et l'épaisseur des plaques. La longueur D décrit maintenant la distance entre le point courant de coordonnées (x, y) dans le plan et le centre de la source de chaleur située à l'origine. D ne dépend donc plus de z :

$$D = (x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I.5})$$

Pour améliorer les modèles analytiques, qui ne permettent pas de prendre en compte une variation des propriétés physiques des tôles à souder en fonction de la température, N. N. Rykalin [RYK.63] a proposé une approche numérique en 1D et en 2D mais avec les capacités CPU limitées des années 60.

Les mesures de températures dans le bain de fusion et dans les zones affectées thermiquement ont montré par ailleurs que les modèles basés sur une source de chaleur concentrée en un point [ROS.46] ne correspondent pas à la réalité. En effet, comme indiqué dans les travaux de J. Goldak [GOL.84], l'hypothèse de source concentrée ne présente une bonne corrélation que dans les zones où la température n'excède pas 20% de la température de fusion. Pour pallier ce défaut, une nouvelle génération de source de chaleur à base de profils Gaussiens a été développé [PAV69]. Le prochain paragraphe en fait la présentation.

I.F. Source de chaleur à profils Gaussiens

Dans le domaine de la simulation numérique des soudures, la source de chaleur mobile peut être surfacique, volumique ou une combinaison des deux [ASM.94]. La description des différentes variantes qui existent dans la littérature est fournie dans les paragraphes qui suivent.

I.F.1 Concept de profil Gaussien

Pavelic et al. [PAV.69] et E. Friedman [FRI.75] ont été parmi les premiers à concevoir un modèle de source de chaleur avec distribution Gaussienne (Figure I.24). Cette distribution est surfacique et s'écrit sous la forme :

$$f(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(\frac{-r^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{I.7})$$

Où σ est l'écart type de la gaussienne décrivant son étalement spatial et $r^2 = x^2 + y^2$ représente le carré de la distance entre l'axe de la source et le point où est évalué l'apport de chaleur.

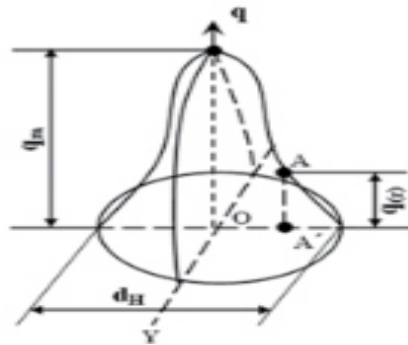


Figure I.24 : Source de chaleur avec profil Gaussien [HAS.14]

La distribution surfacique q peut être reliée à la fonction de répartition surfacique $f(x, y)$ par :

$$q(x, y) = Q_0 f(x, y) \quad (\text{I.8})$$

où Q_0 (W) est la puissance apportée :

$$Q_0 = \eta U I \quad (\text{I.9})$$

η est le rendement, U la tension, I l'intensité du courant.

Le flux de chaleur est donc maximal dans la partie centrale de la zone d'action du plasma d'arc et la densité de flux calorifique diminue exponentiellement quand on s'éloigne de la source. Les distributions surfaciques Gaussiennes ne sont cependant pas adaptées aux tôles épaisses car elles ne permettent pas de prendre en compte l'effet de l'arc dans la profondeur. Pour palier ce manque, Goldak et al. ([GOL.84], [GOL.85]) ont développé des modèles de distribution Gaussienne avec des profils à semi ou double ellipsoïde.

I.F.2 Profil Gaussien semi ellipsoïde

Le profil de chaleur semi ellipsoïde (Figure I.25) permet d'obtenir une distribution Gaussienne volumique de chaleur q qui s'exprime en $W.m^{-3}$ et qui est décrit par :

$$q(x, y, z) = q_m \exp(-Ax^2 - By^2 - Cz^2) \quad (I.10)$$

où A , B et C sont les coefficients de distribution du flux de chaleur et q_m la densité maximale de chaleur au centre de la source.

L'énergie transmise Q , qui s'exprime en W , et qui est égale au produit du rendement η par l'intensité du courant I et la tension U , se calcule à partir de l'équation (I.10) :

$$Q = 4 \iiint_0^\infty q(x, y, z) dx dy dz = \frac{q_m \pi \sqrt{\pi}}{2\sqrt{ABC}} \quad (I.11)$$

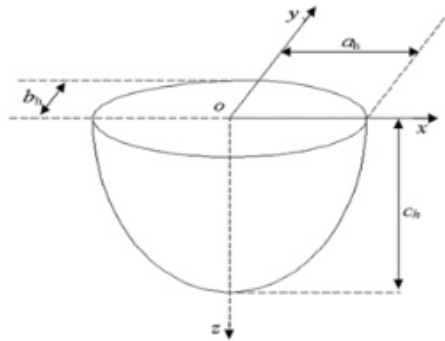


Figure I.25 : Source de chaleur semi ellipsoïdale avec profil Gaussien [HAS.14]

En considérant que, dans une direction donnée, 95% de l'énergie est produite dans le profil semi ellipsoïde et 5% à l'extrémité, on obtient à partir de l'équation (I.10) :

$$q(a_h, 0, 0) = q_m \exp(-Aa_h^2) = 0.05 q_m \quad (I.12)$$

Où a_h représente la longueur du semi-axe de l'ellipsoïde dans la direction x (Figure I.25).

On déduit ensuite de (I.12) que :

$$\exp(-Aa_h^2) = 0.05 \Rightarrow -Aa_h^2 = \ln(0.05) \simeq -3 \quad (I.13)$$

$$\Rightarrow A = \frac{3}{a_h^2} \quad (I.14)$$

On obtient des formules similaires avec les longueurs b_h et c_h des semi-axes de l'ellipsoïde dans les directions y et z :

$$B = \frac{3}{b_h^2} ; C = \frac{3}{c_h^2} \quad (\text{I.15})$$

En reportant (I.14) et (I.15) dans (I.10) et en utilisant (I.11), on obtient :

$$q(x, y, z) = \frac{6\sqrt{3}Q}{a_h b_h c_h \pi \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{3x^2}{a_h^2}\right) \exp\left(-\frac{3y^2}{b_h^2}\right) \exp\left(-\frac{3z^2}{c_h^2}\right) \quad (\text{I.16})$$

Les études de la source de chaleur avec ce profil [GOL.84, HAS.14, CHU.15] ont montré que, lors du déplacement de la source mobile, le gradient de température était moins élevé pour les points du demi-ellipsoïde situés avant le centre de la source et plus élevés pour les points situés derrière elle, ce qui ne correspond pas aux observations expérimentales. Pour remédier à ce défaut, deux demi-ellipsoïdes ont été combinées. Cette combinaison fournit une source de chaleur qualifiée de double ellipsoïde. Elle est décrite au paragraphe suivant.

I.F.3 Profil Gaussien à double ellipsoïde

La source Gaussienne à double ellipsoïde proposée dans [GOL.84] est l'une des plus utilisées pour modéliser une source mobile de chaleur associée à une opération de soudure (Figure I.26 a). Cette source est généralement employée dans le cadre de la soudure de plaques minces, ce qui correspond aux situations rencontrées dans le cadre de ce travail de thèse. Nous l'utiliserons donc dans la suite de ce mémoire.

Pour des points localisés respectivement à l'avant et à l'arrière de la source de chaleur, le flux de chaleur est donné par :

$$\text{Partie avant :} \quad q_f(x, y, z) = \phi_0 \frac{6\sqrt{3}f_f}{a_f b c \pi \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{3x^2}{a_f^2}\right) \exp\left(-\frac{3y^2}{b^2}\right) \exp\left(-\frac{3z^2}{c^2}\right) \quad (\text{I.17})$$

$$\text{Partie arrière :} \quad q_r(x, y, z) = \phi_0 \frac{6\sqrt{3}f_r}{a_r b c \pi \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{3x^2}{a_r^2}\right) \exp\left(-\frac{3y^2}{b^2}\right) \exp\left(-\frac{3z^2}{c^2}\right) \quad (\text{I.18})$$

où ϕ_0 est la puissance totale en Watt apportée par la source mobile de chaleur ; a_f , a_r , b et c sont les longueurs caractéristiques en mètre de la source mobile (Figure I.26 a) et enfin f_f et f_r sont des longueurs relatives caractéristiques (respectivement pour les parties avant et arrière) définies de sorte à assurer la continuité de la source à l'interface entre l'avant et l'arrière :

$$f_f = \frac{2a_f}{a_f + a_r} ; f_r = \frac{2a_r}{a_f + a_r} ; f_f + f_r = 2 \quad (\text{I.19})$$

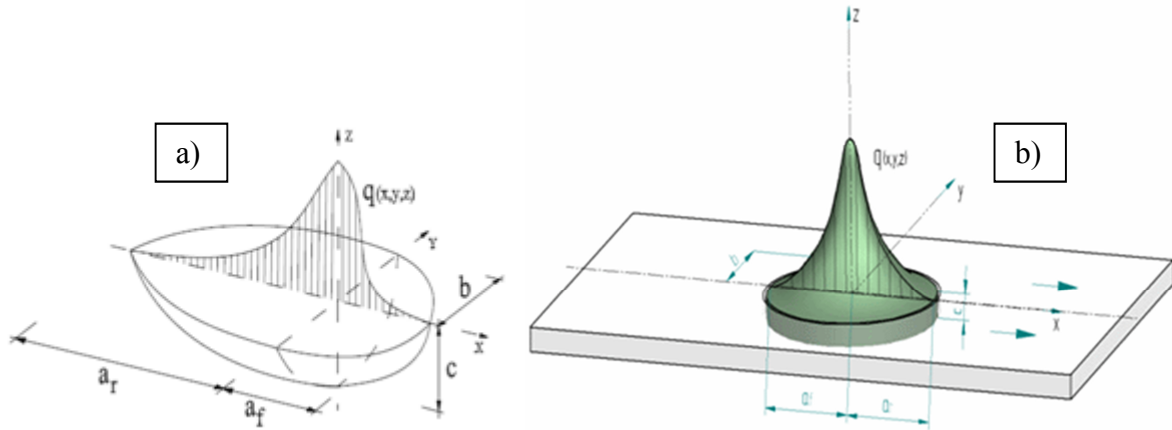


Figure I.26 : Source de chaleur volumétrique - a) source asymétrique [GOL.84] - b) source symétrique

L'effet de traînée de la source ($a_r \gg a_f$) n'est pas utile dans ce travail de thèse car notre modèle comprend déjà des effets dynamiques induits par des calculs éléments finis transitoires. Une hypothèse symétrique, conforme à la représentation de la Figure I.26b), sera donc retenue :

$$a_r = a_f = b ; f_f = f_r = 1 \quad (\text{I.20})$$

Les deux équations (I.17) et (I.18) sont alors équivalentes et se simplifient à partir de (I.20) avec la formule unique suivante :

$$q(x, y, z) = \phi_0 \frac{6\sqrt{3}}{\sigma^2 c \pi \sqrt{\pi}} \exp\left(\frac{-3(x^2 + y^2)}{\sigma^2}\right) \exp\left(\frac{-3z^2}{c^2}\right) \quad (\text{I.21})$$

où σ représente la valeur commune des paramètres a_r , a_f et b .

Le déplacement de la source mobile de chaleur dans la direction x conduit à un aménagement de l'équation (I.21) :

$$q(x, y, z) = \phi_0 \frac{6\sqrt{3}}{\sigma^2 c \pi \sqrt{\pi}} \exp\left(\frac{-3((x-Vt)^2 + (y-y_0)^2)}{\sigma^2}\right) \exp\left(\frac{-3(z-z_0)^2}{c^2}\right) \quad (\text{I.22})$$

où V représente la vitesse constante de déplacement de la source dans la direction x et (Vt, y_0, z_0) les coordonnées de la position courante de la source. A l'instant t , la chaleur est

naturellement maximale en ce point et elle se répartit spatialement en (x,y,z) conformément à la loi Gaussienne de l'équation (I.22).

Le modèle de la source de chaleur à double-ellipsoïdale possède suffisamment de paramètres réglables pour calibrer cette source en ajustant les résultats numériques avec des mesures expérimentales. Dans le cadre de cette thèse, la surface de réponse d'un plan d'expérience factoriel a notamment été utilisée pour réaliser cette calibration, ce qui fera l'objet d'un développement détaillé dans le chapitre II à venir. Cependant, en dehors du profil Gaussien à double ellipsoïde décrit dans ce paragraphe, la littérature offre d'autres modèles qui sont présentés dans le paragraphe suivant.

I.F.4 Comparaison entre différents modèles de source de chaleur

Comme indiqué précédemment, le modèle de source de chaleur le plus utilisé pour l'analyse numérique du soudage est celui à double-ellipsoïde de distribution Gaussienne proposé dans [GOL.84]. Ce modèle se distingue par sa polyvalence permettant de l'utiliser dans différentes techniques de soudage à l'arc telles que le GMAW ([LIA.12], [NGU.99]), le TIG ([EAG.83], [LUN.03]) et le SMAW [GOL.84].

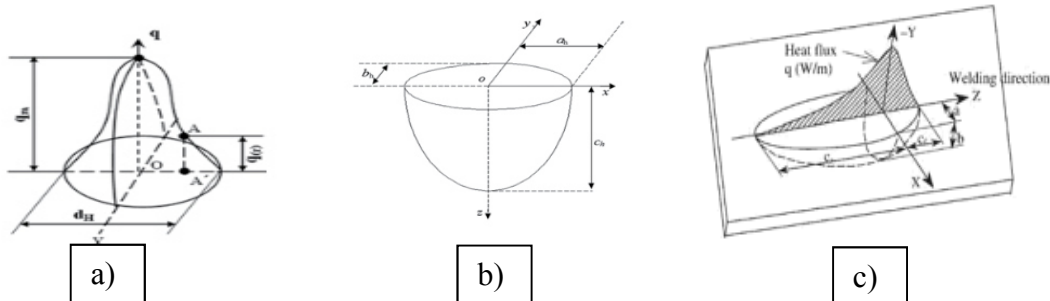


Figure I.27 : Source de chaleur 3D - a) Gaussien - b) semi-ellipsoïde - c) double ellipsoïde [HAS.14]

Hashemzadeh et al. [HAS.14] ont par exemple étudié l'effet de trois différents types d'apport de chaleur sur le comportement élastique-plastique des modèles éléments finis 3D lors de l'opération de soudure pour des tôles INOX minces. Il s'agit des profils Gaussien, Gaussien à double ellipsoïde et Gaussien à semi-ellipsoïde (Figure I.27). La distribution de température a été trouvée identique pour les trois types de source. La prise en compte de l'apport de chaleur dans le sens de l'épaisseur s'avère important, et ce même pour les tôles minces. Il a également été remarqué que le type de modèle influençait la vitesse de refroidissement mais que cette dernière n'impactait pas le niveau final des contraintes résiduelles et des déformations.

Plus récemment, Chukkana et al. [CHU.15] ont comparé différents modèles de source de chaleur 3D : conique simple, conique avec double ellipsoïde et conique avec coque cylindrique (Figure I.28). Pour ces trois sources, les températures maximales simulées, ainsi que les contraintes résiduelles et les déformations, sont similaires. C'est cependant dans le cas du profil de chaleur conique avec coque cylindrique que les cycles thermiques calculés se rapprochent le plus des mesures. Le constat est le même pour les contraintes et les déformations.

Cependant, nous avons fait le choix de modéliser la source mobile de chaleur par une double ellipsoïde comme proposé dans [GOL.84] car, comme indiqué précédemment, elle présente l'avantage de pouvoir être utilisé avec différentes techniques de soudage à l'arc telles que :

- le GMAW (Gas Metal Arc Welding) ainsi que cela est reporté dans [NGU.99] et [LIA.12],
- le TIG (Tungsten Inert Gas) ainsi que cela est relevé dans [EAG.83] et [LUN.03],
- le SMAW (Shielded Metal Arc Welding) comme indiqué dans [GOL.84].

En outre, il s'agit de la modélisation la plus employée à l'heure actuelle pour modéliser la source de chaleur générée par un processus de soudure, ce qui permet de disposer d'une littérature abondante sur le sujet.

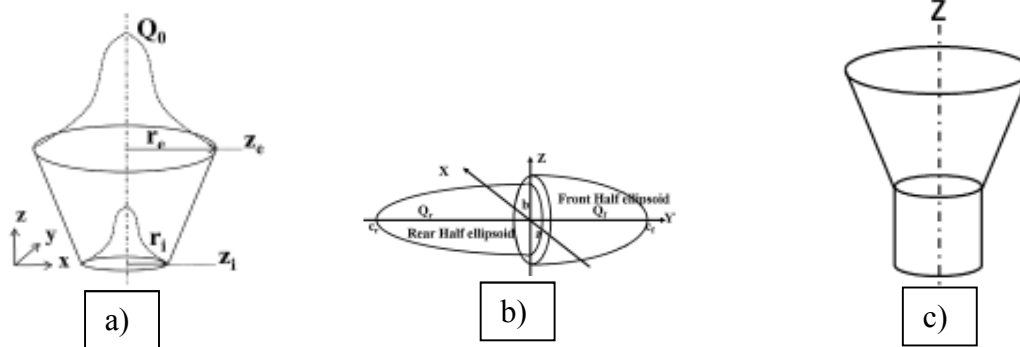


Figure I.28 : Source de chaleur 3D - a) conique - b) conique à double ellipsoïde - c) conique avec coque cylindrique [CHU.15]

I.G. Influence des propriétés du matériel de base pour l'analyse de l'opération de soudure

Lors du procédé de soudage, les propriétés des matériaux varient fortement avec la température mais il est relativement compliqué de trouver des données les concernant dans la littérature. Et, lorsqu'elles existent, ces données sont rarement caractérisées pour des

températures à proximité de la fusion, car c'est techniquement très difficile à mesurer. On peut néanmoins consulter sur ce point la référence [CAP.09] qui recense un certain nombre de données matérielles dépendantes de la température qui ont été utilisées dans le cadre du projet ITER (*International Thermonuclear Experimental Reactor*).

Eagar et al. [EAG.83] ont par ailleurs introduit une distribution de chaleur gaussienne adimensionnelle qui permet d'obtenir une relation fonctionnelle assez précise entre les paramètres de processus de l'opération de soudage et ceux des matériaux. Ce modèle peut aussi être utilisé pour évaluer l'influence de la variation des paramètres du soudeur sur la géométrie de la soudure.

Ultérieurement, Zhu et al. [ZHU.02] ont étudié les effets des propriétés matériaux dépendant de la température sur la simulation de soudage et ont conclu que :

- La masse volumique et la chaleur spécifique du matériau avaient un effet moindre que la conductivité thermique sur la distribution de température lors de l'opération de soudage,
- le coefficient de dilatation thermique et le module d'Young ont des effets insignifiants sur la contrainte résiduelle et la distorsion.

Plus récemment, Barroso et al. [BAR.10] ont développé un modèle simplifié en utilisant différentes solutions bien connues de la distribution du champ de température. Ces valeurs sont prises comme données d'entrées et leurs influences sur la variation des propriétés mécaniques avec la température sont étudiées en faisant des hypothèses sur les champs de contraintes et de déplacement résiduels. Ces hypothèses simplificatrices présentent un intérêt lors des étapes préliminaires de conception puisqu'elles donnent la possibilité de faire un très grand nombre de simulations pour rechercher une conception optimale.

Un peu dans le même esprit, Asserin et al. [ASS.11] ont appliqué une analyse de sensibilité afin de déterminer l'influence des variables d'entrées sur les distorsions ou des contraintes résiduelles. Leurs travaux permettent de cibler les propriétés qui doivent être mesurées avec une précision et celles qui peuvent être simplement extrapolées à partir d'un matériau similaire.

I.H. Contraintes résiduelles et déformations

Les contraintes résiduelles dans une structure soudée atteignent ou dépassent les limites élastiques du métal utilisé. Ces contraintes résiduelles ont des conséquences telles que la fissuration par corrosion, la fatigue et la rupture fragile du joint de soudure. La limite d'élasticité, qui dépend de la température, est ainsi une propriété mécanique clé dans la simulation du soudage. Les distorsions et contraintes résiduelles qui apparaissent pendant la phase de refroidissement du cycle thermique de l'opération de soudage peuvent également engendrer des variations de tolérances lors de l'assemblage des pièces soudées.

En dehors de l'influence des variations thermiques [VER.99], d'autres facteurs tels que la façon de fixer les pièces à souder et le positionnement de celles-ci jouent un rôle déterminant sur la déformation et les contraintes résiduelles. Etant donné qu'il est impossible de les éviter, il est important de trouver une méthode ou un outil pour les prédire et les contrôler afin d'obtenir de meilleurs résultats lors du montage des pièces soudées et de la qualité de la soudure. Deng et al. [DEN.08a] préconisent par exemple de procéder à des analyses thermique et mécanique incluant la plasticité. Ueda et al. [UED.71] ont été parmi les premiers à développer une approche dans ce domaine.

La notion de déformations inhérentes (*inherent strain*) a ensuite été introduite dans [UED.75] afin de prendre en compte de manière globale les effets inélastiques comme la plasticité ou les transformations cristallographiques. Cette notion permet de réduire considérablement les temps de calcul. En effet, au lieu de procéder à une analyse éléments finis couplant thermique, plasticité et élasticité en régime transitoire, ce qui est précis mais coûteux pour les structures à géométrie complexe qui nécessitent des maillages comportant un grand nombre d'éléments, on évalue préalablement les déformations inélastiques sur les joints, soit par une analyse éléments finis, soit expérimentalement. On se sert ensuite de ces déformations comme entrée (sous forme de contraintes initiales) d'un calcul éléments finis élastique linéaire sur la structure complète, ce qui requiert moins de ressources en temps de calcul. Cette notion de déformation inhérente fera l'objet ultérieurement d'un paragraphe dédié. Les auteurs de [UED.75] ont ensuite étudié deux méthodes pour estimer les contraintes résiduelles. La première utilise une relation entre la relaxation des contraintes résiduelles et les forces induites par celles-ci sur une surface sectionnée (Figure I.29). La deuxième méthode estime directement les déformations inhérentes. Mais les auteurs font le constat que ces deux méthodes dépendent de la géométrie traitée et qu'il est impossible de les employer pour tous

les cas de figures. C'est pourquoi ils proposent d'utiliser la méthode des éléments finis pour rendre possible la mesure de contraintes résiduelles en trois dimensions sur une géométrie quelconque, ce qui était jusqu'alors impossible.

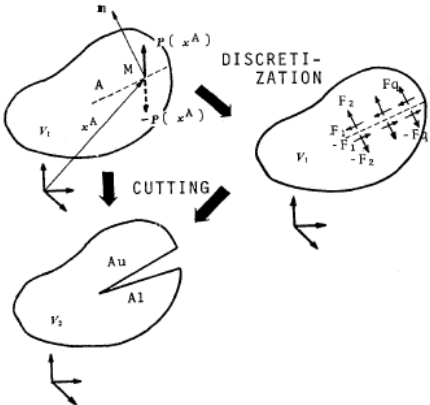


Figure I.29 : Forces des surfaces relaxées et discrétisation [UED.75]

Ueda et al. [UED.83] ont également proposé une nouvelle stratégie de mesure en trois dimensions des contraintes résiduelles pour un joint de soudure long en utilisant la théorie des déformations inhérentes. Les déformations inhérentes peuvent en effet être divisées en deux catégories : celles qui correspondent à des tranches minces coupées verticalement (T-échantillons, Figure I.30b) et celles qui correspondent à des tranches minces coupées dans le sens de la soudure (Li-échantillons, Figure I.30c). Il s'agit d'une approche de type RDM (Résistance Des Matériaux) et sa pertinence est conditionnée à l'uniformité de la distribution des contraintes le long du cordon.

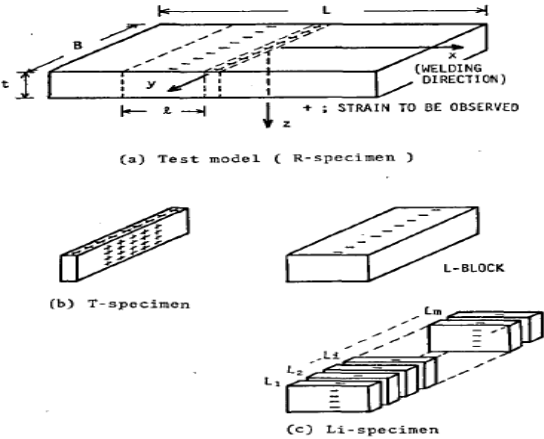


Figure I.30 : (a) Echantillon - (b) tranche coupée verticalement - (c) tranche coupée longitudinalement dans le sens de la soudure [UED.83]

Demirdic et al. [DEM.93] ont par ailleurs développé une approche numérique pour l'analyse des contraintes en utilisant la méthode des volumes finis. Bien que cette méthode n'ait pas été conçue à l'origine pour traiter les problèmes de soudure, les résultats thermiques obtenus sont conformes aux données expérimentales et le temps de calcul en mécanique des structures s'avère très réduit par rapport à un calcul éléments finis traditionnel. Cependant, la pertinence de cette méthode reste à vérifier pour des géométries plus complexes que celles traitées dans [DEM.93].

Comme l'ont proposé Deng et al. [DEN.07], la déformation de soudage peut être déterminée dans le cadre d'un calcul éléments finis en appliquant des déformations inhérentes et en introduisant des éléments d'interface entre les pièces soudées (Figure I.31). Ces éléments d'interface sont définis par un paramètre d'échelle r_0 et par une force de liaison γ . Les déplacements relatifs entre les deux pièces à souder sont notés δ_N (ouverture normale), δ_L (coulissant longitudinal), δ_T (coulissant transversal) et δ_{θ_x} (rotation autour de l'axe x). Cela permet d'étudier l'influence de la profondeur de la pièce à souder sur la déformation lors de l'opération de soudage et le mécanisme qui génère la déformation angulaire. Cette étude a été réalisée pour des soudures d'angles, l'une des motivations étant que la majorité des travaux de recherche reportés dans la littérature porte sur le soudage bout à bout et que le domaine du soudage d'angle (Figure I.32) est peu exploré. Les résultats obtenus montrent que l'épaisseur de la bride influence plus l'angle de déformation (et par conséquent la déformation de soudage) que la forme du rétrécissement transversal. Par ailleurs, à condition de soudage identique, le rétrécissement transversal diminue avec l'augmentation de l'épaisseur. Par ailleurs, le gradient de température à travers l'épaisseur est le principal facteur qui provoque la distorsion angulaire dans le joint soudé.

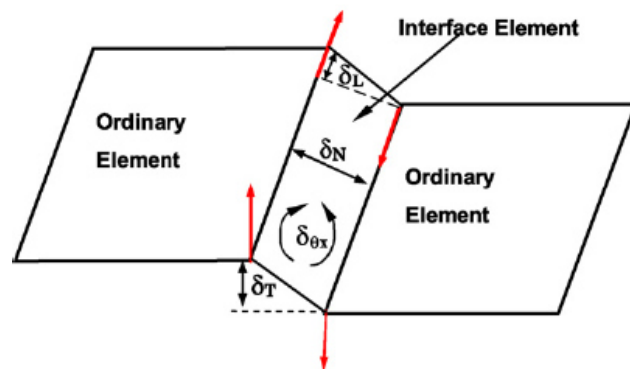


Figure I.31 : *Elément d'interface* [DEN.07]

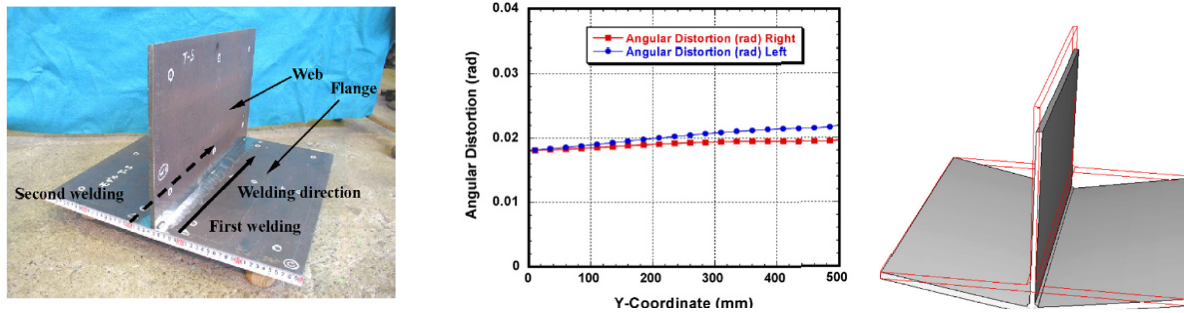


Figure I.32 : Soudure d'angle avec cordon de part et d'autre de la pièce soudée [DEN.07]

Dans le même esprit, Deng et al. [DEN.11] ont couplé un calcul éléments finis élastique (pour déterminer l'influence de l'écart entre les pièces à souder sur la déformation finale), la théorie de la déformation inhérente introduite dans [UED.75] (pour modéliser la déformation locale induite par soudage) et des éléments d'interfaces (pour traiter le positionnement et le processus de correction de l'écart entre les pièces et leur assemblage). La relation entre les contraintes et les déplacements est définie sur la Figure I.33. Mais il a été montré que ce processus produisait des déformations de torsion qui s'ajoutent à celles causées par le soudage.

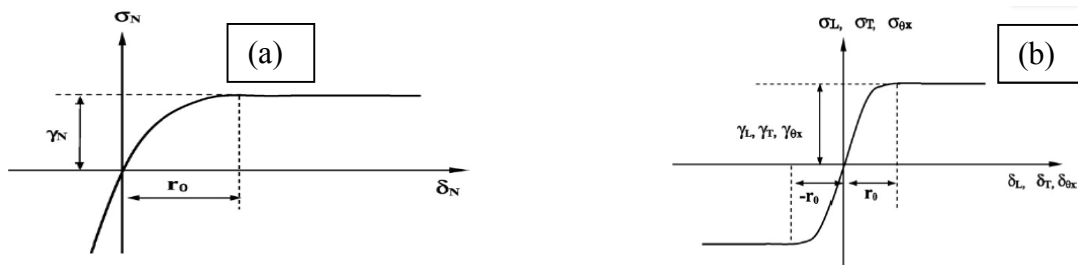


Figure I.33 : Relation contrainte-déformation ; a) déformation normale ; b) déformation longitudinale, transversale et de rotation [DEN.11]

Vasantharajaa et al. [VAS.15] ont étudié avec un métal d'apport l'effet de la forme de la rainure entre les plaques de soudure sur les contraintes résiduelles pour des plaques en acier 316L de 16 mm d'épaisseur (Figure I.34). Ils ont utilisé le soudage A TIG pour l'assemblage bout à bout carré (Figure I.34a) et le soudage TIG pour les rainures en double V (Figure I.34b). Ces deux procédés ont été appliqués de chaque côté des plaques. Dans le cas de la

rainure en Y (Figure I.34c), un mix des méthodes de soudage TIG et A TIG a été utilisé : procédé A TIG appliqué sur le côté fermé de la jonction et procédé TIG sur le côté ouvert.

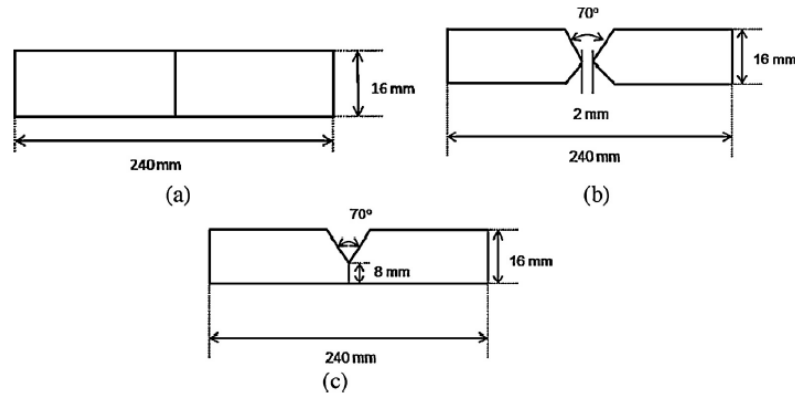


Figure I.34 : Types de rainure - (a) bout à bout - (b) en double V - (c) en Y [VAS.15]

Les contraintes résiduelles ont été déterminées en utilisant une technique par ondes ultrasonores. Les angles de distorsion α ont pour leur part été calculés à partir de la mesure effectuée par une jauge de hauteur (Figure I.35) qui permet d'alimenter une relation géométrique simple :

$$\alpha = \tan^{-1}\left(\frac{Z}{AB}\right) \quad (I.23)$$

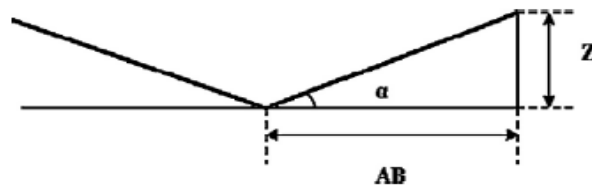


Figure I.35 : Mesure de la distorsion angulaire α [VAS.15]

Les cartographies de α sont présentées sur la Figure I.36. On remarque que le maximum de distorsion angulaire apparaît dans le cas de la rainure en forme de Y avec le soudage mixé entre les procédés TIG et A-TIG (Figure I.36c). Cela est dû à la dissymétrie des contraintes résiduelles entre le dessus et le dessous des tôles (Figure I.39). Le même type de dissymétrie sur les contraintes est observé avec le soudage TIG (Figure I.38).

La situation où le profil de répartition des contraintes est le plus symétrique (Figure I.37) apparaît avec le joint de soudure A-TIG et correspond au niveau de contrainte résiduelle le plus faible. Cela s'explique par la forme de jonction entre les deux tôles, au bord des plaques, qui réduit la quantité du métal d'apport de soudure. Le procédé A TIG est donc recommandé

pour le soudage de plaques 316L de 16 mm d'épaisseur afin de minimiser les contraintes résiduelles et la distorsion pour les soudures bout à bout.

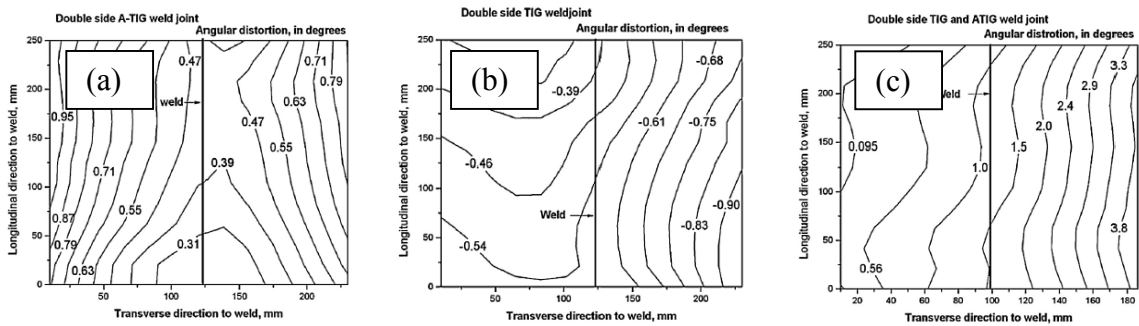


Figure I.36 : Distorsions angulaires pour différents types de rainure et différents procédés de soudure - (a) rainure bout à bout, soudure A TIG - (b) rainure en double V, soudure TIG - (c) rainure en Y, soudure TIG et A TIG [VAS.15]

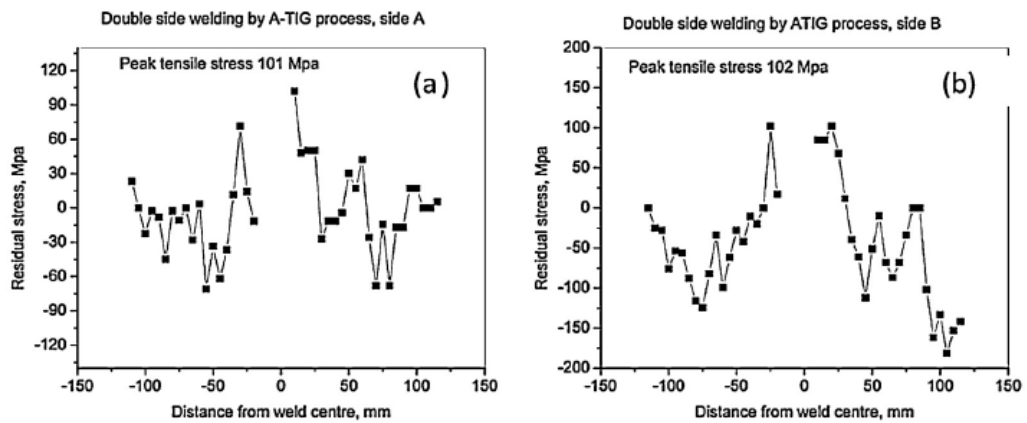


Figure I.37 : Contraintes résiduelles avec soudage A TIG : (a) dessus de tôle, (b) dessous de tôle [VAS.15]

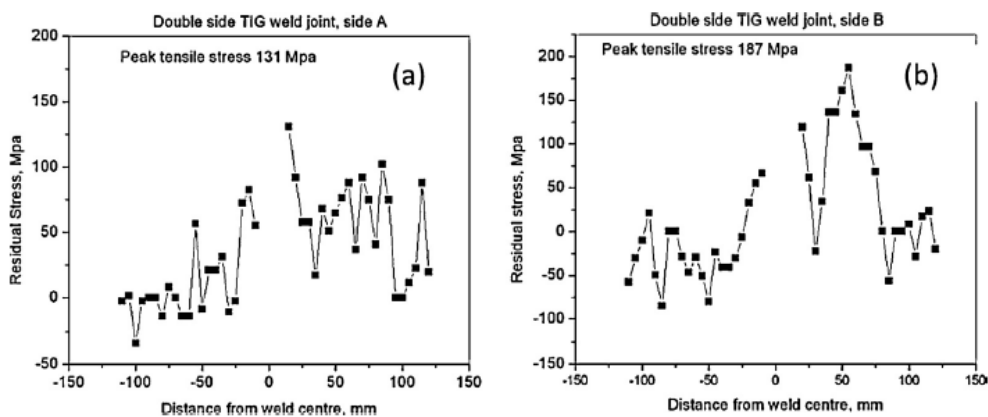


Figure I.38 : Contraintes résiduelles avec soudage double TIG : (a) dessus de tôle, (b) dessous de tôle [VAS.15]

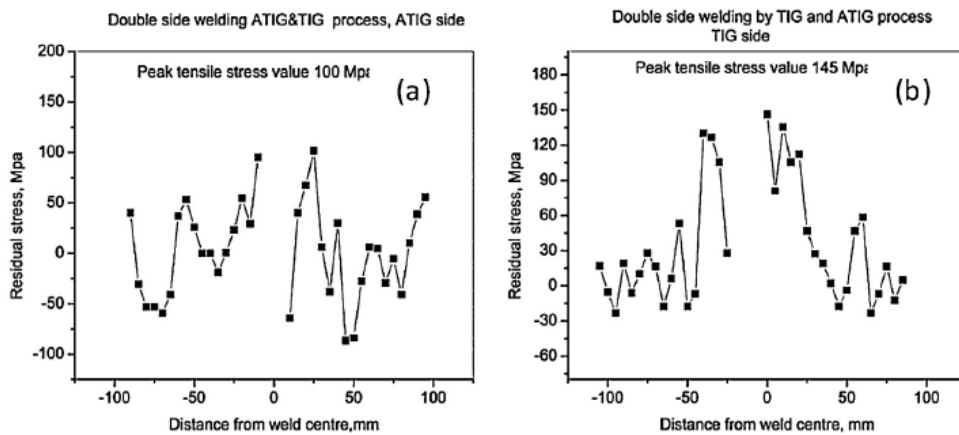


Figure I.39 : Contraintes résiduelles avec soudage A TIG & TIG : (a) dessus de tôle, (b) dessous de tôle [VAS.15]

Par ailleurs, Deng et al. [DEN.11] ont étudié un joint de plaque épaisse (55 mm) avec la rainure de la Figure I.40a), le soudage TIG et l'acier 316L comme métal de base. L'étude s'est focalisée sur le début et la fin de l'opération de soudure ainsi que sur la séquence de dépôt, jusqu'à six au total suivant les cas comme indiqué sur la Figure I.40b). Après les six passages du cordon, les observations suivantes sont effectuées :

- la rainure n'est pas entièrement remplie,
- des contraintes résiduelles importantes sont relevées au début et à la fin de la soudure,
- la séquence de dépôt choisie influence significativement la distribution finale.

Cette distribution a également été étudiée dans Ravisankar et al. [RAV.14] pour un joint bout à bout TIG avec de l'acier inox AISI 304. Des analyses éléments finis avec des sources de chaleur variant de 200 à 500 J/mm ont notamment été réalisées afin d'obtenir une pénétration optimale de la soudure et d'évaluer les contraintes résiduelles induites. Logiquement, il a été relevé que les contraintes résiduelles augmentaient de façon considérable avec la vitesse et la puissance de soudage.

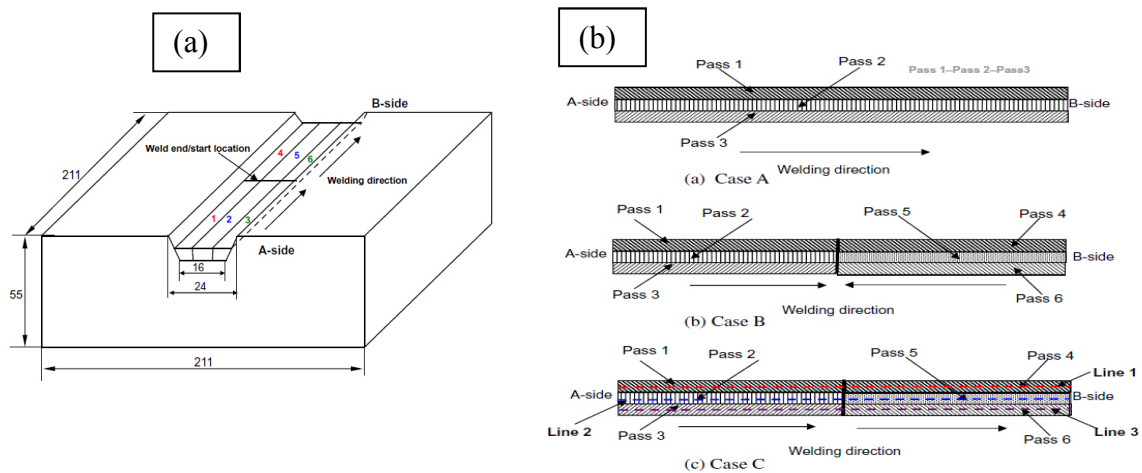


Figure I.40 : Joint de plaque épaisse (a) forme de la rainure - (b) séquence de passage pour différents cas de figure [DEN.11]

Chand et al. [CHA.14] ont étudié le rôle joué par l'emplacement de la fixation d'une plaque en acier de 4.5 mm d'épaisseur. Quatre cas ont été analysés (Tableau I.6 et Figure I.41). En comparant chaque cas, il s'avère que le mode de fixation de la plaque influe notablement sur la distribution des contraintes résiduelles et sur la déviation. Cet effet s'ajoute ainsi à ceux induits par les températures maximales atteintes, par la direction de soudage ainsi que par la vitesse de soudage.

Table 1. Case from the different clamped position	
Case number	Clamped edge
1	mid
2	1, 2, 3, 4
3	1, 2, 3,
4	2, 3

Tableau I.6 : Différents cas de fixation de la plaque [CHA.14]

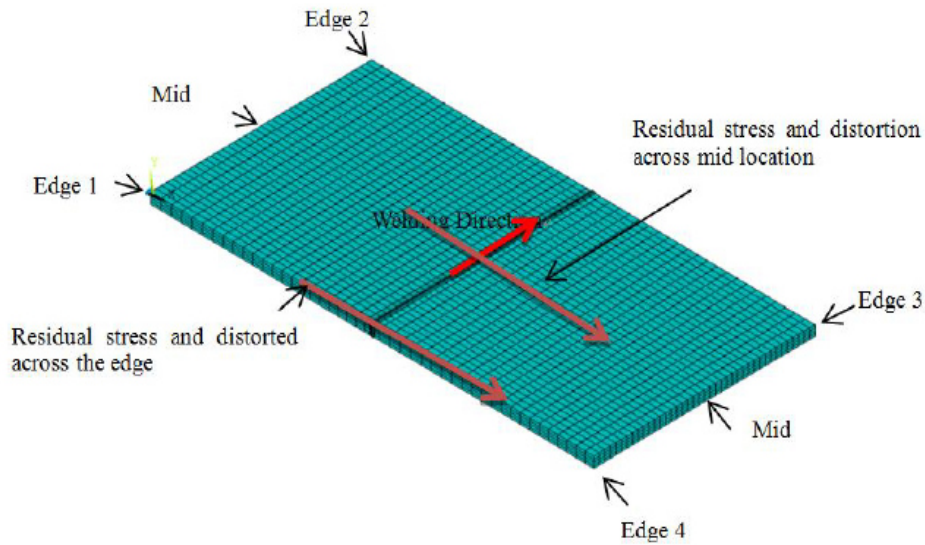


Figure I.41 : Emplacements de fixation de la plaque [CHA.14]

Il convient cependant de rappeler que la contrainte résiduelle dans une structure soudée est produite par son historique, de son élaboration avec ses matériaux constitutifs jusqu'aux conditions de stockage du produit fini en magasin [LEG.08]. Le soudage n'est donc qu'une étape de ce long processus. Avec cet éclairage, Deng et al. [DEN.09b] ont calculé les contraintes résiduelles en tenant compte de l'historique du métal à souder avant soudage ainsi que de son traitement thermique après. De multiples procédés ont été appliqués tels que le revêtement (dépôt de métal), le beurrage (protection contre l'oxydation) et le processus de soudage multi-passe. Dans la zone de soudure et dans la zone affectée de la surface extérieure, la contrainte résiduelle finale n'est pas influencée par les étapes de pré et de post soudage, contrairement à la zone intérieure où une augmentation significative est observée.

I.H.1 Concept de déformation inhérente

Le concept de déformation inhérente (*inherent strain*) a été introduit par [UED.75] et inclut tous les effets inélastiques comme ceux produits par la plasticité ou encore les changements de phase cristallographiques. Cette notion est très souvent utilisée pour remplacer un calcul éléments finis transitoire incluant un couplage thermomécanique et des non linéarités (notamment dû à la plasticité) par un calcul éléments finis élastique linéaire beaucoup moins coûteux en temps de calcul. La contrepartie est la nécessité d'opérer préalablement un calcul ou une mesure expérimentale des non linéarités. Dans le domaine de la soudure, ces non

linéarités sont principalement localisées à proximité du dépôt du cordon de soudure. On peut alors substituer, de manière équivalente, le concept de déformations inhérentes par celui de déformations propres (*eigenstrain*) comme proposé dans Jun et al. [JUN.10]. L'idée est de tirer partie du caractère local des non linéarités en introduisant des concepts mathématiques permettant de relier la distribution des déformations propres aux déformations résiduelles. Ces concepts s'appuient sur une intégration sur le domaine d'étude et la prise en compte d'une fonction de Green pour modéliser la localisation [MUR.82]. La limitation principale d'une telle approche est qu'elle est difficilement applicable aux structures à géométrie complexe que l'on rencontre couramment dans le domaine des sciences pour l'ingénieur.

[LUO.98] proposent une formule simple pour calculer la déformation inhérente avec une analyse éléments finis sur une structure de type barre (Figure I.42). Une fois la déformation inhérente connue, la déformation et les contraintes résiduelles sont estimées avec une analyse éléments finis élastique en lieu et place d'une analyse thermo-élasto-plastique (T.E.P). Les contraintes résiduelles et les distorsions prédites par le calcul éléments finis élastique en utilisant la déformation inhérente concordent, non seulement avec le calcul éléments finis thermo-élasto-plastique, mais aussi avec les mesures expérimentales (Figures I.43 et I.44). On note même que, pour les grandes valeurs de Q^* (qui représente la source de chaleur adimensionnalisée), c'est le calcul éléments finis élastiques avec déformations inhérentes qui corrélerent le mieux les essais. Ce constat doit cependant être modéré car le principe de la méthode repose sur une connaissance préalable des déformations inhérentes [DEN.07], connaissance dont nous ne disposons pas. La méthode nécessite par ailleurs une hypothèse sur le niveau uniforme des contraintes le long du cordon de soudure. Mais cette hypothèse n'est pas applicable dans les cas que nous avons étudiés. Cela explique pourquoi nous avons choisi de développer un modèle éléments finis incluant les effets élasto-plastique (cf. chapitre II).

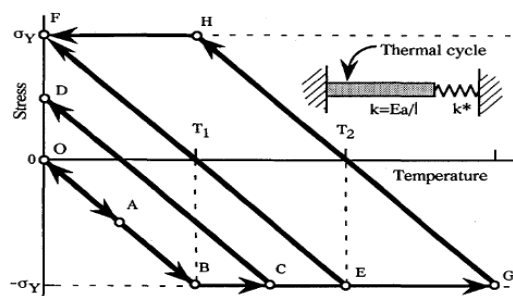


Figure I.42 : Historique des contraintes sous l'effet de cycles thermiques [LUO.98]

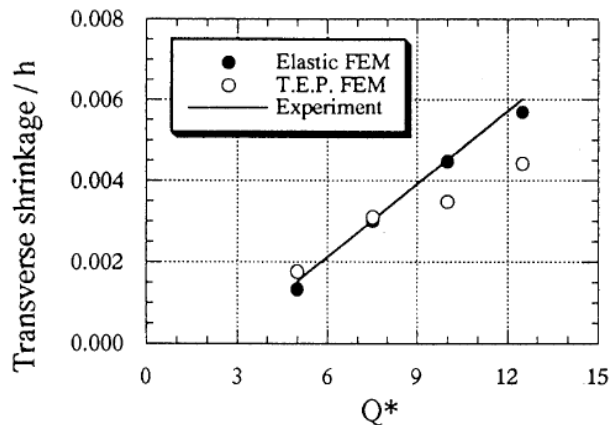


Figure I.43 : Comparaison expérience-calculs pour la contraction transverse [LUO.98]

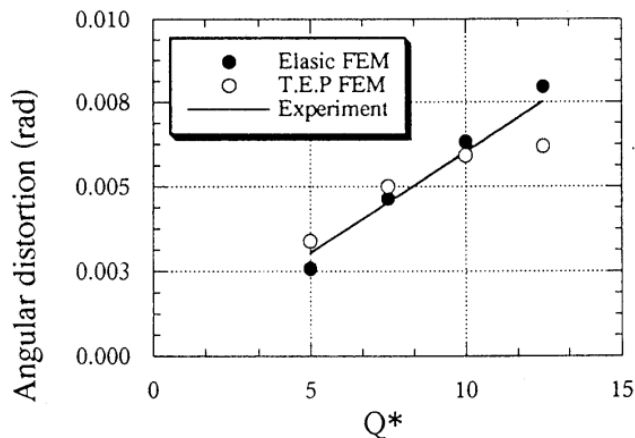


Figure I.44 : Comparaison expérience-calculs pour la déformation angulaire [LUO.98]

Wang et al. [WAN.14] confirment les travaux de [LUO.98]. Bien que la force de tendon, qui est la charge provoquant le retrait longitudinal dans un cordon de soudure (cf. Figure I.45), soit la raison dominante qui induise le flambage dans les joints soudés pour les plaques minces, la déformation en flexion et la déformation inhérente initiale agissent comme des imperfections qui déclenchent le flambage et influencent l'ampleur de la déformation hors du plan.

Ueda et al. [UED.07] ont observé que la zone de déformation inhérente plastique longitudinale était plus étendue que celle de la déformation plastique transversale. En termes

d'intensité, c'est l'inverse, l'intensité de la déformation plastique longitudinale étant beaucoup plus petite que celle de la déformation plastique transversale. Ces deux déformations apparaissent près du cordon de soudure, avec une plus grande proximité pour la déformation transversale.

Liang et al. [LIA.12] ont développé une méthode d'analyse inverse pour estimer la déformation inhérente de plaques minces. Les résultats suggèrent que, même si les déformations inhérentes évoluent le long de la ligne d'un joint de soudure, les valeurs moyennes peuvent être utilisées pour prédire avec précision la déformation totale. Une base de données de déformation inhérente pour les plaques minces a ainsi été établie.

Murakawa et al. [MUR.11] considèrent qu'il est possible d'obtenir les valeurs des rétrécissements et des flexions des pièces soudées (plaques d'épaisseur h dans la direction z) en réalisant une intégration des déformations inhérentes sur la section normale à la ligne de soudage (qui est parallèle à l'axe x) :

$$\text{rétrécissement longitudinal} : \delta_L^* = \frac{1}{h} \iint \varepsilon_x^* dy dz \quad (\text{I.24})$$

$$\text{rétrécissement transversal} : \delta_T^* = \frac{1}{h} \iint \varepsilon_y^* dy dz \quad (\text{I.25})$$

$$\text{flexion longitudinale} : \theta_L^* = \frac{1}{I} \iint z \varepsilon_x^* dy dz \quad (\text{I.26})$$

$$\text{flexion transversale} : \theta_T^* = \frac{1}{I} \iint z \varepsilon_y^* dy dz \quad (\text{I.27})$$

où ε_x^* et ε_y^* représentent les déformations inhérentes de traction-compression dans les directions x et y et I est le moment quadratique défini par :

$$I = \frac{1}{12} \iint z^2 dy dz \quad (\text{I.28})$$

Le rétrécissement longitudinal et les distorsions de flambage qui ont lieu lors de l'opération de soudage sont générés par le rétrécissement inhérent longitudinal provoqué par la force de tendon (Figure I.45).

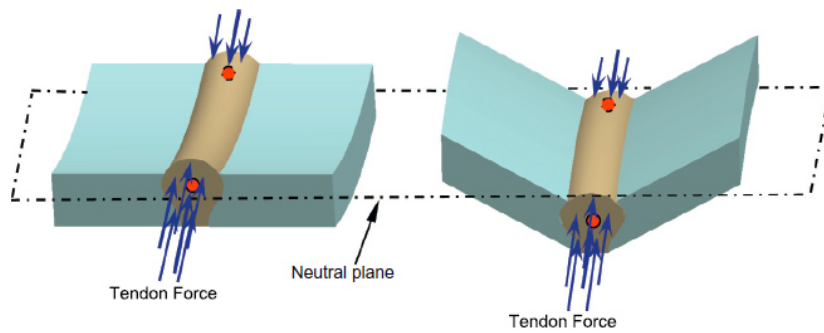


Figure I.45 : Force de tendon [MUR.11]

Sur la base de mesures expérimentales, White et al. [WHI.80] ont proposé la formule empirique :

$$F_{tendon} = 0.2 Q_{net} \quad (I.29)$$

où F_{tendon} est la force de tendon exprimée en KN et Q_{net} est l'énergie absorbée par la plaque par unité de longueur en mm.

De manière logique, la force de tendon est liée au module d'Young E et à la déformation inhérente par [WAN.14] :

$$dF_{tendon} = E \varepsilon_{longitudinal}^{inherent} dA \quad (I.30)$$

où dA représente la surface élémentaire sur laquelle s'applique la force de tendon.

Murakawa et al. [MUR.11] ont développé une approche éléments finis élastique basée sur la théorie de la déformation inhérente, avec des éléments d'interface pour prédire les distorsions pendant l'historique pré et post soudage (Figure I.46). Les différentes séquences de soudage sont présentées dans le Tableau I.7 et l'échantillon à souder sur la Figure I.47. En fonction de la séquence de soudage utilisée, une correction est réalisée sur l'écart qui apparait sur les parties déjà soudées. Les résultats montrent que la séquence d'assemblage, ainsi que la manière de corriger l'écart, influencent la distorsion de soudage final. Cependant, le fait que la déformation inhérente change avec la taille de l'écart n'a pas été pris en compte. Si l'écart change, il est en effet nécessaire de modifier l'apport de chaleur, ce qui entraîne une valeur différente de la déformation inhérente.

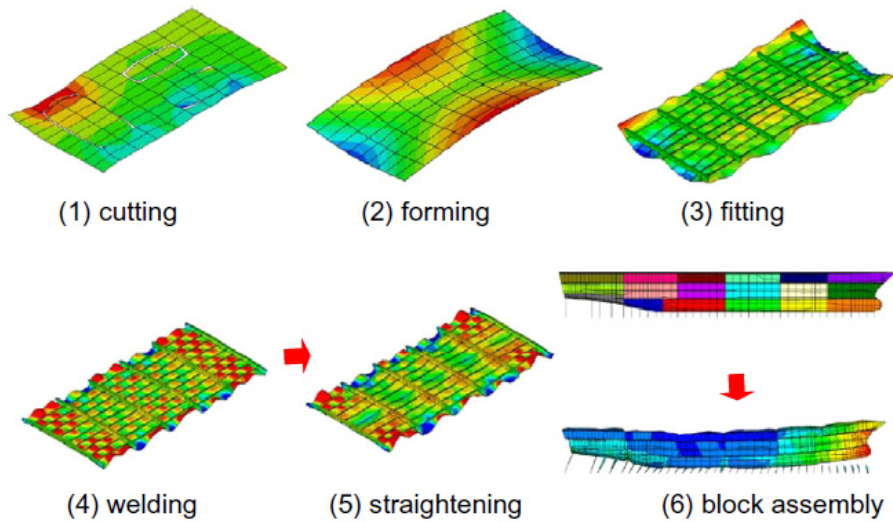


Figure I.46 : *Etapas pré et post soudage [MUR.11]*

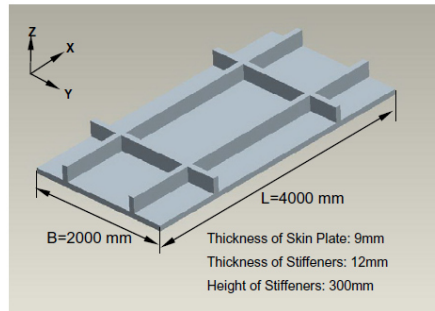


Figure I.47 : *Echantillon à souder [MUR.11]*

Simulation cases.

Case	Assembly sequence
A	Weld all parts at the same time
B	(1) Weld transverse/longitudinal stiffeners (2) Correct gaps (3) Weld stiffeners and skin plate
C	(1) Weld transverse stiffeners and skin plate (2) Strongly correct the gaps between longitudinal stiffeners and skin plate (3) Weld longitudinal stiffeners and skin plate (4) Weld longitudinal/transverse stiffeners.
D	(1) Weld longitudinal stiffeners and skin plate (2) Strongly correct the gaps between trans. stiffeners and skin plate (3) Weld transverse stiffeners and skin plate (4) Weld longitudinal/transverse stiffeners.
E	(1) Weld longitudinal stiffeners and skin plate (2) Weakly correct the gaps between trans. stiffeners and skin plate (3) Weld transverse stiffeners and skin plate (4) Weld longitudinal/stiffeners and transverse stiffeners.

Tableau I.7 : *Séquences de soudage [MUR.11]*

I.I. Types de déformation en soudage

Il est usuel de classer les déformations de soudage en six catégories [MAS.80] comme présenté sur la Figure I.48 : rétrécissements longitudinal et transversal, flexions longitudinale et transversale, torsion et flambage.

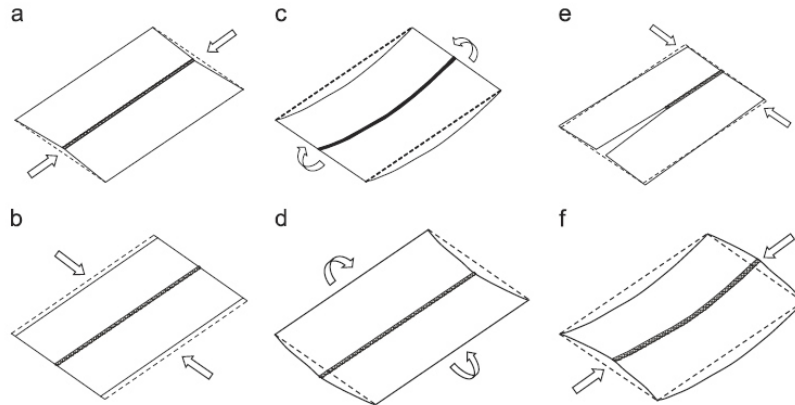


Figure I.48 : Catégories des déformations de soudage : (a) rétrécissement longitudinal, (b) rétrécissement transversal, (c) flexion longitudinale (d) flexion transversale, (e) torsion, (f) flambage [MAS.80]

Pour ce qui concerne le flambage, il est considéré dans la littérature que les tout premiers travaux remontent à 1958 [WAT.58] avec une série d'expériences réalisées sur des plaques d'épaisseur variant de 3 mm à 16 mm. Pour des plaques d'épaisseurs inférieures à 6 mm, le type de déformations induit par le flambage peut prendre des formes convexe-concave ou concave-convexe (Figure I.48 b et c) alors que, pour les épaisseurs supérieures à 6 mm, la forme est concave-concave (Figure I.48 a). Il est à noter que le premier qualificatif (convexe ou concave) concerne la forme dans le sens du cordon et le deuxième qualificatif la forme dans le sens transversal.

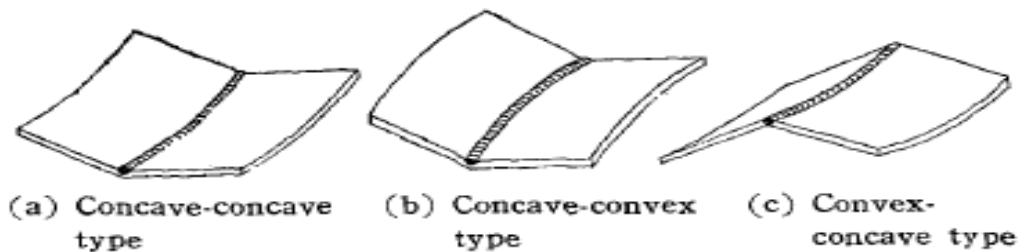


Figure I.49 : Formes de déformations induites par flambage [WAT.58]

D'après [LIA.12], ces différentes distorsions peuvent être réparties en deux catégories : la distorsion dans le plan (in-plane) et celle hors du plan (out-of-plane). Le rétrécissement longitudinal des plaques lors du soudage est typique de distorsions dans le plan (Figure I.48 a). Dans la suite de ce paragraphe, nous nous intéresserons plus particulièrement aux déformations hors du plan car ce sont ces dernières que nous avons observé pendant notre travail de thèse. Elles peuvent être divisées en deux types : la flexion et le flambage [DEN.13]. Leur apparition dépend de la quantité de chaleur apportée. Quatre simulations éléments finis ont notamment été réalisées dans [DEN.13] avec quatre vitesses de soudure différentes (Tableau I.8). La première (Figure I.50 a) donne un mode de distorsion hors du plan concave-convexe. Lorsque l'apport de chaleur augmente (Figures I.50 b et c), le mode devient convexe-concave. Avec une nouvelle augmentation de chaleur (Figure I.50 d), le mode redevient concave-convexe.

Case	Current (A)	Voltage (V)	Welding speed (mm/s)	Arc efficiency
Case 1	150.0	15.0	21.0	0.8
Case 2	150.0	15.0	18.0	0.8
Case 3	150.0	15.0	15.0	0.8
Case 4	150.0	15.0	9.0	0.8

Tableau I.8 : Différentes vitesses de soudure pour la simulation [DEN.13]

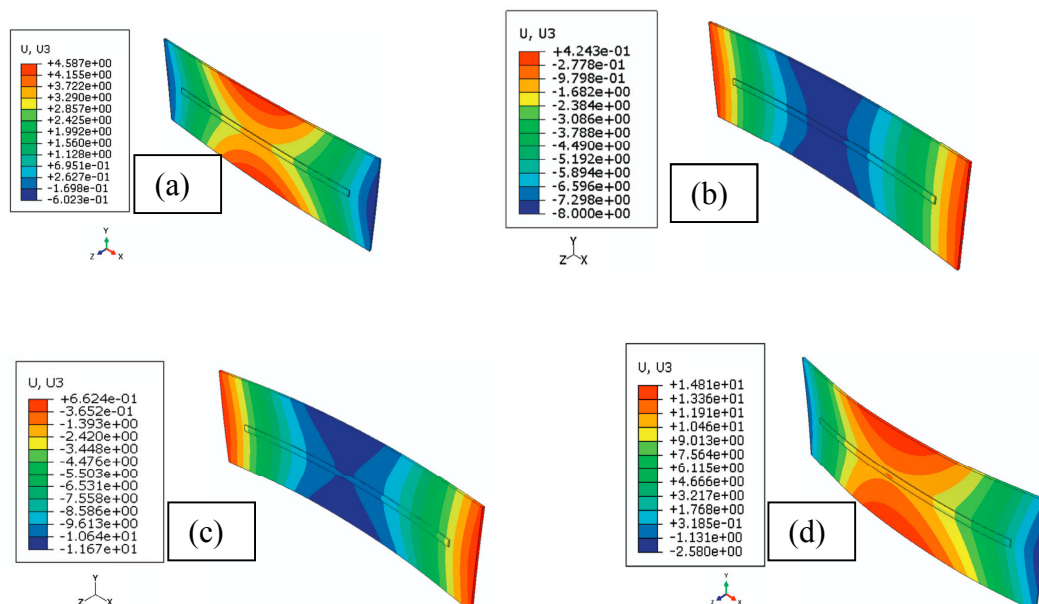


Figure I.50 : Modes de déformations à différentes vitesses de soudure - a) 21 mm/s - b) 18 mm/s - c) 15 mm/s - d) 9 mm/s

Les conclusions qui peuvent être tirées de ces simulations sont les suivantes :

- Pour les plaques minces, la déformation hors plan est pilotée par le rétrécissement longitudinal irrégulier à travers l'épaisseur de la plaque et par la distorsion angulaire.
- Les rétrécissements longitudinaux et transversaux, la déformation et le flambage augmentent avec l'apport de chaleur.
- Le type de distorsions hors du plan est sensible à la quantité de chaleur apportée.

I.J. Grands déplacements - non linéarités géométriques

Les équations (I.31), (I.32) et (I.33) qui suivent sont standards et fournissent les déformations en traction-compression ε_x , ε_y et ε_z en fonction des trois composantes du déplacement u , v et w :

$$\varepsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \right\} \quad (\text{I.31})$$

$$\varepsilon_y = \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right\} \quad (\text{I.32})$$

$$\varepsilon_z = \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right\} \quad (\text{I.33})$$

Les termes non linéaires en u , v et w (deuxièmes termes de chaque équation) rendent compte de grands déplacements et sont encore qualifiés de non-linéarités géométriques. Les simulations éléments finis réalisées dans [SUN.14] pour calculer les distorsions avec une source de chaleur mobile montrent une meilleure corrélation avec les valeurs mesurées lorsque l'hypothèse des grands déplacements est prise en compte. Les auteurs suggèrent donc d'utiliser cette hypothèse dans le cas du soudage de plaques minces. Deng et al. [DEN.08b] aboutissent à une conclusion similaire en comparant deux calculs éléments finis élasto-plastiques, l'un en petits déplacement et l'autre en grand déplacement (Figure I.51).

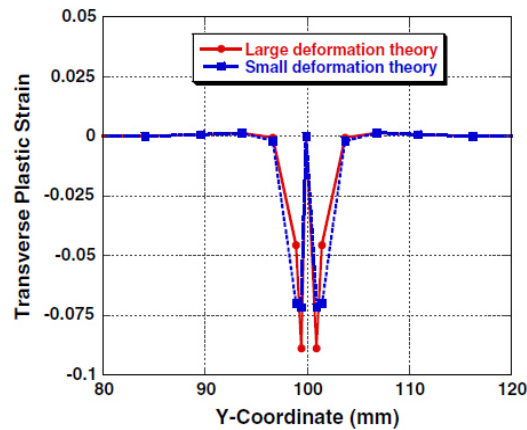


Figure I.51 : *Comparaison de deux types de calcul - Déformation plastique transversale [DEN.08b]*

I.K. Conclusions

Dans ce premier chapitre, un état de l'art sur l'analyse numérique de l'arc de soudure et sur le comportement thermomécanique des pièces à souder a été réalisé. Le soudage par assemblage avec fusion, en particulier le procédé de soudage TIG, a fait l'objet d'une revue détaillée. Les points saillants qui en ressortent sont les suivants :

- La composition du gaz de protection affecte fortement les propriétés de l'arc car il influence la densité de flux de chaleur, la densité de courant et les contraintes de cisaillement à la surface du bain de fusion. Plus le débit du gaz est élevé, plus la densité d'ionisation du gaz augmente.
- La géométrie de la pointe de l'électrode joue un rôle déterminant sur la quantité de chaleur transmise à la surface de la pièce à souder.
- La satisfaction ou non de l'équilibre thermodynamique local dans la zone cathodique reste un point encore très discuté au sein de la communauté scientifique.
- La présence de vapeur métallique augmente les conditions électriques et les densités de courant au niveau de l'anode.
- Dans un processus de soudage, l'une des principales difficultés de la simulation thermique est la modélisation de la source de chaleur mobile. Le modèle le plus utilisé est la double-ellipsoïde avec distribution Gaussienne.

- Le temps de calcul peut être réduit, soit en jouant sur le maillage (uniforme, non uniforme statique, anisotrope adaptatif), soit en utilisant des déformations inhérentes avec un calcul éléments finis élastique.
- La contrainte résiduelle, la flèche et la déformation de la plaque dépendent principalement des températures maximales et du mode de fixation de la plaque.

Dans les deux prochains chapitres, les modèles éléments finis développés dans le cadre de cette thèse pour prédire les distorsions induites par le dépôt du cordon de soudure seront exposées.

Le second chapitre est notamment consacré au modèle thermomécanique. Il a été développé avec le logiciel ANSYS APDL et s'appuie sur une approche thermo-élasto-plastique. Les temps de calcul sont raisonnables car la géométrie de la structure est simple et ne requiert pas de maillage de grande taille. De surcroît, l'utilisation d'éléments contact aux interfaces permet d'en réduire encore la taille. Une méthode spécifique de prise en compte de la source mobile de chaleur conduit enfin à une diminution significative du temps CPU.

Le troisième et dernier chapitre de ce mémoire porte sur la modélisation de l'arc de soudure à l'aide du logiciel FLUENT. Les modèles développés couplent les équations électromagnétiques et thermiques dans le plasma et des équations supplémentaires régissant l'écoulement sont considérées dans le domaine gazeux où l'arc est généré. Ces modèles inclut aussi la géométrie réelle des composants de la torche tels que le diffuseur de gaz, la buse et l'électrode. La modélisation permet d'obtenir des grandeurs physiques telles que :

- les champs de température du plasma,
- la tension ainsi que ses chutes anodiques et cathodiques,
- la vitesse du plasma.

CHAPITRE II

**Modélisation de structures
en acier soudées par le
procédé TIG –
Analyse éléments finis avec
couplage thermomécanique**

II. Modélisation de structures en acier soudées par le procédé TIG – Analyse éléments finis avec couplage thermomécanique

II.A. Introduction

Dans le contexte de l'industrie alimentaire qui sous-tend partiellement ce travail de thèse, il est nécessaire de fabriquer des machines efficaces et opérationnelles afin de traiter la nourriture (mélanger, mariner, injecter la sauce, couper la viande, etc.) dans le respect des normes réglementaires, notamment en terme d'hygiène. Cependant, un grand nombre de ces machines impose de souder des plaques minces, ce qui induit parfois des distorsions importantes qu'il convient ensuite de réduire afin de permettre l'assemblage des différentes pièces.

L'objectif principal de ce chapitre est de comprendre le rôle des paramètres du processus de fusion de tôles minces d'acier 316L inoxydables lors de l'opération de soudage, afin d'anticiper les distorsions mécaniques et d'éviter de les réduire a posteriori, de manière manuelle par exemple, à l'aide d'un marteau de redressage.

Le procédé de soudage TIG est utilisé pour l'assemblage de pièces métalliques dans de nombreuses applications industrielles. Toutefois, la fusion locale et la re-solidification des pièces à assembler pendant le soudage est l'une des difficultés rencontrées au cours du processus d'assemblage. Cela entraîne en effet des déformations importantes qui nécessitent souvent des opérations de redressement, lesquelles opérations augmentent le temps de production. Dans le but de surmonter ces difficultés, la fusion des pièces à souder fait l'objet de recherche depuis de nombreuses années. Le comportement des contraintes résiduelles dans les tuyaux soudés bout à bout utilisés dans les centrales nucléaires a par exemple été étudié dans [BRI.98]. Le comportement élastique-plastique du matériau au-dessus de son point de fusion γ est notamment présenté. Bien que rarement décrit dans la littérature, ce

comportement au-dessus du point de fusion est déterminant pour une bonne estimation des déformations induites lors de l'opération de soudage. Afin de tenir compte du changement de comportement de la matière entre les phases solide et liquide, il est proposé dans [ANC.11] de supprimer le degré de liberté des éléments dont la température a atteint celle du point de fusion. Cela permet une bonne corrélation avec le modèle proposé dans [CHR.65] qui est une référence pour la distribution de température lors de l'opération de soudage à l'arc.

L'ajout de matière lors de l'opération de soudure a été représenté dans [CAP.09] à l'aide d'un modèle utilisant la fonction "*birth and death*" du code de calcul aux éléments finis ANSYS. Cela permet d'activer au fur et à mesure des éléments, en fonction du dépôt progressif du cordon de soudure au cours du temps. Cette technique a également été employée dans [MOU.08], ce qui a permis d'analyser l'effet de l'angle de la rainure entre les deux pièces à souder sur la distribution des contraintes résiduelles lors de l'opération de soudage. Contrairement aux auteurs précédents, Lundbäck et al. [LUN.03] ont réalisé un modèle de soudure entre deux plaques sans ajout de matière. Ce type d'approche permet de traiter des tôles de grande dimension et juxtaposées l'une à l'autre sans aucun écart géométrique, simplement en faisant fondre le matériau déjà présent à l'interface. Pour ce qui nous concerne, les tôles sont, soit de petite dimension, soit non coplanaires avec un angle vif à la jonction. Dans un cas comme dans l'autre, il est nécessaire d'apporter de la matière additionnelle via le cordon de soudure. Nous avons donc opté pour un modèle avec ajout de matière, à l'aide de la fonction d'activation/désactivation (*birth and death of elements*) du logiciel ANSYS, car il correspond mieux à la réalité du procédé de soudage dans un contexte industriel. A noter toutefois que des précautions numériques doivent être prises car, d'un point de vue pratique, la désactivation consiste à attribuer aux éléments concernés une rigidité (ou une conductivité en thermique) artificiellement très faible. En conséquence, l'influence des éléments désactivés sera négligeable lors du calcul éléments finis (ce qui est l'effet recherché) mais, en contrepartie, certains des nœuds associés à ces éléments risquent de subir des grands déplacements artificiels. Ces grands déplacements peuvent cependant être annihilés en imposant des conditions aux limites appropriées [ANS.11]. C'est ce type d'approche, combinant la fonction d'activation et de désactivation d'éléments avec les conditions aux limites appropriées, que nous avons adopté dans ce travail de thèse.

L'optimisation des paramètres de soudage joue un rôle déterminant, non seulement pour la prédiction et l'amélioration des déformations induites, mais aussi pour la qualité du cordon.

Comme indiqué dans [PRI.08], des contraintes résiduelles élevées peuvent en effet conduire à une perte de performance et de qualité avec pour conséquence la corrosion, la fatigue et la fracture du cordon. Sadat et al. [SAD.10] ont également mentionné que les éventuels défauts de soudure tels que les porosités ou une discontinuité de la zone affectée thermiquement dépendent du paramétrage du procédé utilisé. Pour surmonter ces problèmes, Tarng et al. [TAR.99] ont proposé de déterminer les paramètres optimaux du procédé en utilisant une méthode de Taguchi modifiée. Juang et al. [JUA.02] ont quant à eux mixé un réseau de neurones avec la méthode de groupage Fuzzy, ce qui permet d'estimer la qualité du soudage par la géométrie du cordon. Dans ce chapitre, nous proposons d'utiliser une approche similaire, en se basant sur la surface de réponse d'un plan d'expérience pour optimiser les paramètres de soudage comme la vitesse de dépôt du cordon de soudure et en considérant la géométrie du cordon comme critère de qualité. Cette approche, combinée avec un modèle éléments finis, inclut les points suivants :

- une modélisation de la source mobile de chaleur par un profil de répartition gaussien [GOL.84],
- une calibration des paramètres numériques de la source mobile de chaleur grâce à un plan d'expérience,
- une augmentation de la conductivité thermique en phase liquide comme suggéré dans [GOL.84],
- un couplage entre les analyses thermique et mécanique,
- la modélisation du remplissage de matière par le cordon de soudure grâce à l'activation des éléments concernés,
- la prise en compte du comportement plastique du matériau par une loi isotrope bilinéaire,
- la dépendance des propriétés des matériaux vis-à-vis de la température,
- la modification au cours du temps de la température de référence des éléments ayant atteint la température de fusion afin de modéliser la déformation structurelle en phase de refroidissement.

Pour valider cette approche, nous avons considéré plusieurs échantillons constitués de deux tôles de petite taille (épaisseur de 3 mm, longueur de 52 mm et largeur de 35 mm) que nous avons soudés l'une à l'autre (Figure II.3). Ces échantillons ont fait l'objet d'essais et la

comparaison de la déformée de la pièce avec les résultats expérimentaux a montré une bonne capacité prédictive du modèle numérique avec moins de 5% d'erreur sur le déplacement vertical. Cela nous a permis de valider l'approche théorique développée et de montrer sa pertinence pour un éventuel emploi sur des pièces de taille industrielle.

A noter pour finir que les principaux résultats de ce chapitre ont été publiés en 2016 [TCH.16] dans une revue internationale référencée dans la base de données ISI Web of Science (Thomson Reuters).

II.B. Dispositif expérimental

II.B.1 Paramètres d'expérimentation

La partie expérimentale de cette thèse a été réalisée au sein de la société Rühle GmbH (Allemagne), en utilisant un paramétrage qui correspond aux cas de figure usuels lors de la fabrication des machines. Les expériences ont été effectuées manuellement à l'aide d'un appareil de soudage TIG de marque MAGSTER type 250 4x4. Le Tableau II.1 présente les caractéristiques électriques fournies par le fabricant de l'appareil de soudage. Une torche TIG (Figure II.1) est utilisée et le métal d'apport est une baguette de soudage de matériau 316L en acier inoxydable.

Courant (A)	Tension (V)
250	20
190	17.6

Tableau II.1 : *Caractéristiques électriques de l'appareil de soudage*

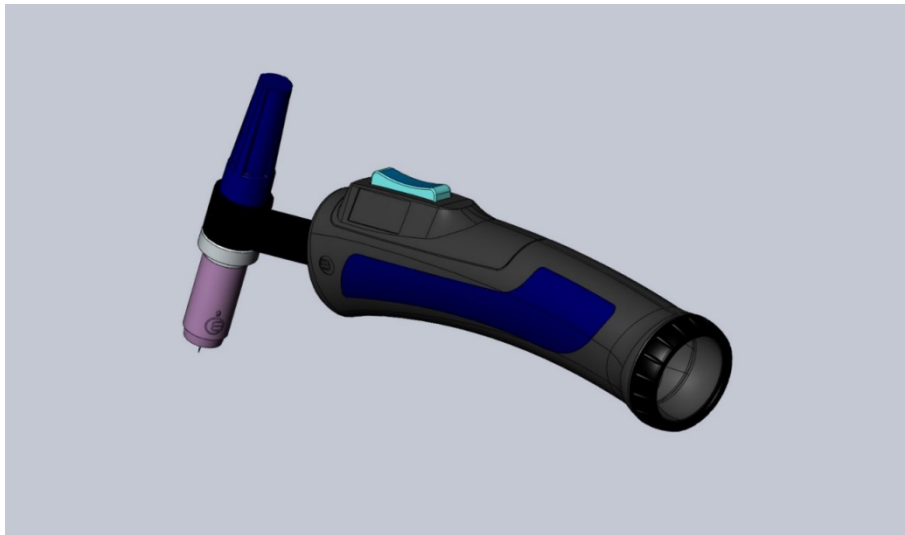


Figure II.1 : *Torche TIG*

L'équation (II.1) représente la tension X_{volt} de l'arc de soudage en fonction de l'intensité du courant I_A et des valeurs de référence de la tension et de l'intensité de courant (20 V et 250 A respectivement). La puissance électrique correspondante P_{out} est fournie par l'équation (II.2).

$$X_{volt}=20-0.04*(250-I_A) \quad (II.1)$$

$$P_{out} = X_{volt} * I_A \quad (II.2)$$

Où le coefficient 0.04 de l'équation (II.1) représente la pente de la variation linéaire de la tension en fonction de l'intensité. Cette pente est calculée à partir des données numériques contenues dans le Tableau II.1.

Ces deux équations permettent de calculer la puissance apportée à la structure mécanique par l'opérateur lors de l'opération de soudage. Différentes valeurs possibles sont fournies dans le Tableau II.2 en fonction des paramètres opératoires. Une partie de ces valeurs sera utilisée ultérieurement comme données d'entrée du plan d'expérience qui permettra d'identifier les paramètres de la source mobile de chaleur (paragraphe II.E.2). Ces paramètres sont essentiels pour le calcul éléments finis en thermique. Plusieurs tests à différentes intensités de courant ont été réalisés à l'aide d'une torche TIG avec un débit de gaz (Argon) de soudage de 8 l/min. La distance entre la pointe de la cathode et les plaques à fusionner est de l'ordre de 2 mm et celle entre les deux plaques à souder est de 1 mm. Le but de ces tests est de trouver l'intensité de courant qui permet d'obtenir un cordon de qualité, c'est-à-dire avec une zone fondue sur toute la profondeur des spécimens. Dans le but de pouvoir réaliser des études paramétriques dans des délais raisonnables, c'est-à-dire avec des temps de calculs relativement courts sur des maillages de petite taille, nous avons testé des échantillons de faible dimension (deux tôles de 3 mm d'épaisseur, de 52 mm de long et de 35 mm de large, cf. Figure II.2). La méthodologie développée est cependant applicable à des structures de plus grande taille en ajustant la densité du maillage. Cet ajustement est facile à réaliser car notre programmation a été paramétrée par les dimensions des pièces.

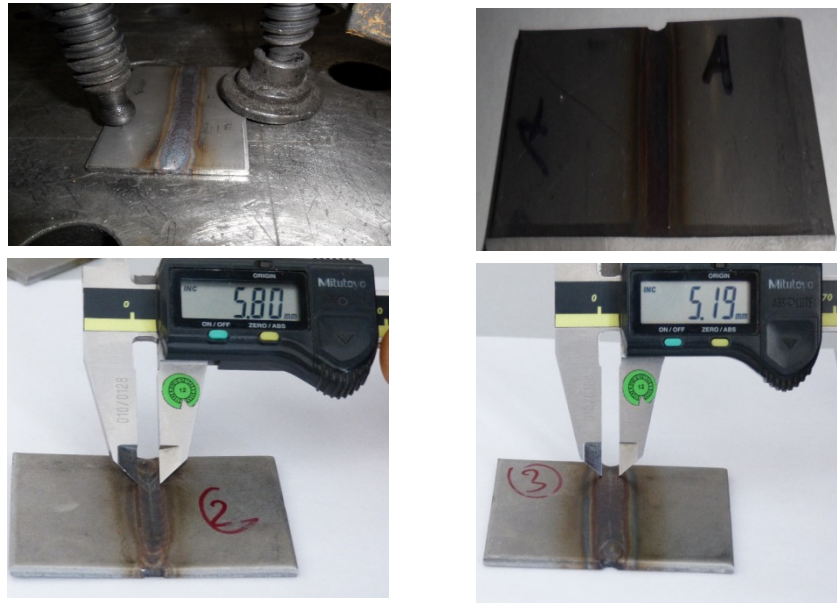


Figure II.2 : Tests expérimentaux de soudage

Lors de ces tests, le temps de soudage pour l'assemblage de deux tôles a été chronométré en faisant varier l'intensité du courant électrique. Le temps chronométré a ensuite été utilisé pour calculer la vitesse d'exécution du soudage en fonction de la longueur de la plaque (Tableau II.2). Les calculs ont été réalisés pour différentes intensités de courant, la tension et la puissance étant déterminées à l'aide des équations (II.1) et (II.2). Logiquement, la vitesse de soudage augmente avec l'intensité du courant puisque l'ajout de matériau augmente avec l'intensité. L'opérateur adapte donc la vitesse de dépôt du cordon en conséquence afin que l'épaisseur de la soudure reste constante.

I_A (A)	X_{volt} (V)	P_{out} (W)	V (mm/s)
100	14	1400	2.6
120	14.8	1776	3.05
130	15.2	1976	3.71
140	15.6	2184	4.3

Tableau II.2 : Puissance P_{out} et vitesse V de soudure pour différentes intensités

Une comparaison des cordons a conduit à la conclusion que la meilleure qualité de soudure (c'est-à-dire un cordon complet dans la profondeur) était obtenue pour une intensité de courant de 100 A, une puissance de 1400 W et une vitesse d'exécution de 2.6 mm/s. En conservant

l'intensité de courant égale à 100 A et une puissance de 1400 W, d'autres cordons de soudure ont été déposés avec des vitesses variables. Le but est d'obtenir des vitesses conduisant à une soudure partielle, le cordon n'étant alors plus complet dans la profondeur. Cela permettra de disposer d'un ensemble de cas avec une puissance constante afin de pouvoir ajuster efficacement les paramètres numériques de la source mobile de chaleur (cf. paragraphe II.E.4 à venir). En effet, plus cet ajustement sera réalisé sur des cas diversifiés, plus les résultats pourront être considérés comme fiables. Les tests expérimentaux ayant montré qu'une vitesse d'exécution de 4.3 mm/s permettait d'obtenir le cordon partiel souhaité, les valeurs opératoires retenues dans la suite de ce mémoire sont donc les suivantes :

- Pour obtenir des cordons complets dans la profondeur : vitesse=2.6 mm/s,
- Pour obtenir des cordons partiels dans la profondeur : vitesse=4.3 mm/s.

Dans les deux cas précités, l'énergie apportée par l'appareil de soudure, ainsi que l'intensité du courant, restent constantes et sont respectivement égales à 1400 W et 100 A.

II.B.2 Conditions aux limites expérimentales

Il est fréquent dans la littérature ([DEN.09b], [DEN.11] et [REE.14] par exemple) que les conditions aux limites aux deux extrémités des tôles à souder soient fixées ou libres mais de manière symétrique. Dans ce mémoire de thèse, nous avons choisi d'encasturer l'extrémité gauche et de laisser libre l'extrémité droite (Figure II.3), ce qui conduit à des conditions aux limites asymétriques. Cela permet d'étudier plus facilement la distorsion induite par le dépôt du cordon de soudure (déformation angulaire) et de procéder ensuite aisément à des comparaisons avec le modèle numérique (Figure II.44).

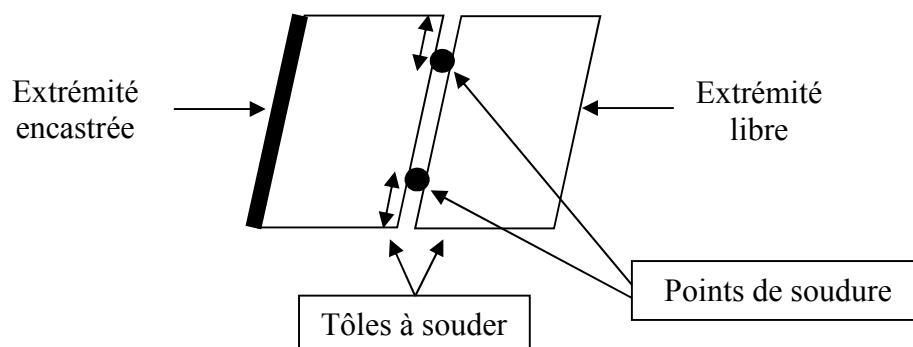


Figure II.3 : Schéma de principe des conditions aux limites

Concrètement, la réalisation des essais s'est déroulée en deux étapes. Dans la première, les deux plaques à souder (chacune de dimensions 70 mm × 52 mm × 3 mm) ont été posées parallèlement, dans le sens de la longueur, sur la table de soudage de telle façon qu'il y ait un écart de 1 mm entre elles. Ensuite, chacune des tôles est fixée sur cette table à l'aide d'un étau de soudage et le soudeur relie les deux tôles à l'aide de deux points de soudure. Ces deux points de soudure se trouvent à une distance de 12 mm du bord de la tôle (Figure II.3). Le rôle de ces deux points de soudure est d'assurer le maintien des deux tôles l'une par rapport à l'autre avant le dépôt du cordon. Après le refroidissement des points de soudure à la température ambiante, la fixation de l'une des deux tôles est enlevée et ces dernières restent reliées par les points de soudure. Une vérification de l'écart entre les deux tôles est ensuite effectuée, cet écart devant rester égal à 1 mm afin d'éviter toute déformation angulaire causée par les points de soudure. Dans la deuxième étape, le soudeur procède à l'opération de soudage le long des tôles à assembler. Une seule tôle est maintenue fixe (Figure II.3) afin d'obtenir une déformation angulaire mesurable sur la deuxième tôle après l'opération de soudure.

II.B.3 Résultats expérimentaux

Les deux vitesses de soudage utilisées lors des essais (2.6 mm/s et 4.3 mm/s, voir paragraphe II.B.1) correspondent à des situations concrètes. Dans la première situation (vitesse lente), la plaque soudée doit supporter une charge. Plus la charge est lourde, plus le cordon doit être profond. Un soudage complet dans la profondeur est donc indispensable. Dans la seconde situation (vitesse rapide), la plaque soudée est utilisée, soit comme couverture pour protéger l'intérieur de la machine contre la poussière, soit pour améliorer son design. Une soudure partielle dans la profondeur de la tôle est alors suffisante.

La nature des données expérimentales à mesurer a été choisie de manière à ce que celles-ci soient représentatives de la source de chaleur mobile. Cela permettra de calibrer ultérieurement de manière efficace les paramètres numériques de cette source dans le modèle éléments finis. En fonction du cas de figure considéré (cordon complet ou partiel), nous avons choisi de mesurer les grandeurs suivantes :

1. Cas de la fusion complète (vitesse de soudage de 2.6 mm/s)

- mesure de la largeur de la soudure sur la partie supérieure de la plaque soudée,
- mesure de la largeur de la soudure sur la partie inférieure de la plaque soudée,

2. Cas de la fusion partielle (vitesse de soudage de 4.3 mm/s)

- mesure de la largeur de la soudure sur la partie supérieure de la plaque soudée,
- mesure de la profondeur de la soudure.

Les largeurs des différentes parties du cordon ont été relevées avec un pied à coulisse (Figure II.4). Dans le cas de la fusion partielle (Figure II.5a), la plaque soudée a été pliée sur l'axe du cordon (Figure II.5b) à partir de sa face inférieure (zone non fusionnée). Cela permet d'accéder à la limite du cordon et d'en mesurer sa profondeur.

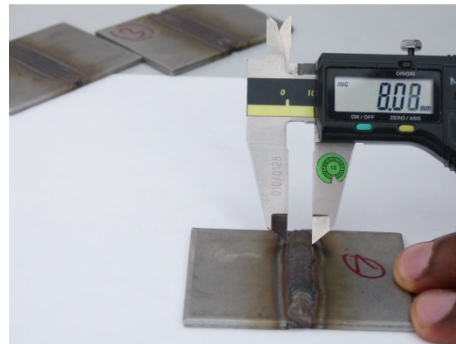


Figure II.4 : Tôles soudées avec soudure complète dans la profondeur - - Mesure de la largeur du cordon

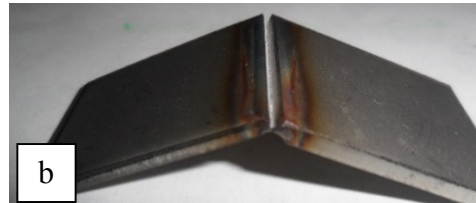
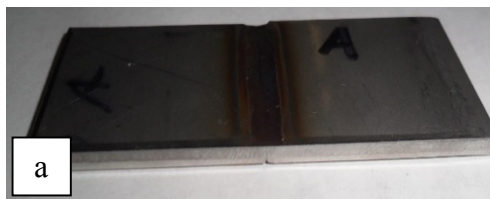


Figure II.5 : Tôles soudées avec soudure complète dans la profondeur - Mesure de la profondeur du cordon

La mesure de la déformation angulaire a été réalisée en utilisant les outils géométriques du logiciel libre GIMP (GNU Image Manipulation Program). Cette mesure sera comparée ultérieurement (paragraphe II.5) à la déformation numérique. Les valeurs mesurées expérimentalement sont présentées dans les Tableaux II.3 (fusion complète) et II.4 (fusion partielle). Il s'agit de valeurs moyennes réalisées sur 10 échantillons pour chaque cas (fusion partielle et fusion complète).

Vitesse de soudage	Largeur du cordon (surface supérieure)	Largeur du cordon (surface inférieure)
2.6 mm/s	7 mm	4 mm

Tableau II.3 : *Propriétés géométriques du cordon - soudure complète*

Vitesse de soudage	Largeur du cordon (surface supérieure)	Profondeur du cordon
4.3 mm/s	4 mm	1 mm

Tableau II.4 : *Propriétés géométriques du cordon - soudure partielle*

II.C. Propriétés matérielles de l'acier inox AISI 316L

Le matériau considéré dans ce mémoire est l'acier inox AISI 316L car il est majoritairement utilisé pour les tôles ainsi que pour les cordons de soudure au sein de l'entreprise Rühle GmbH. Les propriétés mécanique et thermique de ce matériau en phase solide ont été extraites de la base de données ITER tel que proposé dans [CAP.09]. Ces propriétés sont présentées dans le Tableau II.5 pour une température variant de 273 K à 1643 K. Dans ce tableau, ρ représente la masse volumique, C_p la chaleur spécifique à pression constante, κ la conductivité, H l'enthalpie, σ_0 la limite élastique et E le module d'Young. Les propriétés thermique et mécanique en phase liquide (que l'on considère atteinte pour une température supérieure à 1643 K) seront décrites dans les prochains paragraphes.

On remarque que σ_0 et E n'ont pas de valeurs associées à la température de 1643 K. Cela illustre la difficulté d'obtenir des paramètres matériau sur une large plage de température.

On note enfin que le coefficient de dilatation thermique, ainsi que le module de rigidité tangent qui permettrait d'utiliser une loi élasto-plastique bilinéaire isotrope, ne sont pas répertoriés dans le Tableau II.5. Ces deux propriétés matérielles absentes feront l'objet d'un développement spécifique aux paragraphes II.D.3 et II.D.5.

T (K)	ρ (kg/m ³)	C_p (J.kg ⁻¹ .°K ⁻¹)	κ (W.m ⁻¹ .°K ⁻¹)	H (J/m ³)	σ_0 (Pa)	E (Pa)
273	8038.70	456.28	13.29	1.00E+08	3.47E+08	2.00E+11
293	8030.47	464.73	13.63	1.08E+09	3.20E+08	1.96E+11
373	7997.02	494.23	14.99	1.38E+09	2.11E+08	1.92E+11
473	7954.03	522.74	16.62	1.79E+09	1.67E+08	1.84E+11
573	7909.76	543.92	18.19	2.21E+09	1.45E+08	1.76E+11
673	7864.18	559.87	19.72	2.65E+09	1.35E+08	1.68E+11
773	7817.31	572.69	21.26	3.09E+09	1.29E+08	1.60E+11
873	7769.13	584.49	22.81	3.54E+09	1.23E+08	1.52E+11
973	7719.66	597.38	24.42	4.00E+09	1.17E+08	1.44E+11
1073	7668.90	613.45	26.09	4.46E+09	1.11E+08	1.35E+11
1173	7616.83	634.82	27.86	4.96E+09	1.05E+08	1.27E+11
1273	7563.47	663.58	29.76	5.43E+09	9.90E+07	1.19E+11
1373	7508.81	701.85	31.81	5.95E+09	6.60E+07	1.05E+11
1473	7452.85	751.72	34.03	6.49E+09	2.40E+07	2.00E+10
1573	7395.60	815.30	36.46	7.09E+09	1.05E+07	7.00E+09
1643	7354.75	869.09	38.29	7.51E+09		

Tableau II.5 : Propriétés mécanique et thermique de l'acier inox AISI 316L en phase solide [CAP.09]

II.D. Mécanique des milieux continus du procédé de soudure

II.D.1 Analyse thermique

Le transfert transitoire de chaleur lors de l'opération de soudage est décrit de façon classique [BER.04 par l'équation aux dérivées partielles de conduction thermique en transitoire. Cette équation implique la température T (exprimée en K) et l'enthalpie volumique H (exprimée en J.m⁻³) :

$$\frac{\partial H}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial z} \right) = q(x, y, z) \quad (\text{II.3})$$

où κ est la conductivité thermique ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$), q la source mobile de chaleur apportée par la soudure (W.m^{-3}) et t, x, y et z représentent respectivement le temps (s) et les coordonnées spatiales (m).

La relation exprimant la dépendance entre l'enthalpie et la température est classique ([BAI.04], [SMI.05]) :

$$H(T) = H_0 + \int_{T_0}^T \rho C_p dT \quad (\text{II.4})$$

où ρ est la masse volumique du matériau (kg.m^{-3}), C_p est la chaleur spécifique à pression constante ($\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$) et H_0 représente l'enthalpie initiale à $T=T_0$. Nous avons calculé H_0 en multipliant la masse volumique, la chaleur spécifique et la température de 273 K. En prenant les données numériques de la première ligne du Tableau II.5, on obtient environ 10^9 J.m^{-3} .

Pour calculer $H(T)$, on scinde dans un premier temps l'intégrale de la formule (II.4) en deux parties :

$$H(T_{i+1}) = H_0 + \int_{T_0}^{T_{i+1}} \rho C_p dT = H_0 + \int_{T_0}^{T_i} \rho C_p dT + \int_{T_i}^{T_{i+1}} \rho C_p dT = H(T_i) + \int_{T_i}^{T_{i+1}} \rho C_p dT \quad (\text{II.5})$$

Où $H(T_i)$ et $H(T_{i+1})$ représentent les enthalpies aux températures T_i et T_{i+1} .

On discrétise ensuite l'intégrale de la formule (II.5) par la formule du trapèze :

$$H(T_{i+1}) \approx H(T_i) + \frac{\rho_i C_{p,i} + \rho_{i+1} C_{p,i+1}}{2} (T_{i+1} - T_i) \quad (\text{II.6})$$

Le pas de température $T_{i+1}-T_i$ considéré est celui du tableau (II.5), c'est-à-dire un pas constant de 100 K entre 373 K et 1573 K. Pour les températures faibles ou importantes (c'est-à-dire à proximité de la température de fusion dans ce dernier cas), le pas est variable : $\Delta T=20$ entre 273 K et 293 K, $\Delta T=80$ entre 293 K et 373 K et $\Delta T=70$ entre 1573 K et 1643 K.

La formule (II.6) fournit une expression explicite de l'enthalpie en fonction de la température. En appliquant cette expression dans la plage de température allant de 273 K à 1643 K, on remarque (Figure II.6) que les valeurs obtenues correspondent à celles fournies dans le Tableau II.5. L'intérêt de la formule (II.6) est qu'elle permet également d'extrapoler au-delà de la température de fusion de 1643 K. Pour cela, on considère une chaleur latente (enthalpie de fusion) de 270 KJ/kg dans l'intervalle de fusion 1643 K-1670 K, ainsi que cela a été proposé par l'agence internationale de l'énergie atomique (International Atomic Energy Agency) dans [INT.08]. Cette enthalpie de fusion est à rajouter à la formule (II.6). Cela permet d'obtenir une valeur de H égale à $9.69 \cdot 10^9$ pour une température T égale à 1673 K. La plage de température comprise entre 1643 K et 1673 K correspond à une zone de transition entre les phases solide et liquide. Dans la phase liquide, au-delà de 1673 K, on calcule d'abord l'enthalpie à 3000 K (température qui majore les 2200 K maximum obtenues pendant la soudure) grâce à la formule

(II.6). Le résultat de ce calcul donne une enthalpie égale à $1.82 \cdot 10^{10}$. On réalise ensuite une interpolation linéaire entre 1673 K et 3000 K, ce qui permet de tracer la droite à haute température de la Figure II.6.

Enfin, il est à noter, qu'en phase liquide, une conductivité thermique artificielle de $120 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ a été prise en compte tel que proposé dans [GOL.84] afin de représenter les mouvements convectifs dans le bain fondu.

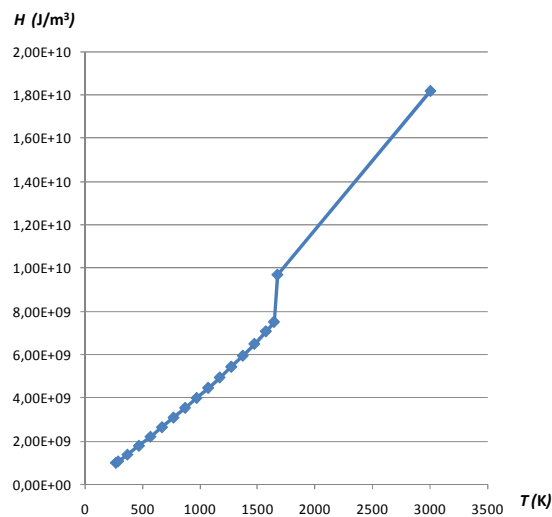


Figure II.6 : Représentation graphique de l'enthalpie en fonction de la température à partir de l'équation (II.6)

II.D.2 Analyse mécanique

Les déformations induites par le procédé de soudage peuvent être prédites par une analyse mécanique réalisée dans la continuité du transfert thermique décrit par l'équation (II.3). En pratique, avant chaque calcul mécanique, la carte de température correspondante est chargée et la température de référence de chaque élément est ensuite mise à jour selon que l'élément est fondu ou pas. Plus précisément, au début du calcul thermique, tous les éléments du maillage possède une température de référence égale à 300 K (température de l'air ambiant). Au cours du calcul, la température de référence est prise égale à la température de fusion (1643 K) sur les éléments ayant atteint cet état. Cela permet de considérer que l'état non contraint correspond à 300 K pour les éléments non fondus alors qu'il est de 1643 K pour les éléments fondus, les contraintes apparaissant dans ce dernier cas lors de la phase de refroidissement de 1643 K à 300 K.

En l'absence de force volumique de pesanteur, l'équilibre des forces en mécanique s'écrit de manière standard sous la forme suivante [DUV98] :

$$\rho \frac{\delta^2 u}{\delta t^2} = \text{div}(\sigma) \quad (\text{II.7})$$

où u est le champ de déplacement et div l'opérateur différentiel classique de divergence appliqué au tenseur des contraintes σ . On suppose dans ce mémoire que les contraintes et les déplacements sont liés par une loi élastoplastique isotrope bilinéaire comprenant quatre paramètres matériels : le module d'Young E , le coefficient de Poisson ν , la limite d'élasticité σ_0 et le module tangent E_T . Cette loi est schématisée graphiquement sur la Figure II.7 dans le cas d'une loi unidimensionnelle liant la contrainte σ à la déformation ε . La dépendance de E et de σ_0 vis-à-vis de la température (Tableau II.5) provient de la base de données ITER et a été extrait de [CAP.09]. Au-delà de 1643 K, le tableau a été complété en prenant des valeurs constantes : $E=5.56 \cdot 10^9$ Pa et $\sigma_0=1.05 \cdot 10^7$ Pa. Ces valeurs correspondent aux données fournies par le Tableau II.5 à la température de fusion 1643 K. On peut en effet estimer en première approximation que, puisque la température de fusion est atteinte, avec un passage de l'état solide à l'état liquide, ces propriétés évolueront probablement peu au-delà de 1643 K. La détermination du module tangent, qui ne figure pas dans la liste des paramètres fournis par le tableau II.5, est présentée dans le paragraphe suivant. Le coefficient de Poisson a enfin été pris constant et égal à 0.3, conformément à ce qui est suggéré dans [BRI.98] et [PRI.08].

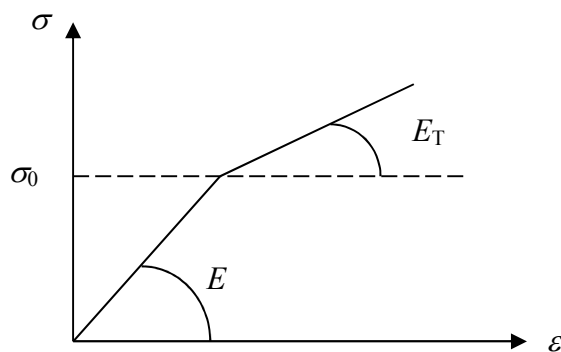


Figure II.7 : Représentation schématique d'une loi élastoplastique bilinéaire

II.D.3 Module tangent en plasticité

Le rapport entre le module tangent E_T et le module d'Young E caractérise la plasticité du matériau une fois franchie la limite d'élasticité (Figure II.7). Si ce rapport vaut 1, E_T est égal à E et le matériau est parfaitement élastique. S'il est égal à 0, E_T vaut 0 et on est dans le cas

d'une loi parfaitement plastique. La réalité se situe entre ces deux extrêmes et le ratio E_T/E est souvent considéré comme faible pour les aciers standards, de l'ordre du centième. On trouve par exemple une valeur de 0.014 dans [MOU.08] pour des températures comprises entre 293 K et 1073 K. Au-delà de cet intervalle, c'est-à-dire en phase liquide, ce rapport a été considéré comme environ 100 fois plus faible, plus précisément égal à 10^{-4} . Mousavi et al. [MOU.08] se sont inspirés des travaux de [BRI.98] qui a utilisé l'acier ASI 304L (qui présente un comportement sensiblement identique à l'acier ASI 316L) pour son modèle. En complément de ces références, on peut citer la thèse de T. Chaise [CHA.11] qui considère une valeur de 0.0133 pour le même intervalle de température allant de 293 K à 1073 K pour l'acier ASI 316L. On voit donc qu'une valeur plausible pour le rapport E_T/E se situe dans une plage variant de 0.0133 à 0.014. Une étude de sensibilité a été effectuée dans le cadre de ce travail de thèse pour évaluer l'influence d'une variation de ce rapport sur la déformation finale. Pour que les résultats de cette étude de sensibilité puissent être significatifs, le cas de la vitesse de soudure la plus élevée (4.3 mm/s) a été considéré car c'est ce cas qui induit les déformations les plus importantes, ce qui limite les biais dans le relevé des mesures. Plusieurs calculs mécaniques ont été réalisés en utilisant différentes valeurs du rapport entre le module tangent et le module d'Young. Ces valeurs varient de 0.01 à 0.015 dans l'intervalle de températures allant de 293 K à 1073 K. Au-delà de 1073 K, la valeur du rapport est prise constante et égale à 10^{-4} comme proposé dans [MOU.08] et [CHA.11]. Les valeurs du déplacement vertical au milieu de l'extrémité de la tôle soudée (Figure II.8) sont présentées dans le Tableau II.6. On peut constater que, pour différentes valeurs du rapport E_T/E allant de 0.0133 à 0.014 le déplacement vertical varie de 0.861 à 0.877 mm. En pourcentage, cela correspond à une augmentation de 1.9% du déplacement pour une augmentation de 5.3% sur le rapport E_T/E . On peut conclure que, dans l'intervalle de température considéré, la variation du rapport E_T/E ne joue pas un rôle prépondérant sur la déformation finale de notre modèle. Ce constat est d'autant plus vrai dans l'intervalle 0.0133-0.014 qui correspond aux bornes trouvées dans la littérature. Dans notre modèle, la valeur du rapport entre le module tangent et le module d'Young a donc été fixé à 0.0133 sur l'intervalle de température 293 K-1073 K. Cela correspond à ce qui a été pratiqué dans [CHA.11] où le même acier AISI 316L que celui considéré dans cette thèse a été étudié.

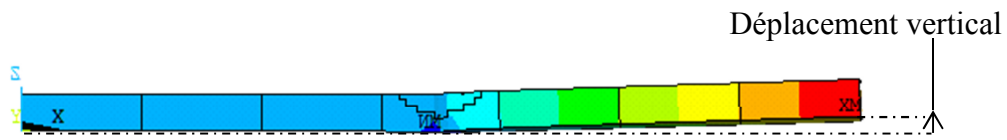


Figure II.8 : Exemple de déformation angulaire

E_T/E 293K-1073 K	E_T/E 1123 K–3100 K	Déplacement vertical (mm)
0.0133	0.0001	0.861
0.0135	0.0001	0.862
0.0137	0.0001	0.863
0.0139	0.0001	0.866
0.014	0.0001	0.877

Tableau II.6 Sensibilité du module tangent en phase solide

Un autre élément à questionner concerne la valeur du rapport entre le module tangent et le module d'Young dans la plage de température située entre 1123 K et 3100 K, c'est-à-dire en phase liquide. Comme expliqué précédemment, ce rapport est souvent pris égal à 10^{-4} dans la littérature et c'est ce que nous avons retenu comme première hypothèse dans l'analyse de sensibilité qui vient d'être présenté (Tableau II.1). Cette hypothèse demande cependant à être confirmée au travers d'une seconde analyse de sensibilité (Tableau II.2) où le rapport E_T/E est conservé égal à 10^{-4} dans la phase purement liquide et est considéré comme variable à la température 1623 K qui amorce la zone de transition entre les phases solide et liquide. Cette zone est située entre la phase solide, où le rapport est de l'ordre de 10^{-2} , et la phase liquide, où il est de l'ordre de 10^{-4} . L'idée est donc de prendre un ordre de grandeur de 10^{-3} à la transition et de le modifier pour étudier son influence sur les résultats. A la lecture du Tableau II.2, on constate que cette influence est faible puisque le déplacement vertical ne varie que de 27% alors que le ratio entre E_T et E varie lui dans une proportion de 400%.

Compte tenu de ces différentes observations, nous avons retenu comme rapport E_T/E les valeurs 0.0133 (entre 293 K et 1073 K), 0.014 (à 1123 K), 0.001 (à 1623 K) et 0.0001 (à 3100 K). Sur cette base, la relation contrainte-déformation de la loi élasto-plastique isotrope

bilinéaire considérée a été tracée sur la Figure II.9. Cette loi est représentée pour six valeurs de température (273, 673, 1073, 1123, 1623 et 3100 K) sachant que c'est le maximum possible autorisé par le code ANSYS APDL.

E_T/E 293K-1073 K	E_T/E 1123 K	E_T/E 1623 K	E_T/E 3100 K	Déplacement vertical (mm)
0.0133	0.014	0.001	0.0001	0.82
0.0133	0.014	0.002	0.0001	0.84
0.0133	0.014	0.003	0.0001	0.89
0.0133	0.014	0.004	0.0001	0.98
0.0133	0.014	0.005	0.0001	1.04

Tableau II.7 Sensibilité du module tangent à la transition entre les phases solide et liquide

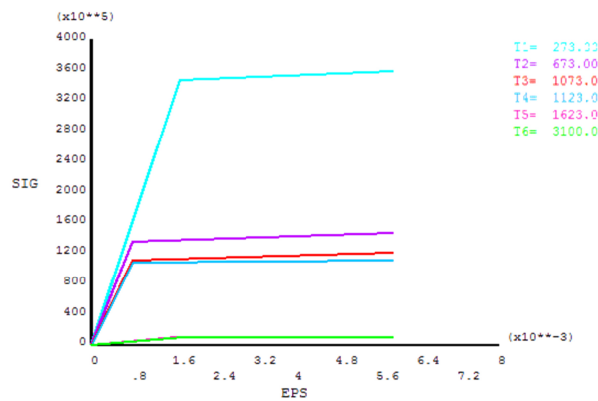


Figure II.9 : Loi élasto-plastique bilinéaire à six températures différentes (K). SIG (Pa) représente la contrainte et EPS (-) la déformation.

II.D.4 Tenseurs de déformation

Le tenseur de déformation ε est calculé par la superposition de trois contributions :

$$\varepsilon = \varepsilon^{el} + \varepsilon^{pl} + \varepsilon^{th} \quad (II.8)$$

où ε^{el} est la déformation élastique, ε^{pl} est la déformation plastique et ε^{th} la déformation thermique :

$$\varepsilon^{th} = \alpha_{(T)}^{se} (T - T_{ref}) \quad (II.9)$$

$\alpha_{(T)}^{se}$ représente le coefficient sécant de dilatation thermique à la température T courante et T_{Ref} est la température de référence du matériau considéré. Il est cependant à noter que le

coefficient de dilatation thermique ne fait pas partie des propriétés matérielles recensées dans le Tableau II.5. Ce coefficient peut cependant s'exprimer comme un polynôme de degré deux en température [ITE.01] :

$$\alpha_{(T)}^{se} = (15.815 + 0.0060742 \times T - 2.0796 \times 10^{-6} \times T^2) \times 10^{-6} \quad (\text{II.10})$$

Il faut cependant relever que la formule (II.10) n'est fournie dans [ITE.01] que pour une plage de température allant de 293 K à 1273 K alors que notre sujet d'étude requiert des données allant jusqu'à la température de fusion, c'est-à-dire 1643 K. C'est la raison pour laquelle nous avons développée dans le paragraphe suivant une méthode originale de calcul de ce coefficient. Cette méthode est basée sur :

1. la définition du coefficient de dilatation thermique volumique instantané en fonction de la masse volumique du matériau,
2. la relation entre dilatation thermique volumique et dilatation thermique linéaire isotrope,
3. la prise en compte de la dépendance de la masse volumique en fonction de la température, dépendance que l'on peut extraire du Tableau II.5,
4. l'intégration par rapport à la température du coefficient instantané pour obtenir le coefficient sécant.

II.D.5 Coefficient sécant de dilatation thermique

Ce paragraphe est consacré au calcul du coefficient sécant de dilatation thermique en fonction de la température, sachant que ce coefficient n'est pas fourni explicitement par le Tableau II.5 qui décrit les propriétés matérielles de l'acier AISI 316L. Pour procéder à ce calcul, on commence par rappeler que le coefficient de dilatation thermique volumétrique est défini par [DEG.07] :

$$\alpha_{(T)}^{vol} = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \quad (\text{II.11})$$

où V est le volume et l'indice p indique que le calcul est réalisé à pression constante. En prenant en compte le fait que la masse se conserve, l'équation (II.11) s'écrit de manière équivalente :

$$\alpha_{(T)}^{Vol} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P = -\frac{\partial \ln \rho}{\partial T} \quad (\text{II.12})$$

où ρ représente la masse volumique et \ln la fonction logarithme népérien. En supposant ensuite que le matériau est isotrope (ce qui est le cas de l'acier AISI 316L) et en considérant l'hypothèse des petits déplacements (hypothèse relativement standard dans le domaine des soudures), on rappelle [SEE.13] la relation classique entre le coefficient de dilatation thermique isotrope linéaire instantané $\alpha_{(T)}^{In}$ et le coefficient de dilatation volumique $\alpha_{(T)}^{Vol}$:

$$\alpha_{(T)}^{In} = \frac{1}{3} \alpha_{(T)}^{Vol} \quad (\text{II.13})$$

En reportant (II.12) dans (II.13), on obtient finalement :

$$\alpha_{(T)}^{In} = -\frac{1}{3} \frac{\partial \ln \rho}{\partial T} \quad (\text{II.14})$$

En traçant la dépendance de ρ vis-à-vis de T à partir du Tableau II.5, on observe (Figure II.10) qu'il est possible d'approximer $\ln(\rho)$ par un polynôme du second degré. L'insertion de ce polynôme dans l'équation (II.14) conduit à une variation linéaire de $\alpha_{(T)}^{In}$ en fonction de la température :

$$\alpha_{(T)}^{In} = \frac{1}{3} (4,47075 \cdot 10^{-5} + 2 \times 1,049990 \cdot 10^{-8} \times T) \quad (\text{II.15})$$

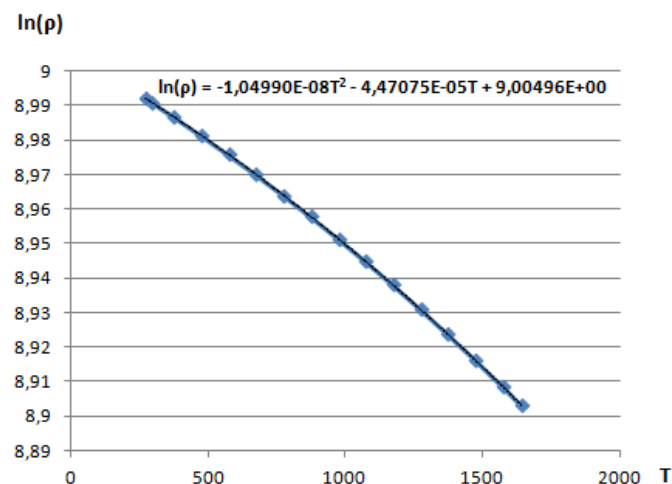


Figure II.10 : Approximation par un polynôme du second degré du logarithme de la masse volumique ρ en fonction de la température T

Grâce à l'équation (II.15), la valeur instantanée de la dilatation thermique $\alpha_{(T)}^{In}$ peut donc être obtenue pour chaque température du Tableau II.5. Il ne reste plus qu'à en déduire le coefficient de dilatation thermique sécant. Ce coefficient est important car il permet d'inclure la température de référence T_{ref} dans le calcul des contraintes, ce que ne permet pas de faire le coefficient $\alpha_{(T)}^{In}$ qui représente une variation instantanée autour de la température courante T . La prise en compte de la température de référence constitue un point clef pour le calcul des contraintes élasto-plastiques qui génèrent la déformation des tôles. Ces contraintes sont en effet physiquement remises à zéro lors de la fusion et elles ne seront présentes dans le matériau que lors de la phase de refroidissement et de solidification. Elles apparaîtront avec le refroidissement des tôles estimé avec la température de fusion comme température de référence. Autrement dit, les parties non fondues lors du processus de soudage conserveront la température ambiante comme température de référence alors que les parties fondues généreront des contraintes lors du refroidissement à partir d'une température de référence de 1643 K. Pour tenir compte pratiquement de cet aspect dans le modèle éléments finis, on utilisera deux matériaux différents présentant exactement les mêmes propriétés matérielles, mais en associant aux deux matériaux deux températures de référence différentes. D'un point de vue opérationnel, la gestion des deux matériaux sera opérée de la manière suivante :

- au début du calcul thermique, le premier matériau est affecté à tous les éléments du maillage avec une température de référence T_{Ref} égale à 300 K,
- à chaque pas de temps du calcul thermique, les éléments dont la température atteint le point de fusion (1643 K) sont enregistrés,
- pendant le calcul mécanique, on affecte le second matériau (avec une température de référence T_{Ref} égale à 1643 K) aux éléments enregistrés lors du calcul thermique.

Les deux matériaux possèdent le même coefficient de dilatation thermique instantanée, mais deux coefficients de dilatation thermique sécants différents en raison du changement de la température de référence. Le coefficient sécant $\alpha_{(T)}^{Se}$ se déduit par une intégration moyenne du coefficient instantané :

$$\alpha_{(T)}^{Se} = \frac{\int_{T_{ref}}^T \alpha_{(T)}^{In} dT}{T - T_{ref}} \quad (II.16)$$

Soit encore en reportant (II.15) dans (II.16) :

$$\alpha_{(T)}^{Se} = \frac{\int_{T_{ref}}^T \frac{1}{3} (4,47075 \cdot 10^{-5} + 2 \times 1,049990 \cdot 10^{-8} \times T) dT}{T - T_{ref}} = \frac{1}{3} [1,04999 \cdot 10^{-8} (T + T_{ref}) + 4,47075 \cdot 10^{-5}] \quad (\text{II.17})$$

Il est à noter que cette forme polynomiale de degré un vis-à-vis de la température a déjà été utilisée dans la littérature, notamment dans [MOU.08]. Dans cette référence, le coefficient d'expansion thermique (équation 8) concerne un acier de type AISI 304 L qui ne peut donc être comparé stricto sensu avec l'acier AISI 316 L considéré dans cette thèse. Mais les grandes tendances peuvent être considérées comme significatives. La pente dans [MOU.08] est par exemple prise égale à $2.85 \cdot 10^{-9}$ contre $\frac{1}{3} 1,04999 \cdot 10^{-8} \approx 3.5 \cdot 10^{-9}$ dans notre cas (équation II.15). Le terme constant est par ailleurs égal à $16.89 \cdot 10^{-6}$ dans [MOU.08] contre $\frac{1}{3} [1,04999 \cdot 10^{-8} \times 300 + 4,47075 \cdot 10^{-5}] \approx 15.95 \cdot 10^{-6}$ avec l'équation (II.17). Que ce soit pour la pente ou pour le coefficient constant du polynôme, les ordres de grandeur sont donc cohérents, ce qui valide la formule (II.17). La forme polynomiale de degré un en température peut également se justifier par l'utilisation d'une régression linéaire appliquée à des données d'essai comme cela a été réalisé dans [TAN.05] pour l'acier 305. La Figure II.11 montre enfin que la formule linéaire (II.17) que nous avons établie est consistante avec la formule quadratique (II.10) extraite de la base de données ITER [ITE.01]. A une température de 1273 K, qui représente la limite supérieure d'application de la formule quadratique extraite de [ITE.01], on remarque par exemple une corrélation remarquable de l'ordre de 1% ($20.408 \cdot 10^{-6}$ pour la formule (II.17) contre $20.177 \cdot 10^{-6}$ pour la formule (II.10)). De plus, la dépendance linéaire avec la température que nous avons retenue, ainsi que les ordres de grandeur du coefficient sécant d'expansion thermique que nous avons calculé, sont conformes aux mesures expérimentales réalisées dans [DEP.04] pour un acier 316 L.

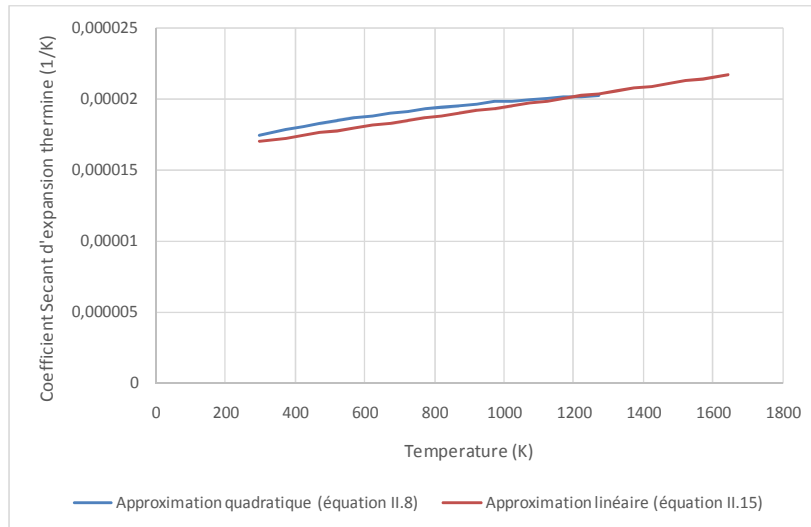


Figure II.11: *Coefficient sécant d'expansion thermique – comparaison des approximations linéaire et quadratique*

La Figure II.12 présente le coefficient de dilatation thermique instantanée calculé à partir de l'équation (II.15) (couleur bleue) et les deux coefficients de dilatation thermique sécant correspondant calculés à partir de l'équation (II.17) (rouge et vert). Les deux courbes relatives aux coefficients sécants sont parallèles avec un écart de $\frac{1}{3} 1.04999 \cdot 10^{-8} (1643 - 300) \approx 0.47 \cdot 10^{-5}$ et les deux points d'intersection avec la courbe du coefficient instantané correspondent aux deux températures de référence 300 K et 1643 K.

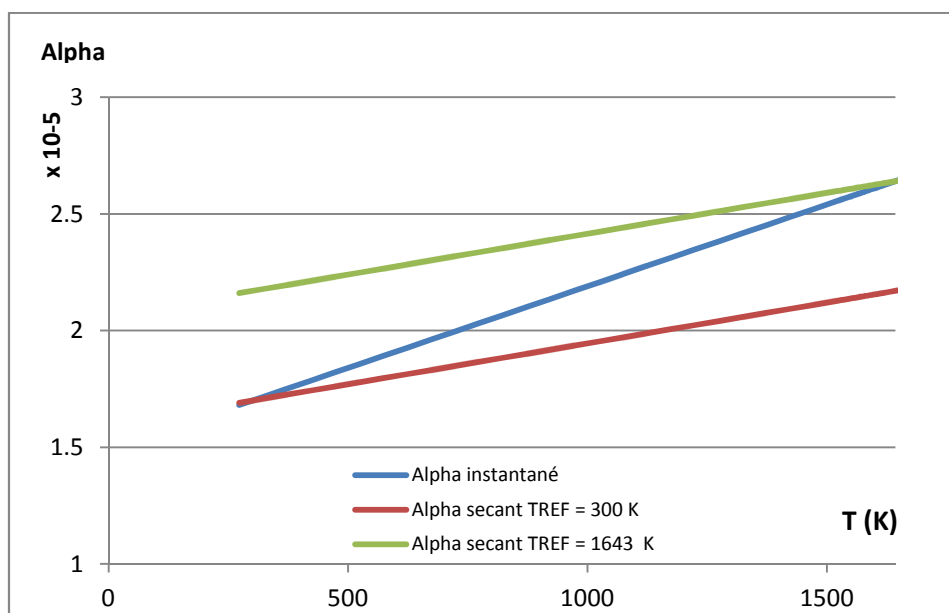


Figure II.12 : *Coefficient de dilatation thermique instantané et sécant (1/K)*

II.E. Modélisation de la source mobile de chaleur

La source mobile de chaleur véhiculée par le déplacement du point de dépôt du cordon de soudure constitue la principale donnée d'entrée du modèle thermique développé dans le cadre de ce travail de thèse. Cette source mobile de chaleur permet de simuler de manière macroscopique les phénomènes présents dans l'arc de soudure et dans le bain fondu. Une étude plus fine de ces phénomènes sera présentée dans le troisième chapitre de ce mémoire.

II.E.1 Modélisation de la source mobile de chaleur

Chukkana et al. [CHU.15] ont relevé que différentes représentations sont proposées dans la littérature pour modéliser la source mobile de chaleur, et notamment des modèles non Gaussiens. Le modèle le plus utilisé pour l'analyse numérique du soudage demeure cependant la double-ellipsoïde de distribution Gaussienne proposée dans [GOL.84]. Ce modèle présente l'avantage de pouvoir être utilisé avec différentes techniques de soudage à l'arc tel que le GMAW (Gas Metal Arc Welding) ainsi que cela est reporté dans [LIA.12] et [NGU.99], le TIG (Tungsten Inert Gas) ainsi que cela est relevé dans [EAG.83] et [LUN.03] et le SMAW (Shielded Metal Arc Welding) comme indiqué dans [GOL.84]. Hashemzadeh et al. [HAS.14] ont étudié l'effet de trois types différents d'apport de chaleur (Gaussien, Gaussien à double ellipsoïde et Gaussien à semi ellipsoïde) lors de l'opération de soudure de tôles inox minces. Leurs principales conclusions sont que l'effet de l'apport de chaleur dans le sens de l'épaisseur est important, même pour les tôles minces, et que la vitesse de refroidissement permettant de revenir à la température ambiante dépend du modèle choisi.

Dans le cadre de ce travail de thèse, nous avons opté pour le modèle Gaussien car il s'agit du modèle le plus répandu et reconnu pour sa pertinence. Nous utiliserons en particulier une double ellipsoïde tel que proposé par Goldak dans [GOL.84]. Le profil de cette source, représenté sur la Figure II.13a), est décrit par les équations suivantes :

- partie avant:

$$q_f(x, y, z) = \Phi_0 \frac{6\sqrt{3}f_f}{a_f b c \pi^2} \exp\left(\frac{-3x^2}{a_f^2}\right) \exp\left(\frac{-3y^2}{b^2}\right) \exp\left(\frac{-3z^2}{c^2}\right) \quad (\text{II.18})$$

- partie arrière:

$$q_r(x, y, z) = \Phi_0 \frac{6\sqrt{3}f_r}{a_r b c \pi^2} \exp\left(\frac{-3x^2}{a_r^2}\right) \exp\left(\frac{-3y^2}{b^2}\right) \exp\left(\frac{-3z^2}{c^2}\right) \quad (\text{II.19})$$

où ϕ_0 est le flux de chaleur (W) ; a_r , a_f , b et c sont des longueurs caractéristiques (m) en relation avec la source mobile (Figure II.13a) et f_f et f_r sont des longueurs caractéristiques relatives définies de sorte à assurer la continuité de la source entre les parties avant et arrière :

$$f_f = \frac{2a_f}{a_f + a_r}, f_r = \frac{2a_r}{a_f + a_r}, f_f + f_r = 2 \quad (\text{II.20})$$

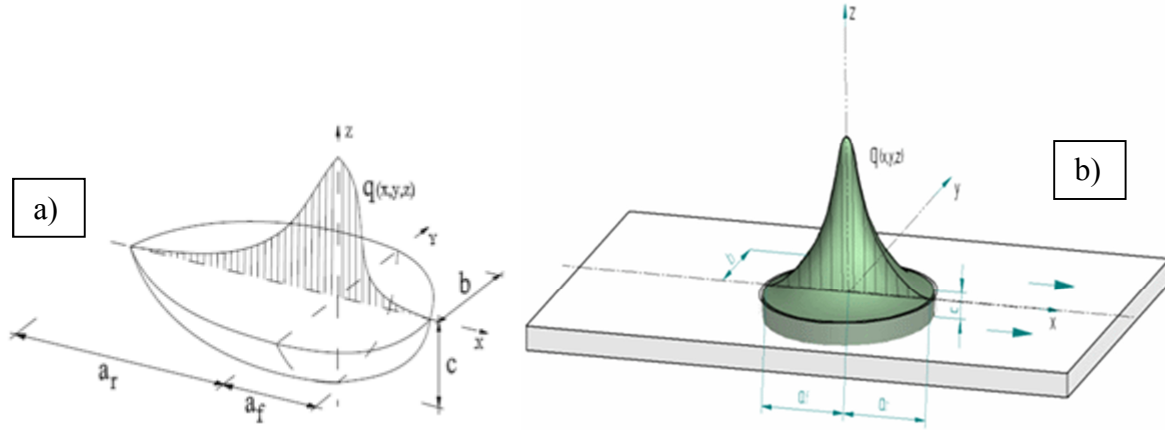


Figure II.13 : Source volumique de chaleur, a): suggérée par [GOL.84], b): proposée par [TCH.16] avec un profil symétrique

Comme l'effet de traînée de la source de Goldak, correspondant au cas où a_r est très grand devant a_f , n'est pas utile pour notre étude, puisque le modèle que nous avons développé inclut déjà les effets dynamiques, une hypothèse symétrique est utilisée (Figure II.13b). Il en résulte que :

$$a_r = a_f = b ; f_f = f_r = 1 \quad (\text{II.21})$$

La source de chaleur symétrique est alors décrite par l'équation suivante :

$$q(x, y, z) = \phi_0 \frac{6\sqrt{3}}{2\sigma^2 c \pi^2} \exp\left(\frac{-3(x^2 + y^2)}{\sigma^2}\right) \exp\left(\frac{-3z^2}{c^2}\right) \quad (\text{II.22})$$

où σ représente la valeur identique des trois paramètres a_r , a_f et b .

La source de chaleur se déplaçant dans la direction y satisfait quant à elle l'équation suivante :

$$q(x, y, z) = \phi_0 \frac{6\sqrt{3}}{2\sigma^2 c \pi^2} \exp\left(\frac{-3((x-x_0)^2 + (y-Vt)^2)}{\sigma^2}\right) \exp\left(\frac{-3(z-z_0)^2}{c^2}\right) \quad (\text{II.23})$$

où V représente la vitesse de déplacement constante du point de dépôt de la soudure dans la direction y . A l'instant t , la source mobile de chaleur est maximale sur le point courant (x_0, Vt, z_0) et elle est répartie de manière Gaussienne dans l'espace par rapport aux coordonnées x , y et z . La question de l'identification des trois paramètres ϕ_0 , c et σ impliqués

dans l'équation (II.23) est fondamentale pour que la modélisation de la source mobile de chaleur puisse être la plus représentative possible de la réalité. Cette question est abordée dans le paragraphe suivant.

II.E.2 Identification des paramètres de la source mobile

L'objectif de ce paragraphe est d'identifier les trois paramètres numériques ϕ , c et σ impliqués dans le modèle de la source mobile de chaleur associée à la soudure (équation II.21). Pour atteindre cet objectif, un plan d'expérience factoriel (Figure II.14) couplé avec la minimisation d'une surface de réponse a été utilisé en tenant compte de trois valeurs différentes pour chaque paramètre (Tableau II.8) et ce pour deux vitesses différentes (2.6 mm/s et 4.3 mm/s). Ceci conduit à un total de 54 ($3^3 \times 2$) simulations thermiques.

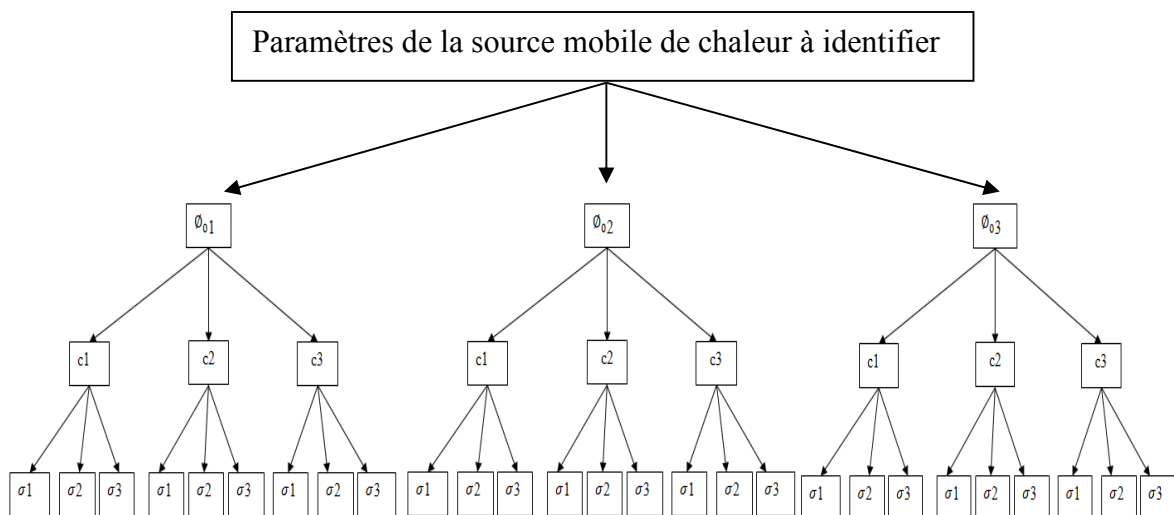


Figure II.14 : Schéma du plan d'expérience factoriel

Paramètres	Valeur 1	Valeur 2	Valeur 3
ϕ_0 (W)	70.6% de 1400=988	77.6% de 1400=1086	84.8% de 1400=1187
c (mm)	0.1	0.5	2
σ (mm)	$3.8 \sqrt{3}$	$4.4 \sqrt{3}$	$5.0 \sqrt{3}$

Tableau II.8 Valeurs des paramètres retenus pour le plan d'expérience

Pour la puissance d'entrée ϕ_0 , de la source mobile de chaleur, la puissance électrique de l'appareil de soudage (1400 W pour un courant électrique de 100 A) a été considérée avec des pourcentages compris entre 70.6 % et 84.8 % et une valeur médiane de 77.6 % (Tableau II.8). Cela permet de tenir compte de l'incertitude sur la fraction de puissance de sortie effectivement absorbée par les plaques soudées. En effet, le rendement de l'arc n'est pas toujours optimal comme cela a été relevé dans [FUE.91] où a été menée une étude sur l'efficacité de l'arc dans les procédés de soudage TIG et plasma en utilisant des mesures calorimétriques. Dans le même esprit, Dupont et al. [DUP.95] ont déterminé le rendement de l'arc en fonction du courant électrique, de la puissance de l'arc et de la vitesse de soudage. Vitooraporn [VIT.90] a enfin constaté que, pour le soudage TIG, une certaine homogénéité du rendement a été obtenue par différents auteurs : de 66% à 70% dans [CHR.65], de 65% à 85% dans [RYK.63] et de 80% à 90% dans [TSA.77]. Les trois valeurs que nous préconisons pour ϕ_0 se situent dans les mêmes plages.

Le paramètre c représente la répartition de la puissance thermique dans l'épaisseur de la plaque. Une petite valeur de c correspond à une distribution équivalente à un flux de surface alors qu'une grande valeur correspond à une source homogène dans l'épaisseur. Une gamme variant entre les petites et les grandes valeurs (de 0.1 mm à 2 mm) a donc été considérée, avec une valeur médiane de 0.5 mm

Le paramètre σ représente le coefficient de dispersion radiale de la source de chaleur. Les valeurs de σ reportées dans le Tableau II.8 ont été considérées pour couvrir toute la gamme des résultats expérimentaux que nous avons obtenus. Ces résultats concernent la largeur de soudure sur la surface supérieure des tôles (Tableaux II.9 et II.10).

II.E.3 Mise en œuvre du plan d'expérience

Le plan d'expérience décrit par la Figure II.14 a été réalisé pour déterminer les paramètres ϕ_0 , c et σ de la source mobile de chaleur (équation II.21). On rappelle que 54 calculs éléments finis sont nécessaires : $27=3^3$ pour le cas de la soudure partielle avec une vitesse de 4.6 mm/s et le même nombre dans le cas de la soudure complète avec une vitesse de 2.3 mm/s. Le critère que nous avons retenu pour évaluer la pertinence d'une combinaison de paramètres (ϕ_0, c, σ) est la différence relative entre valeurs calculées et mesurées, cette différence portant sur la largeur et la profondeur du cordon de soudure. La largeur et la profondeur du cordon de

soudure sont en effet deux dimensions directement liées à la quantité de chaleur apportée par l'opérateur. Ce sont donc des quantités pertinentes pour évaluer les paramètres qui caractérisent le mieux la quantité de chaleur apportée. Les différences relatives s'expriment de la manière suivante :

$$C_1 = \sqrt{\frac{(L_0 - L_{0m})^2 + (P_0 - P_{0m})^2}{L_{0m}^2 + P_{0m}^2}} \times 100 \quad (\text{II.24})$$

$$C_2 = \sqrt{\frac{(L_1 - L_{1m})^2 + (L_2 - L_{2m})^2}{L_{1m}^2 + L_{2m}^2}} \times 100 \quad (\text{II.25})$$

où L_0 et P_0 représentent respectivement la largeur et la profondeur du cordon à la surface supérieure de la pièce. Dans le cas de la vitesse de soudure lente (2.6 mm/s), les largeurs du cordon sur les surfaces supérieure et inférieure sont notées L_1 et notée L_2 . Lorsqu'elles sont indicées par m, les mêmes quantités représentent des valeurs mesurées.

Dans notre modèle éléments finis, la géométrie du cordon correspond aux éléments du maillage qui ont au moins atteint une température supérieure à la température de fusion du matériau. Dans le cas de la soudure rapide (4.3 mm/s), la largeur du cordon à la surface supérieure de la pièce ainsi que sa profondeur sont obtenues en comptabilisant le nombre d'éléments ayant dépassé la température de fusion et en multipliant le nombre obtenu par 0.5 mm car la taille des éléments du cordon est de 0.5 x 0.5 x 0.5 mm. Dans le cas de la soudure lente (2.6 mm/s), les largeurs du cordon sur les surfaces supérieure et inférieure de la pièce soudée sont obtenues avec les mêmes modalités. Dans le cas où le cordon n'est pas complet, la largeur L_2 est nulle. Cela arrive généralement lorsque la vitesse de soudure est rapide mais cela peut aussi survenir pour certains jeux de paramètres dans le cas où la vitesse de soudure est lente.

Les Tableaux II.9 et II.10 présentent quelques exemples de coupe transversale du cordon de soudure calculé pour différents jeux de paramètres. Dans le cas de la vitesse lente égale à 2.6 mm/s (Tableau II.9), on remarque que c'est le cas où σ est égale à 3.8 mm qui se rapprocherait le plus des relevés expérimentaux alors que, dans le cas de la vitesse rapide égale à 4.3 mm/s (Tableau II.10), c'est le cas où σ est égale à 4.4 mm qui conviendrait le mieux. C'est le rôle du plan d'expérience que de balayer au mieux le champ des possibilités et, en fonction des résultats obtenus, d'effectuer une optimisation par surface de réponse afin d'obtenir le meilleur compromis (paragraphe II.E.4).

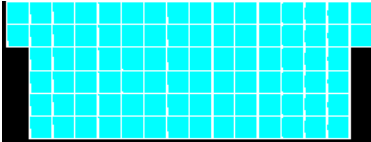
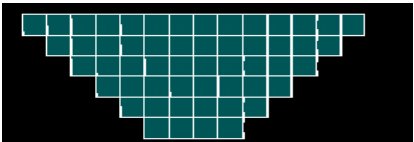

$\phi_0 = 988 \text{ W}$ - Temps d'exécution : 20 s - Vitesse de soudure : 2.6 mm/s		
$\sigma = 3.8 \text{ mm}$	$\sigma = 4.4 \text{ mm}$	$\sigma = 5 \text{ mm}$
$c = 0.1 \text{ mm}$		
Valeurs mesurées : $L_{1m}=7 \text{ mm}$; $L_{2m}=5 \text{ mm}$		
$L_1=8 \text{ mm}$; $L_2=7 \text{ mm}$	$L_1=7 \text{ mm}$; $L_2=2 \text{ mm}$	$L_1=5 \text{ mm}$; $L_2=0 \text{ mm}$
		

Tableau II.9 Coupe transversale du cordon de soudure en fonction des paramètres de la source mobile de chaleur - Vitesse lente




$\phi_0 = 1187 \text{ W}$ - Temps d'exécution : 12 s - Vitesse de soudure : 4.3 mm/s		
$\sigma = 3.8 \text{ mm}$	$\sigma = 4.4 \text{ mm}$	$\sigma = 5 \text{ mm}$
$c = 0.1 \text{ mm}$		
Valeurs mesurées : $L_{0m}=4 \text{ mm}$; $P_{0m}=1 \text{ mm}$		
$L_0=3 \text{ mm}$; $P_0=1 \text{ mm}$	$L_0=3 \text{ mm}$; $P_0=0 \text{ mm}$	$L_0=3 \text{ mm}$; $P_0=0 \text{ mm}$
		

Tableau II.10 Coupe transversale du cordon de soudure en fonction des paramètres de la source mobile de chaleur - Vitesse rapide

Comme cela a été expliqué précédemment, le critère retenu pour évaluer la pertinence d'un jeu de paramètres (ϕ_0, c, σ) repose sur l'écart relatif entre les calculs d'un côté et les mesures de la largeur et de la profondeur du cordon de soudure d'un autre côté. La figure II.15 présente cet écart relatif sur la base des formules (II.24) et (II.25), dans les cas du cordon complet (figure II.15a) et du cordon partiel (figure II.15b). L'abscisse représente les 27 échantillons de paramètres (ϕ_0, σ, c) construits à partir du plan d'expérience de la Figure II.14. Les symboles en forme de diamants représentent la différence relative pour chaque échantillon. Les différences relatives les plus basses sont repérées par les diamants de couleur rouge.

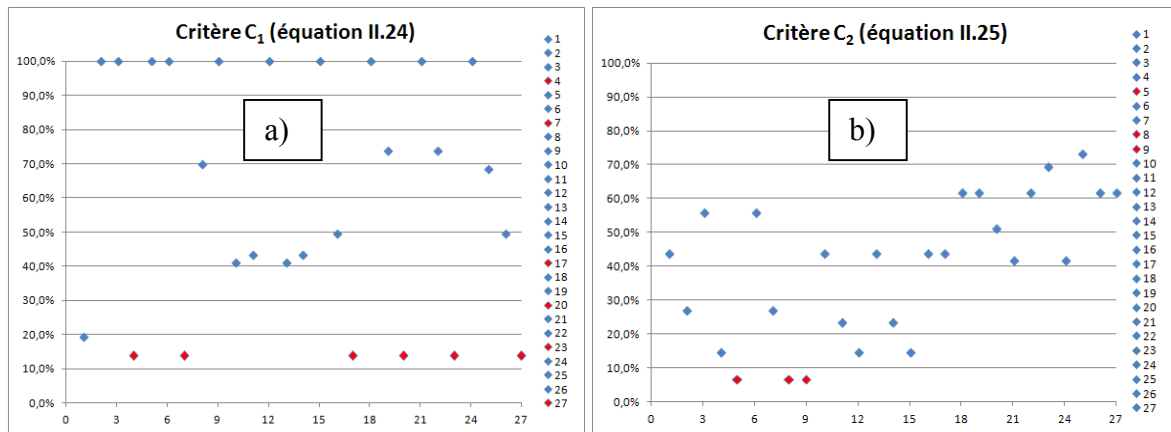


Figure II.15 : *Ecart relatif (%) entre les valeurs numériques et expérimentales mesurées avec la largeur et la profondeur du cordon. a) : soudure complète (vitesse de soudage=2.6 mm/s). b) : soudure partielle (vitesse de soudage=4.3 mm/s)*

On constate que six jeux différents de paramètres fournissent la différence relative la plus faible (13.7%) dans le cas où la soudure est complète (Figure II.15a), tandis qu'il y en a trois dans le cas de la soudure partielle avec une différence relative de 6.6% (Figure II.15b). On voit donc qu'il n'est pas possible d'obtenir un jeu unique de paramètres optimaux sur la base d'une seule vitesse de soudure. Au-delà du fait qu'une soudure partielle peut avoir un usage concret pour protéger l'intérieur d'une machine de la poussière (ou encore pour simplement améliorer son esthétique), on constate l'intérêt du cas de la soudure partielle pour trancher entre plusieurs solutions optimales. Pour cela, il suffit d'introduire un critère relatif C_3 (équation (II.26)) qui tienne compte à la fois des soudures à vitesse lente et à vitesse rapide :

$$C_3 = \sqrt{\frac{(L_0 - L_{0m})^2 + (P_0 - P_{0m})^2 + (L_1 - L_{1m})^2 + (L_2 - L_{2m})^2}{L_{0m}^2 + P_{0m}^2 + L_{1m}^2 + L_{2m}^2}} \times 100 \quad (\text{II.26})$$

Ce critère combiné, qui remplace les critères séparés C_1 et C_2 fournis par les équations (II.24) et (II.25), est présenté sur la Figure II.16. La meilleure solution est unique et elle est obtenue avec le jeu de paramètres suivant : $\phi_0=988$ W, $c=0.5$ mm, $\sigma=3.8\sqrt{3}$ mm. La différence relative C_3 est de 14.5% et les différences relatives correspondantes dans les cas entièrement et partiellement soudées sont respectivement de 13.7% et de 14.6%. La Figure II.17 présente le résultat du calcul numérique de la géométrie du cordon associé au jeu optimal de paramètres.

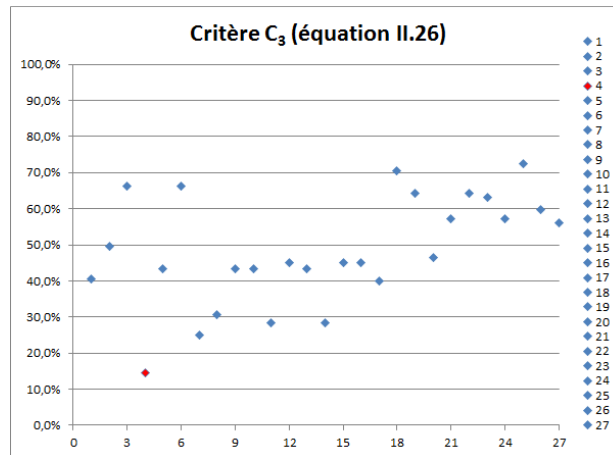


Figure II.16 : *Ecart relatif (%) entre les valeurs numériques et expérimentales de la largeur et de la profondeur du cordon en combinant les deux cas de vitesse de soudage*

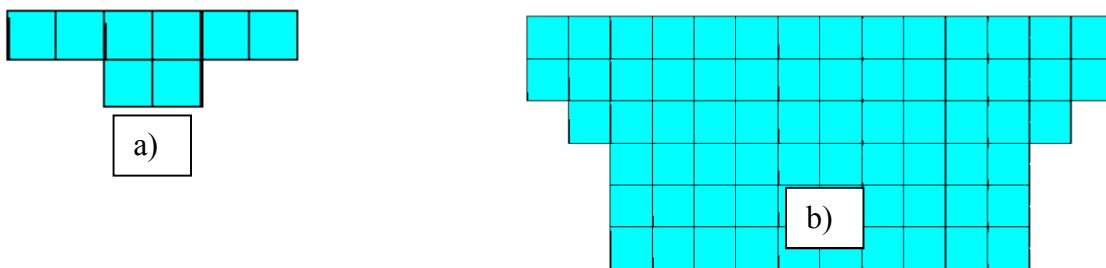


Figure II.17 : *Géométrie numérique du cordon pour le jeu optimal de paramètres du plan d'expérience combiné - a) vitesse de soudage 4.3 mm/s - b) vitesse de soudage 2.6 mm/s*

II.E.4 Optimisation de la surface de réponse du plan d'expérience

En vue d'affiner le résultat du plan d'expérience factoriel, une méthodologie par surface de réponse a été utilisée. La surface de réponse a été formée avec un polynôme quadratique p dépendant des trois paramètres ϕ_0 , σ et c :

$$p(\phi_0, \sigma, c) = b_1 + b_2 \phi_0 + b_3 c + b_4 \sigma + b_5 \phi_0 c + b_6 \phi_0 \sigma + b_7 c \sigma + b_8 \phi_0^2 + b_9 c^2 + b_{10} \sigma^2 \quad (\text{II.27})$$

Les 10 coefficients b_1, \dots, b_{10} ont été obtenus (Tableau II.11) en interpolant les 27 points du plan d'expérience de la Figure II.15 grâce à la Statistics Toolbox de MATLAB.

b_1	b_2	b_3	b_4	b_5	b_6	b_7	b_8	b_9	b_{10}
3.6	-1.6e-1	-4.9e-2	-5.9e-3	-3.3e-2	-1.4e-3	1.4e-4	2.1e-1	2.2e-2	5.6e-6

Tableau II.11 Paramètres de la surface de réponse polynômiale décrite par l'équation (II.27)

La minimisation du polynôme p de l'équation (II.27) fournit le jeu optimal de paramètres suivant : $\phi_0=1016$ W, $c=0.78$ mm, $\sigma=3.9\sqrt{3}$ mm. La Figure II.18 présente trois visualisations différentes de ce polynôme. En effet, comme il n'est possible d'avoir que des représentations en 3D au mieux, deux des trois paramètres ϕ_0 , σ et c ont été considérés comme variables et le troisième a été pris constant et égal à la valeur optimale. Cela offre donc trois possibilités illustrées par les Figures II.18 a), b) et c). Sur chaque figure, les points d'intersection entre les lignes jaunes constituent l'erreur relative minimale obtenue sur la surface de réponse. On observe que le paramètre c influe peu sur l'erreur relative (Figures II.18 a et c) contrairement à ϕ_0 et σ (Figure II.18 b).

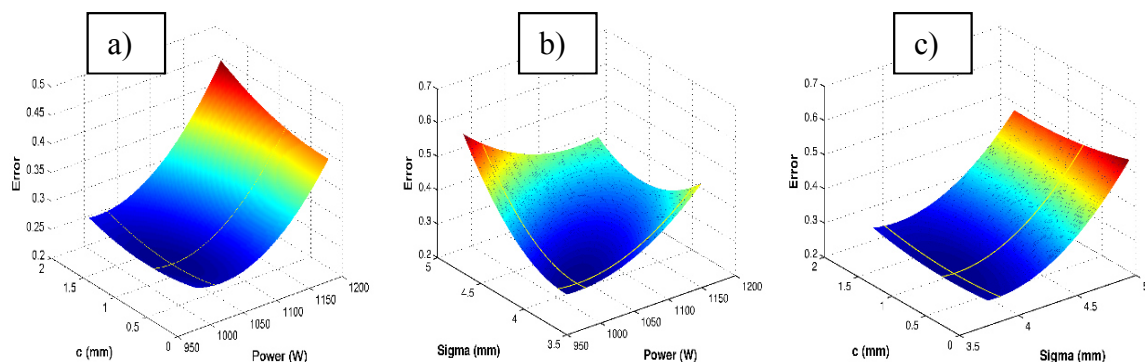


Figure II.18 Surface de réponse de l'écart relatif en fonction de deux paramètres : a) (ϕ_0 , c , $\sigma=3.9\sqrt{3}$ mm) ; b) (σ , ϕ_0 , $c=0.78$ mm) ; c) (c , σ , $\phi_0=1016$ W)

La Figure II.19 présente une coupe transversale du milieu de la plaque en ne conservant que les éléments qui ont atteint la température de fusion. Le calcul a été effectué en utilisant les paramètres optimaux de la source de chaleur : $\phi_0=1016$ W, $c=0.78$ mm et $\sigma=3.9\sqrt{3}$ mm. Chaque élément possède une taille de 0.5 x 0.5 mm. Les soudures calculées présentent une largeur de 4 mm et une profondeur de 1 mm à la vitesse de 4.3 mm/s (ce qui correspond parfaitement aux valeurs mesurées du Tableau II.12) et une largeur de 8 mm sur la face supérieure et de 6 mm sur la face inférieure à la vitesse de 2.6 mm/s, ce qui est à nouveau très

proche des valeurs mesurées. Le premier cas (vitesse rapide) se traduit par une fusion partielle en profondeur tandis que le second cas (vitesse lente) correspond à une fusion complète. Dans les deux cas, la bonne concordance entre les valeurs calculées et mesurées de la géométrie du cordon de soudure valide l'identification des paramètres optimaux qui a été réalisée pour modéliser la source de chaleur mobile. Cette source sera utilisée comme chargement d'entrée du modèle éléments finis. Ce dernier est décrit de manière détaillée dans le paragraphe suivant.

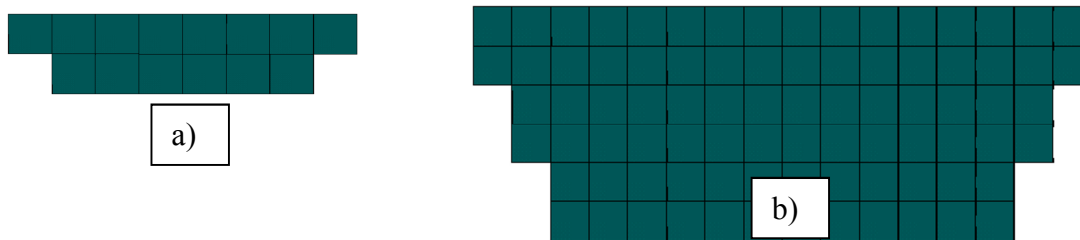


Figure II.19 : Coupe transversale du cordon. a) : vitesse de soudage 4.3 mm/s. b) : vitesse de soudage 2.6 mm/s

Vitesse de soudage		Largeur du cordon surface supérieure	Largeur du cordon surface inférieure	Profondeur du cordon
2.6 mm/s	calculées	8 mm	6 mm	3 mm
	mesurées	7 mm	5 mm	3 mm
4.3 mm/s	calculées	4 mm	0 mm	1 mm
	mesurées	4 mm	0 mm	1 mm

Tableau II.12 Valeurs mesurées et calculées des largeurs et de la profondeur du cordon.

II.F. Modèle éléments finis

Dans ce travail de thèse, les simulations transitoires 3D de couplage thermomécanique ont été réalisées avec le code commercial ANSYS. Un couplage faible (influence de la température sur la mécanique en découplant les champs) a été effectué en deux étapes avec une analyse thermique suivie d'une analyse mécanique. Ce mode de couplage permet de réduire les temps de résolution par rapport à un calcul simultané des champs thermique et mécanique. L. E. Lindgren [LIN.06] a comparé ces deux possibilités et recommande la première dans le cas où le problème à traiter autorise un couplage faible, ce qui est notre cas. En effet, le couplage simultané induit la résolution d'un grand nombre d'équations non symétriques, ce qui augmente le temps de calcul. A noter enfin que notre modèle nécessite des calculs itératifs car

le problème considéré est transitoire et inclut des non-linéarités géométriques et matérielles telles qu'une loi plastique isotrope bilinéaire afin de modéliser le comportement de l'acier inoxydable comme cela est proposé dans [SUN.14] et [DEN.13].

Le maillage est constitué d'éléments brique SOLID70 pour l'analyse thermique et SOLID185 pour l'analyse mécanique. Les éléments ayant la taille la plus fine ont une dimension de 1 mm dans la direction x et 0.5 mm dans les directions y et z . Pour chaque vitesse de soudage, le pas de temps numérique dt est réglé de façon à ce que dt soit inférieur à d/V , où d représente la taille d'élément dans la direction y du déplacement de la source mobile de chaleur. Ceci permet de capter pendant le calcul thermomécanique tous les éléments de la HAZ (*Heat-Affected Zone*) qui est la zone non fondue mais impactée par l'apport de chaleur dû au soudage. Le modèle éléments finis que nous avons développé a été entièrement codé à l'aide du langage de programmation APDL (*ANSYS Parametric Design Language*). Cela permet de paramétrer le modèle et de rendre son utilisation plus souple en cas de modification de paramètres dimensionnels ou physiques. Certains aspects liés à la réduction du temps de calcul, ou encore à la programmation de la source mobile de chaleur dans le préprocesseur, sont abordés dans les prochains paragraphes.

II.F.1 Réduction du temps de calcul

Dans le but de réduire les temps de calcul, il est classique de construire des maillages non uniforme statique ou anisotrope adaptatif. Le maillage non uniforme statique est fin dans la zone d'apport de chaleur et grossier ailleurs. La différence entre le maillage non uniforme et le maillage adaptatif (ou dynamique) est que, dans le cas du maillage dynamique, la modification (raffinement et grossissement) de la taille des mailles a lieu en fonction de la position de la source mobile de chaleur. La région à mailles fines se déplace alors avec la source de chaleur [LIN.97]. Qingyu et al. [QIN.02] ont adopté une stratégie de maillage adaptatif afin d'obtenir un maillage plus fin au voisinage de la source de chaleur en mouvement. Runnemalm et al. [RUN.00] ont mis au point un concept similaire avec un code développé en interne mais, à la place d'un critère purement géométrique, la stratégie de raffinement dans le voisinage de la soudure est basée sur une erreur mesurée a posteriori sur gradients de contrainte et sur le flux de chaleur. Perié et al. [PER.14] ont réduit le temps de calcul en utilisant un maillage mixte constitué d'éléments coque en dehors de la zone de

soudage et d'éléments tridimensionnels à proximité de la soudure où le gradient de contrainte est élevé.

Dans notre travail de thèse, deux méthodes différentes ont été utilisées afin de réduire le temps de calcul. La première consiste à utiliser des éléments de contact à l'interface de deux zones géométriques. Cela permet d'assurer la continuité du champ de déplacement tout en ayant des densités de maillage différentes de part et d'autre de l'interface. On peut alors densifier le maillage dans les zones d'intérêt tout en évitant de propager cette densification aux autres parties du modèle. On obtient ainsi des maillages de taille raisonnable. Dans le cas qui nous intéresse, le maillage a été affiné dans la zone affectée par la chaleur et a été généré de manière à conserver un maillage plus grossier ailleurs (Figure II.20.a).

Afin de diminuer encore le temps CPU, nous avons utilisé en parallèle une seconde méthode dans l'étape de préprocessing sur les chargements. Cette méthode vise à limiter la taille de la zone d'application de la source gaussienne en tenant compte du fait que, plus on s'éloigne de la soudure, plus la puissance transmise devient négligeable. Cela peut paraître anodin d'agir au niveau du préprocessing pour limiter le temps de calcul mais les opérations élémentaires requises pour calculer la source Gaussienne doivent être dupliquées un très grand nombre de fois, autant que le nombre d'éléments que compte le maillage en fait, sachant en outre que ces opérations sont à actualiser pour chaque pas de temps puisque la source est mobile. Réduire le nombre des éléments concernés dans la phase de préprocessing permet donc de diminuer le temps de calcul de manière substantielle. La manière dont s'opère la réduction de la zone d'application des charges thermiques est expliquée en détail dans le paragraphe II.F.1.2.

II.F.1.1 Eléments contact

Les éléments de contact ont été utilisés dans notre modèle pour produire un raffinement local du maillage le long de l'axe de déplacement de la source de chaleur. Ces éléments permettent de relier les différentes zones de la structure à étudier avec des tailles de maille plus ou moins fines.

La figure II.20a présente deux plaques (52 mm x 35 mm x 3 mm) composées de quatre zones avec différents raffinements de maillage. Au total, le maillage est constitué de 10312 éléments brique à huit nœuds et de 11729 nœuds. Pratiquement, ces zones sont reliées par des éléments

contact CONTA174 et par des éléments cibles TARGET170. Ces éléments garantissent une continuité des champs physiques entre les différentes zones du maillage.

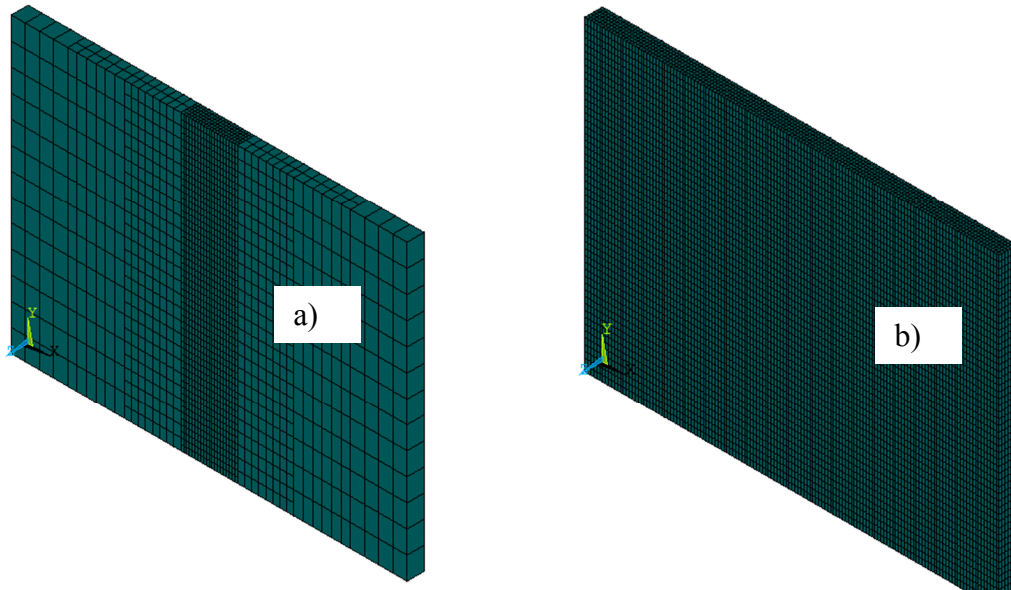


Figure II.20 : Maillage du modèle, a): avec éléments de contact, b): sans éléments de contact

La figure II.20b présente le même modèle, mais sans éléments de contact, avec un maillage uniforme et fin dont la taille est basée sur la plus petite taille du modèle précédent. Ce maillage uniforme conduit à une augmentation du temps de calcul en raison de son grand nombre d'éléments et de nœuds, respectivement 48672 et 57399. On peut cependant se poser la question d'une éventuelle perte de précision liée à l'utilisation d'éléments contact car ces derniers exigent une gestion numérique de la continuité des champs physiques (température, déplacement etc.). Une comparaison entre les résultats obtenus avec le maillage non uniforme et avec le maillage uniforme a donc été réalisée, ce dernier servant de référence pour la validation du modèle avec éléments de contact. Les calculs thermique ont été réalisés avec les paramètres suivants pour la source de chaleur : $\Phi_0=988\text{W}$, $\sigma=0.0038\text{ mm}$, $c=0.0005\text{ mm}$. Les champs de température obtenus sont présentés sur les Figures II.21 et II.22 pour une source de chaleur se déplaçant à une vitesse constante de 4.3 mm/s puis de 2.6 mm/s. Les résultats concernent l'instant où la source mobile se situe au milieu de la plaque. On note que les isothermes sont les mêmes pour les modèles avec et sans éléments de contact, et ce pour les deux vitesses. Le modèle avec éléments de contact est donc validé et il sera utilisé dans la suite de ce travail car il possède cinq fois moins d'éléments que le modèle sans éléments de contact. En termes d'économie sur le temps de calcul, le gain est de 70%.

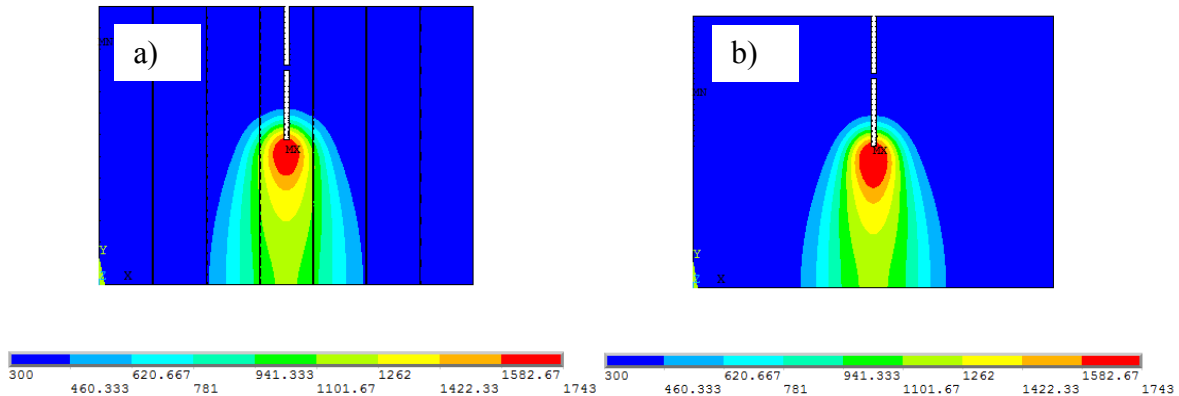


Figure II.21 : Champs de températures (K) vitesse de soudage 4.3 mm/s, a): avec éléments de contact, b): sans éléments de contact

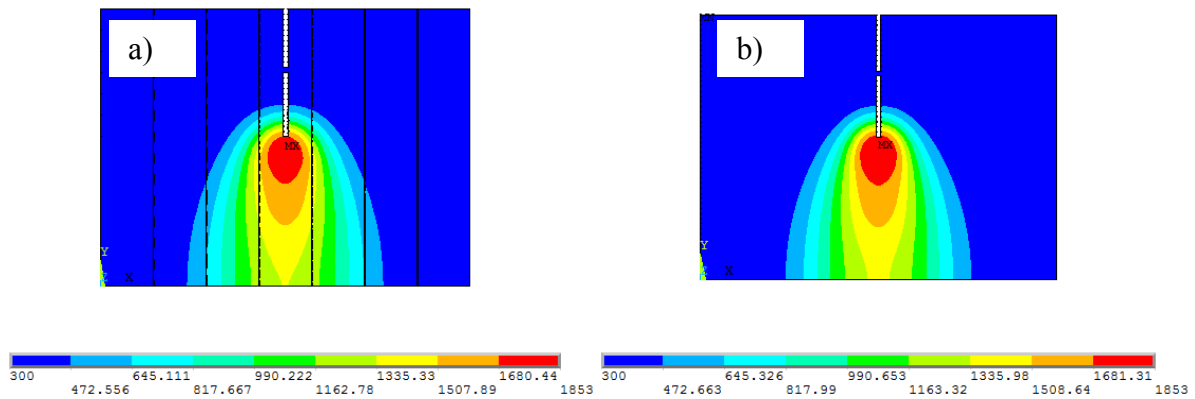


Figure II.22 : Champs de températures (K) vitesse de soudage 2.6 mm/s, a): avec éléments de contact, b): sans éléments de contact

II.F.1.2 Gestion de la source mobile de chaleur comme donnée d'entrée du problème

A chaque pas de temps, on doit parcourir tous les éléments du maillage et leur appliquer la part de chaleur provenant de la source mobile et qui leur revient via la répartition Gaussienne de l'équation (II.23). On conçoit aisément qu'une telle procédure est extrêmement coûteuse en temps CPU. De surcroît, le bénéfice que l'on peut en tirer en terme de précision risque d'être marginal puisque la contribution thermique apportée aux éléments éloignés de la source est faible en raison du caractère exponentiel d'une densité Gaussienne.

Après avoir diminué considérablement le temps de calcul en utilisant des éléments contact, l'idée développée dans ce paragraphe est donc de rechercher un critère géométrique permettant d'isoler a priori les éléments éloignés de la source. Seuls ceux qui sont proches seront concernés par l'application du chargement thermique. La procédure permettant de caractériser cette proximité est la suivante :

- 1) intégrer l'équation (II.23) sur un cylindre semi-infini de rayon R .
- 2) déterminer la valeur maximale de R au-delà de laquelle la contribution de la source de chaleur devient non significative.

On commence donc par intégrer l'équation (II.23) sur un cylindre semi-infini de rayon R en utilisant des coordonnées cylindriques :

$$I = \Phi_0 \frac{6\sqrt{3}}{2} \frac{1}{\sigma c \pi^2} \left(\int_0^R \int_0^{2\pi} \exp\left(\frac{-3r^2}{\sigma^2}\right) r dr d\theta \right) \left(\int_0^{+\infty} \exp\left(\frac{-3z^2}{c^2}\right) dz \right) \quad (\text{II.28})$$

où r et θ représentent respectivement le rayon et l'angle polaire.

Chacune des deux intégrales de l'équation (II.28) se calcule facilement :

$$\int_0^R \int_0^{2\pi} \exp\left(\frac{-3r^2}{\sigma^2}\right) r dr d\theta = \frac{\pi\sigma^2}{3} \left(1 - \exp\left(\frac{-3R^2}{\sigma^2}\right) \right) ; \int_0^{+\infty} \exp\left(\frac{-3z^2}{c^2}\right) dz = \frac{c}{2} \sqrt{\frac{\pi}{3}} \quad (\text{II.29})$$

En reportant (II.29) dans (II.28), on obtient :

$$I = \Phi_0 \left(1 - \exp\left(\frac{-3R^2}{\sigma^2}\right) \right) \quad (\text{II.30})$$

Lorsque l'on fait tendre R vers $+\infty$ dans l'équation (II.30), on retrouve l'intégralité de la source de chaleur Φ_0 . Le terme $\exp\left(\frac{-3R^2}{\sigma^2}\right)$, qui représente l'erreur commise sur l'estimation de la source de chaleur en tronquant tout l'espace par un cylindre semi-infini, permet donc de quantifier le rayon R pour lequel l'influence de la source de chaleur sera considérée comme négligeable. Pour cela, on introduit une tolérance 10^{-n} (ou n est un entier naturel) et on calcule le rayon R pour lequel l'erreur commise correspond à cette tolérance :

$$\exp\left(\frac{-3R^2}{\sigma^2}\right) = 10^{-n} \Leftrightarrow R \geq \sigma \sqrt{\frac{n \ln(10)}{3}} \quad (\text{II.31})$$

En choisissant par exemple n égal à 3 dans l'équation (II.31), on obtient une tolérance égale à 0.001 et un rayon R égal à 1.517σ . En pourcentage, on perdra 0.1% de la puissance Φ_0 , ce qui signifie que, si R égal à 1.517σ , 99.9% de la source de chaleur sera pris en compte. Avec cette valeur de rayon, nous avons constaté que seulement 25% des éléments du maillage étaient

concernés par l'application de la source de chaleur. Cette restriction géométrique de zone pour l'application du chargement thermique permet une diminution significative du temps CPU et sa pertinence a été validée par comparaison avec un modèle où l'influence de la source mobile de chaleur a été appliquée sur tous les éléments du maillage. Il est par ailleurs à noter que la formule $R=1.517\sigma$ que nous avons établie et qui permet de s'assurer que 99.9% de la source de chaleur est prise en compte, a été utilisée dans le cadre particulier de la géométrie de notre modèle. Elle possède cependant un caractère général et pourrait être utilisée pour n'importe quel problème incluant une source mobile de chaleur.

Grâce aux deux méthodes de réduction du temps de calcul que nous avons proposées (éléments de contact et restriction de la zone de répartition Gaussienne), il a été possible de réaliser les 54 simulations thermiques associées au plan d'expérience (paragraphe II.E.2) avec des temps de calculs raisonnables.

II.F.2 Conditions aux limites thermiques

Ce paragraphe sur les conditions aux limites thermiques concerne la gestion pratique dans le code aux éléments finis ANSYS de la chaleur apportée par la source mobile de soudure ainsi que la manière dont cette chaleur s'évacue par convection.

II.F.2.1 Apport volumique de chaleur - *Heat Generation (HGEN)*

On rappelle (paragraphe II.E.1) que la source mobile de chaleur est une densité Gaussienne décrite par l'équation (II.23). Son apport se quantifie en Watt par mètre cube et son influence en un point donné dépend des coordonnées spatiales de ce point. Autrement dit, on doit gérer un apport volumique de chaleur qui s'exprime sous la forme générique $q(x,y,z)$. Le logiciel ANSYS prend en compte ce type d'apport via la commande BFE (*Body Force Element*) associé au mot-clef HGEN (*Heat Generation*). Cette commande permet d'imposer une densité non uniforme répartie sur un élément du maillage comme indiqué sur la Figure II.22 où on a choisi un élément triangle en 2D pour illustrer le principe de manière simple. En complément de la commande BFE et du mot-clef HGEN, il suffit de fournir à ANSYS la valeur de $q(x,y,z)$ aux sommets de l'élément, par exemple q_1 , q_2 et q_3 s'il s'agit d'un élément triangle 2D comme

II.F.2.2 Convection forcée

La chaleur apportée aux tôles par la source mobile de chaleur s'évacue progressivement en raison de l'air ambiant qui environne ces tôles. Ce refroidissement est modélisé par une condition aux limites de type convection forcée appliquée sur les six faces planes externes qui délimitent les tôles :

$$\varphi = h(T - T_a) \quad (\text{II.32})$$

où φ représente le flux convectif en W/m^2 et h le coefficient d'échange en $\text{W}/(\text{m}^2 \text{ K})$. Le coefficient d'échange est pris égal à la valeur standard de $12 \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K})$ pendant l'opération de soudage et il est augmenté artificiellement à une valeur de $20000 \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K})$ pendant la phase de refroidissement. Ce second coefficient, très grand, n'est pas réaliste, mais il permet de diminuer fortement le temps de calcul. Nous avons vérifié que le résultat final en terme de contrainte est identique si on prend une valeur de h beaucoup plus faible (mais du coup avec un temps de calcul beaucoup plus élevé). Par exemple, dans le cas d'une soudure avec vitesse lente (2.6 m/s), la phase de refroidissement dure 25 minutes dans la réalité, ce qui correspond à 1500 secondes. Cette durée est réduite à 220 secondes pour obtenir le refroidissement total des pièces avec le coefficient d'échange égal à 20000.

T est la température calculée par ANSYS aux nœuds du maillage en contact avec l'air et T_a la température de l'air ambiant qui est égale à 300 K.

Une fois la soudure terminée, la source mobile de chaleur n'est plus appliquée au modèle mais le calcul thermique se poursuit en laissant actives les conditions aux limites de convection forcée, et ce jusqu'à ce que l'ensemble des nœuds du modèle se refroidisse à la température de l'air ambiant. Cette phase de refroidissement est primordiale car, outre le fait qu'elle représente ce qu'il se passe dans la réalité, c'est elle qui conditionne l'apparition des déformations thermiques que l'on souhaite annihiler.

II.G. Evolution de la température du cordon pour les deux vitesses d'exécution

II.G.1 Soudure partielle avec une vitesse d'exécution de 4.3 mm/s

La Figure II.25a présente le cordon de soudure généré par l'analyse thermique dans le cas de la soudure partielle. Ce cordon est constitué des éléments du maillage dont la température a dépassé la température de fusion. Logiquement, on observe que le cordon est plus profond à l'extrémité correspondant à la fin de la soudure. Les éléments situés dans la zone affectée thermiquement sont en effet préchauffés par conduction thermique au fur et à mesure que la source avance et la chaleur s'accumule jusqu'à ce que la source de chaleur soit déposée directement par la soudure au niveau de l'extrémité. On observe que la température maximale est de 1862 K (Figure II.25b), ce qui correspond aux ordres de grandeur relevés dans [MET.75].

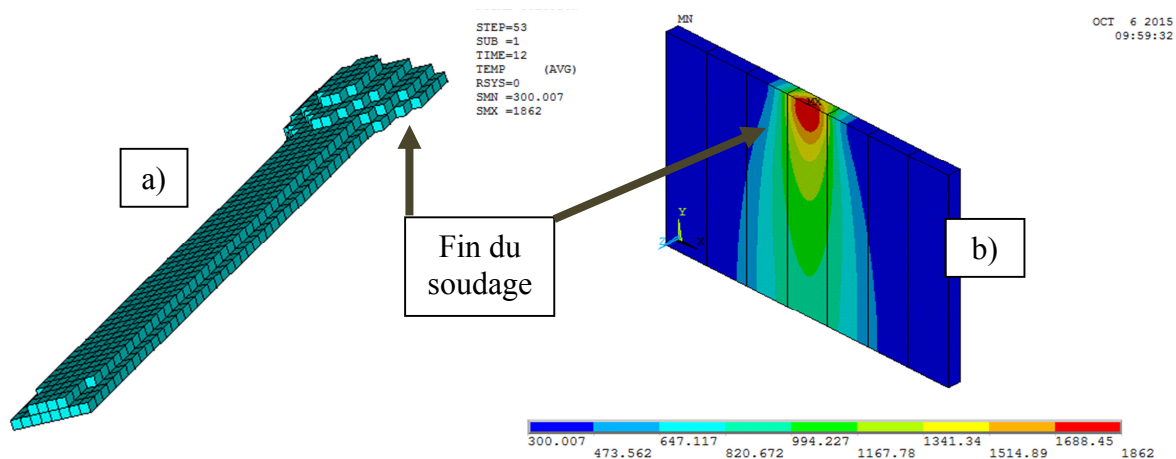


Figure II.25 : Analyse thermique pour une vitesse de soudage de 4.3 mm/s : a) cordon de soudure b) distribution de température à 12 s (temps total de soudage)

Les figures II.27 à II.29 présentent l'évolution au cours du temps de la température dans la profondeur du cordon pendant l'opération de soudage qui dure douze secondes sans la phase de refroidissement. Trois positions T2, T3 et T4 ont été considérées dans la profondeur (Figure II.26) et trois positions situées dans le sens du déplacement de la source ont été observées ($y=0$, 0.026 et 0.052 m respectivement). Il s'agit de la position de départ du soudage ($y=0$, Figure II.27a), d'une position au milieu de la plaque ($y=0.026$ m, Figure II.28)a

et de la position à la fin du soudage ($y=0.052$ m, Figure II.29a). Les trois figures de droite (Figures II.27b à II.29b) représentent les mêmes évolutions au cours du temps que les figures de gauche mais en incluant la phase de refroidissement pendant laquelle la température décroît jusqu'à retrouver la température ambiante de 300 K. On remarque l'homogénéité de la température qui varie peu avec la profondeur à toutes les positions mesurées. On note également que le maximum de température est atteint logiquement à l'instant où la position de la source coïncide avec la position où est mesurée la température. On remarque enfin, qu'une fois la source passée, le niveau de température décroît très rapidement, la chaleur étant transférée par conduction vers les frontières de la tôle où des conditions de convection forcée l'évacuent vers l'air ambiant.

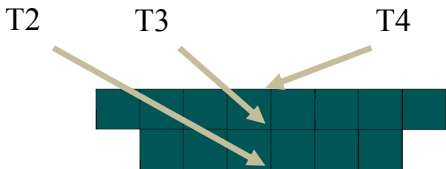


Figure II.26 : Position des nœuds dans la profondeur (vitesse de soudage égale à 4.3 mm/s)

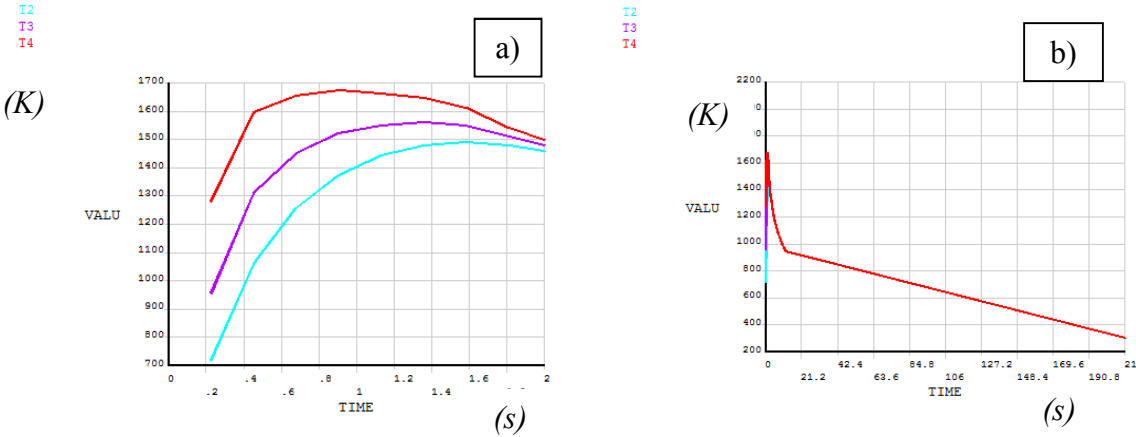


Figure II.27 : Evolution de la température des nœuds dans la profondeur à la position $y = 0$ mm (position de départ) - vitesse de soudage égale à 4.3 mm/s

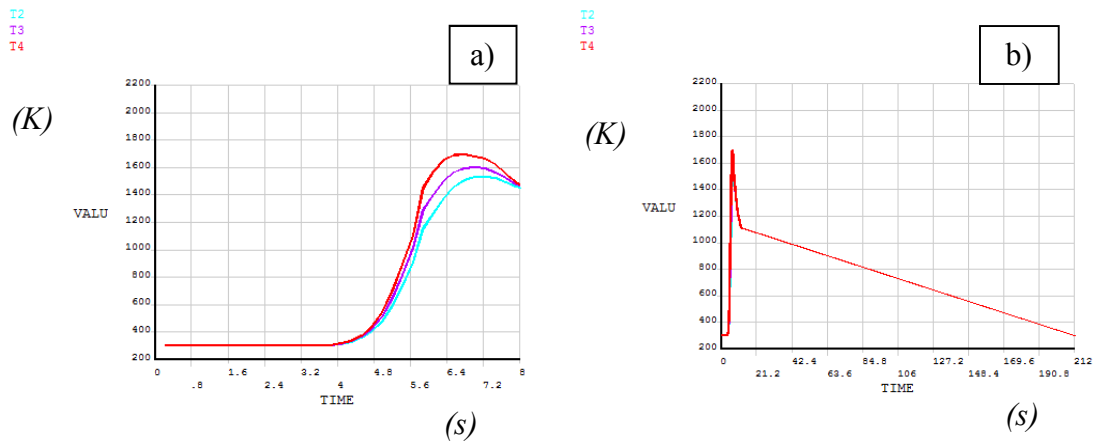


Figure II.28 : Evolution de la température des nœuds dans la profondeur à la position $y = 0.026$ m (milieu des tôles) - vitesse de soudage égale à 4.3 mm/s

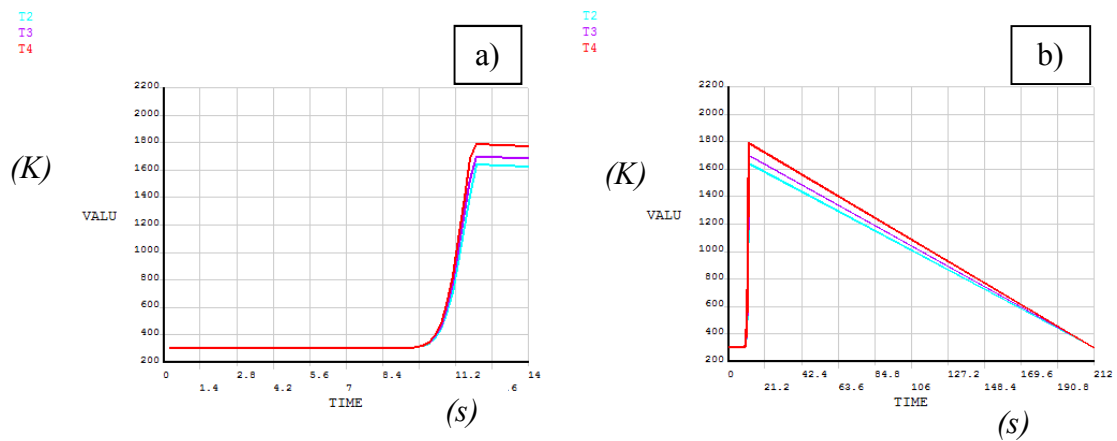


Figure II.29 : Evolution de la température des nœuds dans la profondeur à la position $y = 0.052$ m (position finale) - vitesse de soudage égale à 4.3 mm/s

II.G.2 Soudure complète avec une vitesse d'exécution de 2.6 mm/s

Le cas d'une soudure complète est présenté sur la Figure II.30 avec le cordon de soudure généré lors de l'analyse thermique (Figure II.30a) ainsi que la distribution de chaleur à 20 secondes (Figure II.30b). Ce temps de 20 secondes correspond au temps d'exécution de l'opération de soudage. On peut noter que la température maximale de 2176 K concorde avec les observations réalisées dans [MET.75].

Contrairement au paragraphe précédent, on est confronté ici à une vitesse de soudage lente qui favorise une accumulation plus importante de chaleur dans les tôles. En raison de cet apport calorifique plus important, la température maximum est logiquement plus élevée qu'avec la vitesse rapide considérée au paragraphe II.G.1 (2176 K contre 1862 K). En raison de l'apport de matière plus élevé consécutif à la vitesse lente, le cordon de soudure est conforme à ce que l'on attend d'un cordon de qualité, à savoir une profondeur proche ou égale à l'épaisseur des tôles.

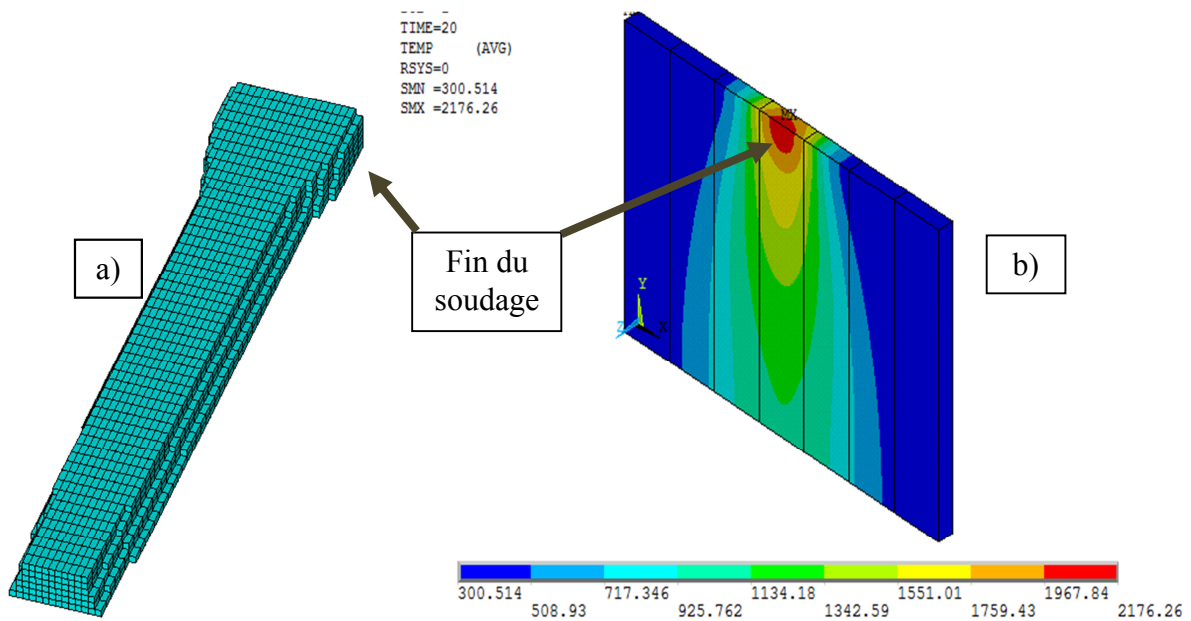


Figure II.30 : Analyse thermique pour une vitesse de soudage égale à 2.6 mm/s : a) cordon de soudure b) distribution de température à 20 s (temps total de soudage)

Les Figures II.32 à II.34 présentent l'évolution des températures des sept noeuds situés dans la profondeur du cordon aux positions indiquées sur la Figure II.31. Pour mieux visualiser les pics de température, on a réduit la fenêtre temporelle de représentation à 12 secondes.

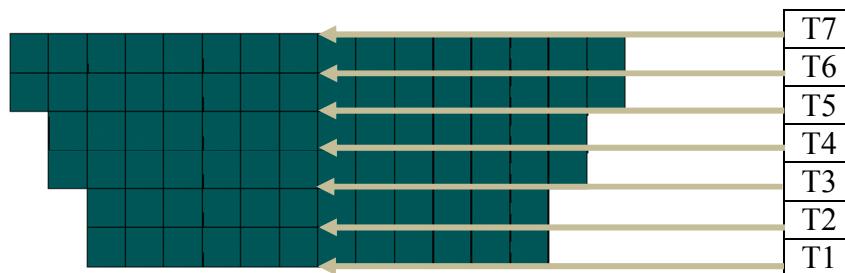


Figure II.31 : Position des noeuds dans la profondeur (vitesse de soudage égale à 2.6 mm/s)

Les figures de gauche (Figures II.32a à II.34a) représentent l'évolution des températures au cours du temps pour trois positions différentes dans le sens du déplacement de la source mobile de chaleur : le début du processus de soudage ($y=0$ mm, Figure II.32a), le milieu de la plaque ($y=0.026$ m, Figure II.33a) et la fin du processus de soudage ($y=0.052$ m, Figure II.34a).

Les trois figures de droite (Figures II.32b à II.34b) représentent les mêmes évolutions au cours du temps que les figures de gauche mais en incluant la phase de refroidissement pendant laquelle la température décroît jusqu'à retrouver la température ambiante de 300 K. Comme dans le cas de la soudure partielle, on peut remarquer une certaine homogénéité de la température dans la profondeur à toutes les positions mesurées.

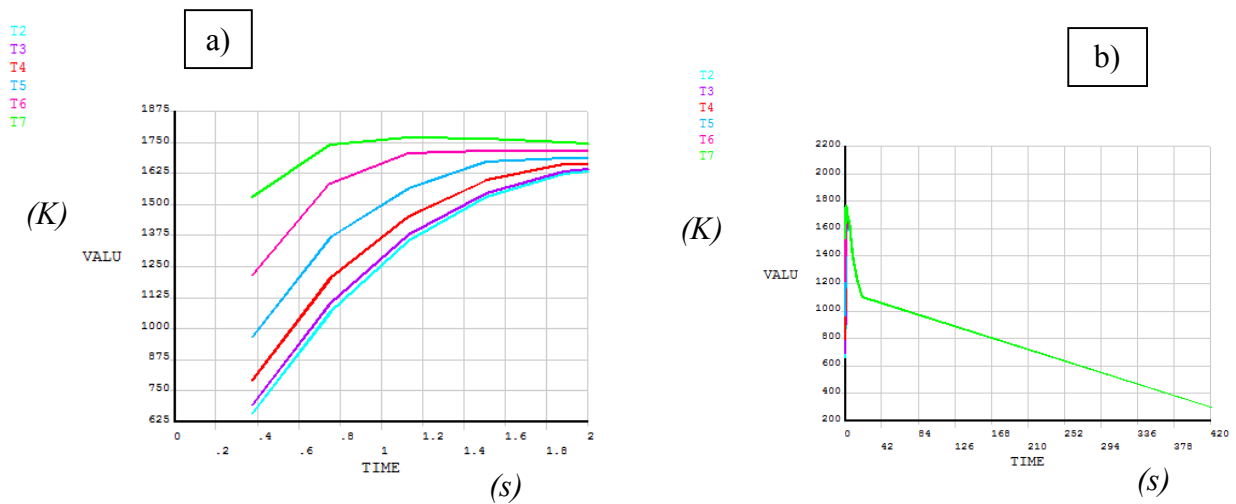
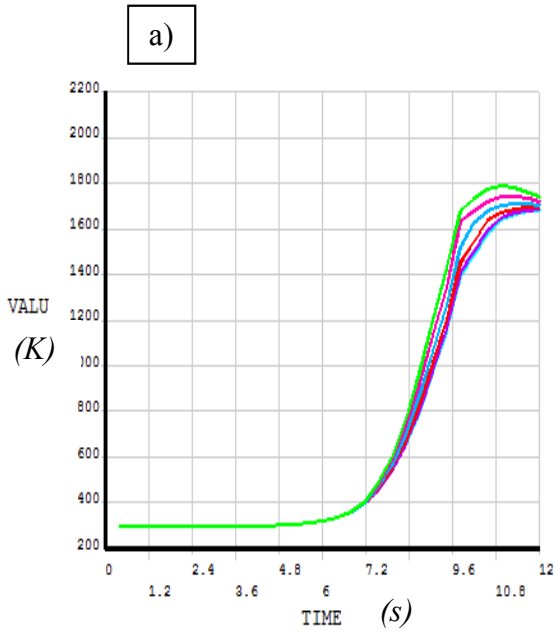


Figure II.32 : Evolution de la température des nœuds dans la profondeur à la position $y=0$ mm (position de départ) - vitesse de soudage égale à 2.6 mm/s

T2
T3
T4
T5
T6
T7



T2
T3
T4
T5
T6
T7

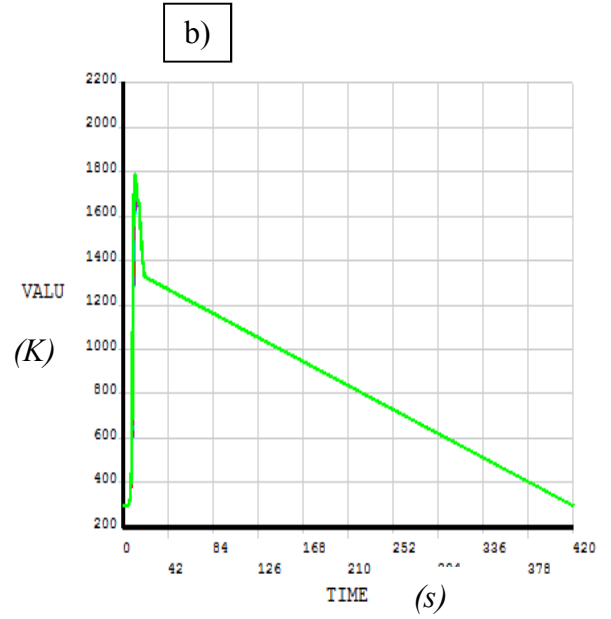
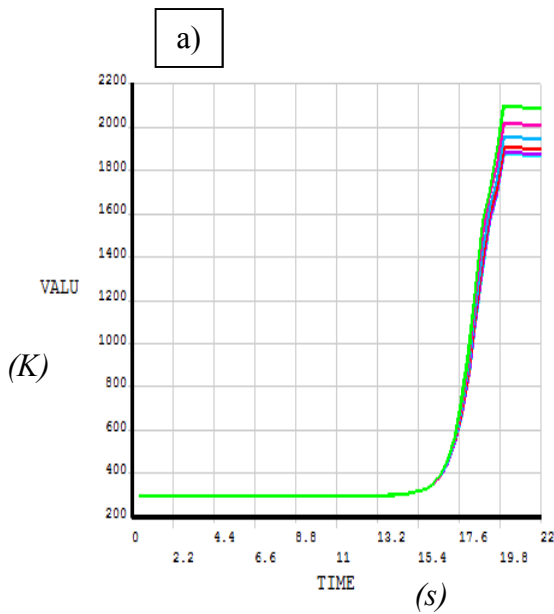


Figure II.33 : Evolution de la température des nœuds dans la profondeur à la position $y=0.026$ m (milieu des tôles) - vitesse de soudage égale à 2.6 mm/s

T2
T3
T4
T5
T6
T7



T2
T3
T4
T5
T6
T7

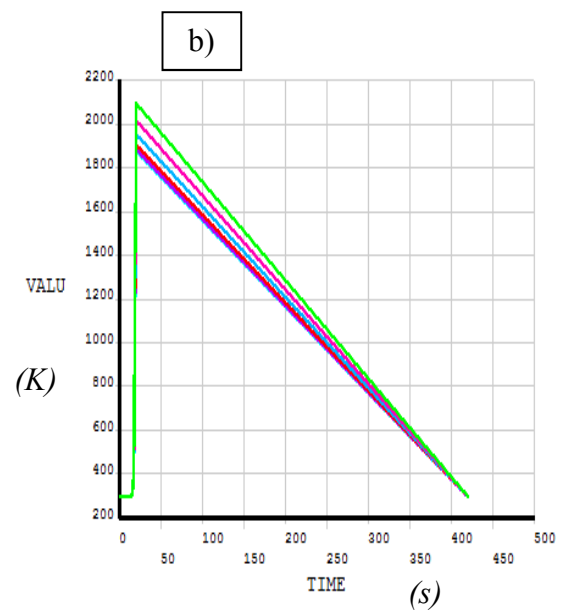


Figure II.34 : Evolution de la température des nœuds dans la profondeur à la position $y=0.052$ m (position finale) - vitesse de soudage égale à 2.6 mm/s

Conditions aux limites mécaniques

Avant l'opération de soudage, les deux plaques présentent un écart de 1 mm et sont reliées par deux points de soudure situés à 12 mm et 40 mm du bord dans la direction y , comme indiqué sur la Figure II.35. La plaque gauche est fixée par un étau de soudage (encastrement) représenté par le carré rouge sur la Figure II.35a) et par le rectangle rouge sur la Figure II.35b). Ces conditions aux limites permettent de fixer une seule plaque et de mesurer le déplacement de la seconde pendant le processus de soudage et après refroidissement des tôles à la température ambiante.

Au début du calcul, tous les éléments du matériau de remplissage (espace entre les deux plaques) sont désactivés en utilisant la fonction KILL de ANSYS. Il est à noter que les éléments des deux points de soudure restent actifs. Les éléments désactivés sont réactivés en utilisant la fonction ALIVE au fur et à mesure que la source avance. Cette méthode d'activation et de désactivation des éléments de l'espace entre les deux tôles permet de simuler l'ajout de la matière lors de l'opération de soudage.

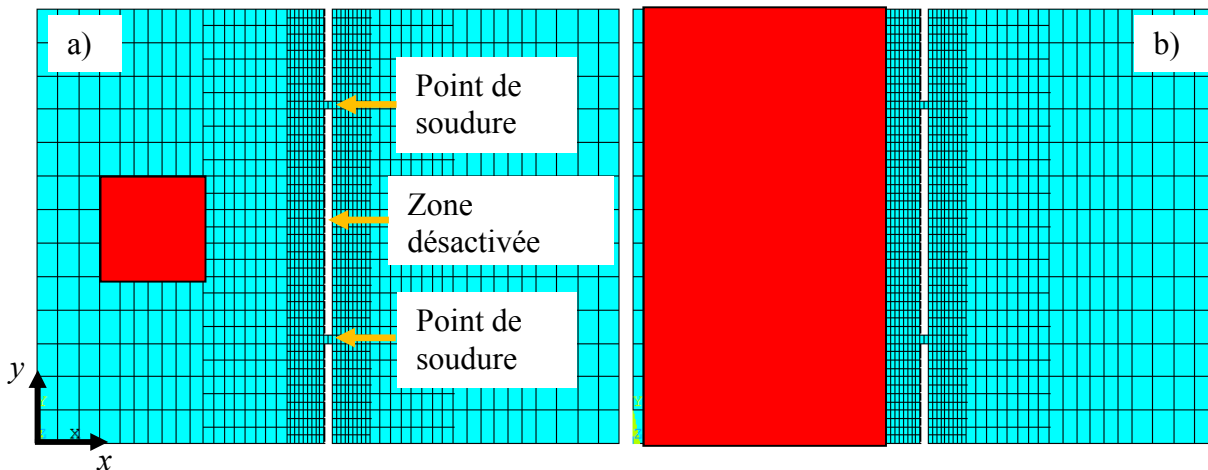


Figure II.35 : Fixation des tôles : a) surface supérieure, b) surface inférieure

II.H. Déformations thermiques

Les valeurs du champ de déformation thermique sont obtenues après l'opération de soudage et le refroidissement complet de la pièce soudée. Le refroidissement total implique que toutes les parties de la pièce soudée soient de nouveau à la température ambiante de 300 K. La Figure II.36 présente les champs de déformations thermiques à l'intérieur de la plaque après refroidissement complet à 300 K pour les deux vitesses de soudage. On constate que la soudure (de couleur bleue) présente une valeur négative constante égale à -0.029143 tandis que la déformation thermique est égale à zéro dans les autres parties (couleur rouge) de la plaque. La valeur négative de -0.029143 est cohérente car elle correspond à la valeur analytique obtenue avec l'équation (II.9), une température de référence égale à 1643 K et un coefficient de dilatation thermique sécant de $2.17 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ calculé en utilisant l'équation (II.17). Tant pour l'application de la formule (II.9) que de la formule (II.17), on prend : $T=300 \text{ K}$ et $T_{\text{ref}}=1643 \text{ K}$. La valeur nulle (partie rouge) provient de l'application de la même formule (II.9), mais avec une température de référence T_{ref} égale cette fois ci à 300 K, ce qui est logique puisque cela concerne les éléments non fondus.

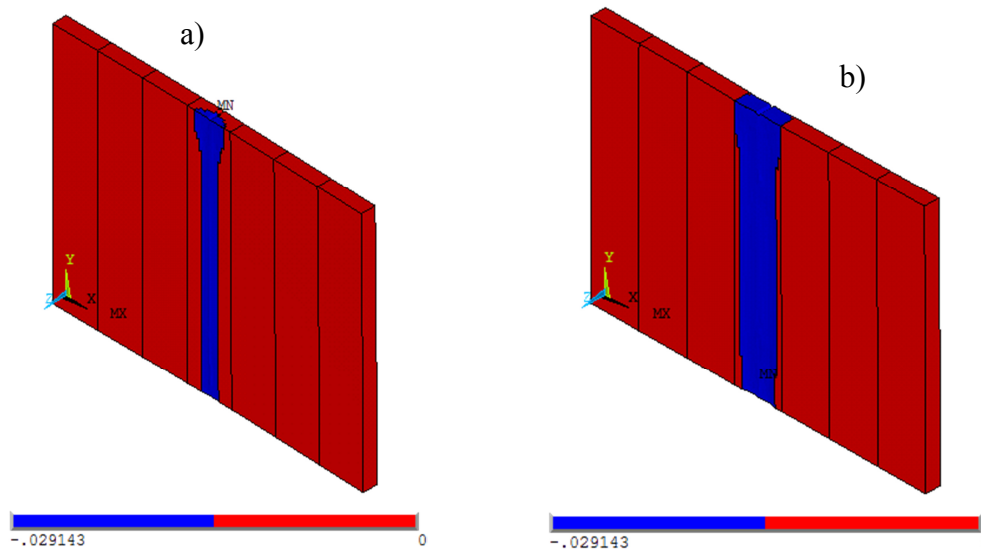


Figure II.36 : Dilatation thermique pour différentes vitesses de soudage ; a) 4.3 mm/s ; b) 2.6 mm/s

II.I. Déformations angulaires

La déformation angulaire (autrement dit la flèche en extrémité de tôle) apparaît pendant le calcul mécanique, lors de la phase de refroidissement. Par comparaison avec des mesures expérimentales, cette déformation va permettre de valider l'ensemble du modèle, et notamment les propriétés élasto-plastiques du matériau. Elle va également permettre de confirmer que le paramétrage de la source de chaleur Gaussienne à double ellipsoïde a été réalisé correctement. On rappelle que ce paramétrage avait été effectué lors de l'analyse thermique en utilisant comme référence la géométrie du cordon (paragraphes II.E.3 et II.E.4).

La Figure II.37 représente le déplacement vertical (déplacement angulaire) après l'opération de soudage avec une vitesse de 2.6 mm/s (soudure complète) et après refroidissement à la température ambiante (300 K). On remarque que les valeurs calculées sont négligeables, de l'ordre du micromètre (Figure II.37b dessous). Ce constat est cohérent avec les données expérimentales qui présentent un profil de déformation plat (Figure II.37b dessus). Ainsi, le déplacement vertical est négligeable si un processus de soudage complet est utilisé. Cela correspond à une soudure avec une largeur assez homogène dans l'épaisseur (Figure II.30). On peut donc conclure que, si le cordon de soudure est "de qualité" (répartition de la soudure homogène dans la profondeur), les déformations qu'il génère sont quasi-nulles.

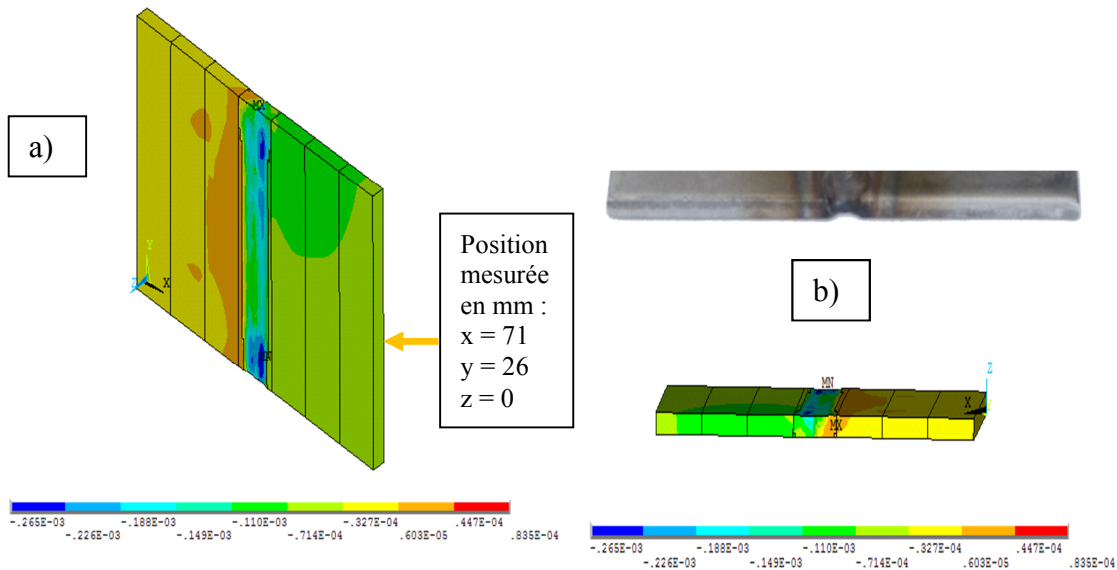


Figure II.37 : Déplacement vertical (m) (vitesse de 2.6 mm/s) - a) vue isométrique - b) vue en coupe (dessus : expérimental, dessous : calcul)

Dans le cas d'une soudure partielle (Figure II.38), la valeur calculée du déplacement vertical est de 0.99 mm. Contrairement au cas de la soudure complète (Figure II.37), nous obtenons cette fois ci une valeur significative.

La déviation expérimentale de la plaque a été mesurée en exploitant les photographies des expériences à l'aide du logiciel libre GIMP (*GNU Image Manipulation Program*). Grâce à des règles de proportionnalité et aux outils géométriques numériques fournis par ce logiciel, il est facile d'en déduire la valeur du déplacement vertical. Ce déplacement a été relevé au milieu de la partie droite de la plaque déformée (Figure II.38a), c'est-à-dire à la position où le déplacement était susceptible d'être le plus important. Dix plaques identiques ont été soudées dans les mêmes conditions afin d'obtenir une valeur moyenne mesurée du déplacement et ainsi d'évaluer la reproductibilité des mesures. L'écart type obtenu est de 0.024 mm pour une valeur moyenne de 0.94 mm (Figure II.39). Cette valeur expérimentale moyenne fournit une erreur relative de 5.3% avec le calcul (0.94 contre 0.99 mm). Sur la Figure II.39, la valeur calculée du déplacement est symbolisée par le trait horizontal rouge alors que la valeur moyenne mesurée est représentée par le trait vertical vert.

On note enfin que la déformée calculée (Figure II.38b dessous) présente la même allure que la déformée réelle (Figure II.38b dessus). Nous pouvons donc en conclure que les modèles que nous avons développés, aussi bien pour l'analyse thermique que pour l'analyse mécanique, représentent de manière satisfaisante le procédé réel de soudure.

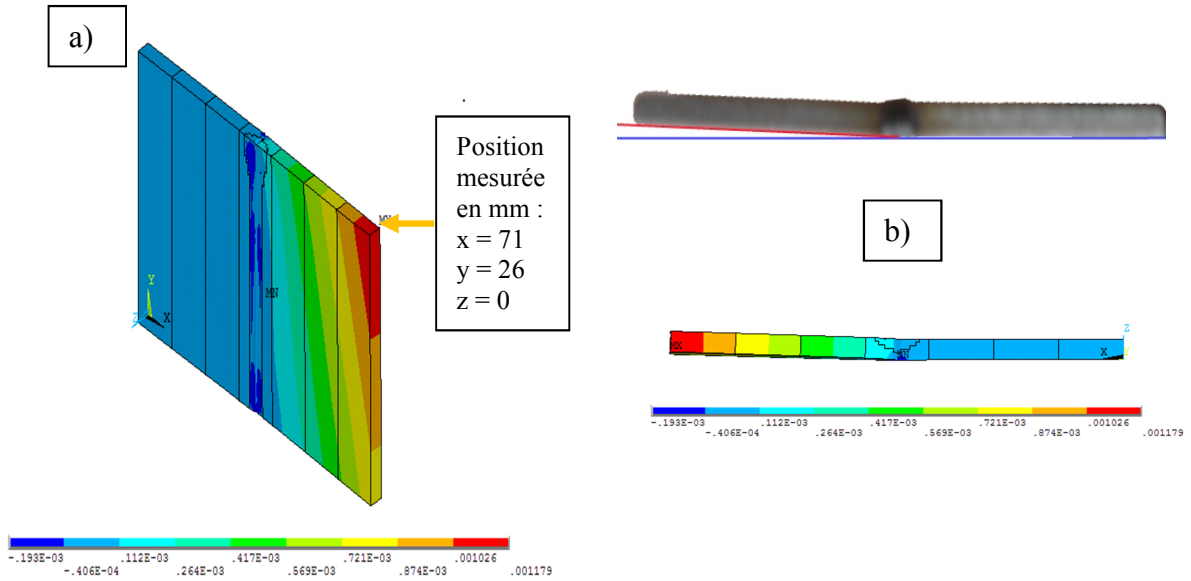


Figure II.38 : Déplacement vertical (m) (vitesse de 4.3 mm/s) - a) vue isométrique - b) vue en coupe (dessus : expérimental, dessous : calcul)

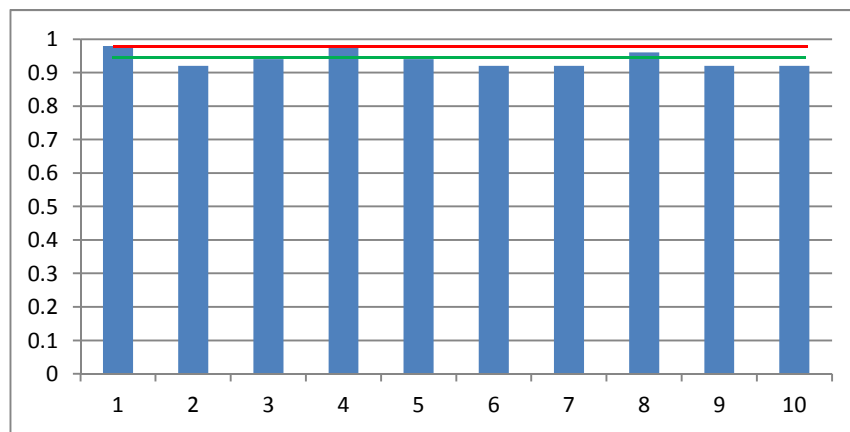


Figure II.39 : Dispersion du déplacement vertical (mm) - Mesures effectuées sur 10 tôles identiques, dans les mêmes conditions de soudage

II.J. Contrainte résiduelles

Comme cela a été relevé dans [PRI.08] et [SAD.10], des contraintes résiduelles élevées peuvent conduire à une perte de performance et de qualité des structures soudées avec pour conséquence la corrosion, la fatigue et la fracture du cordon.

Les Figures II.40 et II.41 présentent la distribution des contraintes de Von Mises calculées pour les deux vitesses différentes de soudage (4.3 mm/s et 2.6 mm/s), à quatre instants différents de l'opération de soudage (Figures II.40 et II.41 a et b), à la fin de l'opération de soudage (Figures II.40 et II.41 c) et après refroidissement à 300 K (Figures II.40 et II.41 d).

Les Figures II.40 et II.41 a et b illustrent le fait que l'écart situé entre les deux plaques à assembler est progressivement rempli par un matériau de soudage supplémentaire. On remarque également sur les Figures II.40 et II.41 c) que la contrainte de Von Mises maximale à la fin de l'opération de soudage est plus élevée dans le cas de la vitesse rapide de soudage (407 MPa) que dans le cas de la vitesse lente (344 MPa), ce qui semble montrer que la vitesse lente favoriserait un niveau de contrainte plus faible. Ce constat est cependant à considérer avec précaution car les contraintes résiduelles maximales obtenues après refroidissement à 300 K (Figures II.40 et II.41 d) montrent une tendance inverse même si les niveaux sont quasiment du même ordre de grandeur : 1100 MPa pour la vitesse élevée (soudure partielle) contre 1160 MPa pour la vitesse faible (soudure complète). On note aussi une augmentation significative des contraintes maximales de Von Mises entre la fin de l'opération de soudage et la fin de la phase de refroidissement (+693 MPa et +816 MPa, respectivement dans les cas des vitesses rapide et lente). Cela confirme que la déformation induite par l'opération de soudage est profondément liée à la phase de refroidissement car c'est dans cette phase que l'augmentation de contrainte est la plus forte.

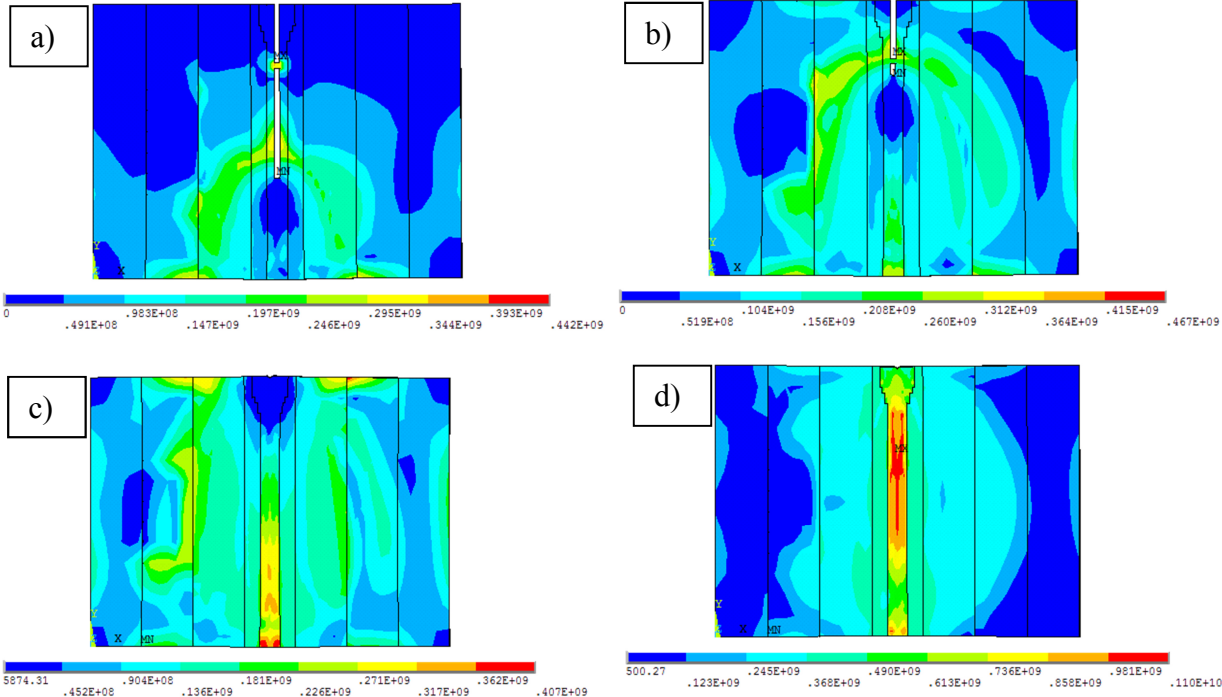


Figure II.40 : Contrainte de Von Mises calculée (Pa) pour une vitesse de soudage de 4.3 mm/s et à différents instants – a) t=4 s – b) t=8 s – c) t=12 s – d) t=212 s (après refroidissement à 300 K)

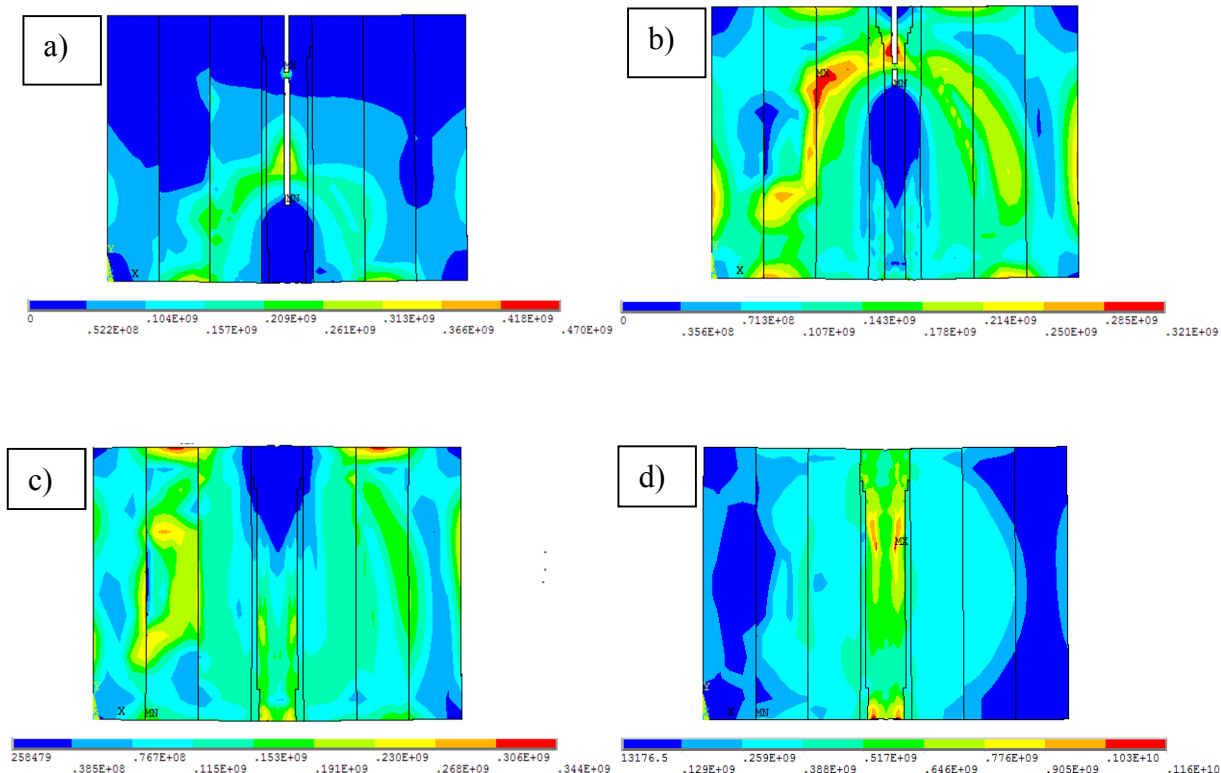


Figure II.41 : Contrainte de Von Mises calculée (Pa) pour une vitesse de soudage de 2.6 mm/s et à différents instants – a) $t=5\text{ s}$ – b) $t=13\text{ s}$ – c) $t=20\text{ s}$ – d) $t=420\text{ s}$ (après refroidissement à 300 K)

On observe enfin que les valeurs maximales de contraintes à la fin de l'opération de soudage (de l'ordre du GigaPascal) sont nettement supérieures à la limite d'élasticité du matériau (320 MPa à 293 K selon le Tableau II.5), ce qui confirme a posteriori qu'il était bien nécessaire d'inclure une loi élastique-plastique dans le modèle. Il faut cependant noter que ces niveaux très élevés après refroidissement sont fortement liés à la petite taille de l'échantillon testé (71 mm x 52 mm x 3 mm). Etant donné que le volume total du modèle est faible (seulement 0.000011 m^3), la quantité de chaleur par unité de volume apportée aux tôles est en effet importante, ce qui conduit à des niveaux élevés de contrainte. Ce constat est confirmé par une étude paramétrique que nous avons réalisée en modifiant les dimensions des tôles à souder. La Figure II.42 présente par exemple l'influence de la variation de l'épaisseur (et donc du volume) sur le niveau de la contrainte maximum de Von Mises. Une augmentation de l'épaisseur d'un facteur 3 (de 3 à 9 mm) conduit à une réduction d'un facteur quasiment égal à 2 de la contrainte (de 1100 à 596 MPa). L'épaisseur des tôles constitue donc un facteur

déterminant pour la valeur des contraintes résiduelles, même si on observe sur la Figure II.42 une stabilisation de ces contraintes au-delà de 5 mm.

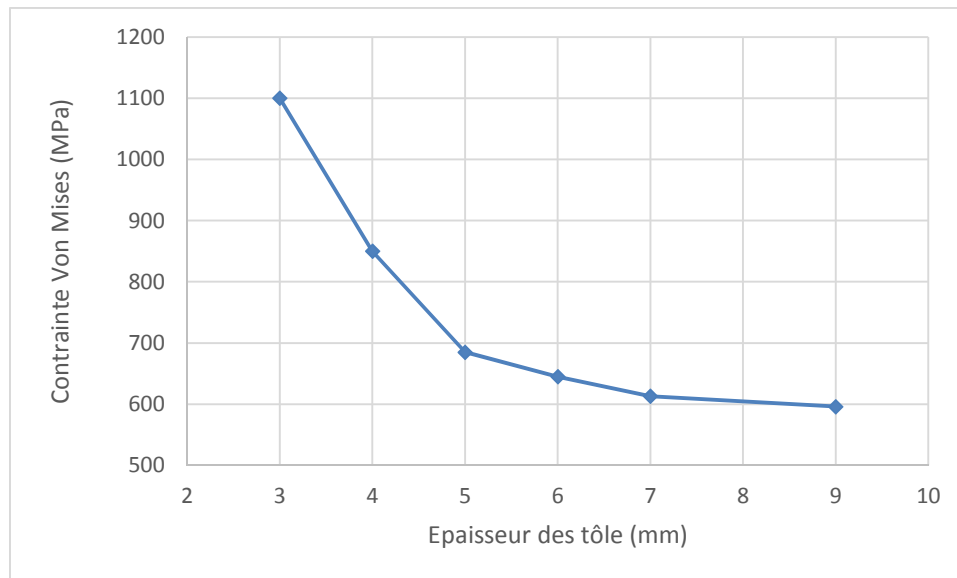


Figure II.42 : Variation de la contrainte de Von Mises maximum - a) en fonction de l'épaisseur - b) en fonction des dimensions latérales

II.K. Déformation hors-plan

Nous discutons dans ce paragraphe des déformations hors-plan qui constituent les principaux modes de déformations lors de l'opération de soudage de plaques minces [WAT.57]. Comme décrit dans [WAN.14], les déformations hors-plan peuvent être classées en deux catégories : la distorsion de flexion (*bending*) et la distorsion de flambage (*buckling*), cette dernière pouvant se décliner sur plusieurs modes : concave-concave, concave-convexe ou convexe-concave. On renvoie sur ce sujet au paragraphe I.I du premier chapitre de ce mémoire dans lequel ont été rappelées les principales contributions de la littérature dans ce domaine.

L'apparition de déformation hors-plan est naturellement dépendante des dimensions de la plaque et des conditions de soudage. Dans notre modèle, il est observé qu'une distorsion de flexion apparaît dans le cas de la vitesse rapide (Figure II.38b). Cela s'explique par le fait que notre modèle comporte deux particularités qui ne favorisent pas le flambage :

1. Les conditions aux limites de notre modèle (Figure II.44) correspondent à notre test expérimental et sont très différentes des conditions appliquées de chaque côté de la soudure comme dans [MUR.11], [DEN.08] et [SUN.14]. La figure II.43 illustre de

telles conditions aux limites qui permettent l'apparition de déformations hors-plan de type flambement. Ces conditions sont assez dissemblables de celles que nous avons utilisées (Figures II.35 et II.44) avec un encastrement qui représente l'étau qui immobilise la tôle sur la table sur laquelle elle repose.

2. Dans la littérature ([DEN.13], [WAN.14] et [SUN.14] notamment), les déformations de flambage de type concave-convexe ou convexe-concave apparaissent avec des plaques minces présentant un rapport d'environ 150 entre les dimensions dans le plan et l'épaisseur de la plaque. Dans notre cas, ce rapport n'est que de 18, ce qui pourrait expliquer en partie que le mode de flexion que nous avons observé prédomine sur le mode de flambage.

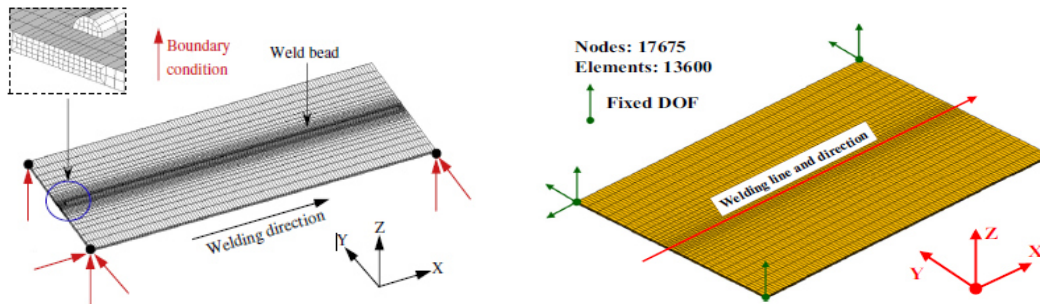


Figure II.43 : Conditions aux limites des modèles proposés dans [SUN.14] (gauche) et dans [DEN.08] (droite)

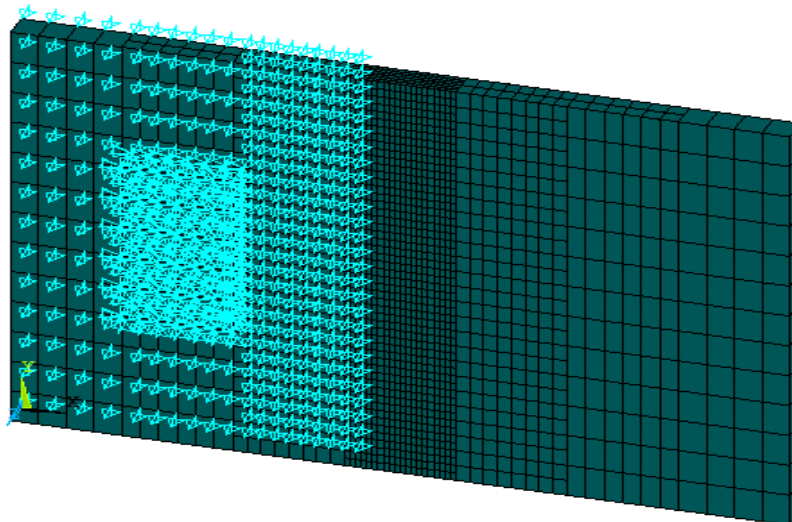


Figure II.44 : Conditions aux limites du modèle éléments finis élaboré dans ce travail de thèse

Afin de vérifier que la particularité de notre modèle en termes de conditions aux limites est bien un facteur limitant l'apparition de modes de flambage hors-plan, nous avons testé les

mêmes conditions aux limites que celles appliquées dans [DEN.08] et dans [SUN.14]. Ces nouvelles conditions aux limites sont symbolisées par les flèches bleues situées sur trois des quatre coins de la Figure II.45. Elles représentent les directions dans lesquelles sont fixés à zéro certains degrés de liberté, conformément aux blocages de déplacement indiqués sur la Figure II.43. De nouveaux calculs ont été effectués avec ces conditions aux limites dans les cas de la soudure avec vitesse rapide (Figure II.46) et avec vitesse lente (Figure II.47). Ces deux figures II.46 et II.47 représentent la répartition du déplacement perpendiculairement au plan des tôles. Un facteur d'échelle de 100 a été utilisé pour amplifier visuellement la déformation de la structure. On peut observer une distorsion hors du plan de type flambage concave-convexe pour les deux vitesses avec une accentuation pour la vitesse lente. Ce résultat confirme notre diagnostic sur les conditions aux limites qui jouent effectivement un rôle déterminant sur le mode de distorsion.

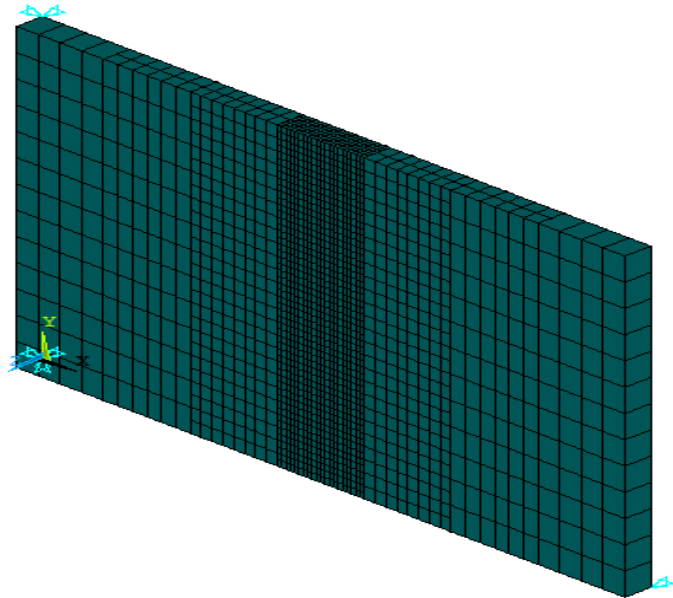


Figure II.45 : Conditions aux limites de [DEN.08] et [SUN.14] appliquées à notre modèle éléments finis

STEP=53
 SUB =1
 TIME=12
 UZ (AVG)
 RSYS=0
 DMX =.584E-03
 SMN =-.565E-03
 SMX =.368E-07

OCT 17 2015
 09:43:59

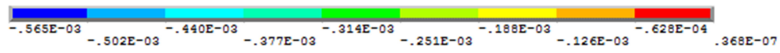
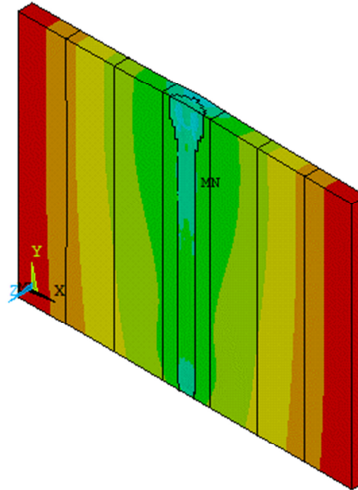


Figure II.46 : Distorsion flambage concave-convexe à vitesse rapide (4.3 mm/s) - conditions aux limites de [DEN.08] et [SUN.14]

STEP=54
 SUB =50
 TIME=220
 UZ (AVG)
 RSYS=0
 DMX =.736E-03
 SMN =-.334E-03
 SMX =.767E-05
 U

OCT 17 2015
 04:42:29

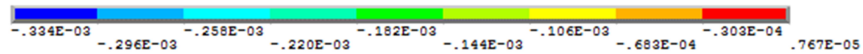
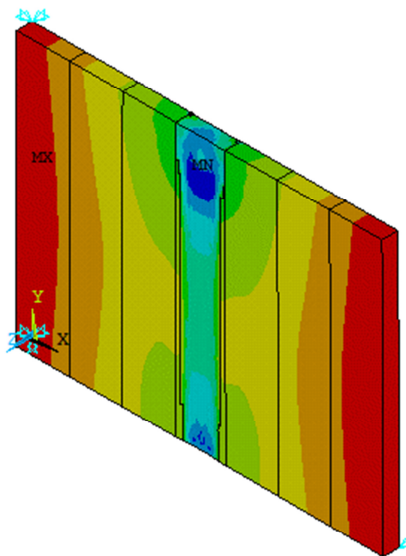


Figure II.47 : Distorsion flambage concave-convexe à vitesse lente (2.6 mm/s) - conditions aux limites de [DEN.08] et [SUN.14]

En termes de contraintes résiduelles, on remarque que les valeurs maximales obtenues après refroidissement à 300 K sont identiques et égales à 1070 MPa pour les deux vitesses d'exécution de l'opération de soudage (Figures II.48 et II.49). Cette valeur maximum de 1070 MPa est par ailleurs sensiblement égale aux valeurs obtenues avec le modèle incluant nos

conditions aux limites de départ. On rappelle ces valeurs : 1100 MPa dans le cas de vitesse élevée (soudure partielle dans la profondeur) et 1160 MPa dans le cas de la vitesse lente (soudure complète dans la profondeur). On note enfin, en comparant les Figures II.48 et II.49 avec les Figures II.40 et II.41, que les répartitions de contraintes sont similaires, indépendamment du jeu de conditions aux limites choisi. Il semblerait donc que les conditions limites impactent la déformation mais influent peu sur les contraintes résiduelles.

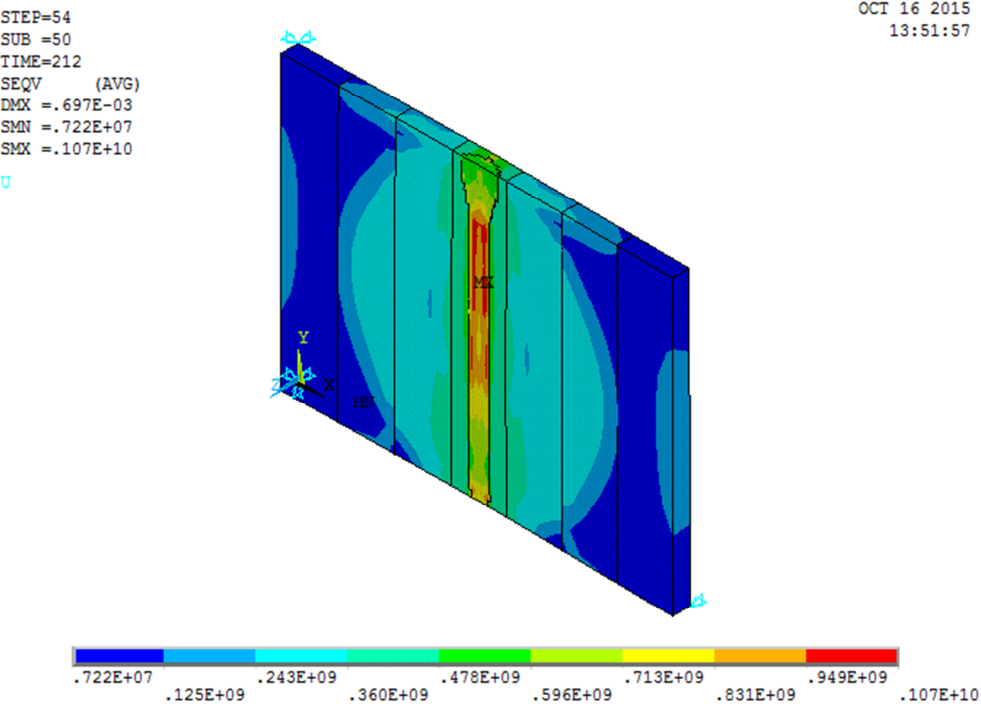


Figure II.48 : Contraintes résiduelles à vitesse rapide (4.3 mm/s) - conditions aux limites symétriques

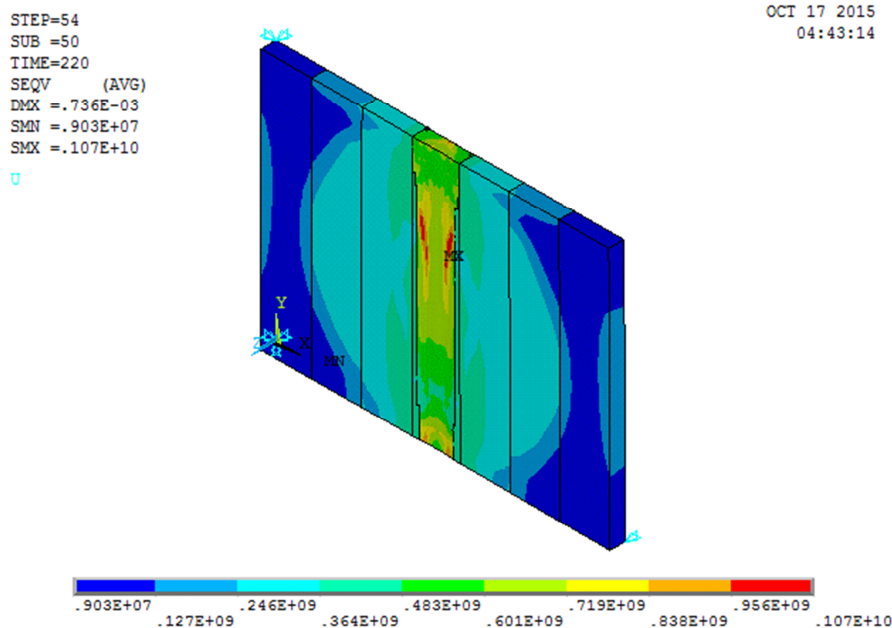


Figure II.49 : Contraintes résiduelles à vitesse lente (2.6 mm/s) - conditions aux limites symétriques

II.L. Conclusions

Dans ce second chapitre, un modèle éléments finis couplant la thermique à la mécanique des solides a été développé pour analyser le comportement de plaques d'acier inoxydables pendant l'opération de soudage TIG et après le refroidissement des pièces soudées. Il a été établi que la bonne prédiction par simulation numérique des distorsions et des contraintes résiduelles lors d'une opération de soudage dépend de plusieurs facteurs qui ont été étudiés dans ce chapitre et notamment :

- Une quantification correcte de la source mobile volumique de chaleur, en particulier l'identification des paramètres numériques qui caractérisent sa modélisation par une densité Gaussienne. Ces paramètres ont été calculés à l'aide d'un plan d'expérience factoriel suivi de l'optimisation de la surface de réponse associée. Il apparaît que les paramètres identifiés sont utilisables pour les deux vitesses de soudage considérées dans ce mémoire et permettent une reproduction numérique fidèle de la largeur et de la profondeur du cordon de soudure.
- La prise en compte d'une conductivité artificielle dans la phase liquide permet de simuler la convection dans le bain de fusion.

- L'utilisation de deux températures de référence différentes est un élément déterminant pour modéliser correctement la dilatation thermique dans la phase de refroidissement.
- Grâce à une approche calculatoire originale, on a pu extrapoler de manière rationnelle la valeur du coefficient d'expansion thermique sécant pour des températures élevées au-delà de la température de fusion.
- La comparaison entre les valeurs expérimentales et calculées de la déviation a montré une bonne concordance avec un écart relatif de 5%. Nous avons également établi que cette déviation était associée à un mode de déformation de flexion hors-plan et que ce mode était fortement lié aux conditions aux limites considérées.
- Grâce à la fiabilité du modèle éléments finis que nous avons éprouvé avec des comparaisons avec l'expérience, il est possible de préconiser des vitesses de soudage optimales. Celles-ci peuvent être communiquées au soudeur afin de l'aider à réduire au maximum les déformations induites par la soudure et par la phase de refroidissement.
- Bien que cela ne soit pas un élément prépondérant avec les maillages de petite taille que nous avons manipulés dans le cadre de cette thèse, le temps de calcul peut constituer un point bloquant pour des géométries plus complexes que celles considérées dans ce mémoire. Nous avons donc optimisé le temps CPU en employant simultanément deux méthodes différentes. La première consiste à limiter la zone d'emprise de la source de chaleur en contrôlant précisément le taux de perte calorifique que l'on s'autorise numériquement. La seconde méthode revient à grossir ou à diminuer les tailles de maille selon les zones d'intérêt et à relier les différentes zones par des éléments contact. Cela évite ainsi de générer des zones de transition pour passer d'une zone à mailles grossières à une zone à mailles fines.

Ce second chapitre du mémoire permet de comprendre, modéliser et analyser les différents phénomènes thermomécaniques qui ont lieu lors de l'opération de soudure. Dans le prochain chapitre, nous nous focaliserons sur les phénomènes liés à la mécanique des fluides en s'intéressant à la modélisation de l'arc électrique de soudure qui permet d'obtenir les champs de température du plasma, les chutes de tension à l'anode et à la cathode du soudeur, la tension dans l'arc ainsi que le rendement de l'apport d'énergie.

CHAPITRE III

MODÉLISATION DE L'ARC ÉLECTRIQUE DU PROCÉDÉ DE SOUDAGE TIG

III. Modélisation de l'arc électrique du procédé de soudage TIG

III.A. Introduction

Ce chapitre est consacré à la modélisation de l'arc électrique de soudage type TIG. Cette modélisation permet, à partir des équations de conservation des grandeurs physiques, d'obtenir des valeurs telles que les champs de température du plasma, la tension (ainsi que ses chutes anodiques et cathodiques) et la vitesse du plasma. Ces valeurs sont calculées pour différentes conditions en termes de distance entre les électrodes, de débit de gaz ou encore d'intensité de courant. Un modèle axisymétrique bidimensionnel du plasma d'arc électrique intégrant un couplage fluide-solide a été développé. Dans ce modèle, les équations électromagnétiques et thermiques sont résolues dans le domaine gazeux et dans la cathode solide alors que les équations supplémentaires régissant l'écoulement sont considérées uniquement dans le domaine gazeux où l'arc est généré. Ce modèle inclut aussi la géométrie réelle des composants de la torche tels que le diffuseur de gaz, la buse et l'électrode.

La compréhension du comportement de l'écoulement du gaz et du plasma lors de l'opération de soudage est actuellement un domaine qui fait l'objet de nombreux travaux de recherche ([KOU.03], [LU.09a], [ARU.12], [LIN.12], [DAL.14], [VEN.14]). Le but du travail réalisé dans cette partie est d'approfondir notre connaissance du comportement de l'arc, de la variation de la tension en fonction des paramètres et de la conductivité électrique lors de l'amorçage de l'arc de soudage et de son maintien. L'amorçage et le maintien étant rarement expliqués ou étudiés dans la littérature, ce point constitue un élément d'originalité de ce chapitre. Nous nous concentrerons en particulier sur l'opération de soudage type TIG qui correspond au procédé de soudage le plus utilisé dans l'industrie [TAS.10].

Pour réaliser cet objectif, nous avons utilisé les paramètres préalablement considérés dans les chapitres précédents (tels que l'intensité de courant) pour la réalisation du modèle. Le

rendement énergétique (fraction de la puissance électrique transférée aux plaques à assembler) pourra être calculé avec le modèle d'arc et comparé à celui considéré dans les chapitres précédents.

La complexité des phénomènes qui ont lieu dans le plasma nous a conduit à développer un code spécifique (User Defined Functions) avec le langage de programmation C. Ce code sera interfacé avec le logiciel commercial FLUENT qui utilise la méthode des volumes finis. En effet, le logiciel FLUENT permet le développement et l'interprétation de codes utilisateur externes via :

- la définition et la programmation d'équations de conservation complémentaires de grandeurs physiques à l'aide de fonctions programmées par l'utilisateur (User Defined Scalars),
- la programmation personnalisée des propriétés des matières fluide et solide du modèle (User Defined Properties).

III.B. Présentation du modèle

Nous avons opté pour un modèle en deux dimensions car la structure étudiée est axisymétrique (figure III.1). Les grandeurs physiques à calculer seront donc indépendantes de l'angle polaire θ et uniquement liées au rayon r et à la hauteur x .

Les calculs seront réalisés pour un arc libre à pression atmosphérique tel que généralement proposé dans la littérature ([TSA.85], [ZHU.92], [USH.93], [LOW.97a]). Le modèle est composé de trois zones : la cathode, l'anode et le plasma. La torche de soudage est de type ABITIG20F de marque ABICOR BINZEL. Une vue en coupe de la torche avec la buse est présentée sur la figure III.1 a) (partie violette). L'électrode en tungstène (figure III.3 b) est celle déjà utilisée dans le modèle décrit dans le chapitre 2.

Le matériau utilisé à l'anode est l'acier INOX 316L alors que celui de la cathode est le tungstène. La présence d'un champ électrique entre la cathode (tige de tungstène) et l'anode (pièce métallique) provoque le passage d'un courant électrique à travers le plasma ionisé.

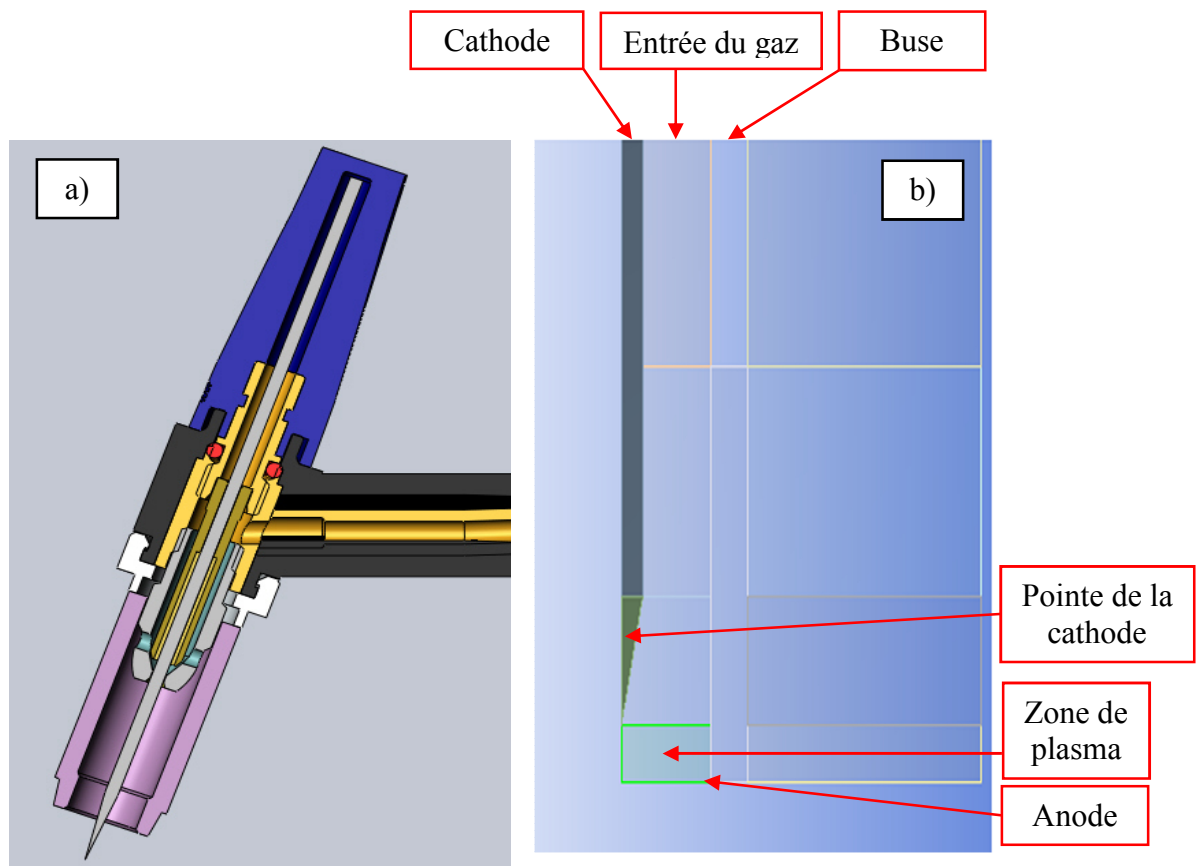


FIGURE III.1 : a) Torche de soudage - b) Electrode

III.C. Description mathématique

Dans cette partie nous décrivons les équations qui représentent les différents phénomènes qui ont lieu lors de la génération du plasma. Il est à noter que dans le volume du plasma, les équations par défaut (continuité, conservation de la quantité de mouvement, thermique, turbulence) de FLUENT sont maintenues. Celles-ci sont complétées par le calcul et l'application des forces de Lorentz (+ terme de production thermique par effet Joule) qui sont ajoutés comme termes sources. Néanmoins, ces termes complémentaires de couplage dépendent de grandeurs complémentaires à résoudre dans le domaine (potentiel électrique et composante axiale du vecteur potentiel magnétique).

III.C.1 Equations de l'électromagnétisme

Dans le cas du plasma, l'électromagnétisme se manifeste lorsque les particules chargées sont en mouvement dans les champs électromagnétiques présents dans l'appareil de soudage [MAS.13]. Ce phénomène est décrit par les équations de Maxwell et celles de Lorentz.

Equations de Maxwell :

$$\text{Loi de Faraday :} \quad \nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (\text{III.1})$$

$$\text{Loi de Gauss :} \quad \nabla \cdot D = q_{\text{totale}} \quad (\text{III.2})$$

$$\text{Loi d'Ampère :} \quad \nabla \times H = j + \frac{\partial D}{\partial t} \quad (\text{III.3})$$

$$\text{Equation de conservation du flux magnétique :} \quad \nabla \cdot B = 0 \quad (\text{III.4})$$

où q_{totale} est la charge électrique totale, D l'induction électrique, H le champ magnétique, B l'induction magnétique, j la densité de courant, t le temps et E le champ électrique. Les opérateurs différentiels $\nabla \times$ et $\nabla \cdot$ représentent respectivement le rotationnel et la divergence.

De ces équations, en considérant l'hypothèse de quasi-neutralité, on peut ajouter l'équation de conservation de la charge :

$$\nabla \cdot j = 0 \quad (\text{III.5})$$

On a également les lois de comportement suivantes :

$$\text{Loi d'Ohm :} \quad j = \sigma E + \sigma u \times B \quad (\text{III.6})$$

$$\text{Relation entre } D \text{ et } E : \quad D = \varepsilon_e E \quad (\text{III.7})$$

$$\text{Relation entre } B \text{ et } H : \quad B = \mu_m H \quad (\text{III.8})$$

Avec σ la conductibilité électrique, u la vitesse de l'écoulement, ε_e la permittivité électrique, et μ_m la perméabilité magnétique.

On suppose que $\varepsilon = \varepsilon_0$ et $\mu_m = \mu_0$ avec ε_0 la perméabilité magnétique du vide et μ_0 la permittivité électrique du vide. Aussi, le plasma étant supposé neutre, on a : $q_{\text{totale}} = 0$. L'écoulement étant considéré par ailleurs stationnaire, les dérivées par rapport au temps sont nulles. Les lois de Faraday, de Gauss et d'Ampère (équations (III.1), (III.2) et (III.3)) se simplifient alors :

$$\text{Loi de Faraday :} \quad \nabla \times E = 0 \quad (\text{III.9})$$

Loi de Gauss : $\nabla \cdot D = 0$ (III.10)

Loi d'Ampère : $\nabla \times H = j$ (III.11)

Le formalisme de l'électromagnétisme est complet lorsqu'on ajoute à ces équations la force de Lorentz permettant de mettre en évidence la présence d'un champ électromagnétique. Cette force agit sur une particule chargée q en mouvement à la vitesse v dans un champ électromagnétique. Elle est décrite par l'équation suivante qui lie la vitesse u et le champ magnétique B par un produit vectoriel :

$$F_{Lorentz} = qE + qu \wedge B \quad (III.12)$$

Le premier terme qE représente la force électrique et le second $qu \wedge B$ la force magnétique. La force de Laplace correspondante, qui est la résultante macroscopique des forces de Lorentz, exercées à l'échelle microscopique sur une particule chargée q en mouvement à une vitesse u dans un champ magnétique B , est donnée classiquement par:

$$F_{Laplace} = j \wedge B \quad (III.13)$$

Les unités de j et de B étant respectivement Am^{-2} et $\text{kgA}^{-1}\text{s}^{-2}$, la force de Laplace s'exprime en Nm^{-3} . A noter que, dans la littérature, il est assez fréquent de confondre les terminologies de « *force de Laplace* » et « *forces de Lorentz* » pour décrire l'équation (III.13).

Dans le cadre de notre étude, nous utilisons des courants de fortes intensités (supérieure à 50 A). Dans ce cas, plusieurs auteurs ([PEL.94], [ZHO.94a] et [POK.96]) considèrent que le modèle de l'arc de soudage est constitué par un fluide unique. Il s'agit alors d'un modèle magnétohydrodynamique (MHD) qui décrit le comportement du plasma comme étant un fluide conducteur de courant électrique en présence de champs électromagnétiques. Cela conduit naturellement à résoudre les équations de Navier-Stokes couplées à l'électromagnétisme.

III.C.2 Équations de conservation

Dans ce travail, nous avons utilisé les quatre lois de conservation standards suivantes [MOU.13] :

Conservation du flux magnétique :

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (III.14)$$

Conservation de la masse (ou équation de continuité) :

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v)}{\partial r} = 0 \quad (\text{III.15})$$

Conservation de la quantité de mouvement (Navier-Stokes) :

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial x} + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_e r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_e r \frac{\partial v}{\partial x} \right) + j_r B_\theta \quad (\text{III.16})$$

$$\rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_e \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_e r \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{2\mu_e v}{r^2} - j_x B_\theta \quad (\text{III.17})$$

où μ_e désigne la viscosité dynamique effective : $\mu_e = \mu + \mu_t$

Conservation de la fraction massique d'Argon :

$$\frac{\partial(\rho u Y_{Ar})}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho v Y_{Ar})}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) \left(\frac{\partial Y_{Ar}}{\partial x} \right) \right] - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) r \left(\frac{\partial Y_{Ar}}{\partial r} \right) \right] = 0 \quad (\text{III.18})$$

où Sc désigne le nombre de Schmidt défini comme $Sc = \frac{\mu}{\rho D}$ et Sc_t représente le nombre de Schmidt turbulent considéré à 0.85.

Conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial(\rho u h)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho v h)}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\kappa}{C_p} + \frac{\mu}{Pr_t} \right) \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right) \right] - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\left(\frac{\kappa}{C_p} + \frac{\mu}{Pr_t} \right) r \left(\frac{\partial h}{\partial r} \right) \right] = Q_J - Q_R + \left(u \frac{\partial P}{\partial x} + v \frac{\partial P}{\partial r} \right) \quad (\text{III.19})$$

où Pr_t désigne le nombre de Prandtl turbulent lui-aussi considéré à 0.85.

Le terme $\left(u \frac{\partial P}{\partial x} + v \frac{\partial P}{\partial r} \right)$ est nul car la pression varie faiblement. h représente l'enthalpie, Q_J l'effet Joule, Q_R les pertes radiatives, κ la conductivité thermique et C_p la chaleur spécifique massique. Les valeurs de κ et C_p varient en fonction de la température dans le plasma d'argon comme cela a été montré dans [MET.75] et [LAN.86]. Ces variations sont présentées sur les figures III.2 et III.3.

Le rapport $\frac{\kappa}{C_p}$ contenu dans le premier membre de l'équation (III.19) peut être obtenu à partir de la formule suivante :

$$\frac{\kappa}{C_p} = \frac{\mu}{Pr_r} \quad (\text{III.20})$$

Où Pr_r est le nombre de Prandtl et μ la viscosité dynamique. Cette dernière est aussi fonction de la température (figure III.4) comme cela a été relevé dans les travaux de [LAN.86], [BOU.94], [DER.94] et [MOU.13].

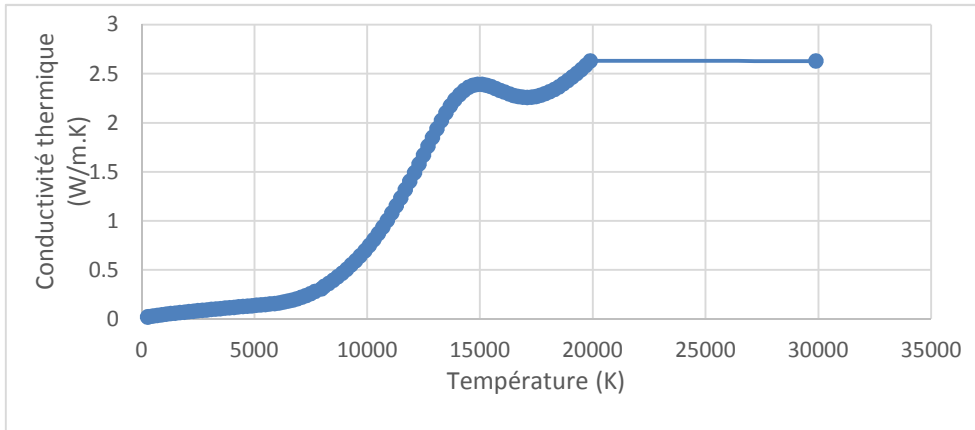


FIGURE III.2 : *Conductivité thermique d'un plasma d'argon en fonction de la température*

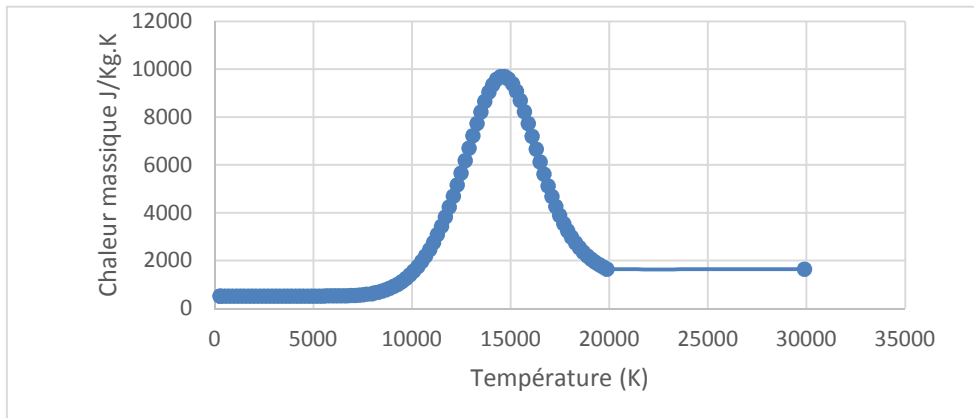


FIGURE III.3 : *Chaleur massique d'un plasma d'argon en fonction de la température*

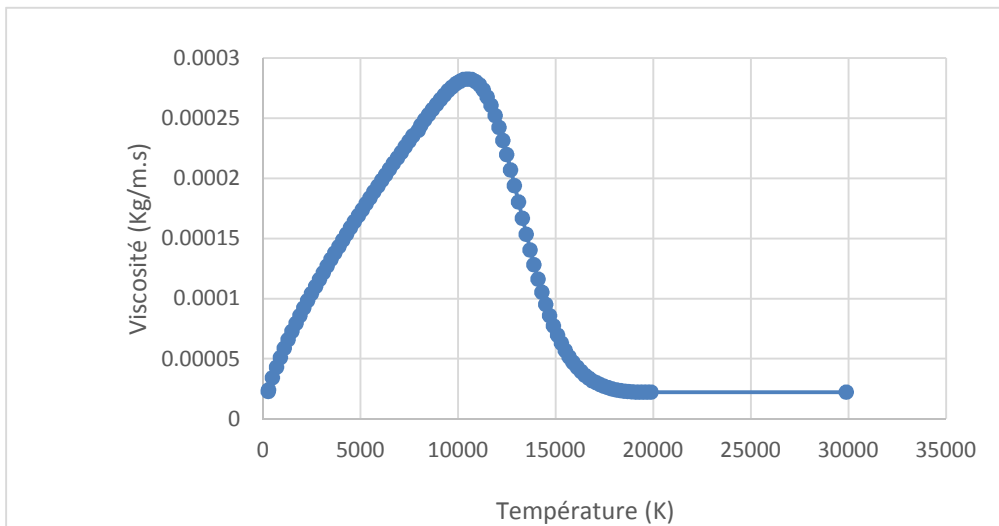


FIGURE III.4 : *Viscosité dynamique d'un plasma d'argon en fonction de la température*

Dans les équations de conservation (III.14) à (III.19), u et v sont les composantes de vitesse axiale et radiale du plasma, j_x et j_r les densités de courant axiale et radiale et B_θ le champ magnétique auto induit. On note que la contribution de la force de Laplace définie par l'équation (III.13) apparaît au travers du dernier terme des équations de conservation (III.16) et (III.17). La masse volumique ρ (kg m^{-3}) du plasma d'argon peut être calculée suivant la loi d'état :

$$\rho = \frac{P M}{R T} \quad (\text{III.21})$$

R est la constante des gaz parfaits ($8.3144621 \text{ J}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$), P est la pression (100 kPa), M la masse molaire du plasma d'argon (évoluant lors de l'ionisation du gaz) en kg mol^{-1} et T la température en K. Le plasma est considéré comme un gaz parfait. Sa masse molaire varie en fonction de la température comme présenté sur la figure III.5 qui reprend les valeurs contenues dans [BAU.03] et [BRO.09].

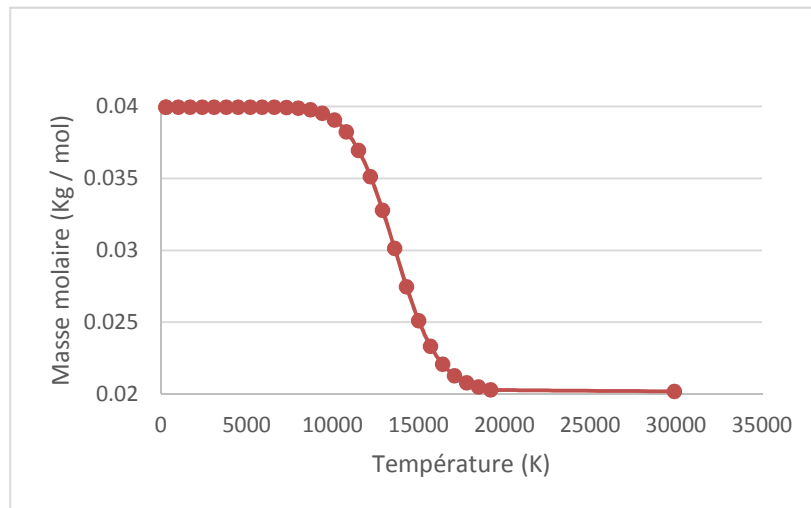


FIGURE III.5 : *Masse molaire du plasma d'argon en fonction de la température*

III.C.3 Résolutions des équations des scalaires complémentaires

Deux équations de conservation supplémentaires ont été ajoutées. Elles concernent le potentiel électrique et la composante axiale du vecteur potentiel magnétique [BOL.11]. Ces équations « non standard » par rapport au logiciel FLUENT s'expriment comme suit :

Potentiel électrique :
$$-\frac{\partial}{\partial x} \left[\sigma \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \right] - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\sigma r \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} \right) \right] = 0 \quad (\text{III.22})$$

Potentiel magnétique :
$$-\frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_x}{\partial r} \right) = \mu_0 j_x = -\mu_0 \sigma \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (\text{III.23})$$

Où ϕ est le potentiel électrique, A_x la composante axiale du vecteur potentiel magnétique et μ_0 la perméabilité de l'espace libre.

On note que le terme $\sigma \frac{\partial \phi}{\partial x}$ contenu dans l'équation (III.22) figure comme terme source (membre de droite) de l'équation (III.23). Une fois l'équation (III.20) résolue, on résout (III.21) puis on en déduit la composante azimutale du champ magnétique :

$$B_\theta = - \frac{\partial A_x}{\partial r} \quad (\text{III.24})$$

On en déduit ensuite très facilement les composantes axiale et radiale de la force de Laplace à partir de l'équation (III.13) :

$$F_x = j_r B_\theta = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial r} \left(-\frac{\partial A_x}{\partial r} \right) = +\sigma \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial A_x}{\partial r} \right) \quad (\text{III.25})$$

$$F_r = -j_x B_\theta = \sigma \frac{\partial \phi}{\partial x} \left(-\frac{\partial A_x}{\partial r} \right) = -\sigma \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial A_x}{\partial r} \right) \quad (\text{III.26})$$

La composante azimutale de la force de Lorentz est pour sa part nulle ($F_\theta = 0$). On est alors en mesure de résoudre les équations de conservation de la quantité de mouvement (III.16) et (III.17).

Pour traiter ensuite l'équation de conservation de l'énergie (III.19), il est nécessaire de déterminer préalablement le terme Q_J (effet Joule) qui figure dans le membre de droite de cette équation. Or, grâce à (III.5), on sait que la divergence de j est nulle et que, par conséquent, j dérive du potentiel ϕ solution de l'équation (III.22). On en déduit que :

$$Q_J = \frac{\|j\|^2}{\sigma} = \sigma \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} \right)^2 \right] \quad (\text{III.27})$$

Pour ce qui concerne le terme Q_R (pertes radiatives), présent également dans le second membre de (III.19), nous allons nous baser sur un certain nombre de travaux antérieurs. En effet, différents auteurs ([LAN.86], [WIL.91], [LAG.04]) ont étudié l'effet des pertes radiatives lors du transfert de chaleur. F. Lago et al. [LAG.04] les évaluent par exemple à environ 25% des pertes totales pour un plasma d'argon, ce qui n'est pas négligeable. Le rayonnement du plasma est donc pris en compte dans notre modèle. Nous l'estimerons par la formule utilisée dans [LAN.86] et dans [LAG.04] :

$$Q_R = 4\pi\epsilon N \quad (\text{III.28})$$

où ε est la constante de Stefan-Boltzmann et N le coefficient d'émission net d'un plasma d'argon qui varie en fonction de la température. Les valeurs de ce coefficient pour l'argon ont été utilisées sur la base du travail de A. Wilbers et al. [WIL.91].

Notre modèle prend enfin en compte le fait que la conductibilité électrique σ du plasma d'argon varie en fonction de la température comme présenté sur la figure III.6. Les valeurs portées sur cette figure reprennent celles utilisées dans [LAN.86], [BOU.94], et [MOU.13]

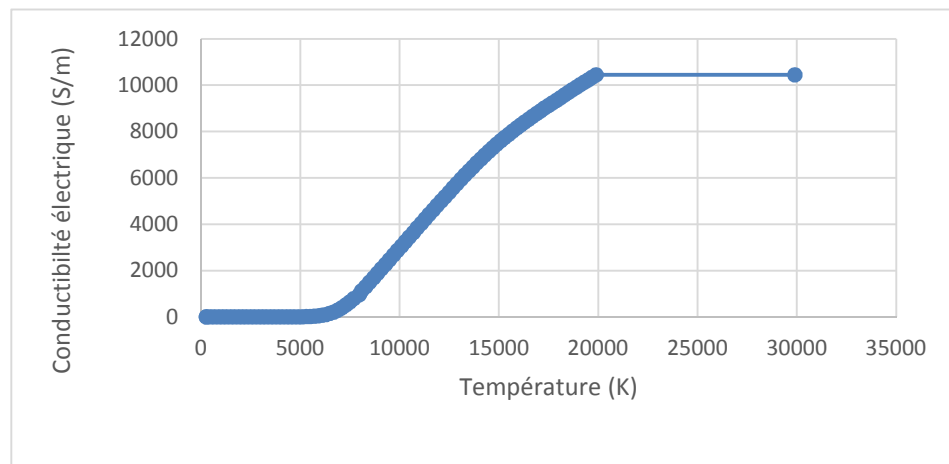


FIGURE III.6 : *Conductibilité électrique du plasma d'argon en fonction de la température*

III.D. Description du modèle

Le modèle ci-dessus permet de prendre en compte le domaine fluide (plasma) et les deux électrodes dans un même domaine de calcul. Cette approche de modélisation a déjà été réalisée par plusieurs autres auteurs ([TAN.02], [LAG.04], [LU.06], [HU.07] et [TRA.10]). Il s'agit d'un modèle unifié qui couple les effets de la cathode, du milieu plasma et de l'anode. La surface des électrodes est traitée de sorte à vérifier la continuité des flux des différentes grandeurs résolues de part et d'autre de la surface délimitant chaque zone. Différents auteurs utilisent une condition aux limites simplifiée pour la densité d'électrons à la cathode, basée sur la théorie du courant thermoïonique, évitant ainsi de faire des itérations supplémentaires pour satisfaire les conditions aux limites entre toutes les régions ([LAG.04] et [TRA.10]). Cette unification permet d'assurer naturellement la continuité électromagnétique. Lorsque l'électrode tungstène, qui est porteuse de charge électriques libres de mouvement, est soumise

à un champ électrique, le courant passe. Ce courant provient d'un système qui crée un court-circuit. La présence du champ magnétique se traduit par l'existence de la force de Lorentz qui agit sur le mouvement du fluide.

Le code développé dans ce modèle permet de calculer différentes grandeurs telles que la densité de courant, l'induction magnétique et le potentiel électrique. Ceci permet par ailleurs de prendre en considération la dépendance des propriétés des matériaux en fonction de la température. Les valeurs des champs calculés (ϕ , A_x , cf. équations III.22 et III.23) permettent le calcul des termes de couplages (forces de Lorentz, effet Joule) qui sont intégrés dans les autres équations de conservation (quantité de mouvement et énergie) à l'aide de termes sources.

La géométrie de l'électrode correspond aux dimensions réelles aussi utilisées pour le paramétrage du modèle du chapitre 2. Celle de la buse de gaz est basée sur la géométrie de la buse céramique numéro 7 (codification européenne normée). Le modèle est constitué d'un domaine qui se compose de deux parties (fluide et solide) comme présenté sur la figure III.7. La partie fluide est composée des gaz Argon et Air, la partie solide (en bleu) correspond à l'électrode en tungstène. La partie violette représente la buse de soudage (céramique isolante).

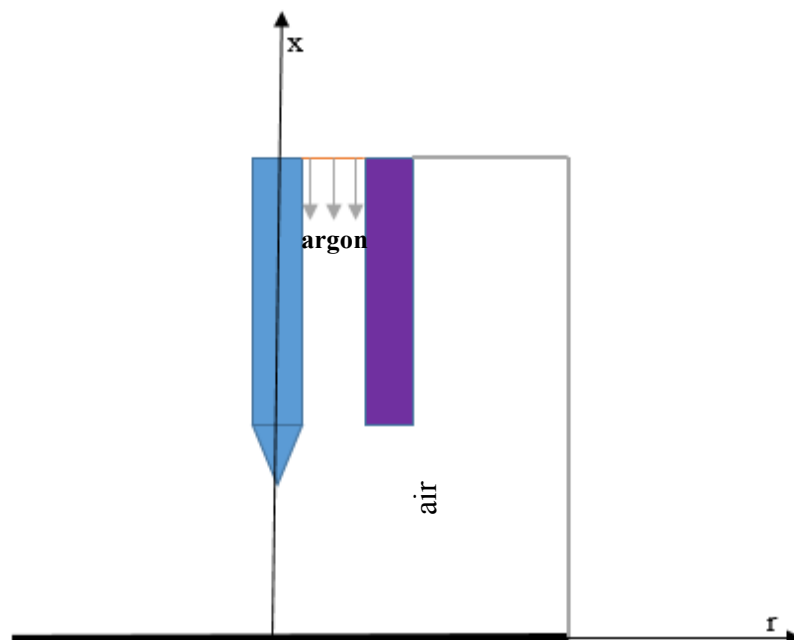


FIGURE III.7 : Répartition des zones du modèle

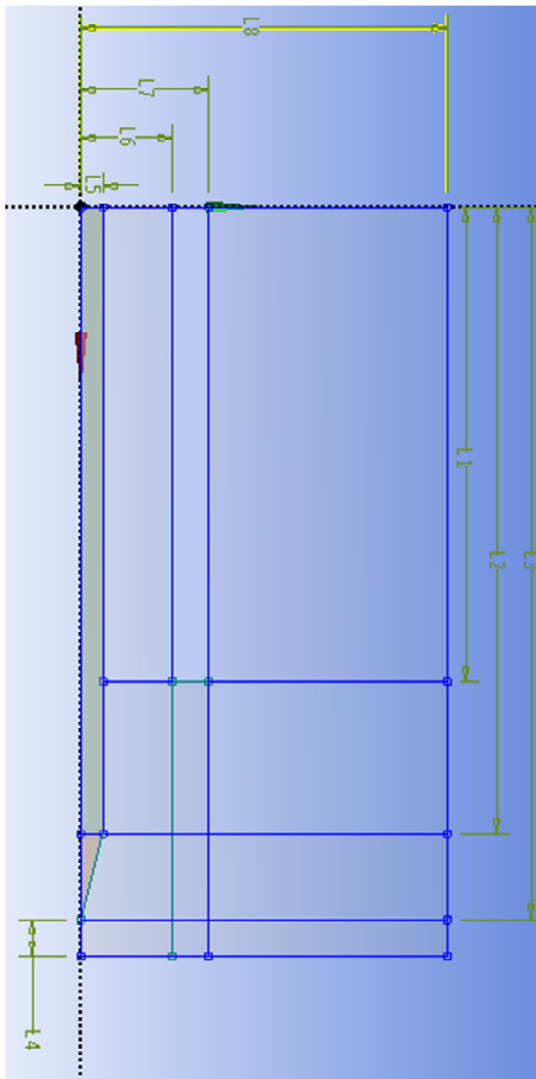
III.D.1 Maillage

La figure III.9 montre le maillage du domaine de calcul utilisé pour modéliser le soudage à l'arc TIG. Le maillage est divisé en plusieurs zones :

- entrée d'argon
- cathode
- air ambiant
- pointe de la cathode
- région du plasma.

C'est dans ces zones que sont résolues les équations de conservation de la masse (continuité), de la quantité de mouvement, de l'énergie et des équations complémentaires dont les potentiels ϕ et A_x sont solutions. L'effet Joule est considéré sur le domaine de la cathode et dans la région du plasma. La fusion de la cathode est négligée comme en général dans l'ensemble des modèles de plasma d'arc ([ZHO.94b], [TAN.03] et [TAN.07]). Plusieurs surfaces ont été créées dans le modèle afin de pouvoir générer les différentes zones de maillage (figure III.8). Les dimensions des différentes lignes du modèle sont présentées dans le tableau III.1 en correspondance avec cette figure.

La taille des mailles varie sur les différentes zones. En particulier, elle est progressivement raffinée à proximité de la zone d'arc. La plus petite taille de maille se trouve dans la zone de plasma. Elle a une dimension de 0.1 x 0.1 mm. La plus grosse taille se trouve dans la zone d'air avec une dimension de 0.86 x 0.65 mm. Seule la pointe de la cathode a été maillée à l'aide de triangles, l'ensemble des différentes zones étant maillées à l'aide de quadrangles structurés.



L1	26 mm
L2	34,3 mm
L3	39 mm
L4	2 mm
L5	1,2 mm
L6	5 mm
L7	7 mm
L8	20 mm

TABLEAU III.1 : *Longueur des lignes du modèle*

FIGURE III.8 : *Lignes du modèle*

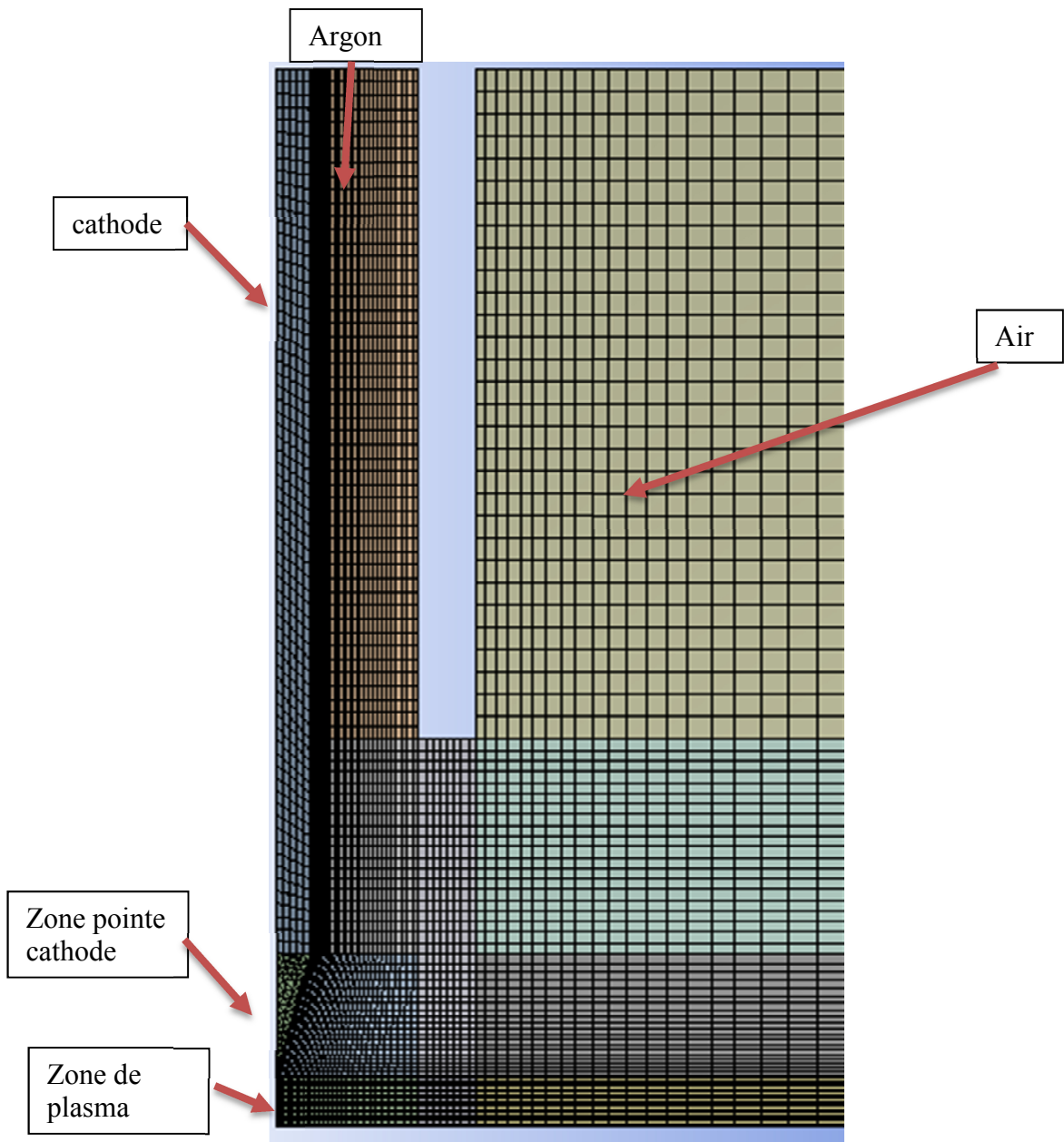


FIGURE III.9 : *Maillage du modèle*

III.D.2 Régime d'écoulement

En général, les régimes d'écoulement varient suivant le nombre de Reynold R_e [TRA.02] :

$$R_e = \frac{\rho v D}{\mu} \quad (\text{III.29})$$

où ρ représente la masse volumique du fluide, v la vitesse de l'écoulement, D le diamètre du conduit (ou de l'entité de référence) et μ la viscosité dynamique du fluide.

Dans le cas d'un écoulement dans un conduit, les régimes sont décrits en fonction de la gamme de R_e [HON.98] :

- si $R_e < 2000$ le régime est laminaire.
- si $2000 < R_e < 4000$ le régime est transitoire (il peut basculer du régime laminaire au turbulent et vice versa)
- si $R_e > 4000$ le régime devient turbulent

Selon la littérature qui traite des régimes d'écoulement, les valeurs de R_e ne sont que des ordres de grandeur qui ne correspondent pas toujours à la réalité. Dans le cas du régime d'écoulement des plasmas, la complexité de la turbulence et des arcs fait encore l'objet d'études théoriques. Par exemple, dans [RAM.78], la turbulence a lieu dans les arcs libres pour des courants supérieurs à 500 A. Cependant, les auteurs de [DEL.94] ont trouvé que les variations de la force de Lorentz peuvent engendrer des instabilités dans le régime d'écoulement. Les instabilités thermiques occasionnées par des effets électriques (pertes Joule, énergie d'ionisation) sont souvent des causes de turbulence [POD.94]. Néanmoins, il reste difficile d'évaluer parfaitement les pertes de charge car aucune équation ne permet de le faire malgré l'analyse réalisée dans [ROG.64] qui présente une description de la variation du coefficient local de transfert de chaleur sur la distance entre la plaque à souder et le point de transition entre l'écoulement laminaire ou turbulent.

Les résultats de ces auteurs montrent que le nombre de Reynolds n'est pas un critère suffisant pour déterminer le régime d'écoulement car la présence de deux zones d'écoulement (chaude et froide) dans un plasma d'arc conduit à des nombres de Reynolds différents. Etant donné que le nombre de Reynolds dépend de la viscosité du fluide, qui elle-même dépend de la température du fluide, ce nombre est différent dans les deux zones. C. Delalondre et al. [DEL.94] considèrent qu'il existe à la fois des zone laminaires et turbulentes dans le fluide.

Dans notre modèle, nous avons opté pour un modèle de type k-ε Realizable à cause de la coexistence de zones laminaires et turbulentes (tel que constaté dans [DEL.94] et [POD.94]). Les raisons de notre choix sont d'une part le fait que ce modèle est souvent utilisé ([HON.02], [HON.03] et [CHO.94] par exemple). D'autre part, L. Podenok et al. [POD.94] ont réalisé des études comparatives pour le soudage TIG. L'un a été réalisé avec un écoulement laminaire et l'autre avec un modèle de turbulence de type k-ε. En comparant les résultats numériques et expérimentaux, il a été établi que le modèle laminaire fournissait des températures et une énergie transférée à l'anode beaucoup plus élevées que celles mesurées expérimentalement tandis que celles du modèle k-ε étaient cohérentes avec la réalité.

III.D.3 Termes sources

Dans le but de compléter les équations de base, le logiciel Fluent donne la possibilité d'ajouter des équations selon le modèle à réaliser. Il s'agit des termes sources qui permettent de coupler les équations de Navier-Stokes avec celles de l'électromagnétisme. Les termes sources et sont décrits comme suit :

$$\frac{\partial \rho \phi_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho U_i \phi_k - \Gamma_k \frac{\partial \phi_k}{\partial x_i} \right) = S_{\phi_k} \quad k = 1, \dots, N \quad (\text{III.30})$$

Où ϕ_k est un scalaire arbitraire, S_{ϕ_k} est le terme source et Γ_k le coefficient de diffusion pour chacune des équations scalaires. ρ et U correspondent à la masse volumique et à la vitesse du plasma. Etant donné que l'écoulement du fluide est supposé Newtonien et stationnaire, l'équation (III.29) se simplifie :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho U_i \phi_k - \Gamma_k \frac{\partial \phi_k}{\partial x_i} \right) = S_{\phi_k} \quad k = 1, \dots, N \quad (\text{III.31})$$

Dans notre modèle, le terme de diffusion pour l'équation d'enthalpie a été pris en compte par l'intermédiaire de l'équation utilisée par Fluent :

$$\Gamma_k = \frac{\mu_l}{Pr_l} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \quad (\text{III.32})$$

où μ_l et μ_t sont les viscosités laminaire et turbulente qui sont dépendantes de la température. Pr_l et Pr_t sont les nombres de Prandtl laminaire et turbulent. Nous les avons fixé respectivement à 0.7 et 0.85 tel que proposé dans [MEY.91], [KRA.96] et [DON.11].

III.D.4 Hypothèses

Les hypothèses retenues dans le cadre de notre étude et incluses dans notre modèle sont les suivantes :

- l'arc est en équilibre thermodynamique local (ETL) car la distance entre la pointe de l'électrode et la surface de l'anode est d'au moins 2 mm, ce qui correspond à l'hypothèse ETL ([GRI.63] et [GRI.64]).
- les équations décrivant le plasma sont en régime stationnaire.
- l'effet de la vapeur métallique n'est pas considéré car l'intensité du courant est inférieure à 150 A ([YAM.08], [TAN.08b] et [MUR.10]).
- la quasi- neutralité est considérée dans l'ensemble du domaine (la quantité locale des charges positives est égale à celle des électrons).
- l'écoulement est compressible et turbulent.

III.D.5 Conditions aux limites

Le domaine de calcul est une version simplifiée de la torche à plasma telle que proposée par [ZHU.95] et [LOW.97a]. Cette simplification, qui permet de considérer le système arc-électrode comme une seule région, est faite pour des raisons de calcul mais contient tous les éléments essentiels de la torche. Les dimensions de la torche dans ce travail ont été choisies afin de représenter une torche couramment utilisée.

Une esquisse du domaine de calcul est indiquée sur la figure III.10. En raison de la symétrie, seule la moitié du domaine total a été considérée pour le calcul. Ce domaine de calcul axisymétrique OECBO est découpé en deux zones : une partie solide (zone OGIAO) et une partie fluide (zone GECBAIG) de laquelle a été retranchée la partie en céramique de couleur violette.

Sur la limite AB du plasma, nous considérons que les gradients radiaux de la vitesse axiale U , de la température T , des potentiels (électrique Φ et magnétique A_x) et de la concentration du gaz argon Y_{Ar} sont nuls, de même que la vitesse radiale V . La limite BC correspond à l'anode. Sur cette frontière nous considérons que la vitesse axiale U , le potentiel électrique Φ , la vitesse radiale V , le gradient axial du potentiel magnétique A_x et celui de la concentration d'argon Y_{Ar} sont nuls. La température y est fixée à la température ambiante (288 K).

Sur CE, le gradient radial de la vitesse axiale U , du potentiel électrique Φ et de la vitesse radiale V est nulle. La température est égale à la température ambiante (288 K), tandis que le potentiel magnétique A_x et la concentration du gaz argon Y_{Ar} sont nuls.

La limite GF correspond à l'entrée du gaz. Sur cette limite, la vitesse axiale U est égale à $\frac{Q_m}{\rho A}$ avec Q_m le débit de gaz, ρ sa masse volumique et A la surface de la zone. Le gradient axial du potentiel électrique Φ est nul. Le potentiel magnétique A_x et la vitesse radiale V sont aussi négligés. La température T est égale à 288 K. La concentration du gaz argon Y_{Ar} est égale à 1, ce qui veut dire qu'il n'y a pas de mélange avec l'air dans cette zone.

La limite OG correspond à l'entrée du courant de la cathode. C'est ce courant qui fait chauffer l'électrode tungstène. Les vitesses radiales V et axiales U , ainsi que la concentration de gaz Y_{Ar} ne sont pas définies dans cette zone solide. Le gradient axial du potentiel magnétique A et le gradient normal de la température T sont nuls. Le gradient normal du potentiel électrique Φ est égale à $\frac{j}{\sigma}$ avec j la densité de courant (I/S) et σ la conductibilité électrique.

La zone AI correspond à la pointe de l'électrode le gradient de la concentration d'argon Y_{Ar} est nul suivant la normale. Les autres grandeurs (température T , potentiel magnétique A_x et électrique Φ) sont couplés parce que ces valeurs doivent être calculées sur les deux faces de la paroi AI.

Sur la cathode (surface OGA), la température est fixée à 3000 K qui est en dessous de la température de fusion du tungstène (3700K).

Un récapitulatif de la description des conditions aux limites de notre modèle est présenté de manière plus synthétique dans le tableau III.2.

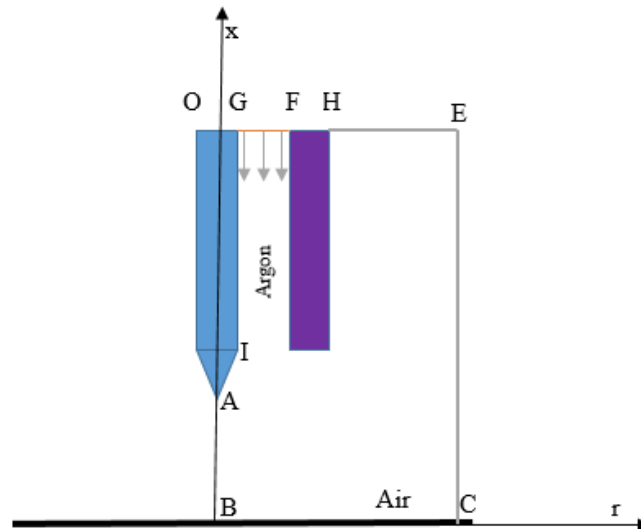


FIGURE III.10 : Zones limites du modèle

	AB	BC	CE	HE	GF	OG	AI
U	$\frac{\partial u}{\partial r} = 0$	0	$\frac{\partial u}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial u}{\partial r} = 0$	$\frac{Qm}{\rho A}$	X	$\frac{\partial u}{\partial n} = 0$
V	0	0	$\frac{\partial v}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial v}{\partial r} = 0$	0	X	$\frac{\partial v}{\partial n} = 0$
T	$\frac{\partial T}{\partial r} = 0$	288 K	288 K	288 K	288 K	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	couplage
ϕ	$\frac{\partial \phi}{\partial r} = 0$	0	$\frac{\partial \phi}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial \phi}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0$	$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \frac{J}{\sigma}$ $\underline{J} = \frac{I_{cathode}}{A}$	couplage
A	$\frac{\partial A}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial A}{\partial x} = 0$	0	0	0	$\frac{\partial A}{\partial x} = 0$	couplage
Y_{Ar}	$\frac{\partial Y_{Ar}}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial Y_{Ar}}{\partial x} = 0$	$\frac{\partial Y_{Ar}}{\partial r} = 0$	0	1	X	$\frac{\partial Y_{Ar}}{\partial n} = 0$

TABLEAU III.2 : Conditions aux limites du modèle

Pour rappel, les différentes grandeurs physiques impliquées dans les conditions aux limites décrites dans le tableau III.2 sont solutions des équations III.15 à III.19, III.22 et III.23.

III.D.6 Source de chaleur

L'une des particularités de notre travail réside dans le transfert de chaleur de la cathode à l'anode. En effet, de nombreux auteurs ont travaillé sur ce transfert ([SAN.84], [DUN.86a], [USH.96] et [WU.02]) mais rares sont ceux qui expliquent l'amorçage de l'arc et le maintien de celui-ci. De plus, la majorité des auteurs utilise une conductivité artificielle. Dans notre modèle, nous avons deux étapes de calcul. Dans la première étape, nous réalisons l'amorçage de l'arc jusqu'à ce que l'arc se stabilise. Dans cette étape, on utilise une conductivité artificielle dans une zone de 2 mm de diamètre centrée sur l'axe de l'arc de soudage et sur une distance de 1 mm à partir de la pointe de la cathode. En revanche, la deuxième étape se fait sans conductivité artificielle. Elle concerne la modélisation du plasma après amorçage de l'arc ainsi que son maintien. Cette approche en deux étapes sans conductivité artificielle est plus proche de la réalité physique que les approches proposées dans la littérature comme cela est expliqué dans les prochains paragraphes.

La source de chaleur est déclarée et définie à l'aide d'une fonction UDF de type DEFINE_SOURCE dans le code C. Cette fonction est par la suite interprétée par FLUENT, Pour que l'UDF calcule le terme source, cinq arguments doivent être paramétrés dans le code de programmation en langage C :

- *nom* est le nom de la fonction,
- *c* est l'indice qui identifie la cellule à laquelle le terme source doit être appliqué,
- *t* est le pointeur de cellule qui parcourt toutes les cellules du domaine,
- *dS* est la dérivée par rapport à la température *T* du terme source *S* de l'équation (III.33),
- *eqn* est le numéro de l'équation.

$$S = \sigma \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} \right)^2 \right] \quad (\text{III.33})$$

où on rappelle que σ est la conductivité électrique et que ϕ représente le potentiel électrique solution de l'équation (III.22).

En utilisant un développement de Taylor dans chaque cellule, on obtient une linéarisation du terme source S de la forme :

$$S \approx S^* + \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)^* (T - T^*) \quad (\text{III.34})$$

où l'exposant * réfère à l'itération courante alors que S et T représentent la source et la température à calculer. Le terme $S^* - \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)^* T^*$ est donc explicite alors que le terme $\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)^* T$ est implicite. Si ce terme implicite permet d'améliorer la convergence, FLUENT l'utilisera lors du calcul. Dans notre cas, le terme implicite permet de ne pas sous-relaxer les équations de conservation de l'énergie et donc d'améliorer la convergence. Cependant, pour être exploitée par FLUENT, l'équation (III.34) requiert de connaître la dérivée de la source S par rapport à la température T . Cette dérivée se calcule en comparant l'équation (III.27) qui décrit l'effet Joule avec l'équation (III.33) qui définit la source :

$$S = \frac{\|j\|^2}{\sigma} \quad (\text{III.35})$$

En supposant j constant, la dérivation de l'équation (III.35) donne :

$$\frac{\partial S}{\partial T} = -\frac{\|j\|^2}{\sigma^2} \frac{\partial \sigma}{\partial T} \quad (\text{III.36})$$

Par ailleurs, à température élevée, la conductibilité électrique obéit à une loi logarithmique en fonction de la température comme décrit dans [LAN.86], [BOU.94] et [MOU.13] :

$$\sigma = 10972 \ln\left(\frac{T}{7626.55}\right) \quad (\text{III.37})$$

En dérivant σ par rapport à T dans (III.37) et en reportant dans (III.36), on obtient finalement :

$$\frac{\partial S}{\partial T} = -\frac{\|j\|^2}{\sigma^2} \frac{10972}{T} \quad (\text{III.38})$$

Cette façon de procéder (linéarisation du terme source permettant concrètement la prise en compte d'un terme implicite pour chaque cellule) nous a permis d'améliorer significativement la convergence et de supprimer la nécessité de l'utilisation d'une conductibilité électrique artificielle après l'amorçage de l'arc.

III.E. Calcul numérique

Concernant l'étude numérique de l'arc de soudage, plusieurs auteurs se sont concentrés :

- sur l'influence de la variation de l'intensité du courant sur le plasma ([LOW.97a] et [DON.11]),
- sur une combinaison entre les variations de la distance entre la cathode et l'anode et celle de l'intensité du courant ([TSA.85] et [CHO.97]).
- sur la combinaison entre la variation du débit de gaz et la variation de l'intensité du courant ([HSU.83] et [SCH.06]).

Nous proposons pour notre part une étude paramétrique basée sur une combinaison de trois paramètres : variation de l'intensité du courant, variation de la distance inter-électrodes et variation du débit de gaz.

III.E.1 Etude paramétrique

Dans le but de comprendre l'influence des paramètres tels que l'intensité du courant, la vitesse d'écoulement du gaz et la distance entre les électrodes sur le plasma d'argon, nous avons effectué des calculs avec différentes combinaisons de ces paramètres. Nous avons tout d'abord choisi les valeurs du modèle thermomécanique développé dans le chapitre II de ce mémoire, ce qui permet d'établir un lien entre les deux chapitres. Pour rappel, ces paramètres étaient : intensité du courant égal à 100 A, vitesse d'écoulement du gaz égal à 8 l/min et distance de 2 mm entre les électrodes (cathode et anode). Cette première étude paramétrique est présentée dans le paragraphe III.E.1.1 qui suit.

Nous avons ensuite effectué une étude paramétrique plus vaste en utilisant les valeurs contenues dans le tableau III.3. Les comparaisons entre les différents calculs ont été réalisées sur la ligne médiane (axe entre la pointe de l'électrode et l'anode) car c'est sur cette médiane que les valeurs des différents paramètres sont maximales. Par ailleurs, dans la littérature, il est très fréquent que cet axe médian soit employé comme référence ([WU.99b], [TAN.02], [HU.07] et [MUR.10]). Les résultats des différents calculs (36 au total) sont présentés dans le paragraphe III.E.1.2.

Distance entre électrodes	Intensité courant Soudure				Débit de gaz
	90A	100A	110A	120A	
2 mm	8 l/min	8 l/min	8 l/min	8 l/min	
	10 l/min	10 l/min	10 l/min	10 l/min	
	12 l/min	12 l/min	12 l/min	12 l/min	
3 mm	8 l/min	8 l/min	8 l/min	8 l/min	
	10 l/min	10 l/min	10 l/min	10 l/min	
	12 l/min	12 l/min	12 l/min	12 l/min	
4 mm	8 l/min	8 l/min	8 l/min	8 l/min	
	10 l/min	10 l/min	10 l/min	10 l/min	
	12 l/min	12 l/min	12 l/min	12 l/min	

TABLEAU III.3 : Valeurs des paramètres des calculs

III.E.1.1 Etude avec les valeurs de paramètres du modèle du chapitre II

Dans ce paragraphe, nous utilisons les paramètres du modèle du chapitre II : débit de gaz égal à 8 l/min, intensité du courant égale à 100 A et distance entre les électrodes égale à 2 mm. Ce chapitre II ayant été consacré à la calibration du modèle thermomécanique en situation réelle, nous pourrions ainsi tenter d'expliquer le comportement de l'arc et son maintien dans un cas réaliste.

En général la tension d'amorçage est déterminée par le mode d'alimentation du poste de soudure. Cette tension encore appelée tension à vide peut varier de 40 à 50 V en monophasé ou de 70 à 80 V en triphasé. Lorsque le poste de soudage est réglé pour travailler en courant continu, le courant alternatif s'élimine automatiquement après l'amorçage de l'arc [COR.77]. La tension à vide est élevée (80 volts) et donne immédiatement un arc stable et une fois que l'ionisation du gaz est obtenue, l'arc se maintient au moyen de courant continu qui permet de relier le pôle positif de la cathode et le pôle négatif de l'anode ([UNI.53] et [UNI.77]). C'est ce passage du courant qui crée une élévation de la température et ionise le gaz qui à l'état ionisé devient conducteur.

III.E.1.1.1 Amorçage et maintien de l'arc de soudage

La figure III.11 présente l'évolution de la tension lors de l'amorçage de l'arc de notre modèle. Celle-ci se fait à l'aide d'une conductivité artificielle correspondant en réalité au rapprochement de la cathode de l'anode. Au départ, la tension est de 0 V, ensuite elle évolue jusqu'à -36 V avant de remonter à -9 V pour commencer à se stabiliser après environ 500 itérations. A partir de ce moment, nous supprimons la conductivité artificielle entre les électrodes. La tension reste alors stable et le maintien de l'arc se fait grâce à l'équation de l'apport d'énergie (III.33), au schéma explicite décrit par l'équation (III.34) et à la prise en compte des pertes radiatives décrites par l'équation (III.28).

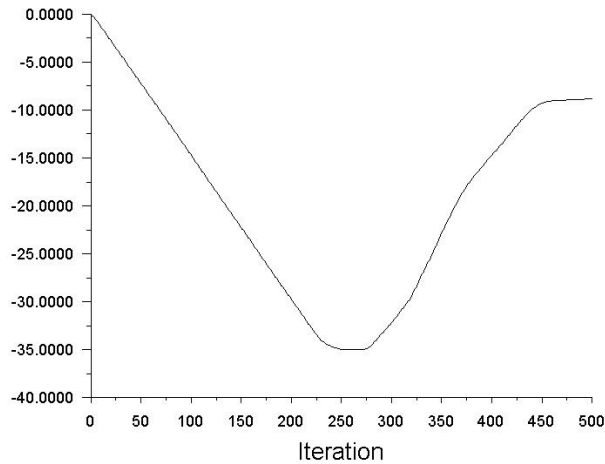


FIGURE III.11 : *Amorçage et maintien de l'arc de soudure pour 100A, 8 l/min et 2 mm entre les électrodes*

III.E.1.1.2 Répartition de l'argon

Le rôle que joue le gaz de protection lors de l'opération de soudage est très important pour la qualité de la soudure. C'est dans cette optique qu'une norme portant sur le gaz protecteur (ISO14175) est en vigueur depuis 2008. Cette norme définit le rôle principal du gaz de soudage comme protecteur contre les influences nuisibles de l'air environnant. Car, sans protection, la soudure serait poreuse et aurait de très mauvaises caractéristiques mécaniques.

La figure III.12 présente la répartition de l'argon. La partie rouge correspond à 100% d'argon et la partie bleu à 0%. Au vu de cette répartition, on peut conclure que l'argon joue son rôle de gaz protecteur car il empêche l'accès de l'air dans le plasma.

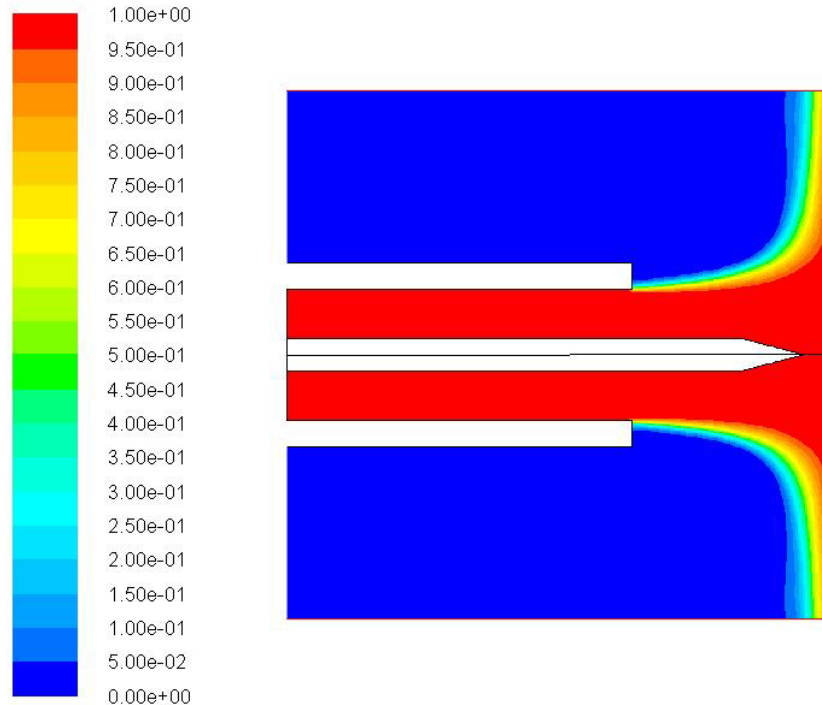


FIGURE III.12 : Répartition de l'argon dans le plasma pour 100 A (intensité du courant), 8 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon) et 2 mm (distance entre les électrodes)

III.E.1.1.3 Champs de température

La figure III.13 présente la distribution bidimensionnelle de la température dans toute la zone de la soudure avec une cathode en tungstène (conductivité thermique de 174 W/m/K, chaleur spécifique de 130 J/kg/K et masse volumique de 19300 kg/m³). Plus on s'éloigne de l'axe vertical de soudure, plus la température baisse, ce qui est logique. On note par ailleurs que la température de la cathode est de 3000 K, ce qui est en dessous de la température de fusion du tungstène. La température la plus élevée (18 900 K) se situe près de la pointe de la cathode, ce qui est là aussi logique.

La figure III.14 présente la distribution de la température sur la ligne centrale entre la pointe de la cathode et l'anode. On peut observer un fort gradient de température entre :

- la pointe de la cathode (5000 K à 0 mm) et la zone proche de la pointe de la cathode (18900 K à 0.002 mm).
- la zone proche de l'anode (1100 K à 1.9 mm) et l'anode (300 K à 2 mm).

Entre ces deux zones, la température décroît de manière moins raide. La forme de la distribution de température que nous avons calculée est par ailleurs semblable aux résultats présentés dans [LOW.97] et [MUR.10].

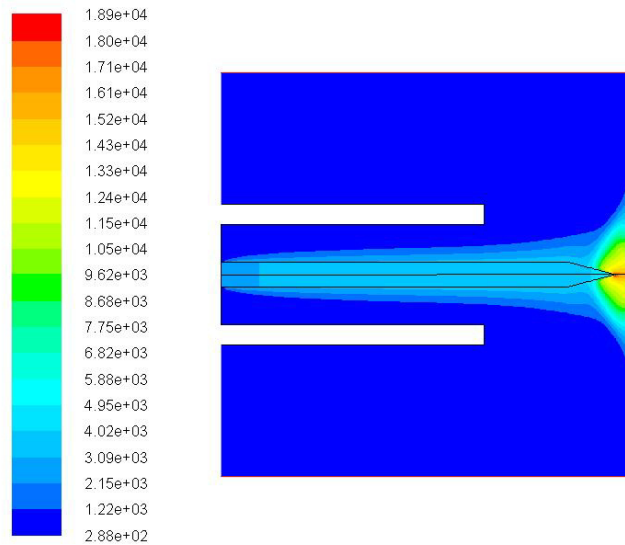


FIGURE III.13 : *Distribution de la température dans le plasma pour 100 A (intensité du courant), 8 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon) et 2 mm (distance entre les électrodes)*

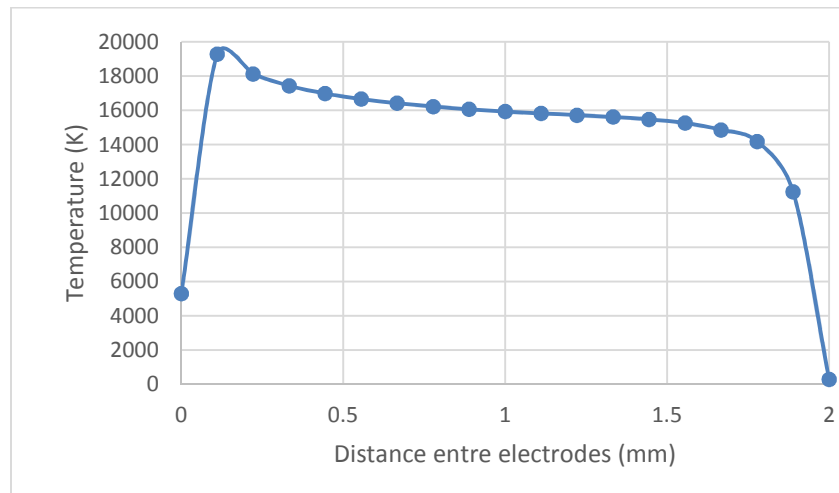


FIGURE III.14 : *Distribution de la température sur l'axe entre les électrodes pour 100 A (intensité du courant), 8 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon) et 2 mm (distance entre les électrodes)*

III.E.1.1.4 Vitesse et pression du plasma

La figure III.15 représente la distribution bidimensionnelle de la vitesse d'écoulement du fluide dans la région de l'arc. L'évolution de cette vitesse sur l'axe médian entre les électrodes est présentée sur la figure III.16. Elle est maximale (285 m/s) près de la pointe de la cathode, où il existe un fort gradient de potentiel électrique. Elle diminue ensuite lorsqu'on se rapproche de l'anode. Ce comportement de la vitesse est semblable aux observations relevées dans [CHO.92], [KIM.98] et [SCH.06].

Le comportement de la vitesse s'explique par la force magnétique qui agit dans l'arc de soudage et génère un gradient de pression près de la pointe de l'électrode. Celle-ci, à son tour, accélère le plasma vers l'anode. Le comportement de cette pression est présenté sur la figure III.18 au niveau de l'axe entre les électrodes. Elle est maximale sur la zone proche de la cathode (520 Pa) et diminue lorsqu'elle se rapproche de l'anode. La figure III.17 montre sa répartition dans le plasma.

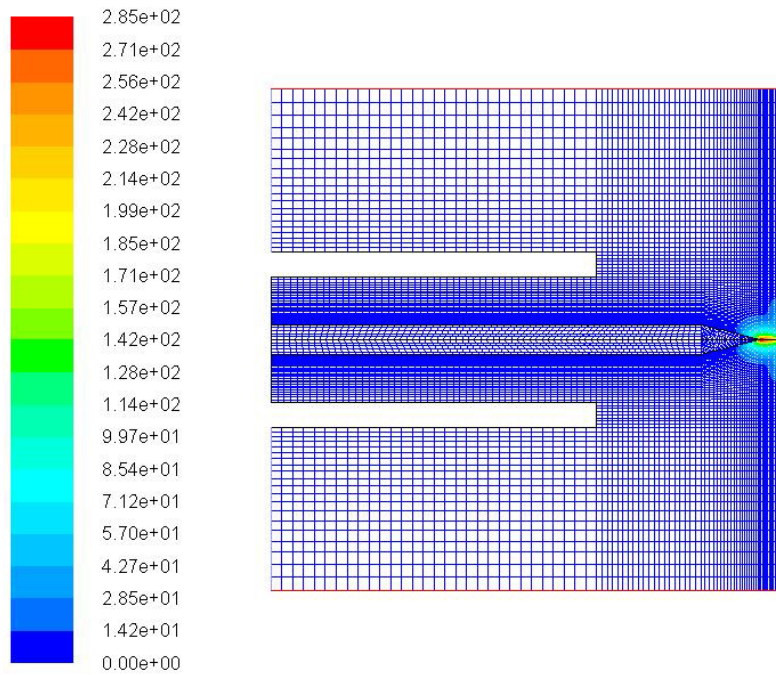


FIGURE III.15 : *Profil des vitesses du plasma pour 100 A (intensité du courant), 8 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon) et 2 mm (distance entre les électrodes)*

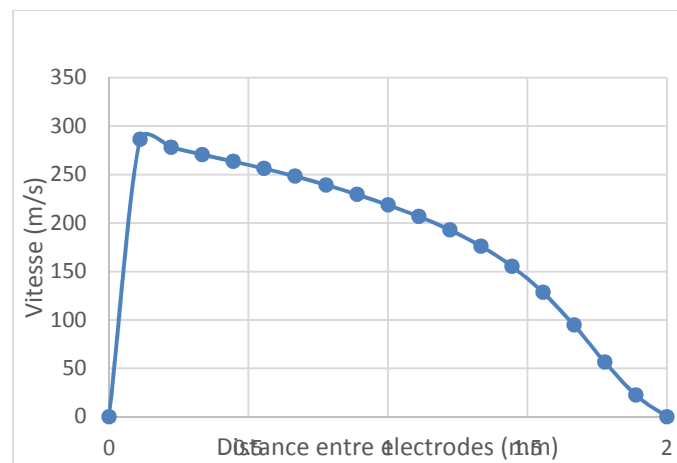


FIGURE III.16 : *Distribution de la vitesse du plasma sur l'axe entre les électrodes pour 100 A (intensité du courant), 8 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon) et 2 mm (distance entre les électrodes)*

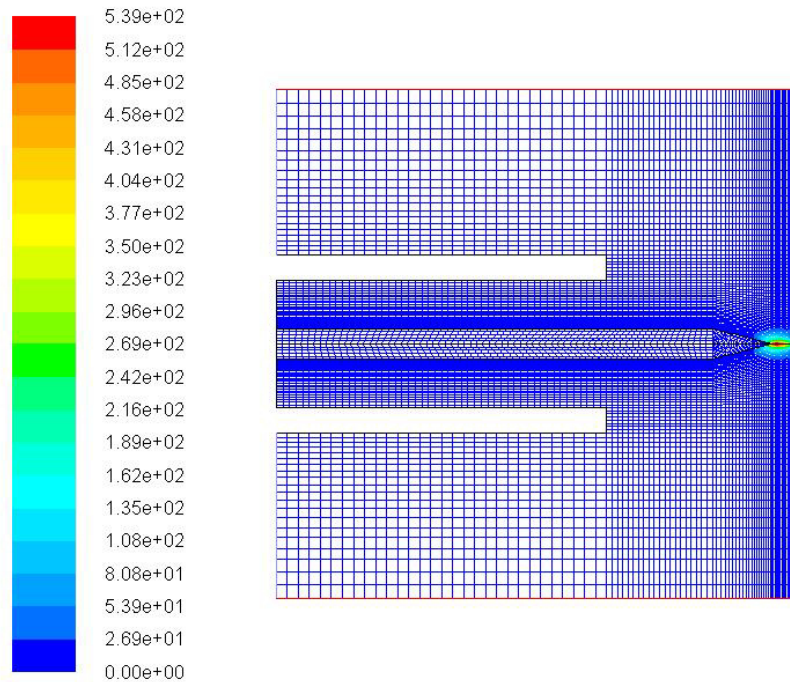


FIGURE III.17 : Profil de la pression du plasma sur l'axe entre les électrodes pour 100 A (intensité du courant), 8 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon) et 2 mm (distance entre les électrodes)

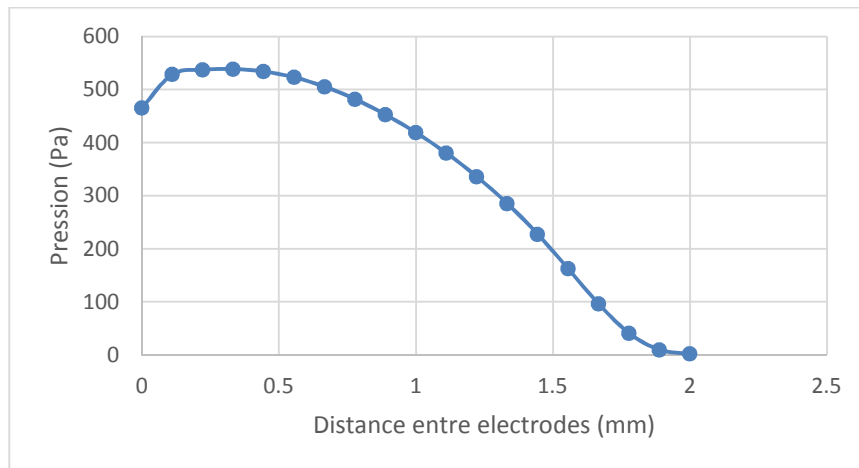


FIGURE III.18 : Evolution de la pression du plasma sur l'axe entre les électrodes pour 100 A (intensité du courant), 8 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon) et 2 mm (distance entre les électrodes)

La figure III.19 présente le vecteur vitesse du plasma. La zone encerclée est agrandie sur la figure III.20 pour une meilleure observation. On peut remarquer que la direction du vecteur est dans un premier temps dirigé vers l'anode. Il change ensuite de direction en se rapprochant

de l'anode et forme un tourbillon électromagnétique causé par la force de Lorentz. La pénétration de l'anode sur l'axe du plasma est due à la force de traînée. Ces observations sont conformes aux travaux de [KIM.98], [TAN.02] et [HU.07].

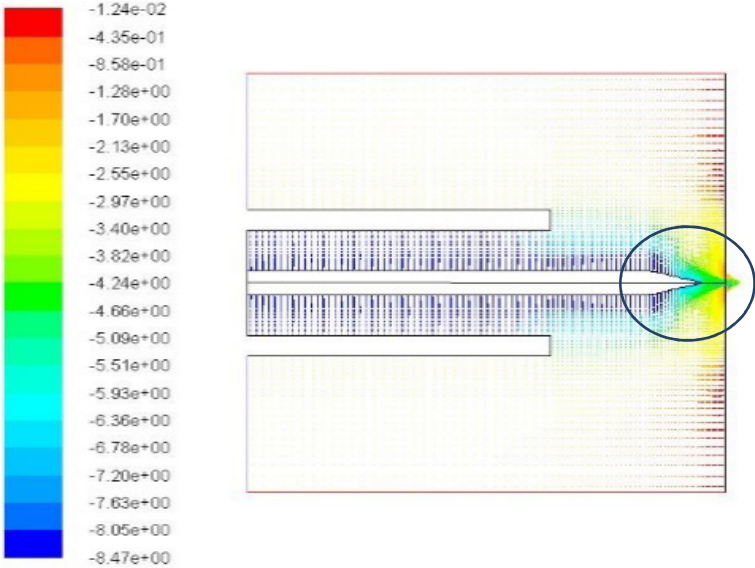


FIGURE III.19 : *Distribution du vecteur de vitesse pour 100 A (intensité du courant), 8 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon) et 2 mm (distance entre les électrodes)*

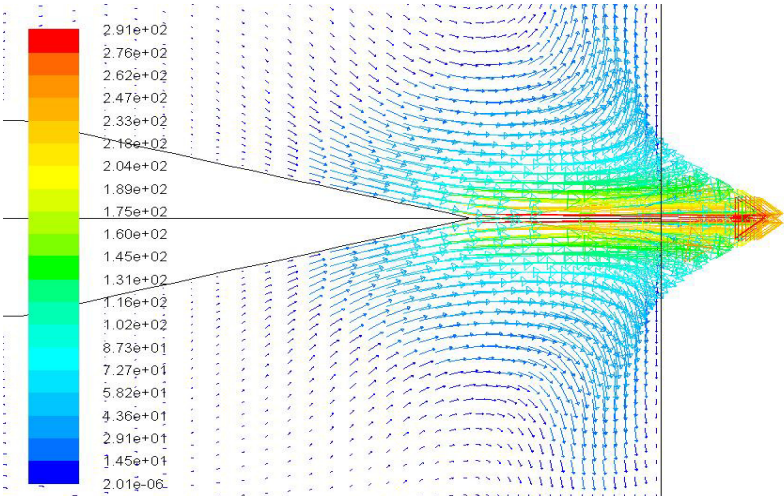


FIGURE III.20 : *Distribution détaillée du vecteur de vitesse pour 100 A (intensité du courant), 8 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon) et 2 mm (distance entre les électrodes)*

III.E.1.1.5 Potentiel électrique

La figure III.21 présente la distribution du potentiel électrique. On peut constater que la tension est élevée près de la pointe de la cathode (-8.47 V) et diminue rapidement vers l'anode. La figure III.22 présente de manière plus précise cette diminution avec l'évolution de la tension sur l'axe entre les électrodes. On note une chute de tension dans la zone cathodique ainsi que dans la zone anodique. La chute de tension cathodique (3 V) est engendrée par une forte densité de courant qui, dans la zone proche de la cathode, génère un champ magnétique important. En ce qui concerne la zone anodique, la chute de tension est plus faible (1 V). Elle provient du fait que la température des particules lourdes dans le plasma diminue jusqu'à la température de l'anode (288 K). Enfin, dans la zone de transition (colonne d'arc), l'évolution est quasi-linéaire. Ces observations concordent avec les résultats obtenus dans [SPI.05], [SCH.06] et [TET.06]. Ces résultats établissent en effet qu'il existe un gradient important dans la zone cathodique, un gradient plus faible dans la zone anodique et enfin un gradient linéaire dans la colonne d'arc (cf. par exemple figure III.23 extraite de [SCH.06]).

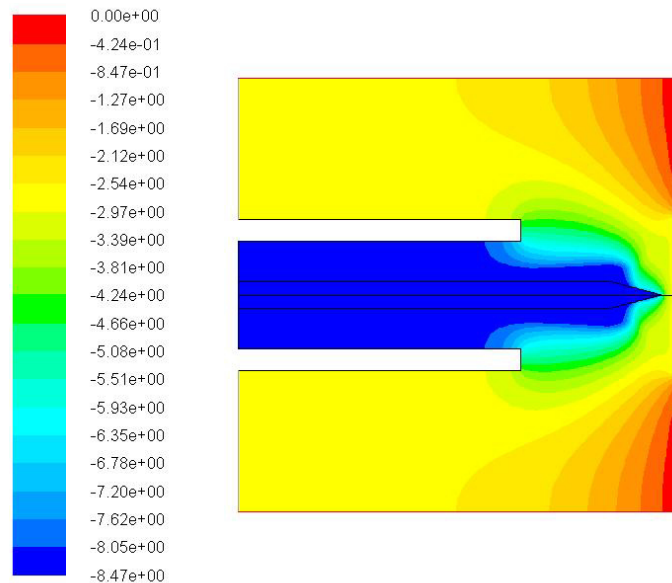


FIGURE III.21 : *Distribution du potentiel électrique pour 100 A (intensité du courant), 8 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon) et 2 mm (distance entre les électrodes)*

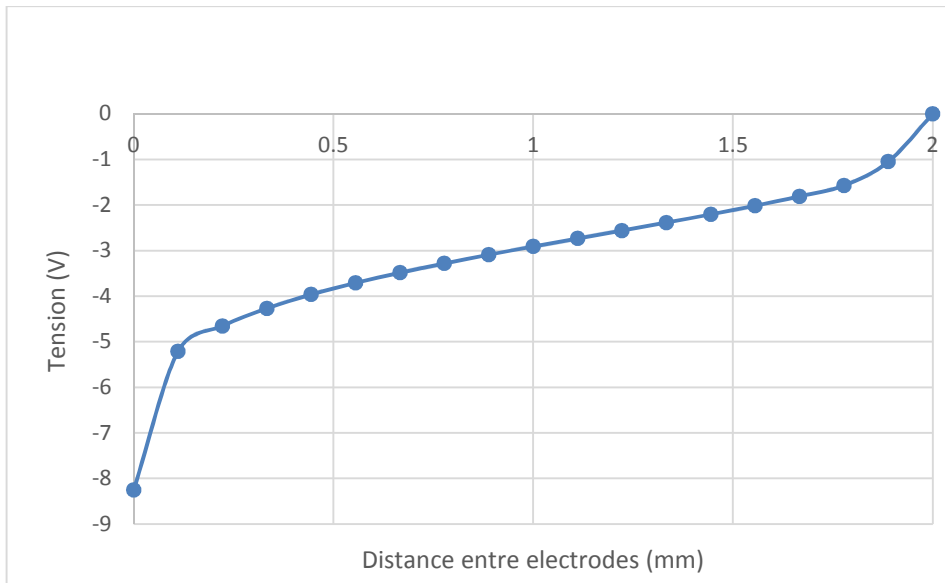


FIGURE III.22 : Evolution du potentiel électrique sur l'axe entre les électrodes pour 100 A (intensité du courant), 8 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon) et 2 mm (distance entre les électrodes)

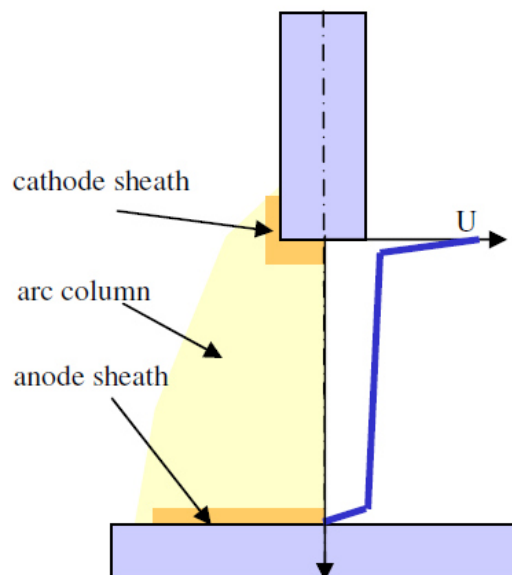


FIGURE III.23 : Régions de décharge du plasma dans les différentes zones du plasma [SCH.06]

III.E.1.2 Etude paramétrique avec les valeurs du tableau III.3

Dans ce paragraphe, nous allons effectuer une étude paramétrique en jouant à la fois sur l'intensité du courant, le débit de gaz et la distance entre électrodes. Trente six calculs ont été réalisés à partir des combinaisons de paramètres présentées dans le tableau III.3.

III.E.1.2.1 Comportement de l'amorçage de l'arc sous différentes intensités de courant

La figure III.24 présente l'amorçage de l'arc avec une vitesse d'écoulement de l'argon de 8 l/min et une distance entre les électrodes de 2 mm. L'intensité du courant est variable et prend les valeurs suivantes : 90 A (figure III.24a), 110 A (figure III.24b) et 120 A (figure III.24c). On constate que la tension d'amorçage de l'arc se stabilise à la même valeur (environ -10 V) quelle que soit l'intensité du courant de soudure. A écart entre électrodes et débit constant, la variation de l'intensité du courant laisse en effet invariante la tension stabilisée de l'amorçage de l'arc. Sur ce point, le modèle est donc conforme à ce qui se passe dans la réalité.

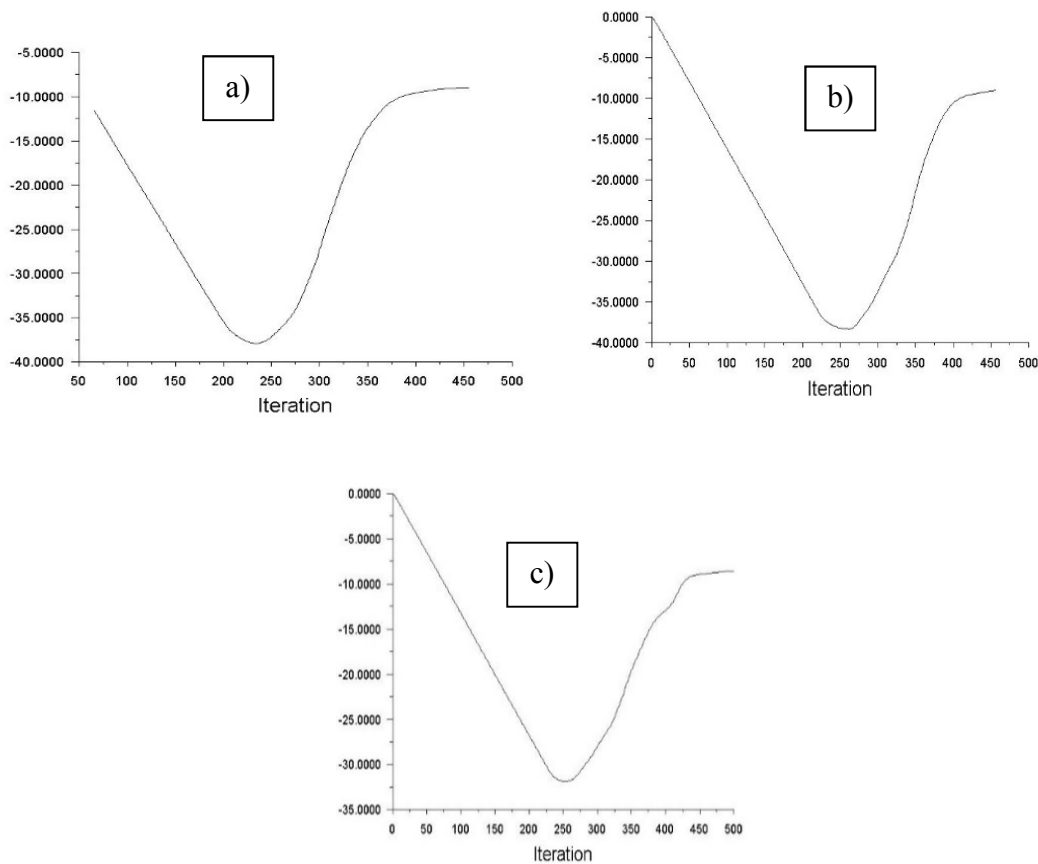


FIGURE III.24 : *Amorçage de l'arc à 8 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 2 mm (distance entre les électrodes) et pour différentes intensités de courant : a) 90 A, b) 110 A, c) 120A*

III.E.1.2.2 Comportement du plasma pour une distance interélectrode de 2 mm

III.E.1.2.2.1 Vitesse d'écoulement du gaz égale à 8 l/min

La figure III.25 présente les courbes de la tension sur la ligne médiane inter électrode pour des intensités de courant respectivement égales à 90, 100, 110 et 120 A. La tension maximale (-8.2 V) apparaît à la pointe de la cathode (à 0 mm) alors qu'elle est minimale (0 V) à l'anode (à 2 mm). Ce comportement à l'anode correspond à la masse (pôle négatif) de l'appareil de soudage. Les courbes présentent deux chutes de tension. L'une de 3.2 V se trouve dans la

zone cathodique et l'autre de 1.2 V dans la zone anodique. On observe que les quatre courbes associées aux quatre intensités de courant sont quasiment confondues.

Pour ce qui concerne la vitesse du plasma (figure III.26), la forme des courbes est similaire quelle que soit l'intensité du courant. Par contre, la vitesse maximale du plasma augmente avec l'intensité du courant : 250 m/s pour 90 A, 290 m/s pour 100 A, 320 m/s pour 110 A et 380 m/s pour 120 A.

Enfin, au niveau de la température du plasma (figure III.25), on remarque la forte similitude des courbes en fonction de l'intensité du courant. On note également une légère élévation (de l'ordre de 15% en valeur relative entre 90 et 120 A) de la température maximale du plasma avec l'intensité du courant : 18000 K pour 90 A, 19000 K pour 100 A, 20000 K pour 110 A et 21000 K pour 120 A.

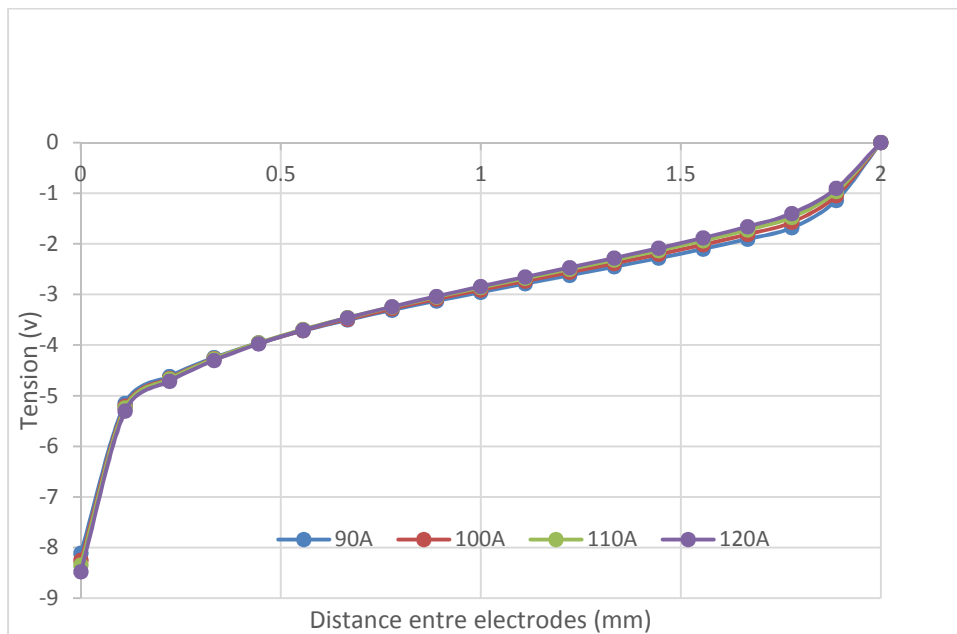


FIGURE III.25 : Evolution du potentiel électrique sur l'axe entre les électrodes pour 8 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 2 mm (distance entre les électrode) et pour différentes intensités de courant

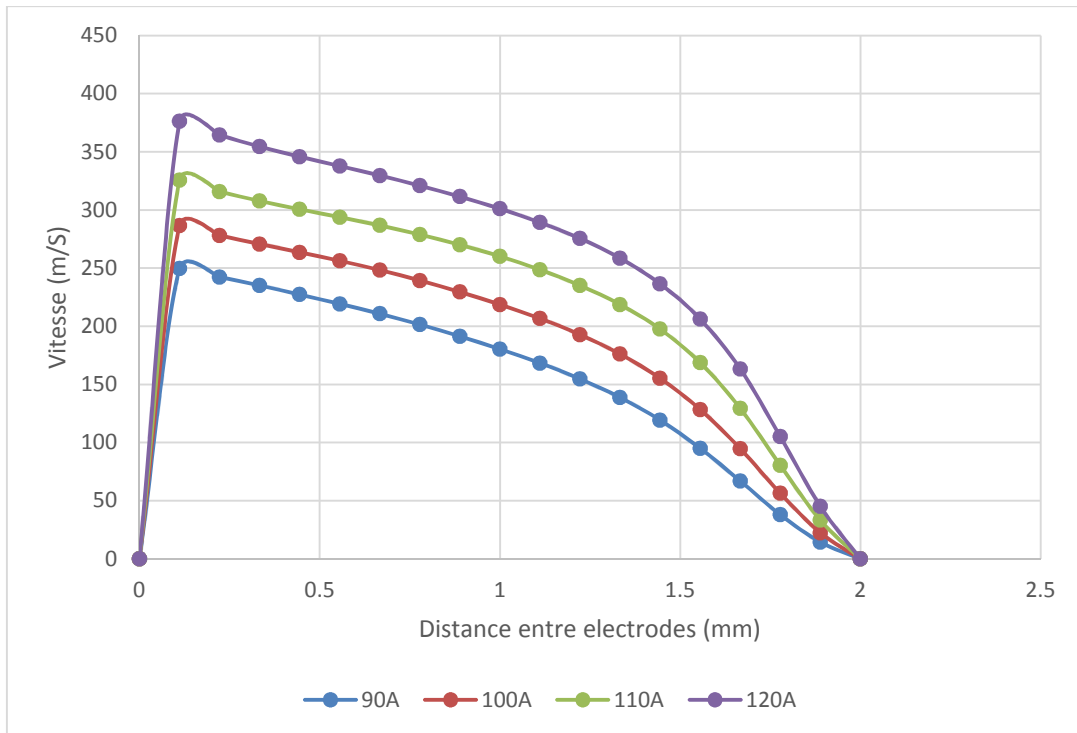


FIGURE III.26 : Evolution de la vitesse du plasma sur l'axe entre les électrodes pour 8 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 2 mm (distance entre les électrode) et pour différentes intensités de courant

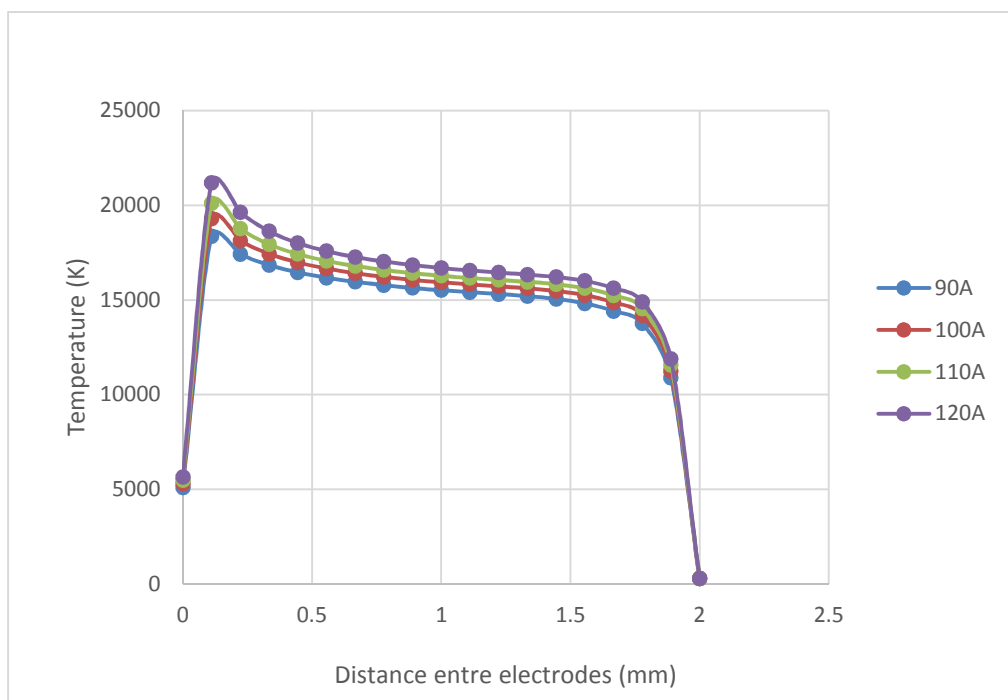


FIGURE III.27 : Evolution de la température du plasma sur l'axe entre les électrodes pour 8 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 2 mm (distance entre les électrode) et pour différentes intensités de courant

III.E.1.2.2.2 Vitesse d'écoulement du gaz égale à 10 l/min

La figure III.28 présente les courbes de la tension sur la ligne médiane inter électrode pour des intensités de courant respectivement égales à 90, 100, 110 et 120 A. Les valeurs de la tension ainsi que ses chute cathodiques et anodiques sont quasiment les mêmes que celles relevées avec le débit d'argon à 8 l/min (figure III.25).

Au niveau de la vitesse du plasma (figure III.29), on peut observer que la forme des courbes reste la même que dans le cas avec un débit de 8 l/min (figure III.26). La vitesse maximale est par contre plus faible : 230 m/s pour 90 A (contre 250), 270 m/s pour 100 A (contre 290), 310 m/s pour 110 A (contre 320) et 360 m/s pour 120 A (contre 380). La diminution moyenne de la vitesse du plasma avec l'augmentation du débit de gaz est de 12 m/s.

Enfin, pour la température du plasma (figure III.30), la forme des courbes et les valeurs de températures restent quasiment inchangées par rapport au cas du débit de 8 l/min (figure III.27).

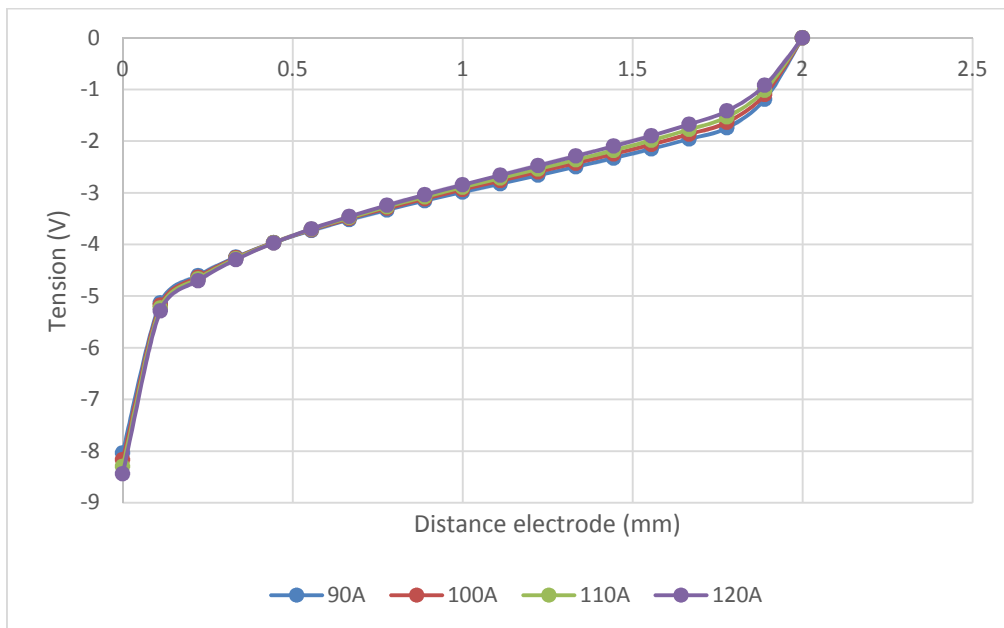


FIGURE III.28 : Evolution du potentiel électrique sur l'axe entre les électrodes pour 10 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 2 mm (distance entre les électrodes) et pour différentes intensités de courant

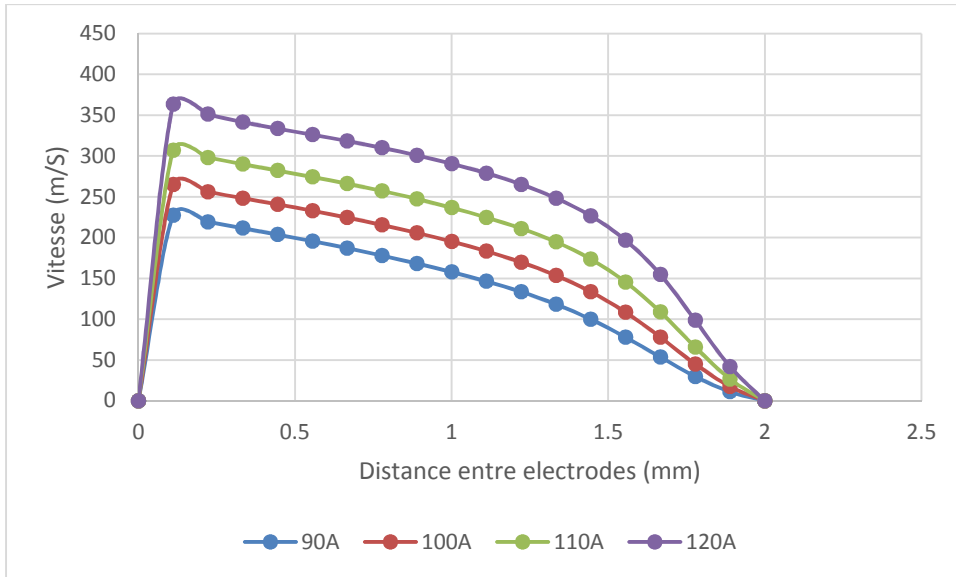


FIGURE III.29 : Evolution de la vitesse du plasma sur l'axe entre les électrodes pour 10 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 2 mm (distance entre les électrodes) et pour différentes intensités de courant

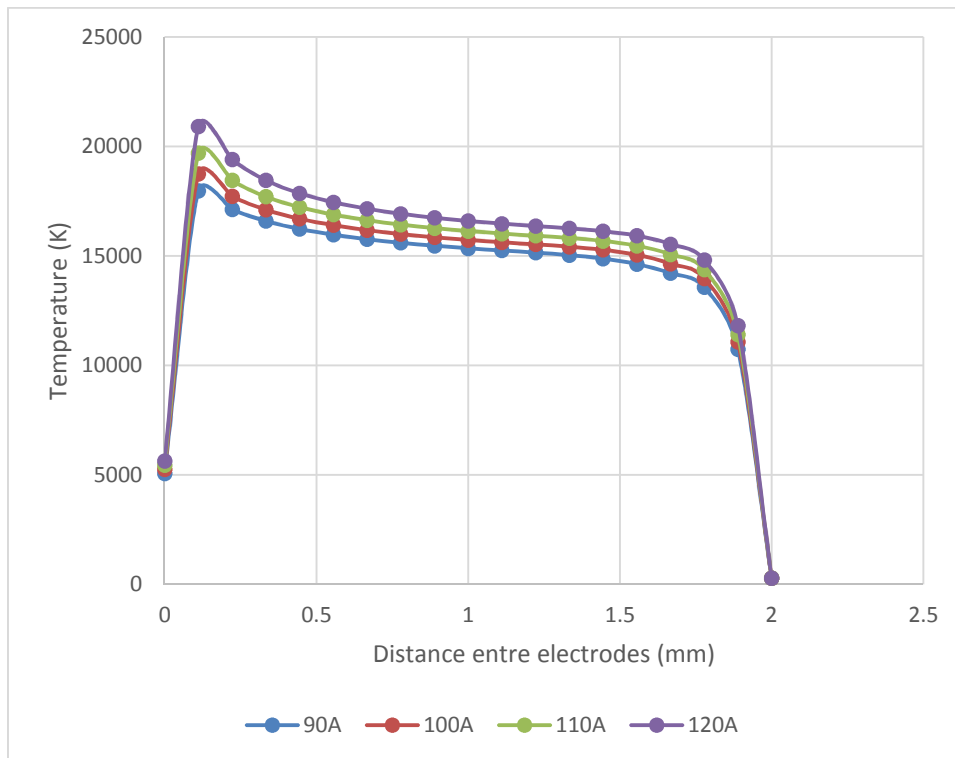


FIGURE III.30 : Evolution de la température du plasma sur l'axe entre les électrodes pour 10 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 2 mm (distance entre les électrodes) et pour différentes intensités de courant

III.E.1.2.2.3 Vitesse d'écoulement du gaz égale à 12 l/min

La figure III.31 présente les courbes de la tension sur la ligne médiane inter électrode pour des intensités de courant respectivement égales à 90, 100, 110 et 120 A. On constate à nouveau que les valeurs de la tension ainsi que ses chute cathodiques et anodiques sont quasiment les mêmes que celles relevées avec les débits d'argon à 8 et 10 l/min (figures III.25 et III.28). Cela signifie que la variation de l'intensité n'influe pas sur la tension.

Pour ce qui concerne la vitesse du plasma, on observe à nouveau la similarité de la forme des courbes en comparaison avec les débits de 8 l/min (figure III.26) et de 10 l/min (figure III.29). On remarque également à nouveau que la vitesse maximale diminue. La diminution moyenne de la vitesse s'accroît : 20 m/s par rapport au débit de 10 l/min et 30 m/s par rapport au débit de 8 l/min.

Pour ce qui est de la température du plasma (figure III.33), la forme des courbes et les valeurs de températures restent sensiblement les mêmes, que ce soit avec un débit de 8 l/min (figure III.27) ou de 10 l/min (figure III.30).

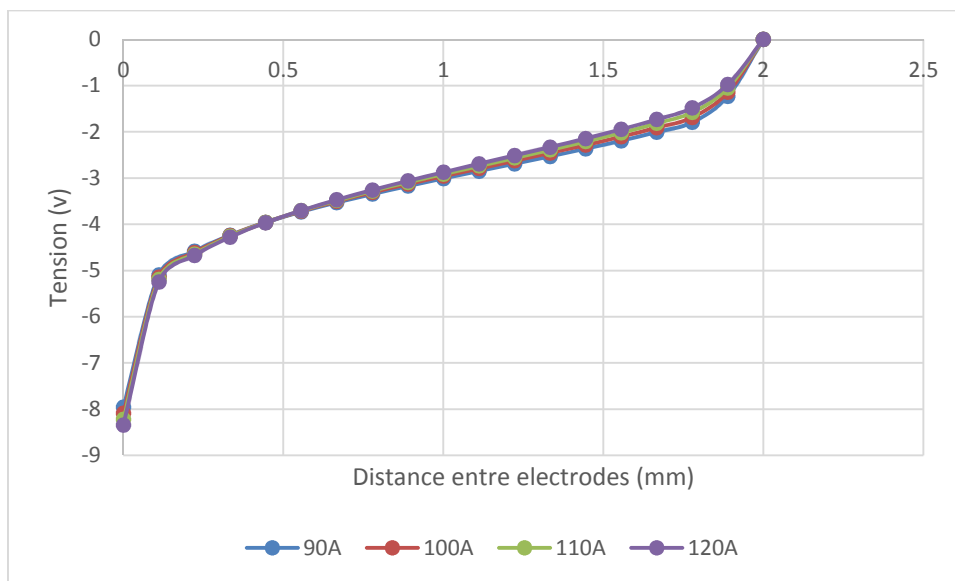


FIGURE III.31 : Evolution du potentiel électrique sur l'axe entre les électrodes pour 12 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 2 mm (distance entre les électrodes) et pour différentes intensités de courant

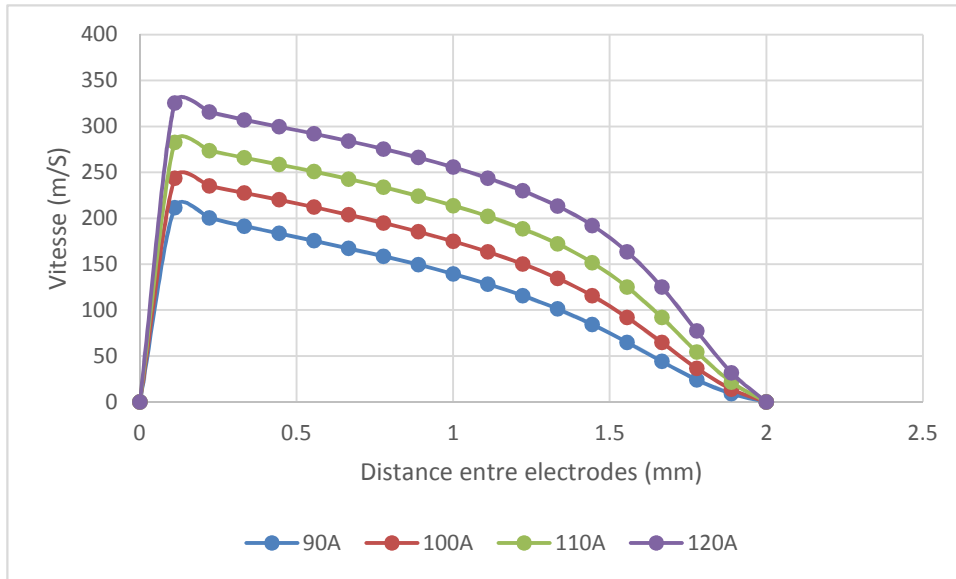


FIGURE III.32 : Evolution de la vitesse du plasma sur l'axe entre les électrodes pour 12 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 2 mm (distance entre les électrodes) et pour différentes intensités de courant

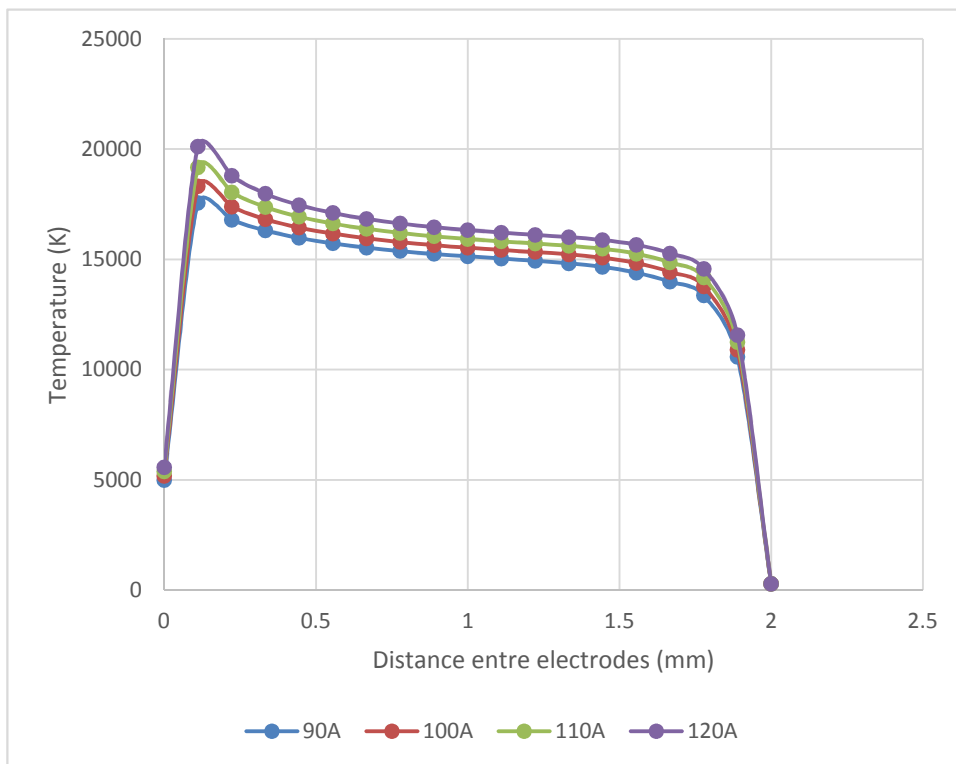


FIGURE III.33 : Evolution de la température du plasma sur l'axe entre les électrodes pour 12 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 2 mm (distance entre les électrodes) et pour différentes intensités de courant

Sur la base de ces premières observations, on peut donc conclure que la variation du débit de gaz impacte peu la tension et la température du plasma. Son influence est par contre plus

sensible sur la vitesse du plasma qui décroît de manière non linéaire lorsque le débit augmente. Sans surprises, nous pouvons également conclure que les comportements sont très différenciés selon que l'on se situe en proximité d'anode ou de cathode ou bien dans la colonne d'arc.

III.E.1.2.3 Comportement du plasma avec une distance interélectrode de 3 mm

Les figures III.34, III.37 et III.40 concernent la tension sur la ligne médiane inter électrode pour des intensités de courant de 90, 100, 110 et 120 A et avec une distance inter-électrode constante de 3 mm. Elles concernent respectivement des débits de gaz de 8, 10 et 12 l/min. On observe les mêmes tendances que celles observées pour la distance inter-électrode de 2 mm, à savoir :

- la tension maximale se trouve à la pointe de la cathode,
- la tension minimale se trouve à l'anode. Elle est égale à 0 V car elle correspond à la masse (pôle négatif) de l'appareil de soudage,
- La courbe présente deux chutes de tension. La première se trouve dans la zone cathodique et la seconde dans la zone anodique,
- Les courbes ne varient pas en fonction de l'intensité du courant.

Les figures III.35, III.38 et III.41 concernent la vitesse du plasma sur la ligne médiane pour des intensités de courant de 90, 100, 110 et 120 A. Au même titre que la tension, on observe les mêmes tendances que celles observées pour la distance inter-électrode de 2 mm, à savoir :

- la forme des courbes ne varie pas en fonction de l'intensité du courant,
- plus l'intensité du courant augmente, plus la vitesse maximale du plasma augmente.
- Plus le débit augmente, plus la vitesse maximale du plasma diminue.

Enfin, les figures III.36, III.39 et III.42 présentent la température du plasma sur la ligne médiane pour des intensités de courant de 90, 100, 110 et 120 A. On en tire les mêmes conclusions que celles obtenues pour la distance inter-électrode de 2 mm :

- forme des courbes ne varie pas en fonction de l'intensité du courant,
- la température maximale du plasma augmente avec l'intensité du courant.

III.E.1.2.3.1 Vitesse d'écoulement du gaz égale à 8 l/min

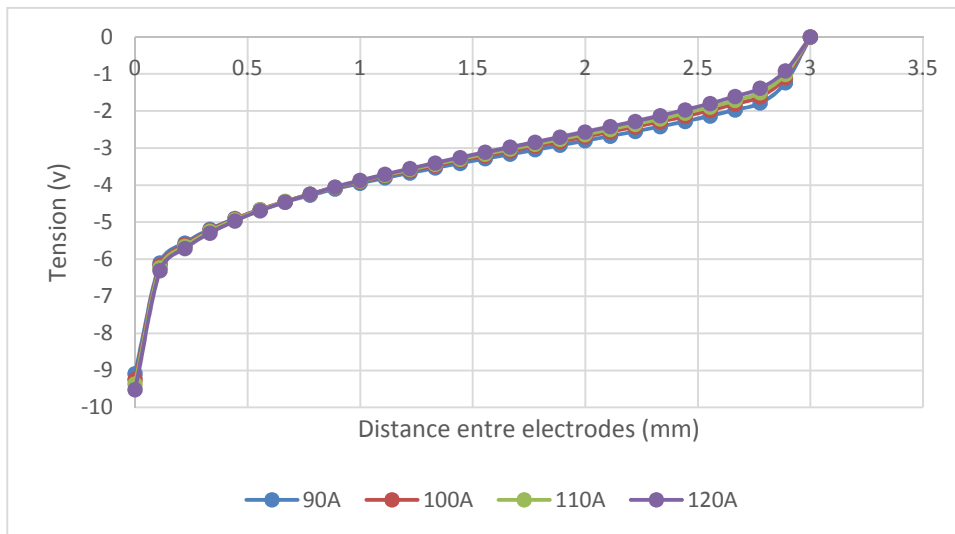


FIGURE III.34 : Evolution du potentiel électrique sur l'axe entre les électrodes pour 8 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 3 mm (distance entre les électrodes) et pour différentes intensités de courant

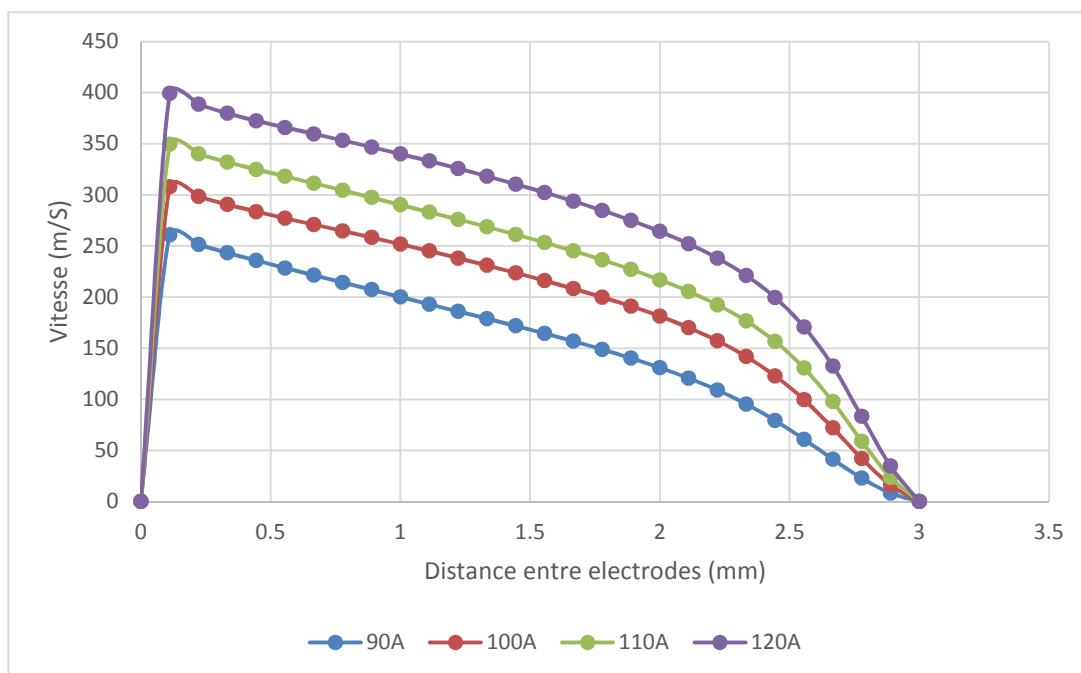


FIGURE III.35 : Evolution de la vitesse du plasma sur l'axe entre les électrodes pour 8 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 3 mm (distance entre les électrodes) et pour différentes intensités de courant

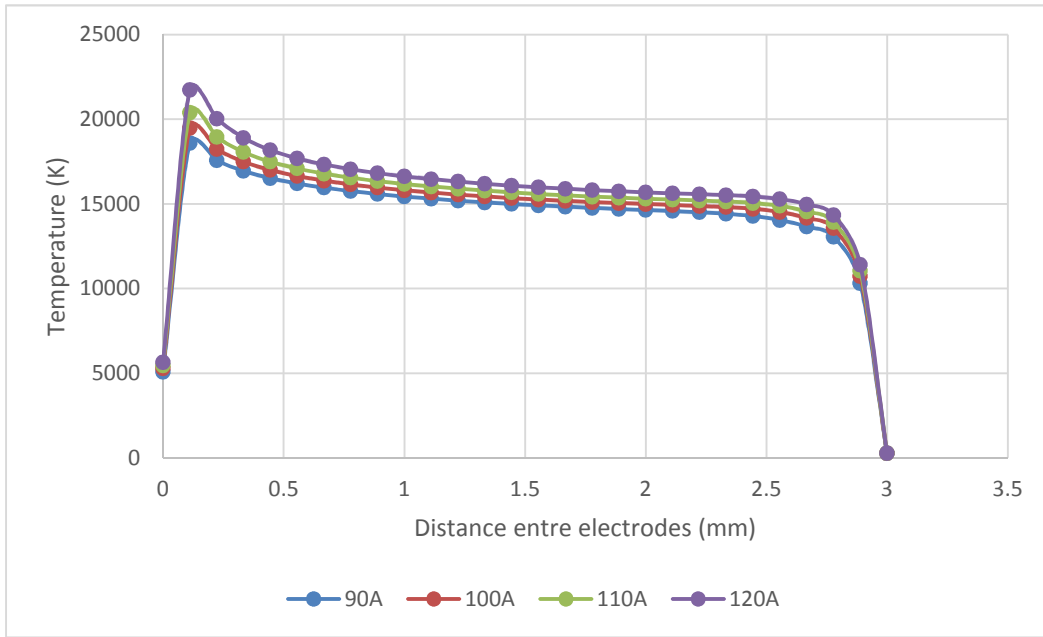


FIGURE III.36 : Evolution de la température du plasma sur l'axe entre les électrodes pour 8 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 3 mm (distance entre les électrodes) et pour différentes intensités de courant

III.E.1.2.3.2 Vitesse d'écoulement du gaz égale à 10 l/min

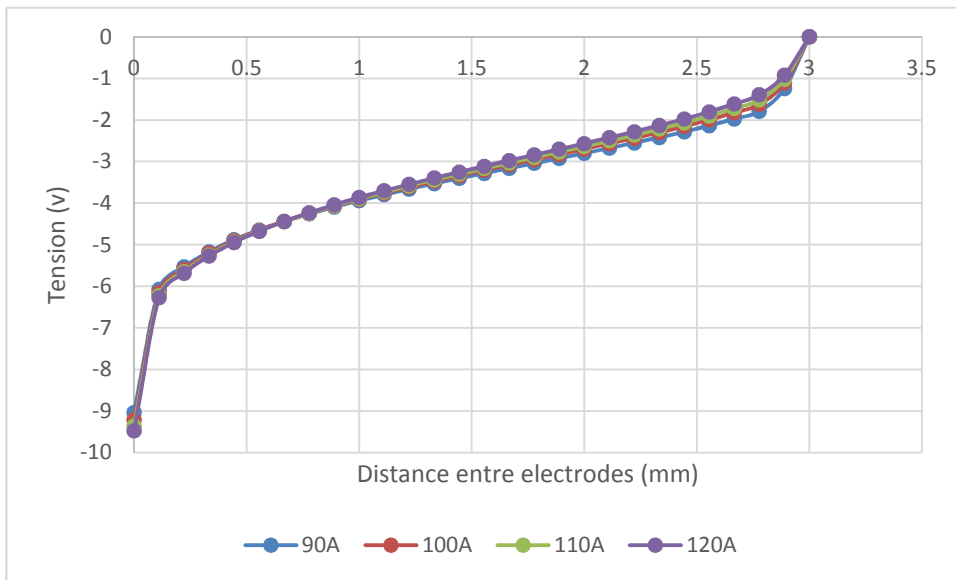


FIGURE III.37 : Evolution du potentiel électrique sur l'axe entre les électrodes pour 10 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 3 mm (distance entre les électrodes) et pour différentes intensités de courant

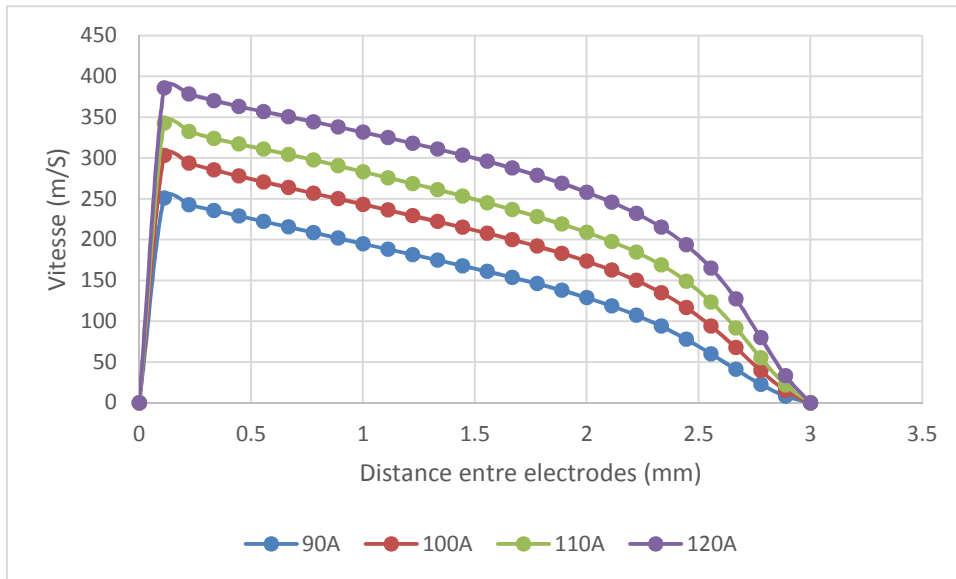


FIGURE III.38 : Evolution de la vitesse du plasma sur l'axe entre les électrodes pour 10 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 3 mm (distance entre les électrodes) et pour différentes intensités de courant

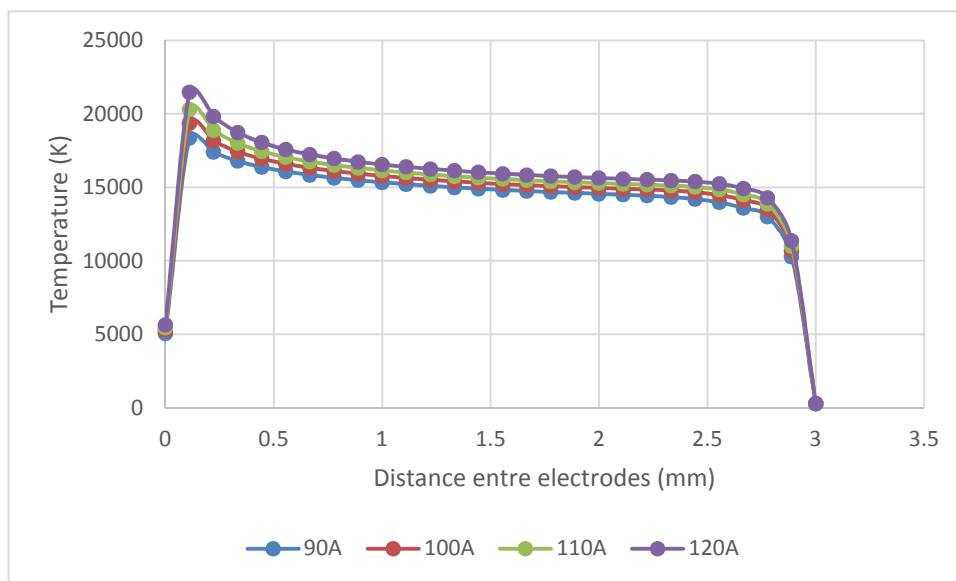


FIGURE III.39 : Evolution de la température du plasma sur l'axe entre les électrodes pour 10 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 3 mm (distance entre les électrodes) et pour différentes intensités de courant

III.E.1.2.3.3 Vitesse d'écoulement du gaz égale à 12 l/min

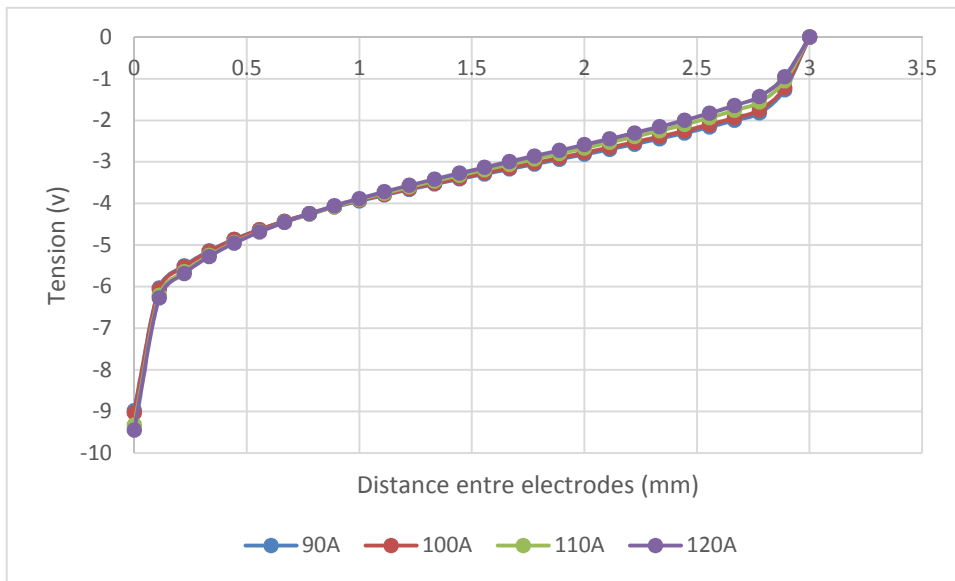


FIGURE III.40 : Evolution du potentiel électrique sur l'axe entre les électrodes pour 12 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 3 mm (distance entre les électrodes) et pour différentes intensités de courant

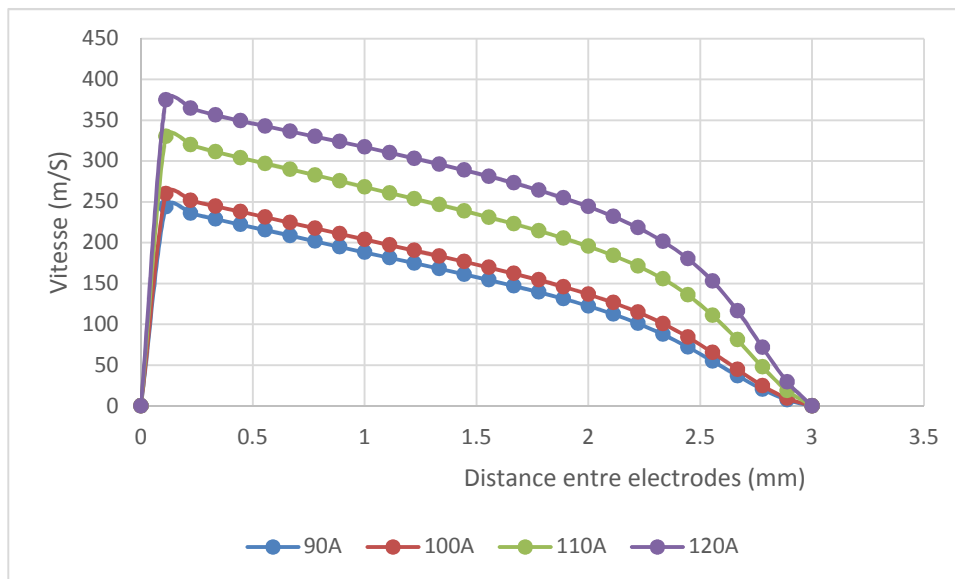


FIGURE III.41 : Evolution de la vitesse du plasma sur l'axe entre les électrodes pour 12 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 3 mm (distance entre les électrodes) et pour différentes intensités de courant

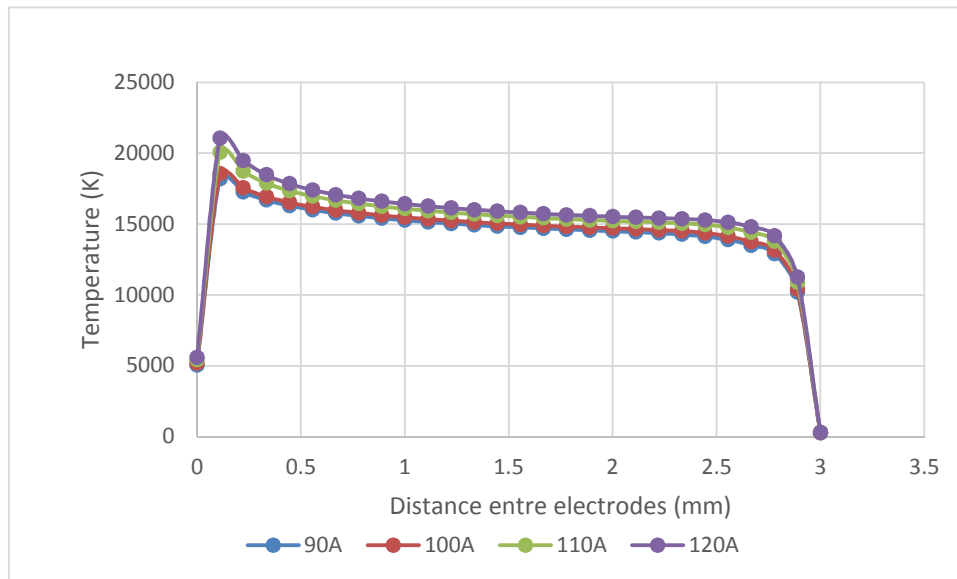


FIGURE III.42 : *Evolution de la température du plasma sur l'axe entre les électrodes pour 12 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 3 mm (distance entre les électrodes) et pour différentes intensités de courant*

III.E.1.2.4 Comportement du plasma pour une distance interélectrode de 4 mm

A l'instar des études paramétriques réalisées dans les paragraphes précédents pour une distance interélectrode de 2 puis de 3 mm, il s'avère que l'on obtient pour une distance de 4 mm des tendances tout à fait similaires en termes de tension, de vitesse de plasma et de température de plasma. On se borne donc dans les trois paragraphes qui suivent (correspondant respectivement à des débits de gaz de 8, 10 et 12 l/min) à fournir les courbes calculées. Pour leurs interprétations, on renvoie au début du paragraphe III.E.1.2.3.

III.E.1.2.4.1 Vitesse d'écoulement du gaz égale à 8 l/min

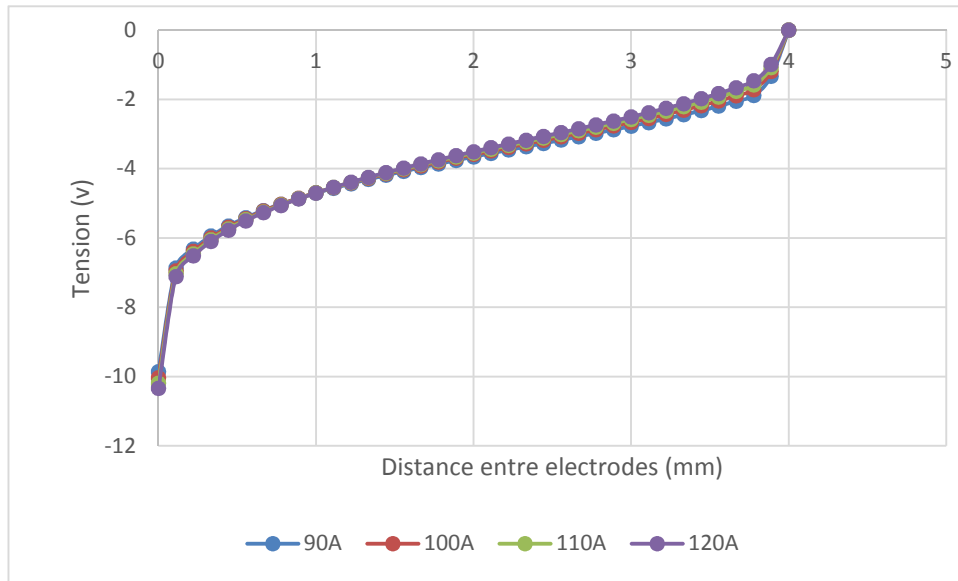


FIGURE III.43 : Evolution du potentiel électrique sur l'axe entre les électrodes pour 8 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 4 mm (distance entre les électrodes) et pour différentes intensités de courant

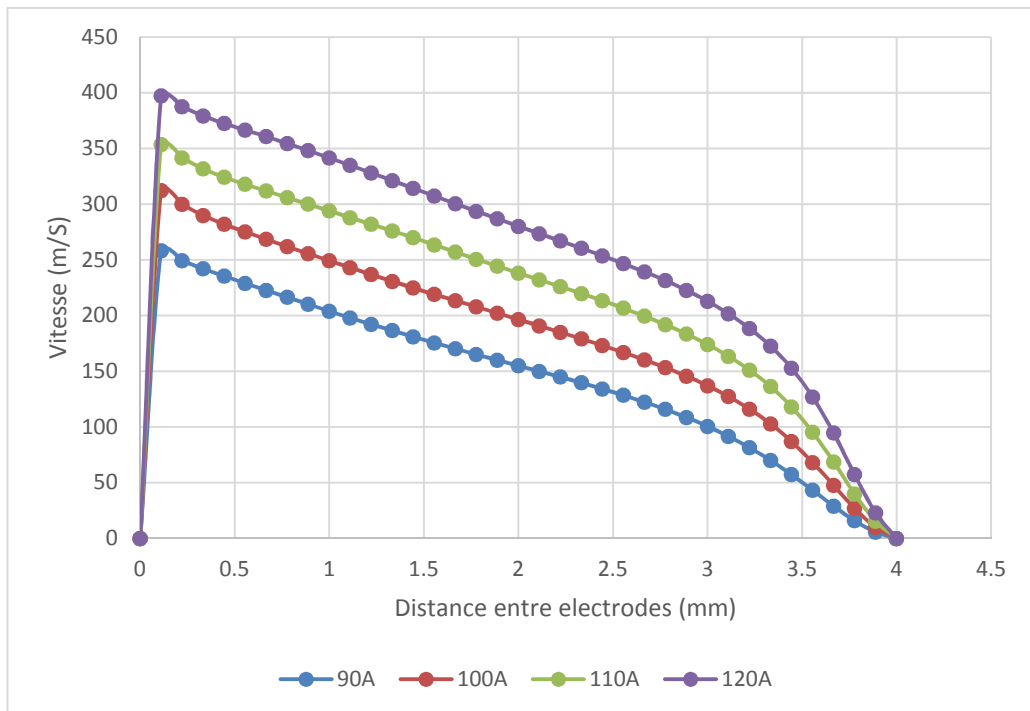


FIGURE III.44 : Evolution de la vitesse du plasma sur l'axe entre les électrodes pour 8 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 4 mm (distance entre les électrodes) et pour différentes intensités de courant

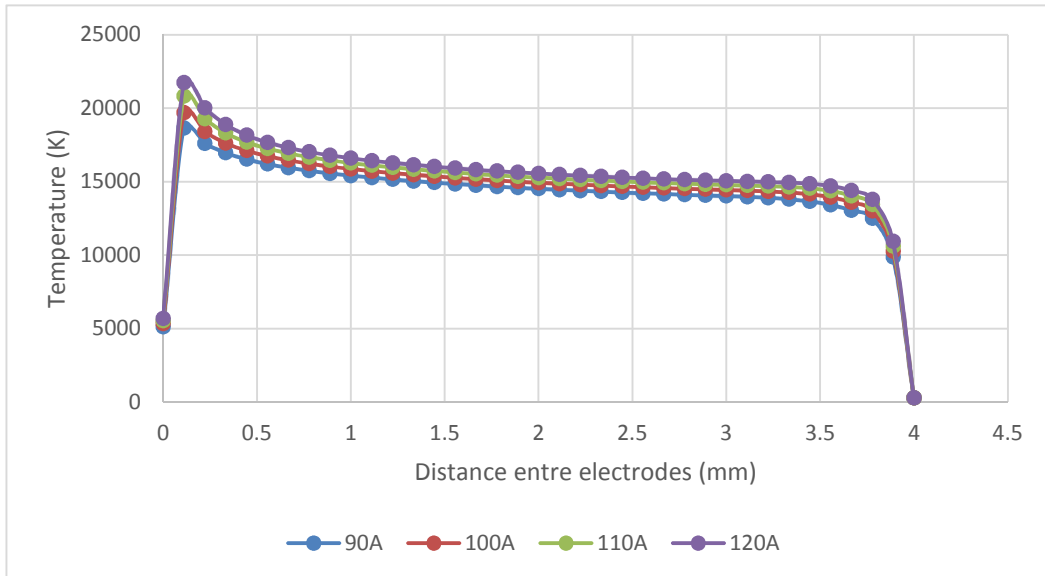


FIGURE III.45 : Evolution de la température du plasma sur l'axe entre les électrodes pour 8 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 4 mm (distance entre les électrodes) et pour différentes intensités de courant

III.E.1.2.4.2 Vitesse d'écoulement du gaz égale à 10 l/min

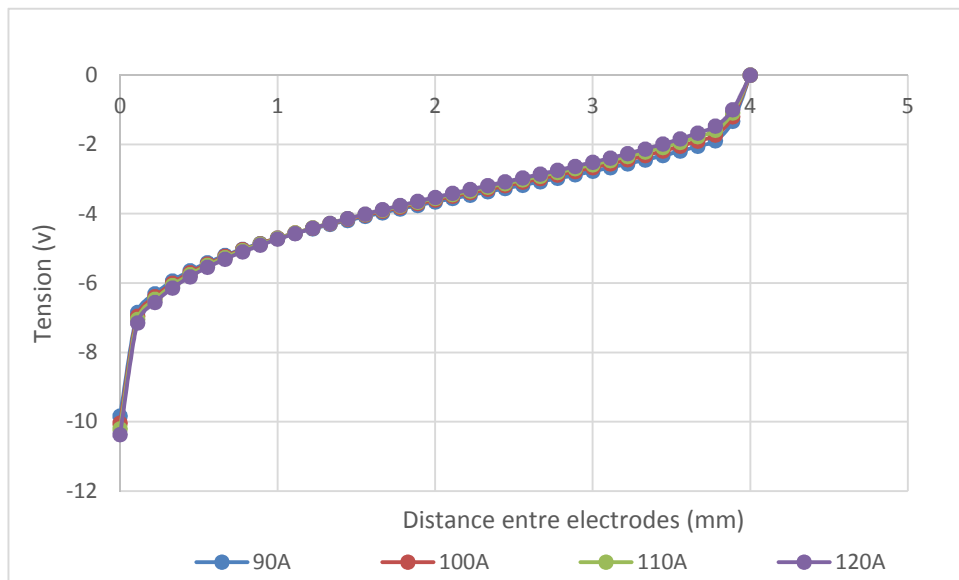


FIGURE III.46 : Evolution du potentiel électrique sur l'axe entre les électrodes pour 10l/min vitesse d'écoulement de l'argon, 4mm entre les électrodes et pour différentes intensités de courant

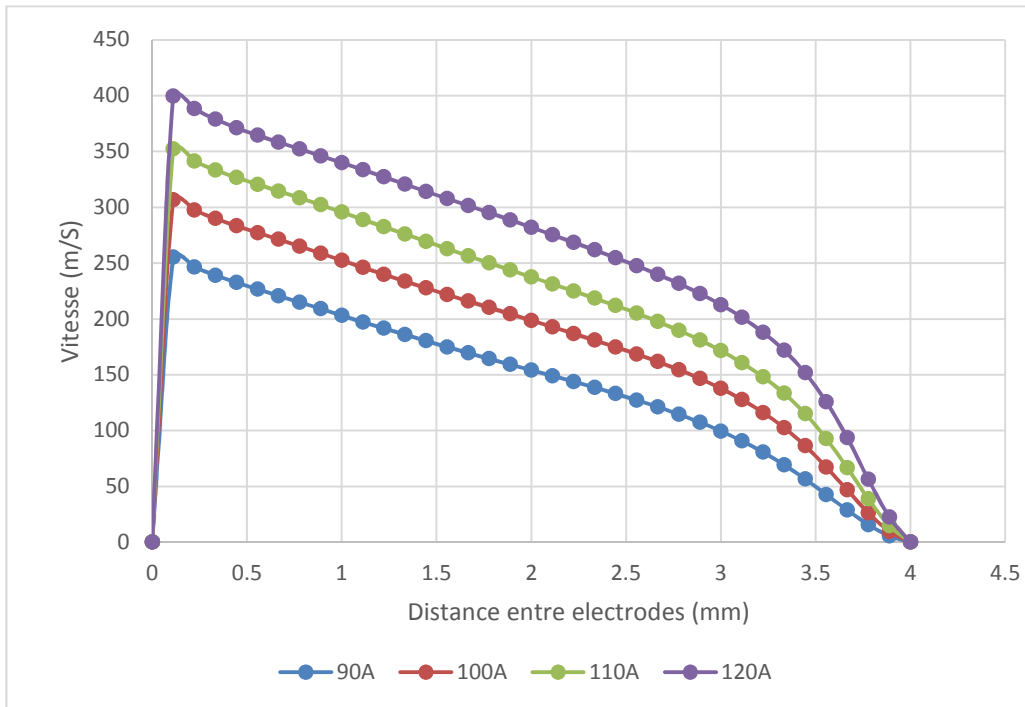


FIGURE III.47 : Evolution de la vitesse du plasma sur l'axe entre les électrodes pour 10 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 4 mm (distance entre les électrodes) et pour différentes intensités de courant

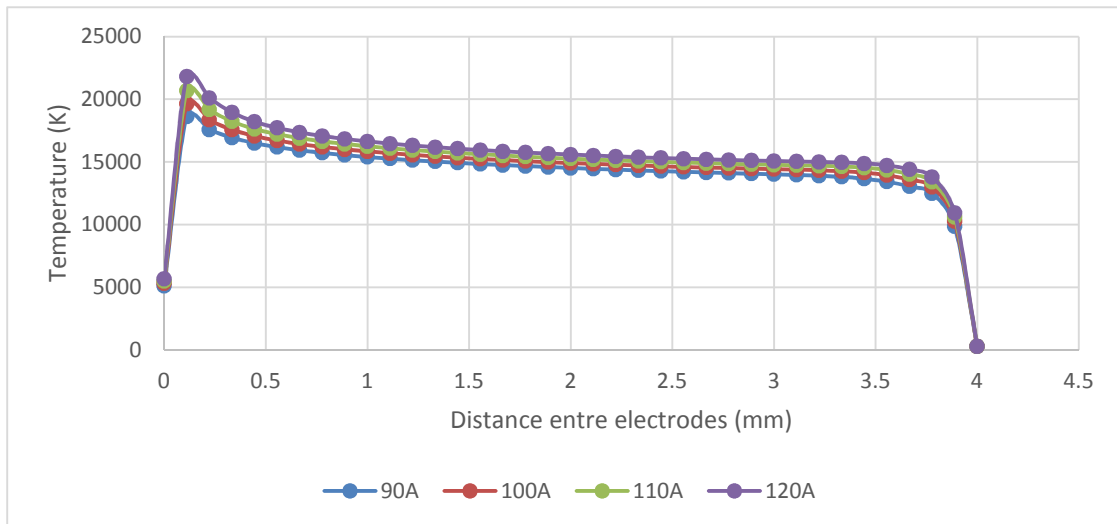


FIGURE III.48 : Evolution de la température du plasma sur l'axe entre les électrodes pour 10 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 4 mm (distance entre les électrodes) et pour différentes intensités de courant

III.E.1.2.4.3 Vitesse d'écoulement du gaz égale à 12 l/min

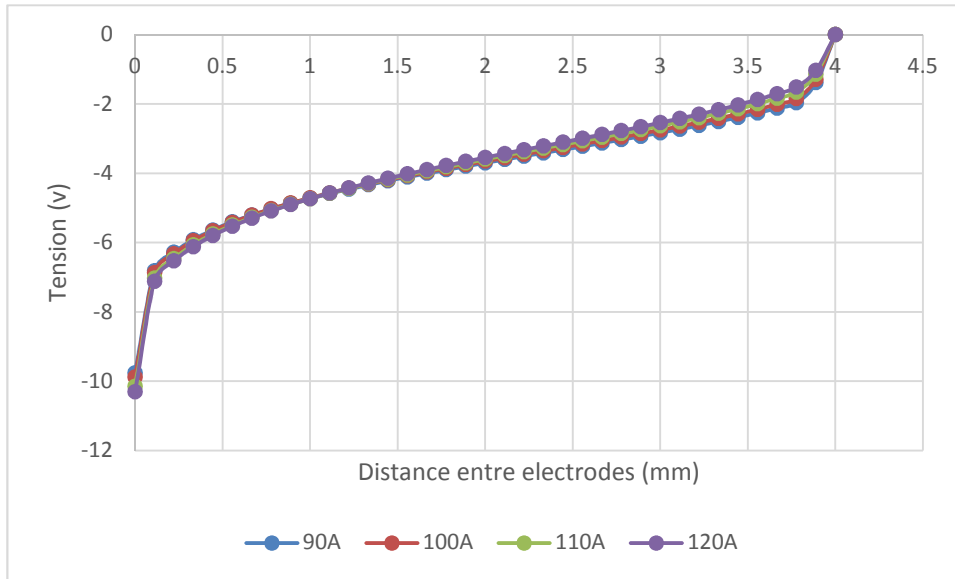


FIGURE III.49 : Evolution du potentiel électrique sur l'axe entre les électrodes pour 12 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 4 mm (distance entre les électrodes) et pour différentes intensités de courant

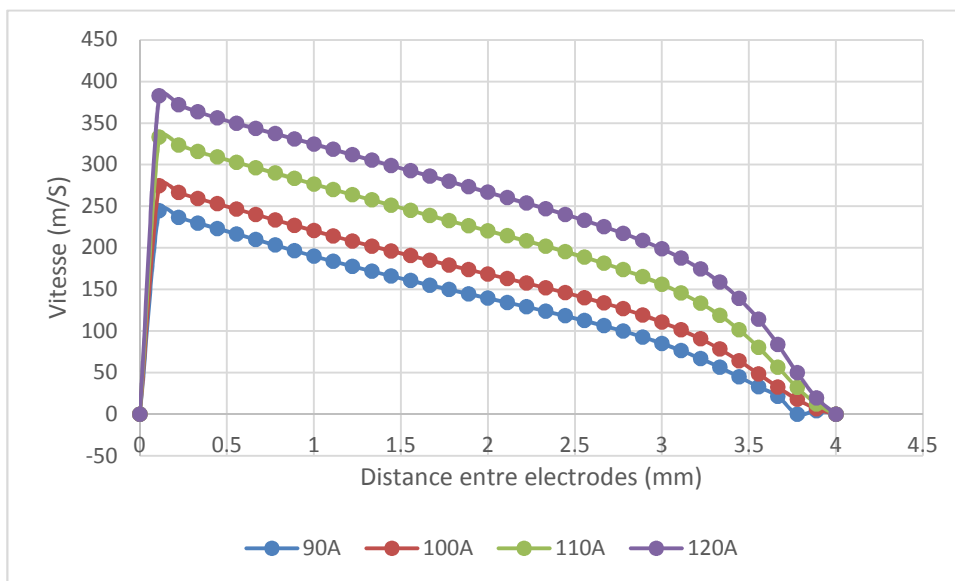


FIGURE III.50 : Evolution de la vitesse du plasma sur l'axe entre les électrodes pour 12 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 4 mm (distance entre les électrodes) et pour différentes intensités de courant

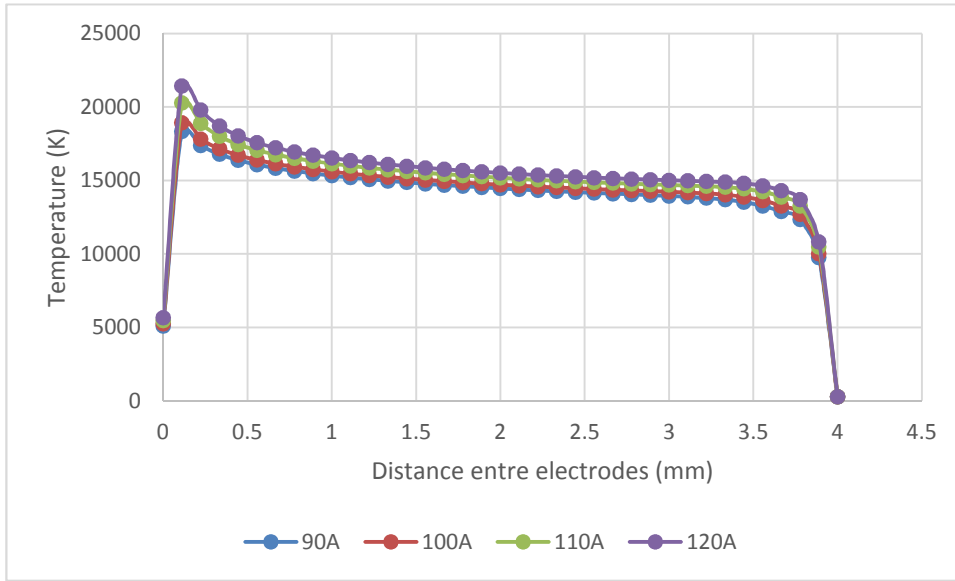


FIGURE III.51 : Evolution de la température du plasma sur l'axe entre les électrodes pour 12 l/min (vitesse d'écoulement de l'argon), 4 mm (distance entre les électrodes) et pour différentes intensités de courant

III.E.1.2.5 Synthèse des calculs en fonction de la distance inter électrode

Nous avons étudié dans les paragraphes précédents l'influence du débit de gaz d'argon, de l'intensité du courant et de la distance inter-électrode sur la tension, la vitesse et la température du plasma. Cette étude paramétrique a été effectuée sous forme de courbes que nous avons interprétées. Cependant, en raison de leurs très grand nombre (144 courbes au total), il n'est pas toujours aisé d'en tirer des conclusions comparatives. L'objet de ce paragraphe est de pallier ce manque en opérant une moyenne par rapport aux débits (8, 10 et 12 l/min) des valeurs maximales de tension, de vitesse et de température :

$$\bar{U} = (U_{\max_8} + U_{\max_{10}} + U_{\max_{12}}) / 3 \quad (\text{III.38})$$

$$\bar{T} = (T_{\max_8} + T_{\max_{10}} + T_{\max_{12}}) / 3 \quad (\text{III.39})$$

$$\bar{V} = (V_{\max_8} + V_{\max_{10}} + V_{\max_{12}}) / 3 \quad (\text{III.40})$$

Le choix a été fait de moyenniser sur le débit (plutôt que sur l'intensité du courant ou sur la distance inter-électrode) car l'étude paramétrique précédente a montré que l'influence du

débit sur la tension et la température étaient faibles. Elle est un peu plus importante sur la vitesse mais sans que cela soit excessif. Le tableau III.4 présente le résultat de ces moyennes. Le résultat chiffré ne dépend alors que de la distance entre les électrodes et de l'intensité du courant. Ces résultats sont interprétés sur les figures III.52 à III.54.

		Intensité du courant (A)			
		90	100	110	120
Vitesse (m/s)	Distance entre électrode (mm)				
	2 mm	229	265	305	355
	3 mm	252	290	341	387
Température (K)	2 mm	17965	18785	19651	20375
	3 mm	18387	19128	20258	21421
	4 mm	18538	19416	20597	21656
Tension (V)	2 mm	-8,03	-8,17	-8,29	-8,42
	3 mm	-9,03	-9,16	-9,35	-9,48
	4 mm	-9,82	-9,98	-10,18	-10,34

TABLEAU III.4 : *Moyenne des maximum de vitesse, température et tension du plasma en fonction de la distance entre les électrodes et de l'intensité du courant*

La figure III.52 présente les valeurs moyennes des vitesses maximales du plasma. On observe que cette vitesse augmente lorsque l'intensité du courant augmente ou lorsque la distance entre électrodes augmente, ainsi que cela a été remarqué par ailleurs dans [HSU.83], [CHO.92] et [ZHO.94a]. On note cependant que, pour une intensité de 90 A, la vitesse du plasma est très peu sensible à la variation sur les trois distances inter-électrode.

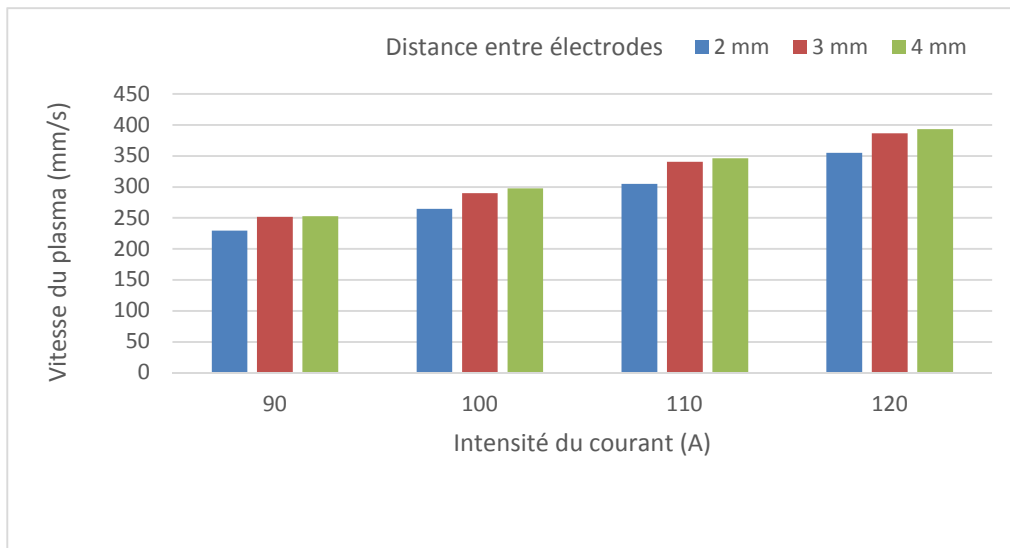


FIGURE III.52 : *Vitesse maximale moyenne du plasma en fonction de la distance entre les électrodes et de l'intensité du courant*

La figure III.53 présente les valeurs moyennes des températures maximales du plasma. On observe que, pour les trois distances inter électrode, la température du plasma augmente avec l'intensité du courant. Cette observation est conforme à celles effectuées dans [TSA.85], [CHO.92], [ZHO.94a], [LOW.97a] et [DON.11]. Nos résultats montrent de plus que cette augmentation est quasiment linéaire. Par ailleurs, pour chaque intensité de courant, on note que la température augmente avec l'écart entre les électrodes, Cette augmentation est à peu près similaire pour chacune des quatre intensités.

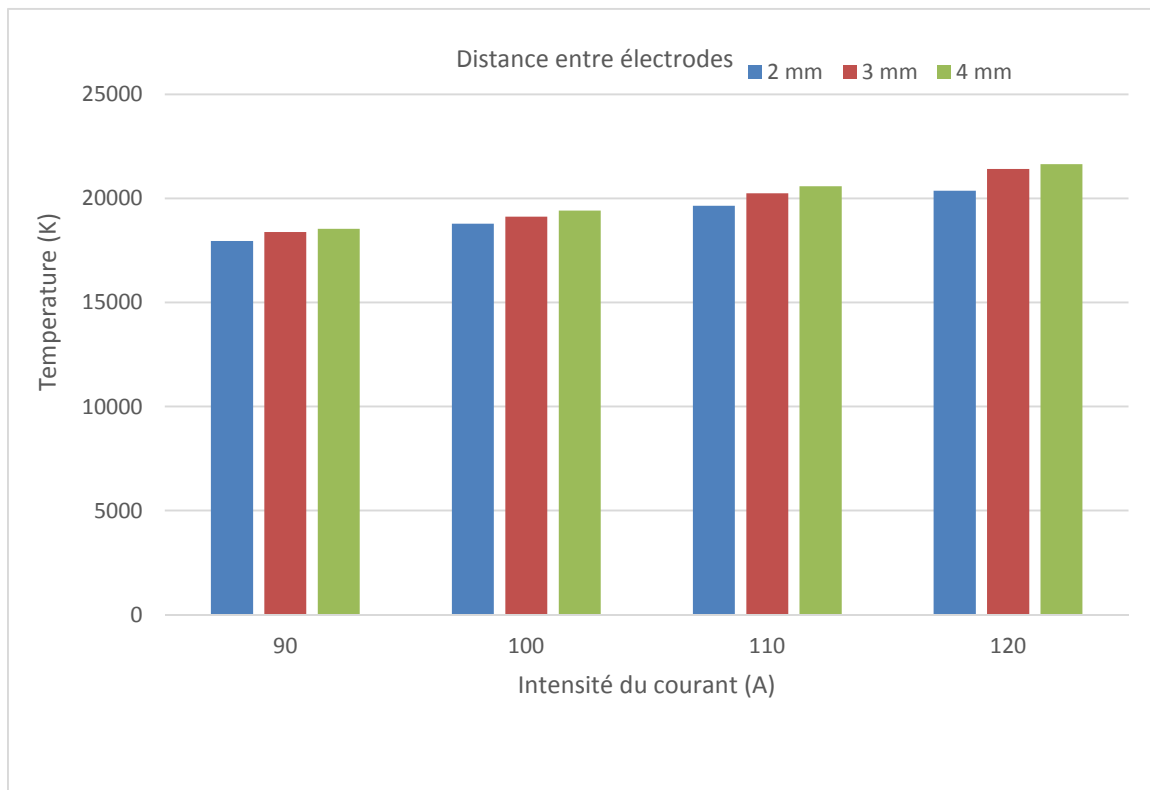


FIGURE III.53 : *Température du plasma en fonction de la distance entre les électrodes et de l'intensité du courant*

La figure III.54 présente les valeurs moyennes des tensions maximales du plasma. On observe que la tension augmente avec la distance inter-électrode. Cette augmentation se comporte de la même manière pour les quatre intensités de courant, à savoir une augmentation de 1 V pour une augmentation de 1 mm de la distance inter-électrode. En revanche, la tension augmente très faiblement avec l'intensité de courant, environ 0.4 V pour un delta de 30 A. Cette dernière observation n'est pas totalement incompatible avec certains résultats publiés dans la littérature. En effet, R.T.C. Choo et al. [CHO.92] ont bien trouvé un delta de tension égal à 2 V mais c'était pour une variation d'intensité de courant de 100 A, bien supérieure à la nôtre qui est de 30 A (de 90 à 120 A). Ce delta n'est plus que de 0.5 V dans [HSU.83] pour une variation d'intensité de courant de 50 A, ce qui correspond à peu près à nos conditions de calcul et à nos résultats.

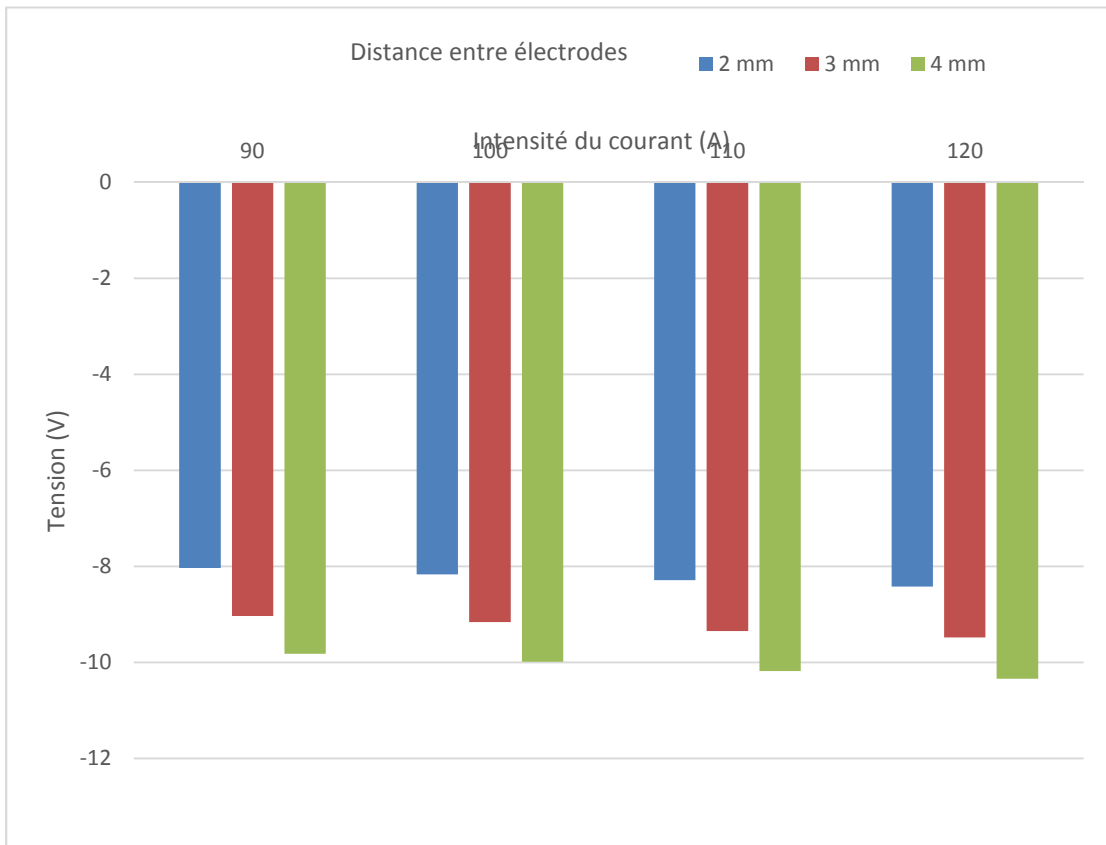


FIGURE III.54 : *Tension du plasma en fonction de la distance entre les électrodes et de l'intensité du courant*

III.F. Conclusion

Dans ce troisième et dernier chapitre, nous avons présenté un modèle couplé arc/électrode qui a été développé en utilisant les paramètres opératoires du soudage à l'arc. Ces paramètres sont l'intensité du courant, le débit de gaz d'argon et la distance entre la pointe de la cathode et la pièce à souder. Ce modèle unifié permet de simuler les phénomènes de transport qui se produisent lors du soudage à l'arc. Le transfert de chaleur et l'écoulement de fluide dans la colonne d'arc ont été étudiés sur la base des distributions de passage du courant, de la température, de la vitesse, de la pression et du potentiel dans le plasma d'arc. Notre modèle permet de considérer l'amorçage de l'arc. Lorsque cet arc devient stable, la conductivité électrique se fait dans l'équation de transfert d'énergie sans conductibilité artificielle supplémentaire. Cette méthode permet de se rapprocher des phénomènes physiques réels et constitue l'une des principales originalités de ce chapitre.

La méthode a donné lieu au développement d'un modèle bidimensionnel avec le logiciel commercial FLUENT. Des équations complémentaires ont cependant dû être prises en compte pour traiter le potentiel électrique et le potentiel magnétique. Elles ont été codées en langage de programmation C et interfacées avec FLUENT.

Une étude paramétrique a été réalisée en faisant varier le débit de gaz, l'intensité du courant et la distance entre les électrodes. L'influence de la combinaison de ces trois paramètres sur la tension, la vitesse et la température du plasma ont été discutées. Les résultats obtenus ont été comparés avec succès avec ceux de la littérature.

**CONCLUSIONS
GÉNÉRALES ET
PERSPECTIVES**

IV. Conclusions générales et perspectives

Ce mémoire de thèse a été consacré au développement d'outils de simulation numérique permettant d'appréhender les phénomènes physiques complexes mis en jeu lors d'opérations de soudage. Le développement de ces outils a été réalisé en deux parties. La première (chapitre II du mémoire) est consacrée à une étude approfondie des phénomènes thermomécaniques apparaissant lors de l'opération de soudage. La seconde partie (chapitre III du mémoire) a porté sur la compréhension des phénomènes physiques (thermique, écoulement fluide et électromagnétisme) du plasma thermique généré. Ces deux chapitres du mémoire ont été complétés par un état de l'art et une étude bibliographique relatifs à l'arc de soudure et au comportement thermomécanique des pièces à souder (chapitre I du mémoire). La bibliographie a porté pour l'essentiel sur le soudage par assemblage avec fusion, et plus particulièrement sur le procédé de soudage TIG.

Les deux premiers chapitres du mémoire de thèse ont naturellement nécessité une prise en compte de la dimension multi-physique du problème (thermique, mécanique des solides, mécanique des fluides et sciences des matériaux). C'est pour cette raison que deux des laboratoires de l'IRTES (Institut de Recherche sur les Transports, l'Énergie et la Société) ont été impliqués dans l'encadrement de la thèse, à savoir IRTES-M3M (Laboratoire Mécatronique, Méthodes, Modèles et Métiers) pour la partie mécanique et IRTES-LERMPS (Laboratoire d'Études et de Recherches sur les Matériaux, les Procédés et les Surfaces) pour la partie matériau.

Sur un plan pratique, les outils numériques développés ont été appliqués au soudage de tôles minces utilisées dans l'industrie agroalimentaire. Ce domaine applicatif a été choisi car le doctorant a occupé pendant la plus grande partie de sa thèse le poste de Directeur R&D de la société RÜHLE GmbH (Allemagne).

Rôle des paramètres du processus de fusion de tôles minces d'acier 316L inoxydables lors de l'opération de soudage

Dans le second chapitre, le rôle des paramètres du processus de fusion par ajout de matière lors d'une opération de soudage TIG entre deux tôles minces d'acier 316L inoxydables a été étudié. Pour permettre cette étude, un modèle éléments finis couplant la thermique à la mécanique des solides a été développé à l'aide des outils de programmation du code de calcul

ANSYS. L'ajout de matière lors de l'opération de soudure a notamment été simulé grâce à la fonction "*birth and death*" qui permet d'activer des éléments du maillage en fonction du dépôt progressif du cordon de soudure au cours du temps. Outre cette fonction d'activation, le modèle éléments finis contient un certain nombre de fonctionnalités standards comme un couplage entre les analyses thermique et mécanique, la prise en compte du comportement plastique du matériau par une loi isotrope bilinéaire et la dépendance des propriétés des matériaux vis-à-vis de la température. Enfin, bien que cela ne soit pas un élément prépondérant avec les maillages de petite taille que nous avons manipulés dans le cadre de cette thèse, le temps de calcul peut constituer un point bloquant pour des géométries plus complexes que celles considérées dans ce mémoire. Nous avons donc considérablement réduit ce temps de calcul en employant simultanément deux méthodes différentes. La première consiste à limiter la zone d'emprise de la source de chaleur en contrôlant précisément le taux de perte calorifique que l'on s'autorise numériquement. La seconde méthode revient à grossir ou à diminuer les tailles de maille selon les zones d'intérêt et à relier les différentes zones par des éléments contact. Cela évite ainsi de générer des zones de transition pour passer d'une zone à mailles grossières à une zone à mailles fines.

Afin de valider le modèle numérique, des tests expérimentaux ont été réalisés. Les références de ces tests étaient la vitesse d'exécution de l'opération de soudage, la tension du courant de soudage, les dimensions des pièces à souder, la fixation de ces pièces, la profondeur du cordon de soudure et les épaisseurs du cordon à la surface supérieure et inférieure de la pièce soudée. Des échantillons avec deux vitesses de soudages différentes, mais en conservant les autres valeurs d'entrées, ont été réalisés. Cela permet d'obtenir un cordon de soudure partiel dans la profondeur pour le cas de la soudure rapide (4.3 mm/s) et un cordon de soudure complet pour la vitesse lente (2.6 mm/s). Ces deux cas de figures ont conduit à des déformations angulaires différentes, en donnant ainsi la possibilité de vérifier notre modèle pour deux cas de figures différents. Nous avons donc considéré plusieurs échantillons constitués de deux tôles de petite taille (épaisseur de 3 mm, longueur de 52 mm et largeur de 35 mm) que nous avons soudés l'une à l'autre.

Nous avons établi que la bonne prédiction par simulation numérique des déplacements et des contraintes résiduelles lors d'une opération de soudage dépend de plusieurs facteurs donc certains ont fait l'objet de développements spécifiques originaux :

- Une quantification correcte de la source mobile volumique de chaleur, en particulier l'identification des paramètres numériques qui caractérisent sa modélisation par une densité Gaussienne. Ces paramètres ont été calculés à l'aide d'un plan d'expérience factoriel suivi de l'optimisation de la surface de réponse associée. Il apparaît que les paramètres identifiés sont utilisables pour les deux vitesses de soudage considérées dans ce mémoire et permettent une reproduction numérique fidèle de la largeur et de la profondeur du cordon de soudure.
- La prise en compte d'une conductivité artificielle dans la phase liquide permet de simuler la convection dans le bain de fusion.
- L'utilisation de deux températures de référence différentes est un élément déterminant pour modéliser correctement la dilatation thermique dans la phase de refroidissement.
- Grâce à une approche calculatoire originale, on a pu extrapoler de manière rationnelle la valeur du coefficient d'expansion thermique sécant pour des températures élevées au-delà de la température de fusion.

La comparaison entre les valeurs expérimentales et calculées du déplacement a montré une bonne concordance avec un écart relatif de 5%. Nous avons également établi que ce déplacement était associé à un mode de déformation de flexion hors-plan et que ce mode était fortement lié aux conditions aux limites considérées. Grâce à la fiabilité du modèle éléments finis que nous avons éprouvé avec des comparaisons avec l'expérience, il est possible de préconiser des vitesses de soudage appropriées au soudeur afin que celui-ci réduise au maximum les déformations induites par la soudure et par la phase de refroidissement. Ces principaux résultats ont été publiés en 2016 dans une revue internationale référencée dans la base de données ISI Web of Science de Thomson Reuters) ([TCH.16]).

Rôle des phénomènes physiques sur le plasma thermique généré

Le troisième chapitre a été consacré à la modélisation de l'arc électrique de soudure. Cette modélisation rend possible l'obtention de grandeurs physiques telles que les champs de température du plasma, la tension, ainsi que ses chutes anodiques et cathodiques, et la vitesse du plasma. Un modèle axisymétrique bidimensionnel du plasma d'arc électrique lors de l'opération de soudage TIG a été réalisé en intégrant un couplage fluide-solide avec le logiciel FLUENT qui utilise la méthode des volumes finis. Dans ce modèle, les équations

électromagnétiques et thermiques sont résolues dans la cathode solide et les équations supplémentaires régissant l'écoulement sont considérées dans le domaine gazeux où l'arc est généré. Ce modèle inclut aussi la géométrie réelle des composants de la torche tels que le diffuseur de gaz, la buse et l'électrode. Cependant, la complexité des phénomènes qui ont lieu dans le plasma nous a conduit à développer un code supplémentaire en utilisant le langage de programmation C. Ce code est interprété et utilisé par FLUENT. Il permet :

- la définition d'équations de conservation de grandeurs physiques à l'aide de fonctions programmées par l'utilisateur (UDF : *User Defined Function*),
- la définition de grandeurs scalaires (UDS : *User Defined Scalar*),
- la programmation des propriétés des matières fluides et solides du modèle.

Dans un premier temps, nous avons employé la même intensité de courant et le même rendement énergétique que ceux utilisés dans le second chapitre. Dans un second temps, nous avons effectué une étude de sensibilité sur les paramètres influant sur le plasma pendant l'opération de soudage, c'est-à-dire l'intensité du courant, le débit de gaz d'argon et la distance inter-électrodes. Les valeurs considérées pour chacun de ces paramètres ont été les suivantes :

- débit de gaz : 8, 10 et 12 l/min,
- intensité du courant : 90, 100, 110 et 120 A,
- distance inter-électrode : 2, 3 et 4 mm.

En cherchant à combiner les effets de ces différents paramètres entre eux, nous avons réalisé un total de 36 calculs.

Le transfert de chaleur et l'écoulement de fluide dans la colonne d'arc ont été étudiés sur la base des distributions de passage du courant, de la température, de la vitesse de la pression et du potentiel dans le plasma d'arc. Notre modèle permet de considérer l'amorçage de l'arc. Lorsque cet arc devient stable, la conductivité électrique se fait dans l'équation de transfert d'énergie sans conductivité artificielle supplémentaire. Cela permet de se rapprocher des phénomènes physiques réels, ce qui n'a pas encore été étudiée ou expliquée dans la littérature et qui constitue donc l'un des autres éléments d'originalité du mémoire.

A l'aide du modèle que nous avons développé, les observations suivantes ont été effectuées :

- La température augmente avec l'intensité du courant ainsi qu'avec la distance inter électrode.
- La vitesse augmente avec l'intensité du courant et avec la distance inter-électrode.
- Le potentiel électrique augmente avec l'intensité du courant lorsque la distance inter électrode est constante. Lorsque cette distance augmente à intensité de courant constante, le potentiel électrique augmente aussi mais de manière plus importante qu'à distance inter-électrode constante.
- Le débit du gaz ne joue aucun rôle sur la température et sur le potentiel électrique. Il influe par contre sur la vitesse d'écoulement du plasma. Plus le débit est élevé, plus la vitesse d'écoulement du plasma est faible.

Ces tendances sont en accord avec celles de la littérature.

Perspectives

Le modèle de plasma que nous avons développé a permis de simuler des phénomènes se rapprochant de la réalité avec une approche originale concernant la conductivité. En effet, si l'amorçage de l'arc avec une tension élevée de l'appareil de soudage s'effectue avec une conductivité électrique artificielle, le maintien de l'arc ainsi que le transfert d'énergie vers la pièce à souder s'opère sans conductivité artificielle. Ce type d'approche ayant à notre connaissance un caractère d'originalité qui se démarque de ce qui se pratique dans la littérature, nous envisageons de soumettre à très court terme un article sur ce sujet dans une revue internationale.

Les analyses thermomécaniques réalisées dans ce travail ont porté sur des géométries simples comme le soudage de plaques minces. La méthodologie développée pourrait être étendue à des géométries plus complexes et plus proches de la réalité industrielle. Le calibrage numérique de la source de chaleur devra alors probablement être revu puisqu'il est basé sur la géométrie du cordon de soudure et que celui dépend évidemment de l'application traité.

Il pourrait enfin être intéressant de relier de manière beaucoup plus directe les modèles thermomécaniques et d'écoulement fluide développés dans le cadre de ce travail de thèse. On pourrait par exemple essayer de corréliser la forme géométrique du bain fondu avec la géométrie moyenne du cordon de soudure obtenu lors du calcul thermomécanique. Cela

permettrait d'utiliser un modèle statique de mécanique des fluides pour obtenir la géométrie du cordon et d'économiser le temps de calcul consacré à l'analyse thermique transitoire.

V. ANNEXE I

EXTRAIT DE CODE APDL

**(Ansys Parametric Design
Language)**

Dans le cadre de cette thèse, le modèle éléments finis en thermomécanique a été réalisé à l'aide du langage de programmation APDL du logiciel ANSYS. Plus de 1000 lignes de code ont ainsi été programmées. A titre d'illustration, un extrait de cette programmation est fourni ci-dessous. Cet extrait permet de calculer la source de chaleur mobile et de l'affecter aux éléments du maillage concernés.

```

*do,i,0,NY4-1
    ekill,APPORT_MAT%i%
*enddo
ealive,APPORT_MAT12
ealive,APPORT_MAT40
*DO,TIMEV,0,TEMPSFINAL-DTIME,DTIME
    *IF,index,lt,NY4,then
        ealive,APPORT_MAT%index%
        index =index+1
    *endif
    *do,i,1,Nbr_ELEM_TOTAL,1
        *GET,xnode,NODE,numnode,LOC,X
        *GET,ynode,NODE,numnode,LOC,Y
        *GET,znode,NODE,numnode,LOC,Z
        rs=(ynode-(TIMEV)*dis_v)**2+(xnode-(Tolle2_X2_4/2))**2
        FTAB(K)=Fo*exp(-3.*rs/sqra)*exp(-3.*((epaisseur-znode)**2)/(valc**2))
        BFE,enum,HGEN,1,FTAB(1),FTAB(2),FTAB(3),FTAB(4)
        BFE,enum,HGEN,5,FTAB(5),FTAB(6),FTAB(7),FTAB(8)
    *enddo
*enddo

```


VI. ANNEXE II

EXTRAIT DE CODE C

La complexité des phénomènes qui ont lieu dans le plasma nous a conduit à développer un code spécifique (User Defined Functions) avec le langage de programmation C. Ce code est interfacé avec le logiciel commercial FLUENT qui utilise la méthode des volumes finis. En effet, le logiciel FLUENT permet le développement et l'interprétation de codes utilisateur externes via :

- la définition et la programmation d'équations de conservation complémentaires de grandeurs physiques à l'aide de fonctions programmées par l'utilisateur (User Defined Scalars),
- la programmation personnalisée des propriétés des matières fluide et solide du modèle (User Defined Properties).

La programmation de ces équations complémentaires en langage C a été réalisée avec plus de 200 lignes de code. A titre d'illustration, un extrait de cette programmation est fourni ci-dessous. Cet extrait permet de calculer la source de chaleur par effet Joule.

```

DEFINE_SOURCE(h1_source, c, t, dS, eqn)
{
    real sigma, t1, Sor, x[ND_ND], jwall;
    int i;
    t1=C_T(c,t);
    sigma=esig(t1);
    sigma=max(sigma,0.00001);
    C_CENTROID(x,c,t);
    jwall=sigma*sqrt(C_UDSI_G(c,t,E1)[0]*C_UDSI_G(c,t,E1)[0]+C_UDSI_G(c,t,E1)[1]*C_UDSI_G(c,t,E1)[1]);
    Sor=(jwall*jwall)/sigma;
    //if (x[0]>0.0409) Sor=(1.4/5.56e-5)*jwall;
    C_UDMI(c,t,0)=Sor;
    //Sor=min(Sor,8.0e12)-Qrb(t1);
    Sor=Sor-Qrb(t1);
    C_UDMI(c,t,1)=esig(t1);
    C_UDMI(c,t,1)=sigma;
    C_UDMI(c,t,2)=Qrb(t1);
    dS[eqn] = -(12345./t1)*(jwall/sigma)*(jwall/sigma);
    return Sor;
}

```


VII.Références bibliographiques

1928

Langmuir, I. 1928. Oscillations in Ionized Gases. Proceedings of the National Academy of Science (14):627-637.

1946

Rosenthal, D. 1946. The theory of moving source of heat and its application to metal treatment. Transactions ASME 43(11):849-866.

1953

University of California, 1953. Bibliographical Bulletin for Welding and Allied Processes, Band 5 Publications de la Soudure Autogène.

1955

Maecker, Peters H., Schenk H.,1955. Ionen- und Atomquerschnitte im Plasma verschiedener Gase, Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei 140, 119-138.

1957

Watanabe M., Satoh K., 1957. Fundamental study on buckling of thin steel plate due to bead welding. J Jpn Weld Soc; 27:313–20.

1960

Platzman R. L., 1960. Probabilité d'ionisation par transfert d'énergie d'atomes excités à des molécules. J. Phys. Radium, 21 (12), pp.853-858.

1962

Nestor O. H., 1962. Heat Intensity and Current Density Distributions at the Anode of High Current Inert Gas Arcs. *Journal of Applied Physics* 33, 1638.

1963

Griem H. R. 1963. Validity of Local Thermal Equilibrium in Plasma Spectroscopy. *Phys. Rev.* 131, 1170.

Rykalin, N. N., 1963. *The Calculation of Thermal Processes in Welding*, Mashgiz; translated into English by Z. Paley and C. M. Adams, Jr., 1963.

1964

Maecker H., 1964. *An Introduction to Discharge and Plasma Physics*. University of New England Summer School

Griem H. R. 1964 *Plasma Spectroscopy* (New York: Mc Graw-Hill).

Rogers, G. F. C. and Mayhew, Y. R., 1964. *Engineering Thermodynamics Work and Heat Transfer*, Chap. 21, Longmans.

1965

Christensen N., Davies L., Gjermundsen K, 1965. Distribution of temperatures in Arc Welding. *British Welding Journal*. vol 12, pp. 54-75.

1969

Pavelic, V., Tanbakuchi, R., Uyehara, O. A., Myers, P. S., 1969, Experimental and computed temperature histories in Gas Tungsten Arc Welding of thin plates, *Welding Journal*, vol. 48, n. 7, pp. 295s - 305s.

1970

Hibbitt H. D, Marcal P. V., Rice, 1970. A finite element formulation for problems of large strain and large displacement. *Inr. J. Solids Structures*, Vol. 6, pp. 1069 to 1086.

1971

Ueda Y., Yamakawa T., 1971. Analysis of thermal elastic-plastic stress and strain during welding by finite element method *Trans Jpn Weld Res Inst*, 2 (2) pp. 90–100.

1975

Friedman, E. 1975. Thermomechanical analysis of the welding process using the finite element method. *Trans. A.S.M.E. J. Pressure Vessel Tech* 973(3): 206-213.

Metcalfe J. C., Quigley M. B. C., 1975. Heat Transfer in Plasma-Arc Welding. *Welding research supplement* pp.99-104.

Ueda Y., Fukuda K., Nakacho K., Endo S., 1975. A new measuring method of residual stresses with the aid of finite element method and reliability of estimated values *Transactions of JWRI*, 4 (2), pp. 123–131.

1976

Thiell G., Braun J.C., 1976. Etude théorique de la région cathodique dans un arc à cathode liquide. *Revue de Physique Appliquée*, 1976, 11 (5), pp.609-615.

1977

Cornell University, 1977. L'Industrie du pétrole dans le monde: gaz-chimie, Band 45, Editions Olivier Lesourd.

Houldcroft P. T., 1977. Welding Process Technology, Cambridge at the university press, 313 pages.

Tsai C.L., 1977. Parametric Study on Cooling Phenomena in Underwater Welding, PhD Thesis, 1977, M.I.T.

University of Chicago, 1977. Revue industrielle, Band 61, Ausgaben 110-121.

1978

Ramakrishnan S, Stokes A D and Lowke J J, 1978. An approximate model for high-current free-burning arcs. Journal of Physics D: Applied Physics, Volume 11, Number 16.

1980

Dinulescu H. A., Pfender E., 1980. Analysis of the anode boundary layer of high intensity arcs Journal of Applied Physics 51, 3149.

Emmert G. A., Wieland R. M., Mense A. T., Davidson J. N., 1980. Electric sheath and presheath in a collisionless, finite ion temperature plasma. Physics of Fluids (1958-1988) 23, 803.

Key J. F. 1980 Anode/cathode geometry and shielding gas interrelationships in GTAW Welding J. 59 364–70s.

Masubuchi K., 1980. Analysis of welded structures: residual stresses, distortion and their consequences. Oxford, England :Pergamon Press.

White JD, Leggatt RH, Dwight JB. Weld shrinkage prediction. *Weld Met Fabr* 1980;11:587–96.

1982

Heiple, C.A., Rople, J.R., 1982. Mechanism for Minor Elements Effects on GTA Fusion Zone Geometry. *Welding J.*, (61) 975s.

Mura T., 1982. *Micromechanics of Defects in Solids*. The Hague, London, Martinus Nijhoff.

1983

Allum C. J., 1983. Power dissipation in the column of a TIG welding arc. *J. phys. D: Appl. Phys.*, 16 (1983) 2149-2165.

Eagar, T. W., Tsai, N. S. 1983. Temperature fields produced by traveling distributed heat sources. *Welding Journal* 62(12): 346-s to 355-s.

Hsu K. C., Etemad K., Pfender E., 1983. Study of the free-burning high-intensity argon arc. *Journal of Applied Physics* 54, 1293.

Ueda Y., Fukuda K.F.M., 1983. A measuring theory of three dimensional residual stresses in long welded joints *Transactions of JWRI*, 12 (1), pp. 113–122.

1984

Goldak J., 1984. A new finite element model for welding heat sources. *Metallurgical Transactions B*, 15B, 299.

Haddad G. N., Farmer J. D., 1984. Temperature determinations in a free-burning arc: 1. Experimental techniques and results in argon. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 17 1189-1196.

Kovitya P., Lowke J.J, 1984. Two-dimensional analysis of free burning arcs in argon. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 18 53-70. Printed in Great Britain.

Sanders N. A., Pfender E., 1984. Measurement of anode falls and anode heat transfer in atmospheric pressure high intensity arcs *Journal of Applied Physics* 55, 714.

1985

Goldak, J., Chakravarti, A., and Bibby, M. 1985. A double ellipsoid finite element model for welding heat sources. *IIWDoc. No. 212-603-85*.

Kou, S., Sun, D.K., 1985. Fluid flow and weld penetration in stationary arc welds. *Metallurgical Transactions A* 16, 203–213.

Tsai N. S. and Eagar T. W., 1985. Distribution of the Heat and Current Fluxes in Gas Tungsten Arcs. *Metallurgical Transactions B*, 16B, 845.

1986

Lancaster J.F., 1986. *The Physics of Welding*, second ed., Oxford Pergamon.

Lin M., Eagar TW. , 1986. Pressure produced by gas tungsten arcs. *Metallurgical Transactions B* 17B:601e7.

1986a

Dunn G. J., Allemand C. D., Eagar T. W., 1986. Metal Vapors in Gas Tungsten Arcs: Part I. Spectroscopy and Monochromatic Photography. *Metallurgical and Material Transactions A*. Volume 17a. October 1986- 1851.

1986b

Dunn G. J., Eagar T. W., 1986. Metal Vapors in Gas Tungsten Arcs: Part II. Theoretical calculations of transport properties. Metallurgical and Material Transactions A. Volume 17a. October 1986- 1865.

1987

Kou S., Welding Metallurgy, Wiley, 1987, 411 pages.

1990

Vitooraporn C., 1990. Experimental and analytical study on reduction of residual stresses and distortion during welding in high strength steel Ph.D thesis Massachusetts Institute of Technology, Dept. of Ocean Engineering.

Tsai MC., Sindo K., 1990. Heat transfer and fluid flow in welding arcs produced by sharpened and flat electrodes. International Journal of Heat and Mass Transfer; 33:2089-98.

1991

Fuerschbach P. W., Knorovsky G. A., 1991. A study of melting efficiency in plasma arc and gas tungsten arc welding. Welding research supplement to the Welding Journal, 287-298.

Meyer L., 1991. Measurements of Turbulent Velocity and Temperature in a Central Channel of a Heated Rod Bundle, KFK 4818.Kernforschungszentrum Karlsruhe.

Muncaster P., 1991. Practical TIG (GTAW) Welding: A Survey of the Process and Equipment.

Phelps A. V. 1991, Cross sections and swarm coefficients for nitrogen ions and neutrals in N₂ and argon ions and neutrals in Ar for energies from 0.1 eV to 10 keV, J. Phys. Chem. Ref. Data 20 (3) 557–573.

Wilbers A.T.M., Beulens J.J., Schram D.C., 1991. Spectrosc. Radiat. Transfer, J. Quant. 46 385-392.

Zienkiewicz O.C., Taylor R.L., 1991, in: The Finite Element Method, fourth ed., vol. 2, McGraw-Hill, Berkshire, UK.

1992

Kanouff M., Greif R., 1992. The unsteady development of a GTA weld pool. Int.J. Heat Mass Transfer. Vol. 35, No.4, pp.967-979.

Lowke J. J., Kovitya P., Schmidt H. P., 1992. Theory of free-burning arc columns including the influence of the cathode J. Phys. D Appl. Phys. 25 1600-1506.

Choo R.T.C, Szekely J., Westhoff R.C, 1992. On the Calculation of the Free Surface Temperature of Gas-Tungsten-Arc Weld Pools from First Principles: Part I. Modeling the Welding Arc. Metallurgical transactions B volume 23B, June 1992-357.

Zhu P., Lowke J J, Morrow R, 1992. A unified theory of free burning arcs, cathode sheaths and cathodes J. Phys. D: Appl. Phys. 25 1221.

1993

Benilov M. S., 1993. Nonlinear heat structures and arc-discharge electrode spots Phys. Rev. E, vol. 48, number 1.

Demirdic I., Martinovic D., 1993. Finite volume method for thermo-elasto-plastic stress analysis. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 109 pp. 331-349.

Ushio M., Fan D., Tanaka M., 1993. A method of estimating the space-charge voltage drop for thermionic arc cathodes. J. Phys. D. Appl Phys. 21 561-566.

Wang, G., Tandon, K.N., 1993. The microstructural changes during laser welding of stainless steel under reduced gravity environment. *Microgravity Science and Technology* 6, 96–100.

1994

ASM Handbook, vol. 6, Welding, Brazing, and Soldering, 1994.

Boulos M. I., Fauchais P., Pfender E., 1994 *Thermal plasmas : Fundamentals and applications*, volume 1. Plenum Press.

Choo R.T.C., Szekely J., 1994. The possible role of turbulence in GTA weld pool behavior. *Weld. J.* 73 25-31.

Delalondre C., Zahrai S., Simonin O., 1994. Turbulence modelling in electric arc. Collection des notes internes DER EDF, HE-44/94/020A.

Derllishek K. S., Knopp C. F., Cambel A. B., 1994. Report No. NU-GDL A.3.62, 1962, Northwestern U., Illinois.

Haidar, J., Farmer, A. J. D. 1994. Large effect of cathode shape on plasma temperature in high-current free-burning arcs. *J. Phys. D Appl. Phys.*, 27(3), 555–560.

Pellerin S., Musiol K., Pokrzywka B., Chapelle J., 1994. Investigation of a cathode region of an electric arc, *J. Phys. D* 27 (3) 522-528.

Podenok L.P., Shimanovich V.D., Sharakovsky L.I., Yas'ko O.I., 1994. Turbulent flows with electric arc *High Temp. Chem. Processes*, 3.

1994a

Zhou X., Heberlein J., 1994. Analysis of the arc-cathode interaction of free-burning arcs. *Plasma Sources Sci. Technol.* 3, 564-574.

1994b

Zhou X., Heberlein J., Pfender E., 1994. Theoretical study of factors influencing arc erosion of cathode. IEEE Trans. Comp., Packag., Manufact. Technol. & Part A, 17, 1, pp.107-112.

1995

Dupont J. N., Marder A. R., 1995 Thermal efficiency of arc welding processes. Welding research supplement to the Welding Journal. 406-416.

Benilov M. S., Marotta A., 1995. A model of the cathode region of atmospheric pressure arcs J. Phys. D: Appl. Phys. 28 1869-1882.

Haidar J., 1995. Local thermodynamic equilibrium in the cathode region of a free burning arc in argon. J. Phys. D Appl. Phys. 28 2494-2504.

Zhu P, Lowke J J, Morrow R, Haidar J 1995. Prediction of anode temperatures of free burning arcs, J. Phys. D: Appl. Phys., 25, 1369-1376.

1996

Fan HG, Shi Y. W. 1996. Numerical simulation of the arc pressure in gas tungsten arc welding. Journal of Materials Processing Technology ;61:302-308.

Krauss T., 1996. Experimentelle Untersuchung des turbulenten warme- und Impuls Transports in einem beheizten stab Bündel, FZKA 5799. Kernforschungszentrum Karlsruhe.

Murthy Y. V. L. N., Rao G. V., Iyer, 1996. Numerical simulation of welding and quenching processes using transient thermal and thermo-elasto-plastic formulations. Computers & Structure-s Vol. 64. No. I. pp. 131-154.

Pokrzywka B., Musiol K., Pellerin S., Pawelec E., Chapelle J., 1996. Spectroscopic investigation of equilibrium state in electric arc cathode region, *J. Phys. D* 29 (10) 2644-2649.

Ushio M., Tanaka M., Wu C. S., 1996. Analytical Approach to Anode Boundary Layer of Gas Tungsten Arcs. *Trans. JWRI*, Vol. 25, No.2.

1997

Mandal N. R., Sundar C. V. N., 1997. Analysis of Welding Shrinkage Welding research supplement 233-238.

Li Z.Y., Wu C.S., 1997. Analysis of the transport phenomena in the interfacial region between TIG arcs and weld pools. *Computational Materials Science* 8 243-250.

Lindgren L.-E., Haggblad H.-A., McDill J.M.J., Oddy A.S., 1997. Automatic remeshing for three-dimensional finite element simulation of welding, *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* 147 (3-4) 401-409.

1997a

Goodarzi M, Choo R and Toguri J M 1997. The effect of the cathode tip angle on the GTAW arc and weld pool. Part I: the mathematical model for the arc *J. Phys. D: Appl. Phys.* 30 2744-56.

Lowke J. J., Morrow R., Haidar J., 1997. A simplified unified theory of arcs and their electrodes. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 30 2033-2042.

1997b

Goodarzi M., Choo R., Toguri M., 1997. The effect of the cathode tip angle on the gas tungsten arc welding arc and weld pool: II. The mathematical model for the weld pool. *Journal of Physics D: Applied Physics*; 31:569-583.

Lowke J. J., Quartel J. C., 1997. Use of Transport Coefficients to Calculate Properties of Electrode Sheaths of Electric Arcs. *Aust. J. Phys*, 50, 539-52.

1998

Brickstad B., Josefson B. L., 1998. A parametric study of residual stresses in multi-pass butt-welded stainlesssteel pipes. *International Journal of Pressure Vessels and Piping*. 75, 11-25.

Duvaut G., 1998. *Mécanique des Milieux Continus*, Edidions Dunod.

Goodarzi M., Choo R., Takasu T., Toguri M., 1998. The effect of the cathode tip angle on the gas tungsten arc welding arc and weld pool: II. The mathematical model for the weld pool. *Journal of Physics D: Applied Physics*; 31:569-583.

Hong K., Weckman D. C., Strong A. B., 1998. The influence of thermofluids phenomena in gas tungsten arc welds in high and low thermal conductivity metals. *Canadian Metallurgical Quarterly* vol 37 No 2- 3 pp 293 - 303

Kim W.-H., Na S.-J., 1998. Heat and fluid flow in pulsed current GTA weld pool. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 41 (1998) 3213-3227.

Luo Y., Murakawa H., Ueda Y., 1998. Prediction of welding deformation and residual stress by elastic FEM based on inherent strain (third report): deformation and residual stress in narrow gap welding," *Journal of the Society of Naval Architects of Japan*, vol. 183, pp. 23–333.

Mills K. C., Keene B. J., Brooks R. F., Shirali A., 1998. Marangoni Effects in Welding, *Philosophical Transactions: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 356(1739), 911-25.

1999

Agelet de Saracibar C., Cervera M., Chiumenti M., 1999. On the formulation of coupled thermoplastic problems with phase-change, *Int. J. Plasticity* 15 (1) 1-34.

Nguyen N. T., Ohta A., Matsuoka K., Suzuki N., Maeda Y, 1999. Analytical solutions for transient temperature of semi-infinite body subject to 3D moving heat source. *Welding research supplement* 265-274.

Pokrzywka B , Musiol K., Pellerin S., Pawelec E., Cormier Jean-Marie, Chapellec J., 1999. Etude de la zone cathodique d'un arc électrique. *Gaz, plasmas/Gas, plasmas C. R. Acad. Sci. Paris, t. 327, Série II b*, p. 391-398.

Tanaka M., Ushio M., 1999. Plasma state in free-burning argon arc and its effect on anode heat transfer. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 32 1153–1162.

Tarng Y.S., Tsai H.L., Yeh S.S., 1999. Modeling, optimization and classification of weld quality in tungsten inert gas welding. *International Journal of Machine Tools & Manufacture* 39 (1999) 1427–1438.

Verhaeghe G., 1999. Predictive formulae for weld distortion – a critical review. Cambridge, England: Abington Publishing.

1999a

Wu C.S., Ushio M., Tanaka M., 1999. Modeling the anode boundary layer of high-intensity argon Arcs. *Computational Materials Science* 15 302–310.

1999b

Wu C.S., Ushio M., Tanaka M., 1999. Determining the sheath potential of gas tungsten arcs. *Computational Materials Science* 15 341-345.

2000

Bergheau J.M., Robin V., Boitout F., 2000, Finite element simulation of processes involving moving heat sources. Application to welding and surface treatment, J. Shanghai Jiaotong University, E-5, 1, pp. 114-122.

Runnemalm H., Hyun S., 2000. Three-dimensional welding analysis using an adaptive mesh scheme. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*. 189, 515-523.

Sansonnens L., Haidar J., Lowke J. J., 2000. Prediction of properties of free burning arcs including effects of ambipolar diffusion. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 33 148–157.

2001

Agelet de Saracibar C., Cervera M., Chiumenti M., 2001. On the constitutive modeling of coupled thermomechanical phase-change problems, *Int. J. Plasticity* 17 (12) 1565–1622.

Felippa C., Park C., Farhat C., 2001, Partitioned analysis of coupled mechanical systems I, *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* 190 3247–3270.

ITER, 2001. ITER Structural Design Criteria for in-vessel components (SDC-IC), Appendix A, Materials Design Limit Data, G 74 MA 8 01-05-28 W0.2.

2002

Gareth A., Hughes M, Strusevich N, Pericleous K., 2002. Finite volume methods applied to the computational modelling of welding phenomena *Applied Mathematical Modelling* 26 pp. 309–320.

Hong K., Weckman D.C., Strong A.B., Zheng W., 2002. Modelling turbulent thermofluid flow in stationary gas tungsten arc weld pools, *Sci. Technol. Weld. Joining* 7 (3) 125–136.

Juang S.C., Tarng Y.S., 2002. Process parameter selection for optimizing the weld pool geometry in the tungsten inert gas welding of stainless steel. *Journal of Materials Processing Technology*. 122, 33-37.

Tanaka M., Terasaki H., Ushio M., Lowke J. J., 2002. A Unified Numerical Modeling of Stationary Tungsten-Inert-Gas Welding Process. *Metallurgical and materials transactions A* volume 33A, july 2002-2043.

Qingyu S., Anli L., Haiyan Z., Aiping W., 2002. Development and application of the adaptive mesh technique in the three-dimensional numerical simulation of the welding process. *J. Mater. Process. Technol.* 121, 167–172.

Taylor G, Hughes M, Strusevich N, Pericleous K., 2002. Finite volume methods applied to the computational modelling of welding phenomena. *Applied Mathematical Modelling* 26 309–320.

Trambouze P., Euzen J. P., 2002. ISBN 9782710811213 Publication de l'institut français du pétrole. Les réacteurs chimiques de la conception à la mise en œuvre éditions Technip.

Wu C. S., Gao J. Q., 2002. Analysis of the heat flux distribution at the anode of a TIG welding arc. *Computational Materials Science* 24 323–327.

Zhu X. K., Chao Y. J., 2002. Effects of temperature-dependent material properties on welding simulation *Computers and Structures* 80 967–976.

2003

Baudry C., 2003 Contribution à la modélisation instationnaire et tridimensionnelle du comportement dynamique de l'arc dans une torche de projection plasma. PhD thesis, Université de Limoges.

Bazergui A., Bui-Quoc T., Biron A., McIntyre G., Laberge C., 2003. Résistance des matériaux page 470-473.

Hong K., Weckman D.C., Strong A.B., Zheng W., 2003. Vorticity based turbulence model for thermofluids modeling of welds, *Sci. Technol. Weld. Joining* 8 (5) 313–324.

Kou S., Huang C., 2003 *Welding metallurgy*. 2nd ediditon. Wiley – Interscience Publishers; p.116–7.

Lundbäck A., Alberg H., Henrikson P., 2003. Simulation and validation of TIG-Welding and Post Weld Heat Treatment of a Inconel 718 Plate. In H. Cerjak, & H. K. D. H. Bhadeshia (Eds.), *Mathematical modelling of weld phenomena 7: [papers presented at the Seventh International Seminar 'Numerical Analysis of Weldability' held from 29th of September to 1st of October 2003 at Schloss Seggau near Graz, Austria]*. (pp. 683-696). Graz: Techn. Univ. TYG.

Lu S., Fujii H., Sugiyama H., Tanaka M., Nogi K., 2003. Effects of oxygen additions to argon shielding gas on GTA weld shape. *ISIJ Int.* 43, 1590–1595.

Tanaka M., Terasaki H., Ushio M., Lowke J. J., 2003. Numerical study of weld formations for stationary TIG arc in different gaseous atmosphere. In *Annual Assembly of the IIW*, number IIW Doc. 212-1040-03.

2004

Bergheau J.M., Fortunier R., 2004, *Simulation numérique des transferts thermiques par éléments finis*, éditions Hermes-Lavoisier, ISBN 2-7462-0976-4, 247 pages.

Bianchi A.M., Fautrell Y., Etay J., 2004. *Transferts Thermiques*. ISBN 2- 88074-496-2, PPUR presses polytechniques, 550 pages.

Depradeux L., 2004. *Simulation numérique du soudage – Acier 316L. Validation sur cas tests de complexité croissante*. Thèse de doctorat de l'INSA de Lyon.

Fujii, H., Nogi, K., 2004. Formation and disappearance of pores in aluminum alloy molten pool under microgravity. *Science and Technology of Advanced Materials*5, 219–223.

Lago F., Gonzalez J. J., Freton P., Gleizes A., 2004. A numerical modelling of an electric arc and its interaction with the anode: Part I. The two-dimensional model. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 37 883–897 PII: S0022-3727(04)65514-8.

Mackerle J., 2004. Finite element analysis and simulation of welding-an addendum: a bibliography (1996–2001), *Model. Simul. Mater. Sci. Eng.* 10 pp. 295–318.

Crolet J.M. et al. (Ouvrage collectif), 2004. *Prévention et lutte contre la corrosion: une approche scientifique et technique*, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 775 pages.

Tanaka M., Ushio M., Lowke J. J., 2004. Numerical study of gas tungsten arc plasma with anode melting. *Vacuum* 73 381–389.

2004a

Lu S., Fujii H., Nogi K., 2004. Sensitivity of Marangoni convection and weld shape variations to welding parameters in O₂–Ar shielded GTA welding. *Scripta Materialia* 51 271–277.

2004b

Lu S., Fujii H., Nogi K., 2004a. Marangoni convection and weld shape variations in Ar–O₂ and Ar–CO₂ shielded GTA welding. *Mater. Sci. Eng. A* 380, 290–297.

2005

Smith R., 2005. *Chemical Process: Design and integration*. ISBN 0-471-48680-9, Wiley, 712 pages.

Spille-Kohoff, 2005. *A Numerische Simulation des ChopArc-Schweißprozesses in ChopArc: MSG Lichtbogen schweißen für den Ultraleichtbau*; Fraunhofer IRB Verlag, ISBN 3-8167-6766-4.

Tan X., Conway P.P., Sarvar F., 2005. Thermo-mechanical properties and regression models of alloys: AISI 305, CK 60, CuBe2 and Laiton MS 63, *Journal of Materials Processing Technology* 168, 152–163

2006

Fujii, H., Sogabe, N., Nogi, K., 2006. Convection in weld pool under microgravity and terrestrial conditions. *Materials Science Forum* 512, 301–304.

Lindgren L. E., 2006. Numerical modelling of welding. *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* 195 (2006) 6710–6736.

Lu F., Tang X., Yu H., Yao S., 2006. Numerical simulation on interaction between TIG welding arc and weld pool. *Computational Materials Science* 35 458–465.

Schnick M., Füssel U., Zschetzsche J., 2006. Simulation of Plasma and Shielding Gas Flows in Welding and Cutting Arcs with Ansys CFX. *International Scientific Colloquium Modelling for Material Processing*

Tetyana K., 2006. Study of thermal plasma jets generated by dc arc plasma torches used in plasma spraying applications. PhD thesis, Faculty of Mathematics and Physics, Charles University in Prague.

Tanaka M., Terasaki H., Fujii H., Ushio M., Narita R., Kobayashi K., 2006. Anode heat transfer in TIG welding and its effect on the cross-sectional area of weld penetration. *Welding International*; 20 (4):268-74.

2007

Dadfar M., Fathi M.H., Karimzadeh F., Dadfar M.R., Saatchi A., 2007. Effect of TIG welding on corrosion behavior of 316L stainless steel *Materials Letters* 61 pp. 2343–2346.

Degallaix S., Ilschner B., 2007. *Caractérisation expérimentale des matériaux I: Propriétés physiques, thermiques et mécaniques*. Presses Polytechnique et universitaires romandes. ISBN 978-2-88074-567-7.

Deng D., Liang W., Murakawa H., 2007. Determination of welding deformation in fillet-welded joint by means of numerical simulation and comparison with experimental measurements. *Journal of Materials Processing Technology* 183 219–225.

Gonzalez J. J., Freton P., Masquère M., 2007. Experimental quantification in thermal plasma medium of the heat flux transferred to an anode material. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 40 5602–5611.

Hu J., Tsai H.L., 2007. Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Part I: The arc. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50 833–846.

Li He-Ping, Benilov M. S., 2007. Effect of a near-cathode sheath on heat transfer in high-pressure arc plasmas 2007. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 40 2010–2017.

Tanaka M., Lowke J. J., 2007, Predictions of weld pool profiles using plasma physics', *Journal of Physics D: Applied Physics* 40(1), R1-23.

Ueda Y., Murakawa H., and Ma N., 2007. *Computational Approach to Welding Deformation and Residual Stress*, Sanpo Publication, pp 36-37.

Yang G., Heberlein J., 2007. Anode attachment modes and their formation in a high intensity argon arc. *Plasma Sources Sci. Technol.* 16 529–542.

Wu C. S., J. Chen J., Y.M. Zhang Y. M., 2007. Numerical analysis of both front- and back-side deformation of fully-penetrated GTAW weld pool surfaces. *Computational Materials Science* 39 (2007) 635–642.

2008

Benyounis K. Y., Olabi A.G., 2008. Optimization of different welding processes using statistical and numerical approaches – A reference guide. *Advances in Engineering Software* 39 483–496.

Fujii H., Sato T., Lua S., Nogi K., 2008. Development of an advanced A-TIG (AA-TIG) welding method by control of Marangoni convection a *Materials Science and Engineering A* 495 pp. 296–303.

International Atomic Energy Agency, 2008. Thermophysical properties of materials for nuclear engineering – A tutorial and collection of data, Vienna, pp. 150-164.

Kuate R., 2008. Adaptation de maillage anisotrope : étude, construction d'estimateurs d'erreur et raffinement hexaédrique. *Mathematics*. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, France.

Leggatt R.H., 2008. Residual stresses in welded structures *International Journal of Pressure Vessels and Piping* 85 144–151.

Mousavi A., Miresmaeili R., 2008. Experimental and numerical analyses of residual stress distributions in TIG welding process for 304L stainless steel, *Journal of Materials Processing Technology*. 208, 383-394.

Price J.W.H., Ziara-Paradowska A., Joshi S., Finlayson T., Semetay C., Nied H., 2008. Comparison of experimental and theoretical residual stresses in welds: The issue of gauge volume. *International Journal of Mechanical Sciences*. 50, 513-521.

Yamamoto K., Tanaka M., Tashiro S., Nakata K., Yamazaki K., Yamamoto E., Suzuki K., Murphy A.B., 2008. Numerical simulation of metal vapor behavior in arc plasma *Surface & Coatings Technology* 202 5302–5305.

2008a

Deng D., Murakawa H., Liang W., 2008. Prediction of welding distortion in a curved plate structure by means of elastic finite element method. *Journal of materials processing technology* 203 252–266.

Tanaka M., Tashiro S., Satoh T., Murphy A. B., and J. J. Lowke J. J., 2008. Influence of shielding gas composition on arc properties in TIG welding. *Science and Technology of Welding and Joining* 2008 vol 13 No 3.

2008b

Deng D., Murakawa H., 2008. Prediction of welding distortion and residual stress in a thin plate butt-welded joint. *Computational Materials Science* 43 353–365.

Tanaka M., Yamamoto K., Tashiro S., Nakata K., Ushio M., Yamazaki K., Yamamoto E., Suzuki K., Murphy A.B., J. J. Lowke J. J., 2008. Metal vapour behavior in gas tungsten arc thermal plasma during welding. *Welding in the World*, Vol. 52, n° 11/12.

2009

Brochard M., 2009. Modèle couplé cathode-plasma-pièce en vue de la simulation du procédé de soudage à l'arc TIG. Thèse de doctorat IUSTI de l'école polytechnique universitaire de Marseille.

Capriccioli A., Frosi P., 2009. Multipurpose ANSYS FE procedure for welding processes simulation. *Fusion Engineering and Design*. 84, 546–553.

Grote, K., Antonsson, E.K., 2009. *Springer Handbook of Mechanical Engineering*. Springer, New York, USA, pp. 10.

Iwao T., Iwase K., Tashiro S., Tanaka M., Yumoto M., 2009. Numerical simulation of argon twin torch plasma arc for high heating efficiency. *Vacuum* 83 34–38.

Jelen G., Frimat et al. (Ouvrage collectif du Groupe d'Etudes et de Recherche en Dermato-Allergologie), 2009. Progrès en dermato-allergologie. ISBN-10: 2742007571, Editions John Libbey Eurotext, 385 pages.

Schwenk C., Rethmeier M., 2009. Structured approach for a transient 3D numerical welding simulation, in: H. Cerjak, N. Enzinger (Eds.), *Mathematical Modelling of Weld Phenomena 9*, Technische Universität Graz, Seggau.

Wu C.S, Hu Q.X., Gao J.Q., 2009. An adaptive heat source model for finite-element analysis of keyhole plasma arc welding. *Computational Materials Science* 46 167–172.

2009a

Deng D., 2009. FEM prediction of welding residual stress and distortion in carbon steel considering phase transformation effects. *Materials and Design* 30 359–366.

Lu S., Fujii H., Nogi K., 2009. Arc ignitability, bead protection and weld shape variations for He–Ar–O₂ shielded GTA welding on SUS304 stainless steel. *Journal of materials processing technology* 209 1231–1239.

2009b

Deng D., Ogawa K., Kiyoshima S., Yanagida N, Saito K.,2009. Prediction of residual stresses in a dissimilar metal welded pipe with considering cladding, buttering and post weld heat treatment. *Computational Materials Science* 47 398–408.

Lu S., Dong W., Li D., Li Y., 2009. Numerical study and comparisons of gas tungsten arc properties between argon and nitrogen. *Computational Materials Science* 45 327–335.

2010

Barroso A., Cañas J., Picón R., París F., Méndez C., Unanue I., 2010. Prediction of welding residual stresses and displacements by simplified models. Experimental validation. *Materials and Design* 31 (2010) 1338–1349.

Gonçalves C., Carvalho S., Guimarães G., 2010. Application of optimization techniques and the enthalpy method to solve a 3D-inverse problem during a TIG welding process. *Applied Thermal Engineering* 30 2396-2402.

Jeffus L., Bower L., 2010. *Welding Skills, Processes and Practices for Entry-Level Welders*. Cengage Learning, 331 pages.

Jun T.-S., Korsunsky A. M., 2010. Evaluation of residual stresses and strains using the Eigenstrain Reconstruction Method. *International Journal of Solids and Structures* 47 (2010) 1678-1686.

Krivtsun I.V., Demchenko V.F, Krikent I.V, 2010. Model of the processes of heat, mass and charge transfer in the anode region and column of the welding arc with refractory cathode. PWI, International Association Welding.

Murphy A. B., Tanaka M., Yamamoto K., Tashiro S., Lowke J. J., Ostriko V K., 2010. Modelling of arc welding: The importance of including the arc plasma in the computational domain. *Vacuum* 85 579-584.

Sadat A., Kumar P., Gopinath C., Rao Ch., 2010. Effect of Different Input Parameters on Weldment Characteristics in Tungsten inert Gas (TIG) Welding. *American Journal of Scientific Research*, 12, 153-165.

Tashiro S., Tanaka M., Murphy A. B., 2010. Numerical analysis of non-equilibrium plasma property in anode boundary layer of argon Gas Tungsten Arc. *Surface & Coatings Technology* 205 S115–S119.

Traidia A, Roger F., Guyot E., 2010. Optimal parameters for pulsed gas tungsten arc welding in partially and fully penetrated weld pools. *International Journal of Thermal Sciences* 49 1197-1208.

2011

Anca A, Cardon A, Risso J, Fachinotti D, 2011. Finite element of welding processes. *Applied Mathematical Modeling*. 35, 688-707.

ANSYS 14.0 Help, 2011. *Advanced Analysis Techniques Guide // 11. Element Birth and Death // Employing Birth and Death*.

Asserin O., Loredo A., Petelet M., Looss B., 2011. Global sensitivity analysis in welding simulations. What are the material data you really need ?. *Finite Elements in Analysis and Design*, Elsevier, 47 (9), pp.1004-1016.

Bolot R., Coddet C., Allimant A., Billières D., 2010. Modeling of the Plasma Flow and Anode Region Inside a Direct Current Plasma Gun. *Journal of Thermal Spray Technology* Volume 20 Issue 1 PP 21-27.

Chaise T., 2011. Mechanical simulation using a semi analytical method: from elasto-plastic rolling contact to multiple impacts. PhD thesis, INSA Lyon, 2011.

Deng D., Kiyoshima S., 2011. FEM analysis of residual stress distribution near weld start/end location in thick plates. *Computational Materials Science* 50 2459–2469.

Dong W., Lu S., Li D., Li Y., 2011. GTAW liquid pool convections and the weld shape variations under helium gas shielding. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 54 1420–1431.

Karkhin V. A., Pittner A., Schwenk C., Rethmeier M., 2011. Simulation of inverse heat conduction problems in fusion welding with extended analytical heat source models. *Frontiers of Materials Science* Volume 5, Issue 2, pp 119-125.

Michaleris P., 2011. Minimization of Welding Distortion and Buckling modelling and Implementation A volume in Woodhead Publishing Series in Welding and Other Joining Technologies, Pages 3–22.

Murakawa H., Deng D., Maa N., Wanga J., 2011. Applications of inherent strain and interface element to simulation of welding deformation in thin plate structures. Computational Materials Science 51 43–52.

Smirnov B. M., 2011. Fundamentals of Ionized Gases: Basic Topics in Plasma Physics. ISBN: 978-3-527-41085-9, pp 8-12.

Weman K., 2011. Welding Processes Handbook, Second Edition. Woodhead Publishing Series in Welding and Other Joining Technologies page 29-34.

2012

Arunkumar V, Vasudevan M, Maduraimuthu V, Muthupandi V., 2012. Effect of activated flux on the microstructure and mechanical properties of 9Cr-1Mo steel weld joint. Mater Manuf Processes; pp. 27:1171–7.

Benilov M. S., Benilova L. G., Li He-Ping, Wu Gui-Qing, 2012. Sheath and arc-column voltages in high-pressure arc discharges J. Phys. D: Appl. Phys. 45 (2012) 355201 (10pp).

Lin H-L, Wu T-M, 2012. Effects of activating flux on weld bead geometry of Inconel718 alloy TIG welds. Mater Manuf Processes; pp. 27:1457–61.

Li D., Lu S., Dong W., Li D., Li Y., 2012. Study of the law between the weld pool shape variations with the welding parameters under two TIG processes. Journal of Materials Processing Technology 212 128– 136.

Liang W., Murakawa H., 2012. An inverse analysis method to estimate inherent deformations in thin plate welded joints. Materials and Design 40 190–198.

2013

Abid M., Parvez M., Nash D.H., 2013. Effect of different electrode tip angles with tilted torch in stationary gas tungsten arc welding: A 3D simulation International Journal of Pressure Vessels and Piping 108-109 51-60.

Chen Y., Zheng G., Gu F., Wang Q., Li Z., 2013. Arc plasma's electron number density diagnosis by the measurement of the refractive index. Optics Communications 291 15–18.

Cho D. W., Lee S. H., Na S. J., 2013. Characterization of welding arc and weld pool formation in vacuum gas hollow tungsten arc welding. Journal of Materials Processing Technology 213 143–152.

Deng D., Zhou Y., Bi T., Liu X., 2013. Experimental and numerical investigations of welding distortion induced by CO₂ gas arc welding in thin-plate bead-on joints. Materials and Design 52 720–729.

Li Y Feng Y., Zhang X., Wu C, 2013. An improved simulation of heat transfer and fluid flow in plasma arc welding with modified heat source model. International Journal of Thermal Sciences 64 93-104.

Masclé C., Wygowski W., 2013. Fabrication avancée et méthodes industrielles – Tome 2. Presses internationales Polytechnique. 518 pages.

Mougenot J., 2013. Modélisation de l'interaction entre un arc électrique et matériau : application au soudage TIG. Thèse de doctorat Université de toulouse

Seetharaman S., 2013. Treatise on Process Metallurgy, Volume 1: Process Fundamentals, 1st Edition. Elsevier. 980 pages. ISBN 9780080969862.

Taki H., Iwao T., Yumoto M., 2013. Anode jet generation conditions affected by the radial current density distribution for maintaining current continuity. Vacuum 88 42-48.

2014

Chand R. R., Kim S., Wu Q. Q., Kang B Y., Shim J., 2014. Prediction of Residual Stress and Welding Deformation in Butt-weld Joint for Different Clamped Position on the Plates International Journal of Engineering Science and Innovative Technology (IJESIT) Volume 3, Issue 5, 34.

Dal M., Le Masson P., Carin M., 2014. A model comparison to predict heat transfer during spot GTA welding. International Journal of Thermal Sciences 75 54-64.

Eisazadeh H., Haines J. D., Torabizadeh M., 2014. Effects of gravity on mechanical properties of GTA welded joints. Journal of Materials Processing Technology 214 1136–1142

Ganesha K.C., Vasudevanb M., Balasubramaniana K.R., Chandrasekharb N., Mahadevanb S., Vasantharajab P., Jayakumarb T., 2014. Modeling, Prediction and Validation of Thermal Cycles, Residual Stresses and Distortion in type 316 LN Stainless Steel Weld Joint made by TIG Welding Process. Procedia Engineering 86 767-74.

Hashemzadeh M., Chen B.-Q., Soares C. G., 2014. Comparison between different heat sources types in thin plate welding simulation. Taylor & Francis Group, London, ISBN 978-1-138-00124-4.

Jeong W., Seong J., 2014. Comparison of effects on technical variances of computational fluid dynamics (CFD) software based on finite element and finite volume methods. International Journal of Mechanical Sciences 78 19–26.

Khutia N., Dey P.P., Sivaprasad S., Tarafder S., 2014. Development of new cyclic plasticity model for 304LN stainless steel through simulation and experimental investigation. Mechanics of Materials 78 85–101.

Magudeeswaran G., Nair R. S., Sundar L., Harikannan N., 2014. Optimization of process parameters of the activated tungsten inert gas welding for aspect ratio of UNS S32205 duplex stainless steel welds. *Defence Technology* 10 251-260.

Perić M., Tonković Z., Rodić A., Surjak M., Garašić I., Boras I., Švaić S., 2014. Numerical analysis and experimental investigation of welding residual stresses and distortions in a T-joint fillet weld. *Materials and Design*. 53, 1052-1063.

Ravisankar A., Velaga S., Rajput G., Venugopal S., 2014. Influence of welding speed and power on residual stress during gas tungsten arc welding (GTAW) of thin sections with constant heat input: A study using numerical simulation and experimental validation. *Journal of Manufacturing Processes* 16 200–211.

Ran Q., Xu Y, Li J, Wan J., Xiao X., Yu H., Jiang L., 2014. Effect of heat treatment on transformation-induced plasticity of economical Cr19 duplex stainless steel. *Materials and Design* 56 959–965.

Reenal R., Kim S., Wu Q., Kang Y., Shim J., 2014. Prediction of Residual Stress and Welding Deformation in Butt-weld Joint for Different Clamped Position on the Plates *International Journal of Engineering Science and Innovative Technology (IJESIT) Volume 3, Issue 5, September 2014.*

Sun J., Liu X., Tong Y., Deng D., 2014. A comparative study on welding temperature fields, residual stress distributions and deformations induced by laser beam welding and CO₂ gas arc welding. *Materials and Design* 63 519–530.

Vemanaboina H., Akella S., Buddu K., 2014. Welding Process Simulation Model for Temperature and Residual Stress Analysis. *Procedia Materials Science* 6 1539-1546.

Venkatesan G., George J., Sowmyasri M., Muthupandi V., 2014. Effect of Ternary Fluxes on Depth of Penetration in A-TIG Welding of AISI 409 Ferritic Stainless Steel *Procedia Materials Science* 5 pp. 2402 – 2410.

Vemanaboina H. Akella S., Buddu R. K., 2014. Welding Process Simulation Model For Temperature and Residual Stress Analysis *Procedia Materials Science* 6 pp. 1539 – 1546.

Wang J., Rashed S., Murakawa H., 2014. Mechanism investigation of weld induced buckling using inherent deformation method. *Thin-Walled Structure* 80 103–119.

Woowon J., Jaehoon S., 2014. Comparison of effects on technical variances of computational fluid dynamics (CFD) software based on finite element and finite volume methods. *International Journal of Mechanical Sciences* 78 pp. 19–26.

2015

Ayjawat A., Bhatt , Zuheir B., Hidekazu M. , Barsoum I, 2015. Influence of thermo-mechanical material properties of different steel grades on welding residual stresses and angular distortion. *Materials and Design* 65 pp. 878–889.

Bhatti A., Barsoum Z., Murakawa H., Barsoum I., 2015. Influence of thermo-mechanical material properties of different steel grades on welding residual stresses and angular distortion. *Materials and Design* 65 878–889.

Chukkana V. R., Vasudevanb M., Muthukumarana S., Kumarc R. R., Chandrasekharba N., 2015. Simulation of laser butt welding of AISI 316L stainless steel sheet using various heat sources and experimental. *Journal of Materials Processing Technology* 219 48–59.

Foxe M., Hagmann C., Jovanovic I, Bernstein A, Joshi T. H., Kazkaz K., Mozin V., Pereverzev V., Sangiorgio S., Sorensen P., 2015. Modeling ionization and recombination from low energy nuclear recoils in liquid argon. *Astroparticle Physics* 69 24–29.

Jian X., Wu C. S., 2015. Numerical analysis of the coupled arc–weld pool–keyhole behaviors in stationary plasma arc welding. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 84 839–847

Kumar B. R., Sharma S., Kashyap B.P. , Prabhu N., 2015. Ultrafine grained microstructure tailoring in austenitic stainless steel for enhanced plasticity. *Materials and Design* 68 63–71.

Nguyen M. C., 2015. Modélisation et simulation multiphysique du bain de fusion en soudage à l'arc TIG. Thèse préparée au Laboratoire des Technologies d'Assemblage du CEA, DEN, DANS, DM2S, SEMT et à l'IUSTI de l'école polytechnique universitaire de Marseille.

Vasantharajaa P., Vasudevana M., Palanichamy P., 2015. Effect of welding processes on the residual stress and distortion in type 316LN stainless steel weld joints. *Journal of Manufacturing Processes*.

2016

Tchoumi T., Peyraut F., Bolot R., 2016. Influence of the welding speed on the distortion of thin stainless steel plates—Numerical and experimental investigations in the framework of the food industry machines. *Journal of Materials Processing Technology* 229 216-229.

Résumé :

Ce travail de recherche a pour objet la modélisation du procédé de soudage TIG (*Tungstène Inert Gas*) pour des tôles minces de machines utilisées dans l'industrie alimentaire. L'objectif est d'anticiper les déformations trop importantes des tôles lors de l'opération de soudage et de préconiser les solutions au regard d'études paramétriques effectuées à l'aide de modèles numériques. Ce travail adresse deux grands volets à savoir, un volet thermomécanique réalisé à l'aide du logiciel Ansys APDL et un volet mécanique des fluides développé à l'aide du logiciel Fluent.

Dans le premier volet, un modèle 3D éléments finis a été développé pour analyser le comportement thermomécanique de l'acier 316L au cours du processus de soudage TIG. Ce modèle inclut du couplage transitoire entre thermique et mécanique du solide, la modélisation de l'apport de matière ainsi que la prise en compte de non linéarités comme la plasticité. Cela permet d'évaluer l'influence de paramètres opératoires comme la vitesse de soudage. La source mobile de soudage est représentée avec un profil gaussien dont les paramètres ont été calibrés en utilisant la surface de réponse d'un plan d'expérience. Le changement de la température de référence des éléments qui ont atteint le point de fusion est un point clef qui permet de prendre en considération la relaxation des contraintes induites par la fusion locale des matériaux. Les résultats obtenus sont réalistes et une différence relative de 5% entre les valeurs mesurées et calculées de la déformation de la tôle soudée a été constatée.

Dans le second volet, un modèle bidimensionnel axisymétrique de l'arc de soudure sous protection gazeuse (Argon) a été développé. Ce modèle permet de coupler les différents effets physiques car les électrodes et l'arc de soudure sont modélisés simultanément et les équations thermique, électromagnétique (force de Lorentz), électrique (courant dans l'électrode) et mécanique sont résolues en parallèle dans les deux régions fluide et solide du domaine du calcul. Le modèle permet de prédire la distribution de température, la chute de tension à la surface des électrodes et la quantité de chaleur transférée vers la tôle à souder.

Mots-clés : Soudage TIG, Modélisation éléments finis, Analyse multi-physique, Mécanique des solides, Mécanique des Fluides, Thermique

The logo for SPIM (École doctorale SPIM) features the letters 'S', 'P', 'I', and 'M' in a stylized, white, sans-serif font. The 'S' is the largest and most prominent, followed by 'P', 'I', and 'M' in descending order of size. A blue horizontal bar is positioned to the left of the 'S'.