



Thèse de Doctorat

Pour obtenir le Grade de docteur  
de l'université Pierre et Marie Curie (PARIS 6)

**Prévision des contraintes résiduelles induites par le soudage TIG  
d'un acier martensitique (X10CrMoVNb9-1)**

Jury :

J.-M. Bergheau (rapporteur)

M.G.D. Geers (rapporteur)

J.-B. Leblond (examinateur)

J.-L. Lebrun (examinateur)

E. Gautier (examinatrice)

R. Billardon (directeur de thèse)

J. Kichenin (co-directeur de thèse)

---

**Laboratoire de Mécanique et Technologie**

ENS de Cachan / CNRS (UMR 8535) / Université Paris 6

61, avenue du Président Wilson, F-94235 CACHAN CEDEX



# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>i</b>
<b>Table des figures</b>	<b>v</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xxi</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Deux essais de soudage simples</b>	<b>9</b>
1 Le soudage TIG . . . . .	10
2 L'essai DISK-SPOT . . . . .	10
2.1 Dimensionnement du disque . . . . .	10
2.2 Présentation du dispositif expérimental . . . . .	20
2.3 Analyse de sensibilité . . . . .	24
2.4 Résultats de l'essai . . . . .	30
2.5 Identification des conditions aux limites thermiques . . . . .	39
2.6 Mesure de contraintes résiduelles en profondeur par diffraction de neutrons . . . . .	50
2.7 Mesure de contraintes résiduelles en surface par rayons X . . . . .	62
3 L'essai DISK-CYCLE . . . . .	65
3.1 Paramètres de soudage, instrumentation et essais effectués . . . . .	66
3.2 Résultats de l'essai . . . . .	67
<b>2 Comportement thermo-métallurgique du matériau lors d'une opération de soudage</b>	<b>73</b>
1 Le matériau X10CrMoVNb9-1 . . . . .	75
1.1 Elaboration . . . . .	75
1.2 Composition chimique . . . . .	77
1.3 Effet des éléments d'addition . . . . .	77
1.4 Effet du revenu . . . . .	82
2 Les chargements thermiques représentatifs lors d'une opération de soudage	84
2.1 Les solutions analytiques de type Rosenthal . . . . .	85
2.2 Résultats issus des premières simulations de l'essai DISK-SPOT . . . . .	88
3 La métallurgie du soudage de l'acier T91 . . . . .	88

3.1	Physionomie de la Zone Affectée Thermiquement (ZAT) . . . . .	88
3.2	Propriétés mécaniques de la ZAT . . . . .	90
4	Modélisation des transformations de phase . . . . .	93
4.1	Différentes approches pour les transformations à l'état solide . . .	93
4.2	La transformation austénitique . . . . .	99
4.3	La solidification et la ferrite- $\delta$ . . . . .	116
4.4	La transformation martensitique . . . . .	122
5	Implantation numérique des modèles . . . . .	125
5.1	La transformation austénitique . . . . .	125
5.2	La transformation liquide-solide et martensitique . . . . .	126
5.3	Simulation de chargements complexes . . . . .	127
6	Etude de la croissance de grain austénitique . . . . .	129
6.1	Modèles de croissance de grain . . . . .	130
6.2	Influence de la taille de grain sur les propriétés mécaniques . . . .	133
6.3	Etude expérimentale de la croissance de grain austénitique . . . .	134

### **3 Identification du comportement thermique et thermo-mécanique multiphasique du matériau 141**

1	Comportement multiphasique . . . . .	143
1.1	Les modèles de la littérature . . . . .	143
1.2	Modèle multiphasique proposé . . . . .	144
2	Identification du comportement thermique . . . . .	159
2.1	Objectif . . . . .	159
2.2	Mesure de la masse volumique . . . . .	159
2.3	Mesure de la capacité calorifique . . . . .	160
2.4	Mesure de la diffusivité thermique . . . . .	166
2.5	Calcul de la conductivité thermique . . . . .	168
3	Identification du comportement (thermo-) mécanique . . . . .	170
3.1	Objectif . . . . .	170
3.2	Présentation du dispositif expérimental pour les essais mécaniques à chaud . . . . .	172
3.3	Essais réalisés . . . . .	175
3.4	Identification du comportement élasto-viscoplastique en phase métal de base . . . . .	192
3.5	Identification du comportement élasto-viscoplastique en phase austénitique	210
3.6	Comportement élasto-plastique en phase martensitique . . . . .	211
4	Identification du comportement de dilatation libre . . . . .	215
5	Le phénomène de plasticité de transformation . . . . .	219
5.1	Les différents mécanismes de plasticité de transformation . . . .	223
5.2	La modélisation . . . . .	225
5.3	Essais de dilatation sous contrainte et identification . . . . .	226

<b>4</b>	<b>Modèles numériques</b>	<b>231</b>
1	Implantation des modèles monophasiques et multiphasiques dans Cast3M	233
1.1	Modèle monophasique . . . . .	233
1.2	Modèle multiphasique . . . . .	234
1.3	Implantation numérique du modèle élasto-viscoplastique en sinus hyperbolique . . . . .	240
1.4	Tests sur un essai de dilatation libre . . . . .	243
1.5	Tests sur les essais de dilatation sous contrainte . . . . .	244
2	Essai simple de soudage 1D : Essai Satoh . . . . .	245
2.1	Présentation de l'essai . . . . .	245
2.2	Essais réalisés . . . . .	246
2.3	Comparaisons entre simulations et essais . . . . .	248
3	Essai simple de soudage 2D axisymétrique : essai DISK-SPOT . . . . .	251
3.1	Thermique . . . . .	251
3.2	Métallurgie . . . . .	254
3.3	Déplacements . . . . .	255
3.4	Contraintes résiduelles . . . . .	259
4	Essai simple de soudage 3D multipasse : Essai DISK-CYCLE . . . . .	264
4.1	Thermique . . . . .	265
4.2	Métallurgie . . . . .	265
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>271</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>275</b>
	<b>Annexe 1 :</b>	
	<b>Généralités sur le soudage</b>	<b>297</b>
	<b>Annexe 2 :</b>	
	<b>Algorithme de minimisation de Levenberg-Marquardt</b>	<b>305</b>
	<b>Annexe 3 :</b>	
	<b>Solutions analytiques de Rosenthal</b>	<b>309</b>
	<b>Annexe 4 :</b>	
	<b>Algorithme de Runge-Kutta</b>	<b>317</b>
	<b>Annexe 5 :</b>	
	<b>Mise en donnée Cast3M thermo-métallurgique d'un chauffage suivi d'un refroidissement sur un élément</b>	<b>321</b>
	<b>Annexe 6 :</b>	
	<b>Bases de l'approche thermodynamique</b>	<b>325</b>

<b>Annexe 7 :</b>	
<b>Installation "FLASH 1000"</b>	<b>333</b>
<b>Annexe 8 :</b>	
<b>Mise en donnée Cast3M d'un essai DISK-SPOT</b>	<b>335</b>

# Table des figures

1	Photo d'une cuve de réacteur . . . . .	3
2	Démarche pour la prévision de la durée de vie des jonctions soudées . . . . .	3
3	Classification de la position des zones de rupture dans les assemblages soudés en fluage, d'après [SHW74] . . . . .	4
4	Croissance de cavités inter-granulaires dans l'acier T91 en fluage d'après [Gaf04] . . . . .	4
5	Géométrie de la maquette Borland [AF05] . . . . .	5
6	Macrographie des passes pour l'essai Borland [AF05] . . . . .	5
7	Maillage de la semelle, des passes et du pion . . . . .	6
8	Champ de températures en fin de chauffage pour la passe n°4 . . . . .	6
9	Champ de contraintes en fin de soudage (Von Mises) . . . . .	6
10	Champ de contraintes en fin de PWHT (Von Mises) . . . . .	6
11	Endommagement final calculé . . . . .	7
12	Organigramme de travail . . . . .	8
1.1	Schéma du disque . . . . .	12
1.2	Masse volumique de l'acier T91, d'après [AFC02], extrapolé aux hautes températures . . . . .	13
1.3	Conductivité de l'acier T91, d'après [AFC02], extrapolée aux hautes températures	13
1.4	Capacité thermique massique, d'après [AFC02], extrapolée aux hautes températures . . . . .	13
1.5	Dilatation thermique linéaire sécant pour $T_{ref} = 0^{\circ}C$ , d'après [AFC02], extrapolée aux hautes températures . . . . .	13
1.6	Limite d'élasticité du T91 à 0.2%, d'après [AFC02] et [BJ04] . . . . .	14
1.7	Modulee de Young, d'après [AFC02] et [BJ04] . . . . .	14
1.8	Courbes de traction entre 20°C et 600°C, d'après [AFC02] . . . . .	14
1.9	Courbes de traction entre 800°C et 1200°C, d'après [BJ04] . . . . .	15
1.10	Efficacité de l'arc de soudage en fonction de la vitesse (GTAW : soudage TIG et PAW : soudage plasma [Kou03] . . . . .	16
1.11	Modélisation surfacique de l'apport de chaleur dû à l'arc de soudage . . . . .	16
1.12	Evolution du déplacement vertical du point A1 dans le cas D=160mm et Ep=12mm, pour un modèle élastoplastique parfait ou élastoplastique à écrouissage isotrope . . . . .	17
1.13	Evolution de la température au point A1 dans le cas D=160mm et Ep=12mm	17

1.14	Temps de chauffage prévus en fonction des dimensions caractéristiques du disque . . . . .	18
1.15	Déplacement vertical maximal atteint lors du chauffage . . . . .	19
1.16	Comparaison des contraintes résiduelles (Von-Mises en MPa) obtenues en fin de soudage . . . . .	19
1.17	Comparaison des ZAT obtenues en fin de chauffage . . . . .	20
1.18	Déplacement vertical au rayon maxi du disque en fonction de la position angulaire de la mesure . . . . .	21
1.19	Evolution du déplacement vertical pour $r = R_0$ et $\theta = 60^\circ$ . . . . .	21
1.20	Vue du montage sur table modulaire . . . . .	21
1.21	Photo du poste à souder de marque Polysoude© . . . . .	22
1.22	Photo de la torche orbitale et du chariot horizontal motorisé . . . . .	22
1.23	Photo du disque avec ses appuis en céramique et les capteurs de déplacement . . . . .	23
1.24	Paramètres géométriques de la torche . . . . .	23
1.25	Schéma de disposition des pions d'appui ainsi que des capteurs de déplacement . . . . .	24
1.26	Principe de l'étude de sensibilité adopté par [GR04] . . . . .	25
1.27	Coefficient de sensibilité réduit pour la puissance $Q$ de la source avec $t_c = 63s$ et $t_r = 100s$ . . . . .	27
1.28	Coefficient de sensibilité réduit pour le rayon $r$ de la source gaussienne avec $t_c = 63s$ et $t_r = 100s$ . . . . .	27
1.29	Coefficient de sensibilité réduit pour le paramètre $h_o$ de convection avec $t_c = 63s$ et $t_r = 100s$ . . . . .	27
1.30	Coefficient de sensibilité réduit pour le paramètre $n$ de convection avec $t_c = 63s$ et $t_r = 100s$ . . . . .	27
1.31	Position des thermocouples utilisés pour les essais DISK-SPOT -en noir les thermocouples utilisés pour l'identification -en gris les thermocouples de contrôle . . . . .	28
1.32	Ecarts de température en cours de chauffage $t = t_c/2$ . . . . .	29
1.33	Ecarts de température en fin de chauffage $t = t_c$ . . . . .	29
1.34	Ecarts de température en cours de refroidissement $t = t_r$ . . . . .	29
1.35	Température maximale atteinte au point A12 . . . . .	30
1.36	Température maximale atteinte au point A1 . . . . .	30
1.37	Evolution temporelle de la températures au cours de l'essai DISK-SPOT avec la torche de 16mm, pour le premier cycle thermique . . . . .	31
1.38	Evolution temporelle de la température au cours de l'essai DISK-SPOT avec la torche de 16mm, pour le second cycle thermique . . . . .	32
1.39	Evolution temporelle de la température au cours de l'essai DISK-SPOT avec la torche de 16mm, pour le troisième cycle thermique . . . . .	32
1.40	Evolution temporelle de la température au cours de l'essai DISK-SPOT avec la torche de 12mm, pour le premier cycle thermique . . . . .	33
1.41	Evolution temporelle de la température au cours de l'essai DISK-SPOT avec la torche de 12mm, pour le second cycle thermique . . . . .	33

1.42	Comparaison des températures TC1 en fonction de la torche et du cycle thermique appliqué . . . . .	34
1.43	Comparaison des températures TC2 en fonction de la torche et du cycle thermique appliqué . . . . .	34
1.44	Comparaison des températures TC6 en fonction de la torche et du cycle thermique appliqué . . . . .	34
1.45	Résultat des déplacements verticaux pour l'essai n°7 . . . . .	35
1.46	Résultat des déplacements radiaux pour l'essai n°7 . . . . .	35
1.47	Schéma des évolutions des déplacements du disque lors de l'essai DISK-SPOT . . . . .	36
1.48	Déplacement du centre du disque durant l'essai n°7 dans le plan . . . . .	36
1.49	Comparaison des déplacements circonférentiels homogénéisés pour les essais °7 et n°8 . . . . .	36
1.50	Comparaison des déplacements DEP2 ET DEP3 pour les essais n°7 et n°8	37
1.51	Comparaison des déplacements DEP4 ET DEP5 pour les essais n°7 et n°8	37
1.52	Macrographie de l'essai TST1-3 (torche n°1 après trois cycles de chauffage)	37
1.53	Macrographie de l'essai TST2bis-1 (torche n°2 après un cycle de chauffage)	38
1.54	Micrographie en zone fondue de l'essai TST1-3 . . . . .	38
1.55	Micrographie en zone fondue de l'essai TST2bis-1 . . . . .	38
1.56	Micrographie de la zone sous cordon de l'essai TST2bis-1 . . . . .	38
1.57	Micrographie de la ZAT à grain fin de l'essai TST1-3 . . . . .	39
1.58	Micrographie de la ZAT à gros grain de l'essai TST1-3 . . . . .	39
1.59	Micrographie du métal de base . . . . .	39
1.60	Filiation de dureté suivant le rayon du disque, sur l'essai TST2bis-1 . . . .	40
1.61	Filiation de dureté dans l'axe du disque en profondeur, sur l'essai TST2bis-1 . . . . .	40
1.62	Schéma de la discrétisation linéaire de l'évolution du coefficient de convection/rayonnement en fonction de la température . . . . .	42
1.63	Procédure globale d'identification des paramètres de la source et de la convection/rayonnement . . . . .	42
1.64	Photo du montage pour l'essai OVEN-TEST et l'instrumentation en thermocouples . . . . .	43
1.65	Températures mesurées lors de l'essai oven-test . . . . .	43
1.66	Paramètres de convection/rayonnement identifiés grâce à l'essai OVEN-TEST . . . . .	44
1.67	Comparaison expérimental/simulation pour le thermocouple TC1 . . . . .	44
1.68	Valeur du critère au cours des itérations de l'algorithme de minimisation pour l'essai OVEN-TEST . . . . .	44
1.69	Résultats de l'identification avec les paramètres initiaux n°1 . . . . .	45
1.70	Résultats de l'identification avec les paramètres initiaux n°2 . . . . .	45
1.71	Valeur du critère au cours des itérations de l'algorithme de minimisation pour l'essai DISK-SPOT pour la première identification . . . . .	46

1.72	Procédure d'identification double pour les paramètres de source et de convection à haute température . . . . .	47
1.73	Résultats de l'identification double pour l'essai TST1-1 (torche de 16mm)	48
1.74	Résultats de l'identification double pour l'essai TST2-1 (torche de 16mm)	48
1.75	Valeur du critère au cours des itérations de l'algorithme de minimisation pour l'essai DISK-SPOT avec double identification . . . . .	48
1.76	Coefficients de convection/rayonnement identifiés grâce l'essai OVEN-TEST et DISK-SPOT . . . . .	48
1.77	Forme du critère dans le plan $(Q_1, r_1)$ . . . . .	49
1.78	Forme du critère dans le plan $(Q_4, r_4)$ . . . . .	49
1.79	Définition schématique des contraintes résiduelles d'ordre I, II et II dans un matériau polycristallin . . . . .	51
1.80	Illustration de la loi de Bragg. $d_{[hkl]}$ représente la distance réticulaire entre deux plans consécutifs $[hkl]$ , et $\theta$ l'angle d'incidence [Pen06] . . . . .	52
1.81	Différentes étapes pour la détermination des contraintes résiduelles . . . . .	52
1.82	Paramètres de maille des structures cristallographiques en présence . . . . .	53
1.83	Photo du montage G5.2, d'après [KMJC06] . . . . .	54
1.84	Schéma du banc d'essai G5.2 . . . . .	54
1.85	Diffraction dans un matériau polycristallin : seuls les grains bien orientés diffractent [Dak06] . . . . .	54
1.86	Repère $Oxyz$ lié à la pièce avec $OL_1L_2L_3$ le repère de diffraction ( $L_2$ étant dans le plan de l'échantillon) . . . . .	54
1.87	Exemple schématique des pics de diffractions obtenus . . . . .	55
1.88	Anisotropie induite par la solidification de la zone fondue sur un alliage d'aluminium ( <i>photo AWS</i> ) . . . . .	58
1.89	Phénomènes de décarburation et diffusion intervenant lors d'une opération de soudage . . . . .	58
1.90	Mesure des paramètres de maille de référence en fonction de la position par rapport au centre de la soudure, d'après [HSC <sup>+</sup> 06] . . . . .	58
1.91	Morphologie de la martensite en lattes . . . . .	58
1.92	Exemple de fittage sur un pic de diffraction afin d'obtenir l'angle $2\theta$ . . . . .	59
1.93	Position de prélèvement du disque sur la tôle . . . . .	60
1.94	Pic de diffraction mesuré pour la référence en phase martensitique trempée	61
1.95	Comparaison théorique des pics de diffraction en phase ferritique et martensitique trempée . . . . .	62
1.96	Contrainte $\sigma_{rr}$ mesurée à mi-épaisseur du disque . . . . .	63
1.97	Contrainte $\sigma_{zz}$ mesurée à mi-épaisseur du disque . . . . .	63
1.98	Contrainte $\sigma_{\theta\theta}$ mesurée à mi-épaisseur du disque . . . . .	63
1.99	Graphes $\sin^2\psi$ . . . . .	65
1.100	Contraintes résiduelles $\sigma_{rr}$ en face Nord . . . . .	65
1.101	Contraintes résiduelles $\sigma_{\theta\theta}$ en face Nord . . . . .	65
1.102	Contraintes résiduelles $\sigma_{rr}$ en face Sud . . . . .	66
1.103	Contraintes résiduelles $\sigma_{\theta\theta}$ en face Sud . . . . .	66

1.104	Principe de l'essai DISK-CYCLE . . . . .	66
1.105	Profils des ZAT recherchées . . . . .	66
1.106	Photo de l'essai DISK-CYCLE en fin d'essai . . . . .	67
1.107	Position des thermocouples (en face envers) et des capteurs de déplacement pour l'essai DISK-CYCLE . . . . .	68
1.108	Températures mesurées pour la première passe . . . . .	69
1.109	Températures mesurées pour la seconde passe . . . . .	69
1.110	Macrographie côté 1, pour l'essai DISK-CYCLE . . . . .	70
1.111	Macrographie côté 2, pour l'essai DISK-CYCLE . . . . .	70
1.112	Mesure de dureté côté 1 suivant le rayon à mi-épaisseur de la zone fondue, pour l'essai DISK-CYCLE . . . . .	71
1.113	Mesure de dureté côté 2 suivant le rayon à mi-épaisseur de la zone fondue, pour l'essai DISK-CYCLE . . . . .	71
1.114	Mesures de dureté suivant l'épaisseur dans l'axe des zones fondues, pour l'essai DISK-CYCLE . . . . .	72
2.1	Variation de la limite d'élasticité conventionnelle à 0.2% en fonction de la température [Bra91] . . . . .	76
2.2	Propriétés à haute température (a) contrainte à rupture (b) élongation [HLP01] . . . . .	76
2.3	Diagramme d'équilibre métastable fer-carbone en wt% . . . . .	78
2.4	Diagramme binaire chrome-carbone en wt% . . . . .	79
2.5	Diagramme binaire fer-chrome-(carbone) en wt% ( $M=M_{23}C_6$ ) . . . . .	79
2.6	Diagramme binaire fer-molybdène . . . . .	80
2.7	Diagramme binaire fer-nickel . . . . .	80
2.8	Diagramme binaire fer-manganèse . . . . .	81
2.9	Diagramme binaire fer-niobium $\epsilon=Fe_3Nb$ . . . . .	81
2.10	Diagramme binaire fer-silicium . . . . .	82
2.11	Matériau T91 à l'état de réception après trempe et revenu, d'après [FSC <sup>+</sup> 06] . . . . .	83
2.12	Schéma de la structure martensitique revenue dans le P91 à l'état de réception, d'après [Mas01] . . . . .	83
2.13	Martensite en latte obtenue après une trempe à 1050°C sur un 9Cr1MoVNb, d'après [HLP01] . . . . .	83
2.14	Structures de la martensite revenue en fonction de la température du revenu sur un 9Cr1MoVNb, d'après [HLP01] . . . . .	83
2.15	Configuration de soudage avec source ponctuelle, q, se déplaçant à la vitesse constante V . . . . .	85
2.16	Résultat de l'équation de Rosenthal pour une plaque infinie avec une source ponctuelle . . . . .	86
2.17	Vitesses de chauffage et de refroidissement pour une plaque infinie avec une source ponctuelle . . . . .	87
2.18	Gradient de température pour une plaque infinie avec une source ponctuelle . . . . .	87
2.19	Abaque de chauffage pour l'essai DISK-SPOT . . . . .	88

2.20	Abaque de refroidissement pour l'essai DISK-SPOT . . . . .	88
2.21	Schéma des différentes zones présentes dans la ZAT, dans le cas d'un acier fortement allié, d'après [Eas92] . . . . .	89
2.22	Dendrites de martensite avec présence de ferrite- $\delta$ dans les espaces interdendritiques ; WM : weld metal et HAZ : Heat Affected Zone d'après [SCRGRVRB07] . . . . .	89
2.23	Zone intercritique avec présence d'austenite transformée (TA) et de ferrite pro-eutectoïde (TF) revenue après PWHT, d'après [LCRM95] . . . . .	89
2.24	Profil type de microdureté obtenu sur une soudure de 9Cr1Mo en soudage TIG multipasse, d'après [SLC00], après PWHT . . . . .	91
2.25	Profil type de microdureté obtenu sur une soudure en 9Cr1Mo en soudage TIG monopasse, d'après [LCRM95] . . . . .	91
2.26	Taille de grain obtenues sur des ZAT simulées avec un temps de maintien à la température considérée de 5 min, d'après [LCRM95] . . . . .	91
2.27	Limite d'élasticité mesurée en fonction de la température dans différentes ZAT simulées après un PWHT, d'après [LCRM95] . . . . .	91
2.28	Temps de dissolution de divers carbures et nitrures dans l'austénite, d'après [Eas92] . . . . .	92
2.29	Les étapes d'une transformation structurale par diffusion . . . . .	94
2.30	Schéma d'un changement de phase par diffusion . . . . .	94
2.31	Illustration du principe d'additivité de Scheil . . . . .	97
2.32	Approche en temps fictif . . . . .	98
2.33	Dépendance au temps et à la température de la transformation austénitique à partir d'une structure perlitique, d'après [RM43] . . . . .	100
2.34	Résultats des essais de dilatométrie pour la transformation austénitique, d'après [Dut03] . . . . .	102
2.35	Dépouillement des courbes de dilatation thermique pour le calcul des phases	102
2.36	Diagramme TCC . . . . .	102
2.37	Proportion d'austénite en fonction de la température, pour différentes vitesses de chauffage . . . . .	103
2.38	Méthode graphique de détermination de $T_{eq}(y_i, Q_j)$ . . . . .	105
2.39	Courbes $T_{eq}(y, Q)$ obtenues . . . . .	105
2.40	Comparaison entre la courbe à l'équilibre extrapolée et sa modélisation . . . . .	106
2.41	Temps d'incubation expérimental en fonction de la vitesse de chauffage, en supposant $A_{eq}$ égal à 840°C . . . . .	106
2.42	Comparaison entre les températures de début de transformation expérimentale et simulées du diagramme TCC . . . . .	108
2.43	Courbe AC1 simulée du diagramme TTT . . . . .	108
2.44	Comparaison entre courbes expérimentales et simulées pour l'incubation et la croissance de la transformation austénitique, sur quatre décades de vitesses de chauffage . . . . .	110
2.45	Schéma dans l'espace spatio-temporel de la germination/croissance . . . . .	111

2.46	Simulation d'un chauffage pour différentes vitesses avec le modèle probabiliste . . . . .	115
2.47	Front de solidification plan . . . . .	116
2.48	Rupture d'un front de solidification plan en cellules . . . . .	116
2.49	Influence de la vitesse de soudage sur la morphologie du bain et la croissance des grains, d'après [PE92] . . . . .	118
2.50	Illustration des étapes de la solidification, avec $T_m$ la température du mélange et $T_s$ la température de solidification, d'après [Eas92] - Les zones ha- churées représente les zones de surfusion . . . . .	118
2.51	Diagramme de Schaeffler [Sch49] . . . . .	119
2.52	Diagramme de Schneider [Sch60] . . . . .	119
2.53	Diagramme de Lippold . . . . .	120
2.54	Diagramme d'équilibre simulé avec Thermocalc pour l'acier X10CrMoVNb9- 1 . . . . .	121
2.55	Diagramme TRC de l'acier, obtenu par [Dut03] - $V_C=10^\circ\text{C/s}$ , $T_a=1050^\circ\text{C}$ ou $1250^\circ\text{C}$ . . . . .	122
2.56	Mécanisme de Bain [Bai24] . . . . .	123
2.57	Martensite trempée obtenue après austénitisation à $1050^\circ\text{C}$ pendant 10 secondes . . . . .	124
2.58	Essai de dilatation libre sur un échantillon austénitisé à $1000^\circ\text{C}$ pendant 10 minutes . . . . .	124
2.59	Proportion de martensite en fonction de la température, d'après l'essai de dilatation . . . . .	124
2.60	Comparaison expérimental/simulation pour la transformation martensitique	124
2.61	Simulation d'une chauffage à vitesse constante . . . . .	127
2.62	Simulation d'un chauffage pour différentes vitesses . . . . .	127
2.63	Influence du pas de temps sur l'intégration du modèle de croissance austénitique, pour un chauffage à $1^\circ\text{C/s}$ . . . . .	128
2.64	Evolutions des phases métallurgiques lors d'un chauffage suivi d'un re- froidissement . . . . .	128
2.65	Chargement complexe de multi-austénitisation . . . . .	129
2.66	Chargement complexe de multi-austénitisation avec une seconde transfor- mation austénitique incomplète . . . . .	129
2.67	Taille de grain austénitique en fonction des conditions d'austénitisation, d'après [DSAB03]	130
2.68	Exemple de diagramme de Ashby et Easterling de prévision de la taille de grain dans une ZAT de soudage, d'après [AE82] . . . . .	132
2.69	Machine ATG du LMT-Cachan . . . . .	135
2.70	Principe du traitement de précipitation pour révéler les joints de grain . . .	135
2.71	Microstructure obtenue après traitement à $1000^\circ\text{C}$ pendant 20 minutes . . .	136
2.72	Microstructure obtenue après traitement à $1000^\circ\text{C}$ pendant 10 heures . . .	136
2.73	Microstructure obtenue après traitement à $1200^\circ\text{C}$ pendant 20 heures . . .	136

2.74	Microstructure obtenue après traitement à 1300°C pendant 20 heures . . .	136
2.75	Illustration de la méthode par comptage - Echantillon obtenu après traitement à 1000°C pendant 10 heures . . . . .	137
2.76	Evolution de la taille de grain austénitique de l'acier X10CrMoVNb9-1 . . .	138
2.77	Détermination des paramètres de taille de grain limite par régression linéaire	138
2.78	Evolution de la taille de grain limite en fonction de la température . . . .	138
2.79	Comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats obtenus avec le modèle de Vereecke . . . . .	139
3.1	Illustration du modèle à deux échelles, d'après [Cor01], $z_i=x_i$ . . . . .	144
3.2	Schématisme d'une courbe de dilatométrie libre . . . . .	149
3.3	essai de dilatation - $V_c=1^\circ\text{C/s}$ , $T_a=1000^\circ\text{C}$ pendant 10 min avec refroidissement à l'air . . . . .	160
3.4	Résultat du calcul de la densité de l'acier T91 à froid . . . . .	160
3.5	Evolution de la masse volumique en phase métal de base . . . . .	160
3.6	Evolution de la masse volumique en phase austénitique . . . . .	160
3.7	Schéma de principe d'un dilatomètre classique . . . . .	161
3.8	Chargement thermique réalisé pour la mesure de $C_p$ . . . . .	161
3.9	Flux de chaleur obtenus dans les trois configurations d'essai lors du second cycle de chauffage du premier essai . . . . .	162
3.10	Flux de chaleur obtenu lors des deux cycles thermiques avec échantillon pour le premier essai . . . . .	162
3.11	Capacité calorifique $C_p$ obtenue pour le premier essai lors des deux cycles de chauffage . . . . .	163
3.12	Capacité calorifique $C_p$ obtenue lors du premier chauffage pour les deux essais effectués . . . . .	164
3.13	Evolution de la capacité calorifique du métal de base . . . . .	164
3.14	Evolution de la capacité calorifique en phase austénitique et martensitique trempée . . . . .	164
3.15	Chaleurs latentes de transformation calculées . . . . .	166
3.16	Chaleur latente de transformation liquide-solide déterminée avec Thermocalc . . . . .	166
3.17	Principe de détermination du paramètre de diffusivité thermique par méthode Flash . . . . .	167
3.18	Exemple de thermogramme obtenu, avec sa courbe d'ajustement . . . . .	168
3.19	Cycle thermique pour l'essai Flash . . . . .	168
3.20	Résultats des mesures de diffusivité au chauffage et au refroidissement . .	168
3.21	Evolution finale de la diffusivité en phase métal de base après extrapolation	169
3.22	Evolution finale de la diffusivité en phase austénitique et martensitique trempée après extrapolation . . . . .	169
3.23	Evolution de la conductivité calculée en phase métal de base . . . . .	171
3.24	Evolution finale de la conductivité calculée en phases austénitique et martensitique trempée . . . . .	171

3.25	Photo du montage expérimental [Vin06]	172
3.26	Schéma du montage à chaud	173
3.27	Géométrie de l'éprouvette	173
3.28	Photo d'une éprouvette de traction	174
3.29	Logement des tiges de l'extensomètre	175
3.30	Exemple de pilotage en déformation de l'essai de viscosité	177
3.31	Exemple de pilotage en déformation de l'essai cyclique	178
3.32	Essais complémentaires de traction monotone à température ambiante	178
3.33	Essai complémentaire n°1 de traction/compression à amplitude croissante	179
3.34	Essai complémentaire n°2 de traction/compression à amplitude croissante	179
3.35	Essai de viscosité à température ambiante	179
3.36	Relaxation en fin d'essai de viscosité à température ambiante	179
3.37	Essai cyclique à température ambiante	180
3.38	Essais de relaxation lors de l'essai cyclique à température ambiante pour $\dot{\epsilon} = 10^{-4}$	180
3.39	Durcissement aux cours des cycles pour l'essai cyclique à 20°C	180
3.40	Essai de viscosité à 200°C	181
3.41	Relaxation en fin d'essai de viscosité à 200°C	181
3.42	Bandes de localisation dans un alliage d'aluminium Al-3.5%Mg, d'après [PSE52]	182
3.43	Evolution de la résistance à la rupture $J_I C$ et de la propagation de fissure $dJ/da$ en fonction de la température sur un acier martensitique à 12%Cr, d'après [GCWB06]	182
3.44	Essai cyclique à 200°C	182
3.45	Essais de relaxation lors de l'essai cyclique à 200°C pour $\dot{\epsilon} = 2.10^{-4}$	182
3.46	Vitesse de déformation mesurée lors de l'essai de viscosité à 300°C	183
3.47	Essais de viscosité à 300°C	183
3.48	Relaxations en fin des essais de viscosité à 300°C	183
3.49	Essai cyclique à 300°C	184
3.50	Essais de relaxation lors de l'essai cyclique à 300°C pour $\dot{\epsilon} = 10^{-4}$	184
3.51	Essais de viscosité à 400°C	184
3.52	Relaxation en fin d'essai de viscosité à 400°C	184
3.53	Essai cyclique à 400°C	184
3.54	Essais de relaxation lors de l'essai cyclique à 400°C pour $\dot{\epsilon} = 2.10^{-4} s^{-1}$	184
3.55	Durcissement aux cours des cycles pour l'essai cyclique à 400°C à $\epsilon = 1.5\%$	185
3.56	Essais de viscosité à 500°C	185
3.57	Relaxation en fin d'essai de viscosité à 500°C	185
3.58	Essai cyclique à 500°C	186
3.59	Essais de relaxation lors de l'essai cyclique à 500°C pour $\dot{\epsilon} = 2.10^{-4}$	186
3.60	Durcissement aux cours des cycles pour l'essai cyclique à 500°C	186
3.61	Manifestation d'un effet de restauration d'écrouissage lors d'un essai de relaxation	186
3.62	Essais de viscosité à 700°C	187

3.63	Relaxation en fin d'essai de viscosité à 700°C . . . . .	187
3.64	Essai cyclique à 700°C . . . . .	187
3.65	Essais de relaxation lors de l'essai cyclique à 700°C pour $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-4}$ . . .	187
3.66	Durcissement aux cours des cycles pour l'essai cyclique à 700°C . . . . .	188
3.67	Caractéristiques du traitement thermique d'homogénéisation pour les essais en phase austénitique . . . . .	188
3.68	Essais de viscosité à 500°C en phase austénitique . . . . .	189
3.69	Relaxation en fin des essais de viscosité à 500°C en phase austénitique . .	189
3.70	Essais de viscosité à 600°C en phase austénitique . . . . .	190
3.71	Relaxation en fin des essais de viscosité à 600°C en phase austénitique . .	190
3.72	Essais de viscosité à 700°C en phase austénitique . . . . .	190
3.73	Essai de viscosité à 800°C en phase austénitique . . . . .	191
3.74	Relaxation en fin d'essai de viscosité à 800°C en phase austénitique . . .	191
3.75	Essai de viscosité à 900°C en phase austénitique . . . . .	191
3.76	Relaxation en fin d'essai de viscosité à 900°C en phase austénitique . . .	191
3.77	Résultats des essais de traction monotone en phase martensitique . . . . .	192
3.78	Représentation des écrouissages dans le cas uniaxial . . . . .	194
3.79	Identification du module d'Young d'après l'essai de viscosité . . . . .	195
3.80	Limite d'élasticité à 0.2% d'après les essais de viscosité . . . . .	195
3.81	Principe de dépouillement des essais de relaxation . . . . .	196
3.82	Traitement de la restauration statique sur les courbes de relaxation, dans le cas de la première relaxation de l'essai cyclique à 500°C . . . . .	197
3.83	Estimation de la contrainte visqueuse en relaxation pour la phase métal de base . . . . .	198
3.84	Résultats de l'identification des paramètres de viscosité pour $T=500^{\circ}\text{C}$ . .	198
3.85	Paramètre K de Norton identifié en phase métal de base . . . . .	199
3.86	Paramètre N de Norton identifié en phase métal de base . . . . .	199
3.87	Paramètre K de la loi sinh identifié en phase métal de base . . . . .	199
3.88	Paramètre N de la loi sinh identifié en phase métal de base . . . . .	199
3.89	Paramètre $\dot{\epsilon}_0$ de la loi sinh identifié en phase métal de base . . . . .	200
3.90	Comparaison numérique des deux lois de viscosité dans le cas du premier essai de relaxation de l'essai cyclique à 20°C . . . . .	200
3.91	Représentation graphique de l'écrouissage isotrope . . . . .	201
3.92	Evolution du critère lors de l'identification inverse de l'écrouissage isotrope seul à 500°C . . . . .	201
3.93	Comparaison expérimental/simulation pour l'essai de viscosité à 20°C (écrouissage isotrope seul) . . . . .	201
3.94	Comparaison expérimental/simulation pour l'essai de viscosité à 200°C (écrouissage isotrope seul) . . . . .	201
3.95	Comparaison expérimental/simulation pour l'essai de viscosité à 300°C (écrouissage isotrope seul) . . . . .	202
3.96	Comparaison expérimental/simulation pour l'essai de viscosité à 400°C (écrouissage isotrope seul) . . . . .	202

3.97	Comparaison expérimental/simulation pour l'essai de viscosité à 500°C (écrouissage isotrope seul) . . . . .	202
3.98	Comparaison expérimental/simulation pour l'essai de viscosité à 700°C (écrouissage isotrope seul) . . . . .	202
3.99	Limite d'élasticité identifiée en phase métal de base d'après l'essai de viscosité seul . . . . .	203
3.100	Paramètre $b$ d'écrouissage isotrope identifié en phase métal de base d'après l'essai de viscosité seul . . . . .	203
3.101	Paramètre $R_{\infty}$ d'écrouissage isotrope identifié en phase métal de base d'après l'essai de viscosité seul . . . . .	203
3.102	Représentation graphique de l'écrouissage cinématique . . . . .	204
3.103	Détermination des paramètres initiaux d'écrouissage cinématique seuls d'après l'après l'essai cyclique seul . . . . .	204
3.104	Comparaison expérimental/simulation avec les paramètres déterminés graphiquement sur l'essai cyclique à 500°C . . . . .	204
3.105	Evolution du critère lors de l'identification inverse de l'écrouissage isotrope seul à 500°C . . . . .	204
3.106	Comparaison expérimental/simulation pour l'essai cyclique à 20°C, à écrouissage cinématique seul . . . . .	205
3.107	Comparaison expérimental/simulation pour l'essai cyclique à 200°C, à écrouissage cinématique seul . . . . .	205
3.108	Comparaison expérimental/simulation pour l'essai cyclique à 300°C, à écrouissage cinématique seul . . . . .	205
3.109	Comparaison expérimental/simulation pour l'essai cyclique à 400°C, à écrouissage cinématique seul . . . . .	205
3.110	Comparaison expérimental/simulation pour l'essai cyclique à 500°C, à écrouissage cinématique seul . . . . .	206
3.111	Comparaison expérimental/simulation pour l'essai cyclique à 700°C, à écrouissage cinématique seul . . . . .	206
3.112	Limite d'élasticité identifiée en phase métal de base d'après l'essai cyclique	206
3.113	Module de Young identifié en phase métal de base d'après l'essai cyclique	206
3.114	Paramètre $C_1$ d'écrouissage cinématique identifié en phase métal de base d'après l'essai cyclique seul . . . . .	207
3.115	Paramètre $\gamma_1$ d'écrouissage cinématique identifié en phase métal de base d'après l'essai cyclique seul . . . . .	207
3.116	Paramètre $C_2$ d'écrouissage cinématique identifié en phase métal de base d'après l'essai cyclique seul . . . . .	207
3.117	Evolution du critère en phase métal de base lors de l'identification double à 500°C . . . . .	208
3.118	Principe de l'identification double . . . . .	208
3.119	Comparaison expérimental/simulation en phase métal de base pour l'identification double à 20°C . . . . .	208

3.120	Comparaison expérimental/simulation en phase métal de base pour l'identification double à 200°C . . . . .	209
3.121	Comparaison expérimental/simulation en phase métal de base pour l'identification double à 300°C . . . . .	209
3.122	Comparaison expérimental/simulation en phase métal de base pour l'identification double à 400°C . . . . .	209
3.123	Comparaison expérimental/simulation en phase métal de base pour l'identification double à 500°C . . . . .	210
3.124	Comparaison expérimental/simulation en phase métal de base pour l'identification double à 700°C . . . . .	210
3.125	Module de Young identifié en phase métal de base d'après l'identification double . . . . .	211
3.126	Limite d'élasticité identifiée en phase métal de base d'après l'identification double . . . . .	211
3.127	Paramètre $R_{\infty}$ d'érouissage isotrope identifié en phase métal de base d'après l'identification double . . . . .	211
3.128	Paramètre $b$ d'érouissage isotrope identifié en phase métal de base d'après l'identification double . . . . .	211
3.129	Paramètre $C_1$ d'érouissage cinématique identifié en phase métal de base d'après l'identification double . . . . .	212
3.130	Paramètre $\gamma_1$ d'érouissage isotrope identifié en phase métal de base d'après l'identification double . . . . .	212
3.131	Paramètre $C_2$ d'érouissage cinématique identifié en phase métal de base d'après l'identification double . . . . .	212
3.132	Evolution des érouissages $R$ et $X_1$ en fonction de la température en phase métal de base . . . . .	213
3.133	Résultat du dépouillement des courbes de relaxation en phase austénitique . . . . .	213
3.134	Paramètre $K$ de la loi de Norton identifié en phase austénitique . . . . .	214
3.135	Paramètre $N$ de la loi de Norton identifié en phase austénitique . . . . .	214
3.136	Paramètre $K$ de la loi de viscosité sinh identifié en phase austénitique . . . . .	215
3.137	Paramètre $N$ de la loi de viscosité en sinh identifié en phase austénitique . . . . .	215
3.138	Paramètre $\dot{\epsilon}_0$ de la loi de viscosité en sinh identifié en phase austénitique . . . . .	215
3.139	Comparaison expérimental/simulation pour l'essai de viscosité à 500°C en phase austénitique . . . . .	216
3.140	Comparaison expérimental/simulation pour l'essai de viscosité à 600°C en phase austénitique . . . . .	216
3.141	Comparaison expérimental/simulation pour l'essai de viscosité à 700°C en phase austénitique . . . . .	216
3.142	Comparaison expérimental/simulation pour l'essai de viscosité à 800°C en phase austénitique . . . . .	216
3.143	Comparaison expérimental/simulation pour l'essai de viscosité à 900°C en phase austénitique . . . . .	217
3.144	Module d'Young identifié en phase austénitique . . . . .	217

3.145	Limite d'élasticité identifiée en phase austénitique . . . . .	217
3.146	Paramètre $R_\infty$ d'écrouissage isotrope identifié en phase austénitique . . . . .	217
3.147	Paramètre $b$ d'écrouissage isotrope identifié en phase austénitique . . . . .	218
3.148	Module d'Young en phase martensitique . . . . .	218
3.149	Coefficient de dilatation thermique linéaire en phase ferritique avec $T_0=0^\circ\text{C}$ pour température de référence . . . . .	219
3.150	Coefficient de dilatation thermique linéaire en phase austénitique avec $T_0=0^\circ\text{C}$ pour température de référence . . . . .	219
3.151	Comparaison du comportement en dilatation libre entre métal de base et martensite trempée, dans les mêmes conditions de chauffage . . . . .	219
3.152	Essai de dilatation libre à deux cycles identiques de chauffage, avec $t_a=1$ min . . . . .	220
3.153	Mise en évidence de l'écoulement plastique $\varepsilon^{pl}$ lors d'un essai de dila- tométrie sous contrainte, d'après [Cor01] . . . . .	220
3.154	Plasticité de transformation finale en fonction de la contrainte ((a) fer (b) acier C40), d'après [GJ65] . . . . .	221
3.155	Variation de la déformation de plasticité de transformation en fonction du taux de martensite formé pour différentes contraintes de traction ap- pliquées, d'après [GA85] . . . . .	221
3.156	Déformation plastique de transformation équivalente en fonction de la contrainte équivalente pour différents types de sollicitation, d'après [VCP96]	222
3.157	Déformation plastique de transformation en fonction de la température pour différents niveaux d'écrouissage de l'austénite, d'après [PG00] . . . . .	223
3.158	Le mécanisme de Magee (a) : pas de contrainte (b) : contrainte globale appliquée . . . . .	224
3.159	Le mécanisme de Greenwood et Johnson (a) : pas de contrainte (b) : contrainte globale appliquée . . . . .	224
3.160	Chargement thermique et mécanique lors d'un essai de dilatation sous contrainte à 40MPa . . . . .	227
3.161	Résultat de l'essai de dilatation sous contrainte à 40MPa . . . . .	227
3.162	Exemples d'essais de dilatation sous contrainte de traction . . . . .	228
3.163	Exemples d'essais de dilatation sous contrainte de compression . . . . .	228
3.164	Résultats des essais de dilatation sous contrainte, avec le résultat de l'iden- tification . . . . .	229
4.1	Graphe des couplages et de leur (non-) prise en compte par le modèle monophasique . . . . .	233
4.2	Diagramme fonctionnel de la routine UMAT décrivant le modèle mono- phasique . . . . .	234
4.3	Résolution séquentielle itérative du problème classique thermomécanique dans Cast3M . . . . .	235
4.4	Graphe des couplages et de leur (non-) prise en compte par le modèle multiphasique . . . . .	235

4.5	Illustration de l'algorithme itératif, d'après [Ver05]	240
4.6	Graphe de résolution du problème mécanique sur un pas de temps	241
4.7	Simulation avec le modèle <i>CHAB-SINH-X</i> de l'essai de viscosité à 20°C	242
4.8	Simulation avec le modèle <i>CHAB-SINH-X</i> de l'essai cyclique à 20°C	242
4.9	Simulation de l'évolution des écrouissages lors de l'essai cyclique	242
4.10	Maillage de l'éprouvette de traction	243
4.11	Simulation d'un essai de dilatation libre entre 20 et 160°C, avec le modèle multiphasique et monophasique	243
4.12	Comparaison entre simulation et expérimental pour l'essai de dilatation libre, avec le modèle multiphasique	244
4.13	Comparaison entre simulations et solutions analytiques pour les déformations finales de plasticité de transformation	245
4.14	Comparaison entre courbes expérimentale et simulée pour un essai de dilatation sous contrainte de traction à 40MPa	246
4.15	Evolution de la plasticité de transformation au cours d'un essai de dilatation sous contrainte de traction à 40MPa	247
4.16	Chargement thermique imposé lors de l'essai Satoh	247
4.17	Déformation enregistrée au cour de l'essai Satoh pour les trois cycles	247
4.18	Résultats de l'essai Satoh	248
4.19	Comparaison entre modèle monophasique et multiphasique	249
4.20	Comparaison entre modèles de plasticité de transformation	250
4.21	Instabilités numériques lors de la transformation martensitique	251
4.22	Champ de température en fin de chauffage, avec la torche n°2	252
4.23	Tracé des zones fondues pour les deux torches	252
4.24	Influence des chaleurs latentes sur l'évolution de la température en TC1	253
4.25	Influence des chaleurs latentes sur l'évolution de la température en TC2	253
4.26	Influence de l'introduction d'un couplage thermique-métallurgie sur l'évolution de la température en TC1	254
4.27	Métallurgie en présence à la fin du chauffage	255
4.28	Métallurgie en présence à la fin du refroidissement	255
4.29	Comparaison entre ZAT expérimentale et simulée, pour l'essai TST1-3	255
4.30	Comparaisons expérimental/simulations pour les déplacements DEP4, avec un modèle monophasique et multiphasique sans plasticité de transformation et sans prise en compte des chaleurs latentes	256
4.31	Comparaisons expérimental/simulations pour les déplacements DEP4, avec des modèles monophasiques et multiphasiques avec plasticité de transformation sans prise en compte des chaleurs latentes	257
4.32	Comparaisons expérimental/simulation pour certains déplacements, avec le modèle multiphasique avec plasticité de transformation de Desalos sans prise en compte des chaleurs latentes	258
4.33	Comparaison expérimental/simulation pour le déplacement circonférentiel, avec le modèle multiphasique avec plasticité de transformation de Desalos	258

4.34	Comparaisons expérimental/simulation pour certains déplacements, avec le modèle multiphasique avec plasticité de transformation de Desalos et prise en compte des chaleurs latentes . . . . .	259
4.35	Comparaison expérimental/simulation pour les contraintes résiduelles $\sigma_{rr}$ en profondeur . . . . .	260
4.36	Comparaison expérimental/simulation pour les contraintes résiduelles $\sigma_{rr}$ en surface Nord . . . . .	260
4.37	Comparaison expérimental/simulation pour les contraintes résiduelles $\sigma_{rr}$ en surface Sud . . . . .	261
4.38	Comparaison expérimental/simulation pour les contraintes résiduelles $\sigma_{\theta\theta}$ en profondeur . . . . .	262
4.39	Comparaison expérimental/simulation pour les contraintes résiduelles $\sigma_{\theta\theta}$ en surface Nord . . . . .	262
4.40	Comparaison expérimental/simulation pour les contraintes résiduelles $\sigma_{\theta\theta}$ en surface Sud . . . . .	263
4.41	Comparaison expérimental/simulation pour les contraintes résiduelles $\sigma_{zz}$ en profondeur . . . . .	263
4.42	Maillage 3D du disque pour les simulations de l'essai DISK-CYCLE . . .	264
4.43	Champ de température pour la première passe après un 3/4 de tour de la torche . . . . .	265
4.44	Champ de température pour la seconde passe après un 3/4 de tour de la torche . . . . .	266
4.45	Comparaison simulation/expérience pour les évolutions de température pour la première passe . . . . .	266
4.46	Comparaison simulation/expérience pour les évolutions de température pour la seconde passe . . . . .	267
4.47	Proportion d'austénite pour la première passe après un 3/4 de tour de la torche . . . . .	267
4.48	Proportion de martensite pour la première passe après un 3/4 de tour de la torche . . . . .	268
4.49	Proportion d'austénite pour la seconde passe après un 3/4 de tour de la torche . . . . .	268
4.50	Proportion d'austénite pour la première passe après un 3/4 de tour de la torche . . . . .	269
4.51	Proportion de martensite en fin d'essai . . . . .	269
4.52	Proportion de martensite en fin d'essai dans le plan d'analyse métallurgique	269
4.53	Comparaison entre ZAT simulée et macrographie pour le côté 2 . . . . .	270
4.54	Prévision numérique de la profondeur des différentes ZAT pour le côté 1, en regard des duretés obtenues expérimentalement . . . . .	270
4.55	Comparaisons entre les trois familles de soudage par fusion (a) : <i>distorsion angulaire</i> (b) : <i>coût de l'installation et productivité d'après [Kou03]</i>	298
4.56	Procédé de soudage à électrode enrobée d'après [O'B97] . . . . .	299
4.57	Procédé de soudage à l'arc MIG/MAG d'après [O'B97] . . . . .	299

---

4.58	Procédé de soudage à l'arc TIG d'après [O'B97]	300
4.59	Phénomènes physiques intervenant au niveau de l'électrode	301
4.60	Phénomènes physiques intervenant au niveau de la pièce	301
4.61	Illustration des conséquences des turbulences sur la géométrie du bain d'après [Eas92] (a) : <i>bain symétrique</i> (b) : <i>bain asymétrique</i>	302
4.62	Température, vitesse du plasma d'arc et distribution du potentiel électrique, d'après [Hu07]	303
4.63	Comparaison des géométries de bain entre simulation et expérience, par transfert thermique et mécanique des fluides en soudage TIG, d'après [MD06]	303
4.64	Modèle de plaque infinie	310
4.65	Modèle de plaque semi épaisse	312
4.66	Principe de superposition	313
4.67	Modèle de plaque mince	314
4.68	Système thermodynamique étudié	325
4.69	Schéma de l'installation "Flash 1000", d'après S. Urvoy (SRMA/LA2M)	333
4.70	Schéma du dispositif "porte échantillon", d'après S. Urvoy	334

# Liste des tableaux

1.1	Quelques dimensions de disques utilisées lors d'études de soudage simple sur disque . . . . .	11
1.2	Paramètres de soudage utilisés pour le dimensionnement . . . . .	15
1.3	Quelques géométries vérifiant les conditions de déplacement maximal de l'ordre de 0.1mm . . . . .	18
1.4	Paramètres de soudage pour l'essai DISK-SPOT . . . . .	24
1.5	Intervalles de confiance des paramètres thermiques du problème . . . . .	28
1.6	Liste des essais DISK-SPOT référencés . . . . .	31
1.7	Paramètres initiaux et paramètres identifiés pour l'essai DISK-SPOT . . .	45
1.8	Paramètres initiaux et paramètres identifiés pour l'essai DISK-SPOT . . .	47
1.9	Paramètres de source pour les torches de 12 et 16 mm . . . . .	48
1.10	Paramètres de convection/rayonnement . . . . .	49
1.11	Principales techniques de mesure des contraintes résiduelles, d'après [WB01a]	52
1.12	$2\theta_0$ de référence . . . . .	60
1.13	Paramètres de soudage pour l'essai DISK-CYCLE . . . . .	67
2.1	Quelques caractéristiques moyennes de la tôle CEA Industeel coulée 1330 à température ambiante et à 450°C [Cou06] . . . . .	77
2.2	Composition chimique moyenne du T91 [Ber99] . . . . .	77
2.3	Composition chimique de la tôle T91 du CEA [Cou06] . . . . .	77
2.4	Carbures en présence en fonction de la température du revenu sur un 9Cr1MoVNb, d'après [HLP01] . . . . .	84
2.5	Paramètres procédé et caractéristiques thermiques du matériau (T91 à froid)	86
2.6	Paramètres identifiés de la loi décrivant l'équilibre de la transformation austénitique . . . . .	105
2.7	Paramètres identifiés de la loi d'incubation pour la transformation austénitique	108
2.8	Paramètres identifiés de la loi de croissance pour la transformation austénitique	110
2.9	Paramètres identifiés du modèle probabiliste . . . . .	115
2.10	Température de liquidus et solidus pour notre matériau . . . . .	120
2.11	Paramètres identifiés de la loi de Koistinen-Marburger . . . . .	124
2.12	Tailles de grain mesurées (en $\mu m$ ) - en fonction de la température et du temps de maintien . . . . .	137
2.13	Paramètres du modèle de Vereecke identifiés . . . . .	139

3.1	Variables thermodynamiques du modèle . . . . .	145
3.2	Tableau des couplages d'état pour un matériau biphasique . . . . .	150
3.3	Tableau des couplages de dissipation pour un matériau biphasique . . . . .	155
3.4	Mesure de la masse volumique à température ambiante . . . . .	159
3.5	Capacités calorifiques obtenues (MB : métal de base, MT : martensite trempée, AU : austénite) . . . . .	165
3.6	valeurs des chaleurs latentes calculées en $kJ.kg^{-1}$ . . . . .	165
3.7	Diffusivité obtenue en phase métal de base . . . . .	169
3.8	Diffusivité obtenue en phase martensite trempée . . . . .	169
3.9	Diffusivité obtenue en phase austénite . . . . .	170
3.10	Conductivité thermique calculée en phase métal de base (MB) et martensite trempée (MA) . . . . .	170
3.11	Conductivité thermique calculée en phase austénitique (AU) . . . . .	171
3.12	Résumé des essais en phase métal de base . . . . .	176
3.13	Résumé des essais en phase austénitique - $T_a$ : température d'austénitisation	176
3.14	Résumé des essais en phase martensitique trempée . . . . .	177
3.15	Paramètres de viscosité en phase métal de base . . . . .	199
3.16	Paramètres d'écrouissage d'après l'essai de viscosité seul . . . . .	202
3.17	Paramètres d'écrouissage cinématique identifiés d'après l'essai cyclique seul . . . . .	205
3.18	Paramètres d'écrouissage d'après l'identification double . . . . .	208
3.19	Paramètres de viscosité en phase austénitique . . . . .	214
3.20	Module d'Young, limite d'élasticité et paramètres d'écrouissage isotrope identifiés en phase austénitique . . . . .	214
3.21	Paramètres de plasticité de transformation identifiés . . . . .	229
4.1	Paramètres mécaniques du modèle monophasique . . . . .	249

# Introduction

Les réacteurs à eau légère actuellement en service dans le monde représentent 87% des capacités totales de production d'énergie électrique d'origine nucléaire, contre 13% pour l'ensemble des autres filières ([BB03]). Dans la catégorie des réacteurs à eau légère, 56% des réacteurs sont à eau pressurisée (REP). Ce type de réacteur est devenu très vite majoritaire grâce à ses performances technico-économiques.

Les organismes concernés étant conscients qu'un renouvellement du parc nucléaire mondial va devoir être envisagé dans un futur proche, une grande réflexion sur l'avenir nucléaire mondial a été engagée en 2001, à l'initiative de département de l'énergie (DOE) des États-Unis, intitulée Generation IV Nuclear Energy Systems Initiative. Les organismes de recherche nucléaire des pays partenaires dont la France se sont engagés dans ce projet dans une structure de coopération informelle appelée le GIF (Generation IV International Forum). En septembre 2002, six concepts de réacteurs ont été sélectionnés par le GIF, comme étant des pistes possibles pour l'avenir du nucléaire mondial. Ces différents concepts sont :

- les réacteurs à eau supercritique (SCWR Supercritical Water Cooled Reactor)
- les réacteurs à très haute température (VHTR VeryHigh Temperature Reactor)
- les réacteurs à neutrons rapides refroidis au gaz (GFR Gas Cooled Fast Reactor)
- les réacteurs à neutrons rapides refroidis au sodium (SFR Sodium cooled Fast Reactor)
- les réacteurs à neutrons rapides refroidis au plomb (LFR Lead cooled Fast Reactor)
- les réacteurs à sels fondus (MSR).

Ces nouveaux réacteurs doivent également intégrer de nouvelles contraintes environnementales liées à la sécurité et à la gestion des déchets radioactifs.

Le CEA a fait le choix de travailler dans un premier temps sur les réacteurs à très haute température (VHTR) à caloporteur gaz (RCG), ce qui est cohérent avec le projet antérieur de réacteur GT-MHR (Gas Turbine-Modular Helium cooled Reactor). Ce nouveau réacteur devrait utiliser l'hélium comme fluide caloporteur. Le gaz, dont la température en sortie du réacteur pourrait atteindre 1000°C, alimenterait directement, sans échangeur intermédiaire, le groupe turbo-alternateur avec un rendement thermodynamique élevé (supérieurs à 50 % contre 33 % pour les réacteurs REP actuels). Ce réacteur devrait brûler essentiellement un mélange d'uranium hautement enrichi et de thorium.

En ce qui concerne la sécurité, la technologie devrait conduire le réacteur à devenir spon-

tanément sous critique en cas d'arrêt de l'accélérateur et à avoir une capacité à baisser spontanément en température en cas de perte du réfrigérant. La faible pression du gaz dans la cuve limiterait considérablement les risques de fuites ou d'explosion du réacteur. En résumé, ces différentes propriétés devraient permettre à ce type de réacteur être "intrinsèquement sûr".

Pour ce qui est des déchets radioactifs, ce réacteur permet à la fois d'utiliser de façon optimale les matières fissiles et de réduire au maximum la production nette de déchets à longue vie. Il semblerait possible de dépasser le seuil de 80 GW/jour/tonne qui est celui des centrales actuellement en service, le but étant d'atteindre 200 GW/j/t. Il est également envisagé que ce type de réacteur puisse utiliser de l'uranium faiblement enrichi, mais aussi d'incinérer le plutonium et les mélanges de plutonium avec certains actinides mineurs issus des réacteurs REP. Il est même envisagé d'utiliser ces réacteurs pour fabriquer de l'hydrogène à partir de l'eau, ce qui permettrait de fabriquer de l'hydrogène en grandes quantités, pour alimenter ce marché censé remplacer celui des hydrocarbures.

La construction d'un prototype de ce réacteur est prévue en 2012 sur le site CEA de Cadarache (Bouches du Rhône) avec une mise en service prévue en 2017. Leur utilisation commerciale n'est pas envisagée avant 2040. La France envisage à long terme d'utiliser le savoir acquis sur ces réacteurs VHTR-RCG pour l'adapter à la technologie à neutrons rapides qui lui est chère (RNR, de type Phoenix et Superphoenix).

Mais de nombreux problèmes technologiques restent encore à surmonter si l'on veut un jour voir fonctionner un réacteur VHTR. Tout d'abord, les matériaux susceptibles de résister à des températures en service voisines de 1000°C n'existent pas encore et l'utilisation du gaz en cycle direct entre 800-900°C va poser d'évidents problèmes de fiabilité au niveau des turbines. Il faut de plus définir de nouvelles chaînes de retraitement et de stockage adaptées à l'utilisation d'un nouveau combustible.

Les hautes températures dans l'enceinte du réacteur (environ 450°C en moyenne dans le cas du GT-MHR), ne permettant plus d'utiliser comme matériau de cuve l'acier bainitique 16MnD5 utilisé pour les réacteurs actuels, le CEA a fait le choix d'utiliser comme matériau de cuve un acier allié au chrome de type 9Cr1Mo "mod" normalisé X10CrMoVNb9-1, dont la microstructure est stable à cette température nominale d'utilisation. En effet, étant donnée la corrélation forte entre microstructure et fluage ([Bha05] [AHTS04]), la stabilité de la microstructure est devenue un critère pour développer de nouveaux matériaux pour ces applications ([dCMSB04] [Lam00]). Dans la suite de ce mémoire, comme dans beaucoup de documents d'origine CEA, l'acier X10CrMoVNb9-1 sera référencé comme acier T91.

La cuve du réacteur est formée de viroles forgées, assemblées par soudage puis revêtues (voir Fig. 1). Etant donnée l'épaisseur importante (typiquement 200mm) à assembler, un soudage multipasse TIG (*Tungstene Inert Gaz*) est envisagé.

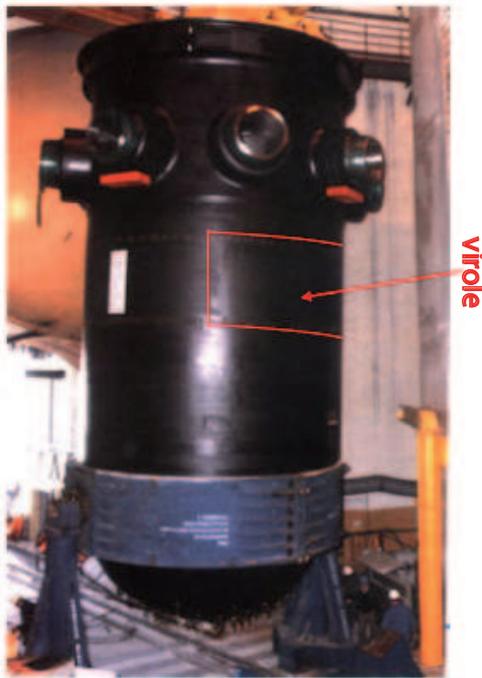


FIG. 1: Photo d'une cuve de réacteur

En service, la pression dans la cuve est relativement faible et constante. La durabilité de ce type d'assemblage est donc a priori pilotée par le fluage des joints soudés. Le fluage de l'assemblage dépendant de l'état final mécanique (contraintes résiduelles), métallurgique (taille de grain, phases métallurgique) et morphologique (fissures, porosité, etc...) de la soudure, l'enjeu de cette étude est de simuler correctement les propriétés de la soudure induites par le procédé, pour s'en servir comme entrée dans une étude de durée de vie (voir Fig. 2).

Si des défauts peuvent apparaître à long terme sur les jonctions soudées, des défauts rédhibitoires pour l'assemblage peuvent également apparaître dès l'opération de soudage, comme par exemple de la fissuration à chaud ([Ker00], [For04a]) lors de la solidification sous contrainte du métal d'apport ou encore de la fissuration à froid ([BBI01]) due aux variations de compacités des phases métallurgiques apparaissant dans la zone communément appelée ZAT (Zone Affectée Thermiquement) au voisinage de la soudure.

Comme pour les aciers austénitiques ([Ver05], [CRAP<sup>+</sup>01b], [CRAP<sup>+</sup>01a], [Auz03]), le fluage de l'acier T91 conduit principalement à un endommagement de type intergranulaire ([Gaf04], voir Fig. 4). La localisation de la rupture dépend d'un grand nombre de paramètres (niveau des contraintes résiduelles, nuance du matériau, paramètres de soudage, géométrie du chanfrein, etc ...). Une classification de la position des fissures dans

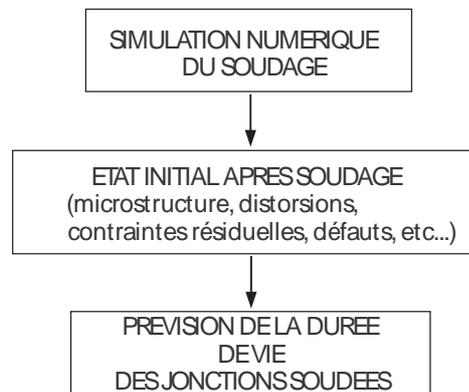
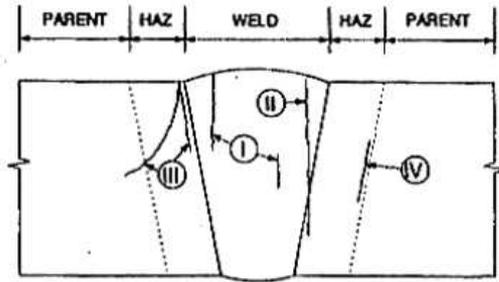
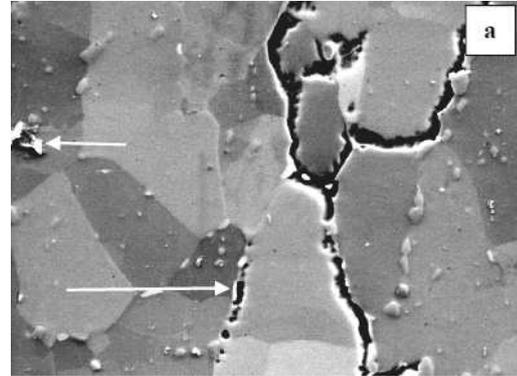


FIG. 2: Démarche pour la prévision de la durée de vie des jonctions soudées

les jonctions soudées a été proposée par [SHW74] (voir Fig. 3).



**FIG. 3:** Classification de la position des zones de rupture dans les assemblages soudés en fluage, d'après [SHW74]



**FIG. 4:** Croissance de cavités intergranulaires dans l'acier T91 en fluage d'après [Gaf04]

Les ruptures I et II ont principalement pour origine de la fissuration à chaud dans le métal fondu.

La rupture de type III est quand à elle positionnée à proximité de la ligne de fusion dans la ZAT. Du fait des très hautes températures que l'on atteint dans cette zone (entre 1200°C et 1500°C), même les carbures les plus stables sont remis en solution. Les cinétiques de refroidissement étant très rapides lors du refroidissement, aucune précipitation ne peut avoir lieu, affaiblissant considérablement la résistance en service dans cette zone ([CAPM01]).

La rupture de type IV est proche de la ligne de transition ZAT-métal de base, du côté de la ZAT, et parallèle à cette dernière. Dans cette zone (que l'on appelle ZAT intercritique), les cinétiques de chauffage sont telles que l'on a une transformation austénitique non-complète, rendant la microstructure très sensible au revenu. Lors du traitement de post-soudage (aux alentours de 700°C), qui permet de relaxer les contraintes résiduelles (PWHT *Post welding heat treatment*), on voit ainsi apparaître une baisse de dureté beaucoup plus importante dans cette zone que dans le reste de la structure ([Gaf04]). La baisse de dureté étant associée à une baisse de la résistance mécanique, cette zone est favorable à la localisation des déformations de fluage, et donc de la rupture.

Il existe une autre zone sensible, qui est située également à proximité de la transition ZAT-métal de base, mais cette fois du côté du métal de base. En effet, bien que l'on n'ait aucune transformation austénitique dans cette zone lors du soudage, les températures atteintes sont supérieures à la température de revenu de préparation avant soudage (état de réception). On a alors un sur-revenu, qui, s'il n'entraîne pas de baisse de dureté significative pour un chauffage unique, peut lors d'un chauffage multipasse devenir important et

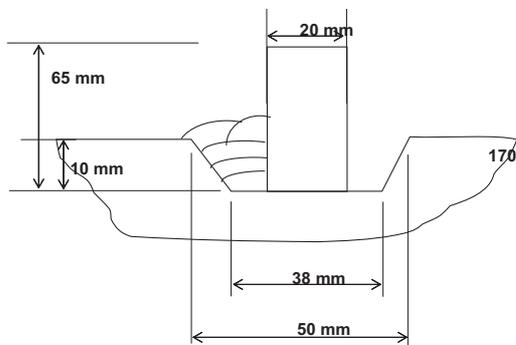
affaiblir localement la zone (voir [LHMK87]).

Cette analyse illustre bien l'importance qu'ont les transformations microstructurales sur la prévision des durées de vie de tels assemblages. La métallurgie doit donc être finement caractérisée, tant pour les simulations de soudage que pour les calculs de durée de vie en service, qui impliquent non seulement l'état initial microstructural et mécanique induit par le soudage mais également des changements microstructuraux à long terme.

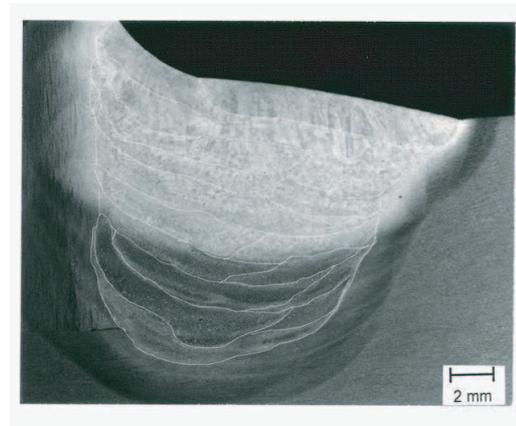
Des travaux commencent à être menés au CEA sur des calculs de durabilité connectant de nombreux travaux, tant sur la simulation du procédé que sur la prévision des durées de vie. Les travaux d'Yves Lejeail dans le cadre du projet BORLAND ([Lej06]) ont permis d'enchaîner les grandes étapes de l'étude de durée de vie des assemblages soudés, à la fois expérimentalement et numériquement. Le risque de fissuration en relaxation à 550°C est étudié en utilisant le modèle d'endommagement développé dans [Gaf04], pour différentes séquences de passes et de métal d'apport.

Ce travail s'est déroulé en plusieurs étapes :

- le *dimensionnement et la réalisation de la maquette*. Cette maquette consiste en un pion soudé sur une semelle (les deux en acier T91) par soudage multipasse (20 passes) en procédé TIG (voir Fig. 5). Une éprouvette a été instrumentée avec des thermocouples et découpée par la suite pour réaliser une macrographie des passes (voir Fig. 6).



**FIG. 5:** Géométrie de la maquette Borland [AF05]



**FIG. 6:** Macrographie des passes pour l'essai Borland [AF05]

- la *mise en place du maillage et l'identification des conditions aux limites thermiques*. Les conditions aux limites thermiques à déterminer sont principalement les paramètres géométriques de la source de chaleur équivalente ainsi que le rendement de l'arc, censés tout deux définir l'apport d'énergie par la torche de soudage. Cela est généralement réalisé par analyse inverse.
- le *calcul thermo-métallurgico-mécanique* de l'opération de soudage avec l'ensemble des passes (voir Fig. 9). Après soudage, un traitement de détensionnement (PWHT, à

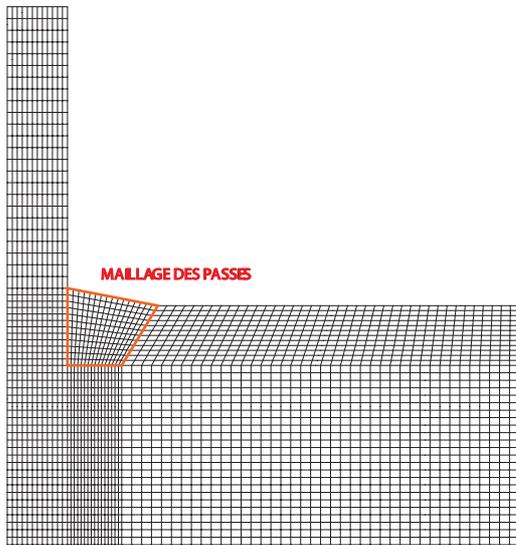


FIG. 7: Maillage de la semelle, des passes et du pion

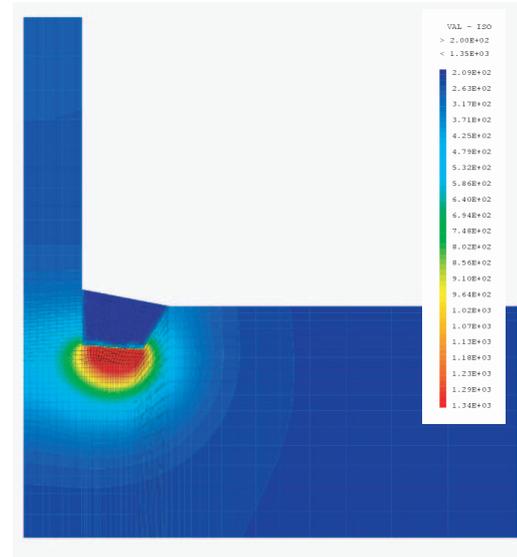


FIG. 8: Champ de températures en fin de chauffage pour la passe n°4

745°C pendant 5h45) est réalisé. Il est modélisé en utilisant une loi de fluage de type Norton (voir Fig. 10). A cette étape, une instrumentation mécanique (déplacement, déformations) et des mesures de contraintes résiduelles permettent de valider les modèles numériques.

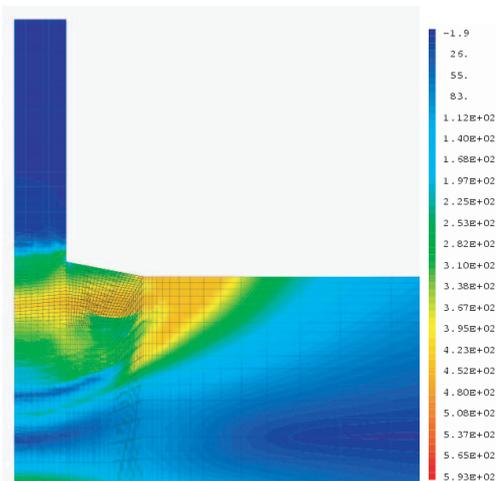


FIG. 9: Champ de contraintes en fin de soudage (Von Mises)

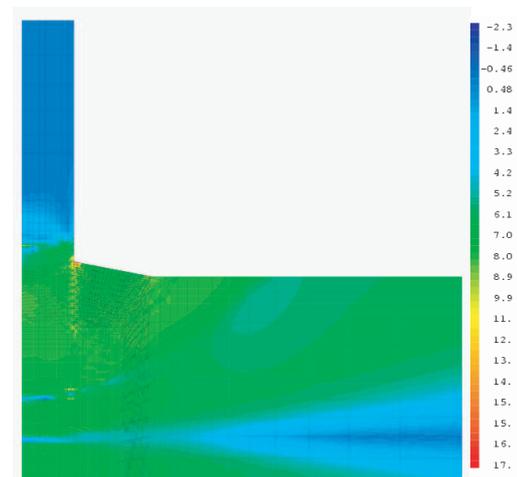
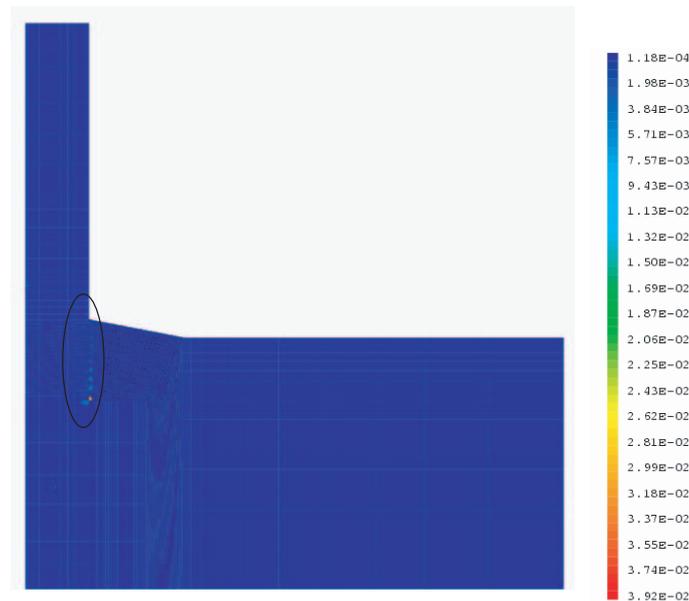


FIG. 10: Champ de contraintes en fin de PWHT (Von Mises)

- le *calcul de relaxation* avec une température et un temps de maintien censé représenter les conditions de fonctionnement (6000h à 550°C) permet de calculer l'endommagement et d'en déduire le risque de fissuration (voir Fig. 11).



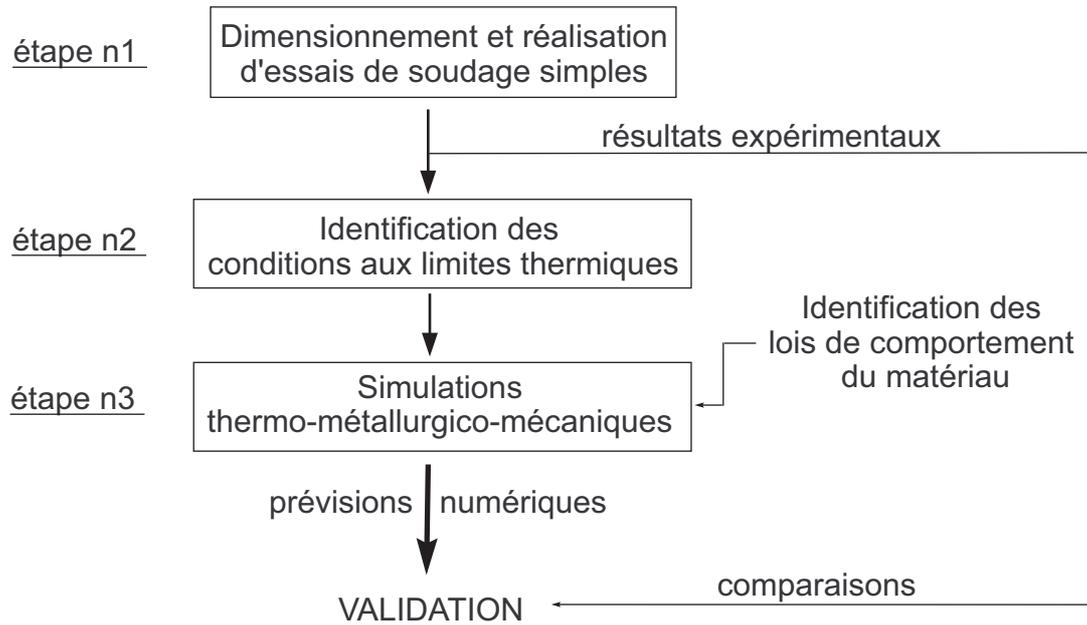
**FIG. 11:** Endommagement final calculé

- pour finir, la *validation expérimentale* sur une éprouvette soumise aux mêmes chargements thermiques de PWHT et de fonctionnement. L'analyse micrographique n'a montré aucune trace de fissures, comme le prédisent les simulations, ce qui n'a rien de surprenant étant donnée la faible sensibilité de cette nuance de matériaux à la fissuration en relaxation).

Le travail réalisé dans le cadre de cette thèse a consisté à mettre en place et à valider les outils numériques et modèles de comportement nécessaires pour réaliser l'étape de simulation thermo-métallurgico-mécanique de l'opération de soudage multipasse et à valider les modèles de comportement du matériau, qui couplent à la fois la thermique, la métallurgie et la mécanique.

La validation de tels modèles sur des cas d'applications industrielles est délicate, à cause de la complexité de la mise en oeuvre numérique du procédé (source mobile, dépôt d'éléments, temps de calculs importants) et de la difficulté d'instrumenter proprement et suffisamment de telles structures. Nous avons donc fait le choix de valider ces modèles de comportement sur des essais de soudage simples, optimisés à la fois pour les mesures expérimentales et pour la simplicité de la mise en oeuvre numérique.

La première partie de ce manuscrit est consacrée au développement et à la mise en oeuvre des essais de soudage simples (essai DISK-SPOT et DISK-CYCLE), à l'exploitation faite de l'instrumentation en cours d'essais (températures et déplacements), ainsi qu'aux mesures de contraintes résiduelles en profondeur. L'identification des conditions aux limites thermiques pour l'essai DISK-SPOT est également décrite dans cette partie.



**FIG. 12:** Organigramme de travail

Les seconde et troisième parties sont consacrées au choix et à l'identification du modèle de comportement Thermo-Métallurgico-Mécanique (TMM). Vu l'importance des phénomènes métallurgiques lors des opérations de soudage, une attention particulière a été portée aux transformations de phase et à leurs couplages avec les aspects thermiques (cf. deuxième partie) ou avec les aspects mécaniques (cf. troisième partie).

La quatrième et dernière partie est consacrée à la confrontation des résultats expérimentaux et des prévisions numériques obtenus lors des essais DISK-SPOT et DISK-CYCLE notamment en ce qui concerne les contraintes résiduelles. Dans cette partie la mise en oeuvre numérique du modèle de comportement TMM et son intégration dans le logiciel Elements finis CAST3M développé au CEA sont également décrits.

Les conclusions et les perspectives relatives aux points traités dans chaque partie de ce manuscrit sont rassemblées dans un cinquième et dernier court chapitre -avant la bibliographie et différentes annexes-.

# Chapitre 1

## Deux essais de soudage simples

*Ce chapitre est dédié à la description de deux essais de soudage simples développés dans le cadre de cette étude afin de constituer une base de données expérimentales susceptible d'être utilisée pour valider les modèles développés dans les chapitres suivants.*

*Le dimensionnement de ces essais, les résultats obtenus -évolution des déplacements et température en quelques points, contraintes résiduelles en surface et à coeur- ainsi que l'analyse inverse mise en place pour identifier les conditions aux limites thermiques pendant les essais sont décrits en détail.*

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Le soudage TIG</b> . . . . .	<b>10</b>
<b>2</b>	<b>L'essai DISK-SPOT</b> . . . . .	<b>10</b>
2.1	Dimensionnement du disque . . . . .	10
2.2	Présentation du dispositif expérimental . . . . .	20
2.3	Analyse de sensibilité . . . . .	24
2.4	Résultats de l'essai . . . . .	30
2.5	Identification des conditions aux limites thermiques . . . . .	39
2.6	Mesure de contraintes résiduelles en profondeur par diffraction de neutrons . . . . .	50
2.7	Mesure de contraintes résiduelles en surface par rayons X . . . . .	62
<b>3</b>	<b>L'essai DISK-CYCLE</b> . . . . .	<b>65</b>
3.1	Paramètres de soudage, instrumentation et essais effectués . . . . .	66
3.2	Résultats de l'essai . . . . .	67

---

## 1 Le soudage TIG

Le procédé de soudage TIG (“Tungstène Inert Gas”) consiste à créer une source de chaleur grâce à un arc électrique jaillissant dans une atmosphère gazeuse inerte (en général d’argon) entre une électrode réfractaire en tungstène (cathode) et les pièces soudées (anode). Ce procédé automatisable permet de réaliser des soudures de grande qualité sans projections ni émission de fumées sur des matériaux très variés, en particulier sur des aciers fortement alliés, et éventuellement sur des pièces de très faible épaisseur. (voir Annexe 1)

## 2 L’essai DISK-SPOT

Le choix du dispositif expérimental de “soudage simple” mis en oeuvre pour une première validation des modèles numériques mis en place dans le cadre de cette étude est l’essai DISK-SPOT. Cet essai est dérivé de l’essai INZAT mis en oeuvre pour la première fois à l’INSA de Lyon en 1998 ([Cav98]) utilisé dans le cadre de plusieurs autres études ([Can99], [PG00], [Cor01] sur l’acier 16MnD5 ou encore [Dep04] sur l’acier 316L). Le dispositif de chauffage utilisé lors de ces études est le laser ( $CO_2$ ) ou la torche TIG ([Dep04]).

Le principe du protocole expérimental est très simple. Il consiste à réaliser un chargement thermique au centre du disque, correspondant soit à un simple cycle de chauffage avec un temps de maintien d’une durée donnée, soit à un chargement plus complexe comme par exemple plusieurs cycles avec une durée de temps de maintien décroissante [Dep04], afin de pouvoir appréhender les conséquences du soudage multipasse. Le refroidissement est dans ce cas réalisé par convection naturelle. Pendant la durée de l’essai, il est possible de mesurer l’évolution au cours du temps des températures (par thermocouple, pyromètre, caméra Infra Rouge) et des déplacements (capteurs de déplacement ou corrélation d’image par caméra fonctionnant dans le spectre du visible ([PG00], [Dep04])).

Dans notre cas, nous avons fait le choix d’utiliser comme source de chaleur une source TIG, afin d’être représentatif du procédé étudié. Afin de commencer à appréhender les effets du soudage multipasse, les disques ont été soumis à deux ou trois chauffages successifs, avec refroidissement jusqu’à température ambiante après chacun de ces chauffages, la puissance d’apport étant la même à chaque chauffage.

### 2.1 Dimensionnement du disque

Lors des études précédentes réalisées sur une géométrie de type disque, le choix des dimensions du disque résulte d’un cahier des charges précis concernant aussi bien les aspects métallurgiques que mécaniques, en relation avec le type de procédé utilisé pour l’apport de chaleur. Les géométries utilisées ont été les suivantes :

étude	diamètre du disque (mm)	épaisseur du disque (mm)
[Cor01]	160	8
[PG00]	160	10
[Cav98]	160	5
[Dep04]	160	5, 12 ou 15

**TAB. 1.1:** Quelques dimensions de disques utilisées lors d'études de soudage simple sur disque

### 2.1.1 Cahier de charges

Afin de pouvoir obtenir une ZAT suffisamment importante, afin que les effets des changements de phase sur la mécanique soient relativement visibles tant en termes de déformation que de contraintes résiduelles, nous avons fait le choix d'une ZAT débouchante, ce qui implique que la température au centre de la face SUD du disque doit être supérieure à 900°C (voir Fig. 1.1). Vu la gamme de température (-200°C +1000°C) des thermocouples utilisés, la température au point central de cette face (appelé A1) doit être comprise entre 900°C et 1000°C à la fin du chauffage.

En ce qui concerne la mesure des déplacements, nous avons utilisé des capteurs de déplacement à induction, permettant des mesures d'une précision de l'ordre de 0.5 $\mu$ m et dont la raideur est assez faible pour ne pas induire de contraintes. Il est envisagé à terme d'utiliser une caméra et la technique de corrélation d'images pour mesurer le champ des déplacements en face SUD, et d'en déduire les déformations dans ce plan ce qui impose que le déplacement hors plan de la face SUD soit limité, afin de ne pas fausser la mesure des déplacements dans le plan.

La déformation mesurée dans le plan dépend de la déformation dans le plan et de la déformation hors plan, suivant la relation :

$$\varepsilon_{plan} = \varepsilon_{vrai} + \varepsilon_{HP} \text{ avec } \varepsilon_{HP} \approx \frac{u_{HP}}{L_0} \quad (1.1)$$

$u_{HP}$  représente le déplacement hors plan et  $L_0$  la distance entre la zone d'étude et le front de la caméra, qui d'après l'ordre de grandeur de la surface du disque et de l'ouverture de l'objectif de la caméra doit être comprise entre 30 et 40 cm. La déformation hors plan ne pose pas de problème si celle-ci est inférieure à l'incertitude de mesure, qui dépend à la fois des paramètres de corrélation utilisés et de la qualité du mouchetis déposé sur la pièce. Si l'on part du principe que le mouchetis est de mauvaise qualité et que la ZOI (Zone d'Observation d'Intercorrélation) utilisée pour la corrélation est de 16 pixels (paramètre standard), l'incertitude de mesure sur les déformations est inférieure à 10<sup>-3</sup>. D'après l'équation 1.1, le déplacement hors plan ne doit donc pas dépasser quelques

dixièmes de millimètre. A contrario, plus les déplacements sont importants, plus l'information est intéressante en ce qui concerne les validations.

Pour résumer, il faut vérifier deux conditions :

- en température : la température maximale en A1 (centre du disque) doit être comprise entre 900°C et 1000°C
- en déplacement : le déplacement maximal en A1 doit être de l'ordre de grandeur de 0.1mm.

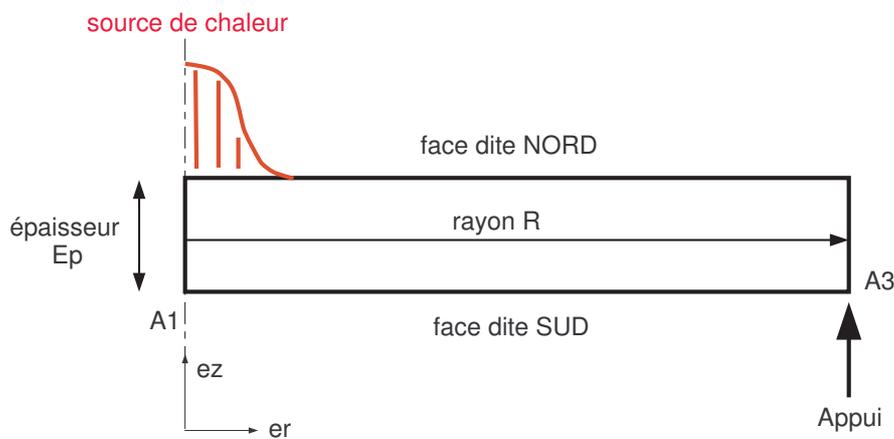
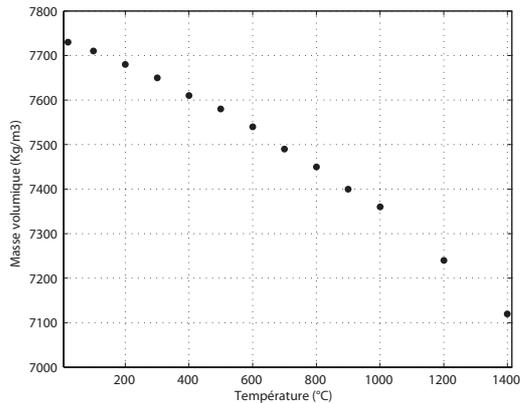


FIG. 1.1: Schéma du disque

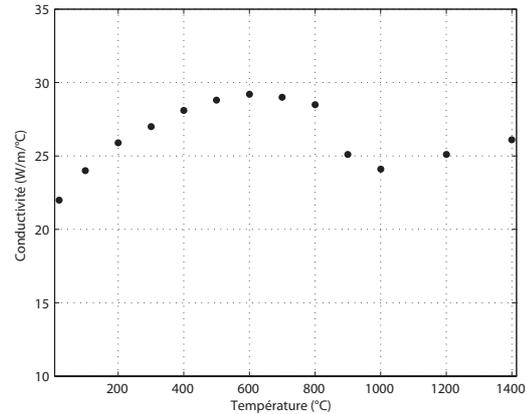
### 2.1.2 Paramètres thermo-mécaniques utilisés pour le dimensionnement

Les paramètres thermo-mécaniques utilisés pour le dimensionnement des disques sont issus des données matériau disponibles au CEA sur la nuance 9Cr1Mo et de la bibliographie. Les données thermiques issues du RCCMR ([AFC02]), ne concernent que la gamme de température 20°C-700°C. L'extrapolation pour les plus hautes températures a été faite par analogie avec les évolutions des propriétés de l'acier de cuve 16MnD5 ([GPPC01]), tout en prenant en compte que les températures de changement de phase ferrite-austénite sont différentes pour les deux matériaux. Les résultats sont donnés en figures 1.2, 1.3 et 1.4.

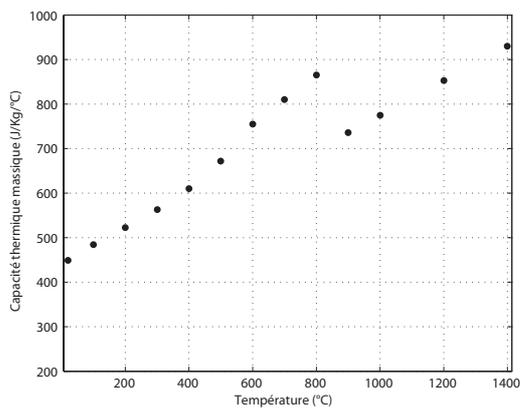
Faute de renseignements plus précis sur le matériau à ce stade de l'étude, les calculs de dimensionnement ont été réalisés en ne prenant en compte que la transformation ferrite-austénite au chauffage via l'évolution estimée du coefficient de dilatation linéaire sécant donné en Fig. 1.5.



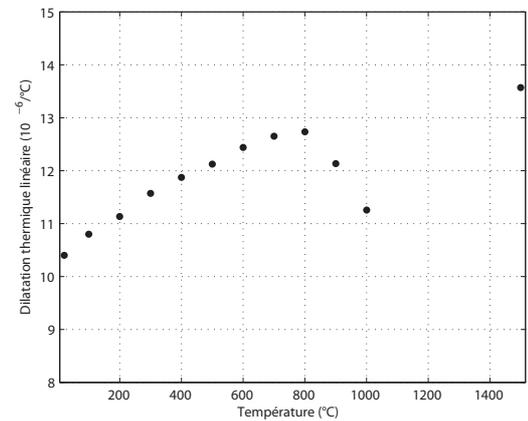
**FIG. 1.2:** Masse volumique de l'acier T91, d'après [AFC02], extrapolé aux hautes températures



**FIG. 1.3:** Conductivité de l'acier T91, d'après [AFC02], extrapolée aux hautes températures



**FIG. 1.4:** Capacité thermique massique, d'après [AFC02], extrapolée aux hautes températures



**FIG. 1.5:** Dilatation thermique linéaire sécant pour  $T_{ref} = 0^\circ\text{C}$ , d'après [AFC02], extrapolée aux hautes températures

En ce qui concerne les propriétés mécaniques du matériau, le comportement est supposé élasto-plastique parfait. L'identification entre  $20^\circ\text{C}$  et  $600^\circ\text{C}$  a été réalisée à partir d'essais de traction à  $10^{-3}$  en vitesse de déformation tirés du RCCMR 2002 (voir Fig. 1.8). Pour les plus hautes températures, nous nous sommes basés sur des essais de traction réalisés entre  $800^\circ\text{C}$  et  $1200^\circ\text{C}$  ([BCB03], Fig. 1.9) sur une nuance d'acier à 9%Cr à des vitesses de déformation allant de  $1.7E^{-2}$  à  $4.2E^{-2}$ . Les évolutions en fonction de la température de la limite d'élasticité et du module de Young données en figure 1.6 et 1.7 suffisent alors pour caractériser le comportement élasto-plastique parfait du matériau. Un calcul sera tout de même réalisé pour comparaison en utilisant un modèle élasto-plastique à écrouissage isotrope (voir Fig. 1.12) dont la modélisation est illustrée par les figures 1.8 et 1.9.

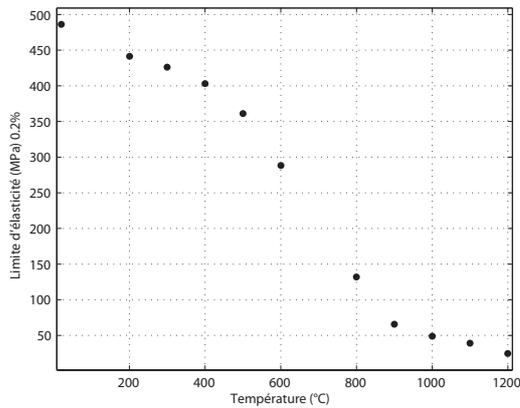


FIG. 1.6: Limite d'élasticité du T91 à 0.2%, d'après [AFC02] et [BJ04]

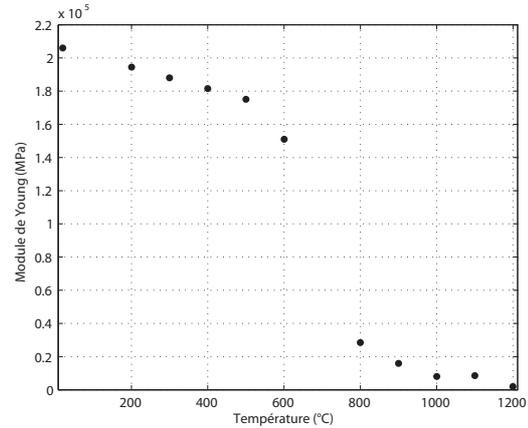


FIG. 1.7: Module de Young, d'après [AFC02] et [BJ04]

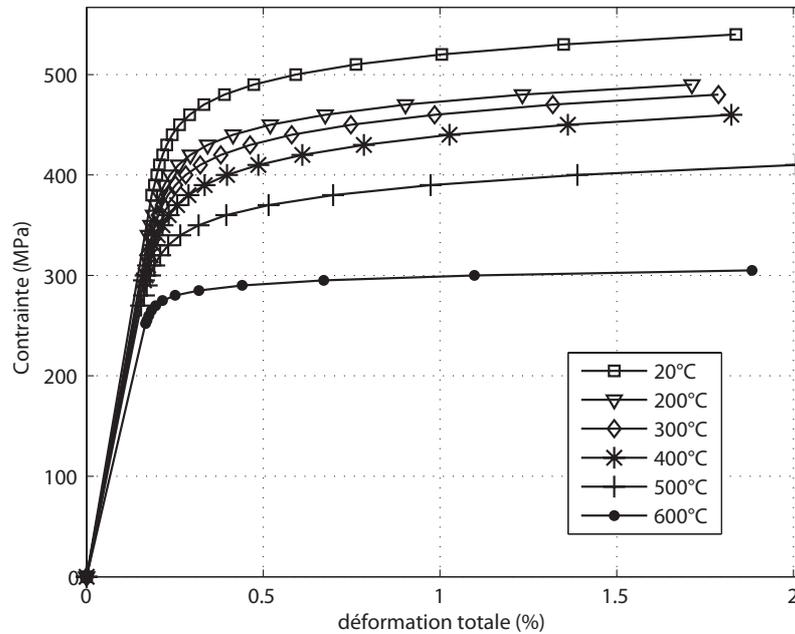


FIG. 1.8: Courbes de traction entre 20°C et 600°C, d'après [AFC02]

### 2.1.3 Conditions aux limites

Au vu de la géométrie du disque et de l'hypothèse d'une source de chaleur axialement symétrique au centre du disque, les calculs EF ont été réalisés en axisymétrie. La seule condition aux limites en déplacement dans le cas de cet essai, est un blocage du point extrême de la face SUD (point A3) suivant la direction verticale (voir Fig. 1.1), censé représenter un appui ponctuel.

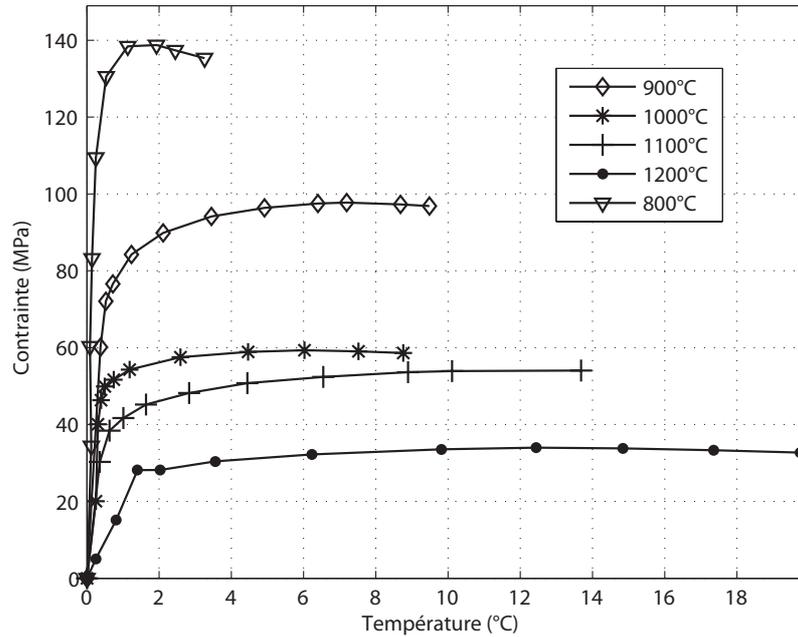


FIG. 1.9: Courbes de traction entre 800°C et 1200°C, d'après [BJ04]

Les conditions aux limites thermiques sont au nombre de deux :

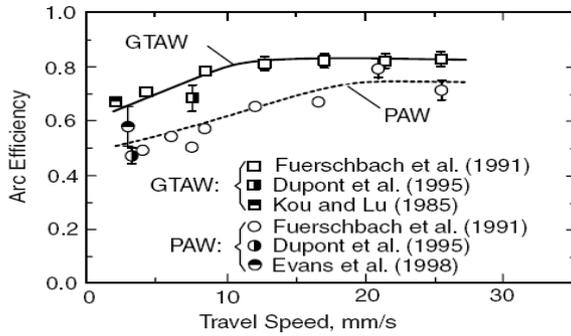
1. un apport de chaleur représentant la source de soudage. On fera le choix classique d'une source Gaussienne surfacique infinie :

$$q(r) = \frac{3\eta UI}{\pi R_S^2} \exp\left(-3\frac{r^2}{R_S^2}\right) \quad \text{avec} \quad \int_0^{R_S} q dr = 0.95\eta UI \quad (1.2)$$

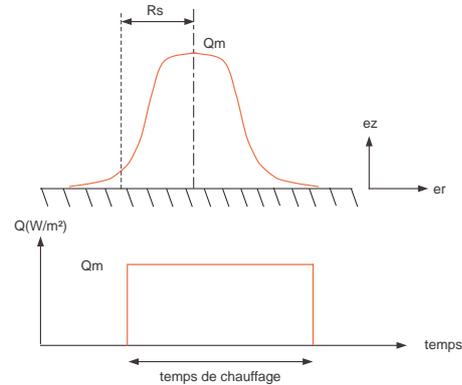
L'efficacité  $\eta$  en soudage étant généralement comprise entre 0.6 et 0.8 (voir Fig. 1.10), et étant données les conditions de soudage, nous ferons le choix de la limite haute 0.8, ce qui correspond aux conclusions données dans [Dep04] pour le soudage TIG. Pour ce qui est du choix du rayon de la source, nous avons pris  $R_S = 5\text{mm}$ , ce qui est l'ordre de grandeur couramment admis pour de telles puissances. L'évolution temporelle de l'apport de chaleur est considéré comme constant durant le chauffage (figure 1.11), ce qui n'est pas tout à fait vrai, l'efficacité de la torche dépendant également du temps.

U	I	$\eta$	$R_S$
100A	10V	0.8	5mm

TAB. 1.2: Paramètres de soudage utilisés pour le dimensionnement



**FIG. 1.10:** Efficacité de l'arc de soudage en fonction de la vitesse (GTAW : soudage TIG et PAW : soudage plasma [Kou03])



**FIG. 1.11:** Modélisation surfacique de l'apport de chaleur dû à l'arc de soudage

2. des pertes par convection et rayonnement. Le choix a été fait, et cela tout au long de la thèse, de considérer que les pertes par convection et rayonnement sont modélisées par un coefficient combiné de convection/radiation  $h$ , dépendant de la température suivant le modèle de Rykalin (voir dans [GCB84]) :

$$h(T) = h_0 \varepsilon T^n \quad \text{avec} \quad h_0 = 24.1 E^{-4} W/m^2, \quad n = 1.61 \quad \text{et} \quad T \text{ en } ^\circ C \quad (1.3)$$

où  $\varepsilon$  représente l'émissivité de la surface de l'échantillon prise égale à 0.5. Dans le cas des tôles épaisses et mi-épaisses, on suppose en première approximation pour ces calculs de dimensionnement que l'on a un coefficient multiplicateur de 0.5 sur  $h$  en face envers ou Sud. Le flux des pertes par convection/rayonnement s'écrit alors :

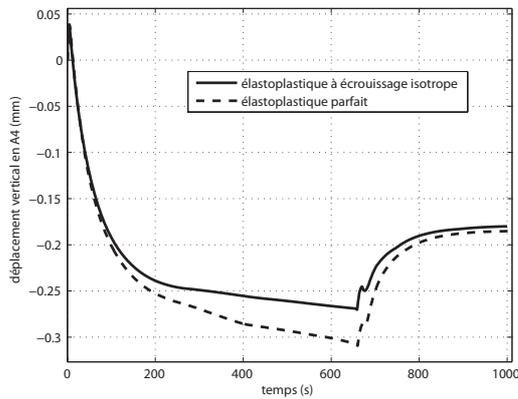
$$\phi^{convection} = h(T) (T - T_{ext}) \quad (1.4)$$

avec  $T_{ext}$  la température ambiante.

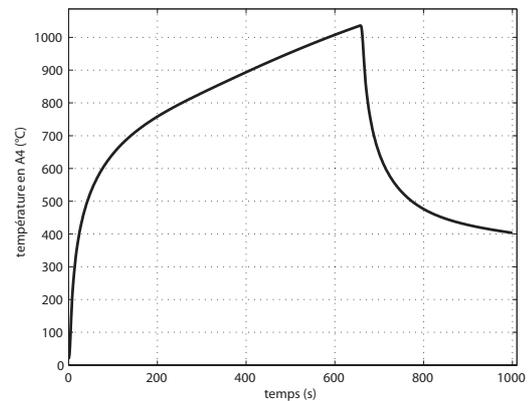
#### 2.1.4 Calculs réalisés

Un certain nombre de calculs Eléments finis (EF) ont été réalisés en considérant différentes valeurs du rayon (entre 40 à 100mm) et de l'épaisseur (entre de 4 à 12mm). L'apport de chaleur est coupé lorsque la température en A1 (centre du disque en face SUD) atteint 1000°C, cet instant correspondant donc au temps de chauffage.

Les calculs préliminaires montrent que c'est en fin du chauffage que les déplacements en face SUD sont les plus importants. L'évolution des déplacements en face SUD du disque sont présentés figure 1.12 pour une des géométries utilisées dans [Dep04].



**FIG. 1.12:** Evolution du déplacement vertical du point A1 dans le cas  $D=160\text{mm}$  et  $E_p=12\text{mm}$ , pour un modèle élastoplastique parfait ou élastoplastique à écrouissage isotrope



**FIG. 1.13:** Evolution de la température au point A1 dans le cas  $D=160\text{mm}$  et  $E_p=12\text{mm}$

On remarque sur la figure 1.12 que l'on a en début du chauffage un brusque mouvement de flexion du disque vers le haut. Ce phénomène est dû à une brusque dilatation de la face supérieure du disque lors de la création de l'arc de soudage et s'annule avec le début de l'homogénéisation en température dans l'épaisseur du disque.

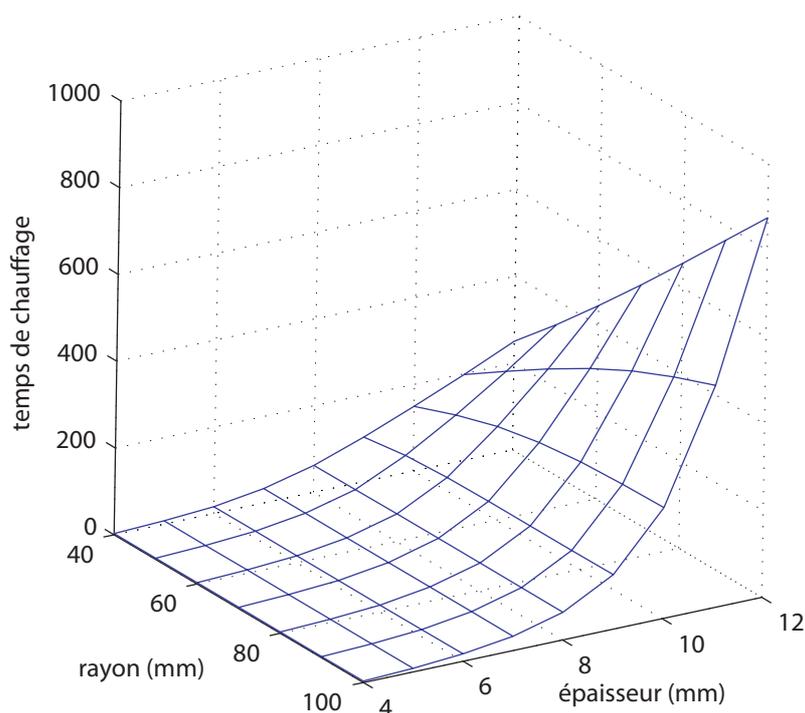
### 2.1.5 Résultats de l'étude paramétrique

Le temps de chauffage (i.e. temps nécessaire pour atteindre  $1000^\circ\text{C}$  en A1) apparaît indépendant du rayon pour une épaisseur donnée inférieure à  $7\text{mm}$  (voir Fig. 1.14). Pour des épaisseurs plus importantes, les pertes calorifiques par conduction deviennent non négligeables. Pour ce qui est de la déformation maximale atteinte lors du chauffage, on obtiendra :

Les déplacements apparaissent (voir Fig. 1.15) maximaux si :

$$ep \approx 0.008r + 1 \quad \text{en mm} \quad (1.5)$$

Un certain nombre de géométries permettant de respecter les conditions énoncées en fin de chapitre 2.1.1 sont données dans le tableau 1.3.



**FIG. 1.14:** Temps de chauffage prévus en fonction des dimensions caractéristiques du disque

rayon (mm)	épaisseur(mm)	temps de chauffage (s)	déplacement maxi (mm)
100	6	0.292	17
80	12	0.291	657
70	11	0.29	382
60	7	0.304	33
50	8	0.295	63

**TAB. 1.3:** Quelques géométries vérifiant les conditions de déplacement maximal de l'ordre de 0.1mm

Les géométries 80x12 et 70x11 sont éliminées du fait du temps de chauffage jugé trop long (risques d'oxydation, décarburisation,...). Les trois géométries restantes peuvent être départagées en considérant la dimension de la ZAT ainsi que les contraintes résiduelles prévues en fin de soudage pour chacune d'elles (voir Fig. 1.17 et 1.16).

La limite de la ZAT est définie comme étant la zone pour laquelle la température maximale atteinte est supérieure à la température d'austénitisation supposée égale à 850°C. Au sens des modèles numériques de comportement utilisés, les trois géométries sont équivalentes que ce soit pour la ZAT ou pour les contraintes résiduelles.

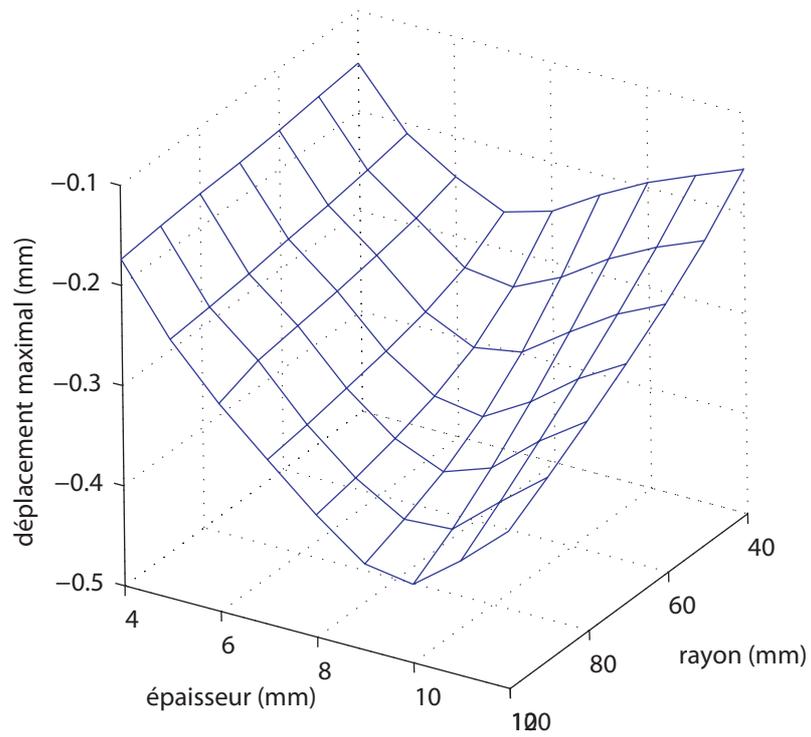


FIG. 1.15: Déplacement vertical maximal atteint lors du chauffage

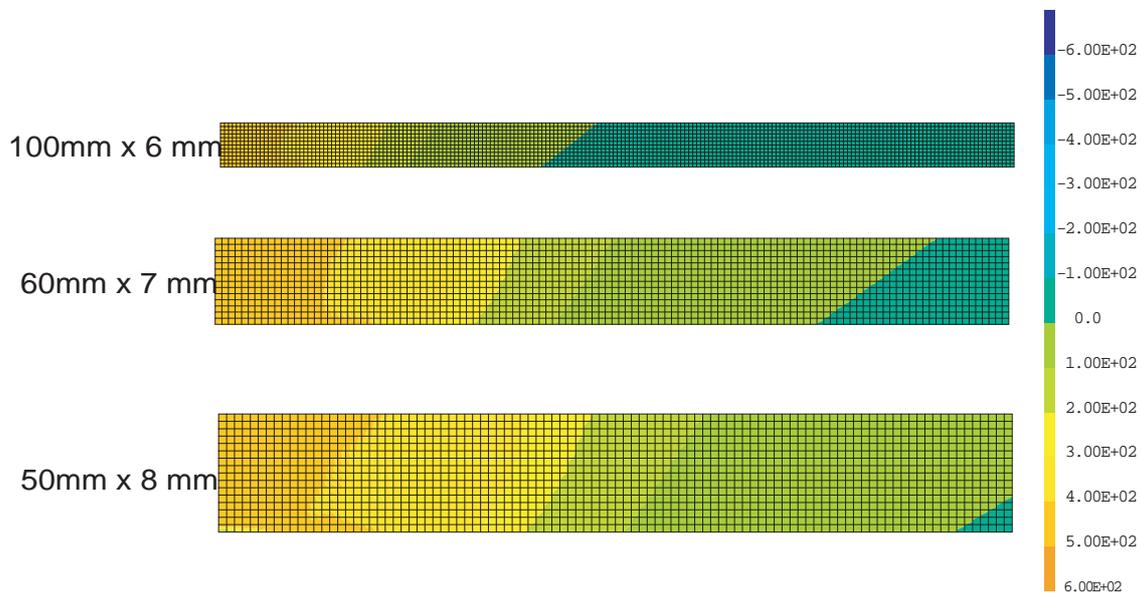


FIG. 1.16: Comparaison des contraintes résiduelles (Von-Mises en MPa) obtenues en fin de soudage

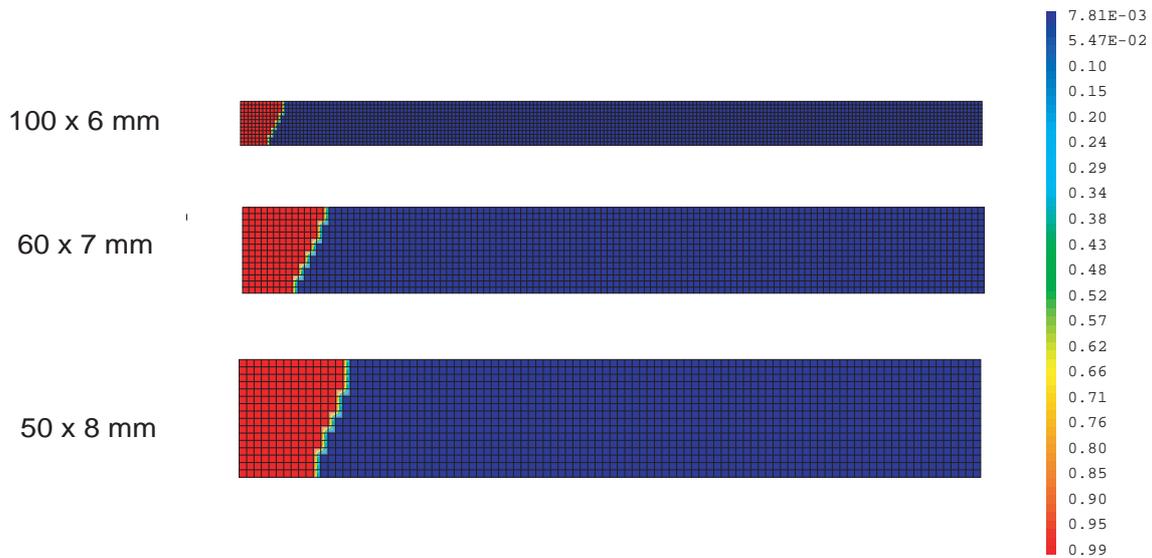


FIG. 1.17: Comparaison des ZAT obtenues en fin de chauffage

Afin d'avoir des zones caractéristiques de dimensions plus grandes, nous avons fait le choix de la géométrie qui présente la ZAT la plus importante en surface, i.e. la géométrie **50mmx8mm**.

### 2.1.6 Validation de l'hypothèse d'axisymétrie

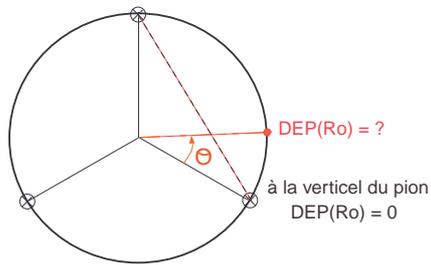
Les conditions aux limites mécaniques rendant le problème non axisymétrique, un calcul 3D a été réalisé, utilisant les paramètres thermiques et la loi de comportement élasto-plastique parfait vus précédemment, afin de vérifier que les déplacements verticaux ne dépendent pas de façon significative de la position angulaire (voir Fig. 1.18). Les trois pions sont comme pour le calcul de dimensionnement, placés au rayon maximal.

Le déplacement vertical au rayon maximal du disque pour  $\theta = 60^\circ$  n'excède pas  $5.10^{-5}$  mm, ce qui est plus faible que le bruit de mesure durant les essais (voir Fig. 1.19). L'hypothèse d'axisymétrie est donc validée.

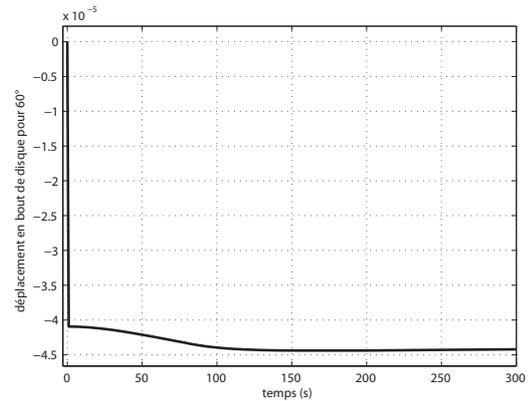
## 2.2 Présentation du dispositif expérimental

### 2.2.1 Montage expérimental

Le montage a été réalisé au Laboratoire des Techniques Avancées du CEA de Saclay (DEN/SAC/DANS/DM2S/SEMT/UTA) avec O. Blanchot. Le dispositif expérimental a été monté sur une table modulaire, permettant d'adapter le montage à n'importe quelle

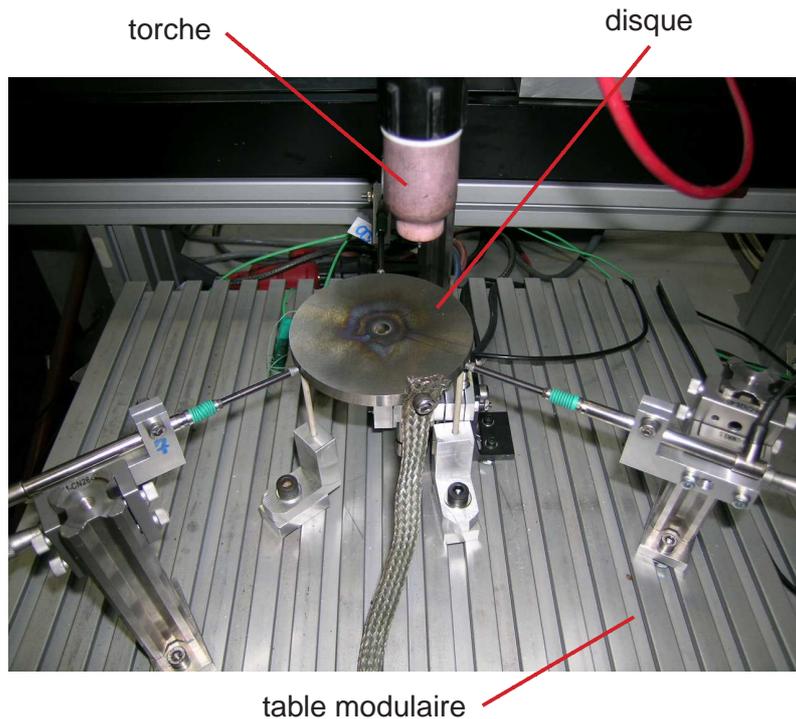


**FIG. 1.18:** Déplacement vertical au rayon maxi du disque en fonction de la position angulaire de la mesure



**FIG. 1.19:** Evolution du déplacement vertical pour  $r = R_0$  et  $\theta = 60^\circ$

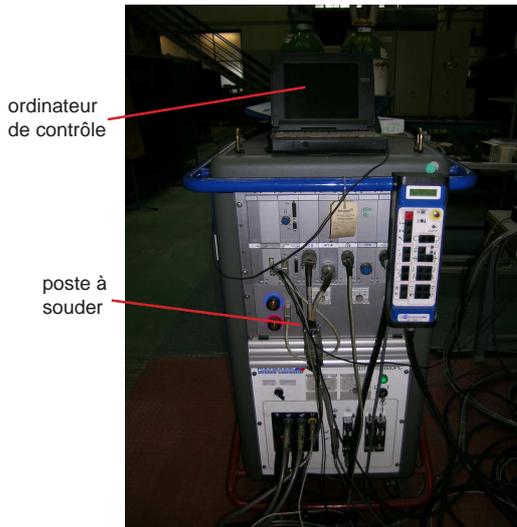
géométrie (voir Fig. 1.20).



**FIG. 1.20:** Vue du montage sur table modulaire

Le poste de soudage est un poste de la marque Polysoude© (voir Fig. 1.21). Ce poste est couplé à une torche orbitale (mouvement de rotation de la torche possible), le tout monté sur une glissière motorisée (mouvement de translation horizontale possible), que

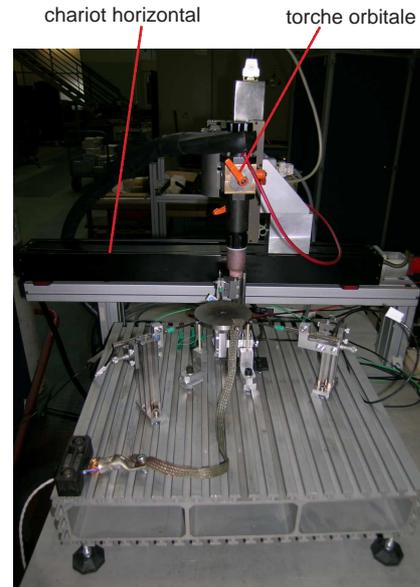
l'on peut voir sur la photo 1.22. La commande en puissance du poste ainsi que les deux moteurs sont asservis via le poste lui même, la programmation de la séquence de soudage se réalisant par l'intermédiaire d'un ordinateur.



ordinateur de contrôle

poste à souder

**FIG. 1.21:** Photo du poste à souder de marque Polysoude©



chariot horizontal

torche orbitale

**FIG. 1.22:** Photo de la torche orbitale et du chariot horizontal motorisé

Le positionnement du disque est assuré par trois pions en céramique disposés à  $120^\circ$ , le choix de la céramique permettant de limiter les pertes par conduction au niveau de ces appuis.

### 2.2.2 Paramètres de soudage

La puissance de l'arc de soudure est fixé de 1000W (10V, 100A). L'électrode utilisée pour les essais est en tungstène (à 2% de thorium qui améliore le niveau d'émission de l'électrode et la stabilité de l'arc). Le diamètre, l'angle d'affutage ainsi que la longueur de sortie de l'électrode sont donnés en figure 1.24. Ces paramètres ont beaucoup d'influence sur la morphologie de l'apport de chaleur. Le diamètre de torche utilisé pour les essais fut de 12 ou 16 mm. Le diamètre de torche a beaucoup d'influence sur l'écoulement du plasma de soudage.

L'amorçage de l'arc électrique se fait à haute fréquence (à 15A), le faible poids de la pièce ne permettant pas un amorçage au touché. La circulation en circuit fermé du courant est assuré par une tresse métallique reliant le disque et le générateur.

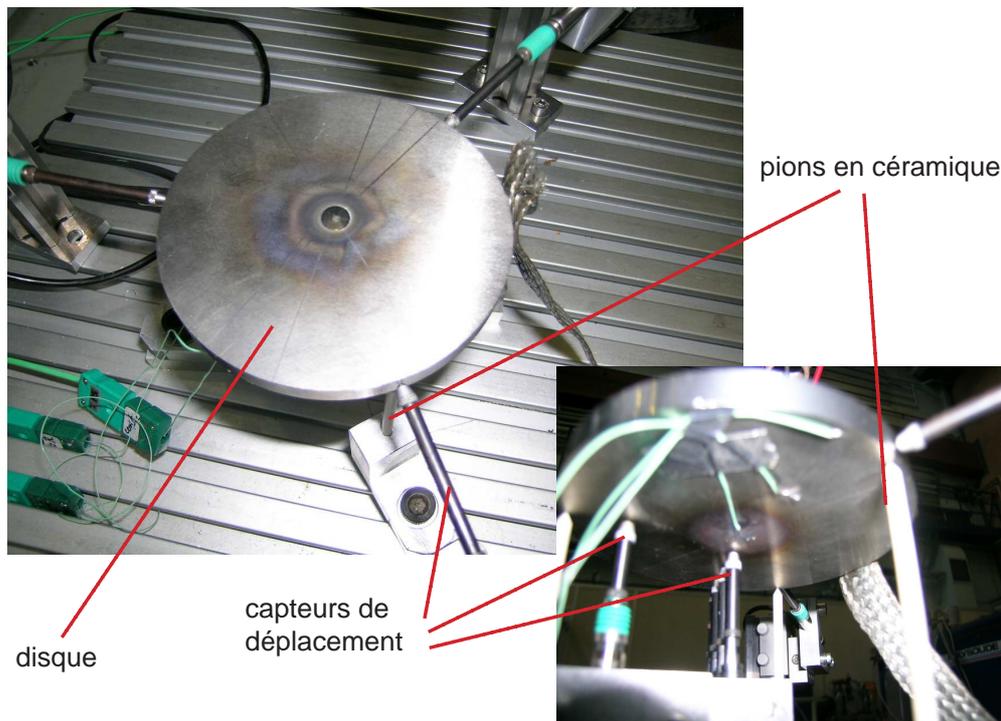


FIG. 1.23: Photo du disque avec ses appuis en céramique et les capteurs de déplacement

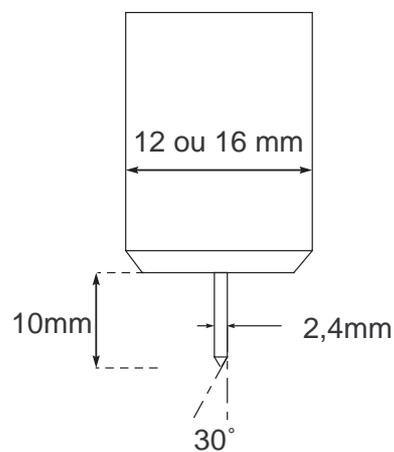


FIG. 1.24: Paramètres géométriques de la torche

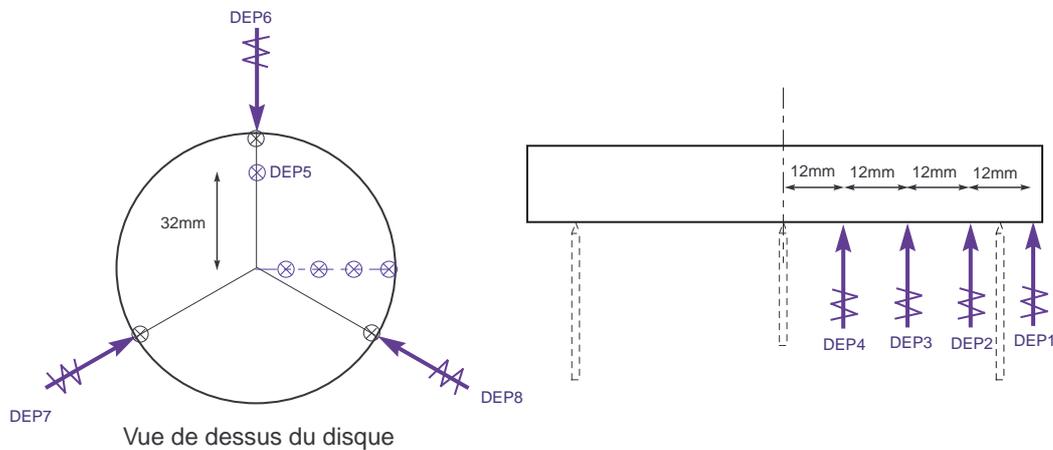
### 2.2.3 Mesures de déplacement

Des capteurs de déplacement par induction (LVDT) ont été utilisés pour mesurer le déplacement de certains points du disque. Une ligne de quatre capteurs -repérés DEP1 à DEP4- en face SUD du disque, partant du centre et allant jusqu'au bord a permis de mesurer l'évolution

U	I	gaz
100A	10V	argon 12l/min

**TAB. 1.4:** Paramètres de soudage pour l'essai DISK-SPOT

radiale des déplacements verticaux (voir Fig. 1.25). Un capteur -repéré DEP5- a été placé perpendiculairement à la ligne principale de mesure. Trois capteurs de déplacement ont été également mis en place au niveau des pions d'appui pour mesurer les déplacements radiaux du disque.



**FIG. 1.25:** Schéma de disposition des pions d'appui ainsi que des capteurs de déplacement

## 2.2.4 Mesures de température

Les conditions aux limites thermiques -apport de chaleur dû à la torche ainsi que le flux de convection/radiation- ont été identifiées grâce à des thermocouples dont le positionnement a été optimisé suite à une étude de sensibilité décrite dans le paragraphe suivant.

## 2.3 Analyse de sensibilité

### 2.3.1 Positionnement des thermocouples

Des études de sensibilité ont déjà démontré leur performance pour optimiser les modèles d'apport de chaleur ainsi que la position des points de mesures dans le cas du soudage, comme par exemple dans [GR04] où le cas relativement complexe de soudage 3D en

chanfrein étroit a été étudié.

Le modèle d'apport de chaleur choisi dans cette étude est décrit par l'équation 1.2. La méthodologie générale utilisée pour identifier les paramètres des modèles d'apport de chaleur et choisir la position des thermocouples est présentée en figure 1.26.

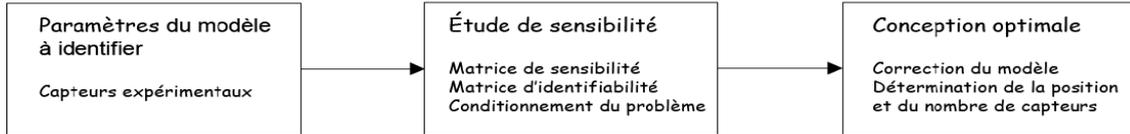


FIG. 1.26: Principe de l'étude de sensibilité adopté par [GR04]

Le critère de minimisation choisi pour l'optimisation des paramètres de la source est le critère des *moindres carrés* (Eq. 1.6), qui représente l'écart quadratique entre les données expérimentales et simulées [Tar94] :

$$E(V_{i=1,n_i}) = \sum_{j=1}^{n_j} (Y_j^{\text{exp}} - Y_j^{\text{sim}}(V_i))^2 \quad (1.6)$$

où  $S$  représente la fonctionnelle à minimiser, qui dépend de  $i$  paramètres constituant le vecteur  $V_{i=1,n_i}$  alors que  $Y_j^{\text{exp}}$  et  $Y_j^{\text{sim}}(V_i)$  représentent les vecteurs de dimension  $n_j$  dans lesquels sont rangés les données expérimentales et simulées. Minimiser localement la fonctionnelle  $S$  revient à annuler la dérivée de  $S$  par rapport à chacune de ses variables  $V_{i=1,n_i}$  :

$$\text{MIN}[E(V_{i=1,n_i})] \Leftrightarrow \frac{\partial S}{\partial V_p} = 0 \Leftrightarrow \sum_{j=1}^{n_j} \frac{\partial Y_j^{\text{sim}}}{\partial V_p}(V_i)(Y_j^{\text{exp}} - Y_j^{\text{sim}}(V_i)) = 0 \quad \forall p \quad (1.7)$$

Ce type d'algorithme de minimisation local (comme le simplexe, le gradient conjugué, ou Levenberg-Marquardt) est bien adapté aux problèmes faiblement non-linéaires. Dans le cas de problèmes fortement non-linéaires, les méthodes globales d'optimisation sont beaucoup plus appropriées (Métaheuristiques, colonies de fourmi, algorithmes génétiques, ...). Le coefficient de sensibilité du paramètre  $p$  en  $V_i$  est défini par :

$$X_{p,j}(V_i) = \frac{\partial Y_j^{\text{sim}}}{\partial V_p}(V_i) \quad (1.8)$$

Dans le cadre de cette étude,  $Y_j^{sim}$  et  $Y_j^{exp}$  représente l'évolution des températures en fonction de la position  $x$  et du temps  $t$ , de telle sorte que :

$$X_{V_p,j}(V_i) = X_{V_p,t,x}(V_i) = \frac{\partial Y^{sim}}{\partial V_p}(V_i, t, x) \quad (1.9)$$

où  $X_{p,t,x}(V_i)$  a la dimension du paramètre  $p$ . Afin de pouvoir faire des comparaisons quantitatives de  $X_{V_p,t,x}(V_i)$  suivant le paramètre  $V_p$ , il est indispensable de normer  $X_{V_p,t,x}(V_i)$  :

$$\bar{X}_{V_p,t,x}(V_i) = \frac{1}{V_p} \frac{\partial Y^{sim}}{\partial V_p}(V_i, t, x) \quad (1.10)$$

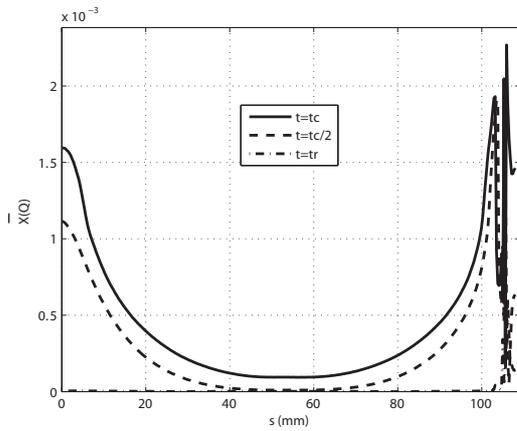
Plus la valeur de  $\bar{X}_{V_p,t,x}(V_i)$  est grande en  $x$ , plus l'intérêt d'un thermocouple à cette position est grand. Les coefficients de sensibilité  $X_{V_p,t,x}(V_i)$  peuvent être calculés soit par différence finie, soit par différentiation directe des équations du modèle ([GR04]) par rapport à la variable considérée. La différentiation directe permet d'améliorer la précision des résultats obtenus pour le calcul des  $X_{V_p,t,x}(V_i)$ . L'utilisation de la différentiation directe pour calculer les gradients utilisés pour l'optimisation, permet également d'améliorer l'identification.

Afin de mieux prendre en compte la relative homogénéité en température du bain de soudage, due aux courants de convection, on fixe arbitrairement une valeur de conductivité très grande à partir de la température de fusion (entre 1400 et 1500 °C), afin de prendre en compte ce phénomène.

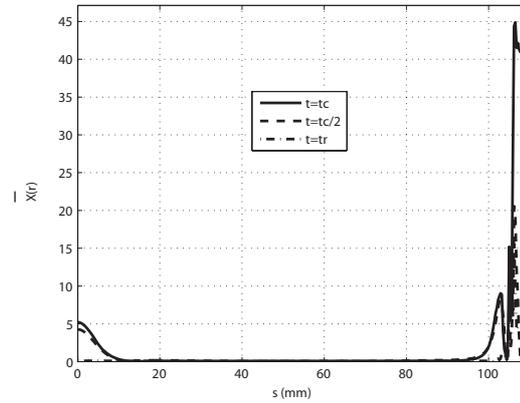
Les valeurs des coefficients de sensibilité réduits  $\bar{X}_{V_p,t,x}(V_i)$  sont données en Fig. 1.27 à 1.30 en fonction de l'abscisse curviligne  $s$  de l'enveloppe du disque ayant pour origine le centre de la face SUD (point A1) (voir Fig. 1.31). Les coefficients de sensibilité sont donnés pour trois temps caractéristiques de l'essai : à mi-durée de chauffage ( $t = t_c/2$ ), en fin de chauffage ( $t = t_c$ ) et en début de refroidissement ( $t = t_r$ ).

Le coefficient de sensibilité apparaît toujours plus important en fin de soudage qu'en cours de chauffage, autrement dit l'influence des paramètres thermiques est beaucoup plus importante lorsque l'on se rapproche du régime permanent que lorsque l'on est en plein régime transitoire. Les sensibilités de  $Q$ ,  $r$  et  $n$  sont suffisamment grandes ( $> 1$ ) pour garantir dans un premier temps la bonne identification de ces paramètres. En revanche, la sensibilité de  $h_{conv}$  apparaît trop faible pour permettre une identification directe par cette seule expérience.

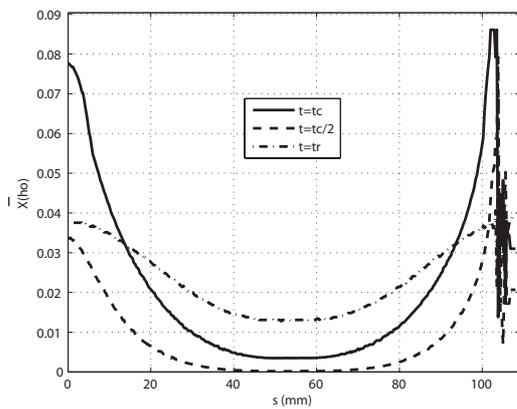
Au vu des résultats sur les  $\bar{X}_{V_p,t,x}(V_i)$ , nous avons choisi d'utiliser trois thermocouples pour l'identification des paramètres thermiques inconnus :



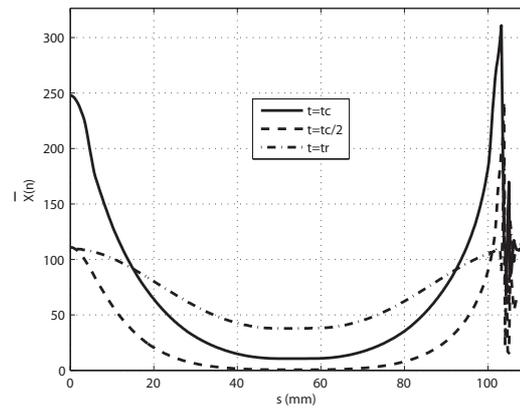
**FIG. 1.27:** Coefficient de sensibilité réduit pour la puissance  $Q$  de la source avec  $t_c = 63s$  et  $t_r = 100s$



**FIG. 1.28:** Coefficient de sensibilité réduit pour le rayon  $r$  de la source gaussienne avec  $t_c = 63s$  et  $t_r = 100s$



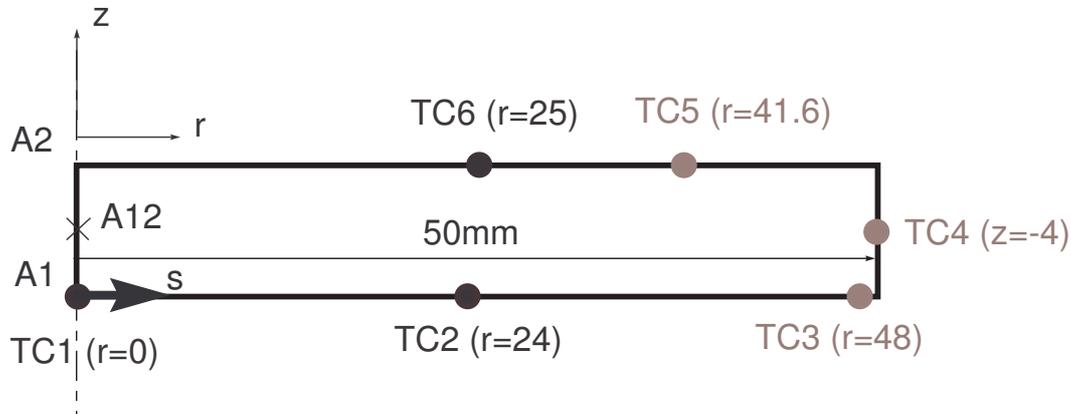
**FIG. 1.29:** Coefficient de sensibilité réduit pour le paramètre  $h_o$  de convection avec  $t_c = 63s$  et  $t_r = 100s$



**FIG. 1.30:** Coefficient de sensibilité réduit pour le paramètre  $n$  de convection avec  $t_c = 63s$  et  $t_r = 100s$

- au centre de la face SUD ( $r = 0$  ou encore  $s = 0$ ). Ce capteur est celui qui a la plus grande sensibilité en face SUD.
- à mi-rayon en face SUD ( $r \approx 25mm$  ou  $s \approx 25mm$ ).
- à mi-rayon en face NORD ( $r = 15mm$  ou  $s = 83mm$ ). Bien que la sensibilité soit plus grande lorsque l'on se rapproche du centre de cette face, les premiers essais de faisabilité ont montré que les thermocouples situés entre le centre du disque et le mi-rayon étaient parasités par des courants dus à l'arc.

Afin d'enrichir les données thermiques, et de pouvoir compenser la détérioration éventuelle en cours d'essai de l'un des thermocouples cités plus haut, nous avons placé trois autres thermocouples dits de "contrôle". La position de ces six thermocouples est donnée en figure 1.31.



**FIG. 1.31:** Position des thermocouples utilisés pour les essais DISK-SPOT -en noir les thermocouples utilisés pour l'identification -en gris les thermocouples de contrôle

Les intervalles de confiance de ces paramètres thermiques (paramètres de la source, convection et diffusivité thermique) sont donnés dans le tableau 1.5. Il est intéressant d'apprécier et de justifier l'importance de la détermination précise de tel ou tel paramètre, en regardant l'influence qu'il peut avoir sur la solution du problème si on lui applique une certaine variation, correspondant à l'intervalle de confiance de ce paramètre, que l'on connaît généralement par expérience.

convection, $h$	source, $Q$	source, $r$	diffusivité, $D$
$\pm 15 W m^{-2}$	$\pm 30 W$	$\pm 0,5 mm$	$\pm 5\% m^2 \cdot s^{-1}$

**TAB. 1.5:** Intervalles de confiance des paramètres thermiques du problème

Les écarts de température obtenus en faisant varier chacun des paramètres thermiques un à un de la valeur de leur intervalle de confiance, sont donnés en fonction de la position et des temps caractéristiques ( $t_c$ ,  $t_r$  et  $t_c/2$ ) en figures 1.32 à 1.34.

Cette analyse met en évidence que les paramètres les plus influents, autrement dit ceux qui doivent être identifiés de manière très précise, sont la puissance de la source et la diffusivité thermique. La convection a également un rôle non négligeable, surtout au refroidissement, où l'influence de sa méconnaissance est plus importante que celle de la diffusivité lorsque l'on est loin de la source. Les contraintes résiduelles étant générées lors du refroidissement, il est nécessaire d'identifier proprement cette convection. La procédure d'identification du coefficient de convection/rayonnement finalement choisie est décrite au paragraphe 2.5. Hormis localement proche de la source, la méconnaissance du rayon

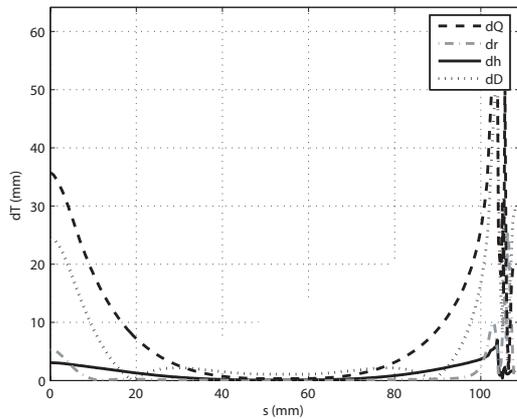


FIG. 1.32: Ecarts de température en cours de chauffage  $t = t_c/2$

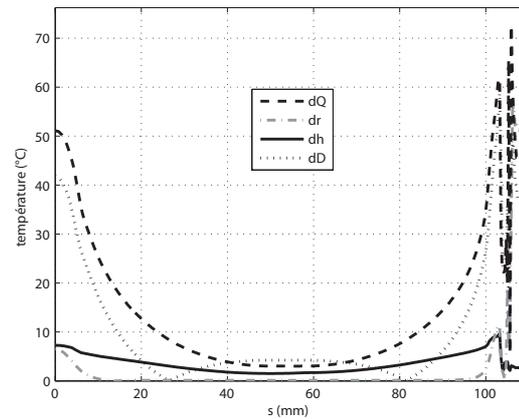


FIG. 1.33: Ecarts de température en fin de chauffage  $t = t_c$

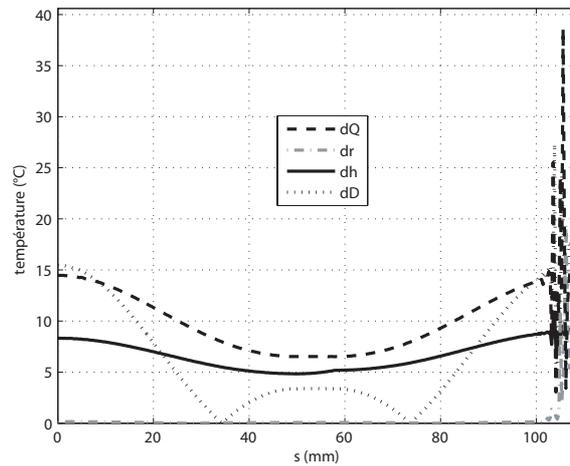


FIG. 1.34: Ecarts de température en cours de refroidissement  $t = t_r$

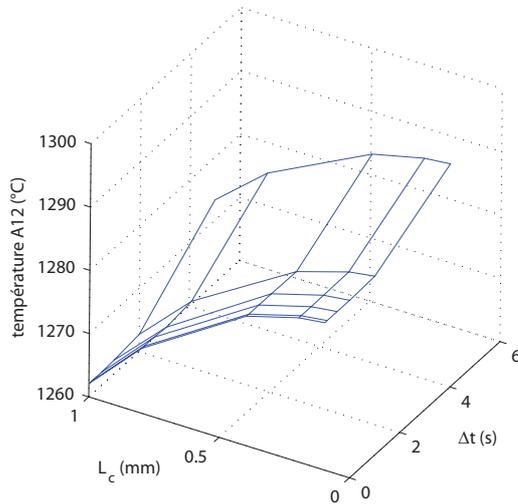
de la source gaussienne a des conséquences minimales.

### 2.3.2 Effet des paramètres numériques

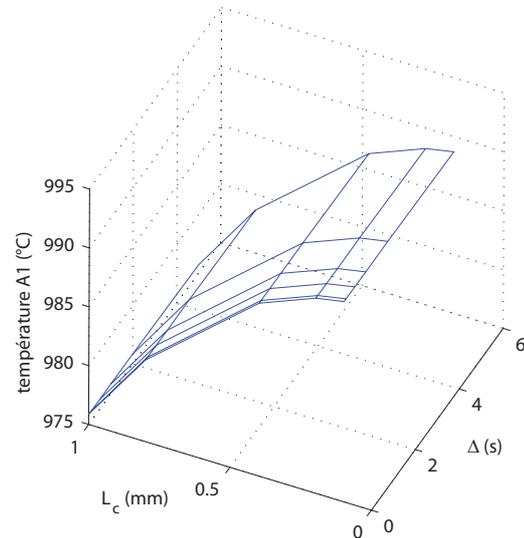
Une analyse de sensibilité au maillage et aux pas de temps de calculs a également été réalisée, afin de s'assurer que ces paramètres numériques n'ont aucune influence indirecte sur les résultats.

L'évolution de la température maximale atteinte en TC2 et en un point à mi-distance de A1 et A2, repéré par A12 (voir Fig 1.31) en fonction de la longueur caractéristique  $L_c$  des éléments (de 1 à 0.1mm) et du pas de temps ( $\Delta t = 0.01$  à 5s) est donnée en figures 1.35

et 1.36.



**FIG. 1.35:** Température maximale atteinte au point A12



**FIG. 1.36:** Température maximale atteinte au point A1

La solution apparaît très peu sensible au pas de temps. En revanche, la sensibilité à la densité du maillage est non négligeable et augmente quand on se rapproche de la source de chaleur. Un pas de temps de 1s et un maillage régulier d'éléments linéaires à 4 noeuds de  $0.3 \times 0.3 \text{ mm}^2$  apparaissent suffisants pour garantir une bonne réponse du modèle.

## 2.4 Résultats de l'essai

### 2.4.1 Thermique

Deux essais avec deux diamètres de torche différents ont été réalisés pour identifier les conditions aux limites thermiques. Nous avons également réalisé des réchauffages avec les mêmes conditions de soudage, afin d'observer d'éventuelles différences, tant en thermique qu'en mécanique, entre le premier cycle et les suivants.

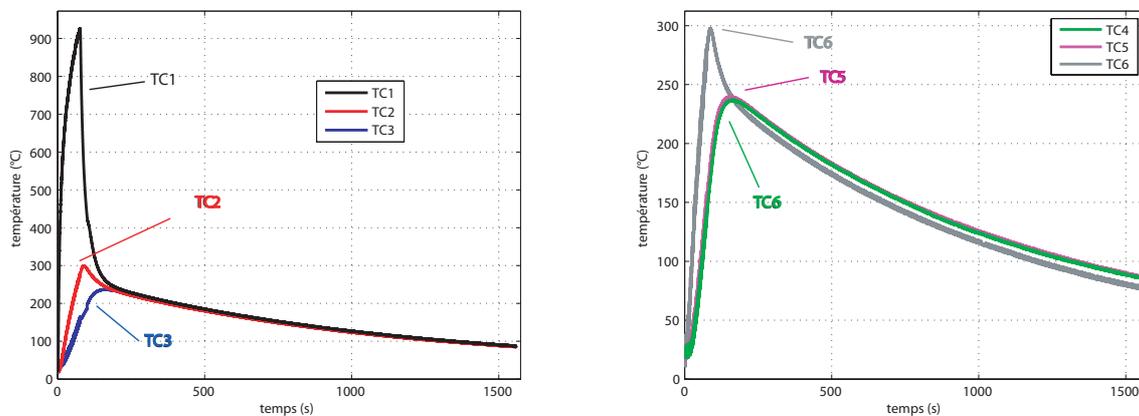
L'ensemble des essais DISK-SPOT réalisés sont résumés dans le tableau suivant :

n°	réf. essai	torche	températures	chargement thermique
1	TST1-1	16mm	TC1 ... TC6	premier cycle
2	TST1-2	16mm	TC1 et TC2	second cycle
3	TST1-3	16mm	TC1, TC3, TC4, TC5 et TC6	troisième cycle
4	TST2-1	12mm	TC1 ... TC6	premier cycle
5	TST2-2	12mm	TC1, TC4, TC5 et TC6	second cycle
6	TST2-3	12mm		troisième cycle
7	TST2bis-1	12mm		premier cycle
8	TST2bis2-1	12mm		premier cycle

**TAB. 1.6:** Liste des essais DISK-SPOT référencés

Les disques ayant subi les essais TST2bis-1 et TST1-3 ont été utilisés pour effectuer des macrographie, ainsi que des micrographies et mesures de dureté pour le disque TST2bis-1. Le disque ayant subi l'essai TST2bis2-1 a été conservé en l'état pour faire des mesures de contraintes résiduelles.

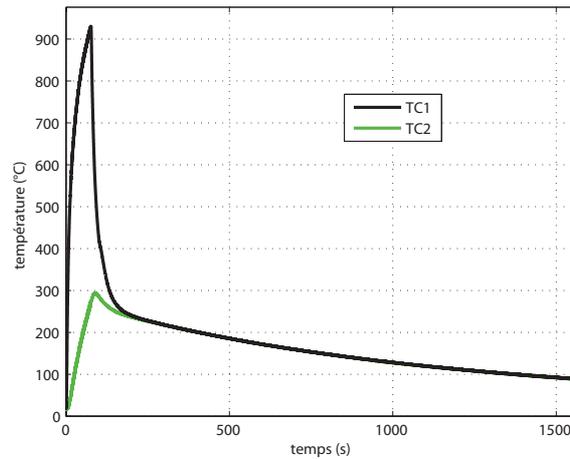
Les mesures de température réalisés avec les capteurs les plus sensibles TC1, TC2 et TC6 sont reportées en figures 1.37 à 1.41.



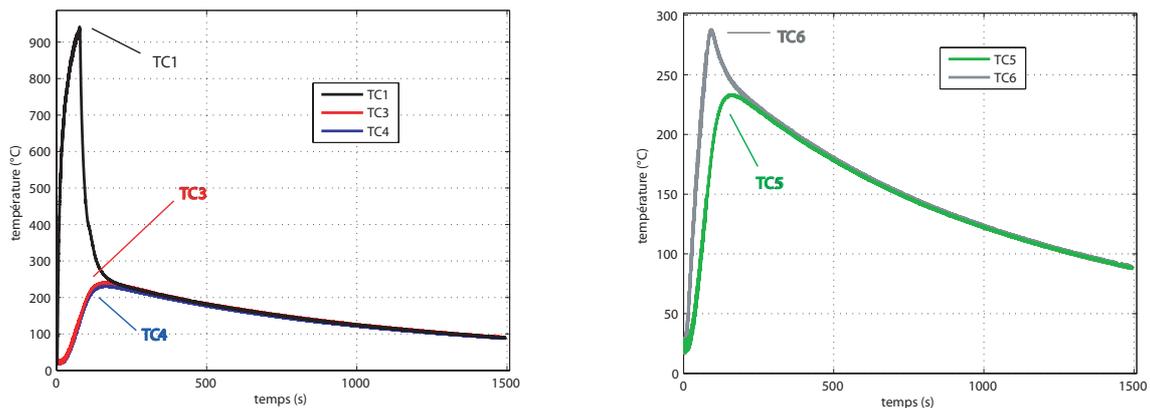
**FIG. 1.37:** Evolution temporelle de la températures au cours de l'essai DISK-SPOT avec la torche de 16mm, pour le premier cycle thermique

Au vu de ces résultats, on peut faire plusieurs remarques :

- la torche de 12mm a un apport calorifique plus important que la première torche de 16mm (voir Fig. 1.42 et 1.43).
- pour TC2 et TC6, la température maximale atteinte lors du second cycle est toujours plus faible qu'au premier cycle, ce qui peut s'expliquer par des valeurs plus faibles de la diffusivité thermique de phases apparues lors du premier chauffage.
- le léger changement de courbure de la température observée pour le capteur TC1, aux alentours de  $t=100s$  à une température d'environ  $400^{\circ}C$  au refroidissement corres-



**FIG. 1.38:** Evolution temporelle de la température au cours de l'essai DISK-SPOT avec la torche de 16mm, pour le second cycle thermique



**FIG. 1.39:** Evolution temporelle de la température au cours de l'essai DISK-SPOT avec la torche de 16mm, pour le troisième cycle thermique

pond à la chaleur latente de transformation austénite-martensite exothermique. Cela est confirmé par le fait que ce phénomène ne se retrouve pas sur les autres thermocouples, qui eux n'ont jamais dépassé la température d'austénitisation. Cela est confirmé par le fait que ce phénomène n'est pas observé avec les autres thermocouples, qui ne dépassent pas la température d'austénitisation.

## 2.4.2 Déplacements

Les mesures de déplacement ont été réalisées pour l'ensemble des essais présentés dans le tableau 1.6, hormis l'acquisition pour l'essai n°2 (TSTS1-2) qui n'a malheureusement pas fonctionné à cause d'une mauvaise prise de masse sur la pièce (ce qui a entraîné un fort parasitage empêchant toute exploitation quantitative et qualitative).

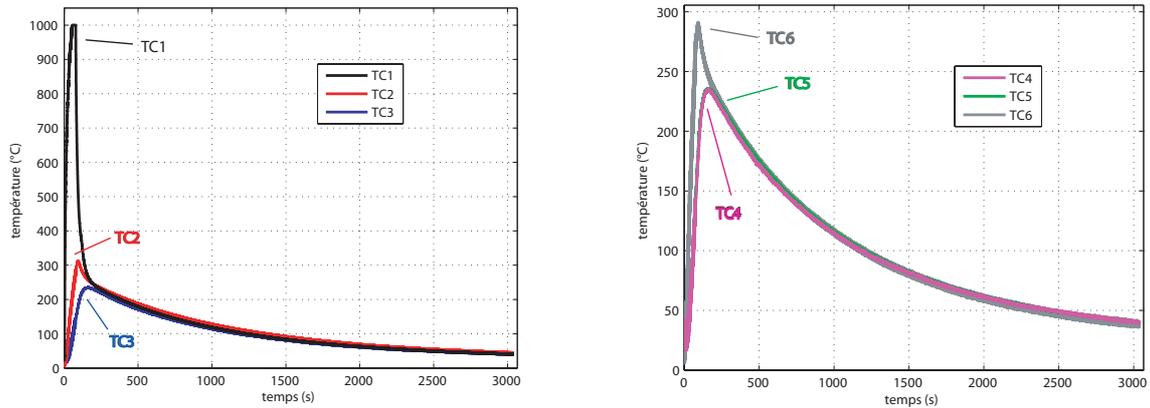


FIG. 1.40: Evolution temporelle de la température au cours de l'essai DISK-SPOT avec la torche de 12mm, pour le premier cycle thermique

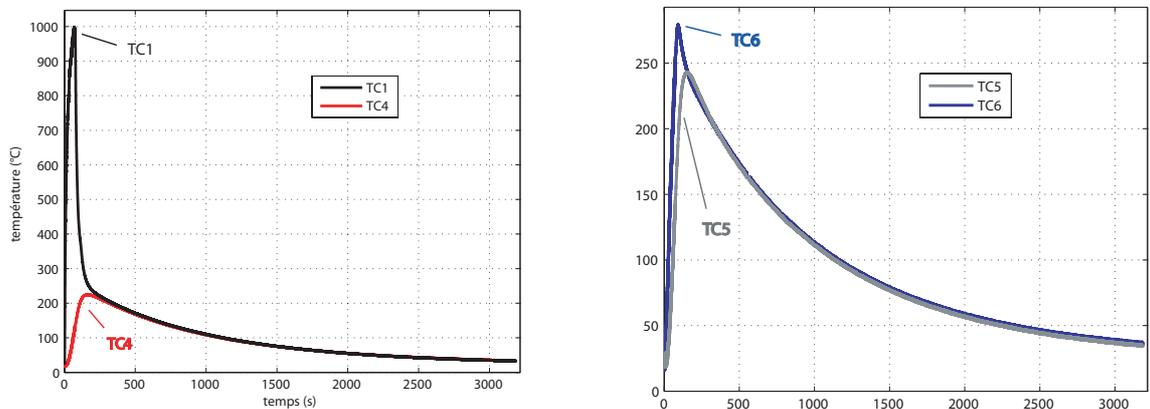


FIG. 1.41: Evolution temporelle de la température au cours de l'essai DISK-SPOT avec la torche de 12mm, pour le second cycle thermique

Les seuls essais exploités afin de confronter la simulation et l'expérience sont les essais n°7 et 8 (torche de 12mm pour un premier cycle thermique) effectués dans les mêmes conditions.

Les résultats obtenus lors de l'essai n°7 sont donnés en figure 1.45 pour les déplacements verticaux et 1.46 pour les déplacements radiaux. Connaissant ces derniers, on peut calculer le déplacement du centre du disque au cours de l'essai (Fig. 2.4.2), et en déduire le déplacement radial moyen (Fig. 1.46).

L'observation de ces résultats permet de distinguer plusieurs zones d'évolution des déplacements verticaux :

- au tout début de l'essai, le disque fléchit brusquement vers le haut. Cet effet transitoire est dû à la brutale augmentation de température de la partie supérieure du disque, et donc à la dilatation thermique induite (voir Fig. 1.47).

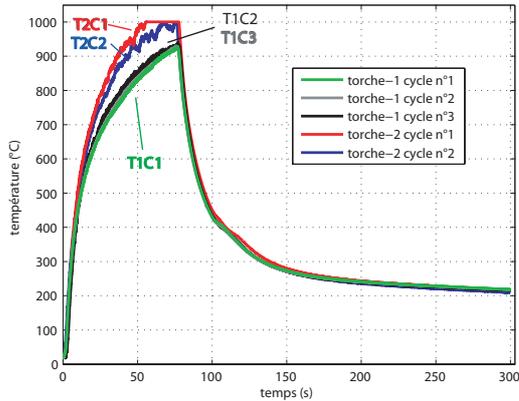


FIG. 1.42: Comparaison des températures TC1 en fonction de la torche et du cycle thermique appliqué

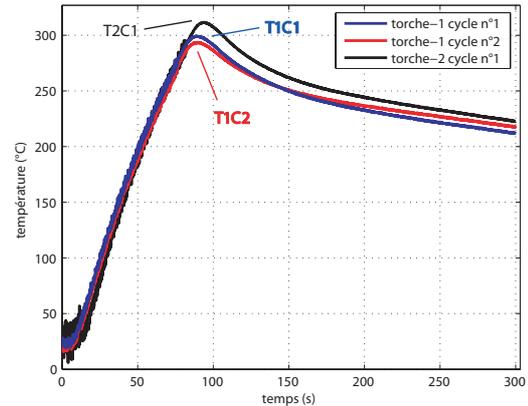


FIG. 1.43: Comparaison des températures TC2 en fonction de la torche et du cycle thermique appliqué

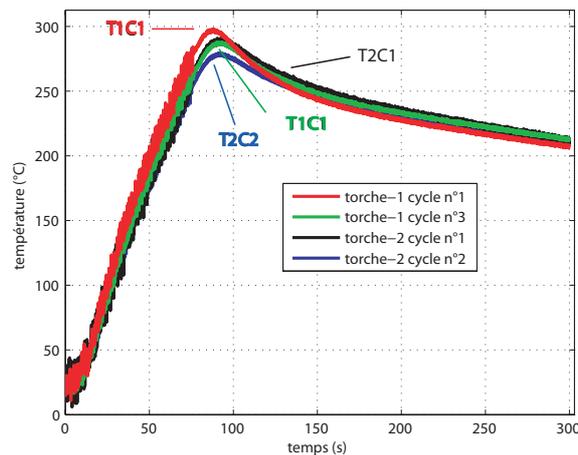


FIG. 1.44: Comparaison des températures TC6 en fonction de la torche et du cycle thermique appliqué

- au cours de l'homogénéisation en température dans l'épaisseur, le disque s'affaisse par perte de rigidité au centre.
- lors de l'arrêt de la torche, la brutale contraction des parties supérieures et inférieures est plus importante en face supérieure où la ZAT est plus importante en diamètre, et le disque fléchit brutalement cette fois vers le bas.
- lors du refroidissement, la contraction dans la ZAT fait remonter le disque vers sa position originale.

En comparant les déplacements mesurés lors des deux essais, on a pu vérifier la bonne répétabilité de cet essai (voir Fig. 2.4.2, 1.50 et 1.51), ce qui est assez remarquable étant donné l'ordre de grandeurs des déplacements mesurés et le caractère assez aléatoire de

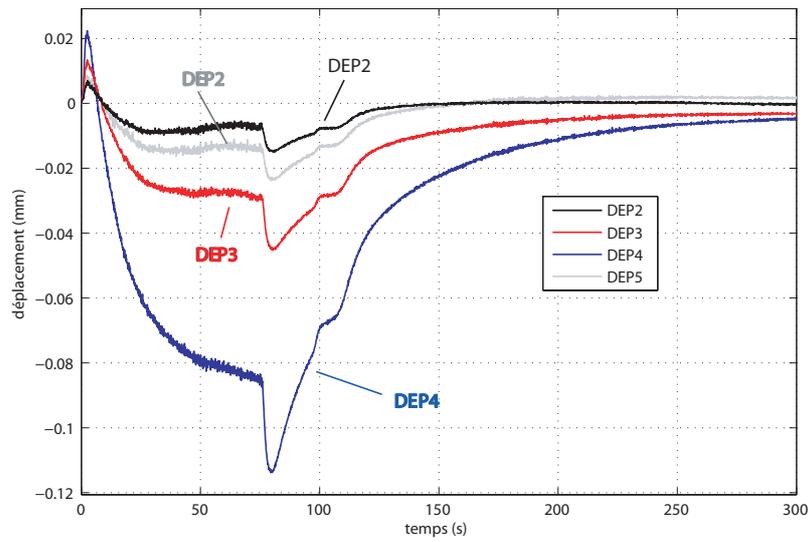


FIG. 1.45: Résultat des déplacements verticaux pour l'essai n°7

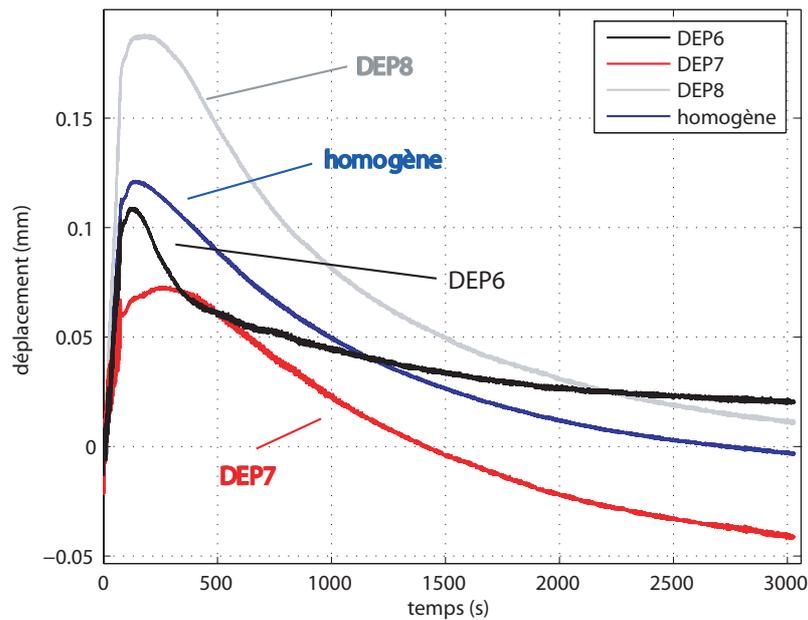


FIG. 1.46: Résultat des déplacements radiaux pour l'essai n°7

l'arc de soudage.

### 2.4.3 Métallurgie et micro-dureté

Les macrographies réalisés sur les essais TST1-3 (figure 1.52) et TST2bis-1 (figure 1.53) font relativement bien apparaître les différentes zones caractéristiques d'un ZAT, notam-

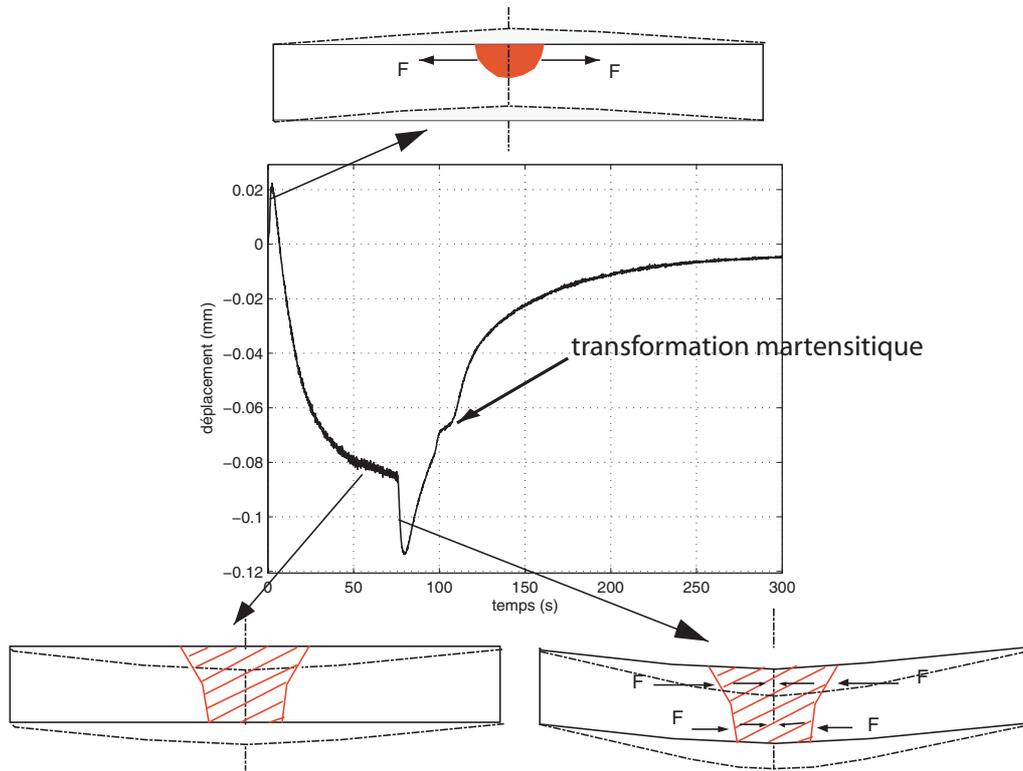


FIG. 1.47: Schéma des évolutions des déplacements du disque lors de l'essai DISK-SPOT

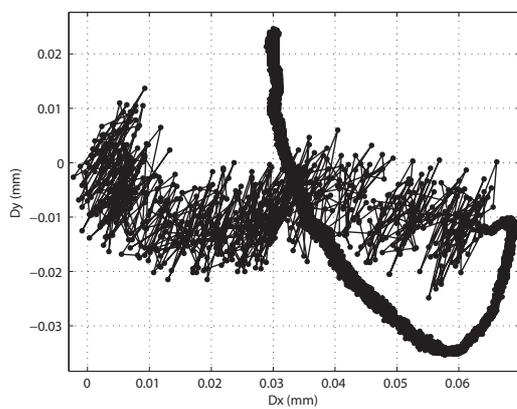


FIG. 1.48: Déplacement du centre du disque durant l'essai n°7 dans le plan

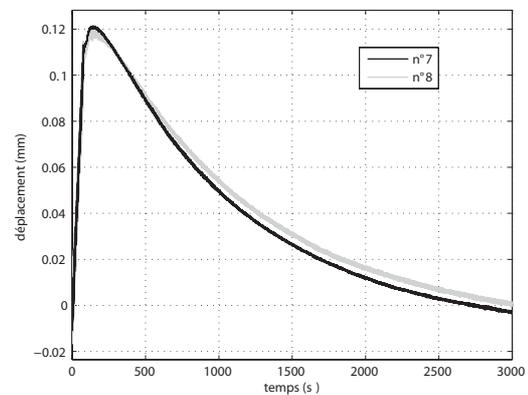
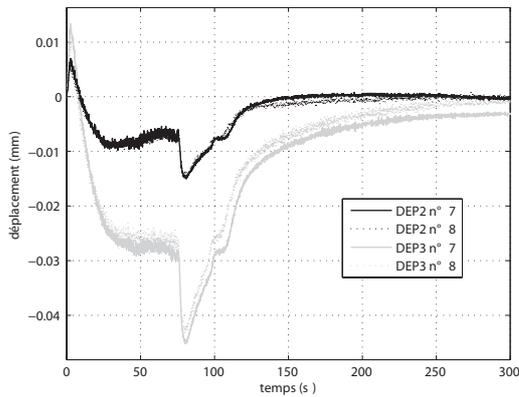


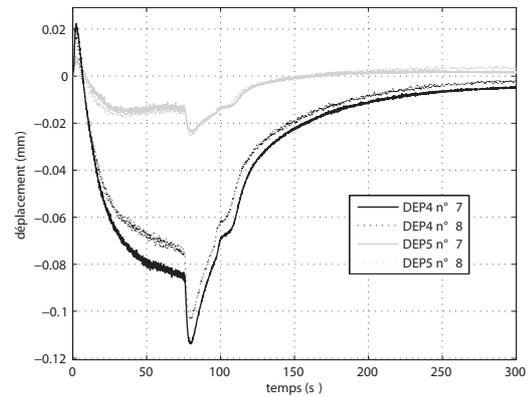
FIG. 1.49: Comparaison des déplacements circonférentiels homogénéisés pour les essais n°7 et n°8

ment sur la macrographie de l'essai TST1-3 (figure 1.52).

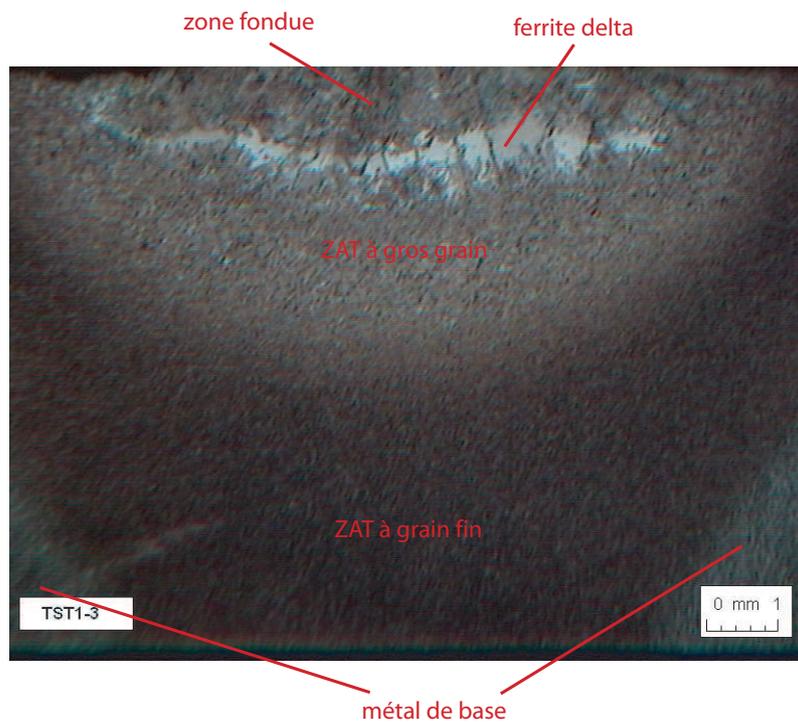
La zone fondue est soit composée de martensite trempée (cas d'un chauffage multiple,



**FIG. 1.50:** Comparaison des déplacements DEP2 ET DEP3 pour les essais n°7 et n°8

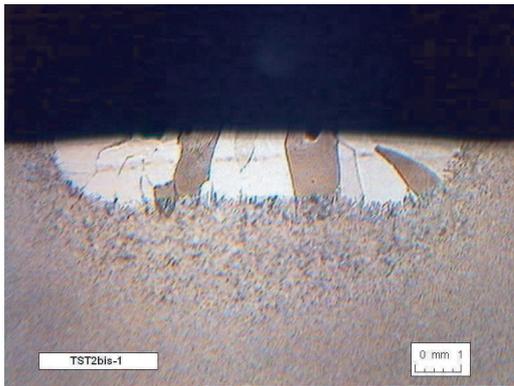


**FIG. 1.51:** Comparaison des déplacements DEP4 ET DEP5 pour les essais n°7 et n°8

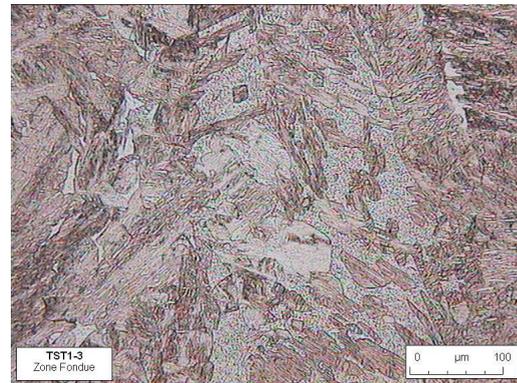


**FIG. 1.52:** Macrographie de l'essai TST1-3 (torche n°1 après trois cycles de chauffage)

figure 1.54), soit entièrement composée de ferrite- $\delta$  (cas d'un chauffage simple, figure 1.55). On retrouve également de la ferrite- $\delta$  dans l'essai TST1-3 mais sous la zone fondue (figure 1.56). Des chauffages successifs entraînent une variation de la morphologie dans la zone fondue et sa proximité, ce qui peut s'expliquer par des variations de composition,

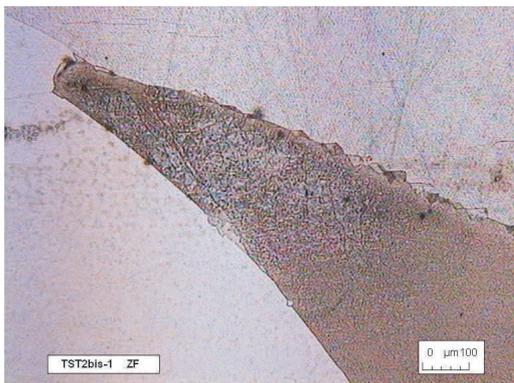


**FIG. 1.53:** Macrographie de l'essai TST2bis-1 (torche n°2 après un cycle de chauffage)

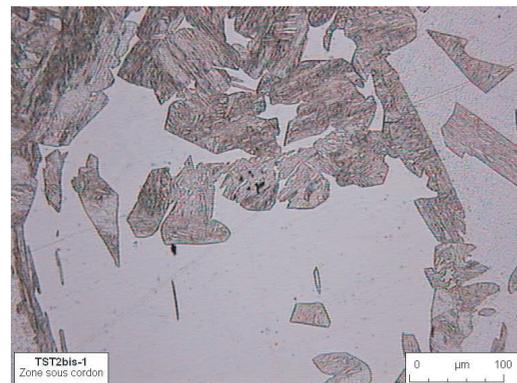


**FIG. 1.54:** Micrographie en zone fondue de l'essai TST1-3

comme on le verra en 2.6.



**FIG. 1.55:** Micrographie en zone fondue de l'essai TST2bis-1



**FIG. 1.56:** Micrographie de la zone sous cordon de l'essai TST2bis-1

On observe un fort gradient de taille de grain au sein de la ZAT, en phase martensitique trempée. On passe d'une ZAT à grain très fin (environ  $20\mu\text{m}$ , figure 1.57) à une ZAT à gros grain (environ  $60\mu\text{m}$ , figure 1.58), ce qui peut avoir une influence sur le comportement mécanique du matériau.

Le métal de base a une structure très fine composée de grains de ferrite et de carbures (voir figure 1.59). Les mesures de dureté, réalisées suite à l'essai TST2bis-1 suivant le rayon à mi-épaisseur de la zone fondue (figure 1.60) ainsi que dans la profondeur au centre du disque (voir Fig. 1.61) permettent de bien mettre en évidence les différentes zones métallurgiques.



FIG. 1.57: Micrographie de la ZAT à grain fin de l'essai TST1-3

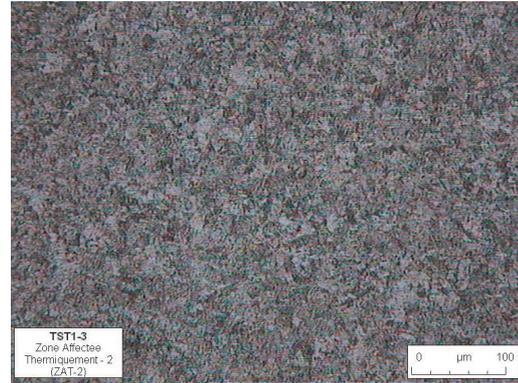


FIG. 1.58: Micrographie de la ZAT à gros grain de l'essai TST1-3

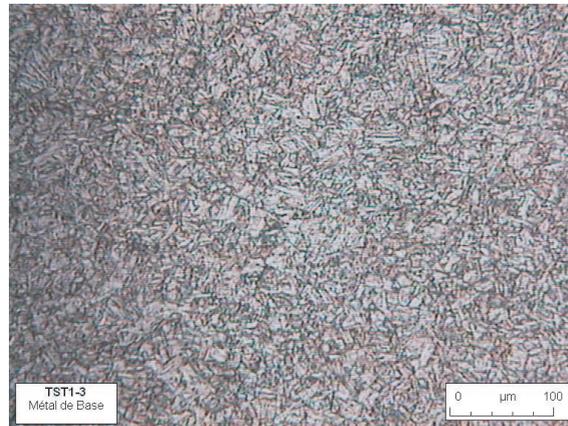


FIG. 1.59: Micrographie du métal de base

## 2.5 Identification des conditions aux limites thermiques

### 2.5.1 L'identification des sources de chaleur en soudage

Pour identifier la source de chaleur de soudage, un grand nombre de techniques existent. On peut classer les différentes techniques d'identification de l'apport de chaleur en trois grandes familles :

- les techniques consistant à modéliser la source connaissant la physique de l'arc. Cela nécessite de résoudre un problème couplé d'hydro-électro-magnéto-dynamique en considérant le voisinage de l'arc et le bain de soudage. Des exemples de cette approche sont cités dans l'Annexe 1 sur les généralités sur le soudage. Bien qu'étant les plus pertinentes (et physiques ...), elles sont très coûteuses en temps de mise en place et de calcul.
- la seconde technique, actuellement la plus couramment utilisée, est la méthode utilisant le concept de *source équivalente* ([GA05]). Cela consiste à identifier les paramètres

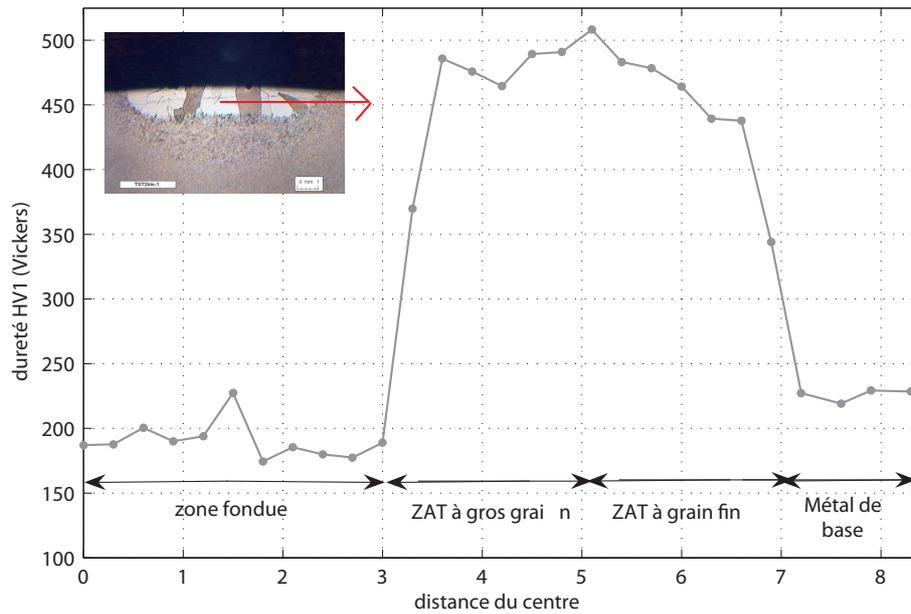


FIG. 1.60: Filiation de dureté suivant le rayon du disque, sur l'essai TST2bis-1

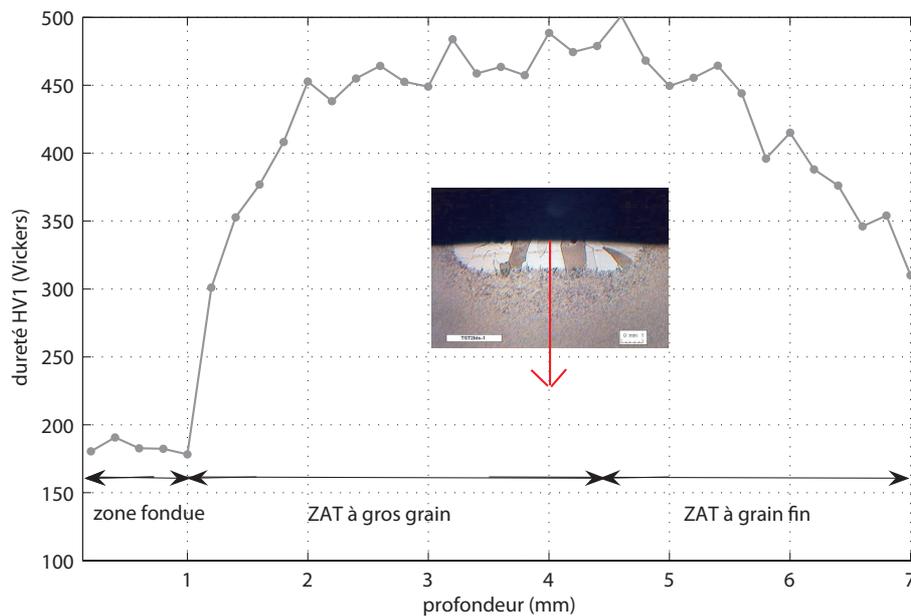


FIG. 1.61: Filiation de dureté dans l'axe du disque en profondeur, sur l'essai TST2bis-1

d'un modèle mathématique de source censé représenter la géométrie réelle de l'apport de chaleur. L'identification se fait par analyse inverse, en essayant de retrouver les évolutions des températures mesurées ponctuellement sur la pièce et/ou la forme du

bain de soudage. Le modèle direct du problème inverse peut être résolu par éléments finis ([HRM86], [GR04], [AGG04], [RGM07]) ou avec des formules analytiques, de type Rosenthal ([GVSG06], [Lej03]).

- la troisième technique, qui suscite un vif intérêt actuellement, consiste à faire l'identification inverse du front de fusion et du flux qui le traverse ([Doa06], [Cav98], [Dep04], [DGJM06]). Ces techniques permettent de s'affranchir du problème de la modélisation du comportement du bain (thermique et convectif) et de ne s'intéresser qu'à la partie solide du problème. Cela permet à la fois d'obtenir de bons résultats sur les évolutions thermiques, mais également sur la géométrie du bain, qui est difficile à capter correctement avec la technique précédente.

A l'analyse inverse classique à partir de mesures ponctuelles de température qui est la méthode la plus couramment utilisée est venue s'ajouter ces dernières années des méthodes utilisant des champs thermiques issus de mesures par infrarouge ce qui enrichit considérablement la mesure et par conséquent la finesse de la modélisation de l'apport de chaleur. Cela permet éventuellement de s'affranchir de tout modèle mathématique de la source, en ayant comme inconnue un champ quelconque de puissance, dépendant à la fois de la position et du temps ([NM99], [YM04]). La difficulté de ces méthodes est le temps de calcul et le problème du traitement des données expérimentales, très volumineuses dans des analyses de champ variable en temps.

Pour notre étude nous utiliserons l'analyse inverse à partir des mesures par thermocouples, avec un problème direct résolu par EF en transitoire, utilisant un algorithme de minimisation de Levenberg-Marquardt décrit en Annexe 2.

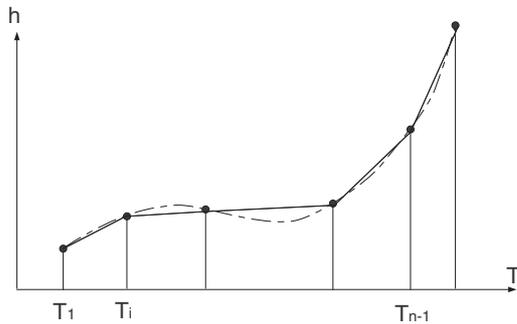
## 2.5.2 Procédure d'identification choisie

Les conditions aux limites à identifier dans notre problème sont les suivantes :

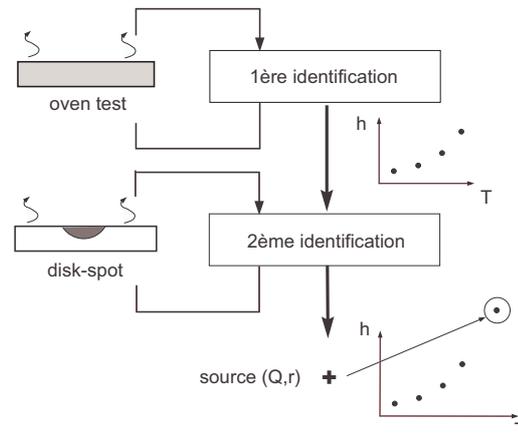
- les paramètres de la source de chaleur (dont nous ferons l'hypothèse que sa morphologie suit une loi Gaussienne infinie).
- convection/rayonnement, dont la dépendance en température nous est inconnu.

La convection et le rayonnement sont des phénomènes physiques relativement complexes, qui dépendent entre autres de la nature et de l'état de surface du matériau ainsi que de l'environnement proche ou lointain de l'échantillon ; les deux phénomènes étant fortement couplés à la température de surface. Nous avons choisi d'identifier la convection/rayonnement *point par point* dans la gamme de température 20-1400°C, sans pré-supposer sa dépendance en température connue. Dans Cast3M, l'évolution en température du coefficient de convection/rayonnement est discrétisée en un certain nombre de points avec interpolation linéaire entre ces points (voir Fig. 1.62). Il faudra donc identifier autant de paramètres qu'il y a de points de discrétisation.

L'identification inverse en bloc des paramètres de soudage et des paramètres de convection est rendue quasi impossible par le nombre important de paramètres à identifier (deux



**FIG. 1.62:** Schéma de la discrétisation linéaire de l'évolution du coefficient de convection/rayonnement en fonction de la température



**FIG. 1.63:** Procédure globale d'identification des paramètres de la source et de la convection/rayonnement

pour la source et autant que de points de discrétisation de la convection).

Nous avons donc choisi d'identifier tout d'abord le coefficient de convection/rayonnement seul, en faisant attention de se placer dans les mêmes conditions que les essais DISK-SPOT, c'est à dire avec le même montage et dans le même environnement. Cet essai, baptisé OVEN-TEST, consiste à venir chauffer un disque à  $800^{\circ}\text{C}$  de façon homogène, et à le laisser refroidir sur le même montage que celui qui est utilisé pour les essais DISK-SPOT, et à mesurer les évolutions de la température sur ses faces. Par analyse inverse, on peut facilement identifier les paramètres de convection dans la gamme des températures obtenues lors de cet essai ( $800\text{-}20^{\circ}\text{C}$ ).

Après avoir ainsi identifié les paramètres de convection/rayonnement pour ces basses et moyennes températures, les paramètres de la source ainsi que la valeur du paramètre de convection/rayonnement pour une température unique à haute température ont été identifiés à partir de l'analyse inverse des résultats de l'essai DISK-SPOT. L'ensemble de cette procédure est résumée figure 1.63.

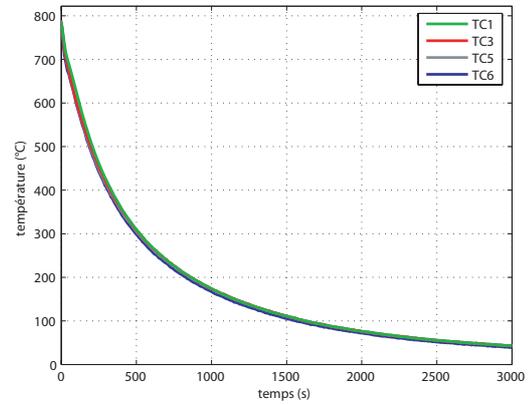
### 2.5.3 Identification des coefficients de convection/rayonnement à basse et moyenne température

L'essai oven-test, mis en place à cet effet, est relativement simple dans sa mise en oeuvre. Le disque est dans un premier temps chauffé à l'intérieur d'un four à convection pouvant monter jusqu'à  $800^{\circ}\text{C}$  environ. On réalise un balayage d'argon à l'intérieur du four afin d'éviter toute oxydation lors de la montée en température du disque qui prend une quinzaine de minutes à four chaud. Le disque est placé dans le four avec son système de mise en position, identique à celui utilisé pour l'essai DISK-SPOT (voir 1.64).

L'instrumentation en thermocouples, installée avant le chauffage, permet également de contrôler l'homogénéité du disque en température dans le four et de déterminer le moment de sa sortie. Les mesures de température lors de la phase de refroidissement sont données en figure 1.65. On remarque que l'on a aucune différence entre le refroidissement en face Nord et face Sud, ce qui permet de conclure que le montage choisi garantit que les effets convectifs et radiatifs sont quasi-identiques sur ces deux faces. Nous considérerons donc un coefficient de convection unique pour l'ensemble des surfaces du disque.



**FIG. 1.64:** Photo du montage pour l'essai OVEN-TEST et l'instrumentation en thermocouples



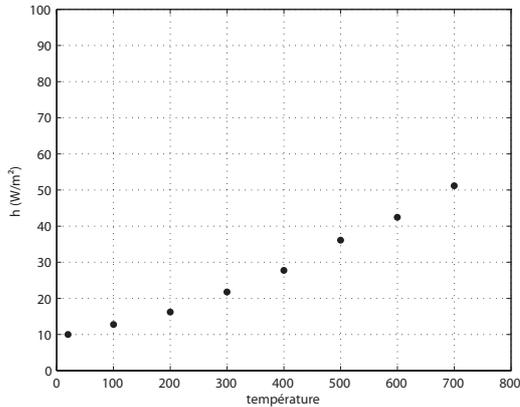
**FIG. 1.65:** Températures mesurées lors de l'essai oven-test

Pour ce qui est de l'identification, le modèle direct est résolu dans Cast3M, en utilisant les paramètres matériaux qui ont déjà été définis lors du dimensionnement du disque. Pour ce qui est de l'algorithme de minimisation de Levenberg-Marquardt, nous utiliserons la version qui est implantée dans Cast3M ([KC05]). Le critère de minimisation utilisé est classique :

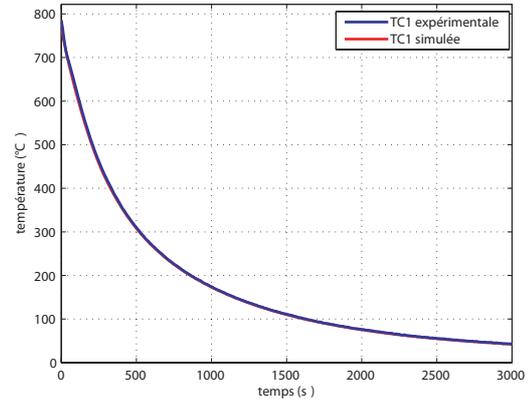
$$J = \frac{1}{N_p N_t} \sum_{i=1}^{N_p} \sum_{j=1}^{N_t} (T^{sim}(r_i, z_i, t_j) - T^{exp}(r_i, z_i, t_j))^2 \quad (1.11)$$

où  $N_p$  et  $N_t$  représentent respectivement le nombre de points de contrôle (quatre thermocouples) et le nombre de pas de temps considérés (300 pas de 10 secondes), et où  $T^{exp}(r_i, z_i, t_j)$  et  $T^{sim}(r_i, z_i, t_j)$  représentent la température du thermocouple  $i$  de coordonnées  $(r_i, z_i)$  et la température calculée au même point au pas de temps  $t_j$ .

L'évolution du paramètre de convection/rayonnement ainsi identifié en fonction de la température est donnée en figure 1.66. La comparaison entre température expérimentale et température simulée ainsi obtenue pour le thermocouple TC1 est donnée en figure 1.67.

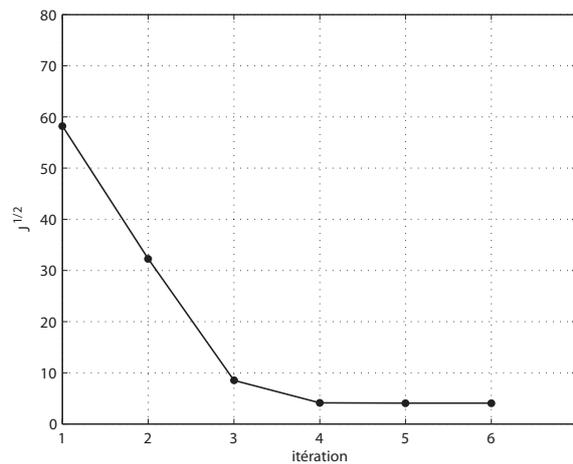


**FIG. 1.66:** Paramètres de convection/rayonnement identifiés grâce à l'essai OVEN-TEST



**FIG. 1.67:** Comparaison expérimental/simulation pour le thermocouple TC1

L'évolution de la racine de la fonction critère (homogène à une température) en fonction des itérations est donnée en figure 1.68. La convergence est atteinte en quatre itérations seulement, ce qui illustre l'efficacité de ce type d'algorithme.



**FIG. 1.68:** Valeur du critère au cours des itérations de l'algorithme de minimisation pour l'essai OVEN-TEST

### 2.5.4 Identification des paramètres de la source et du coefficient de convection/rayonnement à haute température

De même que pour l'identification des paramètres de convection à froid et à moyenne température, les paramètres de la source i.e., la puissance  $Q$  et le rayon  $r$  de la source gaussienne, et le paramètre de convection à  $1400\text{ }^\circ\text{C}$  sont identifiés par analyse inverse avec Cast3M. Pour cette identification, ce sont les températures obtenues avec l'essai TST2-1 (n°4), réalisé avec la torche de 12mm, qui sont utilisées.

Nous avons lancé l'identification deux fois avec des paramètres initiaux différents (voir tableau 1.7), le critère de minimisation étant identique à celui présenté en 1.11, avec 3 thermocouple (TC1, TC2 et TC6). Les comparaisons entre résultats expérimentaux et résultats des simulations avec les paramètres identifiés sont présentées en figures 1.69 et 1.70.

identification	paramètres initiaux			paramètres identifiés		
	$n^\circ$	$Q_4$ (W)	$r_4$ (mm)	$h_{1400}$ ( $\text{W}/\text{m}^2$ )	$Q_4$ (W)	$r_4$ (mm)
1	500	5	300	853.74	6.0707	159.99
2	1000	1	30	791.42	4.06953	$1.57E^{-2}$

TAB. 1.7: Paramètres initiaux et paramètres identifiés pour l'essai DISK-SPOT

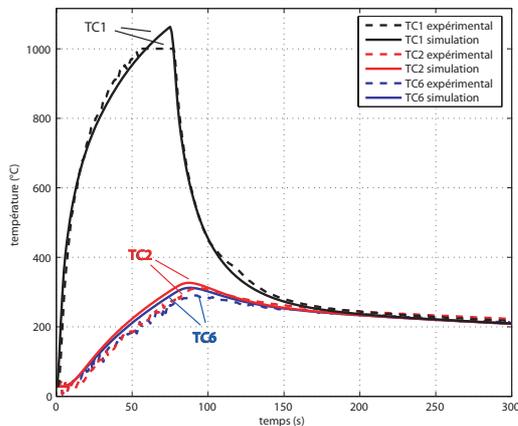


FIG. 1.69: Résultats de l'identification avec les paramètres initiaux n°1

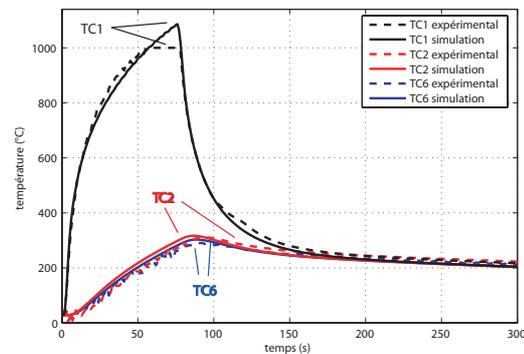
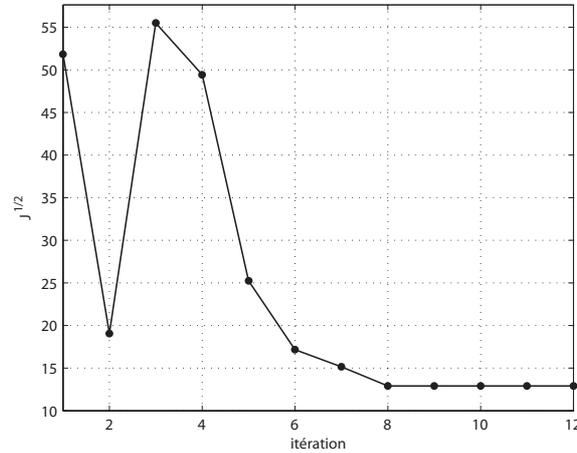


FIG. 1.70: Résultats de l'identification avec les paramètres initiaux n°2

Les résultats obtenus avec les deux couples de paramètres initiaux sont très différents (voir tableau 1.7), Ce qui prouve la non unicité du problème inverse et la non convexité du critère choisi dans l'espace des variables ( $Q$ ,  $r$ ,  $h_{1400}$ ). Il convient cependant de noter que la solution obtenue avec le second couple de paramètres initiaux est a priori incompatible avec les valeurs du coefficient de convection/rayonnement identifié à plus basse

température (voir Fig. 1.66). La figure 1.71 montre une fois de plus la rapidité de convergence de l'algorithme.



**FIG. 1.71:** Valeur du critère au cours des itérations de l'algorithme de minimisation pour l'essai DISK-SPOT pour la première identification

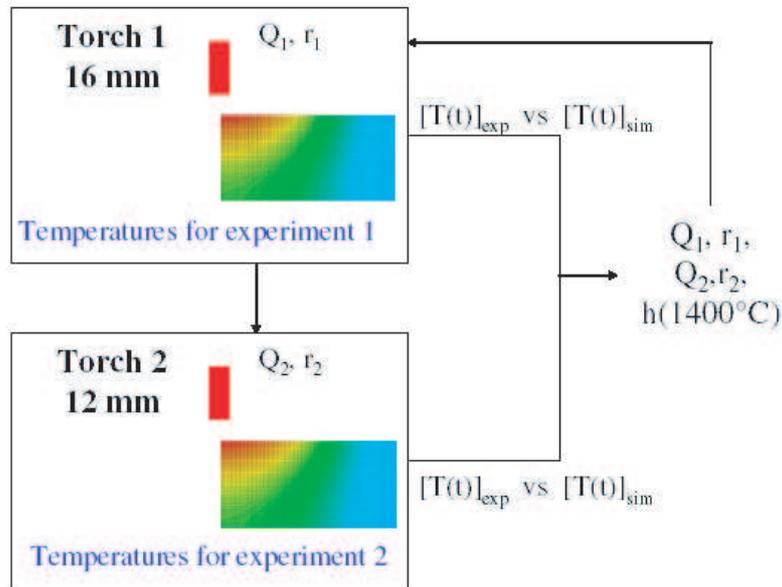
Afin de rendre le problème convexe, deux solutions peuvent être choisies :

- réduire le nombre de paramètres à identifier, par exemple en enlevant de l'identification le coefficient de convection/rayonnement à haute température, et en l'extrapolant d'après les résultats obtenus à basse et moyenne température.
- rajouter un essai supplémentaire qui ne modifie pas au moins un des paramètres de départ à identifier ( $Q$ ,  $r$  ou  $h_{1400}$ ), par exemple le coefficient de convection/rayonnement, identique dans les mêmes conditions expérimentales mais avec une torche de diamètre différent. Même si l'on rajoute deux paramètres supplémentaires à identifier (la puissance et le rayon de la source avec un diamètre de torche différent), cela permet parfois de rendre le problème convexe.

C'est la deuxième solution qui a été choisie. L'essai supplémentaire a été réalisé avec une torche de 12mm (avec 3 cycles thermiques : TST2-1, TST2-2 et TST2-3). La procédure d'identification complète est présentée en figure 1.72.

Le critère utilisé pour cette double-identification est le suivant :

$$J = \frac{1}{2N_p N_t} \sum_{i=1}^{N_p} \sum_{j=1}^{N_t} \left( T_{torche1}^{sim}(r_i, z_i, t_j) - T_{torche1}^{exp}(r_i, z_i, t_j) \right)^2 + \left( T_{torche2}^{sim}(r_i, z_i, t_j) - T_{torche2}^{exp}(r_i, z_i, t_j) \right)^2 \quad (1.12)$$



**FIG. 1.72:** Procédure d'identification double pour les paramètres de source et de convection à haute température

Comme pour la première tentative, nous avons lancé plusieurs identifications avec différentes valeurs initiales données dans le tableau 1.8. Quel que soit le couple de paramètres initiaux, on converge vers la même solution, ce qui semble prouver que le problème est convexe au moins dans un large voisinage.

ident.	paramètres initiaux					paramètres identifiés					
	n°	$Q_1$ (W)	$r_1$	$h_{1400}$	$Q_2$	$r_2$	$Q_1$	$r_1$	$h_{1400}$	$Q_2$	$r_2$
1		800	1	150	800	1	842.18	9.7280	96.929	835.23	5.8991
2		500	1	150	500	1	842.18	9.728	96.927	835.23	5.899
3		500	10	150	500	10	842.18	9.728	96.934	835.23	5.8991
4		800	1	20	800	1	842.18	9.728	96.928	835.23	5.8991

**TAB. 1.8:** Paramètres initiaux et paramètres identifiés pour l'essai DISK-SPOT

Les comparaisons entre résultats expérimentaux et résultats des simulations pour les deux torches sont données en figures 1.73 et 1.74. Le rendement des deux torches est très proche ( $\approx 83\%$ ). En revanche, leurs rayons équivalents sont très différents, la torche de plus grand diamètre ayant logiquement le rayon équivalent le plus grand. La vitesse de convergence de l'algorithme est illustrée par le graphe donné en figure 1.75.

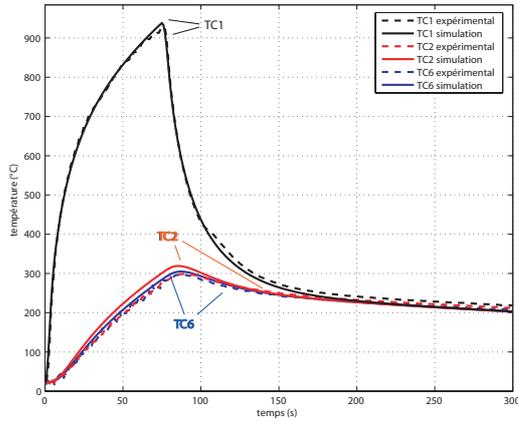


FIG. 1.73: Résultats de l'identification double pour l'essai TST1-1 (torche de 16mm)

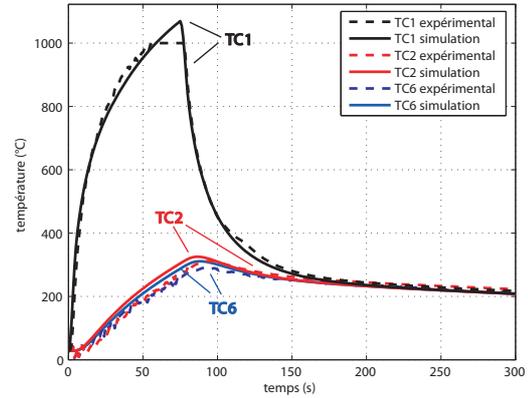


FIG. 1.74: Résultats de l'identification double pour l'essai TST2-1 (torche de 16mm)

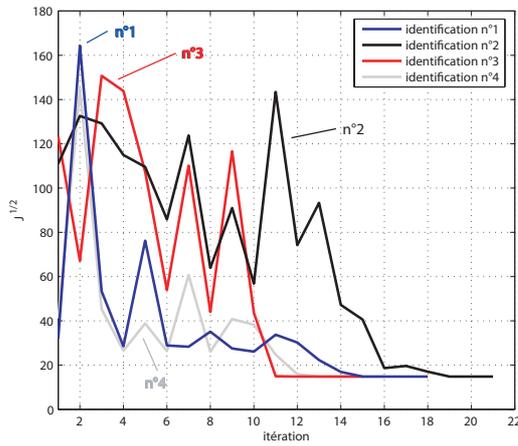


FIG. 1.75: Valeur du critère au cours des itérations de l'algorithme de minimisation pour l'essai DISK-SPOT avec double identification

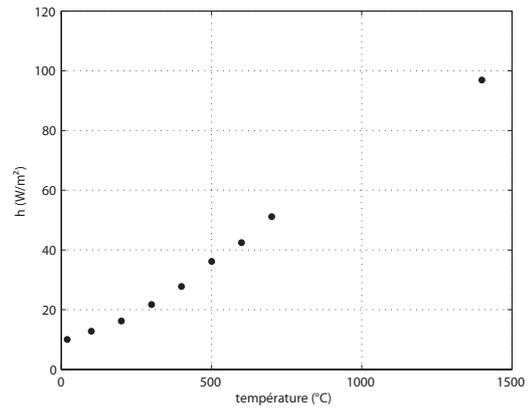


FIG. 1.76: Coefficients de convection/rayonnement identifiés grâce l'essai OVEN-TEST et DISK-SPOT

	Torche de 16 mm	Torche de 12 mm
Q (W)	842.18	835.23
r (mm)	9.7280	5.8991

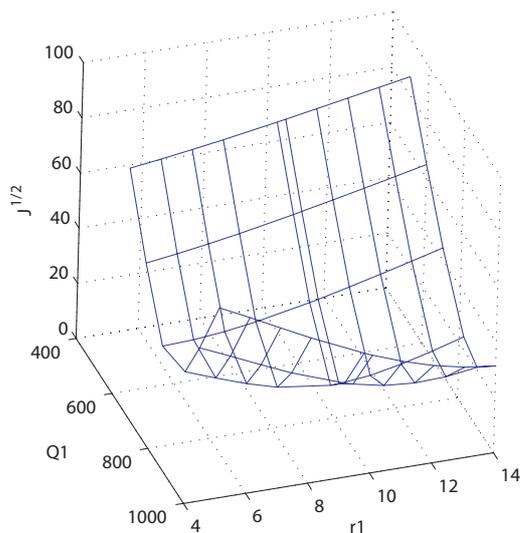
TAB. 1.9: Paramètres de source pour les torches de 12 et 16 mm

Nous avons également réalisé des calculs complémentaires afin de visualiser graphiquement la convexité du critère dans l'espace des paramètres identifiés. Les figures 1.77 et 1.78 permettent de visualiser la convexité du critère dans les plans  $(Q_1, r_1)$  et  $(Q_4, r_4)$ , pour des valeurs de la puissance comprise entre 500 et 1000W et des rayons de source

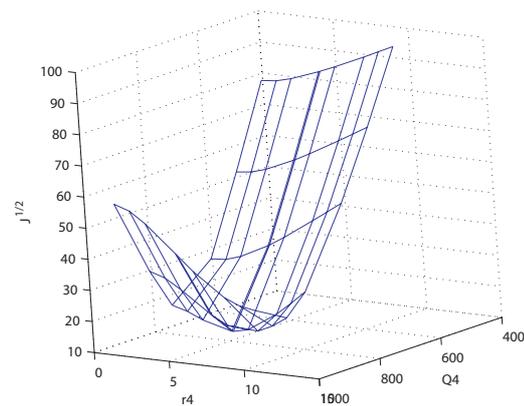
T (°C)	h (W/m <sup>2</sup> )
20	10.06
100	12.765
200	16.23
300	21.754
400	27.754
500	36.127
600	42.423
700	51.188
1400	96.928

**TAB. 1.10:** Paramètres de convection/rayonnement

compris entre 2 et 12 mm.



**FIG. 1.77:** Forme du critère dans le plan  $(Q_1, r_1)$



**FIG. 1.78:** Forme du critère dans le plan  $(Q_4, r_4)$

L'ensemble des résultats de cette identification des conditions aux limites thermiques est présenté dans les tableaux 1.9 et 1.10, ainsi que dans la figure 1.76. Cette dernière figure montre que la valeur du coefficient/rayonnement identifiée à 1400°C -en faisant l'hypothèse d'une interpolation linéaire entre cette valeur et celle déjà identifiée à 800°C- n'est pas une extrapolation des valeurs identifiées de 20 à 800°C. Ceci peut s'expliquer par le fait que cette valeur à 1400°C intègre de facto un effet de l'arc encore sensible pour les points du disque à 1400°C. Il serait sans doute intéressant de raffiner cette identification en cherchant à identifier la valeur du coefficient de convection/rayonnement à 1000°C.

## 2.6 Mesure de contraintes résiduelles en profondeur par diffraction de neutrons

### 2.6.1 Généralités sur les contraintes résiduelles

Une définition des contraintes résiduelles peut être la suivante :

*“Contraintes internes auto-équilibrantes qui existent dans un matériau qui n’est soumis à aucune force ou contrainte externes (et qui se trouve en condition de température uniforme)”*

Les contraintes résiduelles peuvent se définir à plusieurs échelles :

- échelle macroscopique : *contraintes résiduelles du 1er ordre  $\sigma^I$*  homogènes sur un très grand nombre de grains ;
- échelle mésoscopique : *contraintes résiduelles du 2ème ordre  $\sigma^{II}$*  homogènes sur un grain ou une phase ;
- échelle microscopique : *contraintes résiduelles du 3ème ordre  $\sigma^{III}$*  homogènes sur quelques distances interatomiques.

La contrainte résiduelle globale est définie comme étant la somme des contraintes aux différentes échelles :

$$\sigma = \sigma^I + \sigma^{II} + \sigma^{III} \quad (1.13)$$

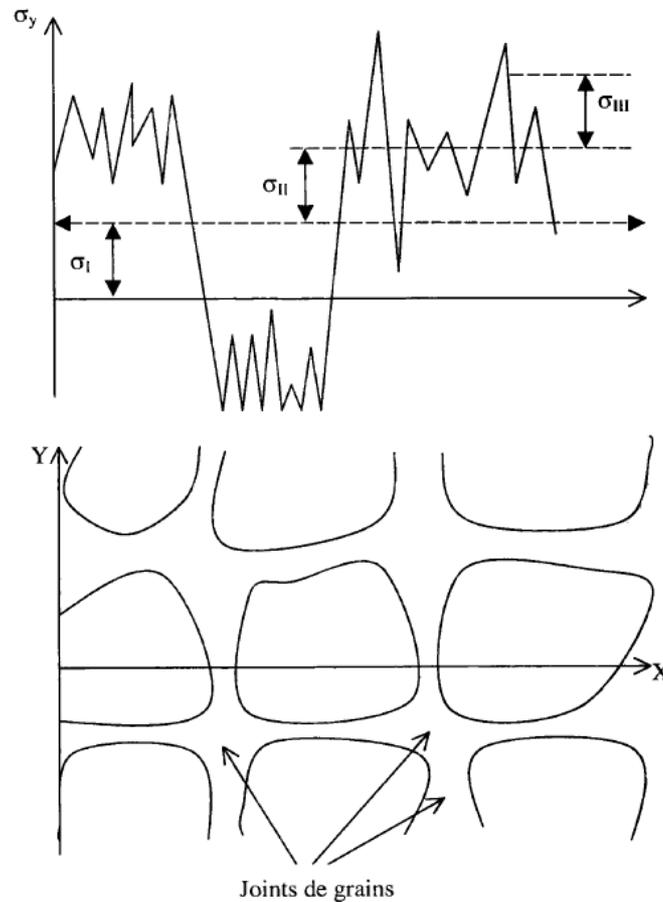
### 2.6.2 Différentes techniques de mesure des contraintes résiduelles

Un grand nombre de techniques de mesure des contraintes résiduelles existent ([WB01a], [WB01b]). Le choix de la technique doit être adopté en fonction du type de contrainte recherché, de la géométrie de l’échantillon et surtout de la possibilité ou non de pouvoir détruire l’échantillon (méthodes destructives ou non destructives). Les différentes techniques de mesure peuvent être résumées dans le tableau 1.11.

On pourrait également rajouter à ce tableau la spectroscopie Raman -utilisant la piezospectroscopie- pour les contraintes de type I et II en surface avec une résolution d’environ  $1\mu m$  [CLYM04] [THDK06]), des méthodes mixtes numériques/expérimentales comme la “Bead Flush method” (voir [LNK04]) ainsi que diverses méthodes en cours de mise au point grâce au développement des techniques de tomographie.

### 2.6.3 Principe de la technique par diffraction des neutrons

Cette technique date du début des années 1980. La diffraction des neutrons permet de mesurer les distances réticulaires des plans cristallographiques diffractants. Connaissant la distance réticulaire d’un plan à l’état non contraint (pris comme état de référence) et à



**FIG. 1.79:** Définition schématique des contraintes résiduelles d'ordre I, II et III dans un matériau polycristallin

l'état contraint, il est possible de calculer la dilatation linéaire normale à ce plan et d'en déduire la contrainte d'après les lois de l'élasticité ([TA04]).

Cette technique est la seule qui permet actuellement de mesurer les contraintes résiduelles dans la masse. Le déroulement de la détermination de la contrainte résiduelle par diffraction, est donné en figure 1.81.

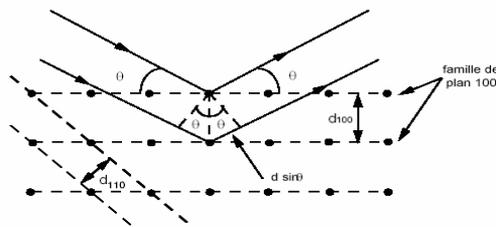
Le matériau objet de cette étude est un polycristal multiphasé. Les structures cristallographiques susceptibles d'être présentes sont les suivantes :

- cubique centrée C-C pour la martensite-revenue et la ferrite- $\delta$
- quadratique centrée Q-C pour la martensite-trempe.

La distance réticulaire  $d_{hkl}$  entre les plans cristallins repérés par leurs indices de Miller  $h$ ,  $k$  et  $l$ , dépendent des paramètres de maille (voir Fig. 1.82) de telle manière que :

Méthode et principe	Pénétration	Résolution	Precision	type
Trou incrémental (semi-destr.) : mesure des distorsions d'un trou dû à la relaxation des contraintes résiduelles	2xD du trou	50 $\mu$ m de profondeur	$\pm 50MPa$	I plan
Courbure (destr. ou non) : mesure de la courbure en surface dû aux contraintes résiduelles (pour les films)	0.1-0.5xEpai.	0.05xEpai.	$\pm 50MPa$	I plan
Diffraction des rayons X (non destr.) : mesure des déformations réticulaires en surface	< 50 $\mu$ m	1 $\mu$ m prof. et 1mm côtés	$\pm 20MPa$	I, II et III en surface
Diffraction des neutrons (non destr.) : mesure des déformations réticulaires en profondeur	200mm(Al) 25mm(Fe) 4mm(Ti)	500 $\mu$ m	$\pm 50.10^{-6}$ en déf.	I, II et III
Par ultrasons (non destr.) : changements dans la vitesse d'onde élastique	> 10cm	5 mm	10%	I, II et III
Par magnétisme (non destr.) : variation des domaines magnétiques	10 mm	1mm	10%	I, II et III

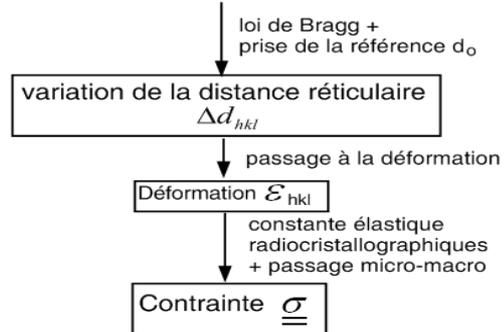
**TAB. 1.11:** Principales techniques de mesure des contraintes résiduelles, d'après [WB01a]



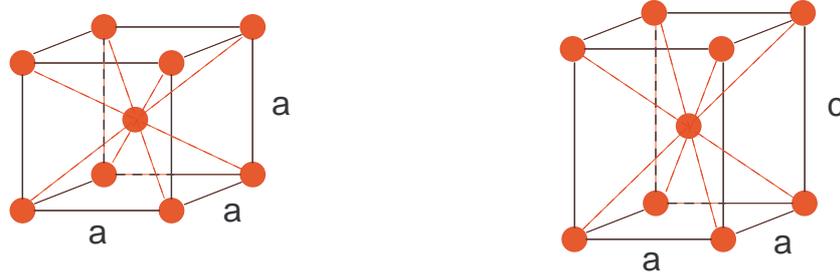
**FIG. 1.80:** Illustration de la loi de Bragg.  $d_{[hkl]}$  représente la distance réticulaire entre deux plans consécutifs  $[hkl]$ , et  $\theta$  l'angle d'incidence [Pen06]

$$d_{hkl} = \frac{1}{\sqrt{\frac{h^2+k^2}{a^2} + \frac{l^2}{c^2}}} \quad \text{pour une maille quadratique centrée} \quad (1.14)$$

diffraction des neutrons



**FIG. 1.81:** Différentes étapes pour la détermination des contraintes résiduelles



MAILLE CUBIQUE-CENTREE

MAILLE QUADRATIQUE-CENTREE

FIG. 1.82: Paramètres de maille des structures cristallographiques en présence

$$d_{hkl} = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad \text{pour une maille cubique centrée} \quad (1.15)$$

Ces plans peuvent diffracter si l'on a la condition suivante, appelé condition de Bragg :

$$2d_{hkl} \sin \theta = n\lambda \quad (1.16)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde du rayon incident,  $\theta$  l'angle d'incidence et  $n$  l'ordre de diffraction (voir figure 1.80). Les mesures de diffraction présentées dans ce mémoire ont été réalisées au Laboratoire Léon Brillouin du CEA de Saclay (DSM/DRECAM/LLB) avec V. Klosek, sur le montage expérimental G5.2 (voir photo 1.83). La longueur d'onde  $\lambda$  de neutrons froids (beaucoup moins énergétiques que les neutrons chauds) est d'environ  $2.6 \text{ \AA}$ . Le flux incident est de  $\phi = 1.510^8 n/(cm^2.s)$ , et pour les mesures faites dans le cadre de cette étude l'angle d'incidence a été fixé à  $90^\circ$  (voir Fig. 1.84).

Connaissant l'angle  $\theta$  de diffraction grâce à la position du pic mesuré, la loi de Bragg permet de calculer la distance réticulaire  $d_{hkl}$ , perpendiculairement à l'axe du vecteur de diffusion  $\vec{Q}$  (figure 1.84). Dans le cas d'un matériau polycristallin, seuls les grains ayant des plans  $hkl$  perpendiculaires au vecteur de diffusion diffractent (voir Fig. 1.85).

Connaissant les distances réticulaires à l'état contraint  $d_{hkl}$  et à l'état de référence non contraint  $d_{ohkl}$ , la dilatation linéaire normale aux plans  $hkl$  moyennée sur le volume considéré, est calculée avec la formule classique :

$$\varepsilon_{hkl} = \frac{d_{hkl} - d_{hkl_0}}{d_{hkl_0}} \quad (1.17)$$

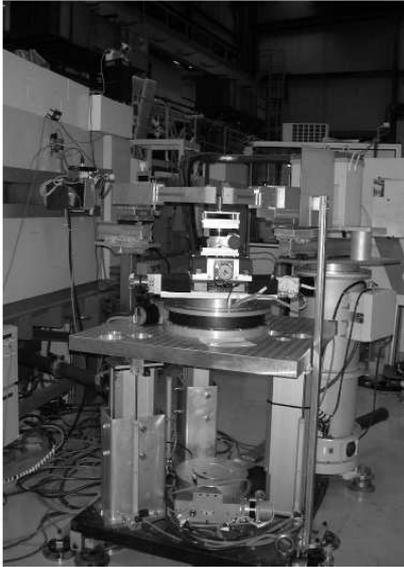


FIG. 1.83: Photo du montage G5.2, d'après [KMJC06]

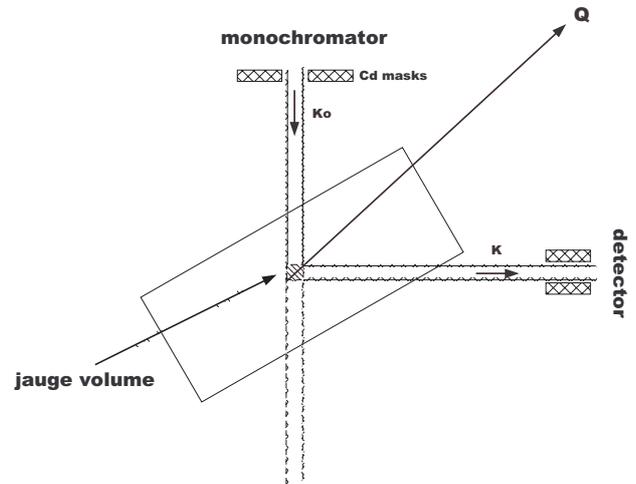


FIG. 1.84: Schéma du banc d'essai G5.2

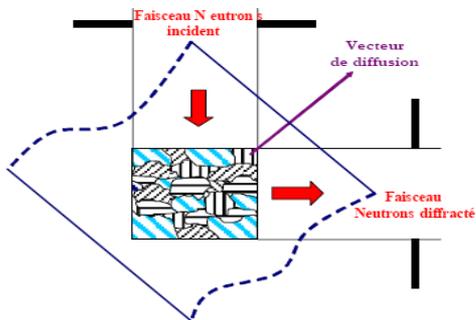


FIG. 1.85: Diffraction dans un matériau polycristallin : seuls les grains bien orientés diffractent [Dak06]

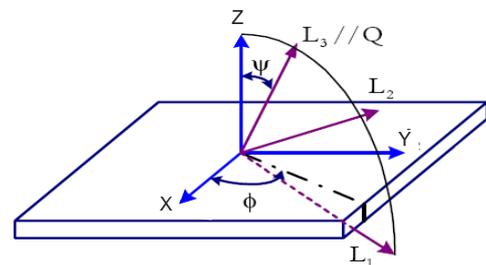


FIG. 1.86: Repère  $Oxyz$  lié à la pièce avec  $OL_1L_2L_3$  le repère de diffraction ( $L_2$  étant dans le plan de l'échantillon)

On peut également obtenir la déformation en différenciant la loi de Bragg :

$$\varepsilon_{hkl} = -\Delta\theta \cot g\theta_0 \quad (1.18)$$

où  $\theta_0$  et  $\Delta\theta$  représentent l'angle de diffraction à l'état non contraint et la variation d'angle induite par la contrainte. La déformation  $\varepsilon_{hkl}$  peut être donnée par rapport au repère de la pièce en coordonnées sphériques (voir Fig. 1.86) :

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\phi,\psi} = & \varepsilon_{XX} \cos^2 \phi \sin^2 \psi + \varepsilon_{YY} \sin^2 \phi \sin^2 \psi + \varepsilon_{ZZ} \cos^2 \psi + \varepsilon_{XY} \sin 2\phi \sin^2 \psi \\ & + \varepsilon_{XZ} \cos 2\phi \cos \psi + \varepsilon_{YZ} \sin \phi \sin 2\psi \end{aligned} \quad (1.19)$$

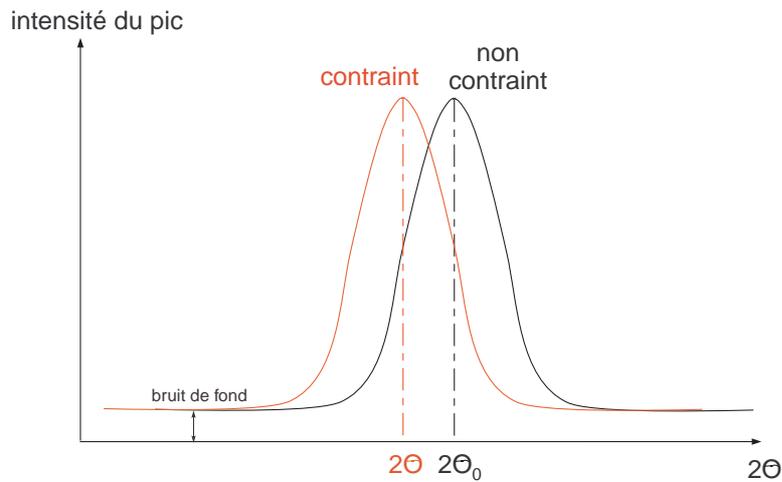


FIG. 1.87: Exemple schématique des pics de diffractions obtenus

Si on note  $\underline{\underline{\sigma}}_{ij}$  le tenseur des contraintes dans le repère de l'échantillon :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}_{\phi,\psi} = \underline{\underline{F}}_{ij} \underline{\underline{\sigma}}_{ij} \quad (1.20)$$

Grâce à la connaissance du tenseur  $\underline{\underline{\varepsilon}}_{\phi,\psi}$ , par calcul ou par mesure, on peut remonter au tenseur des contraintes résiduelles.  $\underline{\underline{\varepsilon}}_{ij}$  va dépendre à la fois du plan de diffraction  $hkl$ , du tenseur de complaisance du cristal en présence, des paramètres d'interaction entre grains, de la fonction  $f(g)$  de distribution des orientations et pour finir des angles  $\phi$  et  $\psi$  de diffraction ([Wel02]).

Si on suppose que l'on a un matériau non texturé (donc que  $f(g) = 0$ ) :

$$\begin{aligned}
F_{11} &= \frac{1}{2}S_2 \cos^2 \varphi \sin^2 \psi + S_1 \\
F_{22} &= \frac{1}{2}S_2 \sin^2 \varphi \sin^2 \psi + S_1 \\
F_{33} &= \frac{1}{2}S_2 \cos^2 \psi + S_1 \\
F_{12} &= \frac{1}{2}S_2 \sin 2\varphi \sin 2\psi \\
F_{31} &= \frac{1}{4}S_2 \cos \varphi \sin 2\psi \\
F_{23} &= \frac{1}{4}S_2 \sin \varphi \sin 2\psi
\end{aligned}
\tag{1.21}$$

où  $S_1$  et  $S_2$  sont des coefficients appelés constantes élastiques radiocristallographiques (ou CER) qui dépendent entre autres du tenseur de complaisance élastique du cristal  $S_{ijkl}$ , défini tel que :

$$\underline{\underline{\sigma}}_{ij} = S_{ijkl} \underline{\underline{\epsilon}}_{ij} \quad \text{avec} \quad S_{ijkl} = C_{ijkl}^{-1}
\tag{1.22}$$

Ce tenseur possède 81 composantes indépendantes ([Wel04]). La petite symétrie permet d'écrire que  $S_{ijkl} = S_{ijlk}$  et  $S_{ijkl} = S_{jikl}$ , ramenant le nombre de composantes à 36 ([LT99]). La grande symétrie ( $S_{ijkl} = S_{klij}$ ) permet quand à elle de le ramener à 21 composantes indépendantes. Dans le cas d'une structure cubique, ce tenseur symétrique peut être défini par trois composantes indépendantes et l'écriture matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix}
S_{11} & S_{12} & S_{12} & 0 & 0 & 0 \\
S_{12} & S_{11} & S_{12} & 0 & 0 & 0 \\
S_{12} & S_{12} & S_{11} & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44}
\end{pmatrix}
\tag{1.23}$$

Dans un matériau polycristallin, les interactions élastiques entre grains anisotropes et donc l'hétérogénéité de l'état de contraintes résiduelles induisent un élargissement du pic de diffraction. Si l'on suppose que cette interaction entre grains est isotrope, on aura un comportement macroscopique isotrope (matériau quasi-isotrope).

Les constantes  $S_1$  et  $S_2$  dépendent également du plan de diffraction considéré à corrélérer avec le tenseur de complaisance. L'expression de ces constantes dépend du modèle micro-macro choisi (modèle de Voigt, de Reuss, modèle auto-cohérent, etc. . .).

Par exemple, avec le modèle de Voigt, on aura pour un matériau quasi-isotrope :

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2}S_2 &= S_{11} - S_{12} - 3(S_{11} - S_{12} - 2S_{44})A(hkl) \\
S_1 &= S_{12} + (S_{11} - S_{12} - 2S_{44})A(hkl) \\
\text{avec } A(hkl) &= \frac{h^2k^2 + h^2l^2 + k^2l^2}{(h^2 + k^2 + l^2)}
\end{aligned} \tag{1.24}$$

Si l'on suppose qu'il y a isotropie cristalline, comme nous le considérerons faute de pouvoir mesurer les caractéristiques élastiques du cristal, on aura :

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2}S_2 &= \frac{1 + \nu}{E} \\
\text{et } S_1 &= -\frac{\nu}{E}
\end{aligned} \tag{1.25}$$

#### 2.6.4 Problèmes liés à la mesure des contraintes résiduelles par diffraction dans les soudures

En plus des problèmes liés à aux matériaux polycristallins, la mesure des contraintes résiduelles dans une soudure pose un certain nombre de problèmes spécifiques :

- *La texture.* La présence d'une texture initiale, issue par exemple d'un laminage, entraîne une variation de l'intensité du pic de diffraction suivant la position du vecteur de diffusion, par rapport à la direction préférentielle des grains. La seule solution à ce problème est de trouver une direction de diffraction où le pic est suffisamment intense pour être analysé. L'anisotropie peut également être le résultat du procédé de soudage, soit lors de la solidification (voir Fig. 1.88 et la partie sur la solidification dans le chapitre II), soit lors de changements de phases par diffusion.
- *Les variations de composition.* Les très fortes températures atteintes localement lors du soudage, entraînent une décarburation et de la diffusion (chrome, carbone, ...) vers la zone fondue (voir Fig. 1.89), dans une zone plus ou moins étendue suivant les paramètres de soudage ce qui crée des variations de compositions qui peuvent être importantes au voisinage du cordon de soudage. Ces gradients de composition peuvent résulter également d'une variation de composition initiale entre le métal de base et le métal d'apport.

Une variation de la composition chimique changeant a priori les paramètres de maille (voir Fig. 1.90), l'évolution spatiale des paramètres de maille, et donc de la position du pic de diffraction à l'état non contraint, pose le problème du choix de la position de référence en  $2\theta$ . Ce problème de variation de composition dans les jonctions soudées a été étudié par exemple dans [PSH<sup>+</sup>06] [HSC<sup>+</sup>06] [CRH<sup>+</sup>04] [JWH<sup>+</sup>06]. Ces auteurs préconisent une mesure systématique des paramètres de maille en chaque point de mesure réalisé, en prélevant des échantillons dans la même soudure ou une soudure identique servant uniquement à prendre ces références.

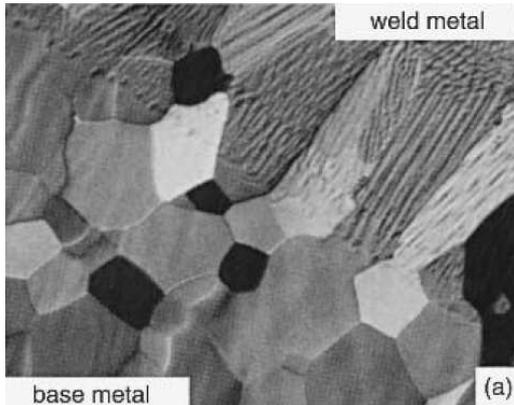


FIG. 1.88: Anisotropie induite par la solidification de la zone fondue sur un alliage d'aluminium (*photo AWS*)

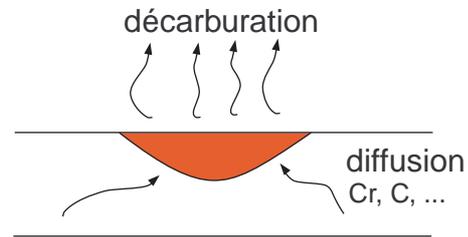


FIG. 1.89: Phénomènes de décarburation et diffusion intervenant lors d'une opération de soudage

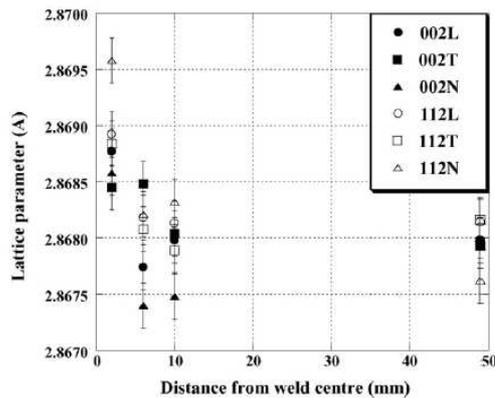


FIG. 1.90: Mesure des paramètres de maille de référence en fonction de la position par rapport au centre de la soudure, d'après [HSC<sup>+</sup>06]

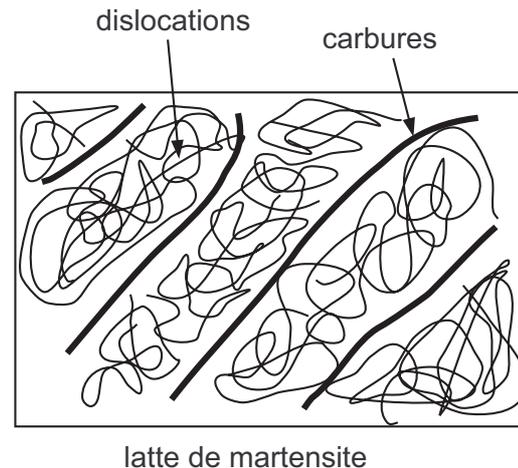


FIG. 1.91: Morphologie de la martensite en lattes

– *Microplasticité et effets intergranulaires.* Les effets intergranulaires sont dûs principalement aux interactions qui peuvent apparaître entre les grains, comme cela a été vu précédemment. On peut voir également apparaître des interactions à l'intérieur même des grains, par exemple dans le cas de la martensite en lattes (voir figure 1.91). Comme pour les interactions élastiques entre les grains, ces interactions entraînent une hétérogénéité à l'échelle microscopique des contraintes, et donc un étalement du pic de diffraction.

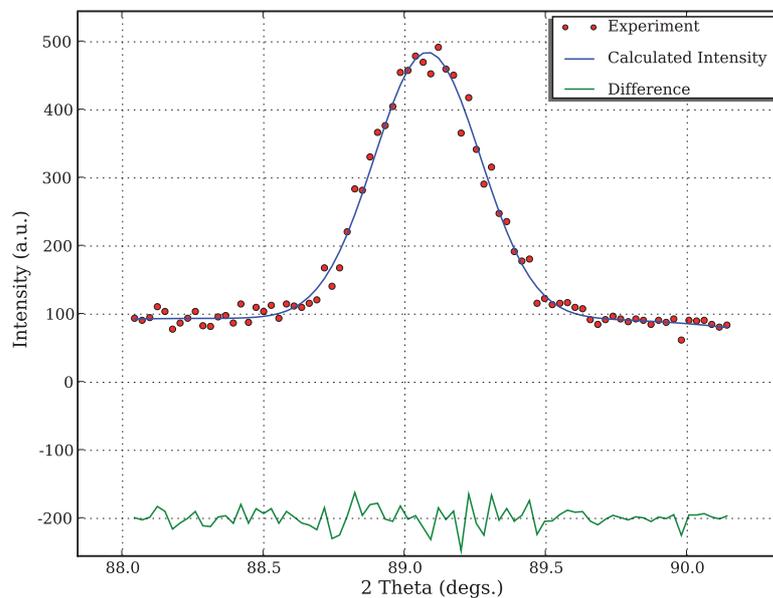
### 2.6.5 Mesure des références $2\theta_0$

**En phase métal de base** Les références ont été prises en bout de disque soudé, supposant que cette zone n'est pas métallurgiquement affectée par l'essai de soudage, et qu'elle reste libre de toutes contraintes induites par le procédé. Une mesure dans chacune des directions a été réalisée, afin de savoir si l'on a une texture initiale issue des différents processus de mise en forme de la tôle. Ces valeurs sont présentées dans le tableau 1.12.

La mesure de l'angle  $2\theta$  d'après le pic d'intensité est effectué par analyse inverse, en utilisant un logiciel réalisé par V. Klosek. La fonction utilisée pour modéliser le pic est une gaussienne de la forme :

$$I(2\theta) = I_{\max} \exp \left( -\log 2 \cdot \left( \frac{2\theta - 2\theta_{peak}}{L_{1/2}} \right)^2 \right) + noise \quad (1.26)$$

avec  $L_{1/2}$  la largeur du pic à mi-hauteur. Le résultat d'un lissage est donné figure 1.92. En phase métal de base (maille cubique) et pour un angle d'incidence de  $90^\circ$ , ce sont les plans de la famille [110] qui diffractent.



**FIG. 1.92:** Exemple de fittage sur un pic de diffraction afin d'obtenir l'angle  $2\theta$

	$\vec{e}_r$	$\vec{e}_z$	$\vec{e}_{theta}$
$2\theta_0$	89.13°	89.12°	89.15°

TAB. 1.12:  $2\theta_0$  de référence

Une légère variation d'angle de référence est observé dans la direction  $\vec{e}_\theta$ . La position de prélèvement des disques dans la tôle est présenté figure 1.93. Le laminage entraînant généralement une texture anisotrope transverse, il n'est donc pas étonnant que l'on ai une différence d'angle de référence dans la direction  $\vec{e}_\theta$ , traduisant ainsi la présence de contraintes résiduelles malgré le traitement thermique avant livraison.

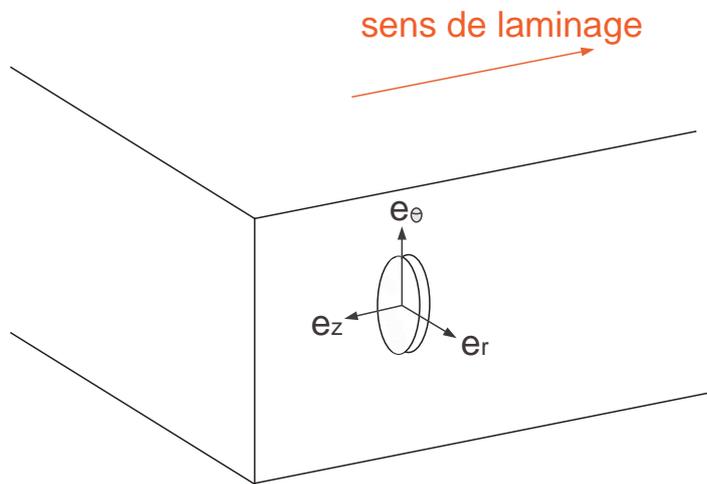


FIG. 1.93: Position de prélèvement du disque sur la tôle

**En phase martensitique** La référence pour la martensite trempée a été prise sur un échantillon de dilatation austénitisé à 1000°C pendant 10 minutes puis refroidi lentement (pour essayer de rester le plus homogène en température dans l'échantillon). Nous avons utilisé pour cela la machine ATG du LMT-Cachan, en effectuant balayage d'argon pendant le traitement thermique pour éviter toute oxydation. Le pic en phase martensitique est plus large et moins intense qu'en phase ferritique (voir figure 1.94).

Pour la maille quadratique centrée, deux familles de plans diffractent : [101] (bas angle) et [110] (grand angle). Le signal enregistré est donc la superposition de deux pics de diffraction. Le pic de la famille [101] est plus intense (multiplicité de 8) que le pic de la famille [110] (multiplicité de quatre). D'après la formule de Kurdjumov, les paramètres

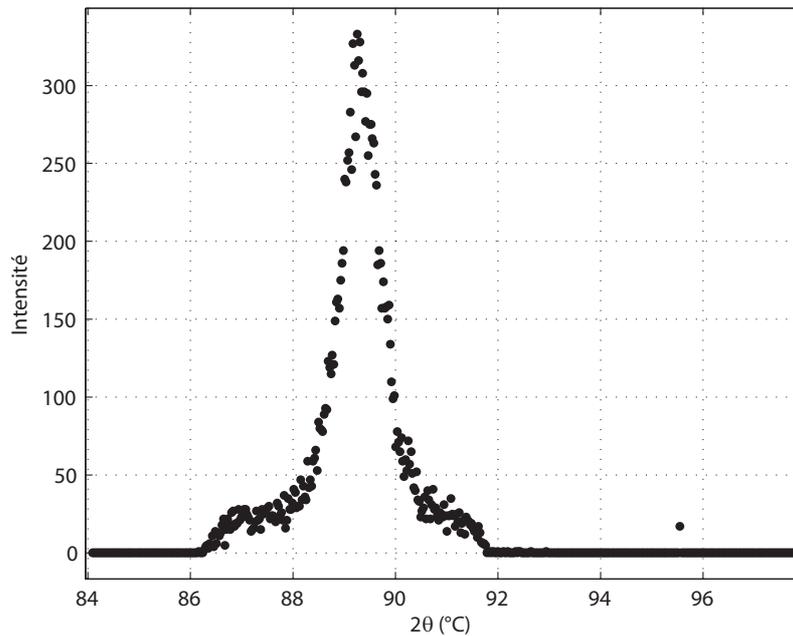


FIG. 1.94: Pic de diffraction mesuré pour la référence en phase martensitique trempée

de maille  $a$  et  $c$  théoriques de la maille quadratique dépend du paramètre de maille  $a_0$  de la ferrite et de la concentration en carbone :

$$a = a_0 - 0.013[C](wt\%) \quad \text{et} \quad c = a_0 + 0.116[C](wt\%) \quad (1.27)$$

On peut donc comparer les pics de diffraction théoriques de la ferrite et de la martensite trempée, en supposant que la position du pic en  $[101]$  est identique pour les deux phases (voir figure 1.95).

Les angles de référence obtenus sont  $2\theta_{0[101]} = 89.17^\circ$  et  $2\theta_{0[110]} = 89.52^\circ$ . Pour la détermination des contraintes résiduelles, nous travaillons uniquement sur le décalage du pic  $[101]$ . A cause des problèmes de variation de composition énoncés précédemment, ces valeurs de référence ne sont pas forcément représentatives de l'ensemble des zones de la ZAT.

### 2.6.6 Résultats en phase ferritique

Hormis au centre du disque, nous avons effectué des mesures de diffraction dans les trois directions du repère local du disque :  $\vec{e}_r$ ,  $\vec{e}_\theta$  et  $\vec{e}_z$ . Une fois la déformation résiduelle calculée à l'aide de l'angle de référence, on en déduit les contraintes d'après la loi de Hooke isotrope, qui dans le cas axisymétrique s'écrit :

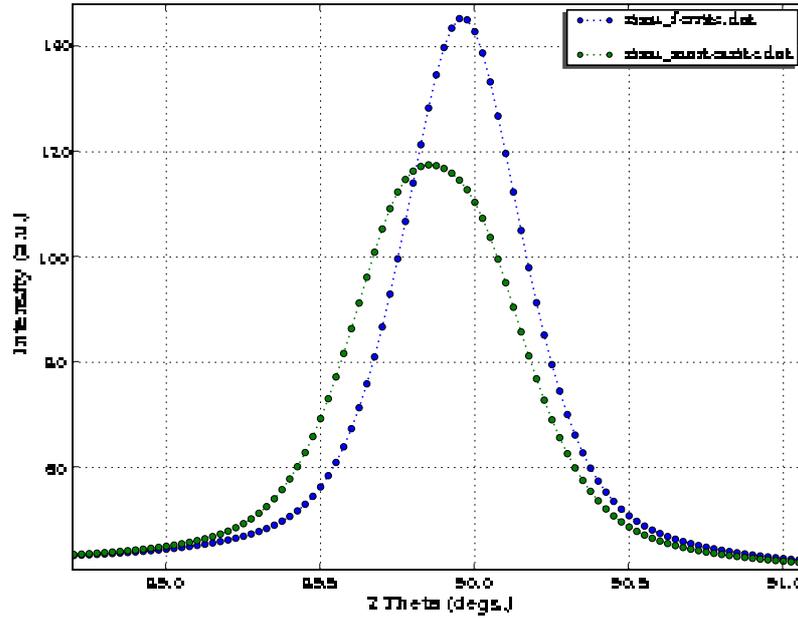


FIG. 1.95: Comparaison théorique des pics de diffraction en phase ferritique et martensitique trempée

$$\begin{cases} \sigma_{rr} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} (\nu (\epsilon_{zz} + \epsilon_{\theta\theta}) + (1-\nu) \epsilon_{rr}) \\ \sigma_{zz} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} (\nu (\epsilon_{rr} + \epsilon_{\theta\theta}) + (1-\nu) \epsilon_{zz}) \\ \sigma_{\theta\theta} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} (\nu (\epsilon_{rr} + \epsilon_{zz}) + (1-\nu) \epsilon_{\theta\theta}) \end{cases} \quad (1.28)$$

D'après les simulations numériques et les micrographies, on estime la transition entre la ZAT et le métal de base à mi-épaisseur de disque en des 6mm. Pour les trois directions, les contraintes maximales sont atteintes au voisinage de la ZAT, ce qui est un résultat attendu.

### 2.6.7 Résultats en phase martensitique trempée

La détermination des contraintes en utilisant la référence déterminée plus haut pour la phase martensite brute de trempé, donne des résultats incohérents. La mesure des contraintes résiduelles en profondeur se limitera donc au métal de base.

## 2.7 Mesure de contraintes résiduelles en surface par rayons X

Le principe théorique de la diffraction des rayons X est le même que celui pour les neutrons. La différence entre ces deux techniques vient principalement du fait qu'en diffraction des rayons X, il n'est possible de mesurer des contraintes résiduelles qu'en surface

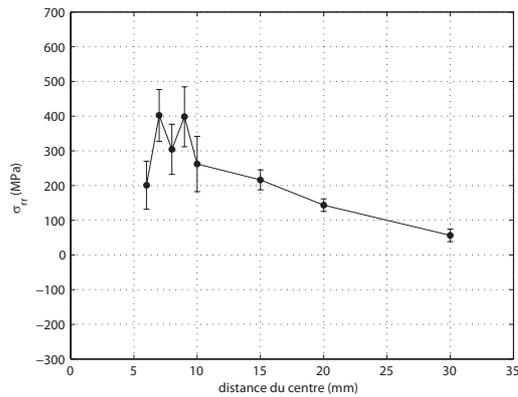


FIG. 1.96: Contrainte  $\sigma_{rr}$  mesurée à mi-épaisseur du disque

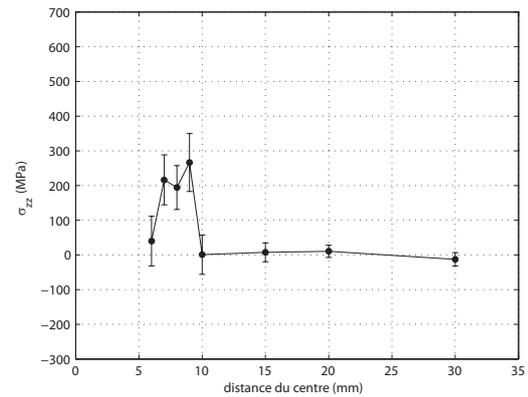


FIG. 1.97: Contrainte  $\sigma_{zz}$  mesurée à mi-épaisseur du disque

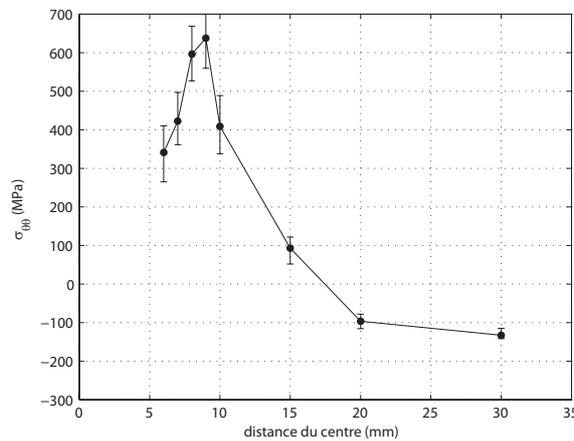


FIG. 1.98: Contrainte  $\sigma_{\theta\theta}$  mesurée à mi-épaisseur du disque

sur une très faible épaisseur (quelques micromètres).

Les mesures de contraintes résiduelles par diffraction des rayons X présentées dans ce travail ont été réalisées à l'ENSAM d'Angers avec C. Fischer. La source de rayons X utilisée est une source au molybdène, qui présente deux raies caractéristiques utiles. Ces deux raies, respectivement appelées  $K_{\alpha_1}$  et  $K_{\alpha_2}$ , ont des longueurs d'ondes très proches ( $\lambda_{K_{\alpha_1}} = 0.709 \text{ \AA}$  et  $\lambda_{K_{\alpha_2}} = 0.714 \text{ \AA}$ ).

Afin d'éviter d'être confronté à un problème de taille de grain se traduisant par des changements de morphologie des pics, nous faisons osciller la direction de mesure (le vecteur de diffusion) autour de sa valeur nominale de  $\pm 6^\circ$ , afin d'augmenter le nombre de grains diffractants.

Le gros avantage des rayons X est le temps de mesure très court (environ une minute par direction), qui permet de faire un grand nombre de mesures. Cela permet d'utiliser la stratégie  $\sin^2(\psi)$  pour mesurer les contraintes résiduelles.

### 2.7.1 Principe de la méthode $\sin^2(\psi)$

En supposant un état de contrainte biaxial toujours dans le repère 1.86 ( $\sigma_{YZ} = 0$ ,  $\sigma_{XZ} = 0$  et  $\sigma_{ZZ} = 0$ ), la déformation suivant la direction de mesure s'exprimera :

$$\varepsilon_{\phi,\psi} = \varepsilon_{XX} \cos^2 \phi \sin^2 \psi + \varepsilon_{YY} \sin^2 \phi \sin^2 \psi + \varepsilon_{XY} \sin 2\phi \sin^2 \psi \quad (1.29)$$

soit :

$$\varepsilon_{\phi,\psi} = \frac{1+\nu}{E} (\sigma_{XX} \cos^2 \phi + \sigma_{YY} \sin^2 \phi + \sigma_{XY} \sin 2\phi) \sin^2 \psi - \frac{\nu}{E} (\sigma_{12} + \sigma_{22}) \quad (1.30)$$

Si on pose  $\sigma_\phi$  la contrainte dans la direction  $L_1$  (projection de  $\vec{Q}$  suivant  $L_1$ ), on a :

$$\varepsilon_{\phi,\psi} = \frac{1+\nu}{E} \sigma_\phi \sin^2 \psi - \frac{\nu}{E} tr(\underline{\underline{\sigma}}) \quad (1.31)$$

Dans un plan  $\varepsilon_{\phi,\psi}$  vs.  $\sin^2 \psi$ , la relation 1.31 est représentée par une droite, dont la pente est égale à la contrainte  $\sigma_\phi$ .

Le principe de la méthode dite des  $\sin^2 \psi$ , consiste à mesurer la pente de la droite formée par les points de mesure dans un graphe  $2\theta$  vs.  $\sin^2 \psi$ . La connaissance du tenseur complet (trois composantes), nécessite donc 3 mesures avec différentes valeurs de  $\phi$ . Le gros avantage de cette technique est de ne pas avoir à mesurer un  $2\theta_0$  (état non contraint) pour mesurer des contraintes résiduelles, et de s'affranchir de tout problème lié à la phase en présence.

### 2.7.2 Résultats

Nous avons effectué des mesures de contraintes résiduelles en face endroit (nord) et envers (sud) du disque. Le diffractomètre X est de la marque "Set-X", asservie en angle  $\phi$ . Le traitement des pics ainsi que le calcul des contraintes sont effectués automatiquement par un logiciel dédié.

Les résultats sont donnés pour les directions  $\vec{e}_{rr}$  et  $\vec{e}_{\theta\theta}$ , en face Nord (Fig. 1.100 et 1.101) et Sud (Fig. 1.102 et 1.103).

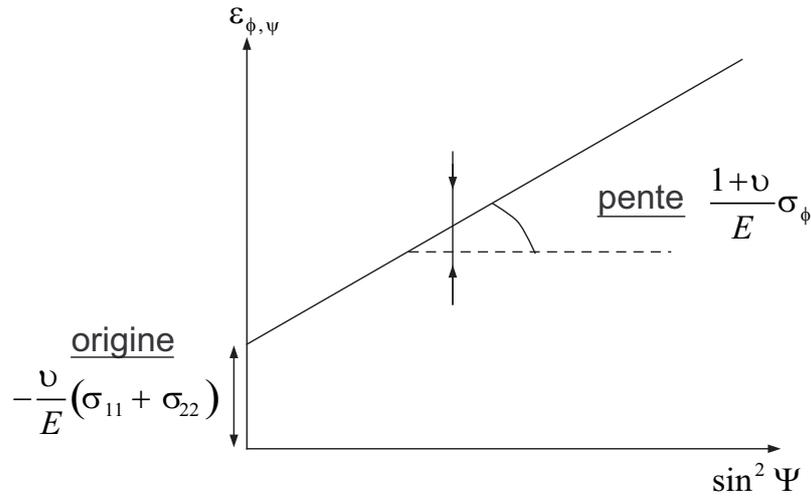


FIG. 1.99: Graphe  $\sin^2 \psi$

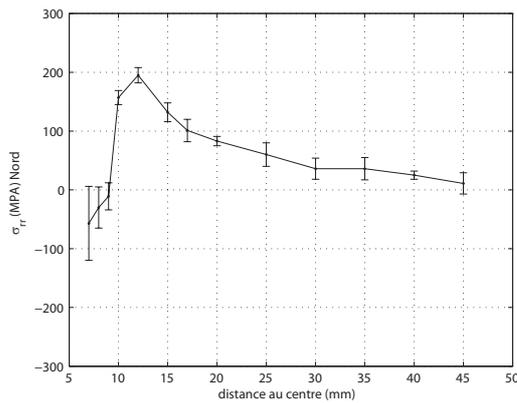


FIG. 1.100: Contraintes résiduelles  $\sigma_{rr}$  en face Nord

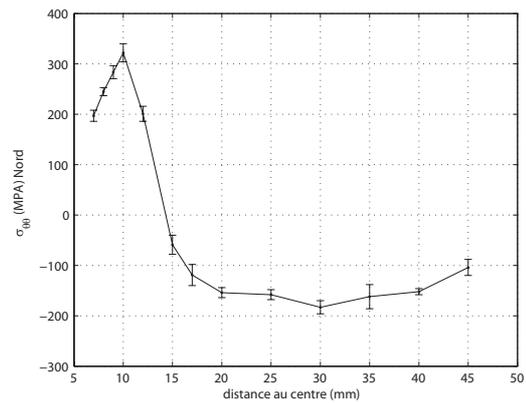
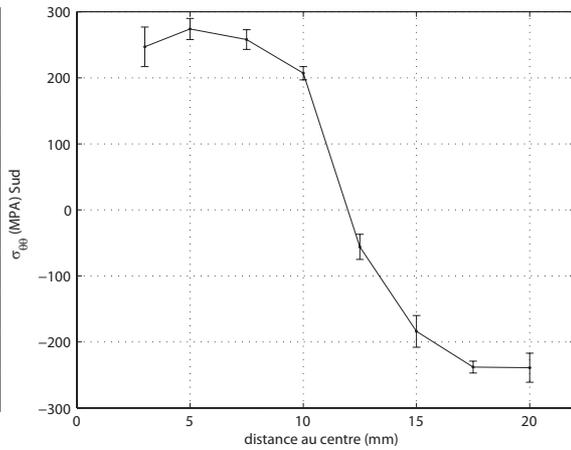
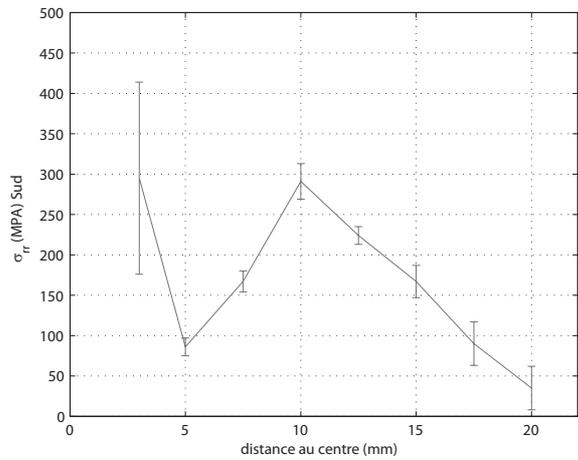


FIG. 1.101: Contraintes résiduelles  $\sigma_{\theta\theta}$  en face Nord

### 3 L'essai DISK-CYCLE

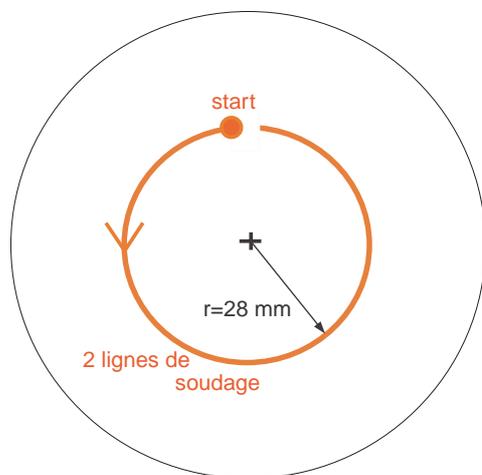
L'essai DISK-CYCLE a été réalisé sur un disque de géométrie identique à celui utilisé pour l'essai DISK-SPOT. Cet essai consiste à réaliser deux lignes de soudage circouférentielles superposées sans métal d'apport (voir Fig. 1.104), chaque soudage étant suivi d'un refroidissement à l'ambiante. Cet essai peut donc constituer un premier essai de validation de la simulation d'une opération de soudage multipasse.

L'énergie d'apport est plus faible pour la seconde passe afin d'avoir une ZAT plus petite (voir Fig. 1.105) et donc de mettre en évidence une éventuelle influence du revenu de la martensite. Ce phénomène de revenu correspond au fait qu'une partie de la ZAT lors

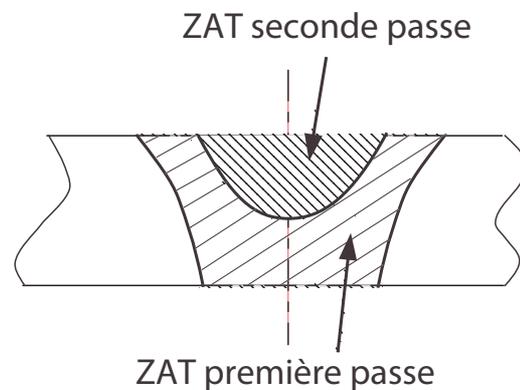


**FIG. 1.102:** Contraintes résiduelles  $\sigma_{rr}$  en face Sud **FIG. 1.103:** Contraintes résiduelles  $\sigma_{\theta\theta}$  en face Sud

du deuxième chauffage subit un chargement thermique insuffisant pour austénitiser le matériau mais suffisant pour transformer la structure de la martensite issue de la première passe.



**FIG. 1.104:** Principe de l'essai DISK-CYCLE



**FIG. 1.105:** Profils des ZAT recherchées

### 3.1 Paramètres de soudage, instrumentation et essais effectués

Nous avons effectué deux essais dans les mêmes conditions de soudage. Un des essais a été utilisé pour les macrographies et mesures de dureté, l'autre ayant été conservé pour d'éventuelles mesures de contraintes résiduelles par diffraction de neutrons dans le futur.



**FIG. 1.106:** Photo de l'essai DISK-CYCLE en fin d'essai

L'ensemble des essais a été fait avec la torche de 12mm. La référence des essais ainsi que les paramètres de soudage sont donnés dans le tableau 1.13.

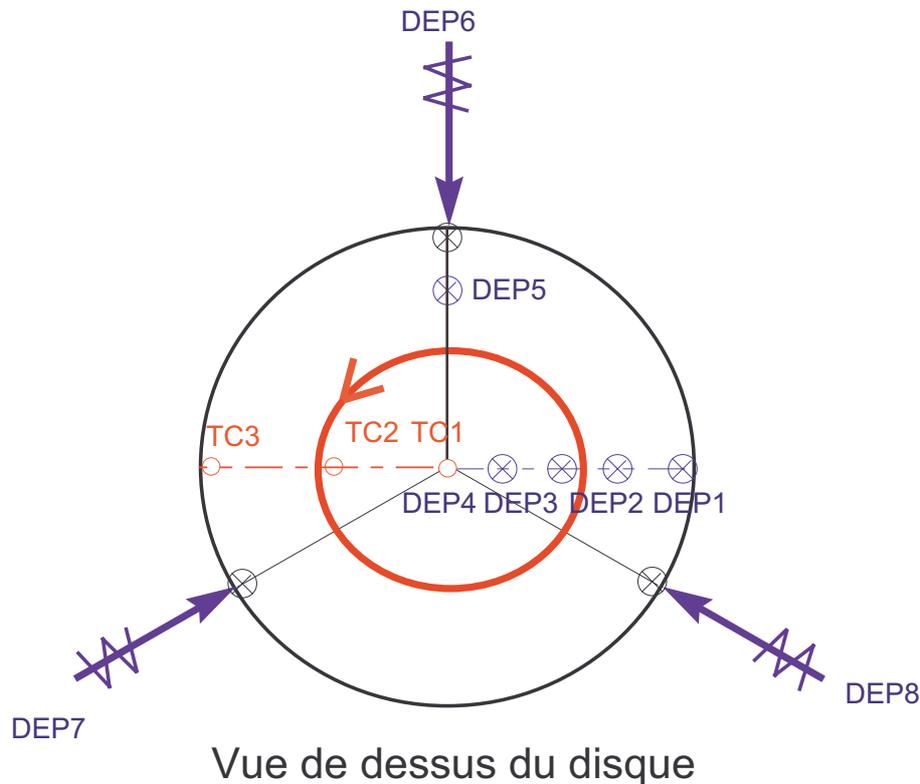
référence	première passe			seconde passe		
	$U_1$ (V)	$I_1$ (A)	$V_1$ (mm/min)	$U_2$ (V)	$I_2$ (A)	$V_2$ (m/s)
DC1	10	100	50	10	100	100
DC2	idem	idem	idem	idem	idem	idem

**TAB. 1.13:** Paramètres de soudage pour l'essai DISK-CYCLE

Pour ce qui est de l'instrumentation en déplacements, les capteurs ont été disposés comme pour l'essai DISK-SPOT (figure 1.25). Pour les capteurs de température, seul l'essai DC1 a été instrumenté avec les capteurs TC1, TC2 et TC3 en face envers. Le problème n'étant plus axisymétrique, la disposition des capteurs dans le plan est importante (voir Fig. 1.107).

### 3.2 Résultats de l'essai

Seules les évolutions de température et la métallurgie sont susceptibles d'être exploitées dans le cadre de cette étude, compte tenu de la durée de la simulation thermo-métallurgico-mécanique complète d'un tel essai.



**FIG. 1.107:** Position des thermocouples (en face envers) et des capteurs de déplacement pour l'essai DISK-CYCLE

### 3.2.1 Thermique

Les résultats de mesure de température sont présentés pour la première passe (figure 1.108) et la seconde (figure 1.109). On observe un léger parasitage des mesures lors du passage de l'arc au dessus des thermocouples.

Etant donné que la vitesse augmente pour la deuxième passe, l'apport calorifique est moins important et donc les températures maximales atteintes plus faibles. Le deuxième pic de température que l'on observe sur la mesure de TC2 et TC3, après l'arrêt de l'arc de soudage, correspond à la diffusion de l'énergie dissipée dans le disque lors du passage de la torche de l'autre côté de la ligne des thermocouples.

### 3.2.2 Métallurgie et micro-dureté

Le disque a été coupé suivant la ligne des thermocouple et capteurs de déplacement (voir figure 1.107). La macrographie du côté gauche (côté 1) et du côté droit (côté 2) du demi disque sont présentées respectivement figure 1.110 et 1.111.

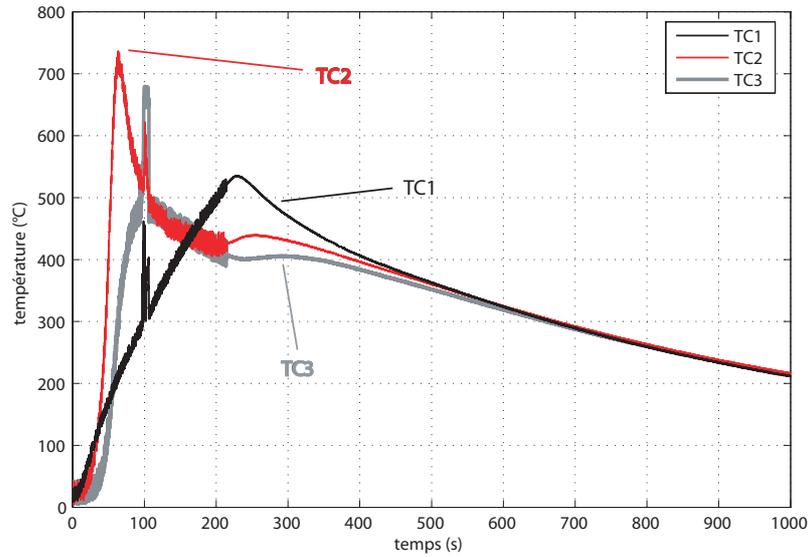


FIG. 1.108: Températures mesurées pour la première passe

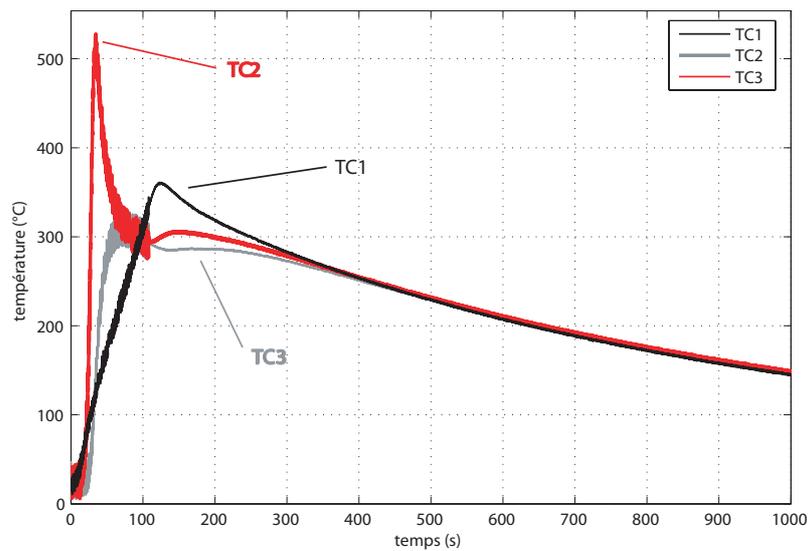
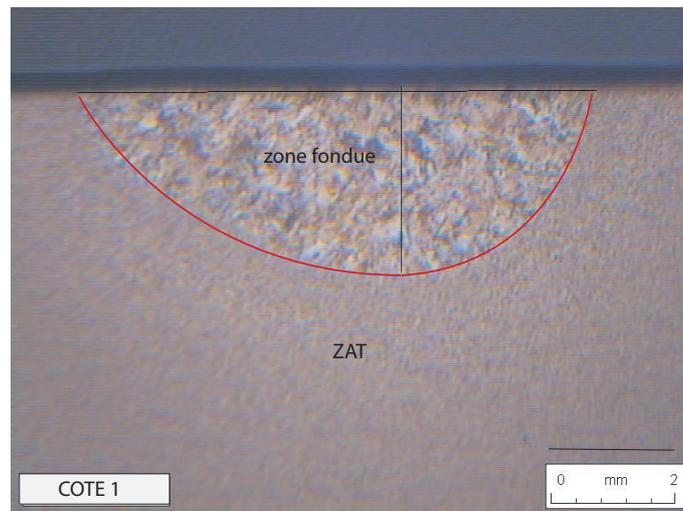


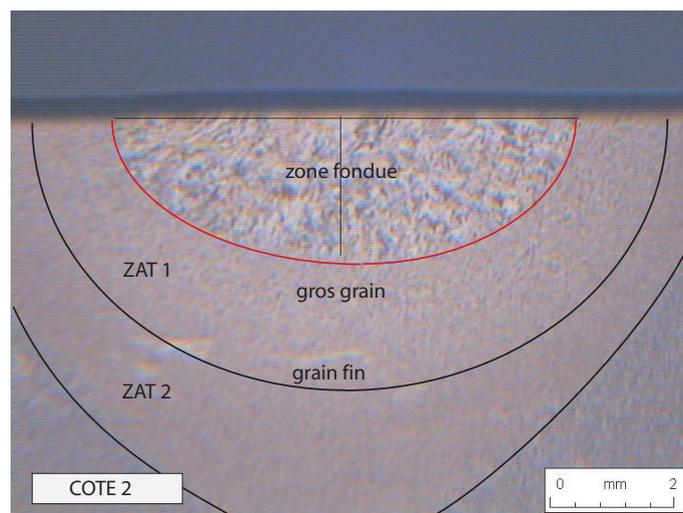
FIG. 1.109: Températures mesurées pour la seconde passe

L'observation de la macrographie côté 2, montre la présence de deux ZAT superposées, la plus grande (ZAT 1+ZAT 2) étant celle créée lors de la première passe, et la seconde (ZAT 1), plus petite, lors de la seconde passe. Au vu de ces macrographies, il semblerait que l'on ait une ZAT débouchante du côté 1, et non débouchante du côté 2.

Des macrographies dans le sens horizontal à mi-épaisseur de zone fondue ont également



**FIG. 1.110:** Macrographie côté 1, pour l'essai DISK-CYCLE



**FIG. 1.111:** Macrographie côté 2, pour l'essai DISK-CYCLE

été réalisées des deux côtés du disque (voir figures 1.112 et 1.113). Ces filiations de dureté confirment la présence de deux ZAT superposées. Ce qui est très intéressant, est la présence d'une baisse de dureté dans la ZAT 2 dans la zone jouxtant la ZAT 1. Lors de la seconde passe, la zone affectée thermiquement étant la ZAT 1, cela justifie que cette baisse de dureté est due au revenu de la martensite, justifiant ainsi une étude plus approfondie de ce phénomène.

Les mesures de dureté suivant la profondeur dans l'axe des zones fondues (voir Fig. 1.114) tendent à confirmer la présence d'une ZAT débouchante seulement du côté 1, comme les

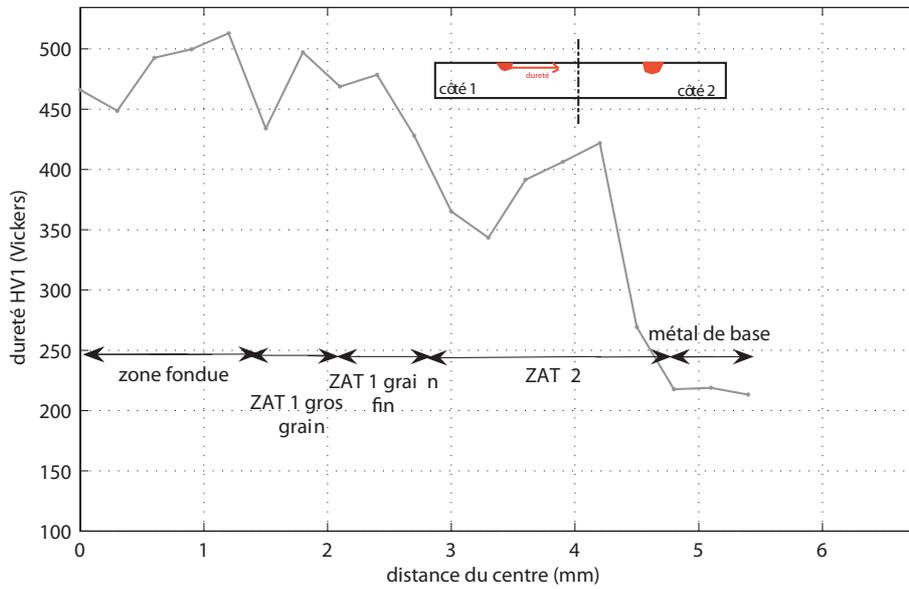


FIG. 1.112: Mesure de dureté côté 1 suivant le rayon à mi-épaisseur de la zone fondue, pour l'essai DISK-CYCLE

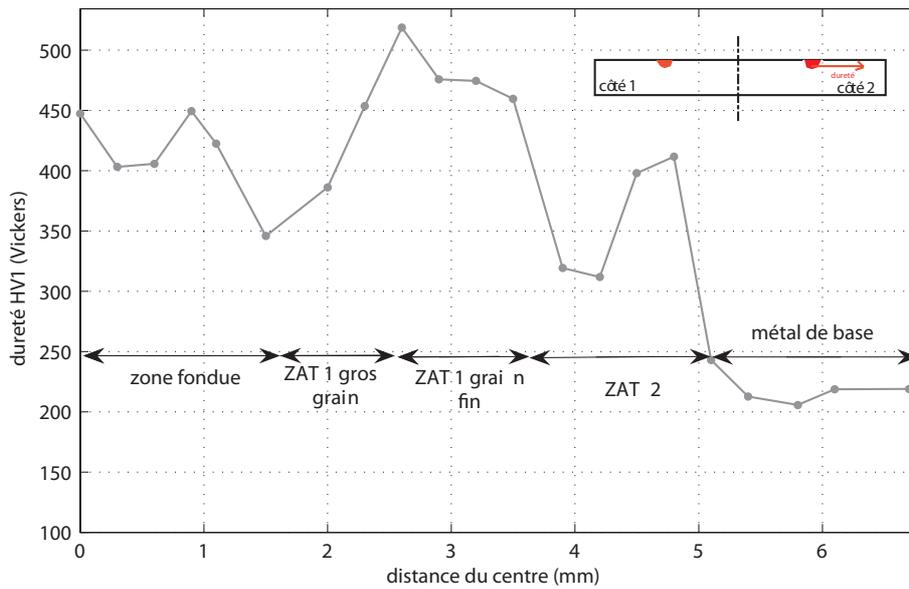
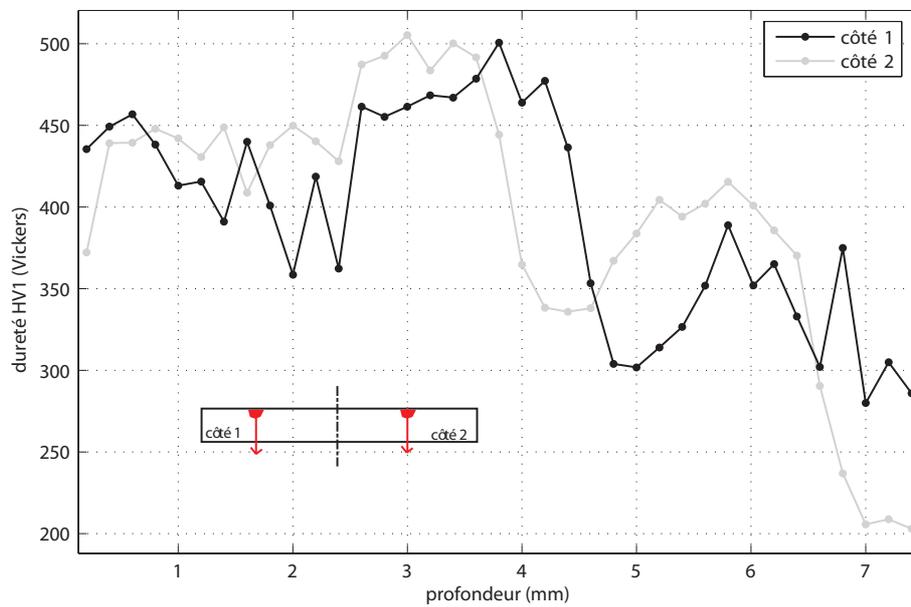


FIG. 1.113: Mesure de dureté côté 2 suivant le rayon à mi-épaisseur de la zone fondue, pour l'essai DISK-CYCLE

macrographies le laissent supposer.



**FIG. 1.114:** Mesures de dureté suivant l'épaisseur dans l'axe des zones fondues, pour l'essai DISK-CYCLE

## Chapitre 2

# Comportement thermo-métallurgique du matériau lors d'une opération de soudage

*Ce chapitre est dédié au comportement thermo-métallurgique du matériau objet de cette étude et particulièrement aux différentes transformations métallurgiques mises en jeu lors d'une opération de soudage.*

*Deux modèles sont développés et identifiés pour modéliser la transformation austénitique au chauffage. Un modèle de croissance du grain austénitique est également identifié ainsi qu'un modèle classique de transformation martensitique.*

*L'implantation numérique de ces modèles dans le logiciel de calcul par éléments finis Cast3M est également décrite et illustrée par quelques exemples simples.*

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Le matériau X10CrMoVNb9-1 . . . . .</b>	<b>75</b>
1.1	Elaboration . . . . .	75
1.2	Composition chimique . . . . .	77
1.3	Effet des éléments d'addition . . . . .	77
1.4	Effet du revenu . . . . .	82
<b>2</b>	<b>Les chargements thermiques représentatifs lors d'une opération de sou-</b>	
	<b>dage . . . . .</b>	<b>84</b>
2.1	Les solutions analytiques de type Rosenthal . . . . .	85
2.2	Résultats issus des premières simulations de l'essai DISK-SPOT . . . . .	88
<b>3</b>	<b>La métallurgie du soudage de l'acier T91 . . . . .</b>	<b>88</b>
3.1	Physionomie de la Zone Affectée Thermiquement (ZAT) . . . . .	88
3.2	Propriétés mécaniques de la ZAT . . . . .	90
<b>4</b>	<b>Modélisation des transformations de phase . . . . .</b>	<b>93</b>

4.1	Différentes approches pour les transformations à l'état solide . . . .	93
4.2	La transformation austénitique . . . . .	99
4.3	La solidification et la ferrite- $\delta$ . . . . .	116
4.4	La transformation martensitique . . . . .	122
<b>5</b>	<b>Implantation numérique des modèles . . . . .</b>	<b>125</b>
5.1	La transformation austénitique . . . . .	125
5.2	La transformation liquide-solide et martensitique . . . . .	126
5.3	Simulation de chargements complexes . . . . .	127
<b>6</b>	<b>Etude de la croissance de grain austénitique . . . . .</b>	<b>129</b>
6.1	Modèles de croissance de grain . . . . .	130
6.2	Influence de la taille de grain sur les propriétés mécaniques . . . .	133
6.3	Etude expérimentale de la croissance de grain austénitique . . . .	134

---

# 1 Le matériau X10CrMoVNb9-1

## 1.1 Elaboration

C'est à la demande de l'industrie nucléaire, préconisant des valeurs moyennes de la température moyenne et de la pression de plus en plus élevées que le développement d'aciers à haute résistance au fluage commença dans les années 70. Les aciers ferritiques furent préférés aux aciers austénitiques du fait de leur faible coefficient de dilatation et leur grande résistance aux chocs thermiques ([TAB<sup>+</sup>04]). L'acier X10CrMoVNb9-1 plus connu en France sous l'appellation P91/T91, est utilisé pour un grand nombre d'applications industrielles comme le nucléaire, l'industrie pétrolière, l'industrie des tubes de forte épaisseur.

L'acier T91 fait partie de la classe des alliages dit inoxydables. Les premiers aciers inoxydables furent élaborés en 1821 par Berthier en introduisant le chrome comme élément d'addition. La première fabrication industrielle d'aciers inoxydables fut mise en place par Goldschmidt en 1897. Ce n'est qu'à partir de 1904 que ces alliages à bas taux de carbone alliés au chrome furent fabriqués industriellement en France.

L'acier T91 est une variante de l'acier T9/P9 (ou encore 9Cr-1Mo) avec des ajouts contrôlés de niobium, azote et vanadium permettant d'améliorer les propriétés mécaniques à basse et haute température ainsi que la résistance au fluage ([Bra91]).

Il a été également démontré que l'ajout de vanadium et de niobium permet d'augmenter la soudabilité. On note par ailleurs que l'ajout de tungstène améliore également certaines propriétés dont la résistance à haute température ([HLP01] [ABCL98]).

La tôle dont est issu le matériau de cette étude a été fabriquée par la société *Industeel* (Groupe *Arcelor*). Cette coulée est référencée 13330. L'acier a été élaboré au four électrique classique (métallurgie secondaire). La mise à la composition finale a été réalisée au stand d'affinage en poche chauffante. Un dégazage final du métal a été réalisé par procédé RH sous vide. Un lingot de 81.5t a finalement obtenu été par coulage en source (épaisseur de 1310mm).

Après la coulée, le lingot a subi plusieurs laminages à chaud :

- laminage d'ébauche jusqu'à l'épaisseur 400mm : le lingot a été préchauffé à 1300°C, et a subi tout d'abord un préécrasage/égalisation sous presse jusqu'à une épaisseur de 700mm, puis un laminage unidirectionnel jusqu'à l'épaisseur 400mm. Le lingot obtenu est ensuite refroidi lentement au fraisil.
- laminage de finition jusqu'à l'épaisseur 140mm : après pré-chauffage à 1250°C, le lingot a subi un laminage unidirectionnel jusqu'à une épaisseur de 140mm. La tôle obtenue a comme précédemment été refroidie lentement au fraisil.

Avant livraison, la tôle a subi un traitement thermique d'austénitisation à 1071°C pendant

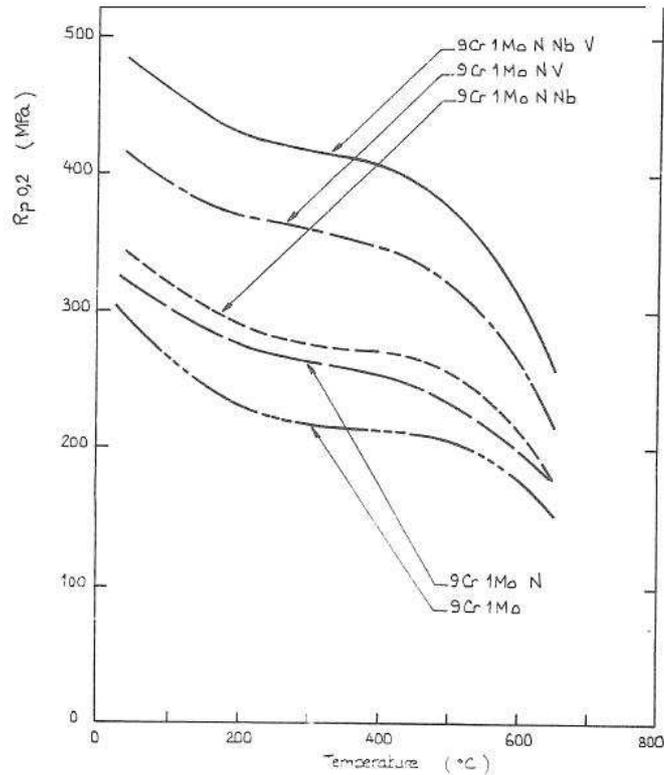


FIG. 2.1: Variation de la limite d'élasticité conventionnelle à 0.2% en fonction de la température [Bra91]

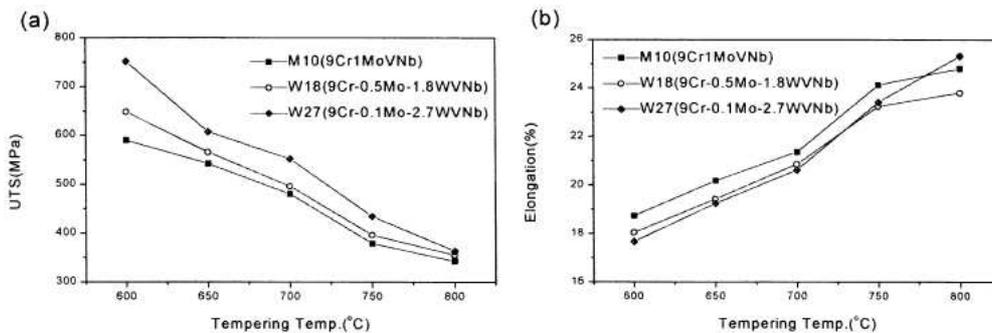


FIG. 2.2: Propriétés à haute température (a) contrainte à rupture (b) élongation [HLP01]

4h, suivi d'une trempe à l'eau et d'un revenu à 757°C pendant 5h31. La tôle livrée est donc dans un état martensitique revenu.

Quelques essais de traction ont été réalisés sur des éprouvettes prélevées à plusieurs endroits de la tôle. Les résultats ne montrent pas de réelle différence de comportement sui-

vant le lieu de prélèvement. Les premières caractéristiques obtenues sont les suivantes :

T	Rp0.2 (MPa)	Rm (MPa)	A (%)	Z (%)	KCv (J)
20°C	483.5	651.	25.5	71.	196
450°C	380	471.	486.5		

**TAB. 2.1:** Quelques caractéristiques moyennes de la tôle CEA Industeel coulée 1330 à température ambiante et à 450°C [Cou06]

## 1.2 Composition chimique

La composition chimique acceptable pour la nuance T91 [Ber99] est donnée dans le tableau 2.2. Les inclusions (*Al, Cu, Mn, O, SiO<sub>2</sub>*) sont relativement faibles (moins de  $1.E10^{-4}$  en fraction volumique d'après [ZSN00]) dans cette nuance. La composition chimique de la tôle approvisionnée au CEA par Industeel (coulée 13330) est donnée dans le tableau 2.3.

Composé	C	Si	Mn	P	S	Cr
wt%	0.086-0.12	0.20-0.50	0.30-0.60	max 0.02	max 0.01	8.0-9.5
	Ni	Nb	V	Al	N	Mo
	max 0.40	0.06-0.10	0.18-0.25	max 0.04	0.03-0.07	0.85-1.05

**TAB. 2.2:** Composition chimique moyenne du T91 [Ber99]

Composé	C	Si	Mn	P	S	Cr	Mo	Ni
wt%	0.099	0.216	0.405	0.007	0.002	8.305	0.951	0.13
	Nb	V	Al	N	Cu	Sn	As	Ti
	0.075	0.201	0.011	0.034	0.054	0.006	0.003	0.004

**TAB. 2.3:** Composition chimique de la tôle T91 du CEA [Cou06]

## 1.3 Effet des éléments d'addition

([Kee04] [Bra91] [PE92] [Fol88] [ADPQ90])

Les éléments d'addition présents dans l'acier T91 modifient fortement le diagramme d'équilibre métastable fer-carbone donné en figure 2.3. Les éléments d'alliage jouent également un rôle important sur le comportement mécanique du matériau via des précipités

comme par exemple des carbures qui améliorent les caractéristiques à froid des alliages mais également à chaud en stabilisant la microstructure (en bloquant la croissance de grain).

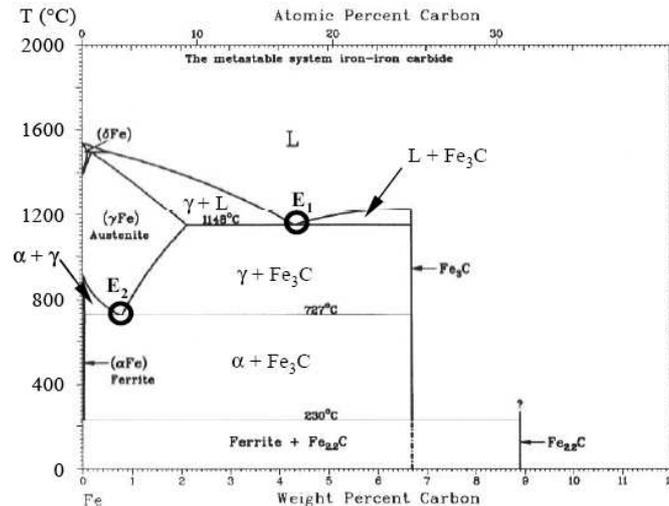


FIG. 2.3: Diagramme d'équilibre métastable fer-carbone en wt%

Le chrome augmente la résistance à l'oxydation à basses et hautes températures. Al-phagène, il est également carburigène ce qui améliore à haute température la stabilité de la microstructure et la résistance au fluage. Les carbures de chrome notés  $M_{23}C_6$ ,  $M_7C_3$  et  $M_3C$ , où  $M$  représente ( $Fe, Cr, Mo$ ), sont principalement de type  $Cr_{23}C_6$ ,  $Cr_7C_3$  et dans une moindre mesure de type  $Cr_3C_2$  (voir figure 2.4).

Le diagramme d'équilibre pseudo binaire fer-chrome (à  $x\%$  de carbone) donne une représentation très pratique des phases à l'équilibre dans l'acier T91 (voir Fig. 2.5). La transformation austénitique qui a lieu vers 800°C transforme la structure ferritique (cubique centrée C-C) stable à basse température en une structure austénitique (cubique à face centrée CFC). On remarque la disparition progressive des carbures  $M_{23}C_6$  avec la transformation austénitique. Le domaine austénitique laisse la place à un domaine biphasé austénite/ferrite- $\delta$  à partir de 1300°C.

Comme le chrome, le molybdène est un élément alphasé qui forme un précipité intermétallique (*Lave* en Anglais)  $Fe_2Mo$  (approximativement 45% de Molybdène en masse). Ce précipité a la particularité de se former dans les joints de grains, contrairement au  $M_{23}C_6$  qui est en général intragranulaire. Le molybdène a également la propriété remarquable de favoriser la transformation hors équilibre bainitique (en empêchant la transformation ferrito-perlitique).

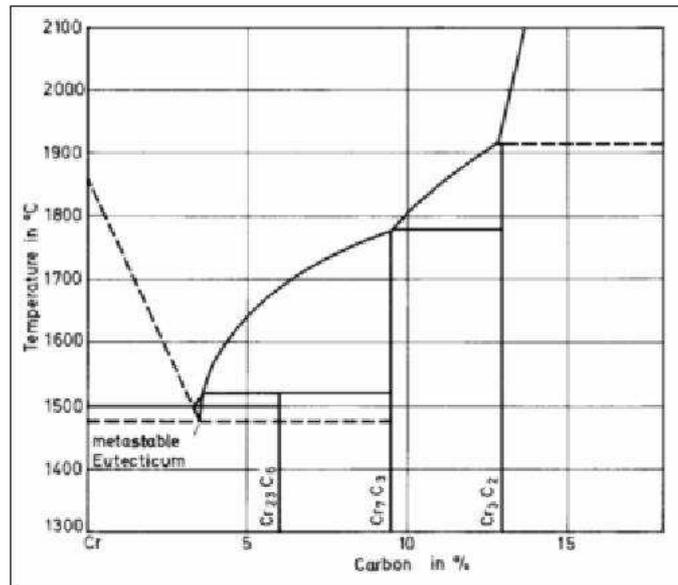


FIG. 2.4: Diagramme binaire chrome-carbone en wt%

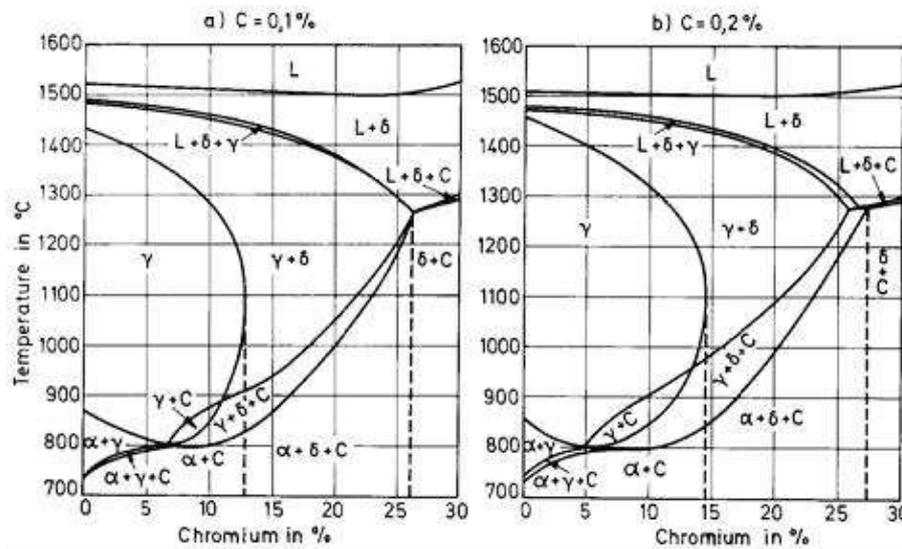


FIG. 2.5: Diagramme binaire fer-chrome-(carbone) en wt% ( $M=M_{23}C_6$ )

Le nickel a également un effet gammagène, comme le montre le diagramme binaire Fer-Chrome pour différentes concentrations en nickel (voir Fig. 2.7). Le nickel a un effet durcissant et il permet d'augmenter la trempabilité des alliages.

Le manganèse a des effets analogues à ceux du nickel. Le manganèse favorise les ségrégations au refroidissement, ce qui oblige à limiter sa proportion dans l'alliage. De plus, il limite

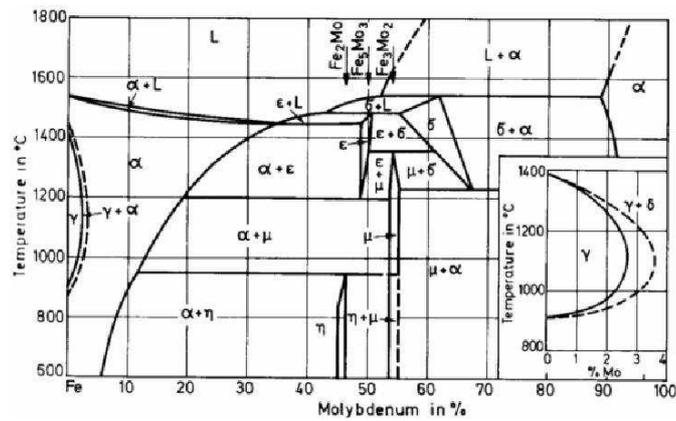


FIG. 2.6: Diagramme binaire fer-molybdène

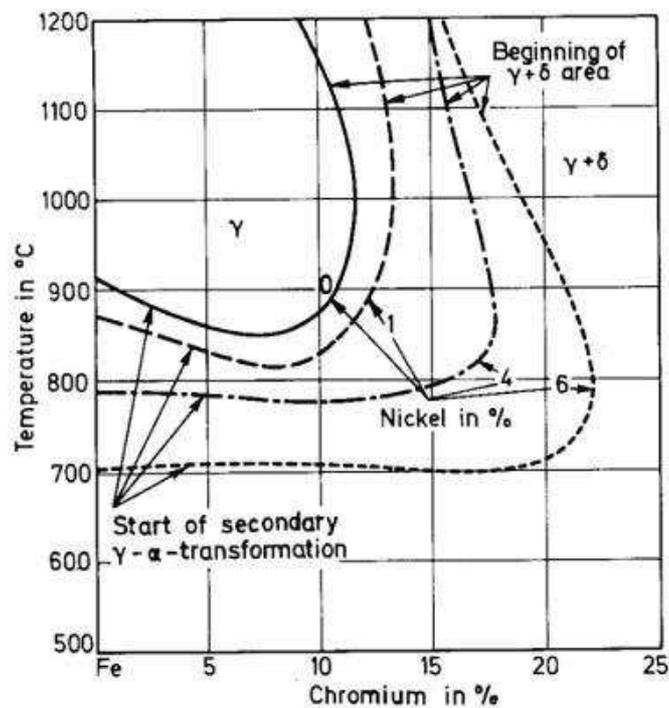


FIG. 2.7: Diagramme binaire fer-nickel

le risque de fissuration lors du refroidissement (en piégeant le soufre sous forme de sulfure).

Le niobium et le vanadium ont une grande affinité avec le carbone. Les petits carbures très stables ainsi formés limitent le fluage, augmentent la dureté et ont pour conséquence

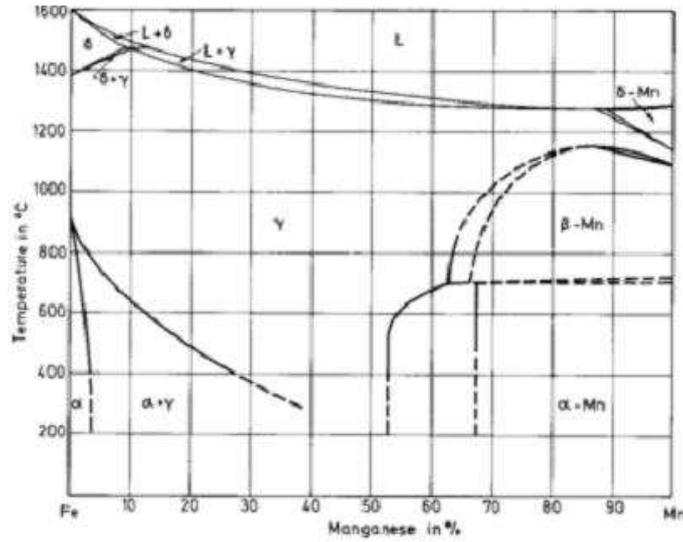


FIG. 2.8: Diagramme binaire fer-manganèse

d'augmenter la résistance à la corrosion intergranulaire. Le principal précipité formé est le carbure  $NbC$  (ou  $Nb_4C_3$ ). On note également la présence d'un carbure mixte, le  $Fe_3Nb_3$  et d'un carbonitride, le  $(V,Nb)(N,C)$  (ou  $MX$ ).

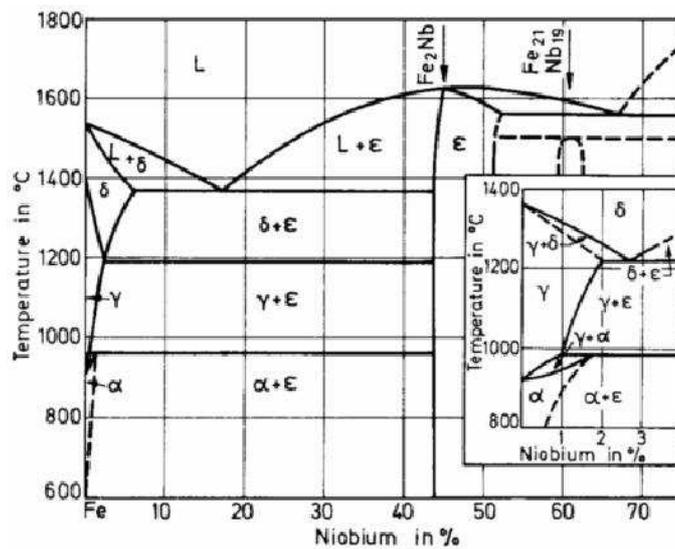


FIG. 2.9: Diagramme binaire fer-niobium  $\epsilon=Fe_3Nb$

Le silicium est utilisé comme élément d'addition afin d'augmenter la résistance à la corrosion et augmenter la vitesse de formation du carbure  $M_{23}C_6$ . Le soufre et le phosphore

favorisent la fissuration à chaud et sont indésirables. Le titane et le bore augmentent la ductilité des alliages à froid.

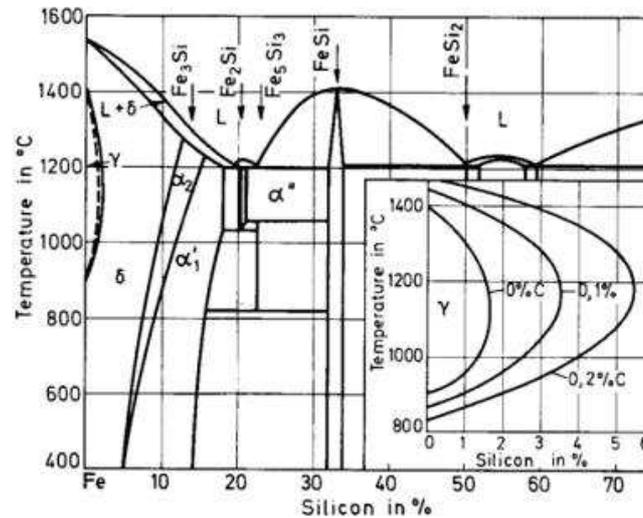


FIG. 2.10: Diagramme binaire fer-silicium

L'azote est toujours présent dans les joints de soudure car introduit dans le bain liquide par l'arc électrique. Très soluble en phase austénitique il ralentit la formation des carbures  $M_{23}C_6$  ou encore des laves  $Fe_2Mo$ , mais accélère la formation d'autres carbures tels que  $NbC$  qui se transforme en carbonitrides  $Nb(C,N)$  (ou  $MX$ ). L'azote permet également l'apparition de carbonitrides de fer comme le  $(Fe,Cr)_2(C,N)$  (ou  $M_2X$ ).

L'oxygène favorise la formation d'oxydes, comme les oxydes de fer-manganèse ou simplement les oxydes de Fer ( $FeO$ ), et est donc néfaste à la fois pour le matériau de base et pour la soudure. L'hydrogène est beaucoup plus soluble dans le bain en fusion que les deux autres gaz précédents, mais il disparaît rapidement au refroidissement par diffusion grâce à son faible rayon atomique.

#### 1.4 Effet du revenu

Comme rappelé au paragraphe 1.1, dans son état de réception l'acier T91 a une structure initiale très fine avec une taille de grain moyenne d'environ  $20\mu m$  d'après [LCRM95], de type martensite revenue (voir Fig. 2.11). Cette structure est composée de grains issus de l'austénite primaire, eux-mêmes fractionnés à l'intérieur en paquets de martensite (voir Fig. [Mas01]).

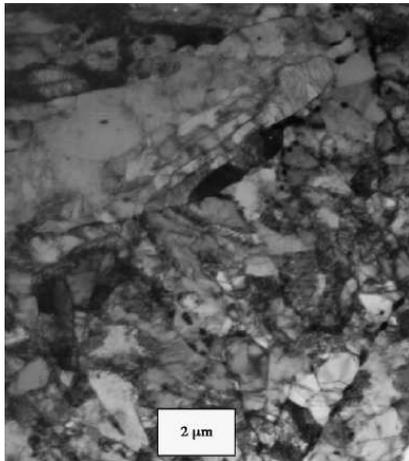


FIG. 2.11: Matériau T91 à l'état de réception après trempe et revenu, d'après [FSC<sup>+</sup>06]

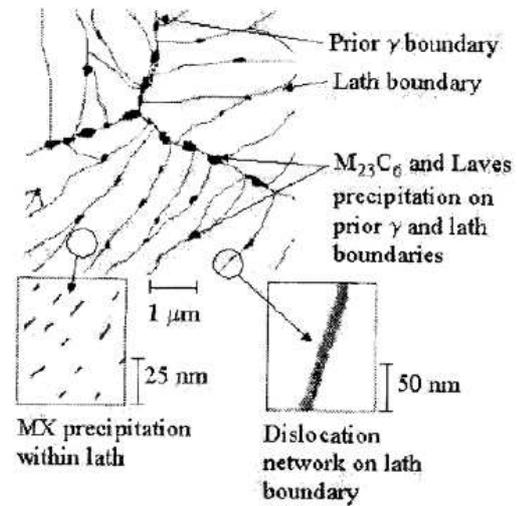


FIG. 2.12: Schéma de la structure martensitique revenue dans le P91 à l'état de réception, d'après [Mas01]

Les carbures que l'on retrouve à l'état de réception sont principalement des carbures  $M_{23}C_6$  ( $M = Cr, Fe, Mo$ ) aux joints de grains ainsi que des carbonitrides primaires  $MX$  ( $M = V, Nb; X = C, N$ ) ([Gaf04] [SPVR95]) très riches en niobium et vanadium pouvant précipiter au niveau des lattes de martensite ([TSA04]). Les précipités en présence dépendent du traitement thermique subi par la tôle avant réception.



FIG. 2.13: Martensite en latte obtenue après une trempe à 1050°C sur un 9Cr1MoVNb, d'après [HLP01]



FIG. 2.14: Structures de la martensite revenue en fonction de la température du revenu sur un 9Cr1MoVNb, d'après [HLP01]

La trempe crée une structure martensitique en lattes (voir Fig. 2.13) avec des précipités de  $Nb(C, N)$  et  $(Fe, Cr)_3(C, N)$ . La séquence de transformation du  $(Fe, Cr)_3(C, N)$  lors d'un revenu éventuellement postérieur à la trempe pour les nuances de T91 est la suivante (par

exemple dans [SPVR95] ou [ACS95]) :



Hong *et al.* [HLP01] ont réalisé une étude précise des précipités en fin de revenu en fonction de la température, sur plusieurs nuances de 9Cr1Mo.

Durant le revenu, il y a également annihilation des dislocations. Suivant la température du revenu (voir Tab. 2.4), on aura en fin de traitement une géométrie et une présence de dislocations complètement différentes. L'augmentation de la température du revenu réduit la densité des dislocations ainsi que l'initiation d'un "cassage" de la structure en lattes. Il faut également noter que l'augmentation de la température du revenu oriente les dislocations dans la direction transverse des lattes.

condition	carbures en présence
trempe	$Nb(C,N)$ et $(Fe,Cr)_3C$
revenu à 600°C	$Nb(C,N)$ et $(Fe,Cr)_2C$
revenu à 650°C	$Nb(C,N)$ , $(Fe,Cr)_2C$ et $M_{23}C_6$
revenu à 700°C	$Nb(C,N)$ , $M_{23}C_6$ et $MX$
revenu à 750°C	$Nb(C,N)$ , $M_{23}C_6$ et $MX$
revenu à 800°C	$Nb(C,N)$ , $M_{23}C_6$ et $MX$

**TAB. 2.4:** Carbures en présence en fonction de la température du revenu sur un 9Cr1MoVNb, d'après [HLP01]

## 2 Les chargements thermiques représentatifs lors d'une opération de soudage

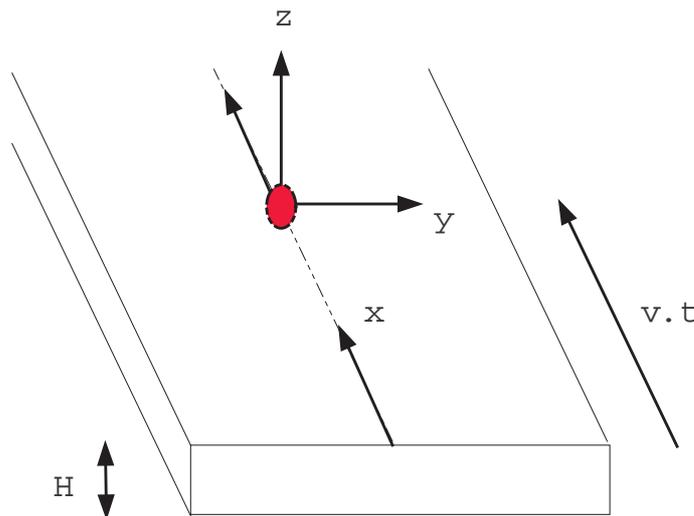
Lors de l'opération de soudage le matériau subit au chauffage et au refroidissement des chargements thermiques violents qui induisent des transformations métallurgiques hors équilibre. Avant de chercher à caractériser ces transformations, souvent sensibles aux effets de vitesse en particulier, il est important de définir les chargements thermiques représentatifs d'une opération de soudage TIG, autrement dit le domaine de validité thermique des modèles à développer pour rendre compte du comportement thermo-métallurgico-mécanique.

## 2.1 Les solutions analytiques de type Rosenthal

Les solutions de l'équation de la chaleur dans le cas d'une source mobile ont été données par Rosenthal en 1935 ([Ros46] [Eas92] [Ros41]). A partir de ces premières solutions, d'autres modèles plus complexes ont vu le jour, prenant mieux en compte la physique ([TE84] [ET83]) ou plus adaptés à certains types de procédés ([BCP04] pour le soudage laser).

Considérons la source de chaleur lors d'une opération de soudage se déplaçant à la vitesse  $V$  le long de l'axe  $\vec{x}$  d'une plaque donnée (voir Fig. 2.15). La puissance calorifique transmise dépend de la tension et de l'intensité ( $V$  et  $I$ ) en sortie du générateur ainsi que du rendement de l'arc  $\mu$  :

$$q = \mu \cdot U \cdot I \quad (2.2)$$



**FIG. 2.15:** Configuration de soudage avec source ponctuelle,  $q$ , se déplaçant à la vitesse constante  $V$

Les valeurs typiques du rendement d'un arc de soudage TIG sont comprises entre 0.6 et 0.8 suivant le gaz utilisé, les caractéristiques de la buse et de l'électrode.

L'équation 2.3 représente l'équation différentielle de la conduction de la chaleur exprimée dans le repère fixe (voir Fig. 2.15) où  $T$  est la température en Kelvin et  $t$  le temps :

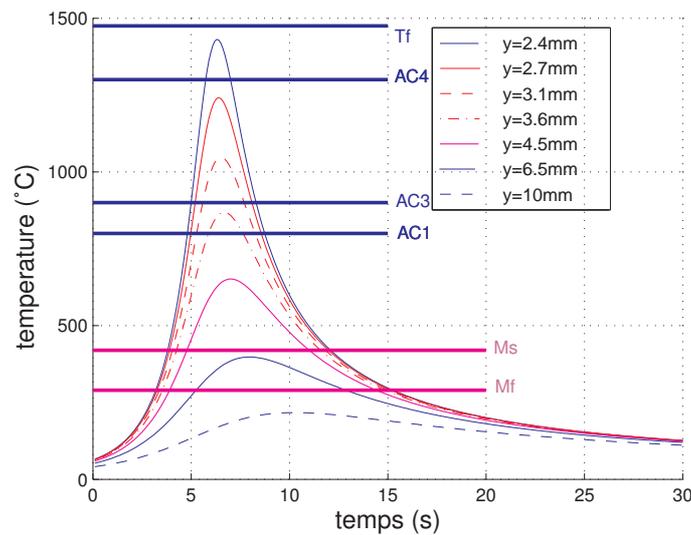
$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.3)$$

$\lambda$  représente la conductivité thermique ( $Jm^{-1}s^{-1}K^{-1}$ ). Le traitement analytique de cette équation est détaillé en Annexe 3.

Dans le cas d'une opération de soudage à la vitesse  $v=100mm/min$ , la solution donne avec  $\mu = 0.7$ ,  $U = 100V$  et  $I = 10A$  (avec l'hypothèse d'une plaque infinie) les évolutions de température présentées figure 2.16. Les propriétés thermiques utilisées sont données dans le tableau 2.5.

q (W)	$\lambda$	$\rho (Kgm^{-3})$	Cp ( $JKg^{-1}$ )
700.	25.9	7730.	449.

**TAB. 2.5:** Paramètres procédé et caractéristiques thermiques du matériau (T91 à froid)



**FIG. 2.16:** Résultat de l'équation de Rosenthal pour une plaque infinie avec une source ponctuelle

Il apparaît que la température de la plaque s'homogénéise très rapidement après le passage de la torche. De plus, la température est rapidement inférieure à la température de fin de transformation martensitique ( $M_f$ ). La vitesse de refroidissement peut atteindre jusqu'à  $300^\circ C/s$  (voir figure 2.17), avec des vitesses de refroidissement des zones n'ayant pas dépassé la température d'austénitisation de l'ordre de  $50^\circ C/s$ . Les vitesses de chauffage nécessaires pour atteindre des températures supérieures à  $800^\circ$  dépassent  $100^\circ C/s$ .

Pour les mêmes paramètres, mais cette fois ci avec l'hypothèse d'une plaque semi-épaisse, on obtient avec Cast3M les résultats présentés en figure 2.18.

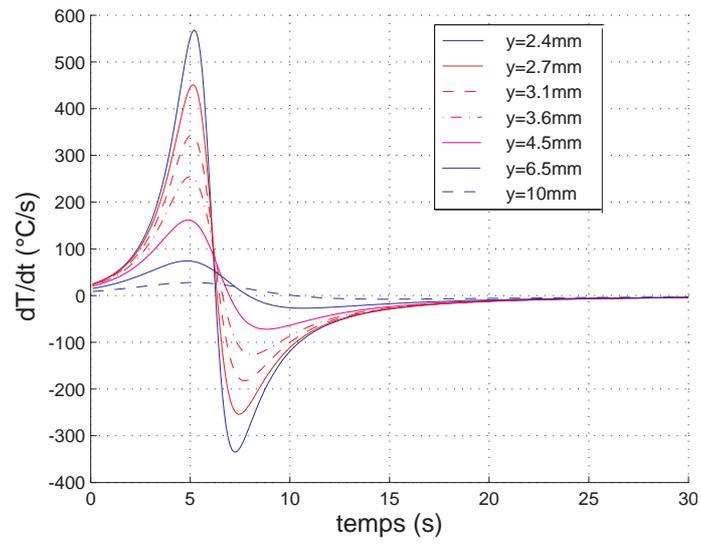


FIG. 2.17: Vitesses de chauffage et de refroidissement pour une plaque infinie avec une source ponctuelle

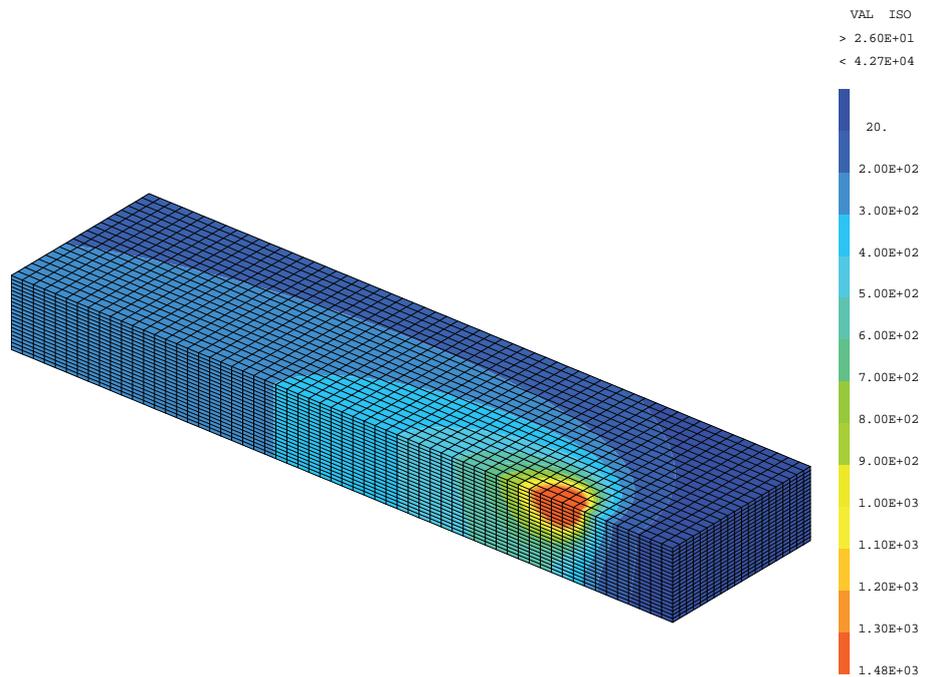


FIG. 2.18: Gradient de température pour une plaque infinie avec une source ponctuelle

## 2.2 Résultats issus des premières simulations de l'essai DISK-SPOT

Une autre approche pour définir les chargements thermiques représentatifs d'une opération de soudage consiste à analyser les simulations numériques réalisées au premier chapitre sur l'essai DISK-SPOT. Nous avons ainsi calculé les vitesses de chauffage et de refroidissement pour les points transformés en austénite et en liquide, en supposant que ces transformations se font à température constante, respectivement à 830°C et à 1475°C.

Les vitesses caractéristiques de chauffage  $V_c$  entre 600 et 800°C et de refroidissement  $V_r$  entre 500 et 300°C ainsi calculées sont données figures 2.19 et 2.20. Les vitesses de chauffage varient de 10 à 300°C/s alors que les vitesses de refroidissement apparaissent beaucoup plus faibles en valeur absolue (de l'ordre de -10°C/s).

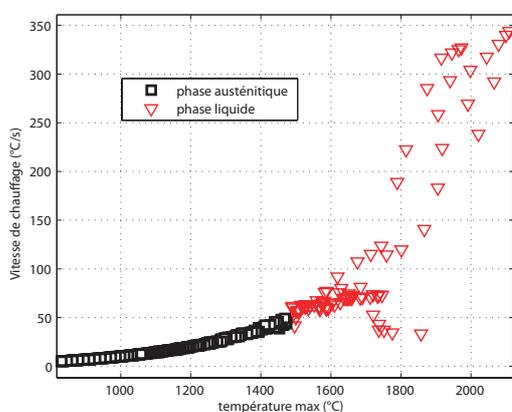


FIG. 2.19: Abaque de chauffage pour l'essai DISK-SPOT

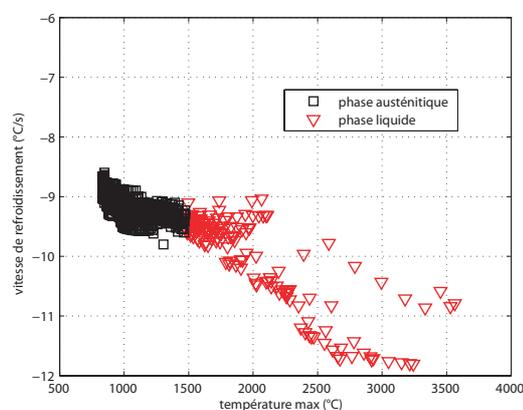


FIG. 2.20: Abaque de refroidissement pour l'essai DISK-SPOT

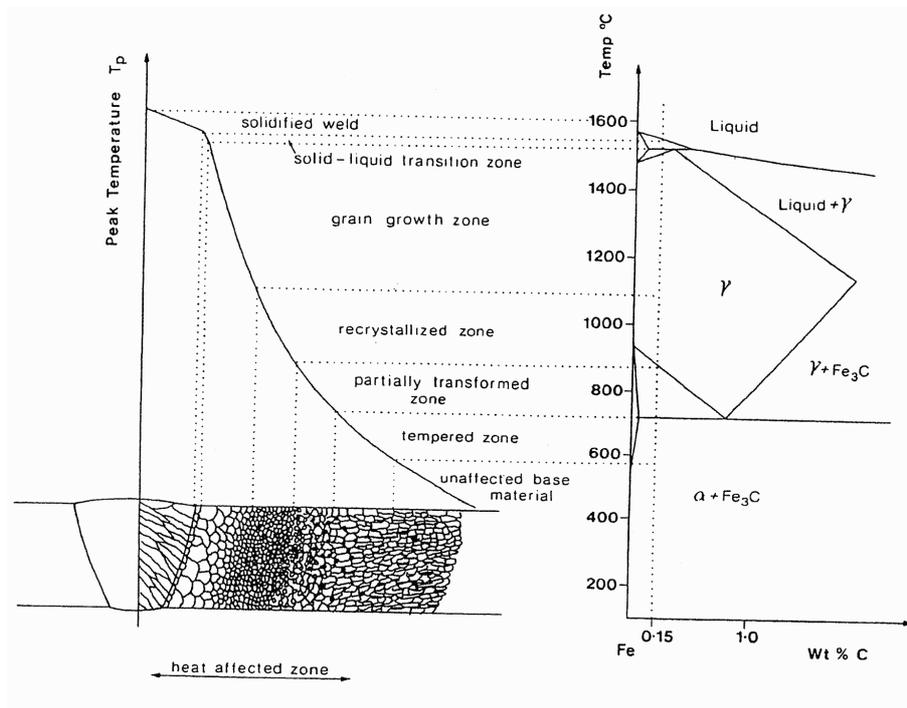
## 3 La métallurgie du soudage de l'acier T91

### 3.1 Physionomie de la Zone Affectée Thermiquement (ZAT)

Comme observé au chapitre 3.2 du chapitre 1, la ZAT se divise en plusieurs sous-zones caractéristiques. L'analyse proposée par Easterling ([Eas92]) est donnée en figure 2.21. Chaque sous-zone correspond à une microstructure différente que l'on peut repérer par rapport au diagramme binaire Fer-Carbone. Seule la connaissance de l'histoire thermique complète permet de prédire correctement la physionomie de cette ZAT.

Ces différentes zones sont :

- la *zone solidifiée*, correspondant au refroidissement du métal d'apport et d'une partie du métal qui s'est liquéfié lors du contact avec le métal d'apport. Cette zone est très fortement texturée à cause du processus de solidification.

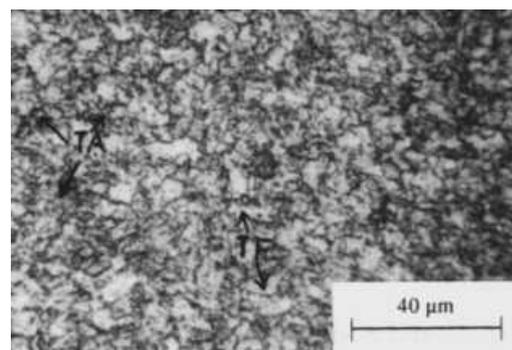


**FIG. 2.21:** Schéma des différentes zones présentes dans la ZAT, dans le cas d'un acier fortement allié, d'après [Eas92]

– la zone de transition liquide-solide et la zone proche du liquidus, présentant une structure à très gros grains, ainsi que le ferrite- $\delta$  (voir figure 2.22).



**FIG. 2.22:** Dendrites de martensite avec présence de ferrite- $\delta$  dans les espaces interdendritiques; WM : weld metal et HAZ : Heat Affected Zone d'après [SCRGRVRB07]



**FIG. 2.23:** Zone intercritrique avec présence d'austénite transformée (TA) et de ferrite pro-eutectoïde (TF) revenue après PWHT, d'après [LCRM95]

– la zone de croissance de grain qui correspond à des points subissant des pics de température compris entre la température de début de croissance de grain austénitique et la température

de début de formation de la ferrite- $\delta$ . La croissance de grain dans cette zone est contrôlée par la vitesse de chauffage et la température maximale atteinte, mais également par les carbures encore présents à ces températures. Plus on se rapproche de la zone fondue, plus les grains sont gros.

- la *zone de recristallisation* qui se transforme en austénite plus ou moins homogène lors du chauffage, mais qui ne subit pas de réelle croissance de grain après l'apparition de la phase austénitique. Si l'on avait une structure écrouie par exemple suite à un laminage, on aurait recristallisation, mais sans croissance de grain austénitique.
- la *ZAT intercritique* est, quant à elle, une zone partiellement transformée en austénite. Lors de la montée en température, on a formation d'une austénite à forte concentration en carbone ainsi que de ferrite pro-eutectoïde (figure 2.23).

Une autre zone affectée par le chauffage, mais qui ne rentre pas à proprement parler dans la ZAT, est la *zone revenue* (ou plutôt *sur-revenue*) qui est soumise à une température inférieure à la température de début de transformation austénitique mais supérieure à la température du revenu avant livraison, ce qui induit une évolution de la microstructure du métal de base. Ce phénomène peut être amplifié par le soudage multipasse.

Ces différences de microstructure dans la ZAT conduisent à des variations de comportement mécanique mais également à la localisation des déformations dans les zones les plus faibles mécaniquement.

### 3.2 Propriétés mécaniques de la ZAT

Comme on le verra par la suite, au refroidissement, la ZAT est essentiellement composée de martensite trempée (sous forme de lattes) et de carbures. Une mesure de dureté permet de donner une bonne indication de ces variations de propriétés mécaniques. Un profil typique de dureté est présenté figure 2.24.

On observe clairement une chute de dureté lors du passage ZAT-Métal de base. L'amorçage de la rupture a de grandes chances d'apparaître dans cette zone. Les différences de dureté dans la ZAT même apparaissent très clairement dans le cas d'un essai monopasse (voir figure 2.25 montrant l'importance de la taille de grain et de la carburation dans cette zone).

Afin de caractériser le comportement de chacune de ces microstructures indépendamment, il est possible de simuler ces microstructures à l'aide d'un dispositif expérimental de type machine Gleeble (machine d'essais thermo-mécaniques dans laquelle le chauffage est fait par effet Joule). Des exemples de résultats obtenus avec ce type de moyen expérimental sont présentés en figures 2.26 et 2.27.

C'est dans la zone intercritique que l'on observe la plus petite taille de grain. On a ensuite une croissance très rapide de la taille de grain aux environs de 1000°C, température correspondant à la dissolution des carbures  $M_{23}C_6$  et  $MX$  (carbures qui stabilisent la mi-

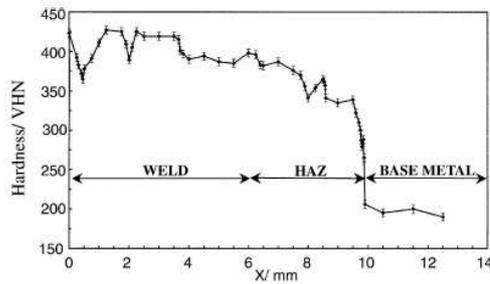


FIG. 2.24: Profil type de microdureté obtenu sur une soudure de 9Cr1Mo en soudage TIG multipasse, d'après [SLC00], après PWHT

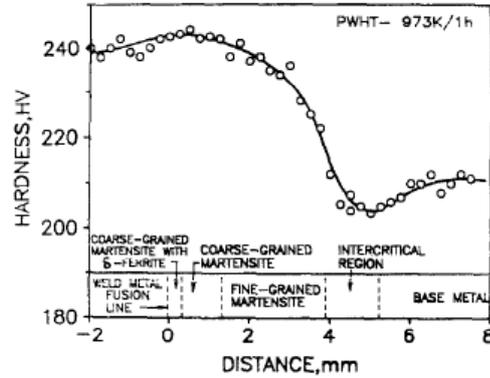


FIG. 2.25: Profil type de microdureté obtenu sur une soudure en 9Cr1Mo en soudage TIG monopasse, d'après [LCRM95]

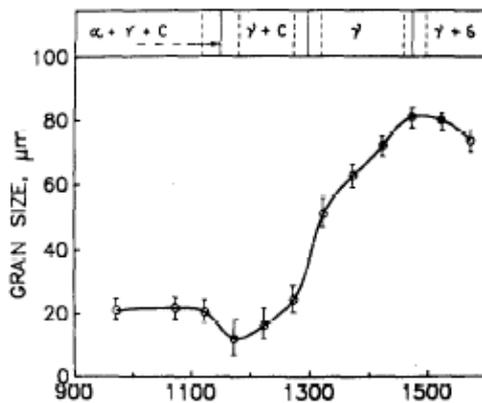


FIG. 2.26: Taille de grain obtenues sur des ZAT simulées avec un temps de maintien à la température considérée de 5 min, d'après [LCRM95]

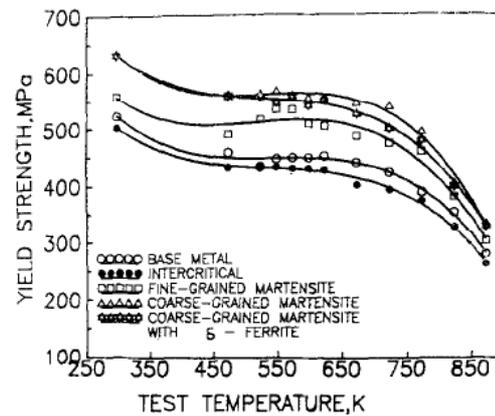


FIG. 2.27: Limite d'élasticité mesurée en fonction de la température dans différentes ZAT simulées après un PWHT, d'après [LCRM95]

crostructure en freinant la croissance de grain austénitique). Cette baisse de dureté a été expliquée par Lundin *et al.* [LHMK87] comme étant due à la forte trempabilité de la martensite issue de l'austénite à fort taux de carbone obtenue pour des pics de températures entre AC1 et AC3. Le PWHT (Post Welding Heat Treatment) qui suit le soudage, bien qu'effectué à basse température, correspond à un revenu complet de cette martensite qui, mélangée à de la ferrite pro-eutectoïde (ne subissant aucune transformation), entraîne une faible dureté dans cette zone. Les essais de traction sur ZAT simulée (figure 2.27) montre la faiblesse mécanique de cette zone intercritique.

On remarque également une baisse de la taille de grain lors de l'apparition de la phase

de ferrite- $\delta$ . En effet, à ces températures, la ferrite qui se forme aux joints de grain de l'austénite, diminue ses possibilités de croissance. La présence de ferrite- $\delta$  (qui est une phase molle) dans les nuances de 9Cr1Mo n'entraîne pas de perte de résistance (voir figure 2.27) comme cela est le cas pour les nuances à plus faible taux de chrome. Par contre, après des temps en services longs, elle a des effets néfastes, notamment en se transformant en phases fragiles intermétalliques, diminuant la résistance au fluage ([FG78]).

La cinétique de dissolution des carbures lors de l'austénitisation dépend du carbure considéré, mais aussi de la température maximale atteinte et du temps de maintien, les carbures de type  $MX$  étant beaucoup plus stables que les  $M_{23}C_6$  (voir figure 2.28). Des mesures de dissolution des carbures ont été réalisées par Duthilleul au DEN/DSN/SRMA/LA2M ([Dut03]) sur une nuance de T91 et tendent à montrer que la dissolution intervient en même temps que la transformation austénitique.

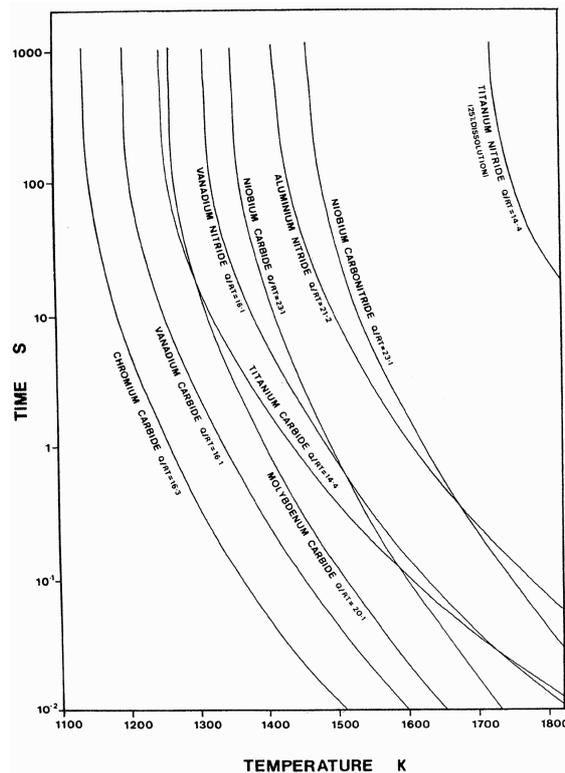


FIG. 2.28: Temps de dissolution de divers carbures et nitrides dans l'austénite, d'après [Eas92]

## 4 Modélisation des transformations de phase

Afin de modéliser les transformations de phase qui peuvent apparaître dans les matériaux, trois approches différentes sont couramment utilisées :

- La méthode *CALPHAD* (CALculation of PHase Diagrams). Cette méthode ([SM96] [LFS07]) est une technique semi-empirique de modélisation et de calcul des diagrammes de phases. La prévision des équilibres de phases dans des systèmes multi-éléments n'est valide que si les sous-systèmes simples (binaires et ternaires) ont été correctement modélisés à partir des données expérimentales. En combinant à la fois des modèles thermodynamiques et cinétiques, il est possible de caractériser des transformations de phases hors équilibre ainsi que des produits de précipitation ([Bha03], [SFFK04] et [KSFF04], [RB97]).
- La méthode *PHASE-FIELD* (dite de champs de phases). Basée également sur des approches thermodynamiques et cinétiques, la méthode de champs de phases permet une compréhension approfondie du développement des microstructures et donc de la dynamique des structures qui les séparent (joints de grain, interfaces) en introduisant un aspect topologique non présent dans la méthode CALPHAD ([SSW00], [Fas83]). Son principe est de décrire l'état local de la matière à l'aide de champs phénoménologiques, appelés champs de phase, et de développer des équations de mouvement pour ces champs qui reproduisent la cinétique souhaitée. Cette approche s'applique aux problèmes de solidification ([KR98], [Kob93]) ou de changements microstructuraux à l'état solide ([WBM92], [KMM<sup>+</sup>01]).
- Les méthodes cinétiques qui sont les plus utilisées par les mécaniciens, pour leur simplicité de mise en oeuvre et d'identification. Ce sont ces méthodes que nous utiliserons dans le cadre de ce travail et que nous implanterons dans un logiciel éléments finis.

### 4.1 Différentes approches pour les transformations à l'état solide

On distingue deux types de transformations structurales dans les aciers : les transformations avec et sans diffusion.

Les transformations par diffusion se déroulent en trois étapes (voir Fig. 2.29) :

- *l'incubation* correspond à la germination (en général aux joints de grains de la phase mère). L'incubation est d'autant plus rapide que l'écart à l'équilibre est grand.
- *la croissance* se caractérise par l'augmentation de taille des germes de la phase fille. Cette phase est contrôlée par la diffusion d'éléments (voir Fig. 2.30) conduisant à des variations de composition au cours du temps dans chacune des phases.
- *la coalescence* correspond au moment où la proportion de phase fille est assez grande pour faire apparaître des interactions entre les grains de phase fille ce qui conduit à une baisse de sa croissance.

La transformation sans diffusion, dite martensitique, correspond à une réorganisation du réseau cristallin par mouvement collectif des atomes. Le degré d'avancement de cette

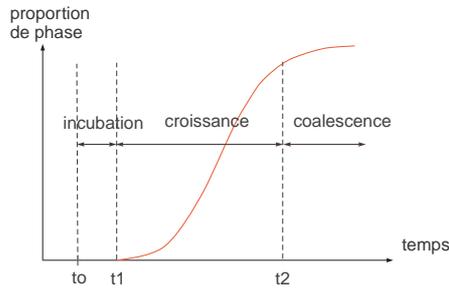


FIG. 2.29: Les étapes d'une transformation structurale par diffusion

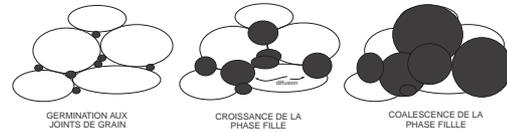


FIG. 2.30: Schéma d'un changement de phase par diffusion

transformation est essentiellement gouverné par la température (sans influence du temps).

#### 4.1.1 Les modèles phénoménologiques

La plupart des transformations se passent lors de chargements thermiques anisothermes, ce qui est notamment le cas lors d'une opération de soudage. Plusieurs approches ont été développées afin de prédire les évolutions de microstructure dans le cas de chargements thermiques complexes.

Le modèle le plus utilisé pour modéliser la transformation martensitique est le modèle de Koistinen et Marburger [KM59] :

$$y = y_{max} [1 - \exp(-K_s (M_s - T))] \tag{2.4}$$

où \$K\_s\$ et \$M\_s\$ sont des paramètres et \$y\_{max}\$ la proportion maximale de martensite que l'on peut atteindre.

Différents modèles phénoménologiques sont utilisés pour modéliser les transformations avec diffusion. Ces modèles se formalisent sous la forme :

$$\dot{y} = \zeta(y, T, d_g, \dots) \tag{2.5}$$

Parmi les nombreux modèles développés à partir de ce formalisme, on peut citer :

– le modèle de Leblond et Devaux [LD84] :

$$\dot{y} = \frac{y_{eq}(T) - y}{\tau(T)} f(\dot{T}) \tag{2.6}$$

où  $y_{eq}(T)$  représente la courbe de transformation à l'équilibre,  $\tau(T)$  une fonction caractérisant le "retard" par rapport à l'équilibre (la temps d'incubation), et  $f(\dot{T})$  une autre fonction permettant d'introduire des raffinements supplémentaires, comme par exemple l'effet de la taille de grain.

- le modèle de Giusti ([Giu81]), justifié par une approche thermodynamique macroscopique utilisant un pseudo-potentiel de dissipation s'écrit :

$$\dot{y} = \lambda f(T)g(y) \quad (2.7)$$

- le modèle de Waeckel ([AW92] [Wae94] [WDA96]) également utilisé par Martinez [Mar99] est basé sur une tabulation des quantités  $\lambda$ ,  $f(T)$  et  $g(y)$  du modèle de Giusti avec la prise en compte de raffinements de telle sorte que :

$$\underline{\dot{y}} = f(T, \dot{T}, \underline{y}; d_g, c) \quad (2.8)$$

où  $d_g$  et  $c$  représentent respectivement la taille de grain et la teneur en carbone et  $\underline{y}$  le vecteur contenant les proportions de phase. Ce modèle introduit  $\dot{T}$  comme variable interne et non plus comme paramètre (comme pour le modèle de Leblond et Devaux). Les valeurs de la fonction  $f()$  sont obtenues par interpolation linéaire entre un certain nombre d'états  $(T, \dot{T}, \underline{y}; d_g, c)$  définis expérimentalement.

- le modèle d'Inoue ([Ino04]) est basé sur la loi de Johnson et Mehl :

$$y = 1 - \exp(-V_e) \quad (2.9)$$

où  $V_e$  représente le volume étendu de la nouvelle phase, fonction de la température, de la contrainte et de la concentration en carbone :

$$V_e = \int_0^t f(T, \underline{\sigma}, c)(t - \tau)^3 d\tau \quad (2.10)$$

où  $f()$  est une fonction à déterminer à partir d'essais isothermes (courbes TTT) ou en refroidissement continu (courbes TRC).

- d'autres modèles peu utilisés de nos jours comme le modèle de Grange et Kiefer [GK41] utilisant les diagrammes TTT, les modèles de Shimizu et Tamura ([ST77]) ou Maynier utilisant les courbes TRC, que l'on trouve dans l'excellente étude bibliographique de Fernandes ([Fer85]) sur la modélisation des transformations de phase par diffusion.

#### 4.1.2 Les modèles additifs

Le principe d'additivité de Scheil est souvent utilisé pour accéder aux cinétiques anisothermes à partir de la connaissance des cinétiques isothermes ou à vitesse constante. Ce principe d'additivité selon un cumul linéaire est cohérent avec les constatations expérimentales faites par Davenport et Bain ([DB30]), selon lesquelles la proportion de phase finale à l'issue du refroidissement continu d'un acier apparaît comme la somme des transformations élémentaires caractéristiques de chaque température du domaine de transformation de phase.

Si ce principe est généralement valide pour l'incubation (voir les travaux de Scheil sur l'incubation [Sch35]), cela n'est pas toujours vérifié en ce qui concerne la croissance. Umemoto et *al.* ont proposé (voir [UHT82]) trois conditions d'application du principe d'additivité pour la croissance de phase : que le rapport entre vitesse de germination et croissance soit constant (on parle alors de réaction isocinétique), que la saturation des sites de germination arrive très tôt, l'avancement de la réaction étant à ce moment là contrôlé uniquement par la croissance et enfin , que la transformation soit pilotée exclusivement par la germination lorsque l'on a atteint une certaine proportion de phase fille.

La règle d'additivité postule que l'on atteint le temps de fin de croissance ou d'incubation  $t_0$  lorsque :

$$\int_0^{t_0} \frac{dt}{\tau(T)} = 1 \quad (2.11)$$

avec  $\tau(T)$  le temps nécessaire à la transformation en condition isotherme à la température T. Dans le cas d'un chargement thermique complexe, il est plus aisé de travailler avec la forme discrétisée de l'équation 2.11 :

$$\int_0^{t_0} \frac{dt}{\tau(T)} = \sum_{i=1}^{n_i} \frac{\Delta t_i}{\tau(T_i)} = 1 \quad (2.12)$$

avec  $n_i$  le nombre de paliers isothermes considérés. L'illustration de cette équation est faite figure 2.31. Ce principe peut être légèrement modifié pour intégrer le fait que certaines transformations ne vérifient pas les conditions d'additivité (modèle de Manning et Lorig [ML46]). On peut également réaliser un traitement analytique de 2.12 pour la croissance en considérant un chargement thermique à vitesse constante (ce que l'on retrouve par exemple dans [UHT82] et [Giu81]).

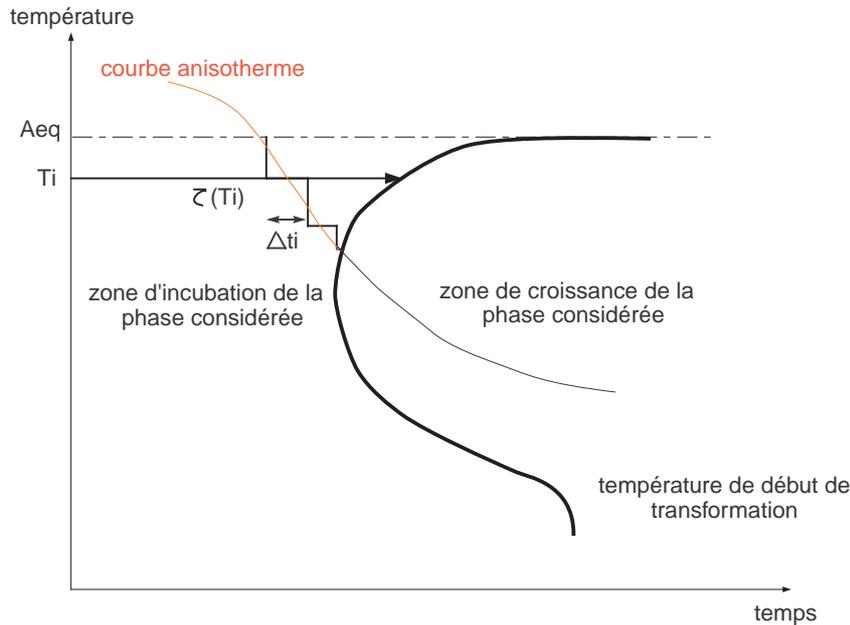


FIG. 2.31: Illustration du principe d'additivité de Scheil

Dans le cadre de l'utilisation du principe d'additivité de Scheil, la connaissance de la fonction  $\tau(T)$  caractérisant le temps d'incubation à la température  $T$  est obtenu grâce aux diagrammes TTT et peut être mise sous forme analytique comme cela a été fait par Hamata ([Ham92]) dans le cas d'une transformation ferritique au refroidissement :

$$\tau(T) = \frac{kT}{(T - A_{eq})^2} \quad (2.13)$$

ou dans [ZD91] :

$$\tau(T) = \frac{CT}{(T - A_{eq})^2} \exp\left(\frac{Q}{RT}\right) \quad (2.14)$$

Pour ce qui concerne la croissance proprement dite, on utilise le principe d'additivité couplé à une loi de croissance isotherme. Cela conduit à introduire la notion de temps fictif proposé par Pumphrey et Jones ([PJ48]) et largement utilisé par la suite ([?], [DGSB85], [TAAG<sup>+</sup>07]). Le principe est relativement simple (voir Fig. 2.32) :

- connaissant la proportion de phase  $y_{i-1}$  calculée sur le palier isotherme précédent à la température  $T_{i-1}$ , on calcule le temps équivalent qu'il faut pour obtenir  $y_{i-1}$  mais à la température  $T_i$ , connaissant les paramètres de la loi d'évolution de phase en isotherme à cette température. Ce temps calculé est appelé temps fictif et on le note  $t_i^*$ .

- on calcule la nouvelle proportion de phase, correspondant à la proportion de phase obtenue en isotherme à la température  $T_i$  pendant  $t_i^* + \Delta t$ .

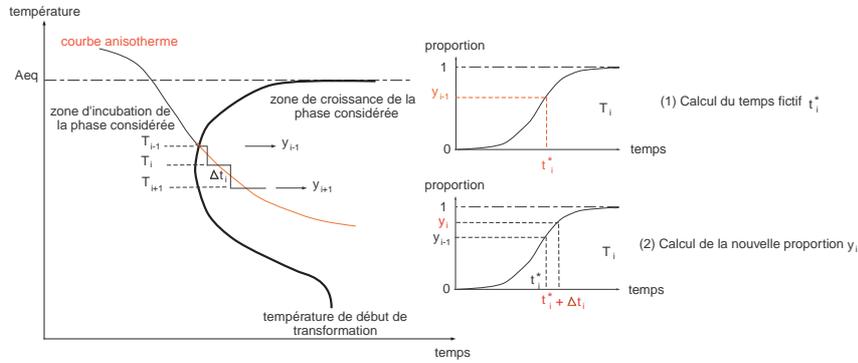


FIG. 2.32: Approche en temps fictif

Parmi les modèles de transformations de phase à température constante, on peut citer :

- le modèle de Austin et Rickett (voir [AR39]) :

$$\frac{y}{y-1} = bt^n \tag{2.15}$$

où  $b$  et  $n$  sont des paramètres de la transformation.

- le modèle de Johnson et Mehl ([JM39]), supposant un taux de germination  $\dot{N}$  et une vitesse de croissance  $G$  constantes lors de la transformation :

$$y = 1 - \exp\left(-\frac{\pi}{3} \dot{N} G^3 t^4\right) \tag{2.16}$$

- le modèle d'Avrami ([Avr39] [Avr40] [FRTO00]), introduit des taux de germination et vitesse de croissance non constants. En introduisant la notion de volume étendu (volume total de phase fille si l'on néglige l'impossibilité de pénétration) et en supposant la réaction isocinétique et isotherme, on obtient la relation :

$$y = 1 - \exp(-kt^n) \tag{2.17}$$

où  $n$  étant un paramètre dépendant du mécanisme de formation de la nouvelle phase. Par exemple pour  $n = 4$ , on a un taux de germination constant, et pour  $n = 3$  un taux de germination instantanée (voir par exemple [FPZ91]).

Le modèle dit de l'INPL correspond au couplage de la loi d'additivité incrémentale et de la loi d'Avrami, ce qui conduit pour une transformation complète à :

$$\begin{cases} t_i^* = \left[ \frac{1}{b(T_{i-1})} \ln \left( \frac{1}{1-z_{i-1}} \right) \right]^{\frac{1}{n(T_{i-1})}} \\ y_i = 1 - \exp \left[ -b(T_i) (t_i^* + \Delta t)^{n(T_i)} \right] \end{cases} \quad (2.18)$$

### 4.1.3 Influence de la contrainte et de la déformation plastique sur les cinétiques de changement de phase

Les effets de l'état mécanique sur les changements de phase ont été étudiés par de nombreux auteurs dans le cas des transformations de phases par diffusion au refroidissement ([PR59], [DGSB85], [DGSS87],[GA78], [GA85], [UHT83], [Hsu06]). Les premiers à avoir travaillé sur cette problématique sont Porter et Rosenthal en 1959 [PR59]. La contrainte et dans une moindre mesure le pré-écrouissage influencent la cinétique de transformation. Ce couplage peut s'expliquer par la présence de dislocations aux joints de grain accélérant la germination. Cela se matérialise par des décalages en temps et température dans les diagrammes TTT et TRC.

Peu de modèles prenant en compte l'effet de la contrainte pour les transformations par diffusion existent. On peut citer le modèle de Inoue déjà présenté (voir 2.9) ou l'intégration de l'effet de la contrainte dans la formulation du modèle de l'INPL ([DSS87]) qui introduit une dépendance en contrainte du paramètre  $b$  de la loi d'Avrami :

$$b = \frac{b}{\left[ 1 - f(\underline{\sigma}) \right]^m} \quad (2.19)$$

avec un retard en temps pour l'initiation de la croissance  $\Delta t_{inc}$  égal à  $f(\underline{\sigma})t_{inc}^{\sigma=0}$ .

Pour ce qui est de la transformation martensitique, Inoue ([Ino04]) propose d'intégrer son effet dans l'équation de Koistinen-Marburger :

$$y = y_{\max} \left[ 1 - \exp(-K_s (M_s - T)) - f(\underline{\sigma}) \right] \quad (2.20)$$

Dans le modèle de l'INPL, c'est le paramètre  $M_s$  qui évolue de façon linéaire en fonction de la contrainte hydrostatique et équivalente imposée.

## 4.2 La transformation austénitique

La transformation austénitique est une transformation par diffusion apparaissant dans cette nuance d'acier autour de 850°C. Cette transformation est caractérisée au chauffage par une température de début de transformation à l'équilibre  $A_{eq}$  (soit à vitesse de

chauffage infiniment lente), une température de début de transformation  $AC_1$  (ou début de croissance) et  $AC_3$  sa température de fin de transformation.

Le temps d'incubation de cette transformation est très fortement dépendant de la vitesse de chauffage (voir Fig. 2.33, [OAC07]). Plus la vitesse de chauffage est élevée, plus la température de début de transformation est élevée.

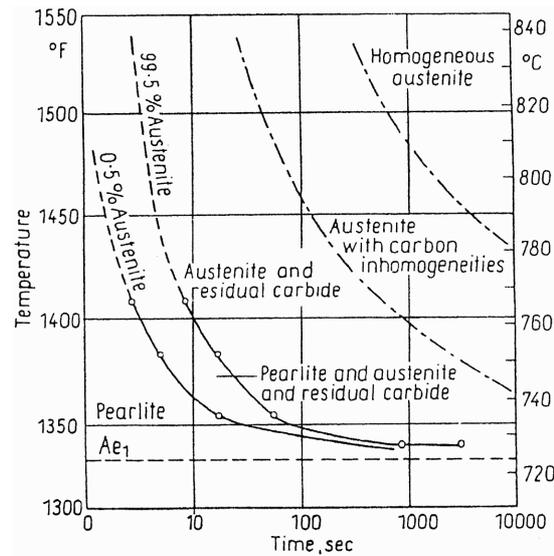


FIG. 2.33: Dépendance au temps et à la température de la transformation austénitique à partir d'une structure perlitique, d'après [RM43]

Afin d'obtenir expérimentalement les proportions de phase apparaissant dans un matériau en fonction de la température, plusieurs techniques existent :

- par *dilatation libre* qui consiste à mesurer la dilatation libre d'un échantillon. Cette technique ne s'utilise que dans le cas de transformations métallurgiques avec des phases de compacités différentes.
- par *mesure de résistivité* qui consiste à mesurer les différences de potentiel d'un échantillon soumis à un courant électrique lors d'un chargement thermique. Ces différences de potentiel sont proportionnelles aux variations de la résistance électrique qui peuvent être corrélées aux variations de phases dans le matériau. Si l'on suppose que la résistance électrique est la moyenne de la résistance de chacune des phase, pondérée par leur proportion (loi de mélange linéaire), on a dans le cas d'un matériau biphasé :

$$R(T) = (1 - y_2(T))R_1(T) + y_2(T)R_2(T) \quad (2.21)$$

L'inconvénient de cette méthode est la dépendance en déformation (notamment la déformation thermique) de la résistance mesurée (voir [Ham92]).

- par mesure du *Pouvoir Thermo-Electrique* (PTE) consistant à mesurer la tension créée par un gradient thermique dans un circuit constitué d'un métal de référence et de l'échantillon (Effet Seebeck) (voir par exemple [Hou02] ou [Sim06] pour des applications de cette technique pour l'étude des aciers de cuve). Le pouvoir thermo-électrique absolu d'un métal est sensible à divers facteurs microstructuraux dont la présence d'éléments en solution solide, de dislocations et les phases en présence. Cette méthode permet notamment de suivre les réactions de précipitation.
- par mesure *calorimétrique*. Lors d'un changement de phase on a dégagement ou absorption d'énergie que l'on appelle chaleur latente de transformation. Ces énergies peuvent être mesurées à l'aide d'un calorimètre et se matérialisent par un pic d'énergie sur les courbes en fonction de la température. L'analyse de ce pic permet de remonter aux proportions de phase.
- par mesure *ultrasonore*, comme par exemple dans [KCL<sup>+</sup>03].

C'est la première technique qui sera utilisée pour les transformations étudiées dans ce travail.

#### 4.2.1 Résultats expérimentaux

Les essais de dilatométrie pour la transformation austénitique ont été réalisés au DMN/SRMA/LA2M par R. Duthilleul ([Dut03]), sur dilatomètre absolu DT1000. Les résultats obtenus en terme de déplacement dû à la dilatation thermique sont donnés figure 2.34.

Afin de remonter à la proportion de phase en fonction de la température  $y(T)$ , nous ferons deux hypothèses :

- on a linéarité des déplacements dûs aux déformations thermiques pour les deux phases lors du changement de phase (voir Fig. 2.34)
- le déplacement total suit une loi de mélange linéaire en fonction des pourcentages et des déplacements de chacune des phases en présence :

$$D(T) = y(T)D_a(T) + (1 - y(T))D_m(T) \quad (2.22)$$

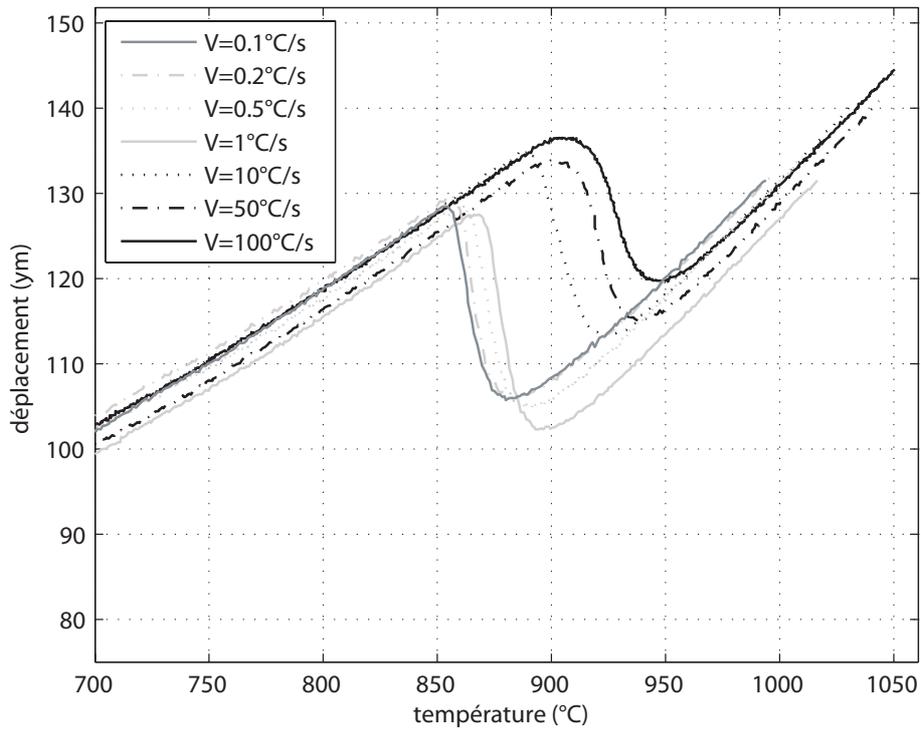


FIG. 2.34: Résultats des essais de dilatométrie pour la transformation austénitique, d'après [Dut03]

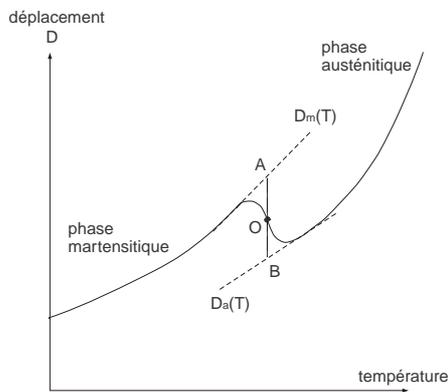


FIG. 2.35: Dépouillement des courbes de dilatation thermique pour le calcul des phases

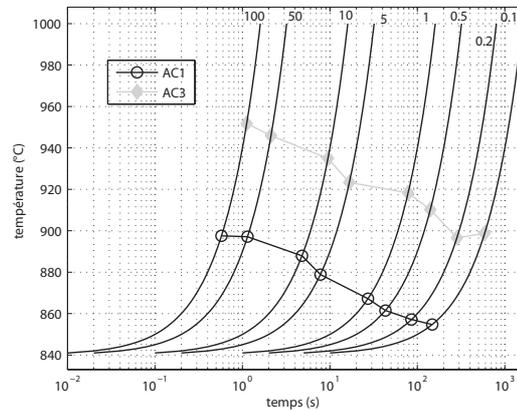


FIG. 2.36: Diagramme TCC

Les hypothèses conduisent à écrire que :

$$y(T) = \frac{\overline{OA}}{\overline{BA}} \tag{2.23}$$

Le résultat du calcul de l'évolution de la proportion d'austénite en fonction de la température pour différentes vitesses de chauffage est présenté figure 2.37.

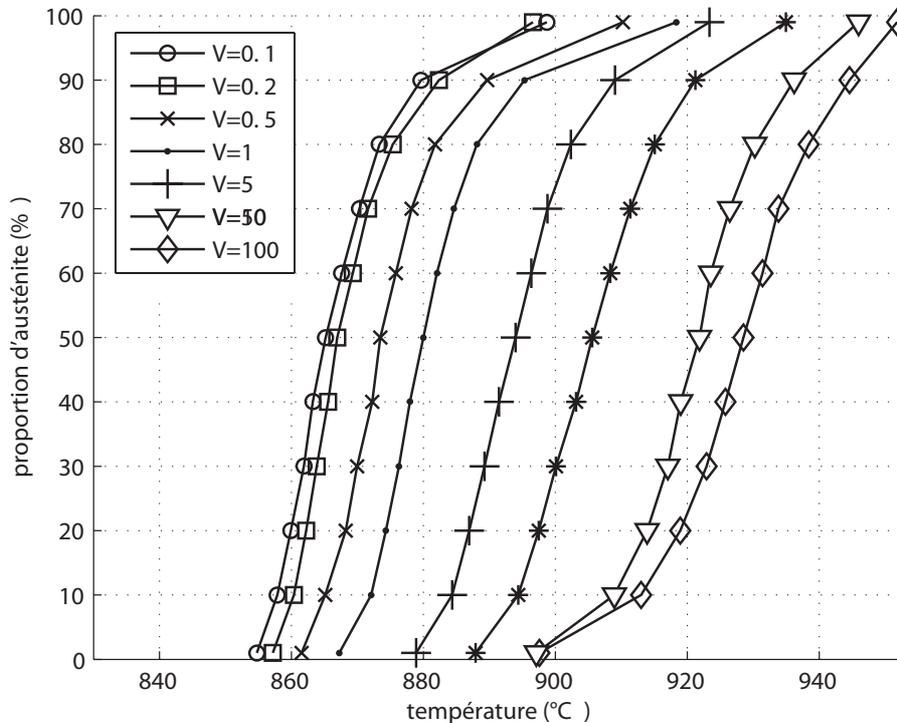


FIG. 2.37: Proportion d'austénite en fonction de la température, pour différentes vitesses de chauffage

A partir de ces courbes, on peut tracer le diagramme TCC (Température, Chauffage Continu), en repérant la température de début de transformation (à 1%) et de fin de transformation (à 99%) (voir Fig. 2.36).

#### 4.2.2 Modèle phénoménologique proposé

Le modèle que nous proposons est un modèle prenant en compte à la fois l'incubation puis la croissance :

- l'incubation sera calculée d'après le principe d'additivité de Scheil pour l'incubation.
- la croissance sera quant à elle modélisée à l'aide d'une équation différentielle, initialement proposée Holt et al. ([Hol80]) et modifiée avec l'ajout d'un terme de rappel en  $1 - y$  par Brachet et al. ([BGB<sup>+</sup>98]) pour donner :

$$\dot{y} = K \exp\left(-\frac{W}{RT}\right) \langle T - T_{eq}(y) \rangle_+^n (1 - y) \quad (2.24)$$

avec  $K$  et  $W$  les paramètres cinétiques de la transformation et  $A_{eq}$  la température de début de transformation à l'équilibre. L'utilisation de ce modèle nécessite également la connaissance de la cinétique de transformation à l'équilibre  $T_{eq}(y)$ .

**Modélisation de la cinétique à l'équilibre** L'équation 2.24 nécessite la connaissance de la cinétique de transformation à l'équilibre. La connaissance de cette cinétique est par définition impossible à obtenir expérimentalement. Une solution consisterait à réaliser un essai à très faible vitesse de chauffage (typiquement égale à  $0.01^\circ\text{C/s}$  ou inférieur).

Nous avons fait le choix d'utiliser une formule empirique, proposée par Zhu et Devletian ([ZD91]), qui permet d'extrapoler les cinétiques à vitesse constante vers la cinétique à l'équilibre. Ce modèle phénoménologique a déjà été utilisé pour modéliser une transition en phase solide dans des alliages de zirconium et de titane, contrôlé par l'énergie libre de Gibbs et la diffusivité.

Les auteurs proposent la relation suivante, pour une proportion de phase donnée  $y$  :

$$T_V = C \left[ VT_V \exp \left( \frac{Q}{RT_V} \right) \right]^{\frac{1}{3}} + T_{eq} \quad (2.25)$$

où  $T_V$  représente la température qu'il faudrait atteindre pour obtenir une proportion de phase  $y$  à la vitesse de chauffage  $V$  et où  $C$  est une constante et  $Q$  une énergie d'activation de diffusion au joint de grain. On obtient ainsi le retard en température pour une vitesse de chauffage  $V$  donnée par rapport à l'équilibre. D'après les auteurs, cette formule ne doit être utilisée que pour les faibles vitesses de chauffage.

Comme dans [Dut03], l'identification de la courbe à l'équilibre consiste à identifier pour un certain nombre de proportions  $y_i$  (typiquement 1%, 10%, ..., 99%) le couple  $[C, T_{eq}(y_i, Q)]$  d'après les courbes expérimentales à faible vitesse de chauffage, pour  $n_j$  valeurs de  $Q$ , qui physiquement varient de 50KJ à 400KJ. La température à l'équilibre  $T_{eq}(y_i)$  est alors prise comme étant la moyenne des  $T_{eq}(y_i, Q)$  :

$$T_{eq}(y_i, Q) = \sum_{j=1}^{n_j} T_{eq}(y_i, Q_j) \quad (2.26)$$

Dans la pratique (voir [ZD91]),  $T_{eq}(y_i, Q)$  est déterminée graphiquement comme étant l'ordonnée à l'origine de la régression linéaire des points expérimentaux  $(T_V, y_i)$  dans un graphe  $VT_V \exp \left( \frac{Q}{RT_V} \right)$  vs.  $T_V$  (voir figure 2.38). Nous avons utilisé pour cela quatre courbes à faible vitesse de chauffage ( $0.1, 0.2, 0.5$  et  $1^\circ\text{C/s}$ ).

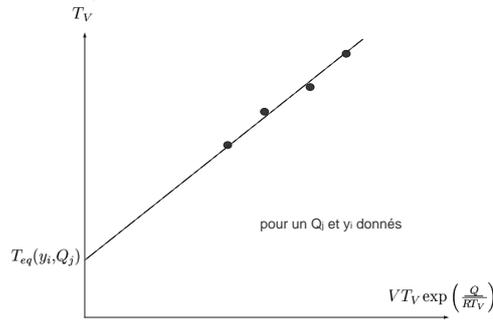


FIG. 2.38: Méthode graphique de détermination de  $T_{eq}(y_i, Q_j)$

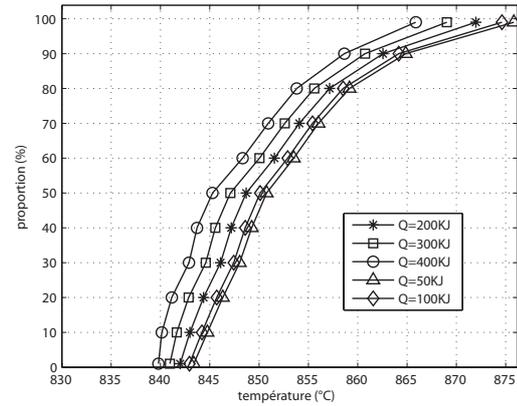


FIG. 2.39: Courbes  $T_{eq}(y, Q)$  obtenues

Des exemples de courbes extrapolées  $y$  vs.  $T_{eq}(Q)$  obtenues sont présentées en figure 2.39. La moyenne de l'ensemble de ces courbes, représentant la valeur retenue pour  $T_{eq}(y)$ , est donnée en figure 2.40.

Afin de modéliser l'évolution de phase à l'équilibre (donc ne plus faire apparaître la notion de temps mais uniquement la température), il a été proposé d'utiliser l'équation suivante :

$$y_{eq}(T) = 1 - \exp\left(-\left(k_m(T - A_{eq})\right)^m\right) \quad (2.27)$$

L'identification par minimisation quadratique sur les proportions des paramètres de cette loi d'après les courbes données en figure 2.39 a permis d'obtenir les valeurs données dans le tableau 2.6.

$A_{eq}$	$K_m$	$m$
841.36 °C	0.09959	1.1215

TAB. 2.6: Paramètres identifiés de la loi décrivant l'équilibre de la transformation austénitique

**Modélisation de l'incubation** A partir des courbes 2.36, on peut déduire le temps d'incubation en fonction de la vitesse de chauffage (voir Fig. 2.41).

Afin de pouvoir simuler l'ensemble des chargements thermiques possibles au chauffage, nous avons utilisé le principe d'additivité de Scheil. Ne disposant pas de la courbe de début de transformation du diagramme isotherme, nous l'avons déduite d'une loi d'incubation identifiée à partir de la courbe de début de transformation du diagramme TCC

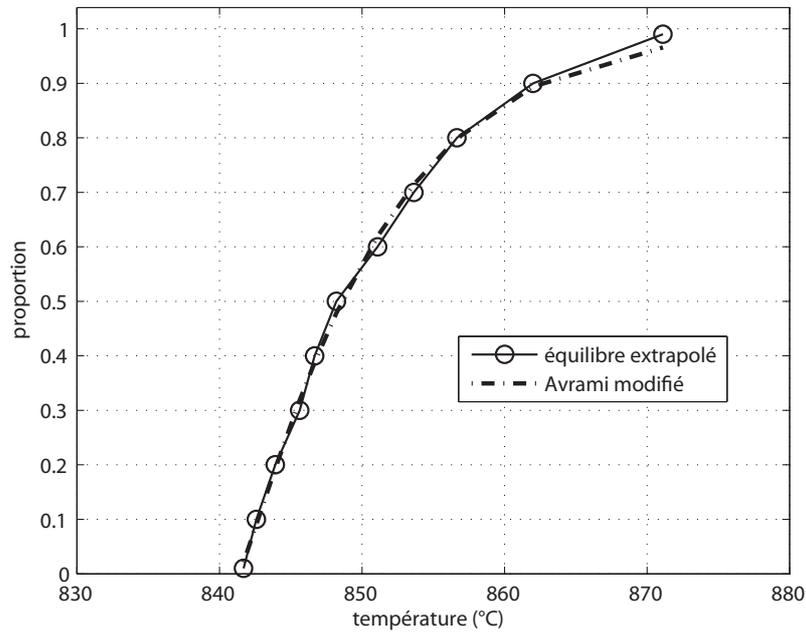


FIG. 2.40: Comparaison entre la courbe à l'équilibre extrapolée et sa modélisation

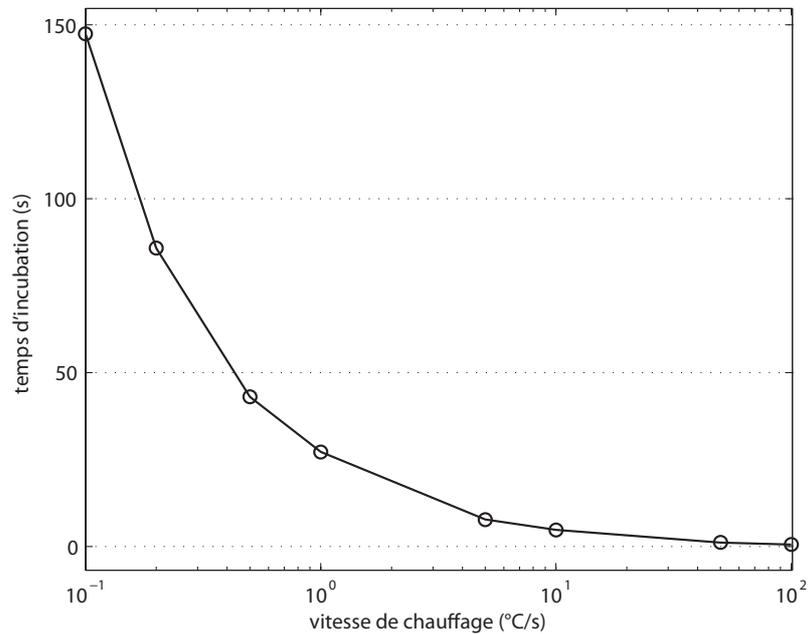


FIG. 2.41: Temps d'incubation expérimental en fonction de la vitesse de chauffage, en supposant  $A_{eq}$  égal à 840°C

expérimental (figure 2.36).

La loi phénoménologique que nous proposons pour modéliser le temps d'incubation est de la forme :

$$\tau(T) = A(A_{sat} - T) \exp\left(-\frac{C}{T - A_{eq}}\right) \quad (2.28)$$

Ce modèle prend en compte une dépendance en température de la cinétique de transformation par une loi de type loi d'Arrhenius, mais aussi un plafonnement de la température de début de transformation pour des vitesses supérieures à 50°/s représenté par  $A_{sat}$  la température à saturation pour l'incubation. A température constante, la croissance se déclenchera lorsque le temps passé à cette température, que l'on notera  $t_0$ , sera tel que :

$$p(T, t) = 1 = \int_0^{t_0} \frac{\exp\left(-\frac{C}{T - A_{eq}}\right)}{A_{sat} - T} . dt \quad (2.29)$$

Selon ce modèle et l'hypothèse de Scheil, la croissance débute lorsque :

$$\left\{ \begin{array}{l} \int_0^{t_0} \frac{dt}{\tau(T)} = 1 \\ \text{avec } \tau(T) = A(A_{sat} - T) \exp\left(-\frac{C}{T - A_{eq}}\right) \quad \text{et } T - A_{eq} > 0 \end{array} \right. \quad (2.30)$$

L'identification des paramètres  $A$ ,  $A_{sat}$  et  $A_{eq}$ , se fait par intégration numérique de l'équation 2.30 lors d'un chauffage à vitesse constante. Si l'on pose  $T = V.t + A_{eq}$ , on a début de la croissance lorsque :

$$\begin{aligned} \int_0^{t_0} \frac{dt}{t_0 \tau(T)} &= \int_0^{t_0} \frac{dt}{A(A_{sat} - T) \exp\left(-\frac{C}{T - A_{eq}}\right)} = 1 \\ \Leftrightarrow \int_0^{t_0} \frac{dt}{A(A_{sat} - Vt + A_{eq}) \exp\left(-\frac{C}{Vt}\right)} &= 1 \end{aligned} \quad (2.31)$$

Malheureusement, cette intégrale n'a pas de solution analytique. La solution de 2.31 peut être obtenue numériquement en résolvant le système différentiel suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{T} = V \\ \dot{t}_{inc} = \frac{1}{A(A_{sat} - T) \exp\left(-\frac{C}{T - A_{eq}}\right)} \quad \text{avec } T - A_{eq} > 0 \end{array} \right. \quad (2.32)$$

les valeurs initiales et finale de  $t_{inc}$  étant respectivement égales à 0 et 1.

Les paramètres à identifier ( $A, A_{sat}, C$ ) sont obtenus par identification inverse dans Matlab©. L'intégration du système différentiel est faite par une méthode de Runge-Kutta à un pas d'ordre 4-5 (de Dormand et Prince [DP80]) avec optimisation du pas de temps. La méthode utilisée est la méthode non-linéaire d'optimisation de Nelder-Mead ([NM64]) dite méthode du simplex, déjà implantée dans Matlab© ([LRWW98]).

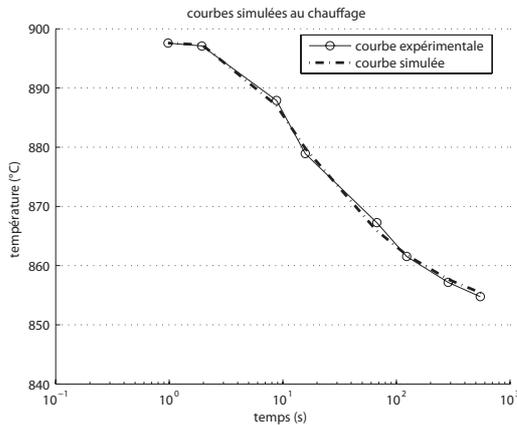
Le critère de convergence utilisé est un critère quadratique sur les températures de début de transformation  $T_{AC1}$ , sur l'ensemble des vitesses  $n_i$  de chauffages considérées (de 0.1°C/s à 100°C/s) :

$$J = \sum_{i=1}^{n_i} \frac{T_{AC1}^{sim}(V_i) - T_{AC1}^{exp}(V_i)}{n_i} \tag{2.33}$$

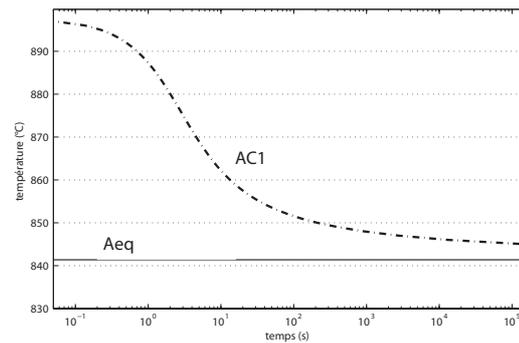
Les paramètres ainsi identifiés sont les suivants :

A	$A_{sat}$	C
0.04	897.6°C	40.69/°C

**TAB. 2.7:** Paramètres identifiés de la loi d'incubation pour la transformation austénitique



**FIG. 2.42:** Comparaison entre les températures de début de transformation expérimentale et simulées du diagramme TCC



**FIG. 2.43:** Courbe AC1 simulée du diagramme TTT

Grâce à cette identification, en appliquant 2.28, nous pouvons reconstruire la courbe AC1 du diagramme TTT.

**Modélisation de la croissance** La forme mathématique de la transformation à l'équilibre  $y_{eq}(T)$  (2.27) étant maintenant définie, on peut en déduire sa forme transposée  $T_{eq}(y)$  (cette fonction étant strictement monotone) :

$$T_{eq}(y) = \frac{\left(\ln\left(\frac{1}{1-y}\right)\right)^{\frac{1}{m}}}{k_m} + A_{eq} \quad (2.34)$$

et l'insérer dans l'équation différentielle 2.24 de croissance austénitique :

$$\dot{y} = K \exp\left(-\frac{W}{RT}\right) \left(T - \frac{\left(\ln\left(\frac{1}{1-y}\right)\right)^{\frac{1}{m}}}{k_m} - A_{eq}\right)^n (1-y) \quad (2.35)$$

Les équations d'incubation et de croissance pour un chauffage à vitesse constante sont alors intégrées numériquement en résolvant le système différentiel suivant :

$$\begin{aligned} \dot{T} &= V \\ \dot{t}_{inc} &= \frac{1}{A(A_{sat}-T) \exp\left(-\frac{C}{T-A_{eq}}\right)} \quad \text{avec } T - A_{eq} > 0 \\ \dot{y} &= K \exp\left(-\frac{W}{RT}\right) \left(T - \frac{\left(\ln\left(\frac{1}{1-y}\right)\right)^{\frac{1}{m}}}{k_m} - A_{eq}\right)^n (1-y) \end{aligned} \quad (2.36)$$

L'identification inverse des paramètres  $K$ ,  $n$  et  $W$  est faite à partir de trois courbes de chauffage (0.1, 1 et 100°C/s). Le critère de minimisation pour cette identification a été choisi comme étant égal à :

$$J = \sum_{i=1}^{n_V} \sum_{j=1}^{n_T} \left[ \frac{y^{sim}(T_j, V_i) - y^{exp}(T_j, V_i)}{n_V n_T} \right]^2 \quad (2.37)$$

où  $n_T$  représente le nombre de températures considérées et  $n_V$  le nombre de vitesses considérées. La comparaison entre les courbes expérimentales et simulées est donnée en figure 2.44. Les valeurs des paramètres ainsi identifiées sont données dans le tableau 2.8.

$K$	$E$	$n$
97.0813E15 /s	480.639 KJ/mol	2.4341

TAB. 2.8: Paramètres identifiés de la loi de croissance pour la transformation austénitique

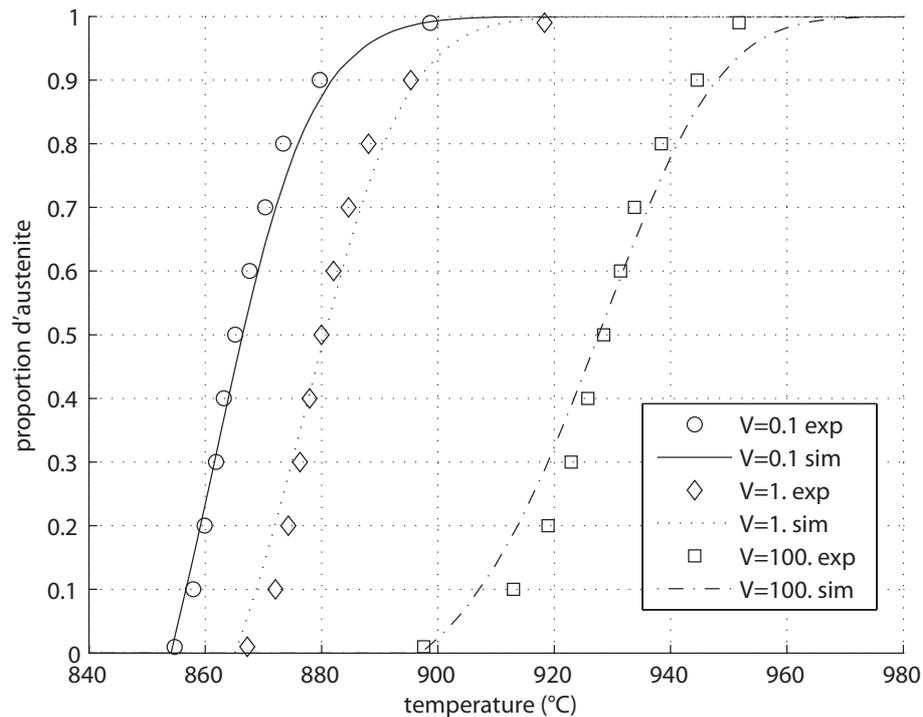


FIG. 2.44: Comparaison entre courbes expérimentales et simulées pour l'incubation et la croissance de la transformation austénitique, sur quatre décades de vitesses de chauffage

#### 4.2.3 Modèle probabiliste proposé

Une autre approche que nous proposons est inspirée des travaux initiaux de Kolmogorov [Kol37] (revisités dans [BFK05]) portant sur l'étude probabiliste de la nucléation et de la croissance de particules, et de récents développements réalisés au laboratoire sur cette approche probabiliste ([MSVH06], [MVH07]). Le modèle d'Avrami apparaît comme une variation de la solution générale proposé par Kolmogorov.

Soit  $\lambda(T)$  la probabilité de germination hétérogène d'un site de la phase fille, pilotée par la température. Faisons le choix d'une loi puissance, dont la variable est l'écart de température par rapport à la température d'équilibre  $T_{eq}$  de la transformation, qui s'écrit :

$$\begin{cases} \lambda(T) = \lambda_0 \left( \frac{T - T_{eq}}{T_0} \right)^m & \text{si } T \geq T_{eq} \\ \lambda(T) = 0 & \text{si } T < 0 \end{cases} \quad (2.38)$$

où  $\lambda_0$ ,  $T_0$  et  $m$  sont des paramètres de la loi de germination (ou d'incubation).

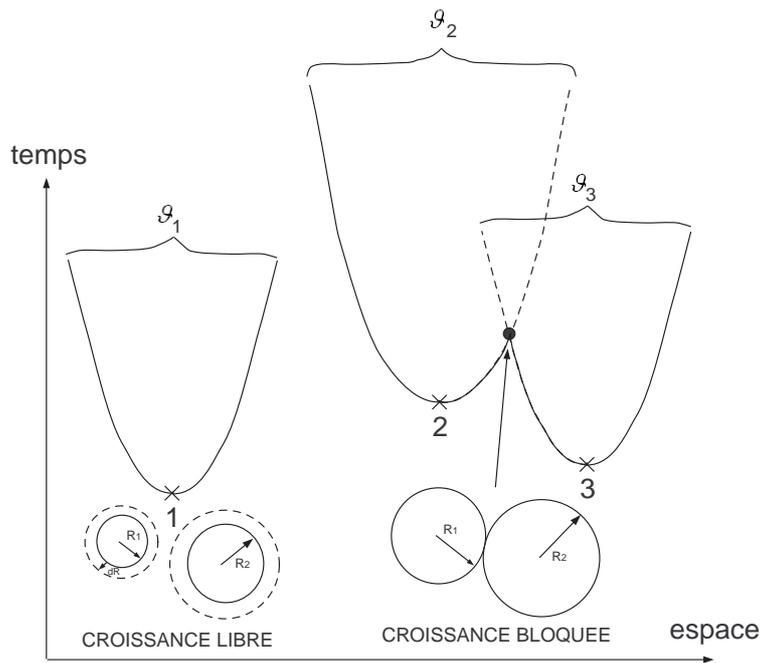


FIG. 2.45: Schéma dans l'espace spatio-temporel de la germination/croissance

Après germination la croissance de la phase fille que l'on suppose isotrope dépend du temps écoulé depuis la germination. Introduisons maintenant la notion de volume étendu  $\vartheta_i$  d'un grain  $i$ , comme étant le volume total occupé par ce grain dans la phase mère, si celui-ci a la possibilité d'une croissance libre, sans être bloqué par des grains voisins (voir Fig. 2.45). Si on suppose une forme sphérique des particules de phase fille, on a :

$$\vartheta_i(t - t_g) = \frac{4\pi}{3} [R(t - t_g)]^3 \quad (2.39)$$

avec  $R(t - t_g)$  le rayon de la particule, dépendant du temps écoulé depuis la germination (ayant eu lieu au temps  $t_g$ ). Si on fait le choix d'une loi de croissance en puissance du rayon de la particule, on a :

$$R_0(t - t_g) = R_0 \left( \frac{t - t_g}{t_0} \right)^n \quad (2.40)$$

où  $R_0$ ,  $n$  et  $t_0$  sont des paramètres de la loi de croissance. Le volume étendu s'exprimera donc :

$$\vartheta_i = \frac{4\pi}{3} \left[ R_0 \left( \frac{t - t_g}{t_0} \right)^n \right]^3 \quad (2.41)$$

Soit  $V$  un domaine volumique de l'espace et  $\lambda V$  le nombre moyen de sites de germination dans ce volume. D'après un processus ponctuel de Poisson (ou loi des événements rares), la probabilité  $P$  d'avoir  $N$  sites de germination dans un volume  $V$  donné s'écrit :

$$P(X = N, T, V) = \frac{(\lambda(T)V)^N}{N!} \exp(-\lambda V) \quad (2.42)$$

Soit  $M$  un point de l'espace, la condition pour que ce point puisse croître après germination est qu'il ne se trouve pas dans un autre grain de phase fille. On définit ainsi l'*horizon* d'un point  $M$ , comme étant la zone spatio-temporelle où il ne faut pas y avoir eu de germination. D'après 2.42, la probabilité de ne pas avoir de germes dans une zone  $V$  s'exprime :

$$P(X = 0, T, V) = \exp(-\lambda V) \quad (2.43)$$

L'horizon du point  $M$  créé par les grains ayant germé au temps  $t = t_g$  est représenté figure 2.45. Cet horizon est le volume étendu actuel  $\vartheta_M$  d'une particule ayant germé à  $t = t_g$  en  $M$ . La probabilité de n'avoir aucune germination sur ce volume s'exprime :

$$P(X = 0, T, \vartheta_M) = \exp(-\lambda \vartheta_i(t - t_g)) \quad (2.44)$$

En intégrant la probabilité 2.44 par rapport à  $t_g$  entre les temps 0 et  $t$ , on obtient :

$$\begin{aligned} P(X = 0, T, M) &= \prod_{t_g=0}^t \exp \left[ -\frac{\Delta\lambda}{dt_g} \Delta t_g \vartheta_i(t - t_g) \right] \\ \Leftrightarrow P(X = 0, T, M) &= \exp \left[ \sum_{t_g=0}^t -\frac{\Delta\lambda}{dt_g} \Delta t_g \vartheta_i(t - t_g) \right] \\ &= \exp \left[ \int_{t_g=0}^t -\frac{\Delta\lambda}{dt_g} \vartheta_i(t - t_g) dt_g \right] \end{aligned} \quad (2.45)$$

La probabilité d'être dans de la phase fille en M s'écrira :

$$\begin{aligned} P(X = 1, T, \vartheta_M) &= 1 - P(X = 0, T, \vartheta_M) \\ &= \exp \left[ \int_{t_g=0}^t -\frac{d\lambda}{dt_g} \vartheta_i(t-t_g) dt_g \right] \end{aligned} \quad (2.46)$$

La proportion de phase en ce point M est donc égale à  $P(X = 1, T, \vartheta_M)$ . L'expression 2.46 modélise la compétition entre les mécanismes de croissance et de germination (ou incubation) par convolution. En considérant les lois 2.38 et 2.40 décrivant les lois d'évolution de ces deux mécanismes, l'équation 2.46 s'exprime :

$$y(t, T) = 1 - \exp \left[ \int_{t_g=0}^t -\frac{d\lambda}{dt_g} \frac{4\pi}{3} (R(t-t_g))^3 dt_g \right] \quad (2.47)$$

avec :

$$\frac{d\lambda}{dt_g} = \frac{\lambda_0}{T_0^m} m (T - T_{eq})^{m-1} \frac{dT}{dt_g} \quad (2.48)$$

On a donc finalement :

$$y(t, T) = 1 - \exp \left[ \int_0^t -\frac{4\pi}{3} \frac{\lambda_0}{T_0^m t_0^n} m (T - T_{eq})^{m-1} \frac{dT}{dt_g} (R_0(t-t_g)^n)^3 dt_g \right] \quad (2.49)$$

Le calcul de la proportion de phase (Eq. 2.49) ne peut se faire que de manière numérique. Néanmoins, il existe une solution analytique à l'équation 2.49 dans le cas où l'on suppose que l'on a un chargement thermique à vitesse constante ( $\dot{T} = V = cste$ ). N'ayant aucune transformation pour des températures inférieures à  $T_{eq}$  (voir 2.38), introduisons  $t'$  le temps comptabilisé depuis que l'on a atteint la température  $T_{eq}$  :  $t' = \frac{T-T_{eq}}{V}$ . On a donc :

$$\begin{aligned} y(t') &= 1 - \exp \left[ \int_0^{t'} -\frac{4\pi}{3} \frac{\lambda_0}{T_0^m t_0^n} m (V t_g)^{m-1} \frac{dT}{dt_g} [R_0(t' - t_g)^n]^3 dt_g \right] \\ &= 1 - \exp \left[ \int_0^{t'} -\frac{4\pi}{3} \frac{\lambda_0}{T_0^m t_0^n} R_0^3 m (V t_g)^{m-1} V (t' - t_g)^{3n} dt_g \right] \\ &= 1 - \exp \left[ -\frac{4\pi}{3} \frac{\lambda_0}{T_0^m t_0^n} V^m R_0^3 m \int_0^{t'} (t_g)^{m-1} (t' - t_g)^{3n} dt_g \right] \end{aligned} \quad (2.50)$$

En introduisant la fonction remarquable Beta, définie par :

$$B(x, y) = \int_0^1 t'^{x-1} (1-t')^{y-1} dt' \quad (2.51)$$

on en déduit :

$$\begin{aligned} y(t') &= 1 - \exp \left[ -\frac{4\pi}{3} \frac{\lambda_0}{T_0^m} t'^{m+3n} V^m R_0^3 m \int_0^1 \left(\frac{t'_g}{t'}\right)^{m-1} \left(1 - \frac{t'_g}{t'}\right)^{3n} dt'_g \right] \\ &= 1 - \exp \left[ -\frac{4\pi}{3} \frac{V^m m \lambda_0 R_0^3}{T_0^m t_0^n} t'^{m+3n} B(3n+1, m) \right] \end{aligned} \quad (2.52)$$

On peut également exprimer 2.52 en fonction de la température :

$$y(T) = 1 - \exp \left[ -\frac{4\pi}{3} \frac{m \lambda_0 R_0^3}{T_0^m t_0^n V^{3n}} (T - T_{eq})^{m+3n} B(3n+1, m) \right] \quad (2.53)$$

On peut également exprimer cette équation en fonction d'un temps et d'une température caractéristique, respectivement  $t'_c$  et  $T_c$ . Prenons  $t'_c$  comme étant le temps nécessaire pour avoir en moyenne un site de germination dans le volume étendu  $\vartheta_i(t'_c)$ . Cela se traduit par la relation :

$$\begin{aligned} \lambda(Vt'_c) \vartheta_i(t'_c) &= 1 \\ \Leftrightarrow \lambda_0 \left(\frac{Vt'_c}{T_0}\right)^m \frac{4\pi}{3} \left[ R_0 \left(\frac{t'_c}{t_0}\right)^n \right]^3 &= 1 \end{aligned} \quad (2.54)$$

et on a donc :

$$t_c^{m+3n} = \frac{3}{4\pi K} \left(\frac{T_0}{V}\right)^m t_0^{3n} \Rightarrow t'_c = \left(\frac{3}{4\pi K} \left(\frac{T_0}{V}\right)^m t_0^{3n}\right)^{\frac{1}{m+3n}} \quad (2.55)$$

La température caractéristique  $T_c$ , définie comme étant égale à  $Vt'_c$ , s'exprime :

$$T_c = \left(\frac{3}{4\pi K} T_0^m V^{3n} t_0^{3n}\right)^{\frac{1}{m+3n}} \quad (2.56)$$

L'équation 2.53 peut alors s'exprimer en fonction de cette température caractéristique :

$$y(T) = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{T}{T_c} \right)^{m+n} mB(3n+1, m) \right] \quad (2.57)$$

Ce modèle probabiliste possède sept paramètres :  $\{T_{eq}, \lambda_0, T_0, m, R_0, t_0, n\}$ . Si on suppose la température  $T_{eq}$  déjà connue, et en posant  $K = R_0^3 \lambda_0$ , cela ne fait plus que 5 paramètres à identifier. Nous avons dans un premier temps programmé l'équation 2.53 dans Matlab<sup>®</sup>, puis réalisé une analyse inverse dans ce même logiciel de manière analogue à ce qui a été présenté au chapitre 4.2.2. Les paramètres ainsi identifiés sont présentés dans le tableau 2.9, et la comparaison entre les courbes expérimentales et simulées présentées en figure 2.46.

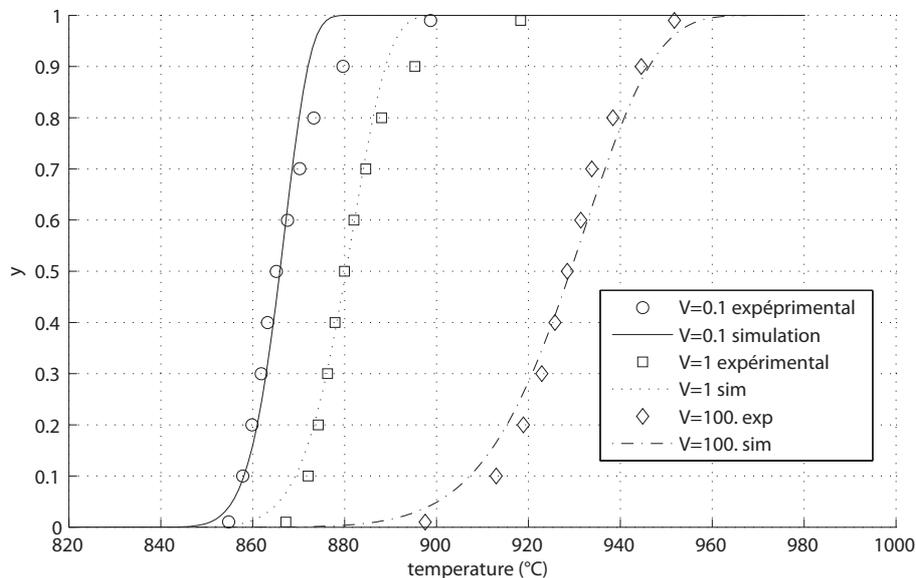


FIG. 2.46: Simulation d'un chauffage pour différentes vitesses avec le modèle probabiliste

K	$T_0$	m	$t_0$	n
$5.062E^{-07}$	5.033 °C	6.3644	36.529 s	0372

TAB. 2.9: Paramètres identifiés du modèle probabiliste

Les résultats sont comparables à ceux obtenus avec le modèle phénoménologique, hormis en fin de transformation, où la cinétique de transformation avec le modèle probabiliste est beaucoup trop rapide. Les résultats avec ce dernier restent tout de même très satisfaisants alors qu'il n'est nécessaire d'identifier avec cette approche que 5 paramètres au lieu de 8 pour le modèle phénoménologique.

### 4.3 La solidification et la ferrite- $\delta$

Le phénomène de solidification est un processus physique très complexe. La microstructure résultant du refroidissement d'une phase liquide dépend de la composition chimique, du gradient thermique ainsi que de la vitesse de refroidissement. Le mode de solidification et la teneur en ferrite- $\delta$  qui en résulte, joue un rôle important sur le phénomène de fissuration à chaud (voir [Ker00]). Quatre modes de solidification peuvent apparaître ([PE92] [Fol88] [Eas92]) :

- par front de solidification plan,
- par cellules,
- par cellules dendritiques,
- par dentrites.

L'avancée du front de solidification plan se fait de manière homogène à vitesse constante. L'avancée du front de solidification plan peut se briser à tout moment et commencer à former des cellules. Cela peut s'expliquer par la présence de mouvements turbulents dans la zone liquide. Mais la principale condition de la présence ou non d'un front de solidification plan dépend principalement du gradient thermique dans la zone liquide au front de solidification. En effet, si le gradient thermique au front de solidification est supérieur à un certain gradient critique -fonction de la vitesse d'avancée du front, du coefficient de diffusion dans le liquide ainsi que de l'écart de température entre le solidus et le liquidus de l'alliage- il y a nucléation de cellules.

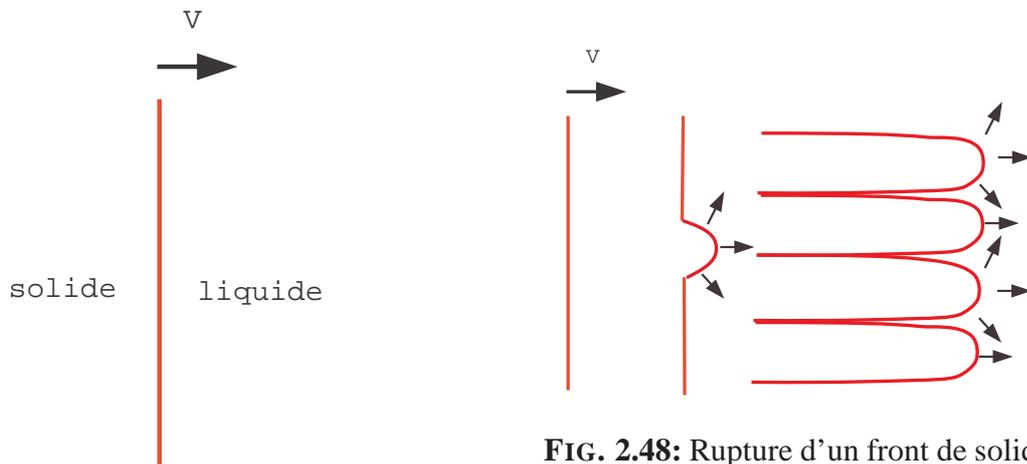


FIG. 2.48: Rupture d'un front de solidification plan en cellules

FIG. 2.47: Front de solidification plan

Un front de solidification plan est impossible à obtenir naturellement dans les alliages, à part dans le cas d'expérimentations où les températures sont extrêmement bien contrôlées comme par exemple lors de la production "en alignement" de microstructures à grande résistance au fluage, comme c'est le cas pour les aubes de turbines. C'est également le cas

pour la production de métaux extrêmement purs.

La croissance cellulaire n'est stable que dans une certaine gamme de gradients de température. Pour un gradient de température suffisamment bas, on a un début d'apparition de bras de solidification secondaires, perpendiculaires à la cellule. On parle alors de mode cellulaire dendritique. Si le gradient diminue encore, on a une décomposition totale de la structure cellulaire en structure dendritique, avec apparition de bras de solidification tertiaires. Accompagnant ce changement de structure, on a une réorientation du bras principal de solidification dans des directions cristallographiques privilégiées comme la direction  $\langle 100 \rangle$  pour les alliages à structure cubique.

Le soudage est essentiellement un procédé dynamique du fait du déplacement de la source de chaleur. Pour un point donné, on a donc un gradient thermique maximal qui varie au cours du temps avec l'avancée de la torche. La croissance dendritique est donc contrôlée à la fois par le plus grand gradient de température et la direction cristallographique de croissance privilégiée ( $\langle 100 \rangle$  par exemple). Cela a pour conséquence des brusques changements de direction de croissance. Le mécanisme qui explique qu'il puisse y avoir un changement de direction des plans privilégiés peut s'expliquer de la façon suivante : à cause des turbulences dans la zone fondue, des dendrites ou branches de dendrites sont arrachées du reste de la structure et peuvent donc à ce moment là orienter leur plan privilégié dans la direction du plus grand gradient thermique.

La vitesse d'avance de la torche a donc une grande importance sur l'orientation des grains de la ligne de fusion. L'augmentation de la vitesse de soudage a un effet important sur la forme de la zone fondue, qui passe d'une forme elliptique à une forme évasée, en modifiant significativement les directions des plus grands gradients de température et donc la morphologie microstructurale de la zone (voir Fig 2.49). En résumé, la solidification en soudage se déroule de la façon suivante (voir Fig. 2.50) :

- la solidification s'initie à partir des grains du métal de base dans la zone de transition ;
- la croissance de la zone solidifiée est au début lente, formant tout d'abord un front de solidification plan puis une structure cellulaire très fine ;
- la phase intermédiaire de solidification correspond à l'apparition de cellules dendritiques dans des directions cristallographiques privilégiées et/ou suivant le plus grand gradient de température ;
- la solidification se termine au niveau de la ligne de soudage, avec une croissance extrêmement rapide de la structure dendritique, entraînant souvent des ségrégations.

La plupart des aciers commencent à se solidifier en formant de la ferrite- $\delta$  et, dans la majorité des cas, elle est accompagnée par une nucléation d'austénite aux joints de grain ferritiques. La présence de ferrite- $\delta$  peut suffire à éviter le risque de fissuration à chaud ([For04b] [For05]). Cependant, ce risque dépend surtout d'autres facteurs tels que le mode de solidification ([KMF85]) qui conditionne la quantité de phase liquide interdendritique piégée (sous forme de poches), et la présence d'éléments d'addition tels que le soufre, le

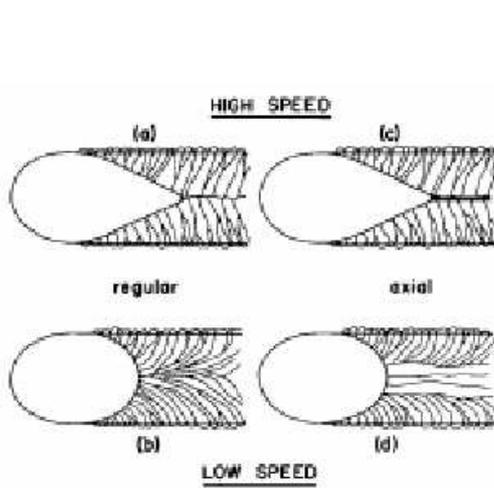


FIG. 2.49: Influence de la vitesse de soudage sur la morphologie du bain et la croissance des grains, d'après [PE92]

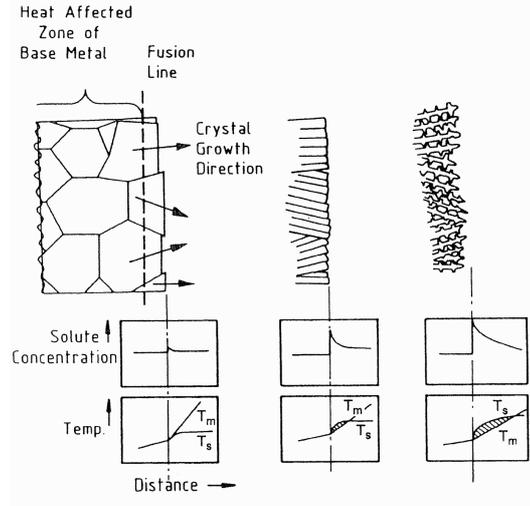


FIG. 2.50: Illustration des étapes de la solidification, avec  $T_m$  la température du mélange et  $T_s$  la température de solidification, d'après [Eas92] - Les zones hachurées représente les zones de surfusion

phosphore ou le bore qui sont des éléments à bas point de fusion favorisant la formation d'un film liquide subsistant dans la phase finale de solidification.

Afin de déterminer si l'on a présence de ferrite et/ou dans quelles proportions au refroidissement d'un joint soudé, plusieurs diagrammes et critères existent pour les aciers :

- Le diagramme de Schaeffler ([Sch49]) introduit notamment la notion de pourcentages de Cr et Ni équivalents de chrome et de nickel afin de déterminer la composition du matériau :

$$\begin{cases} [Cr_{eq}] = \%Cr + \%Mo + 1.5\%Si + 0.5\%Nb \\ [Ni_{eq}] = \%Ni + 30\%C + 0.5\%Mn \end{cases} \quad (2.58)$$

La composition de l'acier objet de cette étude correspond à  $[Cr_{eq}] = 9.62$  et  $[Ni_{eq}] = 3.3$ . Ce diagramme, donné en figure 2.51, ne prévoit pas de ferrite- $\delta$ .

- le diagramme de Schneider ([Sch60]), diagramme de Schaeffler modifié pour les matériaux à 9%-12% de chrome, correspond aux définitions suivantes :

$$\begin{cases} [Cr_{eq}] = \%Cr + 1.5\%Mo + 1.75\%Nb + 2\%Si + 5\%V + 1.5\%Ti + 0.75\%W \\ [Ni_{eq}] = \%Ni + 30\%C + 0.5\%Mn + 0.3\%Cu + 25\%N \end{cases} \quad (2.59)$$

L'acier objet de cette étude correspond à  $[Cr_{eq}] = 11.306$  et  $[Ni_{eq}] = 3.3187$  et ce diagramme prévoit encore la non présence de ferrite- $\delta$  au refroidissement.

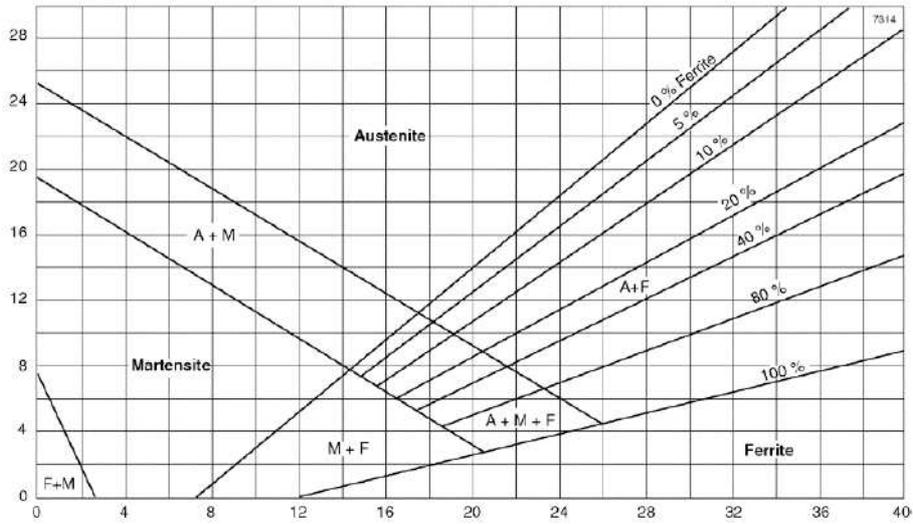


FIG. 2.51: Diagramme de Schaeffler [Sch49]

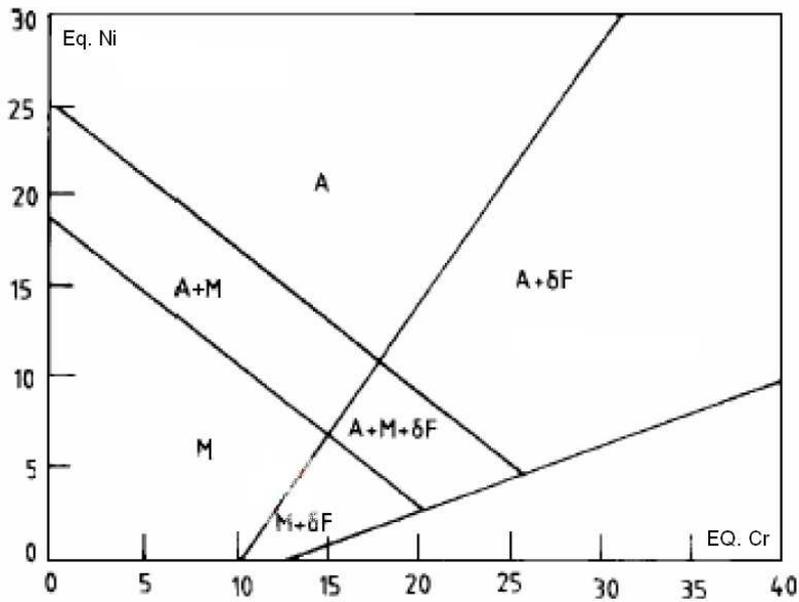


FIG. 2.52: Diagramme de Schneider [Sch60]

– le diagramme de Lippold ([BL98] et [BL00]) correspond aux définitions suivantes :

$$\begin{cases} [Cr_{eq}] = \%Cr + 2\%Mo + 10(\%Al + \%Ti) \\ [Ni_{eq}] = \%Ni + 35\%C + 20\%N \end{cases} \quad (2.60)$$

et l’acier objet de cette étude à  $[Cr_{eq}] = 10.357$  et  $[Ni_{eq}] = 3.595$ , ce qui conduit à la même conclusion.

– d’autres définitions du pourcentage de “chrome équivalent” (mal choisi car la forme

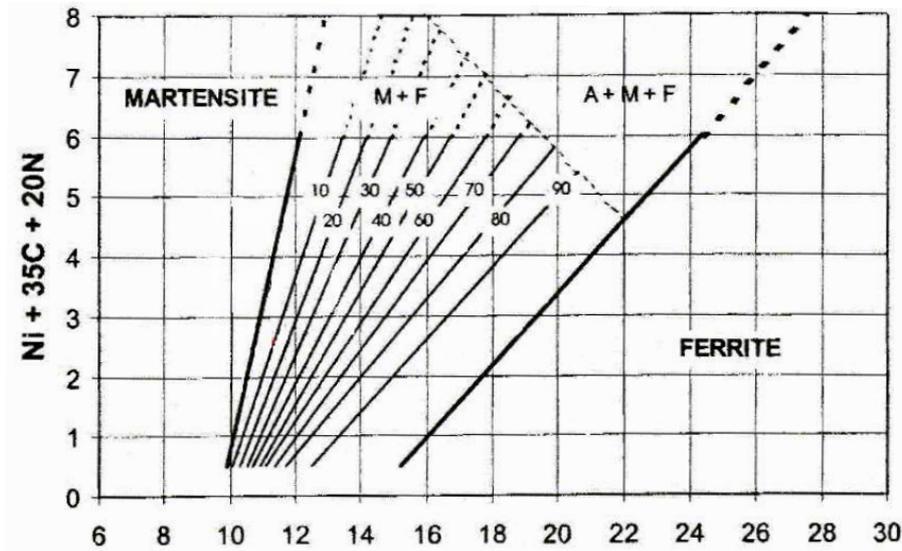


FIG. 2.53: Diagramme de Lippold

en chrome équivalent contient des éléments à la fois alphagène et gammagène) dont le facteur de Kaltenhauser (voir dans [Bar97]) conduit à la non-présence de ferrite- $\delta$ .

Nous avons également effectué un calcul Thermocalc© (par méthode CALPHAD) pour obtenir le diagramme d'équilibre de ce matériau au refroidissement (voir Fig. 2.54). Nous observons la présence de ferrite- $\delta$ , mais jamais à 100%. Cela ne fait pas espérer une grande quantité de ferrite- $\delta$  présente en fin de refroidissement si on admet les conclusions de [For04a], selon lesquelles la présence de ferrite- $\delta$  en fin de refroidissement dépend de la largeur de la gamme de température pendant laquelle le matériau est à 100% ferritique. Cette phase ne sera donc pas considérée dans la suite de cette étude.

Il convient cependant de modéliser la fusion et la solidification dans la plage de température entre le liquidus et le solidus. Afin de modéliser cette transformation en déterminant la proportion de phase solide dans entre le liquidus  $T_L$  et le solidus  $T_S$ , ces derniers ont été déterminés à l'aide de Thermocalc© (voir le tableau 2.10).

$T_S$	$T_L$
1450 °C	1500 °C

TAB. 2.10: Température de liquidus et solidus pour notre matériau

Si la valeur exacte des températures caractéristiques de la transformation liquide-solide n'ont pas de réel impact sur l'aspect mécanique des simulations numériques du soudage, l'importante quantité d'énergie qui entre en jeu dans cette transformation (chaleur latente

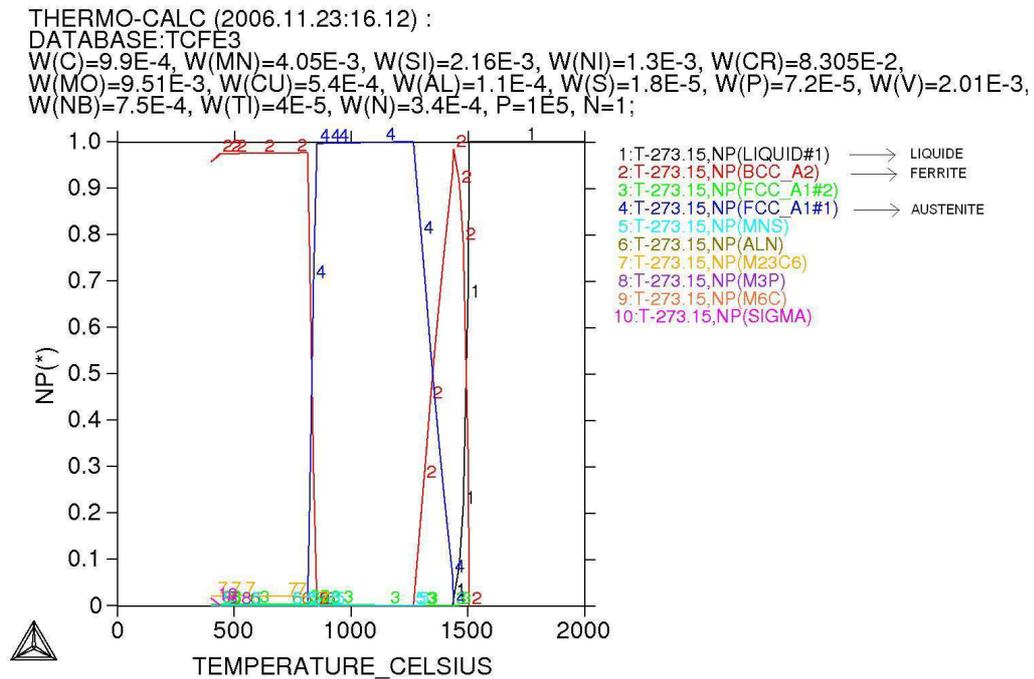


FIG. 2.54: Diagramme d'équilibre simulé avec Thermocalc pour l'acier X10CrMoVNb9-1

de transformation) a un réel impact sur la thermique. La modélisation de l'évolution de la fraction liquide/solide a donc également une certaine importance.

Plusieurs modèles permettent d'exprimer la fraction de solide en fonction de la température ([KF92]). En faisant l'hypothèse d'une solidification en état d'équilibre, et donc que la diffusion est complète en phase liquide et solide, une évolution linéaire de la phase solide entre le liquidus et le solidus peut être considérée (règle du bras de levier) :

$$y_S = \frac{T_L - T}{T_L - T_S} \quad \text{avec} \quad T_S \leq T \leq T_L \quad (2.61)$$

ou alors quadratique :

$$y_S = 1 - \left( \frac{T - T_S}{T_L - T_S} \right)^2 \quad \text{avec} \quad T_S \leq T \leq T_L \quad (2.62)$$

D'autres modèles plus évolués, supposant une solidification hors équilibre, ont été développés notamment pour les applications en fonderie, comme par exemple le modèle de Scheil et ses améliorations (voir [Tam05]). Au vu des résultats obtenus avec Thermocalc©, nous avons choisi le modèle linéaire 2.61.

#### 4.4 La transformation martensitique

Le diagramme de transformation au refroidissement continu (TRC) de l'acier T91 obtenu par [Dut03] est donné en figure 2.55. La transformation martensitique est la seule transformation au refroidissement de l'austénite dans le cas d'applications de soudage où les vitesses de refroidissement sont comprises entre 10 000 et 15 000 °C/heure. Ce matériau ne présente pas d'austénite résiduelle en fin de refroidissement, comme cela est le cas pour les aciers à 5%Cr ([CoaS98]).

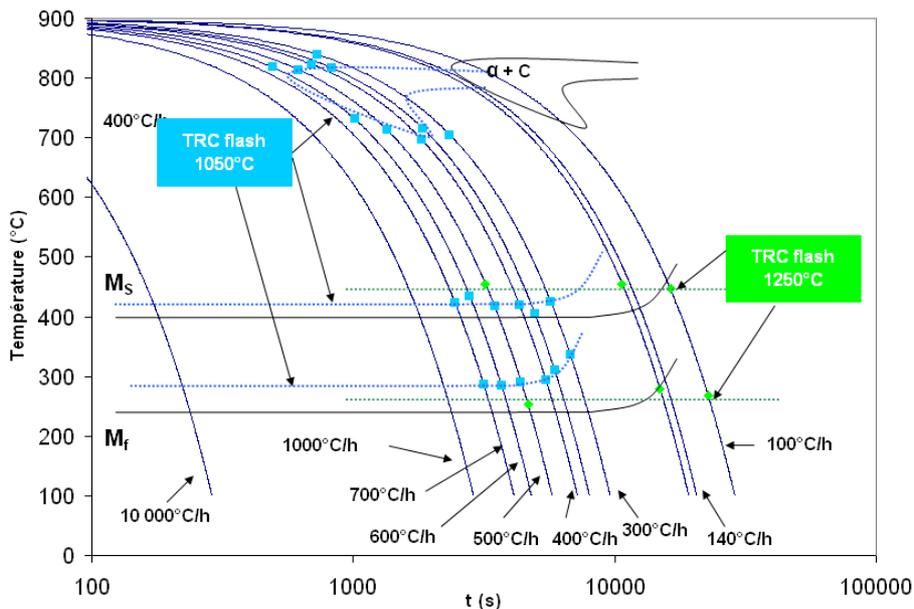


FIG. 2.55: Diagramme TRC de l'acier, obtenu par [Dut03] -  $V_C=10^\circ\text{C/s}$ ,  $T_a=1050^\circ\text{C}$  ou  $1250^\circ\text{C}$

Le décalage du “nez” ferritique vers les très faibles vitesses de refroidissement en fonction de la température d'austénitisation  $T_a$  est lié à l'influence que peut avoir la taille de grain sur les transformations par diffusion. Plus la taille de grains est importante, plus la migration du carbone vers les joints de grains est longue (d'où le décalage vers la droite). Par contre, le décalage des températures de début et de fin de transformation ( $M_S$  et  $M_f$ ) est typique non pas d'une évolution de la taille de grain, mais de la présence de décarburation

à haute température.

La transformation martensitique correspond au passage d'une structure austénitique Cubique à Faces Centrées stable à une structure Quadratique-Centree, par cisaillement local du réseau cristallin, parallèlement à un plan que l'on appelle plan d'accolement. C'est en 1924, que Bain ([Bai24]) démontra comment passer d'une structure CFC à une structure QC, avec le minimum de déplacements atomiques et de déformation de la phase mère (voir Fig. 2.56).

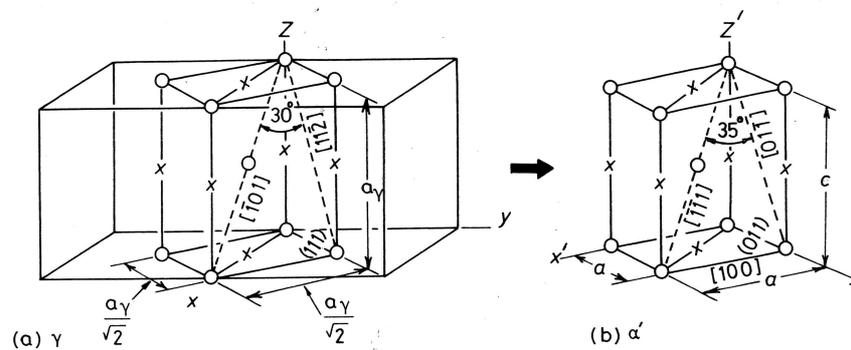


FIG. 2.56: Mécanisme de Bain [Bai24]

Ce mécanisme conduit à des déformations de contraction et cisaillement. L'accommodation de ces déformations entre les différents variants de martensite formés conduit à une microstructure extrêmement complexe à l'échelle macroscopique. Suivant la composition notamment en carbone, cela se traduit dans les aciers par des structures dites en plaquettes (ou lenticulaire) ou en lattes (ou massive), cette dernière présentant une forte densité de dislocations dans les lattes. C'est cette dernière morphologie que l'on retrouve dans la nuance d'acier objet de cette étude (voir figure 2.57).

L'identification de la cinétique de transformation martensitique a été faite comme pour la transformation austénitique, à l'aide d'un essai de dilatation. L'essai de dilatation utilisé est issu de la campagne d'essais mécaniques réalisée au LMT-Cachan présentée dans la troisième partie de ce mémoire. Un extrait de la courbe de dilatation (dans la zone de transformation martensitique) d'un échantillon austénitisé 10 minutes à 100°C (métal de base initialement) est présenté en figure 2.58.

Le dépouillement de cette courbe donne une évolution de la proportion martensitique en fonction de la température qui est donnée en figure 2.57. Pour modéliser cette transformation, nous avons choisi le modèle classique de Koistinen et Marburger (Eq. 2.4).

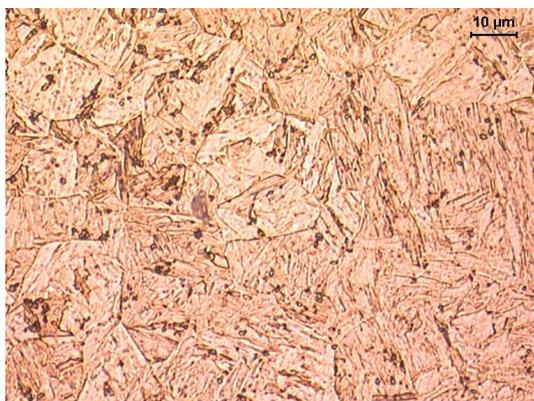


FIG. 2.57: Martensite trempée obtenue après austénitisation à 1050°C pendant 10 secondes

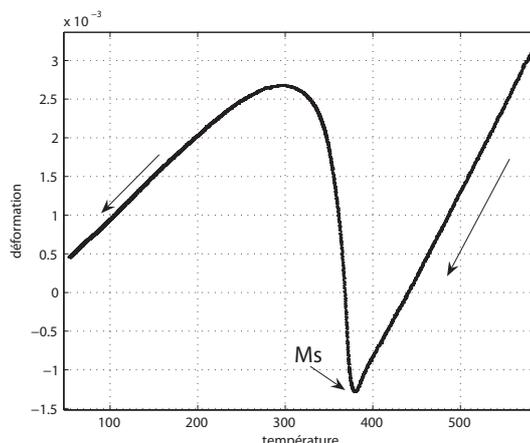


FIG. 2.58: Essai de dilatation libre sur un échantillon austénitisé à 1000°C pendant 10 minutes

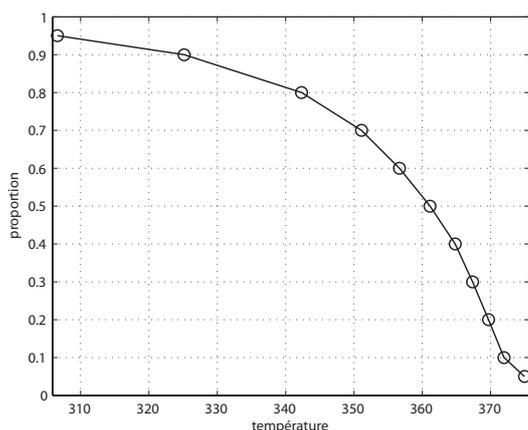


FIG. 2.59: Proportion de martensite en fonction de la température, d'après l'essai de dilatation

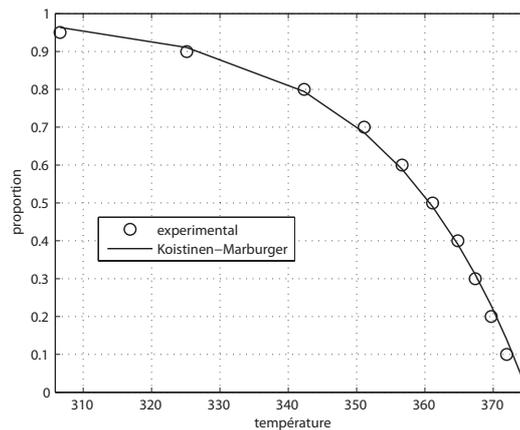


FIG. 2.60: Comparaison expérimental/simulation pour la transformation martensitique

L'identification du modèle à l'aide de la courbe expérimentale 2.59 a été réalisée par minimisation quadratique sur les proportions. La comparaison entre résultat expérimental et prévision du modèle est présentée en figure 2.60. Les paramètres ainsi identifiés sont donnés dans le tableau 3.4.

$M_S$	$K_S$
375.07 °C	0.04829

TAB. 2.11: Paramètres identifiés de la loi de Koistinen-Marburger

La température  $M_S$  peut être estimée d'après la composition de l'acier. Béres et *al.* ([BBI94] [Bér98]) proposent la formule suivante pour les aciers de nuance 9-12%Cr :

$$M_S = 454 - 210\%C + \frac{4.2}{\%C} - 27\%Ni - 7.8\%Mn - 9.5(\%Cr + \%Mo + \%V + \%W + 1.5\%Si) - 21\%Cu \quad (2.63)$$

Cette formule donne une valeur de  $M_S$  de  $375^\circ\text{C}$ , ce qui est en bonne corrélation avec nos résultats.

## 5 Implantation numérique des modèles

Les modèles qui ont été décrits précédemment ont été implantés dans le logiciel EF Cast3M. L'ensemble de ces modèles a été soit implanté "en dur" dans le logiciel, soit via une routine externe UMAT. Les différentes phases métallurgiques que nous considérons par la suite lors des simulations sont :

- le métal de base, sous forme de martensite revenue.
- l'austénite,
- le métal liquide,
- la martensite trempée (martensite en lattes).

Cette loi de comportement métallurgique est indexée dans Cast3M sous le nom de : *TMM-LMT2*. En Annexe 5, nous proposons une mise en données permettant de simuler les transformations de phase lors d'un chauffage suivi d'un refroidissement.

### 5.1 La transformation austénitique

Nous avons choisi d'implanter le modèle phénoménologique proposé au chapitre 4.2.2, considérant d'abord l'incubation, puis ensuite la croissance. Pour l'incubation, utilisant le principe d'additivité de Scheil, aucune intégration n'est nécessaire. La température du plateau isotherme considérée sur le pas de temps est prise égale à la valeur moyenne de la température  $T_m$  sur ce pas. De façon incrémentale, le calcul de l'incubation s'écrit :

$$t_{inc}^{(1)} = t_{inc}^{(0)} + \frac{\Delta t}{A(A_{sat} - T_m) \exp\left(-\frac{C}{T_m - A_{eq}}\right)} \quad (2.64)$$

avec,  $\Delta t$  le pas de temps et :

$$T_m = \frac{T^{(1)} - T^{(0)}}{2} \quad (2.65)$$

Pour la croissance, l'équation différentielle 2.35 doit être intégrée sur chacun des pas de calculs. Cette intégration est réalisée à l'aide d'une méthode de Runge-Kutta. Les détails de l'algorithme utilisé sont donnés en Annexe 4.

La résolution numérique par la méthode Runge-Kutta d'ordre 2 de l'équation différentielle 2.35 s'écrit donc :

$$y^{(1)} = y^{(0)} + \frac{\Delta t}{2} (k_1 + k_2) \quad (2.66)$$

avec

$$k_1 = \dot{y}(t_0, y^0) = K \exp\left(-\frac{W}{RT^{(0)}}\right) \left( T^{(0)} - \frac{\left(\ln\left(\frac{1}{1-y^{(0)}}\right)\right)^{\frac{1}{m}}}{k_m} - A_{eq} \right)^n (1 - y^{(0)}) \quad (2.67)$$

et  $k_2 = \dot{y}(t_1, y^0 + k_1 \delta t)$  qui vaut :

$$k_2 = K \exp\left(-\frac{W}{RT^{(1)}}\right) \left( T^{(1)} - \frac{\left(\ln\left(\frac{1}{1-(y^{(0)} + k_1 \Delta t)}\right)\right)^{\frac{1}{m}}}{k_m} - A_{eq} \right)^n (1 - (y^{(0)} + k_1 \Delta t)) \quad (2.68)$$

Pour un chauffage à vitesse constante, l'évolution du temps d'incubation réduit  $t_{inc}$  et de la proportion de phase simulée est donnée en figure 2.61. Il est également intéressant de comparer les résultats obtenus par simulation avec les résultats expérimentaux à vitesses variables pour la transformation austénitique (voir figure 2.62).

Les simulations 2.61 et 2.62 ont été réalisées avec des pas de temps tels que l'on ait une variation de température sur le pas de 1°C/s. L'influence du pas de temps est illustrée par la figure 2.63. Malgré une dégradation de la réponse du modèle avec l'augmentation de la taille du pas de temps, cet algorithme ne conduit pas à des réponses aberrantes.

## 5.2 La transformation liquide-solide et martensitique

Pour ces transformations, les formules 2.61 et 2.4 ont été directement introduites dans le code. Les évolutions de l'ensemble des phases métallurgiques lors d'un chauffage et d'un refroidissement ainsi calculées sont données figure 2.64.

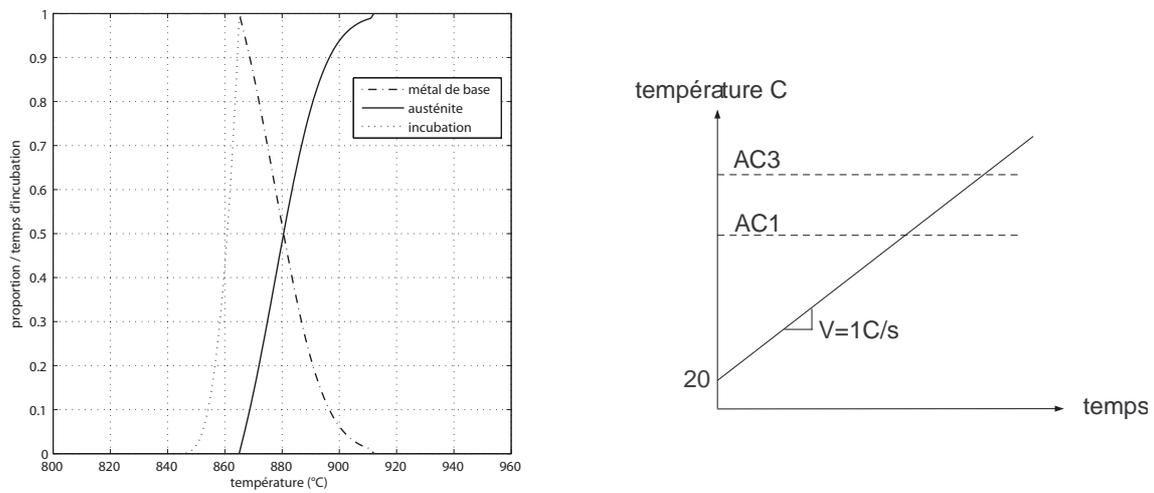


FIG. 2.61: Simulation d'une chauffe à vitesse constante

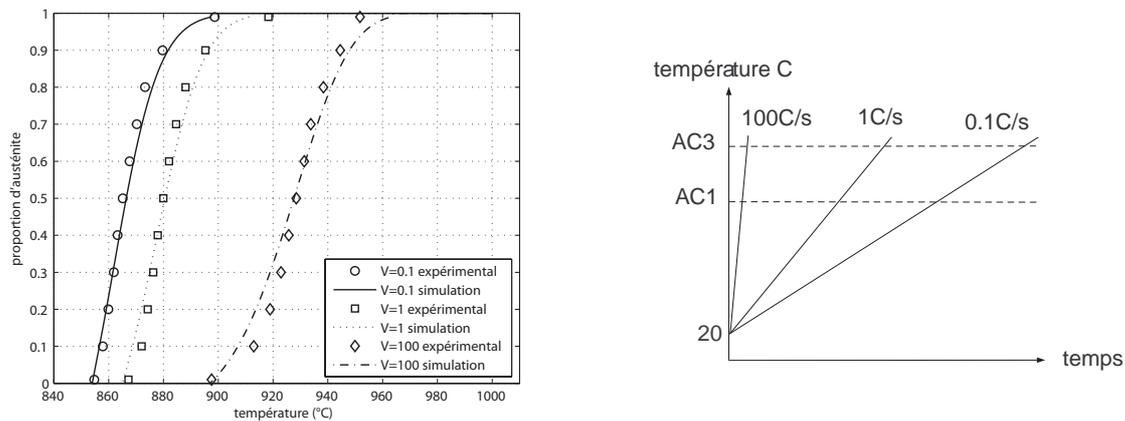


FIG. 2.62: Simulation d'un chauffage pour différentes vitesses

### 5.3 Simulation de chargements complexes

Afin de vérifier et valider l'implantation du modèle numérique, nous proposons plusieurs chargements un peu plus complexes que les chargements utilisés pour l'identification des modèles, et représentatifs de chargements thermiques pouvant apparaître lors d'une opération de soudage multipasse :

- multi-austénitisation, le matériau est chauffé une première fois jusqu'à l'état liquide, suivi d'un réchauffage au dessus de AC3, sans repasser à l'état liquide.
- multi-austénitisation avec une seconde austénitisation incomplète : le matériau sera chauffé une première fois au dessus de AC3, puis une seconde fois sans que la transformation austénitique soit complète.

Les résultats obtenus sont illustrés par les figures 2.65 et 2.66.

La réalisation de tels essais afin de valider les modèles proposés constitue l'une des perspectives à court terme de ce travail de modélisation.

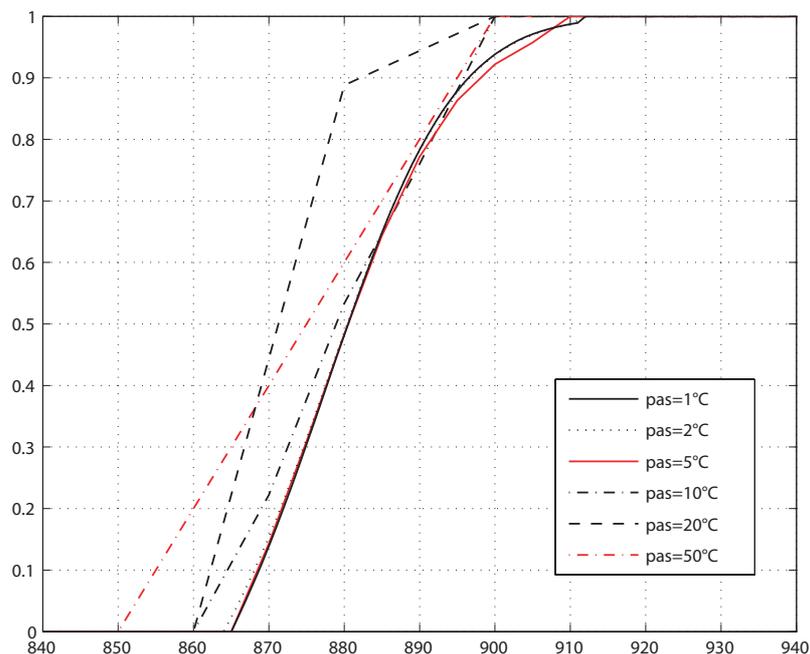


FIG. 2.63: Influence du pas de temps sur l'intégration du modèle de croissance austénitique, pour un chauffage à 1°C/s

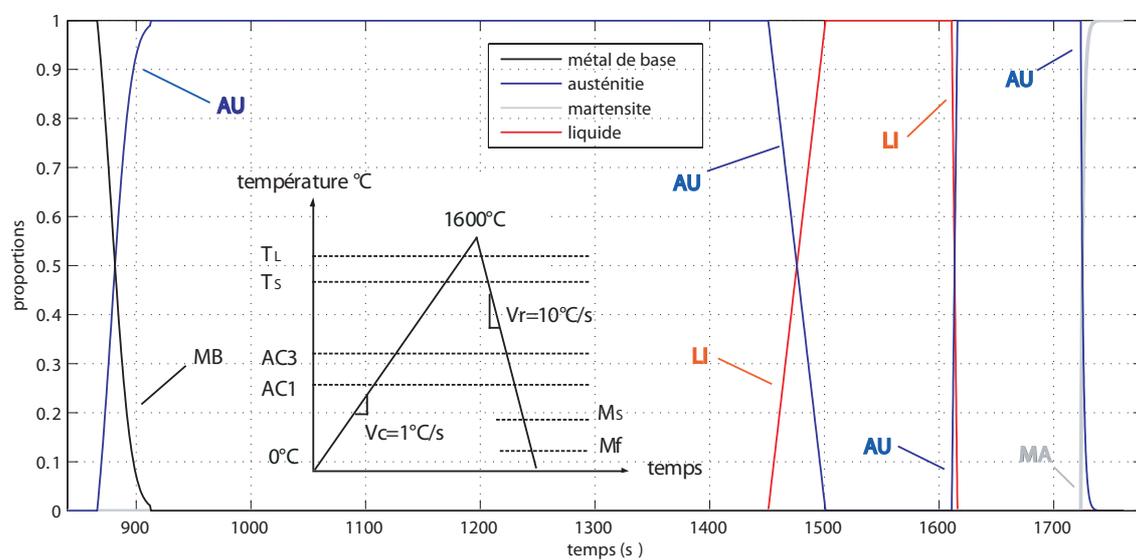


FIG. 2.64: Evolutions des phases métallurgiques lors d'un chauffage suivi d'un refroidissement

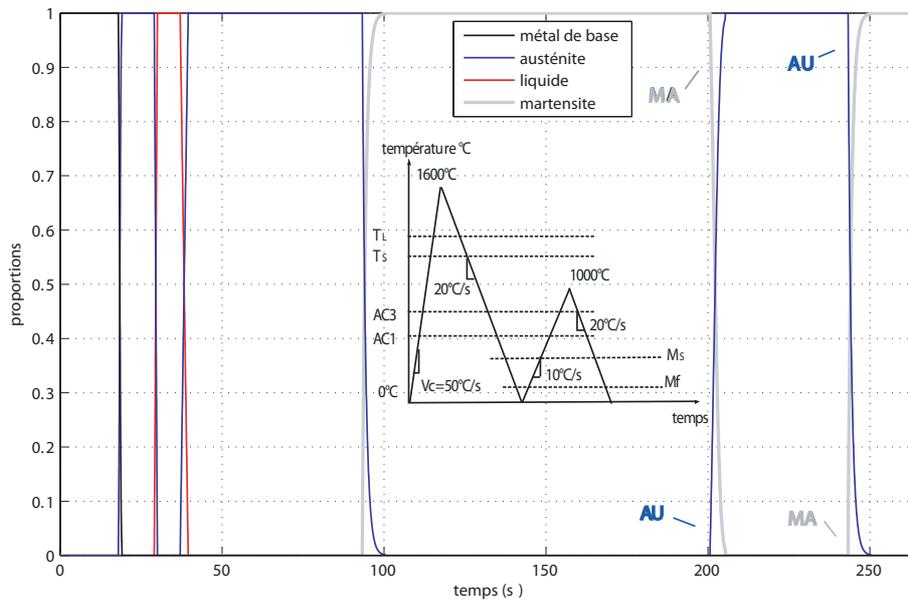


FIG. 2.65: Chargement complexe de multi-austénitisation

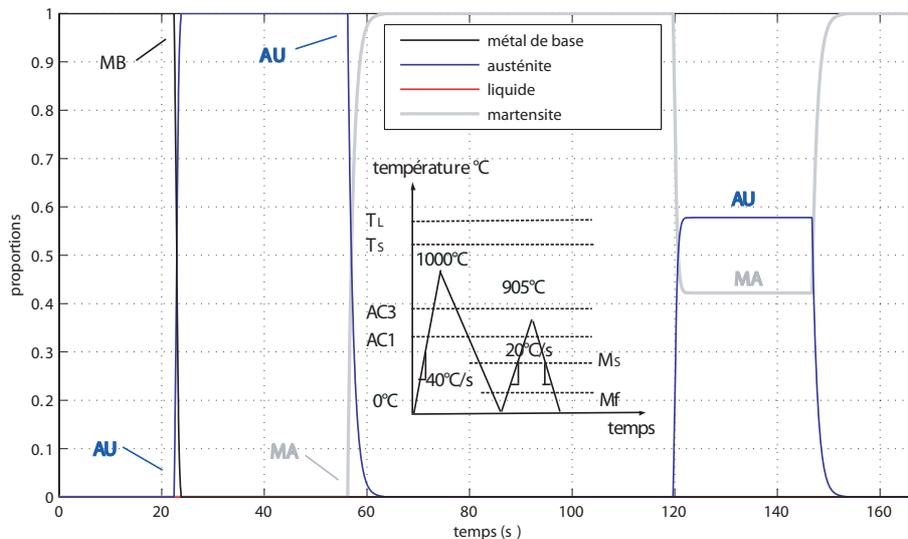


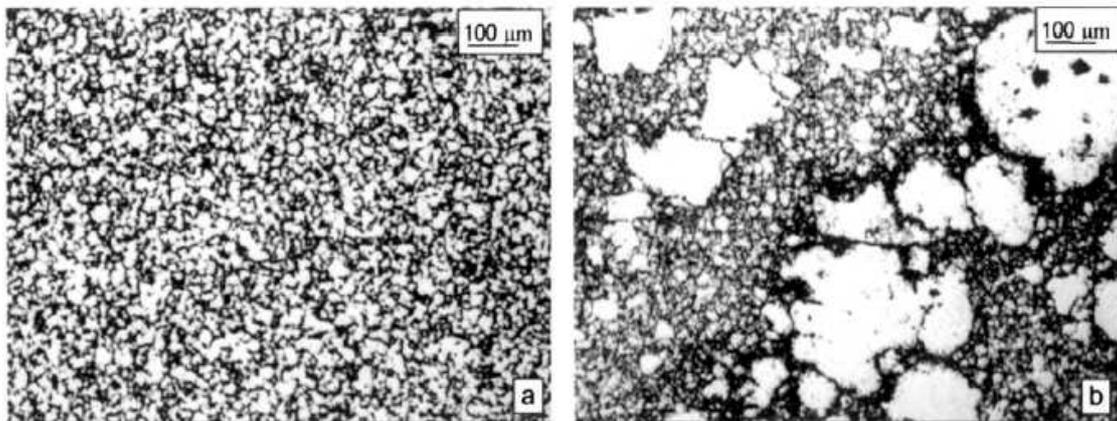
FIG. 2.66: Chargement complexe de multi-austénitisation avec une seconde transformation austénitique incomplète

## 6 Etude de la croissance de grain austénitique

Comme on a pu le remarquer précédemment, la ZAT présente de forts gradients de taille de grain en son sein. Si la taille de grain n'influe pas quantitativement sur la transformation martensitique, elle peut avoir des conséquences sur les mécanismes de diffusion

liés à la transformation austénitique de cette martensitique lors de son réchauffage (en soudage multipasse). Mécaniquement, l'influence de la taille de grain sur les propriétés mécaniques est un phénomène bien connu depuis Hall ([Hal51]) et Petch ([Pet53]).

La croissance de grain est généralement homogène (avec une distribution constante de la forme et de la taille des grains), mais il peut parfois arriver qu'elle ne le soit pas ([YS06] [BP06]) comme c'est le cas pour certaines nuances d'aciers 9Cr1Mo [DSAB03]. On parle alors de croissance anormale ou hétérogène du grain austénitique. L'apparition d'une croissance de grain anormale dépend de la température mais également de la vitesse de chauffe.



**FIG. 2.67:** Taille de grain austénitique en fonction des conditions d'austénitisation, d'après [DSAB03]

a : austénité à 1323K avec  $V_C = 10K/s$

b : austénité à 1323K avec  $V_C = 50K/s$

## 6.1 Modèles de croissance de grain

Plusieurs modèles existent dans la littérature pour modéliser la croissance de grain austénitique (voir par exemple la bibliographie consacré à ce phénomène dans la thèse de Sestier [Ses98]). On citera par exemple :

– le modèle de Beck et *al.* ([BKDH48]) propose :

$$\bar{R} = Kt^n \quad (2.69)$$

où  $\bar{R}$  est la taille de grain moyenne (on suppose un faible écart-type dans la distribution), et  $K$  et  $n$  des paramètres pouvant dépendre de la température de la température.

- Le modèle de Hillert ([Hil65]) part d'une hypothèse sur la conservation de la longueur totale des grains lors de la croissance (entraînant donc une disparition de certains grains au profit d'autres). En supposant que la croissance est basée sur la migration des joints, on obtient :

$$\frac{d\bar{R}^2}{dt} = \frac{1}{2}\alpha M\gamma \quad (2.70)$$

où  $M$  est un paramètre caractérisant la mobilité du joint de grain,  $\alpha$  et  $\gamma$  caractérisant des propriétés de ces interfaces. L'intégration de cette équation pour un chargement isotherme conduit à l'équation parabolique :

$$\bar{R}^2 = Kt + \bar{R}_0^2 \quad (2.71)$$

avec une seule constante  $K$  dépendant de la température et  $R_0$  une constante d'intégration caractérisant la taille de grain initiale moyenne avant croissance. On remarque que le modèle de Hillert est un cas particulier du modèle de Beck (avec l'hypothèse que  $R \gg R_0$ ). Hillert a également étudié l'influence de particules de seconde phase (par exemple des carbures) qui ont tendance à ralentir la mobilité des joints de grain ([Hil65], [Hum97], [SAA06], [FIG07]). Ce phénomène peut s'introduire dans l'équation 2.70 sous la forme :

$$\frac{d\bar{R}^2}{dt} = \frac{1}{2}\alpha M\gamma \left(1 - \frac{\frac{4}{3}r\bar{R}}{\alpha}\right)^2 \quad (2.72)$$

où  $r$  représente le rayon moyen des particules de seconde phase et  $f$  leur proportion. Dans ce modèle,  $\frac{4r\alpha}{3f}$  représente la valeur limite à saturation de la taille de grain.

- d'autres modèles, basés toujours sur la connaissance de la vitesse de migration des joints, incluent la prise en compte de particules de seconde phase ([Cah62], [LD57]). Un des plus connus est celui de Grey et Higgins ([GH73]) :

$$\frac{d\bar{D}}{dt} = \frac{1}{\lambda} \left( \frac{1}{\bar{D}} - \mu \right) \quad (2.73)$$

où  $\lambda$  et  $\mu$  sont des paramètres ( $\mu$  étant l'inverse d'une taille de grain, correspondant à la valeur à saturation).

- le modèle d'Ashby et Easterling ([AE82]) est un modèle contrôlé par la diffusion et applicable pour des chargements anisothermes, contrairement aux modèles présentés précédemment. L'équation proposée est la suivante :

$$\frac{dD}{dt} = Af(D) \exp\left(-\frac{Q}{RT(t)}\right) \quad (2.74)$$

avec  $f(D)$  une fonction ajustable, et  $A$  et  $Q$  les paramètres d'une loi de type Arrhenius définissant l'évolution en température du terme multiplicatif à la fonction  $f(D)$ . A l'aide de ce modèle cinétique de croissance de grain, identifié d'après des mesures expérimentales sur plusieurs nuances d'aciers, et disposant d'informations concernant la dissolution des carbures, les auteurs ont construit des diagrammes (figure 2.68) de prévision de la taille de grain en fonction de la température maximale atteinte en un point de la ZAT et sa vitesse de refroidissement caractéristique  $\delta t_{500-800}$  pour chacun de ces aciers.

Le modèle de cinétique de taille de grain proposé par Leblond et Devaux ([LD84]) est

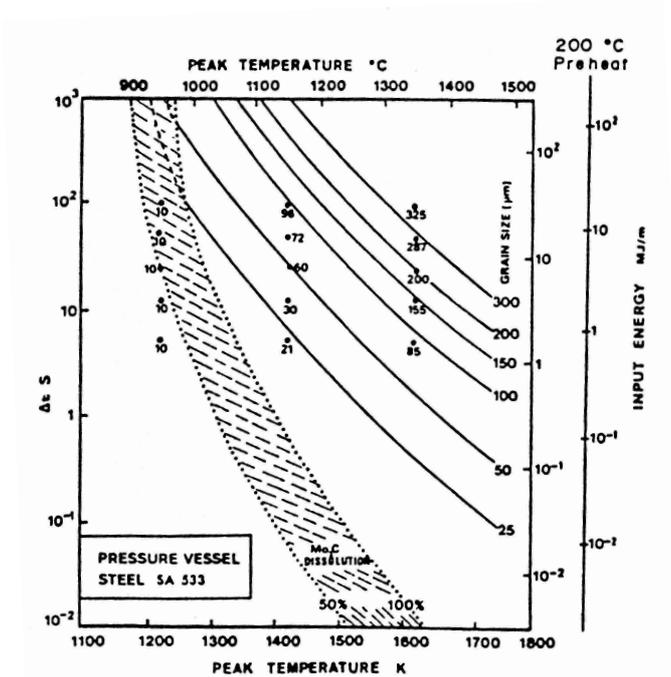


FIG. 2.68: Exemple de diagramme de Ashby et Easterling de prévision de la taille de grain dans une ZAT de soudage, d'après [AE82]

un cas particulier de ce modèle :

$$\frac{dD^a}{dt} = A \exp\left(-\frac{Q}{RT(t)}\right) \tag{2.75}$$

avec  $f(D) = D^{1-a}$ ,  $a$  étant un facteur d'ordre.

Afin de prendre en compte dans un modèle anisotherme une valeur à saturation de la taille de grain en isotherme, Veerecke ([Ver05]) propose un modèle phénoménologique de croissance de grain activé par la température représenté par l'équation suivante :

$$\dot{D} = b(T) \langle D_{\text{lim}}(T) - D \rangle \quad (2.76)$$

où  $b(T)$  et  $D_{\text{lim}}(T)$  (la valeur à saturation de la taille de grain à la température  $T$ ) sont des paramètres qui peuvent dépendre de la température comme suit :

$$b(T) = b_0 \exp\left(\frac{Q}{RT}\right) \quad (2.77)$$

et une loi d'Arrhenius pour  $D_{\text{lim}}(T)$  :

$$D_{\text{lim}}(T) = d_0^{\text{lim}} \exp\left(\frac{-W}{RT}\right) \quad (2.78)$$

C'est ce modèle qui ne nécessite pas de postuler une taille de grain initiale que nous retiendrons pour cette étude. Il nécessite l'identification de quatre paramètres ( $b_0, Q, d_0^{\text{lim}}, W$ ).

## 6.2 Influence de la taille de grain sur les propriétés mécaniques

La modification la plus importante des propriétés mécaniques jusqu'à environ  $T/T_f = 0.5$  (où  $T_f$  représente la température de fusion) avec la diminution de la taille de grain est l'augmentation de la contrainte, dûs aux phénomènes d'empilement des dislocations aux joints de grain. Il est observé expérimentalement dans de nombreux cas que cette contrainte augmente linéairement avec l'inverse de la racine carrée de la taille de grain. La loi de Hall et Petch, qui est encore la loi la plus utilisée aujourd'hui, s'exprime :

$$\sigma_y = \sigma^0 + \frac{K_{HP}}{\sqrt{\bar{D}}} \quad (2.79)$$

où  $\sigma^0$  est une contrainte de friction qui inclue la contribution des solutés et particules, mais non des dislocations, et où  $K_{HP}$  est un paramètre matériau et  $\bar{D}$  la taille de grain moyenne. Cette loi s'avère relativement réaliste pour des tailles de grains allant d'une vingtaine de nanomètres à plusieurs centaines de micromètres. La valeur coefficient  $1/2$  de l'exposant est parfois sujet à discussion (voir par exemple [SHA80]). La distribution de la taille de grain joue également un rôle important ([BFB07]).

L'extrapolation de cette loi dans le domaine plastique, en considérant cette fois-ci la contrainte d'écoulement  $\sigma(\epsilon)$ , nécessite quelques modifications de la loi initiale ([Han04]), généralement en se basant sur des considérations à l'échelle des dislocations. L'effet de

la taille de grain est également très marqué en fluage, diminuant la vitesse de fluage secondaire de façon non négligeable ([Pet06], [FA82]). L'influence de la taille de grain sur la plasticité peut intervenir au niveau de l'expression de la vitesse de déformation plastique, par exemple dans [Pet06] avec un terme correctif multiplicatif sur l'expression de  $\dot{p}$  en  $\left(\frac{D_0}{D}\right)^\gamma$  (avec  $D_0$  et  $\gamma$  des paramètres matériau) au niveau des lois d'évolution des écrouissements, comme par exemple dans l'écrouissage isotrope (d'après [Ver05]).

A très haute température les écrouissements sont négligeables et l'influence de la taille de grain sur les mécanismes de fluage peut être due soit à un effet sur la loi de viscosité soit à des mécanismes d'endommagement par diffusion aux joints de grain (voir [Ver05] et [Pet06]).

$$\dot{R} = b \left( R_\infty \left( k_1 + \frac{k_2}{D^\alpha} \right) - R \right) \dot{r} \quad \text{et} \quad \sigma_y = \sigma_y^0 \left( k_1 + \frac{k_2}{D^\alpha} \right) \quad (2.80)$$

où  $\dot{p} = \left\langle \frac{f(\underline{\sigma})}{K(D)} \right\rangle^n$ .

Dans le cas des aciers à bas carbone, il semblerait que l'influence de la taille de grain en phase martensitique revenue soit très limitée, contrairement à l'effet très visible que l'on a en phase martensitique non revenue ([SK76], [BSSV04]).

### 6.3 Etude expérimentale de la croissance de grain austénitique

La campagne d'essai de caractérisation de la taille de grain austénitique a été réalisée au LMT-Cachan sur une machine ATG (Analyseur Thermo-Gravimétrique). Les échantillons utilisés pour ces analyses sont des éprouvettes cylindriques de dilatation ( $D=2\text{mm}$  et  $H=12\text{mm}$ ).

L'identification du modèle (voir équations 2.76 à 2.78) nécessite la connaissance d'au moins trois valeurs limites de la taille de grain (pour l'identification de  $d_0^{\text{lim}}$  et  $W$ ) et d'au moins trois tailles de grain pour une même température à différents temps de maintien, afin d'identifier ensuite les paramètres cinétiques  $b_0$  et  $Q$ .

La vitesse de chauffage a été choisie égale à  $10^\circ\text{C}/\text{min}$ , cette vitesse étant la vitesse maximale pour ce genre de four fonctionnant par convection. Lors du chauffage et du maintien à la température d'étude, on réalise un balayage d'argon (gaz neutre) afin d'éviter tout risque d'oxydation à chaud.

Lors du refroidissement, la structure finale obtenue est de la martensite trempée. Devant la difficulté de révéler les grains de l'ex phase austénitique, un traitement thermique de



FIG. 2.69: Machine ATG du LMT-Cachan

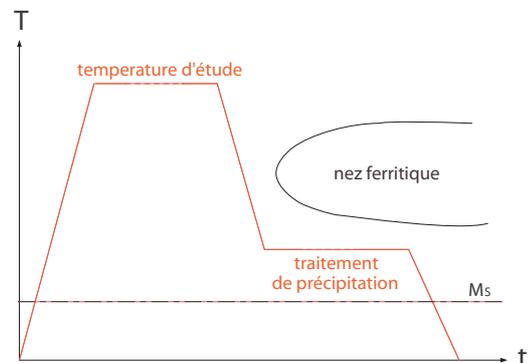


FIG. 2.70: Principe du traitement de précipitation pour révéler les joints de grain

précipitation a été réalisé afin de “décorer” les joints de grain de carbures, améliorant ainsi l’analyse et le comptage des grains. Ce traitement de précipitation a été utilisé dans [Bra91] pour une analyse similaire de caractérisation des tailles de grain. Le traitement consiste en un palier isotherme à 630°C pendant dix heures. La température est telle que l’on n’atteint jamais le nez ferritique et que l’on soit au dessus de  $M_S$  (voir figure 2.70).

Une fois le traitement thermique réalisé, on réalise un polissage et une attaque chimique au réactif Vilella (5mL d’acide chlorydrique, 1g d’acide picrique et 95 ml d’éthanol) pour révéler la microstructure (voir les figures 2.71, 2.72, 2.73 et 2.74 par exemple).

Des méthodes d’analyse d’images existent également, qui ont l’avantage d’automatiser le comptage et permettre d’accéder à la distribution de tailles de grain. Cependant, la détermination de la taille de grain  $D$  d’après les observations micrographiques a été réalisée par la méthode de comptage normalisé *NF A 04-102*.

La technique par comptage est relativement simple. Pour un échantillon donné, on choisit le grossissement de telle sorte que le nombre minimal de grains soit d’environ une cinquantaine (voir la figure 2.75).

On trace un cercle de 79.8 mm de diamètre sur la micrographie. Soit  $n_1$ , le nombre de grains complètement compris à l’intérieur du cercle et  $n_2$ , le nombre de grains coupés par le cercle. Par convention, on définit le nombre de grains par :



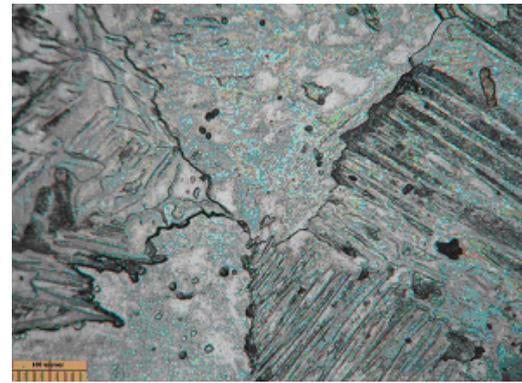
**FIG. 2.71:** Microstructure obtenue après traitement à 1000°C pendant 20 minutes



**FIG. 2.72:** Microstructure obtenue après traitement à 1000°C pendant 10 heures



**FIG. 2.73:** Microstructure obtenue après traitement à 1200°C pendant 20 heures



**FIG. 2.74:** Microstructure obtenue après traitement à 1300°C pendant 20 heures

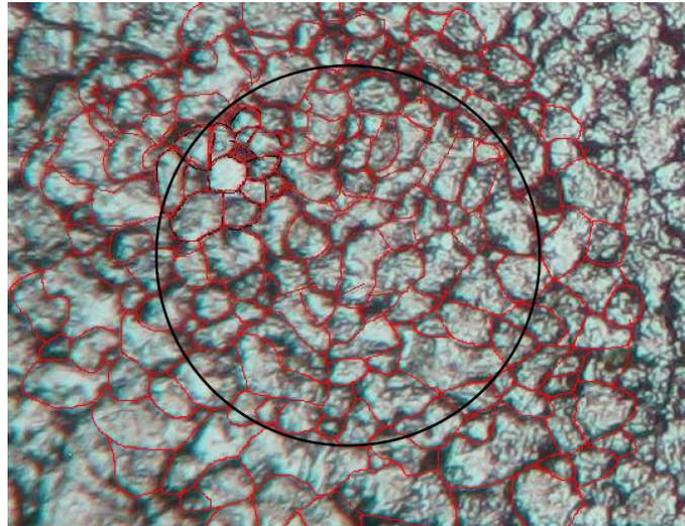
$$n = n_1 + \frac{n_2}{2} \quad (2.81)$$

Corrigé par le grossissement  $g$  utilisé pour la micrographie, le nombre de grains devient :

$$\bar{D} = \frac{1000}{\sqrt{N}} \quad (2.82)$$

avec  $\bar{D}$  la taille moyenne de grain en  $\mu\text{m}$  et  $N$  définie comme étant :

$$N = 2 \left( \frac{g}{100} \right)^2 n \quad (2.83)$$



**FIG. 2.75:** Illustration de la méthode par comptage - Echantillon obtenu après traitement à 1000°C pendant 10 heures

Les résultats de ces essais sont présentés dans le tableau 2.12 et tracés figure 2.76. Pour l'identification, on fait l'hypothèse que pour toute température, on atteint la taille de grain limite pour une durée de maintien supérieure à 10h, ce qui semble raisonnable au vu de travaux similaires obtenus dans [Ver05] ou [Ses98].

	1000°C	1100°C	1200°C
20 min	35	45	67
1h		96	
10h	74	141	239
15h		145	
20h			256

**TAB. 2.12:** Tailles de grain mesurées (en  $\mu m$ ) - en fonction de la température et du temps de maintien

La première partie de l'identification de la loi consiste à déterminer le couple  $(d_0^{lim}, W)$  optimal à l'aide de la connaissance des valeurs supposées limites expérimentales. Pour cela, on effectue une régression linéaire sur les points expérimentaux de la fonction  $lnD_{lim} = f(\frac{1}{T})$  (voir figure 2.77). La pente est égale à  $\frac{W}{R}$  et l'ordonnée à l'origine à  $ln d_0^{lim}$ . Connaissant les paramètres, on peut ensuite tracer la loi d'évolution de  $D_{lim}$  en fonction de la température (2.78).

Pour les paramètres d'évolution de  $b$  en fonction de la température, on a réalisé une ana-

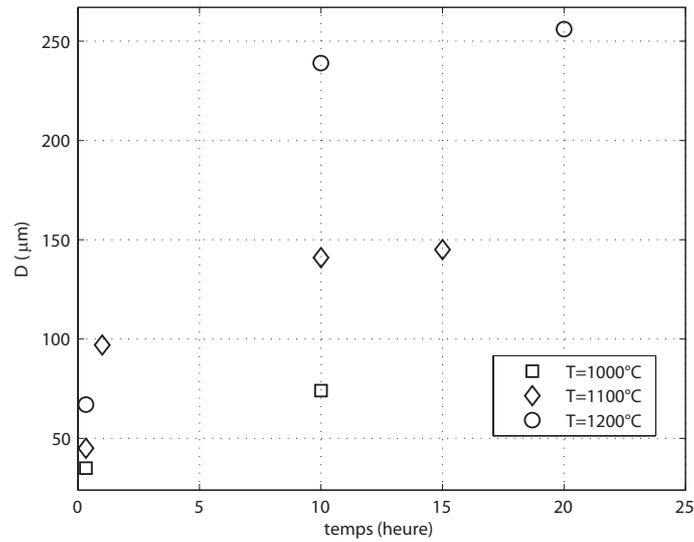


FIG. 2.76: Evolution de la taille de grain austénitique de l'acier X10CrMoVNb9-1

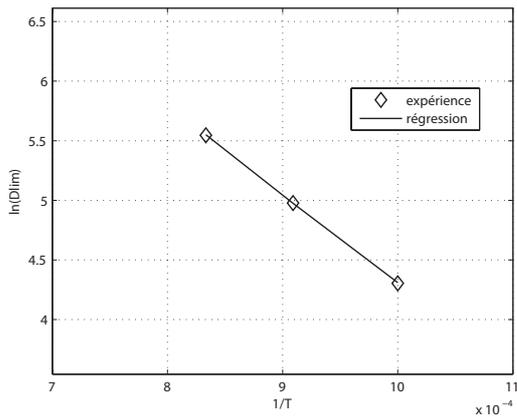


FIG. 2.77: Détermination des paramètres de taille de grain limite par régression linéaire

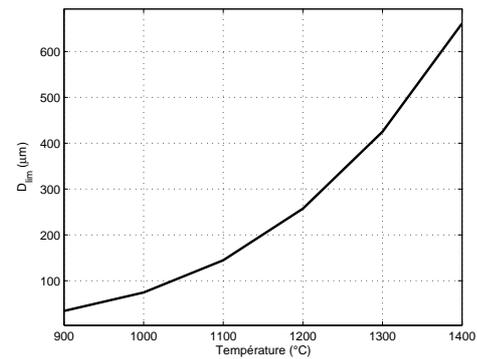


FIG. 2.78: Evolution de la taille de grain limite en fonction de la température

lyse inverse dans Matlab, afin d'obtenir  $(b_0, Q)$  qui permettent de rendre compte au mieux de l'évolution de la taille de grain au cours du temps. En utilisant l'ensemble des points expérimentaux 2.12, minimisés à l'aide d'un critère quadratique sur les tailles de grain, on obtient les paramètres manquants. L'ensemble des paramètres du modèle ainsi identifiés sont présentés dans le tableau 2.13.

$b_0$	Q	$d_0^{lim}$	W
$1.77E^{-6} \mu m$	$5.8E^4 J$	$6.93E^5$	$9.68^4 J$

TAB. 2.13: Paramètres du modèle de Vereecke identifiés

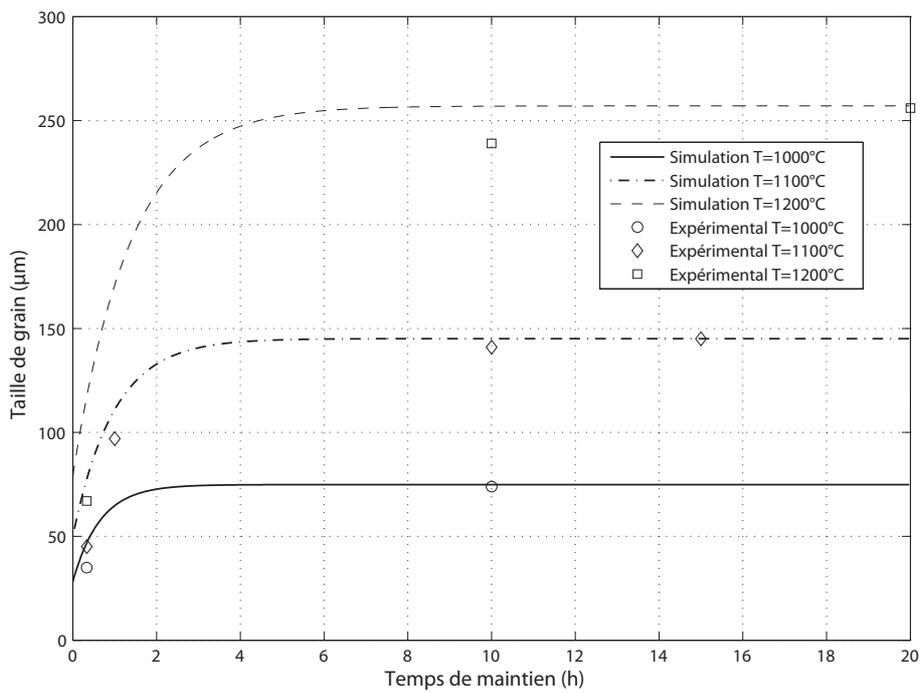


FIG. 2.79: Comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats obtenus avec le modèle de Vereecke



# Chapitre 3

## Identification du comportement thermique et thermo-mécanique multiphasique du matériau

*Ce chapitre est dédié à l'identification du comportement thermique et thermo-mécanique du matériau X10CrMoVNb9-1 objet de cette étude, de la température ambiante jusqu'à des températures proches de la température de fusion.*

*La modélisation proposée est basée sur une description -dans le cadre de la thermodynamique des milieux continus à variables internes- du comportement élasto-viscoplastique à écrouissages isotrope et cinématiques de chacune des phases et sur une hypothèse d'homogénéisation de type Voigt.*

*L'ensemble des essais thermiques et mécaniques isothermes réalisés dans le cadre de cette étude et la base expérimentale -la première aussi complète sur ce matériau- sont décrits en détails. Un effort particulier est porté sur la description de la procédure d'identification du modèle proposé ainsi que sur la caractérisation de la plasticité de transformation lors de la transformation martensitique.*

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Comportement multiphasique</b>	<b>143</b>
1.1	Les modèles de la littérature	143
1.2	Modèle multiphasique proposé	144
<b>2</b>	<b>Identification du comportement thermique</b>	<b>159</b>
2.1	Objectif	159
2.2	Mesure de la masse volumique	159
2.3	Mesure de la capacité calorifique	160
2.4	Mesure de la diffusivité thermique	166
2.5	Calcul de la conductivité thermique	168

<b>3</b>	<b>Identification du comportement (thermo-) mécanique . . . . .</b>	<b>170</b>
3.1	Objectif . . . . .	170
3.2	Présentation du dispositif expérimental pour les essais mécaniques à chaud . . . . .	172
3.3	Essais réalisés . . . . .	175
3.4	Identification du comportement élasto-viscoplastique en phase métal de base . . . . .	192
3.5	Identification du comportement élasto-viscoplastique en phase austénitique	210
3.6	Comportement élasto-plastique en phase martensitique . . . . .	211
<b>4</b>	<b>Identification du comportement de dilatation libre . . . . .</b>	<b>215</b>
<b>5</b>	<b>Le phénomène de plasticité de transformation . . . . .</b>	<b>219</b>
5.1	Les différents mécanismes de plasticité de transformation . . . . .	223
5.2	La modélisation . . . . .	225
5.3	Essais de dilatation sous contrainte et identification . . . . .	226

---

# 1 Comportement multiphasique

## 1.1 Les modèles de la littérature

Afin d'obtenir le comportement thermo-mécanique global d'un matériau multiphasique, il est possible de mettre en place un modèle qui permet de remonter au comportement thermo-mécanique macroscopique connaissant le comportement thermo-mécanique de chacune des phases en présence.

De nombreuses approches pour modéliser ce comportement multiphasique ont été mises en place dans le cadre de simulations numériques de soudage. Une bibliographie très intéressante sur les modèles et approches multiphasiques peut être trouvée dans [SG06]. Deux approches sont couramment utilisées :

- *Les modèles de mélange sur les paramètres matériau.* Cette approche initialement proposée par Inoue et al [ISKM85], et largement utilisée par la suite (par exemple [AB03] [BL01] [AB03] [Lin06] [CCW<sup>+</sup>92]), propose que les propriétés thermiques et mécaniques du matériau global soit le résultat du mélange linéaire des propriétés de chacune des phases pondéré par les proportions de phases présence, de telle sorte que :

$$P_{macro}(T) = \sum_{i=1}^n x_i(T) P_i(T) \quad (3.1)$$

avec  $P_i$  la valeur du paramètre matériau considéré pour la phase  $i$  dont la proportion vaut  $x_i$ . La plasticité de transformation due aux incompatibilités de déformation entre phases est prise en compte via un terme supplémentaire dans la partition de la déformation totale :

$$\boldsymbol{\varepsilon}^t = \boldsymbol{\varepsilon}^e + \boldsymbol{\varepsilon}^{vp} + \boldsymbol{\varepsilon}^{met} + \boldsymbol{\varepsilon}^{pt} \quad (3.2)$$

où  $\boldsymbol{\varepsilon}^{met}$  représente la déformation due à la variation de compacité entre phases, et  $\boldsymbol{\varepsilon}^{pt}$  la déformation de plasticité de transformation (voir chapitre 5).

- *Les modèles d'homogénéisation de phases,* comme par exemple le modèle de Leblond ([LMD86a] [LMD86b] [LDD89] [Leb89]) basé sur des considérations micromécaniques. Ce modèle a été largement utilisé ([GPPC01] [MT04] [AMMF06]), notamment pour des études sur l'acier 16MnD5 (par exemple [PG00] [VJGC01]). D'autres modèles ([Ham92] [GDLS94] [Got02] [CC02] [CCC04] [VCC05]), sont basés sur une loi d'homogénéisation, souvent de type Voigt (déformations homogènes dans un milieu hétérogène, c'est à dire telle que  $\boldsymbol{\varepsilon}_{macro}^t = \boldsymbol{\varepsilon}_1^t + \boldsymbol{\varepsilon}_2^t + \dots + \boldsymbol{\varepsilon}_n^t$ ). Chaque phase métallurgique  $i$  a son propre comportement thermo-mécanique, avec une partition des déformations dans cette phase qui de façon générale s'écrit  $\boldsymbol{\varepsilon}_i^t = \boldsymbol{\varepsilon}_{macro}^t = \boldsymbol{\varepsilon}_i^e + \boldsymbol{\varepsilon}_i^{vp} + \boldsymbol{\varepsilon}_i^{met} + \boldsymbol{\varepsilon}_i^{pt}$ . On a ainsi un modèle à deux échelles, illustré par la figure 3.1 issue de [Cor01]. On peut bien sûr envisager d'autres hypothèses d'homogénéisation comme dans [Rob07].

L'approche que nous avons choisie dans ce travail est basée sur un modèle à deux échelles, écrit dans un formalisme thermodynamique assez proche de celui utilisé dans [Ham92] et

$$\begin{array}{ccc} & \dot{\epsilon}_i = \dot{\mathbb{E}}^{tot} - \dot{\mathbb{E}}^{tp} \quad (1) & \\ \dot{\epsilon}_i & \longleftarrow \text{-----} & \dot{\mathbb{E}}^{tot} \\ (2) \quad \updownarrow & & \\ \dot{\sigma}_i & \text{-----} \longrightarrow & \Sigma \\ & \Sigma = \sum_{i=1}^n z_i \sigma_i \quad (3) & \end{array}$$

avec :

- (1) Loi de localisation
- (2) Comportement de la phase i
- (3) Homogénéisation

FIG. 3.1: Illustration du modèle à deux échelles, d'après [Cor01],  $z_i=x_i$

[Got02] mais avec un choix de variables internes différent.

## 1.2 Modèle multiphasique proposé

Nous proposons un modèle de comportement multiphasé utilisant le formalisme de la thermodynamique des milieux continus présenté en Annexe 6. Le comportement macroscopique du matériau est déduit d'une loi de mélange sur les potentiels thermodynamiques de chacune des phases en présence, intégrant les interactions qui peuvent opérer entre ces mêmes phases. Cette approche a été proposée par [Ham92], repris par la suite par [Got02].

Les phases que nous considérons dans cette approche sont le métal de base, l'austénite, la martensite et la phase liquide. Nous rappelons que l'austénite a une compacité moindre que celle du métal de base et de la martensite -qui ont une compacité identique quelle que soit la température-.

L'approche présentée ici repose sur plusieurs hypothèses :

- petites perturbations (déplacements et déformations)
- isotropie du matériau
- le comportement de chacune des phases en présence est supposé élasto-viscoplastique à écrouissage isotrope et cinématique non endommageable.
- la température est à chaque instant supposée identique dans chacune des phases :

$$T = T_{MB} = T_{AU} = T_{MA} = T_{LQ} \quad (3.3)$$

- la déformation totale est commune aux quatre phases :

$$\underline{\underline{\epsilon}} = \underline{\underline{\epsilon}}_{MB} = \underline{\underline{\epsilon}}_{AU} = \underline{\underline{\epsilon}}_{MA} = \underline{\underline{\epsilon}}_{LQ} \quad (3.4)$$

Cette hypothèse décrit une loi de localisation de type Taylor "généralisée", ou modèle de Voigt  $\underline{\underline{\epsilon}} = \underline{\underline{\epsilon}}_i$ .

### 1.2.1 Choix des variables d'état et variables associées

Le potentiel thermodynamique choisi comme étant l'énergie libre spécifique  $\psi$ , dépend des variables d'état observables thermo-élastiques  $(\underline{\underline{\varepsilon}}, T)$  ainsi que des variables internes associées à la viscoplasticité dans chacune des phases  $\vartheta_i = (\underline{\underline{\varepsilon}}_i^{vp}, \vartheta_i^*) = (\underline{\underline{\varepsilon}}_i^{vp}, r_i, \underline{\underline{\alpha}}_i)$ , où  $r_i$  et  $\underline{\underline{\alpha}}_i$  représentent les variables internes associées aux écrouissages.

D'après l'hypothèse de localisation, la partition des déformation dans chacune des phases est la suivante :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \underline{\underline{\varepsilon}}_i^e + \underline{\underline{\varepsilon}}_i^{vp} \quad (3.5)$$

Les variables d'état caractérisant les changements de phases sont les scalaires  $x_{MB}$ ,  $x_{AU}$ ,  $x_{MA}$  et  $x_{LQ}$ , représentant respectivement la fraction volumique de métal de base, d'austénite, de martensite et de phase liquide. La variable associée à  $x$  est un scalaire  $\chi$  caractérisant un taux de restitution d'énergie de transformation de phase.

Les variables d'état thermo-mécaniques  $\vartheta_{i=1,4}$  et métallurgiques  $x_{i=1,4}$ , ainsi que leurs forces thermodynamiques associées sont résumées dans le tableau 3.1.

mécanismes	Variables d'état		Variables associés	
<b>thermo-élasticité</b>	température	$T$	$s$	entropie spécifique
	déformation	$\underline{\underline{\varepsilon}}$	$\underline{\underline{\sigma}}$	contrainte
<b>viscoplasticité</b>	déformation viscoplastique	$\underline{\underline{\varepsilon}}_{i=1,4}^{vp}$	$\underline{\underline{\sigma}}_i$	contrainte
	écrouissage isotrope	$r_{i=1,4}$	$R_{i=1,4}$	écrouissage isotrope
	écrouissage cinématique	$\underline{\underline{\alpha}}_{i=1,4}$	$\underline{\underline{X}}_{i=1,4}$	écrouissage cinématique
<b>microstructure</b>	fraction volumique	$x_{i=1,4}$	$\chi_i$	restitution d'énergie

**TAB. 3.1:** Variables thermodynamiques du modèle

Dans le cadre de ce travail, nous ne ferons pas les hypothèses supplémentaires sur les variables internes faites dans [Ham92] et [Got02] :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}^e = \underline{\underline{\varepsilon}}_{ferrite}^e = \underline{\underline{\varepsilon}}_{austenite}^e \quad \text{et} \quad \underline{\underline{\varepsilon}}^p = \underline{\underline{\varepsilon}}_{ferrite}^{vp} = \underline{\underline{\varepsilon}}_{austenite}^{vp} \quad (3.6)$$

### 1.2.2 Expression du potentiel thermodynamique

L'énergie libre du mélange s'exprime comme un mélange linéaire des énergies libres de chacune des phases, avec en plus la prise en compte des énergies libres d'interaction entre

les phases :

$$\rho\psi = \sum_{i=1}^4 x_i \rho_i \psi_i(\underline{\underline{\epsilon}}, T, \vartheta_i) + \psi^{interaction}(x_i, \vartheta_i) \quad \text{avec} \quad \sum_{i=1}^4 x_i = 1 \quad (3.7)$$

où  $x_i$  et  $\psi_i$  représentent respectivement la fraction volumique et l'énergie associée à la phase métallurgique  $i$ ,  $\rho$  la masse volumique du mélange,  $\rho_i$  celle de la phase  $i$  et  $\psi^{interaction}$  le potentiel d'interaction entre les phases en présence. On considère que  $\psi^{interaction}$  dépend des variables d'état  $\vartheta_i$  et des proportions  $x_i$  de chacune des phases.

On suppose que l'on a un découplage d'état entre thermo-élasticité et thermo-viscoplasticité pour chacune des phases. De plus, le potentiel thermodynamique de chacune des phases ne dépend que de la partie élastique de ses déformations. On a donc :

$$\psi_i = \psi_i^{TH-E}(T, \vartheta_i^*) + \psi_i^{VP}(\underline{\underline{\epsilon}} - \underline{\underline{\epsilon}}_i^{vp}, T, \vartheta_i^*) \quad (3.8)$$

La dérivation de 3.7 s'exprime comme étant :

$$\begin{aligned} \dot{\Psi} = & \sum_{i=1}^4 \frac{\rho_i}{\rho} x_i \left[ \frac{\partial \Psi_i}{\partial \underline{\underline{\epsilon}}_i} : \dot{\underline{\underline{\epsilon}}}_i + \frac{\partial \Psi_i}{\partial \vartheta_i^*} \dot{\vartheta}_i^* + \frac{\partial \Psi_i}{\partial \underline{\underline{\epsilon}}_i^{vp}} \dot{\underline{\underline{\epsilon}}}_i^{vp} + \frac{\partial \Psi_i}{\partial T} \dot{T} \right] + \\ & \sum_{i=1}^4 \dot{x}_i \frac{\rho_i}{\rho} \Psi_i + \frac{1}{\rho} \sum_{i=1}^4 \left[ \frac{\partial \psi^{interaction}}{\partial \vartheta_i} \dot{\vartheta}_i + \frac{\partial \psi^{interaction}}{\partial x_i} \dot{x}_i \right] \end{aligned} \quad (3.9)$$

En remplaçant  $\dot{\Psi}$  dans l'expression générale de l'inégalité de Clausius-Duhem (équation 4.88), on obtient :

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{\underline{\underline{\sigma}}}{\rho} : \dot{\underline{\underline{\epsilon}}} - \sum_{i=1}^4 \frac{\rho_i}{\rho} x_i \frac{\partial \Psi_i}{\partial \underline{\underline{\epsilon}}_i} : \dot{\underline{\underline{\epsilon}}}_i \right] - \sum_{i=1}^4 \dot{x}_i \frac{\rho_i}{\rho} \Psi_i - \left[ s + \sum_{i=1}^4 x_i \frac{\rho_i}{\rho} \frac{\partial \Psi_i}{\partial T} \right] \dot{T} \\ & + \frac{1}{\rho} \sum_{i=1}^4 \left[ \frac{\partial \psi^{interaction}}{\partial \vartheta_i} \dot{\vartheta}_i + \frac{\partial \psi^{interaction}}{\partial x_i} \dot{x}_i \right] - \sum_{i=1}^4 x_i \frac{\rho_i}{\rho} \left( \frac{\partial \Psi_i}{\partial \vartheta_i^*} \dot{\vartheta}_i^* + \frac{\partial \Psi_i}{\partial \underline{\underline{\epsilon}}_i^{vp}} \dot{\underline{\underline{\epsilon}}}_i^{vp} \right) \\ & - \frac{\vec{q}}{\rho T} \overrightarrow{grad T} \geq 0 \end{aligned} \quad (3.10)$$

On suppose que le potentiel d'interaction  $\psi^{interaction}$  ne dépend que des proportions de phases  $x_{i=1,4}$ , ce qui conduit à écrire 3.10 de la forme :

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{\underline{\underline{\sigma}}}{\rho} : \dot{\underline{\underline{\epsilon}}} - \sum_{i=1}^4 \frac{\rho_i}{\rho} x_i \frac{\partial \Psi_i}{\partial \underline{\underline{\epsilon}}_i} : \dot{\underline{\underline{\epsilon}}}_i \right] - \sum_{i=1}^4 \dot{x}_i \left[ \frac{\rho_i}{\rho} \Psi_i + \frac{\partial \psi^{interaction}}{\partial x_i} \dot{x}_i \right] - \left[ s + \sum_{i=1}^4 x_i \frac{\rho_i}{\rho} \frac{\partial \Psi_i}{\partial T} \right] \dot{T} \\ & - \sum_{i=1}^4 x_i \frac{\rho_i}{\rho} \frac{\partial \Psi_i}{\partial \vartheta_i^*} \dot{\vartheta}_i^* - \frac{\vec{q}}{\rho T} \overrightarrow{grad T} \geq 0 \end{aligned} \quad (3.11)$$

D'après le postulat de Coleman, on a :

$$\frac{\underline{\underline{\sigma}}}{\rho} : \dot{\underline{\underline{\varepsilon}}} - \sum_{i=1}^4 \frac{\rho_i}{\rho} x_i \frac{\partial \Psi_i}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}}_i} : \dot{\underline{\underline{\varepsilon}}}_i = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{\underline{\underline{\sigma}}}{\rho} = \sum_{i=1}^4 \frac{\rho_i}{\rho} x_i \frac{\partial \Psi_i}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}}_i} \quad (3.12)$$

$$s + \sum_{i=1}^4 x_i \frac{\rho_i}{\rho} \frac{\partial \Psi_i}{\partial T} = 0 \quad (3.13)$$

et :

$$\sum_{i=1}^4 \dot{x}_i \left[ \rho_i \Psi_i - \frac{\partial \Psi^{interaction}}{\partial x_i} \right] \geq 0 \quad (3.14)$$

En posant  $\frac{A_i}{\rho_i} = -\frac{\partial \Psi_i}{\partial \vartheta_i}$ , on a également :

$$A_i \dot{\vartheta}_i \geq 0 \quad (3.15)$$

Si on pose que  $\underline{\underline{\sigma}}_i$  est la contrainte dans la phase  $i$  telle que  $\frac{\underline{\underline{\sigma}}_i}{\rho_i} = \frac{\partial \Psi_i}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}}_i}$ , 3.12 peut s'écrire sous la forme :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \sum_{i=1}^4 x_i \underline{\underline{\sigma}}_i \quad (3.16)$$

Pour simplifier l'écriture, considérons 3.14 dans le cas d'un système à deux phases :

$$\dot{x}_1 \rho_1 \Psi_1 + \dot{x}_2 \rho_2 \Psi_2 - \dot{x}_1 \frac{\partial \Psi^{interaction}}{\partial x_1} - \dot{x}_2 \frac{\partial \Psi^{interaction}}{\partial x_2} \geq 0 \quad (3.17)$$

Les variables internes  $x_1$  et  $x_2$  étant liées par la relation  $x_1 + x_2 = 1$ , on peut écrire cette relation en fonction d'une seule variable de telle sorte que :

$$\dot{x}_2 \left( \rho_2 \Psi_2 - \rho_1 \Psi_1 - \frac{\partial \Psi^{interaction}}{\partial x_2} - \frac{\partial \Psi^{interaction}}{\partial x_1} \right) \geq 0 \quad (3.18)$$

Le terme  $\rho_2 \Psi_2 - \rho_1 \Psi_1$  correspond au bilan d'énergie rentrant en jeu dans la transformation microstructurale entre les deux phases : c'est la chaleur latente  $L_{1/2}$  (J/kg) de transformation entre la phase 1 et la phase 2 en l'absence d'interaction entre ces phases.

Le potentiel d'interaction  $\Psi_{1/2}^{interaction}$  permet de prendre en compte par exemple les interactions élastiques qui apparaissent lors du changement de phase. Si on introduit le taux de restitution d'énergie  $\chi_{1/2}$  associé à la transformation, la loi d'état associée à cette transformation particulière s'écrit :

$$\begin{aligned} -\chi_{1/2} &= \frac{\partial \psi}{\partial x_2} = \rho_2 \Psi_2 - \rho_1 \Psi_1 - \frac{\partial \Psi_{1/2}^{interaction}}{\partial x_2} \\ &= L_{1/2}(\vartheta_1, \vartheta_2, \underline{\underline{\varepsilon}}, T) - \frac{\partial \Psi_{1/2}^{interaction}}{\partial x_2} \end{aligned} \quad (3.19)$$

Cette dissipation d'origine métallurgique  $D_{met}$  s'étend dans le cas général à  $n$  phases :

$$D_{met} = \sum_i \sum_j \dot{x}_j \chi_{i/j} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \dot{x}_j \geq 0 \\ j \neq i \\ \sum_i x_i = 1 \end{cases} \quad (3.20)$$

avec  $\chi_{i/j}$  correspondant au taux de restitution d'énergie lors d'une transformation de la phase  $i$  en phase  $j$ .

Le potentiel thermo-élastique peut être décomposé en une partie thermoélastique classique  $\psi_i^{TH-E-C}$  et une partie prenant en compte le couplage d'état entre thermoélasticité et changements de phase  $\psi_i^{TH-E-TR}$ .

$$\psi_i^{TH-E}(\underline{\underline{\epsilon}} - \underline{\underline{\epsilon}}_i^{vp}, T) = \psi_i^{TH-E-C}(\underline{\underline{\epsilon}} - \underline{\underline{\epsilon}}_i^{vp}, T) + \psi_i^{TH-E-TR}(\underline{\underline{\epsilon}} - \underline{\underline{\epsilon}}_i^{vp}, T) \quad (3.21)$$

Si l'énergie libre est définie à partir de la température de référence  $T_0$ , le potentiel thermoélastique linéaire classique s'écrit :

$$\rho_i \psi_i^{TH-E-C}(\underline{\underline{\epsilon}} - \underline{\underline{\epsilon}}_i^{vp}, T) = \frac{1}{2}(\underline{\underline{\epsilon}} - \underline{\underline{\epsilon}}_i^{vp}) : \underline{\underline{E}}_i(T) : (\underline{\underline{\epsilon}} - \underline{\underline{\epsilon}}_i^{vp}) + \frac{Cp_i(T)}{2T_0}(T - T_0)^2 + \underline{\underline{B}}_i(T) : (\underline{\underline{\epsilon}} - \underline{\underline{\epsilon}}_i^{vp}) \quad (3.22)$$

où  $\underline{\underline{E}}_i$  représente le tenseur d'élasticité isotrope,  $Cp_i(T)$  la chaleur spécifique (en  $J/m^3/^\circ C$ ) (à déformation constante, approximativement égale à sa valeur à contrainte constante dans le cas d'un solide) et  $\underline{\underline{B}}_i$  le tenseur d'expansion thermique :

$$\underline{\underline{B}}_i = -\frac{E_i(T)}{1 - 2\nu(T)} \alpha_i^{T_0}(T)(T - T_0)\underline{\underline{1}} \quad (3.23)$$

où  $\nu(T)$  est le coefficient de Poisson et  $\alpha_i^{T_0}(T)$  le coefficient de dilatation thermique linéaire sécant défini pour la température de référence  $T_0$ .

Le terme de couplage entre thermoélasticité et métallurgie a pour source la variation de compacité qui peut apparaître lors de certaines transformations métallurgiques. En effet, la transformation métallurgique d'une phase mère possédant une certaine structure cristalline en une phase fille de structure cristalline différente, entraîne une variation de compacité que l'on suppose proportionnelle à l'avancée de la transformation (voir chapitre sur les transformations de phase). L'état de référence sera choisi comme étant celui d'une phase ayant la même déformation à contrainte nulle et à la température de référence  $T_0$  que les phases ferritiques (métal de base et martensite trempée) (voir figure 3.2). La déformation relative par rapport à l'état de référence est notée  $\delta$  et nommée déformation métallurgique.  $\psi_i^{TH-E-TR}$  a la forme :

$$\rho_i \psi_i^{TH-E-TR}(\underline{\underline{\epsilon}} - \underline{\underline{\epsilon}}_i^{vp}, T) = -\delta_i \frac{E_i(T)}{1 - 2\nu_i(T)} (\underline{\underline{\epsilon}} - \underline{\underline{\epsilon}}_i^{vp}) \quad (3.24)$$

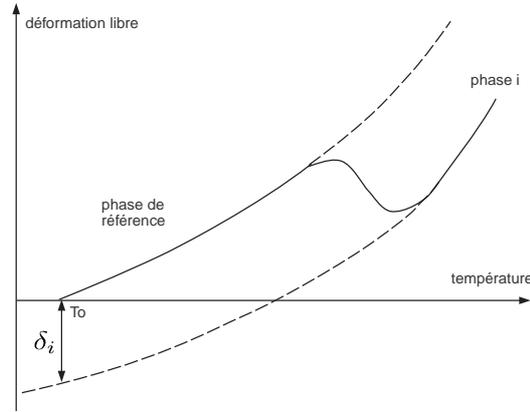


FIG. 3.2: Schématisation d'une courbe de dilatométrie libre

Comme on suppose un découplage d'état entre l'érouissage isotrope et l'érouissage cinématique,  $\rho_i \psi_i^{VP}$  se décompose en :

$$\rho_i \psi_i^{VP}(T, r_i, \underline{\underline{\alpha}}_i) = \rho_i \psi_i^{VP-I}(T, r_i) + \rho_i \psi_i^{VP-C}(T, \underline{\underline{\alpha}}_i) \quad (3.25)$$

L'énergie stockée associée à l'érouissage isotrope est prise sous forme quadratique :

$$\rho_i \psi_i^{VP-I}(T, r_i) = \frac{1}{2} R_{\infty_i}(T) b_i(T) r_i^2 \quad (3.26)$$

où  $R_{\infty}(T)$  et  $b(T)$  sont des paramètres matériau dépendant de la température.

Pour ce qui de l'érouissage cinématique, nous avons fait le choix d'en considérer deux :

- un érouissage cinématique linéaire
- un érouissage cinématique non-linéaire

Pour ne pas alourdir les notations, on suppose  $\underline{\underline{\alpha}}_i = \underline{\underline{\alpha}}_{1_i} + \underline{\underline{\alpha}}_{2_i}$ . Ces deux érouissages ont également une contribution quadratique sur l'énergie libre :

$$\rho_i \psi_i^{VP-C}(T, \underline{\underline{\alpha}}_i) = \frac{1}{2} C_{1_i}(T) \underline{\underline{\alpha}}_{1_i} : \underline{\underline{\alpha}}_{1_i} + \frac{1}{2} C_{2_i}(T) \underline{\underline{\alpha}}_{2_i} : \underline{\underline{\alpha}}_{2_i} \quad (3.27)$$

Pour résumer, l'énergie libre de Helmholtz a la forme suivante :

$$\rho\psi(\underline{\underline{\varepsilon}} - \underline{\underline{\varepsilon}}_{i=1,4}^{vp}, \vartheta_{i=1,4}, x_{i=1,4}) = \psi^{interaction}(x_{i=1,4}) + \sum_{i=1}^4 x_i \left( \begin{aligned} & \frac{1}{2}(\underline{\underline{\varepsilon}} - \underline{\underline{\varepsilon}}_i^{vp}) : E_i(T) : (\underline{\underline{\varepsilon}} - \underline{\underline{\varepsilon}}_i^{vp}) + \frac{C_{p_i}(T)}{2T_0}(T - T_0)^2 \\ & - \frac{E_i(T)}{1-2\nu_i(T)} \underline{\underline{\alpha}}_i^{T_0}(T)(T - T_0) \underline{\underline{1}} : (\underline{\underline{\varepsilon}} - \underline{\underline{\varepsilon}}_i^{vp}) \\ & + \frac{E_i(T)}{1-2\nu_i(T)} \delta_i \underline{\underline{1}} : (\underline{\underline{\varepsilon}} - \underline{\underline{\varepsilon}}_i^{vp}) + \frac{1}{2} R_{\infty_i}(T) b_i(T) r_i^2 \\ & + \frac{1}{2} C_{1_i}(T) \underline{\underline{\alpha}}_{1_i} : \underline{\underline{\alpha}}_{1_i} + \frac{1}{2} C_{2_i}(T) \underline{\underline{\alpha}}_{2_i} : \underline{\underline{\alpha}}_{2_i} \end{aligned} \right) \quad (3.28)$$

### 1.2.3 Lois d'état

Les couplages d'état intervenant dans ce modèle peuvent être résumés dans le cas d'un matériau biphasique par le tableau de couplage suivant :

	$\underline{\underline{\varepsilon}}$	$\underline{\underline{\varepsilon}}_i^{vp}$	$\underline{\underline{\varepsilon}}_j^{vp}$	$r_i$	$r_j$	$\underline{\underline{\alpha}}_i$	$\underline{\underline{\alpha}}_j$	$T$	$x_i$
$\underline{\underline{\varepsilon}}$	-	1	1	0	0	0	0	1	1
$\underline{\underline{\varepsilon}}_i^{vp}$	1	-	0	0	0	0	0	1	1
$\underline{\underline{\varepsilon}}_j^{vp}$	1	0	-	0	0	0	0	1	1
$r_i$	0	0	0	-	0	0	0	1	1
$r_j$	0	0	0	0	-	0	0	1	0
$\underline{\underline{\alpha}}_i$	0	0	0	0	0	-	0	1	1
$\underline{\underline{\alpha}}_j$	0	0	0	0	0	0	-	1	0
$T$	1	1	1	1	1	1	1	-	1
$x_i$	1	1	1	1	1	1	1	1	-

**TAB. 3.2:** Tableau des couplages d'état pour un matériau biphasique

Connaissant maintenant la forme exacte de  $\psi$ , on peut développer les lois d'état. Pour l'élasticité :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \sum_{i=1}^4 \rho_i x_i \frac{\partial \psi_i}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}}_i} = \sum_{i=1}^4 x_i \left[ E_i(\underline{\underline{\varepsilon}} - \underline{\underline{\varepsilon}}_i^{vp}) - \frac{E_i(T)}{1-2\nu_i(T)} \left( \underline{\underline{\alpha}}_i^{T_0}(T)(T - T_0) + \delta_i \right) \underline{\underline{1}} \right] \quad (3.29)$$

Pour l'entropie :

$$\rho s = - \sum_{i=1}^4 x_i \left( \begin{array}{l} \frac{1}{2}(\underline{\underline{\epsilon}} - \underline{\underline{\epsilon}}^{vp}) : \frac{\partial E_i}{\partial T} : (\underline{\underline{\epsilon}} - \underline{\underline{\epsilon}}^{vp}) + \frac{c_{pi}}{T_0}(T - T_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial C_{1i}}{\partial T} \underline{\underline{\alpha}}_{1i} : \underline{\underline{\alpha}}_{1i} + \frac{1}{2} \frac{\partial C_{2i}}{\partial T} \underline{\underline{\alpha}}_{2i} : \underline{\underline{\alpha}}_{2i} \\ \frac{E_i(T)}{1-2\nu_i} \left[ \alpha_i^{T_0}(T) + \frac{\partial \alpha_i^{T_0}}{\partial T}(T - T_0) + 2 \frac{\frac{\partial \nu_i}{\partial T} (\delta_i + \alpha_i^{T_0}(T)(T - T_0))}{1-2\nu_i(T)} + \frac{\frac{\partial E_i}{\partial T} (\delta_i + (T - T_0) \alpha_i^{T_0})}{E_i(T)} \right] \underline{\underline{1}} : (\underline{\underline{\epsilon}} - \underline{\underline{\epsilon}}^{vp}) \\ + \frac{1}{2} r_i^2 \left( \frac{\partial R_{\infty_i}}{\partial T} b_i(T) + \frac{\partial b_i}{\partial T} R_{\infty_i}(T) \right) \end{array} \right) \quad (3.30)$$

Pour les écrouissages isotropes :

$$R_i = \rho_i \frac{\partial \psi_i}{\partial r_i} = R_{\infty_i}(T) b_i(T) r_i \quad (3.31)$$

Pour les écrouissages cinématiques :

$$\underline{\underline{X}}_{1i} = \rho_i \frac{\partial \psi_i}{\partial \underline{\underline{\alpha}}_{1i}} = C_{1i}(T) \underline{\underline{\alpha}}_{1i} \quad \text{et} \quad \underline{\underline{X}}_{2i} = C_{2i}(T) \underline{\underline{\alpha}}_{2i} \quad (3.32)$$

## 1.2.4 Pseudo potentiel de dissipation

La dissipation 3.11 s'écrit :

$$\sum_{i=1}^4 x_i \sigma_i \dot{\underline{\underline{\epsilon}}}_i^p + \sum_{i=1}^4 x_i A_i^* \dot{\vartheta}_i^* + \sum_i \sum_j \dot{x}_j \chi_{i/j} - \frac{\vec{q}}{T} \overrightarrow{\text{grad}T} \geq 0 \quad (3.33)$$

On postule l'existence d'un pseudo potentiel de dissipation  $\Phi^*$  dépendant des variables duales -et des variables d'état comme paramètres- :

$$\Phi^* = \Phi^*(\underline{\underline{\sigma}}_i, R_{i=1..4}, \underline{\underline{X}}_{i=1..4}, \chi_{i=1..4}, \overrightarrow{\text{grad}T}; T, \underline{\underline{\epsilon}}_{i=1..4}^{vp}, r_{i=1..4}, \underline{\underline{\alpha}}_{i=1..4}, x_{i=1..4}) \quad (3.34)$$

Comme pour le potentiel thermodynamique, on fait l'hypothèse que le potentiel de dissipation  $\Phi^*$  est la somme pondérée des potentiels de dissipation  $\Phi_i^*$ , et d'un terme d'interaction de dissipation entre les phases :

$$\Phi^* = \sum_{i=1}^4 x_i \Phi_i^* + \Phi^{*\text{interaction}} \quad (3.35)$$

de telle sorte que les lois d'évolution s'écrivent :

$$\dot{\underline{\underline{\epsilon}}}_i^p = \frac{\partial \Phi^*}{\partial \underline{\underline{\sigma}}_i} \quad \dot{\vartheta}_i^* = \frac{\partial \Phi^*}{\partial A_i^*} \quad - \frac{\vec{q}}{T} = \frac{\partial \Phi^*}{\partial \overrightarrow{\text{grad}T}} \quad (3.36)$$

Le découplage de dissipation entre la dissipation purement thermique ( $\Phi_i^{*TH}(\overrightarrow{gradT}; \dots)$ ) et la dissipation intrinsèque viscoplastique ( $\Phi_i^{*VP}$ ) dans chacune des phases du matériau entraîne :

$$\Phi_i^*(\underline{\underline{\sigma}}_i, R_i, \underline{\underline{X}}_i, \overrightarrow{gradT}; T, \underline{\underline{\epsilon}}_i^e, r_i, \underline{\underline{\alpha}}_i) = \Phi_i^{*VP}(\underline{\underline{\sigma}}_i, R_i, \underline{\underline{X}}_i, ; \dots) + \Phi_i^{*TH}(\overrightarrow{gradT}; \dots) \quad (3.37)$$

Le potentiel de dissipation purement thermique  $\Phi_i^{*TH}(\overrightarrow{gradT}; \dots)$  s'écrit classiquement dans le cas d'une dépendance en  $\frac{1}{T}$  du coefficient de conduction [LC88] :

$$\Phi_i^{*TH}(\overrightarrow{gradT}, T) = \frac{1}{2} k_i(T) \overrightarrow{gradT} \overrightarrow{gradT} \quad (3.38)$$

avec  $k_i(T)$  le paramètre de conduction thermique de la phase  $i$ . La dérivation de ce potentiel par rapport à  $\overrightarrow{gradT}$  conduit à la loi de Fourier classique du type :

$$\overrightarrow{q} = -k \overrightarrow{gradT} \quad (3.39)$$

Si on souhaite une évolution quelconque du paramètre  $k$  en fonction de la température, on choisit  $\frac{\overrightarrow{gradT}}{T}$  comme étant la variable associée à ce phénomène, de telle sorte que :

$$\Phi_i^{*TH}\left(\frac{\overrightarrow{gradT}}{T}, T\right) = \frac{1}{2} k_i(T) \frac{\overrightarrow{gradT}}{T} \frac{\overrightarrow{gradT}}{T} \quad (3.40)$$

Pour ce qui est du potentiel viscoplastique  $\Phi^{*VP}$ , deux formes ont été proposées ici. La première, qui est la plus classique, est la loi de Norton ([Nor29]), qui fait intervenir une relation de type puissance entre la contrainte visqueuse et la vitesse de déformation plastique cumulée :

$$\sigma_V = K \dot{p}^{\frac{1}{N}} \quad (3.41)$$

avec  $K$  et  $N$  des paramètres matériaux. On a alors une écriture du potentiel viscoplastique de la forme :

$$\Phi_i^{*VP}(\underline{\underline{\sigma}}_i, R_i, \underline{\underline{X}}_i; T, x_i) = \frac{K_i(T)}{1 + N_i(T)} \left\langle \left\langle \frac{f^p}{K} \right\rangle \right\rangle^{1 + N_i(T)} \quad (3.42)$$

avec  $f_i^p$  la limite du domaine d'élasticité définie par  $J_2(\underline{\underline{\sigma}}_i - \underline{\underline{X}}_i) - R_i - \sigma_i^y$ .

L'autre loi que l'on se propose d'utiliser est la loi proposée par Eyring en 1936 ([Eyr36]), couramment utilisée ([Pet06], [YN05]) mais introduisant une dépendance en sinus hyperbolique mieux adaptée pour des applications à grandes amplitudes de sollicitations thermomécaniques :

$$\sigma_V = K \sinh^{-1} \left[ \left( \frac{\dot{\epsilon}^p}{\dot{\epsilon}_0} \right)^{\frac{1}{N}} \right] \quad (3.43)$$

avec  $K$ ,  $N$  et  $\varepsilon_0$  des paramètres matériau. Cette forme a été introduite afin de prendre en compte la non-linéarité de  $\sigma_V$  pour les basses vitesses de déformation (typiquement  $< 1E^{-5}$ ), notamment pour les hautes températures (voir Fig. 3.84 et 3.133).

L'écriture du potentiel de dissipation viscoplastique associé à cette évolution de la viscosité est un peu plus complexe :

$$\Phi_i^{*VP}(\underline{\underline{\sigma}}_i, R_i, \underline{\underline{X}}_i; T) = \frac{K_i(T)\dot{\varepsilon}_{0i}(T)}{2} \beta \left( \frac{1+N_i(T)}{2}; -\frac{N_i(T)}{2}; \left[ \tanh \left\langle \frac{f_i^P}{K_i(T)} \right\rangle \right]^2 \right) \quad (3.44)$$

avec toujours  $f_i^P$  la fonction seuil d'élasticité. D'après les relations 3.31 et 3.32, on peut écrire d'après [LC88] pour l'érouissage isotrope :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} R_{\infty_i}(T) b_i(T) r_i^2 &= \frac{1}{2} \frac{R_i^2}{R_{\infty_i}(T) b_i(T)} \\ \Rightarrow f_i^R &= \frac{1}{2} \left( \frac{R_i^2}{R_{\infty_i}(T)} - R_{\infty_i}(T) b_i^2(T) r_i^2 \right) = 0 \end{aligned} \quad (3.45)$$

pour l'érouissage cinématique non-linéaire :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} C_{1_i} \underline{\underline{\alpha}}_{1_i} : \underline{\underline{\alpha}}_{1_i} &= \frac{1}{2} \frac{\underline{\underline{X}}_{1_i} : \underline{\underline{X}}_{1_i}}{C_{1_i}} \\ \Rightarrow f_i^{X1} &= \frac{1}{2} \left( \frac{\gamma_{1_i} \underline{\underline{X}}_{1_i} : \underline{\underline{X}}_{1_i}}{C_{1_i}} - C_{1_i} \gamma_{1_i} \underline{\underline{\alpha}}_{1_i} : \underline{\underline{\alpha}}_{1_i} \right) \end{aligned} \quad (3.46)$$

ainsi que pour l'érouissage cinématique linéaire :

$$f_i^{X2} = 0 \quad (3.47)$$

On peut donc écrire  $F_i^P = f_i^P$  avec :

$$F_i^P = f_i^P + f_i^R + f_i^{X1} + f_i^{X2} \quad (3.48)$$

avec :

$$F_i^P = f_i^P + \frac{1}{2} \left( \frac{R_i^2}{R_{\infty_i}(T)} - R_{\infty_i}(T) b_i^2(T) r_i^2 \right) + \frac{1}{2} \left( \frac{\gamma_{1_i} \underline{\underline{X}}_{1_i} : \underline{\underline{X}}_{1_i}}{C_{1_i}} - C_{1_i} \gamma_{1_i} \underline{\underline{\alpha}}_{1_i} : \underline{\underline{\alpha}}_{1_i} \right) \quad (3.49)$$

$$f_i^P = J_2(\underline{\underline{s}}_i - \underline{\underline{X}}_i) - R_i - \sigma_i^y \quad (3.50)$$

$$J_2(\underline{\underline{s}}_i - \underline{\underline{X}}_i) = \sqrt{\frac{2}{3} \left( (\underline{\underline{s}}_i - \underline{\underline{X}}_i) : (\underline{\underline{s}}_i - \underline{\underline{X}}_i) \right)} \quad (3.51)$$

$$\underline{\underline{s}}_i = \underline{\underline{\sigma}}_i - \frac{1}{3}tr(\underline{\underline{\sigma}}_i)\underline{\underline{1}} \quad (3.52)$$

Le pseudo-potential de dissipation d'interaction entre phases  $\Phi^{*INTERACTION}$  se découple en trois termes :

$$\Phi^{*interaction} = \Phi^{*TRIP} + \Phi^{*HIST} + \Phi^{*TR} \quad (3.53)$$

Le premier phénomène d'interaction est la *plasticité de transformation* entre deux phases, se matérialisant par une plastification du matériau lors d'un changement de phase sous contrainte impliquant les deux phases considérées. Comme ce phénomène sera étudié plus en détail un peu plus loin, nous garderons pour l'instant la forme générale de ce pseudo-potential de dissipation associé à la plasticité de transformation lors du passage de la phase  $i$  à la phase  $j$ , proposé par [Ham92] :

$$\Phi_{i \rightarrow j}^{*TRIP}(\underline{\underline{\sigma}}; x_i, x_j, T) = f_{i \rightarrow j}(J_2(\underline{\underline{\sigma}})) \cdot g(x_i, x_j, T) \quad (3.54)$$

Cela conduit à l'introduction d'un terme supplémentaire  $\underline{\underline{\epsilon}}^{pt}$  dans l'expression des déformations de telle sorte que :

$$\underline{\underline{\epsilon}} = \underline{\underline{\epsilon}}_i^e + \underline{\underline{\epsilon}}_i^{vp} + \underline{\underline{\epsilon}}^{pt} \quad (3.55)$$

Le second phénomène considéré est la *dissipation de transformation de phase*. Dans le cas particulier d'un système biphasique, et par analogie avec 3.19, se potentiel s'exprime :

$$\Phi^{*TR}(x_1, x_2, \overrightarrow{gradT}) = -x_2 Z(\overrightarrow{gradT}; T, x_1, x_2) L_{1/2} \quad (3.56)$$

avec  $Z(\overrightarrow{gradT}; T, x_1, x_2)$  la fonction permettant de déterminer  $x_2$  telle que :

$$\dot{x}_2 = Z(\overrightarrow{gradT}; T, x_1, x_2) \quad (3.57)$$

ce qui suppose que les transformations de phases ne dépendent pas de la contrainte.

Le dernier phénomène d'interaction à considérer est la *transmission d'écroissements* isotrope et/ou cinématique de la phase mère à la phase fille lors d'un changement de phase (si la phase mère a subi une plastification préalable). Cela s'explique physiquement par une certaine quantité de dislocations présentes dans la phase mère  $i$  qui resteraient dans la phase fille  $j$  malgré le changement de phase.

$$\Phi_{i \rightarrow j}^{*HIST} = h_{i \rightarrow j}(x_i, x_j, T; \underline{\underline{X}}_i, \underline{\underline{X}}_j, \underline{\underline{X}}_i, \underline{\underline{X}}_j, R_i, R_j) \quad (3.58)$$

Pour résumer, le potentiel de dissipation s'écrit donc :

$$\Phi^* = \sum_{i=1}^4 \left( \frac{1}{2} k_i(T) \frac{\overrightarrow{\text{grad}T}}{T} \frac{\overrightarrow{\text{grad}T}}{T} + \frac{K_i(T) \dot{\epsilon}_{0i}}{2} \beta \left( \frac{1+N_i(T)}{2}, -\frac{N_i(T)}{2}, \left[ \tanh \left\langle \frac{F_i^p}{K_i(T)} \right\rangle \right]^2 \right) \right) + \Phi^{*interaction} \quad (3.59)$$

Le bilan des couplages de dissipation est fait dans le tableau 3.3.

	$\underline{\underline{\sigma}}$	$\underline{\underline{\sigma}}_i$	$\underline{\underline{\sigma}}_j$	$R_i$	$R_j$	$\underline{\underline{X}}_i$	$\underline{\underline{X}}_j$	$\overrightarrow{\text{grad}T}$	$\chi_i$
$\underline{\underline{\sigma}}$	-	0	0	0	0	0	0	0	0
$\underline{\underline{\sigma}}_i$	0	-	0	1	0	1	0	1	1
$\underline{\underline{\sigma}}_j$	0	0	-	0	1	0	1	1	0
$R_i$	0	1	0	-	0	1	0	0	0
$R_j$	0	0	1	0	-	0	1	0	0
$\underline{\underline{X}}_i$	0	1	0	1	0	-	0	0	0
$\underline{\underline{X}}_j$	0	0	1	0	1	0	-	0	0
$\overrightarrow{\text{grad}T}$	0	1	1	0	0	0	0	-	1
$\chi_i$	0	1	0	0	0	0	0	1	-

TAB. 3.3: Tableau des couplages de dissipation pour un matériau biphasique

### 1.2.5 Lois d'évolution

Les lois d'évolution sont obtenues par dérivation du pseudo-potential de dissipation. Pour les taux de déformation plastique dans chacune des phases on a :

$$\underline{\underline{\dot{\epsilon}}}^{vp} = \frac{\partial \Phi^*}{\partial \underline{\underline{\sigma}}_i} = \frac{\partial \Phi_i^{*vp}}{\partial \underline{\underline{\sigma}}_i} \quad (3.60)$$

avec :

$$\frac{\partial \Phi_i^{*VP}}{\partial \underline{\underline{\sigma}}_i} = \frac{\partial \Phi^{*VP}}{\partial F_i^p} \frac{\partial F_i^p}{\partial \underline{\underline{\sigma}}_i} = \frac{3}{2} \lambda \frac{(\underline{\underline{s}}_i - \underline{\underline{X}}_i)}{J_2(\underline{\underline{s}}_i - \underline{\underline{X}}_i)} \quad (3.61)$$

Après avoir exprimé l'inégalité 3.33 avec la nouvelle partition des déformations, le taux de déformation de plasticité de transformation s'exprime :

$$\underline{\underline{\dot{\epsilon}}}^{pt} = \frac{\partial \Phi^*}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} = \frac{\partial \Phi^{*TRIP}}{\partial \underline{\underline{\sigma}}} \quad (3.62)$$

Pour la variable d'écouissage isotrope :

$$\begin{aligned} \dot{r}_i &= -\frac{\partial \Phi^*}{\partial R_i} = -\frac{\partial \Phi_i^{*VP}}{\partial R_i} + \frac{\partial \Phi^{*HIST}}{\partial R_i} \\ \Rightarrow \dot{r}_i &= -\frac{\partial \Phi_i^{*VP}}{\partial F_i^p} \frac{\partial F_i^p}{\partial R_i} + \frac{\partial \Phi^{*HIST}}{\partial R_i} = \dot{\lambda}_i \left( 1 - \frac{R_i}{R_{\infty i}} \right) + \frac{\partial \Phi^{*HIST}}{\partial R_i} \\ &= \dot{\lambda}_i (1 - b_i(T) r_i) + \frac{\partial \Phi^{*HIST}}{\partial R_i} \end{aligned} \quad (3.63)$$

Pour la variable d'écouissage cinématique non-linéaire :

$$\begin{aligned} \underline{\underline{\alpha}}_i &= -\frac{\partial \Phi^*}{\partial X_{1i}} = -\frac{\partial \Phi_i^{*VP}}{\partial X_{1i}} + \frac{\partial \Phi^{*HIST}}{\partial X_{1i}} \\ \Rightarrow \underline{\underline{\alpha}}_i &= -\frac{\partial \Phi_i^{*VP}}{\partial F_i^p} \frac{\partial F_i^p}{\partial X_{1i}} + \frac{\partial \Phi^{*HIST}}{\partial X_{1i}} = \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}_i^{vp} - \dot{\lambda}_i \frac{\gamma_{1i}}{C_{1i}} X_{1i} + \frac{\partial \Phi^{*HIST}}{\partial X_{1i}} \\ &= \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}_i^{vp} - \dot{\lambda}_i \gamma_{1i} \underline{\underline{\alpha}}_i + \frac{\partial \Phi^{*HIST}}{\partial X_{1i}} \end{aligned} \quad (3.64)$$

Pour la variable d'écouissage cinématique linéaire :

$$\begin{aligned} \underline{\underline{\alpha}}_2 &= -\frac{\partial \Phi^*}{\partial X_{2i}} = -\frac{\partial \Phi_i^{*VP}}{\partial X_{2i}} + \frac{\partial \Phi^{*HIST}}{\partial X_{2i}} \\ \Rightarrow \underline{\underline{\alpha}}_2 &= -\frac{\partial \Phi_i^{*VP}}{\partial F_i^p} \frac{\partial F_i^p}{\partial X_{2i}} + \frac{\partial \Phi^{*HIST}}{\partial X_{2i}} = \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}_i^{vp} + \frac{\partial \Phi^{*HIST}}{\partial X_{2i}} \end{aligned} \quad (3.65)$$

Le multiplicateur plastique  $\dot{\lambda}_i$  est tel que :

$$\dot{\lambda}_i = \frac{\partial \Phi_i^{*VP}}{\partial F_i^p} = \dot{\epsilon}_{\infty i} \left[ \sinh \left\langle \frac{f_i^p}{K_i(T)} \right\rangle \right]^N \quad (3.66)$$

Le vecteur flux de chaleur s'écrit :

$$\frac{\vec{q}}{T} = -\frac{\partial \Phi^*}{\partial \left( \frac{\text{grad} \vec{T}}{T} \right)} = -\sum_{i=1}^4 \frac{\partial \Phi_i^{*TH}}{\partial \left( \frac{\text{grad} \vec{T}}{T} \right)} = -\sum_{i=1}^4 (x_i k_i(T)) \frac{\overrightarrow{\text{grad} \vec{T}}}{T} \quad (3.67)$$

D'après 3.31 et 3.63, les lois d'évolution des écouissages isotropes s'expriment :

$$\begin{aligned} \dot{R}_i &= \frac{dR_i}{dt} = \frac{d[r_i R_{\infty i}(T) b_i(T)]}{dt} = R_{\infty i}(T) b_i(T) \frac{dr_i}{dt} + r_i \left[ \frac{dR_{\infty i}}{dt} b_i(T) + \frac{db_i}{dt} R_{\infty i}(T) \right] \\ &= \left[ \dot{\lambda}_i \left( 1 - \frac{R_i}{R_{\infty i}(T)} \right) + \frac{\partial \Phi^{*HIST}}{\partial R_i} \right] R_{\infty i}(T) b_i(T) + \frac{R_i}{R_{\infty i}(T) b_i(T)} \left[ \frac{dR_{\infty i}}{dt} b_i(T) + \frac{db_i}{dt} R_{\infty i}(T) \right] \end{aligned}$$

de telle sorte que :

$$\dot{R}_i = b_i(T) \left[ \dot{\lambda}_i (R_{\infty i}(T) - R_i) + R_{\infty i} \frac{\partial \Phi^{*HIST}}{\partial R_i} \right] + \dot{T} R_i \left[ \frac{dR_{\infty i}(T)}{dT} \frac{1}{R_{\infty i}(T)} - \frac{db_i(T)}{dT} \frac{1}{b_i(T)} \right] \quad (3.68)$$

De la même manière, on obtient pour les écrouissages cinématiques :

$$\underline{\underline{\dot{X}}}_1 = C_{1i} \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}_i^{vp} - \gamma_{1i} \dot{\lambda}_i \underline{\underline{X}}_1 + \dot{T} \underline{\underline{X}}_1 \frac{dC_{1i}(T)}{dT} \frac{1}{C_{1i}(T)} + C_{1i} \frac{\partial \Phi^{*HIST}}{\partial (\underline{\underline{X}}_1)} \quad (3.69)$$

$$\underline{\underline{\dot{X}}}_2 = C_{2i} \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}_i^{vp} + \dot{T} \underline{\underline{X}}_2 \frac{dC_{2i}(T)}{dT} \frac{1}{C_{2i}(T)} + C_{2i} \frac{\partial \Phi^{*HIST}}{\partial (\underline{\underline{X}}_2)} \quad (3.70)$$

On montre que  $\dot{\lambda}_i = \dot{p}_i$ , la vitesse de déformation plastique cumulée dans chaque phase est définie par :

$$\dot{p}_i = \sqrt{\frac{2}{3} \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}_i^p : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}_i^p} \quad (3.71)$$

Les contraintes dans chacune des phases sont telles que :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \sum_{i=1}^4 x_i \underline{\underline{\sigma}}_i \Rightarrow \underline{\underline{\dot{\sigma}}} = \sum_{i=1}^4 [\dot{x}_i \underline{\underline{\sigma}}_i + x_i \underline{\underline{\dot{\sigma}}}_i] \quad (3.72)$$

avec

$$\begin{aligned} \dot{x}_i \underline{\underline{\sigma}}_i + x_i \underline{\underline{\dot{\sigma}}}_i &= x_i \underline{\underline{E}}_i \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}_i^e + x_i \frac{d\underline{\underline{E}}_i}{dT}(T) \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}_i^e \dot{T} + \dot{x}_i \left[ \underline{\underline{E}}_i \underline{\underline{\epsilon}}_i^e - \frac{E_i(T)}{1 - 2\nu_i(T)} \left( \alpha_i^{T_0}(T) (T - T_0) + \delta_i \right) \underline{\underline{1}} \right] \\ &- x_i \frac{E_i(T)}{1 - 2\nu_i(T)} (T - T_0) \dot{T} \left[ \frac{\alpha_i^{T_0}(T)}{T - T_0} + \frac{d\alpha_i^{T_0}}{dT}(T) + 2\alpha_i^{T_0}(T) \frac{d\nu_i(T)}{dT} \frac{1}{1 - 2\nu_i(T)} - \alpha_i^{T_0}(T) \frac{dE_i(T)}{dT} \frac{1}{E_i(T)} \right] \underline{\underline{1}} \\ &- x_i \delta_i \dot{T} \left[ 2 \frac{E_i(T) \frac{d\nu_i(T)}{dT}}{(1 - 2\nu_i(T))^2} + \frac{dE_i(T)}{dT} \frac{1}{1 - 2\nu_i(T)} \right] \end{aligned} \quad (3.73)$$

### 1.2.6 Equation de la chaleur

On peut écrire l'inégalité de Clausius-Duhem sous la forme :

$$\begin{aligned} D = \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}^{pt} + \sum_{n=1}^4 x_i \left( \underline{\underline{\sigma}}_i : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}_i^{vp} - \underline{\underline{X}}_1 : \underline{\underline{\dot{\alpha}}}_1 - \underline{\underline{X}}_2 : \underline{\underline{\dot{\alpha}}}_2 - R_i \dot{r}_i \right) \\ - \sum_i \sum_j \dot{x}_j \chi_{i/j} - \frac{\vec{q}}{T} \overrightarrow{\text{grad}T} \geq 0 \end{aligned} \quad (3.74)$$

En remplaçant dans l'équation de conservation de l'énergie 4.80 le terme  $\rho e$  par son expression tirée de  $e = \psi + Ts$ , on obtient :

$$\sum_{i=1}^4 (x_i \underline{\underline{\sigma}}_i) : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}} + r + \text{div}(\vec{q}) = \rho \dot{\psi} + \rho T \dot{s} + \rho \dot{T} s \quad (3.75)$$

En exprimant la dérivée de  $\psi$  en fonction des variables d'état :

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^4 (x_i \underline{\underline{\sigma}}_i) : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}} + r + \text{div}(\vec{q}) = & -\rho s \dot{T} + \sum_{i=1}^4 (x_i \underline{\underline{\sigma}}_i) : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}} + \sum_{i=1}^4 x_i \dot{\vartheta}_i A_i \\ & + \sum_i \sum_j \dot{x}_j \chi_{i/j} + \rho T \dot{s} + \rho \dot{T} s \end{aligned} \quad (3.76)$$

Par définition, ayant  $\rho s = - \sum_{i=1}^4 \rho_i x_i \frac{\partial \psi_i}{\partial T}$ , on a :

$$\rho \dot{s} = - \sum_{i=1}^4 \rho_i x_i \left( \frac{\partial^2 \psi_i}{\partial T \partial \underline{\underline{\epsilon}}_i} : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}} - \frac{\partial^2 \psi_i}{\partial T \partial \vartheta_i} \dot{\vartheta}_i \right) + \sum_{i=1}^4 \rho_i \frac{\partial \psi_i}{\partial T} \dot{x}_i + \frac{\partial s}{\partial T} \dot{T} \quad (3.77)$$

Avec les lois d'état, on obtient :

$$\rho \dot{s} = - \sum_{i=1}^4 x_i \left( \frac{\partial \underline{\underline{\sigma}}_i}{\partial T} : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}^e - \frac{\partial A_i^*}{\partial T} \dot{\vartheta}_i^* \right) + \sum_{i=1}^4 \rho_i \frac{\partial \psi_i}{\partial T} \dot{x}_i + \frac{\partial s}{\partial T} \dot{T} \quad (3.78)$$

En introduisant la notion de capacité calorifique  $C_p (JK^{-1}C^{-1})$  (à déformation constante, approximativement égale à sa valeur à contrainte constante dans le cas d'un solide) définie par :

$$C_p(T) = T_0 \frac{\partial s}{\partial T} = \sum_{i=1}^4 (x_i C_{p_i}(T)) \quad (3.79)$$

D'après la relation 3.67 :

$$\vec{q} = - \sum_{i=1}^4 (x_i k_i(T)) \overrightarrow{\text{grad} T} = -k(T) \overrightarrow{\text{grad} T} \quad (3.80)$$

avec  $k(T) = \sum_{i=1}^4 x_i k_i(T)$ , de telle sorte que :

$$\begin{aligned} \text{div} \vec{q} = & \rho C_p(T) \dot{T} - \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}^{pt} - \sum_{i=1}^4 x_i \left( \underline{\underline{\sigma}}_i : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}_i^{vp} - A_i^* \dot{\vartheta}_i^* \right) + \sum_i \sum_j \dot{x}_j \chi_{i/j} \\ & - r - T \sum_{i=1}^4 x_i \left( \frac{\partial A_i^*}{\partial T} \dot{\vartheta}_i^* + \frac{\partial \underline{\underline{\sigma}}_i}{\partial T} : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}}_i^e \right) + \sum_{i=1}^4 \rho_i \frac{\partial \psi_i}{\partial T} \dot{x}_i \end{aligned} \quad (3.81)$$

## 2 Identification du comportement thermique

### 2.1 Objectif

En l'absence de données, nous avons identifié le comportement thermique du matériau dans une gamme de température pouvant aller jusqu'à 1200°C, grâce à :

- un *essai de dilatation libre* réalisé pendant la campagne de caractérisation mécanique menée au LMT-Cachan ;
- un *essai de calorimétrie* réalisé dans le calorimètre du DSM/SRMA/LA2M avec T. Guilbert ;
- un *essai de diffusivité thermique* réalisé par méthode Flash à l'aide d'un laser au DSM/SRMA/LA2M avec S. Urvoy.

### 2.2 Mesure de la masse volumique

La mesure de la masse volumique de l'acier T91 à froid a été réalisée en mesurant précisément la masse d'un échantillon de géométrie connue et en appliquant la formule  $\rho = \frac{M}{V}$ . La masse de plusieurs échantillons utilisés pour les mesures de diffusivité (cylindre de diamètre 12mm et d'épaisseur 3mm) a été mesurée à l'aide d'une balance de précision.

diamètre moyen	épaisseur moyenne	masse moyenne	$\rho(20^\circ C)$
12.073 mm	2.982 mm	2.6377 g	7726.8 kg.m <sup>-3</sup>

**TAB. 3.4:** Mesure de la masse volumique à température ambiante

L'essai de dilatation libre permet de déduire de la masse volumique à 20°C la masse volumique à chaud. L'essai de dilatation est présenté figure 3.3. Le calcul de la densité (3.4) se fait simplement à l'aide de la formule suivante :

$$\rho(T) = \frac{\rho(T = 20^\circ C)}{(1 + \varepsilon^h(T))^3} \quad (3.82)$$

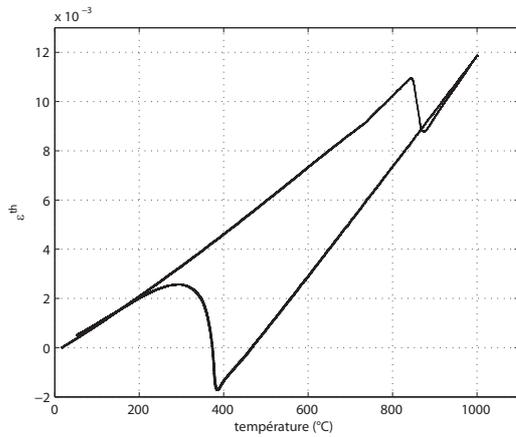
Au vu de la courbe 3.4, nous ferons l'hypothèse d'une masse volumique égale pour la martensite trempée et la martensite revenue. Pour la martensite trempée, l'évolution de la densité en fonction de la température correspond à l'expression suivante :

$$\rho(T) = 7732.1 - 2.5918E^{-1}T - 4.6272E^{-5}T^2 \quad (3.83)$$

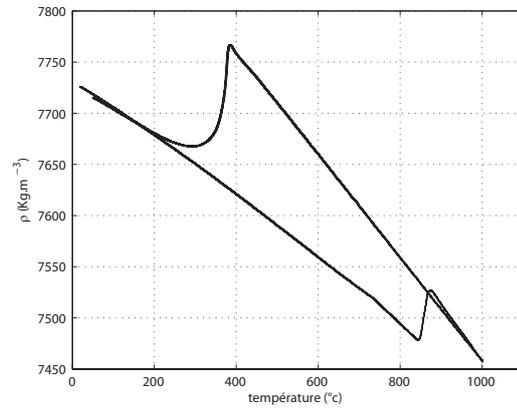
et pour la phase austénitique :

$$\rho(T) = 7956.9 - 0.48954T - 9.7052E^{-6}T^2 \quad (3.84)$$

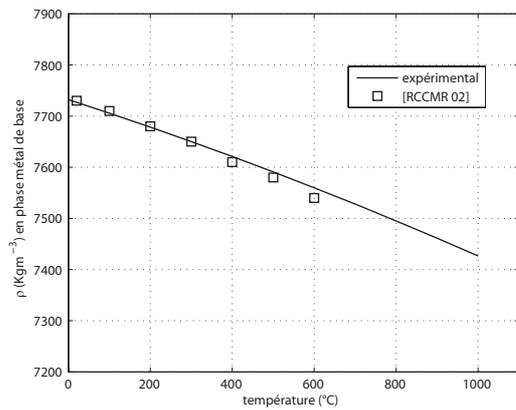
Ces évolutions sont présentées en figures 3.5 et 3.6.



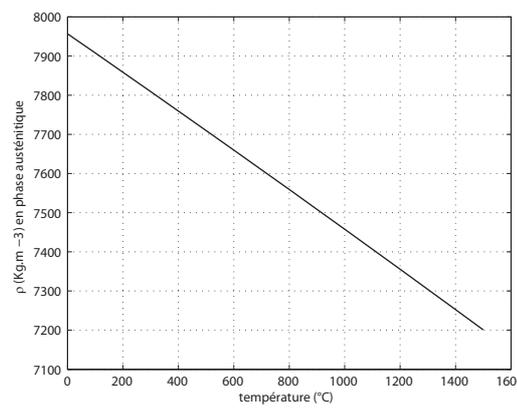
**FIG. 3.3:** essai de dilatation -  $V_c=1^\circ\text{C/s}$ ,  $T_a=1000^\circ\text{C}$  pendant 10 min avec refroidissement à l'air



**FIG. 3.4:** Résultat du calcul de la densité de l'acier T91 à froid



**FIG. 3.5:** Evolution de la masse volumique en phase métal de base



**FIG. 3.6:** Evolution de la masse volumique en phase austénitique

### 2.3 Mesure de la capacité calorifique

Ces essais ont été réalisés sur un calorimètre classique. Le principe de fonctionnement d'un calorimètre classique est de venir mesurer le flux de chaleur fourni par le four à l'ensemble du système étudié (contenant du four) lors de variations de température contrôlées à l'intérieur de ce même four (voir figure 3.7).

Pour mesurer la capacité calorifique  $C_p$  du matériau, nous avons utilisé une méthode DSC (Differential Scanning Calorimetry) en "continu", qui consiste à mesurer un écart de flux de chaleur entre un échantillon et un matériau de référence, tous les deux soumis à la même variation de température et d'atmosphère. Pour cela, il faut effectuer trois essais dans les mêmes conditions de chargement thermique :

- un essai blanc : cet essai a pour but de mesurer le flux  $\phi_0$  nécessaire au chauffage de

l'intérieur du four, comprenant notamment le socle permettant de poser l'échantillon.  
 – un essai avec un échantillon de référence -par exemple en alumine- de masse connue  $M_{ref}$  et de capacité calorifique connue  $Cp_{ref}$ . Le flux de chaleur ainsi mesuré est  $\phi_{ref}$ .  
 – un essai avec l'échantillon à étudier de masse  $M_1$  de capacité calorifique  $Cp_1$  à déterminer.  
 Une fois ces trois essais réalisés, on en déduit  $Cp_1$  d'après la formule :

$$Cp_1(T) = \frac{\phi_1(T) - \phi_0(T)}{\phi_{ref}(T) - \phi_0(T)} \frac{M_{ref}}{M_1} Cp_{ref}(T) \quad (3.85)$$

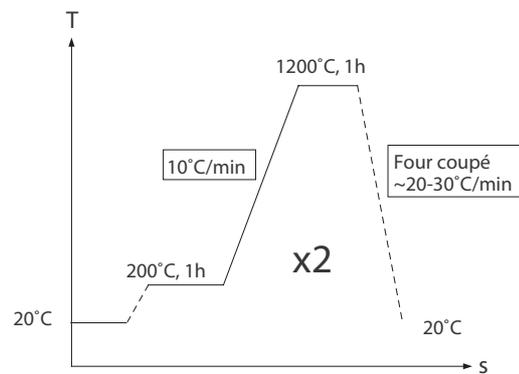


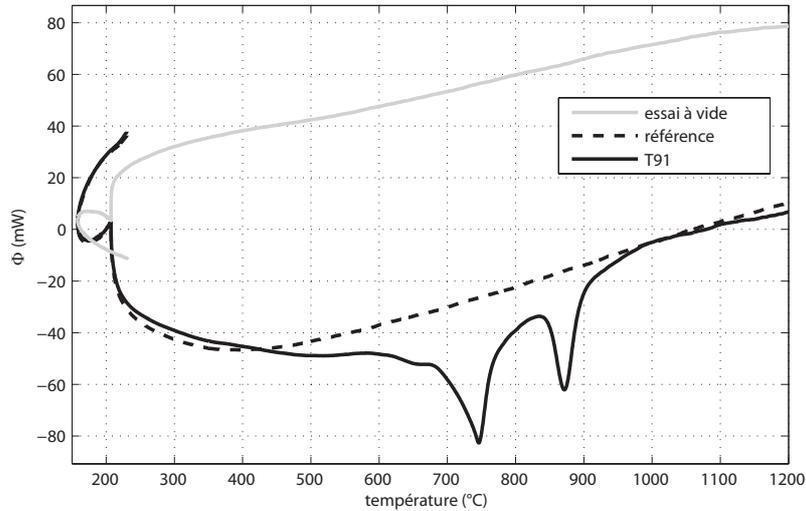
FIG. 3.8: Chargement thermique réalisé pour la mesure de Cp

FIG. 3.7: Schéma de principe d'un dilatomètre classique

Afin de pouvoir mesurer la chaleur latente de transformation martensitique, nous avons continué les mesures de flux lors du refroidissement. Le chargement thermique subi par l'échantillon est présenté en figure 3.8. Le palier à 200°C permet de stabiliser la température à l'intérieur du four, mal asservi à basse température. Le chargement thermique est répété une seconde fois pour caractériser la capacité calorifique de la martensite trempée sur toute sa gamme de température (entre 20°C et AC1), mais également pour observer la différence de chaleur latente de transformation austénitique en fonction de la phase mère (métal de base -martensite revenue- ou martensite trempée).

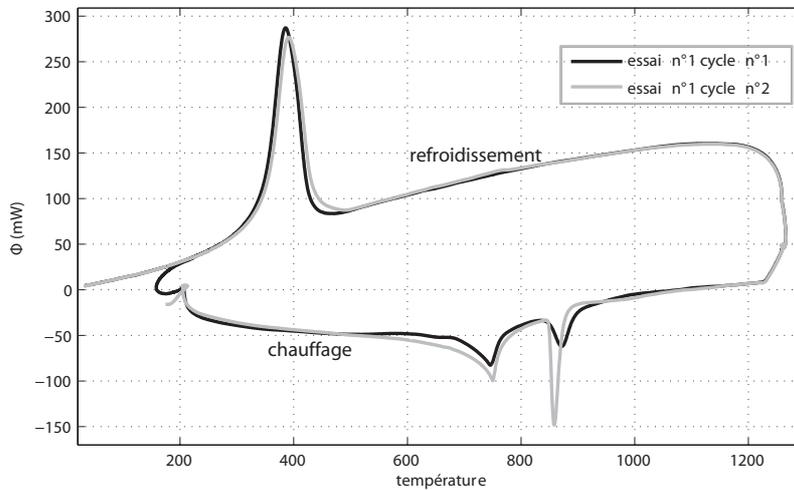
Les échantillons qui ont été utilisés sont des cylindres de diamètre 5mm et de hauteur 12mm. Lors de l'essai, on réalise un léger balayage d'argon à l'intérieur du four (0.6l/h) afin d'éviter tout risque de corrosion à chaud. Nous avons également réalisé un second essai dans les mêmes conditions, afin de vérifier la répétabilité de l'expérience. Un exemple des flux de chaleur ainsi obtenus lors d'un chauffage pour les trois configurations d'essai (blanc, référence et échantillon) sont présentés en figure 3.9.

Le flux de chaleur  $\Phi$  pour les deux cycles de chauffage et refroidissement pour le premier essai, est présenté en figure 3.10. La capacité calorifique qui en est déduite est tracée en



**FIG. 3.9:** Flux de chaleur obtenus dans les trois configurations d’essai lors du second cycle de chauffage du premier essai

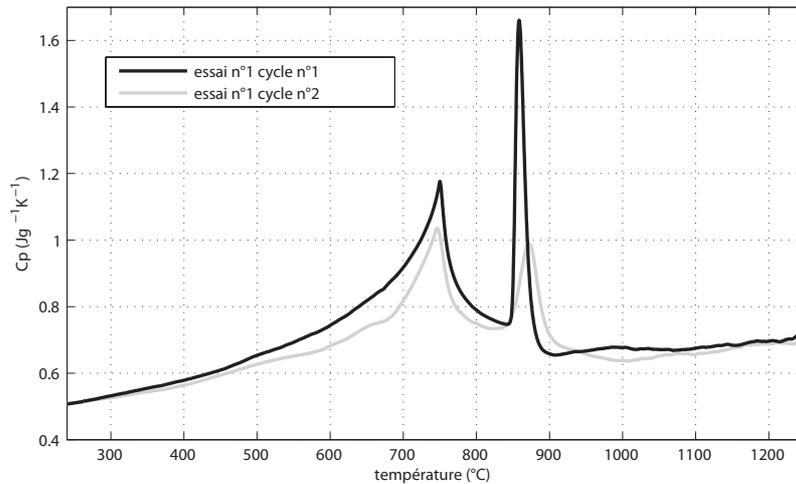
figure 3.11, seulement pour les deux cycles de chauffage. La bonne répétabilité de ce type d’essai est vérifiée figure 3.12.



**FIG. 3.10:** Flux de chaleur obtenu lors des deux cycles thermiques avec échantillon pour le premier essai

Au vu de l’ensemble de ces résultats , on peut faire plusieurs remarques :

- le passage du point de Curie (passage du domaine ferromagnétique au domaine paramagnétique, aux alentours de 750°C) présente un pic endothermique quasi équivalent à celui de la transformation austénitique pour ce qui est des énergies mises en jeu. Cette



**FIG. 3.11:** Capacité calorifique  $C_p$  obtenue pour le premier essai lors des deux cycles de chauffage

transformation se fait dans une plage de température comprise entre  $700^{\circ}\text{C}$  et  $760^{\circ}\text{C}$ , dans le cas de la vitesse de chauffage utilisée ici. Ce point présente également la particularité de modifier le signe de la dérivée de l'évolution des flux (et par conséquent de la capacité calorifique) ce qui conduit à penser que le passage de ce point ne modifie pas seulement les propriétés magnétiques, mais également la physique dont découlent les propriétés thermiques du matériau.

- les capacités calorifiques du métal de base et de la martensite trempée présentent des différences non négligeables lorsque l'on commence à dépasser  $300^{\circ}\text{C}$ , et cela jusqu'au point de Curie.
- en ce qui concerne la transformation austénitique, on observe une grosse différence de pic entre une phase mère en phase métal de base et l'autre en martensite trempée. La transformation nécessite beaucoup plus d'énergie lorsqu'il faut transformer le métal de base. On remarque que les températures de début de transformation  $AC1$  sont quasi identiques, et que la position du maximum des pics diffère entre les deux cas, ce qui laisse présager des différences de cinétiques de croissance austénitique.
- en phase austénitique, la capacité calorifique est quasi constante (environ  $650 \text{ J K}^{-1}$ ).
- la transformation martensitique, qui est exothermique, fait intervenir des quantités d'énergie beaucoup plus importantes que la transformation austénitique. On remarque également la valeur anormalement haute de la température de début de transformation  $M_S$ , normalement aux alentours de  $450^{\circ}\text{C}$ . Cela s'explique par une décarburation à haute température qui a tendance à augmenter  $M_S$ . Cela est confirmé par l'augmentation visible de  $M_S$  lors du second cycle.

Les évolutions de la capacité calorifique ainsi obtenue phase par phase sont présentées en figures 3.13 et 3.14, et dans le tableau 3.5 pour le métal de base et la martensite trempée. Pour l'austénite, nous prendrons une capacité calorifique constante égale à  $680 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ .

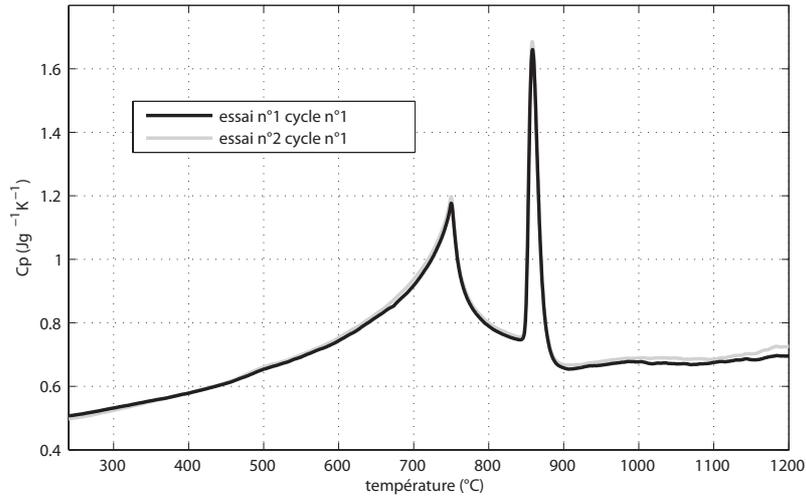


FIG. 3.12: Capacité calorifique  $C_p$  obtenue lors du premier chauffage pour les deux essais effectués

Ces résultats ne prennent pas en compte les pics de transformation, hormis pour la transition autour du point de Curie. Ces résultats ont été moyennés et extrapolés d'après les résultats obtenus avec les deux essais réalisés.

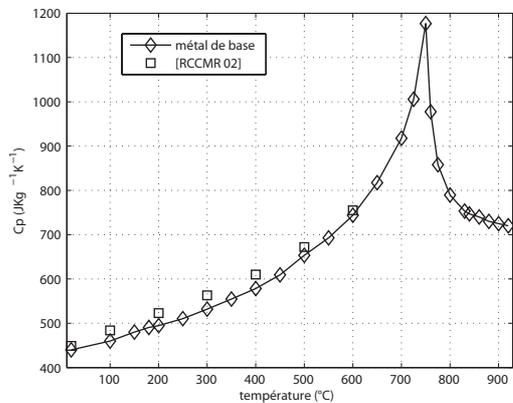


FIG. 3.13: Evolution de la capacité calorifique du métal de base

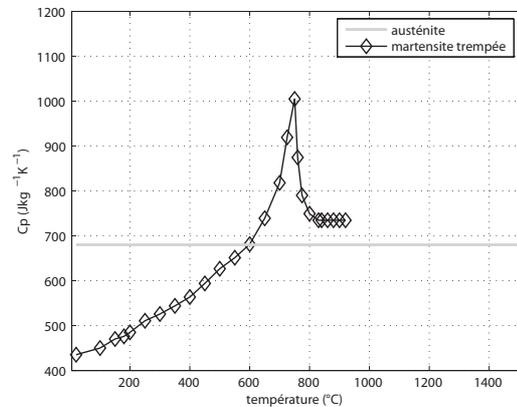


FIG. 3.14: Evolution de la capacité calorifique en phase austénitique et martensitique trempée

Nous avons également à l'aide des courbes de flux de chaleur, calculé les chaleurs latentes de transformation. Pour cela, on intègre le flux dans le pic de transformation, en supposant la continuité de la capacité calorifique entre les deux phases (voir figure 3.15).

Les résultats obtenus pour les différentes transformations rencontrées sont présentées dans le tableau 3.6. La donnée de chaleur latente de transformation liquide-solide a été

T (°c)	$C_{PMB}(Jkg^{-1}K^{-1})$	$C_{PMT}(Jkg^{-1}K^{-1})$	$C_{PAU}(Jkg^{-1}K^{-1})$
20	440	435	680
100	460	450	„
150	480	470	„
180	490.6	476	„
200	494.5	484.8	„
250	510.4	510.6	„
300	531.8	525.8	„
350	554.7	543.77	„
400	578.3	563.65	„
450	609.4	593.96	„
500	653.5	626.6	„
550	692.6	651.19	„
600	743.9	681.33	„
700	917.7	738.89	„
725	1005.9	919.29	„
750	1176.7	1004.83	„
760	977.5	874.66	„
775	858	789.99	„
800	789.5	749.22	„
830	753.3	734.52	„
840	746.8	734.52	„
860	740	734.52	„
880	730	734.52	„
900	725	734.52	„
920	720	734.52	„

**TAB. 3.5:** Capacités calorifiques obtenues (MB : métal de base, MT : martensite trempée, AU : austénite)

déterminée en utilisant Thermocalc© (figure 3.16).

L↔S	MB→AU	MT→AU	AU→MT
±270	-12	-8	67

**TAB. 3.6:** valeurs des chaleurs latentes calculées en  $kJ.kg^{-1}$

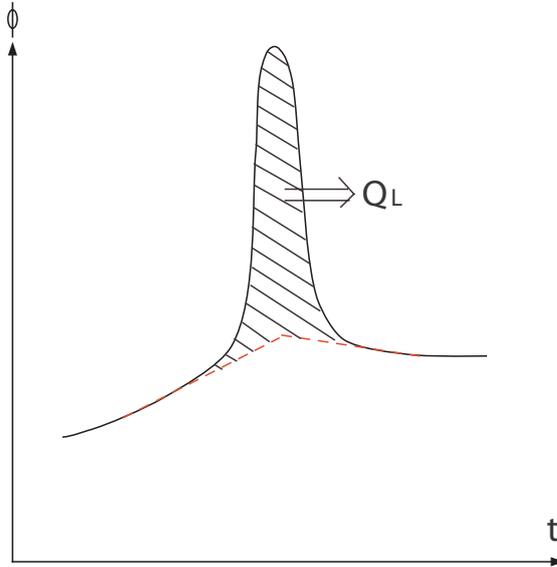


FIG. 3.15: Chaleurs latentes de transformation calculées

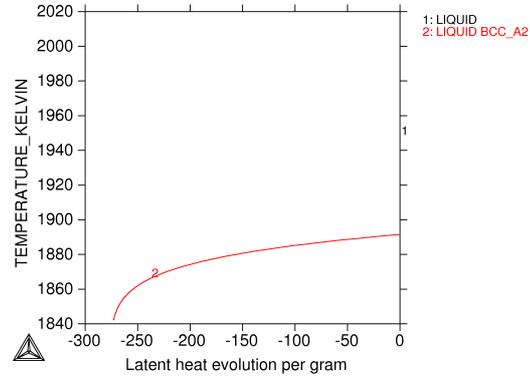


FIG. 3.16: Chaleur latente de transformation liquide-solide déterminée avec Thermocalc

## 2.4 Mesure de la diffusivité thermique

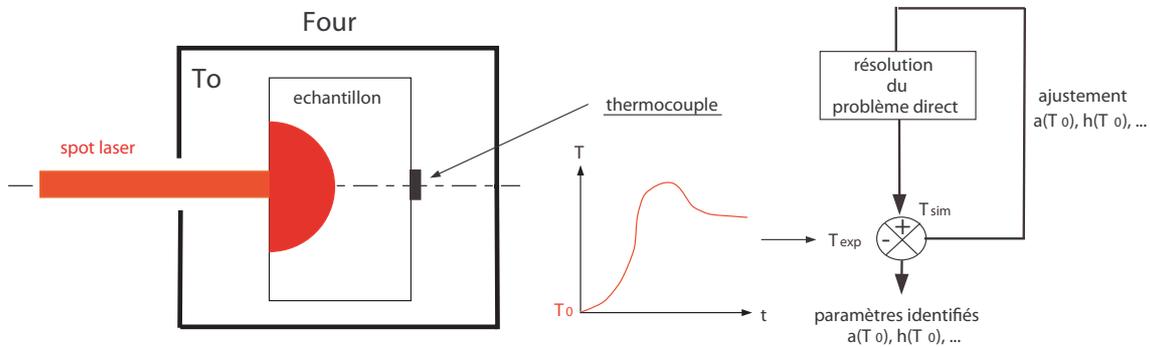
La conductivité thermique  $k$  est mesurée grâce à une mesure de diffusivité  $a$ , telle que :

$$a(T) = \frac{k(T)}{\rho(T)Cp(T)} \quad (3.86)$$

Ces essais de diffusivité ont été réalisés par la méthode dite “flash” initialement développée par Parker ([PJBA61]) et couramment employée pour la mesure de la diffusivité thermique. Elle consiste à solliciter thermiquement un échantillon plan cylindrique de petites dimensions par une brève impulsion thermique sur sa face avant. On mesure ensuite sa réponse en température soit du côté de la face “irradiée” (technique face avant), soit sur la face opposée (technique “face arrière”). La mesure de température est réalisée soit par un détecteur optique type infra-rouge dans le cas de mesures à haute température, soit par un thermocouple. La diffusivité thermique est calculée par un logiciel en utilisant les données de cette augmentation de température en fonction du temps.

Nous avons utilisé l’installation “Flash 1000” du SRMA/LA2M, permettant de réaliser des mesures de diffusivité thermique entre 20°C et 1000°C sous atmosphère “statique” d’hélium (voir ANNEXE 1). La source thermique assurant un chauffage uniforme de la face avant de l’échantillon est constituée d’un laser (type Nd-phosphate) délivrant une impulsion brève ( $< 200\mu s$ ), et afin d’obtenir une impulsion laser homogène centrée sur l’échantillon, un diaphragme en graphite est placé devant l’échantillon. La mesure de l’élévation de température est effectuée via un thermocouple placé en face arrière (thermocouple type K). La réponse en température ainsi obtenue est appelé thermogramme (3.18). Un schéma du dispositif expérimental (installation et porte échantillon) est présenté en

## Annexe 7.



**FIG. 3.17:** Principe de détermination du paramètre de diffusivité thermique par méthode Flash

La détermination de la diffusivité  $a$ , se fait par analyse inverse (voir Fig. 3.17). Le modèle direct du problème de conduction est déterminé grâce à des solutions analytiques de type Cowan ([Cow61] [Cow63] [CL63]). Il est nécessaire pour résoudre le problème direct de connaître précisément la géométrie de l'échantillon à tout instant et la dilatation linéaire du matériau. Les paramètres restant à ajuster sont les suivants :

- la diffusivité thermique  $a(T)$  à la température  $T$  lors du flash laser ;
- le coefficient de convection frontal et radial ;
- le coefficient d'anisotropie de conduction (dans notre cas, on fera l'hypothèse d'une conduction isotrope du matériau).

Un exemple de résultat d'un ajustement réalisé avec un logiciel dédié, nommé "Blitz", est donné figure 3.18.

La mesure de diffusivité a été réalisée au chauffage ainsi qu'au refroidissement, pour les mêmes raisons que discuté précédemment. Le pas de mesure au chauffage est de  $50^\circ\text{C}$ , et au refroidissement de  $100^\circ\text{C}$  (four éteint, donc vitesse de refroidissement non contrôlable). Le cycle thermique est présenté en figure 3.19. Les résultats obtenus sont tracés en figure 3.20, pour la phase de chauffage et de refroidissement.

De ces résultats on peut tirer plusieurs remarques :

- on observe toujours une singularité avec changement de signe de l'évolution lors du passage au point de Curie ;
- comme pour la capacité calorifique, l'évolution de la diffusivité en phase austénitique varie relativement peu en fonction de la température, bien que l'on observe une nette croissance avec l'augmentation de la température ;
- on observe une diffusivité en phase martensitique trempée beaucoup plus faible qu'en phase métal de base.

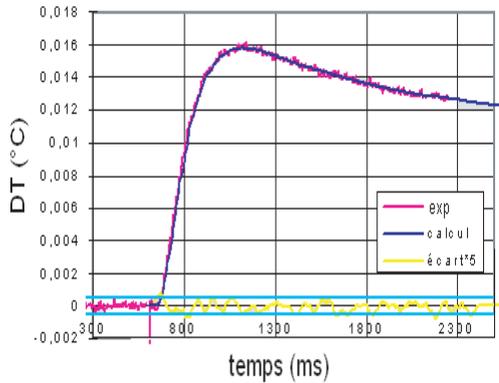


FIG. 3.18: Exemple de thermogramme obtenu, avec sa courbe d'ajustement

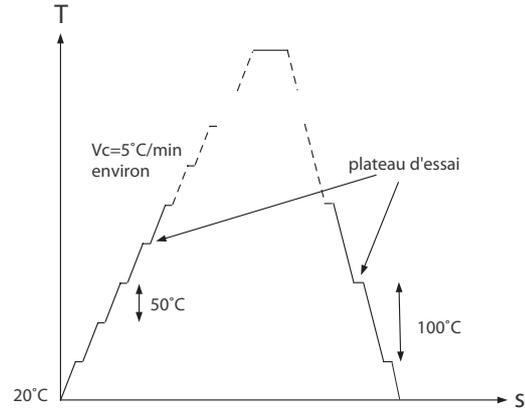


FIG. 3.19: Cycle thermique pour l'essai Flash

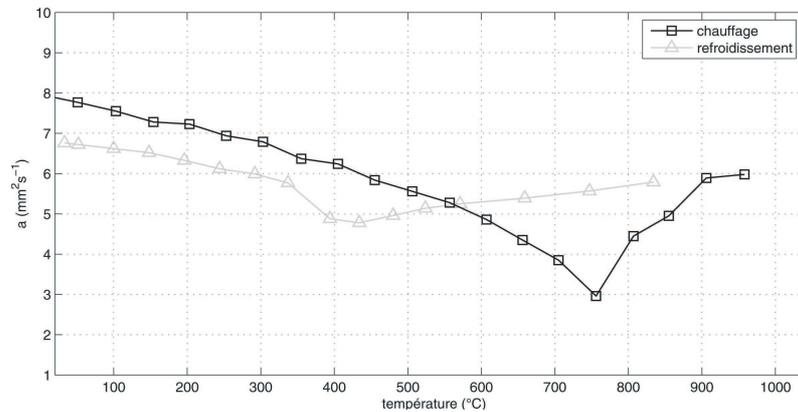


FIG. 3.20: Résultats des mesures de diffusivité au chauffage et au refroidissement

Afin de caractériser la diffusivité dans chacune des phases, on extrapole linéairement la diffusivité en phase austénitique à haute température, et on suppose que la diffusivité en phase martensitique évolue au dessus de 300°C avec un écart constant par rapport à la diffusivité en phase métal de base. Les figures 3.21 et 3.22, ainsi que les tableaux 3.7 à 3.9 présentent les résultats complets par phase.

## 2.5 Calcul de la conductivité thermique

La conductivité thermique est déduite des autres propriétés thermiques d'après l'équation 3.86. Les résultats sont présentés en figures 3.23 et 3.24, ainsi que dans les tableaux 3.10 et 3.11.

T (°C)	$a_{MB} (10^{-6}m^2s^{-1})$
19	7.89
51	7.77
103	7.55
154	7.28
203	7.23
253	6.94
303	6.79
355	6.37
405	6.24
455	5.84
506	5.56
557	5.28
607	4.86
656	4.35
705	3.85
756	7.89
807	4.45
855	4.95
906	5.89

T (°C)	$a_{MT} (10^{-6}m^2s^{-1})$
33	6.76
52	6.72
100	6.62
148	6.52
196	6.33
244	6.12
292	5.99
337	5.77
405	5.54
455	5.14
506	4.86
557	4.58
607	4.16
656	3.65
705	3.15
756	2.26
807	3.75
855	4.25
906	5.19

TAB. 3.7: Diffusivité obtenue en phase métal de base

TAB. 3.8: Diffusivité obtenue en phase martensite trempée

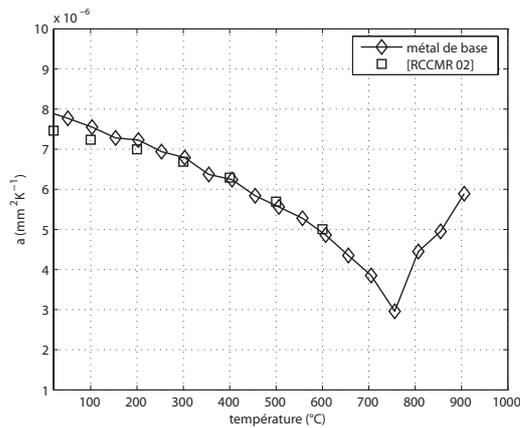


FIG. 3.21: Evolution finale de la diffusivité en phase métal de base après extrapolation

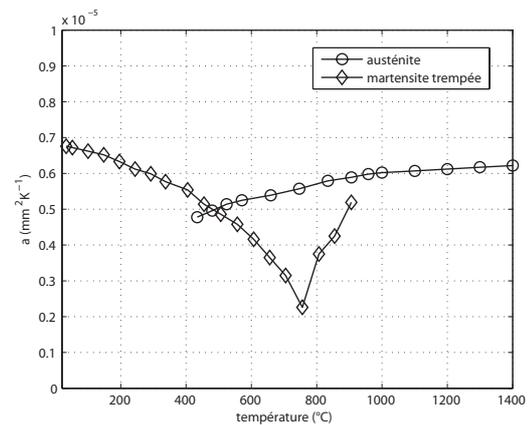


FIG. 3.22: Evolution finale de la diffusivité en phase austénitique et martensitique trempée après extrapolation

T (°C)	$a_{AU}$ ( $10^{-6}m^2s^{-1}$ )
434	4.78
480	4.96
524	5.14
571	5.25
659	5.39
747	5.57
834	5.79
906	5.89
958	5.98
1000	6.02
1100	6.07
1200	6.12
1300	6.17
1400	6.22

**TAB. 3.9:** Diffusivité obtenue en phase austénite

T (°C)	$k_{MBW}.m^{-1}$	$k_{MAW}.m^{-1}$
20	26.82	22.52
100	27.3	22.95
200	27.92	23.56
300	27.62	24.09
400	27.5	23.79
500	27.58	23.11
600	27.33	21.42
700	26.59	19.39
750	26.16	17.05
800	26.33	21.05
850	27.64	24.74
900	31.86	28.44

**TAB. 3.10:** Conductivité thermique calculée en phase métal de base (MB) et martensite trempée (MA)

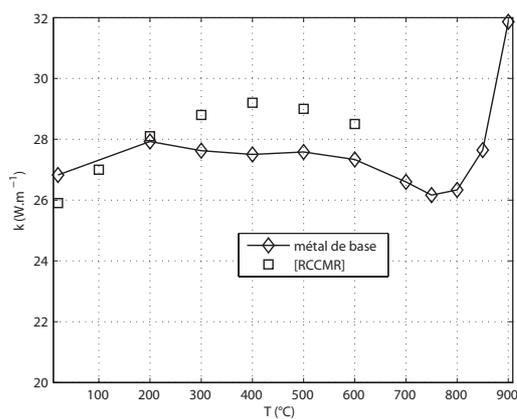
### 3 Identification du comportement (thermo-) mécanique

#### 3.1 Objectif

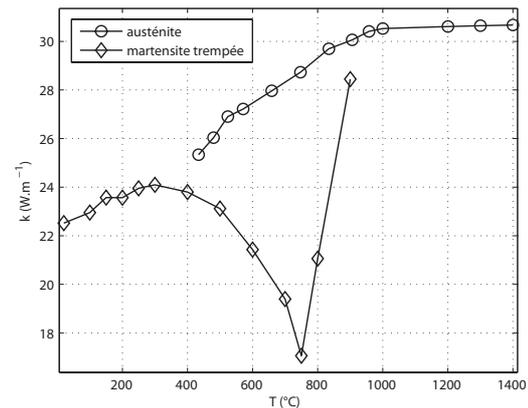
L'identification du modèle présenté en début de ce chapitre, nécessite une campagne de caractérisation du comportement thermo-mécanique de chacune des phases apparaissant dans le matériau lors d'une opération de soudage, c'est à dire le métal de base (martensite

T (°C)	$k_A UW.m^{-1}$
434	25.33
480	26.03
524	26.9
571	27.21
659	27.06
747	28.73
834	29.69
906	30.06
958	30.41
1000	30.52
1200	30.61
1300	30.64
1400	30.67

**TAB. 3.11:** Conductivité thermique calculée en phase austénitique (AU)



**FIG. 3.23:** Evolution de la conductivité calculée en phase métal de base



**FIG. 3.24:** Evolution finale de la conductivité calculée en phases austénitique et martensitique trempée

revenue), l'austénite et la martensite brute de trempé.

Ces essais mécaniques doivent permettre d'identifier :

- le comportement élasto-viscoplastique du matériau en fonction de la température. La caractérisation pour chacune des phases a été réalisée sur l'ensemble de la gamme de température d'apparition possible de chacune de ces phases entre 20 et 900°C.
- le comportement en déformation thermique de chacune des phases ainsi que la variation de volume associée aux changements de phase. Cela consiste à caractériser la dilatation thermique du matériau.
- la plasticité de transformation, qui apparaît lors d'un changement de phase sous contrainte.

Cette campagne d'essai de caractérisation a été réalisée au LMT-Cachan sur le dispositif expérimental présenté ci dessous.

### 3.2 Présentation du dispositif expérimental pour les essais mécaniques à chaud

Le dispositif expérimental utilisé pour cette campagne expérimentale est principalement constitué d'une machine de traction-torsion hydraulique MTS, d'un système de chauffage par induction, d'un système de pilotage et d'acquisition géré par ordinateur ainsi que de divers appareils de mesure. La photo 3.25 ainsi que le schéma 3.26 montrent une vue d'ensemble de ces moyens expérimentaux utilisés.

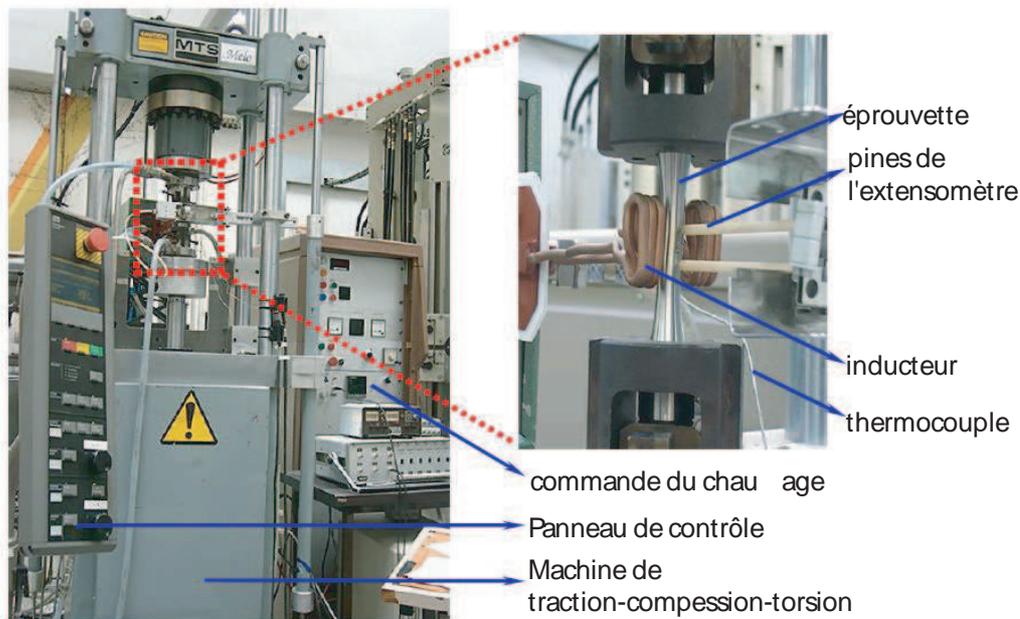


FIG. 3.25: Photo du montage expérimental [Vin06]

#### 3.2.1 La machine de traction/torsion

Il s'agit d'une machine MTS électro-hydraulique d'une capacité de 50KN en traction. Cette machine peut être asservie soit en effort -mesuré par une cellule MTS à jauges-, soit en déplacement du vérin -situé en bas du bâti-, soit en déformation locale -mesurée par un extensomètre- (voir 3.25). Le pilotage peut être manuel -grâce au panneau de commande-, ou par un signal analogique extérieur produit par un générateur de fonctions ou un ordi-

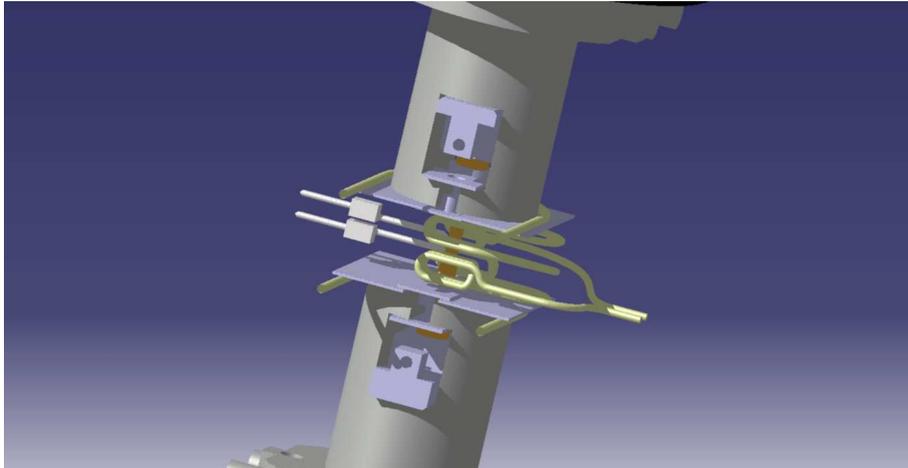


FIG. 3.26: Schéma du montage à chaud

nateur.

### 3.2.2 Les éprouvettes

La forme des éprouvettes (voir figure 3.27) est choisie de manière à limiter les risques de flambage en compression avec une longueur de partie utile (12 mm) compatible avec la base de mesure de l'extensomètre.

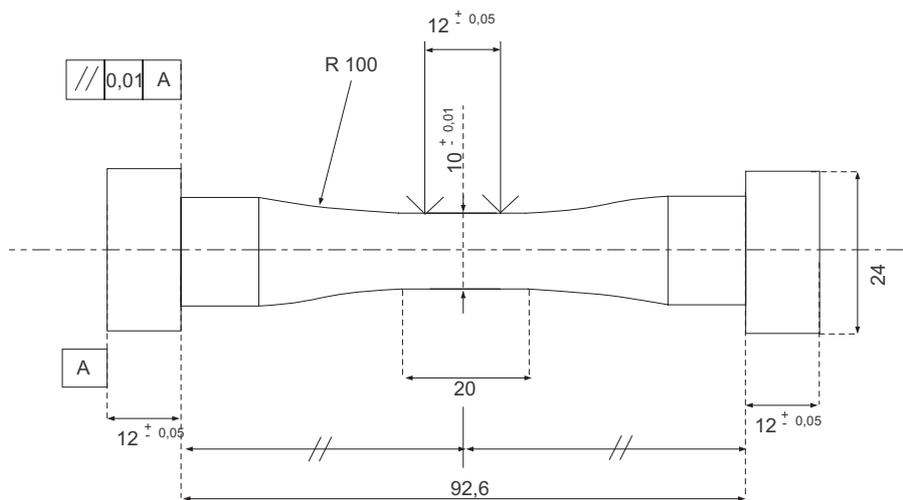


FIG. 3.27: Géométrie de l'éprouvette



**FIG. 3.28:** Photo d'une éprouvette de traction

### 3.2.3 Système de chauffage

Le mode de chauffage utilisé est constitué d'un générateur apériodique haute fréquence et d'un inducteur électromagnétique (voir figure 3.25). Le choix de la forme de l'inducteur est dicté par deux contraintes. La première est l'accès facile à l'éprouvette tant pour son montage que pour celui de l'extensomètre et des thermocouples, la seconde étant une bonne répartition de la température sur la partie utile de l'éprouvette. L'inducteur à deux étages choisi produit deux zones chaudes de part et d'autre des points de fixation de l'extensomètre. La partie centrale de la partie utile est alors chauffée par conduction.

L'écart de température entre les points chauds et le centre de l'éprouvette est d'environ  $\pm 10^{\circ}\text{C}$  à  $1000^{\circ}\text{C}$ . Lors des essais à chaud, les têtes d'amarrage et l'inducteur sont refroidis par un système de circulation d'eau à débit constant, l'extensomètre étant refroidi grâce à un ventilateur.

### 3.2.4 Mesure et contrôle de la température

Afin de contrôler l'homogénéité en cours d'essai de la température dans la partie utile de l'éprouvette, la mesure de la température se fait par des thermocouples de type K (Chromel-Alumel) soudés à proximité des tiges de l'extensomètre et au milieu de la partie utile de l'éprouvette.

Un écart de température entre le point de soudure (point chaud) et l'extrémité du thermocouple (point froid) produit dans ce dernier une tension proportionnelle à cet écart de température qui vaut approximativement  $0,04\text{mV}/^{\circ}\text{C}$  ce qui implique l'utilisation d'un amplificateur de tension à la sortie du thermocouple.

Le contrôleur de température EURO THERM utilisé pour les essais fonctionne en programmeur (permettant d'imposer des rampes et des plateaux isothermes) et en régulateur de type P.I.D. (Proportionnel, intégrateur, dérivateur).

### 3.2.5 Capteur de déformation

La déformation moyenne de la partie utile de l'éprouvette est mesurée par un extensomètre à chaud M.T.S. avec des tiges en alumine (permettant de limiter les pertes par conduction au niveau de ces tiges). Ces tiges, positionnées dans deux empreintes coniques usinées sur l'éprouvette (voir figure 3.29), transmettent mécaniquement un déplacement à une lamelle équipée de jauges située à l'arrière de l'extensomètre.

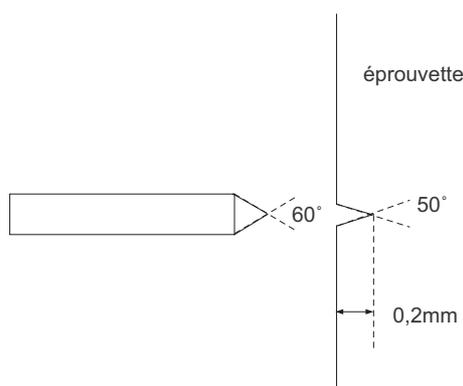


FIG. 3.29: Logement des tiges de l'extensomètre

## 3.3 Essais réalisés

Afin d'identifier le comportement thermo-mécanique du matériau, nous utilisons principalement trois types d'essais :

- essai de traction monotone ;
- essai de viscosité (ou essai de traction à vitesse variable) présenté en 3.3.1 ;
- essai cyclique (ou traction-compression pour différentes amplitudes de chargement) présenté en 3.3.2.

L'ensemble des essais réalisés sont présentés dans les tableaux qui suivent, pour les phases métal de base (3.12), austénitique (3.13) et martensitique trempée (3.14).

### 3.3.1 Essai de viscosité

L'essai dit de viscosité se compose de deux phases distinctes. La première phase consiste en un essai de traction à différentes vitesses de déformation. Les trois vitesses de déformation choisies pour cet essai sont successivement  $10^{-3}$ ,  $10^{-4}$  et  $10^{-5} s^{-1}$ . Ce schéma est répété deux fois avant un essai de relaxation, aux alentours de 7% de déformation. Cet essai permet de bien rendre compte des effets de viscosité à la température étudiée. Le pilotage en déformation de l'essai de viscosité est présenté en figure 3.30.

n°	T (°C)	Type d'essai	Commentaires
1	ambiante	traction monotone	$\dot{\epsilon}=10^{-5} s^{-1} \rightarrow 20 \%$
2	ambiante	traction monotone	$\dot{\epsilon}=10^{-4} s^{-1} \rightarrow 8 \%$
3	ambiante	viscosité avec relaxation	$\dot{\epsilon}=10^{-5}, 10^{-4} \text{ et } 10^{-3} s^{-1} \rightarrow 7 \%$
4	ambiante	cycles avec relaxations	$\dot{\epsilon}=10^{-4} s^{-1}$ amplitude 2 et 4 %
5	ambiante	cycles à amplitude croissante	$\dot{\epsilon}=10^{-4} s^{-1} \rightarrow 11 \%$
6	ambiante	cycles à amplitude croissante	$\dot{\epsilon}=10^{-4} s^{-1} \rightarrow 12 \%$
7	200°C	viscosité avec relaxation	$\dot{\epsilon}=10^{-5}, 10^{-4} \text{ et } 10^{-3} s^{-1} \rightarrow 7 \%$
8	200°C	cycles avec relaxations	$\dot{\epsilon}=2.10^{-4} s^{-1}$ amplitude 2 et 4 %
9	300°C	viscosité avec relaxation	$\dot{\epsilon}=10^{-5}, 10^{-4} \text{ et } 10^{-3} s^{-1} \rightarrow 6 \%$
11	300°C	viscosité avec relaxation	$\dot{\epsilon}=10^{-5}, 10^{-4} \text{ et } 10^{-3} s^{-1} \rightarrow 7 \%$
12	300°C	cycles avec relaxations	$\dot{\epsilon}=10^{-4} s^{-1}$ amplitude 2 et 4 %
13	400°C	viscosité avec relaxation	$\dot{\epsilon}=10^{-5}, 10^{-4} \text{ et } 10^{-3} s^{-1} \rightarrow 7 \%$
14	400°C	cycles avec relaxations	$\dot{\epsilon}=2.10^{-4} s^{-1}$ amplitude 1.5 %
15	500°C	viscosité avec relaxation	$\dot{\epsilon}=10^{-5}, 10^{-4} \text{ et } 10^{-3} s^{-1} \rightarrow 7 \%$
16	500°C	cycles avec relaxations	$\dot{\epsilon}=2.10^{-4} s^{-1}$ amplitude 1 et 2 %
17	700°C	viscosité avec relaxation	$\dot{\epsilon}=10^{-5}, 10^{-4} \text{ et } 10^{-3} s^{-1} \rightarrow 7 \%$
18	700°C	cycles avec relaxations	$\dot{\epsilon}=2.10^{-4} s^{-1}$ amplitude 1 et 2 %

TAB. 3.12: Résumé des essais en phase métal de base

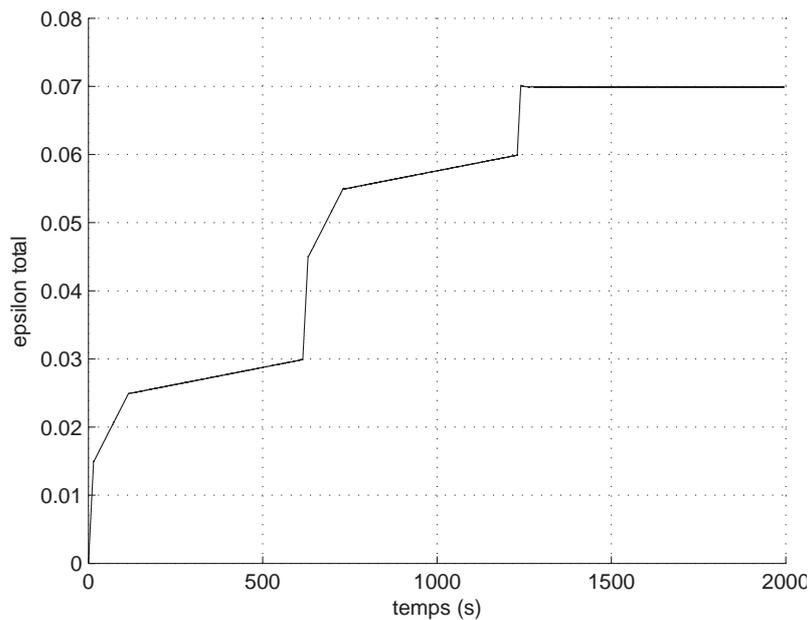
n°	T (°C)	Type d'essai	Commentaires
19	500°C	viscosité avec relaxation	$\dot{\epsilon}=10^{-5}, 10^{-4} \text{ et } 10^{-3} s^{-1} \rightarrow 7.5\%, T_a=900^\circ\text{C}$
20	500°C	viscosité avec relaxation	$\dot{\epsilon}=10^{-5}, 10^{-4} \text{ et } 10^{-3} s^{-1} \rightarrow 7\%, T_a=1000^\circ\text{C}$
21	600°C	viscosité avec relaxation	$\dot{\epsilon}=10^{-5}, 10^{-4} \text{ et } 10^{-3} s^{-1} \rightarrow 7.3\%, T_a=900^\circ\text{C}$
22	600°C	viscosité avec relaxation	$\dot{\epsilon}=10^{-5}, 10^{-4} \text{ et } 10^{-3} s^{-1} \rightarrow 7.7\%, T_a=1000^\circ\text{C}$
23	700°C	viscosité avec relaxation	$\dot{\epsilon}=10^{-5}, 10^{-4} \text{ et } 10^{-3} s^{-1}, T_a=900^\circ\text{C}$
24	700°C	viscosité avec relaxation	$\dot{\epsilon}=10^{-5}, 10^{-4} \text{ et } 10^{-3} s^{-1}, T_a=1000^\circ\text{C}$
25	700°C	viscosité avec relaxation	$\dot{\epsilon}=10^{-5}, 10^{-4} \text{ et } 10^{-3} s^{-1}, T_a=1000^\circ\text{C}$
26	800°C	viscosité avec relaxation	$\dot{\epsilon}=10^{-5}, 10^{-4} \text{ et } 10^{-3} s^{-1} \rightarrow 6.7\%, T_a=1000^\circ\text{C}$
27	900°C	viscosité avec relaxation	$\dot{\epsilon}=10^{-5}, 10^{-4} \text{ et } 10^{-3} s^{-1} \rightarrow 7\%, T_a=1000^\circ\text{C}$

 TAB. 3.13: Résumé des essais en phase austénitique -  $T_a$  : température d'austénitisation

### 3.3.2 Essai cyclique

L'essai dit cyclique consiste à réaliser des cycles de traction/compression à deux amplitudes différentes (quand cela a été possible). Ces essais n'ont été réalisés que pour le matériau en phase métal de base. La valeur des amplitudes dépend de la température de l'essai. La sensibilité au flambage augmentant avec la température, les amplitudes ont été choisies plus faibles pour les températures plus élevées (voir Tab. 3.12).

n°	T (°C)	Type d'essai	Commentaires
28	25 °C	traction monotone	$\dot{\epsilon}=10^{-3} \rightarrow$ rupture
29	500 °C	traction monotone	$\dot{\epsilon}=10^{-3} \rightarrow$ rupture
30	600 °C	traction monotone	$\dot{\epsilon}=10^{-3} \rightarrow$ rupture
31	750 °C	traction monotone	$\dot{\epsilon}=10^{-3} \rightarrow$ rupture

**TAB. 3.14:** Résumé des essais en phase martensitique trempée

**FIG. 3.30:** Exemple de pilotage en déformation de l'essai de viscosité

Durant cet essai, on réalise plusieurs relaxations (typiquement quatre) à la valeur maximale des amplitudes des cycles (figure 3.31). Ces relaxations permettent à nouveau de quantifier la viscosité, avec en plus l'influence sur la contrainte visqueuse de la déformation plastique cumulée et de la pré-déformation.

### 3.3.3 Résultats des essais en phase métal de base

**A température ambiante** Pour cette température, nous avons réalisé préalablement quelques essais permettant une identification qualitative des écrouissages du matériau. Nous avons réalisé deux essais de traction monotone avec une vitesse de déformation différente (voir Fig. 3.32), ainsi que deux essais de traction/compression à amplitude croissante (voir Fig 3.33 et 3.34). Ces essais “complémentaires” n'ont pas été utilisés pour l'identification du modèle, mais pourraient servir d'essais de validation.

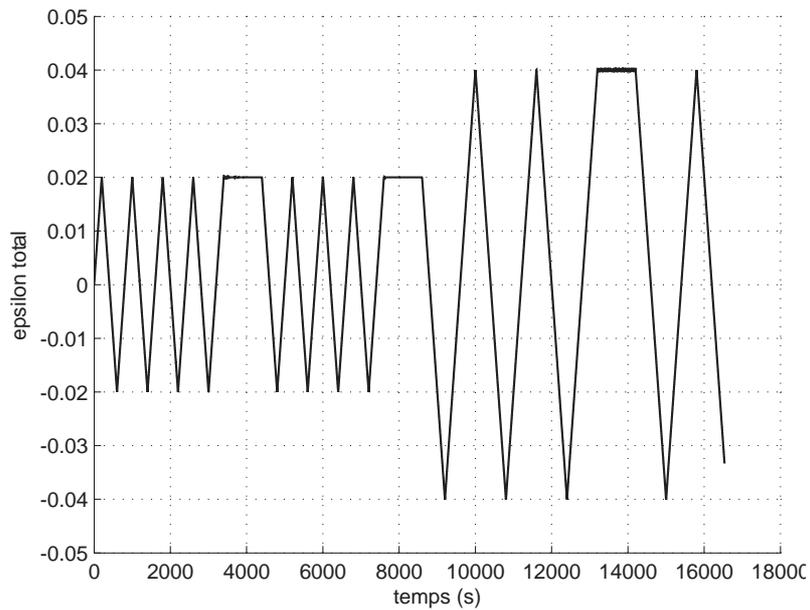


FIG. 3.31: Exemple de pilotage en déformation de l'essai cyclique

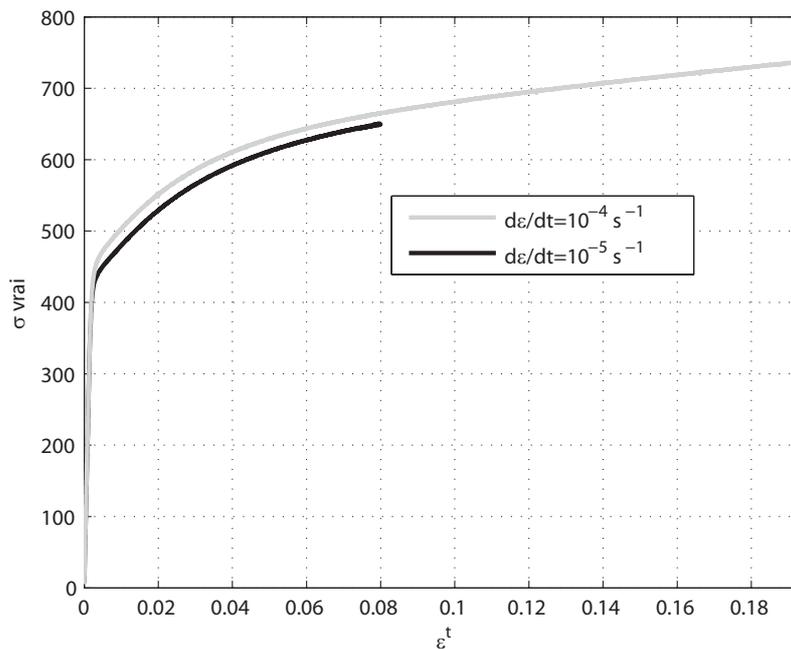
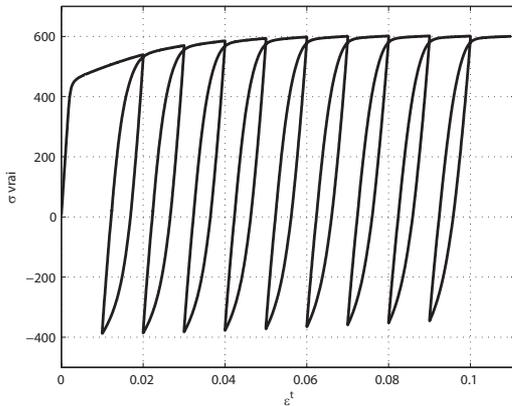
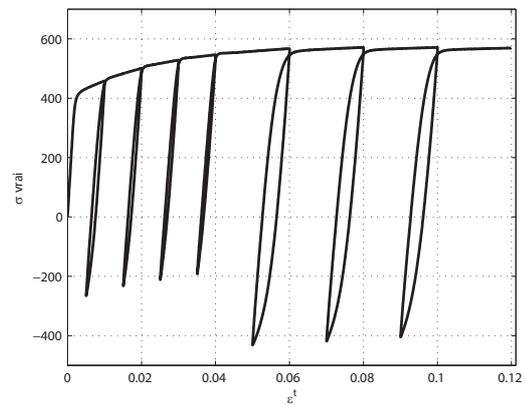


FIG. 3.32: Essais complémentaires de traction monotone à température ambiante

L'essai figure 3.34, permet sur les quatre premières charges/décharges, de voir que l'érouissage est essentiellement de type cinématique. On remarque également sur l'essai de viscosité (voir Fig. 3.35 et 3.36) l'importance de la contrainte visqueuse (plus de 60MPa avec  $\dot{\epsilon}$

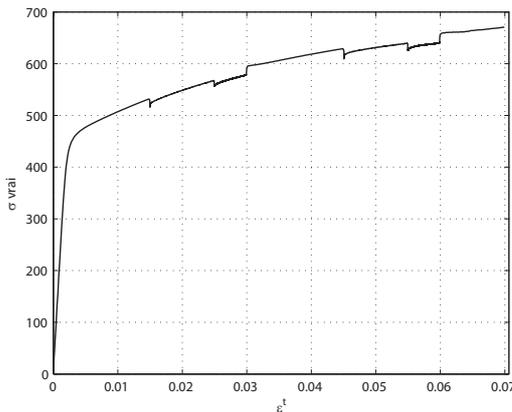


**FIG. 3.33:** Essai complémentaire n°1 de traction/compression à amplitude croissante

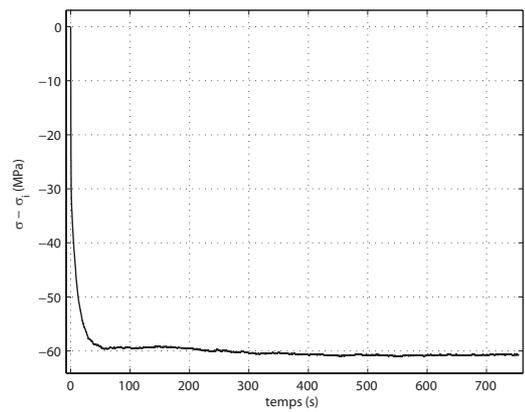


**FIG. 3.34:** Essai complémentaire n°2 de traction/compression à amplitude croissante

égal à  $10^{-3} s^{-1}$ ). On remarque également une légère influence de la déformation plastique cumulée sur la contrainte visqueuse (voir Fig. 3.38).



**FIG. 3.35:** Essai de viscosité à température ambiante

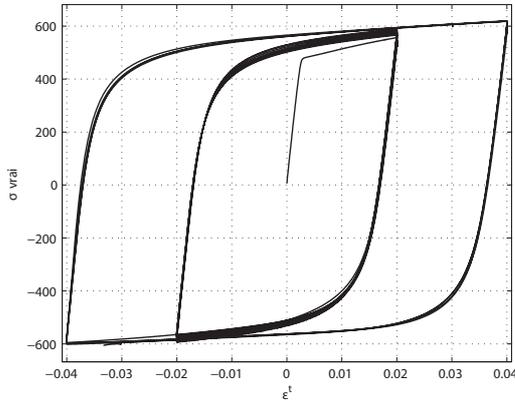


**FIG. 3.36:** Relaxation en fin d'essai de viscosité à température ambiante

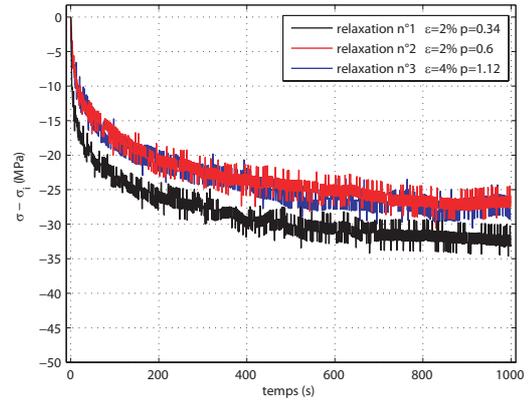
Il est également très intéressant de tracer l'évolution du durcissement -adoucissement aux cours des cycles de traction/compression. La définition du durcissement est la suivante :

$$\chi = \left(\frac{\Delta\sigma}{2}\right)_N - \left(\frac{\Delta\sigma}{2}\right)_0 \tag{3.87}$$

avec  $\left(\frac{\Delta\sigma}{2}\right)_N$  la demi amplitude de contrainte au  $N^{eme}$  cycle et  $\left(\frac{\Delta\sigma}{2}\right)_0$  la demi amplitude de contrainte au premier cycle. Un durcissement croissant, peut être pris en compte dans les modèles de comportement à l'aide d'écroûssages supplémentaires lents ([Pet06]). Dans le cas d'une diminution au cours des cycles, cela peut être dû soit à de l'adoucissement cyclique, soit à de l'endommagement. La figure 3.39 présente le durcissement

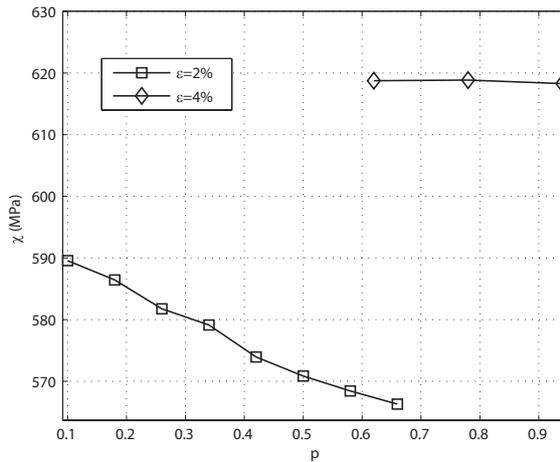


**FIG. 3.37:** Essai cyclique à température ambiante



**FIG. 3.38:** Essais de relaxation lors de l'essai cyclique à température ambiante pour  $\dot{\epsilon} = 10^{-4}$

-adoucissement à l'ambiante.



**FIG. 3.39:** Durcissement aux cours des cycles pour l'essai cyclique à 20°C

On remarque que l'on a un adoucissement cyclique continu, relativement important pour un essai à température ambiante. Cet adoucissement semble être également sensible à l'amplitude de déformation plastique, et peut-être en partie corrélé à l'évolution de la contrainte visqueuse.

**A T=200°C** L'essai de viscosité (figure 3.40) présente différentes particularités. La première de ces particularités est la présence d'instabilités en contrainte, notamment visibles pour la plus grande vitesse de déformation ( $10^{-3}$ ) lors de la traction, mais en particulier sur l'essai de relaxation (3.41). On a également une tendance à l'inversion de la sensibilité à

la vitesse de sollicitation. En effet, sur la deuxième partie de la courbe de traction, on a une contrainte visqueuse pour  $\dot{\varepsilon} = 10^{-5} s^{-1}$  plus importante que pour  $\dot{\varepsilon} = 10^{-4} s^{-1}$ .

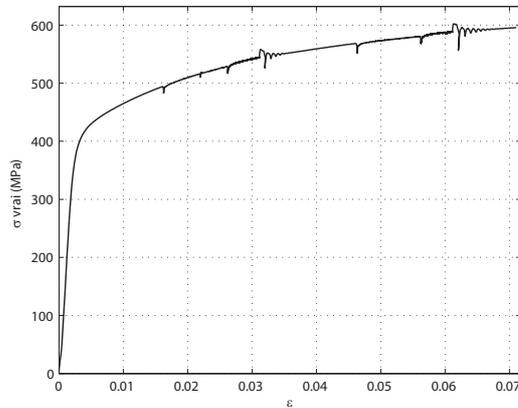


FIG. 3.40: Essai de viscosité à 200°C

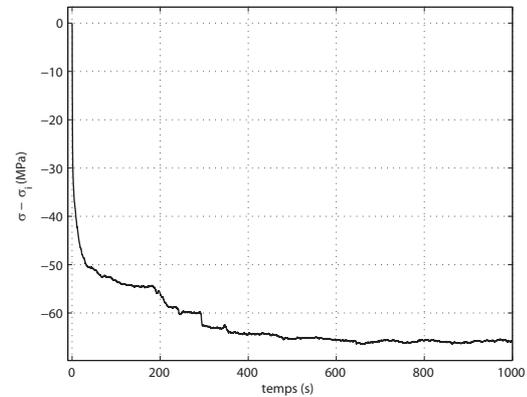


FIG. 3.41: Relaxation en fin d'essai de viscosité à 200°C

Le phénomène de vieillissement dynamique (DSA, Dynamic-strain-ageing), qui se manifeste par une sensibilité négative à la vitesse de sollicitation, est à corrélérer avec l'écoulement plastique "saccadé", appelé effet de Portevin-Le-Chatelier. Ce phénomène est bien connu dans les alliages d'aluminium ([KE91], [BBB<sup>+</sup>06]), mais également présent dans certains aciers ([Sac82]). Parallèlement, on voit apparaître des bandes de localisation par exemple lors d'essais de traction. Ces bandes sont généralement parallèles entre elles et se déplacent le long de l'éprouvette (voir Fig 3.42). Physiquement, le vieillissement dynamique est dû à la diffusion rapide d'atomes en solution dans la matrice couplé au mouvement des dislocations, ce qui conduit à ces instabilités.

Le vieillissement dynamique a déjà été étudié pour les nuances de 9Cr1-Mo ([GCWB06], [KSSK97]), apparaissant typiquement dans la gamme de température 200-450°C. Certains ont pris en compte ce phénomène dans les modèles mécaniques ([HK01], [YT99]). On observe une augmentation de la contrainte à la rupture et accompagnée d'une baisse de ductilité. D'après [KSSK97], la carburation obtenue après le traitement de normalisation (trempe et revenu), entraîne une sensibilité plus ou moins forte au vieillissement dynamique. On note également que la résistance à la rupture et à la fissuration est affaiblie en présence de vieillissement dynamique (voir Fig. 3.43).

On remarque que pour l'essai cyclique (voir Fig. 3.44), il n'y a quasiment pas d'instabilités en contrainte. Cela peut s'expliquer par la faible vitesse de sollicitation ( $\dot{\varepsilon} = 2.10^{-4} s^{-1}$ ). On remarque tout de même des instabilités sur les courbes de relaxation (voir Fig. 3.45).

**A T=300°C** Pour cette température, l'effet PLC est encore plus prononcé que pour 200°C. Les importantes instabilités en contrainte lors des variations de vitesse de sollicitations sont amplifiées par l'asservissement en déformation de la machine. En effet, la

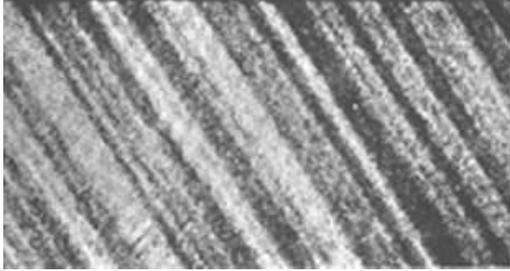


FIG. 3.42: Bandes de localisation dans un alliage d'aluminium Al-3.5%Mg, d'après [PSE52]

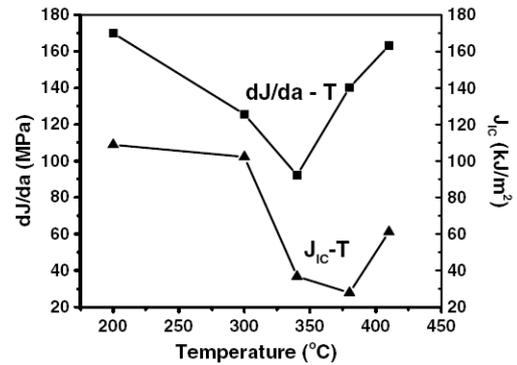


FIG. 3.43: Evolution de la résistance à la rupture  $J_I C$  et de la propagation de fissure  $dJ/da$  en fonction de la température sur un acier martensitique à 12%Cr, d'après [GCWB06]

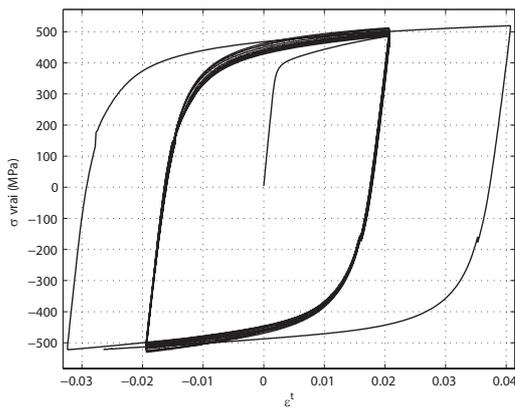


FIG. 3.44: Essai cyclique à 200°C

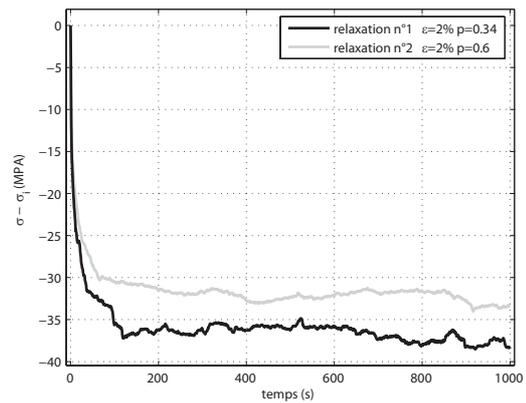


FIG. 3.45: Essais de relaxation lors de l'essai cyclique à 200°C pour  $\dot{\epsilon} = 2.10^{-4}$

sensibilité négative à la vitesse ainsi que les sauts de contrainte perturbent le PID de l'asservissement. On le voit très bien si l'on trace l'évolution de la vitesse de déformation en fonction du temps en cours de l'essai (3.46).

L'essai de viscosité a été doublé (figure 3.47), afin d'observer la répétabilité de ce genre d'essai en présence d'un phénomène de vieillissement dynamique. On remarque que la réponse en contrainte pour les deux essais réalisés dans les mêmes conditions est quasi identique, même au niveau de la distance en déformation entre deux sauts de contrainte pour la plus haute vitesse de sollicitation, sauts pouvant être dûs au passage d'une bande de localisation. Cela prouve que ce phénomène n'est pas aléatoire (et on pourrait montrer qu'il dépend de la raideur de la machine de traction).

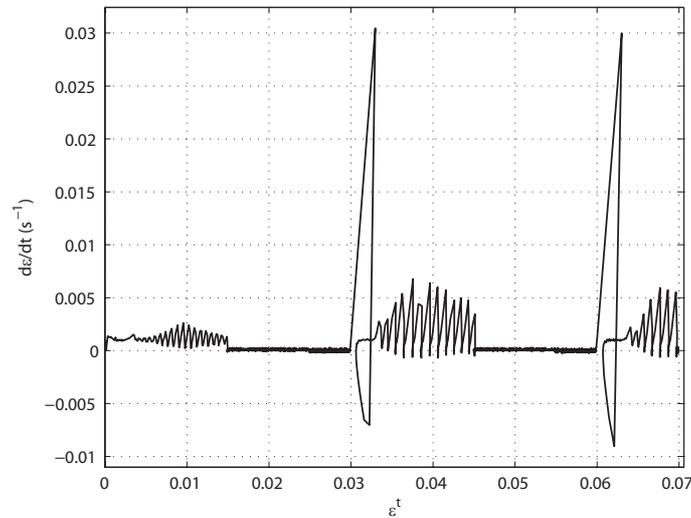


FIG. 3.46: Vitesse de déformation mesurée lors de l'essai de viscosité à 300°C

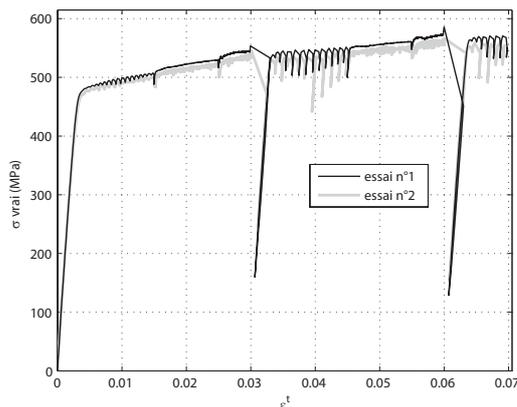


FIG. 3.47: Essais de viscosité à 300°C

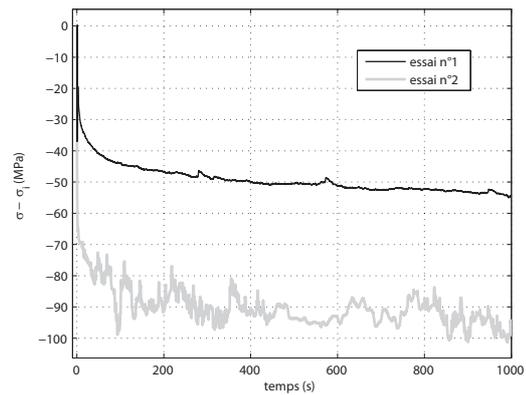


FIG. 3.48: Relaxations en fin des essais de viscosité à 300°C

On observe également une grosse différence qualitative et quantitative lors des relaxations pendant l'essai de viscosité (voir Fig. 3.48), ce qui peut être également attribué à ce phénomène de vieillissement dynamique. Comme à 200°C, l'essai cyclique n'est presque pas affecté par le vieillissement dynamique (voir Fig. 3.49), hormis pour les relaxations (figure 3.50).

**A T=400°C** On a toujours présence à cette température de vieillissement dynamique, mais avec des effets moins importants qu'à 300°C. On a beaucoup moins d'instabilités en contrainte, comme on peut le voir sur les relaxations de l'essai cyclique (voir Fig. 3.54). On observe toujours de l'adoucissement cyclique (voir figure 3.55), dont la cinétique est équivalente à celle observée à température ambiante.

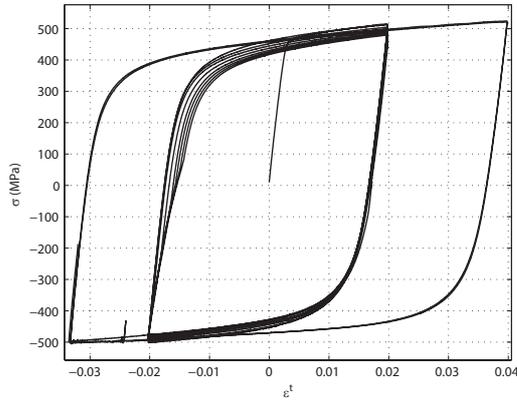


FIG. 3.49: Essai cyclique à 300°C

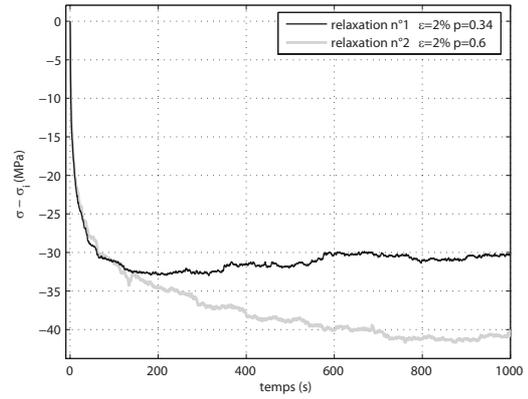


FIG. 3.50: Essais de relaxation lors de l'essai cyclique à 300°C pour  $\dot{\epsilon} = 10^{-4}$

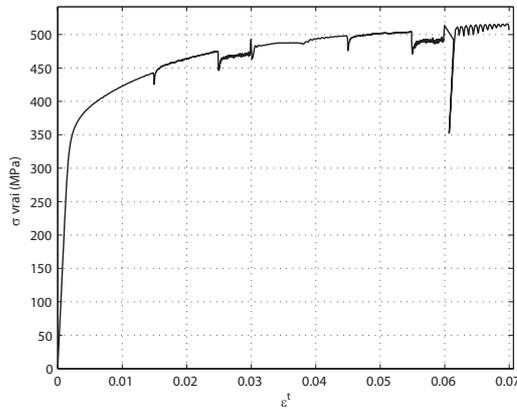


FIG. 3.51: Essais de viscosité à 400°C

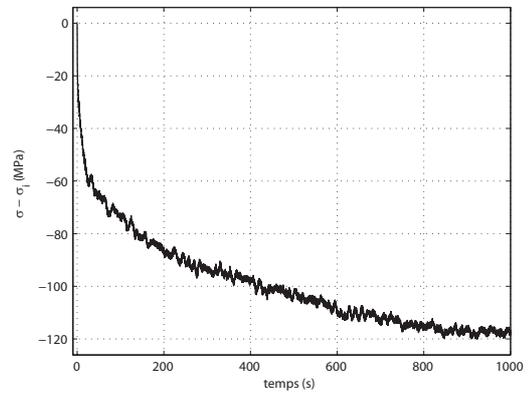


FIG. 3.52: Relaxation en fin d'essai de viscosité à 400°C

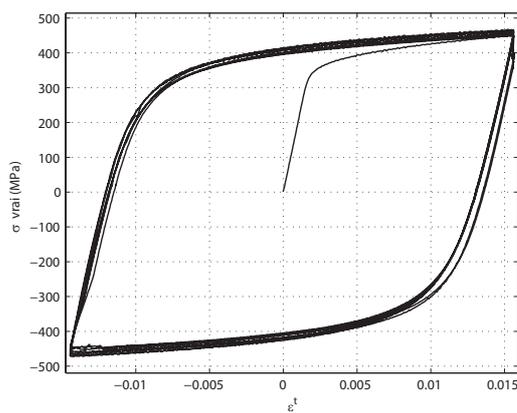


FIG. 3.53: Essai cyclique à 400°C

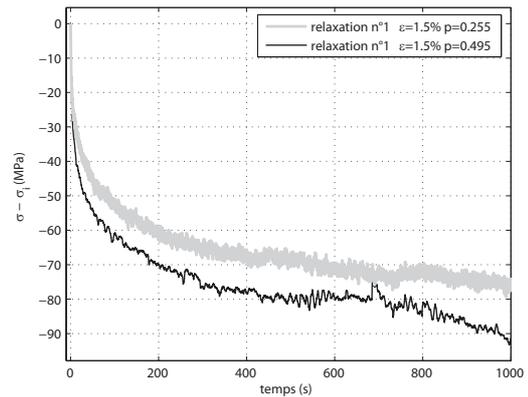


FIG. 3.54: Essais de relaxation lors de l'essai cyclique à 400°C pour  $\dot{\epsilon} = 2.10^{-4} s^{-1}$

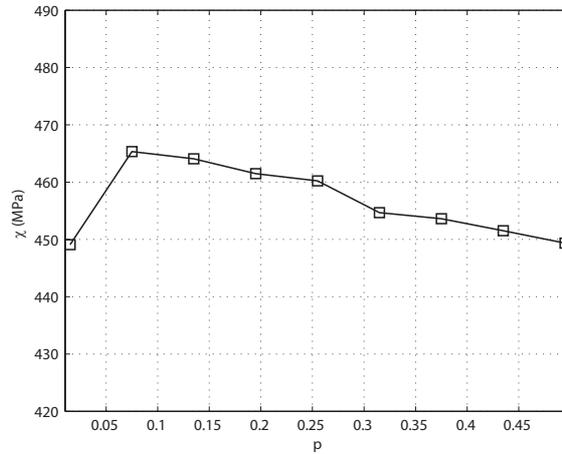


FIG. 3.55: Durcissement aux cours des cycles pour l’essai cyclique à 400°C à  $\epsilon = 1.5\%$

**A T=500°C** A cette température, on n’a plus de vieillissement dynamique. Les instabilités visibles sur l’essai de viscosité (figure 3.56) sont uniquement dues à un problème de réglage du PID.

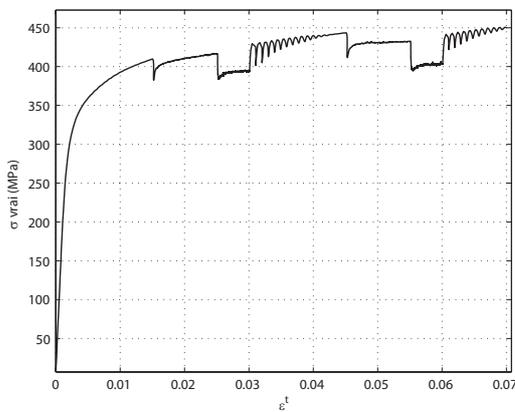


FIG. 3.56: Essais de viscosité à 500°C

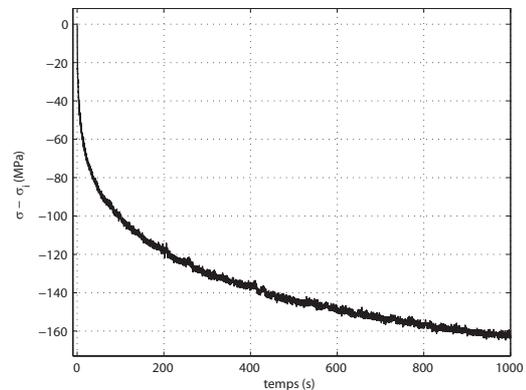
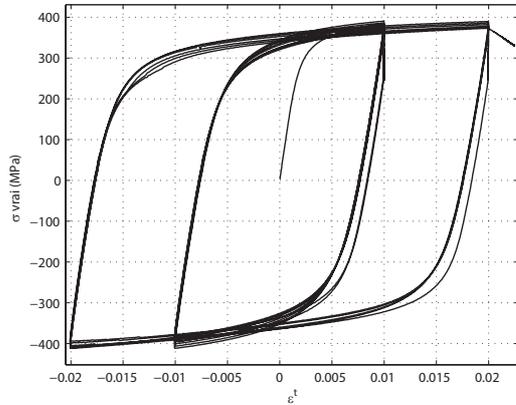


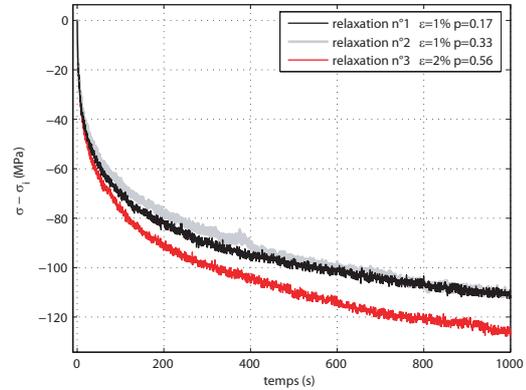
FIG. 3.57: Relaxation en fin d’essai de viscosité à 500°C

Comme pour l’essai à température ambiante (voir Fig. 3.38) ou pour l’essai à 700°C (voir Fig. 3.65), les courbes de relaxation mesurées lors de l’essai cyclique (figure 3.59) permettent de conclure que :

- on a une influence de la déformation plastique cumulée sur la contrainte visqueuse. La déformation plastique a tendance à diminuer cette contrainte visqueuse.
- cette influence s’estompe lorsque que l’on arrive aux alentours de la seconde relaxation avec augmentation de la déformation plastique cumulée. On n’observe pas grâce à ces courbes une influence notable de l’amplitude en déformation sur la contrainte de visqueuse.

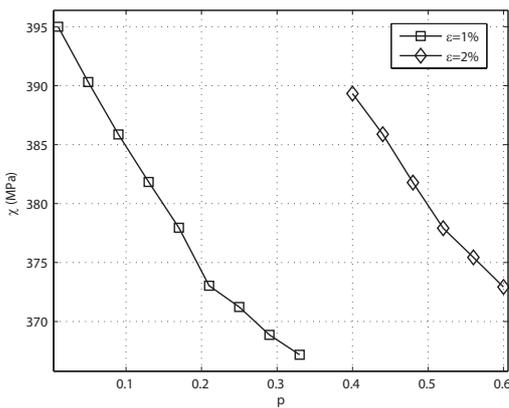


**FIG. 3.58:** Essai cyclique à 500°C

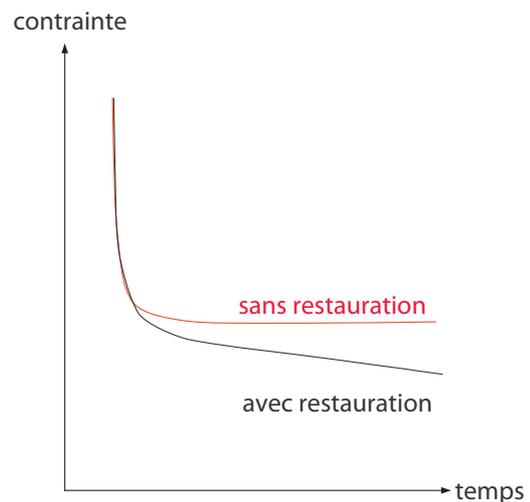


**FIG. 3.59:** Essais de relaxation lors de l'essai cyclique à 500°C pour  $\dot{\epsilon} = 2.10^{-4}$

On a pour les relaxations effectuées aussi bien lors de l'essai de viscosité (voir Fig. 3.57) que lors de l'essai cyclique, une non saturation de la contrainte (voir Fig. 3.61). La température n'étant pas assez importante pour l'on ait de la recristallisation, ce phénomène est la manifestation de ce que l'on appelle la restauration d'écroutissage. La restauration permet un adoucissement du matériau par le réarrangement et l'annihilation en général partielle des défauts cristallins. La restauration d'écroutissage peut être soit dynamique, lorsque cet adoucissement dépend de la vitesse de déformation plastique cumulée  $\dot{p}$ , ou statique lorsqu'il dépend du temps. Ici, il s'agit de restauration statique.



**FIG. 3.60:** Durcissement aux cours des cycles pour l'essai cyclique à 500°C



**FIG. 3.61:** Manifestation d'un effet de restauration d'écroutissage lors d'un essai de relaxation

**A  $T=700^{\circ}\text{C}$**  A cette température, l'essai de viscosité (figure 3.62) suggère que l'on a globalement très peu d'écroutissage. On voit apparaître sur cette même courbe de l'adoucissement qui pourrait être lié à un début de recristallisation. Il n'est donc pas étonnant de voir également un adoucissement lors des essais de relaxation (voir Fig. 3.63 et 3.65). On a également beaucoup d'adoucissement cyclique (voir Fig. 3.66).

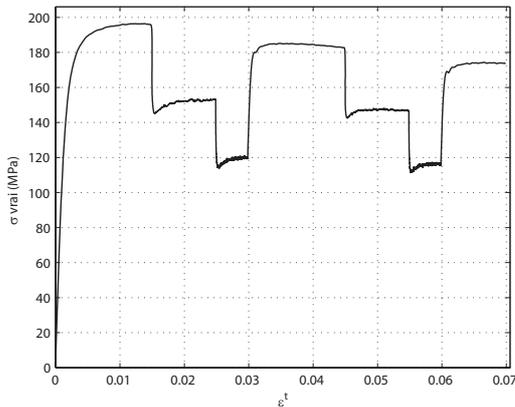


FIG. 3.62: Essais de viscosité à  $700^{\circ}\text{C}$

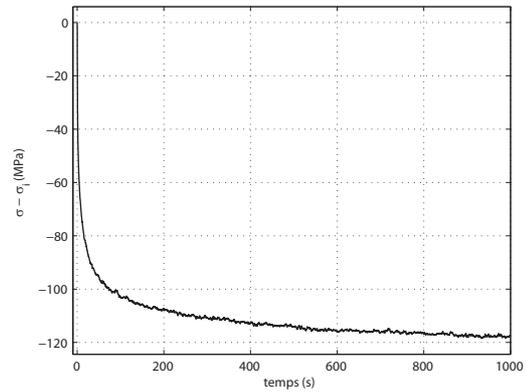


FIG. 3.63: Relaxation en fin d'essai de viscosité à  $700^{\circ}\text{C}$

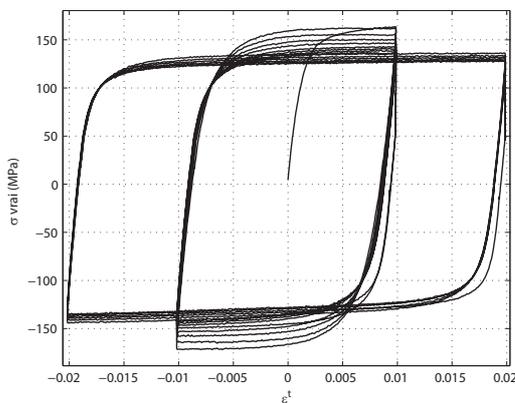


FIG. 3.64: Essai cyclique à  $700^{\circ}\text{C}$

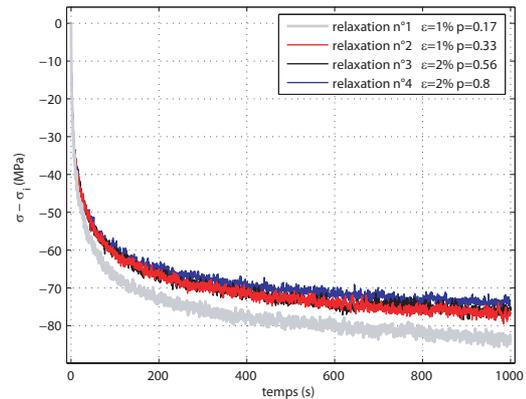


FIG. 3.65: Essais de relaxation lors de l'essai cyclique à  $700^{\circ}\text{C}$  pour  $\dot{\epsilon} = 2.10^{-4}$

### 3.3.4 Résultats des essais en phase austénitique

Pour les essais en phase austénitique, nous n'avons réalisé que des essais de viscosité. Des essais de traction/compression, nécessaires pour identifier la partie cinématique de l'écroutissage, devront être réalisés ultérieurement si il apparaît qu'il y a changement du signe des contraintes en phase austénitique lors du soudage.

Avant de réaliser l'essai proprement dit, on réalise un traitement thermique d'homogénéisation identique pour tous les essais. Le comportement mécanique en phase austénitique dépend

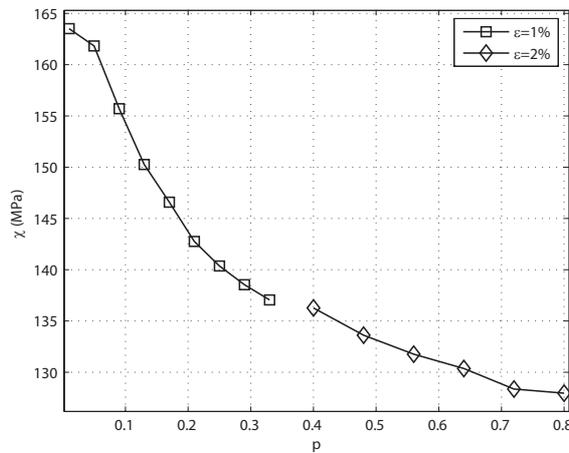


FIG. 3.66: Durcissement aux cours des cycles pour l’essai cyclique à 700°C

de ce traitement thermique via la dissolution plus ou moins complète des carbures et la croissance de taille de grain. Dans un premier temps, nous avons choisi de réaliser un traitement thermique assurant à la fois la dissolution complète des carbures, et l’absence de croissance de grain austénitique, soit 1000°C pendant 10 minutes (voir Fig. 3.67).

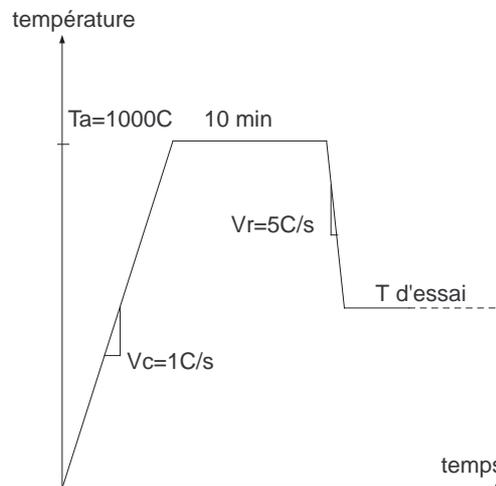


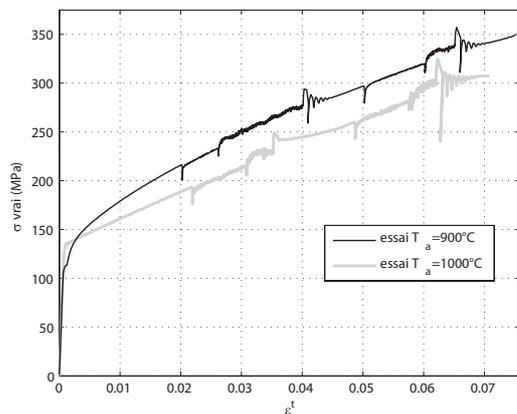
FIG. 3.67: Caractéristiques du traitement thermique d’homogénéisation pour les essais en phase austénitique

Pour les essais entre 500 et 700°C, on réalise deux essais dans les mêmes conditions de chargement thermique, mais avec une température de traitement d’homogénéisation différente, viz. 900°C, température pour laquelle on ne devrait pas avoir dissolution complète

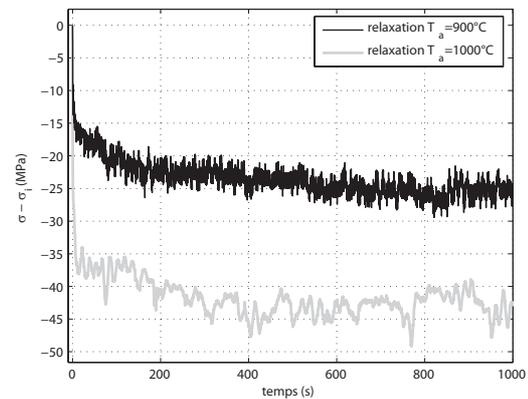
des carbures. On pourra donc voir quantitativement l'influence de la carburation sur les propriétés mécaniques en phase austénitique. Ces essais supplémentaires ne seront par contre pas utilisés pour l'identification du comportement mécanique.

**T=500°C** On note sur les courbes 3.68 des différences qualitatives et quantitatives sur la réponse en contrainte en fonction de la température du traitement d'homogénéisation. On a également présence de vieillissement, même en phase austénitique.

L'érouissage pour  $T_a = 1000^\circ\text{C}$  est quasi linéaire, alors que l'on a pour  $T_a = 900^\circ\text{C}$  présence d'un érouissage non-linéaire saturant rapidement à une valeur d'environ 40MPa. L'érouissage linéaire semble équivalent dans les deux cas. La présence de carbures - dissous à  $1000^\circ\text{C}$ - semble donc responsable de la partie non-linéaire de l'érouissage. La présence de carbures fait également diminuer la contrainte visqueuse.



**FIG. 3.68:** Essais de viscosité à  $500^\circ\text{C}$  en phase austénitique



**FIG. 3.69:** Relaxation en fin des essais de viscosité à  $500^\circ\text{C}$  en phase austénitique

**A T=600°C** Pour cette température, on fait les mêmes remarques que pour  $500^\circ\text{C}$ , le vieillissement dynamique étant plus actif à cette température. La différence en contrainte entre les deux courbes (voir figure 3.70) est similaire à celle qui est observée à  $500^\circ\text{C}$ .

**A T=700°C** Pour l'essai à  $T_a = 900^\circ\text{C}$ , on a localisation de la déformation dès le début de l'essai juste à côté de la zone utile de l'éprouvette, en section constante. Pour les deux essais à  $T_a = 1000^\circ\text{C}$ , on a eu rupture avant de pouvoir faire la relaxation.

**A T=800°C** A cette température, on observe très peu d'érouissage. On note également la présence de restauration d'érouissage sur les courbes de relaxation (voir Fig. 3.74).

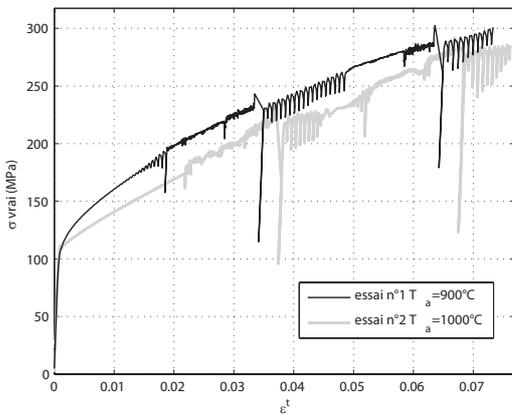


FIG. 3.70: Essais de viscosité à 600°C en phase austénitique

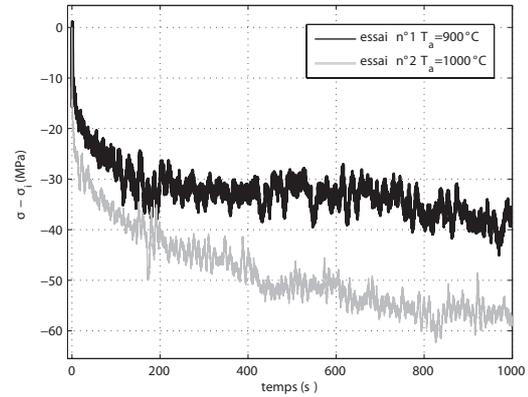


FIG. 3.71: Relaxation en fin des essais de viscosité à 600°C en phase austénitique

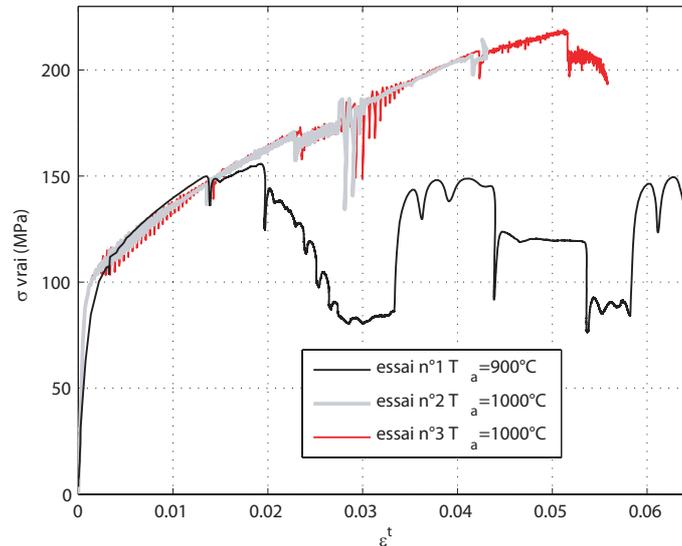
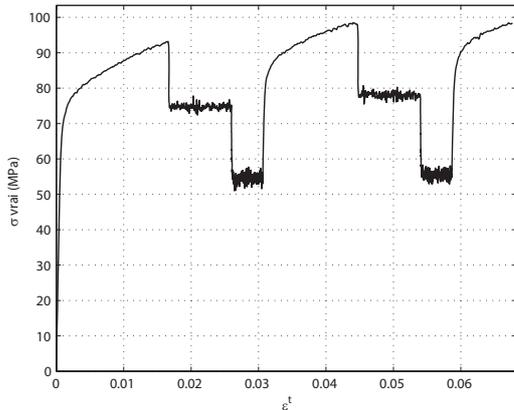


FIG. 3.72: Essais de viscosité à 700°C en phase austénitique

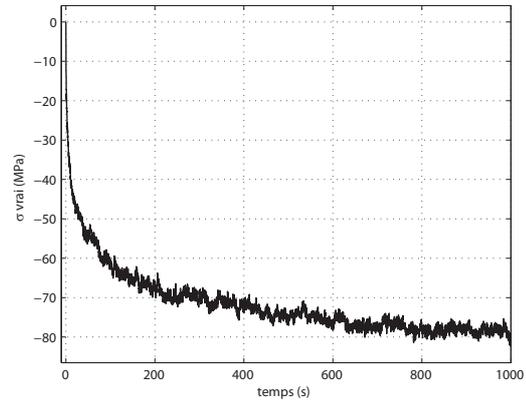
**A T=900°C** On n’observe presque plus d’écrouissage, la contrainte visqueuse mesurée en relaxation (voir Fig. 3.76) étant proche de la contrainte maximale atteinte (à 15MPa après) (figure 3.75). On a d’ailleurs très peu de restauration d’écrouissage.

### 3.3.5 Résultats des essais en phase martensitique trempée

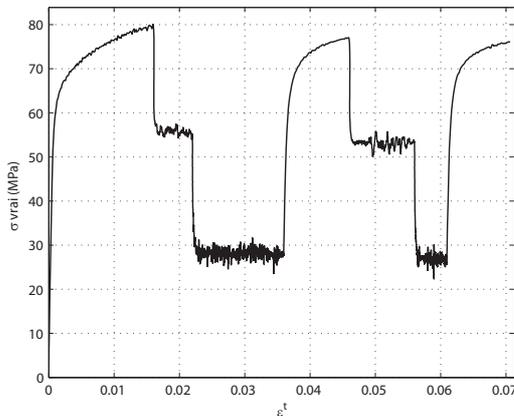
Pour la phase martensitique, nous n’avons réalisé que des essais de traction simple, suffisant pour identifier le comportement mis en jeu lors d’un essai DISK-SPOT avec un seul chauffage, au cours duquel la phase martensitique ne se plastifie pas, hypothèse qui devra être validée par la suite par des simulations.



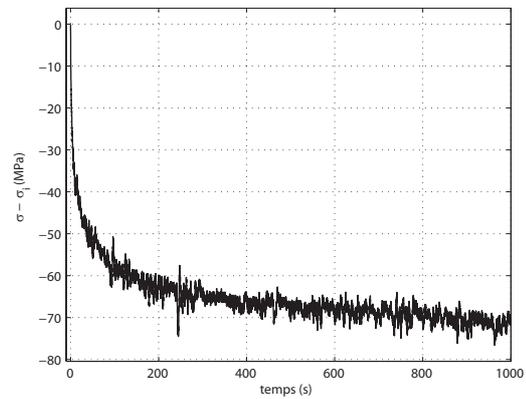
**FIG. 3.73:** Essai de viscosité à 800°C en phase austénitique



**FIG. 3.74:** Relaxation en fin d'essai de viscosité à 800°C en phase austénitique



**FIG. 3.75:** Essai de viscosité à 900°C en phase austénitique



**FIG. 3.76:** Relaxation en fin d'essai de viscosité à 900°C en phase austénitique

Ces essais de traction monotones ont été réalisés avec une vitesse de sollicitation de  $10^{-3} s^{-1}$ . La forte valeur de la limite élastique de la martensite à température ambiante ne permet pas d'atteindre la plasticité avec les éprouvettes utilisées (voir Fig. 3.27), la capacité de la machine utilisée étant de 100kN. Pour des études plus fines de caractérisation de cette phase, il faudrait redimensionner les éprouvettes.

Afin d'obtenir des éprouvettes en martensite trempée, nous ne pouvons pas utiliser le dispositif de chauffage à induction en partant d'une éprouvette en métal de base, ce qui conduirait à une partie utile de l'éprouvette plus résistante que les têtes de l'éprouvette. Il est donc nécessaire de transformer l'ensemble de l'éprouvette en martensite, avant de réaliser les essais à chaud avec le chauffage à induction.

La martensite a été obtenue sur l'ensemble de l'éprouvette en réalisant le traitement ther-

mique de transformation martensitique dans un four à convection. Ce traitement consiste en un maintien à 1000°C pendant 20 minutes (comme le traitement d'homogénéisation fait avant la caractérisation de la phase austénitique). Le refroidissement se fait à l'air. Afin d'éviter la corrosion à chaud des éprouvettes à l'intérieur du four, ne pouvant effectuer de balayage de gaz inerte à l'intérieur, nous avons déposé une peinture thermique sur la surface des éprouvettes.

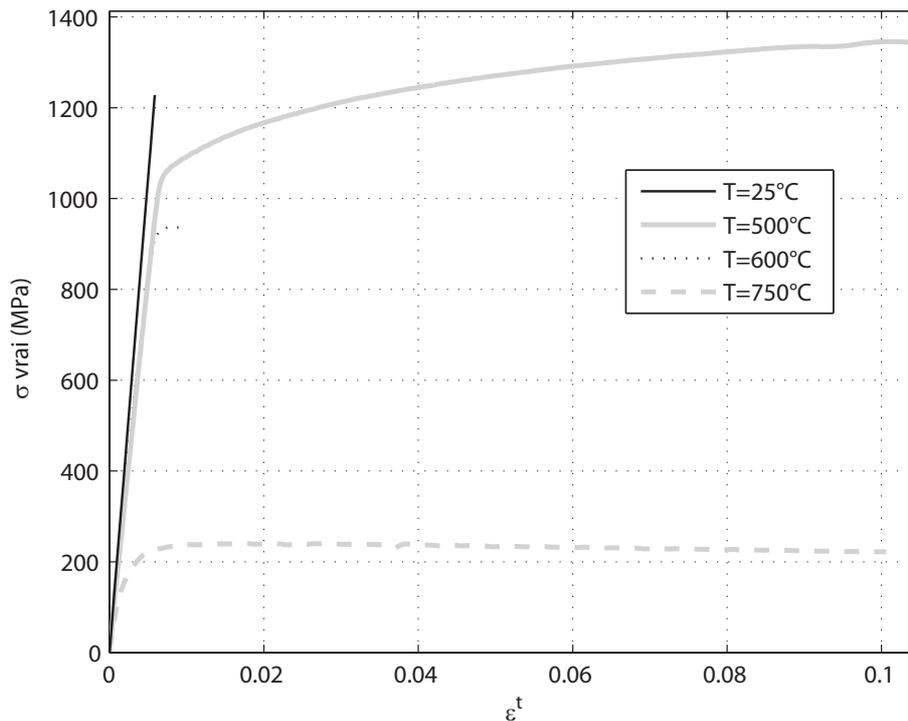


FIG. 3.77: Résultats des essais de traction monotone en phase martensitique

Les résultats de ces essais sont donnés figure 3.77. L'essai à 600°C a subi rapidement une localisation de la déformation hors de la zone utile, entraînant une rupture précoce. Les essais réalisés tendent à prouver que ce matériau à l'état martensitique serait plutôt ductile. Il convient de noter que ces essais devraient être complétés par une étude de l'évolution microstructurale de la martensite lors du chauffage (revenu).

### 3.4 Identification du comportement élasto-viscoplastique en phase métal de base

L'identification du comportement mécanique du métal de base à différentes températures a été réalisée de façon isotherme, les paramètres matériau étant identifiés température par température indépendamment.

### 3.4.1 Modèle élasto-viscoplastique isotherme à écrouissages isotrope et cinématique

Dans un cas isotherme uniaxial monophasique, soit  $\sigma$  et  $\varepsilon$  la contrainte et la déformation suivant l'axe de chargement. La déformation totale est la somme de la déformation élastique  $\varepsilon^e$  et de la déformation viscoplastique  $\varepsilon^{vp}$ . La loi d'élasticité isotrope entraîne :

$$\sigma = E \left( \varepsilon - \varepsilon^{vp} - \varepsilon^{th} \right) \quad (3.88)$$

Le critère d'élasticité de Von Mises s'écrit :

$$\begin{aligned} f^p &= \sqrt{\frac{2}{3} \left( (s - X) : (s - X) \right)} - R - \sigma^y = \sqrt{\frac{2}{3} \left( \frac{3}{2} \sigma - X \right)^2} - R - \sigma^y \\ &= \sigma - \frac{3}{2} X - R - \sigma^y \end{aligned} \quad (3.89)$$

avec  $X$  la variable cinématique, somme des variables d'écrouissage cinématique non-linéaire  $X_1$  et linéaire  $X_2$ , et avec  $\sigma^y$  la limite d'élasticité. En plasticité ( $f^p \geq 0$ ), la taux de déformation plastique s'écrit :

$$\dot{p} = \sqrt{\frac{2}{3} \dot{\varepsilon}^{vp} : \dot{\varepsilon}^{vp}} = \dot{\varepsilon}_\infty \left[ \sinh \left( \frac{f^p}{K} \right) \right]^N = \dot{\varepsilon}_\infty \left[ \sinh \left( \frac{\sigma - \frac{3}{2} X - R - \sigma^y}{K} \right) \right]^N \quad (3.90)$$

où, dans le cas de la loi de Norton :

$$\dot{p} = \left( \frac{\langle \sigma - \frac{3}{2} X_1 - \frac{3}{2} X - \sigma^y - R \rangle}{K} \right)^N \quad (3.91)$$

Les lois d'évolution des écrouissages s'écrivent :

$$\dot{R} = b(R - R_\infty) \dot{p} \quad \text{soit} \quad R = R_\infty (1 - \exp(-bp)) \quad (3.92)$$

$$\dot{X}_1 = C_1 \dot{\varepsilon}^{vp} - \gamma_1 X_1 \dot{p} \quad (3.93)$$

$$\dot{X}_2 = C_2 \dot{\varepsilon}^{vp} \quad (3.94)$$

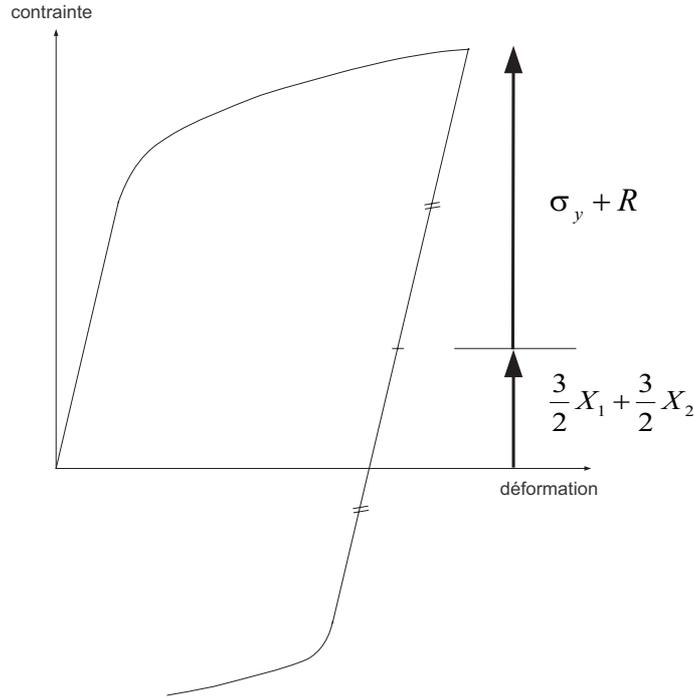


FIG. 3.78: Représentation des écrouissages dans le cas uniaxial

Les paramètres à identifier pour chacune des températures d'essai sont au nombre de dix :

$$E, \sigma^y, \dot{\epsilon}_\infty, K, N, R_\infty, b, C_1, \gamma_1, C_2$$

L'intégration de ces lois de comportement a été réalisé dans Matlab© en utilisant la méthode de Runge-Kutta déjà présentée dans le second chapitre. Le système différentiel à résoudre s'écrit pour un chargement en déformation  $\dot{\epsilon}^t$  :

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\sigma} = E\dot{\epsilon}^e \\ \dot{\epsilon}^e = \dot{\epsilon}^t - \dot{\rho} \text{sign} \left( \sigma - \frac{3}{2}X_1 - \frac{3}{2}X_2 \right) \\ \dot{\rho} = \dot{\epsilon}_\infty \left[ \sinh \left( \frac{\langle \sigma - \frac{3}{2}X_1 - \frac{3}{2}X_2 - \sigma^y - R \rangle}{K} \right) \right] \\ R = b(R_\infty - R)\dot{\rho} \\ \dot{X}_1 = C_1 \dot{\rho} \text{sign} \left( \sigma - \frac{3}{2}X_1 - \frac{3}{2}X_2 \right) - \gamma_1 X_1 \dot{\rho} \\ \dot{X}_2 = C_2 \dot{\rho} \text{sign} \left( \sigma - \frac{3}{2}X_1 - \frac{3}{2}X_2 \right) \end{array} \right. \quad (3.95)$$

### 3.4.2 Procédure d'identification et résultats

**Identification du module d'Young** Cette identification se fait par régression linéaire dans la partie élastique initiale, d'après l'essai de viscosité. Les résultats d'identification

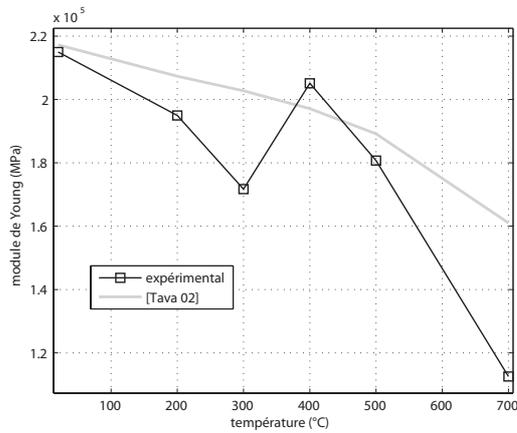


FIG. 3.79: Identification du module d'Young d'après l'essai de viscosité

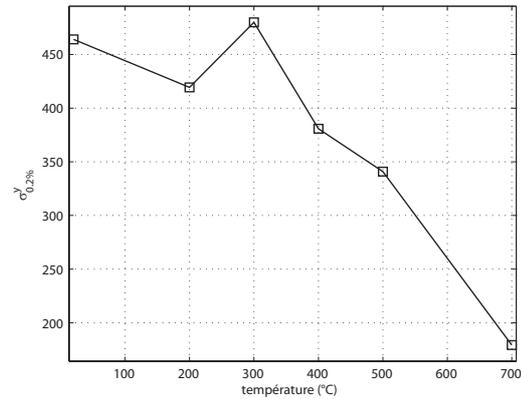


FIG. 3.80: Limite d'élasticité à 0.2% d'après les essais de viscosité

du module d'Young sont présentés en figure 3.79.

On profite également de cette identification pour déterminer la limite d'élasticité apparente à 0.2% ( $\sigma_{0.2\%}^y$ ). On a visiblement sur ces deux courbes un problème aux alentours des 200-300°C, qui semblerait lié à la présence d'effet Portevin-Le Chatelier dans cette gamme de température. Nous ne prendrons pas en compte ces points par la suite. On présente également le module d'Young obtenu sur une autre nuance de 9Cr1Mo, le F82H, utilisé également dans l'industrie nucléaire (voir [TRSS02]).

On fera l'hypothèse tout au long de ce travail que le coefficient de Poisson dont l'influence est négligeable est constant et égal à 0.3, d'après [TM91].

**Identification de la viscosité** Un essai de relaxation isotherme permet d'identifier la viscosité du matériau, si l'on fait un certain nombre d'hypothèses. La partition des déformations donne :

$$\epsilon^t = \epsilon^e + \epsilon^{vp} \tag{3.96}$$

On postule également une partition des contraintes telle que :

$$\sigma = \sigma_{vp} + \sigma_v \tag{3.97}$$

avec  $\sigma_v$  la contrainte visqueuse et  $\sigma_{vp}$  la contrainte correspondant à la somme des écrouissages et de la limite d'élasticité :  $\sigma_{vp} = \sigma^y + \frac{3}{2}X_1 + \frac{3}{2}X_2 + R$ . La déformation totale étant nulle lors d'un essai de relaxation ( $\epsilon^t = 0$ ), d'après la loi d'élasticité, on a :

$$\dot{\epsilon}^e = -\dot{\epsilon}^{vp} = -\frac{\dot{\sigma}}{E} \quad (3.98)$$

Si l'on suppose que la variation des écrouissages est très faible devant la variation de la contrainte visqueuse, ce qui est justifié par la faible variation de déformation plastique lors d'un essai de relaxation, on peut considérer  $\sigma_{vp}$  comme étant une constante, représentant la valeur à saturation de la contrainte lors de l'essai de relaxation appelée  $\sigma_\infty$  (sauf dans le cas où il y a restauration d'écrouissage). Le principe de dépouillement des essais de relaxation est présenté en figure 3.81.

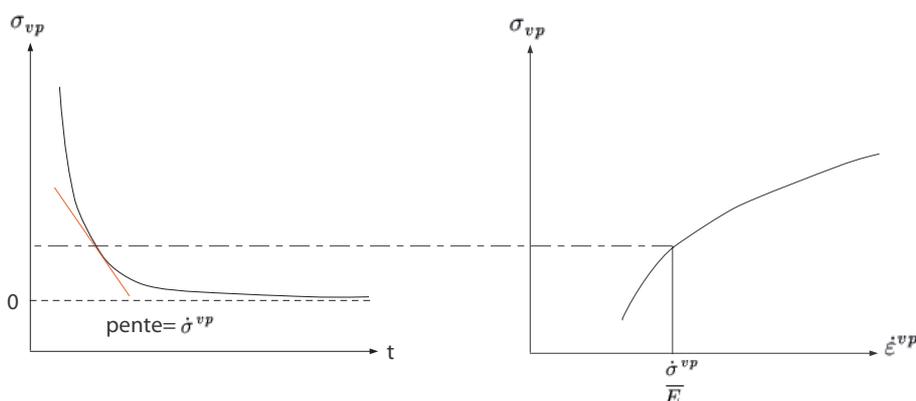


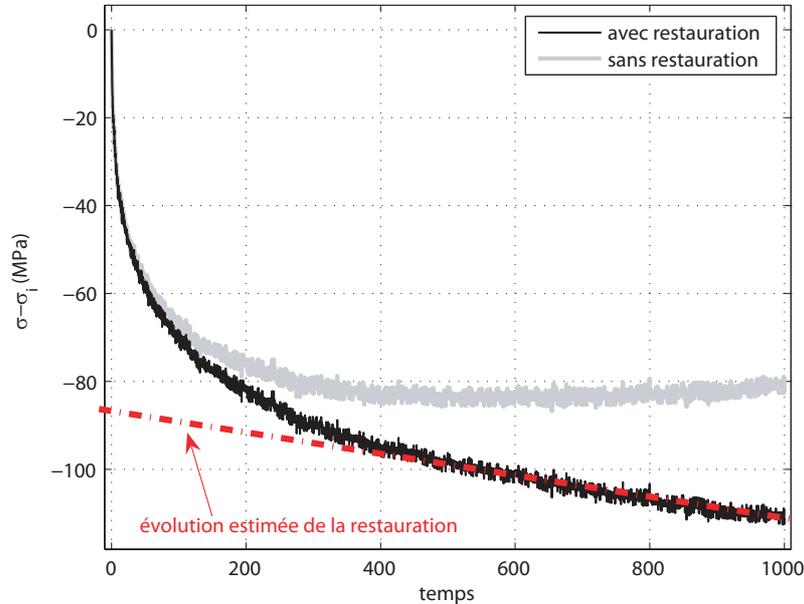
FIG. 3.81: Principe de dépouillement des essais de relaxation

Si il y a restauration d'écrouissage, nous faisons l'hypothèse que l'effet de la restauration d'écrouissage entraîne une décroissance linéaire de la contrainte lors de l'essai de relaxation, comme cela est suggéré en figure 3.61. La restauration statique d'écrouissage peut s'exprimer comme un terme correctif de l'évolution des écrouissages ([Cha78] [CMP95], [Ohn90] [AKO00]), qui peut s'écrire en isotherme uniaxial :

$$\begin{cases} \dot{R} = R_\infty (R - R_\infty) \dot{p} - c_r \left(\frac{R}{b_r}\right)^{m_r} \\ \dot{X}_i = C_i \dot{\epsilon}^p - \gamma_i X_i \dot{p} - \left(\frac{\|X_i\|}{a_i}\right)^{m_i} \frac{X_i}{\|X_i\|} \end{cases} \quad (3.99)$$

où  $c_r$ ,  $b_r$ ,  $m_r$ ,  $a_i$  et  $m_i$  sont les paramètres de restauration. Dans le cas où l'on ne considère que de la restauration de l'écrouissage cinématique non-linéaire ([Pet06]), et que l'on a  $m_i = 1$ , on a une décroissance quasi linéaire en  $X_i$ , donc en  $\sigma$ . La linéarité de la décroissance en contrainte observée lors des relaxations présentant de la restauration, permet de se placer dans ce cas particulier. Afin de pouvoir appliquer le dépouillement présenté précédemment, nous enlèverons donc au préalable la partie linéaire estimée de la restauration, comme

illustré par la figure 3.82. La pente de la droite censée représenter la restauration correspond, si on néglige l'évolution de  $X$  due à l'évolution de  $\varepsilon^{vp}$ , au paramètre de restauration  $\frac{1}{a_i}$  dans l'équation 3.99.



**FIG. 3.82:** Traitement de la restauration statique sur les courbes de relaxation, dans le cas de la première relaxation de l'essai cyclique à 500°C

Le résultat du dépouillement des courbes de relaxation est présenté en figure 3.83, pour les températures où l'on a pas de vieillissement dynamique. Ces résultats sont donnés d'après la première courbe de relaxation de l'essai cyclique. En effet, dans le cas du soudage, les déformations plastiques sont relativement faibles devant celles que l'on atteint dans le cas de l'essai cyclique. La viscosité pour  $\dot{\varepsilon}^{vp} = 10^{-3} s^{-1}$  peut être aussi déduite de la relaxation de l'essai de viscosité.

Les paramètres de la loi de viscosité (Norton et loi en sinus hyperbolique) sont ajustés pour coller au mieux aux résultats expérimentaux. Le résultat obtenu par exemple pour  $T=500^\circ C$  est donné en figure 3.84, la loi de Norton étant identifiée pour les vitesses les plus grandes.

Les résultats pour l'ensemble des températures sont présentés dans le tableau 3.19. Pour les températures 200 et 300°C, les paramètres  $N$  et  $\dot{\varepsilon}_0$  pour la loi en sinus hyperbolique et l'exposant  $N$  pour la loi de Norton ont été interpolés. Les valeurs de  $K$  pour les deux lois sont déduites de la connaissance des contraintes visqueuses avant relaxation de l'essai cyclique et de viscosité (les instabilités ne permettant pas de réaliser le dépouillement proposé).

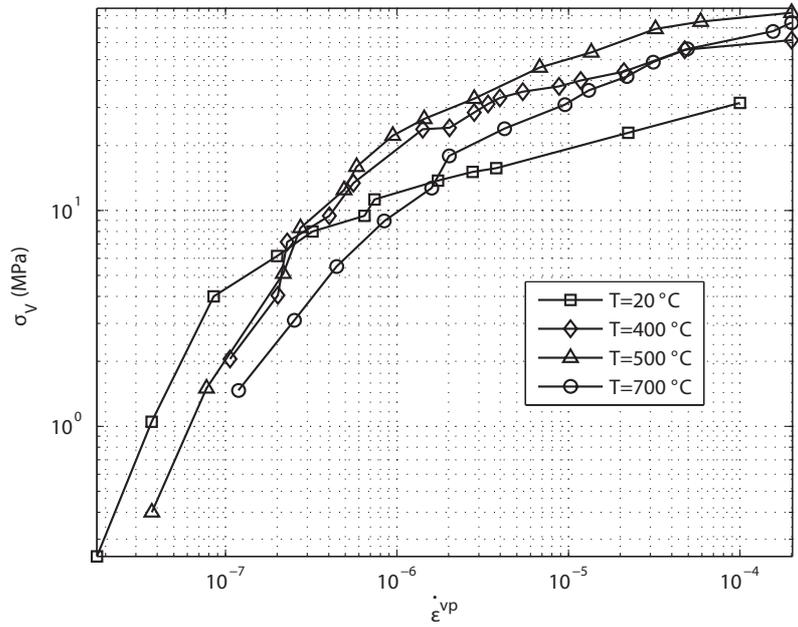


FIG. 3.83: Estimation de la contrainte visqueuse en relaxation pour la phase métal de base

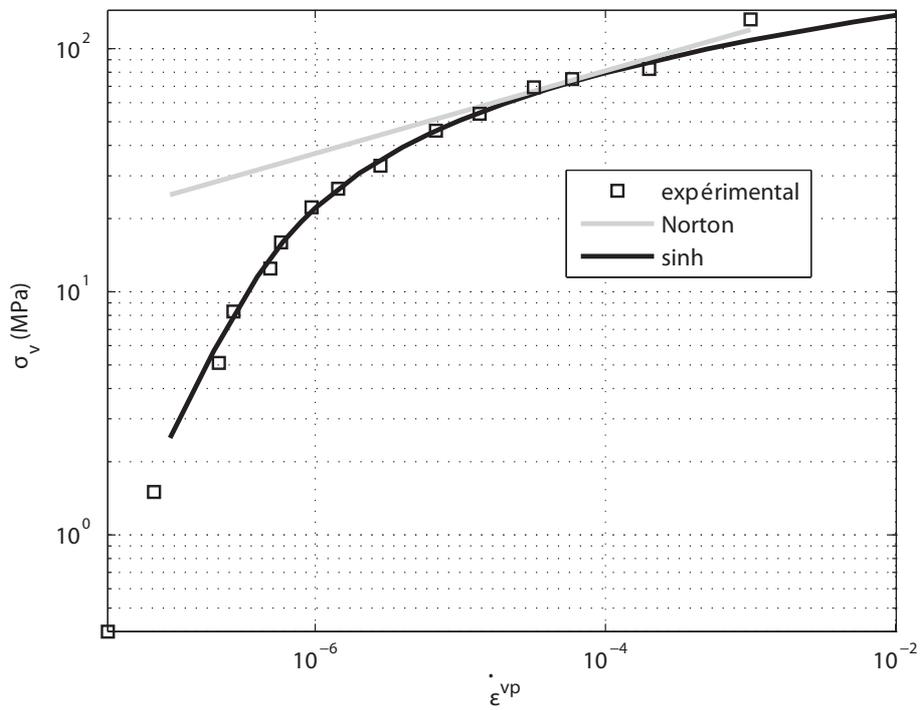
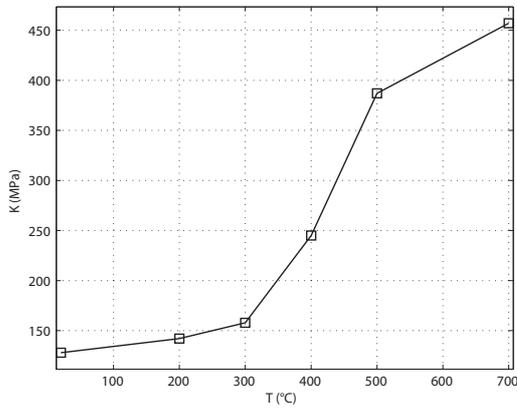


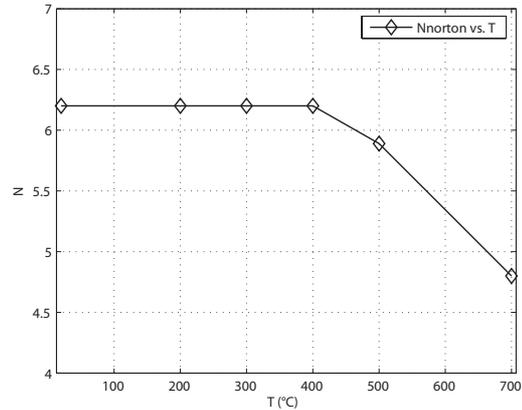
FIG. 3.84: Résultats de l'identification des paramètres de viscosité pour  $T=500^\circ\text{C}$

	Norton		sinh		
	K (MPa)	N	K (MPa)	N	$\dot{\epsilon}_0$
20°C	128	6.2	2.2	0.6	$6.10^{-8}$
200°C	142.02	6.2	2.98	0.647	$1.2610^{-7}$
300°C	157.83	6.2	3.49	0.674	$1.6310^{-7}$
400°C	245	6.2	6.4	0.7	$2.10^{-7}$
500°C	387	5.89	10	0.8	$3.10^{-8}$
700°C	457	4.8	14	1.1	$1.210^{-6}$

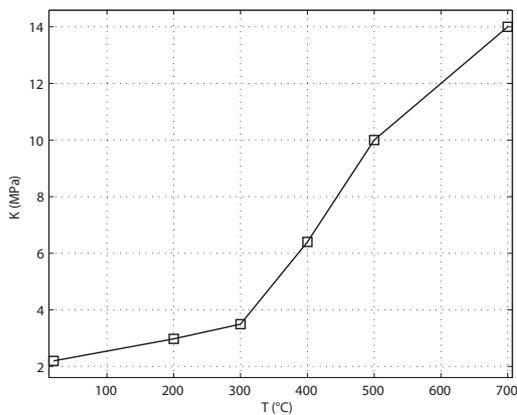
**TAB. 3.15:** Paramètres de viscosité en phase métal de base



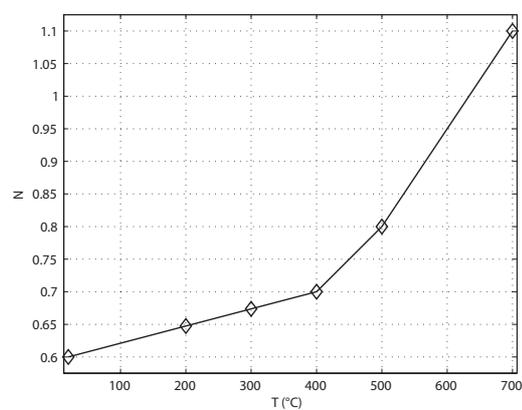
**FIG. 3.85:** Paramètre K de Norton identifié en phase métal de base



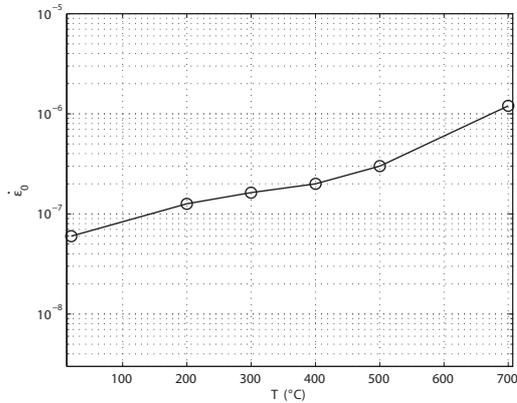
**FIG. 3.86:** Paramètre N de Norton identifié en phase métal de base



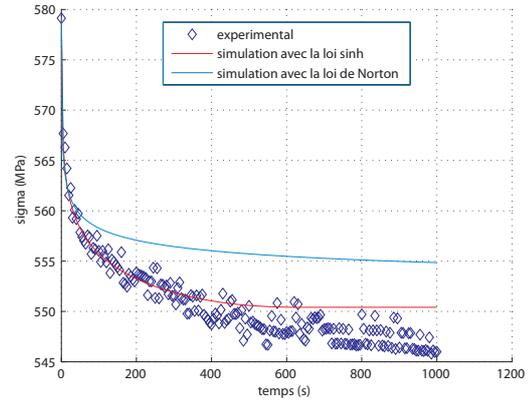
**FIG. 3.87:** Paramètre K de la loi sinh identifié en phase métal de base



**FIG. 3.88:** Paramètre N de la loi sinh identifié en phase métal de base



**FIG. 3.89:** Paramètre  $\dot{\epsilon}_0$  de la loi sinh identifié en phase métal de base



**FIG. 3.90:** Comparaison numérique des deux lois de viscosité dans le cas du premier essai de relaxation de l’essai cyclique à 20°C

Afin de comparer l’influence de la forme de la viscosité (Norton ou sinus hyperbolique), nous avons simulé la première relaxation de l’essai cyclique à 20°C avec ces deux lois. Le résultat, présenté en figure 3.90, montre clairement l’intérêt d’une loi en sinus hyperbolique en relaxation lorsque l’on veut modéliser des faibles vitesses de déformation plastique.

**Identification des paramètres d’écrouissage isotrope seul** Les paramètres d’écrouissage isotrope  $R_\infty$  et  $b$  et la limite d’élasticité  $\sigma_y$  sont identifiés par analyse inverse avec Matlab©, à partir des courbes de viscosité seules. Les paramètres de viscosité ainsi que les modules de Young sont ceux identifiés dans les étapes précédentes.

L’algorithme de minimisation utilisé est celui du Simplex, déjà présenté dans le second chapitre. Le critère utilisé pour cette identification est le suivant :

$$J = \sum_{i=1}^{n_i} \frac{[\sigma^{sim}(\epsilon_i^t) - \sigma^{exp}(\epsilon_i^t)]^2}{n_i} \tag{3.100}$$

avec  $n_i$  le nombre de points de contrôle, et  $\sigma^{sim}(\epsilon_i^t)$  la contrainte calculée ou expérimentale pour une déformation totale  $\epsilon_i^t$ .

Les comparaisons entre courbes expérimentales et simulées pour l’essai de viscosité permettent également d’apprécier la qualité de l’identification de la viscosité lors des changements de vitesse de sollicitation durant cet essai. Pour l’essai à 700°C, nous n’avons réalisé l’identification que sur la première partie de courbe, la recristallisation rendant impossible une identification correcte sur l’ensemble de la courbe. Les paramètres identifiés sont rassemblés dans le tableau 3.16. Une singularité déjà observée pour le module

d'Young apparaît à 300°C.

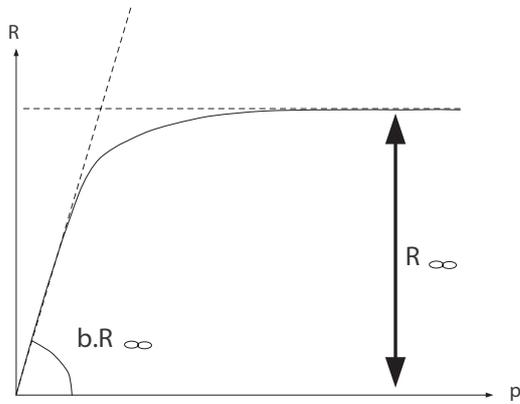


FIG. 3.91: Représentation graphique de l'écroutissement isotrope

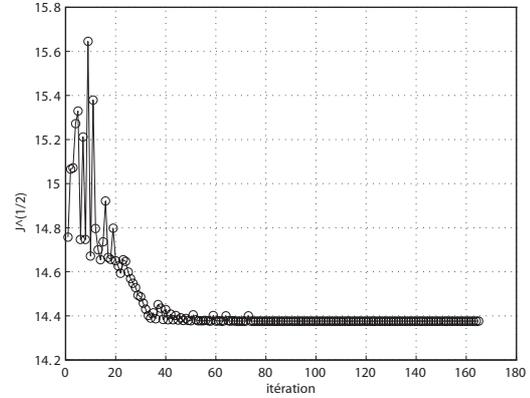


FIG. 3.92: Evolution du critère lors de l'identification inverse de l'écroutissement isotrope seul à 500°C

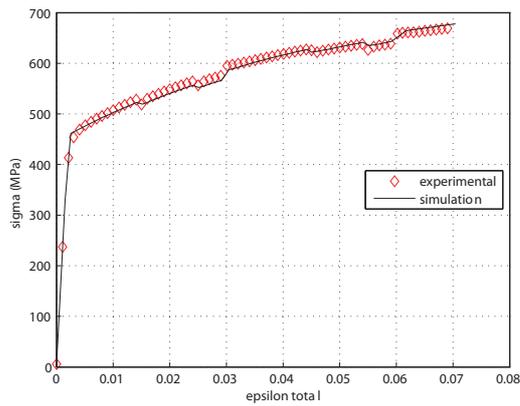


FIG. 3.93: Comparaison expérimental/simulation pour l'essai de viscosité à 20°C (écroutissement isotrope seul)

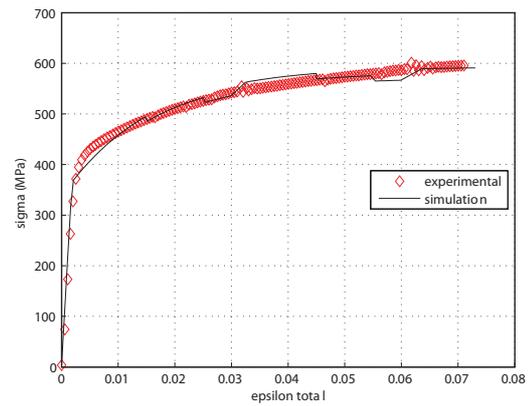
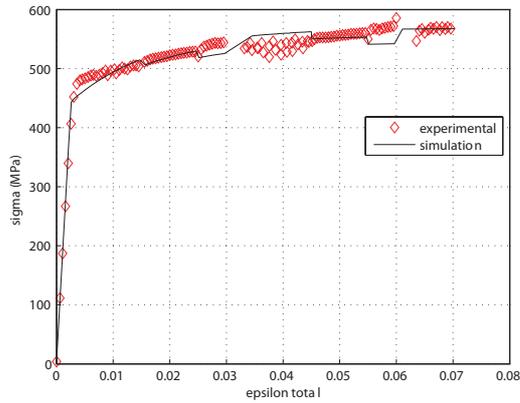
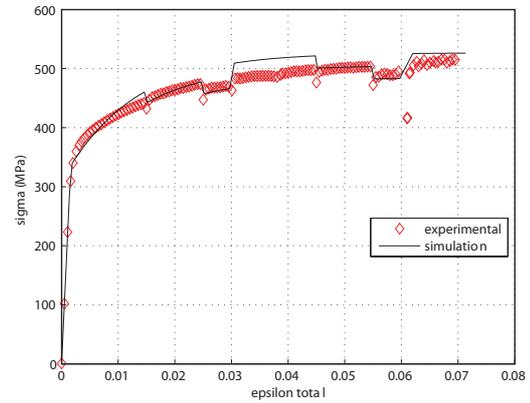


FIG. 3.94: Comparaison expérimental/simulation pour l'essai de viscosité à 200°C (écroutissement isotrope seul)

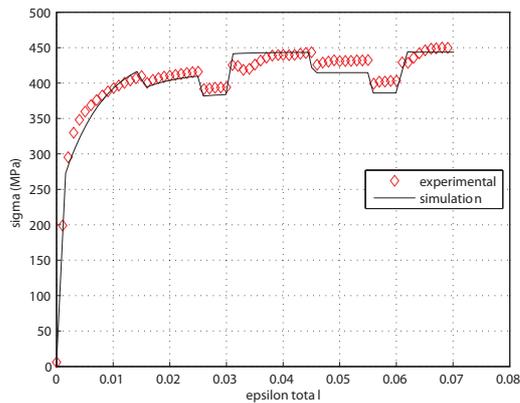
**Identification des paramètres d'écroutissement cinématique seul** De manière analogue à ce qui a été fait précédemment, nous avons identifié les paramètres d'écroutissement cinématique ainsi que la limite d'élasticité, à partir des seules courbes cycliques. La difficulté ici réside en la détermination de paramètres initiaux réalistes pour l'algorithme de minimisation. En effet, la fonction critère, identique à l'équation 3.100, possède de nombreux minima locaux, rendant la solution fortement dépendante des paramètres de départ donnés à l'algorithme de minimisation.



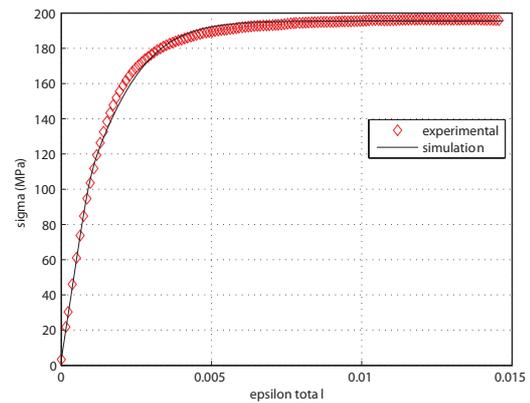
**FIG. 3.95:** Comparaison expérimental/simulation pour l'essai de viscosité à 300°C (écrouissage isotrope seul)



**FIG. 3.96:** Comparaison expérimental/simulation pour l'essai de viscosité à 400°C (écrouissage isotrope seul)



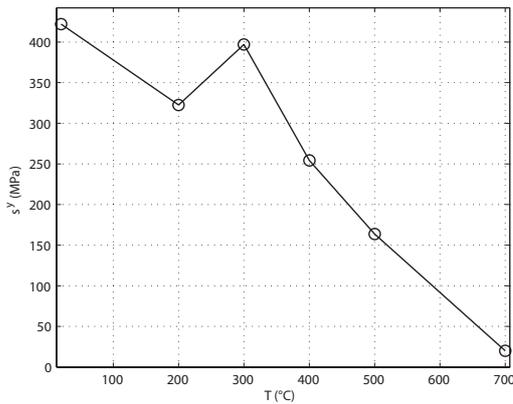
**FIG. 3.97:** Comparaison expérimental/simulation pour l'essai de viscosité à 500°C (écrouissage isotrope seul)



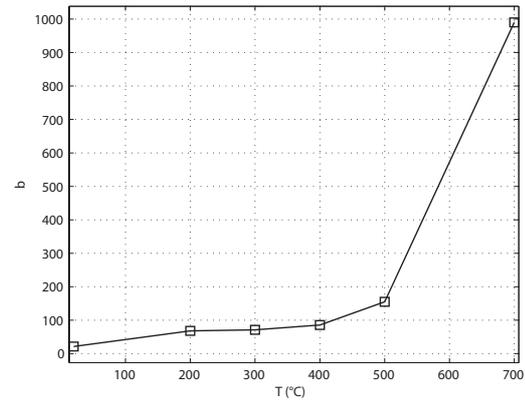
**FIG. 3.98:** Comparaison expérimental/simulation pour l'essai de viscosité à 700°C (écrouissage isotrope seul)

	$R_i$	b	$\sigma_y$
20°C	286.84	21.43	421.98
200°C	226.9057	68	322.49
300°C	123.9136	71.17	396.91
400°C	190.17	85.41	254.24
500°C	171.57	154.98	163.73
700°C	80.21	989.97	20.01

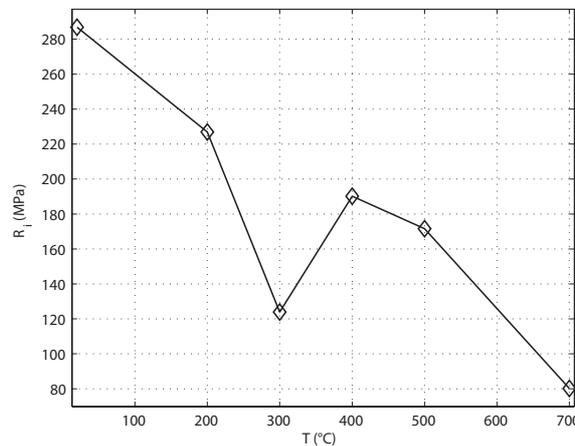
**TAB. 3.16:** Paramètres d'écrouissage d'après l'essai de viscosité seul



**FIG. 3.99:** Limite d'élasticité identifiée en phase métal de base d'après l'essai de viscosité seul



**FIG. 3.100:** Paramètre  $b$  d'érouissage isotrope identifié en phase métal de base d'après l'essai de viscosité seul

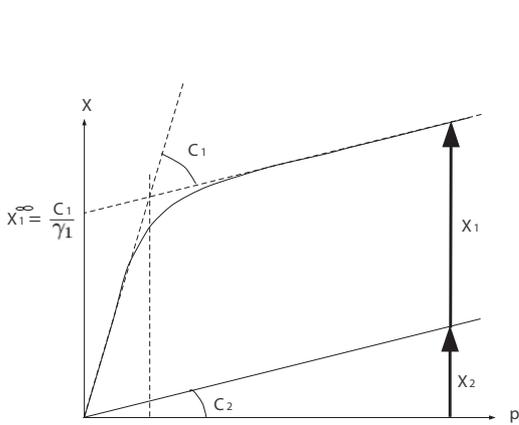


**FIG. 3.101:** Paramètre  $R_{\infty}$  d'érouissage isotrope identifié en phase métal de base d'après l'essai de viscosité seul

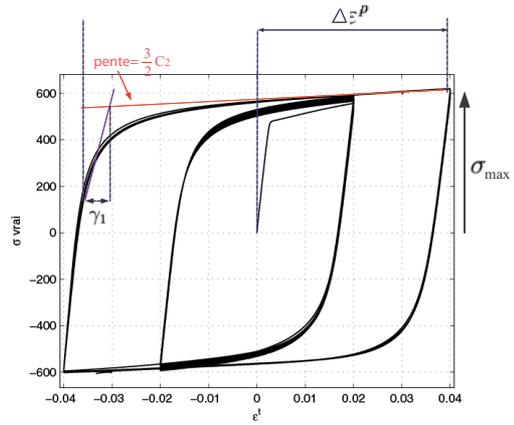
D'après l'évolution des érouissages cinématiques (voir schéma 3.102), on peut déterminer directement les paramètres  $E$ ,  $C_2$  et  $\gamma_1$  initiaux, comme cela est présenté en figure 3.103. Le paramètre  $C_1$  initial est déterminé pour que l'on ait :

$$X_1^{\infty} = \frac{3 C_1}{2 \gamma_1} = \sigma_{\max} - \sigma^y - \frac{3}{2} C_2 \Delta \varepsilon^p - \sigma_v(\dot{\varepsilon}) \quad (3.101)$$

Il est nécessaire de corriger la première identification du module d'Young, car celui mesuré lors de l'essai de viscosité en première charge, est différent de celui que l'on obtient après déformation plastique avec alternance traction/compression (cela étant couramment observé [Rib05]). Cette première identification graphique des paramètres d'érouissage cinématique donne généralement de bons résultats, comme pour l'exemple à 500°C présenté

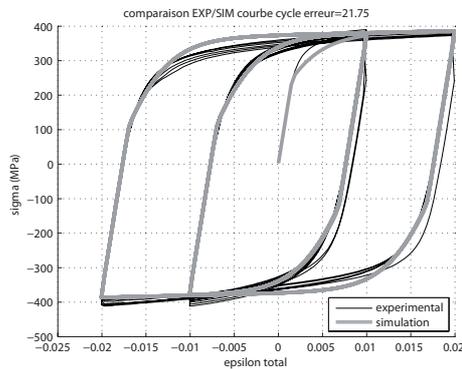


**FIG. 3.102:** Représentation graphique de l'écouissage cinématique

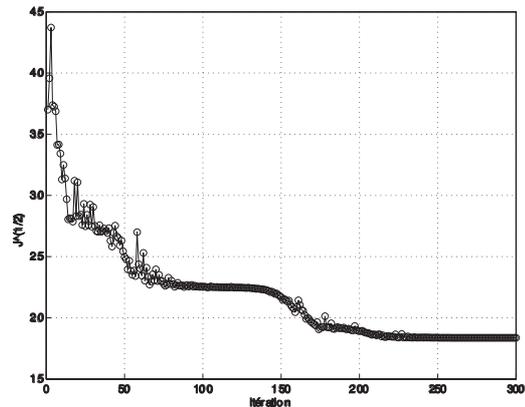


**FIG. 3.103:** Détermination des paramètres initiaux d'écouissage cinématique seuls d'après l'après l'essai cyclique seul

en figure 3.104.



**FIG. 3.104:** Comparaison expérimental/simulation avec les paramètres déterminés graphiquement sur l'essai cyclique à 500°C



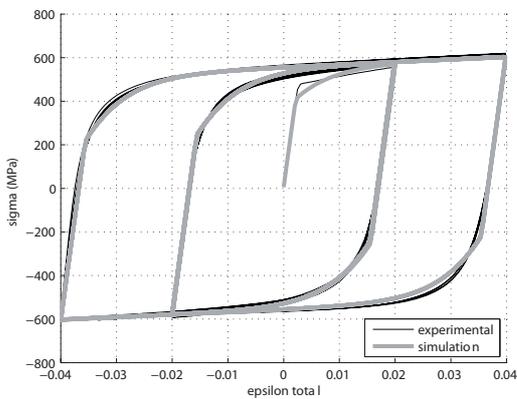
**FIG. 3.105:** Evolution du critère lors de l'identification inverse de l'écouissage isotrope seul à 500°C

Une fois la détermination des paramètres initiaux terminée, l'identification est réalisée de façon analogue à l'identification d'après les courbes de viscosité. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 3.17. Pour l'essai à 700°C, seul le premier cycle a été utilisé pour l'identification, à cause de la recristallisation et/ou de l'adoucissement.

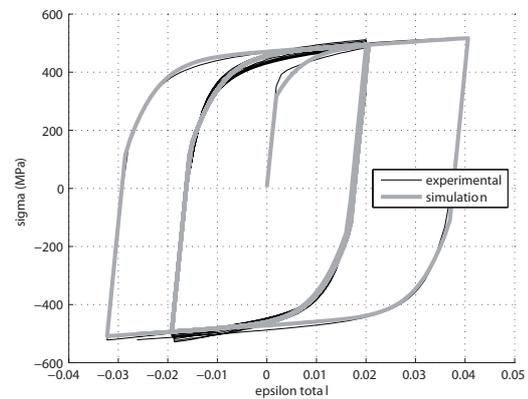
**Identification des paramètres d'écouissage isotrope et cinématique** En dernière étape, l'algorithme de minimisation utilise à la fois la courbe de viscosité et la courbe

	E (MPa)	$\sigma_y$ (MPa)	$C_1$ (MPa)	$\gamma_1$	$C_2$ (MPa)
20°C	186844.26	382.85	16441.39	166.4	784.24
200°C	170529.95	280.47	23529.52	222.58	758.83
300°C	168026.24	285.04	19346.09	192.81	654.09
400°C	178474.57	251.17	19908.08	248.49	613.58
500°C	157358.49	163.73	29538.07	352.46	502.13
700°C	132685.22	6.9883	43040.51	796.5	73.66

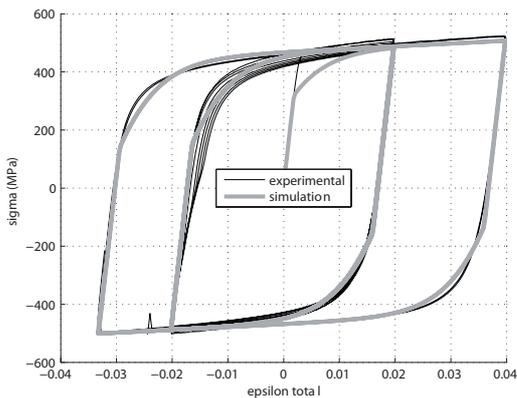
**TAB. 3.17:** Paramètres d'érouissage cinématique identifiés d'après l'essai cyclique seul



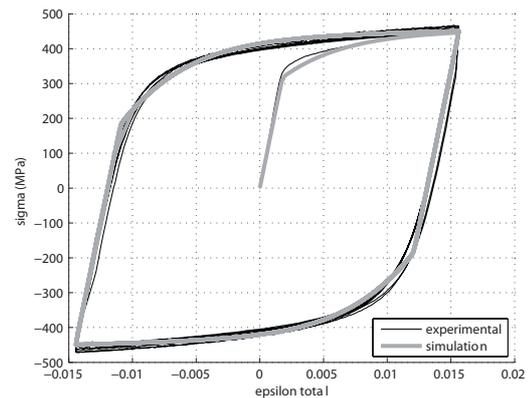
**FIG. 3.106:** Comparaison expérimental/simulation pour l'essai cyclique à 20°C, à érouissage cinématique seul



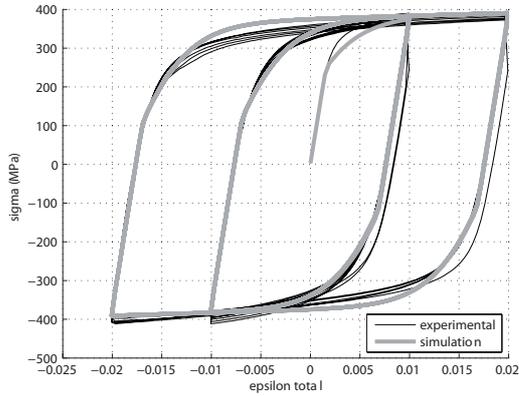
**FIG. 3.107:** Comparaison expérimental/simulation pour l'essai cyclique à 200°C, à érouissage cinématique seul



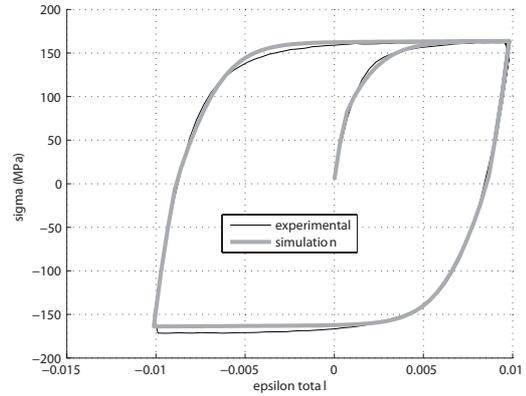
**FIG. 3.108:** Comparaison expérimental/simulation pour l'essai cyclique à 300°C, à érouissage cinématique seul



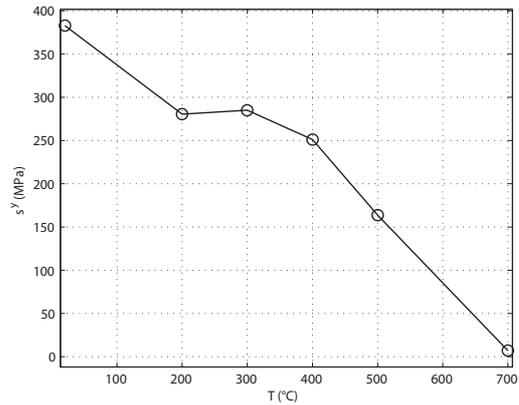
**FIG. 3.109:** Comparaison expérimental/simulation pour l'essai cyclique à 400°C, à érouissage cinématique seul



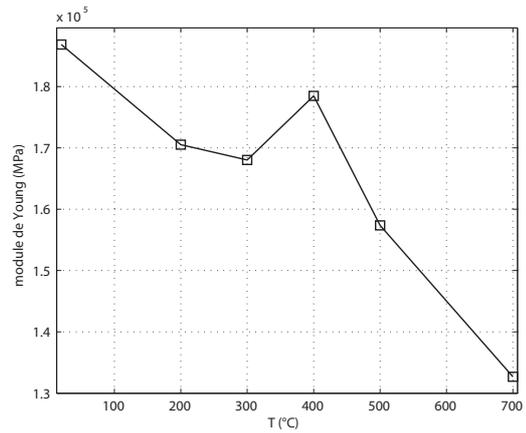
**FIG. 3.110:** Comparaison expérimental/simulation pour l'essai cyclique à 500°C, à écrouissage cinématique seul



**FIG. 3.111:** Comparaison expérimental/simulation pour l'essai cyclique à 700°C, à écrouissage cinématique seul



**FIG. 3.112:** Limite d'élasticité identifiée en phase métal de base d'après l'essai cyclique

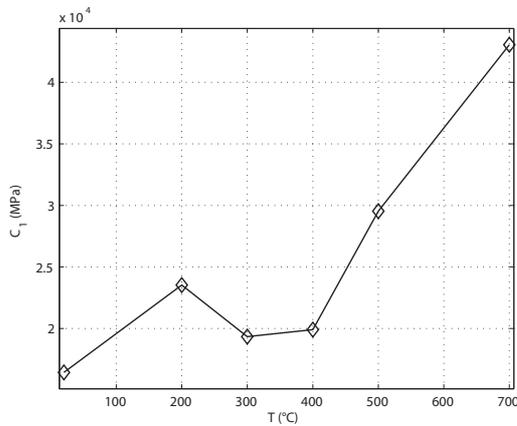


**FIG. 3.113:** Module de Young identifié en phase métal de base d'après l'essai cyclique

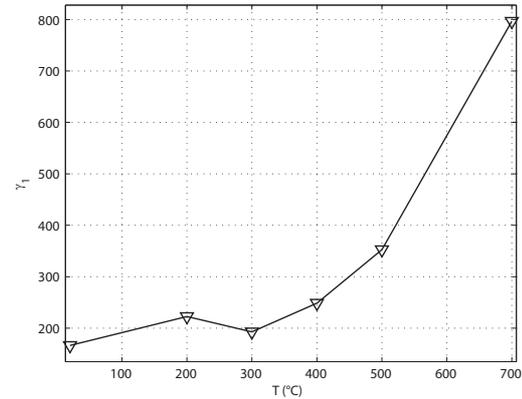
cyclique (voir Fig. 3.118). Le critère s'exprime alors ainsi :

$$J = \alpha_{visc} \sum_{i=1}^{n_i} \frac{[\sigma_{visc}^{sim}(\epsilon_i^t) - \sigma_{visc}^{exp}(\epsilon_i^t)]^2}{n_i} + \alpha_{cycl} \sum_{j=1}^{n_j} \frac{[\sigma_{cycl}^{sim}(\epsilon_j^t) - \sigma_{cycl}^{exp}(\epsilon_j^t)]^2}{n_j} \quad (3.102)$$

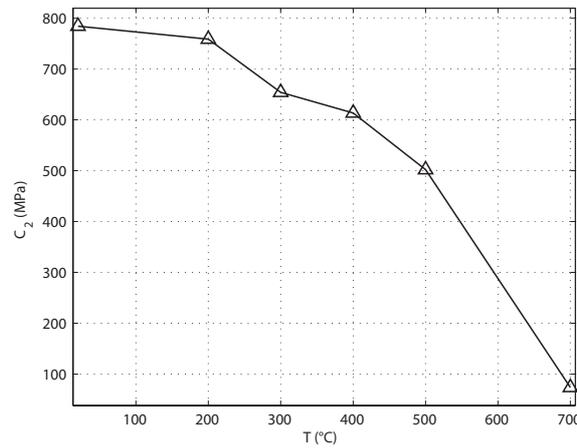
avec  $\alpha_{visc}$  et  $\alpha_{cycl}$  des paramètres de pondération, et  $n_i$  et  $n_j$  le nombre de points de contrôle pour l'essai de viscosité et l'essai cyclique. Les paramètres de départ de l'algorithme sont déterminés grâce aux résultats des deux précédentes identifications. Les résultats de cette identification sont présentés dans le tableau 3.18. Comme pour l'identi-



**FIG. 3.114:** Paramètre  $C_1$  d'écrouissage cinématique identifié en phase métal de base d'après l'essai cyclique seul



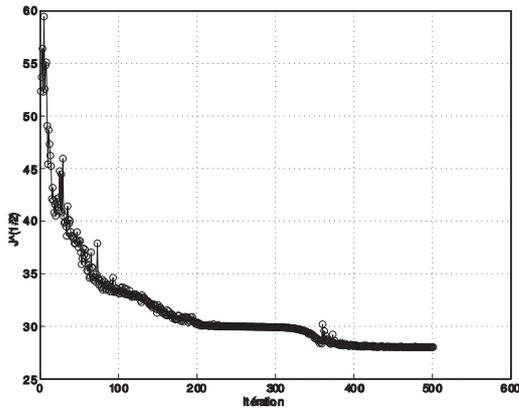
**FIG. 3.115:** Paramètre  $\gamma_1$  d'écrouissage cinématique identifié en phase métal de base d'après l'essai cyclique seul



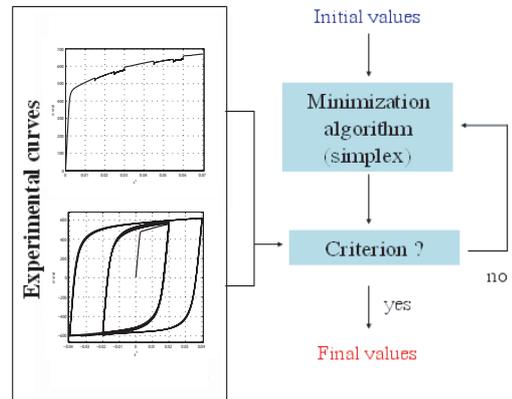
**FIG. 3.116:** Paramètre  $C_2$  d'écrouissage cinématique identifié en phase métal de base d'après l'essai cyclique seul

fication précédente, le module d'Young a du être identifié à nouveau.

En traçant l'évolution des écrouissages isotrope et cinématiques en fonction de la déformation plastique (voir Fig. 3.132), et cela pour chacune des températures, on remarque que la saturation qui a lieu rapidement pour la température ambiante et les hautes températures, n'est pas atteinte pour les essais à 200 °C et 300 °C. On a également une valeur a saturation des écrouissages plus importante dans cette gamme de température. Ce phénomène est très souvent rencontré dans les aciers et les fontes en phase ferritique (voir par exemple la thèse de Nacera Hamata [Ham92]). Une explication possible à ce phénomène serait l'instabilité microstructurale de la ferrite entre 200 °C et 300 °C.



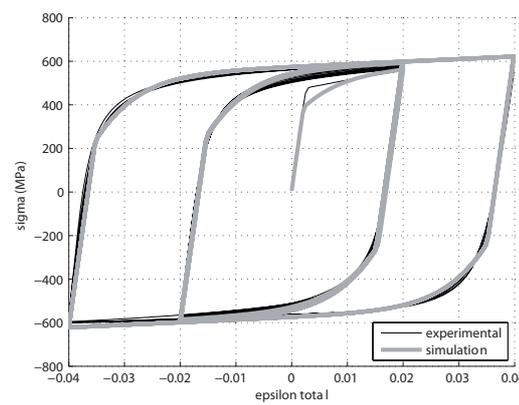
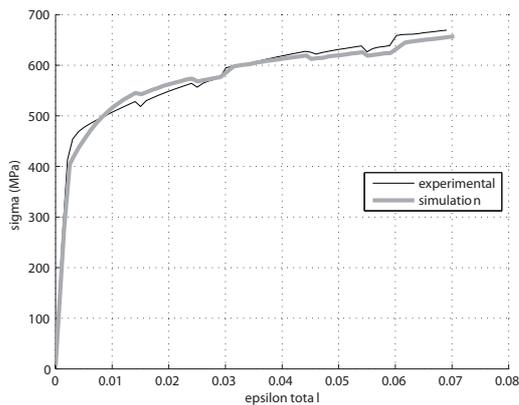
**FIG. 3.117:** Evolution du critère en phase métal de base lors de l'identification double à 500°C



**FIG. 3.118:** Principe de l'identification double

	E (MPa)	$\sigma_y$ (MPa)	$C_1$ (MPa)	$\gamma_1$	$C_2$ (MPa)	$R_i$ (MPa)	b
20°C	180014.47	359.87	16535.6	165.2466	784.25	40.30	23.15
200°C	148169.47	334.2	5636.39	74.39	662	45.32	177.91
300°C	137975.35	307.7	11187.37	188.11	603.25	58.5	170.2
400°C	173943.92	233.57	17000.66	210.06	720.35	33.33	50.56
500°C	153777.12	146.07	45494.64	508.83	694.67	10.71	213.49
700°C	101020	5.97	82005.15	1435.65	62.66	5.47	399.99

**TAB. 3.18:** Paramètres d'érouissage d'après l'identification double



**FIG. 3.119:** Comparaison expérimental/simulation en phase métal de base pour l'identification double à 20°C

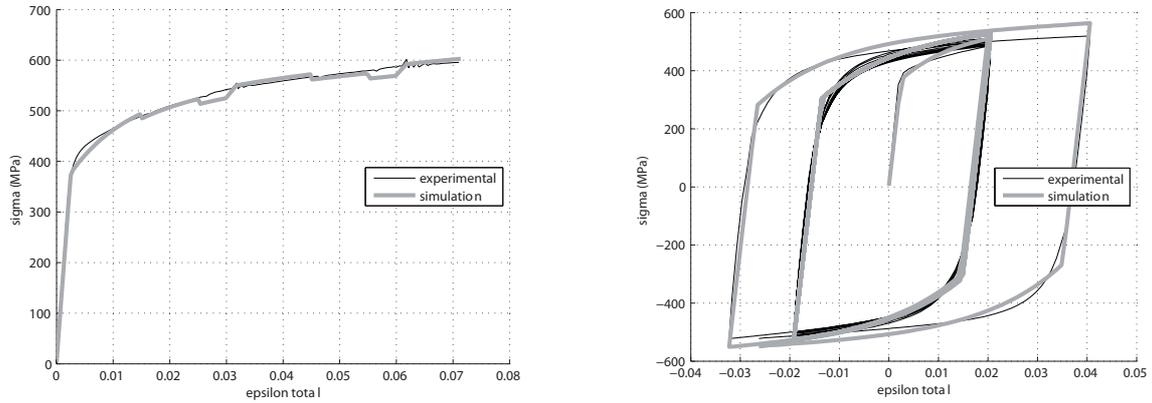


FIG. 3.120: Comparaison expérimental/simulation en phase métal de base pour l'identification double à 200°C

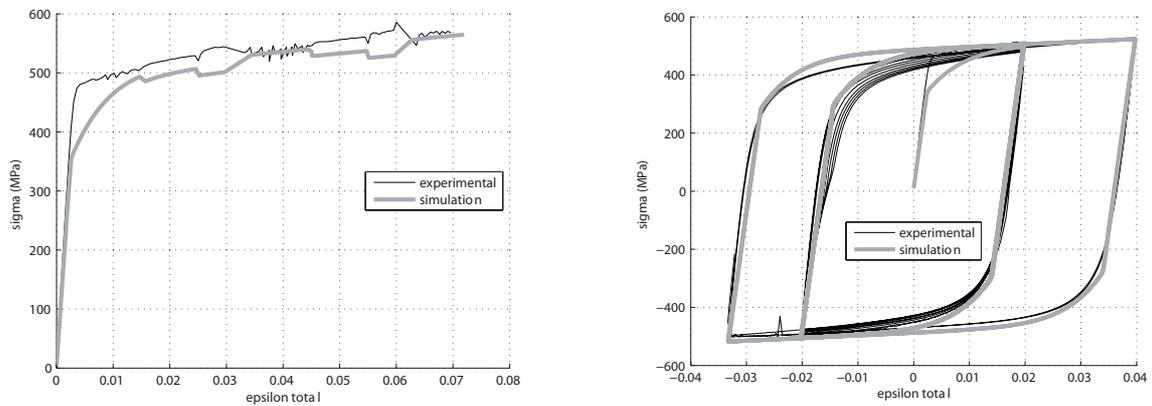


FIG. 3.121: Comparaison expérimental/simulation en phase métal de base pour l'identification double à 300°C

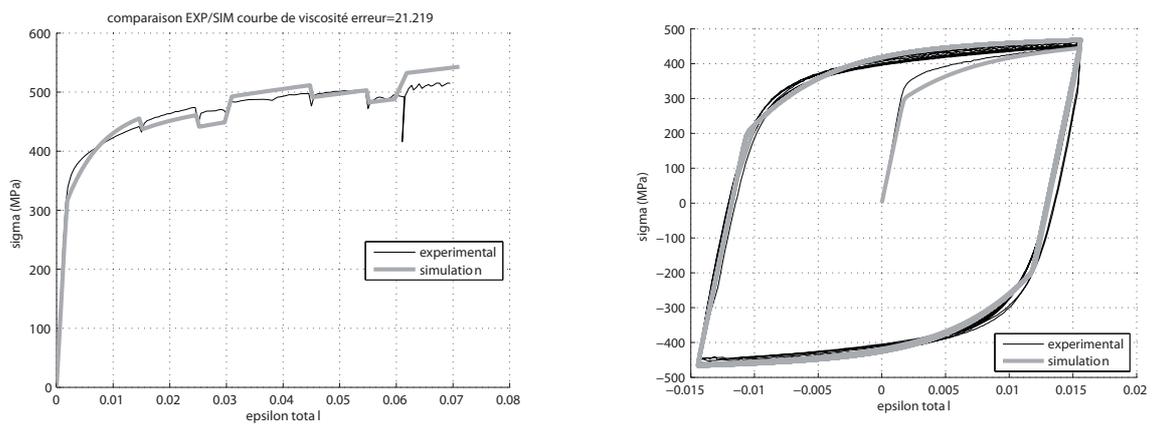
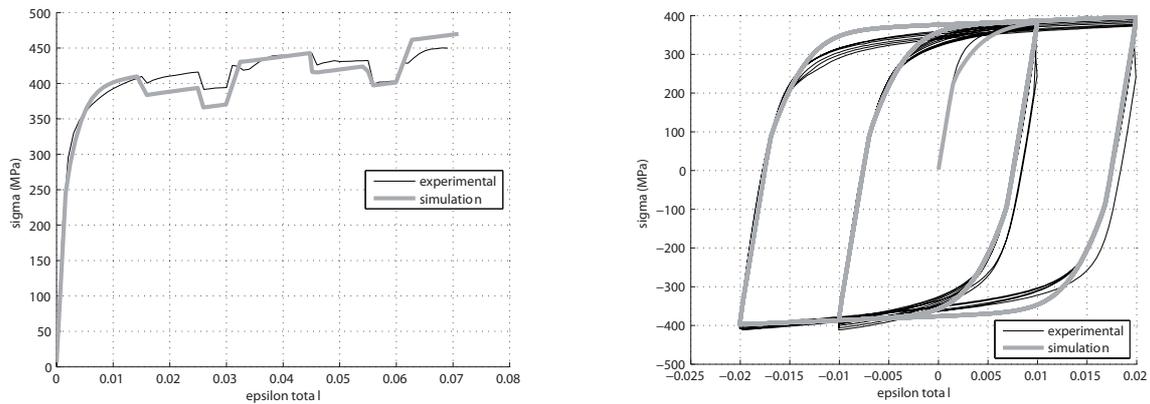
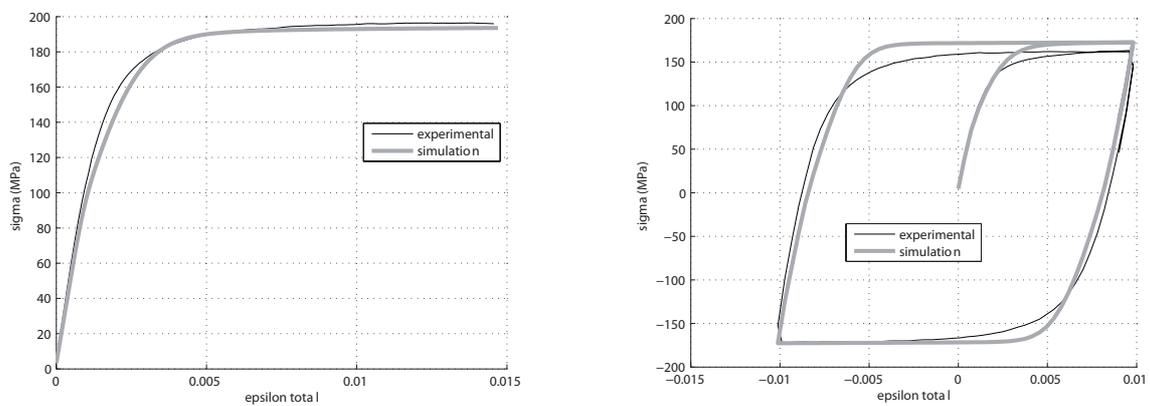


FIG. 3.122: Comparaison expérimental/simulation en phase métal de base pour l'identification double à 400°C



**FIG. 3.123:** Comparaison expérimental/simulation en phase métal de base pour l'identification double à 500°C

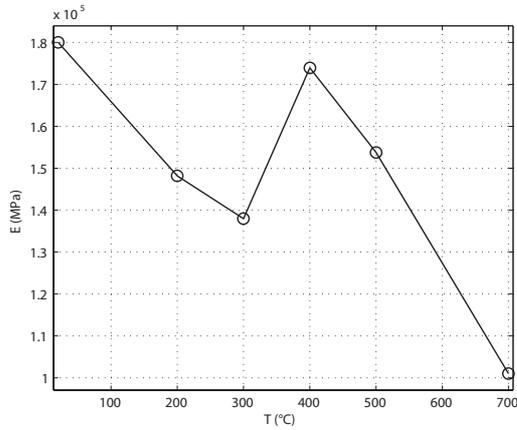


**FIG. 3.124:** Comparaison expérimental/simulation en phase métal de base pour l'identification double à 700°C

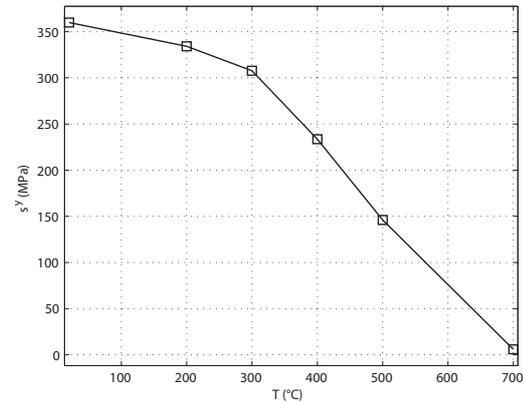
### 3.5 Identification du comportement élasto-viscoplastique en phase austénitique

La même démarche a été adoptée pour la phase métal de base en phase austénitique, mais nous nous sommes arrêtés à l'identification de l'écrouissage isotrope seul, n'ayant pas pour cette phase de courbes cycliques. Le dépouillement des courbes de relaxation, qui n'a pu être réalisé à 500°C pour cause de vieillissement dynamique et à 700°C pour cause de rupture, est présenté en figure 3.133.

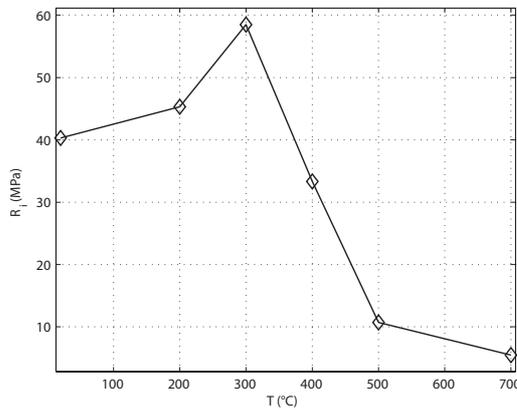
Les paramètres identifiés grâce à ces courbes sont présentés dans le tableau 3.19. Les valeurs des paramètres pour 700°C ont été entièrement interpolés, alors que pour 500°C, le paramètre  $K$  a été identifié pour les deux lois. Pour les températures 1000°C, 1100°C et 1200°C, les valeurs de  $N$  et de  $\dot{\epsilon}_0$  ont été extrapolés, et les valeurs de  $K$  déduites des courbes issues de [BJ04], déjà présentées lors du dimensionnement du disque au premier chapitre.



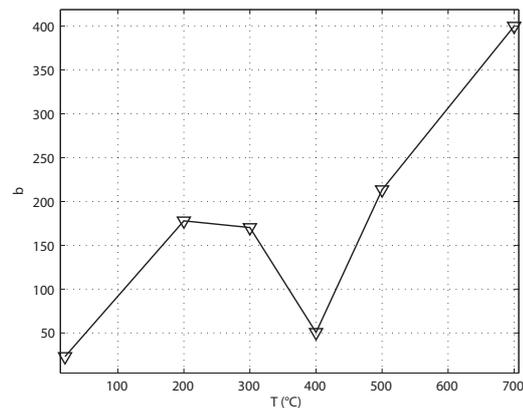
**FIG. 3.125:** Module de Young identifié en phase métal de base d'après l'identification double



**FIG. 3.126:** Limite d'élasticité identifiée en phase métal de base d'après l'identification double



**FIG. 3.127:** Paramètre  $R_{\infty}$  d'érouissage isotrope identifié en phase métal de base d'après l'identification double

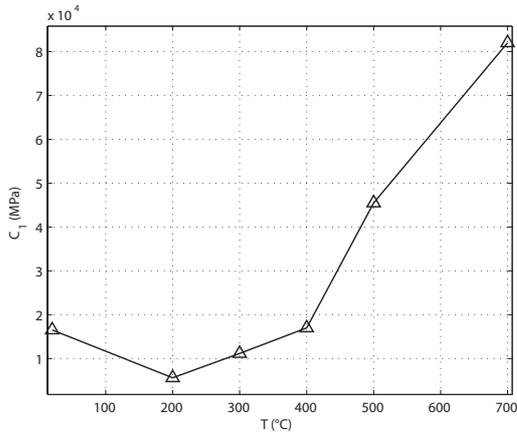


**FIG. 3.128:** Paramètre  $b$  d'érouissage isotrope identifié en phase métal de base d'après l'identification double

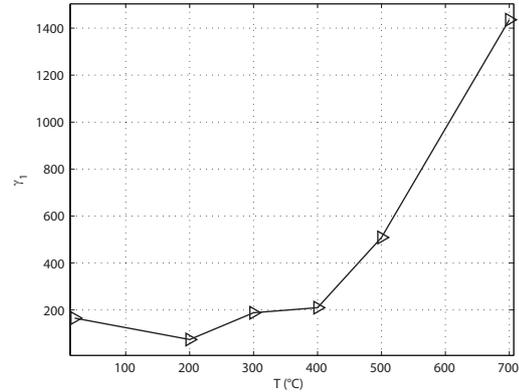
Le module d'Young, la limite d'élasticité ainsi que les paramètres d'érouissage isotrope identifiés sont présentés dans le tableau 3.20. La présence de recristallisation à 900°C (figure 3.143), nous a conduit à ne considérer que la première partie de la courbe pour l'identification inverse des paramètres.

### 3.6 Comportement élasto-plastique en phase martensitique

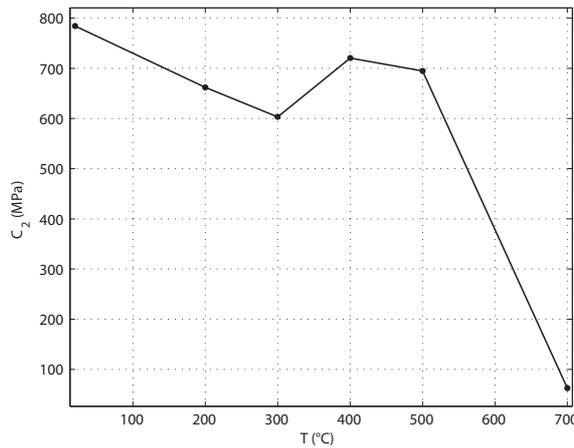
Le module d'Young obtenu en fonction de la température grâce aux essais réalisés, est présenté en figure 3.148. La phase martensitique étant peu visqueuse, le choix d'une vi-



**FIG. 3.129:** Paramètre  $C_1$  d'écroissage cinématique identifié en phase métal de base d'après l'identification double



**FIG. 3.130:** Paramètre  $\gamma_1$  d'écroissage isotrope identifié en phase métal de base d'après l'identification double



**FIG. 3.131:** Paramètre  $C_2$  d'écroissage cinématique identifié en phase métal de base d'après l'identification double

tesse de sollicitation intermédiaire de  $10^{-3}s^{-1}$  pour l'ensemble des courbes semble suffisant pour une première campagne.

La phase martensitique ayant une haute limite d'élasticité, même aux alentours de sa température d'apparition vers  $400^{\circ}C$  ( $\sigma_{mart}^y > 1000MPa$ ), cette phase reste toujours en élasticité lors du refroidissement dans le cas de l'essai DISK-SPOT. Par contre, dans le cas d'un réchauffage, on a plastification de cette phase aux plus hautes températures (les propriétés mécaniques de cette phase diminuant sensiblement vers  $600^{\circ}C$ ). Si il n'est pas utile de caractériser l'effet Bauginger (écroissage cinématique) en phase austénitique même dans le cas d'un chauffage multiple, il sera nécessaire de le caractériser pour la phase martensitique, qui pourra être elle soumise à des cycles de traction/compression si

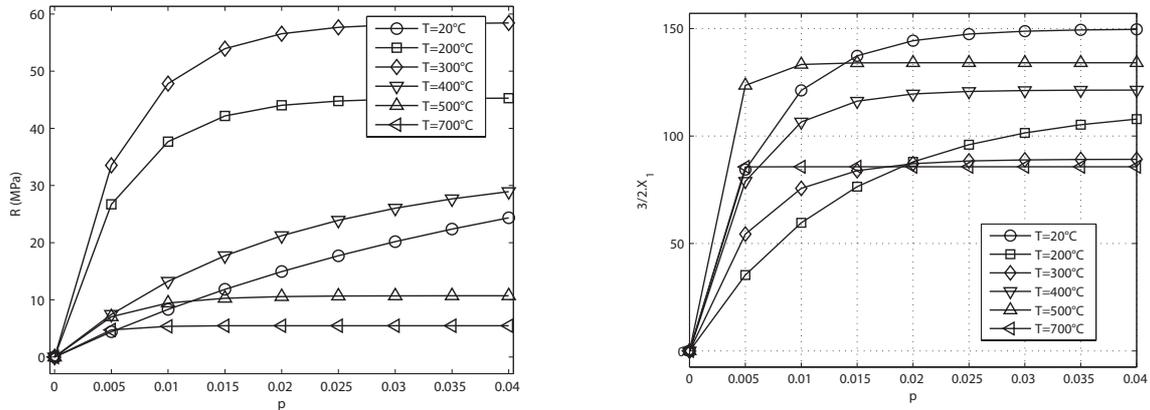


FIG. 3.132: Evolution des écrouissages  $R$  et  $X_1$  en fonction de la température en phase métal de base

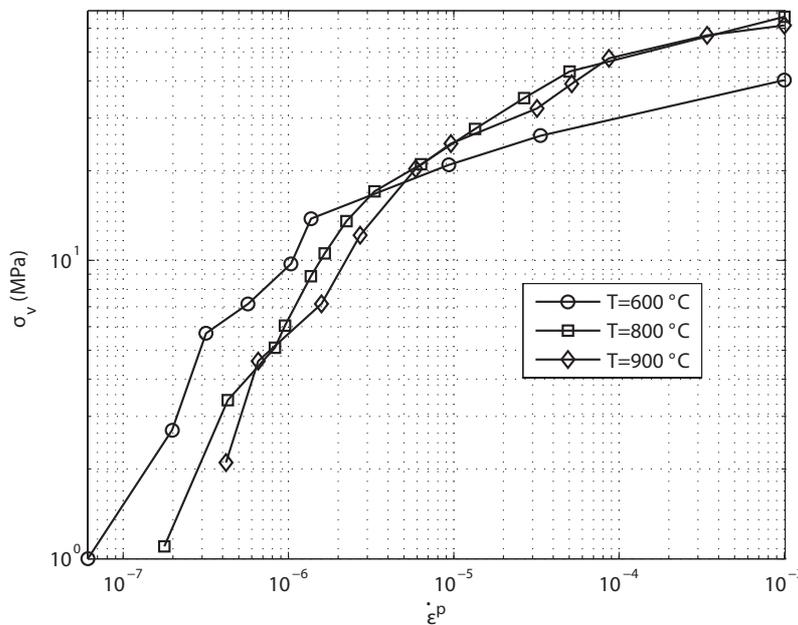


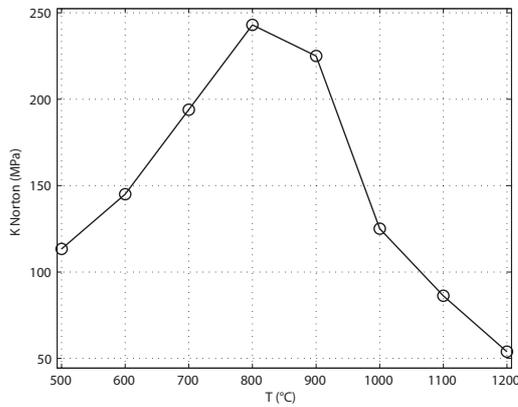
FIG. 3.133: Résultat du dépouillement des courbes de relaxation en phase austénitique

l'on a plusieurs réchauffages. Il serait également intéressant d'étudier l'influence de la taille de grain austénitique sur le comportement mécanique de cette phase, ainsi que l'effet de revenu.

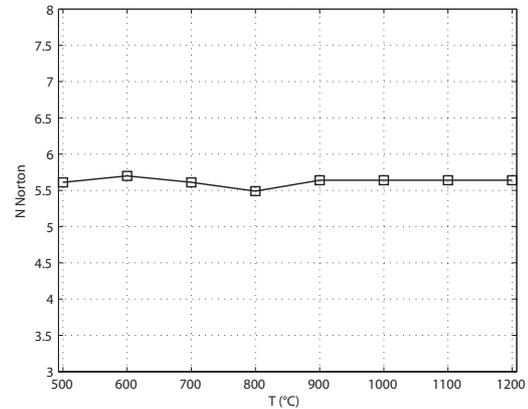
Faute de temps, nous considérerons dans un premier temps un comportement élasto-plastique sans viscosité à écrouissage isotrope seul modélisé par les courbes de traction. Cela est possible grâce à l'utilisation d'un algorithme itératif permettant de trouver les bonnes contraintes et déformations plastiques d'après la connaissance de la surface seuil

	Norton		sinh		
	K (MPa)	N	K (MPa)	N	$\dot{\epsilon}_0$
500°C	113.35	5.61	1.5161	0.4686	$5.0110^{-8}$
600°C	145	5.7	2.6	0.62	$1.210^{-7}$
700°C	194	5.61	3.9	0.7886	$3.5510^{-7}$
800°C	243	5.49	8	0.9	$1.10^{-6}$
900°C	225	5.64	11	1.1	$2.10^{-6}$
1000°C	125.03	5.64	8.27	1.27	$4.7910^{-6}$
1100°C	86.22	5.64	8.27	1.43	$1.2310^{-5}$
1200°C	53.86	5.64	5.77	1.59	$3.3110^{-5}$

**TAB. 3.19:** Paramètres de viscosité en phase austénitique



**FIG. 3.134:** Paramètre K de la loi de Norton identifié en phase austénitique



**FIG. 3.135:** Paramètre N de la loi de Norton identifié en phase austénitique

	E (MPa)	$\sigma_y$ (MPa)	$R_i$ (MPa)	b
500°C	165204.04	95,6596	286.84	12,25
600°C	143179.18	74,2749	230.05	17,7
700°C	139309.21	53,0717	158.93	30,7
800°C	92954.87	4	25.84	71,79
900°C	84633.58	0	13.1286	121,68
1000°C	12624.69	0	0	
1100°C	8497.69	0	0	
1200°C	2028.42	0	0	

**TAB. 3.20:** Module d'Young, limite d'élasticité et paramètres d'écrouissage isotrope identifiés en phase austénitique

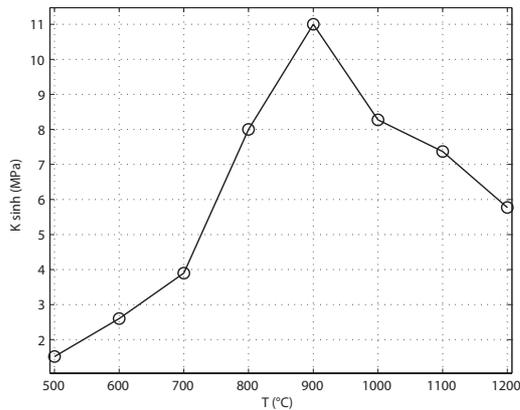


FIG. 3.136: Paramètre K de la loi de viscosité sinh identifié en phase austénitique

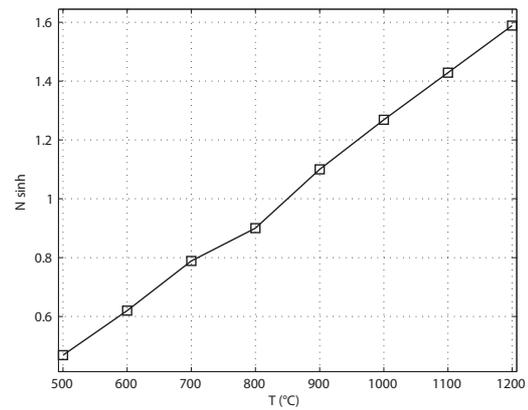


FIG. 3.137: Paramètre N de la loi de viscosité en sinh identifié en phase austénitique

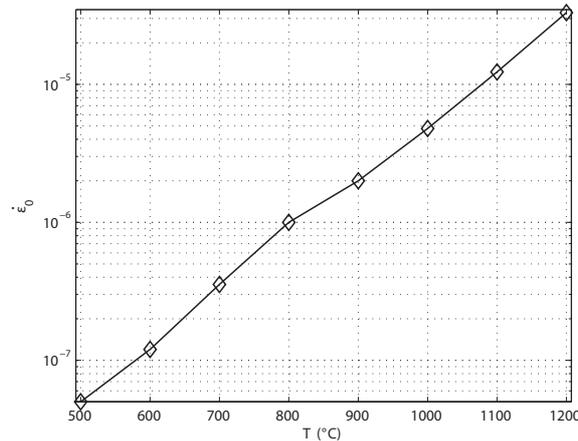


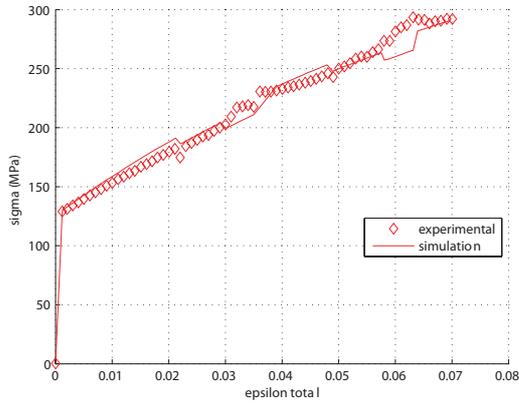
FIG. 3.138: Paramètre  $\epsilon_0$  de la loi de viscosité en sinh identifié en phase austénitique

en fonction de la déformation, donnée par la courbe de traction.

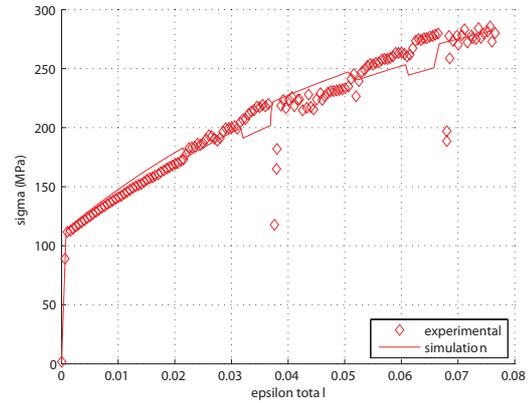
## 4 Identification du comportement de dilatation libre

L'identification pour chacune des quatre phases métallurgiques considérées du coefficient de dilatation thermique linéaire  $\alpha_i^{T_0}(T)$  consiste à dépouiller l'essai de dilatation libre déjà présenté lors de l'identification de la masse volumique en 2.2. On rappelle que l'éprouvette est maintenue à 1000°C pendant 10 minutes.

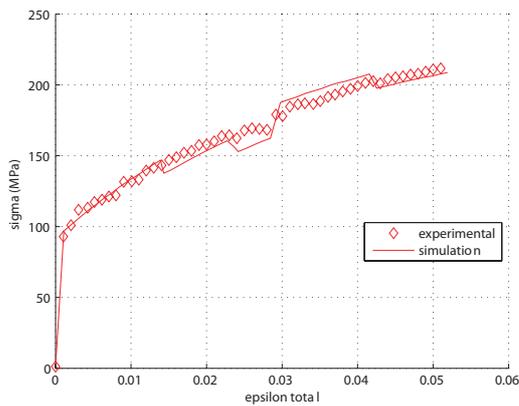
Comme pour la masse volumique, ce coefficient est considéré identique pour les phases métal de base et martensitique. Les résultats pour la phase ferritique et austénitique sont présentés figure 3.149 et 3.150, avec  $T_0=0^\circ\text{C}$ .



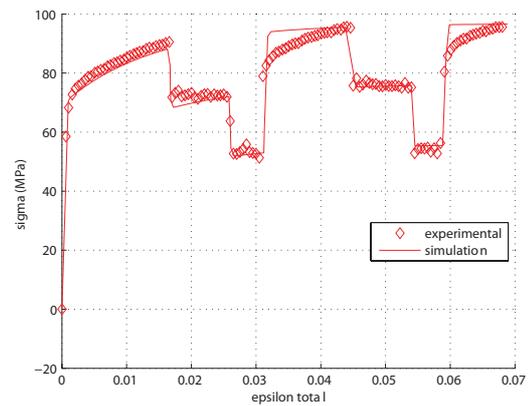
**FIG. 3.139:** Comparaison expérimental/simulation pour l'essai de viscosité à 500°C en phase austénitique



**FIG. 3.140:** Comparaison expérimental/simulation pour l'essai de viscosité à 600°C en phase austénitique



**FIG. 3.141:** Comparaison expérimental/simulation pour l'essai de viscosité à 700°C en phase austénitique



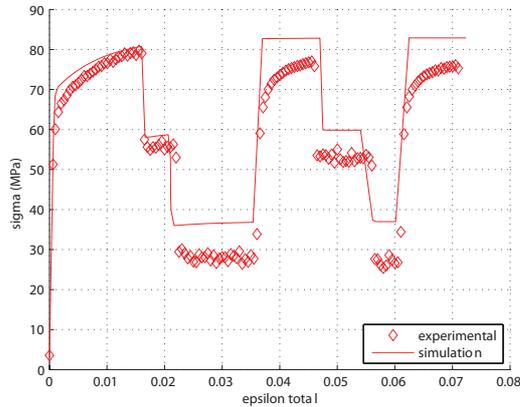
**FIG. 3.142:** Comparaison expérimental/simulation pour l'essai de viscosité à 800°C en phase austénitique

En phase ferritique, on a :

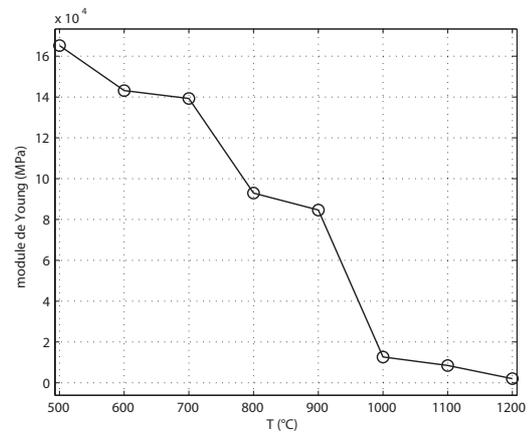
$$\alpha_{ferrite}^{T_0=0^\circ C}(T) = 1.11E^{-5}T + 2.35E^{-9}T^2 + 9.43E^{-14}T^3 \quad \text{en } ^\circ\text{C} \quad (3.103)$$

et en phase austénitique :

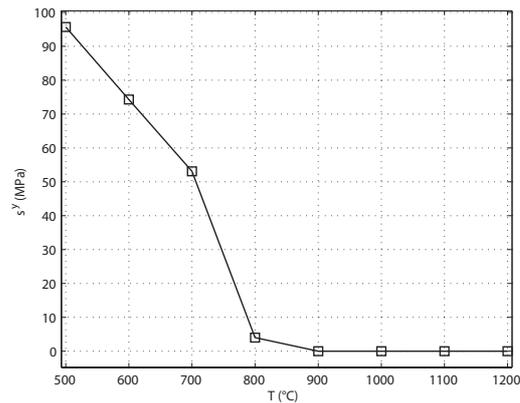
$$\alpha_{austenite}^{T_0=0^\circ C}(T) = 2.02E^{-5}T + 1.42E^{-9}T^2 \quad \text{en } ^\circ\text{C} \quad (3.104)$$



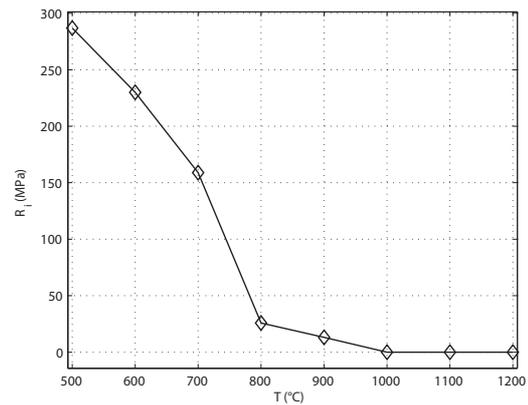
**FIG. 3.143:** Comparaison expérimental/simulation pour l'essai de viscosité à 900°C en phase austénitique



**FIG. 3.144:** Module d'Young identifié en phase austénitique



**FIG. 3.145:** Limite d'élasticité identifiée en phase austénitique



**FIG. 3.146:** Paramètre  $R_{\infty}$  d'écroutissage isotrope identifié en phase austénitique

Suite à l'essai réalisé, nous avons effectué un nouvel essai dans les mêmes conditions sur la même éprouvette. Le résultat de ce nouvel essai est donné en figure 3.151. On remarque que l'on a une légère différence de comportement en déformation thermique entre métal de base et martensite trempée, la dilatation thermique en phase martensitique trempée étant supérieure à celle en métal de base. Cette différence sera cependant négligée dans un premier temps.

Nous avons également réalisé un essai similaire aux deux précédents (deux cycles thermiques équivalents successifs) mais avec un temps de maintien à 1000°C de 1 minute au lieu de 10, afin de voir si il y a un effet du temps d'austénitisation sur les courbes de dilatation libres. On obtient des résultats (figure 3.152) quelque peu inattendus.

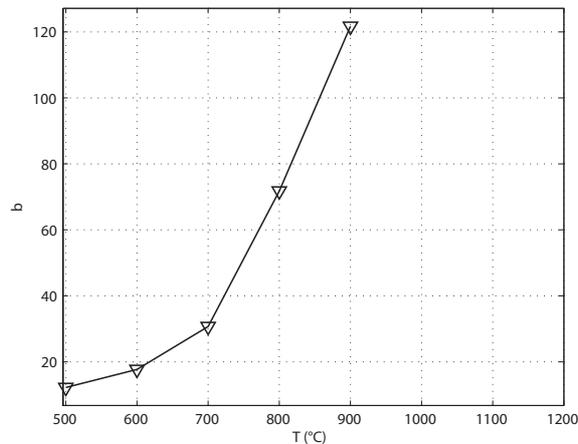


FIG. 3.147: Paramètre  $b$  d'érouissage isotrope identifié en phase austénitique

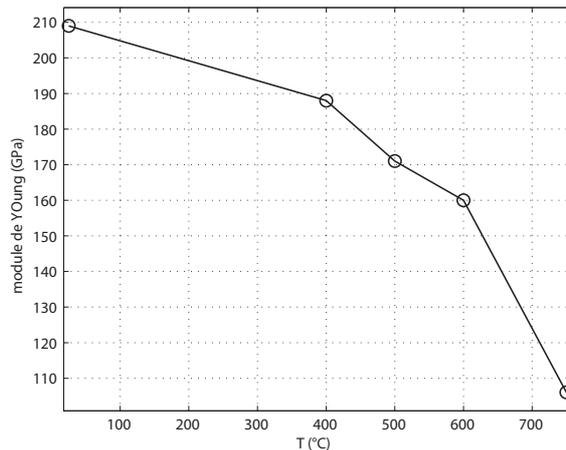
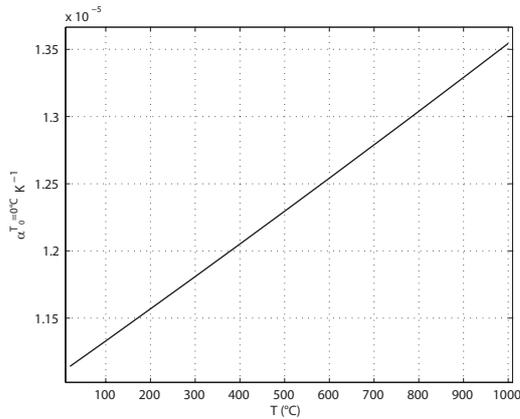


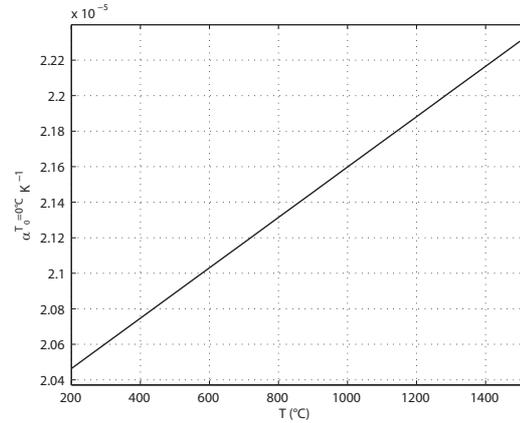
FIG. 3.148: Module d'Young en phase martensitique

Tout d'abord, cet essai confirme la différence de dilatation thermique entre phase martensitique trempée et métal de base. On a pour les deux cycles, une déformation thermique résiduelle négative, qui diminue entre les deux cycles. Cet effet ne semble pas venir d'un problème de carburation.

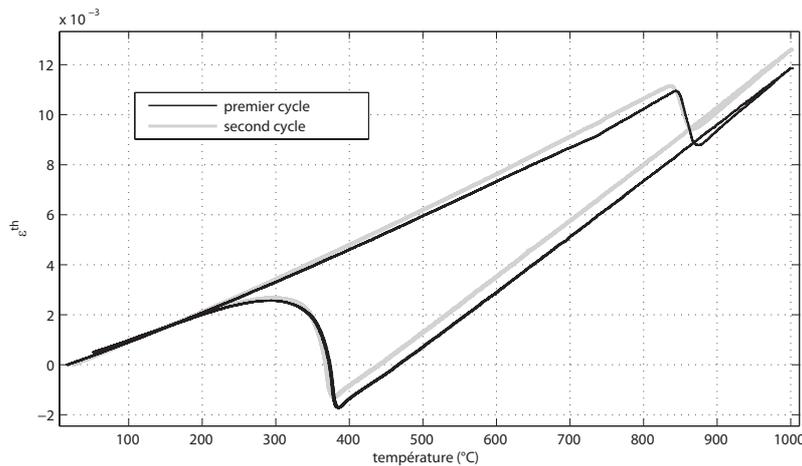
Une explication à ce phénomène a été proposée par Cavallo ([Cav98]) : cela pourrait venir de la texture isotrope transverse créée par l'érouissage lors du laminage de la tôle, la déformation résiduelle étant négative lorsque l'éprouvette est prélevée dans le sens de laminage, et positive dans le sens transverse. Un temps d'austénitisation suffisamment long pour permettre une recristallisation complète permet d'effacer cette texture, et ainsi de ne plus avoir de déformation résiduelle, comme cela est montré en figure 3.152.



**FIG. 3.149:** Coefficient de dilatation thermique linéaire en phase ferritique avec  $T_0=0^\circ\text{C}$  pour température de référence



**FIG. 3.150:** Coefficient de dilatation thermique linéaire en phase austénitique avec  $T_0=0^\circ\text{C}$  pour température de référence



**FIG. 3.151:** Comparaison du comportement en dilatation libre entre métal de base et martensite trempée, dans les mêmes conditions de chauffage

Pour ce qui est de la phase liquide, on prendra une dilatation thermique linéaire égale à  $4.7E^{-5}K^{-1}$  tirée de ([JR61] dans [Han90]). On a également une variation de compacité entre austénite et liquide ([Hum88]) non prise en compte ici faute de caractérisation.

## 5 Le phénomène de plasticité de transformation

Phénomène connu depuis le début du siècle dernier ([Sau24]), la plasticité de transformation est un phénomène dont la modélisation est toujours d'actualité (voir par exemple les

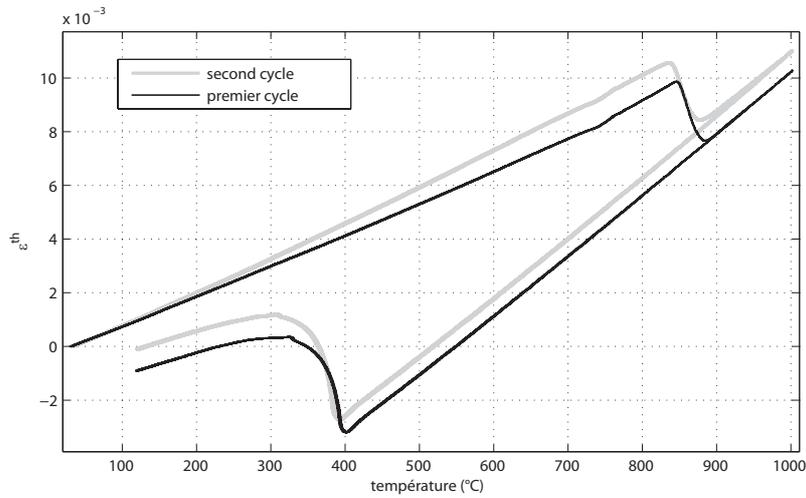


FIG. 3.152: Essai de dilatation libre à deux cycles identiques de chauffage, avec  $t_a=1$  min

études récentes [Cor01], [PGTJ04]). Lors d'une transformation de phase, l'application de sollicitations mécaniques très faibles (en dessous de la limite d'élasticité de la phase la plus molle) entraîne un écoulement plastique (voir figure 3.153).

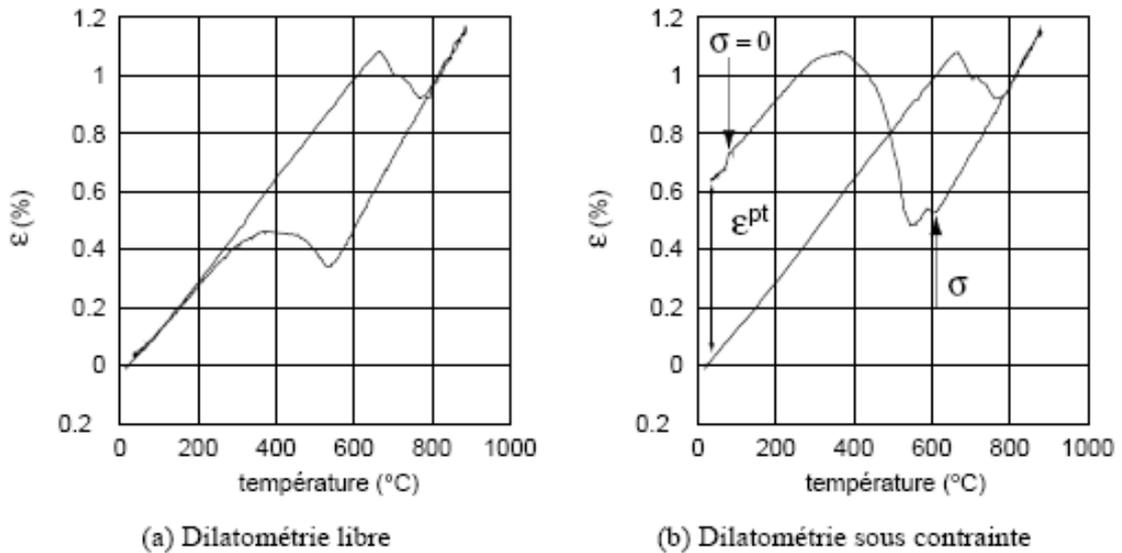


FIG. 3.153: Mise en évidence de l'écoulement plastique  $\varepsilon^{pt}$  lors d'un essai de dilatométrie sous contrainte, d'après [Cor01]

Lors d'un changement de phase, la différence de compacité entre phase mère et fille entraîne des déformations à l'échelle globale que l'on qualifie de déformations métallurgiques.

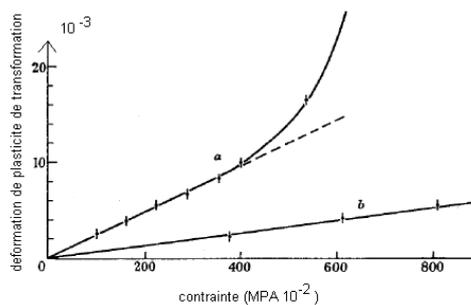
A l'échelle microscopique, les incompatibilités de déformation entre phase mère et phase fille créent des contraintes internes suffisantes pour entraîner une plastification locale de la phase fille et/ou de la phase mère. La présence d'une contrainte extérieure, même très faible, peut entraîner une déformation plastique macroscopique due à l'orientation des déformations plastiques microscopiques.

Les premiers travaux d'investigation sur ce phénomène n'ont commencé que dans les années 30 avec les travaux de Scheil et Thiele ([ST37]), Wasserman ([Was37]) et d'autres. Il a fallu attendre les années 60 et les travaux de Porter et Rosenthal ([PR59]) ou de De Jong et Rathenau ([JR61]) pour la mise en place de modèles.

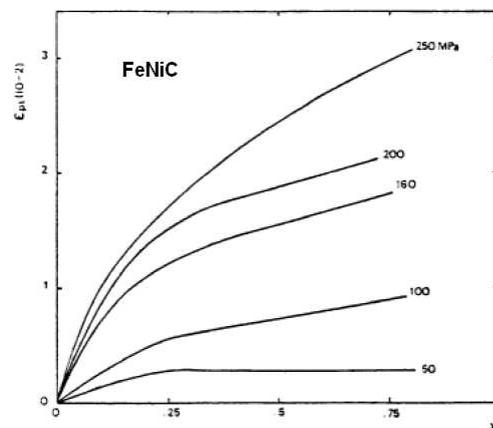
Le premier modèle proposé par Porter et Rosenthal a été mis en place grâce à des essais sur des aciers et pour des transformations de type martensitique ou perlitique. Ce modèle prévoit une déformation plastique macroscopique proportionnelle à la contrainte et dirigée dans la direction de charge.

La cinétique de l'écoulement plastique engendrée par ce mécanisme dans les aciers dépend de nombreux paramètres :

- *le matériau et la transformation de phase considérée.* Le type de transformation considéré (martensitique, ferritique, bainitique, ou perlitique) ainsi que les éléments d'alliage jouent un rôle important à la fois qualitativement et quantitativement



**FIG. 3.154:** Plasticité de transformation finale en fonction de la contrainte ((a) fer (b) acier C40), d'après [GJ65]



**FIG. 3.155:** Variation de la déformation de plasticité de transformation en fonction du taux de martensite formé pour différentes contraintes de traction appliquées, d'après [GA85]

- *la contrainte appliquée.* Cela est mis en évidence sur les figures 3.154 et 3.153. On remarque la linéarité entre la contrainte et la déformation plastique finale pour les faibles contraintes, avec la possibilité d'une rupture de cette linéarité et une augmentation ex-

- l'avancement du changement de phase. La vitesses d'écoulement plastique dépend bien sûr de la contrainte, mais également de la proportion de phase (voir les travaux de Gauthier [GA85]). Cette influence se traduit par une relation entre la vitesse de déformation de plasticité de transformation et le taux d'avancement de la transformation. La vitesse de déformation diminue généralement avec l'avancement de la réaction de changement de phase. Cela est souvent le cas pour la transformation martensitique mais cela n'est pas toujours le cas. Sur certains matériaux (comme par exemple l'acier XC80 [GA85]), on peut avoir une linéarité entre avancement de la réaction et déformation de plasticité de transformation, traduisant le fait que l'on n'a aucune influence entre vitesse de déformation de plasticité de transformation et taux d'avancement.
- le type de contrainte appliquée. Suivant le type de sollicitation que l'on impose lors de la sollicitation, la réponse en déformation plastique de transformation peut être différente pour une même contrainte équivalente (voir figure 3.156). La difficulté de la modélisation de la plasticité de transformation réside justement dans la prise en compte des effets tridimensionnels.

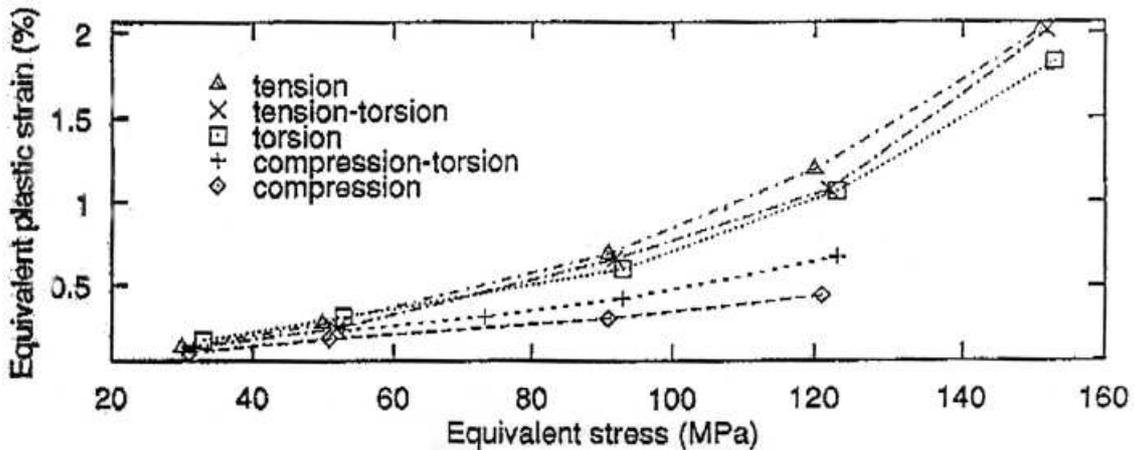
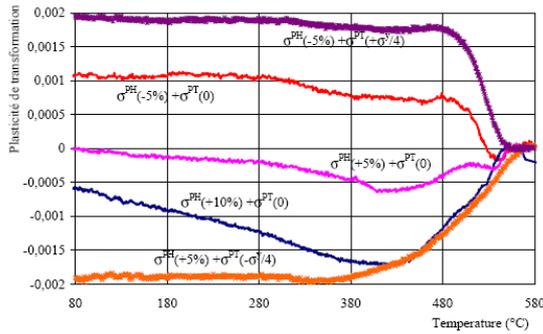
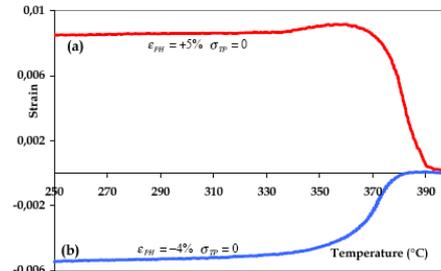


FIG. 3.156: Déformation plastique de transformation équivalente en fonction de la contrainte équivalente pour différents types de sollicitation, d'après [VCP96]

- l'écrouissage de la phase mère. Cette constatation fait suite aux travaux menés à l'INSA de Lyon par Grostabussiat ([PG00]) sur l'influence d'un écrouissage préalable de la phase austénitique sur la plasticité de transformation lors d'une trempe bainitique ou martensitique (voir Fig. 3.157). L'écrouissage préalable de l'austénite entraîne une déformation de plasticité de transformation supplémentaire, de signe opposé à la déformation plastique préalable pour la transformation bainitique, et de même signe pour la transformation martensitique.



TRANSFORMATION BAINITIQUE



TRANSFORMATION MARTENSITIQUE

PH: déformation plastique de l'austénite  
 PT: contrainte appliquée pendant la transformation

FIG. 3.157: Déformation plastique de transformation en fonction de la température pour différents niveaux d'érouissage de l'austénite, d'après [PG00]

### 5.1 Les différents mécanismes de plasticité de transformation

**Le mécanisme de Magee ([Mag66])** Lors de la transformation martensitique, la martensite se forme sous forme de plaquettes dans la matrice austénitique. La direction des plaquettes de martensite est aléatoire. Les compacités des deux phases étant différentes, un état de contrainte local de cisaillement se développe au niveau dans le sens longitudinal des plaquettes de martensite.

Si l'on a absence d'effort global sur la structure, un état de contraintes résiduelles se crée. La direction des plaquettes de martensite restant complètement aléatoire, le changement de volume est homogène. Dans le cas où l'on a une contrainte appliquée à l'échelle globale, une orientation irréversible des plaquettes de martensite se met en place dans une direction privilégiée. Ces réorientations microscopiques engendrent une déformation macroscopique irréversible à l'échelle globale ainsi qu'une relaxation locale des contraintes locales de cisaillement.

**Le mécanisme de Greenwood et Johnson ([GJ65])** Lors des transformations de phase par germination aux joints de grains, la différence de compacité engendre à l'échelle microscopique des contraintes résiduelles essentiellement hydrostatiques. La structure sphérique du tenseur des contraintes entraîne alors à l'échelle macroscopique une contraction ou une dilatation homogène.

Par contre, lorsque l'on a une contrainte extérieure appliquée durant le changement de phase, le tenseur des contraintes microscopiques perd sa structure sphérique et s'oriente dans la direction de chargement.

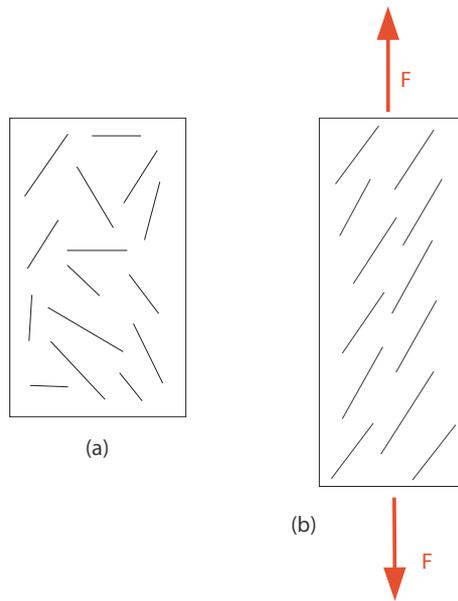


FIG. 3.158: Le mécanisme de Magee (a) : pas de contrainte (b) : contrainte globale appliquée

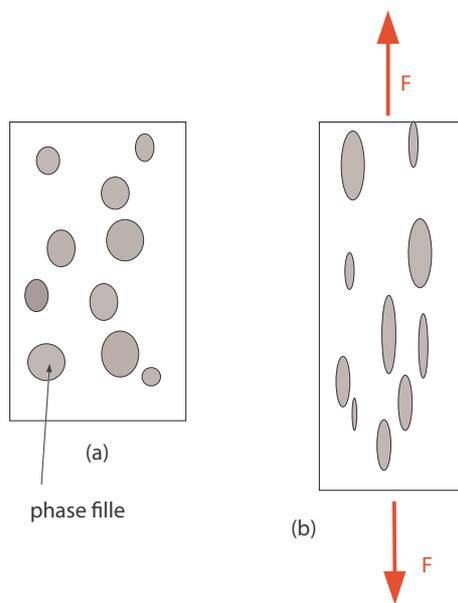


FIG. 3.159: Le mécanisme de Greenwood et Johnson (a) : pas de contrainte (b) : contrainte globale appliquée

## 5.2 La modélisation

On dénombre un grand nombre de modèles pour modéliser la plasticité de transformation. Des biographies détaillées de ces modélisations sont disponibles dans [Den87] ou [PG00]. Nous ne discuterons ici que les principaux modèles.

Le premier modèle proposé par Greenwood et Johnson, initialement prévu pour caractériser le mécanisme du même nom, prévoit une plasticité de transformation proportionnelle à la contrainte  $\sigma$  et à la variation de volume, pour un chargement unidimensionnel :

$$\varepsilon^{pt} = \frac{5}{6} \frac{\Delta V}{V} \frac{\sigma}{\sigma_y^{\min}} \quad (3.105)$$

avec  $\frac{\Delta V}{V}$  la variation relative de volume due à la transformation de phase et  $\sigma_y^{\min}$  la limite élastique de la phase la moins résistante. Ce modèle se base sur la théorie macroscopique de la plasticité en partant d'une inclusion dans une matrice.

Abrassart ([Abr72]) exprime la plasticité de transformation en fonction de l'avancée de la réaction  $z$  :

$$\varepsilon^{pt} = \frac{1}{4} \frac{\Delta V}{V} (3z - 2z^{3/2}) \frac{\sigma}{\sigma_y^{mere}} \quad (3.106)$$

avec  $\sigma_y^{mere}$  la limite d'élasticité de la phase mère. Comme pour le modèle précédent, la déformation plastique est dirigée dans la même direction que la contrainte imposée.

Leblond, Giusti ([Giu81]) et Desalos ([DBL81]), proposent pour le cas d'une sollicitation tridimensionnelle, la forme suivante :

$$\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^{pt} = \frac{3}{2} K 2(1-z) \underline{\underline{\dot{S}}} \quad (3.107)$$

avec  $\underline{\underline{S}}$  le déviateur des contraintes et  $K$  un paramètre matériau à identifier. D'autres modèles plus évolués comme celui de Leblond ([LDD89] [Leb89]) et ses extensions par ([TS03], [TP06], [BQT07]), se basent sur des modèles micromécaniques. Fischer, également d'après des considérations micromécaniques, propose des modèles de plasticité de transformation où l'on considère que la résultante dépend à la fois des mécanisme de Magee et de Greenwood et Johnson ([Fis90], [FOTN98]). D'après des essais "dip-test" (essai de plasticité de transformation avec annulation ou diminution de la contrainte en cours de transformation), Fischer *et al.* ([FRW<sup>+</sup>00]) arrivent à la conclusion que la plasticité de transformation est proportionnelle non pas au déviateur des contraintes  $\underline{\underline{S}}$ , mais à  $\underline{\underline{S}} - \underline{\underline{X}}$ .

L'ensemble de ces modèles, peuvent se formaliser sous la forme (voir 3.54) :

$$\underline{\dot{\varepsilon}}^{pt} = K f(\underline{\sigma}) g'(z) \dot{z} \quad (3.108)$$

Le modèle de Hamata [Ham92]) s'exprime quant à lui :

$$\underline{\dot{\varepsilon}}^{pt} = \frac{3}{2} \left( \frac{J_2(\underline{s} - \underline{X})}{\lambda} \right)^N \frac{\underline{s}}{J_2(\underline{s} - \underline{X})} \dot{z} \quad (3.109)$$

On a donc un pseudo-potential de dissipation associé à cette forme qui s'exprime de la sorte :

$$\Phi^{*TRIP} = \frac{\lambda}{N+1} \left( \frac{J_2(\underline{s} - \underline{X})}{\lambda} \right)^{N+1} \dot{z} \quad (3.110)$$

On remarque l'analogie avec le pseudo-potential de dissipation de viscoplasticité.

### 5.3 Essais de dilatation sous contrainte et identification

Faute de temps, dans le cadre de cette étude, nous n'avons caractérisé que la plasticité de transformation apparaissant lors de la transformation martensitique. Cependant il convient de noter que cette transformation austénite-martensite est primordiale pour une caractérisation prédictive des contraintes résiduelles, l'importance de la plasticité de transformation lors du changement de phase austénitique étant négligeable, étant donné qu'à ces températures a priori le matériau est presque purement visqueux.

Ces essais ont consisté à obtenir des courbes de dilatométrie sous contrainte, avec différents niveaux de chargement en traction et en compression. Ces essais ont été réalisés sur le même montage et la même éprouvette que précédemment. La charge est appliquée au refroidissement juste avant le changement de phase à la température  $M_s$ . Le chargement thermique et mécanique est présenté figure 3.160.

Un certain nombre d'essais ont été réalisés, en traction (voir Fig. 3.162) et en compression (voir Fig. 3.163), dont certains ont été doublés voire triplés (pour les charges inférieures ou égales à 50MPa) pour vérifier la reproductibilité. L'ensemble des résultats de ces essais est donné en figure 3.164.

Les deux modèles que nous avons identifié sont le modèle de Hamata et celui de Desalos. Pour une contrainte appliquée  $\sigma_{11}$ , la déformation finale de plasticité de transformation  $\varepsilon_f^{pt}$  s'exprime pour le modèle de Desalos :

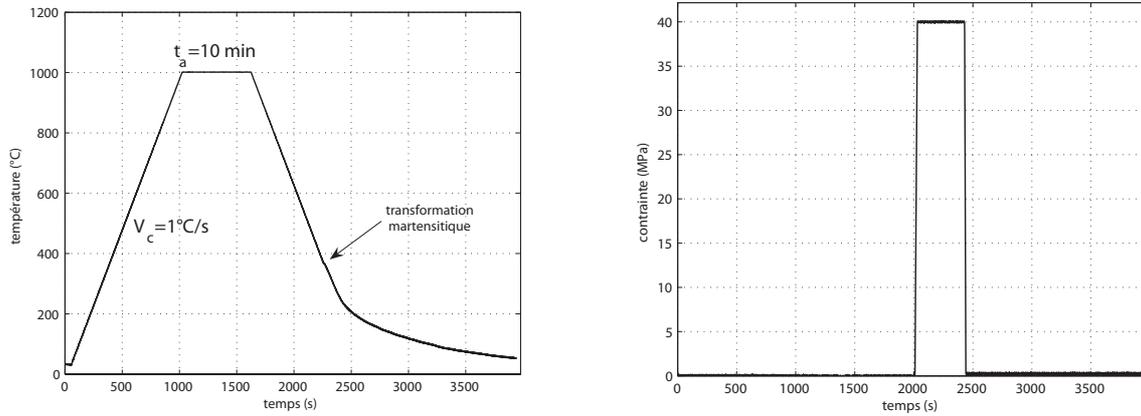


FIG. 3.160: Chargement thermique et mécanique lors d'un essai de dilatation sous contrainte à 40MPa

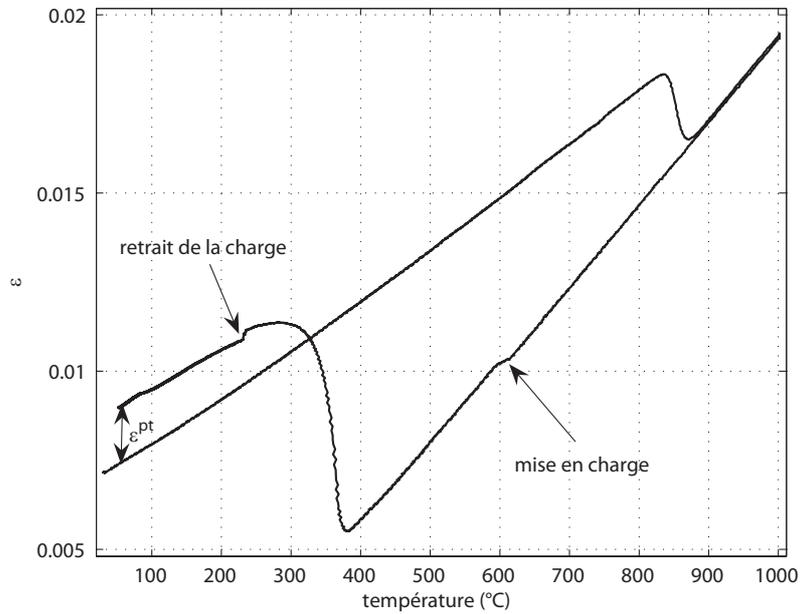


FIG. 3.161: Résultat de l'essai de dilatation sous contrainte à 40MPa

$$\epsilon_f^{pt} = \int_0^1 K2(1-z)\sigma_{11}dz = 2K\sigma_{11} \left[ z - \frac{z^2}{2} \right]_0^1 = K\sigma_{11} \tag{3.111}$$

et pour le modèle de Hamata, en supposant aucun écrouissage préalable :

$$\epsilon_f^{pt} = \left( \frac{\sigma_{11}}{\lambda} \right)^N \tag{3.112}$$

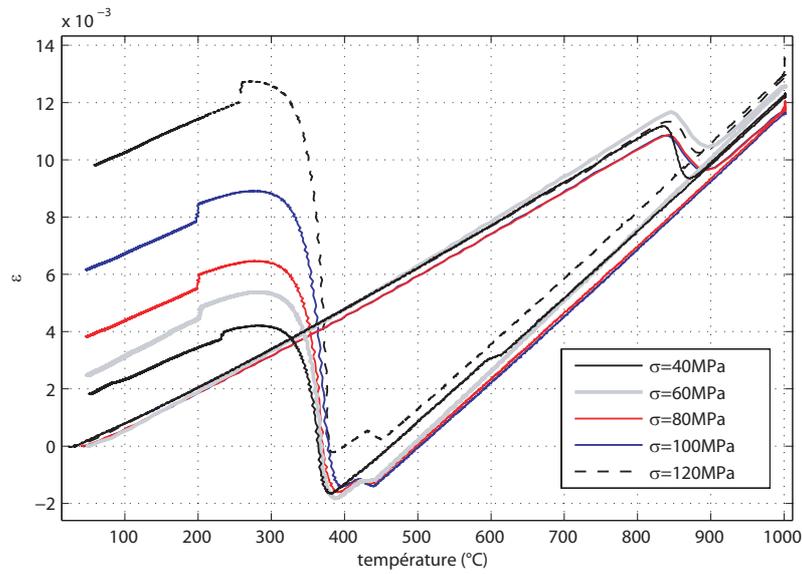


FIG. 3.162: Exemples d'essais de dilatation sous contrainte de traction

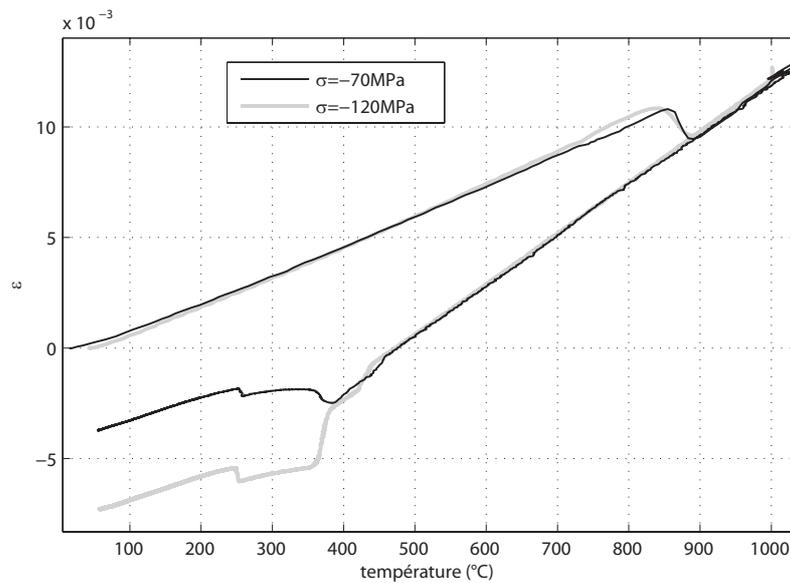


FIG. 3.163: Exemples d'essais de dilatation sous contrainte de compression

Si  $\lambda$  est égal à 1 dans le modèle de Hamata, on a un modèle linéaire en fonction de  $\sigma$ , mais contrairement à celui de Desalos, linéaire en fonction de la proportion de phase  $z$ . On a donc ainsi  $K = \frac{1}{\lambda}$ . Les résultats de l'identification des deux modèles sont donnés dans le tableau 3.21.

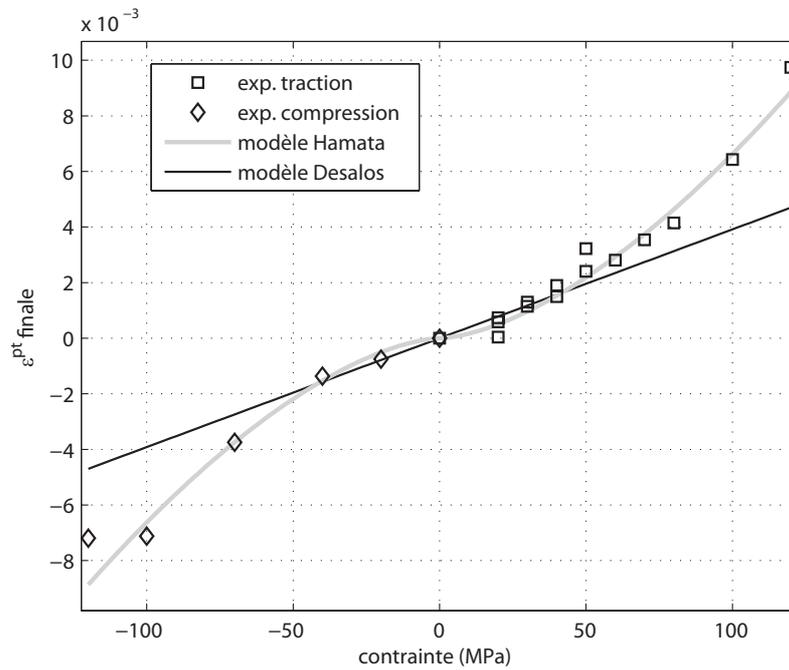


FIG. 3.164: Résultats des essais de dilatation sous contrainte, avec le résultat de l'identification

Desalos	Hamata		Hamata linéaire
K	$\lambda$	N	$\lambda$
$3.9210^{-5}$	$2300 \text{ MPa}^{-1}$	1.6	$2.55E^4$

TAB. 3.21: Paramètres de plasticité de transformation identifiés

La non linéarité qui apparaît pour les grandes contraintes et que l'on observe également sur les figures 3.156 et 3.154 est classique. Dans notre cas, cette non-linéarité apparaît pour une contrainte supérieure à 40-50MPa, ce qui correspond à une valeur -également classique- un peu inférieure à  $\frac{\sigma_{austenite}^y}{2}$ . Le modèle de Desalos est identifié sur la partie linéaire. On remarque une belle antisymétrie de la courbe  $\epsilon^{pt} = f(\sigma)$  bien représentée par le modèle de Hamata.



# Chapitre 4

## Modèles numériques

*Ce chapitre est dédié à l'implantation numérique des modèles thermo-métallurgique et thermo-mécanique développés dans les chapitres 2 et 3, ainsi qu'à leur première validation.*

*L'implantation numérique dans le code de calcul par éléments finis Cas3M - "en dur" et sous la forme d'une routine utilisateur utilisable dans un autre code- est décrite en détail.*

*Les résultats des comparaisons entre simulations numériques et résultats expérimentaux obtenus lors d'essais thermo-mécaniques de type Satoh et des essais de soudage simples développés au chapitre 1 sont discutés en détail.*

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Implantation des modèles monophasiques et multiphasiques dans Cast3M233</b>	
1.1	Modèle monophasique . . . . .	233
1.2	Modèle multiphasique . . . . .	234
1.3	Implantation numérique du modèle élasto-viscoplastique en sinus hyperbolique . . . . .	240
1.4	Tests sur un essai de dilatation libre . . . . .	243
1.5	Tests sur les essais de dilatation sous contrainte . . . . .	244
<b>2</b>	<b>Essai simple de soudage 1D : Essai Satoh . . . . .</b>	<b>245</b>
2.1	Présentation de l'essai . . . . .	245
2.2	Essais réalisés . . . . .	246
2.3	Comparaisons entre simulations et essais . . . . .	248
<b>3</b>	<b>Essai simple de soudage 2D axisymétrique : essai DISK-SPOT . . . . .</b>	<b>251</b>
3.1	Thermique . . . . .	251
3.2	Métallurgie . . . . .	254
3.3	Déplacements . . . . .	255
3.4	Contraintes résiduelles . . . . .	259

<b>4</b>	<b>Essai simple de soudage 3D multipasse : Essai DISK-CYCLE . . . . .</b>	<b>264</b>
4.1	Thermique . . . . .	265
4.2	Métallurgie . . . . .	265

---

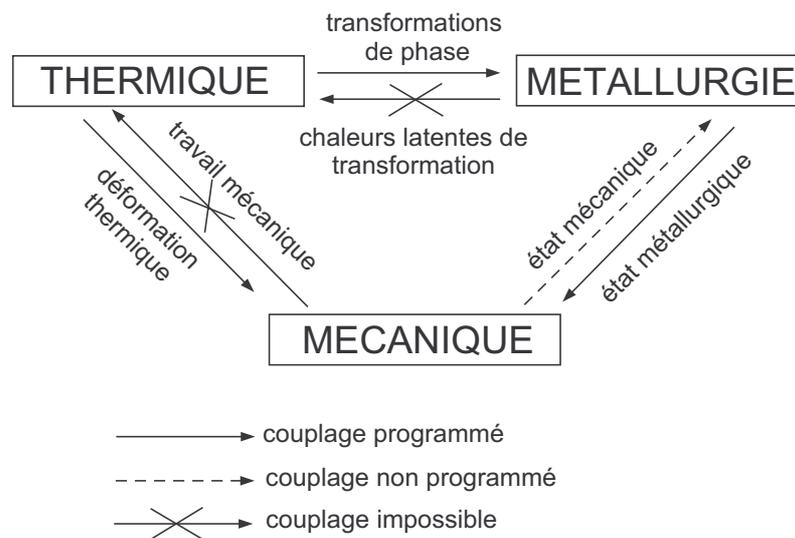
# 1 Implantation des modèles monophasiques et multiphasiques dans Cast3M

Au cours de ce travail, nous avons développé deux modèles différents pour simuler les problèmes thermo-métallo-mécaniques, notamment de soudage.

## 1.1 Modèle monophasique

Le modèle monophasique a été implanté dans un format aujourd'hui standard pour des lois de comportement qu'est la routine utilisateur UMAT (Abaqus©). L'intérêt de cette approche est l'adaptivité du format entrées/sorties vers d'autres logiciels EF. Un autre avantage est de ne pas avoir à toucher au noyau du logiciel. L'inconvénient principal est que l'on ne peut pas réaliser certains couplages avec la résolution du problème thermique. Le langage utilisé pour la programmation de cette routine est le Fortran.

Le graphe des couplages pour ce modèle (d'après [ISKM85]) et leur prise en compte ou non par cette approche est présenté en figure 4.1.



**FIG. 4.1:** Graphe des couplages et de leur (non-) prise en compte par le modèle monophasique

L'effet de l'état mécanique sur la métallurgie représente l'effet que peut avoir la contrainte sur les transformations de phases. L'effet de l'état métallurgique sur la mécanique inclut par exemple la plasticité de transformation ou encore l'effet de transmission d'écrouissage de la phase mère à la phase fille.

Dans le cas de l'utilisation de cette routine UMAT avec Cast3M, toutes les entrées/sorties ne sont pas activées. Les équations mécaniques sont résolues de façon explicite avec un schéma d'intégration de Runge-Kutta, identique à celui présenté au paragraphe 1.3. Un diagramme fonctionnel de la routine UMAT est présenté figure 4.2.

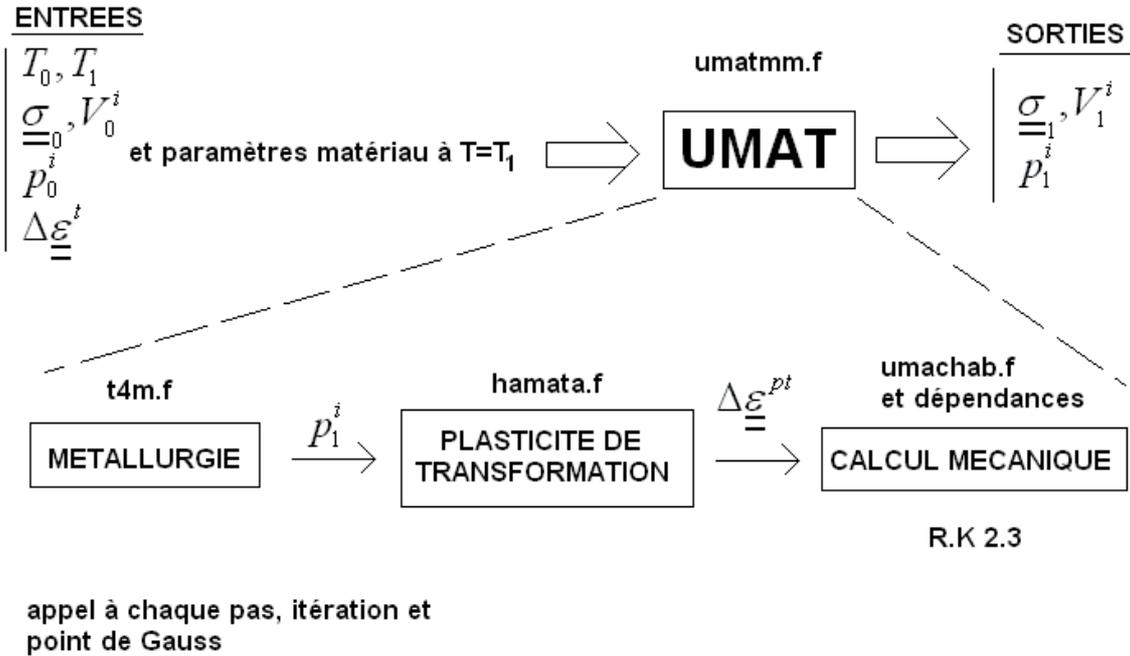


FIG. 4.2: Diagramme fonctionnel de la routine UMAT décrivant le modèle monophasique

## 1.2 Modèle multiphasique

Le modèle multiphasique a quand à lui été intégré “en dur” dans le code Cast3M. Les avantages de cette approche sont multiples. Tout d’abord, le modèle multiphasique peut être utilisé avec les modèles métallurgique et mécanique de notre choix, via les bibliothèques de lois de comportement, que nous avons enrichies de nouveaux modèles en mécanique (voir Chap. 1.3) et métallurgie (voir Chap. 5). L’autre avantage est une plus grande flexibilité pour ajouter de nouveaux couplages fort ou faibles, voire utiliser d’autres approches d’homogénéisation de phases.

De façon générale, Cast3M traite les problèmes thermomécaniques en séquentiel itératif (voir 4.3), résolvant successivement le problème thermique puis mécanique. Le graphe des interactions pour ce modèle est donné en figure 4.4. Les modifications et rajouts que nécessite l’implantation du modèle multiphasique sont développés ci-après.

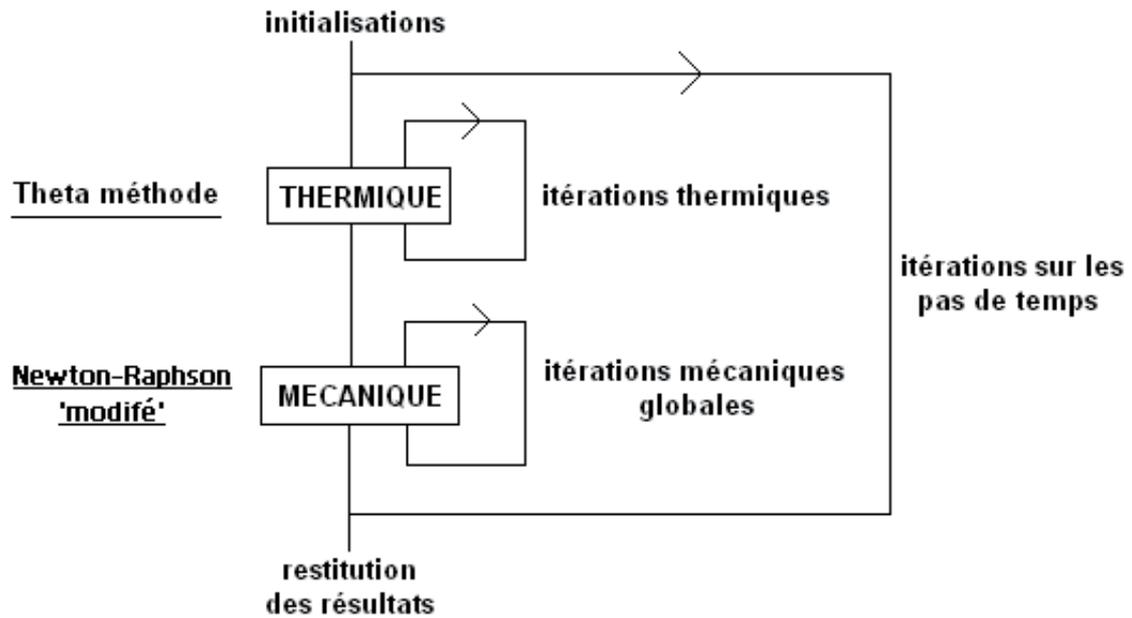


FIG. 4.3: Résolution séquentielle itérative du problème classique thermomécanique dans Cast3M

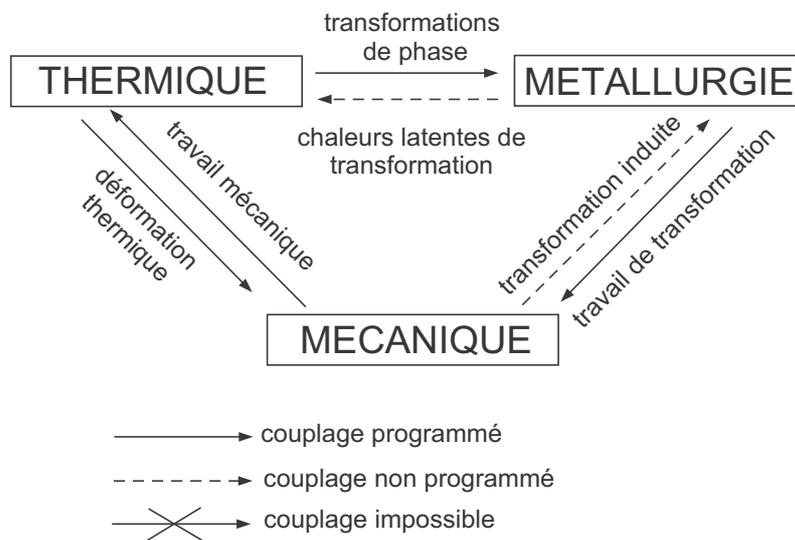


FIG. 4.4: Graphe des couplages et de leur (non-) prise en compte par le modèle multiphasique

### 1.2.1 Métallurgie

La première partie concerne la résolution du problème métallurgique. Si dans la table des entrées *PASAPAS* (procédure Cast3M permettant de réaliser des calculs thermo-mécaniques

non-linéaires), un modèle de métallurgie est présent dans l'entrée regroupant les modèles, un calcul de métallurgie est réalisé entre le calcul thermique et mécanique. Il est également nécessaire de préciser dans la table des caractéristiques matériau de *PASAPAS* les paramètres matériau pour la métallurgie ainsi que les proportions initiales de phase.

Trois modes d'utilisation intégrant la métallurgie sont possibles :

- un calcul thermo-métallurgique seul (voir Annexe 5).
- un calcul (thermo-métallurgico)-mécanique sans calcul de la thermique ni de la métallurgie. On doit alors renseigner un chargement thermique et métallurgique (en donnant les évolutions des champs thermiques et métallurgiques en fonction du temps), issues d'un calcul thermo-métallurgique précédent, ou d'évolutions imposées.
- un calcul thermo-métallurgico-mécanique complet (voir Annexe 8).

L'implantation de la métallurgie nécessite des modifications et rajouts dans *PASAPAS*, comprenant le calcul lui-même, mais également quelques tests initiaux de cohérence.

### 1.2.2 Couplage thermo-métallurgique

Le couplage entre thermique et métallurgie est double :

- une dépendance des paramètres thermiques ( $\rho$ ,  $C_p$  et  $k$ ) aux proportions de phases en présence. On utilise un modèle en série (mélange linéaire pondéré par les proportions) pour les calculs de ces trois paramètres homogénéisés.
- la prise en compte des chaleurs latentes de transformation.

Le calcul des paramètres thermiques homogénéisés est dans un premier temps réalisé à chaque début d'itération thermique (voir figure 4.3). Les chaleurs latentes de transformation sont introduites via un chargement thermique volumique correspondant à l'évolution des phases au pas précédent. Ce couplage faible impose des pas de temps relativement petits.

Dans la mise en données, il est nécessaire de renseigner pour chacune des phases métallurgiques du modèle, l'évolution des trois paramètres thermiques, en fonction de la température ou non. Pour les chaleurs latentes, on renseigne dans une table pour chacune des phases l'énergie massique de transformation correspondant à son apparition et à sa disparition (positive pour une transformation exothermique, et négative pour une transformation endothermique).

Il a été nécessaire d'intervenir au niveau des procédures *PASAPAS* et *TRANS2*, procédure permettant de résoudre un problème de thermique transitoire non-linéaire.

### 1.2.3 Couplage métallurgico-mécanique

Le couplage entre métallurgie et mécanique a été plus difficile à mettre en place. Un grand nombre de modifications et d'ajouts ont dû être réalisés dans *PASAPAS* mais aussi dans la procédure *INCREME* qui permet de calculer l'incrément de déplacement, de contrainte, et de variables internes sur un pas par la méthode des résidus à l'aide d'une méthode itérative de Newton-Raphson avec accélération de convergence.

Les développements effectués dans le cadre de cette thèse ne traiteront que le cas des petites déformations. La perspective de l'extension du modèle multiphasique aux grandes déformations ne pose a priori aucune difficulté technique.

Rappelons que la prise en compte des conditions aux limites en déplacement Cast3M est réalisée par la méthode Lagrangienne. Cette méthode consiste à relaxer les conditions aux limites et à introduire de nouvelles variables. Supposons que nous avons  $r$  conditions aux limites et  $n$  degrés de liberté dans le système. Ces relations s'écrivent :

$$[M]_{r \times n} \underline{u} = [d]_r \quad (4.1)$$

où  $M$  est la matrice des conditions aux limites. Introduisons  $r$  multiplicateurs de Lagrange :

$$[\lambda] = \begin{bmatrix} \lambda_1 \\ \dots \\ \lambda_r \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

avec  $\lambda \geq 0$ .

**Equations d'équilibre** Partant d'un état d'équilibre  $(u_0, \lambda_0)$  tel que (voir [Gay94]) :

$$\begin{cases} {}^T B \sigma_0 = F_0 - \lambda_0 M_0 \\ \lambda (M_0 u_0 - d_0) = 0 \\ M u_0 \geq d_0 \end{cases} \quad (4.3)$$

on cherche  $(u_1, \lambda_1)$  tel qu'avec  $(F_1, f_1)$  on vérifie toujours 4.3. La solution est obtenue par une méthode itérative. L'espace des inconnues à l'itération  $j$  est noté  $(u_1^{j+1}, \lambda_1^{j+1})$ . On note :

$$\begin{aligned} u_1^{j+1} &= u_0 + \Delta u_1^{j+1} \\ u_1^{j+1} &= u_1^j + \Delta \Delta u_1^{j+1} \end{aligned} \quad (4.4)$$

La partition des déformations dans chacune des phases ( $\varepsilon_i = \varepsilon_i^e + \varepsilon_i^{vp} + \varepsilon_i^{thm} + \varepsilon_i^{pt}$ ) et la loi d'homogénéisation en contrainte permet d'écrire :

$$\begin{aligned} {}^T B \sigma_0 &= {}^T B \sum_{i=1}^4 x_{i,1} \sigma_{i,1} = {}^T B \sum_{i=1}^4 x_{i,1} (H_{1,i} \varepsilon_{i,1}^e) \\ &= {}^T B \sum_{i=1}^4 x_{i,1} \left( H_{1,i} (\varepsilon_1 - \varepsilon_{i,1}^p - \varepsilon_{i,1}^{thm} - \varepsilon_1^{pt}) \right) = {}^T B \left( \sum_{i=1}^4 x_{i,1} H_{1,i} \right) \varepsilon_1 \\ &\quad - {}^T B \sum_{i=1}^4 x_{i,1} \left( H_{1,i} (\varepsilon_{i,1}^p - \varepsilon_{i,1}^{thm} - \varepsilon_i^{pt}) \right) \end{aligned} \quad (4.5)$$

Comme  $\varepsilon = Bu$ , on peut écrire :

$$\begin{aligned} {}^T B \left( \sum_{i=1}^4 x_{i,1} H_{1,i} \right) \varepsilon &= {}^T B \left( \sum_{i=1}^4 x_{i,1} H_{1,i} \right) Bu_1 = K_1 u_1 \\ \text{avec } K_1 &= {}^T B \left( \sum_{i=1}^4 x_i H_{1,i} \right) B \end{aligned} \quad (4.6)$$

avec  $H_{1,i}$  la matrice de comportement pour la phase  $i$  à la température  $T_1$ . Si on pose :

$$\begin{aligned} K_1 &= K_0 + \Delta K_1 \\ \Rightarrow \Delta K_1 &= {}^T B \left( \sum_{i=1}^4 x_{i,1} H_{1,i} \right) B - {}^T B \left( \sum_{i=1}^4 x_{i,0} H_{0,i} \right) B \end{aligned} \quad (4.7)$$

Avec ces considérations, la première équation de 4.3 devient :

$$\begin{aligned} K_0 \Delta u_1 &= F_1 - \lambda_1 M_1 + {}^T B \sum_{i=1}^4 x_{i,1} \left( H_{1,i} (\varepsilon_{i,1}^p + \varepsilon_{i,1}^{thm} + \varepsilon_1^{pt}) \right) \\ &\quad - K_1 u_0 - \Delta K_1 \Delta u_1 \end{aligned} \quad (4.8)$$

soit sous forme incrémentale :

$$\begin{aligned}
 K_1 \Delta u_1 = & \Delta F_1 - \lambda_1 M_1 - {}^T B \sum_{i=1}^4 (x_{i,1} H_{i,1} - x_{i,0} H_{i,0}) \varepsilon_{i,0}^e \\
 & + {}^T B \sum_{i=1}^4 x_{i,1} H_{i,1} \Delta \varepsilon_{i,1}^{thm} + {}^T B \sum_{i=1}^4 x_{i,1} H_{i,1} \Delta \varepsilon_{i,1}^p + {}^T B \sum_{i=1}^4 x_{i,1} H_{i,1} \Delta \varepsilon_1^{pt}
 \end{aligned} \tag{4.9}$$

avec  $\Delta \varepsilon_i = \Delta \varepsilon_i^e + \Delta \varepsilon_i^p + \Delta \varepsilon_i^{thm} + \Delta \varepsilon_1^{pt}$  et  $F_1 = \Delta F_1 + F_0$ .

**Détermination de la formule de récurrence pour les itérations** Si l'expression 4.8 est vérifiée pour l'itération  $j + 1$ , on a :

$$\begin{aligned}
 K_0 \Delta u_1^{j+1} = & F_1 - \lambda_1^{j+1} M_1 + {}^T B \sum_{i=1}^4 x_{i,1} \left( H_{1,i} \left( \varepsilon_{i,1}^{p,j+1} + \varepsilon_{i,1}^{thm} + \varepsilon_1^{pt} \right) \right) \\
 & - K_1^j u_0 - \Delta K_1^j \Delta u_1
 \end{aligned} \tag{4.10}$$

Si l'on soustrait cette relation avec la même relation exprimée à l'itération précédente, on en déduit la relation de récurrence pour les itérations mécaniques :

$$\begin{aligned}
 K_0 \Delta \Delta u_1^{j+1} = & F_1 - \lambda_1^{j+1} M_1 - {}^T B^j \sum_{i=1}^4 x_{i,1} \left( H_{1,i} \varepsilon_{i,1}^{e,j} \right) \\
 = & F_1 - \lambda_1^{j+1} M_1 - {}^T B^j \sum_{i=1}^4 x_{i,1} \sigma_{i,1}
 \end{aligned} \tag{4.11}$$

Avec l'inégalité sur les conditions aux limites (voir 4.3), on obtient de la même façon :

$$M_1 \Delta \Delta u_1^{j+1} \geq d_1 - M_1 u_1^j \tag{4.12}$$

On peut écrire les relations 4.11 et 4.12 sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} K_0 & {}^T M_1 \\ M_1 & \Lambda \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta \Delta u_1^{j+1} \\ \lambda_1^{j+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_1 - {}^T B^j \sum_{i=1}^4 x_{i,1} \sigma_{i,1} \\ d_1 - M_1 u_1^j \end{pmatrix} \tag{4.13}$$

Sur un pas de temps, on peut illustrer l'évolution des itérations dans le cas unidimensionnel par le schéma 4.6. Le critère d'arrêt des itérations est de la forme :

$$\max \left| F_1 - \lambda_1^{j+1} M_1 - {}^T B_1^{j+1} \sigma_1^{j+1} \right| \leq \text{critère} \quad (4.14)$$

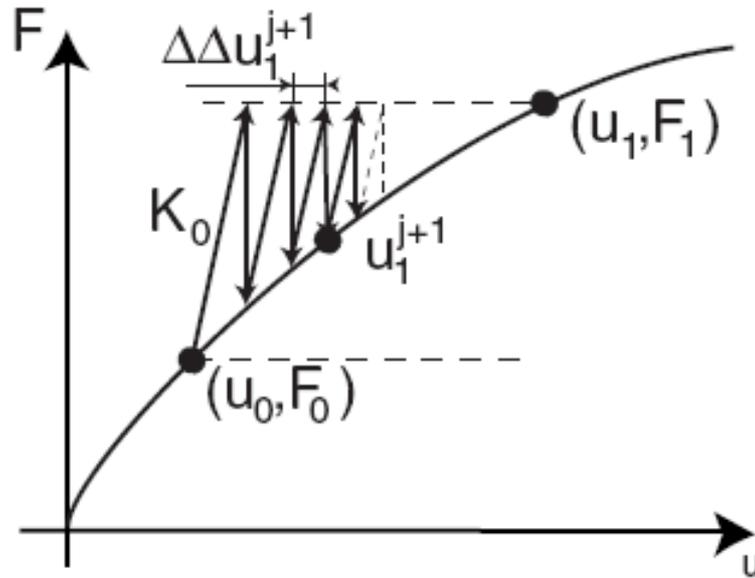


FIG. 4.5: Illustration de l'algorithme itératif, d'après [Ver05]

La vitesse de convergence est améliorée par une accélération de convergence. Cela consiste à utiliser au cours d'un pas l'expérience des itérations précédentes. Après une accélération, la convergence n'est pas testée car le champ de déplacement proposé ne vérifie pas a priori les conditions aux limites : l'algorithme boucle automatiquement.

Un résumé du traitement mécanique du modèle multiphasique dans Cast3M est donné figure 4.6.

### 1.3 Implantation numérique du modèle élasto-viscoplastique en sinus hyperbolique

Le modèle élasto-viscoplastique à viscosité en sinus hyperbolique a été implanté dans Cast3M, alimentant ainsi la bibliothèque de lois de comportement mécanique. Ce modèle a été implanté en "dur" en explicite dans le logiciel sous deux formes sous les noms :

- CHAB-SINH-R, pour le modèle à écrouissage isotrope seul.
- CHAB-SINH-R, pour le modèle à écrouissage isotrope et cinématique

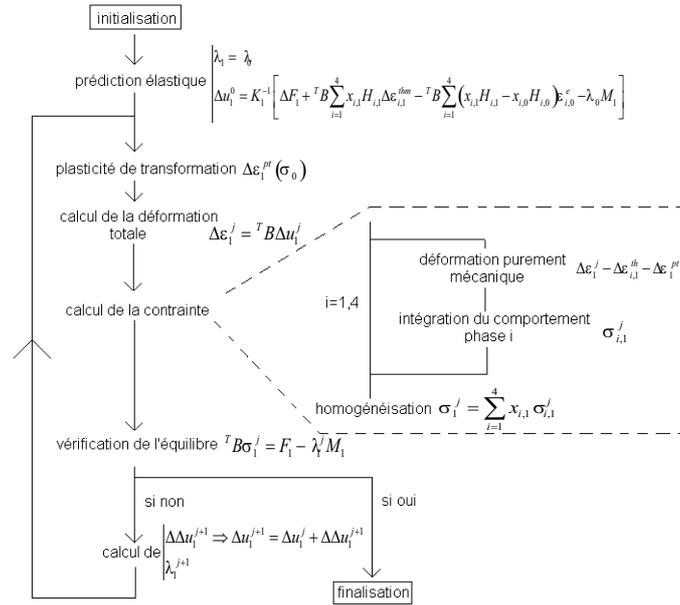


FIG. 4.6: Graphe de résolution du problème mécanique sur un pas de temps

Ces modèles sont disponibles en formulation 3D, 2D déformations planes et 2D axi-symétrique. Le langage de programmation utilisé est l'Esope (sorte de Fortran orienté objet). Ces lois de comportement ont été implantées en anisotherme, c'est à dire avec les termes correctifs fonction de la dérivée de la température (voir équations 3.68, 3.69 et 3.70). Pour ne pas à avoir à calculer les dérivées de la température et des paramètres, il est préférable de résoudre les équations écrites non plus en variables associées ( $r$ ,  $X_1$  et  $X_2$ ) mais en variables d'état ([Nou87], [LD05]) :

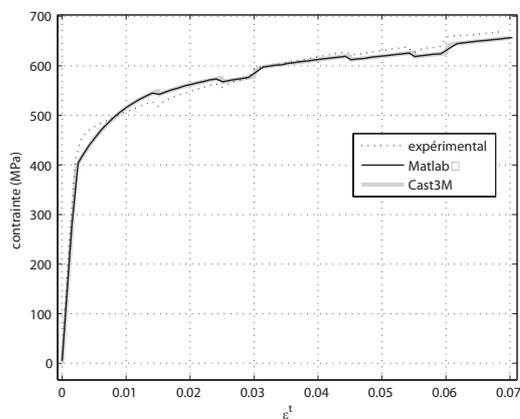
$$\begin{cases} \dot{r} = (1 - b(T)r) \dot{p} \\ \underline{\dot{\alpha}}_1 = \underline{\dot{\varepsilon}}^P - \dot{p} \gamma_1(T) \underline{\alpha}_1 \\ \underline{\dot{\alpha}}_2 = \underline{\dot{\varepsilon}}^P \end{cases} \quad (4.15)$$

Le schéma numérique d'intégration est de type Runge-Kutta d'ordre 2 à deux pas de temps, avec optimisation initiale du pas de temps et contrôle de ce pas au cours du calcul à l'ordre 3. Cet algorithme est déjà utilisé dans Cast3M pour intégrer explicitement les lois de comportement.

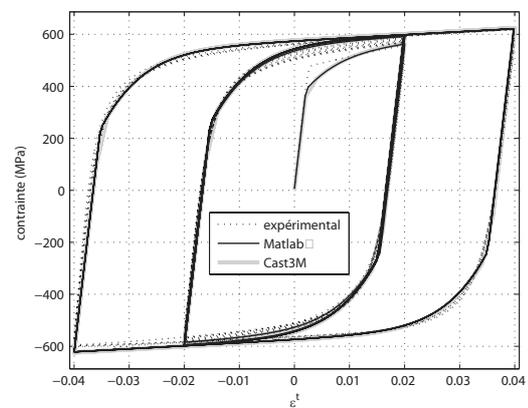
En début d'algorithme, on cherche le pas de temps interne optimal tel que l'erreur à la fin de ce pas de temps interne, correspondant au rapport de la solution calculée à l'ordre 2 à celle calculée à l'ordre 3, soit inférieure à un critère donné. Une fois le pas de temps

optimal trouvé, on boucle jusqu'au temps final du pas. Durant ces itérations internes, on continue à contrôler l'erreur, et on renouvelle l'optimisation à chaque fois que l'on dépasse le critère.

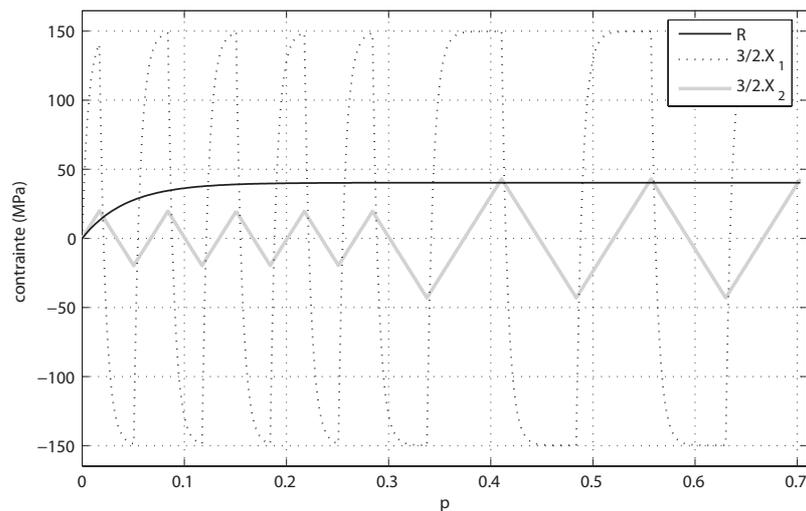
Après validation de l'implémentation sur des cas simples de traction et de cisaillement purs pour les trois formulations éléments finis (3D et 2D), nous avons simulé à l'aide de ces nouveaux modèles les essais de viscosité et les essais cycliques à 20°C, et comparé ces résultats de simulation avec les solutions que donne Matlab© avec les mêmes paramètres matériau. Pour le modèle avec écrouissages isotrope et cinématiques, ces comparaisons sont données en figures 4.7 à 4.9.



**FIG. 4.7:** Simulation avec le modèle *CHAB-SINH-X* de l'essai de viscosité à 20°C



**FIG. 4.8:** Simulation avec le modèle *CHAB-SINH-X* de l'essai cyclique à 20°C



**FIG. 4.9:** Simulation de l'évolution des écrouissages lors de l'essai cyclique

### 1.4 Tests sur un essai de dilatation libre

Le premier test réalisé consiste à simuler numériquement un essai de dilatation libre. Nous avons comparé les résultats numériques obtenus avec ceux issus de l'essai présenté lors de l'identification du comportement de dilatation libre au troisième chapitre. Nous avons repris le même chargement thermique que lors de l'essai (pour rappel, vitesse de chauffage de 1°C/s et refroidissement à l'air).

Nous avons pour cela maillé la partie utile de l'éprouvette, comme représenté en figure 4.10. Nous nous placerons en formulation axisymétrique, en utilisant des éléments quadratiques à huit noeuds à intégration réduite, afin d'éviter les modes de déformation "dits en sablier". L'éprouvette étant en situation homogène, un calcul sur un seul élément aurait bien sûr été suffisant pour tester l'implantation de la loi de comportement mais pas l'ensemble de la procédure de couplage thermo-métallurgico-mécanique.

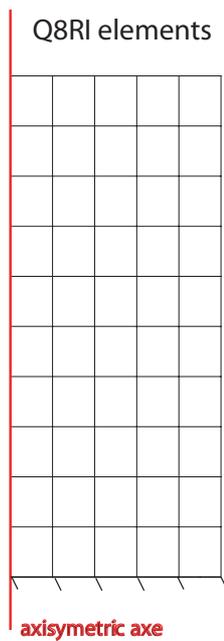


FIG. 4.10: Maillage de l'éprouvette de traction

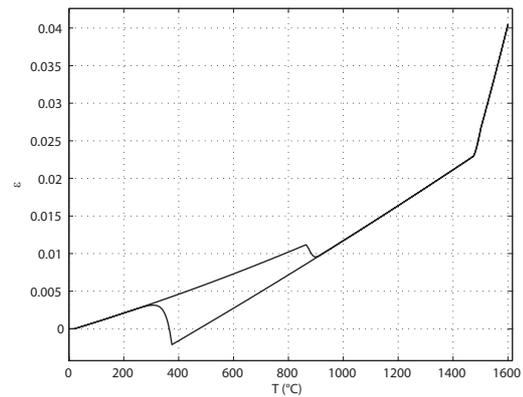
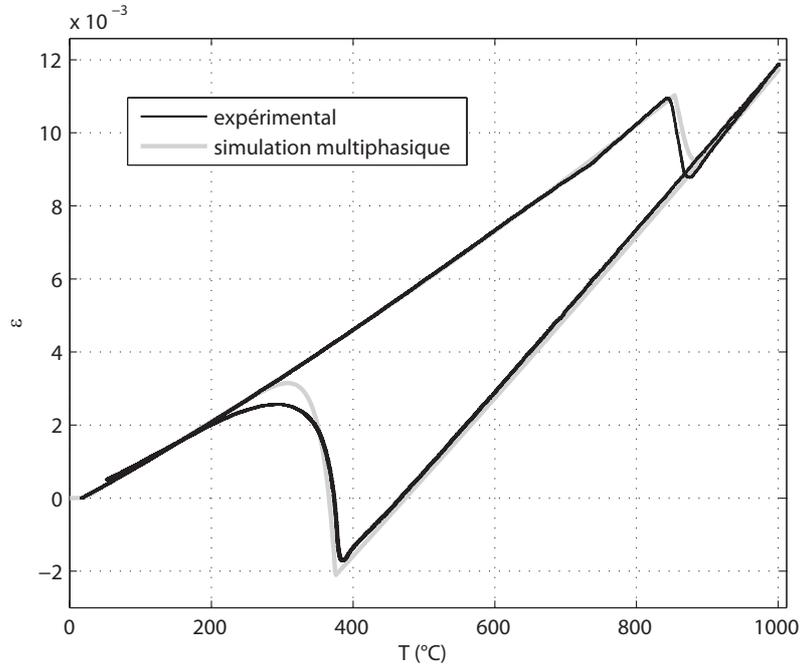


FIG. 4.11: Simulation d'un essai de dilatation libre entre 20 et 160°C, avec le modèle multiphasique et monophasique

Un essai a également été simulé jusqu'à 1600°C, pour vérifier le comportement en dilatation de la phase liquide (4.11). Nous donnons en figure 4.12 la comparaison entre la simulation avec le modèle multiphasique et le résultat expérimental. On voit que la simulation arrive à très bien reproduire le comportement en dilatation libre du matériau, hormis en fin de transformation martensitique où la simulation semble surestimer la vitesse d'apparition de cette phase. Cela s'explique par le fait que la dilatation au refroidissement en phase martensitique est plus faible qu'au chauffage, ce que nous avons négligé en

première approximation lors de l'identification.



**FIG. 4.12:** Comparaison entre simulation et expérimental pour l'essai de dilatation libre, avec le modèle multiphasique

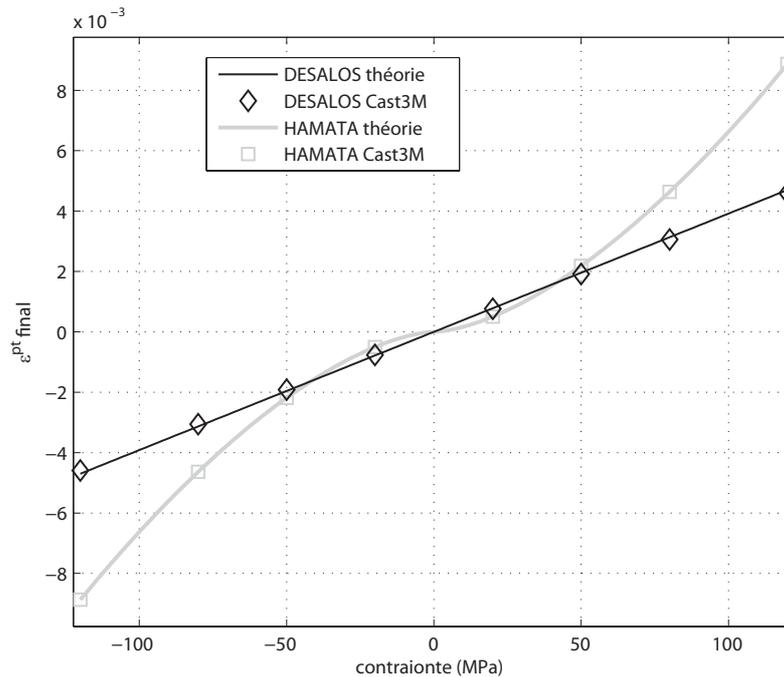
Les résultats numériques sont identiques avec le modèle monophasique.

## 1.5 Tests sur les essais de dilatation sous contrainte

Nous avons commencé par comparer les déformations résiduelles de plasticité de transformation obtenues par la simulation et les solutions théoriques calculés avec les paramètres identifiés dans le troisième chapitre. Les résultats sont présentés en figure 4.13.

Nous avons également comparé les évolutions de déformations entre une courbe expérimentale à 40MPa en traction et sa simulation (voir figure 4.14). Le problème de l'hystérésis en dilatation rend difficile l'interprétation de ces courbes, bien que la déformation résiduelle en fin de refroidissement soit bien reproduite par la simulation.

Il est également intéressant de tracer l'évolution de la plasticité de transformation en fonction de l'avancée de la transformation martensitique, et ainsi d'observer les différences d'évolutions entre les deux modèles (figure 4.15), l'un étant linéaire (Desalos) et l'autre non-linéaire (Hamata).



**FIG. 4.13:** Comparaison entre simulations et solutions analytiques pour les déformations finales de plasticité de transformation

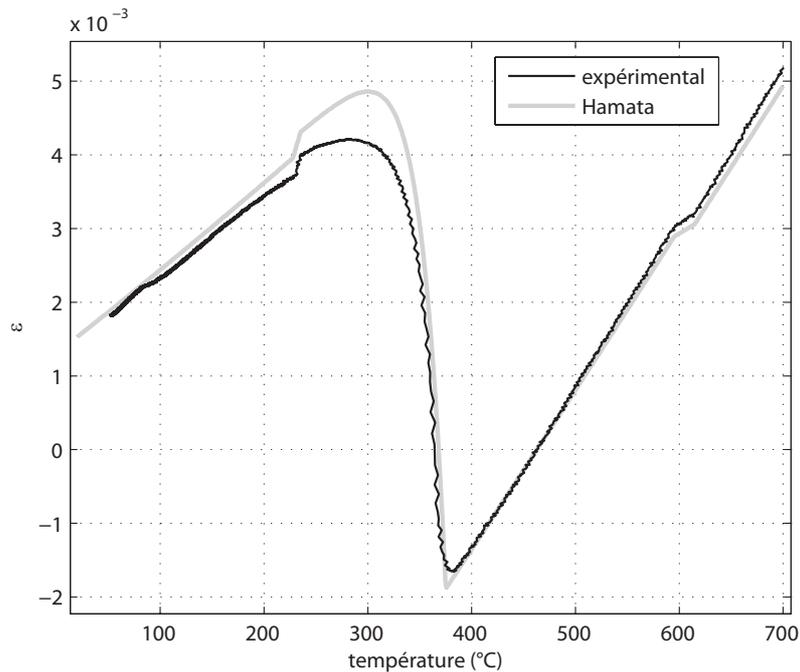
Les résultats numériques sont identiques avec ceux obtenus avec le modèle monophasique (avec une plasticité de transformation non-linéaire, seule programmée pour l'instant dans la routine UMAT).

## 2 Essai simple de soudage 1D : Essai Satoh

### 2.1 Présentation de l'essai

L'essai Satoh est un essai uniaxial simple, utilisé notamment pour des essais préliminaires dans des problématiques de soudage ([AMMF06] [Bha04] [MT04] [VBL03]). Le principe de cet essai est d'effectuer un chargement thermique sur une éprouvette bridée des deux côtés. Etant donné que le système de chauffage par induction ne permet pas d'obtenir une température homogène sur toute l'éprouvette, nous avons réalisé cet essai en asservissant la déformation (dans notre cas avec une consigne nulle) de la partie utile de l'éprouvette.

Bien que très simple, cet essai est très discriminant pour les modèles, car il met à l'épreuve à la fois le comportement thermo-mécanique, mais également le comportement thermo-métallurgique, et cela sur une gamme de température très étendue. De plus, pour une application de soudage, cet essai induit une contrainte résiduelle après refroidissement,



**FIG. 4.14:** Comparaison entre courbes expérimentale et simulée pour un essai de dilatation sous contrainte de traction à 40MPa

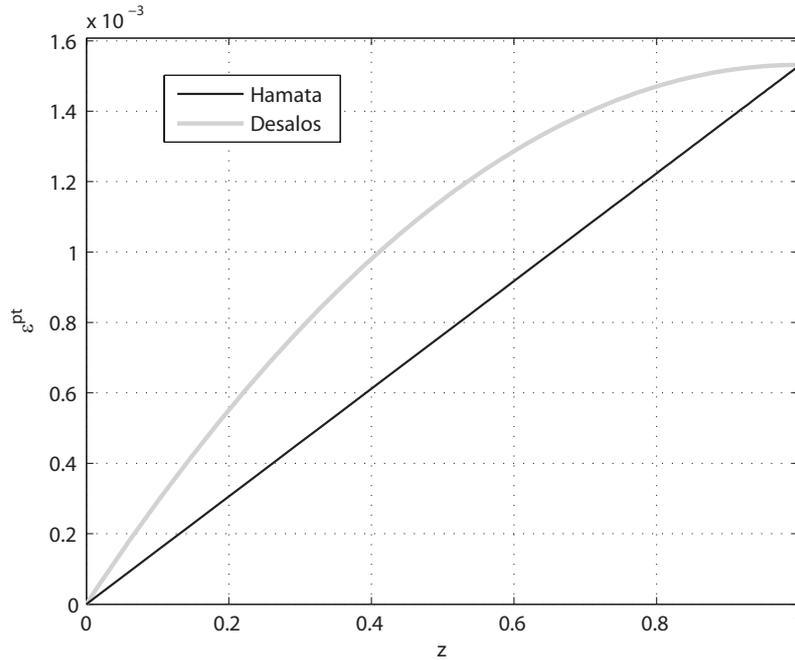
qui dans certains cas d'applications de soudage comme notamment les soudures épaisses, est assez représentatif de ce qui se passe dans la ZAT. Par exemple, dans le cas d'un essai DISK-SPOT, l'évolution de la contrainte radiale au centre du disque serait quasi-identique à celle d'un essai Satoh ([Cav98] [Wae94]).

## 2.2 Essais réalisés

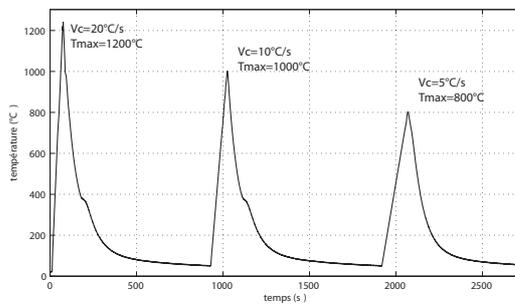
Comme cela avait été fait pour des essais similaires réalisés au LMT-Cachan par Joël Kichenin sur du 16MnD5 (voir [KC96]), également pour une thématique soudage, on a effectué plusieurs cycles consécutifs de chauffage. La réalisation de plusieurs cycles de chauffage permet de mieux appréhender les effets du soudage multipasse -la température maximale d'un cycle et la vitesse de chauffage diminuant pour chaque cycle- (voir figure 4.16). Les refroidissements sont effectués par convection à l'air.

Les résultats de l'essai sont donnés figure 4.18. Plusieurs remarques préliminaires peuvent être faites au vu de ces résultats :

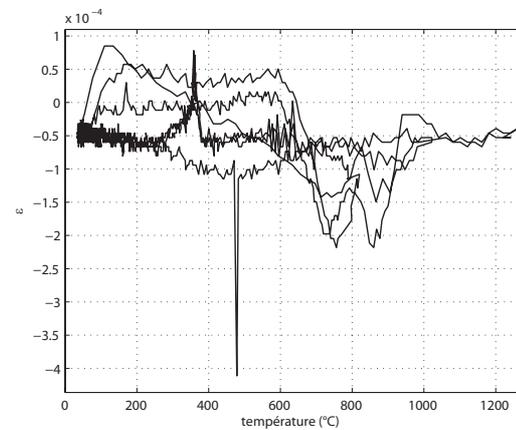
- lors du chauffage le module de Young apparent est plus important qu'au refroidissement, avec une non-linéarité en contrainte bien que l'on soit élastique jusqu'à 600°C en phase martensitique. Cela est bien visible sur le second et troisième cycle de chauffage. Cela peut être dû à un écart entre température réelle et mesurée au niveau du thermocouple induit par la vitesse de chauffage relativement importante. Vu l'enregis-



**FIG. 4.15:** Evolution de la plasticité de transformation au cours d'un essai de dilatation sous contrainte de traction à 40MPa



**FIG. 4.16:** Chargement thermique imposé lors de l'essai Satoh



**FIG. 4.17:** Déformation enregistrée au cours de l'essai Satoh pour les trois cycles

trement de la déformation au cours de l'essai (voir Fig. 4.17), cet effet n'est pas dû à l'asservissement en déformation.

- lors du troisième cycle de chauffage on atteint la limite haute d'effort. Cela est dû à la haute limite d'élasticité de la phase martensitique créée au refroidissement et non détruite au chauffage.

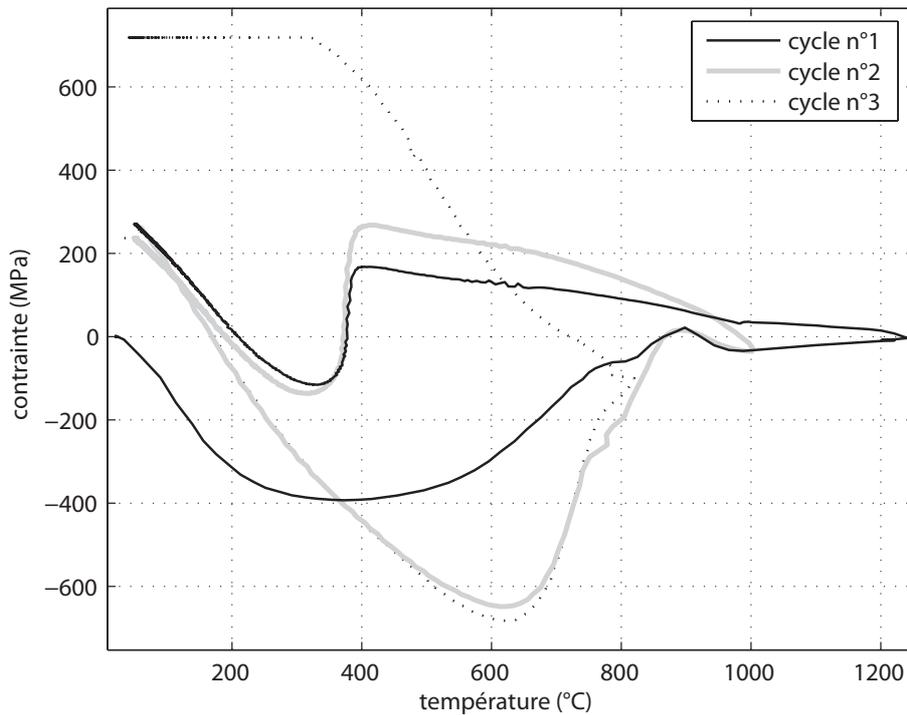


FIG. 4.18: Résultats de l'essai Satoh

Une autre remarque importante est le fait que la contrainte résiduelle après refroidissement est toujours la même (environ 270 MPa), si le matériau passe en phase austénitique (premier et second cycle). Par contre, si celui-ci reste martensitique, la contrainte résiduelle est très importante en fin de refroidissement, ce qui conduit à dire que les contraintes résiduelles les plus importantes sont créées lors du réchauffage d'une partie de la ZAT créée par des passes précédentes. Cette conclusion doit être affinée suite à l'étude du phénomène de revenu de la martensite.

### 2.3 Comparaisons entre simulations et essais

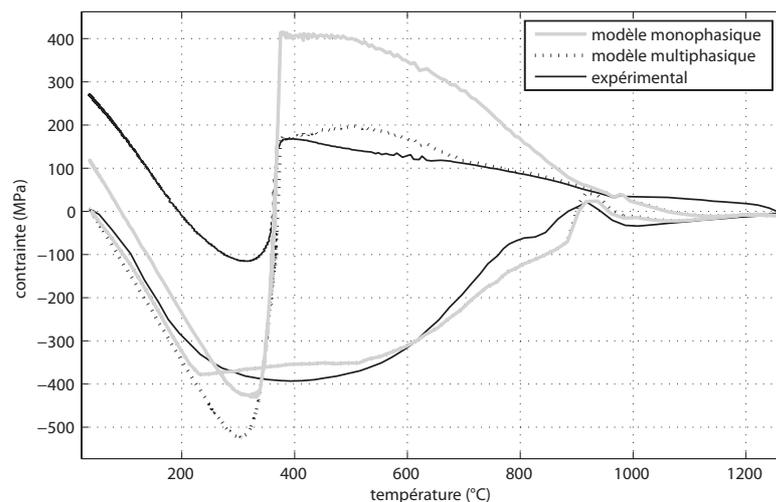
Les comparaisons simulation/expérience ont été effectuées seulement pour le premier cycle. En effet, les deux cycles suivants font intervenir le comportement plastique de la martensite qui n'a pas été identifié de manière suffisante dans le cadre de ce travail.

**Modèle monophasique/multiphasique** Les résultats obtenus avec le modèle multiphasique et ceux issus d'un calcul en monophasique ont été comparés à la courbe expérimentale de l'essai Satoh. Les paramètres du modèle monophasique ont été tirés des identifications en phase métal de base et austénitique (voir tableau 4.1). Pour ces simulations, nous avons

utilisé le modèle élasto-viscoplastique à écrouissage isotrope seul, avec une viscosité de Norton.

T (°C)	E (MPa)	$\sigma_y$ (MPa)	$R_\infty$ (MPa)	b (MPa)	K (MPa)	N
20	186844	422	287	21	128	6.2
400	178474	254	190	5	245	6.2
500	157358	163	172	155	387	5.89
700	132685	20	80	326	457	4.8
900	84633	0	13	122	225	5.64
1000	12624	0	0		125	5.64
1100	8497	0	0		86	5.64
1200	2028	0	0		54	5.64

**TAB. 4.1:** Paramètres mécaniques du modèle monophasique



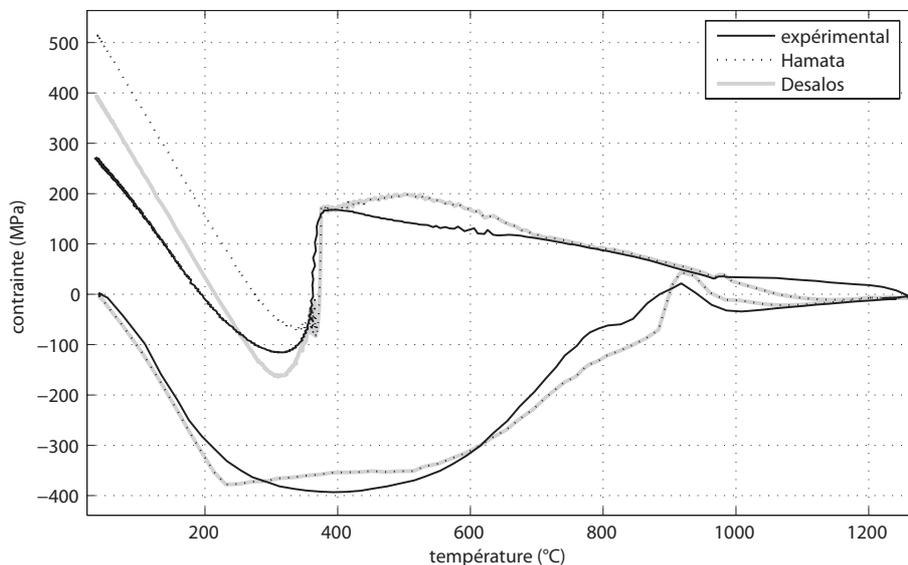
**FIG. 4.19:** Comparaison entre modèle monophasique et multiphasique

Lors du chauffage du métal de base, on arrive à prévoir correctement l'évolution de la contrainte (l'écart entre simulations et expérimental est toujours inférieur à 60MPa). La zone de changement de phase austénitique (chute de la contrainte au dessus de 900°C) est également bien captée par le modèle, que ce soit en température ou en contrainte. La différence entre les deux modèles est bien visible lors du refroidissement en phase austénitique. Le modèle monophasique surestime beaucoup la contrainte (jusqu'à 220MPa), alors que le modèle multiphasique reproduit bien la contrainte, hormis entre 400°C et 600°C, où on surestime légèrement (environ 70Mpa) la contrainte.

Pour ce qui est de la contrainte résiduelle finale, les deux modèles en l'absence de plasticité de transformation sous-estiment beaucoup trop la contrainte finale. Le modèle multi-phasique prévoit même une contrainte finale voisine de zéro.

On remarque également en phase martensitique trempée, une différence de pente entre l'expérimental et les modèles. Etant donné que dans cette zone les vitesses de refroidissement sont relativement faibles, cela ne peut s'expliquer par un décalage de la mesure en température, comme c'est le cas pour le chauffage. Cela peut s'expliquer simplement par la mauvaise caractérisation de la dilatation thermique du matériau, au moins en phase martensitique. Il serait sans doute intéressant de refaire une mesure de dilatation libre avec un appareil où l'homogénéité en température dans l'éprouvette est garantie, comme par exemple à basse vitesse de chauffage dans un dilatomètre à four convectif.

**Plasticité de transformation de phase** L'intérêt de l'ajout de la plasticité de transformation de phase au refroidissement est évident au regard des courbes 4.20. En effet, le rajout de ce phénomène dans le modèle numérique permet d'obtenir des résultats plus satisfaisants que précédemment, la contrainte résiduelle étant surestimée d'un peu plus de 100MPa pour le modèle de Desalos qui est le plus proche de l'expérimental.



**FIG. 4.20:** Comparaison entre modèles de plasticité de transformation

On voit apparaître lors de la transformation martensitique des instabilités numériques (figure 4.21) dues à un traitement numérique de la transformation martensitique à affiner.

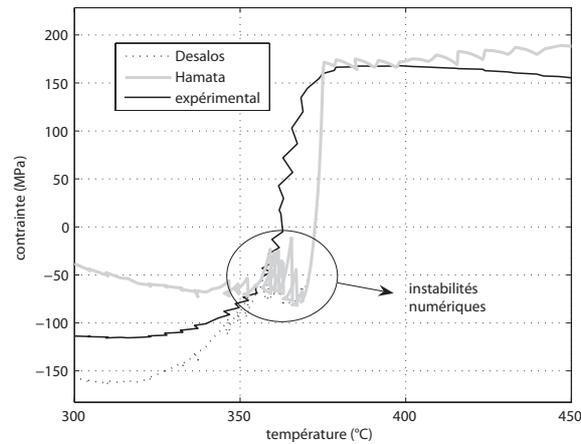


FIG. 4.21: Instabilités numériques lors de la transformation martensitique

En conclusion, le choix d'un modèle de comportement multiphasique semble primordial. Cependant, son développement reste à affiner ; en particulier la règle d'homogénéisation simple utilisée dans le cadre de ce travail devrait être confrontée avec celle récemment proposée dans [Rob07].

### 3 Essai simple de soudage 2D axisymétrique : essai DISK-SPOT

Les comparaisons simulation/expérience pour cet essai de soudage décrit au chapitre 1 n'ont été réalisées que pour le premier cycle de chauffage. Un exemple de mise en données d'une simulation de cet essai avec un modèle multiphasique avec plasticité de transformation est donné en Annexe 8.

#### 3.1 Thermique

Il est rappelé que les comparaisons entre résultats expérimentaux et prévisions numériques en surface aux points correspondant à l'emplacement des thermocouples sont présentés au chapitre 1. Le champ thermique obtenu en fin de chauffage avec la torche n°2 est présenté figure 4.22. Les paramètres thermiques utilisés pour ces simulations sont ceux qui ont été utilisés pour les identifications, étant donné que les caractéristiques des torches ainsi que la convection ont été identifiées avec ces mêmes paramètres. Pour ce qui est du maillage, nous avons choisi un maillage régulier (éléments de  $0.3 \times 0.3 \text{ mm}^2$ ) avec éléments quadratiques à huit noeuds à intégration réduite (Q8RI).

Les paramètres géométriques de la torche jouent un rôle important sur la morphologie des champs thermiques, comme on peut le voir sur la figure 4.23 concernant les zones

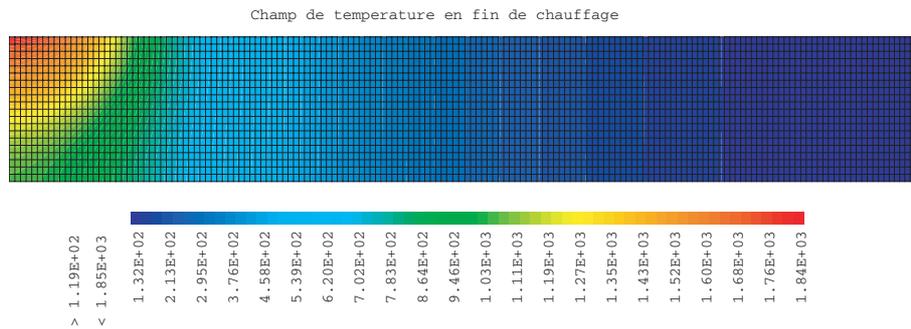


FIG. 4.22: Champ de température en fin de chauffage, avec la torche n°2

fondues. Par ailleurs, on a montré que la méconnaissance de la diffusivité peut conduire à des écarts de température non négligeables.



FIG. 4.23: Tracé des zones fondues pour les deux torches

**L'influence des chaleurs latentes de transformation** sur les évolutions thermiques, est présenté figure 4.24 et 4.25, respectivement pour TC1 et TC2. Pour ces simulations, nous avons utilisé les paramètres thermiques identifiés dans le cadre de ce travail. Nous considérons les chaleurs latentes de transformation ferrite→austenite, liquide↔solide et austénite→martensite. Le comportement thermique est indépendant des phases métallurgiques en présence (pas de couplage entre métallurgie et thermique).

L'introduction de la chaleur latente de transformation ferrite→austenite et liquide↔solide n'a quasiment aucun effet sur les évolutions de température en face sud, et également sur la géométrie de la zone fondue. Par contre, on a un effet très marqué de la chaleur latente de transformation austénite→martensite sur le thermocouple qui voit cette transformation

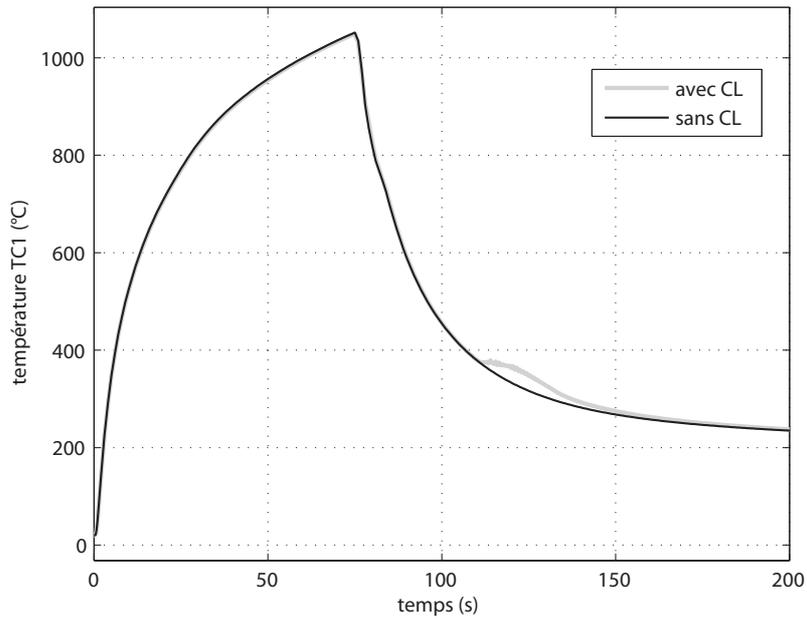


FIG. 4.24: Influence des chaleurs latentes sur l'évolution de la température en TC1

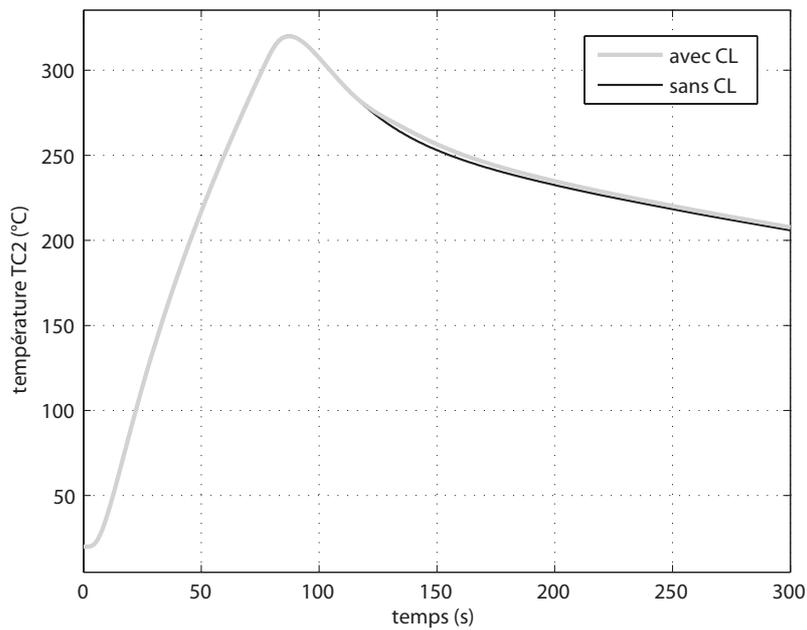
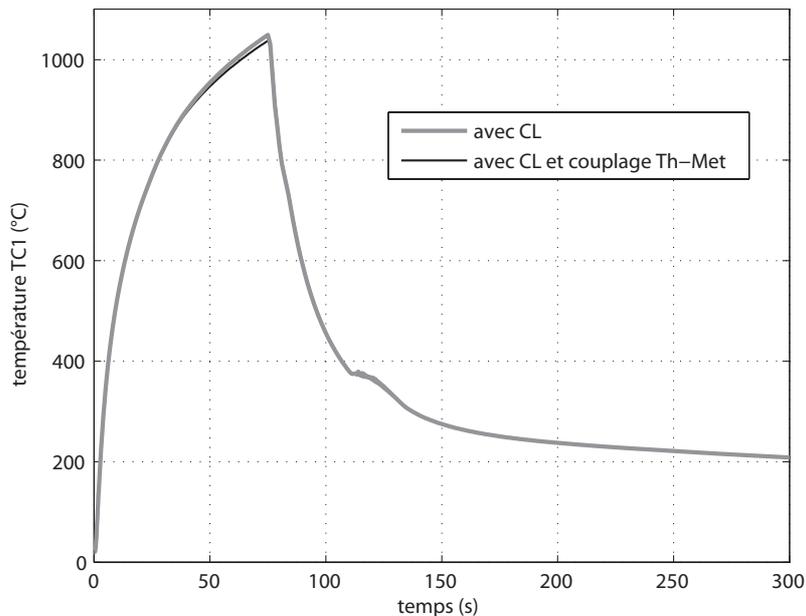


FIG. 4.25: Influence des chaleurs latentes sur l'évolution de la température en TC2

alors que le thermocouple TC2, qui n'est pas en ZAT, ne subit qu'une très faible variation.

**L'influence d'un couplage entre thermique et métallurgie** est négligeable comme le montre la figure 4.26. On a également réalisé un calcul couplé avec deux chauffages successifs. Les calculs réalisés ne font pas apparaître de différence sensible au niveau des températures maximales atteintes, contrairement à ce que l'on observe expérimentalement.



**FIG. 4.26:** Influence de l'introduction d'un couplage thermique-métallurgie sur l'évolution de la température en TC1

Il convient cependant de rappeler que l'identification du coefficient d'échange convectif-radiatif à très haute température utilisé dans ces simulations thermiques reste à affiner (voir chapitre 1). Par ailleurs ces simulations ne sont pas assez fines pour juger de l'effet sur les résultats numériques du non-raffinement de la modélisation de la zone fondue.

### 3.2 Métallurgie

La métallurgie simulée dans le disque en fin de chauffage et fin de refroidissement est présentée pour la torche n°2 figure 4.27 et 4.28.

Une comparaison entre ZAT simulée et ZAT expérimentale est présentée figure 4.29, pour l'essai avec la torche n°1. On a une relativement bonne concordance des différentes zones. Par contre, on surestime trop la zone fondue dans le cas des essais avec la torche n°2.

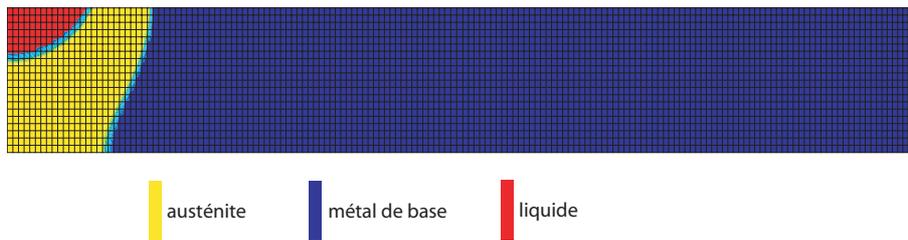


FIG. 4.27: Métallurgie en présence à la fin du chauffage

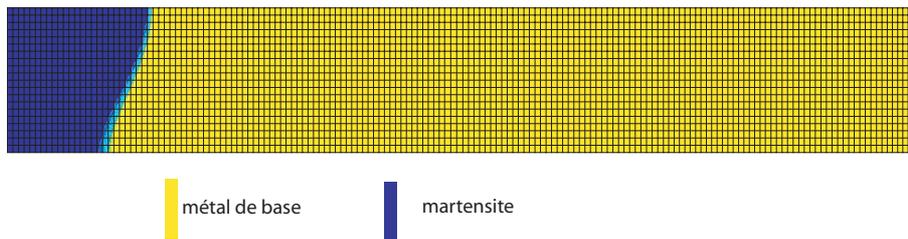


FIG. 4.28: Métallurgie en présence à la fin du refroidissement

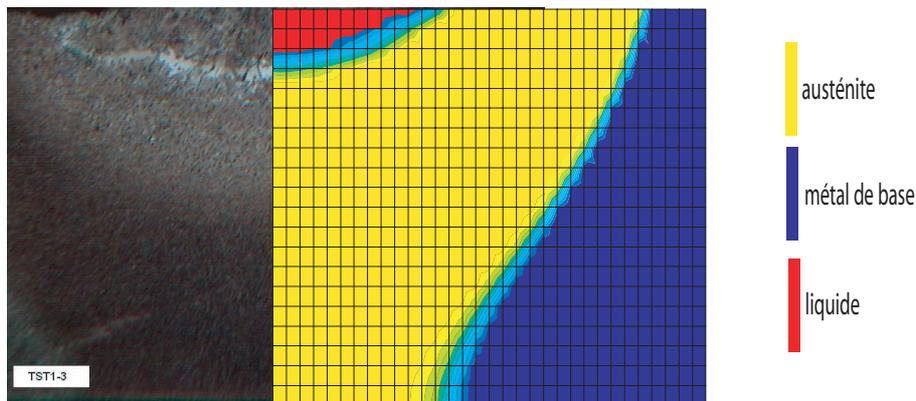


FIG. 4.29: Comparaison entre ZAT expérimentale et simulée, pour l'essai TST1-3

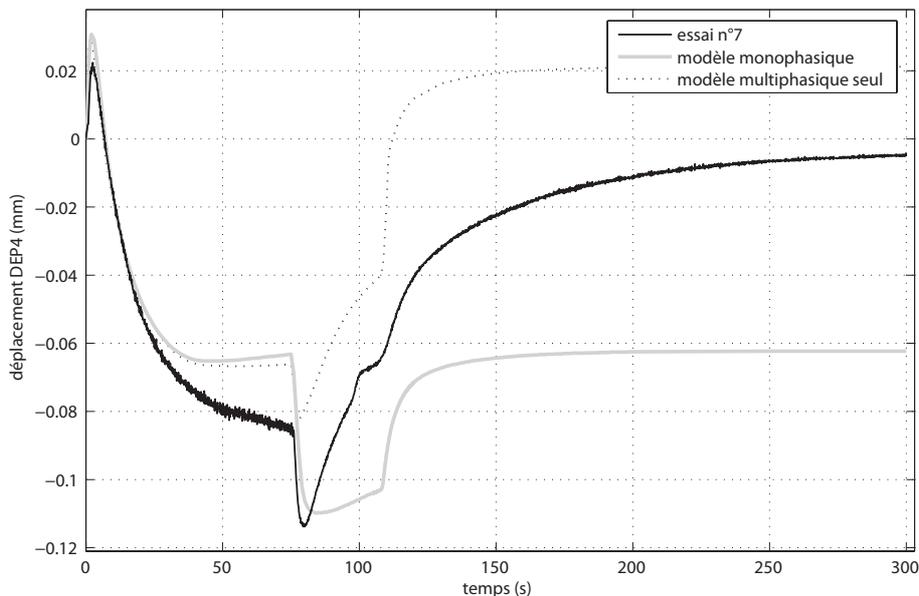
### 3.3 Déplacements

Afin de mettre en évidence la sensibilité des résultats des simulations au degré de sophistication des modèles utilisés, différentes simulations ont été réalisées avec les modèles monophasique ou multiphasique, avec ou sans plasticité de transformation et avec ou sans prise en compte des chaleurs latentes.

Comme pour l'essai Satoh, le choix d'un modèle monophasique ou multiphasique sans plasticité de transformation est insuffisant (voir figure 4.30). Que ce soit pour le modèle

monophasique ou multiphasique, les simulations arrivent mal à modéliser la zone d'affaissement du disque. Le fait de changer la forme du maillage et/ou sa densité n'a aucun impact. Si le modèle multiphasique sous estime la chute brutale du disque lors de l'arrêt de la source, le modèle monophasique a tendance à la surestimer. Aucune explication n'a pour l'instant été trouvée à ces écarts non négligeables. Une analyse de sensibilité aux paramètres mécaniques, à la méthode d'homogénéisation du modèle multiphasique et à la forme exacte de la zone fondue permettrait sans doute d'identifier la cause de cet écart.

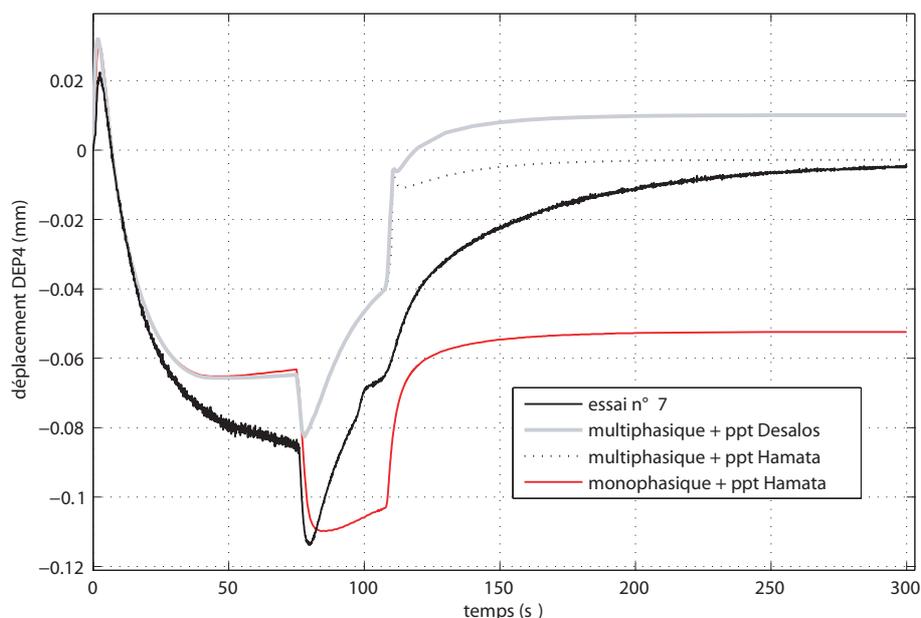
En ce qui concerne les déplacements résiduels, le modèle multiphasique est plus proche des résultats expérimentaux que le modèle monophasique qui surestime la déformation finale du disque. Le modèle multiphasique permet de reproduire qualitativement l'évolution du déplacement après la chute du disque en fin de chauffage, ce que le modèle monophasique ne permet pas.



**FIG. 4.30:** Comparaisons expérimental/simulations pour les déplacements DEP4, avec un modèle monophasique et multiphasique sans plasticité de transformation et sans prise en compte des chaleurs latentes

L'ajout de la plasticité de transformation permet seulement d'améliorer la déformation finale. Bien que le modèle non-linéaire d'Hamata soit le meilleur pour prédire la déformation résiduelle DEP4, c'est le modèle linéaire de Desalos qui semble mieux capter quantitativement et qualitativement l'amplitude de déformation lors de la transformation martensitique. L'ajout de la plasticité de la plasticité de transformation au modèle monophasique améliore les choses, mais les résultats restent toujours mauvais.

La trop brusque remontée du disque dans les simulations lors de la transformation martensitique peut s'expliquer par l'absence de prise en compte des chaleurs latentes de transformation. En effet, la chaleur latente exothermique de la transformation martensitique aurait tendance à diminuer les gradients de température, donc de changement de phase, "adoucissant" ainsi la remontée du disque, comme cela est observé expérimentalement.

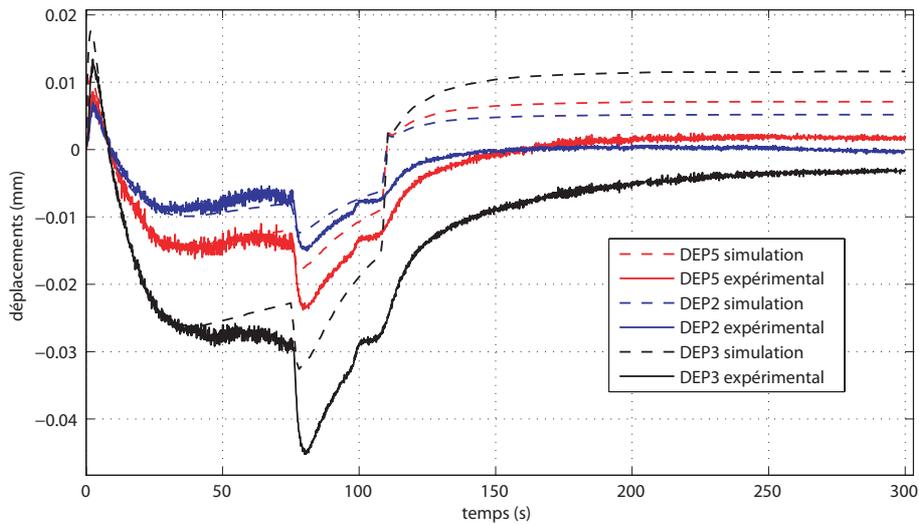


**FIG. 4.31:** Comparaisons expérimental/simulations pour les déplacements DEP4, avec des modèles monophasiques et multiphasiques avec plasticité de transformation sans prise en compte des chaleurs latentes

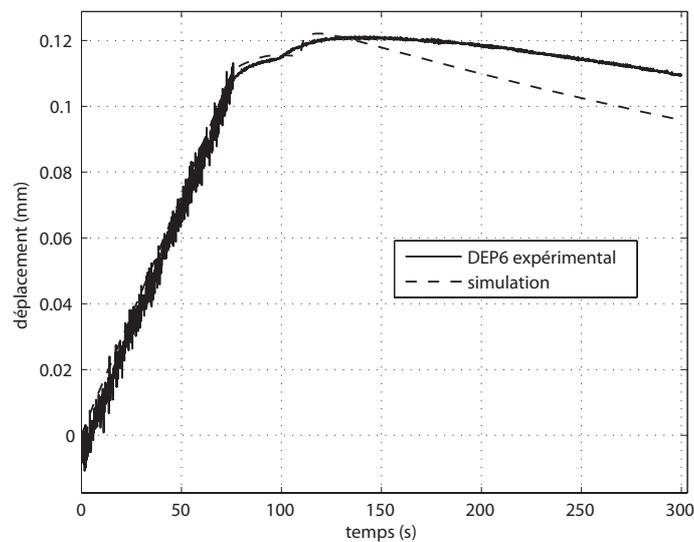
Les résultats pour les autres déplacements, présentés en figure 4.32, ne sont pas meilleurs. Comme pour les déplacements DEP4, la mauvaise corrélation simulation/expérimental est en grande partie due au phénomène transitoire de chute brusque du disque lors de l'arrêt de la source mais aussi à son "effondrement" progressif en fin de chauffage, phénomènes mal captés par ces simulations.

La comparaison expérimental/simulation pour le déplacement circonférentiel du disque est donnée en figure 4.33. Si lors du chauffage et au début du refroidissement on est proche de la courbe expérimentale, la pente du retrait est beaucoup trop surestimée par les simulations, faisant penser à un problème de mauvaise détermination des dilatations en phase martensitique, comme cela a été déjà évoqué pour l'essai Satoh.

La prise en compte de la chaleur latente de transformation martensitique, permet d'améliorer nettement les résultats (voir Fig. 4.34), notamment au niveau de la prévision du déplacement résiduel. Cependant, les prévisions restent médiocres à la fin du chauffage et au début du



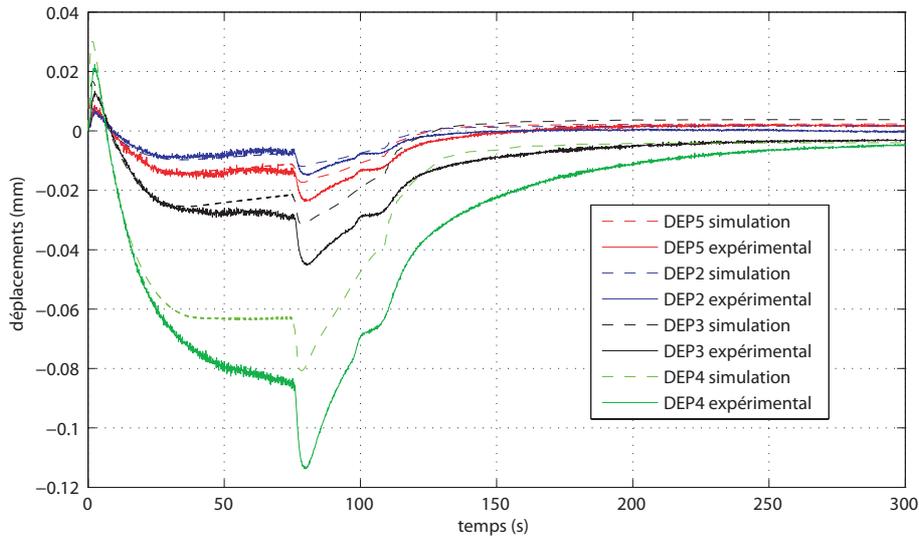
**FIG. 4.32:** Comparaisons expérimental/simulation pour certains déplacements, avec le modèle multiphasique avec plasticité de transformation de Desalos sans prise en compte des chaleurs latentes



**FIG. 4.33:** Comparaison expérimental/simulation pour le déplacement circonférentiel, avec le modèle multiphasique avec plasticité de transformation de Desalos

refroidissement.

Il convient finalement de remarquer que cet essai, pourtant simple et facile à mettre en oeuvre, est extrêmement intéressant pour valider la modélisation des nombreux phénomènes thermo-métallurgico-mécaniques et leurs interactions mis en jeu dans cet essai.



**FIG. 4.34:** Comparaisons expérimental/simulation pour certains déplacements, avec le modèle multiphasique avec plasticité de transformation de Desalos et prise en compte des chaleurs latentes

## 3.4 Contraintes résiduelles

### 3.4.1 Radiales

Les contraintes résiduelles radiales  $\sigma_{rr}$  expérimentales sont comparées aux différents modèles numériques, à mi-épaisseur du disque (voir Fig. 4.35) ou en surface (voir Fig. 4.36 et 4.37).

Pour les contraintes en surface, il apparaît clair que c'est le modèle multiphasique avec plasticité de transformation qui donne les meilleurs résultats, qualitativement et quantitativement, notamment en face Nord où ce modèle prévoit correctement une contrainte résiduelle de compression, alors que les autres modèles prédisent des contraintes de traction. En revanche on note un décalage en abscisse des contraintes simulées pour les contraintes en face Sud, ce qui semblerait prouver que la dimension exacte de la ZAT est mal simulée.

Pour ce qui est des contraintes résiduelles en profondeur, les comparaisons simulation/expérience sont contradictoires avec les résultats en surface, le modèle monophasique semblant prédire le mieux les contraintes radiales.

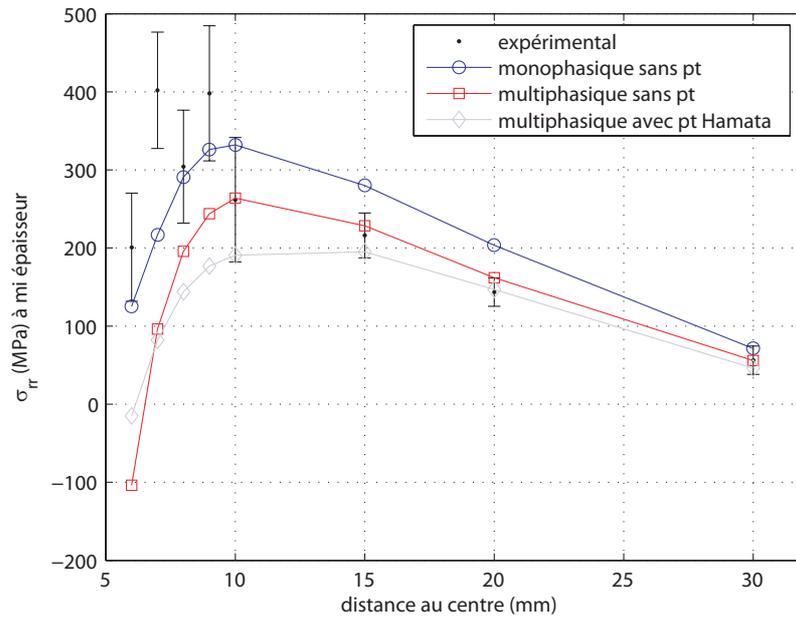


FIG. 4.35: Comparaison expérimental/simulation pour les contraintes résiduelles  $\sigma_{rr}$  en profondeur

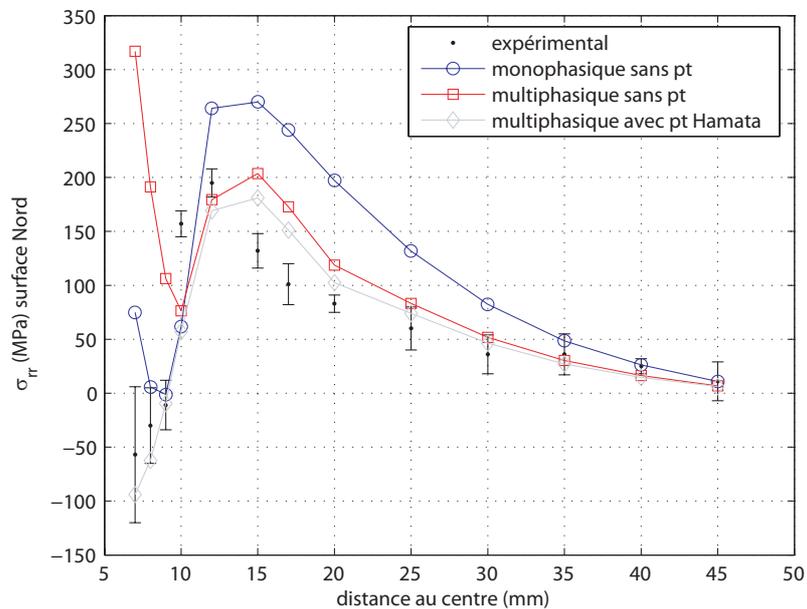


FIG. 4.36: Comparaison expérimental/simulation pour les contraintes résiduelles  $\sigma_{rr}$  en surface Nord

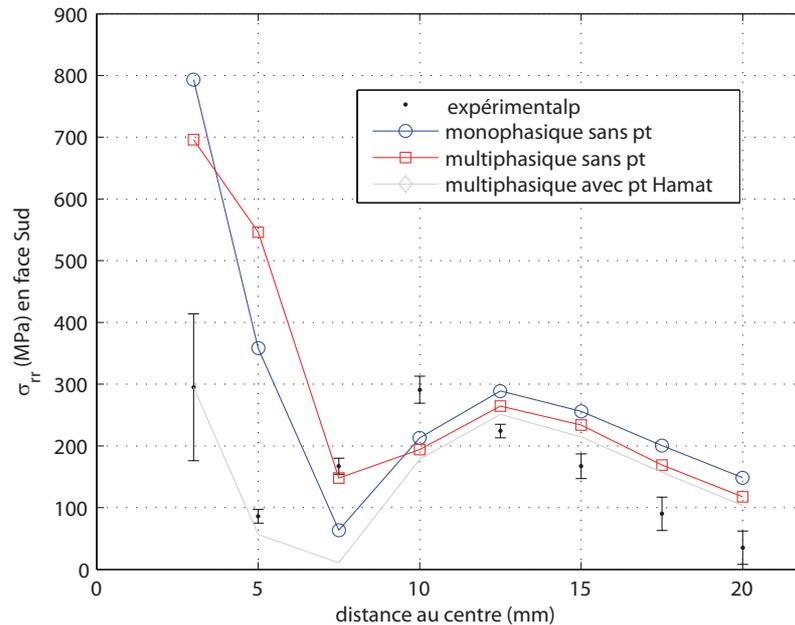


FIG. 4.37: Comparaison expérimental/simulation pour les contraintes résiduelles  $\sigma_{rr}$  en surface Sud

### 3.4.2 Tangentielles et normales

Les comparaisons pour les contraintes tangentielles  $\sigma_{\theta\theta}$  sont données figure 4.38 en profondeur, et figures 4.39 et 4.40 en surfaces Nord et Sud.

Ces résultats, que ce soit en profondeur ou en surface, ne permettent pas de discriminer les modèles entre eux. Si les simulations sont très proches de l'expérimental dans le cas des contraintes en profondeur, les contraintes résiduelles simulées en face Nord et Sud présentent des écarts importants avec l'expérimental.

Les comparaisons pour les contraintes normales  $\sigma_{zz}$  en profondeur sont données figure 4.41. L'ensemble des modèles numériques arrivent à prédire correctement les contraintes résiduelles normales, sans pouvoir se différencier les unes des autres.

### 3.4.3 Bilan

Bien que certains résultats ne permettent pas de discriminer définitivement les modèles, il apparaît que c'est le modèle multiphasique avec plasticité de transformation qui permet d'approcher au mieux l'ensemble des résultats expérimentaux à condition de prendre en compte la chaleur latente de transformation martensitique.

L'écart entre contraintes simulées et expérimentales en profondeur  $\sigma_{rr}$  ne semble pas dû à

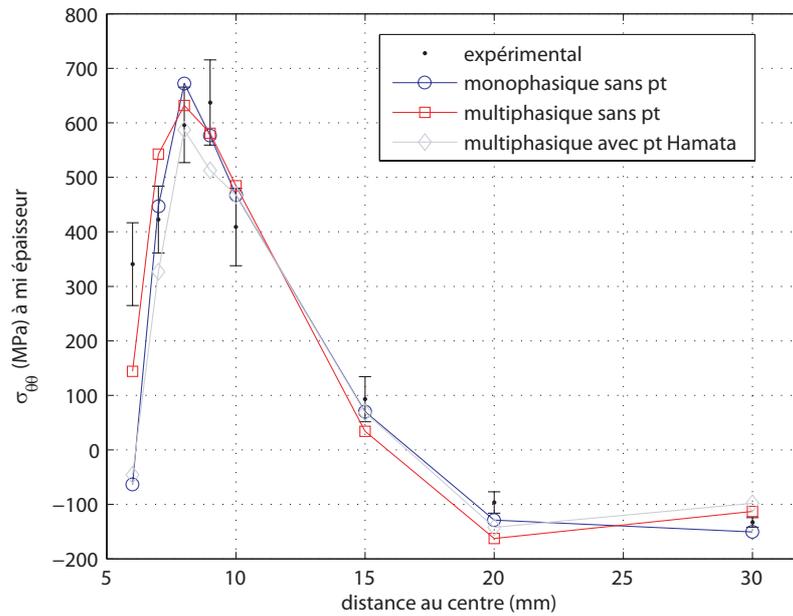


FIG. 4.38: Comparaison expérimental/simulation pour les contraintes résiduelles  $\sigma_{\theta\theta}$  en profondeur

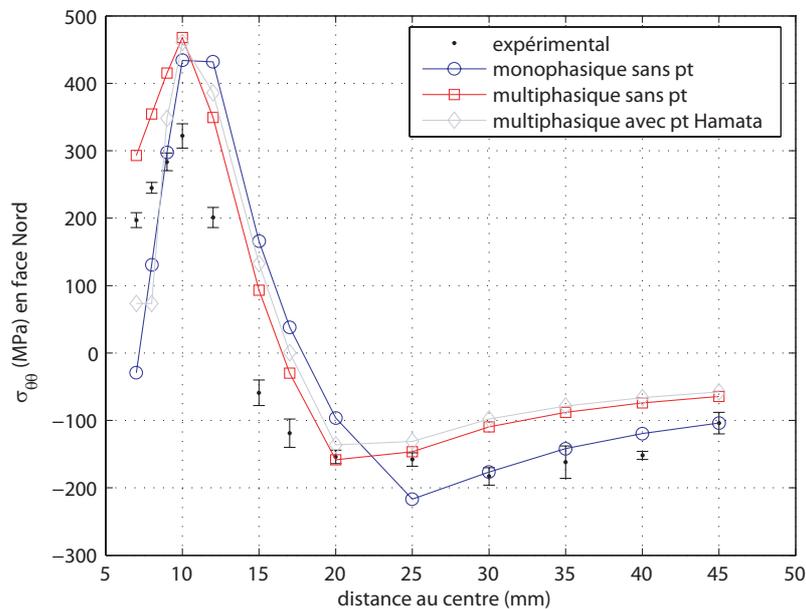


FIG. 4.39: Comparaison expérimental/simulation pour les contraintes résiduelles  $\sigma_{\theta\theta}$  en surface Nord

une mauvaise exploitation des résultats expérimentaux de diffraction neutronique lorsque l'on s'approche de la ZAT, le paramètre de maille à l'état non-contraint pouvant être mal

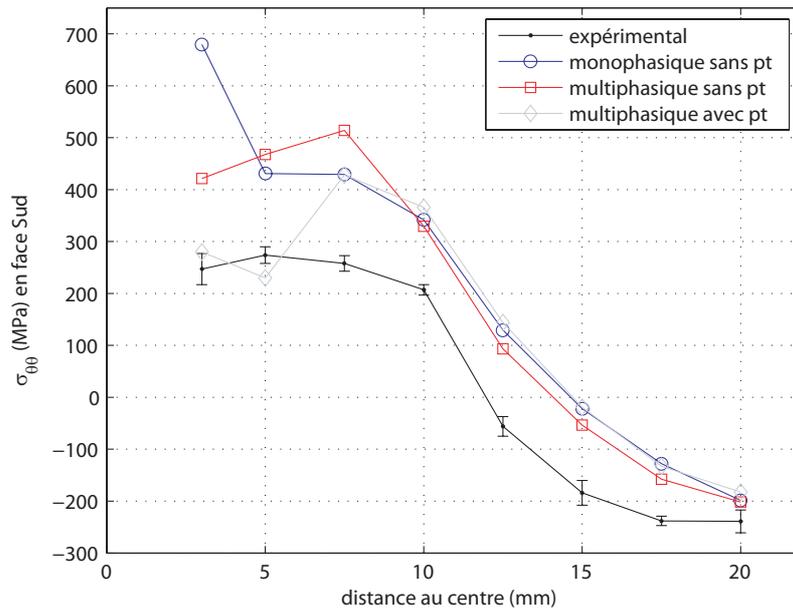


FIG. 4.40: Comparaison expérimental/simulation pour les contraintes résiduelles  $\sigma_{\theta\theta}$  en surface Sud

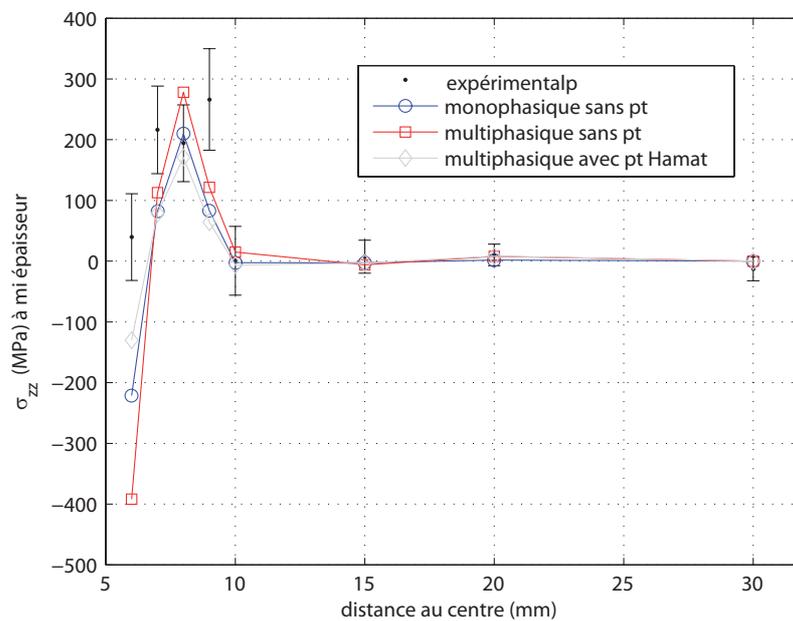


FIG. 4.41: Comparaison expérimental/simulation pour les contraintes résiduelles  $\sigma_{zz}$  en profondeur

défini dans cette zone (à cause de la diffusion), mais à une mauvaise modélisation de la plasticité de transformation et/ou à une mauvaise évaluation de la taille exacte de la ZAT.

De même, l'écart entre contraintes simulées et expérimentales en face Sud semble également provenir d'une mauvaise évaluation de la taille exacte de la ZAT.

En conclusion, si ces résultats montrent l'importance du choix d'un modèle multiphasique avec plasticité de transformation pour une bonne prédiction des contraintes résiduelles, la modélisation de la plasticité de transformation semble devoir être améliorée, notamment au niveau de l'effet de la triaxialité. Cependant, il convient de souligner qu'une étude visant à éventuellement raffiner ce modèle thermo-mécanique ne devrait pas être envisagée avant d'avoir amélioré le modèle thermo-métallurgique utilisé dans le cadre de ce travail, amélioration apparemment indispensable pour mieux rendre compte de la géométrie de la zone fondue et de l'apparition de ferrite- $\delta$ , phénomènes sans doute non négligeables en terme d'effet sur les déplacements et les contraintes résiduelles.

## 4 Essai simple de soudage 3D multipasse : Essai DISK-CYCLE

Les simulations numériques de cet essai 3D multipasse ne seront réalisées qu'en thermo-métallurgie, l'introduction de la mécanique couplée entraînant des temps de calculs encore beaucoup trop longs.

Le maillage du disque complet 3D est composé de 43000 éléments (voir figure 4.42). Les éléments 3D utilisés sont des éléments linéaires 3D à 8 noeuds (CUB8).

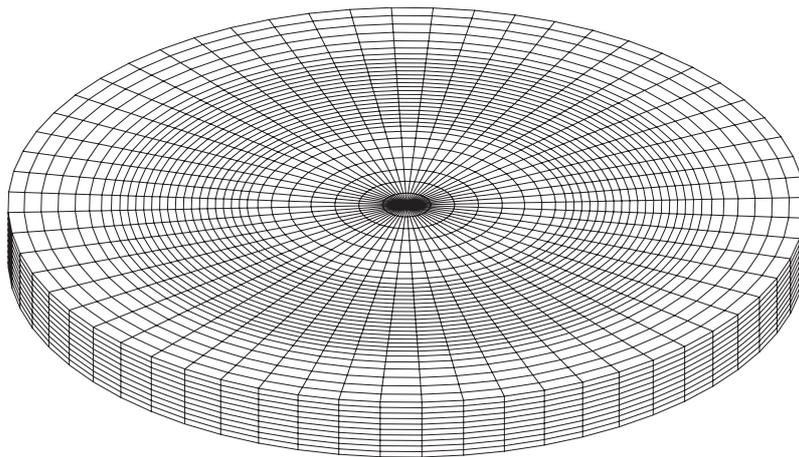


FIG. 4.42: Maillage 3D du disque pour les simulations de l'essai DISK-CYCLE

## 4.1 Thermique

Des exemples de champs thermiques obtenus pour chacune des passes sont présentés figure 4.43 pour la première passe, et figure 4.44 pour la seconde. La seconde passe étant plus rapide, il est normal que les températures pour la première passe soient plus faibles que pour la seconde. Pour cette simulation, nous avons utilisé les conditions aux limites thermiques identifiées pour la torche de 12 mm, qui est celle utilisée lors des essais DISK-CYCLE.

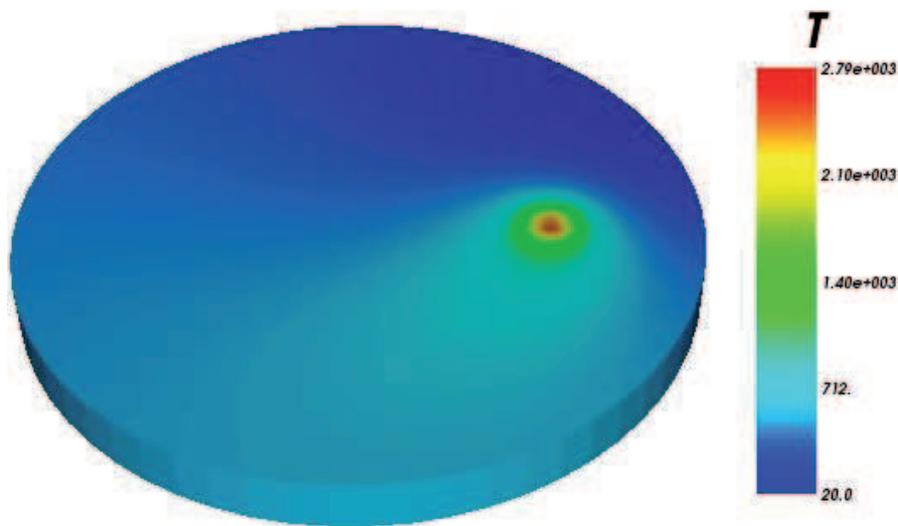


FIG. 4.43: Champ de température pour la première passe après un 3/4 de tour de la torche

Les figures 4.45 et 4.46 présentent les comparaisons entre résultats expérimentaux et numériques, respectivement pour la première et la seconde passe, en ce qui concerne les évolutions de température au niveau des thermocouples. On a de très bon résultats en ce qui concerne le chauffage, tant sur les évolutions qualitatives que sur les températures maximales atteintes. Les paramètres concernant la source de chaleur (puissance et rayon) identifiés dans notre cas avec une source fixe sont donc valables dans un cas d'utilisation en torche mobile. Par contre, il est fort probable que la mobilité de la torche modifie les phénomènes convection en face nord. Pour ce qui est de la phase de refroidissement du disque, on a un petit décalage entre courbes simulées et expérimentales (d'une trentaine de degrés), venant d'une surestimation de la convection.

## 4.2 Métallurgie

Les champs métallurgiques obtenus par la simulation en cours de soudage sont présentés figure 4.47 et 4.48 pour la première passe, et figure 4.47 et 4.50 pour la seconde. Comme on peut le voir sur la figure 4.51, la ZAT n'est débouchante qu'en fin de parcours de la

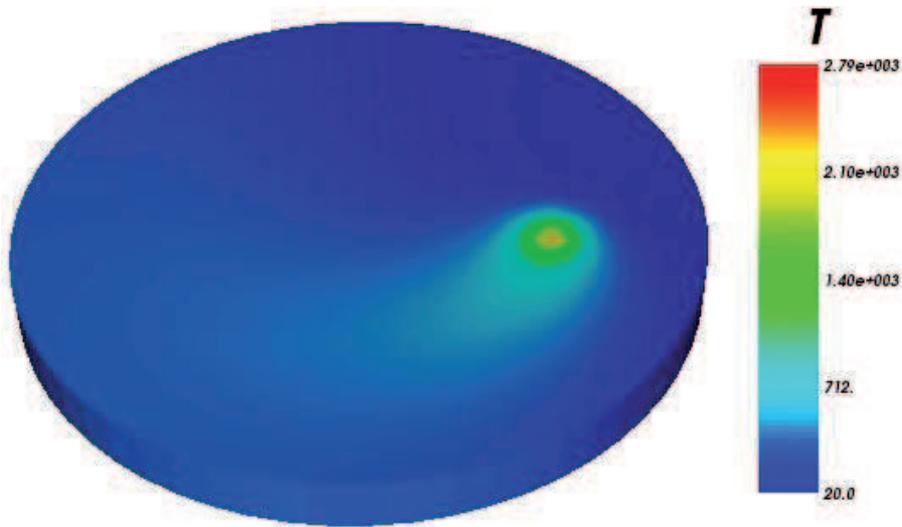


FIG. 4.44: Champ de température pour la seconde passe après un 3/4 de tour de la torche

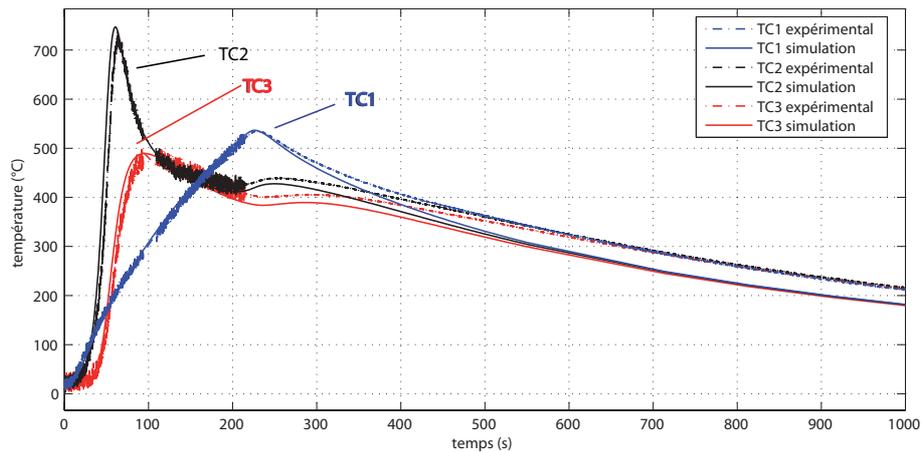


FIG. 4.45: Comparaison simulation/expérience pour les évolutions de température pour la première passe

torche, ce qui a été observé sur les macrographies.

La comparaison entre ZAT finale expérimentale et simulée (voir Fig. 4.53 et Fig 4.54) montre une sous-estimation de la ZAT par la simulation. Cela peut être expliqué en partie par le maillage relativement grossier pour ces simulations 3D, mais également par une mauvaise modélisation de l'apport de chaleur mobile. Classiquement, il est fait le choix d'une source volumique de Goldak ([GCB84]), se distribuant dans deux quarts de demi-ellipsoïde, avant et après la torche. Il aurait été intéressant pour cet essai DISK-CYCLE, de compléter l'instrumentation thermique afin d'identifier une source de chaleur

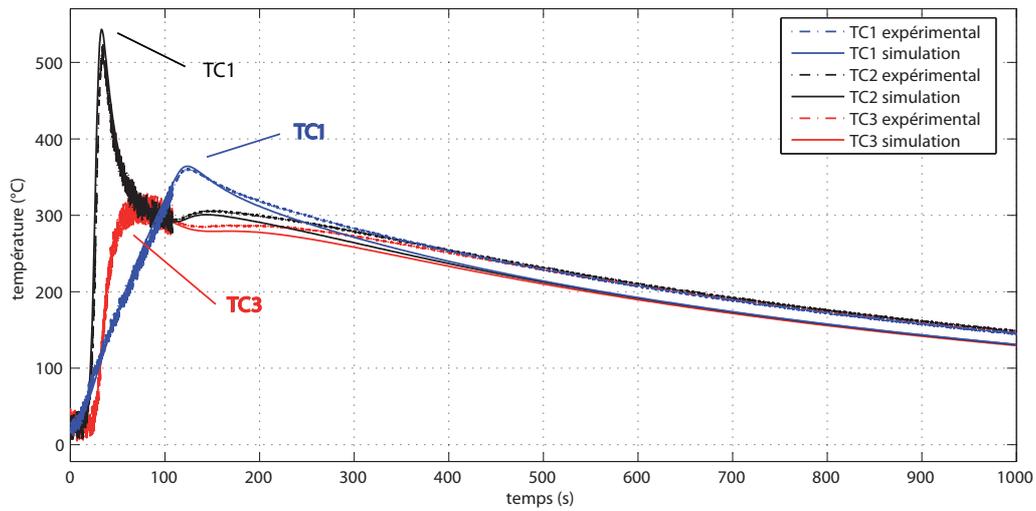


FIG. 4.46: Comparaison simulation/expérience pour les évolutions de température pour la seconde passe

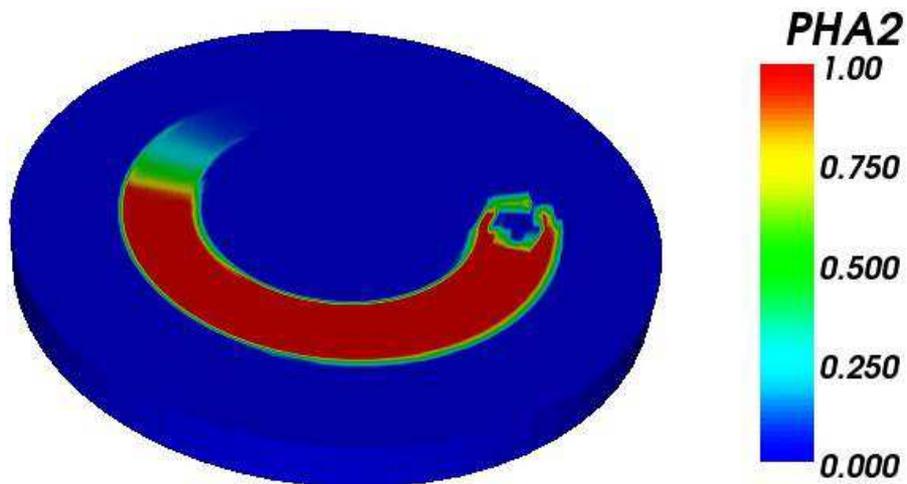


FIG. 4.47: Proportion d'austénite pour la première passe après un 3/4 de tour de la torche

spécifique à cet essai.

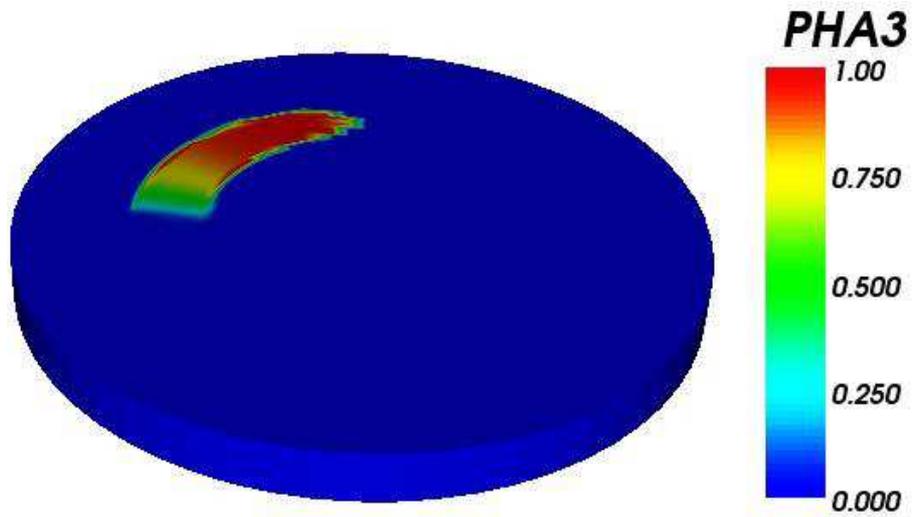


FIG. 4.48: Proportion de martensite pour la première passe après un 3/4 de tour de la torche

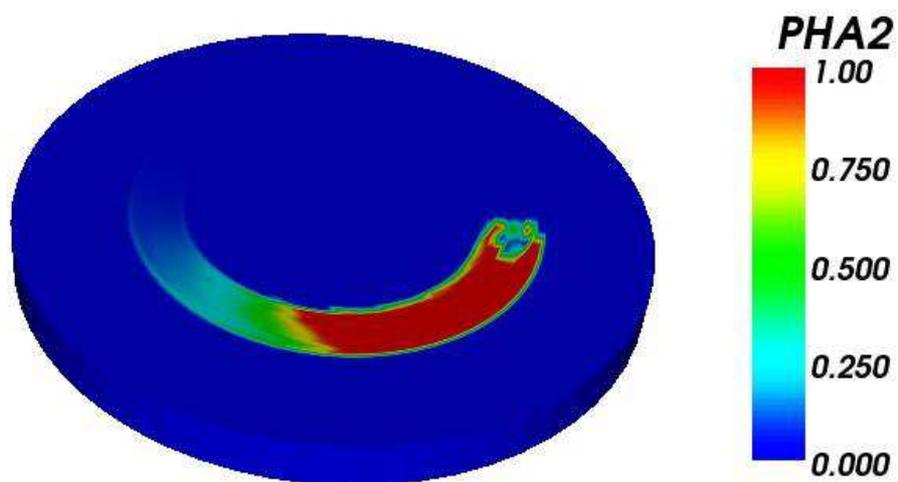


FIG. 4.49: Proportion d'austénite pour la seconde passe après un 3/4 de tour de la torche

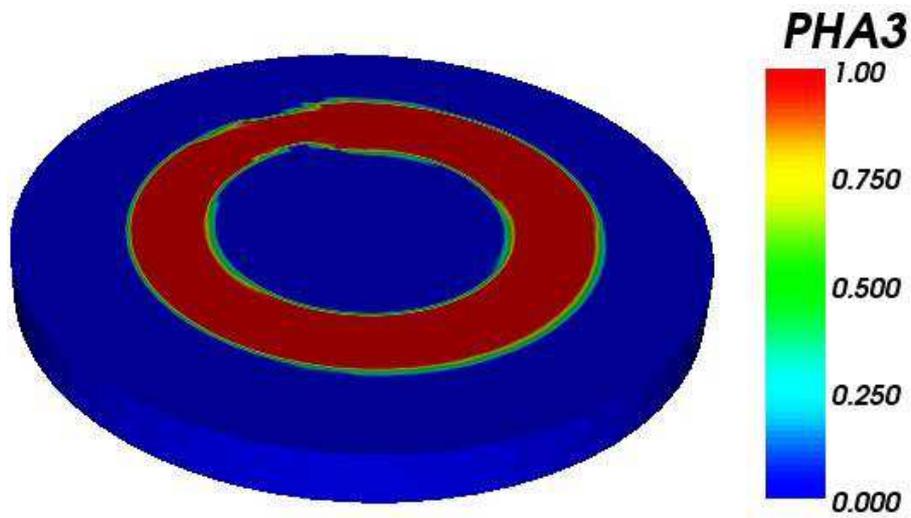


FIG. 4.50: Proportion d'austénite pour la première passe après un 3/4 de tour de la torche

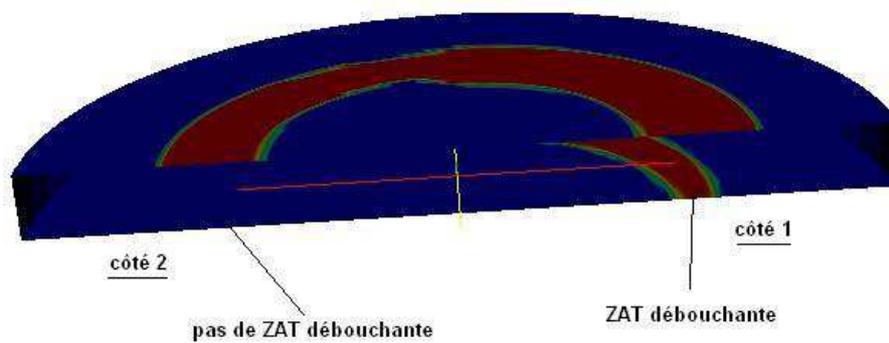


FIG. 4.51: Proportion de martensite en fin d'essai



FIG. 4.52: Proportion de martensite en fin d'essai dans le plan d'analyse métallurgique

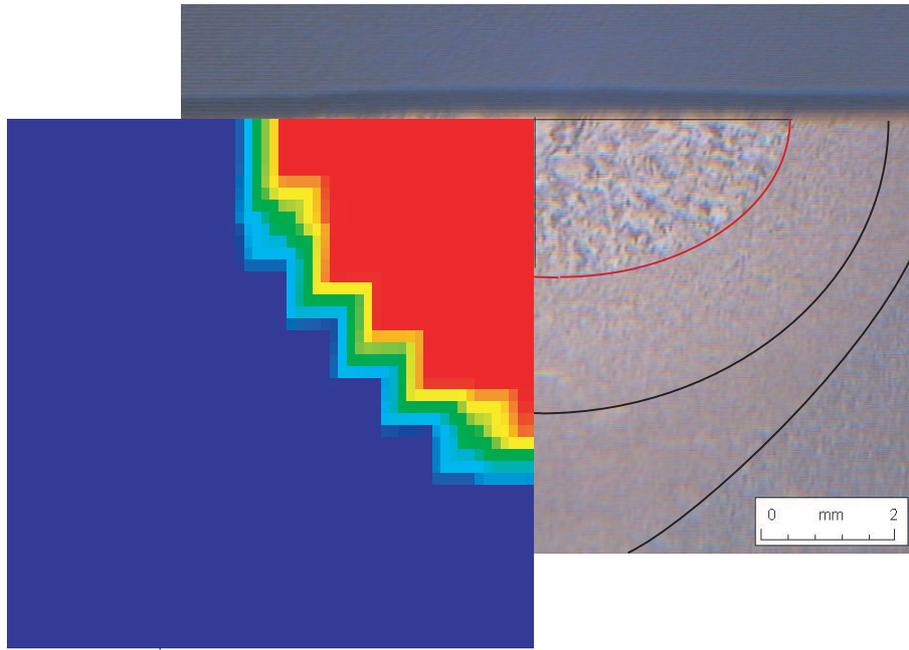


FIG. 4.53: Comparaison entre ZAT simulée et macrographie pour le côté 2

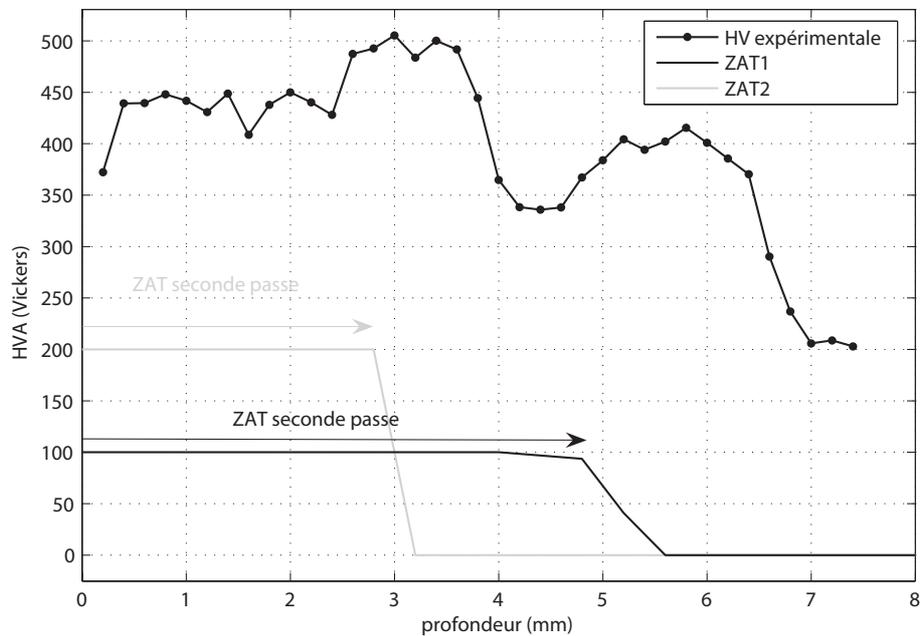


FIG. 4.54: Prédiction numérique de la profondeur des différentes ZAT pour le côté 1, en regard des duretés obtenues expérimentalement

# Conclusions et perspectives

La simulation numérique du soudage est un vaste problème actuellement étudié par de nombreuses équipes. La complexité de ce procédé réside dans le grand nombre de phénomènes physiques mis en jeu (thermique, mécanique, métallurgie, diffusion, etc . . . ) et les couplages complexes entre ces phénomènes -au niveau local et au niveau de la structure via les conditions aux limites-. L'utilisation de telles simulations en amont de calculs de durée de vie reste encore un défi scientifique. La prévision de l'état initial après soudage (contraintes résiduelles, microstructure, défauts, composition, etc . . . ) est encore largement ouvert, les conséquences sur la durée de vie de ces changements physiques au voisinage de la soudure sont encore mal connues. Notre contribution à la prévision de l'état initial de l'acier X10CrMoVNb9-1 après soudage a porté sur plusieurs points.

Une partie de ce mémoire a été consacrée à l'étude des transformations à l'état solide apparaissant lors d'une opération de soudage monopasse, c.a.d. la transformation austénitique et martensitique. Si pour la transformation martensitique, notre travail a seulement consisté à identifier les paramètres de la loi de Koistinen-Marburger, nous avons proposé pour la transformation austénitique une loi d'incubation isotherme couplée à une approche additive proposée par Scheil, qui permet a priori de simuler n'importe quel chargement thermique. L'identification de cette loi d'incubation et de la loi de croissance proposée par Brachet *et al.* permet d'obtenir d'excellents résultats, et cela sur une large gamme de vitesses de chauffage. Il reste à vérifier la pertinence de ce modèle pour des chauffages à vitesse non constante et des multi-austénitisations partielles.

Nous avons également proposé une approche probabiliste pour modéliser cette transformation austénitique, en se basant sur un processus ponctuel de Poisson, une loi de probabilité de germination ainsi qu'une loi de croissance. Cette nouvelle approche donne des résultats similaires à la précédente et présente l'avantage de posséder moins de coefficients à identifier. Il reste également à vérifier ce modèle pour des chargements thermiques complexes. En revanche, l'implantation numérique de ce modèle ne posera aucun problème particulier. Le couplage de ce modèle avec un modèle probabiliste de croissance de grain austénitique pourrait constituer une perspective intéressante à la fois pour traiter les problèmes de croissance anormale et le couplage avec les propriétés mécaniques.

Une première étude de la croissance du grain austénitique a été menée à bien, et un modèle simple a été identifié et donne des résultats très satisfaisants. Ce travail constitue

la première étape d'une étude plus ambitieuse sur l'influence de la taille de grain sur le comportement mécanique des phases austénitique et martensitique, et des conséquences éventuelles sur les contraintes résiduelles.

Faute de temps, nous n'avons pas étudié le revenu de la martensite, qui peut apparaître lors d'un soudage multipasse ou lors du traitement de détensionnement après soudage. La maîtrise de la cinétique de revenu ainsi que ses conséquences mécaniques sont primordiales pour la prévision des contraintes résiduelles avant mise en service. L'étude du revenu de la martensite, primordiale pour la suite, reste donc à faire.

Afin de modéliser le comportement thermo-métallurgico-mécanique couplé du matériau, nous avons proposé un modèle multiphasique unifié basé sur la thermodynamique des milieux continus à variables internes. Ce modèle permet de tenir compte du comportement spécifique de chacune des phases via une hypothèse d'homogénéisation simple de type Voigt. Certains couplages entre métallurgie et mécanique comme par exemple l'influence de la plasticité classique sur la plasticité de transformation ou encore les effets de transmission d'érouissage entre phases n'ont pas été étudiés. Plus généralement, il conviendrait d'étudier l'influence sur le comportement multiphasique macroscopique de la loi d'homogénéisation retenue -le modèle de Voigt utilisé dans le cadre de ce travail ou par exemple le modèle utilisé dans les travaux récents de Y. Robert [Rob07]-.

Devant l'absence de caractérisation thermique et mécanique sur une large gamme de température du matériau X10CrMoVNb9-1, nous avons réalisé une campagne d'essais thermiques au CEA-Saclay et une campagne d'essais thermo-mécaniques au LMT-Cachan. Ces essais ont permis de caractériser le comportement thermique et mécanique de chacune des phases solides considérées (métal de base -martensite revenue-, austénite, martensite brute de trempe) sur l'ensemble de la gamme de température où l'on peut rencontrer ces phases. Les essais réalisés en phase métal de base (essais de traction et de traction/compression) ont permis d'identifier un comportement élasto-viscoplastique à érouissages isotrope et cinématiques entre 20°C et 700°C. Des essais de traction réalisés pour chacune des températures comprises entre 500°C et 900°C (et au delà grâce à des essais réalisés au CEA) ont permis d'identifier un comportement élasto-viscoplastique à érouissage isotrope de la phase austénitique. Enfin, nous avons réalisé des essais de traction monotone qui ont permis d'identifier un comportement élastoplastique à érouissage isotrope de la phase martensitique brute de trempe.

Il sera intéressant de réaliser des essais de traction/compression complémentaires en phase austénite et martensite brute de trempe, pour permettre de caractériser l'érouissage isotrope et cinématique de ces phases. Toutefois, il serait au préalable intéressant de réaliser une étude de sensibilité globale (comme cela a été réalisé dans [Pet07]) sur des simulations de soudage multipasse pour mieux comprendre l'influence du choix de la loi de comportement, notamment sur la partition des érouissages ou la prise en compte de la viscosité.

Si l'apparition de ferrite- $\delta$  observée lors des essais de soudage simple réalisés dans le cadre de cette étude s'avère un phénomène récurrent pour ce matériau -et non spécifique à ces essais- il conviendra de raffiner la modélisation thermo-métallurgique du matériau à très haute température en prenant éventuellement en compte les phénomènes de diffusion dans la zone fondue et son voisinage.

Enfin, nous avons essayé de valider le modèle thermo-métallurgico-mécanique développé et implanté dans le logiciel éléments finis Cast3M dans le cadre de ce travail. La confrontation du modèle avec les résultats expérimentaux a été faite sur trois essais de complexité croissante. Le premier essai de validation est l'essai Satoh qui permet de bien rendre compte de ce qui se passe dans la ZAT lors du soudage, bien qu'il s'agisse d'un simple essai uniaxial de cyclage thermique sur éprouvette bloquée en déformation. Le second essai de validation est un essai DISK-SPOT, essai qui consiste à réaliser un soudage sans dépôt au centre d'un disque. Cet essai, bien connu sous le nom d'essai INZAT, a été redimensionné dans le cadre de ce travail et étendu sous le nom d'essai DISK-CYCLE pour appréhender le soudage multipasse et les phénomènes associés.

La difficulté principale de ces essais de soudage simple a consisté à identifier correctement les conditions aux limites thermiques, difficulté importante lorsque l'on fait du soudage. Nous avons proposé et utilisé dans le cas de l'essai DISK-SPOT une procédure d'identification qui permet à la fois d'identifier les paramètres de la source ainsi que le coefficient d'échange par convection en fonction de la température. Cette approche mériterait d'être appliquée à des situations plus complexes.

Suite à l'un des essais DISK-SPOT, des mesures de contraintes résiduelles ont été faites en surface par diffraction des rayons X et à coeur par diffraction des neutrons. La mise en oeuvre de cette dernière technique nous a permis d'en apprécier les limites liées aux délais de mise en oeuvre et à la difficulté d'étalonnage dans un matériau multiphasé.

Si les confrontations entre résultats expérimentaux et résultats de la simulation tendent à prouver que c'est le modèle multiphasique avec plasticité de transformation et prise en compte de la chaleur latente de transformation martensitique qui permet d'obtenir les meilleurs résultats, elles montrent également qu'en l'état ces simulations ne permettent pas de décrire avec précision les déformations lors du soudage ainsi que les contraintes résiduelles générées. Avant de passer au soudage multipasse et aux difficultés correspondantes, il sera important d'abord d'améliorer la précision du calcul thermo-métallurgique et donc de la taille de la zone fondue et affectée thermiquement, puis, éventuellement d'améliorer les outils existants avec les éléments déjà cités précédemment.

Enfin, le prolongement naturel de ces travaux sera la modélisation des phénomènes spécifiques liés au dépôt de matière et au procédé multipasse sans oublier l'amélioration des implantations numériques en terme de coût de calcul.



# Bibliographie

- [AB03] H. Alberg and D. Berglund. Comparaison of plastic, viscoplastic and creep models when modelling welding and stress relief heat treatment. *Computer Methods in applied mechanics and engineering*, 192 :5189–5208, 2003.
- [ABCL98] A. Alamo, J.C. Brachet, A. Castaing, and C. Lepoittevin. Physical metallurgy and mechanical behaviour of FeCrWTaV low activation martensitic steels : effects of chemical composition. *Journal of Nuclear Materials*, 258-263 :1228–1235, 1998.
- [Abr72] F. Abrassart. *Influence des transformations martensitiques sur les propriétés mécaniques des alliages du système Fe-Ni-Cr-C*. Thèse de doctorat, Université de Nancy I, 1972.
- [ACS95] H-O. Andren, G. Cai, and L-E. Svensson. Microstructure of heat heat resitant chromium steel weld metals. *Applied Surface Science*, 878 :200–206, 1995.
- [ADPQ90] Y. Adda, J-M Dupouy, J. Philibert, and Y. Quéré. *Elements de metallurgie physique*. Editions INSTN CEA, 1990.
- [AE82] M.F. Ashby and K.E. Easterling. A first report on diagrams for grain growth in welds. *Acta Metallurgica*, 30 :1969–1978, 1982.
- [AF05] D. Ayrault and L. Forest. Assemblage et instrumentation d’une maquette BORLAND par procédé de soudage TIG. Rapport technique, CEA, 2005.
- [AFC02] AFCEN, editor. *RCCMR Règles de Conception et de Construction des Matériels mécaniques des îlots nucléaires Rapides, French design and construction rules for fast breeder reactor power stations*. AFCEN, 2002.
- [AGG04] O. Asserin, C. Guerin, and F. Gabriel. Estimation des paramètres thermiques pour la modélisation du soudage à l’aide de l’opérateur LEVM dans Cast3M. Rapport technique, CEA, 2004.
- [AHTS04] F Abe, T Horiuchi, M Taneike, and K Sawada. Stabilization of martensitic microstructure in advanced 9Cr steel during creep at high temperature. *Materials Science and Engineering A*, 378 :299–303, 2004.

- [AKO00] M. Abdel-Karim and N. Ohno. Kinematic hardening model suitable for ratchetting with steady-state. *International Journal of Plasticity*, 16 :225–240, 2000.
- [AMMF06] H.M. Aarbogh, M. M’Hamdi, A. Mo, and H.G. Fjaer. On using the Satoh test for extracting parameters in constitutive equations for modeling welding stresses in phase transformation steels. Dans *8th Int. Seminar "Numerical Analysis of Weldability"*, Seggau, Austria, 25-27 September, 2006.
- [AR39] J.B. Austin and R.L. Rickett. Kinetics of the decomposition of austenite at constant temperature. *Trans. AIME*, 135 :296–415, 1939.
- [Auz03] Q. Auzoux. *Fissuration en relaxation des aciers inoxydables austénitiques - influence de l’écrouissage sur l’endommagement intergranulaire*. Thèse de doctorat, Ecole des Mines de Paris, 2003.
- [Avr39] M Avrami. Kinetics of phase change. I-General theory. *Journal of Chemical Physics*, 7 :1103–1112, 1939.
- [Avr40] M. Avrami. Kinetics of phase change. II-Transformation-time relations for random distribution of nuclei. *Journal of Chemical Physics*, 8 :212–224, 1940.
- [AW92] S. Andrieux and F. Waeckel. Une loi de comportement thermo-metallurgique au refroidissement pour les aciers faiblement alliés. Rapport technique, Note technique EDF, DER-SIMA, HI-71/7459, 1992.
- [Bai24] E.C. Bain. The nature of martensite. *Trans. AIME*, 70 :25–45, 1924.
- [Bar97] A.M. Barnes. The effect of composition on microstructural development and mechanical properties of modified 9Cr1Mo weld metals. Dans *Microstructural stability of creep resistant alloys for high temperature plant application*, Sheffield, UK,, 1997.
- [BB03] C. Bataille and C. Birraux. Rapport sur la durée de vie des centrales nucléaires et les nouveaux types de réacteurs. Rapport technique, Assemblée Nationale Française, 2003.
- [BBB<sup>+</sup>06] A. Benallal, T. Berstad, T. Børvik, A.H. Clausen, and O.S. Hopperstad. Dynamic strain aging and related instabilities : experimental, theoretical and numerical aspects. *European Journal of Mechanics*, 25 :397–424, 2006.
- [BBI94] L. Béres, Z. Béres, and W. Irmer. New equation for calculating the Ms temperature. *Welding and cutting*, 46 :128–130, 1994.
- [BBI01] L. Béres, A. Bologh, and W. Irmer. Welding of martensitic creep-resistant steels. *Welding Journal (Supplement)*, August 2001 :191–195, 2001.
- [BCB03] A. Bougault, C.Janis, and J.C. Brachet. Experimental description of the mechanical behaviour of 9Cr up to 1200°C to anticipate the behaviour

- of material during welding & manufacturing of thick plates, or accidental conditions. Dans *Meeting on weldability of modified 9Cr1Mo*, Framatome St. Marcel, France, 2003.
- [BCP04] B. Binda, E. Capello, and B. Previtali. A semi-empirical model of the temperature field in the AISI 304 laser welding. *Journal of Materials Processing Technology*, 155-156 :1235–1241, 2004.
- [Ber99] E.-L. Bergquist. Consumables and welding modified 9Cr-1Mo steel. *Svetsaren*, 1-2 :22–25, 1999.
- [BFB07] S. Berbenni, V. Favier, and M. Berveiller. Micromacro modelling of the effects of the grain size distribution on the plastic flow stress of heterogeneous materials. *Computational Materials Science*, 39 :96–105, 2007.
- [BFK05] A.A. Burbelko, E. Frasz, and W. Kkapturkiewicz. About Kolmogorov's statistical theory of phase transformation. *Materials Science and Engineering A*, 413-414 :429–434, 2005.
- [BGB<sup>+</sup>98] J.-C. Brachet, L. Gavard, C. Boussidan, C. Lepoittevin, S. Denis, and C. Servant. Modelling of phase transformations occurring in low activation martensitic steels. *Journal of Nuclear Materials*, 258-263 :1307–1311, 1998.
- [Bha03] H.K.D.H. Bhadeshia. Advances in the kinetic theory of carbide precipitation. *Materials Science Forum*, 426-432 :35–42, 2003.
- [Bha04] H.K.D.H. Bhadeshia. Developments in martensitic and bainitic steels : role of the shape deformation. *Materials science and Engineering A*, 378 :34–39, 2004.
- [Bha05] H.K.D.H. Bhadeshia. Microstructural stability of strong 9-12 Dans *Proceedings of Super-High Strength Steels, 2-4 November 2005, Rome, Italy, Associazione Italian di Metallurgia*, pp1-10, 2005.
- [BJ04] A. Bougault and C. Janis. Caractérisations mécanique et fractographique dun acier 9Cr1Mo Nb V (T91), testé en traction dans la gamme de température 600°C-1200°C. Rapport technique, CEA, 2004.
- [BKDH48] P.A. Beck, J.C. Kremer, L.J. Demer, and M.L. Holzworth. Grain growth in high-purity aluminium and in an aluminium-magnesium alloy. *Transactions of the American Istitue of Mining and Metallurgical Engineers*, 175 :372–395, 1948.
- [BL98] M.C. Balmforth and J.C. Lippold. A preliminary ferritic-martensitic steel constitution diagram. *Welding Journal*, janvier :2–6, 1998.
- [BL00] M.C. Balmforth and J.C. Lippold. A new ferritic-martensitic steel constitution diagram. *Welding journal*, décembre :339–345, 2000.
- [BL01] L. Börjesson and L.-E. Lindgren. Thermal, metallurgical and mechanical models for simulation of multipass welding. *ASME J. Engrg. Mater. Technol.*, 123 :106–111, 2001.

- [BP06] Y.J.M. Bréchet and G.R. Purdy. On the possibility of DIGM-assisted abnormal grain growth. *Scripta Materialia*, 54 :2009–2011, 2006.
- [BQT07] Fabrice Barbe, Romain Quey, and Lakhdar Taleb. Numerical modeling of the plasticity induced during diffusive transformation. Case of a cubic array of nuclei. *European Journal of Mechanics - A/Solids*, 26 :611–625, 2007.
- [Bér98] L. Béres. Proposed modification to Schaeffler diagram for chrome equivalents and carbon for more accurate prediction of martensite content. *Welding journal*, 77 :273–276, 1998.
- [Bra91] J.C Brachet. *Alliages Martensitiques 9Cr-1Mo : effets de l'addition de lazote, du niobium et du vanadium sur la microstructure, les transformations de phases et les propriétés mécaniques*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 1991.
- [Bro06] M. Brochard. Modélisation du bain de soudage pour le procédé TIG. Dans *Club Cast3M 2006, 20 Novembre, 2006, Paris*, 2006.
- [BSSV04] R. Bonadé, P. Spatig, R. Schaublin, and M. Victoria. Plastic flow of martensitic model alloys. *Materials Science and Engineering*, 387-389 :16–21, 2004.
- [BZZ72] H.D. Bui, A. Zaoui, and J. Zarka. *Sur le comportement élastoplastique et viscoplastique des monocristaux et polycristaux métalliques de structure cubique à face centrée*. AZ. Sawczuck, 1972.
- [Cah62] J.W. Cahn. The impurity-drag effect in grain boundary motion. *Acta Metallurgica*, 10 :789–798, 1962.
- [Cai87] G. Cailletaud. *Une analyse micromécanique phénoménologique du comportement inélastique des métaux*. Thèse d'état, Université Paris 6, 1987.
- [Can99] V. Cano. Simulation complète des expériences de chauffage laser du disque N4 et comparaison avec l'expérience. Rapport technique, Note interne EDF DER, HI-74/99/002/A, 1999.
- [CAPM01] M.T. Cabrillat, P. Allegre, E. Pluyette, and B. Michel. Intergranular reheat cracking in 304H components. Experiments and damage evaluation. Dans *16th International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology (SMIRT), 12 - 17 August, Washington, USA*, 2001.
- [Cav98] N Cavallo. *Contribution à la validation expérimentale de modèles décrivant la Z.A.T. lors d'une opération de soudage*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 1998.
- [CC02] M. Coret and A. Combescure. A mesomodel for the numerical simulation of the multiphasic behavior of materials under anisothermal loading (application to two low-carbon steels). *International Journal of Mechanical Science*, 44 :1947–1963, 2002.

- [CCC04] M. Coret, S. Calloch, and A. Combescure. Experimental study of the phase transformation plasticity of 16MND5 low carbon steel induced by proportional and nonproportional biaxial loading paths. *European Journal of Mechanics - A/Solids*, 23 :823–842, 2004.
- [CCW<sup>+</sup>92] F. Colonna, J.-L. Chenot, J. Wendenbaum, S. Denis, and E. Gautier. On thermo-elastic-viscoplastic analysis of cooling processes including phases changes. *Journal of Materials Processing Technology*, 34 :525–532, 1992.
- [CG67] B.D. Coleman and N.E. Gurtin. Thermodynamics with internal state variables. *The Journal of Chemical Physics*, 47 :596–613, 1967.
- [Cha78] J.-L. Chaboche. *Description thermodynamique et phénoménologique de la viscoplasticité cyclique avec endomagement*. Thèse d'état, Université Paris 6, 1978.
- [Cha97] J.-L. Chaboche. Thermodynamic formulation of constitutive equations and application to the viscoplasticity and viscoelasticity of metals and polymers. *Int. J. Solids Structures*, 34 :2239–2254, 1997.
- [CL63] J. Cape and G. Lehman. Temperature and finite pulse-time effect in the flash method for measuring thermal diffusivity. *J. App. Physics*, 34 :1909–1913, 1963.
- [CLYM04] C. P. Constable, D. B. Lewis, J. Yarwood, and W. D. Münz. Raman microscopic studies of residual and applied stress in PVD hard ceramic coatings and correlation with X-ray diffraction (XRD) measurements. *Surface and Coatings Technology*, 184 :291–297, 2004.
- [CMP95] J.L. Chaboche, N. El Mayas, and P. Paulmier. Modélisation thermodynamique des phénomènes de viscoplasticité, restauration et vieillissement. *C.R. Academy des Sciences Paris*, 320 :9–16, 1995.
- [CoaS98] G.-J. Cai, H. o. andren, and L.-E. Svensson. Microstructural change of a 5tempering. *Material Science and Engineering*, A242 :202–209, 1998.
- [Cor01] M. Coret. *Etude expérimentale et simulation de la plasticité de transformation et du comportement multiphase de l'acier de cuve 16MND5 sous chargement multiaxial anisotherme*. Thèse de doctorat, Ecole Normale Supérieure de Cachan, 2001.
- [Cou06] L. Coudreuse. Fabrication d'une tôle en nuance X10CrMoVNb9-1 (9épaisseur 140mm. Rapport technique, CEA, 2006.
- [Cow61] R. D. Cowan. Proposed method of measuring thermal diffusivity at high temperatures. *J. App. Physics*, 32 :1363–1370, 1961.
- [Cow63] R. D. Cowan. Pulse method of measuring thermal diffusivity at high temperatures. *J. App. Physics*, 34 :926–927, 1963.

- [CRAP<sup>+</sup>01a] M. Chabaud-Reytier, L. Allais, D. Poquillon, C. Cäes-Hogrel ad M. Mottot, and A. Pineau. Modelling creep damage in heat affected zone in 321 stainless steel. Part II : Application to creep crack initiation simulatons. *Materials at high temperature*, 18 :82–90, 2001.
- [CRAP<sup>+</sup>01b] M. Chabaud-Reytier, L. Allais, D. Poquillon, C. Cäes-Hogrel, M. Mottot, and A. Pineau. Modelling creep damage in heat affected zone in 321 stainless steel. Part I : Quantitative study of intergranular damage. *Materials at high temperature*, 18 :71–80, 2001.
- [CRH<sup>+</sup>04] D.G. Carr, M.I. Ripley, T.M. Holden, D.W. Brown, and S.C. Vogel. Residual stress measurements in a zircaloy-4 weld by neutron diffraction. *Acta Materialia*, 52 :4083–4091, 2004.
- [Dak06] R. Dakhlaoui. *Analyse du comportement mécanique des constituants d'un alliage polycristallin multiphasé par diffraction des rayons X et neutronique*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale d'Arts et Métiers de Paris, 2006.
- [DB30] E.S. Davenport and E.C. Bain. Transformation of autenite at constant subcritical temperatures. *Trans. AIME*, 30 :117–129, 1930.
- [DBL81] Y. Desalos, A. Le Bon, and R. Lombry. Dans *4ème colloque de métallurgie de Saclay*, 1981.
- [dCMSB04] Y. de Carlan, M. Muruganath, T. Sourmail, and H. K. D. H. Bhadeshia. Design of new Fe9CrWV reduced-activation martensitic steels for creep properties at 650 °C. *Journal of Nuclear Materials*, 329-333 :238–242, 2004.
- [Den87] S. Denis. *Modélisation des interactions contrainte-transformation de phase et calcul par éléments finis de la genèse des contraintes internes au cours de la trempe des aciers*. Thèse d'état, INPL, 1987.
- [Dep04] L. Depradeux. *Simulation numérique du soudage - acier 316L : validation sur cas tests de complexité croissante*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 2004.
- [DGJM06] D.D. Doan, F. Gabriel, Y. Jarny, and P. Le Masson. Identification de la forme du bain de fusion et du flux thermique qui traverse l'interface liquide/solide lors d'une opération de soudage. Dans *Congrès SNS, couplage procédé pièce, Paris, 24 mars 2006, pp 16-18*, 2006.
- [DGSB85] S. Denis, E. Gautier, A. Simon, and G. Beck. Stress-transformation interaction, basic principles, modelling and calculation of internal stresses. *Material Science and Technology*, 1 :805–814, 1985.
- [DGSS87] S. Denis, E. Gautier, S. Sjoström, and A. Simon. Influence of stresses on the kinetics of pearlitic transformation during continuous cooling. *Acta Metall.*, 35 :1621–1632, 1987.

- [Doa06] D.D. Doan. *Modèle de source de chaleur pour la simulation du soudage avec et sans apport de matière*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale Nantes et Université de Nantes, 2006.
- [DP80] J.R. Dormand and P.J. Prince. A family of embedded Runge-Kutta formulae. *Journal of Computational and Applied Mathematics*, 6 :19–25, 1980.
- [DSAB03] A. Danon, C. Servant, A. Alamo, and J.C. Brachet. Heterogeneous austenite grain growth in 9Cr martensitic steels : influence of the heating rate and the austenization temperature. *Materials Science and Engineering*, A348 :122–132, 2003.
- [DSS87] S. Denis, S. Sjostrom, and A. Simon. Coupled temperature, stress, phase transformation calculation model, numerical illustration of the internal stresses evolution during cooling of a eutectoïde carbon steel cylinder. *Metalurgical Transactions A*, 18 :1203–1212, 1987.
- [Dut03] R. Duthilleul. Etude des évolutions microstructurales lors dun traitement thermique rapide à haute température dun acier martensitique de type 9Cr1Mo. Thèse de Master, Ecole Polytechnique de Lille, 2003.
- [Eas92] K.E Easterling. *Introduction To The Physical Metallurgy Of Welding*. Butterworth Heineman, second edition, 1992.
- [ET83] T. W. Eagar and N.-S. Tsai. Temperature fields produced by travelling distributed heat sources. *Welding Journal (Supplement)*, pages 346–355, 1983.
- [Eyr36] H. Eyring. Viscosity, plasticity and diffusion as exemples of absolute reaction rates. *J. Chem. Phys.*, 4 :283–291, 1936.
- [FA82] H.J. Frost and M. Ashby. *Deformation-Mechanism*. Pergamon Press, 1982.
- [Fas83] A. Fasano. *Free Boundary Problems, Theory and Application*. Longman Sc & Tech, 1983.
- [Fer85] F. M. Braz Fernandes. *Modélisation et calcul de l'évolution de la température et de la microstructure au cours du refroidissement continu des aciers*. Thèse de de doctorat, National Polytechnique de Lorraine, 1985.
- [FG78] R.S. Fidler and D.G. Gooch. The hot tensile properties of simulated heat affected zone structures in 9CrMo and 12CrMoV steels. Dans *Conférence on Ferritic Steels for Fast Reactor Steam Generators, London, UK*, 1978.
- [FIG07] J. Fernandez, S. Illescas, and J.M. Guilemany. Effect of microalloying elements on the austenitic grain growth in a low carbon HSLA steel. *Materials Letters*, 61 :2389–2392, 2007.

- [Fis90] F.D. Fischer. A micromechanical model for transformation plasticity in steels. *Acta Metallurgica*, 33 (8) :135–146, 1990.
- [Fol88] E. Folkhard. *Welding Metallurgy of Stainless Steels*. Springer-Verlag Wien New York, 1988.
- [For04a] L. Forest. Projet rcgma / matériau de cuve. soudabilité de l'acier 9%Cr modifié en forte épaisseur : analyse des essais varestraint réalisés sur les métaux d'apport commerciaux conseillés pour souder cet acier. Rapport technique, CEA, 2004.
- [For04b] L. Forest. Projet RCGMA / Matériau de cuve. Soudabilité de l'acier 9%Cr modifié en forte épaisseur : Evaluation par l'essai varestraint de la sensibilité à la fissuration à chaud de métaux d'apport commerciaux pour le soudage de cet acier. Rapport technique, CEA, 2004.
- [For05] L. Forest. Projet RCGMA / Matériau de cuve. soudabilité de l'acier T91 en forte épaisseur : Résultats des essais varestraint sur métaux d'apport expérimentaux et recommandations de composition chimique optimisée pour la tenue à la fissuration à chaud. Rapport technique, CEA, 2005.
- [FOTN98] F. D. Fischer, E. R. Oberaigner, K. Tanaka, and F. Nishimura. Transformation induced plasticity revised an updated formulation. *International Journal of Solids and Structures*, 35 :2209–2227, 1998.
- [FPZ91] D. François, André Pineau, and André Zaoui. *Comportement mécanique des matériaux*. Hermes, 1991.
- [FRTO00] A.C. Faleiros, T.N. Rabelo, G.P. Thim, and M.A.S. Oliveira. Kinetics of phase change. *Material Research*, 3 :51–60, 2000.
- [FRW<sup>+</sup>00] F. D. Fischer, G. Reisner, E. Werner, K. Tanak, G. Cailletaud, and T. Antretter. A new view on transformation induced plasticity (TRIP). *International Journal of Plasticity*, 16 :723–748, 2000.
- [FSC<sup>+</sup>06] B. Fournier, M. Sauzay, C. Caës, M. Noblecourt, and M. Mottot. Analysis of the hysteresis loops of a martensitic steel : Part I : Study of the influence of strain amplitude and temperature under pure fatigue loadings using an enhanced stress partitioning method. *Materials Science and Engineering : A*, 437 :183–196, 2006.
- [GA78] E. Gautier-Aeby. *Transformation perlitique sous contrainte de traction d'un acier eutectoïde- Etude cinétique et comportement mécanique*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, 1978.
- [GA85] E. Gautier-Aeby. *Transformations perlitique et martensitique sous contrainte de traction dans les aciers*. Thèse d'état, université de Nancy, 1985.
- [GA05] J. A. Goldak and M. Akhlagi. *Computational welding mechanics*. Springer, 2005.

- [Gaf04] V. Gaffard. *Experimental study of high temperature creep flow and damage behaviour of 9Cr1Mo-NbV steel weldments*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2004.
- [Gay94] A. De Gayffier. Algorithme non-linéaire de CASTEM2000. Rapport technique, Rapport interne CEA, 1994.
- [GCB84] J. Goldak, A. Chakravarti, and M. Bibby. A new finite element model for welding heat sources. *Metallurgical Transactions B*, 15 :299–304, 1984.
- [GCWB06] C. Gupta, J.K. Chakravartty, S.L. Wadekar, and S. Banerjee. Fracture behaviour in the dynamic strain ageing regime of a martensitic steel. *Scripta Materialia*, 55 :1091–1094, 2006.
- [GDLS94] E. Gautier, S. Denis, C. Liebaut, and S. Sjöström. Mechanical behaviour of Fe-C alloy during phase transformations. *Journal de Physique IV*, 4 :279–284, 1994.
- [Ger73] P. Germain. *Cours de mécanique des milieux continus*. Masson, 1973.
- [GH73] E.A. Grey and G.T. Higgins. Solute limited grain boundary migration : a rationalisation of grain growth. *Acta Metallurgica*, 21 :309–321, 1973.
- [Giu81] J. Giusti. *Contraintes et déformations résiduelles d'origine thermique, Application au soudage et à la trempe des aciers*. Thèse d'état, Laboratoire de Mécanique des Solides, Ecole Polytechnique, 1981.
- [GJ65] G.W. Greenwood and R.H. Johnson. The deformation of metals under small stresses during phase transformation. *Proc. Royal Society*, 283 :403–422, 1965.
- [GK41] R.A. Grange and J.M. Kiefer. Transformation of austenite on continuous cooling and its relation to transformation at constant temperature. *Trans. ASM*, 29 :85–116, 1941.
- [Got02] C. Goth. *Ingénierie des lois de comportement et simulation thermomécanique du procédé de fonderie*. Thèse de doctorat, ENS de Cachan, 2002.
- [GPPC01] Christophe Grignon, Eric Petitpas, Robert Perinet, and Jean Condoure. Modélisation thermométallurgique appliquée au soudage laser des aciers. *International Journal of Thermal Sciences*, 40 :669–680, 2001.
- [GR04] F. Gabriel and J.-L. Roatta. ACTION 152. Modélisation de l'apport de chaleur pour la simulation du champ de température lors du soudage multi-passes en chanfrein étroit. Rapport technique, Rapport technique DTEN/UTIAC/LMAP/DL/2004/040, 2004.
- [GVSG06] C.V. Gonçalves, L.O. Vilarinho, A. Scotti, and G. Guimarães. Estimation of heat source and thermal efficiency in GTAW process by

- using inverse techniques. *Journal of Materials Processing Technology*, 172 :42–51, 2006.
- [Hal51] E. O. Hall. The deformation and ageing of mild steel : III Discussion of results. *Proceedings of the Physical Society, Section B*, 64 :747–753, 1951.
- [Ham92] N. Hamata. *Modélisation du couplage entre lelasto-viscoplasticité anisotherme et la transformation de phase d'une fonte GS ferritique*. Thèse de doctorat, Université Paris 6, 1992.
- [Han90] *Metals Handbook, vol 2 : Properties and selection*. ASM handbook Committee, Ninth Edition, 1990.
- [Han04] N. Hansen. Hall-Petch relation and boundary strengthening. *Scripta Materialia*, 51 :801–806, 2004.
- [Hil65] M. Hillert. On the theory of normal and abnormal grain growth. *Acta Metallurgica*, 13 :227–238, 1965.
- [HK01] K. Ho and E. Krempl. The modeling of unusual rate sensitivities inside and outside the dynamic strain aging regime. *Journal of Engineering Materials and Technology*, 123 :28–35, 2001.
- [HLP01] S.G. Hong, W.B. Lee, and C.G. Park. The effects of tungsten addition on the microstructural stability of 9Cr-Mo steels. *Journal of Nuclear Materials*, 288 :202–207, 2001.
- [Hol80] R.A. Holt. Dans *IAEA Specialists meeting*, 1980.
- [Hou02] M. Houzé. *Influence des traitements thermiques sur le pouvoir Thermoélectrique des aciers de cuve*. Thèse de doctorat, INSA Lyon, 2002.
- [HRM86] Y. Hsu, B. Rubinsky, and K. Mahin. An inverse finite element method for analysis of stationary arc welding processes. *Journal of Heat Transfert*, 108 :734–741, 1986.
- [HSC<sup>+</sup>06] T.M. Holden, H. Suzuki, D.G Carr, M.I. Ripley, and B. Clausen. Stress measurements in welds : Problem areas. *Materials Science and engineering, A 437* :33–37, 2006.
- [Hsu06] T.Y. Hsu. Martensitic transformation under stress. *Materials Science and Engineering*, 64-68 :438–440, 2006.
- [Hu07] J. Hu. Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Part I : The arc. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50, 5-5 :833–846, 2007.
- [Hum88] R. Hummer. Relationship between cooling and dilatation curves of ductile-iron melts and their shrinkage tendency. *Cast Met. Vol. 1, 2* :62–68, 1988.

- [Hum97] F.J. Humphreys. A unified theory of recovery, recrystallization and grain growth, based on the stability and growth of cellular microstructures. Part II : The effect of second-phase particles. *Acta Materialia*, 45 :5031–5039, 1997.
- [Ino04] T. Inoue. Macro-, Meso- and Micro-scopic Metallo-thermo-mechanics - Application to phase transformations incorporating process simulation. *Materials Science Research International*, 10 (1) :1–11, 2004.
- [ISKM85] T. Inoue, S. Saganaki, T. Kishino, and M. Monkawa. Coupling between stress, température, and metallic structures during processes involving phase transformations. *Materials Science and Technology*, 1 :845–850, 1985.
- [JM39] W. Johnson and F. Mehl. Reaction kinetics in processes of nucleation and growth. *Transactions of the AIME*, 135 :416–458, 1939.
- [JR61] M. De Jong and G.W. Rathenau. Mechanical properties of an iron-carbon alloy during allotropic transformations. *Acta. Metallurgica*, 9 :714–720, 1961.
- [JWH<sup>+</sup>06] M.N. James, P.J. Webster, D.J. Hughes, Z. Chen, N. Ratel, S.-P. Ting, G. Bruno, and A. Steuwer. Correlating weld process conditions, residual strain and stress, microstructure and mechanical properties for high strength steel the role of neutron diffraction strain scanning. *Materials Science and Engineering : A*, 427 :16–26, 2006.
- [KC96] J Kichenin and A. Combescure. Etude expérimentale des transitoires thermiques pour une éprouvette en acier de cuve, dans le cadre du PPRD ”contraintes résiduelles”. Rapport technique, Laboratoire de Mécanique et Technologie (ENS Cachan), rapport interne n°179, 1996.
- [KC05] J. Kichenin and T. Charras. L’optimisation dans Cast3M. Rapport technique, CEA, 2005.
- [KCL<sup>+</sup>03] A. Kumar, B.K. Choudhary, K. Laha, T. Jayakumar, K. Bhanu Sankara Rao, and B. Raj. Characterisation of microstructure in 9% chromium ferritic steels using ultrasonic measurements. *Trans. Indian Inst. Met.*, 5 :483–497, 2003.
- [KE91] L. P. Kubin and Y. Estrin. Dynamic strain ageing and the mechanical response of alloys. *J. Phys. III*, 1 :929–943, 1991.
- [Kee04] E. Keehan. *Effect of microstructure on mechanical Properties of High Strength steel weld metals*. Thèse de doctorat, Chalmers university of technology and Göteborg university, 2004.
- [Ker00] N. Kerrouault. *Fissuration à chaud en soudage dun acier inoxydable austénitique*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Paris, 2000.
- [KF92] W. Kurz and D.J. Fisher. *fundamentals of Solidification*. Trans Tech Publications, Third edition, 1992.

- [KM59] D.P. Koistinen and R.E. Marburger. A general equation prescribing the extent of the austenite-martensite transformation in pure iron-carbon alloys and plain carbon steels. *Acta Metallurgica*, 7 :59–68, 1959.
- [KMF85] S. Katayama, A. Matsunawa, and T. Fujimoto. Correlation among solidification process, microstructure, microsegregation and solidification cracking susceptibility in stainless steel welds metals. *Trans. of JWRI*, 14 :123–138, 1985.
- [KMJC06] V. Klosek, M.H. Mathon, V. Ji, and R. Chiron. Détermination des contraintes résiduelles par diffraction de neutrons au LLB. Dans *Conférence Matériaux 2006, 13-17 novembre, Dijon, France*, 2006.
- [KMM<sup>+</sup>01] K. Kassner, C. Misbah, J. Müller, J. Kappey, and P. Kohler. Phase-field approach to crystal growth in the presence of strain. *Journal of Grain Growth*, 225 :289–293, 2001.
- [Kob93] R. Kobayashi. Modeling and numerical simulations of dendritic crystal growth. *Physica D*, 63 :410–423, 1993.
- [Kol37] A.N. Kolmogorov. *Bull. Acad. Sci. USSR. Ser. Math.*, 3 :355–359, 1937.
- [Kou03] S. Kou. *Welding Metallurgy*. Wiley-Interscience, 2003.
- [KR98] A. Karma and W.-J. Rappel. Quantitative phase-field modeling of dendritic growth in two and three dimensions. *Phys. Rev. E*, 57 :4323–4349, 1998.
- [KSFF04] E. Kozeschnik, J. Svoboda, P. Fratzl, and F.D. Fischer. Modelling of kinetics in multi-component multi-phase systems with spherical precipitates II : Numerical solution and application. *Materials Science and Engineering A*, 385 :157–165, 2004.
- [KSSK97] R Kishore, R. N Singh, T. K Sinha, and B. P Kashyap. Effect of dynamic strain ageing on the tensile properties of a modified 9Cr1Mo steel. *Journal of Materials Science*, 32 :437–442, 1997.
- [Lam00] V. Lambard. *Developpement d'une nouvelle nuance martensitique ODS pour l'utilisation sous rayonnement à haute température*. Thèse de doctorat, CEA-Université de Paris-Sud, 2000.
- [LC88] J. Lemaitre and J.L. Chaboche. *Mécanique des matériaux solides*. Dunod, seconde édition, 1988.
- [LCRM95] K. Laha, K. S. Chandravathi, K. B. S. Rao, and S. L. Mannan. Hot tensile properties of simulated heat-affected zone microstructures of 9Cr-1Mo weldment. *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, 62 :303–311, 1995.
- [LD57] K. Lücke and K. Detert. A quantitative theory of grain-boundary motion and recrystallization in metals in the presence of impurities. *Acta metallurgica*, 5 :628–637, 1957.

- [LD84] J.B. Leblond and J. Devaux. A new kinetic model for anisothermal metallurgical transformations in steel including effect of austenite grain size. *Acta Metallurgica*, 32 :137–146, 1984.
- [LD05] J. Lemaitre and R. Desmorat. *Engineering Damage Mechanics : Ductile, Fatigue and Brittle Failures*. Springer, 2005.
- [LDD89] J. B. Leblond, J. Devaux, and J. C. Devaux. Mathematical modelling of transformation plasticity in steels I : Case of ideal-plastic phases. *International Journal of Plasticity*, 5 :551–572, 1989.
- [Leb89] J. B. Leblond. Mathematical modelling of transformation plasticity in steels II : Coupling with strain hardening phenomena. *International Journal of Plasticity*, 5 :573–591, 1989.
- [Lej03] Y. Lejeail. Simulation du soudage multipasses sur un tube en acier 316L : Etude à partir des données du soudeur. Reflexions sur l’apport de chaleur. Rapport technique, CEA, 2003.
- [Lej06] Y. Lejeail. Premières simulations du soudage, du traitement thermique de détentionnement, et de la relaxaton à 550°C des maquettes borland en acier 9Cr1Mo mod. Rapport technique, CEA, 2006.
- [Lev44] K. Levenberg. A method for the solution of certain problems in least squares. *Quart. Appl. Math.*, 2 :164–168, 1944.
- [LFS07] H.L. Lukas, S.G. Fries, and B. Sundman. *Computational Thermodynamics : The Calphad method*. Cambridge University Press, 2007.
- [LHMK87] C.D. Lundin, J.A. Henning, R. Menon, and K.K. Khan. Transformation, metallurgical response and behavior of the weld fusion heat affected zone in Cr-Mo steels for fossil energy application. Rapport technique, ORNL, 81–07685/02-77, 1987.
- [Lin06] L.-E. Lindgren. Numerical modelling of welding. *Computer Methods in applied mechanics and engineering*, 195 :6710–6736, 2006.
- [LMD86a] J. B. Leblond, G. Mottet, and J. C. Devaux. A theoretical and numerical approach to the plastic behaviour of steels during phase transformationsI. Derivation of general relations. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 34 :395–409, 1986.
- [LMD86b] J. B. Leblond, G. Mottet, and J. C. Devaux. A theoretical and numerical approach to the plastic behaviour of steels during phase transformationsII. Study of classical plasticity for ideal-plastic phases. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 34 :411–432, 1986.
- [LNK04] Hyoungno Lee, Haruo Nakamura, and Hideo Kobayashi. Utilization of thermo-elasto-plastic analysis of welding eigenstrain for improvement of the bead flush method. *Engineering Fracture Mechanics*, 71 :2245–2255, 2004.

- [LRWW98] J.C Lagarias, J.A. Reeds, M.H. Wright, and P.E. Wright. Convergence properties of the nelder-mead simplex method in low dimensions. *SIAM Journal of Optimization*, 9 :112–147, 1998.
- [LST05] Li Laiping, Chen Shanben, and Lin Tao. The modeling of welding pool surface reflectance of aluminum alloy pulse GTAW. *Materials Science and Engineering A*, 394, 1-2 :320–326, 2005.
- [LT99] R. Levy-Tubiana. *Etude des composites à matrice métallique par la technique de la diffraction de neutrons : analyse du comportement élastoplastique et évaluation des contraintes résiduelles*. !thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay, 1999.
- [LTY06] F. Lu, X. Tang, H. Yu, and S. Yao. Numerical simulation on interaction between TIG welding arc and weld pool. *Computational materials science*, 35 :458–465, 2006.
- [Mag66] C.L. Magee. *Transformation kinetics, microplasticity and ageing of martensite in Fe-3L-Ni*. Thèse d'état, Carnegie Mellon University, Pittsburg, 1966.
- [Mar63] D. Marquardt. An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters. *SIAM J. Appl. Math.*, 11 :431–441, 1963.
- [Mar89] D. Marquis. *Phénoménologie et thermodynamique : Couplages entre la thermo-élasticité, plasticité, vieillissement et endomagement*. Thèse d'état, Université Paris 6, 1989.
- [Mar99] M. Martinez. *Jonction 16MnD5-1 690-316LM par soudage-diffusion - Elaboration et calcul des contraintes résiduelles de procédé*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 1999.
- [Mas01] K. Masuyama. History of power-plants and progress in heat resistant steels. *ISIJ*, 41 :612–625, 2001.
- [MD06] S. Mishra and T. DebRoy. Tailoring gas tungsten arc weld geometry using a genetic algorithm and a neural network trained with convective heat flow calculations. *Materials Science and Engineering : A*, 454-455 :477–486, 2006.
- [MJ99] M. Médale and M. Jaeger. Modélisation par éléments finis d'écoulements à surface libre avec changement de phase solide-liquide. A finite element thermal analysis of flows with free and moving boundaries. *International Journal of Thermal Sciences*, 38, 3 :267–276, 1999.
- [ML46] G.K Manning and C.H. Lorig. The relationship between transformation at constant temperature and transformation during cooling. *trans. AIME*, 67 :442–466, 1946.
- [MSVH06] N. Malésys, M. Seyed, L. Vincent, and F. Hild. On the formation of crack networks in high cycle fatigue. *C.R. Mécanique*, 334 :419–424, 2006.

- [MT04] M. Mochizuki and M. Toyoda. Thermal stress history in high tensile strength steels during weld process. *J. Phys. IV France*, 120 :635–648, 2004.
- [MVH07] N. Malésys, L. Vincent, and F. Hild. A probabilistic model to predict the formation and propagation of crack networks in thermal fatigue. *Int. J. of Fatigue*, submitted, 2007.
- [NM64] J.A. Nelder and R. Mead. A simplex method for function minimization. *the Computer Journal*, 7 :308–313, 1964.
- [NM99] D. Nortershauser and P. Millan. Resolution of a three-dimensionnal unsteady inverse problem by sequential method using parameter reduction and infrared thermography measurements. Dans *3rd. conference in inverse Problems in Engineering, june 13-18, Port Ludlow, WA, USA*, 1999.
- [Nor29] F.H. Norton. *Creep of steel at high temperatures*. Mc Graw-Hill, 1929.
- [Nou87] D. Nouailhas. A viscoplastic modelling applied to stainless steel behaviour. Dans *Second International Conference on constitutive laws for engineering materials. Theory and applications*, 1987.
- [OAC07] F.L.G. Oliveira, M.S. Andrade, and A.B. Cota. Kinetics of austenite formation during continuous heating in a low carbon steel. *Materials Characterization*, 58 :256–261, 2007.
- [O’B97] R. L. O’Brien, editor. *Jefferson’s Welding Encyclopedia*. AWS, 1997.
- [Ohn90] N. Ohno. Recent topics in constitutive modelling of cyclic plasticity and viscoplasticity. *Applied Mechanics Review*, 43 :283, 1990.
- [PE92] D.A. Porter and K.E Easterling. *Phase transformations in Metals and Alloys*. Chapman & Hall, seconde édition, 1992.
- [Pen06] J. Peng. *Détermination des contraintes résiduelles dans des revêtements par diffraction des rayons X en faible incidence*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure D’Arts et Métiers de Paris, 2006.
- [Pet53] N. J. Petch. The cleavage strength of polycrystals. *J. Iron and Steel Inst.*, 174 :25–28, 1953.
- [Pet06] C. Petry. *Caractérisation et modélisation sur une grande plage de température du comportement et de l’endommagement d’alliages métalliques*. Thèse de doctorat, ENS Cachan, 2006.
- [Pet07] M. Petelet. *Analyse de sensibilité globale de modèles thermomécaniques de simulation numérique du soudage*. Université de Bourgogne, 2007.
- [PG00] S. Petit-Grostabussiat. *Conséquences mécaniques des transformations structurales dans les alliages ferreux*. Thèse de doctorat, INSA Lyon, 2000.

- [PGTJ04] S. Petit-Grostabussiat, Lakhdar Taleb, and Jean-François Jullien. Experimental results on classical plasticity of steels subjected to structural transformations. *International Journal of Plasticity*, 20 :1371–1386, 2004.
- [PJ48] W.I. Pumphrey and F.J. Jones. Inter-relation of hardenability and isothermal transformation data. *JISI*, 159 :137–144, 1948.
- [PJBA61] W. J. Parer, R.J. Jenkins, C.P. Butler, and G.L. Abbott. Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity and thermal conductivity. *Journal of Applied Physics*, 32 :1679–1684, 1961.
- [PMD06] V. Pavlik, O. Mokrov, and U. Dilthey. Heat source modelling in GMA-welding and its integration in stress-strain analysis. Dans *8th Int. Seminar "Numerical Analysis of Weldability"*, Seggau, Austria, 25-27 September, 2006.
- [PR59] L.F. Porter and P.C. Rosenthal. Effect of applied tensile stress on phase transformations in steel. *Acta Metallurgica*, 7 :504–514, 1959.
- [PSE52] V. A. Phillips, A. J. Swain, and R. Eborall. Markings in aluminium-magnesium alloys. *J. Inst. Metals*, 81 :625, 1952.
- [PSH<sup>+</sup>06] S. Pratihar, V. Stelmukh, M.T. Hutchings, M.E. Fitzpatrick, U. Stühr, and L. Edwards. Measurement of the residual stress field in MIG-welded AL-2024 and AL-7150 aluminium alloy compact tension specimens. *Materials Science and Engineering*, A 437 :46–53, 2006.
- [RB97] J.J. Robson and H.K.H.B. Bhadeshia. Modelling precipitation sequences in power plant steels Part2 - application of kinetic theory. *Materials Science and Technology*, 13 :640–644, 1997.
- [RGM07] S. Rouquette, J. Guo, and P. Le Masson. Estimation of the parameters of a gaussian heat source by the LevenbergMarquardt method : Application to the electron beam welding. *International Journal of Thermal Sciences*, 46 :128–138, 2007.
- [Rib05] R. Ribeiro. Contribution à l'industrialisation d'une machine de flexion pure cyclique et d'un logiciel d'identification du comportement élastoplastique des tôles. Thèse de Master, CNAM de Paris, 2005.
- [RM43] G.A Roberts and R.F. Mehl. The mechanism and the rate of formation of austenite from ferrite-cementite aggregates. *Transactions of the ASM*, 31 :613–650, 1943.
- [Rob07] Y. Robert. *Simulation numérique du soudage du TA6V par laser YAG impulsif : caractérisation expérimentale et modélisation des aspects thermomécaniques associés à ce procédé*. Thèse de doctorat, Ecole des Mines de Paris, 2007.
- [Ros41] D. Rosenthal. Mathematical theory of heat distribution during welding and cutting. *Welding RJournal (Supplement)*, 6 :220–234, 1941.

- [Ros46] D. Rosenthal. The theory of moving sources of heat and its application to metal treatments. *Transactions of the ASME*, 69 :849–866, 1946. Semi-Annual Meeting, Detroit, Mich., June 17-20, 1946, of The American Society of Mechanical Engineers.
- [SAA06] R. Stasko, H. Adrian, and A. Adrian. Effect of nitrogen and vanadium on austenite grain growth kinetics of low alloy steel. *Materials Characterization*, 56 :340–347, 2006.
- [Sac82] K. Sachdev. Dynamic strain aging of various steels. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 13 :1543–1940, 1982.
- [Sau24] A. Sauveur. What is steel ? Another answer. *Iron Age*, 113 :581–583, 1924.
- [Sch35] E. Scheil. An laufzeit der austenitumwand lung. *Archiv. Eisenhüttenwes*, 8 :565–588, 1935.
- [Sch49] A.L. Schaeffler. Constitution diagram for stainless steel weld metal. *Metal Progress*, 56 :849–866, 1949.
- [Sch60] H. Schneider. Investment casting of high-hot strength 12% chrome steel. *Foundary trade journal*, 108 :562563, 1960.
- [SCRGRVRB07] V.M. Sánchez-Cabrera, C. Rubio-González, J.I. Ruíz-Vela, and C. Ramírez-Baltazar. Effect of preheating temperature and filler metal type on the microstructure, fracture toughness and fatigue crack growth of stainless steel welded joints. *Materials Science and Engineering : A*, 452-453 :235–243, 2007.
- [Ses98] K. Sestier. *Evolution microstructurale et comportement mécanique à haute température de l'acier de cuve 16MnD5 en situation d'accident grave*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1998.
- [SFFK04] J. Svoboda, F.D. Fischer, P. Fratzl, and E. Kozeschnik. Modelling of kinetics in multi-component multi-phase systems with spherical precipitates I : Theory. *Materials Science and Engineering A*, 15 :166–174, 2004.
- [SG06] B. Saint-Gemain. *Etude expérimentale et numérique des distorsions de structures mecano-soudées*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Paris, 2006.
- [SHA80] J. Gil Sevillano, P. Van Houtte, and E. Aernoudt. Large strain work hardening and textures. *Progress in Materials Science*, 25 :69–134, 1980.
- [SHW74] H.J. Schuller, L. Hagn, and A. Woitschek. Cracking in the weld region of shaped components in hot steam pipelines - Materials investigations. *Der Maschinenschaden*, 47 :1–13, 1974.

- [Sim06] L. Simonet. *Effet des hétérogénéités sur le pouvoir Thermoélectrique de l'acier de cuve*. Thèse de doctorat, INSA Lyon, 2006.
- [SK76] T.E. Swarr and G. Krauss. The effect of structure on the deformation of as-quenched and tempered martensite in an Fe-0.2%C alloy. *Metalurgical Transactions A*, 7 :41–48, 1976.
- [SLC00] R.K. Shiue, K.C. Lan, and C. Chen. Toughness and austenite stability of modified 9Cr-1Mo welds after tempering. *Material Science and Engineering*, A287 :10–16, 2000.
- [SM96] N. Saunders and A.P. Miodownik. *Calphad Calculation of Phase Diagrams : A comprehensive Guide*. Pergamon, 1996.
- [SPVR95] S. Saroja, P. Parameswaran, M. Vijayalakshmi, and V.S. Raghunathan. Prediction of microstructural states in Cr-Mo steels using phase evolution diagrams. *Acta Metallurgica et Materialia*, 43 :2985–3000, 1995.
- [SSW00] J.P. Simmons, C. Shen, and Y. Wang. Phase field modeling of simultaneous nucleation and growth by explicitly incorporating nucleation events. *Scripta Materialia*, 43 :935–942, 2000.
- [ST37] E. Scheil and W. Thiele. Änderungen von mechanischen bei der austenit-martensit-umwandlung. *Arch. Eisenhüttenwesen*, 10 :477–480, 1937.
- [ST77] M. Shimizu and I. Tamura. Effect of discontinuous change in cooling rate during continuous cooling on perlitic transformation behavior of steel. *Trans. ISIJ*, 17 :469–476, 1977.
- [Sud06] W. Sudnik. Basic and standard self-consistent mathematical models of arc welding processes for engineers. Dans *8th Int. Seminar "Numerical Analysis of Weldability"*, Seggau, Austria, 25-27 September, 2006.
- [TA04] K. Tanaka and Y. Akiniwa. Diffraction measurements of residual macrostress and microstress using X-rays, synchrotron and neutrons. *JSME International Journal Series A*, 47 :252–263, 2004.
- [TAAG<sup>+</sup>07] J. Da Costa Teixeira, B. Appolinaire, E. Aeby-Gautier, S. Denis, G. Cailletaud, and N. Späth. Transformation kinetics and microstructures of Ti17 titanium alloy during continuous cooling. *Materials Science and Engineering A*, 448 :135–145, 2007.
- [TAB<sup>+</sup>04] A. A. F. Tavassoli, A. Alamo, L. Bedel, L. Forest, J. M. Gentzbittel, J. W. Rensman, E. Diegele, R. Lindau, M. Schirra, R. Schmitt, and et al. Materials design data for reduced activation martensitic steel type EUROFER. *Journal of Nuclear Materials*, 329-333 :257–262, 2004.
- [Tam05] B. Tambunan. Simulation of heat transfert with improved latent heat parameter in continuous casting. Dans *Seminar National MIPA, Universitas Indonesia depok*, 24-26 November, 2005.

- [Tar94] A. Tarantola. *Inverse Problem Theory - Methods for data fitting and model parameters estimation*. Elsevier, second edition, 1994.
- [TE84] N.S. Tsai and T.W. Eagar. Changes of weld pool shape by variations in the distribution of heat source in arc welding. Dans AIME, editor, *Modelling of Casting and Welding Processes II*, volume 317, pages 317–328, 1984.
- [THDK06] M. Tanaka, M. Hasegawa, A.F. Dericioglu, and Y. Kagawa. Measurement of residual stress in air plasma-sprayed Y2O3ZrO2 thermal barrier coating system using micro-Raman spectroscopy. *Materials Science and Engineering : A, Volume 419, Issues 1-2, 15 March 2006, Pages 262-268*, 419 :262–268, 2006.
- [Tis98] F. Tissot. *Etude phénoménologique et modélisation du comportement du bain de fusion en soudage TIG en vue d'une application au contrôle du procédé*. Thèse de doctorat, Université d'Aix-Marseille, 1998.
- [TM91] P. Tekriwal and J. Mazumder. Transient and residual thermal strain-stress analysis of GMAW. *ASME, Journal of Engineering Materials and Technology*, 113 :336–343, 1991.
- [TP06] L. Taleb and S. Petit. New investigations on transformation induced plasticity and its interaction with classical plasticity. *Int. J. Plasticity*, 22 :110–130, 2006.
- [TRSS02] A. A. F. Tavassoli, J. W. Rensman, M. Schirra, and K. Shiba. Materials design data for reduced activation martensitic steel type F82H. *Fusion Engineering and Design*, 61-62 :617–628, 2002.
- [TS03] L. Taleb and F. Sidoroff. A micromechanical modeling of the GreenwoodJohnson mechanism in transformation induced plasticity. *International Journal of Plasticity*, 19 :1821–1842, 2003.
- [TSA04] M. Taneike, K. Sawada, and F. Abe. Effect of carbon concentration on precipitation behaviour of M23C6 carbides and MX carbonitrides in martensitic 9Cr steel during heat treatment. *Metallurgical transactions*, 35A :1255–1261, 2004.
- [UHT82] M. Umemoto, K. Horiuchi, and I. Tamura. Transformation kinetics of bainite during isothermal holding and continuous cooling. *Trans. ISIJ*, 22 :854–861, 1982.
- [UHT83] M. Umemoto, K. Horiuchi, and I. Tamura. Transformation to pearlite from work-hardened austenite. *Trans. ISIJ*, 23 :775–789, 1983.
- [VBL03] Y. Vincent, J.-M. Bergheau, and J.-B. Leblond. Viscoplastic behaviour of steels during phase transformations. *C.R. Mécanique*, 331 :587–594, 2003.
- [VCC05] S. Valence, M. Coret, and A. Combescure. Extension symétrique du modèle de leblond pour la simulation du phénomène de plasticité de

- transformation. Dans *Septième colloque national en calcul des structures, Giens, 2005*, 2005.
- [VCP96] J.C. Videau, G. Cailletaud, and A. Pineau. Experimental study of the transformation induced plasticity in CrNiMoAl steel. *J. de Physique*, 6 :465–474, 1996.
- [Ver05] B. Vereecke. *Une analyse probabiliste du comportement d'une famille d'aciérs pour cuve de REP en cas d'accident grave*. Thèse de doctorat, Université Paris 6, 2005.
- [Vin06] S. Vincent. *Caractérisation et identification d'un modèle de comportement et d'endommagement sur une grande plage de températures*. Thèse de Master, ENS Cachan, 2006.
- [VJGC01] Y. Vincent, J.F. Julien, P. Gilles, and V. Cano. Thermal, metallurgical, mechanical simulations and experimental validations of residual stresses in the heat affected zone. Dans *16th International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology (SMIRT), 12 - 17 August, Washington, USA, 2001*.
- [Wae94] F. Waeckel. *Une loi de comportement thermo-métallurgique des aciérs pour le calcul mécanique des structures*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, 1994.
- [Was37] G. Wassermann. Untersuchungen an einer eisen nickel-legierung über die verformbarkeit während der a-g umwandlung. *Arch. Eisenhüttenwesen*, 10 :321–325, 1937.
- [WB01a] P.J. Withers and H.K.D.H. Bhadeshia. Residual stress Part1 - Measurement techniques. *Material Science and Technology*, 17 :355–365, 2001.
- [WB01b] P.J. Withers and H.K.D.H. Bhadeshia. Residual stress Part2 - Nature and origins. *Material Science and Technology*, 17 :366–375, 2001.
- [WBM92] A.A. Wheeler, .J. Boettinger, and G.B. McFadden. Phase-field model for isothermal phase transitions in binary alloys. *Phys. Rev. A*, 45 :7424–7440, 1992.
- [WDA96] F. Waeckel, P. Dupas, and S. Andrieux. A thermo-metallurgical model for steel cooling behaviour : proposition, validation and comparison with the Sysweld's model. *J. de Physique 4, colloque C1*, 6 :255–263, 1996.
- [Wel02] U. Welzel. *Diffraction Analysis of Residual Stress ; Modelling Elastic Grain Interaction*. Thèse de doctorat, Universität Stuttgart, 2002.
- [Wel04] T. Weller. *Etude des symétries et modèles de plaques en piézoélectricité linéarisée*. Thèse de doctorat, Université Montpellier II, 2004.
- [YM04] Z. Yi and D.A. Murio. Identification of source terms in 2-D IHCP. *Computers and Mathematics with applications*, 47 :1517–1533, 2004.

- [YN05] X. Yang and S. Nassar. Constitutive modelling of time-dependent cyclic straining for solder alloy 63Sn-37Pb. *Mechanics of Materials*, 37 :801–814, 2005.
- [YS06] Q. Yu and Y. Sun. Abnormal growth of austenite grain of lo-carbon steel. *Materials Science and Engineering*, 420 :34–38, 2006.
- [YT99] M. Yaguchi and Y. Takahashi. Unified inelastic constitutive model for modified 9Cr-1Mo steel incorporating dynamic strain aging effect. *Japan Society of Mechanical Engineers*, 42 :1–10, 1999.
- [ZD91] Y.T. Zhu and J.H. Devletian. Determination of equilibrium solid-phase transition temperature using DTA. *Mettalurgical Transactions A*, 22A :1993–1998, 1991.
- [ZSN00] W. Zhang, B.A. Senior, and F.W. Noble. Comparison of effects of ageing on fracture of 9Cr1Mo and 2.25Cr1Mo steel. *Material Science and Technology*, 7 :34–42, 2000.



# Annexe 1 :

## Généralités sur le soudage

Parmi les procédés de soudage, ce sont les procédés de soudage à l'arc qui sont le plus couramment utilisés dans l'industrie, en particulier dans la construction métallique. Le choix du type de procédé de soudage dépend de nombreux paramètres, à la fois techniques et économiques.

On peut classer les procédés de soudage en deux groupes. Le premier rassemble les procédés de soudage endogènes, la source d'énergie étant interne à la pièce. Dans ce groupe, on retrouve :

- le soudage par résistance (appelé communément soudage par point)
- le soudage par friction (FSW *Friction Stir Welding*, qui est de plus en plus utilisé dans l'industrie pour les composants de faible épaisseur, en particulier en alliages d'aluminium)
- le soudage par diffusion
- le soudage par explosion
- le soudage par ultrasons.

Le second groupe est constitué quand à lui des procédés de soudage par fusion -avec source d'énergie externe- qui est le plus répandu dans l'industrie, hormis dans l'industrie automobile où le soudage par point est prédominant pour l'assemblage des tôles minces.

### Les procédés de soudage par fusion

Le principe du soudage par fusion est de liquéfier le métal de base de chacune des parties voisines de leur interface, afin de créer un lien physique lors du refroidissement de cette zone fondue avec ou sans métal d'apport.

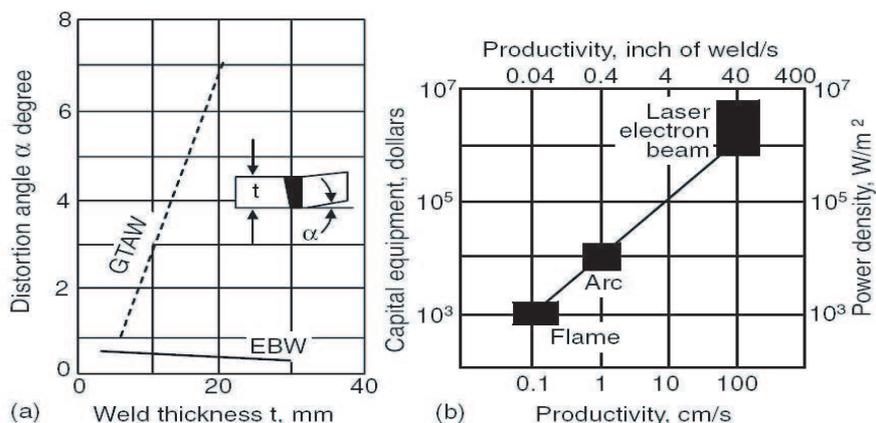
Les procédés de soudage par fusion se divisent en trois familles :

- au gaz
  - soudage oxy-acétylène (OAW *OxyAcetylene Welding*)
- à l'arc

- soudage -non automatisable- avec électrode enrobée (SMAW *Shielded Metal Arc Welding*)
- soudage à l’arc électrique avec fil fourré (FCAW *Flux-Cored Arc Welding*)
- soudage à l’arc sous gaz inerte avec électrode réfractaire ou procédé TIG *Tungstene Inert Gaz* (GTAW *Gas-Tungsten Arc Welding*)
- soudage par plasma (PAW *Plasma Arc Welding*)
- soudage à l’arc sous protection gazeuse avec fil continu fusible MIG *Metal Inert Gaz* dans le cas d’utilisation d’un gaz neutre ou MAG *Metal Active Gaz* dans le cas d’un gaz actif (GMAW *Gas-Metal Arc Welding*)
- soudage à l’arc submergée (SAW *Submerged Arc Welding*)
- par faisceau à haute énergie
  - soudage par faisceau d’électron (EBW *Electron Beam Welding*)
  - soudage par faisceau laser (LBW *Laser Beam Welding*).

Le soudage “electrostag” (ou placage avec feuillards par electrostag), qui ne rentre dans aucune des familles citées ci-dessus bien que l’on ait soudage par fusion, est très proche du soudage à l’arc submergé, sauf que l’énergie nécessaire pour fondre le métal d’apport est fournie par effet Joule.

Les densités d’énergie mises en jeu dans ces trois familles ont des ordres de grandeur différents. Les procédés à haute énergie ont l’avantage d’une grande productivité mais aussi de créer peu de distorsion de soudage de par leur grande profondeur de pénétration. De plus le risque d’apparition de défauts dans la ZAT sont moins importants (voir Fig. 4.55).



**FIG. 4.55:** Comparaisons entre les trois familles de soudage par fusion (a) : *distorsion angulaire* (b) : *coût de l’installation et productivité d’après [Kou03]*

Dans la catégorie du soudage à l'arc, les procédés TIG (voir Fig. 4.58) et MIG/MAG (voir Fig. 4.57) sont les plus couramment utilisés avec du fait de sa portabilité, le soudage à l'électrode enrobée (voir Fig. 4.56), bien que le soudage à l'arc submergé se prête plus facilement à l'automatisation.

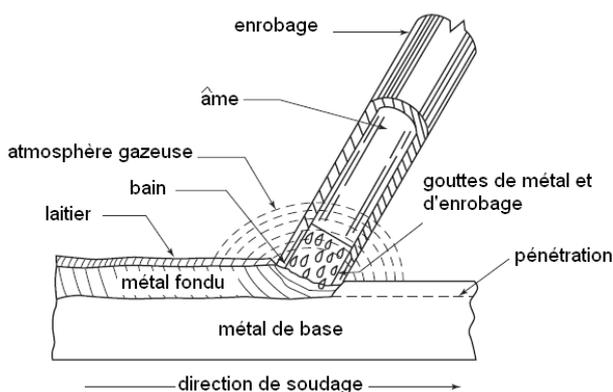


FIG. 4.56: Procédé de soudage à électrode enrobée d'après [O'B97]

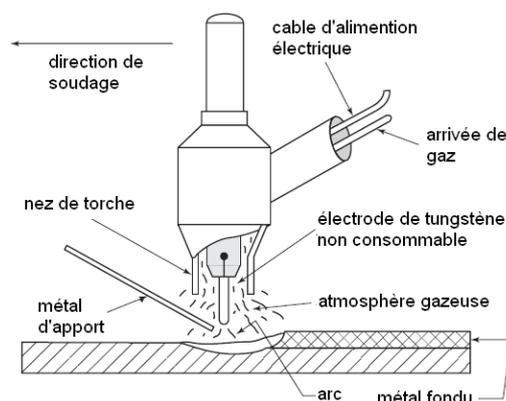
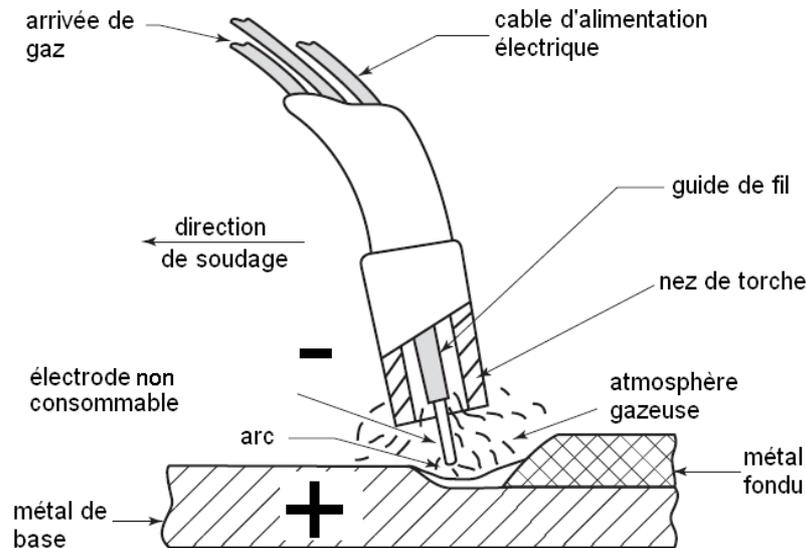


FIG. 4.57: Procédé de soudage à l'arc MIG/MAG d'après [O'B97]

### Le procédé de soudage TIG

Le procédé de soudage à l'arc avec électrode en tungstène est beaucoup utilisé pour le soudage des tôles mais plus particulièrement pour tous les métaux plus ou moins difficiles à souder. Parmi ces métaux, mentionnons l'aluminium, le magnésium, l'acier inoxydable, le cuivre et ses alliages, et différents aciers plus ou moins alliés de différentes épaisseurs. Il ne requiert que peu et même parfois aucun nettoyage après la soudure. Le soudage à l'arc électrique avec électrode réfractaire sous protection gazeuse s'exécute facilement dans toutes les positions sans aucune projection de métal. De plus, les soudures se font sans l'emploi du laitier, éliminant ainsi les inclusions. Le chauffage des pièces s'effectue sur une petite surface, le bain de fusion est étroit et la vitesse de soudage, relativement élevée. En raison du gaz inerte, on peut dire que les émanations de vapeur et de fumée toxique sont éliminées dans la plupart des cas. Le dépôt de soudure est très dense et le procédé permet d'exécuter les soudures sans porosité même sur des métaux difficilement soudables, tels les alliages de titane et le zirconium. Enfin, le procédé est idéal aussi pour effectuer des réparations ou la fabrication de pièces en petites séries.

Les principaux inconvénients du soudage TIG sont sa lenteur, son coût (peu rentable pour les fortes épaisseurs, nécessité d'un transformateur et d'un générateur haute fréquence, prix du gaz de protection élevé) ainsi que les distorsions importantes qu'il entraîne.



**FIG. 4.58:** Procédé de soudage à l'arc TIG d'après [O'B97]

Pour les essais réalisés dans le cadre de cette étude, nous avons utilisé un courant continu, à polarité normale (CCPN), permettant un chauffage rapide de la pièce, l'inconvénient étant que le bain fondu n'est pas "nettoyé" comme il l'est lors de l'utilisation d'un courant alternatif (d'où le risque accru d'inclusion d'oxydes métalliques).

Les gaz neutres utilisés sont soit l'argon, soit l'hélium. Le gaz neutre empêche le contact entre le métal en fusion et l'air et évite toute réaction chimique de l'air avec le métal fondu, notamment l'oxydation.

### Intéactions électrode-pièce(s)

Les phénomènes physiques qui interviennent lors d'une opération de soudage TIG sont très nombreux, comparés aux méthodes d'assemblage mécaniques comme le rivetage, le clinchage ou encore l'agrafage. De plus, certains de ces phénomènes sont difficilement quantifiables. Même mineurs, les phénomènes physiques peuvent entraîner des dispersions dans les caractéristiques finales qui ne sont pas toujours négligeables.

On peut distinguer les phénomènes physiques qui interviennent :

- soit au niveau de l'électrode (voir Fig. 4.59)
- soit au niveau de la pièce (voir Fig. 4.60)

La force électromagnétique "the pinch effect" est le facteur essentiel de formation de la goutte de matière. L'électricité joue également un rôle primordial dans le procédé de soudage. Du réglage de l'intensité et de la tension du générateur dépendront la quantité

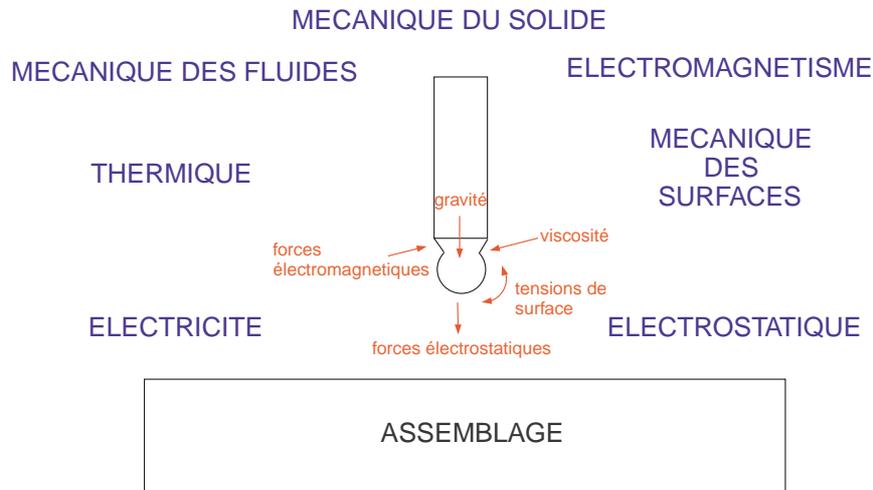


FIG. 4.59: Phénomènes physiques intervenant au niveau de l'électrode

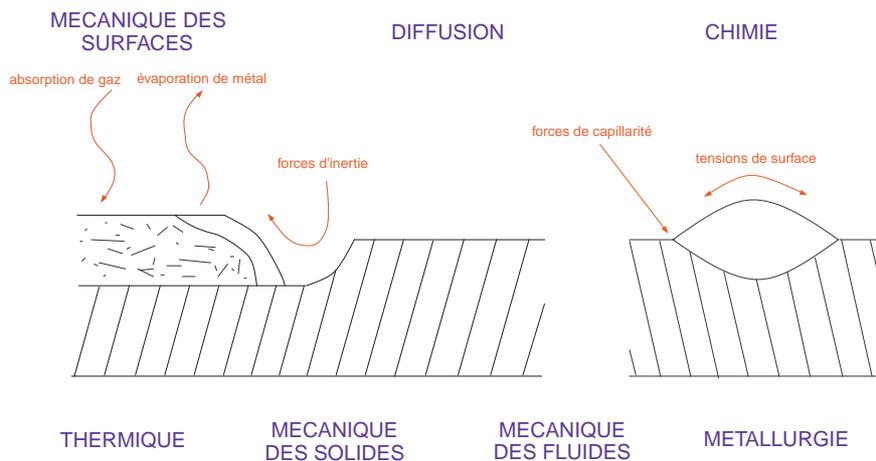
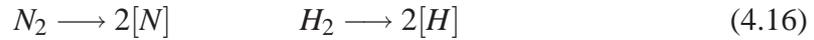


FIG. 4.60: Phénomènes physiques intervenant au niveau de la pièce

d'énergie transférée, la vitesse de projection de la matière, ainsi que le volume projeté par unité de temps ([PMD06] [Sud06]).

Le bain de soudure liquide va absorber certains gaz atmosphériques comme l'azote ou l'hydrogène. L'azote peut être absorbé sous forme gazeuse ou par réaction chimique (au delà de 1600°C). L'hydrogène est le gaz le plus absorbé en volume, ce qui induit des problèmes de porosité lors de la solidification. Comme l'azote, il va se décomposer à haute température dans le métal par réaction chimique :



Les flux thermiques ainsi que les flux de matière liquide dans le bain de soudure peuvent significativement affecter la géométrie de la zone fondue ainsi que la profondeur de pénétration du bain. En retour, cela affecte les gradients de température et le comportement au refroidissement du bain, ce qui induit des phénomènes de convection à l'intérieur du bain, de turbulences. Le paramètre clef de ce phénomène est la tension de surface du bain ainsi que les efforts de capillarité liquide-solide. Ce type de convection induite par des tensions de surface (surface tension-influenced convection TIC) est connu sous le nom d'effet Marangoni. Des simulations numériques multiphysiques permettent de rendre compte des phénomènes locaux à l'arc de soudage ([Bro06], [Tis98], [Hu07], [LTY06], [LST05], [MJ99]).



**FIG. 4.61:** Illustration des conséquences des turbulences sur la géométrie du bain d'après [Eas92] (a) : bain symétrique (b) : bain asymétrique

La présence d'un bain asymétrique qui apparaît notamment lorsque le matériau n'est pas parfaitement homogène n'est pas rare.

Dans le cadre de cette étude, nous ne considérerons pas les phénomènes physiques au niveau de l'électrode et de la surface de la pièce. Nous nous contenterons de définir une source d'apport calorifique équivalente. Pour ce qui est des phénomènes physiques dans la pièce, seuls les aspects mécaniques, thermiques et métallurgiques seront considérés ici, ainsi que les couplages pouvant interagir entre eux.

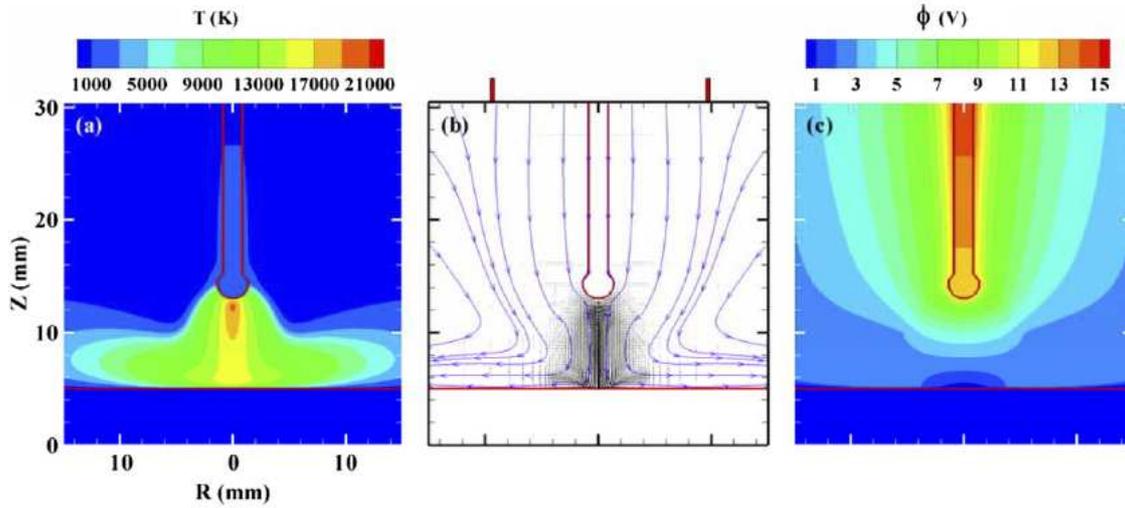


FIG. 4.62: Température, vitesse du plasma d'arc et distribution du potentiel électrique, d'après [Hu07]

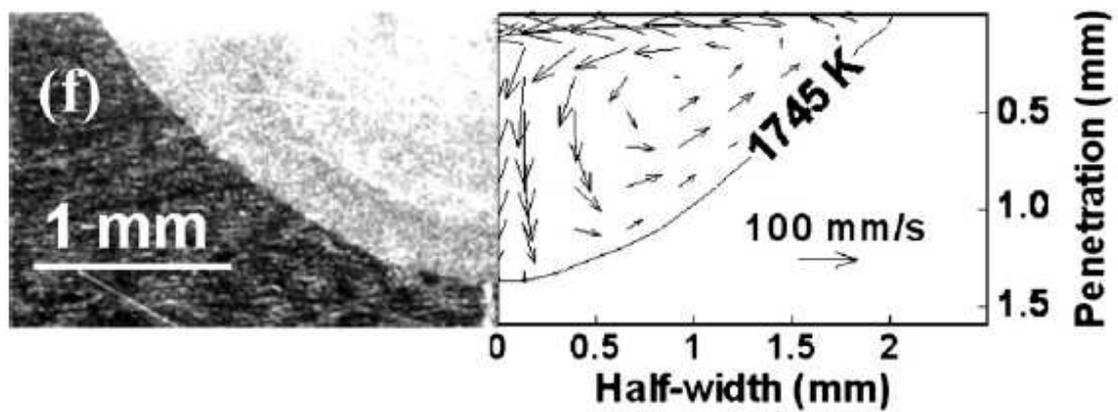


FIG. 4.63: Comparaison des géométries de bain entre simulation et expérience, par transfert thermique et mécanique des fluides en soudage TIG, d'après [MD06]



## Annexe 2 : Algorithme de minimisation de Levenberg-Marquardt

L'algorithme de Levenberg-Marquardt est une méthode locale d'optimisation non-linéaire ([Lev44] [Mar63]), qui est plus performante que les méthodes de descente par gradient (gradient simple, quasi-Newton), dans le cas de problèmes de taille moyenne et faiblement non-linéaire. L'inconvénient des méthodes par gradient étant qu'elles donnent une direction, et non un *pas*.

Le critère des *moindres carrés* (equation 1.6) peut s'écrire :

$$E(V_p) = \left\langle \left( V_{V_p}^{sim} - V^{exp} \right)^2 \right\rangle \quad \text{avec} \quad f(V_p) = V_{V_p}^{sim} \quad (4.17)$$

où  $\langle \rangle$  représente la valeur moyenne sur l'ensemble des points de contrôle. Si on suppose que la fonction du modèle direct  $f$  est linéaire par rapport aux variables  $V_p$ , le critère  $E$  prend une forme quadratique :

$$E(V_p) = a + 2b^T V_p + V_p^T C V_p \quad (4.18)$$

où les vecteurs  $a$ ,  $b^T$  et la matrice symétrique  $C$  représentent des constantes moyennées fonction des dérivées premières et secondes de  $f$ . Le minimum local de cette fonction critère est trouvé lorsque le gradient de  $E(V_p)$  est nul. La solution de ce problème parabolique est :

$$\begin{aligned} \nabla E(V_p) &= b + C V_p = 0 \\ \Rightarrow V_p^{opt} &= -C^{-1} b \end{aligned} \quad (4.19)$$

Dans ce cas, aucune descente par gradient n'est effectuée. On vise directement la solution supposée être le fond d'une demi *sphère*. Cette linéarisation de la fonction  $f$  permet de converger vers la solution plus rapidement que les méthodes de descente par gradient simple. Le calcul des dérivées locales premières et secondes de  $f$  est souvent délicate. On peut remédier à cette difficulté parfois rédhibitoire en ne calculant pas directement les dérivées secondes mais leurs approximations à partir des dérivées premières.

La linéarisation  $\hat{f}(V_p)$  de  $f(V_p)$  au voisinage de  $(V_p)^0$ , s'écrira par développement de Taylor :

$$\hat{f}(V_p) = f(V_p^0) + (V_p - V_p^0)^T \nabla f(V_p^0) \quad (4.20)$$

qui conduit à la forme quadratique de  $E$ , notée de la même façon  $\hat{E}(V_p)$  :

$$\hat{E}(V_p) = \langle (\hat{f}(V_p) - V^{exp})^2 \rangle \quad (4.21)$$

dont le gradient s'écrira :

$$\nabla \hat{E}(V_p) = \langle 2 (\hat{f}(V_p) - V^{exp}) \nabla \hat{f}(V_p) \rangle \quad (4.22)$$

En remplaçant  $\hat{f}(V_p)$  par sa forme définie en 4.20 et  $\nabla \hat{f}(V_p)$  par  $\nabla f(V_p^0)$  ( $\hat{f}$  étant une forme linéaire de  $V_p$ ), on obtient :

$$\nabla \hat{E}(V_p) = \langle 2 (f(V_p^0) + (V_p - V_p^0)^T \nabla f(V_p^0) - V^{exp}) \nabla f(V_p^0) \rangle \quad (4.23)$$

que l'on peut réécrire :

$$\nabla \hat{E}(V_p) = \langle 2 \nabla f(V_p^0) \nabla f(V_p^0)^T (V_p - V_p^0) + 2 \nabla f(V_p^0) (f(V_p) - V^{exp}) \rangle \quad (4.24)$$

ou encore :

$$\begin{aligned} 2 \langle \nabla f(V_p^0) \nabla f(V_p^0)^T \rangle (V_p - V_p^0) + 2 \langle \nabla f(V_p^0) (f(V_p) - V^{exp}) \rangle \\ = 2 \hat{H} (V_p - V_p^0) + 2d \end{aligned} \quad (4.25)$$

où  $d$  est le produit de la dérivée première de  $f$  par  $f(V_p) - V^{\text{exp}}$ , le tout moyenné sur les points de contrôle. La matrice des produits dérivés croisés moyennée,  $\hat{H}$ , est une approximation de la matrice Hessienne, également moyennée. Cette approximation est exacte si et seulement si la fonction  $f$  est linéaire, ce qui est rarement le cas.

La solution visée est donc la solution du système :

$$2\hat{H}(V_p - V_p^0) + 2d = 0 \quad \Leftrightarrow \quad V_p^{\text{opt}} = -\hat{H}^{-1}d + V_p^0 \quad (4.26)$$

De façon itérative :

$$V_p^{i+1} = V_p^i - \hat{H}^{-1}(V_p^i)d(V_p^i) \quad (4.27)$$

Cette formulation n'est efficace que si  $f$  est faiblement non-linéaire, ce qui est par définition le cas au voisinage proche de la solution. Levenberg a introduit pour résoudre ce problème une descente par gradient classique qui prédomine lorsque l'on est éloigné de la solution ce qui est vérifié en calculant  $f((V_p)^0) - V^{\text{exp}}$ . La méthode de descente par gradient classique s'introduit facilement dans la formulation 4.27 en écrivant :

$$V_p^{i+1} = V_p^i - (\hat{H}^{-1}(V_p^i) + \lambda I)d(V_p^i) \quad (4.28)$$

avec  $I$  la matrice identité et  $\lambda$  ajusté par l'algorithme suivant si  $E$  augmente ( $\Rightarrow \lambda$ ) augmente ou diminue ( $\Rightarrow \lambda$  diminue). Levenberg introduit ensuite au fur et à mesure de la descente vers la solution, une part d'estimation donnée par la linéarisation de  $f$ . L'inconvénient de cette méthode est de ne plus utiliser l'information concernant la courbure locale lorsque on est éloigné du minimum local bien que l'on continue à la calculer. L'apport de Marquardt dans cet algorithme est d'utiliser le bénéfice de la matrice Hessienne dans le terme de descente par gradient classique :

$$V_p^{i+1} = V_p^i - (\hat{H}(V_p^i) + \lambda \text{diag} [\hat{H}(V_p^i)])^{-1} d(V_p^i) \quad (4.29)$$

Cet algorithme de minimisation possède l'avantage de travailler localement autour de la solution en linéarisant  $f$ , sans avoir à calculer ses dérivées secondes, en utilisant une approximation de la matrice Hessienne. La technique ne nécessite que la connaissance de  $V^{\text{exp}}$ ,  $f(V_p)$  et  $\nabla f(V_p)$ .



## Annexe 3 :

# Solutions analytiques de Rosenthal

Le problème posé au paragraphe 2.1 est classiquement résolu de la manière suivante : le repère fixe peut être transformé en repère mobile lié à la torche en remplaçant  $\vec{x}$  par  $\vec{\xi}$ , où  $\xi$  est la position de la source par rapport au repère fixe centré sur la source tel que :

$$\xi = x - vt \quad (4.30)$$

Avec ce changement de variable, l'équation 2.3 devient :

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} (\rho C_p v T) = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (4.31)$$

Si on fait l'hypothèse que les propriétés thermiques du matériau sont constantes et que l'on est en régime permanent dans le repère mobile,  $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$  et l'équation 4.31 devient :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = -\frac{v}{a} \frac{\partial T}{\partial \xi} \quad (4.32)$$

où  $a$  représente la diffusivité thermique ( $\lambda/\rho C_p m^2 s^{-1}$ ). L'équation 4.32 peut être simplifiée en faisant l'hypothèse que la solution est de la forme :

$$T = T_0 + \exp\left(-\frac{v\xi}{2a}\right) \psi(\xi, y, z) \quad (4.33)$$

où  $T_0$  est la température de préchauffage et  $\psi$  est une fonction à définir. En remplaçant 4.33 dans 4.32, on obtient :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \left(\frac{v}{2a}\right)^2 \psi = \nabla^2 \psi - \left(\frac{v}{2a}\right)^2 \psi = 0 \quad (4.34)$$

Pour résoudre l'équation 4.34, il faut se donner un type de géométrie de plaque, avec les conditions aux limites thermiques adaptées à cette géométrie.

Plaque infinie

Considérons donc la solution de l'équation 4.34 dans le cas d'une plaque infinie. Une première hypothèse consiste à supposer que loin de l'arc de soudage, la température est égale à la température de préchauffage. Si on définit  $r = \sqrt{w^2 + y^2 + z^2}$  :

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (4.35)$$

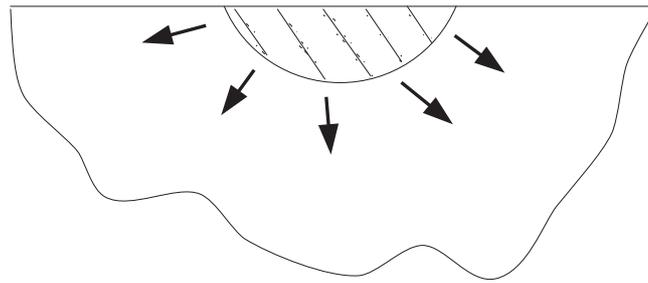


FIG. 4.64: Modèle de plaque infinie

En faisant l'hypothèse que l'énergie de l'arc se concentre en un point unique sur la surface supérieure de la plaque sous forme de demi-sphère, on a :

$$\lim_{r \rightarrow 0} -2\pi\lambda r^2 \frac{\partial T}{\partial r} = \mu UI \quad (4.36)$$

Ces hypothèses et les résultats qui en découlent sont appelés classiquement : *Rosenthal's point source theory*. On suppose que l'on a des effets convectifs et radiatifs nuls en surface supérieure, ce qui entraîne :

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad \text{pour } Z = 0 \quad \text{et } r \neq 0 \quad (4.37)$$

Les équations 4.35 et 4.37 constituent les conditions aux limites du problème. Ces conditions ainsi que la symétrie de l'équation différentielle 4.34 font que  $\psi$  ne dépend que de  $r$ . Si on passe en coordonnées polaires dans le repère mobile, l'équation 4.34 devient :

$$\frac{d^2\psi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\psi}{dy^2} - \left(\frac{v}{2a}\right)^2 \psi = 0 \quad (4.38)$$

Or,

$$\frac{d^2\psi}{dr^2} + \frac{2d^2\psi}{Rdy^2} = \frac{1}{R} \frac{d^2(r\psi)}{dr^2} \quad (4.39)$$

L'équation 4.38 s'écrit donc :

$$\frac{1}{R} \frac{d^2(r\psi)}{dr^2} - \left(\frac{v}{2a}\right)^2 \psi = 0 \quad (4.40)$$

Une solution particulière de l'équation 4.40 vérifiant les conditions aux limites est :

$$\psi = \frac{C \exp\left(\frac{-vr}{2a}\right)}{r} \quad (4.41)$$

En remplaçant la fonction  $\psi$  dans 4.40, on a :

$$T - T_0 = \exp\left(-\frac{v\xi}{2a}\right) \frac{C \exp\left(\frac{-vr}{2a}\right)}{r} \quad (4.42)$$

La constante d'intégration  $C$  est calculée grâce à la condition 4.36 de telle sorte que :

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{C}{r^2} \exp\left(-\frac{rv}{2a} + \frac{r\xi}{2a}\right) - v \frac{C}{2ar} \exp\left(-\frac{rv}{2a} + \frac{r\xi}{2a}\right) \quad (4.43)$$

On obtient ainsi :

$$\lim_{r \rightarrow 0} -2\pi\lambda r^2 \left( -\frac{C}{r^2} \exp\left(-\frac{rv}{2a} + \frac{r\xi}{2a}\right) - v \frac{C}{2ar} \exp\left(-\frac{rv}{2a} + \frac{r\xi}{2a}\right) \right) = \mu UI \quad (4.44)$$

La constante sera égale à :

$$C = \frac{\mu UI}{2\Pi\lambda} \quad (4.45)$$

et finalement,

$$T - T_0 = \frac{\mu UI}{2\Pi\lambda r} \exp\left(-\frac{v\xi}{2a}\right) \exp\left(-\frac{vr}{2a}\right) \quad (4.46)$$

La solution donne la température pour un point spécifique, défini par  $r$  et  $\xi$  ( $r = \sqrt{\xi^2 + y^2 + x^2}$  et  $\xi = x - Vt$ ). L'équation 4.46 n'a aucun sens à proximité de la source, car la température tend alors vers l'infini.

Plaque semi-épaisse

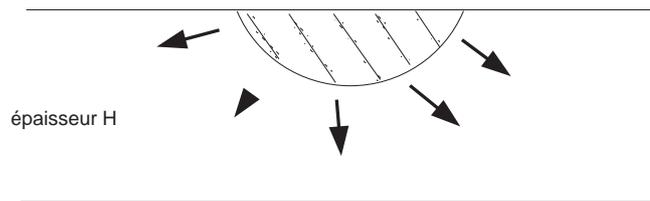


FIG. 4.65: Modèle de plaque semi épaisse

On considère maintenant la solution de l'équation 4.34 dans le cas d'une tôle semi-épaisse. La condition 4.36 ainsi que les conditions aux limites 4.35 et 4.37 restent valides avec une extension :

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad \text{et} \quad Z = 0, Z = H \quad \text{et} \quad r \neq 0 \quad (4.47)$$

où  $H$  est l'épaisseur de la tôle. L'équation différentielle 4.32 est une équation linéaire et les conditions aux limites données par les équations 4.47 et 4.35 sont homogènes (elles sont nulles). D'après le théorème de superposition, toute combinaison linéaire de la solution 4.46 est également solution.

L'équation 4.46 satisfait déjà l'équation 4.35 et 4.37. L'objectif maintenant est de construire une solution linéaire de l'équation 4.46 pour respecter la solution  $\frac{\partial T}{\partial r} = 0$  en  $Z = 0$  et  $Z = H$ . La solution de l'équation 4.32 associée aux conditions aux limites 4.35 et 4.47 est

donc unique.

Si la solution 4.46 est projetée sur un profil géométrique de plaque semi-épaisse, le profil de température en un instant  $t$  dans l'épaisseur a la forme présentée en figure 4.66. La condition  $\frac{\partial T}{\partial r} = 0$  pour  $Z = H$  n'est pas satisfaite car la courbe a en ce point (point A) une pente non nulle. Ce n'est que lorsque  $r$  tend vers l'infini que l'on a  $\frac{\partial T}{\partial r} = 0$ , étant donné que la solution 4.46 est adaptée pour la géométrie de plaque infinie.

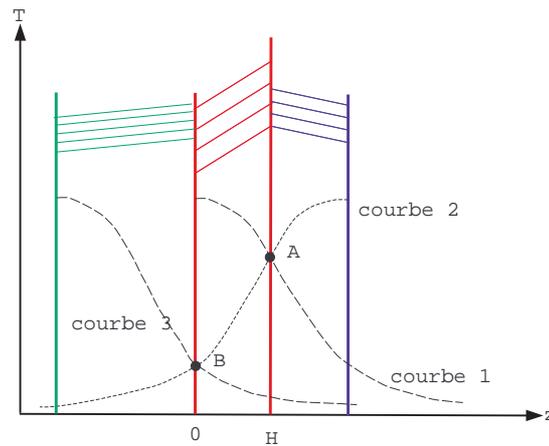


FIG. 4.66: Principe de superposition

Supposons maintenant que l'on rajoute une deuxième plaque semi épaisse contre la précédente (voir Fig. 4.66), en considérant toujours son évolution de température donnée par l'équation 4.46, et en supposant que la source est l'opposée de l'autre. A  $H = 0$  (point A), les deux courbes, lorsqu'elles sont additionnées, ont une dérivée nulle en ce point, donc un  $\frac{\partial T}{\partial r} = 0$  pour  $Z = H$ , mais en  $Z = 0$  (point B),  $\frac{\partial T}{\partial r} \neq 0$ .

Si maintenant nous rajoutons de la même façon une autre plaque semi épaisse de l'autre côté, mais, cette fois ici, d'épaisseur  $2H$  en inversant la position de la source, on a au final  $\frac{\partial T}{\partial r} = 0$  pour  $Z = 0$ , mais on a toujours  $\frac{\partial T}{\partial r} \neq 0$  pour  $Z = H$ , mais beaucoup plus faible qu'au départ. Mathématiquement parlant, si on ajoute une infinité de plaques semi épaissees,  $\frac{\partial T}{\partial r}$  tend vers 0 pour  $Z = 0$  et  $Z = H$ . La série infinie associée est donc :

$$T - T_0 = \frac{\mu UI}{2\pi\lambda} \exp\left(-\frac{v\xi}{2a}\right) \left[ \frac{\exp\left(-\frac{vr}{2a}\right)}{r} + \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{\exp\left(-\frac{vr_{2n}}{2a}\right)}{r_{2n}} + \frac{\exp\left(-\frac{vr_{2n+1}}{2a}\right)}{r_{2n+1}} \right) \right] \quad (4.48)$$

avec  $r_{2n} = \sqrt{\xi^2 + y^2 + (2nH - z)^2}$  et  $r_{2n+1} = \sqrt{\xi^2 + y^2 + (2nH + z)^2}$  On s'aperçoit que cette suite converge très rapidement.

Plaque mince

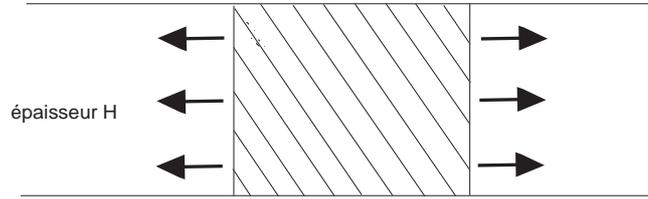


FIG. 4.67: Modèle de plaque mince

Dans le cas des plaques minces, on suppose que l'on a accommodation dans l'épaisseur. Cela a pour conséquence d'avoir  $\frac{\partial T}{\partial z} = 0$ . Dans ces conditions, l'équation 4.34 s'écrit sous forme polaire :

$$\frac{d^2 \psi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\psi}{dy^2} - \left(\frac{\nu}{2a}\right)^2 \psi = 0 \quad (4.49)$$

La condition aux limites 4.35 doit toujours être vérifiée, mais avec  $r = \sqrt{xi^2 + y^2}$ . En revanche, la condition 4.36 devient :

$$\lim_{r \rightarrow 0} -2\pi\lambda r \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\mu UI}{H} \quad (4.50)$$

La solution de l'équation 4.49 satisfaisant la condition 4.50 est bien connue : c'est une combinaison linéaire de la fonction de Bessel de seconde espèce d'ordre 0,  $K_0$  :

$$\psi = C.K_0\left(\frac{\nu r}{2a}\right) \Rightarrow T = T_0 + \exp\left(-\frac{\nu \xi}{2a}\right) C.K_0\left(-\frac{\nu r}{2a}\right) \quad (4.51)$$

Comme l'on doit vérifier l'équation 4.50 et que

$$\frac{\partial T}{\partial r} = -\frac{\nu C}{2a} \exp\left(-\frac{\nu \xi}{2a}\right) \left(K_0\left(\frac{\nu r}{2a}\right) + K_1\left(\frac{\nu r}{2a}\right)\right) \quad (4.52)$$

$$\text{avec } \lim_{r \rightarrow 0} -r \left(K_0\left(\frac{\nu r}{2a}\right) + K_1\left(\frac{\nu r}{2a}\right)\right) = \frac{2a}{\nu} \quad (4.53)$$

On a

$$\lim_{r \rightarrow 0} -2\pi\lambda r \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\mu UI}{H} = -2\pi C\lambda = \frac{\mu UI}{H} \Rightarrow C = \frac{\mu UI}{2\pi\lambda H} \quad (4.54)$$

La distribution de température dans le cas d'une plaque mince est alors :

$$T - T_0 = \frac{\mu UI}{2\pi\lambda H} \exp\left(-\frac{\nu\xi}{2a}\right) K_0\left(\frac{\nu r}{2a}\right) \quad (4.55)$$

On vérifie également que la solution 4.55 vérifie la condition aux limites 4.35.

Quelques résultats de cette analyse sont donnés au paragraphe 2.1.



## Annexe 4 : Algorithme de Runge-Kutta

Soit le système différentiel à résoudre :

$$y' = f(t, y) \quad (4.56)$$

Dans une méthode à un pas de temps, on a la relation de récurrence :

$$y_{n+1} = y_n + h\phi(t, y_n; h) \quad (4.57)$$

où  $\phi$  est une fonction dépendant des variables  $y_n$  et du pas de temps  $h$  considéré pour l'intégration. La méthode définie par la récurrence est dite d'ordre  $p$  si pour toute équation différentielle  $y' = f(t, y)$  avec la condition initiale  $y(t_0) = y_0$  intégrable, dont la solution est de classe  $C^1$  (la dérivée première continue et dérivable), on a :

$$y(t+h) - y(t) - h\phi(t, y(t)) = \mathcal{O}(h^{p+1}) \quad (4.58)$$

La forme de récurrence est naturellement obtenue en utilisant le développement de Taylor : soit l'équation  $y' = f(t, y)$ , et  $f$  différentiable et continue jusqu'à l'ordre  $p$ , on peut écrire :

$$\begin{aligned} y(t+h) &= y(t) + hy'(t) + \frac{h^2}{2}y''(t) + \dots \\ &+ \frac{h^{p-1}}{(p-1)!}y^{(p-1)} + \frac{h^p}{p!} \left( y^{(p)}(t) + \mathcal{O}(h^{p+1}) \right) \\ \Rightarrow \phi(t, y(t)) &= f(t, y(t)) + \frac{h}{2}f'(t, y(t)) + \dots + \frac{h^{p-1}}{p!}f^{(p)} \end{aligned} \quad (4.59)$$

L'inconvénient de cette méthode est qu'il faut calculer les  $p$  dérivées successives de  $f(t, y(t))$  à chacune des itérations. L'idée de la méthode de Runge-Kutta est d'essayer de répartir les points d'évaluation des  $f'(t, y)$  entre les instants  $t$  et  $t + h$ , plutôt que de calculer les dérivées successives jusqu'à un certain ordre de  $t$  en un point explicite. On définit la méthode explicite de Runge-Kutta d'ordre  $i$  (ou à  $i$  étages) par :

$$\left\{ \begin{array}{l} k_1 = f(t, y_0) \\ k_2 = f(t + \alpha_1 h, y + \beta_{2,1} k_1 h) \\ \dots \\ k_i = f(t + \alpha_i h, y + \sum_{j=1}^{i-1} \beta_{i,j} k_j h) \end{array} \right. \quad (4.60)$$

avec :

$$\phi(t, y) = \sum_{j=1}^i Y_j k_j \quad \text{avec} \quad \left\{ \begin{array}{l} Y_j = \beta_{i,j} k_j \\ \sum_{j=1}^i Y_j = 1 \end{array} \right. \quad (4.61)$$

$\beta_{i,j}$  et  $k_i$  sont des termes à déterminer. l'égalité  $\sum_{j=1}^i Y_j = 1$  est appelé relation de cohérence. Dans le cas d'un ordre deux, choisi pour intégrer l'équation différentielle 4.56, on aura :

$$\phi(t, y) = Y_1 f(t, y_n) + Y_2 f(t_n + \alpha_1 h, y_n + \beta_{2,1} k_1 h) \quad (4.62)$$

L'équation de cohérence donne :  $Y_1 + Y_2 = 1$ . Si l'on réalise un développement de Taylor sur  $f(t_n + \alpha_1 h, y_n + \beta_{2,1} k_1 h)$  on obtient :

$$\phi(t, y) = Y_1 f(t, y_n) + Y_2 \left( f(t_n, y_n) + \alpha_1 h \frac{\partial f}{\partial t}(t_n, y_n) + \beta_{2,1} h k_1 \frac{\partial f}{\partial y}(t_n, y_n) + \vartheta(h^2) \right) \quad (4.63)$$

or,  $k_1 = f(t, y)$

$$\begin{aligned} \phi(t, y) &= Y_1 f(t, y_n) + Y_2 \left( f(t_n, y_n) + \alpha_1 h \frac{\partial f}{\partial t}(t_n, y_n) + \beta_{2,1} h f(t_n, y_n) \frac{\partial f}{\partial y}(t_n, y_n) + \vartheta(h^2) \right) \\ \Leftrightarrow \phi(t, y) &= (Y_1 + Y_2) f(t_n, y_n) + h Y_2 \left( \alpha_1 \frac{\partial f}{\partial t}(t_n, y_n) + \beta_{2,1} f(t_n, y_n) \frac{\partial f}{\partial y}(t_n, y_n) \right) + \theta(h^2) \end{aligned} \quad (4.64)$$

Avec l'équation de cohérence et par analogie avec la formule précédente avec 4.59, on a :

$$\begin{cases} Y_1 + Y_2 = 1 \\ Y_2 \left( \alpha_1 \frac{\partial f}{\partial t}(t_n, y_n) + \beta_{2,1} f(t_n, y_n) \frac{\partial f}{\partial y}(t_n, y_n) \right) = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial f}{\partial t}(t_n, y_n) + \frac{\partial f}{\partial y}(t_n, y_n) f(t_n, y_n) \right) \end{cases} \quad (4.65)$$

En simplifiant on obtient :

$$\begin{cases} Y_1 + Y_2 = 1 \\ \frac{\partial f}{\partial t}(t_n, y_n) f(t_n, y_n) (Y_2 \beta_{2,1} + \frac{1}{2}) + \frac{\partial f}{\partial t}(t_n, y_n) (Y_2 \alpha_1 + \frac{1}{2}) = 0 \end{cases} \quad (4.66)$$

ce qui revient à écrire le système non linéaire :

$$\begin{cases} Y_1 + Y_2 = 1 \\ Y_2 \beta_{2,1} = \frac{1}{2} \\ Y_2 \alpha_1 = \frac{1}{2} \end{cases} \quad (4.67)$$

On remarque que ce système non-linéaire est indéterminé (on a plus d'inconnues que d'équations), la difficulté de cette méthode étant la détermination d'un jeu  $(\alpha, \beta)$  tel que l'on ait la meilleure stabilité numérique. Cela devient très technique lorsque l'on monte en ordre (par exemple [DP80]).

Si on fait le choix de  $Y_2 = \frac{1}{2}$ ,  $\beta_{2,1} = 1$  et  $\alpha_1 = 1$ , on tombe sur la méthode dite de Heun qui s'écrit finalement :

$$y_{n+1} = y_n + \frac{h}{2} (f(t_n, y_n) + f(t_n + h, y_n + hf(t_n, y_n))) \quad (4.68)$$



# Annexe 5 :

## Mise en donnée Cast3M

### thermo-métallurgique d'un chauffage

### suivi d'un refroidissement sur un

### élément

```
*création du maillage:
*****
OPTI 'DIME' 2  MODE AXIS TRAC PSC;
OPTI 'ELEM' QUA4;

lo=1;
la=-1;
A1=0. 0.;
A2=lo 0;
A3=lo la;
A4=0. la;
L1=DROITE 1 A4 A1;
L2=DROITE 1 A1 A2;
L3=DROITE 1 A2 A3;
L4=DROITE 1 A3 A4;
cube=DALL L1 L2 L3 L4;
*TRAC cube;

*définition des modèles et caractéristiques:
*****
```

**Mise en donnée Cast3M thermo-métallurgique d'un chauffage suivi d'un refroidissement  
sur un élément**

---

322

```

*--->comportement thermique:
MODT=MODEL cube THERMIQUE ISOTROPE CONS THE;
*--->caractéristiques thermiques
MATT=MATER MODT 'K' 24.48 'C' 449. 'RHO' 7730;
MODTH=MODE cube melange TMM\_LMT2 CONS MET;
*--->caractéristiques métallurgiques à l'état initial
MATTH=MATE MODTH 'AC1' 839. 'Ka' 0.066 'm' 1.3767
'Kea' 6.787626E15 'Eea' 456380.4166 'Ms' 375.0739 'Ks' 0.04829
'Ar' 0.040628 'Br' 897. 'Cr' 43.68 'n' 2.5 'TF1' 1450. 'TF2' 1500.
'tinc' 0. 'Amax' 0.;

*définition des chargements:
*****
*--->création du chargement:
*chauffage (°C/s):
Vc=1;
*température maximale:
Tmax=1600.;
*refroidissement (°C/s):
Vr=10;
*pas de calcul en °C:
pasT=1;
*--->chargement thermique:
tm=table;
*chauffage:
pasc=((Tmax / Vc) / (Tmax * pasT));
fc=(Tmax / Vc);
tm.temps\_calculés=PROG 0. pas pasc fc;
*refroidissement:
pasr=((Tmax / Vr) / (Tmax * pasT));
dr=(Tmax / Vc) + pasr;
fr=fc + (Tmax / Vr);
tm.temps\_calculés=tm.temps\_calculés ET
(PROG dr pas pasr fr);
CLT1=BLOQ T cube;
DCL1=DEPI CLT1 1.;
EV3=EVOL MANU 'temps' (PROG 0. fc fr)
'température' (PROG 0. Tmax 0.);
CHAT1=CHAR 'TIMP' DCL1 EV3;

*définition des conditions initiales:
*****
*--->température

```

## Annexe 5 :

### Mise en donnée Cast3M thermo-métallurgique d'un chauffage suivi d'un refroidissement sur un élément

323

```
TEM0=MANU CHPO cube 1 'T' 0.;
*--->métallurgie
MATTH=MATTH ET (MATE MODTH
'PHA1' 1. 'PHA2' 0. 'PHA3' 0. 'PHA4' 0. 'PHA5' 0.);

*lancement de PASAPAS:
*****
tm.modele=MODT ET MODTH;
tm.caracteristiques=MATT ET MATTH;
tm.chargement=CHAT1;
tm.blocages\_thermiques=CLT1;
tm.temperatures=table;
tm.temperatures.0=TEM0;

PASAPAS3 tm;

*Traitement des résultats:
*****
TC1=PROG 0.;
SEC=PROG 0.;
pBM=PROG 1.;
pA=PROG 0.;
pMZ=PROG 0.;
pQM=PROG 0.;
pTM=PROG 0.;
pTINC=PROG 0.;
IDIM=(DIME tm.temps) - 1;
REPETE bou IDIM;
  ite=&bou;
  TE=tm.temps.ite;
  TEM=tm.temperatures.ite;
*temps:
  SEC=SEC ET (PROG TE);
*temperature:
  TC1n=EXTR TEM 'T' A1;
  TC1=TC1 ET (PROG TC1n);
*proportion de métal de base:
  pBMm=EXTR tm.phases.ite 'PHA1' 1 1 1;
  pBM=pBM ET (PROG pBMm);
*proportion d'austénite:
  pAm=EXTR tm.phases.ite 'PHA2' 1 1 1;
  pA=pA ET (PROG pAm);
*proportion de liquide:
```

Mise en donnée Cast3M thermo-métallurgique d'un chauffage suivi d'un refroidissement  
sur un élément

324

```

pMZm=EXTR tm.phases.ite 'PHA4' 1 1 1;
pMZ=pMZ ET (PROG pMZm);
*proportion martensite trempée:
pQMm=EXTR tm.phases.ite 'PHA3' 1 1 1;
pQM=pQM ET (PROG pQMm);
*proportion martensite revenue:
pTMm=EXTR tm.phases.ite 'PHA5' 1 1 1;
pTM=pTM ET (PROG pTMm);
*proportion martensite revenue:
pTINCm=EXTR tm.phases.ite 'tinc' 1 1 1;
pTINC=pTINC ET (PROG pTINCm);
FIN bou;

*tracé des résultats:
*****
*tracé de la température:
EVTCl=EVOL 'MANU' 'temps' SEC 'temperature' TC1;
DESS EVTCl TITRE 'temperature';
*tracé de la proportion de métal de base:
EVPm=EVOL 'MANU' 'temperature' TC1 'proportion' pBM;
DESS EVPm TITRE 'metal de base';
@EXCEL1 EVPm 'metaldebase.xls';
*tracé de la proportion d'austenite:
EVPA=EVOL 'MANU' 'temperature' TC1 'proportion' pA;
DESS EVPA TITRE 'austenite';
@EXCEL1 EVPA 'austenite.xls';
*tracé de la proportion de métal liquide:
EVPmZ=EVOL 'MANU' 'tempeature' TC1 'proportion' pMZ;
DESS EVPmZ TITRE 'metal liquide';
@EXCEL1 EVPmZ 'liquide.xls';
*tracé de la proportion de martensite trempée:
EVPQM=EVOL 'MANU' 'temperature' TC1 'proportion' pQM;
DESS EVPQM TITRE 'martensite trempe';
@EXCEL1 EVPQM 'martensite.xls';
*tracé de la proportion de martensite revenue:
EVPTM=EVOL 'MANU' 'temperature' TC1 'proportion' pTM;
DESS EVPTM TITRE 'metal revenue';
@EXCEL1 EVPQM 'martensite.xls';
*tracé de la proportion de martensite revenue:
EVTINC=EVOL 'MANU' 'temperature' TC1 'proportion' pTINC;
DESS EVTINC TITRE 'temps d incubtion';
@EXCEL1 EVTINC 'incubation.xls';
FIN;

```

# Annexe 6 :

## Bases de l'approche thermodynamique

Nous proposons de présenter le cadre général de la thermodynamique des milieux continus avec variables internes ([Ger73], [LC88], [Cha78], [Cha97]) en utilisant la méthode de l'état local. Nous ne considérerons pas les aspects microscopiques aux différentes échelles (grains, molécules et atomes) et les discontinuités physiques qui en découlent ([Cai87], [BZZ72]), bien que le comportement macroscopique découle de mécanismes à des échelles plus petites (comme par exemple le mouvement des dislocations à l'origine des écrouissages [Mar89]). Une autre hypothèse forte dans ce qui suit est de considérer le cadre des petits déplacements et des petites déformations.

### Premier principe de la thermodynamique

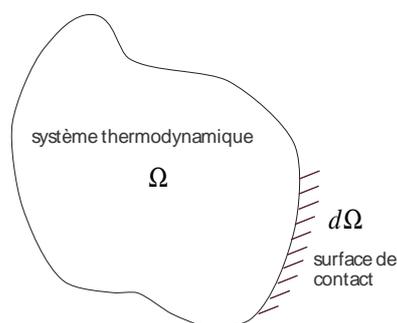


FIG. 4.68: Système thermodynamique étudié

Le premier principe de la thermodynamique stipule qu'il y a conservation de l'énergie  $\xi$  au sein du système isolé  $\Omega$ . Dans le cas où les seuls échanges entre  $\Omega$  et  $\bar{\Omega}$  sont de nature

mécanique ou/et thermique, ce premier principe s'écrit :

$$\frac{d\xi}{dt} = P_{ext} + Q \quad (4.69)$$

où  $P_{ext}$  et  $Q$  représentent respectivement la puissance des efforts extérieurs et le taux de chaleur reçu. La puissance des efforts extérieurs comprend l'effet des forces de surface  $\vec{F}$  s'appliquant sur une surface  $d\Omega_F$ , ainsi que les effets des forces de volume  $\vec{f}$  (dues à l'accélération : gravité, etc...). Sous forme intégrée sur le volume  $\Omega$ , la puissance des efforts extérieurs s'écrit :

$$P_{ext} = \int_{\Omega} \vec{f} \cdot \vec{v} dV + \int_{d\Omega_F} \vec{F} \cdot \vec{v} dS \quad (4.70)$$

où  $\vec{v}$  représente la vitesse locale. Le taux de chaleur reçu par le volume  $\Omega$  peut également s'exprimer comme étant la somme de deux contributions, la première étant due aux sources (ou puits) volumiques  $r$ , et la seconde au flux de chaleur  $\vec{q}$  reçu au travers de la surface  $d\Omega_q$  :

$$Q = \int_{\Omega} r dV - \int_{d\Omega_q} \vec{q} \cdot \vec{n} dS \quad (4.71)$$

avec  $\vec{n}$  le vecteur normal à la surface  $d\Omega_q$  orienté vers l'extérieur. L'énergie  $\xi$  du système est la somme de son énergie interne  $E$ , et de son énergie cinétique  $K$ , qui s'écrivent :

$$K = \frac{1}{2} \int_{\Omega} \rho \vec{v} \cdot \vec{v} dV \quad ; \quad E = \int_{\Omega} \rho e dV \quad (4.72)$$

où  $\rho$  représente la masse volumique,  $\rho \vec{v}$  la quantité de mouvement et  $e$  l'énergie interne volumique. D'après les relations précédentes, l'énergie d'un système s'écrit donc :

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho \left( e + \frac{1}{2} \vec{v} \cdot \vec{v} \right) dV = \int_{\Omega} \left( \vec{f} \cdot \vec{v} + r \right) dV + \int_{d\Omega} \left( \vec{F} \cdot \vec{v} - \vec{q} \cdot \vec{n} \right) dS \quad (4.73)$$

Cette écriture sous forme intégrale peut se ramener à une forme locale, en considérant :

– l'équation de l'équilibre global, qui postule qu'à tout instant :

$$\int_{\Omega} \vec{f} dV + \int_{d\Omega} \vec{F} dS = \int_{\Omega} \rho \vec{a} dV \quad (4.74)$$

– le théorème de l'énergie cinétique (dit deuxième axiome du Principe des puissances virtuelles [LC88]) qui postule que la puissance des quantités d'accélération (ou dérivée

de l'énergie cinétique) est égale à la somme des puissances des efforts intérieurs et extérieurs :

$$\frac{dK}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} \int_{\Omega} \vec{v} \cdot \vec{v} dV \right) = P_{ext} + P_{int} \quad (4.75)$$

En combinant 4.73 et 4.75, on obtient :

$$\frac{dE}{dt} = -P_{int} + Q \quad (4.76)$$

La puissance des efforts intérieurs est par définition :

$$P_{int} = - \int_{\Omega} \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}} dV \quad (4.77)$$

On peut donc écrire :

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho e dV = \int_{\Omega} \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}} dV + \int_{\Omega} r dV - \int_{d\Omega} \vec{q} \cdot \vec{n} dS \quad (4.78)$$

où  $\underline{\underline{\sigma}}$  représente le tenseur symétrique des contraintes de Cauchy et  $\underline{\underline{\dot{\epsilon}}}$  le tenseur de taux de déformations, égal  $\frac{1}{2} [\overrightarrow{grad \vec{v}} + (\overrightarrow{grad \vec{v}})^T]$ . D'après le théorème de Stokes, on peut écrire :

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho e dV = \int_{\Omega} \left( \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}} + r - \overrightarrow{div q} \right) dV \quad (4.79)$$

Cette égalité étant valable quel que soit le domaine considéré, la forme locale s'écrit :

$$\rho \dot{e} = \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}} + r - \overrightarrow{div q} \quad (4.80)$$

## Second principe de la thermodynamique

Le second principe postule que la production d'entropie  $S$  du système à un instant donné est supérieure ou égale au taux de chaleur reçu divisé par la température absolue, l'entropie qualifiant l'ordre de la matière. D'après 4.71, le second principe s'écrit :

$$\frac{dS}{dt} \geq \int_{\Omega} \frac{r}{T} d\Omega - \int_{d\Omega} \frac{\vec{q} \cdot \vec{n}}{T} dS \quad (4.81)$$

De même que pour le premier principe, la forme locale du second principe s'écrit :

$$\rho \dot{s} + \overrightarrow{div} \frac{\vec{q}}{T} - \frac{r}{T} \geq 0 \quad (4.82)$$

## Inégalité de Clausius-Duhem

En remplaçant dans la forme locale du second principe 4.82 la forme de  $r$  tirée de la forme locale du premier principe 4.80, on obtient :

$$\rho \dot{s} + \operatorname{div} \frac{\vec{q}}{T} - \frac{1}{T} \left( \rho \dot{e} - \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}} + \operatorname{div} \vec{q} \right) \geq 0 \quad (4.83)$$

D'après la règle du quotient de la divergence :

$$\operatorname{div} \left( \frac{\vec{A}}{B} \right) = \frac{\operatorname{div} \vec{A}}{B} - \vec{A} \frac{\operatorname{grad} B}{B^2} \quad (4.84)$$

on a :

$$\rho \dot{s} + \frac{\operatorname{div} \vec{q}}{T} - \vec{q} \frac{\overrightarrow{\operatorname{grad} T}}{T^2} - \frac{1}{T} \left( \rho \dot{e} - \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}} + \operatorname{div} \vec{q} \right) \geq 0 \quad (4.85)$$

Après simplification :

$$\rho \left( \dot{s} - \frac{\dot{e}}{T} \right) + \frac{1}{T} \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}} - \vec{q} \frac{\overrightarrow{\operatorname{grad} T}}{T^2} \quad (4.86)$$

En multipliant par  $T$ , on obtient :

$$\rho (T \dot{s} - \dot{e}) + \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}} - \vec{q} \frac{\overrightarrow{\operatorname{grad} T}}{T} \geq 0 \quad (4.87)$$

Si on introduit l'énergie libre spécifique (ou énergie libre de Helmholtz)  $\psi = e - Ts$  dans l'inégalité 4.87, on obtient l'inégalité :

$$D = \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}} - \rho (\dot{\psi} + s \dot{T}) - \vec{q} \frac{\overrightarrow{\operatorname{grad} T}}{T} \geq 0 \quad (4.88)$$

où  $D$  représente l'énergie dissipée par le système thermodynamique. Quelle que soit la forme de  $\psi$ , cette inégalité doit toujours être vérifiée à chaque instant (postulat de Coleman [CG67]). On parle également de processus thermodynamiquement admissible.

## Potentiel thermodynamique

L'état d'un système thermodynamique peut être décrit par ce que l'on appelle un potentiel thermodynamique associé, par exemple l'énergie libre de Helmholtz  $\psi$ . Ce potentiel dépend des variables d'état observables ( $T$  et  $\underline{\underline{\epsilon}}$ ) ou internes.

$$\rho \psi = \rho \psi(T, \underline{\underline{\epsilon}}, \vartheta) \quad (4.89)$$

On note que le choix du potentiel doit être convexe par rapport aux variables d'état autres que  $T$  (la matrice Hessienne du potentiel doit donc être définie positive dans l'espace de

ces variables d'état).

Dans le cas où l'on a présence de plasticité ou de viscoplasticité, on suppose que la déformation totale  $\underline{\underline{\varepsilon}}$  peut se partitionner en une partie purement élastique  $\underline{\underline{\varepsilon}}^e$  et une partie plastique (ou viscoplastique) anélastique  $\underline{\underline{\varepsilon}}^{vp}$  :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \underline{\underline{\varepsilon}}^e + \underline{\underline{\varepsilon}}^{vp} \quad (4.90)$$

$\underline{\underline{\varepsilon}}^{vp}$  est donc une variable interne du système thermodynamique. On pose  $\vartheta = (\vartheta^*, \underline{\underline{\varepsilon}}^{vp})$ .

### Variables associées et lois d'état

Si on dérive le potentiel thermodynamique par rapport aux variables d'état, on obtient :

$$\dot{\psi} = \frac{\partial \psi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}}} : \dot{\underline{\underline{\varepsilon}}} + \frac{\partial \psi}{\partial T} \dot{T} + \frac{\partial \psi}{\partial \vartheta} \dot{\vartheta} \quad (4.91)$$

Si on remplace cette différentielle du potentiel thermodynamique dans l'inégalité de Clausius-Duhem 4.88, on a :

$$\left( \frac{\underline{\underline{\sigma}}}{\rho} - \frac{\partial \psi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}}} \right) : \dot{\underline{\underline{\varepsilon}}} - \left( s + \frac{\partial \psi}{\partial T} \right) \dot{T} - \frac{\partial \psi}{\partial \vartheta} \dot{\vartheta} - \frac{\vec{q}}{\rho T} \overrightarrow{\text{grad}T} \geq 0 \quad (4.92)$$

Afin de toujours vérifier l'équation de Clausius-Duhem :

$$\frac{\underline{\underline{\sigma}}}{\rho} - \frac{\partial \psi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}}} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{\underline{\underline{\sigma}}}{\rho} = \frac{\partial \psi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}}} \quad (4.93)$$

$$s + \frac{\partial \psi}{\partial T} = 0 \quad \Rightarrow \quad s = -\frac{\partial \psi}{\partial T} \quad (4.94)$$

où  $s$  et  $\underline{\underline{\sigma}}$  sont les variables associées respectivement à  $T$  et  $\underline{\underline{\varepsilon}}$ . Par analogie avec les relations 4.93 et 4.94, on définit pour chacune des variables internes  $\vartheta$  une variable associée (ou force thermodynamique)  $A$  telle que :

$$\frac{A}{\rho} = -\frac{\partial \psi}{\partial \vartheta} \quad (4.95)$$

L'ensemble de ces relations sont classiquement appelées "lois d'état" du système thermodynamique. La variable associée à  $\underline{\underline{\varepsilon}}^{vp}$  est par définition  $\frac{\underline{\underline{\sigma}}}{\rho}$ .

### Notion de dissipation

D'après les considérations précédentes, l'inégalité de Clausius-Duhem 4.92 s'écrit :

$$\frac{\underline{\underline{\sigma}}}{\rho} : \dot{\underline{\underline{\varepsilon}}} + \frac{A}{\rho} \dot{\vartheta} - \overrightarrow{\text{grad}T} \frac{\vec{q}}{\rho T} \geq 0 \quad (4.96)$$

ou de façon équivalente :

$$\left[ \underline{\underline{\underline{\sigma}}} : \underline{\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}}^{vp} + \frac{A^*}{\rho} \dot{\vartheta}^* \right] - \overrightarrow{gradT} \frac{\vec{q}}{\rho T} \geq 0 \quad (4.97)$$

Le terme de gauche de cette relation représente la dissipation associée au système thermodynamique :

$$\frac{D}{\rho} = \underline{\underline{\underline{\sigma}}} : \underline{\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}}^{vp} + \frac{A}{\rho} \dot{\vartheta} - \overrightarrow{gradT} \frac{\vec{q}}{\rho T} \quad (4.98)$$

Cette dissipation peut être décomposée en une partie purement thermique  $-\overrightarrow{gradT} \frac{\vec{q}}{T}$  et une partie intrinsèque au matériau  $\underline{\underline{\underline{\sigma}}} : \underline{\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}} + A \dot{\vartheta}$ .

On postule l'existence d'un potentiel de dissipation (ou pseudo-potential) convexe par rapport aux variables flux  $\underline{\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}}$ ,  $\dot{\vartheta}$  et  $\frac{\vec{q}}{T}$ , à valeur positive et nulle à l'origine dans l'espace de ces mêmes variables flux :

$$\Phi = \Phi \left( \underline{\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}}, \dot{\vartheta}, \frac{\vec{q}}{T} \right) \quad (4.99)$$

Les propriétés du potentiel permettent l'écriture de lois complémentaires issues de la loi de normalité (ou dissipativité normale), telle que :

$$\underline{\underline{\underline{\sigma}}} = \frac{\partial \Phi}{\partial \underline{\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}}^{vp}} ; \quad A = \frac{\partial \Phi}{\partial \dot{\vartheta}} ; \quad \overrightarrow{gradT} = - \frac{\partial \Phi}{\partial \frac{\vec{q}}{T}} \quad (4.100)$$

La convexité de  $\Phi \left( \underline{\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}}, \dot{\vartheta}, \frac{\vec{q}}{T} \right)$  permet d'assurer l'existence et l'unicité d'un potentiel dual de  $\Phi$  que l'on note  $\Phi^*$  tel que :

$$\Phi^* = \Phi^* \left( \underline{\underline{\underline{\sigma}}}, A, \overrightarrow{gradT} \right) \quad (4.101)$$

$(\underline{\underline{\underline{\sigma}}}, A, \overrightarrow{gradT})$  sont appelées "variables duales". Ce potentiel peut être obtenu par la transformée de Legendre-Fenchel ([LC88]). L'écriture de  $\Phi$  et  $\Phi^*$  peut être généralisée en faisant intervenir également les variables d'état, qui jouent alors un rôle de paramètre :

$$\Phi = \Phi \left( \underline{\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}}, \dot{\vartheta}, \frac{\vec{q}}{T}; T, \underline{\underline{\underline{\varepsilon}}}, \vartheta \right) \quad \text{et} \quad \Phi^* = \Phi^* \left( \underline{\underline{\underline{\sigma}}}, A, \overrightarrow{gradT}; T, \underline{\underline{\underline{\varepsilon}}}, \vartheta \right) \quad (4.102)$$

La relation 4.101 permet d'écrire les lois complémentaires 4.100 non plus en fonction des variables flux mais en fonction des variables duales, la fonction  $\Phi^*$  héritant des propriétés de normalité de  $\Phi$  :

$$\underline{\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}} = \frac{\partial \Phi^*}{\partial \underline{\underline{\underline{\sigma}}}} ; \quad \dot{\vartheta} = \frac{\partial \Phi^*}{\partial A} ; \quad - \frac{\vec{q}}{T} = \frac{\partial \Phi^*}{\partial \overrightarrow{gradT}} \quad (4.103)$$

Si  $\Phi^*$  vérifie les conditions de convexité, de positivité et de valeur nulle à l'origine, alors l'inégalité de Clausius-Duhem est toujours vérifiée.

### Couplages d'état, couplages de dissipation et couplages d'évolution [Mar89]

Soient les variables d'état  $\bar{\vartheta} = (\underline{\underline{\epsilon}}, \vartheta, T)$  et les variables duales  $\bar{A} = (\underline{\underline{\sigma}}, A, \overrightarrow{\text{grad}T})$ . Un couplage d'état existe entre deux mécanismes thermodynamiques  $j$  et  $k$  si et seulement si :

$$\frac{\partial \bar{A}_j}{\partial \bar{\vartheta}_k} \neq 0 \quad \text{ou} \quad \frac{\partial \psi}{\partial \bar{\vartheta}_j \partial \bar{\vartheta}_k} \neq 0 \quad (4.104)$$

Cela a pour conséquence l'existence d'un terme croisé en  $\bar{\vartheta}_j$  ou  $\bar{\vartheta}_k$  dans le potentiel énergie libre  $\psi$ .

Si on note les variables flux  $\bar{\vartheta}_j = (\underline{\underline{\dot{\epsilon}}}, \dot{\vartheta}, \frac{\vec{q}}{T})$ , on parle de couplage de dissipation lorsque :

$$\frac{\partial \bar{\vartheta}_j}{\partial \bar{A}_k} \neq 0 \quad \text{ou} \quad \frac{\partial \Phi^*}{\partial \bar{A}_j \partial \bar{A}_k} \neq 0 \quad (4.105)$$

L'introduction des variables d'état comme paramètres dans le pseudo potentiel de dissipation  $\Phi^*$  permet d'écrire des couplages phénoménologiques entre deux mécanismes, tout en conservant le découplage de dissipation entre ces deux mécanismes. On parle alors de couplage d'évolution. Cela se traduit par :

$$\frac{\partial \bar{\vartheta}_j}{\partial \bar{\vartheta}_k} \neq 0 \quad \text{ou} \quad \frac{\partial \Phi^*}{\partial \bar{A}_j \partial \bar{\vartheta}_k} \neq 0 \quad (4.106)$$



## Annexe 7 : Installation "FLASH 1000"

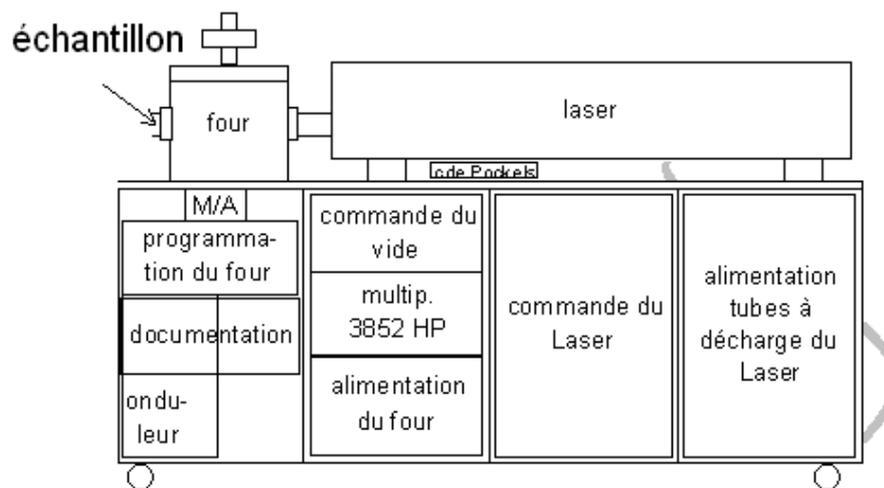
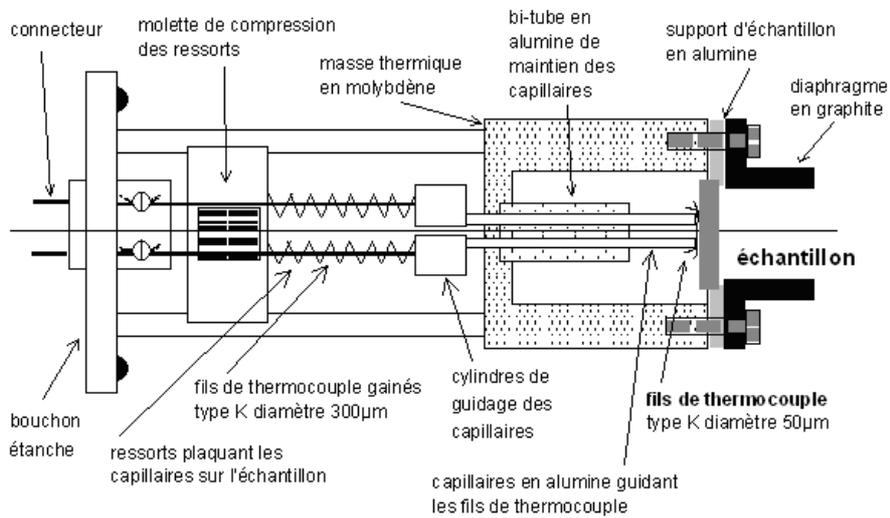


FIG. 4.69: Schéma de l'installation "Flash 1000", d'après S. Urvoy (SRMA/LA2M)



**FIG. 4.70:** Schéma du dispositif " porte échantillon ", d'après S. Urvoy

# Annexe 8 :

## Mise en donnée Cast3M d'un essai DISK-SPOT

```
*****
*PROCEDURE CALCULANT LE MODULE D'YOUNG AVEC UNE COURBE DE TRACTION
DEBP CALYO EV1*EVOLUTION;
  X1=EXTR EV1 ABSC;
  Y1=EXTR EV1 ORDO;
  YOU1=(EXTR Y1 2)/(EXTR X1 2);
  LIST YOU1;
FINP YOU1;
*****

*initialisation
*****
OPTI 'DIME' 2 'ELEM' QUA4 MODE AXIS TRAC PSC;

*création du maillage
*****
*dimensions du disque
lo=50.;
la=-8;
DENS 0.3;
A1=0. 0.;
A2=4 0.;
A3=8 0.;
A4=12 0.;
```

```

A5=24 0.;
DENS 0.3;
A6=25 0.;
A7=32 0.;
A8=36 0.;
DENS 0.3;
A9=41.6 0.;
A10=48 0.;
A11=50 0.;
L1=DROITE A1 A2;
L2=DROITE A2 A3;
L3=DROITE A3 A4;
L4=DROITE A4 A5;
L5=DROITE A5 A6;
L6=DROITE A6 A7;
L7=DROITE A7 A8;
L8=DROITE A8 A9;
L9=DROITE A9 A10;
L10=DROITE A10 A11;
LT=L1 ET L2 ET L3 ET L4 ET L5 ET L6 ET L7 ET L8 ET L9 ET L10;
VECT1=0. la;
SURF1=LT 'TRAN' 20 VECT1;
TRAC SURF1;
LNORD=COTE SURF1 1;
LEST=COTE SURF1 2;
LSUD=COTE SURF1 3;

*Définition des modèles thermique
*****
*---->comportement thermique de conduction:
MODT=MODEL SURF1 THERMIQUE ISOTROPE CONS THE;
*---->comportement thermique de convection
MODC1=MODE (LNORD ET LSUD ET LEST) CONVECTION;
\\
*Caractéristiques des modèles thermiques
*****
*---->Conduction
MODT=MODEL SURF1 THERMIQUE ISOTROPE CONS THE;
*gamme d'évolution en température des variables thermiques
EVT=PROG 20. 100. 200. 300. 400. 500. 600. 700. 800. 900 1000 1200 1400
1500.;
*évolution du coefficient K:
EVK=PROG 22. 24 25.9 27 28.1 28.8 29.2 29 28.5 25.1 24.1 25.1 26.1 100.;

```

```

EVKT=EVOL MANU 'T' EVT 'K' EVK;
*évolution de c:
EVC=PROG 449 484 523 563 610 672 755 810 865 736 775 852.5 930 1000.;
*évolution de rho:\\
EVR=PROG 7730 7710 7680 7650 7610 7580 7540 7490 7450 7400 7360 7240
7120 7120;
*évolution de Cp=(rho*c)/7800.
EVC2=(EVR * EVC) / 7800.;
EVCT=EVOL MANU 'T' EVT 'C' (EVC2 * 1.E06);
*définition du modèle:
MATT=MATER MODT 'K' EVKT 'C' EVCT 'RHO' (7800. * 1.E-012);\\
*---->Convection
H20=10.026;
H100=12.765;
H200=16.23;
H300=21.754;
H400=27.754;
H500=36.127;
H600=42.423;
H700=51.188;
H1400=96.934;
EVTH=PROG 20. 100. 200. 300. 400. 500. 600. 700. 1400.;
EVH=PROG H20 H100 H200 H300 H400 H500 H600 H700 H1400;
EVHT=EVOL MANU 'T' EVTH 'H' (EVH * 1.E-3);
*définition du modèle:
MATC1=MATER MODC1 'H' EVHT;
\\
*définition et caractéristiques du modèle mécanique
*****
*---->comportement metal de base:
MAMET=TABLE;
*paramètres de dilatation en fonction de la température
EVT_DM=PROG 20. 100. 200. 300. 400. 500. 600. 700. 800. 900. 1000.;
EV_DM=PROG 1.1141E-05 1.13304E-05 1.15688E-05 1.18092E-05 1.20514E-05
1.22955E-05 1.25415E-05 1.27894E-05 1.30392E-05
1.32908E-05 1.35444E-05;
EVDMT=EVOL MANU 'T' EVT_DM 'ALPH' EV_DM;
*évolution des paramètres mécaniques en fonction de la température
EVTP=PROG 20. 400. 500. 700. 900. 1000. 1100. 1200.;
****module de young
EVE=PROG 186844.262 178474.576 157358.491 132685.22 84633.58026
12624.68657 8497.69367 2028.422058;
EVET=EVOL MANU 'T' EVTP 'YOUN' EVE;

```

```

****paramètres d'écouissage isotrope:
EVISY=PROG 421.9849 254.2415 163.7306 20.01 0. 0. 0. 0.;
EVISB=PROG 21.4375 85.412 154.9866 325.78 121.6812 0. 0. 0.;
EVISR=PROG 286.9849 190.174 171.571 80.2101 13.1286 0. 0. 0.;
EVISYT= EVOL MANU 'T' EVTP 'SIGY' EVISY;
EVISBT= EVOL MANU 'T' EVTP 'B' EVISB;
EVISRT= EVOL MANU 'T' EVTP 'RI' EVISR;
****paramètres de viscosité SINH
EVT_V=PROG 20. 400. 500. 700. 900.;
EVK=PROG 2.2 6.4 10. 14. 2.;
EVKT=EVOL MANU 'T' EVT_V 'K' EVK;
EVN=PROG 0.6 0.7 0.8 1.1 1.8;
EVNT=EVOL MANU 'T' EVT_V 'N' EVN;
EVEPS0=PROG 6E-08 2.E-07 3.E-07 1.2E-06 2.E-06;
EVEPS0T=EVOL MANU 'T' EVT_V 'epso' EVEPS0;
**modèle
mo_base=MODL SURF1 'MECANIQUE' 'ELASTIQUE' 'VISCOPLASTIQUE'
      'CHAB_SINH_R' phase PHA1 CONS BASE;
MAMET.1 = MATR mo_base 'YOUN' EVET 'NU' 0.3 'ALPH' EVDMT
      'SIGY' EVISYT 'K' EVKT 'N' EVNT 'B' EVISBT
      'RI' EVISRT 'epso' EVEPS0T;
*---->comportement austenite:
**paramètres de dilatation en fonction de la température
EVT_DA=PROG 20. 100. 200. 300. 400. 500. 600. 700. 800. 900. 1000.
      1100. 1200. 1300. 1400. 1500.;
EV_DA=PROG 2.02084E-05 2.032E-05 2.04636E-05 2.06E-05 2.0747E-05
      2.09E-05 2.103E-05 2.117E-05 2.1314E-05
      2.1456E-05 2.16E-05 2.1739E-05 2.18816E-05 2.2023E-05
      2.21652E-05 2.23E-05;
EVDAT=EVOL MANU 'T' EVT_DA 'ALPH' EV_DA;
*évolution des paramètres mécaniques en fonction de la température
****module de young
EVE=PROG 165204 143179. 139309. 92954. 84633. 12624. 8497. 2028.
      1000. 1000.;
EVET=EVOL MANU 'T' EVT_A 'YOUN' EVE;
****paramètres d'écouissage isotrope:
EVISR=PROG 286.84 230.05 158.9 25.84 13.12 0 0 0 0 0;
EVISB=PROG 12.2537 17.7 30.7 71.79 121.68 121.68 121.68 121.68
121.68 121.68;
EVISY=PROG 95.65 74.27 53.0717 4. 0 0 0 0 0 0;
EVISYT= EVOL MANU 'T' EVT_A 'SIGY' EVISY;
EVISBT= EVOL MANU 'T' EVT_A 'B' EVISB;
EVISRT= EVOL MANU 'T' EVT_A 'RI' EVISR;

```

```

****paramètres de viscosité SINH
EVT_V=PROG 500. 600. 700. 800. 900. 1000. 1100. 12000.;
EVK=PROG 1.5161 2.6 3.9 8. 11. 8.27318 7.3697 5.77196;
EVKT=EVOL MANU 'T' EVT_V 'K' EVK;
EVN=PROG 0.4686 0.62 0.7886 0.9 1.1 1.2686 1.4286 1.5886;
EVNT=EVOL MANU 'T' EVT_V 'N' EVN;
EVEPS0=PROG 5.01E-08 1.2E-07 3.55E-07 1.E-06 2.E-06 4.79E-06
          1.23E-05 3.31E-05;
EVEPS0T=EVOL MANU 'T' EVT_V 'epso' EVEPS0;
**modèle
mo_aust=MODL cube 'MECANIQUE' 'ELASTIQUE' 'VISCOPLASTIQUE' 'CHAB_SINH_R'
          phase PHA2 CONS AUST;
MAMET.2 = MATR mo_aust 'YOUN' EVET 'NU' 0.3 'ALPH' EVDAT
          'SIGY' EVISYT 'K' EVKT 'N' EVNT 'B' EVISBT
          'RI' EVISRT 'epso' EVEPS0T 'C1' 0.
*---->comportement liquide:
**paramètres de dilatation en fonction de la température
EVT_DL=PROG 1475. 1500. 1600. 1700. 2000. 2500. 3000. 5000.;
EV_DL=PROG 2.23E-05 2.3E-05 3.56E-05 2.80E-05 3.36E-05 3.99E-05
          4.41E-05 5.26E-05;
EVDLT=EVOL MANU 'T' EVT_DL 'ALPH' EV_DL;
**modèle
mo_liqu=MODL SURF1 'MECANIQUE' 'ELASTIQUE' 'VISCOPLASTIQUE'
          'CHAB_SINH_R' phase PHA4 CONS LIQU;
MAMET.4 = MATR mo_liqu 'YOUN' EVET 'NU' 0.3 'ALPH' EVDLT
          'SIGY' EVISYT 'K' EVKT 'N' EVNT 'B' EVISBT
          'RI' EVISRT 'epso' EVEPS0T;
*---->comportement martensite:
EVDQMT=EVDMT;
**courbes de tractions en fonction de la température
EVDQMT=EVDMT;
SIG25=PROG 0. 1345. 1345.;
EPS25=PROG 0. 0.00643541 100.;
SIG500=PROG 0. 1060. 1110.45 1168.84 1207.29 1252.24 1290.13 1311.02
          1344.47 1344.47;
EPS500=PROG 0. 0.0056383 1.18E-02 2.03E-02 2.87E-02 4.27E-02 5.92E-02
          7.17E-02 1.04E-01 100.;
SIG600=PROG 0. 889.81 925.03 932.53 932.53;
EPS600=PROG 0. 0.00556131 0.00633 0.00687 100.;
SIG750=PROG 0. 214. 225.14 235.2 240.29 240.29;
EPS750=PROG 0. 0.00201887 0.00577 0.0089 0.0168 100.;
T91_25 = EVOL MANU 'EPS' EPS25 'SIG' SIG25;
T91_500 = EVOL MANU 'EPS' EPS500 'SIG' SIG500;

```

```

T91_600 = EVOL MANU 'EPS' EPS600 'SIG' SIG600;
T91_750 = EVOL MANU 'EPS' EPS750 'SIG' SIG750;
NUABA = NUAGE COMP T 25. 500. 600. 750.
          COMP TRAC T91_25 T91_500 T91_600 T91_750;
Y25 =CALYO T91_25      ;
Y500=CALYO T91_500    ;
Y600=CALYO T91_600    ;
Y750=CALYO T91_750    ;
EVET = EVOL MANU 'T' (PROG 25. 500. 600. 750.)
          'YOUN' (PROG Y25 Y500 Y600 Y750);
mo_mart=MODL cube 'MECANIQUE' 'ELASTIQUE' 'PLASTIQUE'
          phase PHA3 CONS MART;
MAMET.3 = MATR mo_mart 'YOUN' EVET 'NU' 0.3 'TRAC' NUABA
          'ALPH' EVDQMT;

*---->comportement mécanique du mélange:
MODM=MODL SURF1 melange parallele (mo_base ET mo_aust
          ET mo_mart ET mo_liqu) CONS MEC;

*Définition et caractéristiques du modèle métallurgique
*****
**modèles
MODTH=MODE SURF1 melange TMM_LMT2 CONS MET;
*Caractéristiques
MATTH=MATE MODTH
'AC1' 839. 'Ka' 0.066 'm' 1.3767 'Kea' 6.787626E15 'Eea' 456380.4166
'Ms' 375.0739 'Ks' 0.04829 'Ar' 0.040628 'Br' 897. 'Cr' 43.68 'n' 2.5
'TF1' 1450. 'TF2' 1500. 'tinc' 0. 'Amax' 0.;

*définition des chargements:
*****
*---->chargements thermiques
Q=835.23E3;
rayon=5.899;
*écriture du flux:
coorhx=COORD 1 LNORD;
calc1=(coorhx * coorhx) * (-3. / (rayon * rayon));
calc2=EXP calc1;
calc3=Q * calc2;
calc4=calc3 *3 / (3.14 * (rayon ** 2.));
sourceg=NOMC 'PUIS' calc4 'NATURE' 'DISCRET';
*intégration du flux surfacique sur la surface:
Nds=PRES 'MASS' MODT 1. LNORD;

```

```

PS=PSCA Nds sourceg (MOTS 'FZ') (MOTS 'PUIS');
INT=(SOMT PS);
alpha=ABS(Q / INT);
MESS 'alpha' alpha;
*correction:
sourceg=sourceg * alpha;
fluxs=FLUX MODT sourceg;
EV1=EVOL MANU 'temps' (PROG 0. 75. 75.1 3000.) 'flux'
(PROG 1. 1. 0. 0.);
CHAT1=CHAR 'Q' fluxs EV1;
*---->chargements mécaniques
MAS1=MASS MATT MODT;
ACZ=MANU CHPO SURF1 1 'UZ' -9.81E3;
FG=MAS1 * ACZ;
FG=CHAN ATTRIBUT FG NATU DISC;
EV3=EVOL MANU 'temps' (PROG 0. 3000.) 'effort' (PROG 1. 1.);
CHAM1=CHAR 'MECA' FG EV3;

*définition des conditions aux limites:
*****
*---->Temperature exterieure pour la convection
SURFEXT=LNORD ET LSUD ET LEST;
CHCV=MANU CHPO 1 SURFEXT 'TE' 20.;
EV2=EVOL MANU 'temps' (PROG 0. 3000.) 'température' (PROG 1. 1.);
CHAT2= CHAR 'TECO' CHCV EV2;
*---->Presence des pionts en céramique
xAA=48.;
yAA=la;
AA=xAA yAA;
AA=SURF1 POINT PROC AA;
CLM1=BLOQ 'UZ' AA;

*définition des conditions initiales:
*****
*---->Températures
TEM0 = MANU 'CHPO' SURF1 1 'T' 20.;
*---->initialisation des phases métallurgiques
MATM=MATE (MODM ET MODTH)
'PHA1' 1. 'PHA2' 0. 'PHA3' 0. 'PHA4' 0.;

*Mise en place de la table PASAPAS
*****
tm=TABLE;

```

```

tm.'MODELE'=MODM ET MODT ET MODC1 ET MODTH;
tm.'CARACTERISTIQUES'=MATM ET MATT ET MATC1 ET MATHH;
tm.'CHARGEMENT'=CHAT1 ET CHAM1 ET CHAT2;
tm.'BLOCAGES_MECANIQUES'=CLM1;
tm.'TEMPERATURES'=TABLE;
tm.'TEMPERATURES' . 0=TEM0;
tm.TALPHA_REFERENCE = (MANU CHPO SURF1 1 'T' 0.);
tm.'PAS_AJUSTE' = VRAI;
tm.'MAXSOUSPAS' = 400.;
tm.'K_SIGMA' = VRAI;
*tm.'GRANDES_DEFORMATIONS' = VRAI;
tm.temps_calcules=(PROG 0. pas 0.05 2.) ET (PROG 3. pas 1. 105.) ET
(PROG 105.01 pas 0.01 110.) ET (PROG 120. pas 10. 300.) ET
(PROG 350. pas 50. 3000.);
**procédure ROUX
tm.'CARA_PHASES' = MAMET;
tm.'DELTA_PHASE'= TABLE;
tm.'DELTA_PHASE' . 1=0.;
tm.'DELTA_PHASE' . 2=-9.48E-03 ;
tm.'DELTA_PHASE' . 3=0.;
tm.'DELTA_PHASE' . 4=-9.48E-03 ;
tm.'PLASTICITE_TRANSFORMATION' = VRAI;
*plasticité de transformation de Hamata
tm.'PPT'=TABLE;
tm.'PPT'.'NUM' = 2;
tm.'PPT'.'PROP' = TABLE;
tm.'PPT'.'PROP' . 1 = 2300;
tm.'PPT'.'PROP' . 2 = 1.6;

PASAPAS3 tm;

```

```

*Tracé des champs
*****
*---->en fin de chauffage (t=75s)
IDIM=(DIME tm.temps) - 1;
REPETE i IDIM;
  SI (tm.temps.&i EGA 75.);
    num_FC=&i;
  FINSI;
FIN i;
LIST num_FC;
*température

```

```
TEMPF=tm.temperatures.num_FC;
TRAC SURF1 TEMPF TITRE 'Champ de temperature FDC';
*phase métal de base:
PHA1F=EXCO tm.phases.num_FC 'PHA1';
TRAC SURF1 PHA1F MODTH TITRE 'métal de base FDC';
*phase austénitique:
PHA2F=EXCO tm.phases.num_FC 'PHA2';
TRAC SURF1 PHA2F MODTH TITRE 'austénite FDC';
*phase martensitique:
PHA3F=EXCO tm.phases.num_FC 'PHA3';
TRAC SURF1 PHA3F MODTH TITRE 'martensite FDC';
*phases liquide:
PHA4F=EXCO tm.phases.num_FC 'PHA4';
TRAC SURF1 PHA4F MODTH TITRE 'liquide FDC';
*Contraintes de V.Mises
CO=(REDU tm.contraintes.num_FC MODM);
COP2=VMIS MODM CO;
TRAC SURF1 COP2 MODM TITRE 'Contrainte de Von Mises FDC';
*déformée:
DEPF=tm.deplacements.num_FC;
DEFI=DEFO DEPF SURF1 0. VERT;
DEFF=DEFO DEPF SURF1 1. ROUGE;
TRAC (DEFI ET DEFF) TITRE 'déformée en fin de chauffage FDC';
*déformations:
DEF=tm.deformations.num_FC;
DEFr=EXCO DEF 'EPRR';
TRAC DEFI DEFr MODM TITRE 'champ de déformation suivant Ur FDC';
DEFz=EXCO DEF 'EPZZ';
TRAC DEFI DEFz MODM TITRE 'champ de déformation suivant Uz FDC';
*déplacements:
DEPFr=EXCO DEPF 'UR';
TRAC DEFI DEPFr TITRE 'champ de déplacement suivant Ur FDC';
DEPFz=EXCO DEPF 'UZ';
TRAC DEFI DEPFz TITRE 'champ de déplacement suivant Uz FDC';
*---->en fin de refroidissement (t=75s)
*température
TEMPF=tm.temperatures.IDIM;
TRAC SURF1 TEMPF TITRE 'Champ de temperature FDR';
*phase métal de base:
PHA1F=EXCO tm.phases.IDIM 'PHA1';
TRAC SURF1 PHA1F MODTH TITRE 'métal de base FDR';
*phase austénitique:
PHA2F=EXCO tm.phases.IDIM 'PHA2';
```

```

TRAC SURF1 PHA2F MODTH TITRE 'austénite FDR';
*phase martensitique:
PHA3F=EXCO tm.phases.IDIM 'PHA3';
TRAC SURF1 PHA3F MODTH TITRE 'martensite FDr';
*phases liquide:
PHA4F=EXCO tm.phases.IDIM 'PHA4';
TRAC SURF1 PHA4F MODTH TITRE 'liquide FDR';
*Contraintes de V.Mises
CO=(REDU tm.contraintes.IDIM MODM);
COP2=VMIS MODM CO;
TRAC SURF1 COP2 MODM TITRE 'Contrainte de Von Mises FDR';
*déformée:
DEPF=tm.deplacements.IDIM;
DEFI=DEFO DEPF SURF1 0. VERT;
DEFF=DEFO DEPF SURF1 1. ROUGE;
TRAC (DEFI ET DEFF) TITRE 'déformée en fin de chauffage FDR';
*déformations:
DEF=tm.deformations.IDIM;
DEFr=EXCO DEF 'EPRR';
TRAC DEFI DEFr MODM TITRE 'champ de déformation suivant Ur FDR';
DEFz=EXCO DEF 'EPZZ';
TRAC DEFI DEFz MODM TITRE 'champ de déformation suivant Uz FDR';
*déplacements:
DEPFr=EXCO DEPF 'UR';
TRAC DEFI DEPFr TITRE 'champ de déplacement suivant Ur FDR';
DEPFz=EXCO DEPF 'UZ';
TRAC DEFI DEPFz TITRE 'champ de déplacement suivant Uz FDR';

*On sauve les résultats
*****
OPTI SAUV 'DISKSPOT.k2000';
SAVE=tm;
SAUV SAVE;

FIN;

```

