HAL
open science

Modélisation thermomécanique et commande d'actionneurs en alliages à mémoire de forme pour la microrobotique.

Hellal Benzaoui

To cite this version:

Hellal Benzaoui. Modélisation thermomécanique et commande d'actionneurs en alliages à mémoire de forme pour la microrobotique.. Mécanique [physics.med-ph]. Université de Franche-Comté, 1998. Français. NNT : . tel-00214230

HAL Id: tel-00214230

https://theses.hal.science/tel-00214230v1

Submitted on 23 Jan 2008

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

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

Année : 1998

N° ordre : 710

THÈSE

présentée à

L'UFR DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DE L'UNIVERSITE DE FRANCHE-COMTE

pour obtenir le

**GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
DE FRANCHE-COMTE**

en Automatique et informatique

MODÉLISATION THERMOMÉCANIQUE ET COMMANDE D'ACTIONNEURS EN ALLIAGES À MÉMOIRE DE FORME POUR LA MICROROBOTIQUE

par

Hellal BENZAOUI
(ingénieur ENSMM)

soutenue le 18 Décembre 1998 devant la commission d'examen :

Président du jury :	D. COURJON	Directeur de recherche, CNRS, Besançon
Rapporteurs :	J. F. LE MAITRE	Professeur à l'IUSPIM, Marseille
	E. PATOOR	Professeur à l'ENSAM, Metz
Examinateurs	N. CHAILLET	Maître de conférences, Université de Franche-Comté
	B. LANG	Maître de conférences à l'ENSMM, Besançon
directeurs de thèse :	A. BOURJAULT	Professeur à l'ENSMM, Besançon
	C. LEXCELLENT	Professeur à l'ENSMM, Besançon

Descartes disait :

"Lorsque la rencontre de quelque objet nous surprend et que nous le jugeons nouveau et fort différent de ce que nous connaissions auparavant, cela fait que nous l'admirons et en sommes étonnés. C'est une subite surprise de l'âme".

A mes parents
A mon épouse, à Ramy

REMERCIEMENTS

Ces travaux ont été menés au Laboratoire d'Automatique de Besançon (LAB) au sein du groupe de recherche "Microrobotique et Microsystèmes" sous la direction scientifique du Professeur Alain Bourjault en collaboration avec le Laboratoire de Mécanique Appliquée R. Chaléat (LMARC) sous la direction scientifique du professeur Christian Lexcellent ("Propriétés Mécaniques des Matériaux"). Je voudrais leur exprimer ma reconnaissance pour m'avoir permis de mener dans de bonnes conditions ces travaux de recherche.

Je tiens à remercier Monsieur Etienne Patoor, professeur à l'ENSAM et Monsieur Jean François Le Maître, Professeur à l'IUSPIM de Marseille pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant de rapporter ce travail thèse ainsi que pour les corrections qu'ils y ont apportées,

Je remercie également Monsieur Daniel Courjon, directeur de recherche au CNRS et directeur de l'Institut des Microtechniques de Franche-Comté (IMFC) pour avoir accepté de présider la soutenance de thèse,

Je exprime tout ma reconnaissance envers Christian Lexcellent, Professeur à l'ENSMM et Nicolas Chaillet, Maître de Conférences à l'UFR des Sciences et Techniques de Besançon, pour leur parfait encadrement, leurs conseils, leur bonne humeur et leurs qualités humaines.

Je remercie Monsieur Bernard Lang, Maître de Conférences à l'ENSMM, pour ses remarques et les corrections qu'il a apportées à ce travail,

Je remercie également Joël Agnus et Jean Perry (LAB), Gilbert Laithier et Robert Cosme (LMARC) pour leur aide technique,

Je salue tous mes collègues du LAB, du LMARC et de l'AIP. Enfin, je voudrais remercier toute ma famille pour son soutien et plus particulièrement mon épouse pour son aide et ses encouragements.

Table des matières

Sommaire 1

Introduction générale 8

Chapitre I : des matériaux actifs pour le microactionnement

1. Introduction 13

2. Les microactionneurs 15

3. Les matériaux actifs.....16

3.1 Les matériaux piézoélectriques 17
3.2 Les matériaux magnétosrictifs..... 17
3.3 Les matériaux thermomécaniques 18
3.4 Les alliages à mémoire de forme..... 18
3.5 Les polymères..... 19
3.5.1 Les gels électrorhéologiques..... 19
3.5.2 Les polymères conducteurs..... 19

4. Comparaison des différents principes d'actionnement 20

5. Conclusion du chapitre I.....21

Bibliographie du chapitre I 22

Chapitre II : propriétés spécifiques des alliages à mémoire de forme

1. Effet mémoire de forme 24

1.1 Définition..... 24
1.2 Transformation martensitique 24

1.3 Aspects microstructurels 25
1.3.1 Martensite d'origine thermique 25
1.3.2 Martensite d'origine mécanique 27

2 Propriétés thermomécaniques des AMF 29

2.1 Transformation de phase sous l'effet de la température 30
2.1.1 Mesure de la résistance électrique 30
2.1.2 Analyse calorimétrique différentielle 31
2.2 Comportement thermomécanique 31
2.2.1 Comportement pseudoélastique 32
2.2.2 Effet mémoire simple sens 32
2.2.3 Contrainte de restauration 33
2.2.4 Effet mémoire double sens 34
2.2.5 R-phase 35
2.3 Conclusion 35

3. Les alliages de NiTi 36

3.1 Principaux intérêts des alliages de NiTi 36
3.2 Composition chimique et traitements thermiques 36

4 Utilisation des alliages à mémoire de forme 38

4.1 Quelques applications industrielles 38
4.2 Actionneurs en AMF 39

5. Conclusion du chapitre II 41

Bibliographie du chapitre II 42

Chapitre III :Modélisation des actionneurs en alliages à mémoire de forme

Première partie

1. Introduction 45

2. Comportement des alliages à mémoire de forme en régime statique 46

2.1 Avant propos 46
2.2 Modèle de Brinson 47
2.3 Modèle de Lagoudas et Bo 50
2.4 Autre modèle 51

3. Modélisation du comportement thermomécanique macroscopique des AMF 52

3.1 Formalisme de la thermodynamique des processus irréversibles 52
3.1.1 Premier principe de la thermodynamique 52
3.1.2 Second principe de la thermodynamique 53
3.1.3 Inégalité fondamentale et inégalité de Clausius-Duhem 53
3.2 Formulation unidimensionnelle de l'énergie libre de Helmholtz 55
3.2.1 Choix des variables d'état et des variables internes 55
3.2.2 Expression de l'énergie libre de Helmholtz 56
3.2.3 Hypothèses et équations constitutives 57
3.2.4 Inégalité de Clausius-Duhem 58
3.2.5 Etude de l'équilibre thermodynamique 61
3.2.6 Cinétiques de transformation de phase 63

4. Approche expérimentale 66

4.1 Caractéristiques des alliages utilisés 66
4.2 Identification des paramètres 66
4.2.1 Constantes thermodynamiques 66
4.2.2 Paramètres relatifs aux cinétiques 69
4.3 Résultats expérimentaux et simulations 70
4.3.1 Comportement isotherme 71
4.2.2 Comportement anisotherme à contrainte constante 72
4.2.3 Comportement anisotherme à déformation constante 76

5. Comportement cyclique 78

6. Conclusion de la première partie 80

Deuxième partie

1. Introduction 81

2. Influence de la vitesse de sollicitation 81

3. Equation de la chaleur 84

3.1 Présentation des équations 84
3.2 Etude des transferts de chaleur 86
3.3 Simplification de l'équation de la chaleur 89
3.4 Conclusion 91

4. Approche expérimentale 92

4.1 Caractéristiques dynamiques du microthermocouple 92
4.2 Identification des paramètres 93
4.3 Résultats expérimentaux et simulations 99
4.3.1 Comportement à contrainte constante 99
4.3.2 Comportement à déformation imposée 102
4.4 Remarques et discussions 103

5. Conclusion de la deuxième partie 106

Bibliographie du chapitre III 107

Chapitre IV: commande des actionneurs AMF

1. Introduction 112

2. Quelques caractéristiques des actionneurs 112

2.1 Course 112
2.2 Densité de travail 113
2.3 Rendement énergétique 114
2.4 Temps de réponse 118
2.5 Conclusion 120

3. Etat de l'art sur la commande des actionneurs AMF 122

3.1 Problématique 122
3.2 Commande sans modèle explicite 123
3.2.1 Commande à structure variable 123
3.2.2 Commande par réseaux de neurones 125
3.2.3 Commande par régulateurs flous 126
3.3 Commande avec un modèle explicite du système 127
3.3.1 Approche à partir d'un modèle linéaire 127
3.3.2 Approche à partir d'un modèle non linéaire 128
3.4 Conclusion 131

4. Amélioration du temps de réponse des AMF 132

4.1 Introduction 132
4.2 Boucle interne de température 133
4.3 Asservissement de position 134
4.4 Conclusion 136

5. Estimateurs 137

5.1 Introduction 137
5.2 Estimation de la déformation de l'AMF à partir de sa résistance électrique 137
5.2.1 Caractéristique statique déplacement-résistance électrique 137
5.2.2 Asservissement sur la résistance de l'AMF 139
5.2.3 Conclusion 144
5.3 Estimation de la température 141
5.3.1 Simulation en boucle ouverte 141
5.3.2 Observateurs 142
5.3.3 Résultats et comparaisons 144
5.4 Conclusion 146

6. Conclusion du chapitre IV 148

Bibliographie de chapitre IV 149

Chapitre V: commande non linéaire de position ou d'effort d'actionneurs AMF

1. Introduction 153

2. Linéarisation exacte 153

2.1 Rappels théoriques 153
2.2 Changement de coordonnées 155

3. Linéarisation entrée-état et entrée-sortie 156

3.1 Objectif 156
3.2 Linéarisation entrée-état 157
3.3 Linéarisation entrée-sortie 159

4. Application à la commande des actionneurs AMF 161

4.1 Introduction 161
4.2 Asservissement de position à effort constant 161
4.2.1 Rappel des équations 161
4.2.2 Variables d'état et représentation d'état 164
4.2.3 Détermination de l'indice caractéristique 167
4.2.4 Loi de commande 168
4.2.5 Etude de la fonction de transfert Y(p)/V(p) 170
4.2.6 Commande avec retour statique : $v = c_0(y_{ref} - y)$ 172
4.2.7 Asservissement de position en boucle fermée 175
4.3 Asservissement d'effort à position constante 180
4.3.1 Rappel des équations 180
4.3.2 Variables d'état et représentation d'état 181
4.3.3 Calcul de l'indice caractéristique 184
4.3.4 Loi de commande 185
4.3.5 Fonction de transfert F(p)/V(p) 186
4.3.6 Commande avec retour statique : $v = c_0(w - f)$ 187
4.3.7 Asservissement d'effort en boucle fermée 189
4.4 Conclusion 191

5. Observateur à grand gain 192

5.1 Introduction 192
5.2 Rappels 192
5.3 Estimation de la température de l'AMF 193
5.4 Résultats 195

6. Conclusion du chapitre V 198

Bibliographie du chapitre V 199

Conclusion générale 200

Introduction générale

De nombreuses applications nécessitent l'utilisation de robots de petite taille pour la réalisation de tâches difficiles, dangereuses et inaccessibles à l'homme, que ce soit pour l'exploration et l'intervention en milieu technologique ou biologique fortement encombré et confiné (canalisations de faible diamètre), ou pour le prélèvement et la manipulation d'objets de faibles dimensions (domaine médical). En France, l'ingénierie liée à la microrobotique (et aux microsystèmes en général) est actuellement dans une phase de recherche et développement et constitue un enjeu scientifique, technologique et industriel pour ces prochaines années (les japonais parlent à ce sujet d'industrie du 21ème siècle). L'approche classique qui consiste à un passage aux échelles inférieures de composants déjà existants a montré ses limites au niveau des technologies conventionnelles (elles ne permettent pas un degré de miniaturisation suffisant) ainsi qu'au niveau des principes d'actionnement traditionnels où les performances deviennent très faibles. Ces limites imposent de reconsidérer les principes de conception, c'est à dire ne plus considérer le système comme le résultat d'une intégration de composants réalisant chacun une fonction élémentaire ; elles imposent aussi de développer des technologies et des principes d'actionnement capables de générer des mouvements et de transmettre des efforts compatibles avec les échelles mises en jeu. Pour répondre aux besoins de microactionnement, les matériaux piézoélectriques, magnétostrictifs ou les polymères et les alliages à mémoire de forme, qualifiés de "matériaux actifs", semblent prometteurs en raison des caractéristiques compatibles avec les forces, les mouvements requis et les possibilités de miniaturisation.

Nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux alliages à mémoire de forme, notés AMF, lesquels, sous certaines conditions thermomécaniques, peuvent transformer une énergie thermique qui leur est fournie en un travail mécanique. Ils peuvent ainsi restituer des déformations de l'ordre de 6 à 8 % et générer des efforts relativement importants lorsqu'ils sont chauffés. En outre, la mise en œuvre physique de la commande par chauffage peut être réalisée simplement, en utilisant l'effet Joule par exemple. Ainsi, dans le but de concevoir, dimensionner et commander au mieux de leurs performances de tels microactionneurs, il est nécessaire de disposer d'un certain nombre de connaissances et de données sur ces matériaux. Ceci représente l'objectif de notre travail de recherche.

Dans un premier temps, **le chapitre I** donne un rappel des différents matériaux dont les propriétés physiques sont exploitées pour engendrer des mouvements et des efforts compatibles avec l'échelle micrométrique. Les alliages à mémoire de forme étant le principe de microactionnement que nous avons choisi d'étudier, **le chapitre II** constitue alors un rappel détaillé des différentes propriétés spécifiques de ces matériaux. Plusieurs observations notées dans ce chapitre seront utilisées dans **le chapitre III**. Celui-ci est consacré à la modélisation du comportement thermomécanique macroscopique des AMF ; il comporte deux grandes parties. Après une revue des modèles de comportement thermomécanique statiques de Brinson, Lagoudas et al., l'objectif de la première partie de ce chapitre est l'obtention d'un modèle prédictif du comportement thermomécanique statique des AMF. Ce modèle est basé sur l'approche développée par Leclercq et Lexcellent. Dans la seconde partie, le comportement dynamique est obtenu par l'entremise de l'équation de la chaleur. Pour valider ce modèle, des essais thermomécaniques appropriés ont été menés en vue de l'identification des paramètres "matériau" et des simulations ont été effectuées, dont les résultats sont confrontés aux résultats expérimentaux correspondants.

Le chapitre IV est consacré à l'étude des actionneurs AMF. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés aux caractéristiques de ces microactionneurs en terme de course disponible, de densité d'énergie, de rendement et de bande passante. Un inconvénient des AMF est leur "lenteur". Pour cela, la connaissance de la température, qui est la grandeur de commande, est importante pour l'amélioration des performances dynamiques. En effet, la vélocité des microactionneurs AMF étant directement liée à la vitesse à laquelle évolue leur température, la mise en œuvre d'une boucle interne de température dans la boucle d'asservissement, au moyen de microcapteurs appropriés, permet d'améliorer leur temps de réponse. Par ailleurs, dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'estimation de certaines grandeurs physiques. En effet, une contrainte qui nous semble très forte concerne l'utilisation de capteurs physiques instrumentant le microactionneur. Outre leur encombrement propre qui augmente les dimensions du microactionneur, des problèmes d'intégration et de connectique apparaissent. Ce constat nous amène à développer et à mettre en œuvre des estimateurs d'état permettant d'avoir accès aux grandeurs non mesurées nécessaires à une commande performante. Nous présentons quelques résultats où la mesure de la température est remplacée par une estimation.

Le chapitre V aborde la commande de position et d'effort des actionneurs AMF. Pour cela, nous exploitons des techniques de commande non linéaire, utilisant en particulier l'algèbre de Lie, pour les systèmes monovariables affines en la commande. Ces techniques ont notamment été mises en œuvre sur des procédés

chimiques dont le comportement est non linéaire (réacteurs chimiques ou biologiques, réacteurs de neutralisation, colonnes de distillation). A partir d'une représentation d'état non linéaire du système, il est possible par une transformation algébrique agissant sur les états, par ces techniques, de transformer le comportement dynamique d'un système non linéaire en un comportement dynamique partiellement ou totalement linéaire et ainsi maîtriser les performances en boucle fermée du système.

En conclusion, nous donnerons quelques perspectives à ces travaux de recherche.

Chapitre I

Des matériaux actifs pour le microactionnement

1. Introduction

Les microsystèmes font actuellement l'objet de nombreux travaux de recherche et de développement et sont au centre d'enjeux scientifiques et économiques croissants. Il s'agit de développer des systèmes "intelligents" et de dimensions très réduites. Pour un microsystème, l'objectif dimensionnel souvent visé correspond à un volume total inférieur au cm^3 . Les microrobots sont des microsystèmes particuliers dont les fonctions principales sont d'engendrer des mouvements nécessaires aux déplacements et à l'orientation d'un ou de plusieurs outils. Les applications potentielles sont considérables même si, aujourd'hui encore, elles ne sont pas toutes identifiées, notamment par le monde industriel. Les recherches actuelles dans ce domaine concernent essentiellement la réalisation de robots mobiles pour l'inspection et l'intervention en milieu technologique ou biologique dangereux, inaccessible ou difficilement accessible à l'homme (milieu confiné) et la réalisation de micromanipulateurs pour la manipulation (directe ou téléopérée) d'objets de faibles dimensions (prélèvement de tissus humains, manipulation de cellules vivantes). A ce sujet, le corps humain semble être un domaine d'investigation très prometteur pour la microrobotique et les microsystèmes. Au Japon, le programme "**Micromachine Technology Project**" du ministère de l'industrie (MITI) est établi depuis 1991 pour une durée de 10 ans. Ce programme comporte deux phases. La partie la plus importante est focalisée sur les matériaux, les principes de microactionnement, les techniques d'assemblage et les sources d'énergie. Ces différents thèmes sont structurés autour de la réalisation de trois démonstrateurs. Le premier est un système d'inspection et de maintenance pour les canalisations de centrales d'énergie [FAT-96] (voir figure I.1).

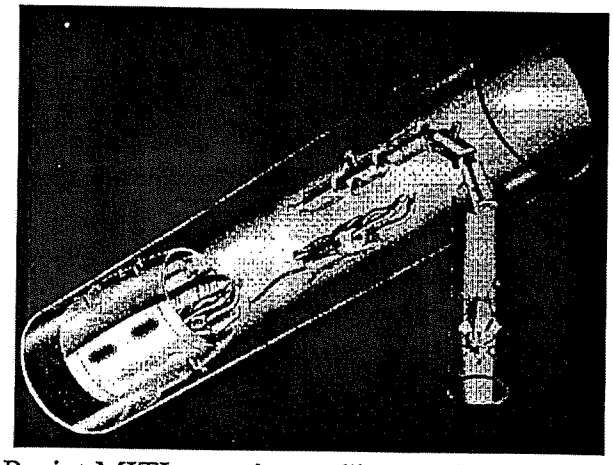


Figure I.1 Projet MITI : systèmes d'inspection pour canalisations

Le second démonstrateur (voir figure I.2) est un cathéter biomédical actif contenant les outils pour l'imagerie, le contrôle de position et la micro-chirurgie [FAT-96]. Le troisième démonstrateur concerne la miniaturisation des systèmes de fabrication.

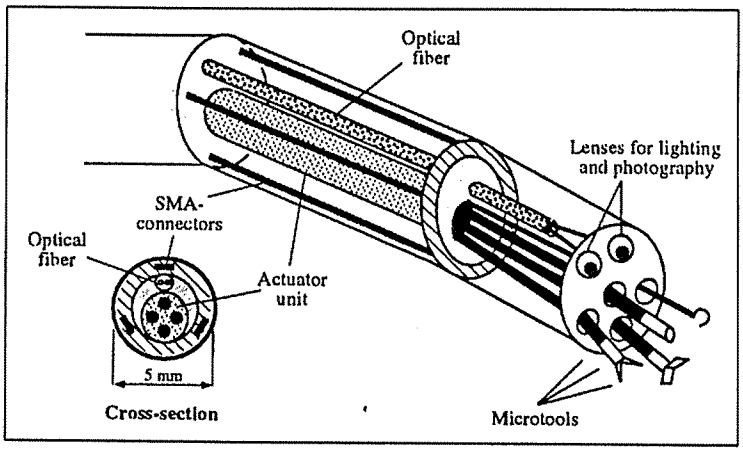


Figure I.2 Projet MITI : cathéter biomédical actif

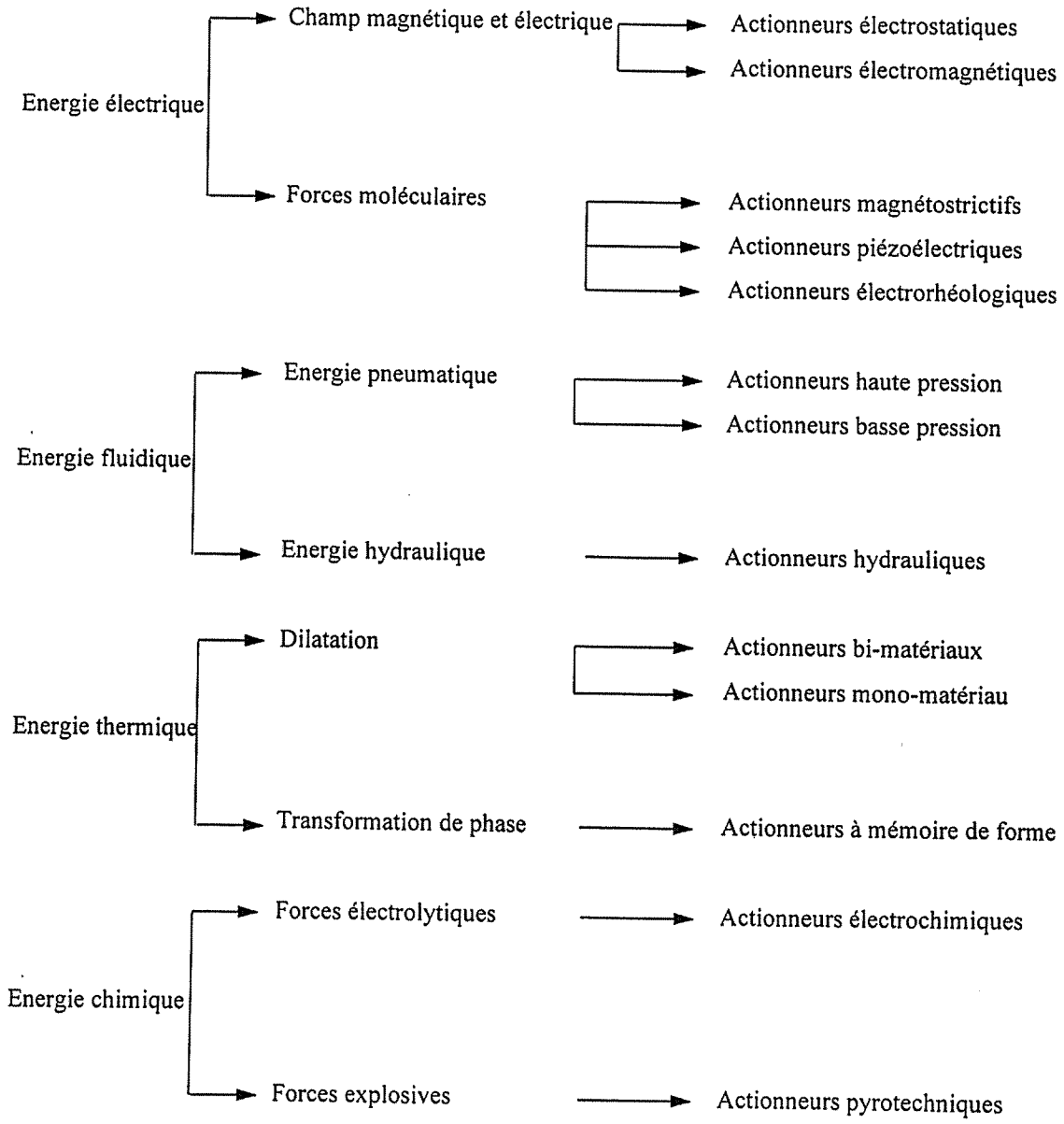
En France, le département SPI du CNRS a mis en place en 1995 un programme de recherche dans ce domaine en créant le pôle "**Microrobotique et Microsystèmes**" dans le cadre de l'axe prioritaire "**Machines intelligentes**". Ce programme regroupe plusieurs laboratoires travaillant dans des disciplines scientifiques aussi variées que les microtechnologies, l'automatique, la robotique, la mécanique et les matériaux. Les problèmes scientifiques soulevés sont nombreux tant cette nouvelle discipline est pluridisciplinaire par excellence. Non seulement les petites dimensions des systèmes mis en jeu renversent l'ordre classique des forces - par exemple, les forces de frottement et les forces surfaciques d'adhérence deviennent prépondérantes par rapport aux effets inertiels - mais aussi elles impliquent l'utilisation de technologies spécifiques pour la réalisation et l'assemblage de structures mécaniques et d'actionneurs non conventionnels qui sont des composants "clé" pour la motorisation.

La force électromagnétique, qui est la force la plus communément utilisée dans les moteurs et actionneurs traditionnels, ne semble plus être le seul principe d'actionnement intéressant. Du point de vue de la densité d'énergie, ce type de principe peut être intéressant jusqu'à une taille millimétrique car la réduction en taille des actionneurs électromagnétiques est limitée par la réalisation de bobines électromagnétiques de faibles dimensions qui requièrent des structures tridimensionnelles. D'autres part, l'élément conducteur de courant et l'élément en mouvement doivent être perpendiculaires. Ceci entraîne une difficulté supplémentaire. Un autre problème vient du fait que le silicium joue un rôle mineur dans le magnétisme. Ainsi, d'autres matériaux doivent être utilisés et

optimisés. Ce constat a amené la communauté scientifique à étudier et à développer de nouveaux principes d'actionnement. compatibles avec les échelles micrométriques.

2. Les microactionneurs

La définition d'un microactionneur est identique à celle d'un actionneur traditionnel. C'est un système, simple ou complexe, qui transforme une énergie d'origine électrique, thermique, chimique, etc ..., en un travail mécanique [FAT-96][GIL-94]. Aujourd'hui de nombreux principes d'actionnement compatibles avec les échelles micrométriques sont en cours d'étude. Ces principes utilisent divers phénomènes physiques. Il est possible de classifier ces différents phénomènes physiques opératoires à partir de la nature de l'énergie fournie [FAT-96]. Cette classification est donnée ci-dessous :



On constate une grande variété de principes physiques pouvant être mis œuvre. Par ailleurs, on remarque que les mécanismes d'entraînement permettant de générer des mouvements et des efforts, à l'échelle micrométrique, sont de deux types : le premier mécanisme est obtenu à partir d'un mouvement de pièces rigides alors que le second correspond à la déformation d'une structure mécanique. Dans le premier cas, des microactionneurs ont été initialement conçus en miniaturisant au maximum les mécanismes d'entraînement déjà existants (par exemple les moteurs électromagnétiques). Cependant, cette transposition élémentaire des méthodologies de conception et des principes physiques classiquement mis en oeuvre dans les moteurs macroscopiques ont montré leurs limites car, d'une part, les performances obtenues sont faibles ; d'autre part, certains phénomènes physiques négligeables à l'échelle macroscopique tels que les frottements et les forces d'adhérence deviennent des obstacles pour ce type de mécanisme lorsque les dimensions de l'actionneur deviennent très faibles. Pour palier ces inconvénients, la solution est d'obtenir des microactionneurs monolithiques déformables. Les recherches se sont alors tournées vers des principes d'actionnement exploitant les propriétés physiques de certains matériaux. Actuellement les différentes recherches portent sur les matériaux suivants :

(i) les matériaux piézoélectriques,
(ii) les matériaux magnétostrictifs,
(iii) les alliages à mémoire de forme,
(iv) les matériaux thermomécaniques,
(v) les polymères à mémoire de forme, les polymères conducteurs et les fluides électrorhéologiques.

Ces matériaux, qualifiés de "matériaux actifs", semblent très prometteurs en raison des densités d'énergie et/ou des déformations relativement importantes. Par ailleurs, les microactionneurs à base de ces matériaux permettent un entraînement direct sans éléments mécaniques intermédiaires de transmission, réduisant de surcroît le nombre de composants et les problèmes d'assemblage.

3. Les matériaux actifs

Ce terme désigne une catégorie de matériaux capables de produire un travail mécanique lorsqu'une énergie d'origine électrique, thermique, chimique, magnétique ou lumineuse est fournie. En effet, aujourd'hui, il ne suffit plus que les matériaux présentent de bonnes propriétés mécaniques (résistance à la rupture,

dureté, etc ...) mais il faut qu'ils deviennent aussi des éléments actifs (moteurs) d'une structure mécanique. Nous allons, ci-dessous, rappeler les propriétés de certains de ces matériaux en soulignant les principes physiques opératoires.

3.1 Les matériaux piézoélectriques

Les matériaux piézoélectriques produisent une quantité de charges électriques proportionnelle à la contrainte appliquée ou une déformation proportionnelle à la tension électrique appliquée. Typiquement, les matériaux présentant l'effet piézoélectrique sont les monocristaux de quartz (SiO_2), les céramiques telles que les $Pb(Zr,Ti)O_3$ plus couramment appelées PZT et les polymères tels que le polyvinylidène fluoride (PVDF). Les matériaux piézoélectriques ont un temps de réponse de l'ordre de la milliseconde (de 1 à 2 ms). En revanche, les déformations sont relativement faibles (de l'ordre de 0.1 à 0.2 %). L'application d'un signal électrique à une fréquence égale à la fréquence propre du matériau piézoélectrique produit des déformations ainsi qu'une efficacité maximales. Ces matériaux sont particulièrement bien adaptés en microrobotique pour les raisons suivantes : linéarité entre la tension de commande et le déplacement et quasi-absence d'hystérésis. Ces deux propriétés facilitent ainsi la commande de ces matériaux. Par ailleurs, ils peuvent assurer indifféremment les fonctions d'actionneurs ou de capteurs (effet inverse). Ainsi, un retour d'information sur la déformation du matériau peut être obtenu ce qui élimine toute présence de capteur supplémentaire. La seule limitation concerne la forte dépendance des phénomènes de piézoélectricité à la température.
Des actionneurs à base de matériaux piézoélectriques existent déjà depuis plusieurs années dans l'industrie. Ils sont principalement utilisés pour la réalisation de positionneurs de grande précision. A l'échelle millimétrique, ces matériaux ont donné naissance à une nouvelle classe de moteurs : les moteurs piézoélectriques. Ces moteurs, silencieux, se caractérisent principalement par un entraînement par frottement (déformation d'une céramique piézoélectrique) et par un rapport avantageux entre le couple utile et l'encombrement permettant ainsi son utilisation pour des applications basses vitesses sans réducteur mécanique auxiliaire.

3.2 Les matériaux magnétostrictifs

Les matériaux magnétostrictifs se déforment sous l'action d'un champ magnétique extérieur. En l'absence d'un champ magnétique, le matériau est composé de domaines magnétiques orientés aléatoirement. L'application d'un

champ magnétique implique une orientation de ces différents domaines entraînant une déformation dans le sens du champ magnétique (magnétostrictivité négative) et une faible contraction dans le sens perpendiculaire au champ magnétique. Le retour à la forme initiale se fait par l'application d'un effort extérieur. Typiquement, les déformations obtenues et le temps de réponse sont comparables aux matériaux piézoélectriques. En revanche, les efforts développés sont plus importants et un intérêt de ce principe de microactionnement est que l'énergie de commande fournie à l'actionneur peut se transmettre sans contact.

3.3 Les matériaux thermomécaniques

Les mouvements et les efforts générés par les matériaux thermomécaniques sont basés sur la dilatation obtenue lorsqu'ils subissent une variation de température (sans changement de phase). Deux exemples typiques sont les poutres et les structures bilames largement utilisées pour la réalisation de micro-pompes. Les avantages liés à ce type de microactionnement sont une conception et un processus de fabrication simples, collectifs et compatibles avec les processus technologiques de la micro-électronique. De plus, la déformation des matériaux est proportionnelle à la variation de température ce qui facilite la commande de tels actionneurs.

3.4 Les alliages à mémoire de forme

Par comparaison avec les différents matériaux que nous venons de présenter, les alliages à mémoire de forme sont parmi les plus spectaculaires. En effet, ces matériaux sont capables de subir de grandes déformations (de l'ordre de 6 % pour un polycristal) et de développer des efforts moteurs importants lorsqu'ils sont chauffés (effet mémoire de forme). Les déformations obtenues sont bien plus importantes en amplitude que les déformations obtenues par simple dilatation thermique du matériau. Les propriétés des alliages à mémoire de forme sont dues à la transformation martensitique qui est une transition de phase solide-solide. Elle correspond généralement à un passage d'une structure cubique centrée définie à haute température à une structure monoclinique qui peut être formée indifféremment des 24 variantes de martensite lorsque le matériau est uniquement refroidi ou de variantes préférentielles lorsqu'une contrainte est appliquée. Ces actionneurs sont habituellement chauffés par effet Joule et sont utilisés sous forme de fils dont les diamètres peuvent aller de quelques dizaines de microns à plusieurs centaines de microns, sous forme de ressorts ou de films minces. L'alliage le plus couramment utilisé pour ces excellentes propriétés est l'alliage de

nickel-titane (NiTi ou nitinol) ou ses dérivés NiTiX (X=Fe, Cu, Hf, ...). Les AMF donnent un large éventail de types d'actionneurs et permettent d'obtenir des dispositifs simples, compacts et fiables. En comparaison avec les autres principes d'actionnement, les AMF offrent le meilleur rapport masse / puissance, ce qui explique le succès de ces alliages pour les microsystèmes et les applications médicales (biocompatibilité du NiTi).
En revanche, le rendement des AMF est très faible (cf chapitre IV) et leur comportement est fortement non linéaire avec hystérésis, ce qui rend la synthèse de lois de commande relativement complexe. C'est la raison pour laquelle les recherches actuelles s'orientent vers l'élaboration de modèles de comportement thermomécanique (modèles de connaissance) qui permettraient de mieux appréhender les problèmes de commande.

3.5 Les polymères

3.5.1 Les gels électrorhéologiques

Les gels électrorhéologiques [FAT-96,], [GIL-94] sont des polymères à l'état liquide dont les propriétés, en particulier la viscosité, changent sous l'influence d'un champ électrique. A partir de ces propriétés, des applications intéressantes pour ces matériaux sont les amortisseurs actifs et les régulateurs de débit. Par ailleurs, il semble possible d'obtenir des mouvements de rotation ou de translation permettant la réalisation de microactionneurs [FAT-96].

3.5.2 Les polymères conducteurs [JAM-98]

Les polymères conducteurs présentent la particularité de se contracter en présence d'un champ électrique extérieur. Le principe physique de cette transformation n'est pas, à ce jour, clairement défini. Les hypothèses actuelles proposent soit une propagation d'un gradient de pH entre les électrodes, soit une interaction entre les champs électriques externe et interne du matériau [JAM-98]. Parmi ces polymères, on soulignera les matériaux ICPF (Ionic Conducting Polymer gel Film), étudiés au Japon par l'équipe du professeur Tadokoro [TAD-98][KAN-97]. L'intérêt de tels matériaux est leur importante déformation de flexion pour une tension d'alimentation relativement faible. Cependant, ils doivent être impérativement utilisés en milieu humide (milieu aqueux par exemple).

4. Comparaison des différents principes d'actionnement [GIL-94], [HEL-97]

Le tableau I.1 donne une indication concernant les caractéristiques des principes de microactionnement que nous venons de présenter. Des paramètres tels que la densité d'énergie, le déplacement par unité de longueur (c'est à dire la déformation), le temps de réponse ou le rendement peuvent servir de base à cette comparaison qui n'est pas aisée dans la mesure où les phénomènes mis en jeu sont de nature différente.

Principe d'actionnement	Densité d'énergie	Course	Temps de réponse	Rendement
Piézoélectrique	2	3	1	1
Magnétostrictif	1	3	1	1
Thermomécanique	2	3	2	3
AMF	1	1	3	3
Polymère	3	1	2	2

Tableau I.1 Caractéristiques de quelques matériaux actifs

Les chiffres 1,2,3 correspondent à un ordre décroissant de performances. Ainsi, ce tableau montre qualitativement les principales propriétés des différents matériaux actifs. On constate que les caractéristiques sont différentes d'un matériau à l'autre. Ainsi, le temps de réponse des AMF est relativement important mais ces matériaux sont capables de développer de très grandes forces et de générer des déplacements importants. En ce qui concerne les matériaux piézoélectriques, c'est plutôt le contraire. De même, les polymères conducteurs, tels les ICPF, ont aussi des propriétés qui diffèrent de celles des AMF et des matériaux piézoélectriques. Ces caractéristiques différentes ou plutôt complémentaires conduisent à des applications spécifiques de chacun de ces principes de microactionnement. Le choix d'un principe de microactionnement sera essentiellement lié à la nature des mouvements et des efforts à transmettre, du temps de réponse et du volume total accordé à l'actionneur. Le rendement, qui est un souci majeur pour les systèmes macroscopiques, n'a pas la même importance à l'échelle micrométrique

5. Conclusion du chapitre I

Dans ce chapitre, nous avons souligné les axes de recherche actuels pour la réalisation de principes d'actionnement avec des forces et des mouvements compatibles avec l'échelle micrométrique. Ces différents principes d'actionnement exploitent, pour la plupart, les propriétés physiques de certains matériaux (piézoélectricité, magnétisme, transformation de phase solide-solide, dilatation thermique). Parmi les matériaux que nous venons de présenter et qui sont aujourd'hui au cœur de nombreuses études, les alliages à mémoire de forme ont plus particulièrement retenu notre attention. Dans un premier temps, des déformations et des efforts importants peuvent être obtenus. Dans un deuxième temps, ces matériaux présentent d'excellentes aptitudes à la miniaturisation puisqu'ils peuvent être utilisés simplement sous forme de fils (avec des diamètres de quelques dizaines de µm), sous forme de ressorts (avec des diamètres de quelques centaines de µm) ou sous forme de films minces. Dans un troisième temps, il est maintenant très facile de se procurer de tels matériaux sur le marché (Mondo-tronic, AMT, Goodfellow, etc...). En revanche, les problèmes scientifiques soulevés par ces matériaux sont nombreux. Nous avons focalisé nos efforts sur la modélisation thermomécanique et la commande (position, effort, température) de ces matériaux en vue d'une utilisation en tant que microactionneurs pour la réalisation de micropinces, de bras manipulateurs, d'endoscopes ou de cathéter actifs, etc ... . Les applications des AMF en microrobotique sont potentiellement très nombreuses.

Bibliographie du chapitre I

[FAT-96] Fatikow, S., Rembold, U. ; "Microsystem technology and micro-robotics", Springer editor, 1996

[GIL-94] Gilberson R. G. et Busch J. D. ; "A survey of micro-actuator technologies for future spacecraft missions", Practical Robotic Interstellar Flight : Are we ready ?, 1994

[HEL-97] Hélin, Philippe ; "Etude théorique et expérimentale de moteurs piézoélectriques utilisant les ondes de Rayleigh ou de Lamb : application à une station de micro-convoyage", Thèse de l'Université de Valenciennes et du Haut Cambrésis, No 97-37, 1997

[JAM-98] Jamault, R. ; " Etude des matériaux ICPF pour l'actionnement de microrobots", DEA Informatique, Automatique et Productique, Université de Franche Comté, No. 2099, 1998

[KAN-96] Kanno, R., Tadokoro, S., Takomori, T., Hattori, M. ; "Linear approximate dynamic model of ICPF (Ionic Conducting Polymer gel Film) actuator"; IEEE International Conference of Robotics and Automation, pp. 219-225, 1996

[TAD-98] Tadokoro, S., Fuji, S., Fushimi, M., Kanno, R., Kimura, T., Takomori, T. ; "Development of a distributed actuation device consisting of soft gel actuator elements", IEEE International Conference on Robotics and Automation, pp. 2155-2160, 1998

Chapitre II

Propriétés spécifiques des alliages à mémoire de forme

1. Effet mémoire de forme

1.1 Définition

La classe des "alliages à mémoire de forme" (ou AMF) désigne une classe de matériaux qui, après déformation permanente à basse température, retrouvent leur forme initiale non déformée par simple chauffage (voir figure II.1). Cette propriété est désignée par le terme "effet mémoire de forme".

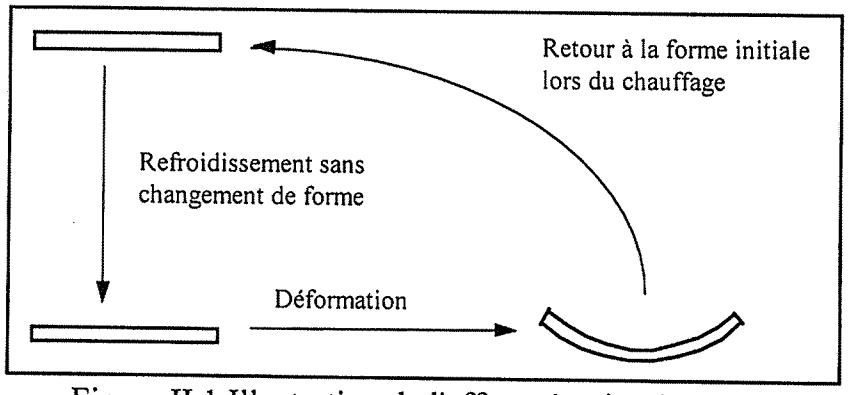


Figure II.1 Illustration de l'effet mémoire de forme

La première observation concernant la transformation à mémoire de forme a été faite par Chang et Read en 1932 [CHA-51]. Par des observations métallographiques et par des mesures de résistance électrique, ils ont observé une transformation réversible pour le matériau AuCd. En 1951, l'effet mémoire de forme est observé dans un barreau d'AuCd. Cependant, c'est à partir de 1962, avec la découverte de l'effet mémoire de forme pour des alliages de nickel-titane [BUE-63], que de réelles investigations ont été entreprises pour permettre une compréhension des phénomènes physiques opératoires.

1.2 Transformation martensitique

Cette propriété remarquable est due à la transformation de phase solide-solide appelée "transformation martensitique" entre une phase haute température (phase mère) et une phase basse température (phase produite). Cette transformation peut être induite par une simple variation de température ou par l'application d'une contrainte mécanique dans une plage de température adéquate. La phase haute température est l'austénite par analogie avec les aciers, bien que la structure cristallographique ne soit généralement pas la même (structure cubique centrée pour les principaux AMF au lieu de la structure cubique face centrée pour les aciers). La phase basse température est la

martensite et possède une structure monoclinique (ou rhomboédrique, trigonale, tétragonale). L'austénite est une phase métastable, c'est à dire qu'elle est obtenue hors équilibre thermodynamique. L'obtention de cette phase nécessite la connaissance du diagramme d'équilibre de l'alliage pour déterminer le traitement thermique adéquat. Cette transformation de phase solide-solide possède les propriétés physiques suivantes [PAT-90] :

(i) c'est une transformation thermoélastique, c'est à dire qu'elle s'effectue sans changement de volume. Par opposition, la transformation martensitique rencontrée dans les aciers classiques est une transformation par "burst", c'est à dire caractérisée par une augmentation de volume lors de l'apparition de martensite et une croissance explosive des plaquettes de martensite.

(ii) c'est une transformation structurale displacive : la transformation est caractérisée par un déplacement corrélé des atomes sur une faible distance (très inférieure à la distance inter-atomique). De ce fait, il n'y a pas de changement dans la composition chimique du matériau. Par opposition, la diffusion est un mécanisme qui entraîne un déplacement des atomes sur des distances importantes (très supérieures à la distance inter-atomique), qui donne lieu à un changement dans la composition chimique du solide. De plus la diffusion est une transformation lente et qui dépend fortement de la température .

(iii) l'apparition de la nouvelle phase se fait avec une interface nette séparant la phase mère et la phase produite (transformation du premier ordre). La transformation n'est pas instantanée : il existe un domaine de température où les deux phase coexistent.

(iv) la structure cristallographique est modifiée lors de la transition de phase. La déformation est constituée principalement par un cisaillement (déformation homogène du réseau cristallin).

1.3. Aspects microstructurels

1.3.1 Martensite d'origine thermique

Lors du refroidissement de la phase austénitique sous contrainte nulle, différentes variantes de martensite, au total 24 pour le NiTi, peuvent être formées. Ces variantes se différencient les unes des autres par l'orientation de leur plan d'habitat et la direction de cisaillement. La martensite obtenue par un simple

refroidissement du matériau est appelée martensite autoaccommodante ou martensite d'origine thermique parce qu'elle est constituée indifféremment des 24 variantes de martensite (voir figure II.2, d'après [PAT-95]). Ainsi, malgré l'augmentation de la maille cristalline (passage du cubique centré au monoclinique), l'aspect macroscopique du matériau n'évolue pas car les déformations induites par chaque variante au niveau local se compensent. Chaque variante a son "propre complément" (voir figures II.2 et II.3, d'après [PAT-95]).

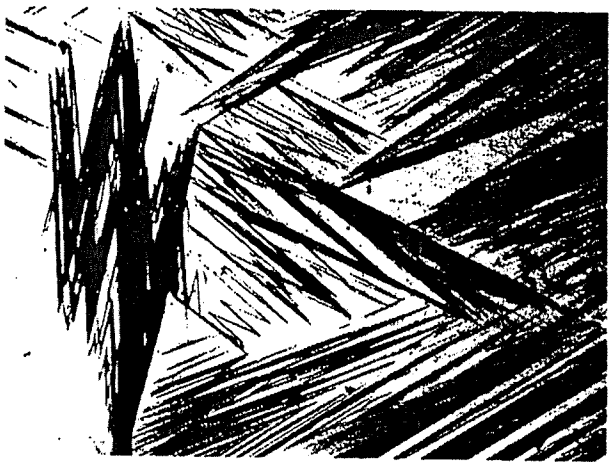


Figure II.2 Formation de plaquettes de martensite autoaccommodantes lors d'un refroidissement sous contrainte nulle.

La première variante de martensite formée crée une déformation par cisaillement et les variantes suivantes, sous l'effet des champs de contraintes, vont tendre à minimiser la déformation. La figure II.3 donne une représentation simplifiée du phénomène d'autoaccommodation à deux variantes notées M1 et M2.

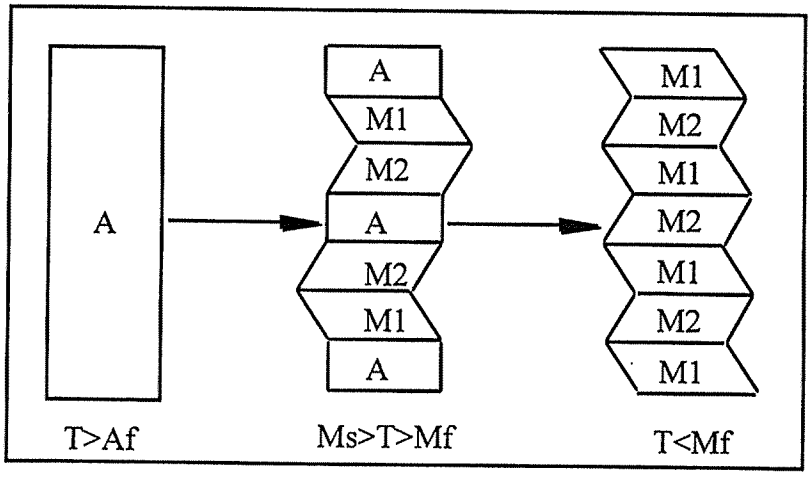


Figure II.3 Passage par refroidissement à l'état martensitique sous contrainte nulle.

1.3.2. Martensite d'origine mécanique

L'application d'une contrainte permet l'orientation ou la création de certaines variantes de martensite dans une direction privilégiée induite par cette contrainte. L'orientation des variantes de martensite est à l'origine du changement de forme macroscopique du matériau (déformation par transformation de phase). Cette martensite nommée "martensite orientée" peut être obtenue à partir de la phase austénitique lors de la transition de phase $A \rightarrow M$ (A désignant l'austénite et M la martensite) sous contrainte ou à partir de la martensite autoaccommodante par réorientation de celle-ci. Les figures II.4 et II.5 illustrent ces deux possibilités (d'après [PAT-95]).

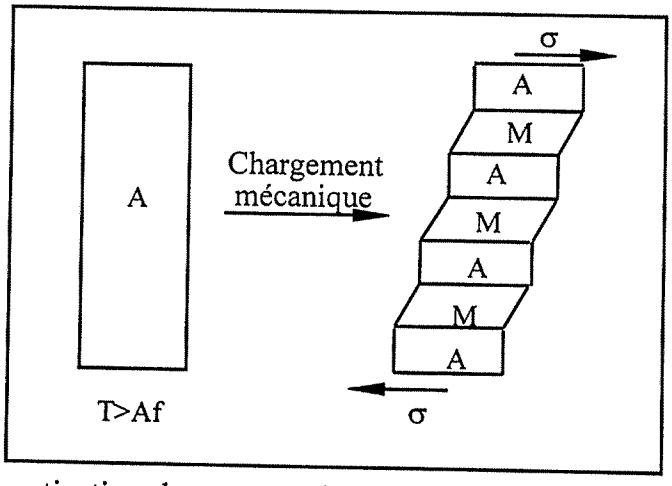


Figure II.4 Schématisation du passage de l'état austénitique à l'état martensitique (essai isotherme à $T > A_F^0$)

Les figures II.5a et II.5b correspondent respectivement à la phase austénitique et à une transformation partielle de l'austénite en martensite sous l'effet de la contrainte.

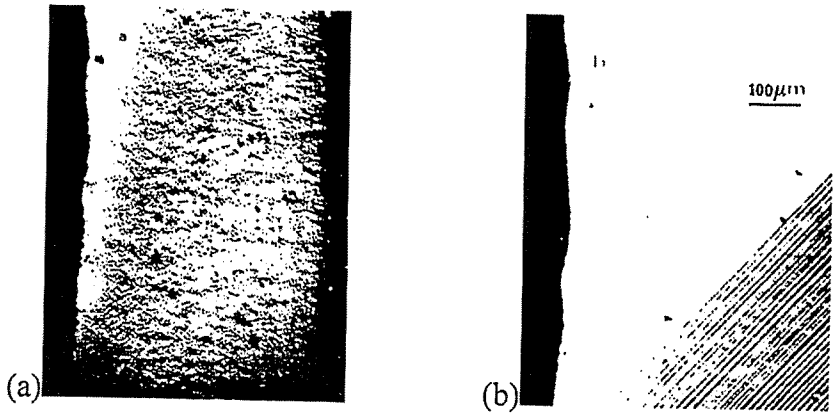


Figure II.5 Micrographies d'une éprouvettemonocristalline de CuZnAl dans le domaine austénitique (a) et pour une transformation partielle (b)

La figure II.6 donne une représentation du processus de réorientation de la martensite autoaccommodante.

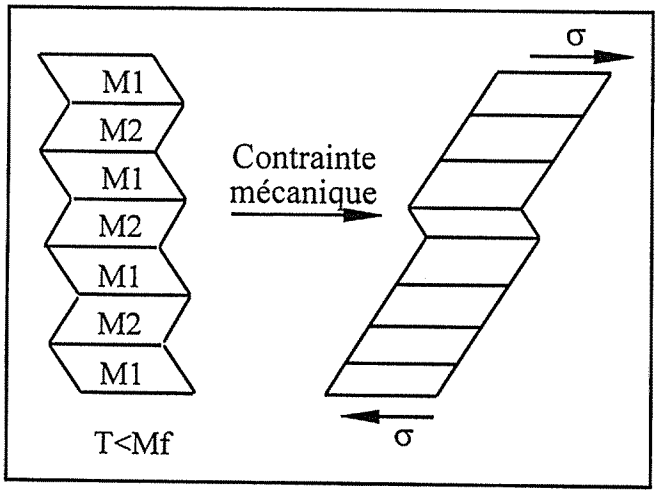


Figure II.6 Orientation de la martensite autoaccommodante sous l'effet de la contrainte

Les figures II.7a et II.7b sont des micrographies de la structure du matériau dans l'état martensitique [PAT-90]. La figure II.7a correspond à la formation de martensite autoaccommodante ; la figure II.7b correspond à la formation de la martensite orientée.

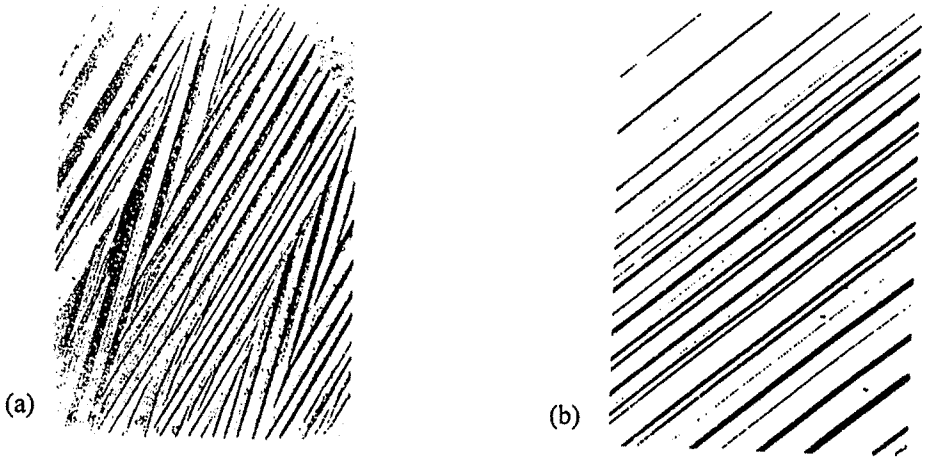


Figure II.7 Martensite autoaccommodante induite thermiquement (a) et martensite monovariante induite mécaniquement (b)

2 Propriétés thermomécaniques des AMF

Le comportement d'un alliage à mémoire de forme se caractérise principalement par un diagramme d'état (σ, T) qui indique selon les valeurs de la contrainte σ et de la température T si le matériau est dans le domaine austénitique, martensitique ou dans la zone de mélange des deux phases (figure II.8). Il permet de donner les possibilités d'évolution lorsque le matériau subit un chargement mécanique, une variation de température, ou les deux.

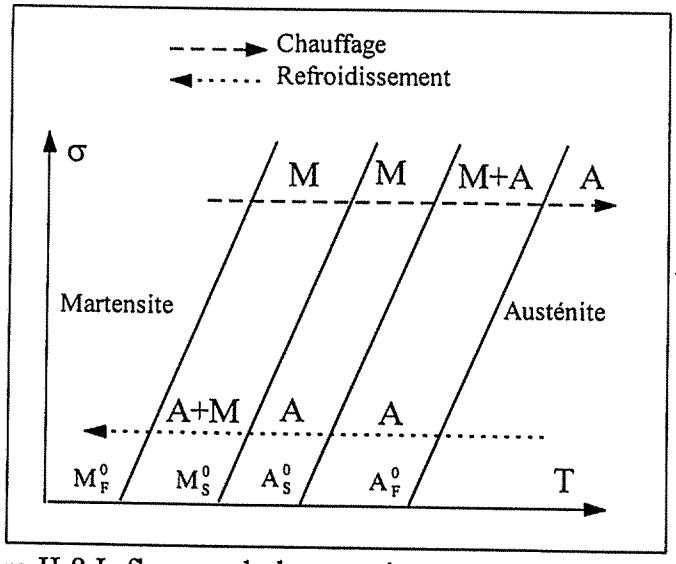


Figure II.8 Influence de la température et de la contrainte sur le comportement macroscopique

La caractéristique présentée en figure II.8 met en évidence quatre températures remarquables qui représentent les températures de transformation de phase à contrainte nulle. Elles sont conventionnellement désignées par :

M_S^0 : température de début de transformation $A \rightarrow M$
M_F^0 : température de fin de transformation $A \rightarrow M$
A_S^0 : température de début de transformation $M \rightarrow A$
A_F^0 : température de fin de transformation $M \rightarrow A$

M_S^0 correspond à la température à laquelle il y a formation de la première aiguille de martensite. M_F^0 correspond à la formation de la dernière aiguille de martensite. De même A_S^0 correspond à la disparition de la première aiguille de martensite. Pour des raisons énergétiques, la dernière aiguille de martensite qui est formée lors d'une transition de phase austénite$\rightarrow$martensite est la première à disparaître lors de la transition inverse.

En fonction des chargements thermomécaniques imposés au matériau, les comportements obtenus peuvent être très différents. Pour cela, nous allons rappeler plusieurs propriétés importantes des AMF en indiquant le rôle de la température et de la contrainte sur le comportement macroscopique du matériau.

2.1 Transformation de phase sous l'effet de la température

La transformation martensitique sous l'effet de la température uniquement peut être mise expérimentalement en évidence par deux types de mesure : la première est une mesure de la résistance électrique de l'AMF ; la seconde est une analyse thermique différentielle (ATD) couramment désignée par le terme anglais DSC (différential scanning calorimetry).

2.1.1 Mesure de la résistance électrique

Les résistivités intrinsèques de la phase austénitique et martensitique étant différentes, si on mesure la tension électrique lors du chauffage et refroidissement du matériau , il est possible de suivre l'évolution de la transformation de phase. La figure II.9 représente cette mesure pour une éprouvette de CuZnAl [ROG-93].

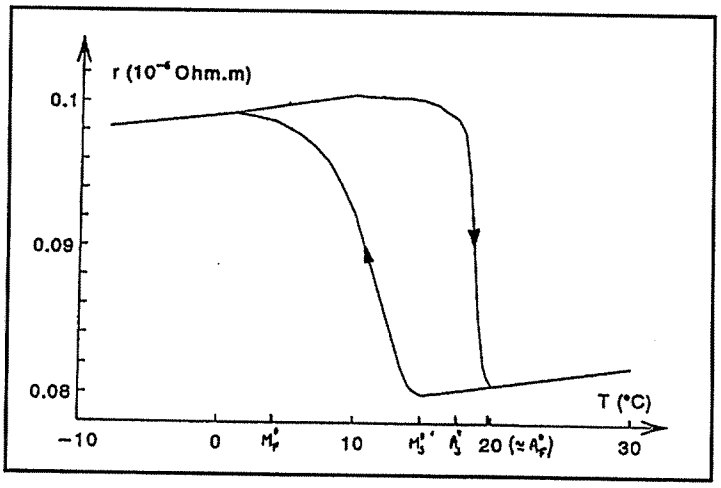


Figure II.9 Evolution de la résistivité électrique pour un CuZnAl

Vacher a observé expérimentalement une proportionnalité entre la résistivité électrique du matériau et la fraction de martensite [VAC-91]. En désignant respectivement par ρ_A, ρ_M et z, la résistivité de l'austénite, la résistivité de la martensite et la fraction volumique de martensite, la résistivité du matériau ρ_e est donnée simplement à partir d'une loi des mélanges des phases, soit :

$$\rho_e = \rho_A(1-z) + \rho_M z = \rho_A + (\rho_M - \rho_A)z \qquad (1)$$

Pour les alliages de NiTi (Nickel-Titane ou nitinol), l'allure des courbes de résistivité peut évoluer en fonction du cycle thermique, de la composition et des traitements thermiques appliqués (présence de la R-phase). La détermination exacte des températures de transformation de phase à partir de ce type de courbes est plus délicate.

2.1.2 Analyse calorimétrique différentielle

Comme la transformation martensitique est du premier ordre (discontinuité des grandeurs physiques reliées aux dérivées premières du potentiel thermodynamique), elle présente un effet exothermique pendant le refroidissement et un effet endothermique au chauffage. Par convention, l'effet endothermique se traduit par un pic vers le bas et l'effet exothermique par un pic vers le haut. Le début et la fin des pics peuvent être définis comme température de transformation.

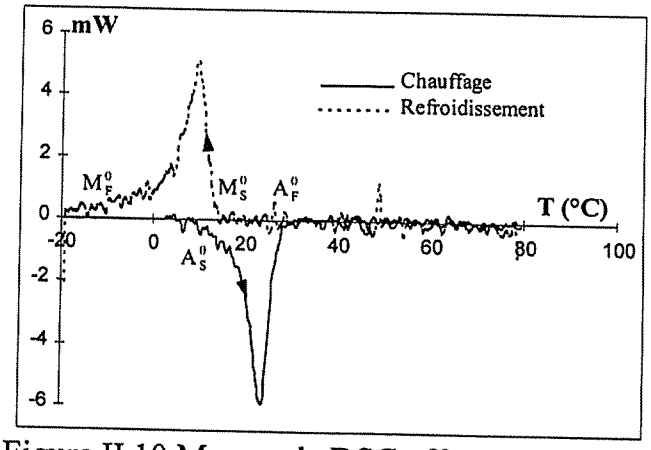


Figure II.10 Mesure de DSC effectuée par Fays sur un monocristal de CuZnAl (Université de F. C.)

Sur la figure II.10, la grandeur en ordonnée correspond à la puissance consommée ou dissipée par l'AMF lors de la transformation de phase. Cette mesure met en évidence les quatre températures de transformation de phase à contrainte nulle et la nature hystérétique du comportement du matériau.

2.2 Comportement thermomécanique

Nous avons souligné précédemment que sous l'action unique de la température, la transformation de phase ne permet pas d'avoir un changement de forme du matériau. Dans ce qui suit, nous rappelons plusieurs comportements thermomécaniques des AMF où l'application d'un chargement mécanique joue un

rôle primordial sur le comportement macroscopique du matériau.

2.2.1 Comportement pseudoélastique

Le premier comportement est l'effet pseudoélastique ou superélastique (voir figure II.11, d'après [ROG-93]). Il s'agit d'un comportement isotherme pour une température supérieure à A_F^0 (domaine austénitique). Le type de chargement est purement mécanique, ce qui en quelque sorte peut simplifier son étude. Il s'agit du comportement le plus spectaculaire des AMF puisqu'il permet d'obtenir des déformations ε de l'ordre de 6 à 8 % pour un polycristal de NiTi (12% pour les monocristaux).

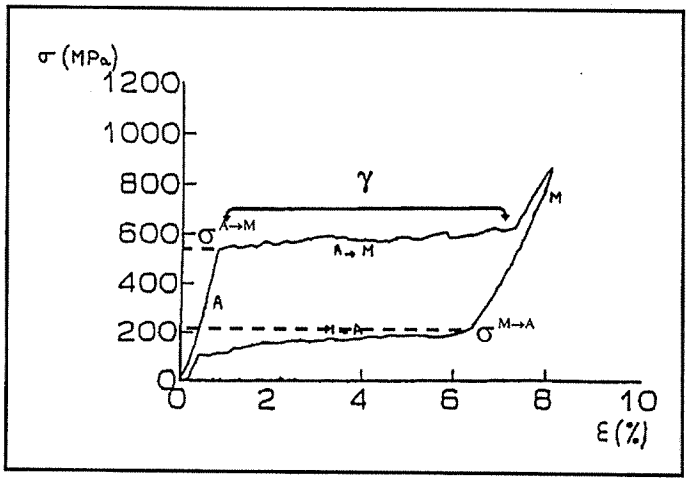


Figure II.11 Comportement pseudoélastique d'un CuZnAl

On a initialement une déformation élastique de la phase austénitique. L'application d'une contrainte supérieure à une contrainte seuil $\sigma^{A\to M}$ entraîne la transformation de phase $A \to M$. La martensite produite est uniquement de la martensite "orientée" qui induit une déformation macroscopique importante. Si la transformation de phase est complète, la déformation maximale désignée par γ peut atteindre 6 à 8%. La partie M correspond à une déformation élastique de la martensite. Si on décharge le matériau, le début de la transformation inverse $M \to A$ est caractérisée par une contrainte seuil $\sigma^{M\to A}$. On remarque bien entendu la présence d'une hystérésis qui est de même nature que celle observée pour le comportement à contrainte nulle. Ce comportement a fait l'objet des études les plus nombreuses.

2.2.2 Effet mémoire simple sens

Ce comportement est à l'origine de l'appellation "alliage à mémoire de forme". L'AMF est initialement en phase austénitique à l'état libre de contrainte.

Il est refroidi de manière à être en phase martensitique. Le fait que l'échantillon n'a subi aucun chargement mécanique implique que la martensite présente est autoaccommodante désignée par M^T (pas de changement de forme). On déforme ensuite l'échantillon par l'application d'une sollicitation mécanique extérieure. Cette sollicitation a pour effet d'orienter certaines variantes de martensite. Lorsqu'on supprime la contrainte , on obtient une déformation permanente induite par la réorientation de certaines plaquettes de martensite autoaccommodantes ($M^T \rightarrow M^\sigma$). Le chauffage du matériau à l'état libre de contrainte entraîne le retour à l'état initial austénitique non déformé correspondant à la transformation de phase $M \rightarrow A$. La figure II.12 représente, dans l'espace contrainte-déformation-température (σ, ε, T) et dans un cas un unidimensionnel, les différentes étapes de ce comportement.

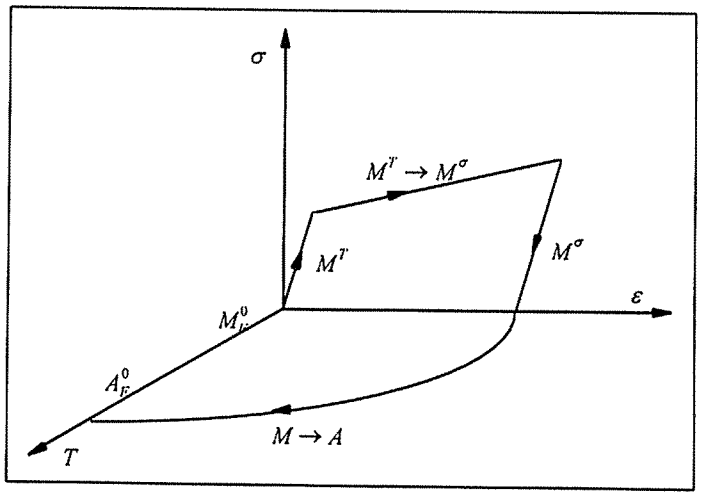


Figure II.12 Représentation schématique de l'effet mémoire simple sens

2.2.3 Contrainte de restauration

L'AMF subit un traitement thermomécanique identique à celui présenté précédemment hormis le fait que durant la phase de chauffage, la déformation est maintenue constante. Au cours du chauffage, l'échantillon aura tendance à vouloir retrouver sa forme initiale par passage de l'état martensitique orientée à l'état austénitique. Le fait que la déformation soit maintenue au cours du chauffage empêche ce retour de forme et, par compensation, le matériau développe une contrainte de restauration (voir figure II.13, d'après [LEC-94]). Celle-ci a pour particularité d'être bien supérieure à la contrainte correspondant à la déformation initiale dans l'état martensitique.

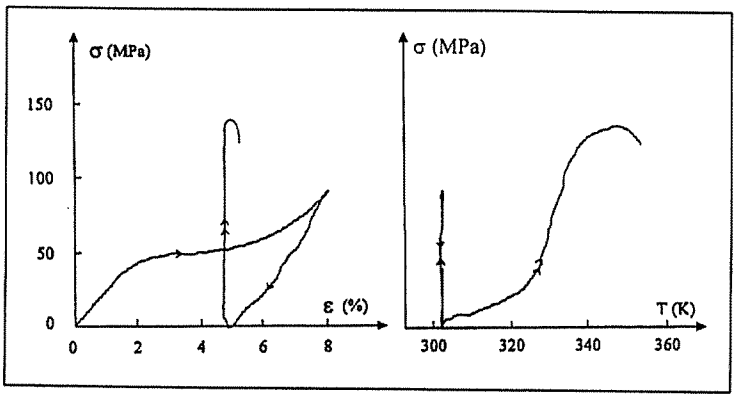


Figure II.13 Contrainte de restauration

2.2.4 Effet mémoire double sens

C'est le passage réversible d'une première forme à haute température à une deuxième forme à basse température sans qu'aucune contrainte mécanique ne soit appliquée. Ce comportement est obtenu après un traitement d'éducation du matériau. Il n'est pas encore aujourd'hui clairement interprété. Néanmoins, certains auteurs [CON-90][MAN-93] attribuent l'effet mémoire de forme double sens à la création de défauts et de dislocations dans le réseau cristallin induits par la répétition de cycles thermomécaniques. Ceux-ci favorisent lors du refroidissement de l'AMF la formation de variantes préférentielles. Toujours est-il que ce comportement particulier s'obtient après une éducation du matériau qui consiste à appliquer plusieurs cycles thermomécaniques identiques jusqu'à obtenir une réponse stable du matériau. Il existe plusieurs types de traitements d'éducation. Parmi ceux-ci (voir figure II.14, d'après [BOU-94]), le premier correspond à la répétition de cycles pseudoélastiques, le second est un traitement anisotherme avec application d'une contrainte, le matériau étant initialement en phase austénitique.

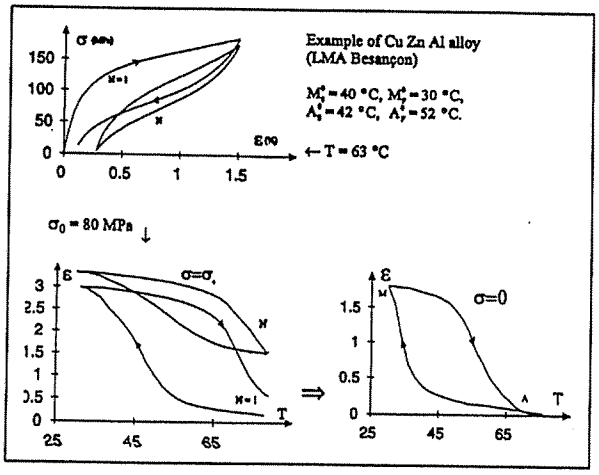


Figure II.14 Effet mémoire double sens

Pour plus de détails concernant ces traitements d'éducation, le lecteur pourra se référer aux travaux de thèse de Bourbon [BOU-94] et Contardo [CON-88].

2.2.5 R-phase

Ce comportement est propre aux alliages de NiTi qui peuvent présenter dans certaines conditions une transformation en deux étapes : A→R-phase→M. Au chauffage, les deux étapes sont souvent indiscernables. La présence de la R-phase (structure rhomboédrique) est obtenue par des traitements thermomécaniques particuliers et peut être favorisée par l'addition d'un troisième élément tel que le fer (Fe) ou l'aluminium (Al). La suppression de la transformation martensitique par des traitements appropriés permet de ne conserver que la transformation A→R-phase. Cette transformation est caractérisée par un hystérésis en température très faible, de l'ordre de 1,5 °C (voir figure II.15, d'après [LEC-94]).

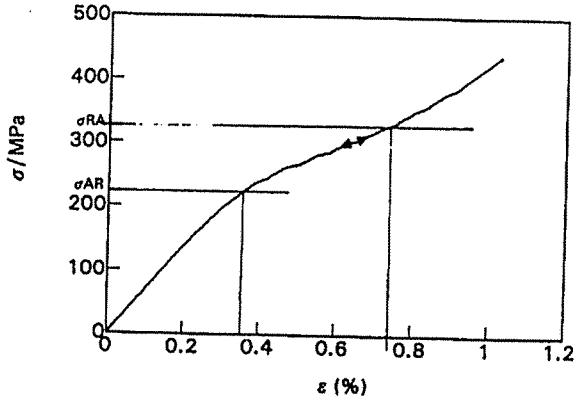


Figure II.15 Transformation de phase A→R-phase

L'effet mémoire ne dépasse pas 0.5 à 1 % de déformation mais en contrepartie la stabilité est très bonne (peu d'évolution même après 500000 cycles). Ceci est dû au caractère quasi réversible de la transformation de phase [LIN-96][TOB-95].

2.3 Conclusion

La transformation martensitique peut s'opérer par deux processus thermomécaniques distincts conduisant à des comportements macroscopiques différents : l'un sous une action purement thermique, l'autre sous l'application d'un chargement mécanique. Ces différents processus conduisent à la formation tantôt d'une martensite autoaccommodante, tantôt d'une martensite orientée. La figure II.16 met en évidence les différentes transitions de phase possibles en

fonction des chargements thermomécaniques imposés.

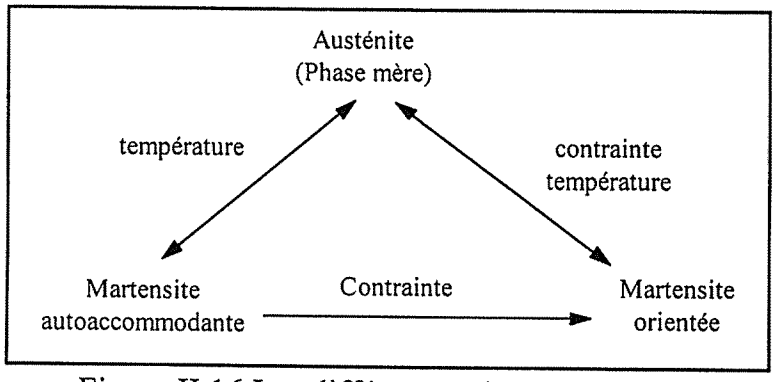


Figure II.16 Les différentes phases possibles

Il convient de noter le rôle essentiel de la contrainte sur la formation de la martensite orientée et par conséquent sur le comportement macroscopique de l'AMF.

3. Les alliages de NiTi

3.1 Principaux intérêts des alliages de NiTi

Il existe de nombreux alliages possédant la propriété "mémoire de forme". Cependant, seuls les alliages à base de cuivre (CuZnAl, CuAlNi, CuAlBe) et les alliages de NiTi (Nitinol) ont fait l'objet d'attentions particulières. Au niveau industriel, les alliages à base de NiTi sont les plus utilisés car ils ont les propriétés les plus intéressantes :

(i) la déformation de transformation de phase est plus importante (de l'ordre de 8%) ; pour les alliages à base de cuivre, la déformation de transformation de phase est incomplète due à un écrouissage du matériau ;
(ii) la valeur élevée de la résistivité électrique permet un chauffage par effet Joule qui est très facile à mettre en œuvre ;
(iii) les alliages de NiTi ont de bonnes propriétés de biocompatibilité avec les tissus humains, ce qui augmente les domaines d'application.

3.2 Composition chimique et traitements thermiques

Les compositions donnant lieu à l'effet mémoire de forme sont voisines de la composition équiatomique (voir figure II.17).

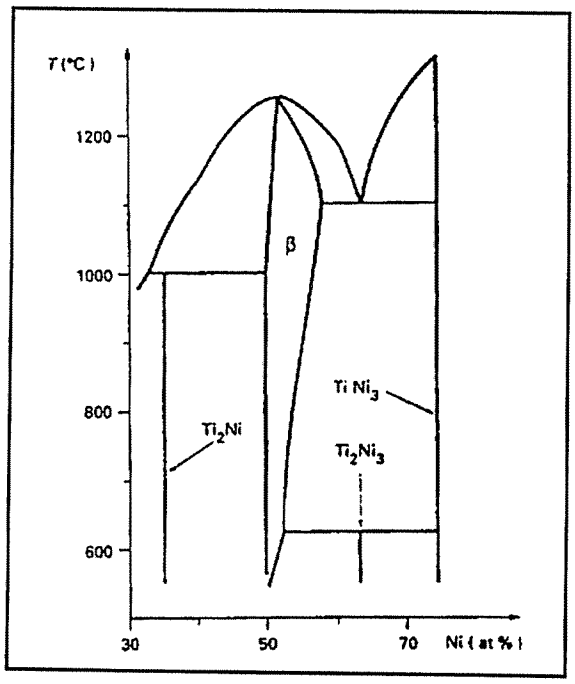


Figure II.17 Diagramme d'équilibre de l'alliage de NiTi

Le composé intermétallique NiTi est stable à température ambiante. La microstructure est constituée d'une matrice de NiTi et de précipités. La composition équiatomique présente une température M_s^0 voisine de 60 °C (figure II.18). Pour les alliages riches en titane (jusqu'à 52% at.) M_s^0 varie peu alors que les alliages riches en nickel, la température M_s^0 décroît rapidement de manière linéaire avec le pourcentage de nickel [PAT-90].

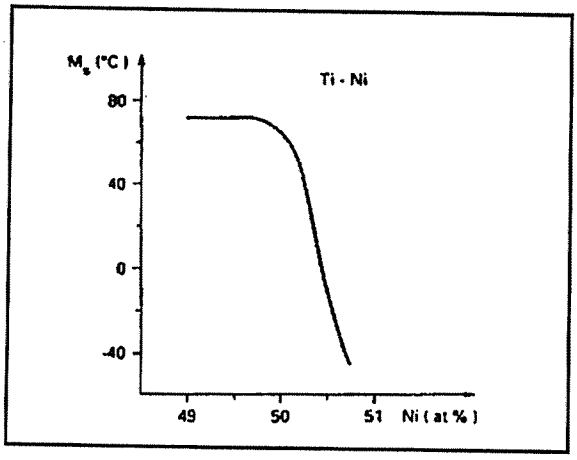


Figure II.18 Variation de M_s^0 en fonction du pourcentage de Ni

Le travail à froid des alliages NiTi augmente la limite élastique de la phase austénitique mais diminue les propriétés liées à l'effet mémoire de forme. Inversement, un revenu ultérieur (jusqu'à des températures de l'ordre de 850 °C) diminue la limite élastique et augmente les propriétés liées à l'effet mémoire de

forme. L'hystérésis de la transformation peut varier de 30 à 50 °C. Les alliages à mémoire de forme sont stables thermiquement jusqu'à des température de 150 °C à 200 °C. Au delà, les alliages riches en nickel présentent une augmentation des températures de transformation de phase due à des phénomènes de précipitation. L'ajout d'un troisième élément permet de modifier les caractéristiques de la transformation de phase. Ceci concerne en particulier les températures de transition de phase, la largeur de l'hystéresis et l'augmentation de la limite élastique de l'austénite.

4 Utilisation des alliages à mémoire de forme

4.1 Quelques applications industrielles [GAU-93]

Plusieurs produits industriels intégrant des éléments en alliage à mémoire de forme, exploitant les propriétés thermomécaniques que nous venons de présenter, sont aujourd'hui présents sur le marché. Dans le domaine médical, l'effet pseudoélastique est, par exemple, utilisé pour la réalisation de fils de correction dentaire. En effet, la déformation de transformation de phase $A \rightarrow M$ permet d'appliquer un effort pratiquement constant pour des déformations importantes. Une autre application exploitant cette propriété concerne la réalisation de montures de lunettes. Après une déformation importante par une action mécanique extérieure, les montures retrouvent leur forme non déformée lorsque l'action mécanique est supprimée (effet pseudoélastique). De même, des montures de lunettes exploitant la propriété mémoire simple sens ont aussi été réalisées. cette fois-ci, après déformation de ces montures qui sont en phase martensitique, la déformation est supprimée par simple chauffage.
Lors du retour à la phase austénitique, nous avons vu que le matériau initialement prédéformé en phase martensitique pouvait développer des efforts relativement importants lorsque la déformation est maintenue constante pendant le chauffage. Cette propriété (contrainte de restauration) a permis la réalisation de dispositifs de connexion dont les premiers ont été utilisés pour le raccords de tubes hydrauliques sur les avions F14. Enfin, l'utilisation d'éléments éduqués (effet mémoire double sens) a permis la réalisation de connecteurs à force d'insertion nulle et la réalisation d'interrupteurs (friteuse intelligente de SEB).

4.2 Actionneurs en AMF

Pour qu'un élément en AMF puisse être utilisé comme actionneur, il faut qu'il puisse générer des mouvements et développer des efforts (ou un travail mécanique). Les propriétés effet mémoire simple sens et contrainte de restauration peuvent correspondre à deux cas limites de fonctionnement. Dans le cas de l'effet mémoire simple sens, la déformation est maximale ; en revanche, l'effort généré est nul. Dans le cas de la contrainte de restauration, l'effort généré est important et la déformation associée est nulle. Dans les deux cas, le travail mécanique est nul. Si en revanche un élément extérieur (système mécanique) contrarie le retour de forme lors du chauffage du matériau (initialement prédéformé), celui-ci développe un effort (contrainte de restauration) pour retrouver sa forme haute température non déformée. Un déplacement a donc lieu tant que l'effort antagoniste induit par l'élément extérieur reste inférieur à l'effort développé par l'AMF. Dans ces conditions, l'AMF produit un travail mécanique lors de la transition de phase $M \rightarrow A$. L'énergie élastique (où énergie potentielle si c'est une simple charge) emmagasinée par l'élément de rappel permet lors du refroidissement de ramener l'AMF dans l'état initial prédéformé. Ceci permet d'avoir un comportement réversible (effet mémoire double sens assisté), ce qui n'est pas le cas de l'effet mémoire simple sens où l'AMF peut générer un mouvement qui est valable uniquement pour un cycle de fonctionnement. Sur ce principe, plusieurs types d'actionneurs ont été développés et réalisés avec des efforts antagonistes obtenus de différentes manières : force de gravité par l'intermédiaire d'une masse, ressort de rappel, utilisation d'un second AMF monté en opposition (push-pull) et qui peut être commandé de manière active ou qui utilise la propriété pseudoélastique (AMF passif assimilable à un ressort non linéaire), (voir figure II.19).

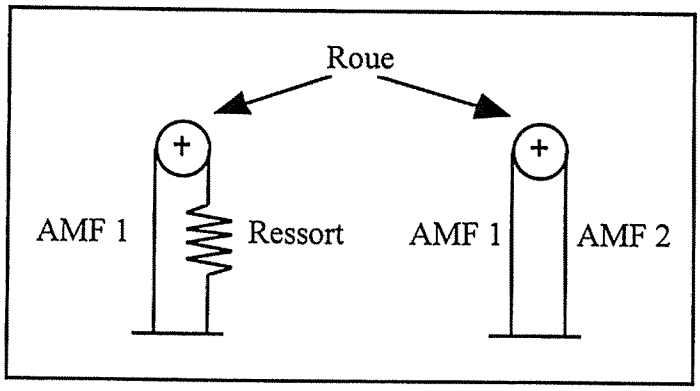


Figure II.19 Roue actionnée par un fil AMF et un élément de rappel (Montage push-pull)

L'utilisation de deux AMF montés en push-pull permet d'améliorer les caractéristiques de l'actionneur, en particulier le temps de réponse. En contrepartie, des problèmes de commande peuvent apparaître, dus à un temps de réponse bien supérieur pour la phase de chauffage par rapport à celui de la phase de refroidissement si le refroidissement n'est pas forcé [RUS-95]. Pour des applications nécessitant un degré de miniaturisation important, la force de rappel nécessaire à l'élément AMF peut être directement donnée par la rigidité de la structure mécanique, ce qui réduit les problèmes d'assemblage et diminue le nombre d'éléments dans la conception de l'actionneur. Les figures II.20 et II.21 représentent plusieurs prototypes de micromanipulateurs conçus par Calin [CAL-98] dont la structure est réalisée par microstéréophotolytographie (désignée par µSPL), technologie qui est développée par le DCPR-GRAPP à Nancy (France).

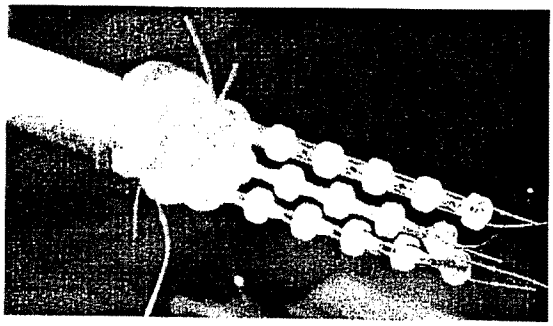


Figure II.20 Prototype d'un micromanipulateur

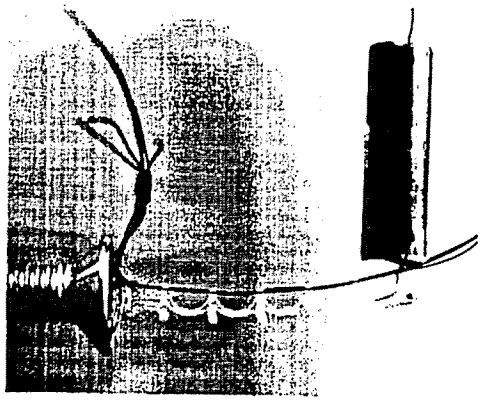


Figure II.21. Poutre à élasticité distribuée (microtentacule)

5. Conclusion du chapitre II

Ce rappel des divers propriétés isothermes et anisothermes des alliages à mémoire de forme a pour but de bien fixer les idées du lecteur sur les atouts hors du commun et des difficultés non négligeables de ces matériaux. Si leur utilisation industrielle reste limitée, c'est en grande partie à cause de leur comportement fortement non linéaire mais aussi parce que leur modélisation ne répond pas encore tout à fait aux exigences du monde industriel. Ceci s'explique facilement par la complexité et la diversité des phénomènes observés. En revanche, dans le domaine de la recherche, ces matériaux sont de plus en plus utilisés pour assurer la fonction d'actionneur (ou plutôt de microactionneur). Il est vrai que les principes physiques relatifs aux AMF présentent d'excellentes aptitudes à la miniaturisation. Ainsi, pour utiliser et commander au mieux de leurs performances de tels actionneurs, il peut être préférable d'avoir, au préalable, un modèle permettant de décrire dans le temps et dans l'espace (σ, ε, T) le comportement thermomécanique de ces matériaux. Aujourd'hui, de nombreux modèles décrivent avec succès la transformation de phase dans le domaine pseudoélastique, c'est à dire la transition de phase induite uniquement par la contrainte. La création de martensite sous l'effet de la température, ainsi que l'orientation de la martensite autoaccommodante sous l'effet de la contrainte, qui correspondent aux propriétés utilisées par les actionneurs AMF, commencent à être pris en compte par plusieurs auteurs. C'est sur ces points que nous allons focaliser notre attention dans le chapitre III.

Bibliographie du chapitre II

[BOU-94] Bourbon, G. ; "Contribution à l'étude du comportement cyclique isotherme et anisotherme des alliages à mémoire de forme", Thèse de l'Université de Franche-Comté, No. 410, 1994

[BUE-63] Buehler, W.J., Gilfrich, J.V., Wiley, R.C. ; "Effect of low-temperature phase change on mechanical properties of alloys near composition TiNi", Journal of Applied Physics, Vol. 34, No. 5, pp. 1475-1477, 1963

[CAL-98] Calin, M.V. ; "Contribution à l'étude et à la réalisation de microrobots type Tentacule", Thèse de l'Université de Franche-Comté, No. 634, 1998

[CHAN-51] Chang, L.C., Read, T.A. ; Trans. AIME, Vol. 191, pp. 47, 1951

[CON-88] Contardo, L. ; "Etude des traitements d'éducation, de la stabilité et de l'origine de l'effet mémoire double sens dans un alliage CuZnAL", Thèse de l'INSA de Lyon, No. 881SAL0048, 1988

[CON-90] Contardo, L., Guenin, G. ; "Training and two way memory effect in CuZnAL alloy", Acta Metal. Mater., Vol. 38, No. 7, pp. 1267-1272, 1990

[GAU-93] Gaudez, P. ; "Etude et réalisation de dispositifs actionneurs utilisant un élément en alliage à mémoire de forme", Thèse de l'INSA de Lyon, No. 93ISAL0022, 1993

[KUR-86] Kuribayashi, K. ; "A new actuator of a joint mechanism using TiNi alloy wire", International Journal of Robotics Research, Vol. 4, pp. 47-58, 1986

[LEC-94] Leclercq, S., Lexcellent, C., Tobushi, H., Lin, P.H. ; "Thermomecanical modelling of recovery stress with R-phase transformation in TiNi shape memory alloys", Mat. Trans. JIM, Vol. 35, No. 5, pp. 325-331, 1994

[LIN-96] Lin, P., Tobushi, H., Tanaka, K., Hattori, T., Ikai, A. ; "Influence of strain rate on deformation properties of TiNi shape memory alloy", JSME International Journal, Serie A, Vol. 39, No 1, pp. 117-123, 1996

[MAN-93] Manach, P.Y., Favier, D. ; "Origin of the two way memory effect in TiNi shape memory alloys", Scripta Mettalurgica et Materiala, Vol. 28, pp. 1417-1421, 1993

[PAT-95] Patoor, E. ; "Comportement thermomécanique des alliages à mémoire de forme", Habilitation à diriger des recherches, Université de Metz, 1995

[PAT-90] Patoor, E., Berveiller, M. ; "Les alliages à mémoire de forme", Edition Hermès, 1990

[ROG-93] Rogueda-Berriet, C. ; "Modélisation thermomécanique du comportement pseudoélastique des alliages à mémoire de forme", Thèse de l'Université de Franche-Comté, No. 336, 1993

[RUS-95] Russell, R.A., Gorbet, R.B. ; "Improving the response of SMA actuators", Proceeding of the IEEE international Conference on Robotics and Automation, pp. 2299-2304, 1995

[TOB-95] Tobushi, H., Lin, P., Hattori, T., Makita, M. ; " Cyclic deformation of NiTi shape memory alloy" JSME International Journal, Serie A, Vol. 38, No. 1, pp. 57-67, 1995

[VAC-91] Vacher, P. ; "Etude du comportement pseudoélastique d'alliages à mémoire de forme CuZnAl polycristallins", Thèse de Université de Franche-Comté, No. 215, 1991

Chapitre III

Modélisation des actionneurs en alliage à mémoire de forme

"Ce qui est simple est toujours faux,
ce qui ne l'est pas est inutilisable"
Paul Valery

Première partie

1. Introduction

Avec la découverte de l'effet mémoire de forme pour les alliages à base de cuivre et les alliages de nickel-titane (NiTi ou nitinol), des recherches intensives ont été entreprises par les physiciens et les mécaniciens pour comprendre et mettre en équation les phénomènes physiques conférant aux AMF leurs propriétés mécaniques particulières. Avec les possibilités offertes par ces matériaux pour le microactionnement, ces recherches ont aujourd'hui un caractère fortement pluridisciplinaire puisqu'elles doivent notamment associer, en plus des compétences des mécaniciens et des physiciens, celles des automaticiens, des roboticiens et des technologues. Pour utiliser de tels matériaux au mieux de leurs performances comme microactionneurs, il est nécessaire de disposer de données et de connaissances de bases sur ces matériaux, qui aujourd'hui encore, n'ont pas livré tous leurs secrets. Ceci exige nécessairement une modélisation de leur comportement thermomécanique. Pour qu'un tel modèle puisse être utilisé pour la conception de lois de commande adéquates, rappelons qu'il doit être de type dynamique, c'est à dire qu'il permette de représenter l'évolution du comportement du matériau dans le temps en incluant les régimes transitoires. Par opposition, les modèles statiques représentent un état permanent du système. Parmi les modèles dynamiques susceptibles d'être utilisés, on distingue habituellement en automatique:

(i) les modèles de comportement désignés couramment par le terme "boite noire", qui sont des modèles essentiellement linéaires mais dont la validité reste souvent limitée à de petites variations autour d'un point de fonctionnement ;

(ii) les modèles de connaissance qui peuvent être non linéaires et qui permettent de prévoir la réponse du système dans un large domaine de fonctionnement. Ils sont établis sur la base de principes physiques et fournissent une meilleure compréhension des phénomènes physiques mis en jeu ;

(iii) les modèles intermédiaires, ou "boites grises", qui constituent des modèles hybrides entre les deux types précédents. Ils peuvent être utilisés lorsqu'un modèle de connaissance devient trop complexe d'un point de vue mathématique.
L'utilisation d'un modèle "boite noire" n'apporte aucune connaissance physique

sur le système. Il permet de concevoir une loi de commande linéaire valable uniquement autour du point de fonctionnement. Cependant, on peut noter qu'à partir des techniques d'identification paramétriques en ligne et en temps réel, il est possible de rendre ces modèles adaptatifs. En revanche, l'intérêt des deux derniers modèles se situe dans le fait qu'ils peuvent permettre d'exploiter dans certaines conditions des techniques de commande non linéaire pour la conception de lois de commande adaptées dans un large domaine de fonctionnement ainsi que la mise en oeuvre de techniques d'estimation (observateurs, filtre de Kalman, etc ...) pour l'estimation des grandeurs d'état non mesurées qui peuvent intervenir dans la loi de commande. Nous avons donc choisi d'établir un modèle de connaissance sachant que ce choix est aussi lié aux raisons suivantes :

(i) la collaboration avec le laboratoire de mécanique appliquée Raymond Chaléat (LMARC), qui étudie le comportement thermomécanique des AMF, est un facteur tout à fait favorable pour cette étude ;

(ii) les commandes concernant les actionneurs AMF trouvées jusqu'à présent dans la littérature semblent assez pauvres ; en utilisant un modèle de connaissance, on pourrait obtenir une commande peut-être plus intéressante.

2. Comportement des alliages à mémoire de forme en régime statique

2.1. Généralités

Parmi les études effectuées dans le domaine des AMF, une grande majorité a essentiellement été consacrée au comportement statique et plus particulièrement au comportement isotherme dans le domaine pseudoélastique. Pour ce faire, différentes approches sont utilisées pour décrire le comportement macroscopique des alliages à mémoire de forme. L'une d'elles consiste à considérer le comportement du matériau à l'échelle du réseau cristallin. A partir des modifications subies au niveau de la maille cristalline, le comportement macroscopique du monocristal est obtenu par des méthodes d'intégration. Cette approche est développée par l'équipe de Metz [PAT-94][PAT-92]. Sur la base de cette approche, Goo [GOO-95] propose, à partir des méthodes d'homogénéisation, une extension aux polycristaux.
La seconde approche consiste à déterminer le comportement macroscopique du matériau à partir de sa réponse expérimentale. Plusieurs modèles

thermomécaniques relèvent de cette approche et sont établis pour la plupart, à l'exception des modèles de Tanaka [TAN-86] et de Brinson [BRI-93], sur la base du formalisme de la thermodynamique des processus irréversibles. Muller et Xu [MUL-91] proposent une modélisation du comportement pseudoélastique des monocristaux où ils considèrent une transformation de phase sans écrouissage (pseudoélasticité idéale). Raniecki et Lexcellent [RAN-94], Raniecki et al. [RAN-92], quant à eux, se sont attachés à la modélisation pseudoélastique des AMF dans un cadre général valable aussi bien pour les monocristaux que pour les polycristaux (Modèle R_L : Reference with loop).
Pour des chargements anisothermes, Brinson [BRI-93] propose, sur la base des travaux de Tanaka [TAN-86], une idée tout à fait intéressante qui consiste en la partition de la martensite globale en une fraction de martensite orientée et une fraction de martensite autoaccommodante de manière à séparer les effets de contrainte et les effets de température afin de rendre compte dans un large domaine de température le comportement du matériau. En reprenant cette idée, Leclercq et Lexcellent [LEC-96] propose une extension du modèle R_L pour des chargements thermomécaniques de part et d'autre des températures de transformation de phase. De même, Boyd et Lagoudas [BOY-93] proposent une modélisation pour des chargements anisothermes ; cependant, les effets de température et de contrainte sur la formation de la martensite ne sont pas clairement définis.
Ces trois approches sont similaires, en ce sens qu'elles essayent de rendre compte du comportement du matériau pour la majorité des chargements thermomécaniques, valables pour les chargements isothermes, les chargements anisothermes et pour le processus de réorientation de la martensite autoaccommodante. La modélisation de Leclercq et Lexcellent étant à la base de notre travail, nous rappelons ci-dessous les grandes lignes des deux autres modèles.

2.2 Modèle de Brinson [BRI-93]

Ce modèle de comportement macroscopique vise à prendre en compte une grande partie des réponses possibles du matériau. La grande originalité de ce modèle est qu'il sépare les effets de température et les effets de contrainte. En conservant la notation utilisée par l'auteur, la forme différentielle de la loi constitutive est donnée sous la forme suivante :

$$d\sigma = D(\varepsilon,\xi,T)d\varepsilon + \Omega(\varepsilon,\xi,T)d\xi + \Theta(\varepsilon,\xi,T)dT \qquad (2)$$

où σ, ε, ξ et T désignent respectivement le second tenseur des contraintes de Piola-Kirchhoff, la déformation de Green, la variable interne représentant la fraction totale de martensite et la température. $D(E,\xi,T)$, $\Omega(E,\xi,T)$ et $\Theta(E,\xi,T)$ représentent respectivement le module d'élasticité, le tenseur de déformation de transformation de phase et la déformation thermique.

La fraction de martensite ξ est définie comme suit :

$$\xi = \xi_S + \xi_T \tag{3}$$

ξ_T étant la fraction volumique induite par une action purement thermique et ξ_S étant la fraction de martensite induite par l'application de la contrainte.

Avec l'introduction de $\xi = \xi_S + \xi_T$ dans l'équation constitutive, une nouvelle forme différentielle de la loi constitutive est choisie :

$$d\sigma = D(\varepsilon,\xi,T)d\varepsilon + \Omega_S(\varepsilon,\xi,T)d\xi_S + \Omega_T(\varepsilon,\xi,T)d\xi_T + \Theta(\varepsilon,\xi,T)dT \tag{4}$$

Dans un premier temps, l'auteur propose une loi constitutive pour laquelle les différentes grandeurs matérielles D, Ω_S, Ω_T et Θ sont des constantes.

Avec les conditions initiales σ_0, ε_0, ξ_{S0}, ξ_{T0} et T_0, l'intégration de la forme différentielle de la loi constitutive donne :

$$\sigma - \sigma_0 = D(\varepsilon - \varepsilon_0) + \Omega_S(\xi_S - \xi_{S0}) + \Omega_T(\xi_T - \xi_{T0}) + \Theta(T - T_0) \tag{5}$$

A partir de considérations simples, les expressions de Ω_S et Ω_T sont :

$$\begin{aligned} \Omega_S &= -\varepsilon_L D \\ \Omega_T &= 0 \end{aligned} \tag{6}$$

où ε_L correspond à la déformation résiduelle maximale (cette grandeur correspond à la déformation pseudoélastique maximale notée γ pour le modèle R_L).

Pour que la description soit complète, il reste à donner les évolutions de ξ_S et ξ_T. Pour cela, l'auteur spécifie les contraintes critiques de transformation de phase (apparition ou disparition de la martensite) en fonction de la température. Celles-ci sont déterminées à partir des indications données sur la figure III.1.

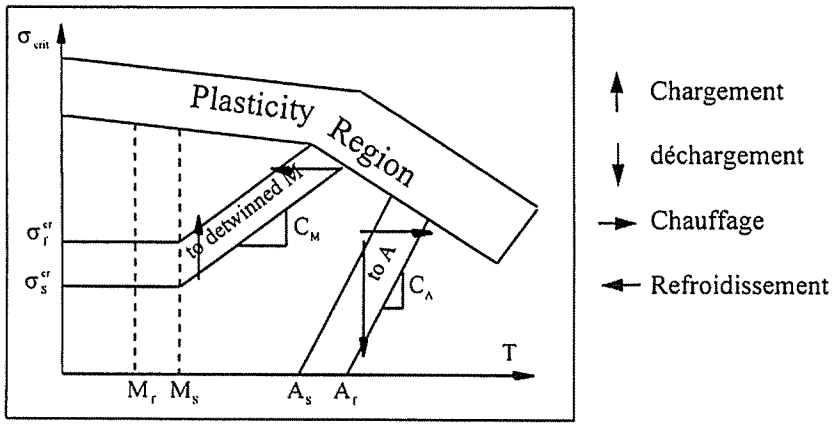


Figure III.1. Contrainte critique de transformation de phase en fonction de la température

A partir de ces indications, les expressions relatives à ξ_T et ξ_S sont données par :

Si $T > M_s$ et $\sigma_s^{cr} + C_M(T - M_s) < S < \sigma_f^{cr} + C_M(T - M_f)$, alors :

$$\xi_S = \frac{(1-\xi_{S_0})}{2}\cos\{\frac{\pi}{(\sigma_s^{cr} - \sigma_f^{cr})}(S - \sigma_f^{cr} - C_M(T - M_s))\}$$

$$\xi_T = \xi_{T_0} - \frac{\xi_{T_0}}{1-\xi_{S_0}}(\xi_S - \xi_{S_0})$$

Si $T < M_S$ et $\sigma_S^{cr} < S < \sigma_f^{cr}$, alors :

$$\xi_S = \frac{(1-\xi_{S_0})}{2}\cos\{\frac{\pi}{(\sigma_s^{cr} - \sigma_f^{cr})}(S - \sigma_f^{cr})\} + \frac{1-\xi_{S_0}}{2}$$

$$\xi_T = \xi_{T_0} - \frac{\xi_{T_0}}{1-\xi_{S_0}}(\xi_S - \xi_{S_0}) + \Delta T_\xi \qquad (7)$$

avec, si $M_f < T < M_s$ et $T < T_0$, alors

$$\Delta T_\xi = \frac{1-\xi_{T_0}}{2}[\cos(a_M(T - M_F)) + 1]$$

sinon,

$$\Delta T_\xi = 0$$

Si $T > A_S$ et $C_A(T - A_S) < S < C_A(T - A_f)$

$$\xi = \frac{\xi_{S0}}{2}[\cos\{a_A(T - A_S - \frac{S}{C_A})\} + 1]$$

$$\xi_S = \xi_{S_0} - \frac{\xi_{S_0}}{\xi_0}(\xi_0 - \xi)$$

$$\xi_T = \xi_{T_0} - \frac{\xi_{T_0}}{\xi_0}(\xi_0 - \xi)$$

avec : $a_M = \frac{\pi}{(M_S - M_F)}$, et $a_A = \frac{\pi}{(A_F - A_S)}$

2.3. Modèle de Lagoudas et Bo [LAG-94]

Ce modèle est une écriture unidimensionnelle simplifiée de la formulation tridimensionnelle développé par Boyd et Lagoudas [BOY-93] permettant de prédire le comportement thermomécanique des alliages à mémoire de forme dans un large domaine de température et de contrainte. La loi de comportement classique traduisant la relation entre la contrainte et la déformation macroscopique du matériau s'exprime sous la forme :

$$\sigma = E\varepsilon^e = E[\varepsilon - \varepsilon^t - \alpha(T - T_0)] \qquad (8)$$

où la déformation de transformation de phase est choisie proportionnelle à la fraction de martensite, soit :

$$\varepsilon^t = \Lambda\xi \qquad (9)$$

Les grandeurs σ, ε, ε^e, ε^t, E, α et T_0 désignent respectivement la contrainte, la déformation totale, la déformation élastique, la déformation de transformation de phase, le module d'Young, le coefficient de dilatation thermique et la température de référence (ou température ambiante). L'équation définie par $\Phi = 0$ permet de donner l'évolution de la fraction de martensite en fonction de la température et de la contrainte. Φ désigne la fonction de transformation et son expression est explicitée ci-dessous :

$$\Phi = \sigma^{eff}\Lambda + \frac{1}{2}\Delta a_1\sigma^2 + \Delta\alpha\sigma(T - T_0) + \rho\Delta a_4 T - \frac{\partial f(\xi)}{\partial\xi} - Y^* \qquad (10)$$

où les différentes grandeurs σ^{eff}, Λ, Δa_1, $\Delta\alpha$, $\rho\Delta a_4$ et $f(\xi)$ représentent :

$$\begin{aligned}
&\sigma^{eff} = \sigma - b_2\varepsilon^t \\
&\Lambda = \begin{cases} H\dfrac{\sigma}{|\sigma|} & , \quad \dot{\xi} > 0 \\ H\dfrac{\varepsilon^t}{|\varepsilon^t|} & , \quad \dot{\xi} < 0 \end{cases} \\
&\Delta a_1 = a_1^M - a_1^A \\
&\Delta\alpha = \alpha^M - \alpha^A \\
&f(\xi) = \frac{1}{2}\rho b_1 \xi^2
\end{aligned} \tag{11}$$

où b_2, a_1^M, a_1^A, α^M, α^A, b_1, $\rho\Delta a_4$, Y^{**} et H sont des constantes.

Dans [LAG-96], Lagoudas et al. utilisent une distribution statistique de Weibull pour décrire l'évolution de ξ de telle sorte que l'évolution de $\dot{\xi}$ "ressemble" aux courbes donnés par une mesure de DSC (figure II.10).

$$-\rho\Delta u_0 = f(\xi) = \begin{cases} \rho\Delta s_0\left[-a^W \log(1-\xi)\right]^{\frac{1}{m}} - \rho\Delta s_0 M^{os} + Y_0 & , \quad \dot{\xi} < 0 \\ \rho\Delta s_0\left[-a^W \log(1-\xi)\right]^{\frac{1}{m}} - \rho\Delta s_0 A^{of} - Y_0 & , \quad \dot{\xi} > 0 \end{cases} \tag{12}$$

Dans les différentes écritures, les effets de la température et de contrainte sur le comportement macroscopique du matériau ne sont pas clairement mis en évidence. En revanche, le choix des cinétiques de transformation de phase est plus adapté à l'évolution de la fraction de martensite.

2.4 Autre modèle

Avant de clore ce paragraphe, nous indiquons au lecteur une dernière modélisation thermomécanique développée par Ikuta [IKU-89]. Celui-ci propose une approche complètement différente des précédentes. Pour de plus amples détails, le lecteur peut se référer à l'article cité en [IKU-89]. On remarquera que l'approche proposée par Ikuta ne permet pas la prise en compte des effets de température et de contrainte séparément sur le comportement macroscopique du matériau. De plus, l'identification de plusieurs paramètres du modèle est très arbitraire, notamment au niveau des paramètres intervenant dans les cinétiques de transformation de phase.

3. Modélisation du comportement thermo-mécanique macroscopique des AMF

Le but de ce paragraphe est de proposer un modèle de comportement thermomécanique permettant de prédire la réponse des AMF sous l'effet de la température et de la contrainte. Le modèle proposé est basé sur la description thermodynamique développée par Leclercq et Lexcellent [LEC-96]. Celle-ci s'appuie sur le formalisme de la thermodynamique des processus irréversibles et constitue une extension du modèle R_L développé par Raniecki et Lexcellent [RAN-94] propre au comportement pseudoélastique des AMF. Afin de familiariser le lecteur avec certaines notions de thermodynamique, notamment la thermodynamique des processus irréversibles, nous rappelons, ci-dessous, les deux principes de la thermodynamique ainsi que l'inégalité de Clausius-Duhem servant de base à la modélisation des AMF au LMARC (Laboratoire de Mécanique Appliquée Raymond Chaléat).

3.1 Formalisme de la thermodynamique des processus irréversibles [LEM-82][LEX-95]

3.1.1 Premier principe de la thermodynamique

Le premier principe de la thermodynamique est un principe de conservation qui traduit un bilan d'énergie. Il exprime la possibilité de transformation de l'énergie mécanique en chaleur et inversement. L'expression locale de ce principe s'écrit :

$$\rho \dot{u} = \sigma \dot{\varepsilon} + r - \mathrm{div}\vec{q} \qquad (13)$$

où :

ρ est la masse volumique du matériau
u représente l'énergie interne spécifique
σ est la contrainte appliquée
ε est la déformation
r est une densité volumique de production interne de chaleur
$\vec{q}$ est le vecteur flux de chaleur sortant
div représente l'opérateur divergence

3.1.2 Second principe de la thermodynamique

Le second principe de la thermodynamique postule l'existence d'une fonction d'état S, appelée entropie vérifiant l'inégalité suivante :

$$\frac{dS}{dt} \geq \int_{\Omega} \frac{r}{T} dV - \int_{\partial\Omega} \frac{\vec{q}.\vec{n}}{T} dx \qquad (14)$$

$\vec{n}$ est la normale extérieure unitaire à $\partial\Omega$, Ω est l'élément de volume considéré (voir figure III.2) et T la température de l'élément.

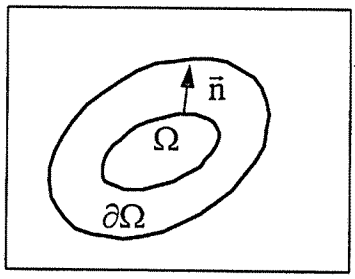


Figure III.2 Représentation d'un élément de volume

En désignant par s la densité spécifique d'entropie qui est définie par :

$$S = \int_{\Omega} \rho s dV \qquad (15)$$

L'écriture locale (pour un élément de volume) du second principe de la thermodynamique s'écrit alors sous la forme suivante :

$$\rho\dot{s} + \mathrm{div}(\frac{\vec{q}}{T}) - \frac{r}{T} \geq 0 \qquad (16)$$

3.1.3 Inégalité fondamentale - Inégalité de Clausius-Duhem

En insérant r à partir du premier principe dans l'équation (16), on obtient l'inégalité suivante :

$$\rho\dot{s} + \mathrm{div}(\frac{\vec{q}}{T}) - \frac{1}{T}(\rho\dot{u} - \sigma\dot{\varepsilon} + \mathrm{div}\,\vec{q}) \geq 0 \qquad (17)$$

En utilisant la relation suivante :

$$\mathrm{div}\left(\frac{\vec{q}}{T}\right) = \frac{\mathrm{div}(\vec{q})}{T} - \frac{\vec{q}.\overrightarrow{\mathrm{grad}}\,T}{T^2} \tag{18}$$

et en combinant (17) et (18), on obtient l'inégalité fondamentale :

$$\rho(T\dot{s} - \dot{u}) + \sigma\dot{\varepsilon} - \vec{q}.\frac{\overrightarrow{\mathrm{grad}}\,T}{T} \geq 0 \tag{19}$$

L'inégalité de Clausius-Duhem s'obtient en introduisant une nouvelle fonction d'état Φ appelée énergie libre spécifique ou énergie libre de Helmholtz :

$$\Phi = u - Ts \tag{20}$$

En dérivant l'énergie libre par rapport au temps et en reportant cette expression dans (19), on obtient l'inégalité de Clausius-Duhem :

$$\sigma\dot{\varepsilon} - \rho(\dot{\Phi} + s\dot{T}) - \vec{q}.\frac{\mathrm{grad}T}{T} \geq 0 \tag{21}$$

Le premier membre de l'inégalité de Clausius-Duhem représente la dissipation totale et peut se décomposer en un terme de dissipation intrinsèque d'origine mécanique et un terme de dissipation d'origine thermique. Classiquement, on suppose que les deux dissipations sont séparément positives, soit :

$$\sigma\dot{\varepsilon} - \rho(\dot{\Phi} + s\dot{T}) \geq 0, \qquad -\vec{q}.\frac{\overrightarrow{\mathrm{grad}}\,T}{T} \geq 0 \tag{22}$$

Les deux principes de la thermodynamique et l'inégalité de Clausius-Duhem constituent les concepts fondamentaux de la thermodynamique des processus irréversibles. Le choix, la nature et le nombre de variables d'état dépend des phénomènes physiques que l'on souhaite observer. Comme variables d'état observables, la température et la déformation totale sont en général suffisantes pour la plupart des matériaux. Ensuite, en fonction des phénomènes physiques que l'on souhaite décrire, des variables supplémentaires, dites variables internes, doivent être introduites. A titre d'exemple, dans le cas d'un comportement élastoplastique, on définit généralement deux variables internes : l'une représentant la déformation élastique, l'autre étant la déformation plastique.

3.2 Formulation unidimensionnelle de l'énergie libre de Helmholtz

3.2.1 Choix des variables d'état et des variables internes

La modélisation reprend l'idée maîtresse introduite par Brinson [BRI-93] qui consiste en la partition de la fraction volumique de martensite en une fraction de martensite autoaccommodante z_T et une fraction de martensite orientée z_σ.

(i) z_T est obtenue par une action purement thermique (martensite auto-accommodante). La déformation de transformation de phase, qui lui est associée, est par hypothèse négligeable due au phénomène d'autoaccommodation des plaquettes de martensite.

(ii) z_σ est la fraction de martensite orientée obtenue par une action mécanique extérieure. Cette fraction est associée à la déformation macroscopique de l'échantillon.

La déformation élastique ε^e et la température T sont choisies comme variables d'état et sont supposées indépendantes. La fraction de martensite autoaccommodante z_T et la fraction de martensite orientée z_σ seront des variables internes dans l'expression de l'énergie libre de Helmholtz. Le matériau est considéré comme un système thermodynamique constitué de trois phases ($\alpha = 1, 2$ et 3) :

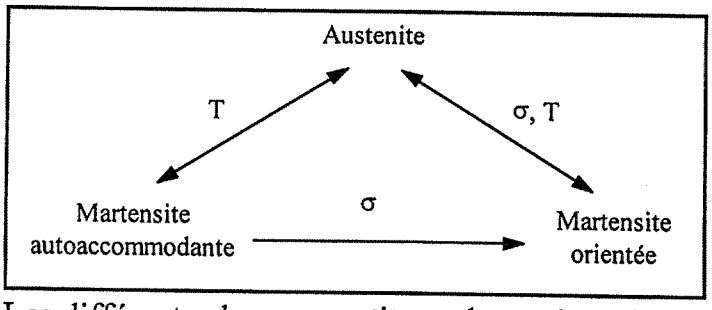


Figure III.3 Les différents phases constituant le système thermodynamique

$\alpha = 1$ correspond à la phase austénitique (phase haute température),
$\alpha = 2$ correspond la martensite autoaccommodante de fraction volumique z_T,
$\alpha = 3$ correspond la martensite orientée de fraction volumique z_σ.

z_σ et z_T sont définies par :

$$z_T = \frac{V(\text{martensite thermique})}{V(\text{totale})} \tag{23a}$$

et $$z_\sigma = \frac{V(\text{martensite orientée})}{V(\text{totale})} \tag{23b}$$

V désigne le volume. Notons que les phases 2 et 3 ne sont pas distinctes au niveau cristallographique.

3.2.2 Expression de l'énergie libre de Helmholtz

L'énergie libre de Helmholtz du système triphasé est obtenue à partir de la loi des mélanges de l'énergie spécifique de chaque phase à laquelle est ajouté un terme de cohésion (énergie d'interface) $\Delta\Phi$ qui permet de prendre en compte les interactions entre les différentes phases.

$$\Phi(\varepsilon^e, T, z_\sigma, z_T) = (1-z)\Phi^{(1)} + z_T\Phi^{(2)} + z_\sigma\Phi^{(3)} + \Delta\Phi \tag{24}$$

$\Phi^{(\alpha)}$ désigne l'énergie libre spécifique de la phase α. L'équation (25) donne l'expression de cette énergie :

$$\Phi^{(\alpha)} = u_0^\alpha - Ts_0^\alpha + \frac{1}{2\rho}E(\varepsilon_\alpha^e)^2 + c_v\left[(T-T_0) - T\text{Log}(\frac{T}{T_0})\right] \tag{25}$$

On rappelle que les termes ρ, T, T_0 et c_v désignent respectivement la masse volumique, la température actuelle, la température de référence et la chaleur massique à volume constant de l'AMF. u_0^α et s_0^α sont l'énergie interne et l'entropie spécifique de la phase α, ε_α^e est la déformation élastique intrinsèque de la phase α et E correspond au module d'élasticité (module d'Young) du matériau.
Pour ce dernier, des essais anisothermes montrent une augmentation du module d'Young avec la température. Par conséquent, nous supposerons que le module d'Young est fonction de la température et nous choisissons l'expression suivante :

$$E = E_M / (1-\beta(T-T_a)) \tag{26}$$

où β est une constante positive et E_M est le module d'Young défini à la température ambiante $T = T_a$ (module de la phase martensitique).

$z = z_\sigma + z_T$ est la fraction totale de martensite. Les trois variables z, z_T et z_σ doivent respecter les conditions suivantes :

$$0 \leq z \leq 1 \quad \text{et} \quad \begin{cases} 0 \leq z_T \leq 1 \\ 0 \leq z_\sigma \leq 1 \end{cases} \tag{27}$$

$\Delta\Phi$ représente l'énergie libre de configuration. Ce terme prend en compte les interactions à l'interface entre les différentes phases. De manière à obtenir une expression relativement simple, l'expression de $\Delta\Phi$ est choisie nulle lorsqu'une seule phase est présente. Ce choix abouti à :

$$\Delta\Phi = z(1-z)\Phi_{it} + z_\sigma z_T \Phi_{it}^m \tag{28}$$

où Φ_{it} et Φ_{it}^m sont des constantes positives. Le terme Φ_{it} est lié à l'aire de l'hystérésis, par conséquent à la dissipation d'origine mécanique. Pour certains matériaux, l'aire de l'hystérésis peut dépendre de la température. Dans ces conditions, Raniecki et Lexcellent [RAN-94] prennent pour Φ_{it} une expression fonction de la température, de la forme $\Phi_{it}(T) = \bar{u}_0 - T\bar{s}_0$ où $\bar{u}_0$ et $\bar{s}_0$ sont deux constantes.

3.2.3 Hypothèses et équations constitutives

La déformation totale ε est obtenue à partir de la somme de la déformation élastique ε^e et de la déformation de transformation de phase ε^{tr}. La déformation due à la dilatation thermique n'est pas prise en compte car elle est négligeable devant les autres termes.

$$\varepsilon = \varepsilon^e + \varepsilon^{tr} \tag{29}$$

La déformation intrinsèque ε_α de la phase α est obtenue à partir de la somme de la déformation élastique ε_α^e et de la déformation de transformation de phase ε_α^{tr}

$$\varepsilon_\alpha = \varepsilon_\alpha^e + \varepsilon_\alpha^{tr} \tag{30}$$

Par hypothèse, les différentes phases ont les mêmes constantes élastiques E. Or on peut écrire :

$$\sigma_\alpha = \rho \frac{\partial \Phi}{\partial \varepsilon_\alpha^e} = E\,\varepsilon_\alpha^e \tag{31}$$

et on décide que l'état de contrainte est indifférent à l'état de phase, c'est à dire :

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = \sigma \tag{32}$$

D'où : $\varepsilon_1^e = \varepsilon_2^e = \varepsilon_3^e = \varepsilon^e$ (33)

Les déformations élastiques des trois phases en présence sont par conséquent les mêmes. Enfin, la martensite orientée étant seule à l'origine du changement de forme, ceci implique :

$$\varepsilon_1^{tr} = \varepsilon_2^{tr} = 0 \tag{34}$$

L'expression de ε^{tr} soulève plusieurs questions. Par mesure de la résistance électrique, Vacher et Lexcelent [VAC-91] ont observé une relation linéaire entre la fraction de martensite orientée z_σ et la déformation de transformation de phase ε^{tr} dans le cas du comportement isotherme pseudoélastique ($z_T = 0$ et $z_\sigma = z$). Par conséquent, dans le cas unidimensionnel, l'expression de ε^{tr} sera donnée par :

$$\varepsilon^{tr} = \gamma z_\sigma \tag{35}$$

où γ représente la déformation pseudoélastique unidimensionnelle maximale, mesurée lors d'un essai de traction.

3.2.4 Inégalité de Clausius-Duhem

Le second principe de la thermodynamique s'écrit :

$$\sigma\dot{\varepsilon} - \rho(\dot{\Phi} + s\dot{T}) - \vec{q}.\frac{\overrightarrow{\text{grad}}\,T}{T} \geq 0 \tag{36}$$

La dérivée de $\Phi = \Phi(\varepsilon^e, T, z_\sigma, z_T)$ par rapport au temps s'écrit :

$$\dot{\Phi} = \frac{\partial\Phi}{\partial\varepsilon^e}\dot{\varepsilon}^e + \frac{\partial\Phi}{\partial T}\dot{T} + \frac{\partial\Phi}{\partial z_\sigma}\dot{z}_\sigma + \frac{\partial\Phi}{\partial z_T}\dot{z}_T \tag{37}$$

En remplaçant (37) dans (36), on obtient :

$$\sigma\dot{\varepsilon} - \rho(s + \frac{\partial\Phi}{\partial T})\dot{T} - \rho\frac{\partial\Phi}{\partial\varepsilon^e}\dot{\varepsilon}^e - \rho\frac{\partial\Phi}{\partial z_\sigma}\dot{z}_\sigma - \rho\frac{\partial\Phi}{\partial z_T}\dot{z}_T - \vec{q}.\frac{\overrightarrow{\text{grad}}\,T}{T} \geq 0 \tag{38}$$

ceci peut se mettre sous la forme

$$(\sigma-\rho\frac{\partial\Phi}{\partial\varepsilon^e})\dot{\varepsilon}^e-\rho(s+\frac{\partial\Phi}{\partial T})\dot{T}+\sigma\dot{\varepsilon}^{tr}-\rho\frac{\partial\Phi}{\partial z_\sigma}\dot{z}_\sigma-\rho\frac{\partial\Phi}{\partial z_T}\dot{z}_T-\vec{q}.\frac{\overrightarrow{\text{grad}}\,T}{T}\geq 0 \quad (39)$$

La densité spécifique d'entropie s étant définie par :

$$s=-\frac{\partial\Phi}{\partial T} \quad (40)$$

l'inégalité de Clausius-Duhem doit être vérifiée quels que soient $\dot{\varepsilon}^e$ et $\dot{T}$. En particulier, quand le comportement est purement élastique et la température uniforme ($\overrightarrow{\text{grad}}\,T=0$), l'inégalité de Clausius-Duhem se réduit à la forme :

$$(\sigma-\rho\frac{\partial\Phi}{\partial\varepsilon^e})\dot{\varepsilon}^e\geq 0 \quad (41)$$

Le terme de gauche de l'inégalité correspond à la dissipation mécanique donc à la partie de la puissance des efforts intérieurs qui se transforme de façon irréversible en chaleur lors du processus. Si, on suppose le comportement réversible, l'inégalité précédente devient une égalité. On obtient ainsi la loi de comportement du matériau où la contrainte est définie par :

$$\sigma=\rho\frac{\partial\Phi}{\partial\varepsilon^e}=E\varepsilon^e=E(\varepsilon-\gamma z_\sigma) \quad (42)$$

Ces deux équations étant posées, l'inégalité de Clausius-Duhem se réduit à la forme suivante :

$$\sigma\dot{\varepsilon}^{tr}-\rho\frac{\partial\Phi}{\partial\varepsilon^e}\dot{\varepsilon}^e-\rho\frac{\partial\Phi}{\partial z_\sigma}\dot{z}_\sigma-\rho\frac{\partial\Phi}{\partial z_T}\dot{z}_T-\vec{q}.\frac{\overrightarrow{\text{grad}}\,T}{T}\geq 0 \quad (43)$$

En considérant un terme de dissipation mécanique et un terme de dissipation thermique, l'inégalité de Clausius-Duhem est utilisée sous la forme suivante :

$$\sigma\dot{\varepsilon}^{tr}-\rho\frac{\partial\Phi}{\partial z_\sigma}\dot{z}_\sigma-\rho\frac{\partial\Phi}{\partial z_T}\dot{z}_T\geq 0, \qquad -\vec{q}.\frac{\overrightarrow{\text{grad}}\,T}{T}\geq 0 \quad (44)$$

Le terme de dissipation mécanique peut encore s'écrire sous la forme

$$\pi_\sigma^f \dot{z}_\sigma + \pi_T^f \dot{z}_T \geq 0 \tag{45}$$

où : $$\begin{cases} \pi_\sigma^f = \dfrac{\gamma\sigma}{\rho} - (1-2z)\Phi_{it} - z_T \Phi_{it}^m + \pi_0^f(T) \\ \pi_T^f = -(1-2z)\Phi_{it} - z_\sigma \Phi_{it}^m + \pi_0^f(T) \end{cases} \tag{46}$$

$\pi_0^f(T)$ est défini comme étant le potentiel chimique de transformation de phase à contrainte nulle. Son expression est donnée par :

$$\pi_0^f(T) = \Delta u^* - T\Delta s^* \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \Delta u^* = u_0^1 - u_0^2 = u_0^1 - u_0^3 \\ \Delta s^* = s_0^1 - s_0^2 = s_0^1 - s_0^3 \end{cases} \tag{47}$$

Dans le cas de la réorientation, c'est à dire passage de la martensite autoaccommodante à la martensite orientée, on a :

$$\dot{z}_\sigma = -\dot{z}_T \tag{48}$$

Le terme de dissipation mécanique s'écrit alors

$$\pi_{T\sigma}^f \dot{z}_\sigma \geq 0 \tag{49}$$

où : $$\pi_{T\sigma}^f = \pi_\sigma^f - \pi_T^f = \frac{\gamma\sigma}{\rho} - (z_T - z_\sigma)\Phi_{it}^m \tag{50}$$

π_σ^f et π_T^f font référence aux forces thermodynamiques associées respectivement aux variables z_σ et z_T. Notons que l'expression de π_T^f ne dépend pas explicitement de la contrainte. Cette remarque est en parfait accord avec le fait que seule la martensite orientée est induite par une action mécanique. $\pi_{T\sigma}^f$ fait référence à la force thermodynamique $M^T \rightarrow M^\sigma$ où M^T désigne la martensite autoaccommodante et M^σ désigne la martensite orientée. Ces trois termes π_σ^f, π_T^f et $\pi_{T\sigma}^f$ jouent un rôle important. Ils permettent en effet de déterminer, à partir de conditions thermomécaniques imposées, les possibilités d'évolution du système thermodynamique (processus thermodynamiquement admissible).

3.2.5 Etude de l'équilibre thermodynamique

Raniecki et Lexcellent [RAN-94] ont montré pour le comportement isotherme dans le domaine pseudoélastique que la ligne d'équation $\pi^f = 0$ (modèle R_L) correspond à l'état d'équilibre du système. L'étude de la stabilité du système dans le domaine pseudoélastique, donnée par la dérivée de $-\pi^f$ par rapport à z (où $\pi^f = -\frac{\partial \Phi}{\partial z}$) montre que cet équilibre est instable puisque :

$$\frac{\partial(-\pi^f)}{\partial z} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = -2\Phi_{it} < 0 \qquad (51)$$

Par conséquent, la ligne d'équation $\pi^f = 0$ qui correspond à une énergie dissipée nulle est une ligne équilibre thermodynamique instable qui ne peut donc pas être suivie au cours de la transformation de phase (figure III.4).

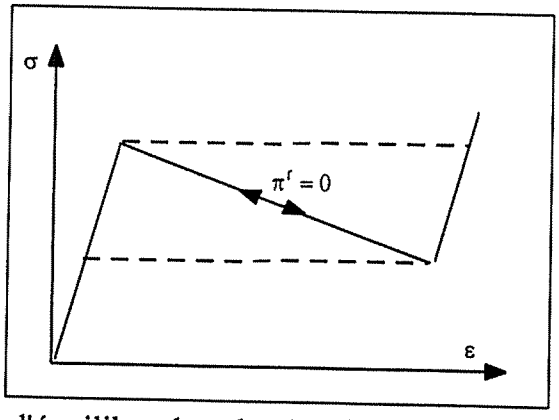


Figure III.4 Etat d'équilibre dans le plan (σ, ε) ; pseudoélasticité $T > A_F^0$

De même, l'équilibre thermodynamique du système triphasé est régi par les deux lignes d'équation $\pi_\sigma^f = 0$ et $\pi_T^f = 0$. Cet équilibre thermodynamique est stable si la matrice S donnée par :

$$S = \begin{bmatrix} \frac{\partial^2 \pi_\sigma^f}{\partial z_\sigma{}^2} & \frac{\partial^2 \pi_\sigma^f}{\partial z_\sigma \partial z_T} \\ \frac{\partial^2 \pi_T^f}{\partial z_T \partial z_\sigma} & \frac{\partial^2 \pi_T^f}{\partial z_T{}^2} \end{bmatrix} \qquad (52)$$

est définie positive. Ceci implique que les valeurs propres de S doivent être positives. Or le calcul des valeurs propres donne :

$$\lambda = -\Phi_{it}^{m} < 0$$
$$\lambda = \Phi_{it}^{m} - 4\Phi_{it} < 0 \qquad (53)$$

Par conséquent, les lignes $\pi_{\sigma}^{f} = 0$ et $\pi_{T}^{f} = 0$ (énergie dissipée nulle) ne correspondent pas à des chemins suivis lors de la transformation de phase. En revanche, elles jouent un rôle important pour la description de chargements et déchargements successifs partiels. En effet, les essais menés par Huo et Muller [HUO-93] sur des monocristaux de CuZnAl dans le domaine pseudoélastique montrent que la transformation de phase se produit dès que l'on franchit la ligne d'équilibre thermodynamique instable $\pi^{f} = 0$ (figure III.5).

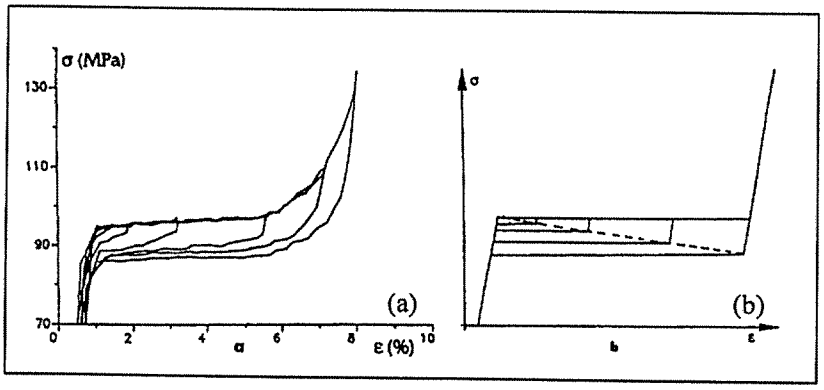


Figure III.5 Boucles partielles expérimentales dans le domaine pseudoélastique (b) et représentation schématique (b) pour un monocristal de CuZnAl

De même, les essais anisothermes à contrainte constante effectués par Huo et Muller sur des monocristaux de CuZnAl [HUO-93] et les essais que nous avons effectués sur des polycristaux de NiTi (figures III.6a et III.6b) montrent des résultats similaires : la transformation de phase se produit dès que l'on franchi la ligne d'équilibre instable d'équation $\pi_{\sigma}^{f} = 0$.

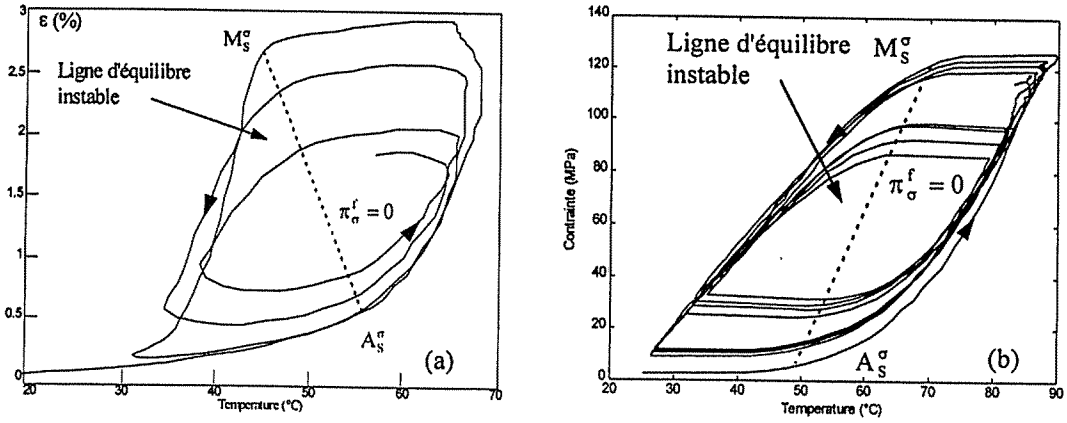


Figure III.6 Boucles internes expérimentales pour le NiTi
$\sigma = 144$ MPa (a) , $\varepsilon = 1{,}32$ % (b)

Ces résultats expérimentaux sont schématisés respectivement sur les figures III.7a et III.7b montrant ainsi de quelle manière les boucles internes sont prises en compte. Rappelons que les boucles internes correspondent à une transition de phase partielle (on parle aussi de boucles partielles).

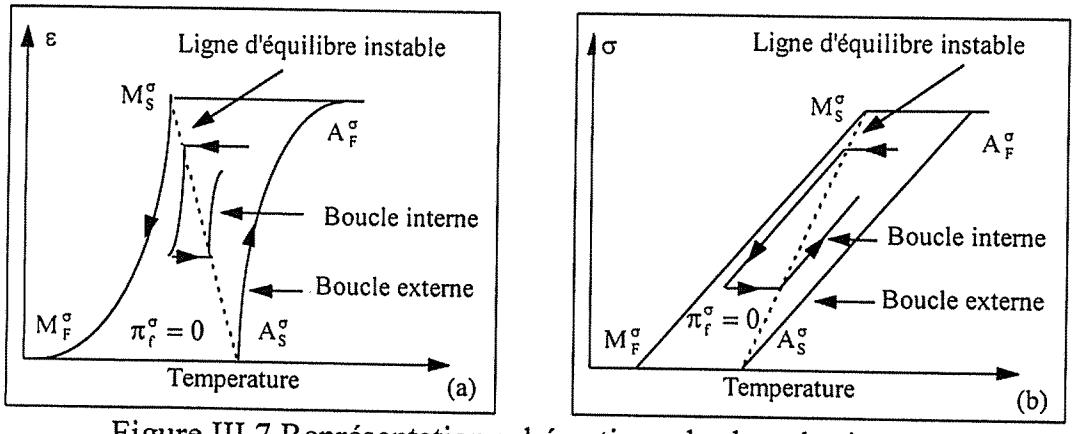


Figure III.7 Représentation schématique des boucles internes
$\sigma = \sigma_0$ (a) , $\varepsilon = \varepsilon_0$ (b)

Remarque : la prise en compte des boucles internes n'est pas importante pour un actionneur AMF fonctionnant en tout ou rien (comportement bistable). En revanche dans le cas d'un comportement proportionnel, la transition de phase n'est pas systématiquement complète. Par conséquent, les boucles internes sont fondamentales pour la robotique.

3.2.6 Cinétiques de transformation de phase

La formulation de l'énergie libre de Helmholtz permet de déterminer les équations d'état ainsi que les forces thermodynamiques associées à chaque variable interne. Cependant, elle ne suffit pas pour décrire complètement un processus dissipatif. Par conséquent, il n'existe pas de relations thermodynamiques découlant de l'énergie libre de Helmholtz permettant d'expliciter les cinétiques relatives à $\dot{z}_\sigma$ et $\dot{z}_T$ et ainsi de décrire les branches de l'hystéresis caractérisant le comportement de l'AMF. Pour des systèmes dissipatifs, les équations manquantes peuvent être obtenues en introduisant un formalisme supplémentaire où l'on postule l'existence d'une énergie complémentaire (pseudo-potentiel de dissipation). Il s'agit du formalisme des matériaux standards généralisés (hypothèses de normalité) [LEM-82][LEX-95].
Pour décrire les évolutions de $\dot{z}_\sigma$ et $\dot{z}_T$, les auteurs utilisent un formalisme similaire à la plasticité. Ils supposent l'existence de cinq fonctions $\psi_F^\sigma, \psi_F^T, \psi_R^\sigma$, ψ_R^T et $\psi^{T\sigma}$ relatives respectivement à la transformation directe (F : $A \rightarrow M$), la

transformation inverse (R : $M \rightarrow A$) et à la réorientation des plaquettes de martensite autoaccommodante ($M^T \rightarrow M^\sigma$). De manière similaire au formalisme de la plasticité, ces fonctions sont constantes au cours de la transformation de phase qui leur est relative. Elles sont données par :

$$\psi_F^\sigma(z_\sigma, \sigma, T) = \pi_\sigma^f - k_F^\sigma = Y_F^\sigma \quad , \quad \psi_R^\sigma(z_\sigma, \sigma, T) = -\pi_\sigma^f + k_R^\sigma = Y_R^\sigma$$

$$\psi_F^T(z_T, T) = \pi_T^f - k_F^T = Y_F^T \quad , \quad \psi_R^T(z_T, T) = -\pi_T^f + k_R^T = Y_R^T \qquad (54)$$

$$\psi^{T\sigma}(z_\sigma, \sigma) = \pi_{T\sigma}^f - k^{T\sigma} = Y^{T\sigma}$$

Y_F^α, Y_R^α et $Y^{T\sigma}$ ($\alpha = \sigma$ ou T) sont des constantes non négatives et k_F^α, k_R^α et $k^{T\sigma}$ sont des fonctions qui ont la propriétés d'être nulles au début de la transformation de phase (direct ou inverse). La dérivation des équations de consistance $\dot{\psi}_F^\alpha = 0$, $\dot{\psi}_R^\alpha = 0$ et $\dot{\psi}^{T\sigma} = 0$ permet d'obtenir des expressions de $\dot{z}_\sigma$ et $\dot{z}_T$. Le choix des fonctions k_F^α, k_R^α et $k^{T\sigma}$ reste libre. Dans [LEC-96], ces fonctions sont telles qu'elles permettent de retrouver les cinétiques classiques définies par les métallurgistes Kostinen et Marburger [KOS-59] et les cinétiques définies par Raniecki et lexcellent [RAN-94].
Les expressions de k_F^α, k_R^α et $k^{T\sigma}$ données dans [LEC-96] aboutissent à des expressions relativement complexes pour $\dot{z}_\sigma$ et $\dot{z}_T$. Les expressions que nous avons choisies pour ces différentes fonctions permettent d'aboutir à des cinétiques plus simples.

Ainsi, pour un matériau initialement en phase austénitique ($z = 0$) et pour un processus thermomécanique où les deux variantes de martensite sont impliquées, les cinétiques de $\dot{z}_\sigma$ et $\dot{z}_T$ sont définies comme suit :

$$\begin{cases} \dot{z}_\sigma = (1 - z_\sigma)\left(\dfrac{\gamma a_F^\sigma}{\rho \Delta s^*}\dot{\sigma} - b_F \dot{T}\right) \\ \dot{z} = -a_F^T (1 - z_T)\dot{T} \end{cases} \quad \text{pour la transformation } A \rightarrow M \qquad (55a)$$

$$\begin{cases} \dot{z}_\sigma = z_\sigma\left(\dfrac{\gamma a_R^\sigma}{\rho \Delta s^*}\dot{\sigma} - b_R \dot{T}\right) \\ \dot{z}_T = -a_R^T z_T \dot{T} \end{cases} \quad \text{pour la transformation } M \rightarrow A \qquad (55b)$$

Si l'état initial du matériau est défini par $z = z_\sigma^0 + z_T^0 = 1$ (phase martensitique) ce qui correspond au conditions de fonctionnement que nous imposerons, ces expressions deviennent pour la transition de phase A→M :

$$\begin{cases} \dot{z}_\sigma = (z_\sigma^0 - z_\sigma)(\dfrac{\gamma a_F^\sigma}{\rho \Delta s^*}\dot{\sigma} - b_F \dot{T}) \\ \dot{z}_T = -a_F^T (z_T^0 - z_T)\dot{T} \end{cases} \qquad (55c)$$

où z_σ^0 et z_T^0 sont respectivement la fraction de martensite autoaccommodante et la fraction de martensite orientée induite initialement par l'application d'une contrainte extérieure dans la phase martensite (réorientation de la martensite autoaccommodante). Leurs expressions sont obtenues en intégrant les cinétiques suivantes :

$$\begin{cases} \dot{z}_\sigma = (1 - z_\sigma)\dfrac{\gamma a^{T\sigma}}{\rho \Delta s^*}\dot{\sigma} \\ \dot{z}_T = -\dot{z}_\sigma \end{cases} \quad \text{pour la transformation } M^T \rightarrow M^\sigma \qquad (55d)$$

4. Approche expérimentale

4.1 Caractéristiques des alliages utilisés

Les alliages à mémoire de forme étudiés sont exclusivement des fils de NiTi. Leur diamètre peut aller de 50 µm à 200 µm. Ces fils ont les propriétés suivantes :

(i) un cycle de chauffage/refroidissement sous contrainte nulle permet de vérifier que le matériau n'a subi aucun traitement thermomécanique d'éducation (déformation de transformation de phase nulle).

(ii) une mesure de la résistance électrique en fonction de la température permet de déterminer les quatre températures de transformation de phase à contrainte nulle. Par exemple, le tableau III.1 regroupe les quatre températures de transformation de phase à contrainte nulle pour un fil de NiTi de 150 µm de diamètre.

A_S^0	A_F^0	M_S^0	M_F^0
62	68	56	34

Tableau III.1 Températures de transformation de phase
(fil de NiTi de 0.15 mm de diamètre)

(iii) des essais isothermes à une température supérieure à la température de fin de transformation austénitique A_F^0 (figure III.8) montrent que le matériau possède la propriété pseudoélastique.

4.2 Identification des paramètres

De manière à confronter les résultats de simulation aux essais expérimentaux, nous devons identifier les différents paramètres introduits. Pour cela, nous proposons une méthode d'identification des constantes thermodynamiques Δu^*, Δs^*, Φ_{it} et Φ_{it}^m et des paramètres phénoménologiques γ, a_F^σ, a_R^σ, b_F, b_R, a_F^T et a_R^T à partir d'essais mécaniques appropriés.

4.2.2 Constantes thermodynamiques

Il s'agit des constantes Δu^*, Δs^*, Φ_{it} et Φ_{it}^m. Ces constantes peuvent être déterminées à partir d'un essai dans le domaine pseudoélastique, d'un essai dans

le domaine martensitique et à partir d'essais anisothermes à contrainte constante. Les essais de traction isotherme sont réalisés sur une machine de traction uniaxiale, la température du matériau étant imposée par une enceinte thermostatée. Les essais anisothermes sont réalisées sur des dispositifs expérimentaux appropriés. Ils seront décrits dans les paragraphes relatifs aux essais anisothermes (paragraphes 4.2.1 et 4.2.1).

Ainsi, si on considère tout d'abord le comportement isotherme dans le domaine pseudoélastique ($T > A_F^0$) donné par la figure III.8,

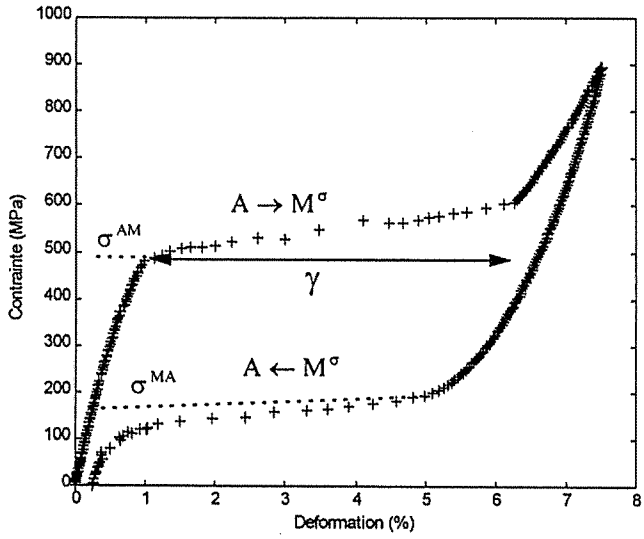


Figure III.8 Comportement pseudoélastique du NiTi ($T = 88\,°C$)

et en désignant par σ^{AM} et σ^{MA} les contraintes de début de transformation de phase $A \rightarrow M^\sigma$ et $M^\sigma \rightarrow A$, nous pouvons écrire les relations suivantes :

pour $A \rightarrow M^\sigma$: $$\pi_\sigma^f(\sigma^{AM}, T, z_\sigma = 0, z_T = 0) = \frac{\gamma\sigma^{AM}}{\rho} - \Phi_{it} + \pi_0^f(T) = 0 \qquad (56)$$

pour $M^\sigma \rightarrow A$: $$\pi_\sigma^f(\sigma^{MA}, T, z_\sigma = 1, z_T = 0) = \frac{\gamma\sigma^{MA}}{\rho} + \Phi_{it} + \pi_0^f(T) = 0 \qquad (57)$$

D'où : $$\Phi_{it} = \frac{\gamma(\sigma^{AM} - \sigma^{MA})}{2\rho} \qquad (58)$$

Notons que la déformation pseudoélastique totale γ, intervenant dans la relation (58), est mesurée à partir d'un essai de traction dans le domaine pseudoélastique (figure III.8).

Si on considère à présent le comportement anisotherme à contrainte constante et si on désigne par M_s^σ la température de début de transformation de phase $A \rightarrow M^\sigma$, on a :

$$\pi_\sigma^f(\sigma, z=0, M_s^\sigma) = \frac{\gamma\sigma}{\rho} - \Phi_{it} + \pi_0^f(M_s^\sigma) = 0 \qquad (59)$$

soit $$\frac{\gamma\sigma}{\rho} - \Phi_{it} + \Delta u^* - M_s^\sigma \Delta s^* = 0 \qquad (60)$$

Par conséquent, si on effectue plusieurs essais à des niveaux de contrainte différents, la relation reliant M_s^σ et σ est linéaire (figure III.9).

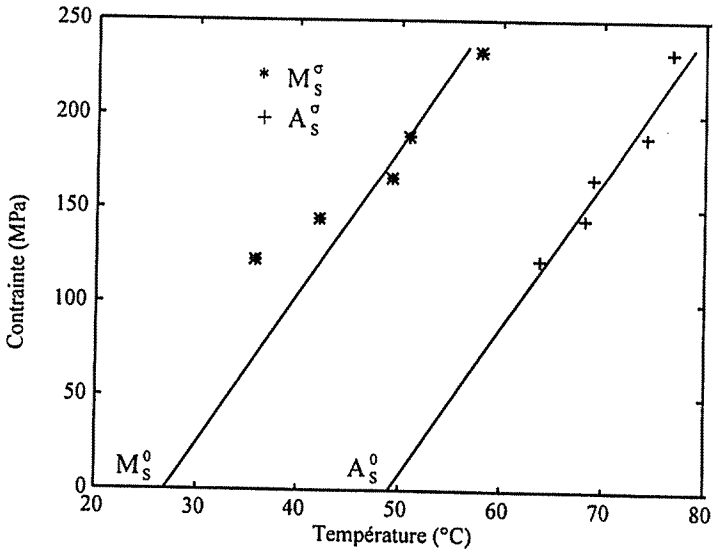


Figure III.9 Evolution des seuils de transition de phase A_s^σ et M_s^σ en fonction de la contrainte

L'ordonnée à l'origine est donnée par $-\Phi_{it} + \Delta u^* - \Delta s^* M_s^0$ et la pente par :

$$\frac{d\sigma}{dM_s^\sigma} = \frac{\rho \Delta s^*}{\gamma} \qquad \text{(relation de Clapeyron)} \qquad (61)$$

Ces deux relations permettent ainsi de déterminer Δu^* et Δs^*.

Remarque : il y a un problème de correspondance entre les mesures de A_s^σ et M_s^σ extrapolées à $\sigma = 0$ avec A_s^0 et M_s^0 obtenues à partir d'une mesure par résistance électrique.

La constante Φ_{it}^{m} est déterminée à partir d'un essai de traction dans le domaine martensitique (martensite autoaccommodante).

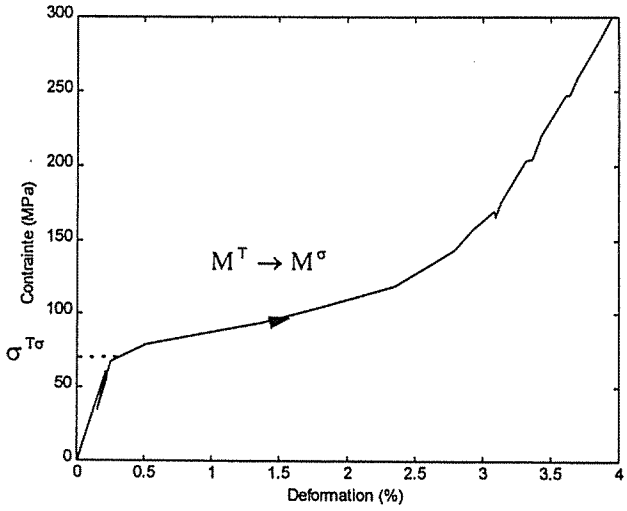


Figure III.10 Réorientation de la martensite autoaccommodante sous l'effet de la contrainte

En désignant par $\sigma^{T\sigma}$ la contrainte de début d'orientation des plaquettes de martensite, la force thermodynamique associée au processus d'orientation s'écrit :

$$\pi_{T\sigma}^{f}(\sigma^{T\sigma}, z_\sigma = 0, z_T = 1) = \frac{\gamma\sigma^{T\sigma}}{\rho} - \Phi_{it}^{m} = 0 \qquad (62)$$

D'où l'on tire :

$$\Phi_{it}^{m} = \frac{\gamma\sigma^{T\sigma}}{\rho} \qquad (63)$$

4.2.3 Paramètres relatifs aux cinétiques

Ils s'agit des différentes constantes introduites par les cinétiques relatives à z_σ et z_T.

(i) a_F^σ et a_R^σ sont déterminées à partir d'un essai dans le domaine pseudoélastique. On peut utiliser la méthode relativement simple proposée par Rogueda [ROG-93], qui consiste à tracer l'évolution de $\sigma(z) - \sigma^{AM}$ en fonction de $-\ln(1-z)$ pour la transformation de phase $A \rightarrow M^\sigma$ et $\sigma^{MA} - \sigma(z)$ en fonction de $-\ln(z)$ pour la transformation de phase $A \rightarrow M^\sigma$. Ces relations étant linéaires, les pentes permettent de déterminer a_F^σ et a_R^σ.

(ii) $a^{T\sigma}$ est déterminé à partir d'un essai de traction dans le domaine martensitique. Sa valeur conditionne la pente de la branche représentant l'orientation des plaquettes de martensite autoaccommodante. De même, ce paramètre peut être obtenu en traçant $\sigma(z) - \sigma^{T\sigma}$ en fonction de $-\ln(1-z)$.

(iii) b_F et b_R sont déterminés à partir d'essais anisothermes (essai à contrainte constante ou à déformation constante).

(iv) Les paramètres a_F^T et a_R^T, relatifs à la martensite autoaccommodante, sont donnés à partir des relations définies par Koistinen et Marburger [KOI-59] :

$$a_F^T = -\frac{\log(0,01)}{M_S^0 - M_F^0}$$
$$a_R^T = -\frac{\log(0,01)}{A_F^0 - A_S^0} \qquad (64)$$

4.3 Résultats expérimentaux et simulations

Le tableau III.2 rassemble les différentes valeurs numériques obtenues pour les constantes thermodynamiques et les paramètres relatifs aux cinétiques de transformation de phase pour des fils de NiTi de 0,15 mm de diamètre.

Φ_{it} (J / kg)	Φ_{it}^m (J / kg)	Δu^* (J / kg)	Δs^* (J / kgK)	γ (%)
850	435	20652	66.85	0.053
a_R^σ	a_F^σ	b_R	b_F	$a^{T\sigma}$
0.2	0.2	0.4	0.5	0.17
a_R^T	a_F^T	E_A (MPa)	E_M (MPa)	ρ (kg/ m^3)
0.46	0.46	56000	28000	6500

Tableau III.2 Paramètres relatifs au NiTi utilisé
(fil AMF de 0,15 mm de diamètre)

Pour confronter les résultats de simulation aux résultats expérimentaux, nous présentons différents essais thermomécaniques isothermes et anisothermes permettant d'étudier le comportant du matériau dans un large domaine de température. Les différentes programmes sont écrits sous Matlab.

4.3.1 Comportement isotherme

La figure III.11 représente le comportement réel et simulé du matériau dans le domaine pseudoélastique (comportement isotherme) et pour une vitesse de chargement relativement faible.

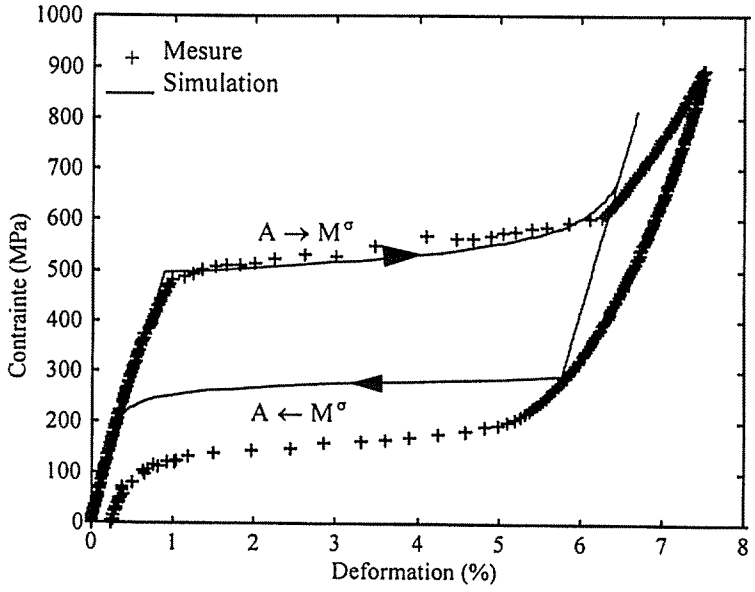


Figure III.11 Essai de traction dans le domaine pseudoélastique (T = 88 °C)

La figure III.12a représente l'évolution mesurée et simulée pour différents niveaux de contrainte de la déformation de transformation de phase dans le cas de la réorientation. Pour ce comportement, les évolutions théoriques de z_σ et z_T sont fournies en figure III.12b.

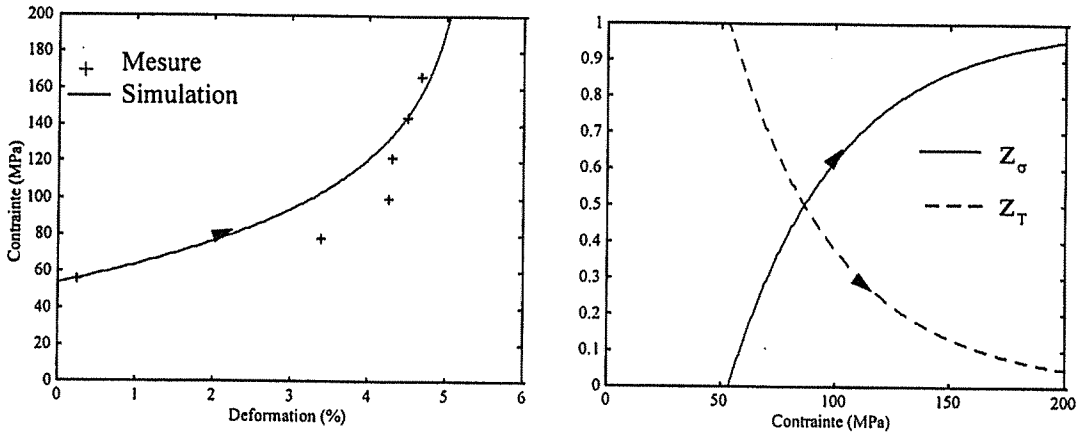


Figure III.12 Réorientation de la martensite autoaccommodante pour différents niveaux de contraintes (a) et simulation de l'évolution de z_σ et z_T (b)

On constate une bonne cohérence entre les résultats expérimentaux et simulés.

4.2.2 Comportement anisotherme à contrainte constante

Pour les essais anisothermes à contrainte constante, nous avons développé un dispositif expérimental spécifique. Ce dispositif est constitué par :

(i) un ordinateur PC 486 DX 66,
(ii) une carte d'entrées/sorties avec convertisseurs numériques/analogiques et analogiques/numériques,
(iii) une interface de puissance pour la commande en courant de l'AMF,
(iv) les circuits électroniques instrumentant les différents capteurs.

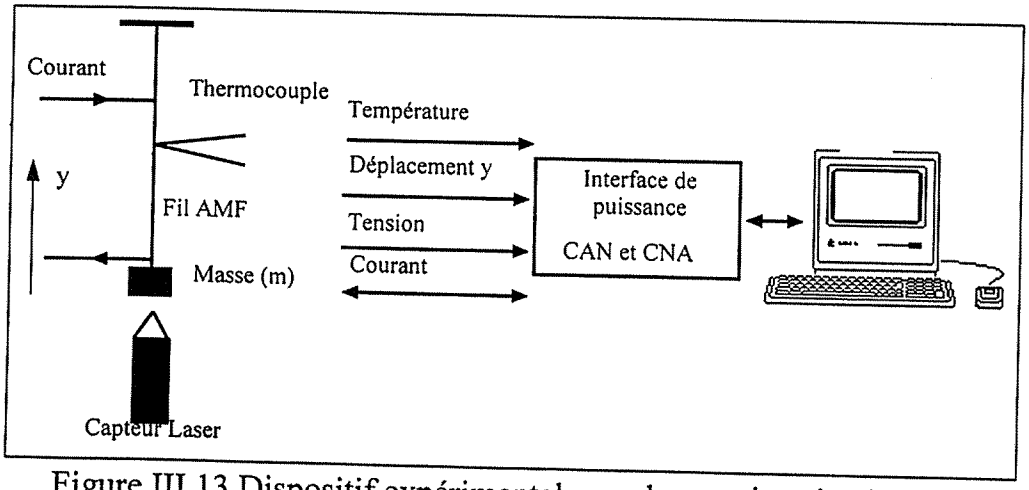


Figure III.13 Dispositif expérimental pour les essais anisothermes à contrainte constante

Le chauffage de l'AMF est réalisé par le passage d'un courant électrique dans le matériau (effet Joule) et le refroidissement est obtenue par convection naturelle avec le milieu extérieur à température ambiante ($T = T_a$). Le déplacement de la charge (déformation du fil) est mesuré par un capteur laser de résolution 1 μm et la température est mesurée par un microthermocouple de type K, constitué de deux thermoconducteurs de Chromel-Alumel d'un diamètre de 12 μm ou 25 μm (figure III.14). La mesure en temps réel de la température sur des fils aussi petits est une première et a permis d'avoir accès à la grandeur de commande qui est la température. De tels thermocouples sont réalisés par l'IGE (Institut de Génie Energétique) à Belfort (France). Les thermoconducteurs sont soudés sur le fil AMF par décharge capacitive. La différence éventuelle des points de contact donne lieu à une tension d'offset qui est aisément mesurable

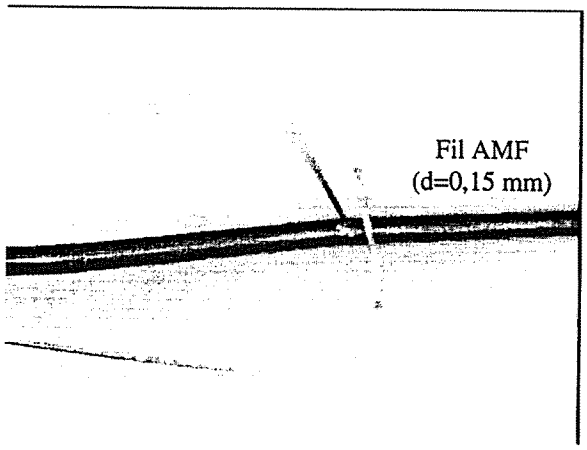


Figure III.14 Détail de l'assemblage du thermocouple sur le fil AMF

Rappelons qu'il est indispensable d'isoler le circuit électrique alimentant le fil AMF et le circuit électrique propre au capteur de température.

Le chauffage ou le refroidissement de l'AMF est piloté à partir d'un programme de commande numérique en temps réel développé en langage C, permettant de commander l'AMF en boucle ouverte (figure III.15) et par la suite en boucle fermée de position, de température ou d'effort. Nous choisissons dès à présent comme grandeur de commande le carré du courant électrique circulant dans le fil AMF (grandeur intervenant dans l'équation de la chaleur).

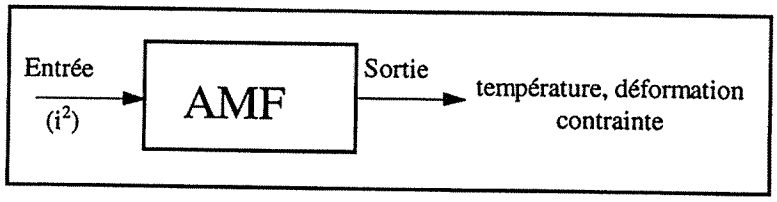


Figure III.15 Commande en boucle ouverte

Pour ces essais, le matériau est initialement en phase martensitique. L'application d'une contrainte constante fixée par la masse m entraîne l'orientation d'une partie de la martensite autoaccommodante. Les figures III.16, III.17, III.18 et III.19 représentent les comportements anisothermes observés et simulés pour différentes contraintes constantes imposées et pour des vitesses de chauffage relativement faibles (comportement quasi statique). Pour ces différents cas, les évolutions de z_σ et z_T sont simulées, mettant ainsi en évidence le rôle important de la contrainte sur la formation des fractions de martensite. Sur les courbes de gauche, les traits continus, les traits discontinus et les traits discontinus mixtes correspondent respectivement aux résultats expérimentaux, aux résultats de simulations où dans un premier cas le module d'Young du matériau est considéré constant et dans un second cas il est fonction de la température (voir relation 26).

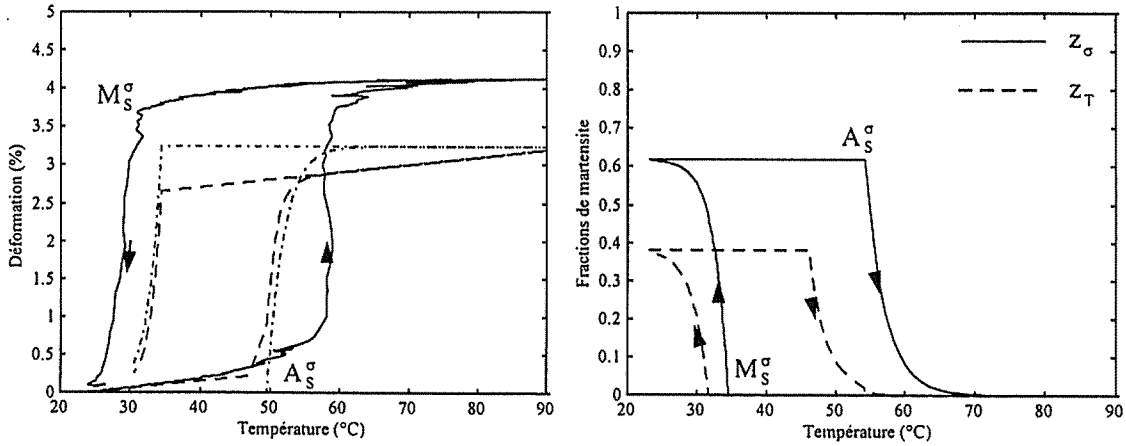


Figure III.16 Déformations mesurée et simulées pour $\sigma = 100$ MPa
évolution des fractions de martensite z_σ et z_T

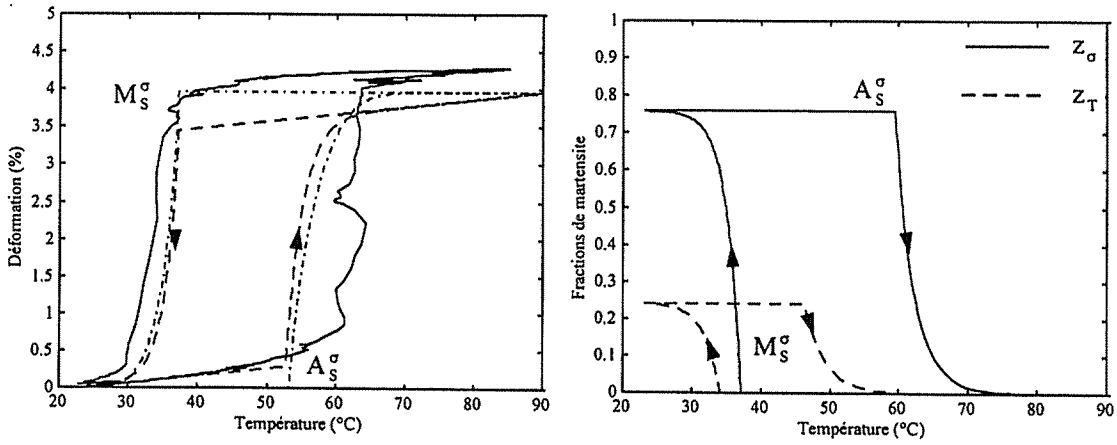


Figure III.17 Déformations mesurées et simulées pour $\sigma = 122$ MPa
évolution des fractions de martensite z_σ et z_T

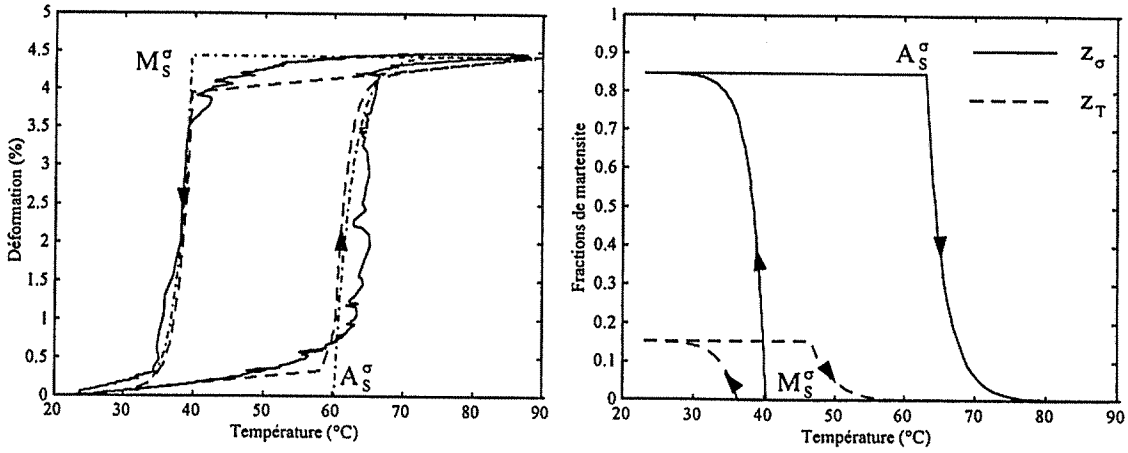


Figure III.18 Déformations mesurées et simulées pour $\sigma = 144$ MPa
évolution des fractions de martensite z_σ et z_T

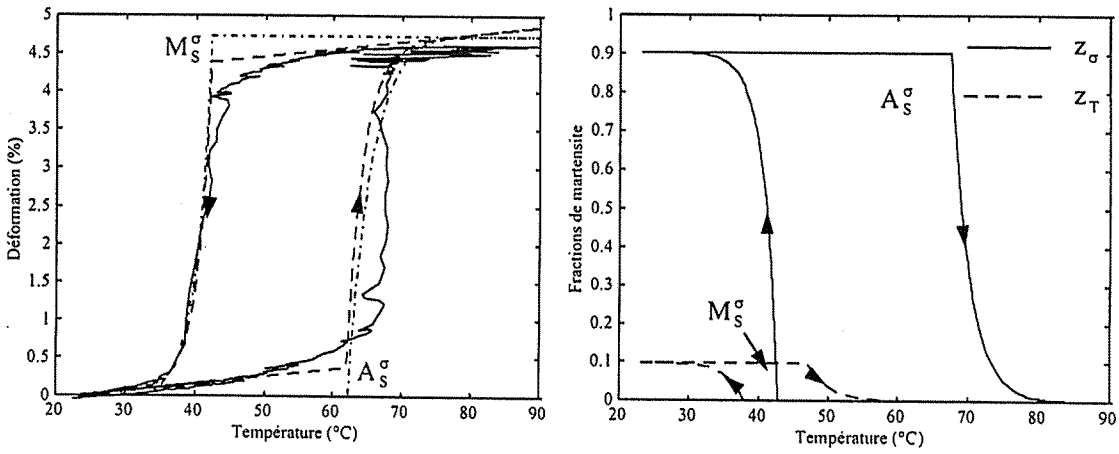


Figure III.19 Déformations mesurées et simulées pour $\sigma = 166$ MPa et évolution des fractions de martensite z_σ et z_T

On constate une bonne cohérence entre les simulations et les résultats expérimentaux dans un large domaine de contrainte.

Remarque : dans la littérature, on a coutume de représenter la déformation du matériau diminuant avec la température. Sur les courbes que nous présentons (courbes de gauche), la déformation augmente avec la température car la grandeur qui est donnée en ordonnée correspond à la quantité $\varepsilon_0 - \varepsilon$.
ε_0 est la déformation initiale du fil AMF dans l'état martensitique (réorientation de la martensite autoaccommodante) et ε est la déformation du fil à la température T. Ce choix permet ainsi de relier directement la déformation ainsi mesurée avec le déplacement de l'actionneur qui est pris égale à zéro lorsque le matériau n'est pas chauffé et positif lorsque celui-ci est parcouru par un courant électrique. A partir de la loi de comportement (42), l'expression de $\varepsilon_0 - \varepsilon$ est :

$$\varepsilon_0 - \varepsilon = \frac{\beta\sigma}{E_M}(T - T_a) + \gamma(z_\sigma^0 - z_\sigma) \tag{65}$$

Ainsi, pour un fil de longueur L où L correspond à la longueur de l'AMF dans l'état non déformé (état initial), l'expression analytique du déplacement uniaxial y (voir figure III.13) est donnée par :

$$y = L(\varepsilon_0 - \varepsilon) = L\frac{\beta\sigma}{E_M}(T - T_a) + L\gamma(z_\sigma^0 - z_\sigma) \tag{66}$$

4.2.3 Comportement anisotherme à déformation constante

Pour les essais anisothermes à déformation imposée, nous avons aussi développé un banc d'essais spécifique. Ce banc expérimental est schématisé sur la figure suivante :

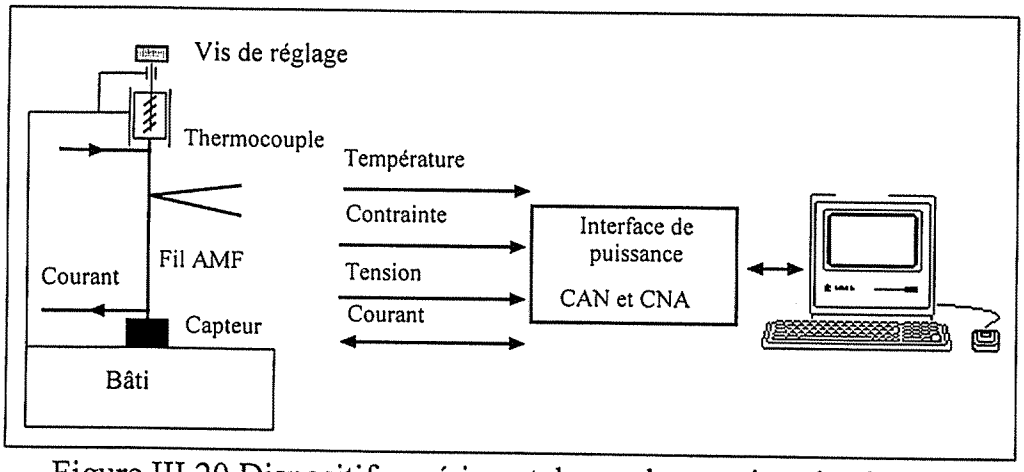


Figure III.20 Dispositif expérimental pour les essais anisothermes à déformation imposée

La vis de réglage permet d'imposer une déformation initiale $\varepsilon = \varepsilon_0$ qui est maintenue constante lors de la variation de température du matériau. Les efforts développés par le fil AMF sont mesurés par un capteur de force (jauges potentiométriques). La bande passante de ce capteur est égale à 1,5 kHz avec une plage de mesure de 0 à 10 N.

Un premier essai thermomécanique (figure III.21) permet de vérifier que le matériau est presque uniquement constitué de martensite autoaccommodante.

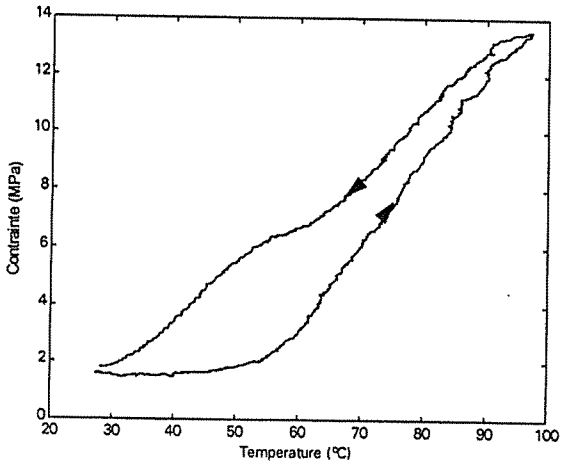


Figure III.21 Contrainte développée par l'actionneur initialement en phase martensitique autoaccommodante

Pour les simulations qui sont présentées ci-dessous, plusieurs paramètres ont dû être modifiés car les fils utilisés pour ces essais ont de façon évidente des caractéristiques différences de ceux utilisés jusqu'ici. En effet, un inconvénient des alliages à mémoire de forme concerne les procédés d'élaboration qui ne garantissent pas une reproductibilité des caractéristiques thermomécaniques. Ainsi, le tableau suivant donne les valeurs numériques des paramètres (déterminés approximativement) qui ont été modifiés pour la simulation. Les valeurs en "***italique***" correspondent à celles données dans le tableau III.2 .

a_R^{σ}	b_R	b_F	Φ_{it}^{m}	$\Delta u^{\bullet}$
0,5	0.23	0.15	150	22052
0.2	***0.5***	***0.4***	***850***	***20052***

Tableau III.3 valeurs numériques

Les figures suivantes correspondent aux différents résultats expérimentaux et résultats de simulation pour ε_0=0.66 % et ε_0=1.33 %. Les figures III.22a et III.23a montrent respectivement l'apparition de la contrainte de restauration pour ces deux niveaux de déformation. Sur les figures III.22b et III.23b, nous avons fournis les résultats de simulations obtenus à partir des valeur numériques données dans le tableau III.3.

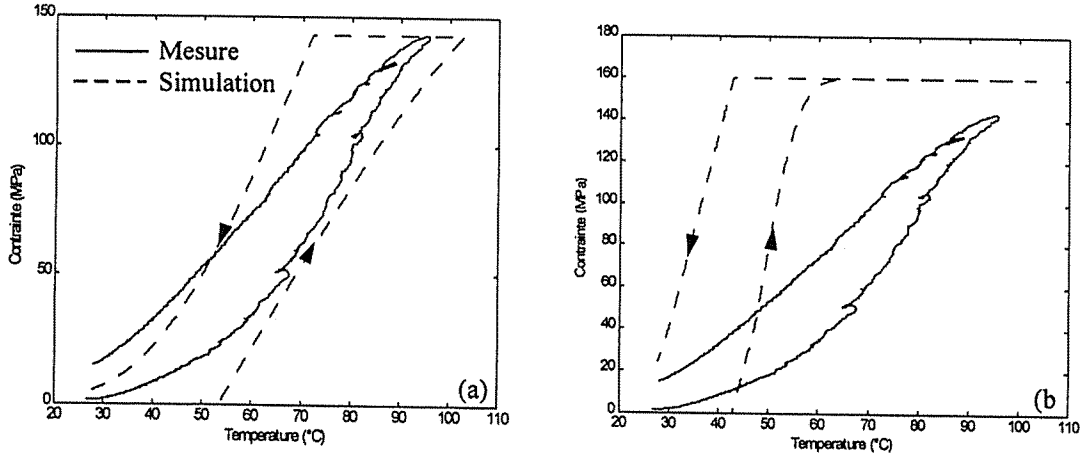


Figure III.22 courbes contrainte température pour ε_0=0,66 %
(a) nouveaux paramètres (b) anciens paramètres

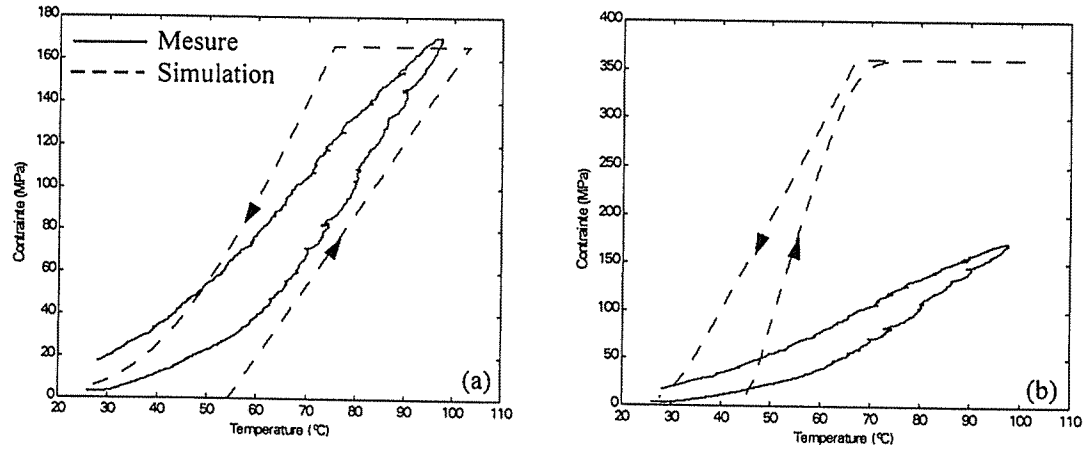


Figure III.23 courbes contrainte température pour ε_0=1,33 %
(a) nouveaux paramètres (b) anciens paramètres

Les figures III.24ab et III.24b fournissent l'estimation des fractions de martensite.

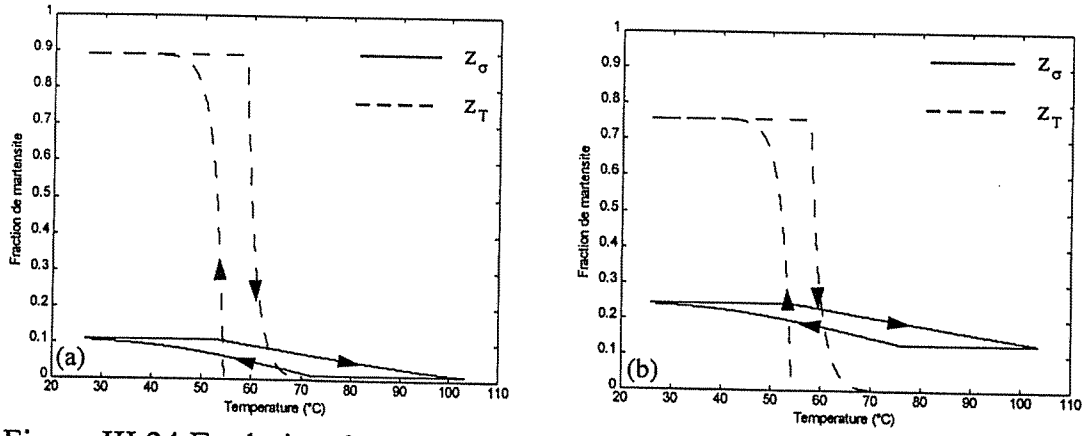


Figure III.24 Evolution de z_σ et z_T pour ε_0=0,66 % (a) et pour ε_0=1.33 % (b)

Dans les deux cas (figure III.22a et III.23a), l'estimation proposée par le modèle pour l'intensité de la contrainte développée est en accord avec la mesure. En revanche, le modèle prévoit une largeur d'hystérésis plus large. Pour améliorer le pouvoir de prédiction du modèle, il faudrait procéder à une identification plus précise des différents paramètres pour ce fil.

5. Comportement cyclique

Lorsque les AMF subissent un chargement thermomécanique cyclique, on observe plusieurs phénomènes liés à ce type de chargement. Par exemple, pour un comportement isotherme dans le domaine pseudoélastique, on constate une évolution du comportement du matériau avec le nombre de cycles qui est caractérisée essentiellement par :

(i) une baisse de la déformation de transformation de phase,
(ii) une augmentation de la déformation résiduelle après chaque décharge,
(iii) une modification remarquable des contraintes de début de transformation de phase $\sigma^{A\to M^{\sigma}}$ et $\sigma^{M^{\sigma}\to A}$.

Pour un comportement anisotherme à contrainte constante (la contrainte étant initialement appliquée dans le domaine austénitique), on constate des phénomènes similaires qui sont semble t-il dus à la création de dislocations dans le réseau cristallin et qui sont à l'origine de l'effet mémoire de forme double sens [CON-90][MAN-96].

Une solution partielle à cette dérive des caractéristiques des AMF consiste à placer, en parallèle avec l'AMF, un élément de rappel (ressort, champ d'accélération). Le système peut alors fonctionner de manière pratiquement répétitive (peu de dérive avec le cyclage thermomécanique) car l'élément de rappel permet de ramener l'AMF dans le même état initial en phase martensitique. Les figures II.25 et II.26 illustrent ces propos. La figure III.25 correspond au comportement cyclique anisotherme d'un fil AMF soumis à une contrainte constante (conditions de chargement thermomécaniques identiques à celles décrites dans le paragraphe 4.2.1).

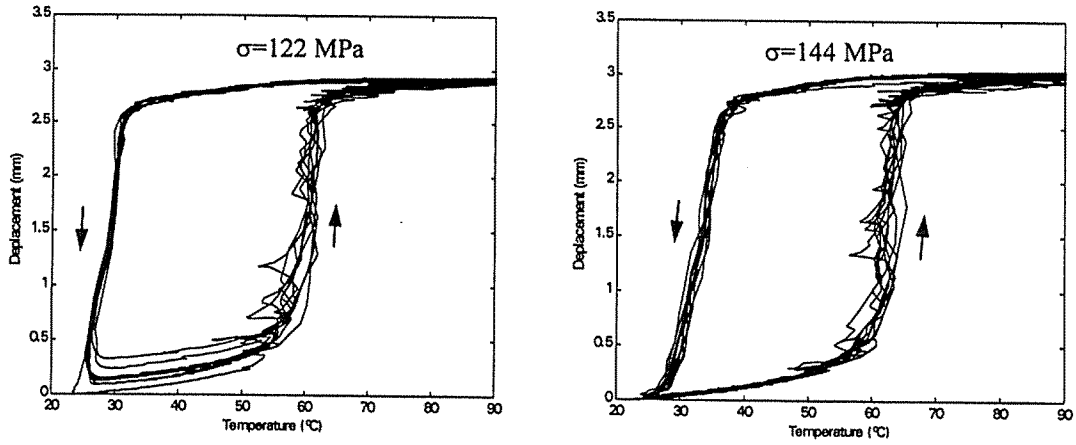


Figure III.25 Essais cycliques anisothermes (10 premiers cycles)

Ces deux courbes montrent bel et bien une faible évolution du comportement thermomécanique du matériau avec le nombre de cycles.
De même, les essais de répétabilité effectués sur une structure mécanique déformable de type pivot élastique actionnée par un fil AMF initialement déformé à $\varepsilon_0 = 3.5\ \%$, montrent une faible évolution de la déformation maximale obtenue lors du chauffage avec le nombre de cycles (voir figure 26, d'après [LEX-96]).

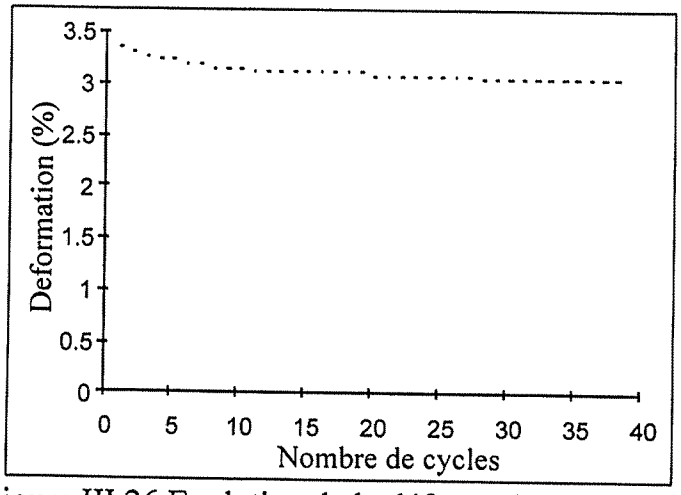


Figure III.26 Evolution de la déformation maximale en fonction du nombre de cycles

En conclusion, pour un AMF soumis à un élément de rappel extérieur, les différents phénomènes inhérents au comportement cyclique sont relativement faibles. Ainsi, nous pouvons considérer que le modèle de comportement thermomécanique reste aussi valable pour des chargements répétitifs.

6. Conclusion

Le modèle que nous venons de présenter permet de prédire le comportement de l'AMF dans l'espace contrainte-déformation-température (σ, ε, T) dans un large domaine de température, valable aussi bien dans le domaine martensitique que dans le domaine austénitique. Les résultats obtenus sont satisfaisants notamment en ce qui concerne l'orientation des plaquettes de martensite autoaccommodante sous l'effet de la contrainte. On peut remarquer dans la modélisation du comportement thermomécanique des AMF un nombre important de paramètres, ce qui impose nécessairement de mettre en œuvre plusieurs essais mécaniques pour l'identification de ces paramètres. Ceci peut paraître lourd ; cependant, pour une utilisation correcte de ces matériaux, cet effort constitue "le prix à payer" tant les propriétés offertes par ces matériaux sont nombreuses et complexes.

Après avoir étudié le comportement des AMF en régime quasi-statique, l'étape suivante de ce travail consiste en la prise en compte du temps dans les équations de comportement des AMF de manière à simuler leur comportement dynamique. Ceci passe par la connaissance des effets de vitesse de chauffage et de refroidissement sur l'évolution de la déformation ou de la contrainte de l'AMF. C'est ce que l'on se propose d'aborder dans le seconde partie de ce chapitre.

Deuxième partie

1. Introduction

La principale caractéristique du comportement thermomécanique des AMF se situe dans le fait que la transition de phase est insensible aux vitesses de sollicitation en contrainte ou en déformation ($\dot{\sigma}$ ou $\dot{\varepsilon}$). C'est la raison pour laquelle des modèles d'essence "plastique" plutôt que "viscoplastique" sont développés afin de traduire leur comportement. Cependant, les courbes de réponse contrainte$\leftrightarrow$déformation sont sensibles à $\dot{\sigma}$ ou $\dot{\varepsilon}$ [LEX-95][LIN-96][TOB-95], dus aux effets induits par la transformation de phase solide-solide. Ces effets peuvent être facilement pris en compte par l'intégration de l'équation de la chaleur qui permet de connaître l'écart θ entre la température actuelle à l'instant t et la température de consigne appliquée à la frontière de l'éprouvette. Le terme opératoire dans l'équation de la chaleur sera la chaleur latente de transformation de phase. Suivant les vitesses de sollicitations, il existe classiquement deux situations extrêmes. Les vitesses très lentes correspondent à un comportement réellement isotherme où θ est proche de zéro et les vitesses très grandes qui donnent lieu à un comportement adiabatique où la valeur de θ atteinte est directement corrélée à la valeur de la chaleur latente. De surcroit, les réponses ($\sigma \leftrightarrow \varepsilon$) sont aussi très sensibles à la géométrie et aux dimensions de l'éprouvette (transfert de chaleur).

2. Influence de la vitesse de sollicitation

Dans le cas où les AMF remplissent la fonction d'actionneur, il est important de connaître et de prendre en compte le comportement dynamique et notamment l'influence du terme $\dot{T}$, qui est la grandeur de commande, sur les réponses (ε, T), (σ, T) ou (σ, ε, T). Dans un premier temps, les essais mécaniques effectués par Lin et al. [LIN-96] sur des NiTi montrent que les réponses (ε, T) pour l'effet mémoire de forme sont indépendantes de la vitesse de chauffage. De même, les essais anisothermes que nous avons effectués sur des fils de NiTi (de 150µm de diamètre) [BEN-97] aboutissent aux mêmes conclusions, ce qui est illustré sur les figures III.27 et III.28. La figure III.27 représente l'évolution de la déformation avec la température pour une contrainte constante imposée et pour des valeurs de commande i^2 instantanée ou de

périodes différentes : la première réponse est relative à la vitesse la plus importante et la dernière correspond au cas quasi statique.

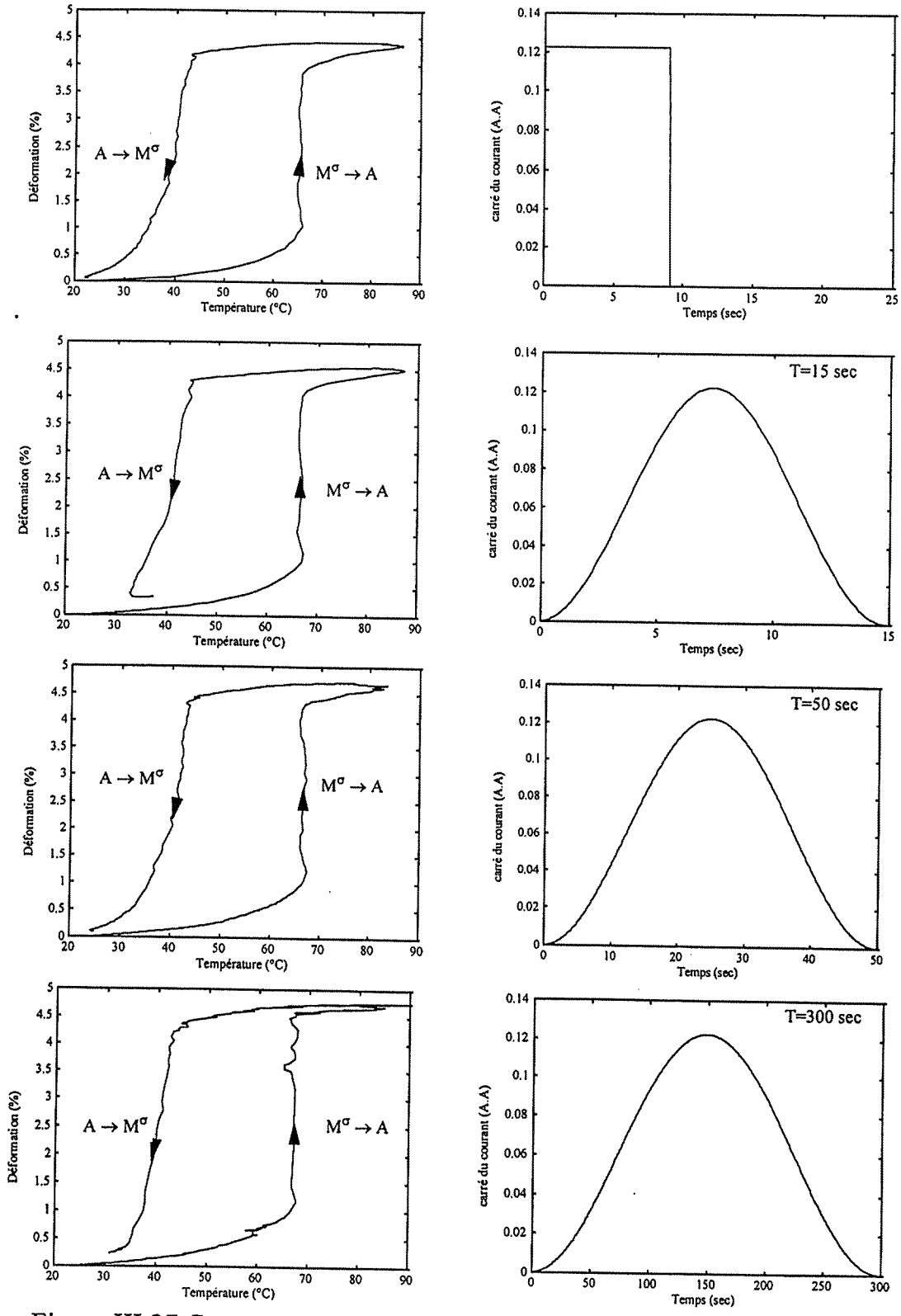


Figure III.27 Comportements anisothermes (ε, T) à contrainte constante $\sigma_0 = 144$ MPa obtenus pour différentes entrées $i^2(t)$.

Ces différents essais ont été effectué sur le banc expérimental décrit dans la première partie de ce chapitre (paragraphe 4.2.2). Sur les courbes de droite, nous avons représenté l'évolution du carré du courant électrique (grandeur intervenant dans l'équation de la chaleur). La superposition des réponses ($\varepsilon \leftrightarrow T$) sur le même diagramme (figure III.28) permet de conclure à l'indépendance de la vitesse de chauffage ou de refroidissement sur le comportement thermomécaniques de ces matériaux.

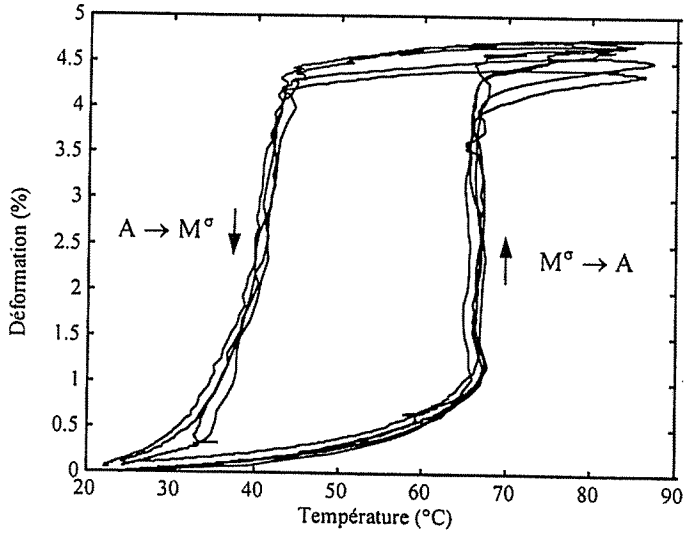


Figure III.28 Superposition des réponses (ε, T)

Par ailleurs, les essais à déformation imposée, sur des fils de NiTi, donnent des résultats similaires illustrés sur la figure III.29.

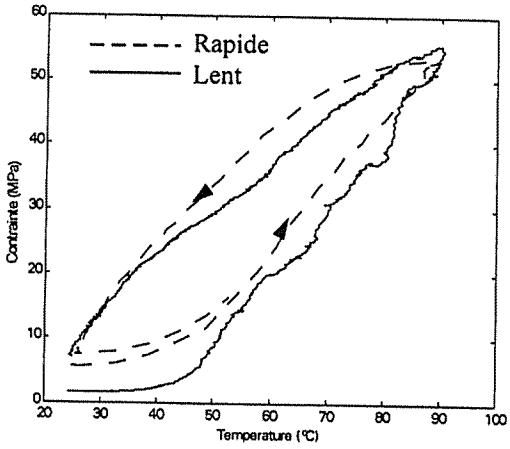


Figure III.29 Contrainte de restauration

Ces résultats impliquent que le comportement du matériau peut être considéré comme instantané (ou quasi instantané) en rapport avec la température et que le comportement dynamique de l'actionneur sera donc donné à partir de la transmission de puissance thermique au matériau. Notons qu'il est établi que la vitesse de transition de phase est de l'ordre de la vitesse du son dans les métaux

[PAT-90], soit 10^3 m.s^{-1} . Cela permet de situer la dynamique de la transition de phase elle même. En résumé, le comportement thermomécanique des AMF sera géré par les valeurs actuelles de la contrainte, de la déformation et de la température qui sera elle obtenue par l'entremise de l'équation de la chaleur.

3. Equation de la chaleur [BEN-97]

Dans l'étude théorique qui suit, l'équation de la chaleur est établie sur la base du formalisme de la thermodynamique décrit dans la première partie de ce chapitre (paragraphe 3.1). Ceci nous permettra de prendre en compte de façon cohérente les différents effets relatifs à la transformation de phase solide-solide qui ont une influence non négligeable sur le comportement dynamique du matériau, en particulier sur l'évolution de la température.

3.1 Présentation des équations

L'écriture locale (sur une élément de volume) du premier principe de la thermodynamique est :

$$\rho\dot{u} = \sigma\dot{\varepsilon} + r - \mathrm{div}\,\vec{q} \tag{67}$$

où

$$u = \Phi + Ts \tag{68}$$

et

$$\Phi = \Phi(\varepsilon^e, T, z_\sigma, z_T) \tag{69}$$

avec $\sigma = \dfrac{\partial\Phi}{\partial\varepsilon^e}$, $s = -\dfrac{\partial\Phi}{\partial T}$, $\varepsilon = \varepsilon^e + \varepsilon^{tr}$ (70)

u représente l'energie interne spécifique , $\vec{q}$ le flux volumique de chaleur et r la densité de source interne de chaleur. s, Φ et T représentent respectivement l'entropie spécifique, l'énergie libre de Helmholtz et la temperature courante. La quantité $p_i = -\sigma\dot{\varepsilon}$ constitue la densité volumique de puissance des efforts intérieurs. L'expression de l'équation de la chaleur est obtenue en remplaçant u par $\Phi + Ts$ dans (67). Pour cela nous avons besoin de calculer les dérivées par rapport au temps de l'énergie interne et de l'entropie spécifique. On obtient :

$$\dot{u} = \frac{\partial\Phi}{\partial\varepsilon^e}\dot{\varepsilon}^e + \frac{\partial\Phi}{\partial T}\dot{T} + \frac{\partial\Phi}{\partial z_\sigma}\dot{z}_\sigma + \frac{\partial\Phi}{\partial z_T}\dot{z}_T + s\dot{T} + T\dot{s} \tag{71a}$$

$$\dot{s} = -\left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial\varepsilon^e\partial T}\dot{\varepsilon}^e + \frac{\partial^2\Phi}{\partial T^2}\dot{T} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z_\sigma\partial T}\dot{z}_\sigma + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z_T\partial T}\dot{z}_T\right) \tag{71b}$$

Nous avons aussi besoin de calculer les dérivées $\frac{\partial\Phi}{\partial\alpha}$ et les termes de couplages $\frac{\partial^2\Phi}{\partial\alpha\partial T}$ pour $\alpha = (\varepsilon^e, t, z_\sigma \text{ et } z_T)$.

L'expression de l'énergie libre de Helmholtz étant donnée ci-dessous :

$$\begin{aligned}\Phi(\varepsilon^e, T, z_\sigma, z_T) = u_0^l - Ts_0^l - z\pi_0^f(T) + \frac{1}{2\rho}E\varepsilon^{e2} + c_v\left[(T - T_0) - T\ln\frac{T}{T_0}\right] \\ + z(1-z)\Phi_{it} + z_\sigma z_T\Phi_{it}^m\end{aligned} \tag{72}$$

$$\text{avec} \quad z = z_\sigma + z_T \quad \text{et} \quad \begin{cases} 0 \le z_\sigma \le 1 \\ 0 \le z_T \le 1 \\ 0 \le z \le 1 \end{cases} \tag{73}$$

$$\text{et} \qquad \pi_0^f(T) = \Delta u^* - T\Delta s^* \tag{74}$$

explicitement, le calcul des différents termes donnent :

(i) $$\frac{\partial\Phi}{\partial\varepsilon^e} = \frac{\sigma}{\rho} \tag{75a}$$

(ii) $$\frac{\partial\Phi}{\partial T} = -s \tag{75b}$$

(iii) $$\begin{aligned}\frac{\partial\Phi}{\partial z_\sigma} &= (1-2z)\Phi_{it} + z_T\Phi_{it}^m - \pi_0^f(T) \\ \frac{\partial\Phi}{\partial z_T} &= (1-2z)\Phi_{it} + z_\sigma\Phi_{it}^m - \pi_0^f(T)\end{aligned} \tag{75c}$$

(iv) $$\frac{\partial^2\Phi}{\partial T^2} = -\frac{c_v}{T} \tag{76a}$$

où c_v est la chaleur spécifique à volume constant.

(v) $$\frac{\partial^2\Phi}{\partial\varepsilon^e\partial T} = \frac{1}{\rho}\frac{dE}{dT}\dot{\varepsilon}^e \tag{76b}$$

Dans le cas où le module est choisi indépendant de la température, cette quantité est bien évidemment nulle.

$$\text{(vi)} \quad \begin{aligned} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial T \partial z_\sigma} &= \Delta s^* \\ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial T \partial z_T} &= \Delta s^* \end{aligned} \qquad (76c)$$

Dans le cas d'un fil sollicité en traction (modèle unidimensionnel), nous obtenons finalement :

$$\rho c_v \dot{T} + \rho \Phi_{it}^m (z_T \dot{z}_\sigma + z_\sigma \dot{z}_T) + \rho \dot{z}(1-2z)\Phi_{it} - \rho \dot{z} \Delta u^* - \sigma \gamma \dot{z}_\sigma - T\frac{dE}{dT}\varepsilon^e \dot{\varepsilon}^e - r + \operatorname{div}\vec{q} = 0 \qquad (77)$$

r est la densité de source de chaleur produite par le passage du courant électrique i dans l'AMF qui est le mode de chauffage utilisé. Son expression de est égale à :

$$r = \frac{Ri^2}{V} = \frac{Ri^2}{\pi(\frac{d}{2})^2 l} = \frac{16\rho_e}{\pi^2 d^4} i^2 \qquad (78)$$

où ρ_e est le résistivité électrique du fil AMF, L étant la longueur du fil AMF et d le diamètre.

3.2 Etude des transferts de chaleur

Dans le cas général, le terme $\operatorname{div}\vec{q}$ comprend des échanges de chaleur par conduction et par convection à la surface du fil AMF. L'expression de $\operatorname{div}\vec{q}$ en coordonnées cylindriques est donnée par :

$$\operatorname{div}\vec{q} = \frac{4h}{d}(T_r - T_a) - \lambda\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x_c^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial r_c^2} + \frac{1}{r_c}\frac{\partial T}{\partial r_c}\right) \qquad (79)$$

où r_c et x_c sont représentés sur la figure II.30 .

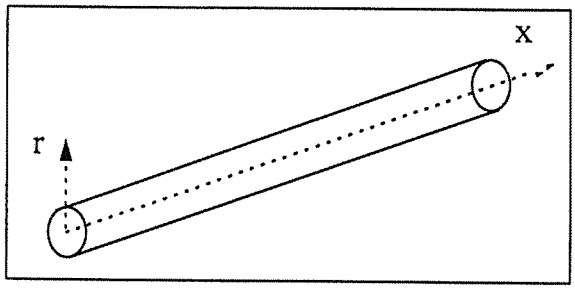


Figure III.30 Analyse des transferts de chaleur dans le fil AMF

T_a est la température du milieu ambiant, T_r est la température à l'interface fil/air $T_r = T(r_c = d/2)$, h désigne le coefficient de convection naturelle et λ la conductivité thermique de l'AMF.

Si on calcule en régime permanent la différence de température ΔT entre la température au coeur du fil $T(r_c = 0)$ et la température à la surface du fil $T(r_c = d/2)$, on obtient :

$$\Delta T = T(r_c = 0) - T(r_c = d/2) = \frac{Ri^2}{\pi\lambda} \qquad (80)$$

La résistance moyenne pour un fil de 65 mm de long et de 0,15 mm de diamètre étant de 4Ω, nous obtenons une différence très faible : $\Delta T = 0{,}007\ °C$

Pour étudier la répartition axiale de température, c'est à dire suivant x_c, considérons une expression simplifiée de l'équation de la chaleur où les effets liés à la dissipation ne sont pas pris en compte et où les différents paramètres intervenant sont supposés constants. Cette expression est donnée par :

$$\lambda \frac{\partial^2 T(x_c,t)}{\partial x_c^2} + r = \rho c_v \frac{\partial T(x_c,t)}{\partial t} \qquad (81)$$

Les conditions aux limites en terme de température sont les suivantes :

$$\begin{array}{ll} t = 0 \text{ et } 0 < x_c < L & T = T_a \\ t \geq 0 \text{ et } x_c = 0 & T = T_1 \\ t \geq 0 \text{ et } x_c = L & T = T_2 \end{array} \qquad (82)$$

et les températures aux extrémités du fil AMF seront prises égales à la température ambiante, soit :

$$T_1 = T_2 = T_a \tag{83}$$

La solution de l'équation aux dérivées partielles (81) est donnée ci-dessous [31] :

$$T(x_c,t) = T_a + \sum_{n=1}^{\infty}(a_n + b_n e^{-\tau_n t})\sin(\frac{n\pi x_c}{L}) \tag{84}$$

Les expressions de a_n, b_n et τ_n sont déterminées à partir des conditions aux limites (82) et (83). On obtient les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} \tau_n &= \frac{4h}{\rho c_v} + \frac{\lambda}{\rho c_v}(\frac{n\pi}{L})^2 \\ a_n &= \frac{4rd}{n\pi\tau_n \rho c_v}((-1)^n - 1) \\ b_n &= -a_n \end{aligned} \tag{85}$$

En régime permanent, l'expression de la température $T(x_c,t)$ est alors donnée par :

$$T(x_c, t \to \infty) = T_a + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin(\frac{n\pi x_c}{L}) \tag{86}$$

Si on trace $T(x_c,t)$ en fonction de la grandeur normalisée x_c / L pour différents instants t, on constate une température quasiment uniforme sur toute la longueur du fil (figure III.31).

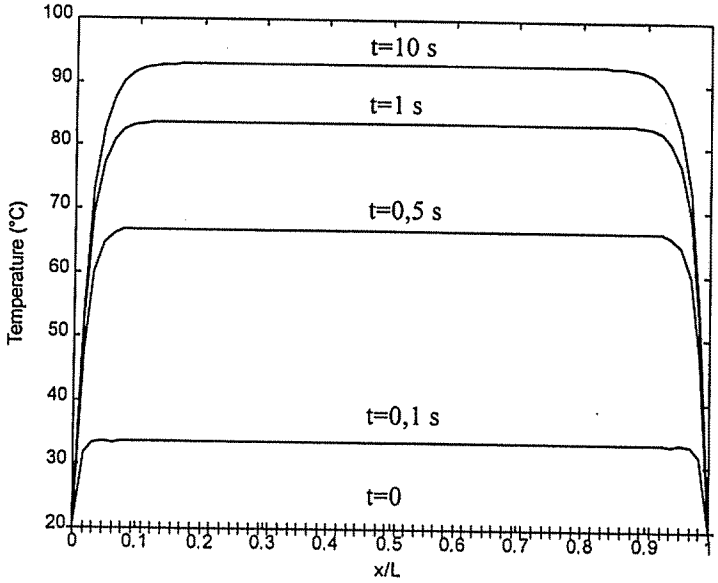


Figure III.31 Evolution de la température le long du fil AMF pour un courant constant de 0,30 A

Cette étude simplifiée permet de négliger les transferts de chaleur par conduction qui se résument à de simples effets de bord.

Nous pouvons considérer que : $\frac{\partial T}{\partial x_c} = \frac{\partial T}{\partial r_c} \approx 0$ et approximer le terme $\mathrm{div}\vec{q}$ (expression 79) par un terme de convection, soit :

$$\mathrm{div}\,\vec{q} = \frac{4h}{d}(T - T_a) \tag{87}$$

Dans le cas d'un environnement confiné, T_a peut être variable [TRO-97] (modification de la température du milieu confiné) et h dépend en général de la température du fil [PEI-98], de son diamètre [PEI-98]. Par exemple, les tests effectués dans [TRO-97] sur des fils AMF de 0,15 mm de diamètre, dans un environnement confiné, montrent une modification de temps de refroidissement de l'actionneur due à une augmentation de la température locale de ce milieu.

3.3 Simplification de l'équation de la chaleur

A partir de (78), (79) et (87), l'expression de l'équation de la chaleur est :

$$\begin{aligned}\rho c_v \dot{T} + \rho\Phi_{it}^{m}(z_T\dot{z}_\sigma + z_\sigma\dot{z}_T) + \rho\dot{z}(1-2z)\Phi_{it} - \rho\dot{z}\Delta u^{*} - \sigma\gamma\dot{z}_\sigma \\ - T\frac{dE}{dT}\varepsilon^{e}\dot{\varepsilon}^{e} + \frac{4h}{d}(T - T_a) = \frac{16\rho_e}{\pi^2 d^4} i^2\end{aligned} \tag{88}$$

dans laquelle la résistivité de l'AMF est donnée par la relation :

$$\rho_e = \rho_m z + (1 - z)\rho_a \tag{89}$$

où ρ_a et ρ_m sont respectivement la résistivité de l'austénite et de la martensite.

En l'absence de transition de phase ($\dot{z} = 0$), l'expression $\rho\Phi_{it}^{m}(z_T\dot{z}_\sigma + z_\sigma\dot{z}_T) + \rho\dot{z}(1-2z)\Phi_{it} - \rho\dot{z}\Delta u^{*} - \sigma\gamma\dot{z}_\sigma - TdE/dT\varepsilon^{e}\dot{\varepsilon}^{e}$ est nulle (à l'exception du terme $-TdE/dT\varepsilon^{e}\dot{\varepsilon}^{e}$). Dans cette expression,

(i) $\rho\Phi_{it}^{m}(z_T\dot{z}_\sigma + z_\sigma\dot{z}_T) + \rho\dot{z}(1-2z)\Phi_{it}$ représente la puissance dissipée sous forme de chaleur due à l'interaction entre les différentes phases (incompatibilités aux interfaces) ;

(ii) $-(\sigma\gamma\dot{z}_\sigma + T\frac{dE}{dT}\varepsilon^{e}\dot{\varepsilon}^{e})$ représente la puissance mécanique ;

(iii) $-\rho\dot{z}\Delta u^{*}$ correspond à la puissance dégagée ou absorbée sous forme de chaleur par le polycristal lors de la transformation martensitique. Nous associons, en première approximation, cette quantité à la chaleur latente de transformation de phase du polycristal et qui permet de rendre compte du caractère endothermique ou exothermique de la transformation de phase solide-solide. Une mesure de DSC (Differential Scanning Calorimetry) permet de mettre en évidence cette quantité de chaleur lors d'une transition de phase à l'état libre de contrainte. Ces mesures donnent en général une distribution normale de la chaleur dégagée ou absorbée en fonction de la température (figure III.32).

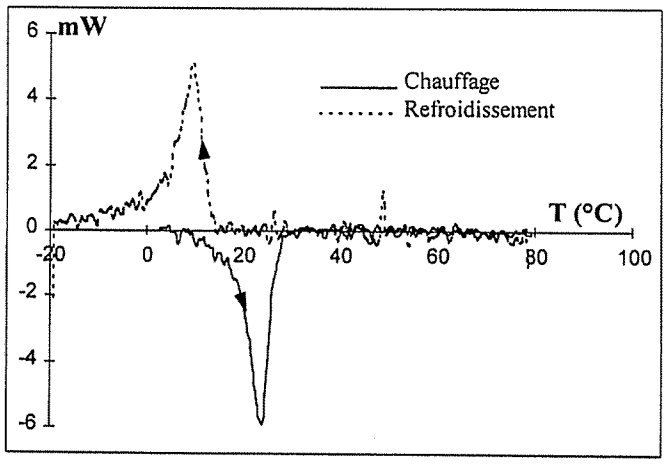


Figure III.32 Mesures de DSC effectuées par Fays (Labo-Univ. de F.C.) sur un monocristal de CuZnAl

De manière à comparer l'importance des termes (i), (ii) et (iii) dans l'équation (88), la figure suivante donne sur un même graphe, l'évolution de ces termes pour la transition de phase $M \rightarrow A$, le chauffage étant obtenu en l'occurrence par un échelon de courant de 0,30 A.

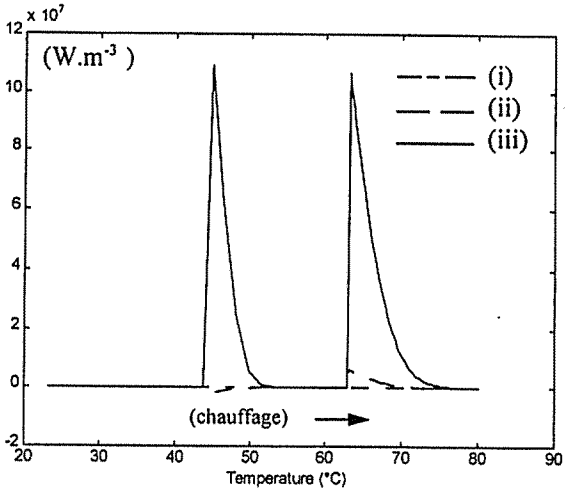


Figure III.33 Comparaisons des termes (i), (ii) et (iii) pour la transition de phase $M \rightarrow A$

Sur cette figure, le premier pic est relatif à la disparition de la martensite autoaccommodante. Le second pic correspond à la disparition de la martensite orientée. Ces résultats de simulation montrent clairement que le terme $\rho\dot{z}\Delta u^{\bullet}$ est prépondérant dans l'équation de la chaleur (88). Par conséquent, cette équation pourra être utilisée sous une forme beaucoup plus simple, soit :

$$\rho c_v \dot{T} + \frac{4h}{d}(T - T_a) - \rho\Delta u^{\bullet}(\dot{z}_\sigma + \dot{z}_T) = \frac{16\rho_e}{\pi^2 d^4} i^2 \qquad (90)$$

et $$\rho_e = \rho_a + (\rho_m - \rho_a) z \qquad (91)$$

Remarque : le terme (ii) correspond à la puissance mécanique développée par l'actionneur AMF. Nous pouvons constater, dès à présent, que cette puissance est relativement faible car la puissance dissipée lors de la transition de phase est bien plus importante (terme (iii)).

3.4 Conclusion

L'objectif du paragraphe précédent étant d'obtenir un modèle permettant de décrire dans le temps le comportement thermomécanique du matériau, l'objectif des paragraphes qui suivent est de confronter le comportement dynamique mesuré de l'actionneur aux résultats de simulation correspondants. Pour cela, il s'agit dans un premier temps de procéder à l'identification des différents paramètres introduits par l'équation de la chaleur à partir d'essais appropriés.

4. Approche expérimentale

4.1 Caractéristiques dynamiques du microthermocouple

La mesure de la température est réalisée par un microthermocouple de Chromel-Alumel (type K) présenté dans la première partie (paragraphe 4.2.2). La température du fil pouvant évoluer très rapidement, nous devons estimer le temps de réponse de ce microcapteur. Pour déterminer cette caractéristique, nous avons procédé de la façon suivante. Nous nous plaçons dans le cas d'un chauffage n'impliquant pas de transition de phase. Les premiers essais effectués par l'IGE (Institut de Génie Energétique, Belfort) montrent que la tension délivrée par le microthermocouple évolue, pour une température extérieure contrôlée (échelon de température), suivant une équation différentielle linéaire du premier ordre.
En désignant par T_c la température donnée par le thermocouple, nous pouvons écrire:

$$\tau_c \dot{T}_C + T_C = T_f \qquad (92)$$

où T_f est la température du fil et τ_c est la constante de temps du microcapteur.
Dans le cas où il n'a pas de transition de phase, la relation donnant l'évolution de la température du fil AMF est aussi du premier ordre, soit :

$$\tau_f \dot{T}_f + T_f = Ku \qquad \text{et} \qquad u = i^2 \qquad (93)$$

En remplaçant T_f et $\dot{T}_f$ dans (93), l'évolution de la température du microthermocouple pour une entrée u est :

$$\tau_c \tau_f \ddot{T}_c + (\tau_c + \tau_f)\dot{T}_c + T_c = Ku \qquad (94)$$

Pour identifier τ_f et τ_c, cette équation continue doit être mise sous la forme d'une équation de récurrence car on s'intéresse à la commande par calculateur (modèle échantillonné). En utilisant une des méthodes d'identification paramétrique sous Matlab utilisant l'algorithme des moindres carrés, les valeurs numériques de τ_f et τ_c sont égales à :

$$\begin{aligned} \tau_f &= 1{,}84 \text{ s} \\ \tau_c &= 0{,}06 \text{ s} \end{aligned} \qquad (95)$$

On obtient ainsi une bande passante de 2,7 Hz ce qui corrobore les résultats obtenus par l'IGE (bande passante de l'ordre de 5 Hz). Si on représente sur un même graphe l'évolution temporelle de $y_f(t)$ et $y_c(t)$ pour une entrée u(t) de type créneau, où $y_f(t)$ et $y_c(t)$ sont définie ci-dessous :

$$Y_f(p) = \frac{1}{1+\tau_f p} U(p) \qquad (96)$$

$$Y_c(p) = \frac{1}{1+(\tau_f+\tau_c)p+\tau_f\tau_c p^2} U(p)$$

on constate une faible écart dans le régime transitoire entre la température donnée par le capteur et la température du matériau (figure III.34).

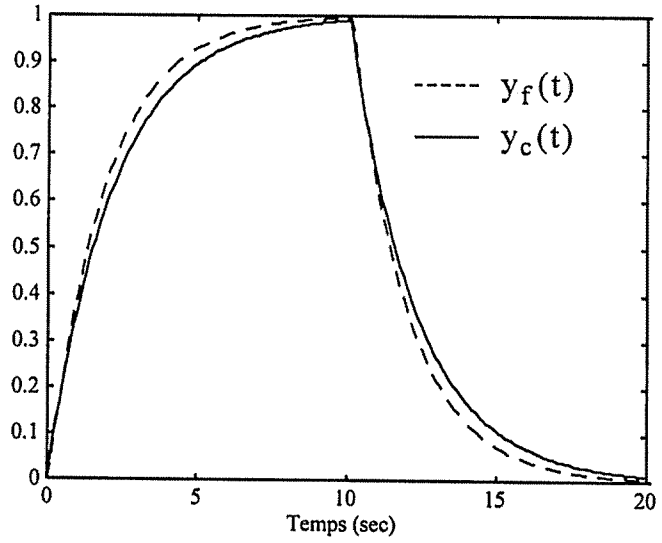


Figure III.34 Comparaison de l'évolution de $y_f(t)$ et $y_c(t)$

Nous pouvons ainsi négliger la dynamique propre du capteur et considérer la valeur donnée par celui-ci comme étant la température du fil (sans déphasage).

4.2 Identification des paramètres

L'équation de la chaleur introduit quatre nouveaux paramètres : ρ_a, ρ_m, h et c_v. Les valeurs numériques fournies dans la littérature ainsi que celles données par les fournisseurs sont en général très approximatives voire inexactes. En outre, la valeur de ces paramètres est conditionnée par plusieurs facteurs, notamment par les conditions d'élaboration du matériau (procédé thermo-mécanique, composition du matériau) et les conditions d'expérimentation. Pour ces raisons, nous proposons une méthode pour la détermination de ces différents paramètres.

Nous avons besoin de connaître, dans un premier temps, les résistivités intrinsèques de la phase austénitique et de la phase martensitique désignées respectivement par ρ_a et ρ_m (équation 90). Ces deux valeurs sont obtenues tout simplement par une mesure de résistivité du matériau. La figure III.35 représente l'évolution de la résistivité du matériau pour un échelon de courant permettant d'avoir une transformation de phase M→A complète.

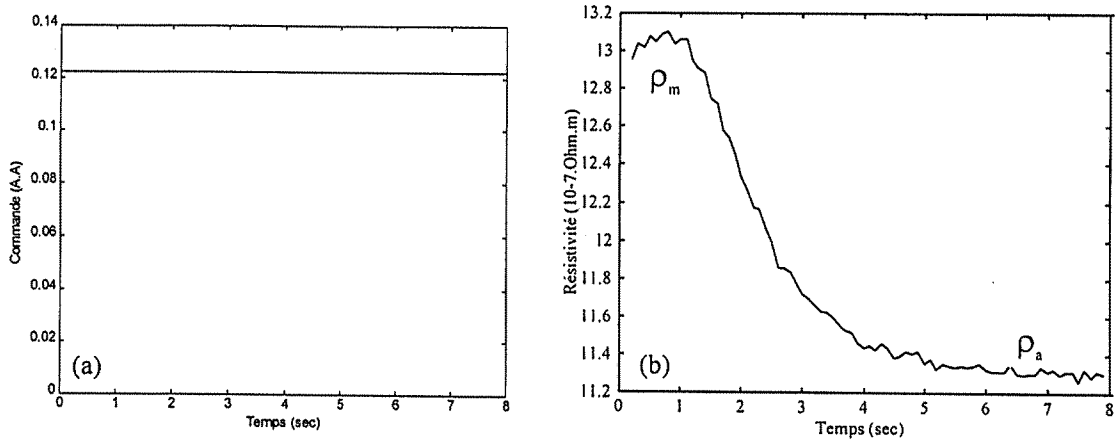


Figure III.35 Commande appliquée (a) et évolution de la résistivité du matériau pour une transition de phase complète (b)

A partir de cette courbe, la détermination de ρ_a et ρ_m est immédiate.

Pour déterminer le coefficient de convection naturelle h, on considère l'équation (90). En régime permanent ($\dot{T} = 0$), cette équation s'écrit :

$$\frac{4h}{d}(T - T_a) = \frac{16\rho_e}{\pi^2 d^4} i^2 \qquad (97)$$

On a ainsi une relation linéaire entre $T - T_a$ et $\rho_e i^2$. En mesurant la variation de température et la résistivité électrique correspondante pour un courant i donnée, il est possible de déterminer h par une simple régression linéaire. Le tableau III.4, donné ci-dessous, regroupe les différentes valeurs numériques nécessaires à l'identification de h.

i (A)	0	0,1	0,14	0,17	0,2	0,22	0,24
V (v)	0	0,48	0,68	0,85	0,96	1,08	1,19
$T-T_a$	0	8,5	16,5	23	29	36	42

Tableau III.4 Valeurs expérimentales

Si on trace l'évolution de $T - T_a$ en fonction $\rho_e i^2$, nous obtenons une relation linéaire (figure III.36).

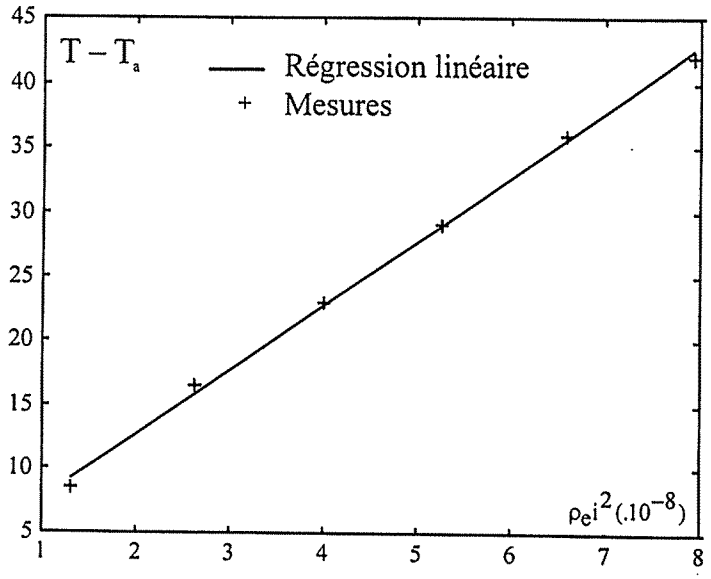


Figure III.36 Détermination du coefficient de convection naturelle

Si on désigne par δ la pente de la droite, l'expression de h est alors donnée par :

$$h = \frac{4}{\pi^2 d^3 \delta} \tag{98}$$

Numériquement, nous obtenons $h = 214\ W.Kg^{-1}.°C^{-1}$.

Si on considère, à présent, le cas où le courant électrique appliqué est relativement faible de telle sorte qu'aucune transition de phase ne puisse avoir lieu (simple chauffage et refroidissement du matériau), l'équation (90) devient une équation différentielle linéaire du premier ordre:

$$\rho c_v \dot{T} + \frac{4h}{d}(T - T_a) = \frac{16\rho_e}{\pi^2 d^4} i^2 \qquad \text{où} \qquad \rho_e = \rho_m \tag{99}$$

En écrivant cette équation sous une forme "standard" en automatique, c'est à dire en faisant apparaître le gain statique G et la constante de temps τ, nous avons :

$$\tau \Delta\dot{T} + \Delta T = G i^2 \tag{100}$$

$$\text{où :} \quad \Delta T = T - T_a \quad , \quad \tau = \frac{\rho_e d c_v}{4h} \quad , \quad G = \frac{4\rho_e}{\pi^2 d^3 h} \tag{101}$$

Dans le cas d'une commande échantillonnée (avec bloqueur d'ordre zéro), le modèle continu précédent doit être mis sous forme récurrente, qui est :

$$\Delta T(k) = -a\Delta T(k-1) + bu(k-1) \qquad (102)$$

avec $a = -e^{-\frac{T_e}{\tau}}$, $b = G(1-e^{-\frac{T_e}{\tau}})$, $u = i^2$ (103)

T_e correspond à la période d'échantillonnage et k est l'instant d'échantillonnage. a et b sont obtenues à partir d'une méthode d'identification paramétrique sous Matlab (modèle ARMA) utilisant l'algorithme des moindres carrés. L'entrée souvent appropriée à ce type d'identification est une séquence binaire pseudoaléatoire désignée par SBPA. On rappelle que les SBPA sont des successions d'impulsions rectangulaires modulées en largeur, qui approximent un bruit blanc discret et donc qui ont un contenu riche en fréquence. Elles s'appellent pseudoaléatoires car elles sont caractérisées par une longueur de séquence à l'intérieur de laquelle les variations de la largeur des impulsions varient aléatoirement, mais sur un grand intervalle de temps, elles sont périodiques. La période de la séquence étant définie par la longueur (nombre de bits) de la séquence. On construit une SBPA par un registre à décalage. Les caractéristiques de la SBPA utilisée sont données ci-dessous :

Valeur maximale de i^2 : 0,03 A^2
Valeur minimale de i^2 : 0 A^2
Période d'échantillonnage : 0,1 sec
longueur de la séquence : 1020 sec (soit 17 mn)

Remarque : le dimensionnement de la SBPA doit permettre d'avoir au moins une impulsion dont la durée est supérieure au temps de réponse du système pour identifier correctement le gain statique.

La figure III.37a représente le signal de commande $(u(t) = i(t)^2)$ pour $0 \le t \le 50$ s. La figure III.37b représente l'évolution de la température mesurée et la température simulée à partir de l'équation (100).

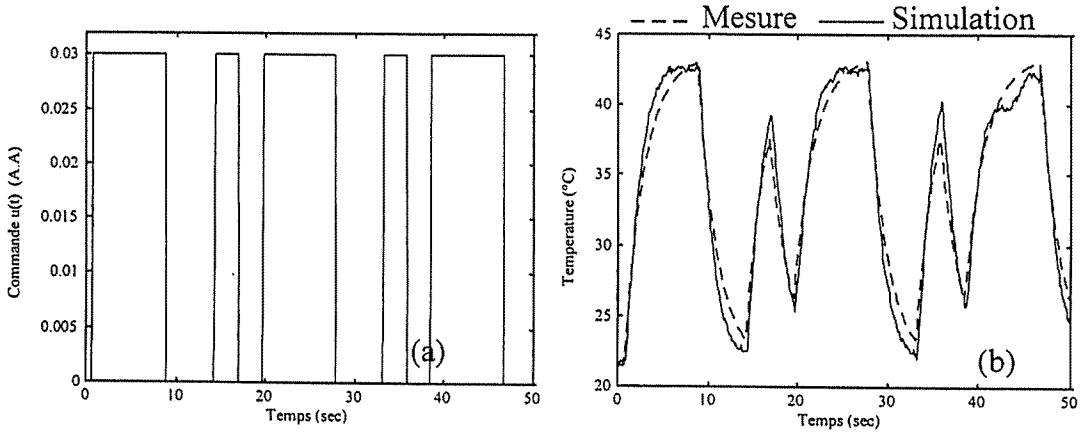


Figure III.37 Commande appliquée (a) et température mesurée et simulée (b)

Une fois l'identification de a et b effectuée, la valeur de c_v est donnée par la relation suivante :

$$c_v = \frac{4T_e h}{\rho_e d \ln(-a)} \tag{104}$$

Par ailleurs, il est possible, à partir de l'identification de b, de calculer la valeur du coefficient de convection h puisque nous avons la relation :

$$h = \frac{4\rho_e(1-a)}{\pi^2 d^3 b} \tag{105}$$

Le calcul de h par cette méthode peut permettre une comparaison avec la valeur déjà obtenue et juger ainsi la fiabilité des valeurs de a et b. A partir de la relation (105), on trouve $h = 207\ W.Kg^{-1}.°C^{-1}$. Par conséquent, cette valeur permet de valider l'identification des paramètres h et c_v.

Le tableau III.5 regroupe les différentes valeurs numériques suite à l'identification des paramètres pour un fil AMF de NiTi de 150 µm de diamètre.

d (mm)	$h(W/m^2°C)$	$c_v(J/Kg°C)$	$\rho_a(10^{-7}\Omega m)$	$\rho_m(10^{-7}\Omega m)$
0,15	214	1886	11,32	12,95

Tableau III.5 Valeurs numériques obtenues pour le fil de 0,15 mm de diamètre

Remarque : il semble nécessaire de procéder à une ré-identification de certains paramètres physiques pour des systèmes de faibles dimensions. Par exemple, des essais de caractérisation mécanique (pour la détermination du module d'Young)

sur des matériaux en faibles dimensions montrent que les constantes mécaniques sont très différentes de celles obtenues pour des dimensions plus grandes [SER-97]. Pour les transferts de chaleur, il semble aussi nécessaire de réexaminer la valeur du coefficient de convection h ainsi que la capacité calorifique du matériau, valeurs qui sont généralement données dans la littérature pour des systèmes dont les dimensions sont beaucoup plus grandes que celles utilisées pour nos essais. Si on utilise les différentes relations qui donnent les nombres de Nusselt, Rayleigh et Prandtl [PEI-98], il est possible de connaître l'influence des dimensions du système sur la valeur du coefficient de convection naturelle. Ainsi, dans le cas d'un long cylindre, ces relations s'écrivent :

$$\overline{Nu}_D = \left(0.06 + \frac{0.387 Ra_D^{1/6}}{[1+(0.559/Pr)^{9/16}]^{8/27}}\right)^2 \quad \text{pour } 10^{-5} < Ra_D < 10^{12} \qquad (106)$$

où : $\overline{Nu}_D = \dfrac{hd}{k}$ et $Ra_D = \dfrac{g\beta(T_{surf} - T_{env})D^3}{\nu\alpha}$ (107)

$\overline{Nu}_D$, Ra_D et Pr sont respectivement les nombres de Nusselt, Rayleigh et Prandtl. En utilisant les valeurs numériques données dans [PEI-98], la relation (108) traduit l'influence du diamètre du cylindre sur le coefficient de convection naturelle h :

$$h = \left(2{,}68 + \frac{0{,}11}{\sqrt{d}}\right)^2 \qquad (108)$$

Si on représente l'évolution de h en fonction de d en échelle logarithmique (figure III.38), on constate que la valeur de h est constante lorsque d devient grand ; en revanche, lorsque d décroît, on a une évolution significative du coefficient de convection naturelle.

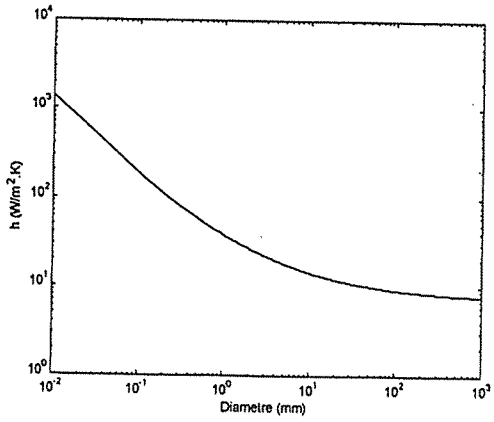


Figure III.38 Effet du facteur d'échelle sur la valeur de h

Les mesures effectuées sur un fil de NiTi de 38 µm de diamètre donnent une valeur de 386 $W.m^{-2}K^{-1}$ pour h. Cette valeur confirme l'hypothèse de l'influence d'une réduction des dimensions du système sur la valeur numérique de certaines grandeurs physiques.

4.3. Résultats expérimentaux et simulations

Les essais expérimentaux présentés ci-dessous sont effectués sur les même dispositifs expérimentaux que ceux décrits dans la première partie de ce chapitre (paragraphes 4.2.2 et 4.2.3).

4.3.1 Comportement à contrainte constante

Les conditions expérimentales sont les suivantes : le fil AMF supporte une masse constante et il est initialement à la température ambiante, ce qui correspond à la phase martensitique. L'application de cette masse entraîne l'orientation d'une partie de la martensite autoaccommodante. Pour un créneau i^2 d'amplitude maximale 0,1225 A^2 et d'amplitude minimale nulle, on mesure le déplacement de la charge m et la température du fil AMF pour les valeurs suivante de la contrainte : $\sigma = 122$ MPa, $\sigma = 144$ MPa et $\sigma = 166$ MPa.

Sur les figures III.39 à III.44 (à l'exception de la figure III.42), les traits continus correspondent à la simulation et les traits discontinus sont relatifs aux valeurs expérimentales. Pour ces simulations, le module d'Young de l'AMF est, dans un premier temps, pris constant.

Notons que le capteur de température permet de visualiser les températures A_s^σ et M_s^σ.

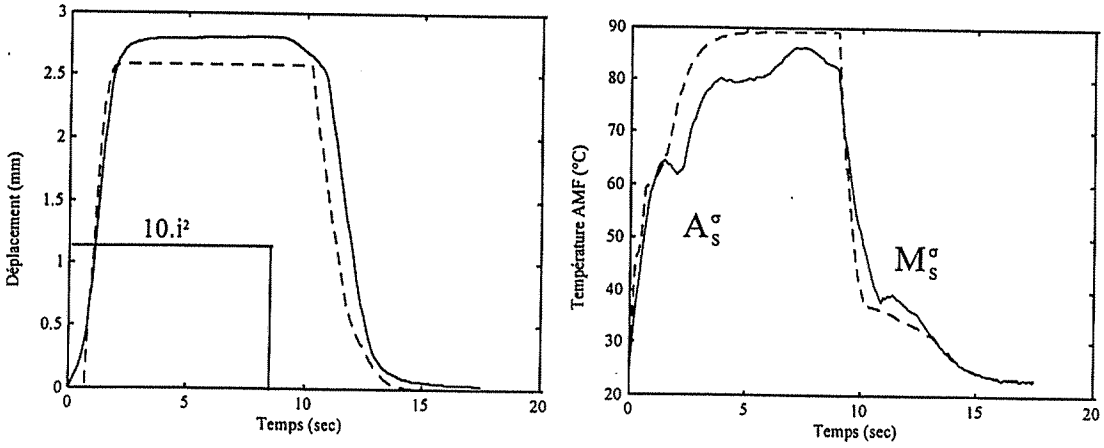


Figure III.39 Déplacement (a) et température (b) pour $\sigma = 122$ MPa

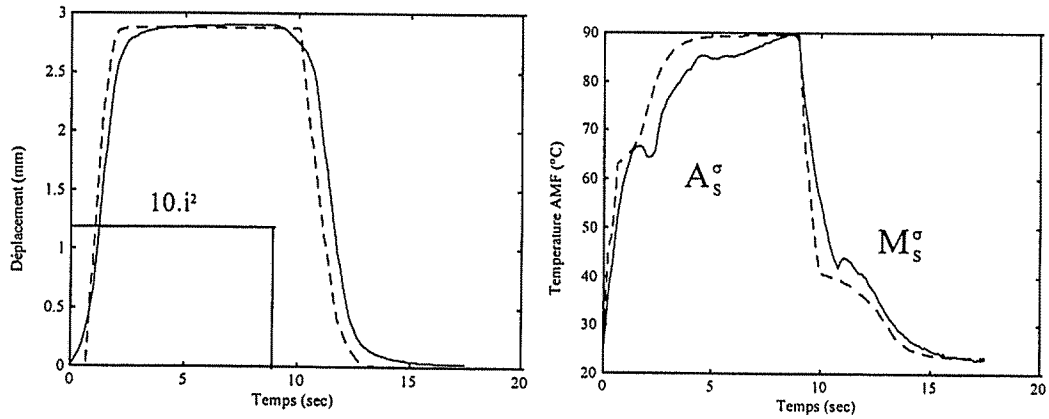


Figure III.40 Déplacement (a) et température (b) pour $\sigma = 144$ MPa

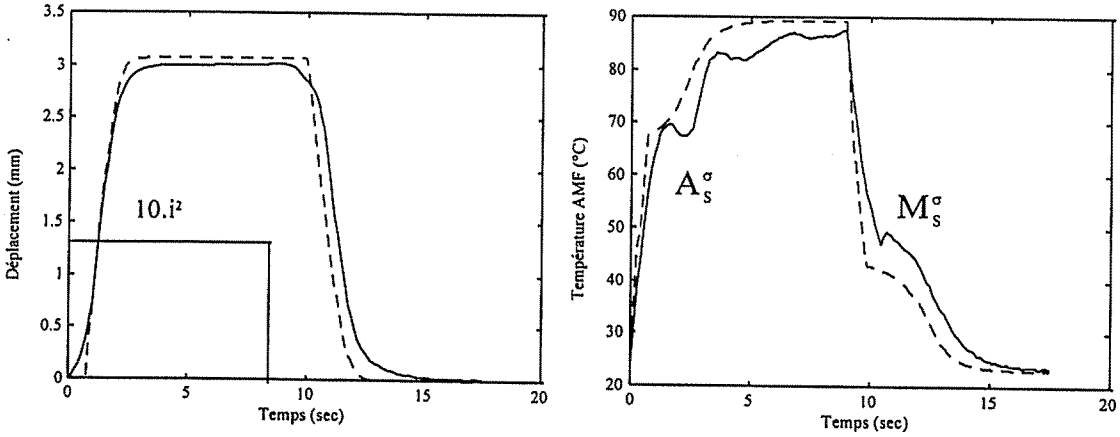


Figure III.41 Déplacement (a) et température (b) pour $\sigma = 166$ MPa

Ces résultats sont obtenus pour une entrée permettant d'avoir une transformation de phase complète. Pour simuler le comportement du matériau pour des transitions de phase partielles (boucles partielles) et pour des chargements cycliques, on applique une entrée i^2 de type SBPA que nous avons représentée sur la figure III.42.

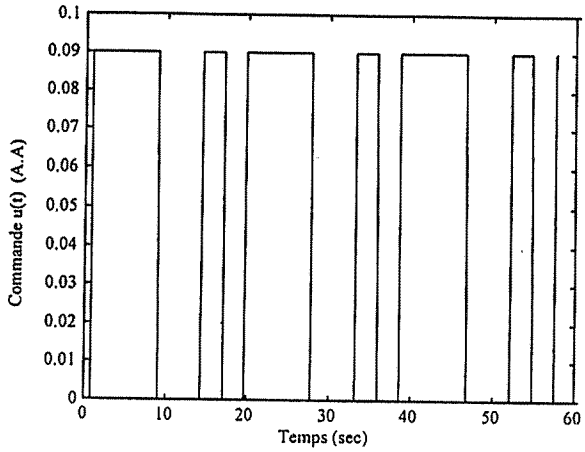


Figure III.42 Commande appliquée de type SBPA.

La figure III.43 correspond au cas où le module d'Young de l'AMF est considéré constant et la figure III.44 correspond au cas où il est fonction de la température.

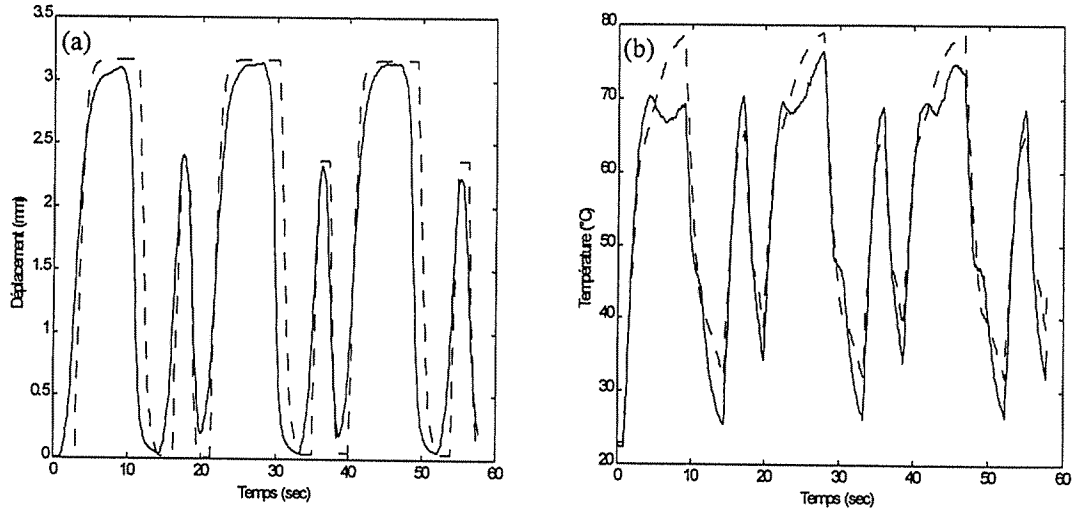


Figure III.43 Déplacement (a) et température (b) pour $\sigma = 166$ MPa et E=cste

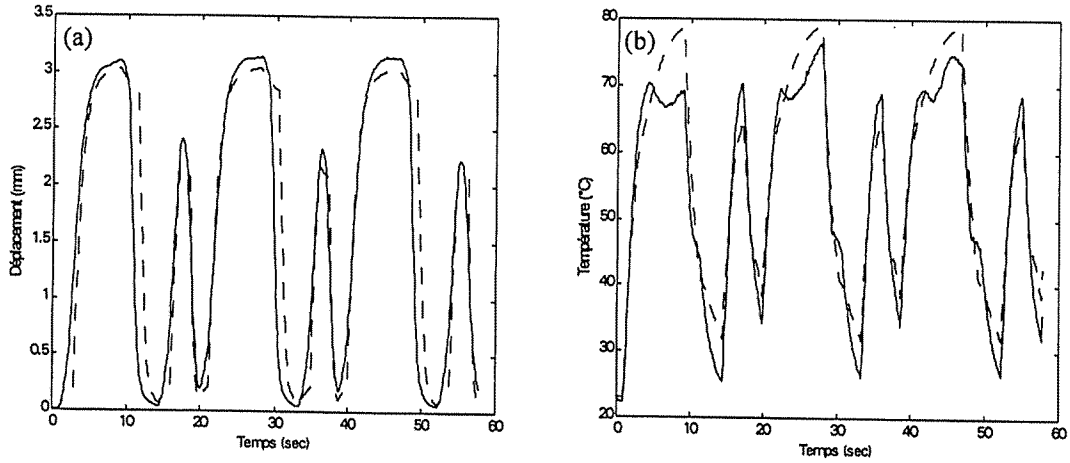


Figure III.44 Déplacement (a) et température (b) pour $\sigma = 166$ MPa et E=E(T)

Si on calcule l'erreur quadratique e sur l'estimation de la position sur n pas d'échantillonnage, définie par :

$$e = \frac{1}{n}\sqrt{\sum_{k=1}^{n}(y(k) - \hat{y}(k))^2} \qquad (109)$$

nous obtenons les erreurs suivantes (tableau III.6) pour ces deux cas de figure :

$E=E_M$	E=E(T)
0,028	0,021

Tableau III.6 Erreurs sur l'estimation de la position

On peut noter que la prise en compte d'une variation du module d'Young en fonction de la température améliore la modélisation.

4.3.2 Comportement à déformation imposée

Les différents résultats expérimentaux et les simulations correspondantes présentées ci-dessous sont obtenus pour ε_0=0,66 % et ε_0=1,33 %. Sur les figures III.45, III.46 et III.47, les traits continus correspondent aux valeurs expérimentales et les traits discontinus correspondent aux simulations. Pour ces simulations, nous avons utilisé les valeurs numériques données dans le tableau III.3.

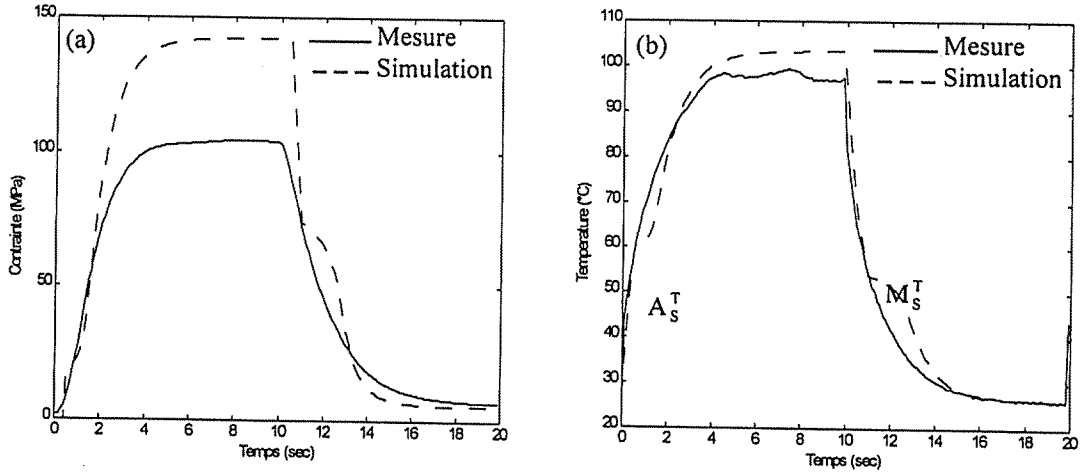


Figure III.45 Evolution de la contrainte (a) et de la température (b) pour ε_0=0,66 %

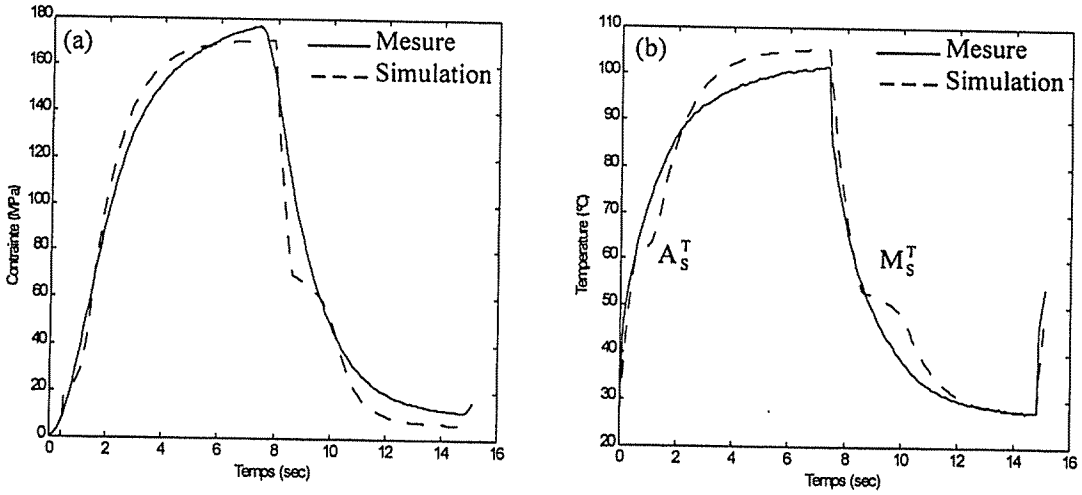


Figure III.46 Evolution de la contrainte (a) et de la température (b) pour ε_0=1.,3 %.

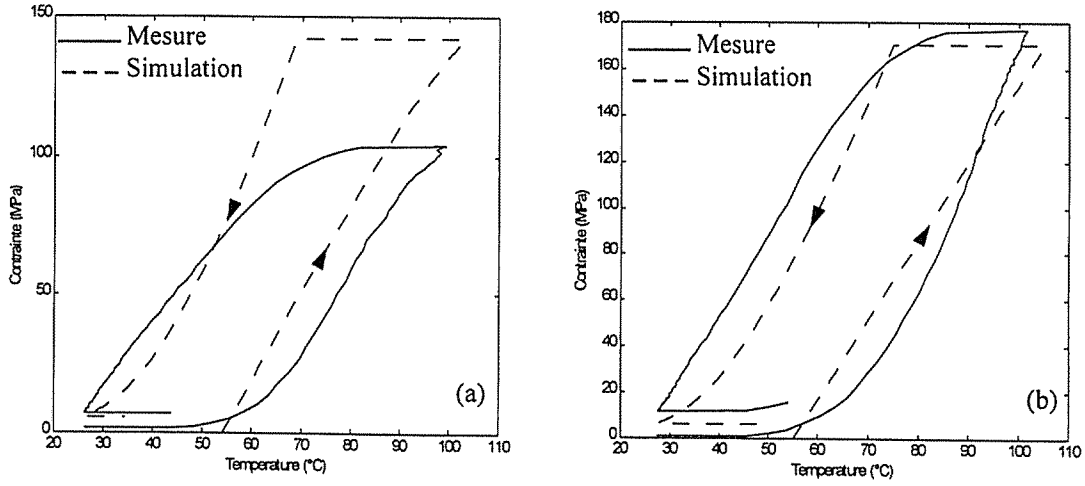


Figure III.47 Courbes contrainte température pour ε_0=0,66 % (a) et ε_0=1,33 % (b)

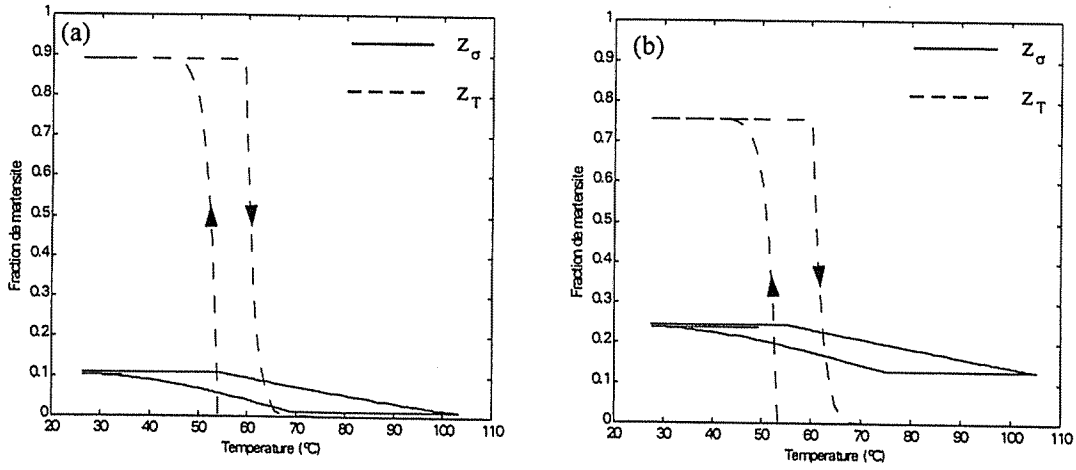


Figure III.48 Evolution des fractions de martensite pour ε_0=0.66 % (a) et pour ε_0=1.33 % (b)

4.4 Remarques et discussions

Pour les essais à contrainte constante, les résultats de simulation sont cohérents avec les valeurs expérimentales (figures III.39, III.40 et III.41). La prise en compte des boucles partielles (figures III.43 et III.44) à partir de la ligne d'équilibre thermodynamique instable $\pi_\sigma^f = 0$ est aussi satisfaisante. Par ailleurs, il est possible d'observer et de mesurer sur les courbes III.39b, III.40b et III.41b, les températures de début de transition de phase sous contrainte désignées par A_s^σ et M_s^σ (figure III.49). Celles-ci sont reporter sur le diagramme d'état (T,σ) de la figure III.49 sur lequel on peut constater une relation linéaire entre ces températures mesurées et la contrainte appliquée.

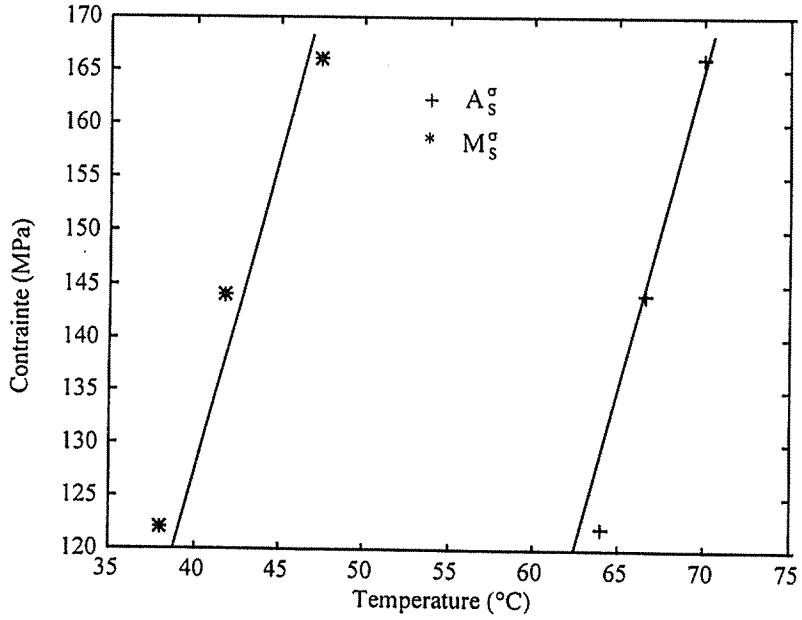


Figure III.49 Mesure de A_s^σ et M_s^σ à partir des courbes représentant l'évolution de la température

A_s^σ correspond à la température de début de transition de phase $M^\sigma \rightarrow A$. Celle-ci s'accompagne d'une absorption de chaleur lors du chauffage du matériau due au caractère endothermique de la transformation de phase $M^\sigma \rightarrow A$. De même, M_s^σ correspond à la température de début de transformation de phase $A \rightarrow M^\sigma$. Cette transition de phase s'accompagne d'un dégagement de chaleur lors du refroidissement du matériau du au caractère exothermique de la transition de phase $A \rightarrow M^\sigma$. Nous pouvons remarquer que ces effets thermiques, qui sont intrinsèques à la transformation de phase, pénalisent les performances dynamiques de ces actionneurs : pour la phase de chauffage, la chaleur latente produit un refroidissement interne du matériau et pour la phase de refroidissement, elle produit l'effet inverse (réchauffement du matériau). Ces effets ont étés soulignés par Bhattacharyya et al. [BHA-95], Brinson et al. [BRI-96]. Dans [BHA-95], les effets relatifs à la transformation de phase sur la température ont été observés expérimentalement et sont similaires à ceux que nous avons observés. Cependant, les auteurs attribuent ces effets à une modification de la capacité calorifique du matériau qu'ils considèrent comme fonction de la température, ce qui est tout à fait discutable. Dans la description thermomécanique qui a été exposée, le choix de la forme de l'énergie libre de Helmholtz Φ et de "l'énergie de configuration entre les phases" $\Delta\Phi$ permettent de mettre en évidence de façon cohérente, dans l'équation de la chaleur, les différents effets thermomécaniques induits par la transformation martensitique.

Pour les essais à déformation imposée, les résultats de simulation relatifs à l'amplitude de la contrainte développée par l'actionneur (figures III.45a et III.46a) sont cohérents avec les mesures expérimentales. En ce qui concerne l'évolution de la température, on observe quelques différences entre les mesures et les simulations. Sur les figures III.45b et III.46b, les températures A_s^T et M_s^T sont relatives à la fraction de martensite autoaccommodante et correspondent respectivement aux températures de début de transition de phase $M^T \rightarrow A$ et $A \rightarrow M^T$. Rappelons que pour ces essais, les conditions initiales sont telles que la fraction de martensite autoaccommodante est majoritaire (faible prédéformation de l'AMF). Les réponses simulées permettent de rendre compte du caractère endothermique ou exothermique de la transition de phase. En revanche, pour les essais expérimentaux, on n'observe pas de tels effets. Des essais supplémentaires avec de telles conditions s'avèrent nécessaires.

5. Conclusion

L'étude du comportement dynamique des AMF à travers des essais anisothermes à contrainte constante et à déformation imposée a permis de dégager plusieurs résultats intéressants et a apporté une meilleure compréhension du comportement dynamique de ces matériaux, notamment lorsqu'ils sont soumis à des vitesses de sollicitation importantes. Dans un premier temps, les résultats ont permis de constater une indépendance du comportement thermomécanique vis à vis de la vitesse d'évolution de la température (l'influence de $\dot{T}$ est négligeable). Ceci est en parfait accord avec le fait que la transition de phase dans les alliages à mémoire de forme s'effectue à la vitesse du son dans les métaux. Par ailleurs, nous avons pu constater, au moins pour les essais anisothermes à contrainte constante, que le caractère endothermique ou exothermique de la transformation de phase dans les alliages à mémoire de forme joue un rôle important sur le comportement dynamique. En effet, le caractère endothermique ou exothermique de la transformation de phase pénalise le comportement dynamique des actionneurs AMF par un refroidissement interne de celui-ci lors du chauffage et un réchauffement interne lors du refroidissement. Au niveau de l'étude théorique, le modèle que nous venons de présenter permet de prédire la réponse du matériau dans l'espace (contrainte, déformation, température). Les résultats de simulation sont pour la plupart en accord avec les essais mécaniques correspondants.

L'étape suivante de ce travail et qui s'est logiquement imposée, concerne l'étude des caractéristiques et des performances des actionneurs AMF. En effet, pour être en mesure d'utiliser convenablement un actionneur AMF (dimensionnement et performances), il est nécessaire de disposer d'un certain nombre de données pour connaître leurs possibilités (course, densité d'énergie) et leurs limites (temps de réponse, rendement). Ceci sera abordé dans le premier paragraphe du chapitre suivant, où nous verrons que l'utilisation d'un capteur de température peut permettre d'améliorer les performances dynamiques de ces actionneurs par une boucle interne de température ainsi qu'une utilisation plus sûre de l'actionneur.

Bibliographie du chapitre III

[BAR-92] Barrère, R. ; Cours de Mathématiques destiné aux élèves de première année de l'ENSMM, 1992

[BEN-97] Benzaoui, H., Lexcellent, C., Chaillet, N., Lang, B., Bourjault, A. ; "Experimental and theoritical study of a shape memory alloy wire actuator", International Journal of Intelligent Material Systems and Structures, Vol. 8, No. 7, pp. 619-629, 1997

[BHA-95] Bhattacharyya, A., Lagoudas, DC., Wang, Y., Kinra, V.K. ; "On the role of thermoelectric heat transfer in the design of SMA actuators : theorical modeling and experiment", Smart Materials and Structures, Vol. 4, pp. 199-217, 1995

[BO-94] Bo, Z., Lagoudas, D.C. ; "Comparison of different thermodynamic models for shape memory alloys", Adaptative structure and Composite Materials, Analysis and applications, ASME, vol. 54, pp. 9-19, 1994

[BOU-94] Bourbon, G. ; "Contribution à l'étude du comportement cyclique isotherme et anisotherme des alliages à mémoire de forme", Thèse de l'Université de Franche-Comté, No. 410, 1994

[BOY-93] Boyd, J.G., Lagoudas, D.C. ; "A thermodynamically based constitutive model for the SME due to transformation and reorientation, Plasticity 93, Proceedings of the fourth International Symposium on Plasticity and its Current Applications, pp. 19-23, 1993

[BRI-93] Brinson, C. ; "One dimensionnal constitutive behavior of shape memory alloys : thermomechanical derivation with non-constant functions and redefined martensite internal variable", Journal of Intelligent material Systems and structures ,Vol. 4, pp. 163-204, 1993

[BRI-96] Brinson, C., Bekker, A., Hwang, S. ; "Deformation of a shape memory alloy due to thermo-induced transformation", International Journal of Intelligent Materials Systems and Structures, Vol. 7, pp. 97-107, 1996

[CON-90] Contardo, L., Guenin, G. ; "Training and two way memory effect in CuZnAL alloy", Acta Metal. Mater., Vol.38, No. 7, pp. 1267-1272, 1990

[GOO-95] Goo, B.C. ; "Modélisation micromécanique du comportement thermo-mécanique d'alliages à mémoire de forme monocristallins et polycristallins", Thèse de l'université de Franche Comté, No. 491, 1995

[HUO-93] Huo, Y., Muller, I. ; "Nonequilibrium thermodynamics of pseudoelasticity", Continuum Mech. Thermodyn., Vol. 5, pp. 163-204, 1993

[IKU-89] Ikuta, K. ; "Shape memory alloy micro/macro miniature actuator", Technical Meeting Micromachining and Micromechatronics, pp 77-86, 1989

[KOS-59] Kostinen, D.P., Marburger, R.E. ; "A general equation prescribing the extend of the austenite-martensite transformation in pure iron-carbon alloys and plain carbon steels", Acta. Met., Vol. 7, pp. 59-60, 1959

[TAN-86] Tanaka, K. ; "A thermomechanical sketch of shape memory effect : one dimensional tensile behavior", Res. Mech., pp. 251-263, 1986

[MUL-91] Müller, I., Xu, H. ; "On the pseudoelastic hysteresis", Acta. Met. Mater., 39, pp. 263-271, 1991

[RAN-94] Raniecki, B., Lexcellent, C. ; "R_L-models of pseudoelasticity and their specifications for some shape memory alloys", Eur. J. Mech. A/Solids, 13, 1, pp. 21-50, 1994

[RAN-92] Raniecki, B., Lexcellent, C. Tanaka, K. ; "Thermodynamic models of pseudoelastic behavior of shape memory alloys," Arch. Mech., 44, 3, pp. 261-284, 1992

[MAN-93] Manach, P.Y., Favier, D. ; "Origin of the two way memory effect in TiNi shape memory alloys", Scripta Mettalurgica et Materiala, Vol. 28, pp. 1417-1421, 1993

[LAG-96] Lagoudas, D.C., Bo, Z., Bhattacharyya, A. ; "A thermodynamic constitutive model for gradual phase transformation of SMA materials", proceeding of the SPIE Conference, 1996

[LEC-96] Leclercq, S., Lexcellent, C. ; "A general macroscopic description of the thermomechanical behavior of shape memory alloys", Journal of Mechanic and Physic of Solids, 44, 6:953-980, 1996

[LEM-82] Lemaitre, J., Chaboche, J.L. ; "Mécanique des matériaux solides", Editions Dunod, 1982

[LEX-95] Lexcellent, C. ; "Comportement mécanique des matériaux solides", cours destiné aux élèves de 3ème année des options mécanique et matériaux de l'ENSMM, 1995

[LEX-96] Lexcellent, C., Benzaoui, H., Leclercq, S., Bourjault, A. ; "Experimental and theoritical study of a tentacle element made of a flexure pivot structure and a shape memory alloy actuator wire", Proc. of the 3rd France-Japan Congress and 1st Europe-Asia Congress on Mechatronics, pp. 566-570, Besançon, France, 1-3 octobre, 1996

[LEX-95] Lexcellent, C., Licht, C., Goo, B.C. ; "Stress rate on the pseudoelastic behavior of CuZnAl single cristal ", Journal de Physique, colloque C8, suplément au journal III, vol. 5, pp. 883-888, 1995

[LIN-96] Lin, P., Tobushi, H., Tanaka, K., Hattori, T., Ikai, A. ; "Influence of strain rate on deformation properties of TiNi shape memory alloy", JSME International Journal, Serie A, Vol. 39, No 1, pp. 117-123, 1996

[PAT-92] Patoor, E., Benssalah, M.O., Eberhardt, A., Berveiller, M. ; "Micromechanical aspects of shape memory behavior", Proceeding of the international Conference on Martensitic Transformations (ICOMAT-92), California, ed. by C. M. Wayman and J. Perkings, 401, 1992

[PAT-94] Patoor, E., Eberhardt, A., Berveiller, M. ; "Micromechanical modelling of superelasticity in shape memory alloys", Pitman Research Notes in Mathematics series, Vol. 296, pp. 38-54, 1994

[PAT-90] Patoor, E., Berveiller, M. ; "Technologie des alliages à mémoire de forme", Editions Hermes, 1990

[PEI-98] Peirs, J., Reynaerts, D., Van Brussel, H. ; "Scale effects and thermal considerations for micro-actuators", Proceedings of the IEEE International Conference on Robotics & Automation", pp. 1516-1521, 1998

[ROG-93] Rogueda-Berriet, C. ; "Modélisation thermomécanique du comportement pseudoélastique des alliages à mémoire de forme", Thèse de l'Université de Franche-Comté, No. 336, 1993

[SER-97] Sergent, A. ; "Caractérisation mécanique de films minces par essais de flexion", Thèse de l'Université de Franche-Comté, 1997

[TOB-95] Tobushi, H., Lin, P., Hattori, T., Makita, M. ; " Cyclic deformation of TiNi shape memory alloy", JSME International Journal, Serie A, Vol. 38, No. 1, pp 57-67, 1995

[TRO-97] Troisfontaine, N. ; Conception et contrôle de micro-actionneurs à alliage à mémoire de forme (AMF), thèse de l'université Pierre et Marie Curie, 1997

[VAC-91] Vacher, P., Lexcellent, C. ; "Study of pseudoelastic behavior of polycristalline shape memoy alloys by resistivity measurements and acoustic emission", Proceedings of ICM VI Kyoto, Vol. 3, pp. 231-236, 1991

Chapitre IV

Etude des actionneurs en alliage à mémoire de forme

1. Introduction

Avant d'aborder les problèmes de commande des actionneurs AMF, il nous a semblé nécessaire de fournir un certain nombre de caractéristiques sur ces actionneurs : course, densité volumique d'énergie, rendement, temps de réponse. Cette étude, proposée au paragraphe 2, permet ainsi de mieux cerner les possibilités des actionneurs AMF (course, densité d'énergie) mais aussi leurs limites (temps de réponse) et peut faciliter leur dimensionnement.

2. Quelques caractéristiques des actionneurs AMF

2.1 Course

Les essais de traction isotherme dans le domaine pseudoélastique donnent une déformation uniaxiale maximale voisine de 6 % pour les polycristaux de NiTi sous l'effet d'un chargement uniquement mécanique. Sous l'effet de la température et de la contrainte, la déformation du matériau est conditionnée par la formation de martensite orientée induite initialement par l'application d'une contrainte mécanique en phase martensitique. La figure IV.1 représente l'évolution de la déformation mesurée lors d'un cycle complet de chauffage/refroidissement pour différents niveaux de contrainte imposée pour une transformation A↔M complète.

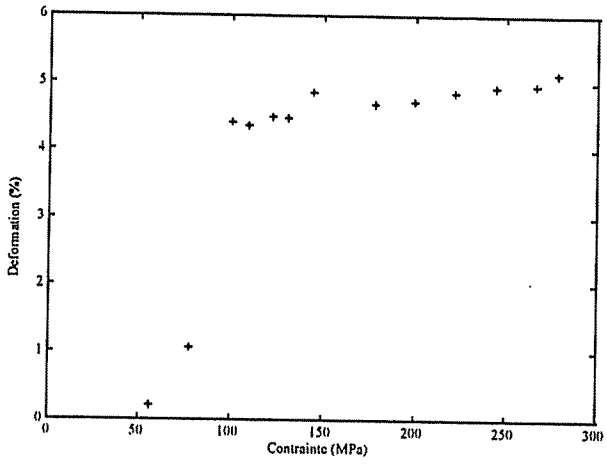


Figure IV.1 Evolution de la déformation en fonction du niveau de contrainte imposée

Ainsi, la déformation uniaxiale maximale que l'on peut obtenir au chauffage, avec un niveau de contrainte " raisonnable", peut atteindre 5 %. A partir de la déformation du matériau, l'expression analytique du déplacement uniaxial de l'actionneur AMF de longueur L est donnée par la relation suivante :

$$y = L\frac{\beta\sigma}{E_M}\Delta T + \gamma L(z_\sigma^0 - z_\sigma) \tag{109}$$

z_σ^0 est la fraction de martensite orientée initiale induite par l'application de la contrainte ou par la déformation initiale de l'actionneur.

Le terme $L\beta\sigma\Delta T / E_M$ correspond au déplacement obtenu lors du chauffage dû à une augmentation du module d'Young du matériau avec la température (ce qui correspond à une variation de la déformation élastique du matériau).

2.2 Densité de travail

Le travail mécanique produit par l'actionneur est, par définition, égal à :

$$W = \int_{(L)} F dL = \int_{(L)} \sigma SL \frac{dL}{L} = SL \int_{(L)} \sigma d\varepsilon = V \int_{(L)} \sigma d\varepsilon \tag{110}$$

où L, S et $V = SL$ sont respectivement la longueur, la section et le volume de l'AMF que l'on suppose constants au cour de la transformation de phase. Si on se place à contrainte constante, nous obtenons :

$$W = V\sigma\varepsilon \tag{111}$$

Sous cette condition, l'expression de la densité volumique d'énergie (énergie par unité de volume) devient :

$$w = \frac{dW}{dV} = \sigma\varepsilon \tag{112}$$

La figure IV.2 représente l'évolution de la densité d'énergie en fonction du niveau de contrainte imposée.

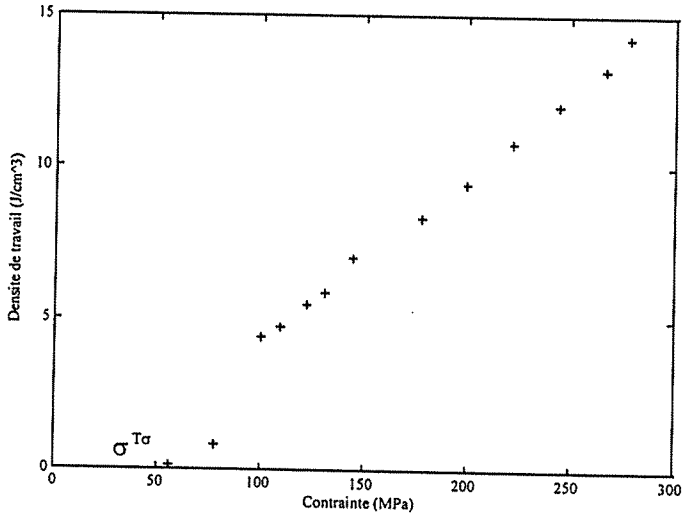


Figure IV.2 Densité volumique d'énergie

Sur la figure IV.2, la contrainte $\sigma^{T\sigma}$ correspond à la contrainte seuil de début de réorientation des plaquettes de martensite autoaccommodantes (voir paragraphe 4.2.2 dans la première partie du chapitre III).

2.3 Rendement énergétique

De manière à mettre en évidence le rendement intrinsèque de l'actionneur AMF, c'est à dire le rendement de la partie propre à la conversion de l'énergie thermique utile (désignée par le terme e_c) en énergie mécanique (notée e_m), nous considérons les deux sous-systèmes représentés en figure IV.3. Le premier sous-système correspond au chauffage et il est caractérisé par le rendement η_1. Le second sous-système, qui est caractérisé par le rendement η_2, correspond à la conversion de l'énergie thermique utile par le matériau en énergie mécanique développée lors de la transformation de phase $M^{\sigma} \rightarrow A$.

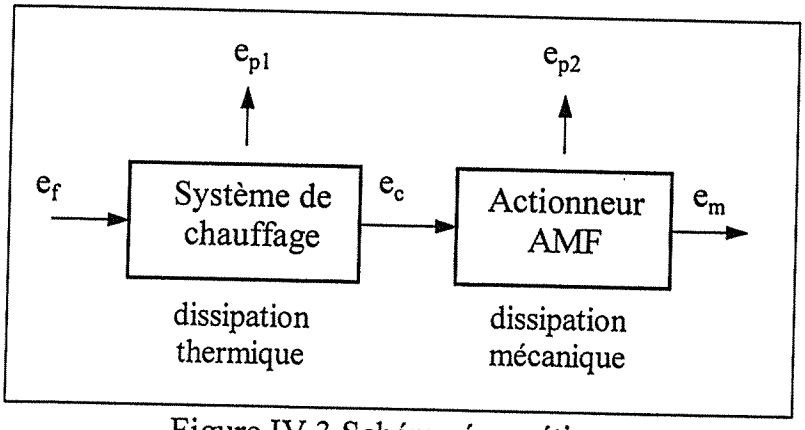


Figure IV.3 Schéma énergétique

Sur la figure III.3, e_f, e_c, e_m, e_{p1} et e_{p2} représentent respectivement la densité d'énergie électrique fournie au système, la densité d'énergie utile à l'actionneur, la densité d'énergie mécanique produite, la densité d'énergie perdue par convection et la densité d'énergie correspondant à la dissipation mécanique (perdue lors de la transformation de phase). Le rendement global η du système est alors défini par :

$$\eta = \frac{e_m}{e_f} = \frac{e_c}{e_f} \cdot \frac{e_m}{e_c} = \eta_1 . \eta_2 \tag{113}$$

Les expressions de e_f, e_c, e_m, e_{p1} et e_{p2} sont obtenues en intégrant, par rapport au temps, l'équation de la chaleur (expression 88). Cette expression est rappelée ci-dessous :

$$\rho c_v \dot{T} + \frac{4h}{d}(T - T_a) + \rho \Phi_{it}^m (z_T \dot{z}_\sigma + z_\sigma \dot{z}_T) + \rho \dot{z}(1-2z)\Phi_{it} - \rho \dot{z} \Delta u^* - \sigma \gamma \dot{z}_\sigma - T\frac{dE}{dT}\varepsilon^e \dot{\varepsilon}^e = \frac{16\rho_e}{\pi^2 d^4} i^2 \tag{114}$$

En intégrant cette équation, nous obtenons l'expression suivante :

$$\rho c_v (T - T_a) + \rho \Phi_{it}^m (z_T z_\sigma - z_\sigma^0 z_T^0) + \rho z(1-z)\Phi_{it} + \rho(1-z)\Delta u^* + \int_0^t -T\frac{dE}{dT}\varepsilon^e \dot{\varepsilon}^e d\tau + \int_0^t -\sigma \gamma \dot{z}_\sigma d\tau + \int_0^t \frac{4h}{d}(T - T_a) d\tau = \frac{16}{\pi^2 d^4}\int_0^t \rho_e i^2 d\tau \tag{115}$$

Les densités d'énergie volumiques e_f, e_c, e_m, e_{p1} et e_{p2} sont alors définies par :

$$e_f = \frac{16}{\pi^2 d^4}\int_0^t \rho_e i^2 d\tau \tag{116a}$$

$$e_m = \int_0^t -(\sigma \gamma \dot{z}_\sigma + T\frac{dE}{dT}\varepsilon^e \dot{\varepsilon}^e) d\tau \tag{116b}$$

$$e_{p1} = \int_0^t \frac{4h}{d}(T - T_a) d\tau \tag{116c}$$

$$e_c = e_f - e_{p1} \tag{116d}$$

$$e_m = e_c - e_{p2} \tag{116e}$$

Les figures IV.4a et IV.4b donnent un ordre de grandeur des densités d'énergie mises en jeu pour un fil AMF soumis à une contrainte constante de 144 MPa dont le chauffage est obtenu par effet Joule par un échelon de courant d'amplitude 0,30 A. La figure IV.4a correspond à une comparaison entre la densité d'énergie e_f

mesurée et théorique (expression 116a) et la figure IV.4b correspond aux différentes énergies mises en jeu (bilan énergétique).

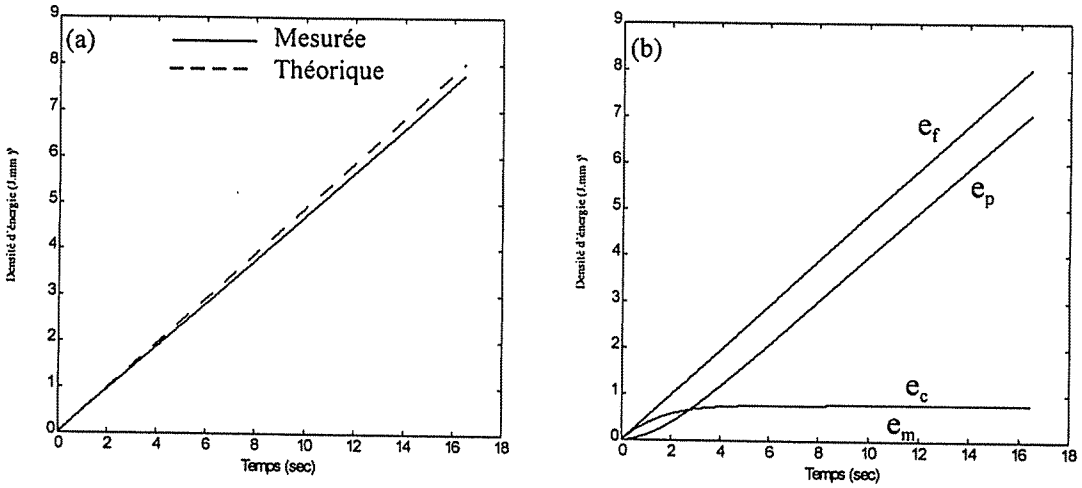


Figure IV.4 Evolution de la densité d'énergie fournie (a) et bilan énergétique (b)

Si on se place toujours à contrainte constante, les expressions des rendements η_1 et η_2 sont respectivement égales à :

$$\eta_1 = \frac{e_c}{e_f} = 1 - \frac{\frac{4h}{d}\int_0^t (T - T_a)d\tau}{\frac{16}{\pi^2 d^4}\int_0^t \rho_e i^2 d\tau} \tag{117}$$

$$\eta_2 = \frac{e_m}{e_c} \approx \frac{\sigma\gamma(z_\sigma^0 - z_\sigma)}{\frac{16}{\pi^2 d^4}\int_0^t \rho_e i^2 d\tau - \frac{4h}{d}\int_0^t (T - T_a)d\tau} \tag{118}$$

Les figures IV.5a et IV.5b représentent les évolutions des rendements η_1 et η_2 dans les mêmes conditions que celles décrites précédemment.

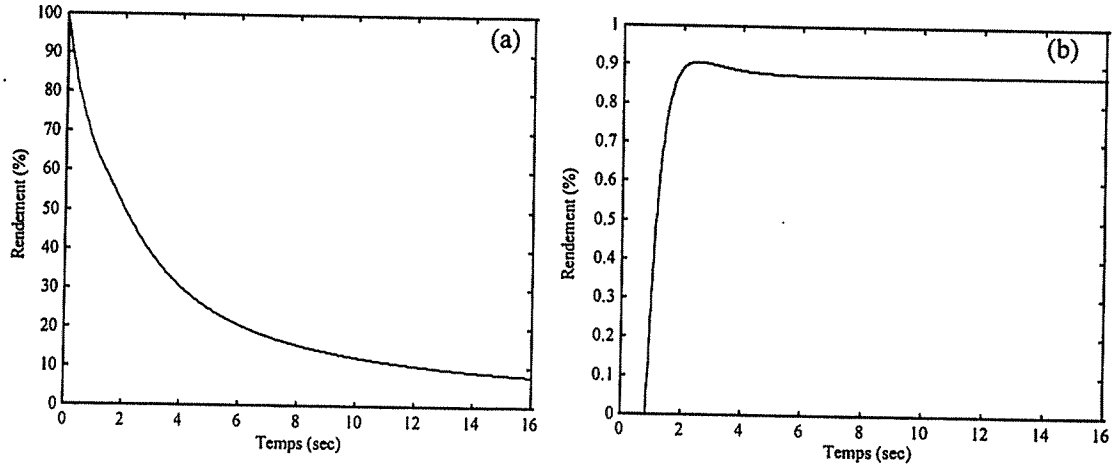


Figure IV.5 Evolution des rendements η_1 (a) et η_2 (b)

En conclusion de cette étude énergétique, nous pouvons souligner les points suivants :

(i) le rendement global η et le rendement intrinsèque η_2 sont extrêmement faibles (inférieurs respectivement à 0.5 % et 0,9 % ; voir figure IV.6b). Les pertes par convection sont très importantes (supérieures à 90 % en régime permanent ; voir figure IV.6a).
(ii) une amélioration du rendement global peut être obtenue par une amélioration du rendement η_1 (rendement du système de chauffage). Dans un premier temps, une maîtrise de la température de l'actionneur peut permettre d'améliorer η_1. En effet, un chauffage à une température supérieure à la température de fin de transformation de phase austénitique A_F^σ est inutile car la transformation de phase $M^\sigma \rightarrow A$ est complète. A cette température, chauffer davantage n'apporte donc plus de déformation supplémentaire. Par conséquent, en limitant judicieusement la température de l'actionneur à A_F^σ, nous pouvons réduire la consommation électrique. Les figures IV.6a et IV.6b représentent respectivement l'évolution des rendements η_1 et η_2 et η en fonction de la température.

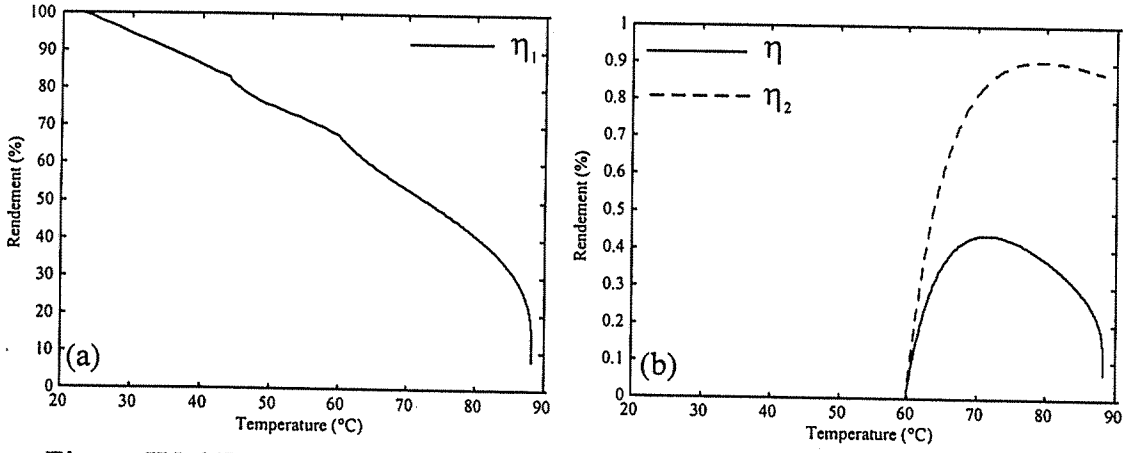


Figure IV.6 Evolution de η_1 (a) et η_2 et η (b) en fonction de la température

Pour une contrainte égale à 144 MPa, A_F^σ se situe autour de 80 °C ce qui correspond à un rendement de l'ordre de 40 % pour le système de chauffage.

Dans un second temps, des modes de chauffage autres que le passage d'un courant continu dans le matériau AMF peuvent être envisagés. Le chauffage par courant électrique dans le fil est très facile à mettre en oeuvre mais ce mode de chauffage est "gourmand" en courant. Ainsi, le premier mode de chauffage qui peut être envisagé nécessite la réalisation d'un dépôt métallique (figure IV.7) sur l'alliage à mémoire de forme (dépôt de cuivre par exemple) et le chauffage du matériau est obtenu par conduction de chaleur.

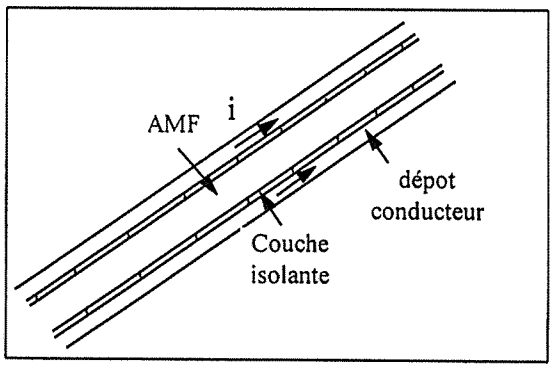


Figure IV.7 Chauffage de l'actionneur AMF obtenu par conduction

Cette méthode nécessite l'utilisation d'une couche isolante entre le fil AMF et le dépôt métallique. La résistance électrique du dépôt métallique étant bien plus élevée que celle du fil AMF, il faut alors fournir un courant électrique plus faible pour une même puissance électrique.
Le second mode de chauffage qui peut être envisagé est basé sur l'utilisation d'un courant électrique haute fréquence [DYM-97]. Son principe est de diminuer l'intensité du courant électrique en tirant profit de l'effet de peau dans le matériau car lorsque la fréquence du signal électrique augmente, l'épaisseur de peau diminue et de ce fait, la résistance électrique augmente.
Les premiers essais, relativement difficiles à mettre en oeuvre, n'ont pas permis d'obtenir pour l'instant des résultats concluants sur ces deux modes de chauffage. Ces deux études prospectives sont à approfondir de manière à déterminer dans quelle mesure ces deux modes de chauffage peuvent permettre une amélioration de la transmission de puissance au matériau.

2.4 Temps de réponse

Le temps de réponse des actionneurs AMF est de l'ordre de la seconde pour une amplitude de déplacement maximale et lorsque le refroidissement est obtenu par convection naturelle (figure IV.8). Cette valeur est très importante, notamment par rapport aux actionneurs piézoélectriques ou magnétostrictifs dont le temps de réponse est de quelques millisecondes. Cette valeur importante réduit le domaine d'application de ces actionneurs. Par exemple, pour le contrôle de vibrations des pâles d'un hélicoptère, on exige une bande passante de l'ordre de 40 Hz [LAG-97] pour une utilisation correcte des AMF

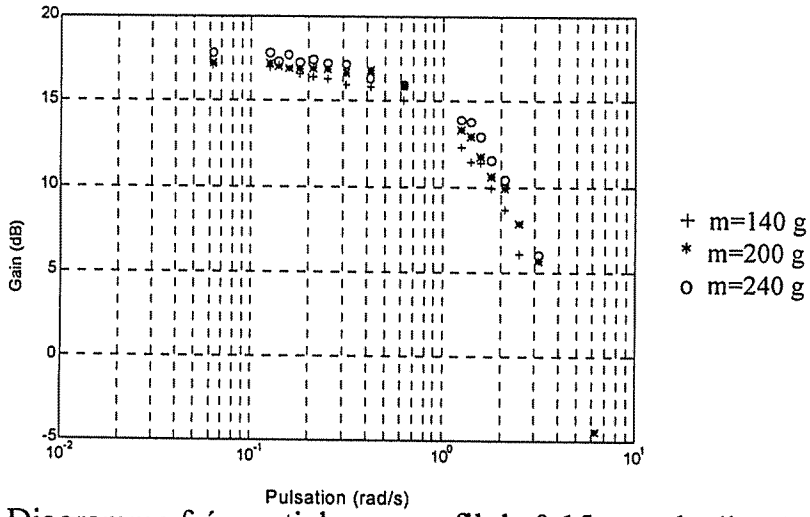


Figure IV.8 Diagramme fréquentiel pour un fil de 0,15 mm de diamètre pour différentes masses m

Le temps de réponse des actionneurs AMF étant directement lié à la vitesse à laquelle leur température évolue, une amélioration de ce temps de réponse peut être obtenue en augmentant la vitesse de transmission de puissance thermique au matériau. Ainsi, pour le chauffage, des courants électriques de grande intensité doivent par exemple être appliqués tout en évitant de surchauffer l'actionneur. Nous verrons, à ce sujet, que l'utilisation d'une boucle interne de température permettra d'améliorer le temps de réponse de ces actionneurs. Pour le refroidissement, la diminution du temps de réponse est plus difficile à obtenir car le refroidissement par convection naturelle est le mode le plus simple à mettre en oeuvre mais aussi le plus lent. Une première solution consisterait à utiliser plusieurs éléments en parallèle de manière à augmenter la surface en contact avec l'extérieur, ce qui permet d'accélérer la vitesse de refroidissement. Par ailleurs, d'autres solutions peuvent être mises en oeuvre telles la convection forcée [NAK-95], l'utilisation de circuits de refroidissement [KUR-91] ou l'effet Peltier [TRA-92][BHA-95][LAG-97]. La figure suivante (d'après [BHA-95]) donne une comparaison des temps de réponses obtenus respectivement pour un refroidissement par convection naturelle, par convection forcée et par effet Peltier.

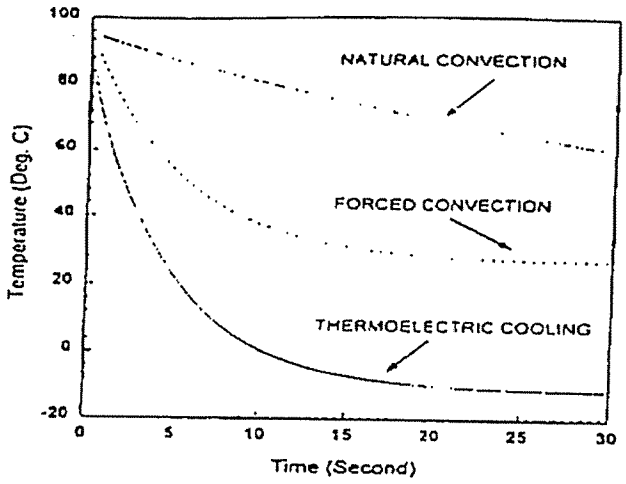


Figure IV.9 Comparaison de différents modes de refroidissement

Le refroidissement par effet Peltier (transfert thermoélectrique) fait l'objet d'une attention toute particulière au LAB/LMARC ainsi que de la part de Bhattacharyya et Lagoudas [BHA-95], Lagoudas et al. [LAG-97] et ce mode de refroidissement semble très intéressant pour les actionneurs AMF. D'une part, il présente les meilleures performances dynamiques (refroidissement le plus rapide); d'autre part, d'un point de vue technologique, il semble qu'il soit possible de déposer des jonctions de tellure de bismuth (dopées N et P) directement sur l'AMF. Ceci peut permettre par la suite la réalisation d'un microactionneur intégré car l'utilisation de systèmes de ventilation ou d'autres types de convection forcée ne semblent pas être des solutions compatibles avec les contraintes dimensionnelles imposées.

2.5 Conclusion

Le tableau IV.1 regroupe les différentes caractéristiques concernant les alliages à mémoire de forme ainsi que les caractéristiques de plusieurs autres microactionneurs. Les valeurs en "***italique***" correspondent à celles que nous avons obtenues ; les données relatives aux autres principes de microactionnement sont issues de [KOR-98].

types d'actionneurs	ε_{max} (%)	σ_{max} (MPa)	w_{max} (J/cm^3)	η_{max} (%)	temps réponse
Magnétostrictifs	0,2	70	0,025	60	(qq ms)
Piézoélectriques céramiques (PZT)	0,2	110	0,1	> 90	(qq ms)
Polymères (PVDF)	0,1	4,8	0,0024	90	(qq ms)
Electro-magnétiques	0,1	50	0,025	> 90	(qq ms)
AMF	***6***	***>200***	***>15***	***< 1***	***(s)***
Dilatation thermique	1	78	0.4	< 10	(s)
Muscles naturels	> 40	0,35	0,07	> 35	(< s)

Tableau IV.1 Comparaison des caractéristiques de plusieurs microactionneurs

Les AMF présentent donc les meilleures caractéristiques en ce qui concerne la déformation, la contrainte développée et la densité d'énergie. En revanche, le rendement est très faible et le temps de réponse est relativement important. Cependant, d'après les remarques précédentes, la connaissance en temps réel de la température est intéressante :

(i) la transformation de phase étant complète au dessus de la température de fin transformation austénitique notée A_F^σ, un chauffage au dessus de cette température est inutile car il augmente inutilement la consommation électrique ainsi que le temps de réponse pour la phase de refroidissement sans générer d'énergie mécanique supplémentaire.

(ii) le temps de réponse des actionneurs AMF dépend de la vitesse à laquelle la température évolue. Par conséquent en considérant la température comme grandeur de commande et non le courant, il est possible d'améliorer le temps de réponse pour la phase de chauffage. En effet, à partir de la connaissance de la température, il est possible d'appliquer des courants d'intensité importante sans endommager l'actionneur.

(iii) La mesure de la température permet une utilisation plus sûre des AMF en évitant, par exemple, par des chauffages excessifs, la création de précipités (stabilisation de la martensite). La formation de précipités peut conduire à une réduction de l'amplitude voire à la perte de l'effet mémoire de forme.

Ainsi, nous verrons que l'utilisation d'une boucle interne de température permettra d'améliorer le comportement des actionneurs.

3. Etat de l'art sur la commande des actionneurs AMF

3.1 Problématique

La grande majorité des recherches sur les AMF concernent essentiellement leurs propriétés thermomécaniques. Peu de travaux, en revanche, ont été menés à ce jour pour étudier la commande en position ou en effort impliquant des actionneurs AMF. En effet, le comportement fortement non linéaire (comportement hystérétique) de ces actionneurs rend difficile l'élaboration de lois de commande appropriées avec des garanties suffisantes de stabilité et de robustesse.

Remarque : la robustesse qualifie en général l'aptitude d'un correcteur ou d'une loi de commande à tolérer les désadaptations existant entre le modèle et le processus. La mesure de la robustesse se fait généralement par le biais d'études de sensibilité et par l'application de critères de stabilité.

D'une manière générale, le problème de la commande conduit à satisfaire les propriétés suivantes pour le système physique :

(i) stabilité du système commandé,
(ii) bonnes performances en régulation et en poursuite,
(iii) robustesse de la commande vis à vis des possibles évolutions du système et (ou) de l'environnent,
(iv) robustesse de la commande vis à vis des erreurs de modélisation,
(v) faibles sensibilités aux bruits et perturbations et bon rejet des perturbations basse fréquence.

Dans le cas d'un système linéaire, de nombreuses méthodes sont développées et permettent, à partir d'un modèle du système, d'imposer les performances désirées en boucle fermée (stabilité, précision et temps de réponse). Dans le cas de systèmes non linéaires, la synthèse d'une loi de commande peut s'avérer plus délicate. Pour la commande des actionneurs AMF, deux approches très différentes dans leur conception ont été étudiées. La première approche est fondée sur des méthodes qui ont la particularité de ne pas nécessiter de connaissances a priori du système physique. Ces méthodes sont intéressantes car elle conviennent aux systèmes non linéaires, incertains ou variables dans le temps et sont robustes notamment vis à vis des possibles évolutions du système

(variations paramétriques ou perturbations). La seconde approche est classique car elle fait appel à une représentation du système. La synthèse des différentes méthodes trouvées dans les travaux de recherche menés sur ce sujet sont énoncées dans ce qui suit.

3.2 Commande sans modèle explicite

L'intérêt de telles méthodes est qu'elles sont robustes et qu'elles garantissent la stabilité asymptotique du système. Parmi ces méthodes, on citera la commande à structure variable ou commande en mode glissant ("sliding mode control" en anglais), la commande par réseaux de neurones et la commande par régulateurs flous (commande floue).

3.2.1 Commande à structure variable [RAC-96]

La commande à structure variable ou commande en mode glissant se caractérise principalement par des propriétés de robustesse tout à fait exceptionnelles notamment vis à vis des variations paramétriques du système. Le concept de la commande à structure variable est aisé à comprendre : on considère le système dynamique suivant :

$$\dot{x} = f(x,u) \tag{119}$$

On considère une surface S définie par l'équation est S(x)=0. Si on considère l'application scalaire :

$$v(x) = \frac{1}{2}(S(x))^2 \tag{120}$$

il vient par dérivation : $\dot{v}(x) = \dot{S}(x).S(x)$ (121)

La commande à structure variable consiste, dans sa forme la plus simple à choisir u de façon à obtenir $\dot{v}(x) < 0$ en prenant $u = u_m$ ou $u = u_M$, soit $\dot{S}(x) < 0$ si $S(x) > 0$ et $\dot{S}(x) > 0$ si $S(x) < 0$.

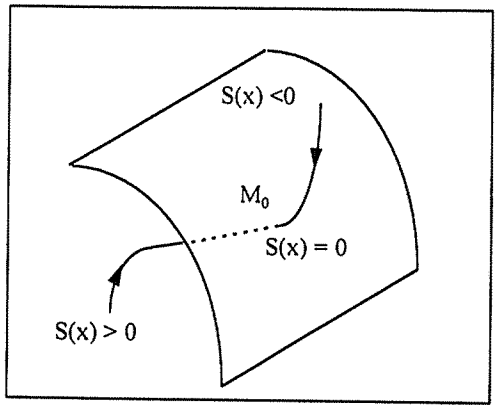


Figure IV.10 Surface de commutation S.

On peut montrer que dans ce cas, après un temps variable suivant les conditions initiales, l'évolution du processus se fera sur la surface S(x)=0 qui définira à partir de cet instant le comportement du système bouclé. Lorsqu'il y a régime de glissement, la dynamique du système bouclé est indépendante de la loi de commande qui n'a pour but que de maintenir les conditions de glissement , c'est à dire l'attractivité de la surface de commutation S. Notons que la commande appliquée au processus est fondamentalement discontinue.

Cette méthode a été mise en oeuvre par Choi et Cheong [CHO-96] pour le contrôle de vibration d'une poutre d'aluminium utilisant des d'actionneurs AMF (fils de NiTi). Brièvement, L'équation de la surface de commutation dans le plan de phase (e_1,e_2), est donnée par :

$$S(e_1, e_2) = e_2 + c_0 e_1 \qquad (122)$$

La surface de commutation est ici une droite de commutation où e_1 correspond à l'erreur par rapport à la position de repos de la poutre et e_2 correspond à la dérivée de l'erreur ($e_2 = \dot{e}_1$). Ceci est illustré sur la figure IV.11.

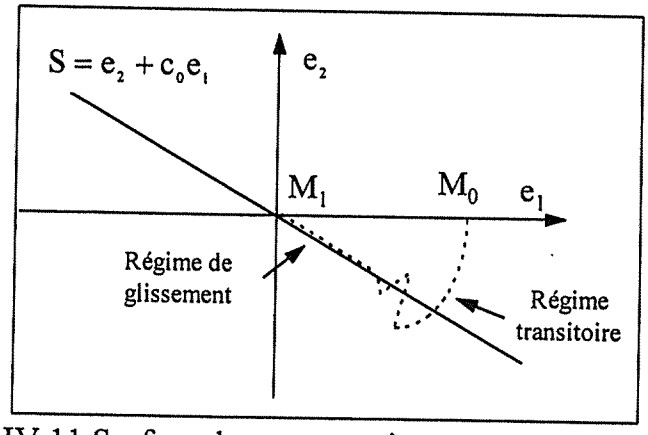


Figure IV.11 Surface de commutation et trajectoire de phase

A partir du choix de la surface de commutation, le schéma fonctionnel de la commande en mode glissant est donné ci-dessous (figure IV.12) :

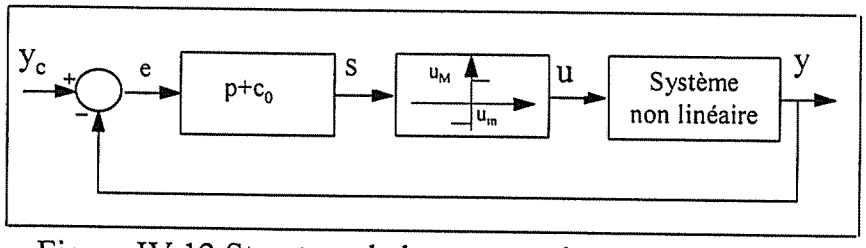


Figure IV.12 Structure de la commande en mode glissant

Les résultats obtenus sont intéressants car la méthode peut être facilement mise en œuvre et offre des propriétés remarquables de robustesse.
Cette méthode a aussi été mise en oeuvre par Grant et Hayward [GRA-97]. Les résultats obtenus montrent que cette méthode peut être une bonne alternative lorsque le comportement du système dynamique est fortement non linéaire. En contrepartie, en l'absence de modèle, les performances du système ne sont pas maîtrisées pendant le régime transitoire. Pour certains systèmes, les phénomènes de battement haute fréquence entre u_m et u_M peuvent induire un comportement indésirable (excitation de modes propres). Pour cela, la commande appliquée peut être rendue linéaire au voisinage de la surface de commutation.

3.2.2 Commande par réseaux de neurones [RAC-96]

De nombreuses méthodes de commande de processus par réseau utilisent la notion d'identification, ou plus simplement la notion d'imitation de processus. C'est une opération au cours de laquelle un réseau de neurones, initialisé de manière quelconque, va faire évoluer ses paramètres de manière à ce qu'il adopte le même comportement que celui d'un processus donné (figure IV.13) à partir d'un algorithme de rétropropagation.

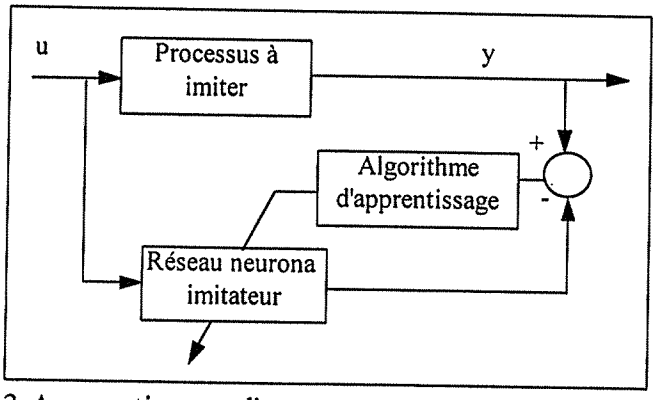


Figure IV.13 Apprentissage d'un processus par un réseau de neurones

A partir de ces propriétés d'imitation, la figure IV.14 représente un système d'apprentissage du réseau correcteur à partir des spécifications choisies pour le système bouclé qui sont données par le modèle de référence.

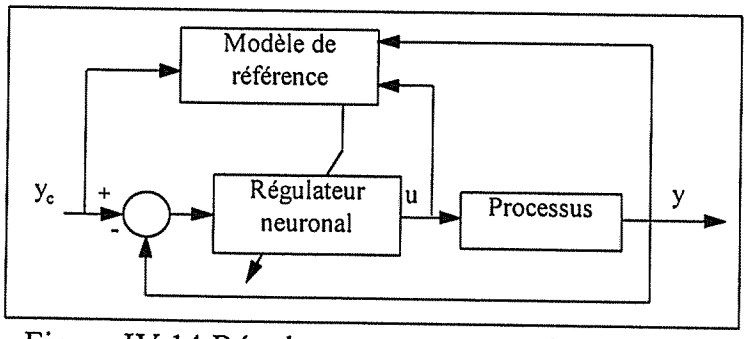


Figure IV.14 Régulateur avec apprentissage direct

Les régulateurs à base de neurones fonctionnent par apprentissage et ne sont jamais mis en œuvre directement mais initialisés avant leur utilisation, soit directement, soit à partir d'un modèle du processus. Ils possèdent par nature des facultés de généralisation et d'adaptabilité [RAC-96]. L'utilisation de réseaux de neurones (réseaux de neurones à mémoire) est suggérée par Calin et al. [CAL-96] pour l'identification du comportement de microrobots de type tentacule actionnés par plusieurs fils AMF de NiTi [CAL-98]. L'erreur quadratique entre le comportement réel et le comportement identifié est relativement faible et peut être amenée à une valeur aussi faible que l'on veut.

3.2.3 Commande par régulateurs flous [RAC-96]

Les régulateurs basés sur la mise en oeuvre de la logique floue ont rencontré ces dernières années un succès important dans une grande variété d'applications industrielles pour les systèmes incertains ou variables dans le temps. Le principe de la synthèse de régulateurs flous a été initialisé par Zadeh en 1973 [ZAD-73]. Il consiste en la synthèse de la loi de commande d'un processus à partir de règles usuellement proposées par un expert et qui permettent de définir des actions à réaliser dans des situations données. Chaque règle correspond à une classe de situations et un mécanisme d'interpolation permet de déterminer la commande exacte à mettre en oeuvre en fonction du degré d'appartenance de la situation considérée aux divers classes de situations envisageables.

Remarque : Parmi les trois techniques venant d'être exposées, la commande à structure variable (ou commande en mode glissant) est très intéressante pour sa simplicité et ses propriétés de robustesse. Néanmoins, il convient de remarquer

que la robustesse se fait en général au détriment des performances, et les différentes méthodes que nous venons d'exposer peuvent présenter moins d'intérêt lorsqu'on est capable de définir un modèle du processus (modèle de comportement ou modèle de connaissance), même si celui-ci est un modèle approché, mais dans des limites qu'il est tout de même toujours souhaitable de connaître.

3.3 Commande avec un modèle explicite du système

3.3.1 A partir d'un modèle linéaire

La commande en position ou en effort de systèmes intégrants des actionneurs AMF a, la plupart du temps, été réalisée à partir de régulateurs séries de type PID. Pour ces systèmes, des modèles linéaires sont proposés. Ces modèles sont obtenus soit à partir de l'identification de la réponse indicielle du système par une fonction de transfert du premier ordre [HAS-84], soit à partir d'un modèle de Broïda [NAK-95] (modèle qui est le plus souvent utilisé pour modéliser en première approximation un système physique) ou à partir d'un modèle valable pour de petites variations de la grandeur de commande [KUR-86][KUR-98] (linéarisation autour d'un point de fonctionnement). Par exemple, dans [KUR-86], Kuribayashi a conçu puis développé un système millimétrique constitué de deux fils AMF montés en push-pull permettant d'entraîner un axe de rotation. Pour de petites variations de la grandeur d'entrée, les essais (σ, V) et (σ, ε) montrent que la caractéristique statique est linéaire ; les termes σ, ε et V désignant respectivement la contrainte, la déformation et la tension électrique appliquée. Le symbole Δx correspond à une variation de la grandeur x. A partir de ces observations, l'auteur développe le modèle statique suivant :

$$\Delta\sigma = \alpha\Delta\varepsilon + \beta\Delta V \tag{123}$$

A partir de cette relation statique, le comportement dynamique du système est donné par :

$$\Delta\sigma(p) = \alpha(p)\Delta\varepsilon(p) + \beta(p)\Delta V(p) \tag{124}$$

où $\alpha(p)$ et $\beta(p)$ sont des fonctions de transfert du premier ordre dont les gains statiques et les constantes de temps sont identifiés à partir d'essais expérimentaux. L'asservissement de position ou d'effort est réalisé à l'aide de régulateurs PID. Ces premiers résultats expérimentaux sont intéressants car ils montrent qu'il est

possible de commander des actionneurs AMF ou des systèmes intégrant de tels actionneurs de manière stable et relativement précise avec de simples régulateurs PID. En revanche, la synthèse des régulateurs n'est pas explicitée et la stabilité de la loi de commande n'est assurée qu'autour du point de fonctionnement.

3.3.2 Approche à partir d'un modèle non linéaire

Deux études proposent un modèle dynamique non linéaire pour décrire le comportement des actionneurs AMF. Dans [ARA-94] et [ARA-95], les auteurs proposent une loi de commande qui permet de compenser par un retour non linéaire les non linéarités du système. Dans la seconde étude, les auteurs étudient les conditions de stabilité, au sens de la norme L_2 , de systèmes intégrant de tels actionneurs à partir de l'approche de la passivité [MAD-93][MAD-94][GOR-94].

a. Compensation des non linéarités.

Arai et al. [ARA-94] proposent le modèle mathématique suivant pour modéliser le comportement dynamique d'une plaque de NiTi (actionneur) :

$$\gamma\dot{\varepsilon} + c_1(\varepsilon - \varepsilon_0) + c_2(\varepsilon - \varepsilon_0)^3 = T - T_0 - c\sigma \qquad (125)$$

où γ, c_1, c_2, T_0 et c sont des constantes et ε et σ sont respectivement la déformation et la contrainte. Les auteurs prennent en compte des effets de vitesse de chauffage et de refroidissement sur le comportement de l'actionneur. Les figures IV.15a et IV.15b représentent l'évolution de la déformation du matériau (lame de NiTi) à l'état libre de contrainte $(\sigma = 0)$ pour une vitesse de chauffage rapide et lente.

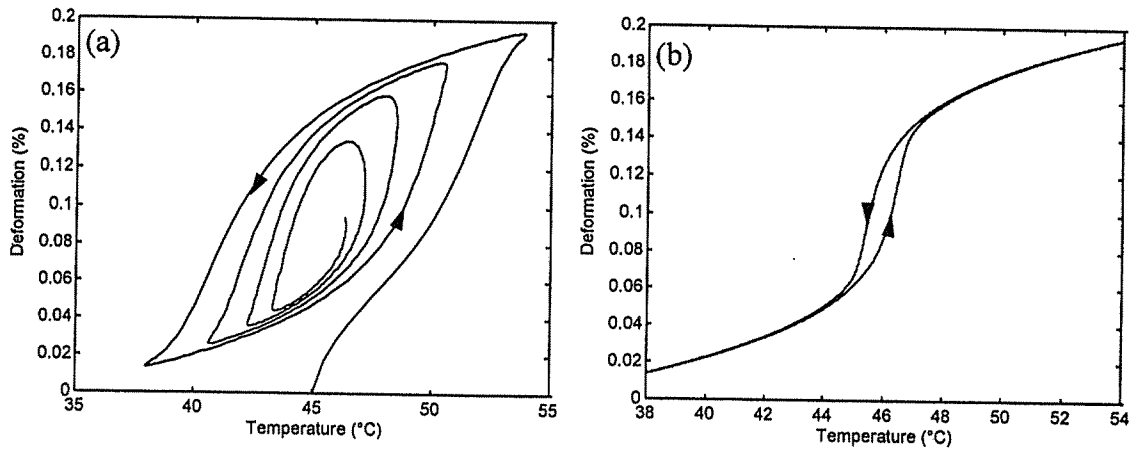


Figure IV.15 Evolution de la déformation pour une variation rapide (a) et lente (b) de la température

A partir de ce modèle dynamique, les auteurs proposent le schéma suivant (figure IV.16) pour la commande de position où ils compensent les effets non linéaires de l'actionneur de façon à obtenir un système linéaire en boucle fermée [ARA-95].

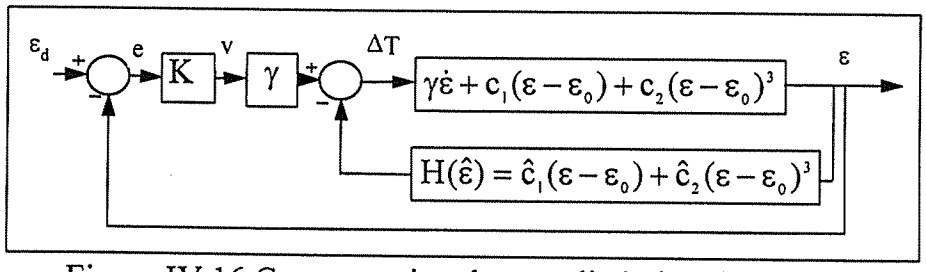


Figure IV.16 Compensation des non linéarités [ARA-95]

Cette commande garantit la stabilité asymptotique en boucle fermée du système si le modèle représente assez bien le comportement du système, car l'erreur de position définie par $e = \varepsilon_d - \varepsilon$ est donnée par :

$$\dot{e} + Ke = 0 \tag{126}$$

ce qui permet finalement d'obtenir $\varepsilon = \varepsilon_d$ lorsque l'erreur e tend vers zéro.

Cependant, plusieurs critiques peuvent être formulées quant au modèle développé et utilisé pour la modélisation du comportement thermomécanique et la commande des AMF :

(i) les auteurs considèrent un modèle viscoplastique, alors qu'il est admis que la transition de phase est quasi instantanée (elle s'effectue à la vitesse du son dans les métaux) ;

(ii) le modèle proposé ne prend pas en compte la nature hystérétique des AMF. En effet, pour une évolution quasi-statique de la température, ce qui correspond à $\dot{\varepsilon} \approx 0$, l'expression (125) devient :

$$c_1(\varepsilon - \varepsilon_0) + c_2(\varepsilon - \varepsilon_0)^3 = T - T_0 - c\sigma \tag{127}$$

ce qui est une caractéristique univoque ;

(iii) l'effet de la contrainte n'est pas pris en compte dans la loi de commande. Le rôle de la contrainte est pourtant primordial sur le comportement thermomécanique de l'actionneur AMF.

b. Stabilité à partir de l'approche de la passivité

Les travaux de Madill [MAD-93], Madill et Wang [MAD-94] et Gorbet [GOR-94] portent sur l'étude de la stabilité au sens de la norme L_2 à partir de l'approche de la passivité pour des systèmes bouclés (boucle fermée de position) intégrant des actionneurs AMF. Pour cela, les auteurs ont développé un modèle permettant de décrire dans le temps le comportement de l'actionneur pour un courant électrique donné. Le modèle initialement proposé par Madill [MAD-93] est basé sur l'approche développée par Ikuta (voir chapitre III, paragraphe 2.4). Il est constitué des points suivants :

(i) un modèle linéaire (équation différentielle du premier ordre) permet de décrire l'évolution de la température pour un chauffage obtenu par effet Joule et un refroidissement par convection naturelle,

(ii) une relation non linéaire relie la déformation à la température de l'actionneur AMF.

A partir de ce modèle, les auteurs étudient les conditions de stabilité asymptotique en boucle fermée de position du système décrit sur la figure IV.17, les correcteurs étant des régulateurs P et PI.

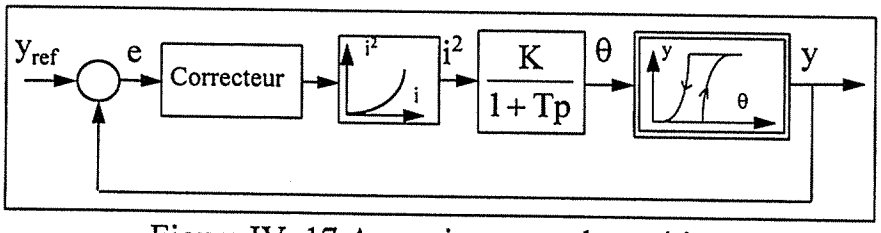


Figure IV. 17 Asservissement de position

Note : La caractéristique $y = y(\theta)$ est une caractéristique statique à réponse instantanée traduisant la relation non linéaire entre la déformation de l'actionneur AMF à la variation de température $\theta = T - T_a$, T étant la température et T_a la température de l'environnement. L'actionneur AMF est un fil supportant une masse constante.

Pour le système décrit sur la figure IV.18, les conditions de stabilité permettent de choisir le gain pour un régulateur P ou le gain et de la constante d'intégration pour un régulateur PI. Nous pouvons remarquer que ces résultats ne permettent pas d'optimiser, d'une part, le choix des paramètres de ces régulateurs ; d'autre part, ces résultats dépendent du modèle choisi qui est, rappelons le, un modèle

linéaire pour les transferts de chaleur et qui est basé sur l'approche d'Ikuta pour le comportement thermomécanique du matériau, approche qui est loin de faire l'unanimité parmi les "spécialistes" des AMF.

3.4 Conclusion

La commande d'actionneurs AMF ou de systèmes intégrant de tels d'actionneurs soulève aujourd'hui encore de sérieux problèmes de recherche. La plupart des méthodes de commande que l'on rencontre dans la littérature utilisent le plus souvent des régulateurs PID et leur synthèse n'est pas toujours explicitée. Quand ces régulateurs sont calculés convenablement, c'est à dire avec une marge de module convenable, ils peuvent présenter des propriétés de robustesse intéressantes. Dans le cas contraire, la mise en oeuvre de ces régulateurs peut poser des problèmes de stabilité, notamment si l'actionneur AMF doit évoluer dans tout son domaine de fonctionnement (ce qui sera forcément le cas pour avoir une course importante). Pour ces raisons, le modèle dynamique présenté dans le chapitre III, qui est un modèle de connaissances, peut être utilisé non seulement pour simuler le comportement des actionneurs AMF, mais aussi, si nécessaire pour la synthèse de lois de commande adéquates permettant de garantir la stabilité du système et pourquoi pas d'imposer au système les performances dynamiques que l'on souhaite obtenir. Ceci constitue le propos du chapitre V où l'utilisation de techniques de commande non linéaire basées sur la dérivation de Lie nous permettra d'élaborer une loi de commande linéarisante et stabilisante dans tout le domaine de fonctionnement de l'actionneur. Mais auparavant, nous nous intéressons dans les deux paragraphes qui suivent à l'amélioration des performances des AMF au moyen d'une commande en température et à la réalisation d'observateurs notamment pour estimer la température de l'actionneur, ce qui peut permettre de s'affranchir des capteurs correspondants.

4. Amélioration du temps de réponse des AMF

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons à l'amélioration du temps de réponse des actionneurs AMF dans le cas d'un asservissement de position. Pour cela, nous utiliserons un fil AMF soumis à une contrainte constante. Le refroidissement étant obtenu simplement par convection naturelle, nous chercherons par conséquent à améliorer la vélocité de ces actionneurs uniquement pour la phase de chauffage. Les différents asservissements sont réalisés à partir de correcteurs PID, leur réglage étant obtenu expérimentalement.

4.1 Introduction

Dans la plupart des méthodes de commande exposées dans la littérature, la grandeur de commande considérée est le courant électrique. Ainsi, de manière à limiter la température de l'actionneur AMF, le courant électrique est limité à une valeur i_{max} (figure IV.18).

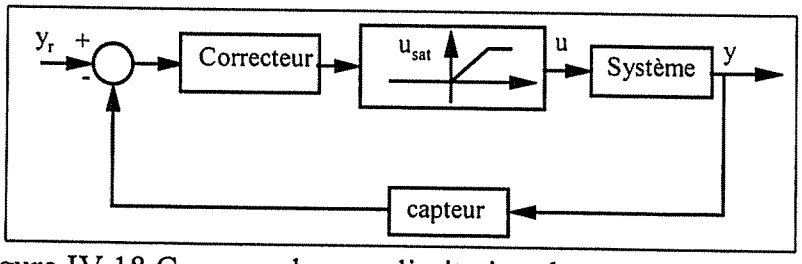


Figure IV.18 Commande avec limitation du courant électrique

Sur ce schéma, u est la commande appliquée et peut correspondre au courant électrique i ou au carré du courant électrique i^2.

Cette méthode qui consiste à limiter la valeur du courant électrique i réduit évidemment la vélocité de l'actionneur AMF car leur comportement dynamique est directement lié à la vitesse de transmission de puissance thermique au matériau. Il est donc plus intéressant d'utiliser une commande en température (boucle interne de température).

Kuribayashi [KUR-91] est, à notre connaissance, le premier à proposer l'utilisation d'un capteur de température afin d'améliorer le temps de réponse de l'actionneur AMF. Le capteur utilisé est un thermocouple de Cu-Constantan de 0,1 mm de diamètre (le plus petit thermocouple existant sur le marché) collé sur le fil AMF de 0,5 mm de diamètre. Gorbet et Russel [GOR-95] ont, quant à eux, utilisé un pyromètre pour la mesure de la température. Dans ces deux études, le capteur de température permet uniquement de conserver la température de l'actionneur inférieure à une température limite de chauffage. Au delà de cette

température, le courant appliqué est nul. Dans notre étude, l'utilisation d'un microthermocouple permet la réalisation d'une boucle interne de température. Pour limiter la température de l'actionneur, une saturation est imposée sur la température et non plus sur le courant électrique. Ainsi, l'utilisation de forts courants augmente la vitesse de chauffage. De plus, un choix judicieux consiste à prendre la température de saturation égale à la température de fin de transformation de phase austénitique A_F^σ.

4.2 boucle interne de température [BEN-98]

Le schéma fonctionnel donné sur la figure IV.19 correspond à un asservissement de température réalisé avec un régulateur PI. L'action dérivée est choisie nulle pour ne pas amplifier les bruits de mesure du capteur de température.

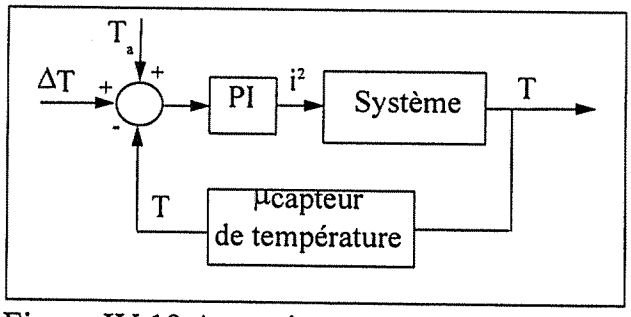


Figure IV.19 Asservissement de température

i^2 : carré du courant électrique,
T : température mesurée,
T_a : température ambiante,
ΔT : variation de température ambiante requise par rapport à la température ambiante.

Les figures IV.20a et IV.20b représentent respectivement les réponses à un échelon et à un signal triangulaire de température afin d'apprécier les performances de la boucle interne de température. Les paramètres du régulateur PI de cet asservissement sont obtenus expérimentalement.

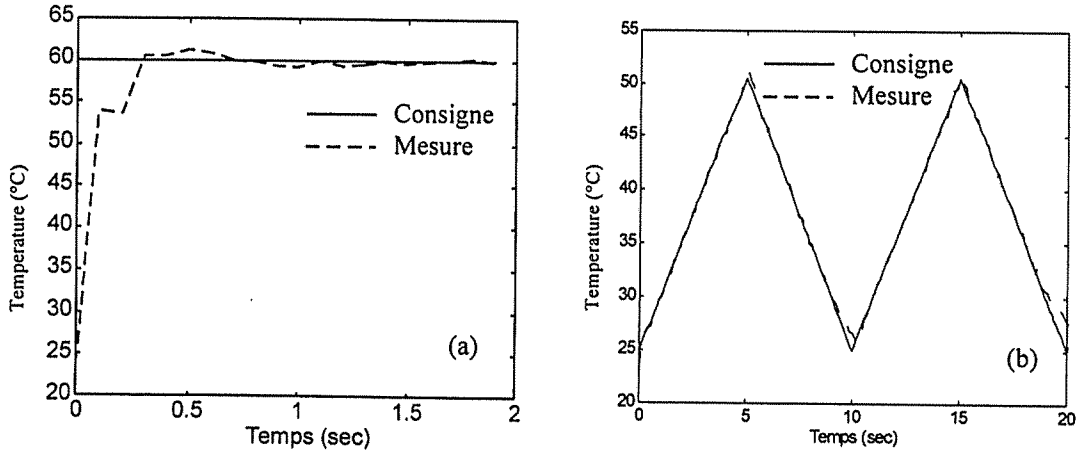


Figure IV.20 Réponse indicielle (a) et réponse à une entrée triangulaire (b).

La figure IV.21 donne une comparaison des temps de réponse obtenus en boucle ouverte entre une commande en température et une commande avec limitation du courant électrique. La courbe en pointillée correspond à la réponse indicielle pour un échelon de 0,1225 A^2. La courbe en trait plein correspond à un échelon de température permettant d'obtenir un déplacement voisin.

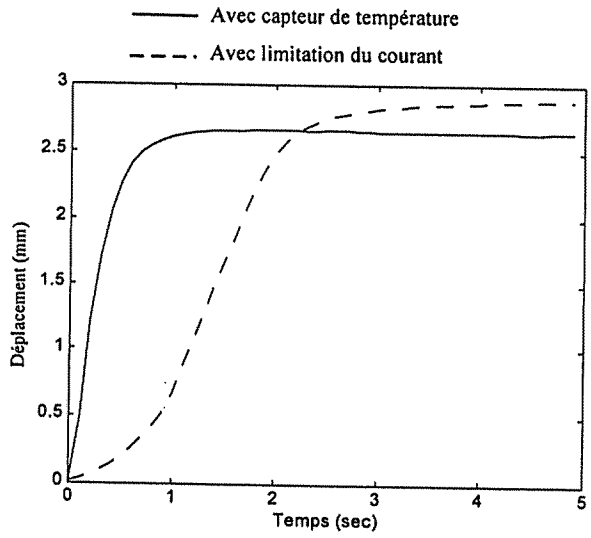


Figure IV.21 Comparaison des réponses indicielles

On constate une nette amélioration du temps de réponse de l'actionneur AMF qui est trois à quatre fois plus faible par cette méthode.

4.3 Asservissement de position

La figure IV.22 donne le schéma complet de l'asservissement de position. Sur cette figure, un élément de saturation permet donc de limiter la température de l'actionneur.

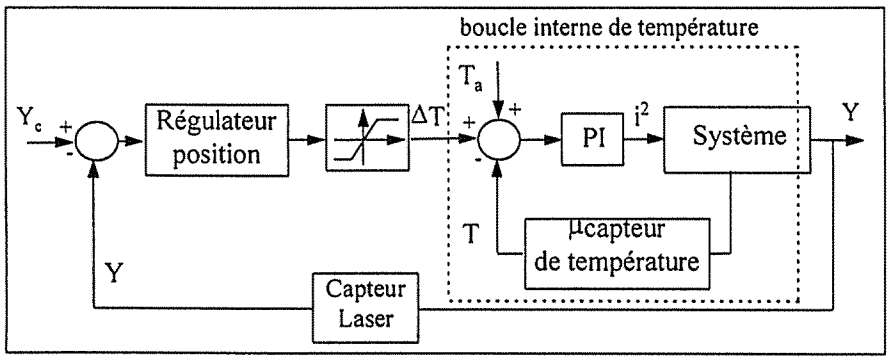


Figure IV.22 Asservissement de position avec boucle interne de température

La figure IV.23 donne les réponses indicielles en boucle fermée de position obtenues avec une commande en température et une commande avec limitation du courant électrique.

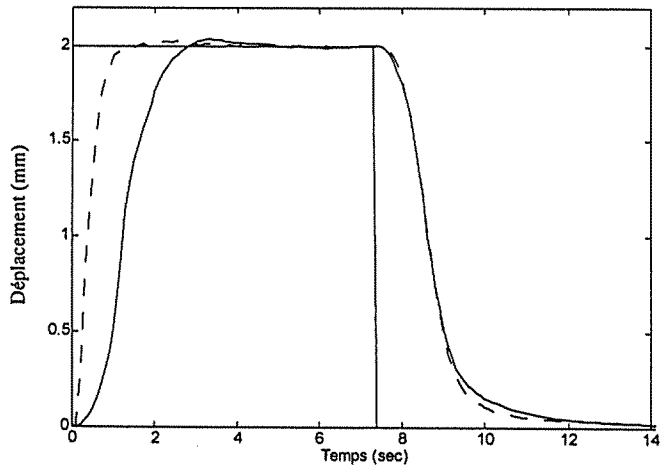


Figure IV.23 Comparaison des réponses indicielles

Ces résultats montrent une amélioration du temps de réponse pour la phase de chauffage. En revanche pour la phase de refroidissement, il n'y a aucune modification car dans les deux cas, la convection naturelle est le mode de refroidissement utilisé. Notons que les paramètres du régulateur de position sont aussi obtenus expérimentalement.

La figure IV.24a représente la consigne en température imposée $\Delta T+T_a$ et la température mesurée. La figure IV.24b donne, quant à elle, une comparaison entre les intensités électriques appliquées (carré du courant électrique i^2) pour ces deux asservissements.

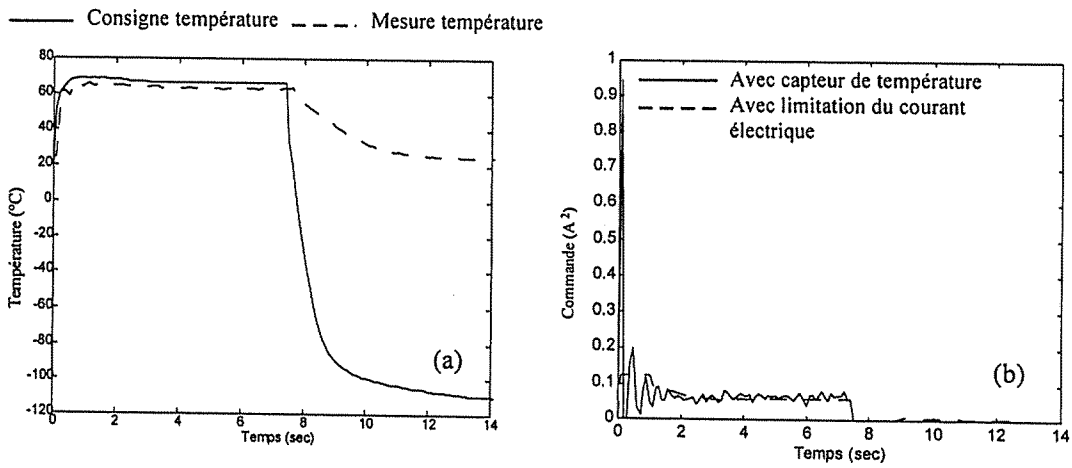


Figure IV.24 Consigne de température et mesure de température (a) commande appliquée (b)

(i) Sur la courbe IV.24a, on peut noter que la température de l'actionneur AMF ne pouvant descendre en dessous de la température ambiante, il est inutile d'avoir une action intégrale pour le régulateur de position lorsque la consigne ΔT est négative. Il est préférable que cette action soit nulle lorsque $\Delta T < 0$ pour éviter la saturation numérique du régulateur. C'est ce qui a été fait par la suite.

(ii) On note qu'il est possible d'appliquer des courant électriques voisins de 1 A avec une commande en température sans danger pour l'actionneur AMF (figure IV.24b).

4.4 Conclusion

L'utilisation d'une boucle interne de température permet d'améliorer le temps de réponse des actionneurs AMF pour la phase de chauffage. Dans un premier temps, il n'est pas nécessaire de limiter la valeur du courant électrique, dans un second temps, la connaissance des températures de transformation de phase sous contrainte permet de fixer judicieusement la température de saturation. Au dessus de cette température, le chauffage de l'AMF est inutile et augmente le temps de réponse pour le refroidissement.
Pour la phase de refroidissement, il n'y a pas d'amélioration du temps de réponse. L'amélioration du temps de réponse nécessite l'utilisation de systèmes permettant d'augmenter la vitesse de refroidissement. A ce sujet, des systèmes tels que ceux basés sur la convection forcée, où autres dispositifs ne semblent pas appropriés en raison des contraintes dimensionnelles imposées par l'environnement tandis que l'utilisation de l'effet Peltier semble un moyen réversible de chauffage et refroidissement intéressant.

5. Estimateurs

5.1 Introduction

Nous avons mentionné dans l'introduction générale que la contrainte qui semble la plus forte pour la commande de microrobots concerne l'utilisation de capteurs instrumentant les différents microactionneurs pour la mesure de certaines grandeurs physiques (position, force, température, etc ...) nécessaires à l'élaboration d'une loi de commande performante. En effet, d'un point de vue ''microrobotique'', l'utilisation de capteurs peut poser des problèmes d'intégration et de connectique liés aux contraintes dimensionnelles imposées par l'environnement dans lequel doit évoluer le microrobot. Par exemple, nous avons souligné dans le paragraphe précédent, que l'utilisation de microcapteurs de température est intéressante pour l'amélioration des performances des actionneurs AMF. Cependant, l'utilisation de tels capteurs peut poser des problèmes d'intégration notamment si le microrobot constitué d'actionneurs AMF doit évoluer dans un environnement confiné (inspection de tuyaux, endoscopie) pour les raisons suivantes :

(i) fragilité des capteurs (thermocouples de 12 à 25 µm de diamètre),
(ii) nécessité d'utiliser des fils de compensation si la jonction de référence n'est pas à la température ambiante,
(iii) difficulté d'intégrer des microthermocouples et des fils de connexion si le nombre de microactionneurs AMF est important.

Pour ces différentes raisons, il nous a semblé intéressant d'amorcer l'étude du remplacement de la mesure physique de certaines variables par une estimation en temps réel de celle-ci.

5.2 Estimation de la déformation de l'AMF à partir de sa résistance électrique

5.2.1 caractéristique statique déplacement-résistance électrique :

Vacher et Lexcellent [VAC-91] ont établi à partir d'essais "in-situ" la proportionnalité entre la résistance électrique et la fraction de martensite, puis entre la déformation de transformation de phase et la fraction de martensite pour des essais dans le domaine pseudoélastique (création de martensite orientée). Dans le cas d'un comportement anisotherme, les figures IV.25a et IV.25b

représentent l'évolution de la résistance électrique en fonction du déplacement uniaxial de l'actionneur soumis respectivement à une contrainte constante de 144 MPa et de 222 MPa pour un cycle de chauffage refroidissement complet.

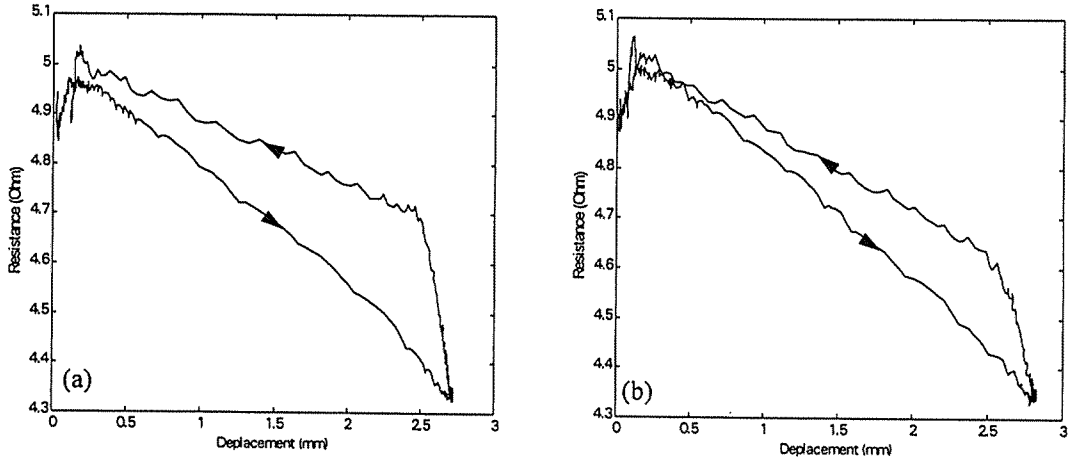


Figure IV.25 évolution de la résistance électrique en fonction de la déformation pour σ=144 MPa (a) et pour σ=222 MPa (b)

Ces deux caractéristiques présentent un hystérésis dont la largeur diminue lorsque la contrainte appliquée augmente. Ceci s'explique par le fait que la contrainte favorise la formation de martensite orientée. De manière à réduire la largeur de l'hystérésis, Ikuta et al. [IKU-88] exploitent la transition de phase R-Phase↔austénite car cette transformation de phase a l'avantage de présenter un hystérésis très faible. En contrepartie la déformation de phase associée à cette transition est aussi relativement faible (de l'ordre de 0.5 %) en comparaison avec la transformation martensitique (5%). Dans [HES-94] et [MER-94], les auteurs ont cherché à optimiser la caractéristique statique déformation-résistance électrique du NiTi afin d'obtenir une largeur d'hystérésis aussi faible que possible (inférieure à 1%). Les conclusions de leurs études sont les suivantes :

(i) des alliages riches en titane ont un hystérésis plus faible,

(ii) la contrainte diminue l'hystérésis,

(iii) la propriété mémoire de forme est obtenue à partir de traitements thermo-mécaniques constitués principalement par un travail à froid suivi d'un maintien à haute température (recuit) de l'alliage. Pour un alliage de NiTi riche en Ti, les auteurs observent une nette diminution de l'hystérésis pour des températures de recuit comprises entre 500 et 550 °C (figure IV.26).

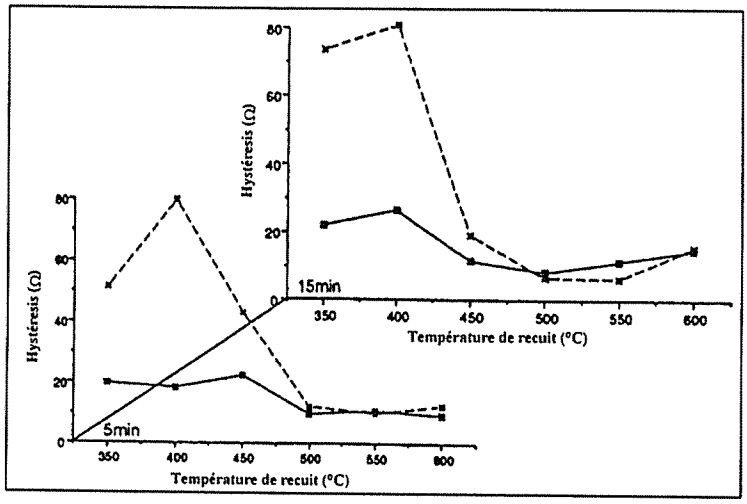


Figure IV.26 Evolution de la largeur d'hystérésis en fonction du travail à froid, de la température de recuit et du temps de recuit [HES-94]

De telles informations peuvent être utiles lors de l'élaboration de l'alliage permettant, à partir d'un bon choix du traitement thermique ainsi que du travail à froid, d'obtenir une caractéristique avec une largeur d'hystérésis la plus faible possible.

5.2.2 Asservissement sur la résistance de l'AMF

Pendant la phase de chauffage, la caractéristique (déplacement, résistance) présente une bonne linéarité. Celle-ci est utilisée pour déterminer la relation linéaire entre le déplacement de l'AMF et sa résistance électrique. La caractéristique ci-dessous correspond à une contrainte constante de 222 MPa.

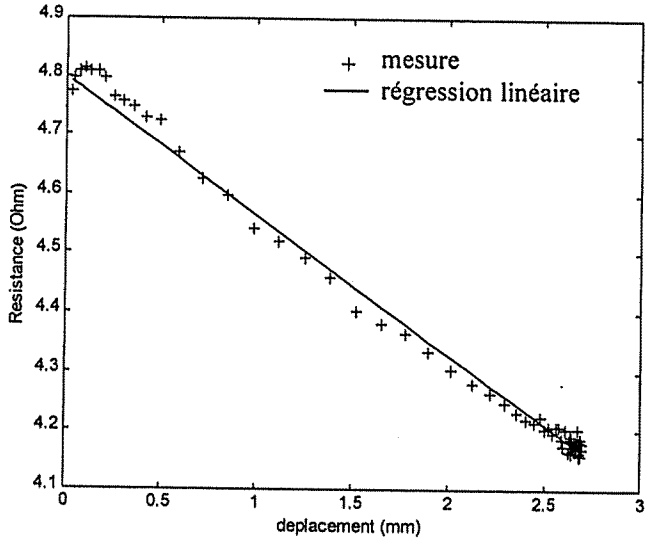


Figure IV.27 Caractéristique déplacement-résistance électrique

La figure IV.28 donne le schéma de l'asservissement sur la résistance électrique.

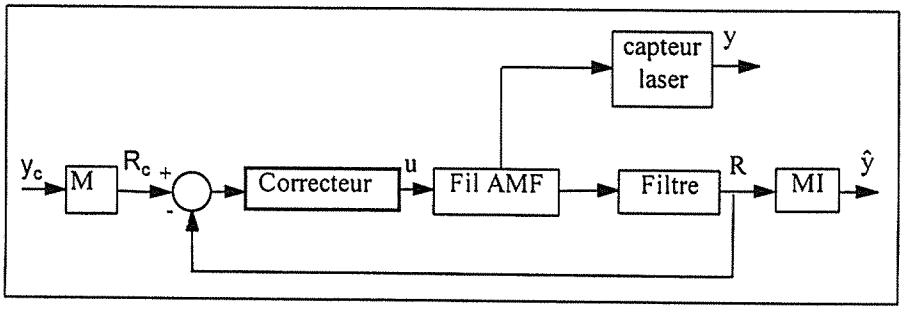


Figure IV.29 Estimation de la position à partir d'un asservissement sur la résistance électrique de l'actionneur

avec :

y_c : position de consigne
y : position mesurée
$\hat{y}$: position estimée
R_c : résistance de consigne
R : résistance électrique
u : commande appliquée
MD désigne le modèle direct $y = y(R)$ (MI : modèle inverse).

MD représente la relation linéaire $R_c = a\,y_c + b$ obtenue par régression linéaire. La variation de résistance obtenue par passage de la phase martensitique à la phase austénitique est de l'ordre de 600 mΩ. Pour atténuer le bruit de mesure sur la résistance électrique, on filtre la mesure par un simple filtre numérique du premier ordre. La figure IV.29a correspond à l'asservissement sur la résistance électrique et la figure IV.29b correspond au déplacement mesuré et estimé.

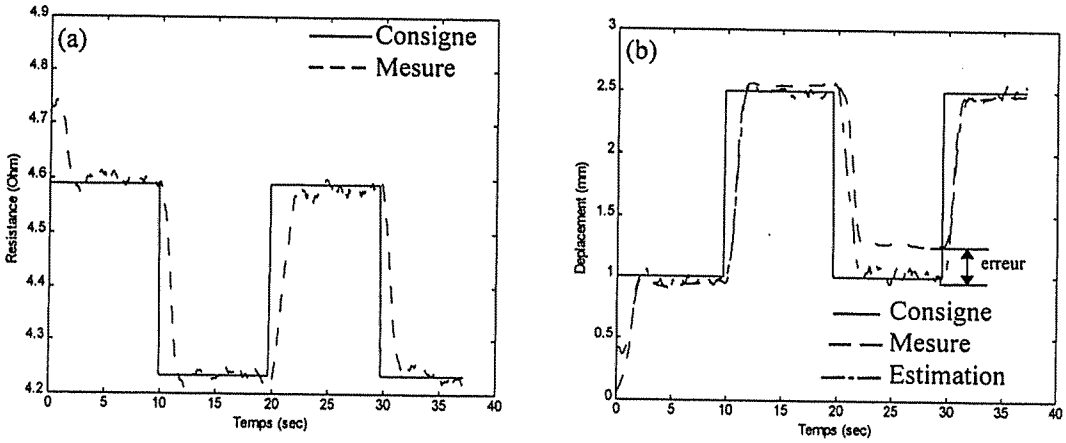


Figure IV.29 Asservissement sur la résistance (a) et estimation de la position (b)

5.2.3 Conclusion

La non prise en compte de l'hystérésis dans la relation implique inévitablement des erreurs sur l'estimation de la position. Ces erreurs peuvent être importantes si la contrainte appliquée est faible. Il est évident que de telles erreurs sur la position ne sont pas acceptables pour des applications de manipulation où on exige une précision de quelques µm. En revanche, pour des applications d'inspection, cette méthode peut être utile pour estimer par exemple l'orientation d'un endoscope ou d'un cathéter (d'autant plus que pour de telles applications, on a recourt à un système d'imagerie).

5.3 Estimation de la température

5.3.1 Simulation en boucle ouverte

Deux méthodes sont mises en œuvre pour estimer, à partir d'une simple simulation, la température de l'actionneur AMF. Une première méthode (méthode M_1) est basée sur l'utilisation d'un modèle linéaire (équation 128) :

$$\rho c_v \frac{dT}{dt} + \frac{4h}{d}(T - T_a) = \frac{16\rho_a}{\pi^2 d^4} u \qquad \text{avec} \quad u = i^2 \tag{128}$$

soit, sous forme échantillonnée :

$$\Delta T(k) = a\Delta T(k-1) + bu(k-1) \tag{129}$$

avec :

$$\Delta T = T - T_a \qquad \tau = \frac{\rho_e d c_v}{4h} \qquad G = \frac{4\rho_e}{\pi^2 d^3 h} \tag{130a}$$

$$a = e^{-\frac{T_e}{\tau}} \qquad u = i^2 \qquad b = G(1 - e^{-\frac{T_e}{\tau}}) \tag{130b}$$

Une seconde méthode (méthode M_2) est basée sur l'utilisation d'un modèle non linéaire qui est donné au chapitre III (expression 90). Celui-ci est rappelé ci-dessous :

$$\rho c_v \frac{dT}{dt} + \frac{4h}{d}(T - T_a) - \rho \Delta u^{*}(\dot{z}_\sigma + \dot{z}_T) = \frac{16\rho_e}{\pi^2 d^4} u \tag{131}$$

Pour une contrainte appliquée constante, les expressions des cinétiques $\dot{z}_\sigma$ et $\dot{z}_T$ sont fournies ci-dessous :

$$M \rightarrow A : \begin{cases} \dot{z}_\sigma = -z_\sigma b_R \dot{T} \\ \dot{z}_T = -z_T a_R^T \dot{T} \end{cases} \qquad A \rightarrow M : \begin{cases} \dot{z}_\sigma = -(z_\sigma^0 - z_\sigma) b_F \dot{T} \\ \dot{z}_T = -(z_T^0 - z_T) a_F^T \dot{T} \end{cases} \qquad (132)$$

Par ailleurs, l'utilisation des critères de transition de phase π_σ^f et π_T^f permet de connaître en temps réel la transition de phase qui est effective et ainsi de commuter sur les cinétiques adéquates.

5.3.2 Observateurs

Un observateur ou estimateur d'état (parfois appelé capteur logiciel) est un algorithme basé sur la connaissance des modèles décrivant le comportement du procédé et utilisant des mesures acquises sur le procédé afin de reconstruire les mesures manquantes [DEL-93]. Un observateur peut être décrit par le schéma suivant :

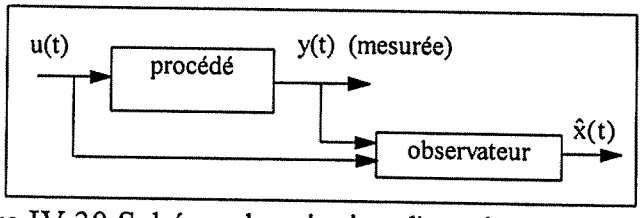


Figure IV.30 Schéma de principe d'un observateur d'état

L'équation générale d'un observateur [DEL-93] se résume de la façon suivante :

Etat estimé nouveau = Etat estimé ancien +
G (Mesure - Estimation de la Mesure)

où G représente le gain de l'observateur qui garantit la stabilité de l'estimation.

Pour les systèmes linéaires, une solution standard de l'observateur est donnée par Luenberger et Kalman [DEL-93]. Pour les systèmes non linéaires, une approche consiste à linéariser le comportement du système autour d'un point de fonctionnement courant pour appliquer ensuite les résultats de la synthèse des observateurs linéaires. Une autre solution consiste à rendre le système linéaire par un changement de coordonnée non linéaire sur les états (observateur à grand gain). Celle-ci sera mise en œuvre dans le chapitre V.

a. Approximation linéaire de la caractéristique (ε, T) (méthode M_3)

Nous considérons dans un premier temps que nous avons une relation linéaire entre la température et le déplacement de l'actionneur AMF, soit la représentation linéaire donnée ci-dessous :

$$\begin{cases} \Delta T(k) = a\Delta T(k-1) + bu(k-1) \\ y = k\Delta T \end{cases} \tag{133}$$

L'équation de l'observateur est alors donnée par :

$$\Delta\hat{T}(k) = a\Delta\hat{T}(k-1) + bu(k-1) + G(y(k-1) - \hat{y}(k-1)) \tag{134}$$

où le gain G est à ajuster pour assurer la convergence de l'observateur.

b. Linéarisation par morceaux de la caractéristique (méthode M_4)

La caractéristique non linéaire (ε, T) est approximée par une caractéristique linéaire par morceaux (figure IV.31).

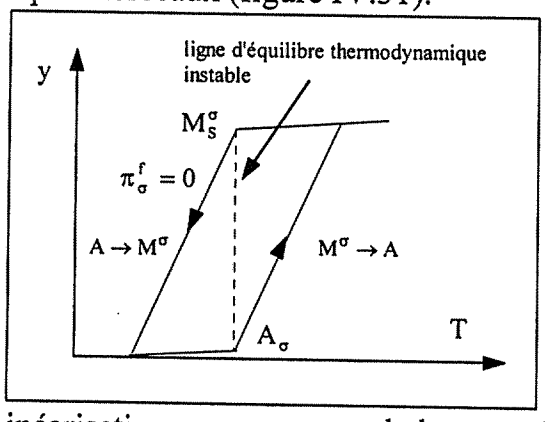


Figure IV.31 Linéarisation par morceaux de la caractéristique (ε, T) pour $\sigma = \sigma_0$

L'utilisation du critère de transition de phase π_σ^f associé à la fraction de martensite orientée z_σ permet de connaître sur quelle partie de la caractéristique on se trouve. Ainsi, sur chaque partie de la caractéristique, on construit un observateur de Luenberger avec le modèle linéaire correspondant donnée ci-dessous :

$$\begin{cases} \Delta T(k) = a\Delta T(k-1) + bu(k-1) \\ y = f_i(T) \end{cases} \tag{135}$$

où f_i $(1 \leq i \leq 4)$ exprime une relation linéaire entre y et T pour les différentes branches de la caractéristique. L'équation des différents observateurs est alors donnée par :

$$\Delta\hat{T}(k) = a\Delta\hat{T}(k-1) + bu(k-1) + G_i(y(k-1) - f_i(\hat{T}(k-1)) \qquad (136)$$

Les G_i $(1 \leq i \leq 4)$ correspondent à des gains qu'il faut fixer pour chaque observateur.

5.3.3 Résultats et comparaisons

Les figures IV.32a et IV.32b correspondent à la commande et au déplacement utilisés pour apprécier les performances des différentes méthodes d'estimation de la température.

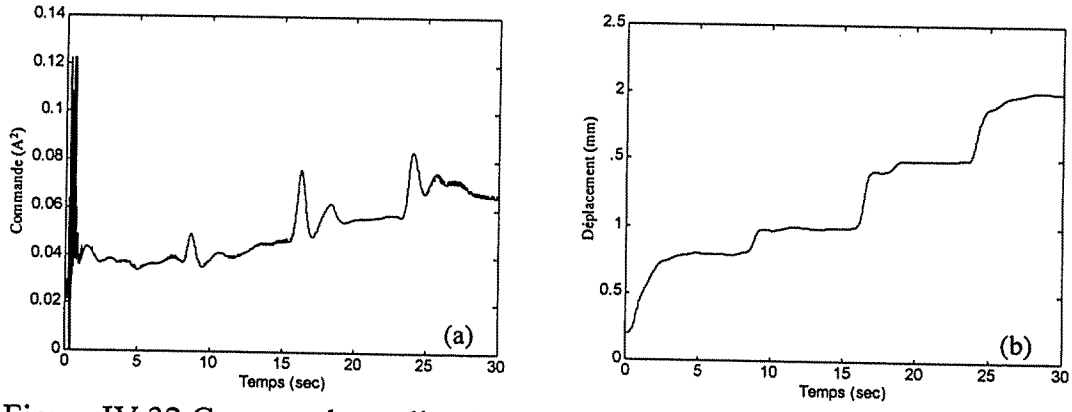


Figure IV.32 Commande appliquée (a) et déplacement de la charge à $\sigma = \sigma_0$ (b)

Les figures suivantes correspondent aux résultats obtenus pour les différentes méthodes d'estimation de la température.

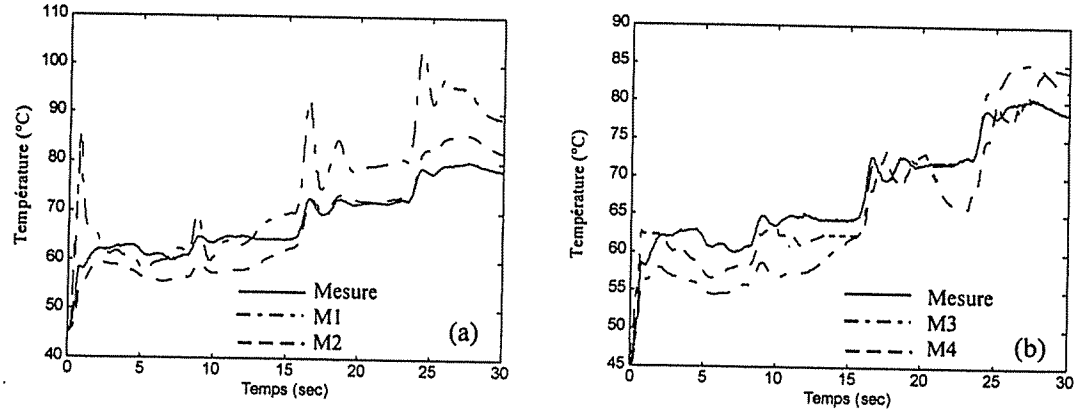


Figure IV.33 Estimation de la température en boucle ouverte (a) et par un observateur (b)

De manière à quantifier la précision de chacune de ces méthodes d'estimation de la température, nous calculons la norme de l'erreur de température (erreur quadratique) sur n pas d'échantillonnage, définie par :

$$e_i = \frac{1}{n}\sqrt{\sum_{k=1}^{n}(T(k)-\hat{T}(k))^2} \qquad (137)$$

i désigne le numéro de la méthode considérée (M_1, M_2, M_3 et M_4), k est l'instant d'échantillonnage, T correspond à la température mesurée et $\hat{T}$ est l'estimation de la température réelle par la méthode i. Nous obtenons ainsi les valeurs suivantes (tableau IV.2) :

	M_1	M_2	M_3	M_4
e_i (°C)	0,240	0,106	0,115	0,082

Tableau IV.2 Erreur quadratique sur l'estimation de la température

Nous pouvons noter que la méthode M_4 offre les meilleurs résultats ce qui paraît logique car le modèle utilisé est plus précis que les autres.

Les figures IV.34 et IV.35 correspondent aux réponses indicielles obtenues en boucle fermée de position avec une boucle interne de la température. La figure IV.34 correspond à une simulation de la température dans la boucle de interne de température à partir des méthodes M1 et M2 (simulation de la température par modèle linéaire et par un modèle non linéaire). La figure IV.35 correspond cette fois-ci à une observation de la température dans la boucle de interne de température à partir des méthodes M3 et M4.

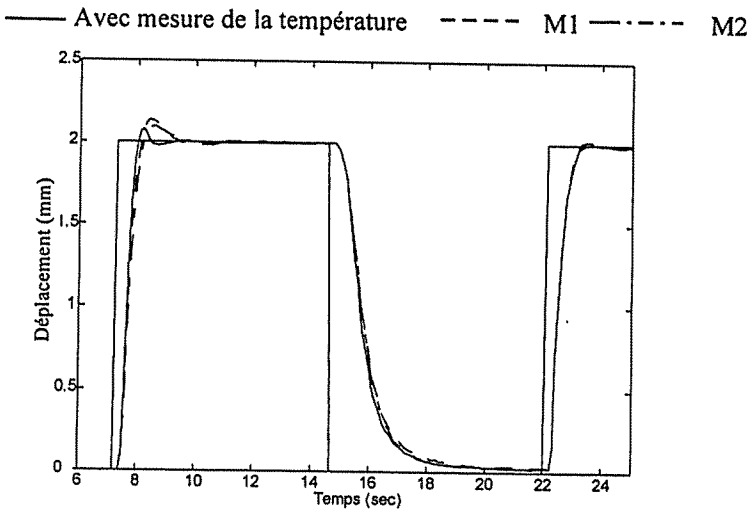


Figure IV.34 Avec simulation de la température à partir de M1 et M2

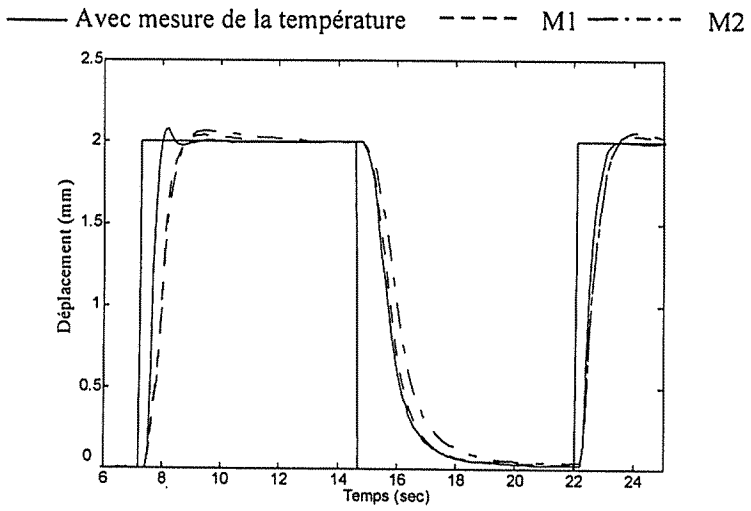


Figure IV.35 Avec observation de la température à partir de M3 et M4

Ces premiers résultats sont encourageants. En effet, les performances obtenues en boucle fermée de position munie d'une boucle interne de température, où tantôt l'évolution de celle-ci est obtenue par simulation ou tantôt par observation, sont sensiblement les mêmes que celles obtenues avec la mesure physique de la température.

5.4 Conclusion

Les actionneurs AMF étant destinés à des systèmes de faibles dimensions et pour évoluer dans des environnements aussi petits, l'utilisation de capteurs pour le déplacement, l'effort et la température dans de tels environnements confinés peut poser certains problèmes.

(i) L'intégration de certains capteurs peut être difficile voir impossible compte tenu de la taille du capteur pour des environnements confinés.

(ii) L'utilisation de capteurs augmente le nombre de fils de liaison avec l'extérieur. On imagine, par exemple, assez facilement le nombre de capteurs de température qu'il faudrait mettre en oeuvre lorsque que le nombre d'actionneurs AMF devient important (un capteur par actionneur).

Dans ce but, nous avons constaté que la résistance électrique pouvait être utilisée pour estimer la déformation (ou le déplacement) de l'actionneur AMF. Ainsi, à partir de la résistance électrique des actionneurs, il peut être possible d'estimer avec une certaine marge d'erreur l'orientation d'un endoscope pour des

applications d'inspection. Bien évidemment, pour une application de manipulation, l'information donnée par la résistance électrique ne peut être exploitée lorsque la précision sur le mouvement doit être grande (précision de quelques µm). Nous avons montré que l'utilisation d'estimateurs pour la température peut permettre le remplacement de la mesure physique de celle-ci. Ces premiers résultats obtenus sont encourageants et sont cohérents avec les contraintes imposées par le système mais aussi par l'environnement dans lequel doit évoluer le système.

6. Conclusion du chapitre IV

Dans la première partie de ce chapitre, nous nous sommes intéressés aux caractéristiques des actionneurs AMF. Cette étude a permis de fixer les idées notamment au niveau de la course disponible, de la densité d'énergie, du rendement intrinsèque et de la bande passante. Nous avons ensuite souligné que la connaissance en temps réel de la température pour de tels actionneurs est importante. Dans un premier temps, la connaissance de celle-ci permet une utilisation plus sûre de ces microactionneurs en évitant leur surchauffe. Dans un second temps, elle permet d'améliorer les performances dynamiques, tout au moins pour la phase de chauffage, par l'utilisation d'une boucle interne de température. L'amélioration de la vitesse de refroidissement nécessite l'utilisation d'un dispositif supplémentaire. Nous avons bon espoir d'utiliser des modules à effet Peltier qui semble être un moyen réversible de chauffage et de refroidissement intéressant. Ceci nécessitera de surmonter un certain nombre de problèmes technologiques.

En ce qui concerne la commande de position ou d'effort de tels actionneurs, nous pouvons constater que les recherches dans ce domaines sont relativement récentes et aujourd'hui encore la plupart des schémas de commande, présentés dans la littérature, utilisent des correcteurs PID. La synthèse de ces régulateurs est le plus souvent obtenue expérimentalement et la stabilité n'est pas toujours garantie. Pour ces raisons, le chapitre suivant aborde la commande des actionneurs AMF. Ainsi, à partir de l'étude théorique que nous avons présentée dans le chapitre III et qui a permis d'obtenir un modèle assez précis du comportement dynamique des actionneurs AMF, nous utilisons des techniques de commande non linéaires basées sur la dérivation de Lie. En effet, une propriété importante de notre modèle dynamique est qu'il peut se mettre sous une représentation d'état non linéaire affine en la commande $u = i^2$. Cette propriété nous permet d'exploiter des techniques de commande non linéaire afin d'effectuer une linéarisation exacte du comportement dynamique de l'actionneur dans tout le domaine de fonctionnement. Cette linéarisation est basée sur une transformation algébrique agissant sur les états. L'intérêt de telles méthodes est qu'elles permettent, à partir d'une représentation d'état (non linéaire) affine en la commande, d'obtenir une loi de commande linéarisante et stabilisante dans tout le domaine de fonctionnement de l'actionneur AMF. C'est ce que nous nous proposons d'étudier dans le chapitre V.

Bibliographie du chapitre IV

[ARA-94] Arai, K., Aramaki, S., Yanagisawa, K. ; " Continuous system modeling of shape memory alloys (SMA) for control analysis", pp. 97-99, 1994

[ARA-95] Arai, K., Aramaki, S., Yanagisawa, K. ; "Feedback linearization for SMA (shape memory alloys)", SICE'95, pp. 1383-1386, 1995

[BEN-98] Benzaoui H., Chaillet, N., Lexcellent, C., Lang, B., Bourjault, A., Thiery, L. ; "Improvement of the Position Control of Shape Memory Alloys Actuators using the Internal Temperature Loop Control", Proceedings of the IEEE IMACS CESA'98 Multiconference, CD-ROM, 1998

[BHA-95] Bhattacharyya, A., Lagoudas, DC., Wang, Y., Kinra, V.K. ; "On the role of thermoelectric heat transfer in the design of SMA actuators : theorical modeling and experiment", ", Active Materials and Smart Structures, Vol. 4, pp. 198-217, 1995

[CHO-96] Choi, S., Cheon, C. ; "Vibration Control of a flexible beam using shape memory alloy actuators", Journal of Guidance, Control and Dynamics, Vol. 5, pp. 1178-1180, 1996

[CAL-96] Calin, M., Chaillet, N., Bourjault, A. ; "Design and control of compliant microrobots", Proceedings. of 3rd France-Japan and 1st Europe-Asia Congress on Mechatronic, Vol. 2, pp. 656-662, 1996

[CAL-98] Calin, M. V. : 1998, "Contribution à l'étude et à la réalisation de microrobots type Tentacule", Thèse de l'Université de Franche Comté, No. 634

[DEL-93] De Larminat, P. ; "Automatique : commande des systèmes linéaires", Traité des nouvelles technologies, Edition Hermès, 1993

[DYM-97] Dymowiez, M. E., Lamarche, D. ; "Etude de la faisabilité d'un système de chauffage d'un fil à mémoire de forme par un courant haute fréquence", Rapport de DESS, Université de Franche Comté, 1997

[GOR-94] Gorbet, R. B. ; "A study of stability and design of shape memory alloy actuators", Master's thesis, Applied science, University of Waterloo, Canada, 1994

[GRA-97] Grant, D., Hayward, V. ; "Controller for high strain shape memory alloy actuator quenching of limit cycles", IEEE International Conference on Robotics & Automation, pp. 254-259, 1997

[HAS-84] Hashimoto M., Takeda M., Sagawa H., Chiba I., Satö K. ; "Application of shape memory alloy to robotic actuators", Journal of Robotic Systems, vol. 2, pp.3-25, 1984

[HES-94] Hesselbach, J., Pittschellis, R., Stork, H. ; "Optimization and control of electrically heated shape memory actuators", Actuators 94, International Conference on New Actuators, pp.337-340, 1994

[IKU-88] Ikuta, K., Tsukamoto, M., Hirose, S. ; " Shape memory alloy servo actuator system with electric resistance feedback and application for active endoscope", IEEE International Conference on Robotics & Automation, pp. 427-430, 1988

[KUR-91] Kuribayashi, K. ; "Improvement of the response of an SMA actuator using temperature sensor", International Journal of Robotics Research, Vol. 1, pp. 13-20, 1991

[KUR-86] Kuribayashi, K. ; "A new actuator of a joint mechanism using TiNi alloy wire. International Journal on Robotic Research, Vol. 4, pp. 47-58, 1986

[KUR-98] Kuribayashi, K. ; "Mechanical properties and control of shape memory alloy thin film", Actuator 98,6th International Conference on New Actuators, pp. 507-509, 1998

[KOR-98] Kornbluh, R., Pelrine, R., Eckerie, J., Joseph, J. ; "Electrostrictive polymer muscle actuators", Proceedings of the 1998 IEEE International Conference on Robotics & Automation, pp. 2147-2154, 1998

[LAG-97] Lagoudas, DC., Bhattacharyya, A. ; "Performances analysis of thin layer extensional thermoelectric SMA actuators", Active Materials and Smart Structures, Vol. 4, pp. 254-267, 1997

[MAD-93] Madill, D. R. ; "Modelling and stability of a shape memory alloy position control system", Master's thesis, Applied science, University of Waterloo, Canada, 1993

[MAD-94] Madill, D. R., Wang, D. ; "L_2-stability of a shape memory alloy position control system" 33rd Conference on Design and Control, pp. 399-404, 1994

[MER-94] Mertmann, M., Hornborgen, E., Escher, K. ; "Development of a robotic gripper based on a NiTi-silicone composite material with integrated sensing functions"; The International Symposium on Shape Memory Materials, pp. 556-560, 1994

[NAK-95] Nakamura, Y., Matsui, A., Yoshimoto, K. ; "Shape memory alloy active forceps for laparoscopic surgery", IEEE International conference on robotics and automation, pp. 2320-2324, 1995

[RAC-96] Rachid, A. ; " Systèmes de régulation", Editions Masson, 1996

[RUS-95] Russell, R. A., Gorbet, R. B. ; "Improving the response of SMA actuators", Procceding of the IEEE international Conference on Robotics & Automation, pp 2299-2304, 1995

[TRA-92] Thrasher, M. A., Shahin, A. R., Meckl, P.H., Jones, J. D. ; "Thermal cycling shape memory alloy wires using semiconductor heat pump modules, 1st European Conference on Smart Structures and Materials, pp. 197-200, 1992

[VAC-91] Vacher, P., Lexcellent, C. ; "Study of pseudoelasticity behaviour of polycrystalline shape memory alloys by resistivity measurements and acoustic emission", Proceedings of ICM VI, Vol. 3; pp. 231-236, 1991

[ZAD-73] Zadeh, L.A. ; "Outline of a new approach to the analysis of complex systems and decision processes", IEEE Transactions on Systems, Man and Cybernetics, pp. 28-44, 1973

Chapitre V

Commande non linéaire en position ou en effort d'actionneurs AMF

1. Introduction

La commande de microactionneurs AMF, ou de systèmes intégrant de tels microactionneurs, posent encore aujourd'hui de nombreux problèmes. En effet, le comportement fortement non linéaire et l'absence de modèles dynamiques appropriés ne permettent pas l'élaboration de lois de commande adéquates avec des garanties de stabilité suffisantes. Pour ces raisons, nous abordons dans ce chapitre ces problèmes en exploitant des techniques de commande non linéaire, basées en particulier sur la dérivation de Lie. Pour cela, nous utilisons le modèle dynamique que nous avons présenté dans le chapitre III. Ce modèle, validé à partir de plusieurs essais mécaniques, est mis sous la forme d'une représentation d'état affine en la commande $u = i^2$ (i étant le courant électrique). A partir de ces techniques de commande non linéaire, il est possible d'effectuer une linéarisation exacte du comportement dynamique de l'actionneur AMF dans tout le domaine de fonctionnement. Avant d'entrer dans le cœur du problème, nous présentons ci-dessous les résultats concernant les systèmes non linéaires monovariables affines en la commande. Des informations complémentaires pourront être trouvées dans [DAN-88][ISI-89] [FOS-96][CAD-97a].

2. Linéarisation exacte

2.1 Rappels théoriques

Il s'agit de transformer algébriquement le comportement dynamique d'un système non linéaire en un comportement dynamique partiellement (linéarisation entrée-sortie) ou totalement linéaire (linéarisation entrée-état) à partir d'une transformation agissant sur les états, ce qui diffère de l'approximation linéaire par calcul de Jacobien. Les techniques de linéarisation exacte ont notamment été mises en œuvre sur des procédés chimiques dont le comportement est non linéaire (réacteurs chimiques ou biologiques, réacteurs de neutralisation, colonnes de distillation).

On suppose, dans un premier temps, que le système non linéaire étudié peut être mis sous une représentation d'état affine en la commande u, sous la forme :

$$\begin{cases} \dot{x} = f(x) + g(x)u \\ y = h(x) \end{cases} \qquad (138)$$

où : $x \in \Re^n, h \in \Re, u \in \Re$ (139)

f(x) et g(x) sont appelés respectivement champ de vecteurs du comportement dynamique et champ de vecteurs de la commande, x étant le vecteur d'état. $y = h(x)$ est la sortie du système.

Dans un second temps, l'indice caractéristique r (ou degré relatif) du système (138) en un point x est défini à partir des conditions suivantes :

$$\begin{cases} L_g L_f^{k-1} h(x) = 0 & \text{pour tout } k < r-1 \\ \text{et} & \\ L_g L_f^{r-1} h(x) \neq 0 & \end{cases} \tag{140}$$

où $L_g L_f^{k-1} h(x)$ est la dérivée de Lie de h(x) le long des champs de vecteurs f(x) et g(x). Cette dérivée est définie de manière récurrente par les relations suivantes :

$$\begin{cases} L_f^0 h(x) = h(x) & \\ L_f^1 h(x) = \ < \dfrac{\partial h(x)}{\partial x}, f(x) > \ = \sum_{i=1}^{n} \dfrac{\partial h(x)}{\partial x_i} f_i(x) & \\ L_f^k h(x) = \ < \dfrac{\partial L_f^{k-1} h(x)}{\partial x}, f(x) > & \text{pour } k > 1 \\ L_g L_f^k h(x) = \ < \dfrac{\partial L_f^k h(x)}{\partial x}, g(x) > & \text{pour } k > 1 \end{cases} \tag{141}$$

Le symbole <,> désigne le produit scalaire de $\Re^n \times \Re^n \rightarrow \Re$.

$\dfrac{\partial h}{\partial x} = (\dfrac{\partial h}{\partial x_1} \quad \cdots \quad \dfrac{\partial h}{\partial x_n})$ correspond au vecteur gradient de $h(x)$.

Par conséquent, si on calcule la dérivée d'ordre r de y par rapport au temps, sachant que $L_g L_f^{k-1} h(x) = 0$ pour tout $k < r-1$, on obtient le résultat suivant :

$$y^{(r)} = L_f^r h(x) + L_g L_f^{r-1} h(x) u \tag{142}$$

Ainsi, si on nomme v=v(x,u) la nouvelle entrée du système linéaire correspondant à la dérivée temporelle d'ordre r de la sortie y, on construit alors un intégrateur d'ordre r et on obtient une relation linéaire entre la nouvelle entrée v et la sortie du système y, soit le résultat suivant :

$$y^{(r)} = v \qquad \text{avec} \qquad v = L_f^r h(x) + L_g L_f^{r-1} h(x) u \tag{143}$$

et la loi de commande résultante est donnée par :

$$u = \alpha(x) + \beta(x) v = \frac{-L_f^r h(x) + v}{L_g L_f^{r-1} h(x)} \tag{144}$$

Les problèmes qui peuvent être posés par cette technique de commande non linéaire sont :

(i) l'existence de singularités, c'est à dire des états où $L_g L_f^{r-1} h(x) = 0$. Nous verrons par la suite que pour le système que nous étudierons, la quantité $L_g L_f^{r-1} h(x)$ est différente de zéro quelque soit x,

(ii) la loi de commande dépend des états du système. Dans le cas où certains états du système ne sont pas connus, il est nécessaire de coupler un estimateur d'état au système de commande.

2.2 Changement de coordonnées

Deux cas doivent être envisagés. Dans un premier temps, étant donné le système non linéaire monovariable de degré relatif r, si $r = n$ alors le changement de coordonnées $\Phi(x)$ permet de transformer ce système non linéaire en un autre système linéaire en fonction des nouveaux états $\xi_i = \Phi_i(x)$ pour $1 \le i \le n$. Les nouvelles coordonnées sont définies pour $1 \le i \le n$ par :

$$\begin{aligned}
\Phi_1(x) &= h(x) \\
\Phi_2(x) &= L_f h(x) \\
&\vdots \\
\Phi_i(x) &= L_f^{i-1} h(x) \\
&\vdots \\
\Phi_n(x) &= L_f^{n-1} h(x)
\end{aligned} \tag{145}$$

En revanche, si $r < n$, posons :

$$\begin{aligned} \Phi_1(x) &= h(x) \\ \Phi_2(x) &= L_f h(x) \\ &\vdots \\ &\vdots \\ \Phi_r(x) &= L_f^{r-1} h(x) \end{aligned} \tag{146}$$

il est alors possible de trouver n - r fonctions $\Phi_{r+1}(x), \ldots, \Phi_n(x)$ telle que la matrice Jacobienne $\frac{\partial \Phi_i}{\partial x_j}$ de l'application :

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \Phi_1(x) \\ \Phi_2(x) \\ \cdots \\ \cdots \\ \Phi_n(x) \end{pmatrix} \tag{147}$$

soit non singulière et constitue un changement de coordonnées possible en x. Ce changement de coordonnées permet ainsi de transformer un système non linéaire de degré relatif $r < n$ en un système partiellement linéaire en fonction des nouveaux états $\zeta_i = \Phi_i(x)$, $1 \le i \le n$. La valeur des fonctions $\Phi_{r+1}(x), \ldots, \Phi_n(x)$ en x est sans importance. Ces fonctions peuvent être notamment choisies telles que :

$$< \frac{\partial \Phi_i(x)}{\partial x}, g(x) > = L_g \Phi_i(x) = 0 \qquad \text{pour tout } r+1 \le i \le n \tag{148}$$

3. Linéarisation entrée-état et entrée-sortie

3.1 Objectif

L'objectif de la linéarisation exacte consiste à trouver des fonctions $\alpha(x)$ et $\beta(x)$, avec $\beta(x) \neq 0$, et une application $\Phi(x)$ telles qu'en définissant une entrée externe $v = \alpha(x) + \beta(x)u$ et les variables transformées $\zeta_i = \Phi_i(x)$, le système résultant (figure V.2) soit linéaire de la forme :

$$\dot{\zeta} = A\zeta + Bv \tag{149}$$

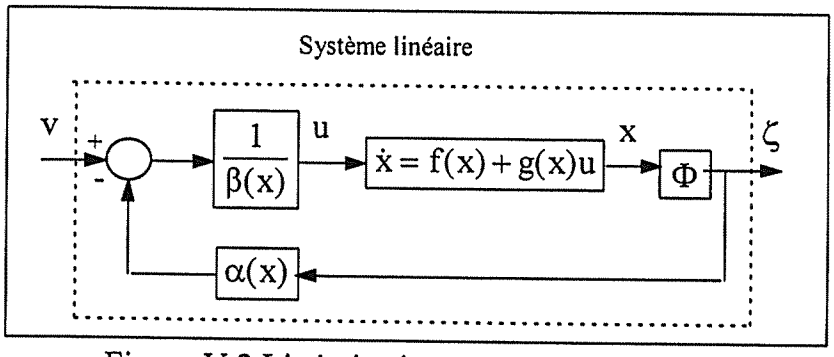


Figure V.2 Linéarisation exacte par bouclage

Le nouvel état ζ est appelé état linéarisant et la loi de commande u est une loi de commande linéarisante :

$$u = -\frac{\alpha(x)}{\beta(x)} + \frac{v}{\beta(x)} \tag{150}$$

3.2 Linéarisation entrée-état

La linéarisation entrée-état correspond à $r = n$. Le changement de coordonnées $\Phi(x)$ nécessaire pour transformer le système non linéaire en un système linéaire est :

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \Phi_1(x) = h(x) \\ \Phi_2(x) = L_f h(x) \\ \vdots \\ \Phi_i(x) = L_f^{i-1} h(x) \\ \vdots \\ \Phi_n(x) = L_f^{n-1} h(x) \end{pmatrix} \tag{151}$$

A partir de ces nouveaux états $\xi_i = \Phi_i(x)$, $1 \le i \le n$, le système résultant est défini par :

$$\begin{cases} \dot{\zeta}_1 = \zeta_2 \\ \quad \dots \\ \dot{\zeta}_{n-1} = \zeta_n \\ \dot{\zeta}_n = L_f^n h(x) + L_g L_f^{n-1} h(x) u \end{cases} \tag{152}$$

Si on choisit la loi de commande suivante :

$$u = -\frac{L_f^n h(x)}{L_g L_f^{n-1} h(x)} + \frac{v}{L_g L_f^{n-1} h(x)} \tag{153}$$

On obtient un système d'état linéaire défini par :

$$\begin{cases} \dot{\zeta}_1 = \zeta_2 \\ \quad \cdots \\ \dot{\zeta}_{n-1} = \zeta_n \\ \dot{\zeta}_n = v \end{cases} \tag{154}$$

soit encore sous forme matricielle :

$$\dot{\zeta} = A\zeta + Bv \tag{154}$$

Il est alors possible de réaliser, par la suite, un placement de pôles (figure V.3) à partir d'un retour d'état $v_2 = K\zeta$, avec $K = (k_0 \quad \cdots \quad k_{n-1})$, et d'imposer ainsi au système le comportement dynamique désiré.

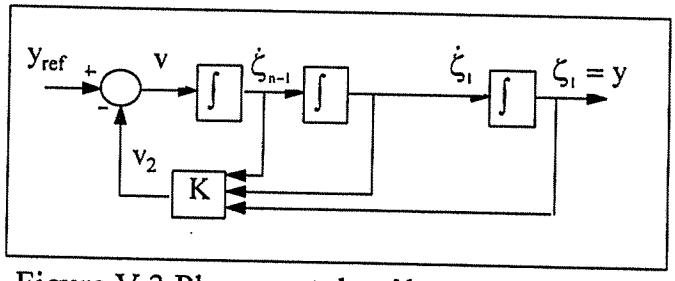


Figure V.3 Placement de pôle par retour d'état

Le retour d'état v_2, linéaire par rapport à ζ, est non linéaire par rapport à x :

$$v_2 = k_0 h(x) + k_1 L_f h(x) + \ldots + k_{n-1} L_f^{n-1} h(x) \tag{155}$$

La loi de retour d'état non linéaire par rapport à x s'écrit dans ce cas :

$$u = \frac{-L_f^n h(x) - \sum_{i=0}^{n-1} k_i L_f^i h(x) + y_{ref}}{L_g L_f^{n-1} h(x)} \tag{156}$$

Le comportement dynamique imposé au système est alors défini à partir des valeurs propres du polynôme caractéristique $P(\lambda)$, où :

$$P(\lambda) = k_0 + k_1\lambda + \ \dots \ + k_{n-1}\lambda^{n-1} + \lambda^n \tag{157}$$

Une condition nécessaire et suffisante pour garantir la stabilité du système est que les valeurs propres du polynôme caractéristique $P(\lambda) = 0$ soient à partie réelle négative.

3.3 Linéarisation entrée-sortie

Si le système non linéaire possède un degré relatif r inférieur à n, il est possible de le transformer en un système linéaire en utilisant les variables $\zeta_i = \Phi_i(x)$ pour $1 \le i \le r$.
En posant $v = \dot{\zeta}_r$, le système résultant s'exprime simplement sous la forme suivante (forme normale de Byrnes-Isodori [ISI-89]) :

$$\begin{cases} \dot{\zeta}_1 = \zeta_2 \\ \quad \dots \\ \dot{\zeta}_{r-1} = \zeta_r \\ \dot{\zeta}_r = v = L_f^r h(x) + L_g L_f^{r-1} h(x) u \end{cases} \tag{158}$$

La loi de commande devient :

$$u = -\frac{L_f^r h(x)}{L_g L_f^{r-1} h(x)} + \frac{v}{L_g L_f^{r-1} h(x)} \tag{159}$$

Ce système est partiellement linéaire. La sortie y est influencée par l'entrée externe v à travers une chaîne de r intégrateurs liés aux nouveaux états $\zeta_1, \dots, \zeta_r$. Si $r < n$, le système apparaît clairement décomposé en un sous-système linéaire, de dimension r, qui est le seul responsable du comportement entrée-sortie, et un sous système non linéaire, de dimension n-r, dont le comportement n'affecte pas la sortie. Les états $\zeta_{r+1}, \dots, \zeta_n$, appelée dynamique interne, constituent la partie non linéaire inobservable du système. Si la dynamique interne est stable, la commande est alors efficace. Une condition suffisante de stabilité de la commande est que le point d'équilibre de cette dynamique interne, appelée encore dynamique des zéros soit au moins stable [CAD-97a].

A partir du système (158), il est aussi possible d'appliquer un retour d'état de la forme $v_2 = K\zeta$, soit explicitement en fonction de la variable d'état x :

$$v_2 = k_0 h(x) + \ldots + k_{r-1} L_f^{r-1} h(x) \quad \text{avec} \quad K = (k_0 \quad \ldots \quad k_{r-1}) \tag{160}$$

La loi de retour d'état non linéaire par rapport à x devient dans ce cas :

$$u = \frac{-L_f^r h(x) - \sum_{i=0}^{r-1} k_i L_f^i h(x) + y_{ref}}{L_g L_f^{r-1} h(x)} \tag{161}$$

Le retour d'état $v_2 = K\zeta$ stabilise le système à condition que les valeurs propres de l'équation caractéristique $P(\lambda) = 0$ soient à partie réelle négative, $P(\lambda)$ étant défini cette fois par :

$$P(\lambda) = k_0 + \ldots + k_{r-1}\lambda^{r-1} + \lambda^r \tag{162}$$

Par ailleurs, le choix du vecteur de gain K permet d'imposer les performances dynamiques du système en terme de rapidité par un placement approprié des pôles.

4. Application à la commande des actionneurs AMF [BEN-98a][BEN-98b]

4.1 Introduction

Nous allons à présent utiliser la méthode de commande non linéaire que nous venons de présenter pour étudier la commande en position ou en effort d'actionneurs AMF. De manière à évaluer ces techniques de linéarisation exacte, nous nous proposons de les appliquer uniquement, dans un premier temps, pour deux conditions particulières de fonctionnement correspondant tantôt à un asservissement de position à effort constant (i), tantôt à un asservissement d'effort à position constante (ii), sachant que dans le cas général, le comportement de l'actionneur AMF est déterminé, à chaque instant t, par les valeurs de la contrainte (c'est à dire de l'effort), de la déformation (c'est à dire du déplacement), de la température et des fractions de martensite z_σ et z_T.

Cas (i) : la contrainte constante est imposée à l'actionneur AMF par la masse m et on s'intéresse à la commande en position de ce système. Le dispositif expérimental correspondant à cette étude est présenté dans la première partie du chapitre III (paragraphe 4.2.1).

Cas (ii) : on cherche à maîtriser l'effort généré par l'actionneur AMF à position bloquée (contrainte de restauration). Le dispositif expérimental pour cette étude est présenté dans le paragraphe 4.2.2 de la première partie du chapitre III.

4.2 Asservissement de position à effort constant

4.2.1 Rappel des équations

L'évolution de la température de l'AMF a été donnée par l'équation (88). Celle-ci est rappelée ci-dessous :

$$\rho c_v \dot{T} + \frac{4h}{d}(T - T_a) - \rho \Delta u^{*}(\dot{z}_\sigma + \dot{z}_T) = \frac{16\rho_e}{\pi^2 d^4} u \qquad (163)$$

où u correspond au carré du courant électrique et ρ_e désigne la résistivité électrique de l'actionneur. Son expression est :

$$\rho_e = \rho_a + (\rho_m - \rho_a)(z_\sigma + z_T) \qquad (164)$$

L'expression analytique du déplacement uniaxial y de la charge est égale à :

$$y = L\frac{\sigma}{E_M}\beta(T - T_a) + L\gamma(z_\sigma^0 - z_\sigma) \tag{165}$$

Pour une transformation de phase à contrainte constante, les cinétiques des fractions de martensite autoaccommodante et orientée sont données par :

$$M \to A : \begin{cases} \dot{z}_\sigma = -z_\sigma b_R \dot{T} \\ \dot{z}_T = -z_T a_R^T \dot{T} \end{cases} \qquad A \to M : \begin{cases} \dot{z}_\sigma = -(z_\sigma^0 - z_\sigma) b_F \dot{T} \\ \dot{z}_T = -(z_T^0 - z_T) a_F^T \dot{T} \end{cases} \tag{166}$$

Rappelons que z_σ^0 et z_T^0 représentent l'état initial du matériau après application de la contrainte σ, le matériau étant initialement en phase martensitique autoaccommodante.

La figure V.4 rappelle la plate-forme expérimentale correspond à cette étude.

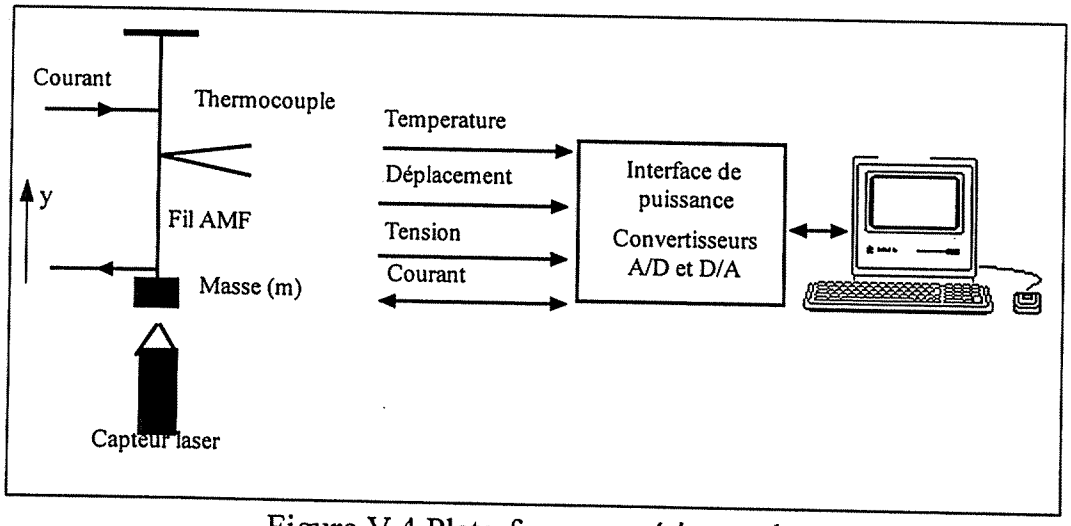


Figure V.4 Plate-forme expérimentale

Nous avons souligné dans le chapitre III que la ligne d'équilibre thermodynamique instable $\pi_\sigma^f(\sigma, T, z_\sigma, z_T) = 0$ relative à la création ou à la disparition de la martensite orientée joue un rôle important pour la transition de phase (complète ou partielle) en tant que critère de début de transformation de phase. En effet, la transition de phase $M^\sigma \to A$, qui correspond à $\dot{z}_\sigma < 0$ (disparition de la martensite orientée), est effective lorsque l'inégalité suivante est vérifiée :

$$\pi_\sigma^f \quad < 0 \tag{167}$$

et la transition de phase $A \rightarrow M^{\sigma}$ qui correspond à $\dot{z}_{\sigma} > 0$ est effective lorsque l'inégalité suivante est vérifiée :

$$\pi_{\sigma}^{f} > 0 \tag{168}$$

On rappelle que :

$$\pi_{\sigma}^{f} = \frac{\gamma\sigma}{\rho} - (1-2z)\Phi_{it} - z_{T}\Phi_{it}^{m} + \pi_{0}^{f}(T) \quad \text{et} \quad \pi_{0}^{f}(T) = \Delta u^{\bullet} - T\Delta s^{\bullet} \tag{169}$$

Le cas $\dot{z}_{\sigma} = 0$ correspond à un simple chauffage de l'actionneur AMF ($\pi_{\sigma}^{f} \geq 0$ et $\pi_{\sigma}^{f}\dot{z}_{\sigma} = 0$) ou à un simple refroidissement ($\pi_{\sigma}^{f} \leq 0$ et $\pi_{\sigma}^{f}\dot{z}_{\sigma} = 0$). Ces différents cas sont schématisés sur la figure V.5 :

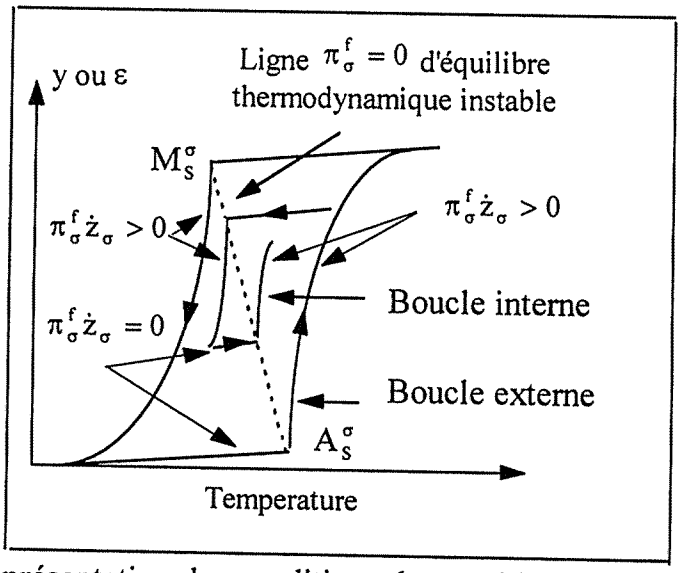


Figure V.5 Représentation des conditions de transition de phase pour $\sigma = \sigma_0$

De même, pour la fraction de martensite autoaccommodante z_T, la transition de phase $M^T \rightarrow A$ correspond à :

$$\dot{z}_{T} < 0 \quad \Rightarrow \quad \pi_{T}^{f} < 0 \tag{170}$$

et la transition de phase $A \rightarrow M^T$ correspond à :

$$\dot{z}_{T} > 0 \quad \Rightarrow \quad \pi_{T}^{f} > 0 \tag{171}$$

4.2.2 Variables d'état et représentation d'état

Dans le cas général, à chaque instant t, le comportement de l'actionneur AMF est déterminé par les valeurs à l'instant t de la contrainte, de la déformation, de la température et des valeurs des fractions volumiques de martensite z_σ et z_T. Les valeurs de la contrainte et de la déformation étant directement liées à la valeur de la fraction de martensite orientée z_σ, le vecteur d'état peut, dans le cas général, être choisi sous la forme suivante :

$$x = \begin{pmatrix} z_\sigma \\ z_T \\ T - T_a \end{pmatrix} \tag{172}$$

Comme nous nous plaçons ici dans des conditions telle que la contrainte est constante, le vecteur d'état peut alors être choisi sous la forme suivante :

$$x = \begin{pmatrix} y \\ z_T \\ T - T_a \end{pmatrix} \qquad \text{où } x_1 = y \quad x_2 = z_T \quad x_3 = T - T_a \tag{173}$$

Ainsi, à partir du choix du vecteur d'état x, le système d'équations (163), (164), (165) et (166) est mis sous une représentation d'état de la forme :

$$\begin{cases} \dot{x} = f(x) + g(x)u \\ y = h(x) \end{cases} \tag{174}$$

Les champs de vecteurs f(x) et g(x) permettant d'obtenir la représentation d'état (175) sont explicités ci-dessous.

Pour la transition de phase $M \rightarrow A$, nous obtenons :

$$f^{(R)}(x) = \begin{cases} f_1^{(R)} = -\dfrac{(k_{11} + k_8 k_6 (z_\sigma^0 + \dfrac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8}))k_2 x_3}{k_1 + k_3 k_6 (z_\sigma^0 + \dfrac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8}) + k_3 k_7 x_2} \\ f_2^{(R)} = \dfrac{k_7 k_2 x_2 x_3}{k_1 + k_3 k_6 (z_\sigma^0 + \dfrac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8}) + k_3 k_7 x_2} \\ f_3^{(R)} = -\dfrac{k_2 x_3}{k_1 + k_3 k_6 (z_\sigma^0 + \dfrac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8}) + k_3 k_7 x_2} \end{cases} \tag{175}$$

$$g^{(R)}(x) = \begin{cases} g_1^{(R)} = \dfrac{(k_{11} + k_8 k_6 (z_\sigma^0 + \dfrac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8}))(k_4 + k_5 (z_\sigma^0 + \dfrac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8} + x_2))}{k_1 + k_3 k_6 (z_\sigma^0 + \dfrac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8}) + k_3 k_7 x_2} \\ g_2^{(R)} = -\dfrac{k_7 x_2 (k_4 + k_5 (z_\sigma^0 + \dfrac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8} + x_2))}{k_1 + k_3 k_6 (z_\sigma^0 + \dfrac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8}) + k_3 k_7 x_2} \\ g_3^{(R)} = \dfrac{k_4 + k_5 (z_\sigma^0 + \dfrac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8} + x_2)}{k_1 + k_3 k_6 (z_\sigma^0 + \dfrac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8}) + k_3 k_7 x_2} \end{cases} \tag{176}$$

Pour la transition $A \rightarrow M$, nous obtenons :

$$f^{(F)}(x) = \begin{cases} f_1^{(F)} = -\dfrac{(k_{11} - k_9 (k_{11}x_3 - x_1))k_2 x_3}{k_1 - \dfrac{k_3 k_9}{k_8}(k_{11}x_3 - x_1) + k_3 k_{10}(z_T^0 - x_2)} \\ f_2^{(F)} = \dfrac{k_{10} k_2 (z_T^0 - x_2) x_3}{k_1 - \dfrac{k_3 k_9}{k_8}(k_{11}x_3 - x_1) + k_3 k_{10}(z_T^0 - x_2)} \\ f_3^{(F)} = -\dfrac{k_2 x_3}{k_1 - \dfrac{k_3 k_9}{k_8}(k_{11}x_3 - x_1) + k_3 k_{10}(z_T^0 - x_2)} \end{cases} \tag{177}$$

$$g^{(F)}(x)=\begin{cases} g_1^{(F)}=\dfrac{(k_{11}-k_9(k_{11}x_3-x_1))(k_4+k_5(z_\sigma^0+\dfrac{k_{11}x_3-x_1}{k_8}+x_2))}{k_1+\dfrac{k_3k_9}{k_8}(x_1-k_{12}x_3)+k_3k_{10}(z_T^0-x_2)} \\ g_2^{(F)}=-\dfrac{k_{10}(z_T^0-x_2)(k_4+k_5(z_\sigma^0+\dfrac{k_{11}x_3-x_1}{k_8}+x_2))}{k_1-\dfrac{k_3k_9}{k_8}(k_{11}x_3-x_1)+k_3k_{10}(z_T^0-x_2)} \\ g_3^{(F)}=\dfrac{(k_4+k_5(z_\sigma^0+\dfrac{k_{11}x_3-x_1}{k_8}+x_2))}{k_1-\dfrac{k_3k_9}{k_8}(k_{11}x_3-x_1)+k_3k_{10}(z_T^0-x_2)} \end{cases} \tag{178}$$

Dans la mesure où l'on souhaite faire un asservissement de la position de la charge, la sortie h(x) est prise égale au déplacement y de celle-ci (masse m).

Les constantes k_i introduites dans les expressions (175), (176), (177) et (178) sont explicitées dans le tableau V.1.

$k_1=\rho c_V$	$k_2=\dfrac{4h}{d}$	$k_3=\rho\Delta u^{\bullet}$
$k_4=\dfrac{16}{\pi^2d^4}\rho_a$	$k_5=\dfrac{16}{\pi^2d^4}(\rho_m-\rho_a)$	$k_6=b_R$
$k_7=a_R^T$	$k_8=\gamma L_0$	$k_9=b_F$
$k_{10}=a_F^T$	$k_{11}=L\sigma\beta/E_M$	

Tableau V.1 Expression des k_i

Nous pouvons remarquer que le système étudié est décrit au moyen de deux représentations d'état. La première représentation permet de décrire le comportement du système pour la phase de chauffage ($M\rightarrow A$) et la seconde représentation permet de décrire le comportement du système pour la phase de refroidissement ($A\rightarrow M$). Pour connaître, à n'importe quel instant t, quelle représentation d'état à utiliser, nous incluons les deux critères de transformation de phase π_σ^f et π_T^f. Ces deux critères permettent de connaître le sens d'évolution de la transformation de phase et ainsi de commuter sur la représentation d'état adéquate.

4.2.3 Détermination de l'indice caractéristique

A partir de la représentation d'état du système, il nous faut à présent déterminer l'indice caractéristique (ou degré relatif) de ce système. Pour cela, nous utilisons le logiciel de calcul formel Maple IV pour le calcul de la quantité $L_g L_f^0 h(x) = L_g h(x)$. Pour la transition de phase $M \rightarrow A$, ce calcul donne :

$$L_g h(x) = \frac{(k_{11} + k_8 k_6 (z_\sigma^0 + \frac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8}))(k_4 + k_5 (z_\sigma^0 + \frac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8} + x_2))}{k_1 + k_3 k_6 (z_\sigma^0 + \frac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8}) + k_3 k_7 x_2} \quad (179)$$

Pour la transition de phase $A \rightarrow M$, nous obtenons :

$$L_g h(x) = \frac{(k_{11} - k_9 (k_{11}x_3 - x_1))(k_4 + k_5 (z_\sigma^0 + \frac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8} + x_2))}{k_1 - \frac{k_3 k_9 (k_{11}x_3 - x_1)}{k_8} + k_3 k_{10} (z_T^0 - x_2)} \quad (180)$$

La quantité $L_g h(x)$ est différente de zéro pour les transitions $M \rightarrow A$ et $A \rightarrow M$ quel que soit x. D'une part, le terme $k_4 + k_5 (z_\sigma^0 + \frac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8} + x_2)$ dans (179) et (180) correspond à $16\rho_e / \pi^2 d^4$ où ρ_e est la résistivité électrique de l'actionneur. Par conséquent ce terme est toujours différent de zéro.

Pour le terme $k_{11} + k_8 k_6 (z_\sigma^0 + \frac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8})$, nous pouvons écrire :

$$k_{11} + k_8 k_6 (z_\sigma^0 + \frac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8}) = k_{11} + k_8 k_6 z_\sigma \quad (181)$$

Or $\quad 0 \leq z_\sigma \leq z_\sigma^0 \quad (182)$

donc $\quad k_{11} + k_8 k_6 z_\sigma \geq k_{11} > 0 \quad (183)$

Enfin, pour le terme $k_{11} - k_9 (k_{11}x_3 - x_1)$ dans (181), nous avons :

$$k_{11} + k_9 (x_1 - k_{11}x_3) = k_{11} + k_9 (z_\sigma^0 - z_\sigma) \geq k_{11} > 0 \quad (184)$$

Par conséquent, l'indice caractéristique de ce système est égale à 1. Ceci signifie par ailleurs que la linéarisation mise en œuvre est une linéarisation entrée-sortie.

4.2.4 Loi de commande

Pour un système dynamique d'indice caractéristique égal à 1 et pour une linéarisation entrée-sortie, la loi de commande linéarisante correspondante est :

$$u = \frac{-L_f h(x) + v}{L_g h(x)} \tag{185}$$

La figure V.6 représente le schéma bloc de la commande qui est mise en œuvre sur notre plate-forme de test.

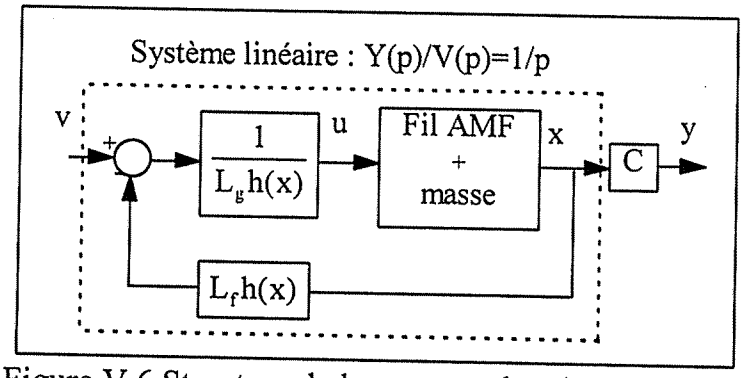


Figure V.6 Structure de la commande mise en oeuvre

Pour la transformation de phase $M \rightarrow A$, l'expression de la commande est :

$$u^{(R)} = \frac{(k_{11} + k_8 k_6 (z_\sigma^0 + \frac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8}))k_2 x_3 + v(k_1 + k_3 k_6 (z_\sigma^0 + \frac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8}) + k_3 k_7 x_2)}{(k_{11} + k_8 k_6 (z_\sigma^0 + \frac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8}))(k_4 + k_5 (z_\sigma^0 + \frac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8} + x_2))}$$

et pour la transformation de phase $A \rightarrow M$, nous avons :

$$u^{(F)} = \frac{(k_{11} - k_9 (k_{11}x_3 - x_1))k_2 x_3 + v(k_1 - \frac{k_3 k_9}{k_8}(k_{11}x_3 - x_1) + k_{10} k_3 (z_T^0 - x_2))}{(k_{11} - k_9 (k_{11}x_3 - x_1))(k_4 + k_5 (z_\sigma^0 + \frac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8} + x_2))} \tag{188}$$

Nous constatons que la loi de commande fait intervenir les grandeurs d'état x_1, x_2 et x_3. Les grandeurs x_1 et x_3 peuvent être mesurées. Il reste à déterminer la grandeur x_2, qui correspond à la fraction de martensite autoaccommodante z_T et qui intervient dans les termes (i), (ii) et (iii) :

$$\text{(i) } k_4 + k_5\left(z_\sigma^0 + \frac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8} + x_3\right) \tag{189a}$$

$$\text{(ii) } k_1 + k_3 k_6\left(z_\sigma^0 + \frac{k_{11}x_3 - x_1}{k_8}\right) + k_3 k_7 x_2 \tag{189b}$$

$$\text{(iii) } k_1 - \frac{k_3 k_9}{k_8}(k_{11}x_3 - x_1) + k_3 k_{10}(z_T^0 - x_2) \tag{189c}$$

Le terme (i) est égale à $16\rho_e / \pi^2 d^4$. Par conséquent, celui-ci peut être obtenu directement à partir d'une mesure de la résistivité électrique du matériau. Il ne requiert donc pas nécessairement la connaissance de x_2. En revanche, les deux autres termes nécessitent la connaissance de x_2. Deux possibilités peuvent être envisagées. La première consiste à simuler l'évolution de x_2 à partir des cinétiques relatives à la martensite autoaccommodante (équation 167). La seconde consiste à reconstruire l'état x_2 par l'intermédiaire d'un estimateur d'état.
Cependant, nous pouvons remarquer que pour une utilisation intéressante de ces matériaux, nous avons intérêt à ce que la déformation associée à la transformation de phase soit la plus grande possible ce qui se traduit par une course importante de l'actionneur. Cette remarque implique que la fraction de martensite orientée z_σ doit être la plus importante possible et donc la fraction de martensite autoaccommodante z_T doit être très faible car, rappelons le, la déformation macroscopique qui lui est associée est nulle ou négligeable (phénomène d'autoaccommodation des plaquettes de martensite). Pour illustrer ce propos, la figure V.7 donne les évolutions des fractions de martensite z_σ et z_T en fonction du niveau de contrainte imposé, le matériau étant initialement en phase martensitique autoaccommodante.

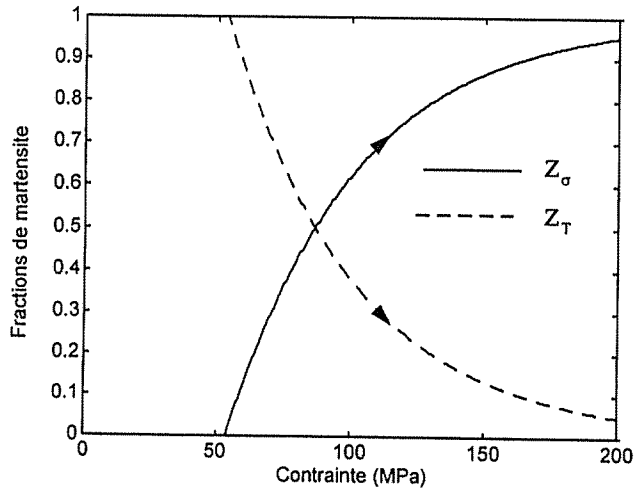


Figure V.7 Evolution de z_σ et z_T en fonction du niveau de contrainte

Nous pouvons constater que pour un certain niveau de contrainte (qui n'est pas très élevé), une grande partie de la martensite est sous forme de martensite orientée. Par exemple, pour une contrainte de 144 MPa, ce qui correspond aux conditions expérimentales de cette étude, nous avons $z_\sigma = 0{,}84$ et $z_T = 0{,}16$. Par conséquent, la fraction de martensite autoaccommodante désignée précédemment par la variable d'état x_2 peut être, dans un premier temps, négligée. Cette hypothèse implique que la représentation d'état du système étudié, qui était auparavant d'ordre 3, se ramène alors à un système d'ordre 2 dont le vecteur d'état est :

$$x = \begin{pmatrix} y \\ T - T_a \end{pmatrix} \tag{190}$$

Remarque : la nouvelle représentation d'état est obtenue en supprimant les termes $f_2^{(R)}$, $g_2^{(R)}$, $f_2^{(F)}$ et $g_2^{(F)}$ de la représentation précédente et en prenant $x_2 = 0$ dans les autres expressions.

4.2.5 Etude de la fonction de transfert Y(p)/V(p)

Après simplification, l'indice caractéristique du système étant toujours égal à 1, le système linéaire correspondant obtenu par linéarisation exacte entrée-sortie se réduit à un simple intégrateur, soit :

$$\dot{y} = v \tag{191}$$

A partir de la transformée de Laplace, la fonction de transfert entre la sortie y du système et la nouvelle entrée v, est donnée ci-dessous :

$$\frac{Y(p)}{V(p)} = \frac{1}{p} \tag{192}$$

Cette fonction de transfert étant égale à 1/p, nous savons que la réponse d'une telle fonction de transfert à un échelon est une rampe. Par conséquent, la figure V.8 donne une comparaison entre la réponse du système physique et la réponse théorique de Y(p)/V(p) pour une commande v de type échelon d'amplitude 0,4.

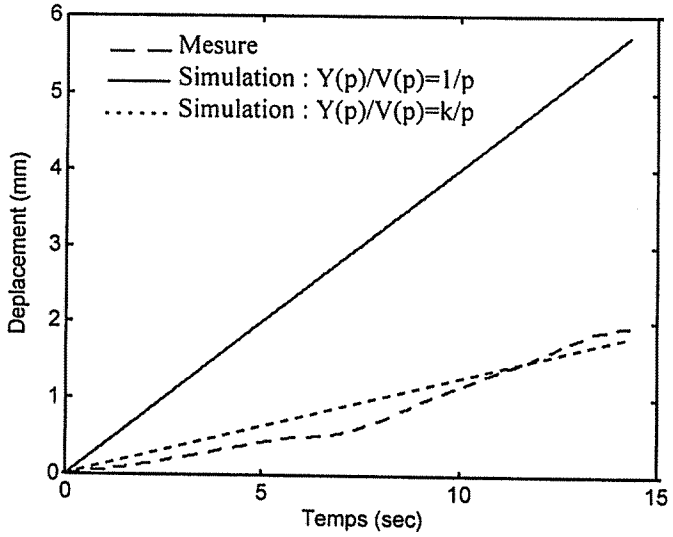


Figure V.8 Réponse du système linéarisé en boucle ouverte

Nous constatons une différence notable entre la réponse du système et la simulation, la réponse du système étant plus lente. A partir de cette constatation, nous choisissons de considérer que la fonction de transfert Y(p)/V(p) est k/p, k étant inférieur à 1, au lieu de 1/p, k pouvant être facilement estimé à partir de la réponse précédente.

Nous n'avons pas pour le moment complètement identifié le problème responsable de l'écart entre le comportement du système physique linéarisé et le comportement simulé. Dans un premier temps, tout porte à croire que cet écart peut être dû à une mauvaise estimation d'un ou de plusieurs paramètres physiques et une ré-identification de ces paramètres permettrait, éventuellement, de réduire cet écart. Cependant, il nous semble, à partir des simulations obtenus au chapitre III et à partir des méthodes d'identification que nous avons exposées, que des erreurs sur les paramètres sont relativement faibles.

4.2.6 Commande avec retour statique de la forme $v = c_0(w - y)$

Si nous imposons à présent une commande avec un retour de la forme $v = c_0(w - y)$ tel que représenté sur la figure V.9,

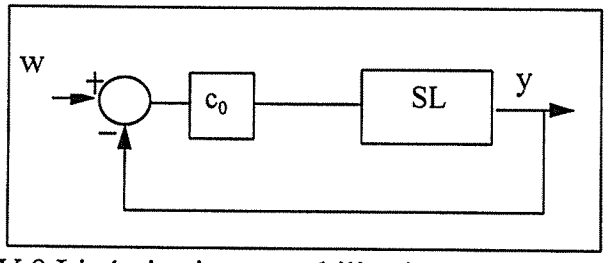


Figure V.9 Linéarisation et stabilisation par retour statique

et en tenant compte de la remarque précédente, la fonction de transfert entre la sortie y du système et la nouvelle commande w est explicitée ci-dessous :

$$\dot{y} = kv = kc_0(w - y) \tag{193}$$

soit, par la transformée de Laplace :

$$\frac{Y(p)}{W(p)} = \frac{1}{1 + \frac{p}{kc_0}} \tag{194}$$

Par conséquent, $Y(p)/W(p)$ est une fonction de transfert du premier ordre dont le gain statique est égal à 1 et dont la constante de temps vaut $(kc_0)^{-1}$.
Les essais suivants vont permettre de confronter le comportement mesuré du système physique avec le comportement théorique donné par la fonction de transfert Y(p)/W(p).

a) Etude du gain statique

Dans un premier temps, nous nous intéressons au gain statique du système. Celui-ci doit être en principe égal à un. Ainsi, si nous soumettons le système physique (figure V.9) à une entrée triangulaire dont la période est suffisamment grande (80 secondes), nous pouvons suivre l'évolution du gain statique du système pour une transformation de phase complète. Les figures V.10 et V.11 illustrent les résultats obtenus pour deux valeurs distinctes de c_0.

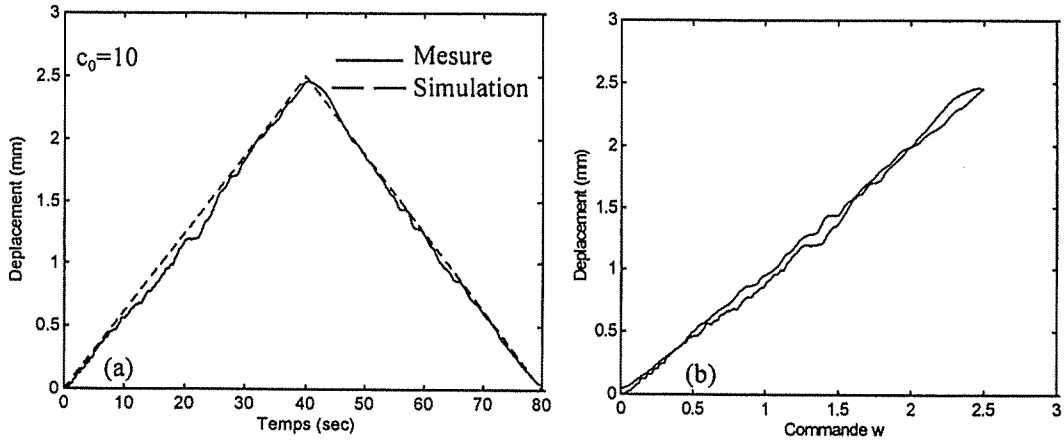


Figure V.10 Evolution du gain statique (a) et caractéristique statique (b)

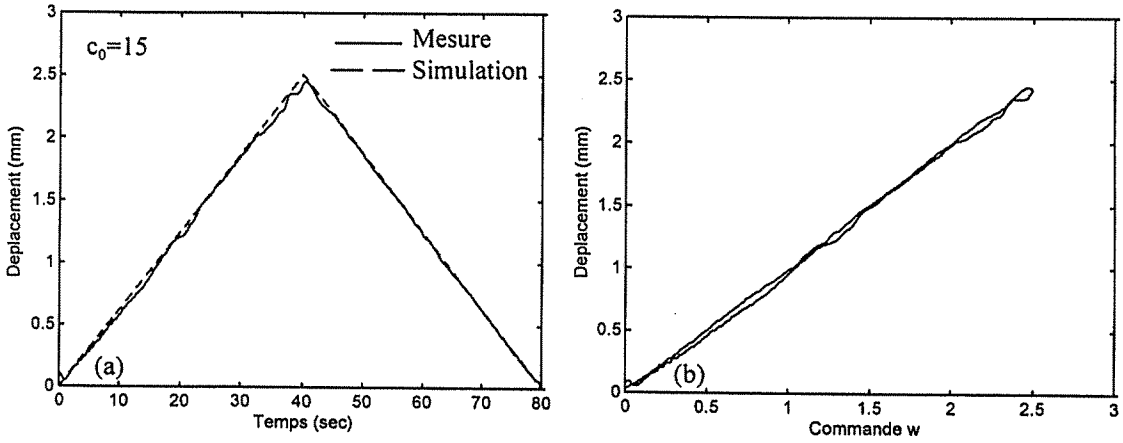


Figure V.11 Evolution du gain statique (a) et caractéristique statique (b)

A partir de ces résultats, nous déduisons les points suivants :

(i) le gain statique du système linéarisé correspond bien à la valeur théorique sur toute la plage de fonctionnement de l'actionneur AMF (transformation de phase complète).
(ii) la caractéristique statique y-w (figure V.10b et V.11b) est pratiquement linéaire, avec un hystérésis très faible.

b) Etude de la constante de temps

Pour comparer le comportement dynamique du système physique avec celui dont la fonction de transfert est Y(p)/W(p), nous étudions les réponses indicielles. Pour évaluer le comportement dynamique du système dans un large domaine de fonctionnement, nous appliquons des échelons d'amplitudes différentes. Les figures V.12, V.13 et V.14 correspondent aux réponses indicielles du système pour des amplitudes de 0,4 mm, 1 mm et 1,5mm et pour c_0=10. Celles-ci sont comparées avec les réponses obtenues par la simulation.

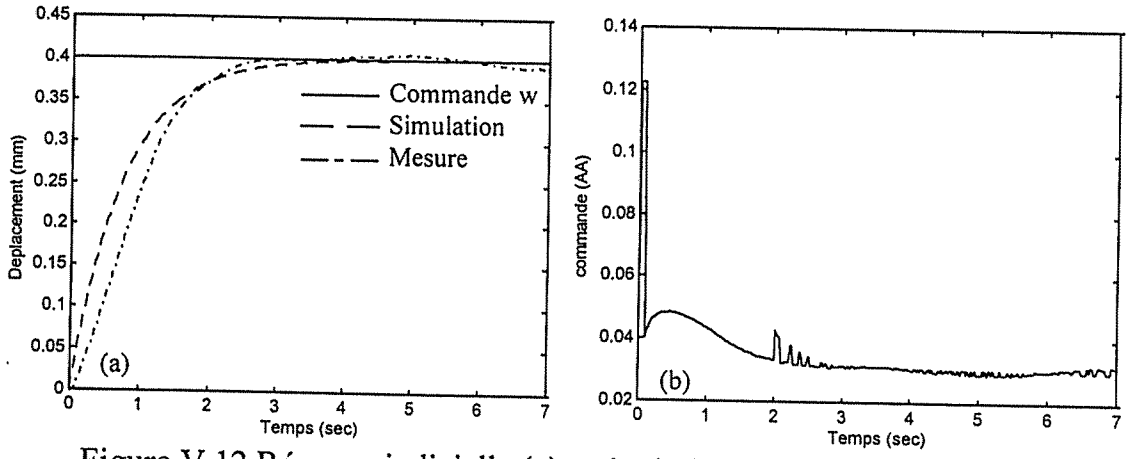


Figure V.12 Réponse indicielle (a) et évolution de la commande u (b)

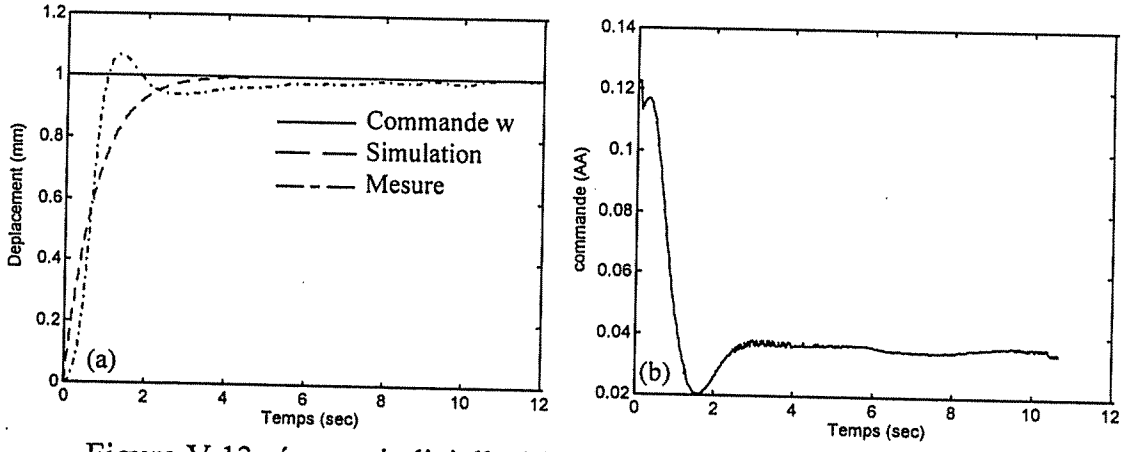


Figure V.13 réponse indicielle (a) et évolution de la commande u (b)

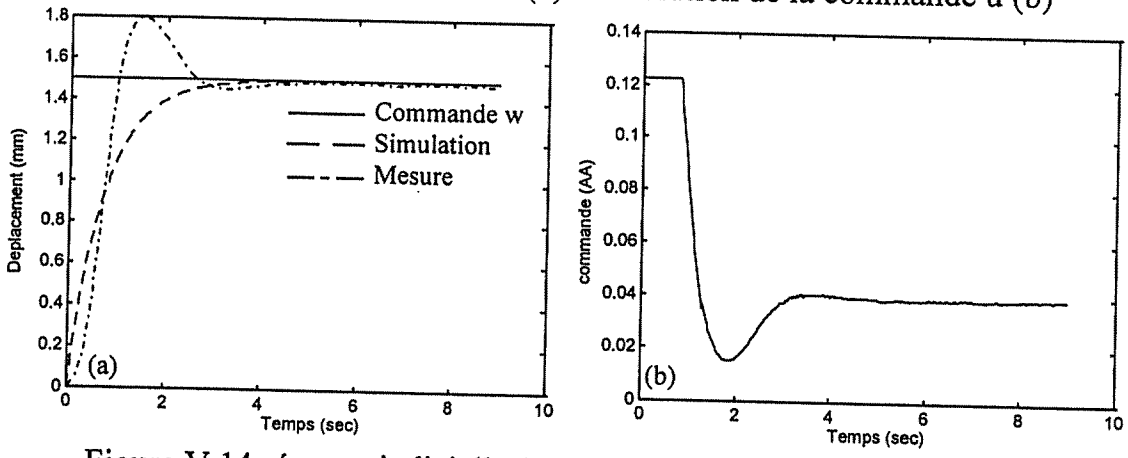


Figure V.14 réponse indicielle (a) et évolution de la commande u (b)

A partir de ces résultats, on peut déduire les points suivants :

(i) le gain statique est bel et bien égal à l'unité,

(ii) pour des échelons de faibles amplitudes, les réponses mesurées et les réponses obtenues sont relativement proches,

(iii) pour des amplitudes importantes, on constate un dépassement de la consigne qui tend à augmenter lorsque la consigne augmente.

Là encore, la cause des écarts dans le régime transitoire est relativement difficile à définir. Il semble tout de même probable que ces écarts soient dus à des erreurs de modélisation, notamment au niveau des cinétiques de transformation de phase. Un meilleur choix de ces cinétiques pourrait peut être permettre de réduire ces écarts. Nous sommes actuellement en train de travailler sur ces points pour trouver l'origine de ces écarts. Nous soulignons que pour de telles commandes, les auteurs, prudemment, ne donnent en général pas de comparaisons entre le comportement mesuré du système avec le comportement théorique.
En dépit de ces erreurs, les résultats obtenus sont tout de même fort intéressants. Il est en effet possible d'approcher, à partir d'une linéarisation exacte entrée-sortie et d'un retour statique $v = c_0(w - y)$, le comportement du système par une fonction de transfert du premier ordre avec une très bonne précision pour le gain statique. Les écarts dans le régime transitoire entre le modèle et le processus physique doivent nous conduire, par la suite, à mettre en œuvre une loi de commande qui soit robuste vis à vis de ces erreurs de modélisation.

4.2.7 Asservissement de position en boucle fermée

Dans le cas d'un système monovariable (une entrée, une sortie), il est souvent assez aisé de mettre en oeuvre des correcteurs séries de type PID. Cependant, compte tenu des remarques précédentes, il serait plus intéressant d'utiliser des méthodes de commandes robustes telles que la commande en mode glissant (sliding mode control), la commande à modèle interne ou pourquoi pas une commande prédictive telle que celle qui a été mise en oeuvre par Cadet et al. [CAD-97b] pour la commande d'un procédé industriel d'évaporation en sucrerie de cannes à partir d'une linéarisation exacte entrée-sortie du système non linéaire. Dans notre étude, l'asservissement de position est réalisé, dans un premier temps, à partir de correcteurs numériques de type PI ou PID qui sont faciles à mettre en œuvre pour un système linéaire ou linéarisé. Dans un second temps, une commande à modèle interne est également mise en oeuvre pour ses propriétés de robustesse et sa facilité d'implantation (un seul paramètre de réglage). Notons que d'autres méthodes pourraient également être envisagées offrant ainsi un champ intéressant d'investigation.

a). Correcteurs PID

Le schéma complet de l'asservissement de position est donné sur la figure V.15 . Sur cette figure, nous avons fait apparaître la partie relative au système linéaire obtenu et la partie propre au régulateur de fonction de transfert $C(p) = k_c(1+\frac{1}{T_i p}+T_d p)$, pour un PID par exemple.

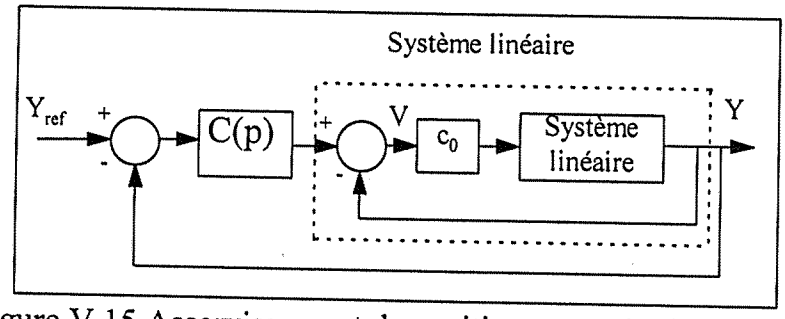


Figure V.15 Asservissement de position avec régulateur C(p)

Les figures V.16 et V.17 représentent la réponse indicielle et un suivi de trajectoire pour un régulateur PI pour deux jeux de paramètres. Ces réponses sont comparés à celles données par la simulation.

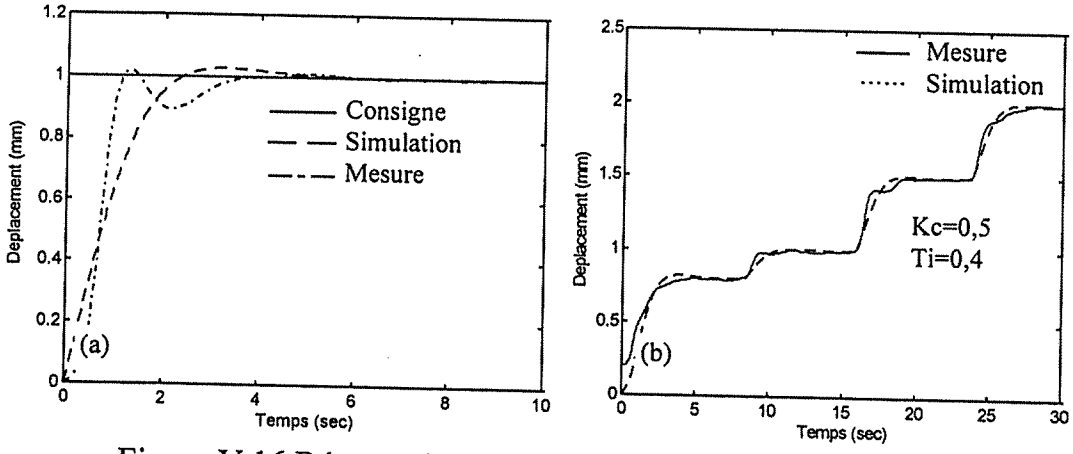


Figure V.16 Réponse indicielle (a) et suivi de trajectoire (b)

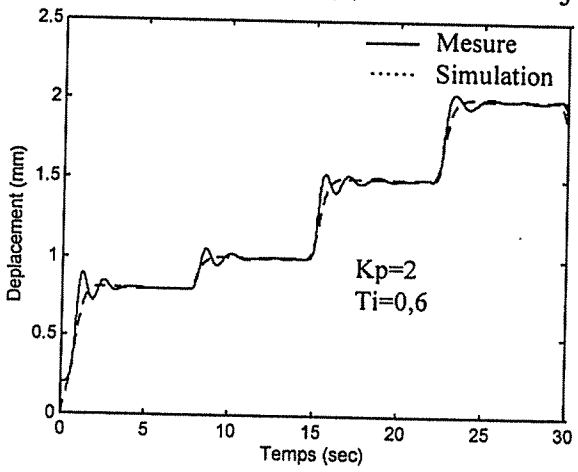
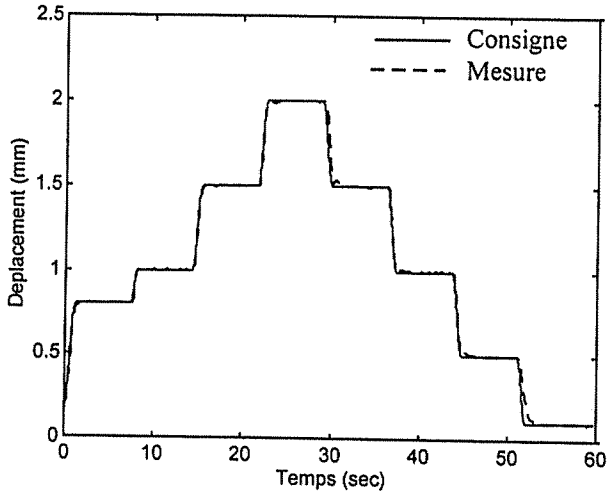


Figure V.17 Suivi de trajectoire avec un régulateur PI.

La figure V.18 correspond à un suivi de trajectoire avec un régulateur PID complet.



Kc=10
Ti=0,6
Td=0,05

Figure V.18 Suivi de trajectoire avec un régulateur PID.

Les résultats obtenus nous semblent satisfaisants tant au niveau de la stabilité que de la précision de l'asservissement.

b) Commande à modèle interne

La deuxième structure qui est envisagée est une commande à modèle interne [DEL-93]. La structure de la commande à modèle interne se présente selon le schéma de la figure V.19 :

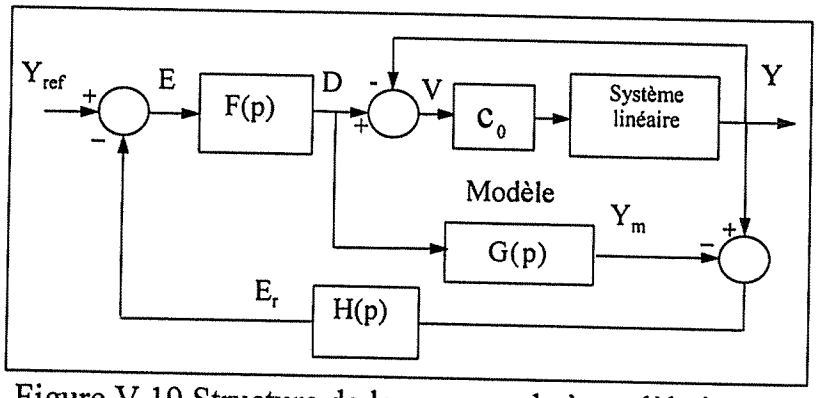


Figure V.19 Structure de la commande à modèle interne

La commande à modèle interne incorpore une simulation du processus par le modèle G(p) qui doit être stable. Si ce modèle représente parfaitement le système physique, la différence $Y - Y_m$ est une reconstruction des perturbations. Pour atténuer ces perturbations et assurer la robustesse, la différence $Y - Y_m$ est filtrée par un filtre passe bas dont la fonction de transfert est H(p), usuellement choisie comme un filtre du premier ordre :

$$H(p) = \frac{1}{1+Tp} \tag{195}$$

Si nous explicitons la fonction de transfert $Y(p)/Y_{ref}$, nous avons :

$$\frac{Y(p)}{Y_{ref}(p)} = \frac{F(p)G^{*}(p)}{1+H(p)F(p)\left[G^{*}(p)-G(p)\right]} \tag{196}$$

$G^{*}(p)$ correspond au système bouclé représenté sur la figure V.20 :

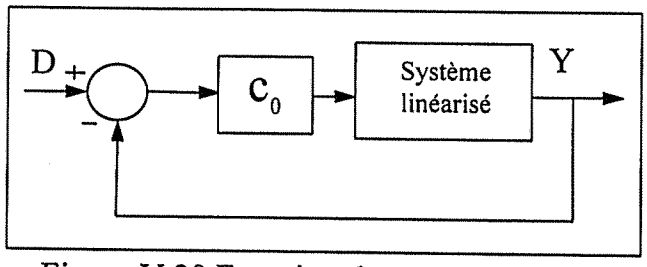


Figure V.20 Fonction de transfert $G^{*}(p)$

On peut également exprimer l'erreur d'asservissement $Y_{ref} - Y$ qui est égale à :

$$E(p) = Y_{ref}(p) - Y(p) = \frac{1+H(p)F(p)\left(G^{*}(p)-G(p)\right)-F(p)G^{*}(p)}{1+H(p)F(p)\left(G^{*}(p)-G(p)\right)} \tag{197}$$

Une condition nécessaire et suffisante pour que l'erreur statique $Y_{ref} - Y$ soit nulle en régime permanent est que le gain statique de H(p) soit égal à l'inverse du gain statique de G(p), soit :

$$F(0) = G(0)^{-1} \tag{198}$$

S'il existe des écarts entre le processus $G^{*}(p)$ et le modèle G(p), le filtre F(p) permet d'assurer le compromis performance-robustesse. En effet, si on détermine la fonction de transfert en boucle ouverte $E_r(p)/E(p)$, on a :

$$\frac{E_r(p)}{E(p)} = F(p)\left(G^{*}(p)-G(p)\right)H(p) = \frac{G^{*}(p)-G(p)}{G(0)\left[1+Tp\right]} \tag{199}$$

Remarque : la fonction de transfert F(p) est prise égale à un simple gain dont la valeur est $G(0)^{-1}$, ce qui correspond à la condition nécessaire et suffisante pour que l'erreur statique soit nulle en régime permanent.

Comme $G^{*}(p)$ et $G(p)$ sont stables quelque soit la valeur de la pulsation ω, on obtient alors :

$$\lim_{T\to\infty}\left|\frac{P(j\omega)}{E(j\omega)}\right| = 0 \quad , \ \forall\omega \tag{200}$$

Par conséquent, une grande valeur de T permet une atténuation des perturbations ainsi qu'une loi de commande plus robuste. En contrepartie, une grande valeur de T entraîne un retard à l'estimation de E_r d'où un retard à la compensation. Ceci implique des performances pauvres en régulation.

Les résultats obtenus par la commande à modèle interne pour le système AMF + charge sont illustrés sur les figures V.21 et V.22 pour deux types de consigne.

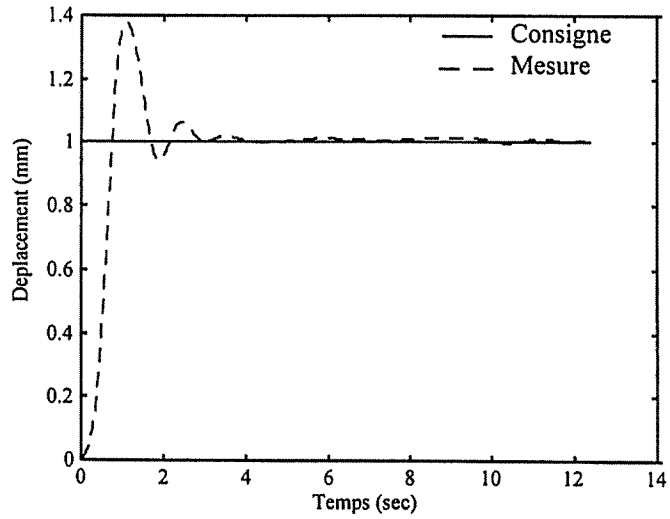


Figure V.21 Réponse indicielle avec commande à modèle interne

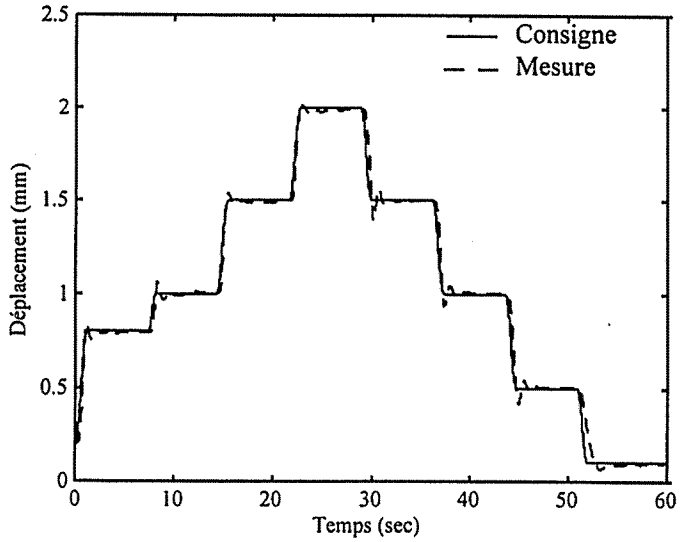


Figure V.22 Suivi de trajectoire avec commande à modèle interne

Les résultats obtenus sont intéressants. La stabilité de la commande est assurée dans tout le domaine de fonctionnement de l'actionneur AMF. Le seul inconvénient concerne le dépassement relativement important. L'origine de ce dépassement est semble t-il la même que celle constatée dans le paragraphe 4.2.6 .

4.3 Asservissement d'effort à position constante

Après avoir étudié la commande en position à effort constant, nous nous proposons d'étudier la commande en effort d'un actionneur AMF en utilisant la même méthode, c'est à dire, à partir d'une linéarisation exacte entrée-sortie. Dans cette étude, la déformation (c'est à dire la position) est maintenue constante. La démarche sera identique à celle adoptée dans le paragraphe 4.2 .

4.3.1 Rappel des équations

Dans cette étude, les conditions de fonctionnement de l'actionneur sont les suivantes : le fil AMF est prédéformé en phase martensitique à $\varepsilon = \varepsilon_0$ et ce niveau de déformation est maintenue constante au cours du chauffage ce qui entraîne la génération d'une contrainte de restauration. Pour ce système, l'évolution de la température est toujours donnée par l'équation (88), soit :

$$\rho c_v \dot{T} + \frac{4h}{d}(T - T_a) - \rho \Delta u^{\bullet}(\dot{z}_\sigma + \dot{z}_T) = \frac{16\rho_e}{\pi^2 d^4} u \qquad (201)$$

La contrainte développée par l'actionneur AMF est égale à :

$$\sigma = E\gamma\,(z_\sigma^0 - z_\sigma) \qquad (202)$$

Les expressions des cinétiques de transformation de phase relatives à la formation ou à la disparition de la martensite orientée z_σ et de la martensite autoaccommodante z_T sous l'effet de la température et de la contrainte sont données ci-dessous.

$$M \to A : \begin{cases} \dot{z}_\sigma = z_\sigma\left(\dfrac{\gamma a_R^\sigma}{\rho \Delta s^{\bullet}}\dot{\sigma} - b_R \dot{T}\right) \\ \dot{z}_T = -z_T a_R^T \dot{T} \end{cases} \quad A \to M : \begin{cases} \dot{z}_\sigma = (z_\sigma^0 - z_\sigma)\left(\dfrac{\gamma a_F^\sigma}{\rho \Delta s^{\bullet}}\dot{\sigma} - b_F \dot{T}\right) \\ \dot{z}_T = -(z_T^0 - z_T) a_F^T \dot{T} \end{cases} \qquad (203)$$

4.3.2 Variables d'état et représentation d'état

En considérant l'effort f développé par l'actionneur AMF (pour $\varepsilon = \varepsilon_0$), où $f = \sigma S$ (S étant à la section du fil AMF), le vecteur d'état peut être choisi sous la forme :

$$x = \begin{pmatrix} f \\ z_T \\ T - T_a \end{pmatrix} \qquad (x_1 = f \quad x_2 = z_T \quad x_3 = T - T_a) \tag{204}$$

A partir des équations (201), (202) et (203) et du choix de x, les expressions des champs de vecteurs du comportement dynamique et de la commande permettant d'obtenir la représentation d'état définie en (138), sont explicitées ci-dessous :

$$f^{(R)}(x) = \begin{cases} f_1^{(R)} = -\dfrac{k_6 k_8 (z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8}) k_2 x_3}{(1 + k_{14}(z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8}))(k_1 + \dfrac{k_3 k_6 (z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8})}{1 + k_{14}(z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8})} + k_3 k_7 x_2)} \\ f_2^{(R)} = \dfrac{k_7 k_2 x_2 x_3}{(1 + k_{14}(z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8}))(k_1 + \dfrac{k_3 k_6 (z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8})}{1 + k_{14}(z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8})} + k_3 k_7 x_2)} \\ f_3^{(R)} = -\dfrac{k_2 x_3}{(1 + k_{14}(z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8}))(k_1 + \dfrac{k_3 k_6 (z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8})}{1 + k_{14}(z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8})} + k_3 k_7 x_2)} \end{cases} \tag{205}$$

$$g^{(R)}(x)=\begin{cases} g_1^{(R)}=\dfrac{k_6k_8(z_\sigma^0-\frac{x_1}{k_8})(k_4+k_5(z_\sigma^0-\frac{x_1}{k_8}+x_2))}{(1+k_{14}(z_\sigma^0-\frac{x_1}{k_8}))(k_1+\dfrac{k_3k_6(z_\sigma^0-\frac{x_1}{k_8})}{1+k_{14}(z_\sigma^0-\frac{x_1}{k_8})}+k_3k_7x_2)} \\ g_2^{(R)}=-\dfrac{k_7x_2(k_4+k_5(z_\sigma^0-\frac{x_1}{k_8}+x_2))}{(1+k_{14}(z_\sigma^0-\frac{x_1}{k_8}))(k_1+\dfrac{k_3k_6(z_\sigma^0-\frac{x_1}{k_8})}{1+k_{14}(z_\sigma^0-\frac{x_1}{k_8})}+k_3k_7x_2)} \\ g_3^{(R)}=\dfrac{k_4+k_5(z_\sigma^0-\frac{x_1}{k_8}+x_2)}{(1+k_{14}(z_\sigma^0-\frac{x_1}{k_8}))(k_1+\dfrac{k_3k_6(z_\sigma^0-\frac{x_1}{k_8})}{1+k_{14}(z_\sigma^0-\frac{x_1}{k_8})}+k_3k_7x_2)} \end{cases} \tag{206}$$

$$f^{(F)}(x)=\begin{cases} f_1^{(F)}=-\dfrac{k_9x_1k_2x_2}{(1+\frac{k_{15}}{k_8}x_1)(k_1+\dfrac{\frac{k_3k_9}{k_8}x_1}{1+\frac{k_{15}}{k_8}x_1}+k_3k_{10}(z_T^0-x_2))} \\ f_2^{(F)}=\dfrac{k_{10}(z_T^0-x_2)k_2x_2}{(1+\frac{k_{15}}{k_8}x_1)(k_1+\dfrac{\frac{k_3k_9}{k_8}x_1}{1+\frac{k_{15}}{k_8}x_1}+k_3k_{10}(z_T^0-x_2))} \\ f_3^{(F)}=-\dfrac{k_2x_2}{(1+\frac{k_{15}}{k_8}x_1)(k_1+\dfrac{\frac{k_3k_9}{k_8}x_1}{1+\frac{k_{15}}{k_8}x_1}+k_3k_{10}(z_T^0-x_2))} \end{cases} \tag{207}$$

$$g^{(F)}(x)=\begin{cases} g_1^{(F)}=\dfrac{k_9x_1(k_4+k_5(z_\sigma^0-\dfrac{x_1}{k_8}+x_2))}{(1+\dfrac{k_{15}}{k_8}x_1)(k_1+\dfrac{\dfrac{k_3k_9}{k_8}x_1}{1+\dfrac{k_{15}}{k_8}x_1}+k_3k_{10}(z_T^0-x_2))} \\ g_2^{(F)}=-\dfrac{k_{10}(z_T^0-x_2)(k_4+k_5(z_\sigma^0-\dfrac{x_1}{k_8}+x_2))}{(1+\dfrac{k_{15}}{k_8}x_1)(k_1+\dfrac{\dfrac{k_3k_9}{k_8}x_1}{1+\dfrac{k_{15}}{k_8}x_1}+k_3k_{10}(z_T^0-x_2))} \\ g_3^{(F)}=\dfrac{k_4+k_5(z_\sigma^0-\dfrac{x_1}{k_8}+x_2)}{(1+\dfrac{k_{15}}{k_8}x_1)(k_1+\dfrac{\dfrac{k_3k_9}{k_8}x_1}{1+\dfrac{k_{15}}{k_8}x_1}+k_3k_{10}(z_T^0-x_2))} \end{cases} \qquad (208)$$

La sortie h(x) est prise égale à l'effort, soit à la variable d'état x_1. Rappelons que le passage d'une représentation d'état à l'autre se fait à partir des critères de transition de phase qui permettent de connaître quelle transition de phase est effective et donc de commuter sur la représentation adéquate.

Dans (205), (206), (207) et (208), sont introduits deux nouvelles constantes désignées par k_{14} et k_{15}. Leurs expressions sont données ci-dessous :

$$k_{14}=\frac{E\gamma^2a_R^\sigma S}{\rho\Delta s^*}$$

$$k_{15}=\frac{E\gamma^2a_F^\sigma S}{\rho\Delta s^*}$$

4.3.3 Calcul de l'indice caractéristique

Nous allons, dans la suite de l'étude, utiliser la même méthode de commande que celle utilisée pour l'asservissement de position (linéarisation exacte entrée-sortie). Le calcul de la quantité $L_g L_f^0 h(x) = L_g h(x)$ pour la transition de phase $M \rightarrow A$ donne :

$$L_g h(x) = \frac{k_6 k_8 (z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8})(k_4 + k_5(z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8} + x_2)}{(1 + k_{14}(z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8}))(k_1 + \frac{k_3 k_6 (z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8})}{1 + k_{14}(z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8})} + k_3 k_7 (z_T^0 - x_2))} \quad (209)$$

Pour la transition de phase $A \rightarrow M$, nous obtenons :

$$L_g h(x) = \frac{k_9 x_1 (k_4 + k_5(z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8} + x_2))}{(1 + \frac{k_{15}}{k_8} x_1)(k_1 + \frac{\frac{k_3 k_9}{k_8} x_1}{1 + \frac{k_{15}}{k_8} x_1} + k_3 k_{10}(z_T^0 - x_2))} \quad (210)$$

Là encore, on peut montrer assez facilement que la quantité $L_g h(x)$ est différente de zéro quelle que soit la valeur de l'état x. En effet, la quantité $(k_4 + k_5(z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8} + x_2))$ correspond à $16\rho_e / \pi^2 d^4$, où ρ_e est la résistivité du matériau. Donc celle-ci est toujours différente de zéro. Dans (209), le terme $z_\sigma^0 - x_1 / k_8$ correspond à la fraction de martensite orientée z_σ. Ce terme est nul lorsque le matériau est totalement en phase austénitique. Par conséquent, le cas $z_\sigma = 0$ ne correspond pas à un état possible dans le domaine de fonctionnement de l'actionneur. Enfin, dans l'expression (210), x_1 correspond à l'effort développé par l'actionneur AMF. x_1 est nul lorsque l'actionneur est au repos (pas de chauffage). Là aussi, ce cas ne correspond pas à un état possible dans le domaine de fonctionnement.

Le degré relatif de ce système est alors égal à 1. Ce résultat était prévisible dans la mesure où la fraction de martensite est à la fois à l'origine de la déformation de

l'actionneur ainsi que de l'effort généré. Par ailleurs, nous verrons au cours de cette étude que les résultats obtenus sont bel et bien comparables.

4.3.4 Loi de commande

On rappelle que pour un système dynamique d'indice caractéristique égal à 1, la loi de commande linéarisante correspondante est :

$$u = \frac{-L_f h(x) + v}{L_g h(x)} \tag{211}$$

Pour la transformation de phase $M \rightarrow A$, l'expression de la commande est :

$$u^{(R)} = \frac{k_6 k_8 (z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8}) k_2 x_3 + v\,(1 + k_{14}(z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8}))(k_1 + \frac{k_3 k_6 (z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8})}{1 + k_{14}(z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8})} + k_3 k_7 (z_T^0 - x_2))}{k_6 k_8 (z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8})(k_4 + k_5 (z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8} + x_2)} \tag{212}$$

et pour la transformation de phase $A \rightarrow M$, nous obtenons le résultat suivant :

$$u^{(F)} = \frac{k_9 x_1 k_2 x_3 + v\,(1 + \frac{k_{15}}{k_8} x_1)(k_1 + \frac{\frac{k_3 k_9}{k_8} x_1}{1 + \frac{k_{15}}{k_8} x_1} + k_3 k_{10} (z_T^0 - x_2))}{k_9 x_1 (k_4 + k_5 (z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8} + x_2))} \tag{213}$$

La figure V.23 représente la commande qui a été mise en œuvre sur la plate-forme pour les essais à déformation imposée.

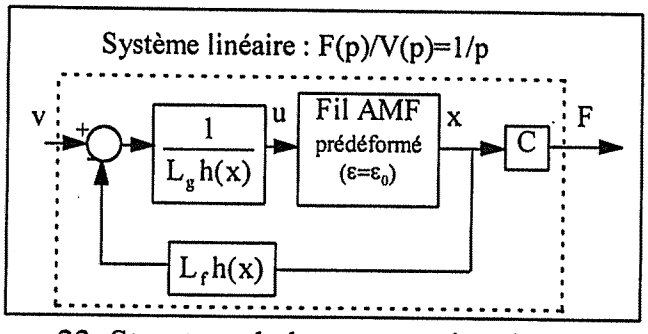


Figure 23. Structure de la commande mise en œuvre

Remarques :

(i) Pour les différents essais expérimentaux que nous présenterons dans les paragraphes qui suivent, nous utilisons les valeurs numériques données dans le tableau III.3 pour les différents paramètres intervenant dans la loi de commande (expressions 212 et 213). Même si certaines valeurs numériques ne correspondent pas tout à fait au fil AMF utilisé pour cette étude, ces différences permettront d'apprécier les propriétés de robustesse de la loi de commande que nous avons mise en œuvre, notamment vis à vis des erreurs paramétriques.

(ii) La loi de commande (expressions 212 et 213) dépend explicitement de x_1, x_2 et x_3. Dans la suite de l'étude, nous négligerons la variable x_2 qui correspond à la fraction de martensite autoaccommodante.

4.3.5 Fonction de transfert F(p)/V(p)

Le degré relatif du système valant 1, le système linéaire obtenu correspond à un simple intégrateur, soit :

$$\dot{f} = v \tag{214}$$

ou encore par la transformation de Laplace :

$$\frac{F(p)}{V(p)} = \frac{1}{p} \tag{215}$$

La figure suivante donne une comparaison entre la réponse indicielle du système physique après linéarisation exacte entrée-sortie et la réponse théorique donnée par la fonction de transfert F(p)/V(p).

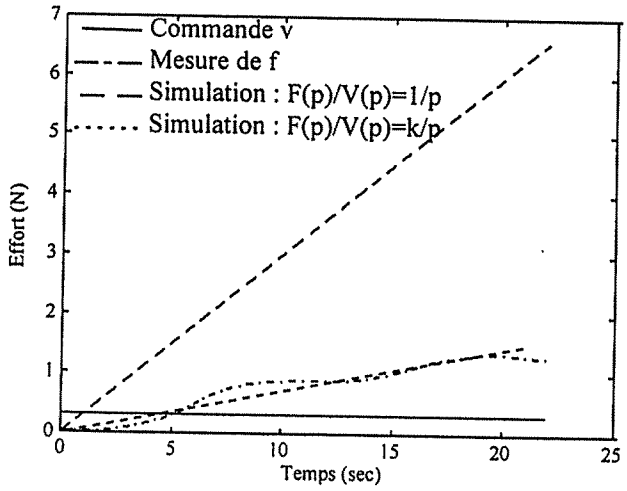


Figure V.24 Réponse du système linéarisé en boucle ouverte

Les résultats obtenus sont identiques à ceux obtenus au paragraphe 4.2.5. En effet, nous constatons une différence notable entre la réponse théorique et la réponse mesurée, celle-ci étant plus lente. Là encore, cette constatation nous amène à considérer que la fonction de transfert F(p)/V(p) est égale à k/p , au lieu de 1/p.

4.3.6 Commande avec retour statique : $v = c_0(w - f)$

On impose à présent une commande avec un retour statique de la sortie de la forme $v = c_0(w - f)$ représenté sur la figure V.25 et comme cela aussi était fait au paragraphe 4.2.6.

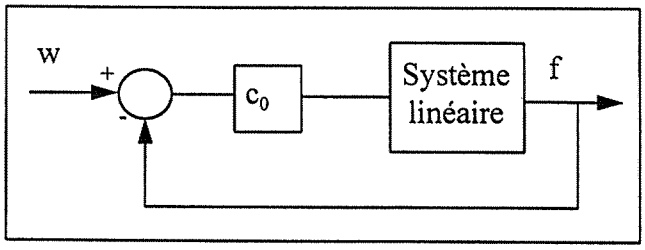


Figure V.25 Commande avec retour statique de la sortie

On obtient alors le résultat suivant :

$$v = c_0(w - f) \tag{216}$$

soit par la transformation de Laplace :

$$\frac{F(p)}{W(p)} = \frac{1}{1 + \frac{p}{kc_0}} \tag{217}$$

$F(p)/W(p)$ est une fonction de transfert du premier ordre dont le gain statique est égal à un et la constante de temps égale à $(kc_0)^{-1}$. Les essais effectués ci-dessous permettent de confronter le comportement de ce système avec le comportement théorique donné par la fonction de transfert F(p)/W(p).

a) Etude du gain statique

Dans un premier temps, le système est soumis à une entrée triangulaire dont la période est suffisamment grande (120 secondes) de façon à suivre l'évolution du gain statique du système linéarisé pendant la transition de phase.

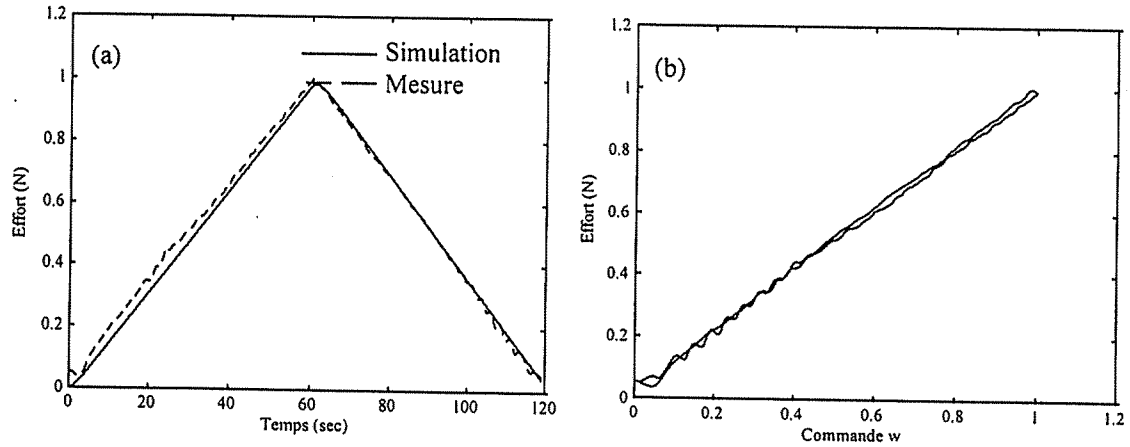


Figure V.26 Evolution du gain statique (a) caractéristique statique f-w (b) pour $c_0 = 10$

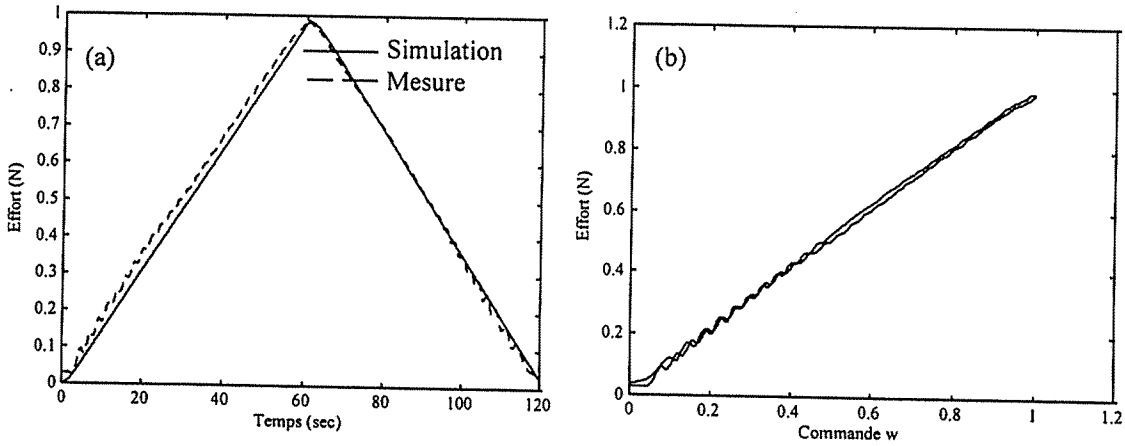


Figure V.27 Evolution du gain statique (a) caractéristique statique f-w (b) pour $c_0 = 15$

(i) le gain statique du système linéaire obtenu correspond bien à la valeur théorique sur la plage de fonctionnement utilisée.

(ii) la caractéristique statique f-w (figure V.26b et V.27b) est pratiquement linéaire, avec un hystérésis très faible.

b) Etude de la constante de temps

Les figures V.28 et V.29 correspondent à une comparaison entre les réponses indicielles mesurées et simulées.

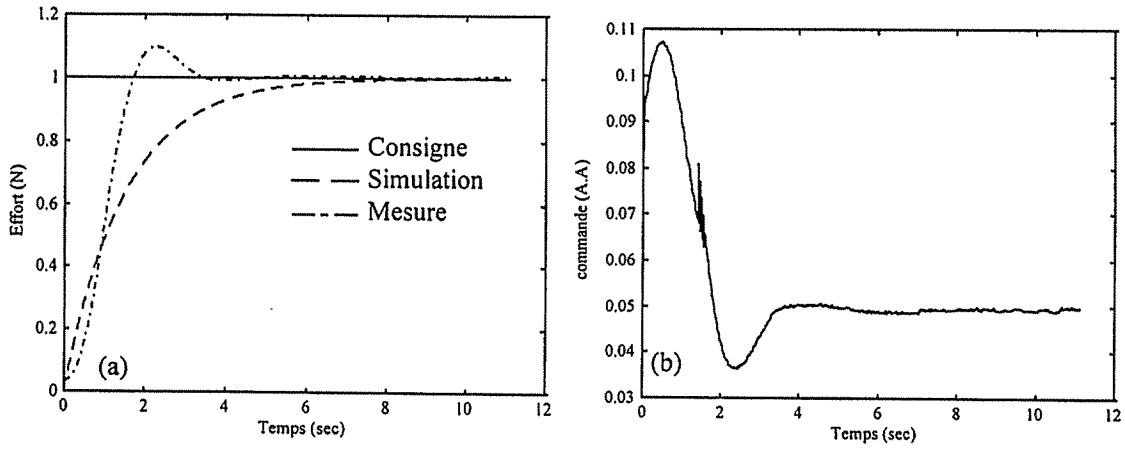


Figure V.28 Comparaison des réponses indicielles pour un échelon de 1N (a) évolution de la commande u (b)

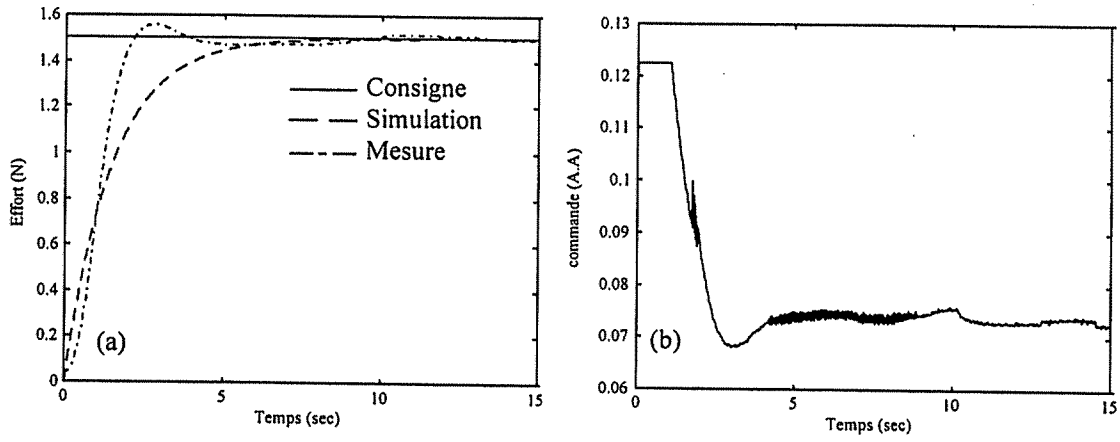


Figure V.29 comparaison des réponses indicielles pour un échelon de 1,5N (a) évolution de la commande u (b)

On constate des écarts qui sont de même nature que ceux observés au paragraphe 4.2.6 de ce chapitre.

4.3.8 Asservissement d'effort en boucle fermée

Nous avons obtenu à partir d'une linéarisation exacte entrée-sortie et d'un retour statique de la forme $v = c_0(w - f)$ une fonction de transfert du premier ordre identique à celle obtenue au paragraphe 4.2.6 pour la commande en position à effort constant. Ainsi, si nous réalisons un asservissement d'effort avec un régulateur linéaire C(p) de type PID (figure V.30) on peut s'attendre à des performances identiques.

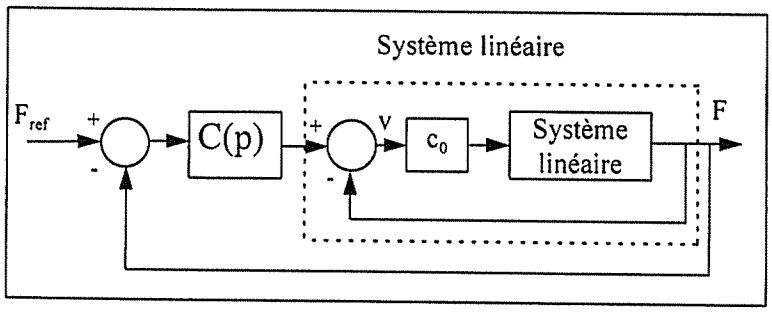


Figure V.30 Asservissement d'effort

A titre de comparaison, les figures suivantes correspondent à un suivi de trajectoire en effort avec un régulateur complet PID dont les paramètres K_p, T_i et T_d sont les mêmes que pour l'asservissement de position (paragraphe 4.2.7).
La figure V.31 correspond à une comparaison entre la consigne appliquée (suivi d'effort) et la réponse mesurée. La figure V.32 correspond, quant à elle, à une comparaison entre la réponse mesurée et la réponse simulée.

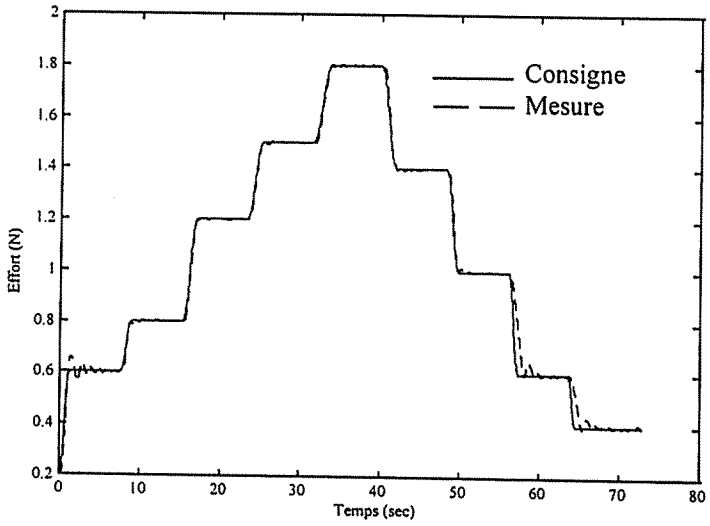


Figure V.31 Consigne et réponse mesurée

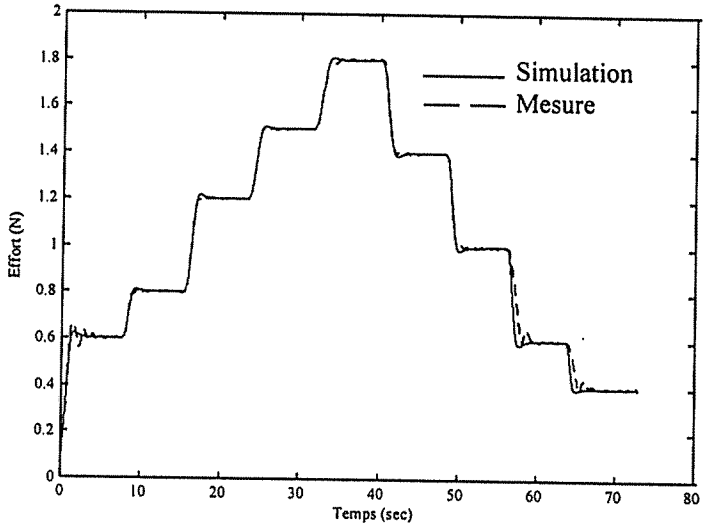


Figure V.32 Réponses simulée et mesurée

Les résultats obtenus pour la commande en effort à position constante sont aussi satisfaisants. Ces résultats étaient prévisibles dans la mesure où nous avons obtenu un modèle linéaire (après linéarisation entrée-sortie) identique à celui obtenu au paragraphe 4.2.7.

4.4 Conclusion

Nous avons aborder dans les paragraphes 4.2 4.3 la commande des actionneurs AMF pour deux conditions particulières de fonctionnement : l'une à effort constant et l'autre à déformation imposée. Les résultats obtenus ont permis de juger de l'intérêt de la commande non linéaire proposée pour des actionneurs AMF. Cette méthode convient particulièrement bien pour ces systèmes car les résultats expérimentaux montrent qu'il est possible de linéariser et de stabiliser le comportement de ces actionneurs dans tout le domaine de fonctionnement. Par ailleurs, nous devons souligner la robustesse de la loi de commande mise en oeuvre. Dans un premier temps, il est possible de négliger la fraction de martensite autoaccommodante dans la représentation d'état ce qui permet de réduire la dimension du système d'état étudié. Dans un deuxième temps, les résultats restent tout à fait convenables malgré des erreurs paramétriques et de modélisation qui nous ont conduit à choisir pour le système linéarisé une fonction de transfert entre la commande v et la sortie de la forme k/p. Nous sommes actuellement en train de travailler sur ce point.
Nous pouvons remarquer que la méthode proposée est une méthode nouvelle, très innovante et qui ouvre un champ d'investigation intéressant pour la commande des actionneurs AMF ou de systèmes intégrant de tels actionneurs.

5. Observateur à grand gain

5.1 Introduction

Les lois de commande que nous avons déterminées dans les paragraphes 4.2 et 4.3 dépendent explicitement des différentes variables d'état. Pour l'asservissement de position à effort constant, la commande dépend de la température et de la position de l'actionneur. Pour l'asservissement d'effort à position constante, elle dépend de l'effort et de la température. Dans ces deux études, ces différentes grandeurs sont mesurées. Dans la perspective de réduire le nombres de composants instrumentant l'actionneur AMF, nous proposons, dans ce qui suit, une autre approche pour estimer la température. Dans le chapitre précédent, nous avons testé plusieurs méthodes pour estimer la température. Dans ce chapitre, nous testons un observateur basé également sur la géométrie différentielle (algèbre de Lie) qui est un observateur à grand gain. La synthèse d'un tel observateur est intéressante lorsque la dimension du vecteur d'état reste faible. En effet, un des inconvénients de cette méthode est qu'elle se prête mal aux systèmes d'état dont la dimension est importante et où il devient alors impossible d'obtenir une forme explicite de l'observateur (cas des procédés industriels d'évaporation en sucrerie de cannes [CAD-97a]).

5.2 Rappels

La détermination d'un observateur à grand gain nécessite dans un premier temps un représentation d'état affine en la commande du système, que nous rappelons ci-dessous :

$$\begin{cases} \dot{x} = f(x) + g(x)u \\ h(x) = y \end{cases} \tag{218}$$

Ainsi, si on considère l'application $\Phi(x)$ définie par :

$$\begin{aligned} &\Phi_1(x) = \xi_1 = h(x) \\ &\quad \dots \\ &\quad \dots \\ &\Phi_n(x) = \xi_2 = L_n h(x) \end{aligned} \tag{219}$$

on transforme ainsi le système (218) sous la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} \dot{\zeta}_1 \\ \cdots \\ \cdots \\ \dot{\zeta}_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \zeta_2 \\ \cdots \\ \cdots \\ L_f^n h(x) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} g_1(\zeta_1,\cdots,\zeta_n) \\ \cdots \\ \cdots \\ g_n(\zeta_1,\cdots,\zeta_n) \end{pmatrix} u \tag{220}$$

qui peut encore s'écrire sous forme matricielle :

$$\dot{\zeta} = F(\zeta_1,\cdots,\zeta_n) + G(\zeta_1,\cdots,\zeta_n)u \tag{221}$$

Le système dynamique suivant :

$$\dot{\hat{\zeta}} = F(\hat{\zeta}_1,\cdots,\hat{\zeta}_n) + G(\hat{\zeta}_1,\cdots,\hat{\zeta}_n)u + S_\infty^{-1}C^{tr}(h(x) - C\hat{\zeta}) \tag{222}$$

constitue alors un observateur complet (observateur à grand gain) pour le système (220), où la sortie mesurée est h(x). La matrice S_∞, définie positive, est solution de l'équation matricielle (223) :

$$-\theta S_\infty - A^{tr}S_\infty - S_\infty A + C^{tr}C = 0 \tag{223}$$

θ est un scalaire qui permet d'ajuster la vitesse de convergence de l'estimateur et C^{tr} est le vecteur transposé de C. Les expressions de C et A sont données ci-dessous.

$$C = (1 \quad \cdots \quad \cdots \quad 0) \qquad , \qquad A = \begin{pmatrix} 0 & \cdots & 1 \\ \vdots & \ddots & \\ 0 & & 0 \end{pmatrix} \tag{224}$$

5.3 Estimation de la température

Nous considérons le système d'état non linéaire que nous avons étudié au paragraphe 4.2. Ce système correspond au comportement d'un actionneur AMF soumis à une conytrainte constante. Le vecteur d'état de ce système est :

$$x = \begin{pmatrix} y \\ T - T_a \end{pmatrix} \tag{225}$$

Etant donné que nous avons deux représentations d'état, l'une pour la transition de phase M→A et l'autre pour la transition de phase A→M, nous allons déterminer un observateur pour chacun de ces cas et l'utilisation des critères de transformation de phase nous permettra, une fois de plus, de connaître l'expression de l'observateur qui convient.

Pour cela, nous devons résoudre l'équation matricielle (223). En désignant par K_1 et K_2 les composantes du vecteur K, la résolution de l'équation matricielle (223) permet d'aboutir aux valeurs suivantes :

$$\begin{cases} K_1 = 2\theta \\ K_2 = \theta^2 \end{cases} \tag{226}$$

A partir des différentes étapes de calculs qui ont été mentionnées précédemment, nous obtenons finalement les expressions suivantes pour $\hat{x}_1$ et $\hat{x}_2$.

Pour la transition de phase $M \rightarrow A$:

$$\dot{\hat{x}}_1 = -\frac{k_8 k_6 (z_\sigma^0 - \frac{\hat{x}_1}{k_8}) k_2 \hat{x}_2}{k_1 + k_3 k_6 (z_\sigma^0 - \frac{\hat{x}_1}{k_8})} + \frac{(k_8 k_6 (z_\sigma^0 - \frac{\hat{x}_1}{k_8}))(k_4 + k_5 (z_\sigma^0 - \frac{\hat{x}_1}{k_8}))}{k_1 + k_3 k_6 (z_\sigma^0 - \frac{\hat{x}_1}{k_8})} u + K_1 (y - \hat{x}_1)$$

$$\dot{\hat{x}}_2 = -\frac{k_2 \hat{x}_2}{k_1 + k_3 k_6 (z_\sigma^0 - \frac{\hat{x}_1}{k_8})} + \frac{k_4 + k_5 (z_\sigma^0 - \frac{\hat{x}_1}{k_8})}{k_1 + k_3 k_6 (z_\sigma^0 - \frac{\hat{x}_1}{k_8})} u$$

$$+ \frac{k_1 \hat{x}_2}{k_8 (z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8})(k_1 + k_3 k_6 (z_\sigma^0 - \frac{\hat{x}_1}{k_8})} K_1 (y - \hat{x}_1) \tag{227}$$

$$- \frac{k_3 z_\sigma^{0\,2} k_6^{\,2} k_8^{\,2} + k_3^{\,2} k_6^{\,2} \hat{x}_1^{\,2} - 2 k_3^{\,2} z_\sigma^0 k_6^{\,2} \hat{x}_1 k_8 - 2 k_3 k_1 k_6 \hat{x}_1 k_8}{k_8^{\,3} k_6 k_2 (z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8})(k_1 + k_3 k_6 (z_\sigma^0 - \frac{\hat{x}_1}{k_8})} K_2 (y - \hat{x}_1)$$

$$- \frac{2 k_3 z_\sigma^0 k_1 k_6 k_8^{\,2} + k_1^{\,2} k_8^{\,2}}{k_8^{\,3} k_6 k_2 (z_\sigma^0 - \frac{x_1}{k_8})(k_1 + k_3 k_6 (z_\sigma^0 - \frac{\hat{x}_1}{k_8})} K_2 (y - \hat{x}_1)$$

et pour la transition de phase $A \rightarrow M$:

$$\dot{\hat{x}}_1 = -\frac{k_9\hat{x}_1 k_2\hat{x}_2}{k_1 + \frac{k_3 k_9 \hat{x}_1}{k_8}} + \frac{k_9\hat{x}_1(k_4 + k_5(z_\sigma^0 - \frac{\hat{x}_1}{k_8}))}{k_1 + \frac{k_3 k_9 \hat{x}_1}{k_8}} u + K_1(y - \hat{x}_1)$$

$$\dot{\hat{x}}_2 = -\frac{k_2\hat{x}_2}{k_1 + \frac{k_3 k_9 \hat{x}_1}{k_8}} + \frac{k_4 + k_5(z_\sigma^0 - \frac{\hat{x}_1}{k_8})}{k_1 + \frac{k_3 k_9 \hat{x}_1}{k_8}} u - \frac{k_1\hat{x}_2}{(k_1 + \frac{k_3 k_9 \hat{x}_1}{k_8})} K_1(y - \hat{x}_1)$$

$$- \frac{k_1^2 k_8^2 + k_3^2 \hat{x}_1^2 k_9^2 + 2k_1 k_3 \hat{x}_1 k_8 k_9}{(k_1 + \frac{k_3 k_9 \hat{x}_1}{k_8}) k_9 k_2 k_8^2 \hat{x}_1} K_2(y - \hat{x}_1) \qquad (228)$$

5.4 Résultats

La figure V.34 représente le déplacement (a) et la température (b) mesurés et estimés dans le cas où il n'y a pas de transition de phase ce qui correspond à $\dot{z}_\sigma = 0$ et $\pi_\sigma^f \dot{z}_\sigma = 0$.

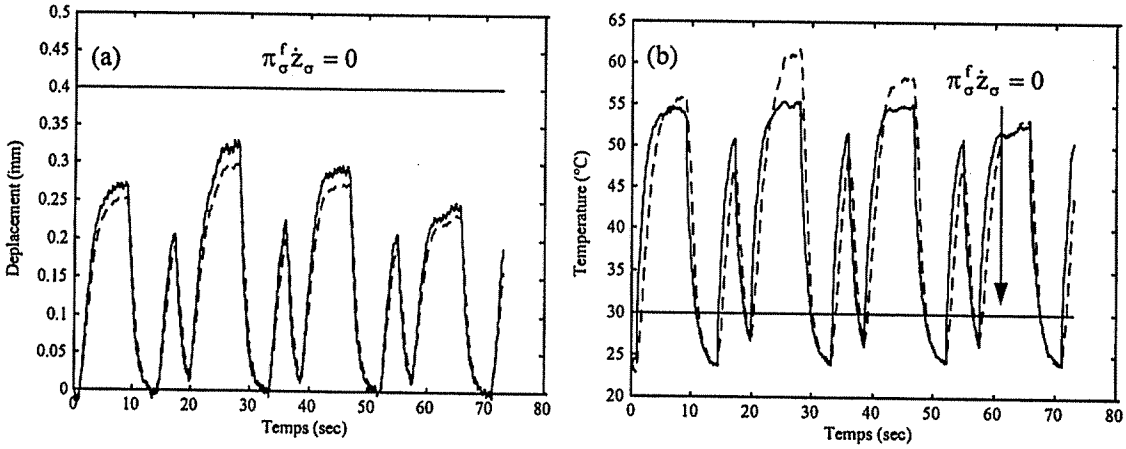


Figure V.34 Estimation du déplacement (a) et de la température (b) dans le cas où il n'y a pas de transition de phase:

La ligne $\pi_\sigma^f \dot{z}_\sigma = 0$ sur les figures V.34a et V.34b est un indicateur qui permet de vérifier qu'il n'y a effectivement pas de transition de phase pour cet essai.

Les figures V.35 et V.36 correspondent à l'estimation complète du vecteur d'état x, la commande appliquée pour cet essai étant une entrée de type créneau. Les figures V.35a V.35b correspondent à l'estimation de y pour la transition de phase $M \rightarrow A$ et $A \rightarrow M$. Cet essai permet de vérifier que la gestion des deux expressions de l'observateur (expressions 227 et 228) est correcte, c'est à dire que l'on bascule sur l'expression appropriée de l'observateur pour la transition $M \rightarrow A$ (expression 227) ou pour la transition $A \rightarrow M$ (expression 228).

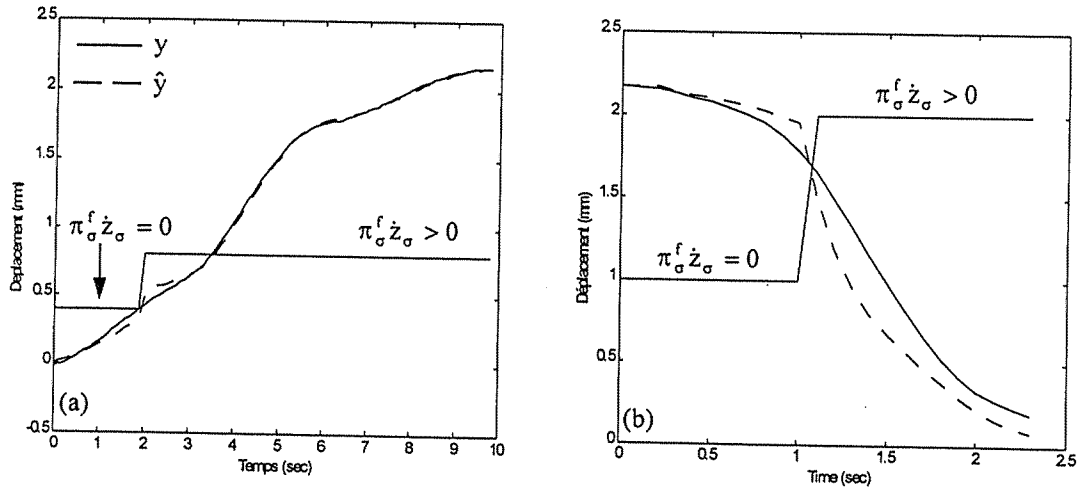


Figure V. 35 Estimation du déplacement pour la transition de phase $M \rightarrow A$ (a) et pour la transition de phase $A \rightarrow M$ (b)

Les figures V.36a et V.36b correspondent à l'estimation de la température. Sur ces courbes, on peut noter que le passage d'une expression à l'autre a lieu lorsque qu'on atteint la température A_s^σ pour la transition $M \rightarrow A$ ou la température M_s^σ pour la transition de phase $A \rightarrow M$, ce qui est juste.

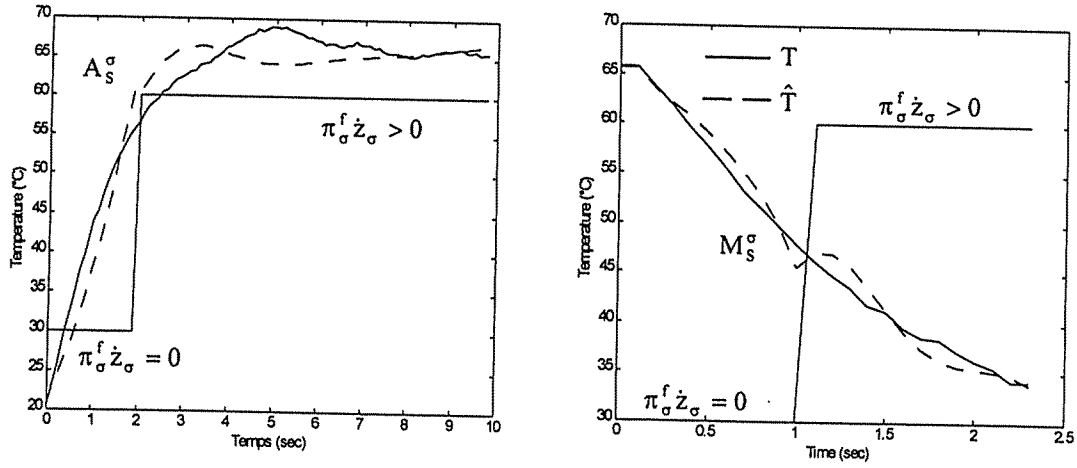


Figure V.36 Estimation de la température pour la transition de phase $M \rightarrow A$ (a) et pour la transition de phase $A \rightarrow M$ (b)

La figure V.37 permet de comparer les performances de l'observateur à grand gain par rapport aux différentes méthodes d'estimation que nous avons testées dans le chapitre IV au paragraphe 5. Pour cet essai, la commande appliquée est donc identique à celle utilisée dans le chapitre IV. Les figures V.37a et V.37b correspondent respectivement à l'estimation du déplacement y et à l'estimation de la température T. Sur la figure V.35b, nous avons aussi représenté l'estimation de la température filtrée par un filtre numérique du premier ordre.

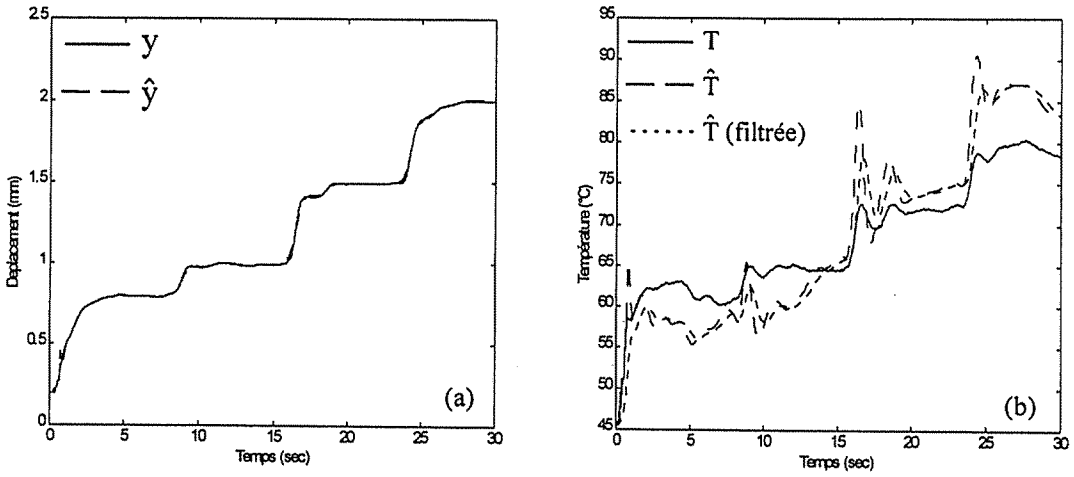


Figure V.37 Estimation du déplacement (a) et de la température (b)

Sur le tableau V.3, nous avons reporté les erreurs quadratiques sur l'estimation de la température. Les quatre premières valeurs correspondent aux méthodes que nous avons testées dans le chapitre précédent (paragraphe 5.3.3) ; la cinquième valeur correspond à l'erreur obtenue avec un observateur à grand gain (OGG).

	M_1	M_2	M_3	M_4	**OGG**
e_i	0,240	0,106	0,115	0,082	**0,1O9**

Tableau V.3 Erreur quadratique e_i sur l'estimation de la température

Nous pouvons noter que les résultats obtenus avec un observateur à grand gain sont du même ordre de grandeur que pour les méthodes M2, M3, M4. Par conséquent, cela ne justifie pas nécessairement l'utilisation d'un tel observateur, pour l'estimation de la température, dont la synthèse exige beaucoup de calculs.

6. Conclusion du chapitre V

Dans le chapitre III, nous avons obtenu un modèle précis permettant de décrire le comportement dynamique de microactionneurs AMF. Dans la présente étude, ce modèle est utilisé sous une forme d'état non linéaire affine en la commande. Nous avons ensuite mis en oeuvre des techniques de commande non linéaire de manière à linéariser le comportement dynamique de l'actionneur AMF (linéarisation exacte entrée-sortie). Dans un premier temps, les résultats expérimentaux montrent que le comportement du système physique linéarisé est assez proche du modèle linéaire obtenu. Dans un second temps, on observe qu'il est possible de commander en boucle fermée la trajectoire de l'actionneur en position ou en effort de manière stable et précise pour les conditions de fonctionnement que nous avons imposées. Notre objectif étant de commander ces microactionneurs pour un comportement quelconque, c'est à dire pour une position ou un effort non nécessairement constants, une suite logique de cette étude consisterait à appliquer ces techniques de commande non linéaire pour un tel cas de figure. Ainsi, la loi de commande pour de telles conditions de fonctionnement peut aussi être obtenue à partir d'une linéarisation entrée-sortie du système. Elle permettrait sans aucun doute de stabiliser et de linéariser le comportement de ce système dans tout le domaine de fonctionnement.

En ce qui concerne l'estimation du vecteur d'état $x = (y \quad T - T_a)^t$ à partir d'un observateur à grand gain (la sortie mesurée étant le déplacement), la précision obtenue sur l'estimation de la température est du même ordre de grandeur que celles du chapitre IV. Par ailleurs, en utilisant cette même méthode d'estimation, nous avons aussi tenter d'estimer le vecteur d'état $x = (y \quad T - T_a)^t$, la sortie mesurée étant cette fois la température. En effet, un capteur de température étant moins encombrant, il peut être intéressant d'estimer la position de l'actionneur et ainsi s'affranchir d'un capteur de position. Cependant, les premiers résultats que nous avons obtenus ne permettent pas d'envisager un tel schéma de commande car les erreurs obtenus sur l'estimation de la position sont trop importantes. D'autres méthodes d'estimation doivent être envisagées pour estimer des grandeurs utiles à la commande d'un actionneur AMF pour un microrobot en s'affranchissant de certains capteurs dont l'intégration peut poser des problèmes de type microtechnologique.

Bibliographie du chapitre V

[BEN-98a] Benzaoui, H., Chaillet, N., Lexcellent , C., Bourjault, A., Agnus, J., Lang, B. ; "Modeling and control of shape memory alloys actuators for microrobotics", Proc. of the 4th French Israeli Symposium on Robotics, FIR'98, pp. 59-68, 1998

[BEN-98b] Benzaoui, H., Chaillet, N., Bourjault, A., Lexcellent , C. ; "Improvement of the control of shape memory alloys actuators", Japan-USA Symposium on Flexible Automation, JUSFA'98 conference, Vol.1; pp. 555-558, 1998

[CAD-97a] Cadet, C. ; "Modélisation et étude d'une commande automatique d'un procédé industriel d'évaporation en sucrerie de cannes", Thèse de l'Université Claude Bernard-Lyon 1, No. 189-97, 1997

[CAD-97b] Cadet, C., Touré, Y., Gilles, G., Chabriat, J.P. ; "Modeling and non linear predictive control of evaporators in sugar industry", IFAC-IFIP-IMACS conference, pp. 316-320, 1997

[DAN-88] D'Andréa-Novel B. ; "Commande non linéaire des robots", Traité des nouvelles technologies, Hermes, 1988

[DEL-93] De Larminat, P. ; "Automatique : commande des systèmes linéaires", Traité des nouvellles technologies, Hermès, 1993

[FOS-96] Fossard, A.J., Normand-Cyrot , D. ; "Systèmes non linéaires : commande", tome 3, Masson, 1996

[ISI-89] Isidori, A. ; "Non linear control systems", Editions Springer Verlag, 1989

Conclusion générale et perspectives

L'objectif de l'étude que nous avons menée est d'acquérir un certain nombre de connaissances sur le comportement dynamique des alliages à mémoire de forme en vue d'une utilisation pour des applications en microrobotique. La première étape de notre travail a naturellement porté sur l'étude du comportement thermomécanique de ces matériaux. Nous avons, à ce sujet, établi un modèle de connaissance de manière à prédire la réponse du matériau dans les régimes transitoires et les régimes permanents sous l'effet de la température et de la contrainte. Ce modèle s'appuie en grande partie sur la modélisation proposée par Leclercq et Lexcellent pour des chargements quasi-statiques. A partir de leur formalisme, le comportement dynamique est obtenu par l'intégration de l'équation de la chaleur. Celle-ci permet de prendre en compte différents effets relatifs à la transformation martensitique, en particulier le caractère endothermique ou exothermique de la transformation de phase solide-solide. Ces effets ont été mis en évidence expérimentalement lors des essais anisothermes à contrainte constante. Pour compléter cette étude, nous proposons une méthode pour l'identification des différents paramètres que nous avons introduits et avec les conditions expérimentales que nous avons imposées.

La seconde étape de ce travail a porté sur les microactionneurs AMF, à proprement parler, afin de mieux cerner leurs propriétés (course disponible, densité d'énergie, rendement et bande passante). Nous avons pu remarquer, à ce sujet, que la connaissance de la température peut permettre d'améliorer le temps de réponse des AMF. Ceci a conduit à la mise en œuvre d'une boucle interne de température. Par ailleurs, la transformation de phase dans les AMF étant complète au dessus de la température de fin de transformation de phase austénitique notée A_F^σ, un choix judicieux de la température limite de chauffage réduit la consommation électrique ainsi que le temps de réponse pour la phase de refroidissement et permet une utilisation plus sûre.
Nous nous sommes par la suite intéressés à la commande en position ou en effort de ces microactionneurs. Pour cela, nous avons utilisé le modèle dynamique obtenu dans la première étape. Celui-ci est mis sous une forme d'état affine en la

commande $u = i^2$. Pour deux conditions particulières de fonctionnement correspondant dans un premier cas à un asservissement de position à effort constant et dans un deuxième cas à un asservissement d'effort à position constante, nous avons linéarisé (linéarisation exacte entrée-sortie) le comportement dynamique de l'actionneur à partir de techniques de commande non linéaire. Les résultats obtenus montrent que la loi de commande convient particulièrement bien pour ces microactionneurs car elle permet de linéariser et de stabiliser leur comportement dynamique dans tout le domaine de fonctionnement.

En perspective à ces travaux de recherche, il s'agit dans un premier temps de valider la méthode de commande non linéaire proposée dans le cas d'un comportement où la déformation et l'effort ne sont pas nécessairement constants. Pour cette étude, un système composé d'un fil AMF et d'un ressort passif pourrait être envisagé.

Dans un deuxième temps, il s'agit d'améliorer le temps de réponse de ces microactionneurs. Pour la phase de chauffage, une commande en température permet de réduire le temps de réponse. En revanche, pour le refroidissement, il faut mettre en œuvre un système permettant d'accélérer le refroidissement. Pour cela, des recherches menées dans notre équipe portent actuellement sur la mise en œuvre d'un système de chauffage et refroidissement réversible utilisant des modules à effet Peltier. Ceci constitue le travail de thèse de Joël Abadie. Les premiers résultats expérimentaux obtenus sur des lames de NiTi sont particulièrement encourageants.

Dans un troisième temps, il s'agit d'étudier le remplacement de certains capteurs par des estimateurs d'état. En effet, les contraintes dimensionnelles liées à l'environnement et l'encombrement propre de certains capteurs peuvent poser des problèmes d'intégration et de connectique.

Nous pouvons souligner, pour finir, que les microactionneurs en alliage à mémoire de forme sont généralement utilisés sous forme de fils. Dans le cas où des éléments AMF sont utilisés sous une autre forme tels que des ressorts, des lames, des poutres ou encore des films minces, la modélisation et la commande de ces éléments AMF sous ces formes peut se décliner simplement comme nous venons de le faire dans ce travail. En effet, le principe de l'étude reste le même que celui que nous proposons et les modèles peuvent être obtenus sous une forme similaire pour des éléments AMF de géométrie différente.

De nombreuses applications nécessitent l'utilisation de robots de petite taille pour la réalisation de tâches difficiles, dangereuses et inaccessibles à l'homme, que ce soit pour l'exploration et l'intervention en milieu technologique ou biologique fortement encombré et confiné (canalisations de faible diamètre), ou pour le prélèvement et la manipulation d'objets de faibles dimensions (domaine médical). Le passage de la robotique à la microrobotique par passage aux échelles inférieures de composants déjà existants a montré ses limites au niveau des technologies conventionnelles (elles ne permettent pas un degré de miniaturisation suffisant) ainsi qu'au niveau des principes d'actionnement traditionnels où les efforts moteurs deviennent très faibles. Ces limites imposent de développer des technologies et des principes d'actionnement capables de générer des mouvements et de transmettre des efforts compatibles avec les échelles mises en jeu. Pour répondre aux besoins de microactionnement, les matériaux piézo-électriques, magnétostrictifs ou les polymères et les alliages à mémoire de forme, qualifiés de "matériaux actifs", semblent prometteurs en raison des caractéristiques compatibles avec les forces, les mouvements requis et les possibilités de miniaturisation. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux alliages à mémoire de forme, notés AMF, lesquels, sous certaines conditions thermomécaniques, peuvent transformer une énergie thermique qui leur est fournie en un travail mécanique. Ils peuvent ainsi restituer des déformations de l'ordre de 6 à 8 % et générer des efforts relativement importants lorsqu'ils sont chauffés.

Ainsi, dans le but de concevoir, dimensionner et commander au mieux de leurs performances de tels microactionneurs, il est tout d'abord nécessaire de disposer d'un certain nombre de connaissances et de données sur ces matériaux. Ceci constitue l'objectif de notre travail de recherche qui s'articule en deux grandes parties. L'objectif de la première partie est l'obtention d'un modèle dynamique prédictif du comportement thermomécanique des AMF. Ce modèle est basé sur l'approche développée par Leclercq et Lexcellent. Pour valider ce modèle, des essais thermomécaniques appropriés ont été menés en vue de l'identification des paramètres "matériau" et des simulations ont été effectuées, dont les résultats sont confrontés aux résultats expérimentaux correspondants. La seconde partie est consacrée à l'étude des actionneurs AMF. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés aux caractéristiques de ces microactionneurs en terme de course disponible, de densité d'énergie, de rendement et de bande passante. Dans un second temps, pour aborder les problèmes de la commande de position et d'effort des actionneurs AMF, nous exploitons des techniques de commande non linéaire, utilisant en particulier l'algèbre de Lie. A partir d'une représentation d'état non linéaire du système, il est possible par une transformation algébrique agissant sur les états de transformer le comportement dynamique d'un système non linéaire en un comportement dynamique partiellement ou totalement linéaire et ainsi maîtriser les performances en boucle fermée du système.

Mots clés : microrobotique, microactionneurs, alliages à mémoire de forme, modélisation thermomécanique, commande non linéaire

A lot of application require the use of small size robots in order to perform tasks in enclosed or inaccessible environments for human, such as in pipe inspection or manipulation of objects of small dimensions. The transition from robotics to microrobotics by reducing the size of the existing components has shown its limits : for instance, conventional technologic processes which do not allow a sufficient level of miniaturisation or conventional actuation principles for which mechanical work becomes too weak. These limits require to develop technologies and actuation principles able to generate strokes and to transmit efforts compatible with the considered scales. In order to fulfil to the need of microactuation, materials such as piezoelectric, magnetostrictive or some shape memory alloys and polymers, describe as "active materials", seem to be full of promise because of their characteristics compatible with required forces and movements and miniaturisation possibilities. As for us, we are particularly interested in shape memory alloys, noted SMA, which under certain thermomechanical conditions, can transform supplied thermal energy to mechanical work. In this way, they can return strains of about 6 at 8 %, and generate quite important efforts when they are heated.
So in order to design, to size and to control such microactuators at the top of their performances, it is at first necessary to collect some knowledge and data about these materials. This constitutes the aim of our research, which is divided in two main parts. The first one is to obtain a predictive dynamic model of the thermomechanical behaviour of SMA. This model is based on the approach developed by Leclercq and Lexcellent. In order to validate this model, appropriate thermomechanical tests have been made with a view to identify the "material parameters", and simulation have been conducted, for which results are compared with the ones of corresponding tests. The second part of the research is dedicated to the study of SMA actuators. At first, we have taken an interest in characteristics of these microactuators in term of available stroke, energy density, efficiency and bandwidth. In a second time, to treat the problems of motion and effort control of SMA microactuators, we exploit non linear control techniques for dynamic systems, linear with respect to control input, using in particular the Lie derivatives. From a non linear state representation of the system, it is possible with an algebraic transformation operating on the states to convert the dynamic behaviour of a non linear system to a partially or totally linear dynamic behaviour, and so to control the performances of the system in closed loop.

Keywords : microrobotics, microactuators, shape memory alloys (SMA), thermomechanical modelling, non linear control