

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET

DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



Université El Hadj Lakhdar – BATNA



Faculté des sciences

Département de physique

Laboratoire PRIMALAB

Mémoire de Magistère

Intitulé

Etude de l'action combinée :

*Effet d'amplitude – température de recuit sur les
mécanismes de relaxation observés dans un alliage*

Présenté par : **KABBAB Abdelhamid**

Pour l'obtention du Diplôme de :

Magistère en Physique option :

Microstructure et Mécanique des Matériaux

Soutenu le : 25/11/2010

Devant la Commission d'Examen constituée par le Jury :

Mme BELHAS Saida

M. BELAMRI Chérif

M. BELKACEM-BOUZIDA Aissa

M. HAMANA Djamel.

Pr. Université de Batna

M.C. Université de Batna

Pr. Université de Batna

Pr. Université de Constantine.

Président

Rapporteur

Examineur

Examineur

Remerciements

** Je tiens à remercier tout d'abord DIEU le tout puissant de m'avoir donné la patience, la force et la volonté pour accomplir ce travail.*

** Je tiens avant tout à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur Belamri Chérif Maître de conférences à l'Université de Batna, qui a assuré la direction de ce mémoire, pour son suivi et ses conseils judicieux. Je lui suis très reconnaissant de m'avoir aidé à surmonter les conditions difficiles que j'ai affrontées afin de finaliser ce mémoire.*

** J'adresse mes plus vifs remerciements à Madame Belhas Saida Professeur à l'Université de Batna, pour l'honneur qu'elle me fait de présider le jury. Je tiens aussi à lui exprimer ma profonde gratitude pour sa patience, pour son suivi ainsi que pour ses encouragements et ses conseils fructueux*

** Je tiens également à adresser mes remerciements à Monsieur Belkacem-Bouzida Aissa, professeur à l'Université de Batna qui a accepté de juger ce travail et qui nous honore en acceptant de participer au jury.*

** Je tiens également à adresser mes remerciements à Monsieur Hammama Djamel, professeur à l'Université Mantouri de Constantine qui a accepté de juger ce travail et qui nous honore en acceptant de participer au jury.*

** Un très grand et très spécial merci à mes parents, et à toute ma famille.*

** un très grand et très spécial merci à mes camarades Adel Damouch, Abdelwahed Belbdaas et Salah Tabacche .*

** Enfin, je remercie tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail.*

Dédicace

Je dédie ce travail

A mes encadreurs Madame et Monsieur Belamri, pour leur noble traitement. Nous avons tous senti durant toute la période de ce travail que nous étions avec nos parents plus qu'avec nos encadreurs. Que dieu les préserve et leur accorde santé et bonheur.

A mes parents, pour leur aide morale et affectif durant toutes les années de mes études. Que dieu les préserve et leur accorde santé et bonheur.

A ma Fiancée Nour Elhouda à qui j'exprime mon amour éternel. Son aide, ses encouragements et son affection m'ont été précieux pour accomplir ce travail.

A mes chères soeurs, mon frère, et bien sur le prince Sif Eddine.

Je n'oublier jamais mes amis et mes collègues et mes frères Salah Taabache, Abd Elwahed Benndaas et Adel Damouche.

A vous tous je vous dis merci beaucoup je n'oublier jamais.

Avec toute mon affection.

Table des matières

Introduction générale	02
Présentation du travail	02

Chapitre I

Etude de la phénoménologie du frottement interne

I-1- Introduction	04
I-2- Définition	04
I-3-Origine du frottement intérieur	05
I.3.1.Phénomène d'hystérésis mécanique	05
I.3.2.Phénomène de résonance forcée	06
I.3.3.Phénomène de relaxation	07
I.3.4.Causes de la relaxation dans les métaux et alliages métalliques	09
A) L'effet thermo-élastique	09
B) La viscosité des joints de grains	12
C) La relaxation du α la présence de défauts ponctuels simples	12
1) Réarrangement des atomes interstitiels dans les métaux cubiques centrés (C.C)	
(pic de Snoek)	16
2) Réarrangement des atomes interstitiels dans les alliages cubiques α faces	
centrées (CFC)	16
D) Réorientations des paires de défauts ponctuels	17
1) Pic de Zener (substitutionnels)	17
2) Relaxation des lacunes et des bilacunes	19
3) Relaxation des bi-interstitiels	19
4) Relaxation des paires d'atomes substitutionnels et interstitiels	19
E) Relaxation du aux dislocations	20
I-4-Méthodes de calcul du frottement intérieur	21
Cas des mécanismes thermiquement activés.....	23

I-5-Formalisme	25
I-5-1-Approche phénoménologique de l'élasticité et de l'anélasticité (ou de la viscoélasticité linéaire)	25
I-5-2-Les différents modèles viscoélastiques	28
A) Modèle de Maxwell	29
B) Modèle de Voigt-Kelvin	31
C) Solide linéaire standard de Zener	34
I-5-3-Calcul du frottement intérieur	40

Chapitre II

La précipitation

II-1-Introduction	46
II-2-Généralités	47
II-3-Précipitation par Germination et Croissance	48
II-3-1-Cinétique de la précipitation	48
II-3-1-1-La Germination	49
II-3-1-2-Croissance	53
A) Précipitation sur les dislocations	53
B) Précipitation dans les Lacunes	54
C) Précipitation dans les joins de grains	54
D) Zones dénudés	55
II-3-1-3-Coalescence	56
II-3-2-Modes de précipitation	57
II-3-2-1-La précipitation générale ou continue	57
II-3-2-2-Précipitation cellulaire ou discontinue	58
II-3-3-Quelques structures de précipités	61
A) Structure de Widmanstätten	61
B) Structure aiguille et structure latte	62

C) Structure sphérique	63
II-3-4-Séquences de précipitation	63
II-4-Précipitation par décomposition spinodale	65
II-5- Le recuit	65

Chapitre III

Etude bibliographique de l'alliage Al-Mg

III- 1-Introduction	69
III-2-Les alliages d'aluminium	69
III-2-1-Groupes principaux des alliages d'aluminium	69
III-2-2-Système binaire Al-Mg.....	70
Influence du Magnésium sur les propriétés mécanique de l'Aluminium	72
III-2-3-Diagramme et morphologie de phase.....	74
III-2-4-Précipitation.....	76
→ Influence de la composition eutectique	78
Séquences de précipitation dans l'alliage Al-Mg.....	81

Chapitre IV

Les techniques expérimentales

IV-1-Echantillon	84
------------------------	----

IV-2-Pendule de torsion inversé	84
IV-2-1-Principe de fonctionnement	87
IV-2-2- Système de détection	87
IV-2-3 Traitement du signal.....	87
IV-3- Conclusion	89
IV-4- Dépouillement des résultats expérimentaux	89
IV-5- Détermination des paramètres de relaxation	90
III-6-Représentation de Q^{-1} en fonction de la température.....	91

Chapitre V

Les résultats expérimentales -Discussion

V-1- Introduction	93
V-2- Résultats expérimentaux et discussion	94
V-2-1- Influence de la déformation sur les courbes : $Q^{-1} = f(f/Hz)$ aux températures élevées	94
V-2-2- Influence de la température sur les courbes : $Q^{-1} = f(f/Hz)$	100
V-2-3- Influence de la fréquence sur les courbes : $Q^{-1} = f(T)$	110
V-2-4- Comparaison des courbes : $Q^{-1} = f(f/Hz)$ entre les états trempé et recuit	111
 Conclusion	 115
Références bibliographiques.....	117
Résumé	123

Introduction générale

Introduction Générale

Tout cristal réel comporte des défauts ou imperfections de structure qui exercent une grande influence sur ses propriétés physiques.

Parmi les nombreuses techniques expérimentales employées pour caractériser ces défauts : La mesure du frottement intérieur, ou spectroscopie mécanique, c'est une méthode expérimentale sensible au changement de la microstructure, elle est basée sur le fait que des oscillations produites artificiellement dans le corps solide, sont amorties avec le temps, l'énergie élastique des oscillations est dissipée en se transformant en énergie thermique [1]. Elle présente l'avantage d'être une technique non-destructive. Ceci permet de suivre l'évolution d'un même échantillon durant des traitements thermiques (recuit, trempe,...) ou mécaniques (écrouissage,...). On peut ainsi suivre les transformations de la microstructure de l'échantillon et en tirer, par exemple, les traitements thermiques optimaux pour obtenir tel ou tel comportement de l'échantillon. Comme il s'agit d'une technique de spectroscopie, elle permet l'étude de tous les mécanismes en jeu et non seulement du mécanisme principal. En effet, à chaque mécanisme va correspondre un pic de frottement intérieur dont les paramètres seront caractéristiques. La spectroscopie mécanique donne donc accès à une connaissance globale des matériaux étudiés. Elle permet par la mesure de grandeurs macroscopiques d'obtenir des renseignements sur les propriétés microscopiques des matériaux.

Présentation du travail

Dans ce mémoire, nous avons consacré le premier chapitre au développement de la phénoménologie du frottement interne, quelques uns des mécanismes de perte d'énergie et leur origine physique, le chapitre II quant à lui regroupe certaines informations bibliographiques concernant la précipitation, le chapitre III est une étude bibliographique sur l'alliage Al-Mg.

Après une description des techniques expérimentales utilisées au cours de ce travail, nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus sur un alliage polycristallin Aluminium - Magnésium de teneur 5% at. Mg recuit, les essais que nous avons dépouillés ont été réalisés au LMPM de l'ENSMA de Poitiers sous la direction du professeur André-Rivière. Dans la dernière partie de ce mémoire, nous nous proposerons d'interpréter nos résultats en termes de mouvement de dislocations et nous terminerons enfin par une conclusion.

Chapitre I :

Etude de la phénoménologie du frottement interne

The title is presented in a 3D, embossed style. The text 'Chapitre I :' is in a bold, sans-serif font. Below it, 'Etude de la phénoménologie' and 'du frottement interne' are stacked in a similar bold, sans-serif font. The entire title block has a slight 3D effect with a shadow cast beneath the text.

1.1.Introduction :

Un matériau parfaitement élastique, donc obéissant à la loi de Hooke, soumis à une contrainte cyclique, vibrera dans le domaine élastique sans perte d'énergie sauf par frottement éventuel avec l'atmosphère. En réalité, les matériaux ne présentent pas un comportement aussi idéal et leurs vibrations sont amorties plus vite que ne peut l'expliquer la perte d'énergie due au frottement externe.

Une grandeur importante pour l'ingénieur est la capacité qu'a le matériau à amortir les vibrations. Pour une personne cherchant à mettre au point un résonateur mécanique, il faudra minimiser ce phénomène, alors que pour le fabricant de machine-outil ou d'automobile, il sera intéressant de diminuer au maximum les vibrations de l'appareil, S'il y a amortissement, c'est qu'il existe des mécanismes de dissipation interne d'énergie. Par analogie avec le cas du frottement entre deux objets (autres mécanismes qui dissipent de l'énergie), on parle de "frottement interne".

Les cristaux parfaits présentent généralement de très faibles capacités d'amortissement, car les mécanismes de dissipation les plus fréquents font intervenir les défauts de structure.

Le frottement intérieur Q^{-1} varie pour les métaux de 0,0001 à 0,05, tandis que pour le caoutchouc il peut atteindre 0,6. Des impuretés dans les métaux peuvent multiplier le frottement interne par un coefficient 1 000 et plus.

1.2.Définition :

On appelle frottement interne (ou frottement intérieur, ou capacité d'amortissement) la propriété que possèdent les matériaux solides soumis à des contraintes cycliques, d'absorber de l'énergie, en transformant l'énergie mécanique en chaleur. Cet effet se manifeste dans le cas des faibles déformations caractéristiques du domaine élastique.

Les différents mécanismes de transformation de l'énergie élastique en chaleur sont rassemblés sous l'appellation générale de Frottement Intérieur (FI), (en anglais IF).

1.3.Origine du frottement intérieur :

Van Bueren [2] dans un livre consacré aux imperfections dans les cristaux développe un chapitre sur le frottement interne dans lequel il analyse 20 mécanismes différents donnant lieu à une dissipation interne d'énergie.

En général et d'un point de vue macroscopique le frottement interne peut être associé à divers mécanismes, parmi les_quels on distingue :

- l'hystérésis mécanique
- la résonance dans un solide pouvant être considéré comme un milieu visqueux.
- le processus de relaxation dans le cas d'un matériau viscoélastique

Le frottement interne par hystérésis dépend de l'amplitude de vibration, contrairement aux deux autres cas.

1.3.1.Phénomène d'hystérésis mécanique :

Il y a hystérésis lorsque une contrainte appliquée à un solide, puis supprimée, laisse apparaître une déformation rémanente (**figure I-1-a**), ainsi les phénomènes d'hystérésis ne sont apparents qu'à partir d'une contrainte suffisante pour déclencher le processus irréversible : C'est alors une propriété plastique du matériau.

Le phénomène d'hystérésis peut provenir aussi des mouvements de dislocations (modèle de Granato et Lüke [3]).

En régime de sollicitations périodiques, le mouvement est alors décrit, sur un diagramme contrainte-déformation, par une boucle non elliptique (**figure I-1-b**).

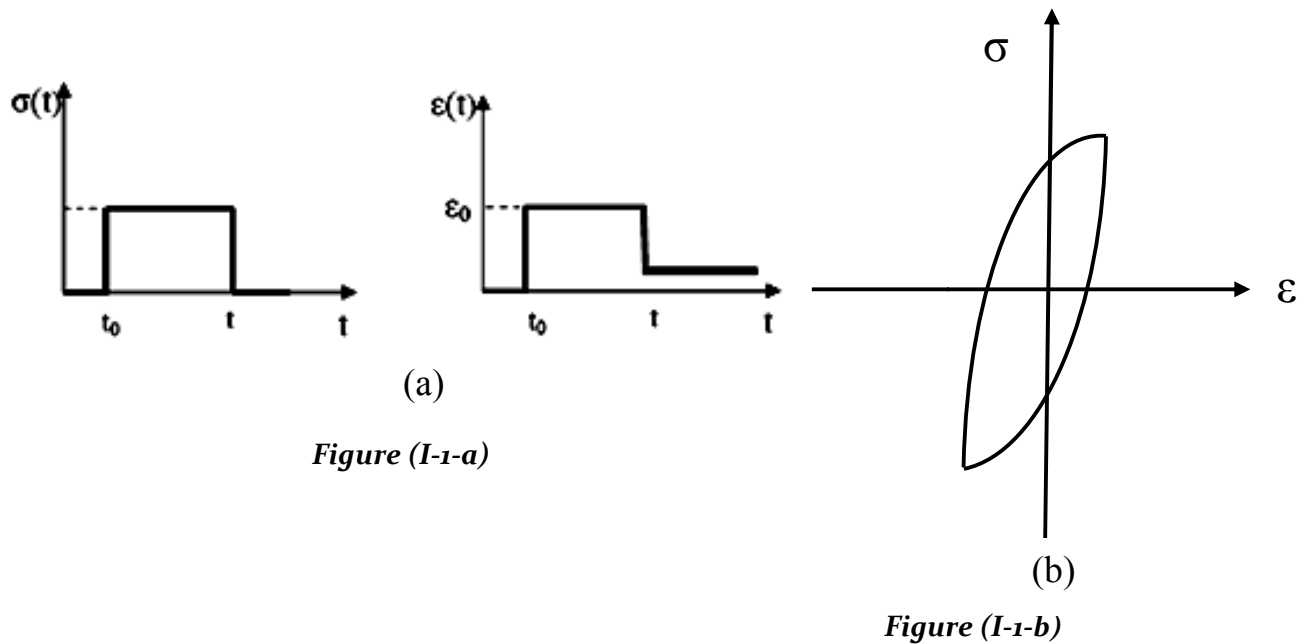


Figure (I-1-a)

Figure (I-1-b)

Figure (I-1) : Phénomène d'hystérésis

Le frottement intérieur dû à l'hystérésis dépend fortement de l'amplitude de vibration mais dépend peu de la fréquence de sollicitation et subsiste même lorsque celle-ci tend vers zéro, ces deux propriétés différencient très nettement le phénomène d'hystérésis du phénomène de relaxation.

I.3.2. Phénomène de résonance forcée :

Un autre type de phénomène donnant lieu à des pertes d'énergies est la résonance. Citons, à titre d'exemple, le frottement intérieur attribué à la résonance sur-amortie des dislocations vibrant autour de leur position d'équilibre sous l'action d'une sollicitation périodique. De même dans un solide, les défauts linéaires peuvent entrer en résonance sous l'action d'une sollicitation périodique, la dissipation de l'énergie

serait due aux frottements visqueux provoqués par les interactions avec les phonons thermiques.

Ces phénomènes ont lieu à des fréquences très élevées ($\approx$ Mhz), dépendent de la fréquence de sollicitation, de l'amplitude et de la température.

1.3.3. Phénomène de relaxation :

Un matériau viscoélastique soumis de manière instantanée à une contrainte constante σ_0 , très inférieure à la limite élastique, présentera une déformation instantanée élastique ε_{el} suivie d'une déformation anélastique $\varepsilon_{anél}$ augmentant avec le temps d'application de la contrainte et tendant vers une valeur limite ε_{tot} , on parle alors de traînage élastique, (**figure I-2-a**), à la suppression de la contrainte externe, le solide ne reprend pas instantanément sa forme initiale, il ne la retrouve qu'après un certain temps (son adaptation vers un nouvel état d'équilibre interne). La déformation est alors scindée en deux termes, la déformation instantanée et la déformation retardée, le premier terme disparaît instantanément après la suppression de la contrainte alors que le second s'élimine progressivement au cours du temps.

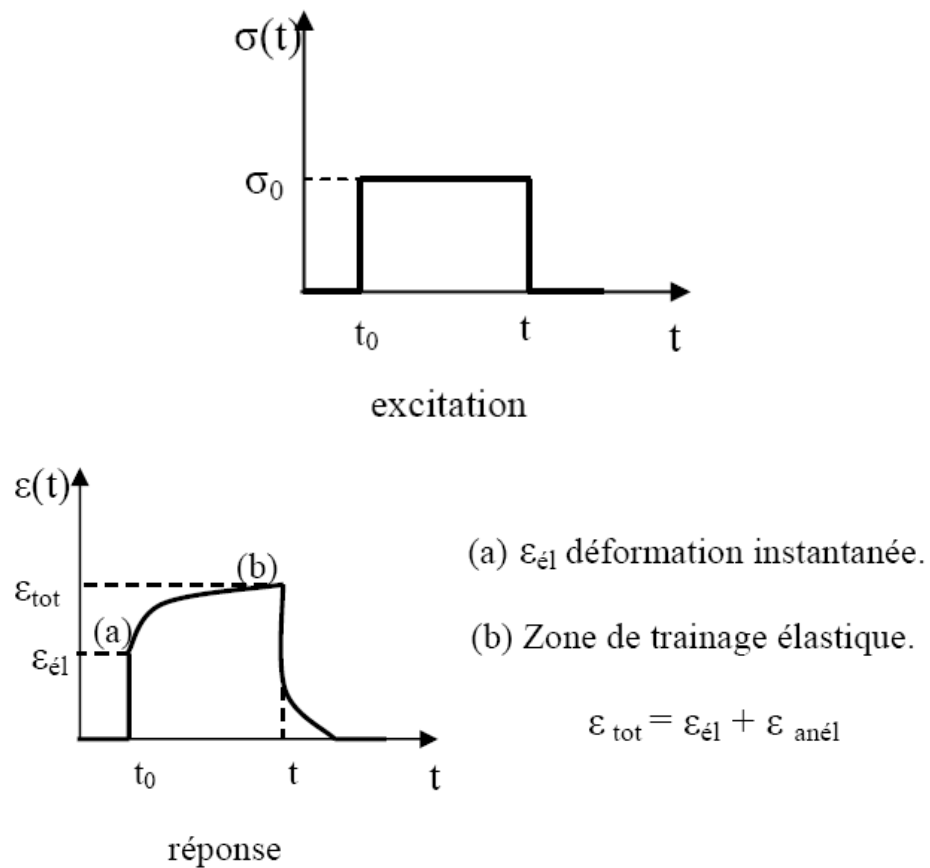
Cette propriété selon laquelle, la contrainte et la déformation ne sont pas liées de façon homogène et dépendent en particulier du temps, caractérise l'anélasticité.

En régime de sollicitations périodiques, la relaxation se traduit par un déphasage entre contrainte et déformation, représenté par une ellipse sur un diagramme (déformation – contrainte), (**figure I-2-b**).

La dissipation de l'énergie qui en résulte est indépendante de l'amplitude mais dépend de la fréquence :

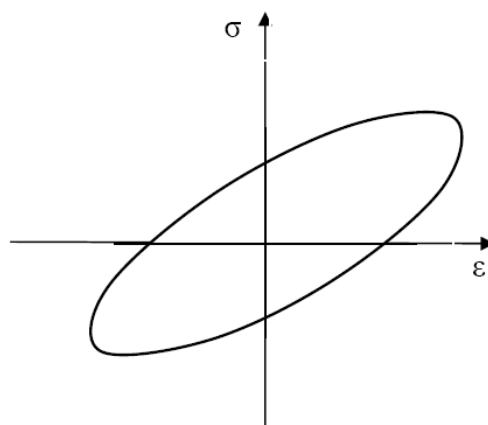
- A faible fréquence, l'équilibre a le temps de s'établir : pas d'amortissement.
- A fréquence élevée, aucun réarrangement n'est possible : pas d'amortissement.

- A fréquence intermédiaire, l'amortissement passe par un maximum : " Pic "



(a)

ϵ_R et ϵ_U : valeurs relaxées et non relaxées.



(b)

Figure (I-2) : Comportement d'un solide anélastique à contrainte imposée

Les phénomènes de relaxation dépendent surtout de la fréquence du cycle de charge et assez peu de l'amplitude de la charge, contrairement aux processus d'hystérésis qui dépendent principalement de l'amplitude.

1.3.4. Causes de la relaxation dans les métaux et alliages métalliques :

De nombreux mécanismes ont été associés à des pics de frottement interne, on peut citer :

- A) L'effet thermo-élastique
- B) La relaxation des joints de grains
- C) La relaxation due à la présence de défauts ponctuels simples :
 - 1) Réarrangement des atomes interstitiels dans les métaux cubiques Centrés (Pic de Snoek) [5]
 - 2) Réarrangement des atomes interstitiels dans les alliages cubiques à faces centrées
- D) Réorientations des paires de défauts ponctuels :
 - 1) Pic de Zener (substitutionnels)
 - 2) Relaxation des lacunes et des bilacunes
 - 3) Relaxation des bi-interstitiels
 - 4) Relaxation des paires d'atomes substitutionnels et interstitiels
- E) La relaxation des dislocations

A) L'effet thermo-élastique :

La relaxation thermo-élastique fondamentale, se présente toujours dans les expériences du frottement interne au moins comme fond.

Si on applique σ_1 rapidement tel que l'échantillon ne puisse pas réagir thermiquement avec le milieu ambiant, le processus est adiabatique, et la température

de l'éprouvette va diminuer. (un matériau cristallin se refroidit légèrement lorsqu'il est étiré élastiquement et se réchauffe lorsqu'il est comprimé élastiquement) La déformation résultante est ε_A : la courbe de charge est OA (**figure I-3-a**). Si l'on maintient ensuite l'éprouvette sous la charge σ_1 pendant un temps suffisant pour que l'équilibre thermique se réalise, elle s'échauffe et se dilate en suivant la courbe AI (**figure I-3-a**).

Si l'on supprime brutalement σ_1 l'échantillon suit le chemin adiabatique IA' en se réchauffant. Le maintien sous charge nulle pendant un certain temps lui permet de retrouver la température la plus basse du milieu ambiant et il se contracte suivant le chemin A'O. Par conséquent, le cycle est OAIA'O et non OIO, (**figure I-3-a**). Au cours d'un cycle de charge continue, la courbe n'est pas un parallélogramme parfait, mais une boucle représentée sur la (**figure I-3-b**).

Cette boucle est appelée « boucle d'hystérésis élastique » et sa surface représente l'énergie dissipée par le matériau au cours d'un cycle de charge. Dans la plupart des matériaux, cette énergie dissipée en un cycle est très faible, mais devient importante s'ils sont soumis à des vibrations très rapides. La surface de la boucle d'hystérésis dépend, en effet, de la fréquence de charge et de décharge. Si la fréquence est faible, le cycle est isotherme et l'aire est nulle. Si la fréquence est très grande, le cycle est adiabatique et l'aire est nulle ou faible. Pour des fréquences intermédiaires, l'aire de la boucle augmente et passe par une valeur maximale (**figure I-4**).

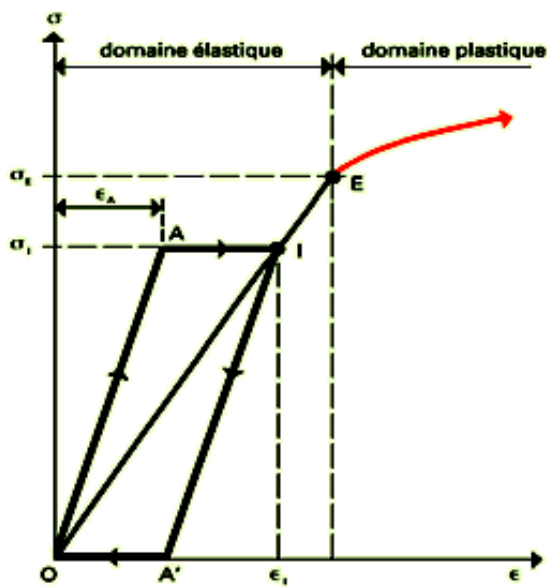


Figure (I-3-a) : Courbe de déformation adiabatique isotherme

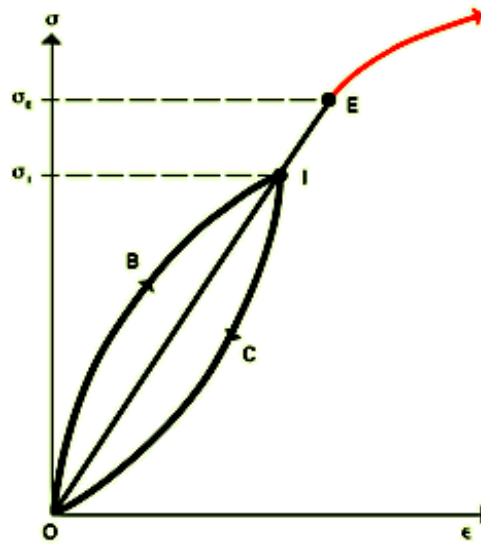


Figure (I-3-b) : Boucle d'hystérésis élastique

Figure (I-3) : Effets thermo-élastique

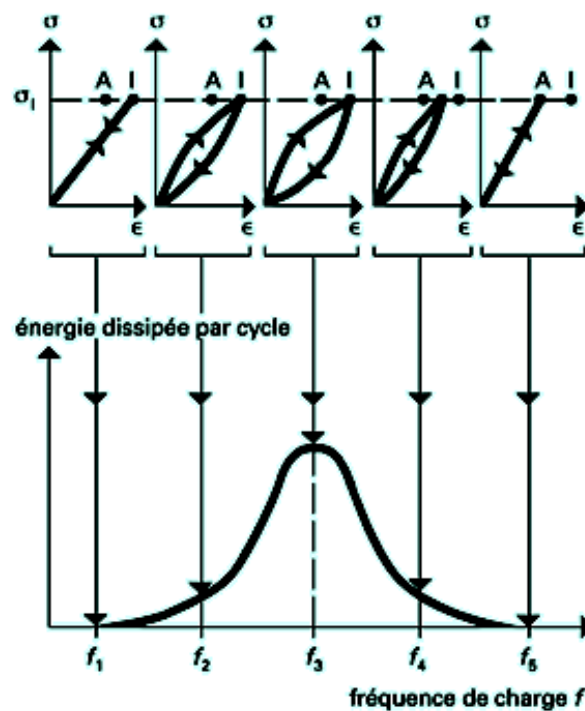


Figure (I-4) : Variation de l'énergie dissipée par cycle de charge en fonction de la fréquence

B) La viscosité des joints de grains :

Dans les métaux poly-cristallins, les faibles tensions de cisaillement entraînent une dissipation d'énergie de type visqueux aux joints de grains par suite de la relative mobilité des joints de grains, ce phénomène de relaxation a été mis en évidence par Kê pour la première fois en 1947 [6].

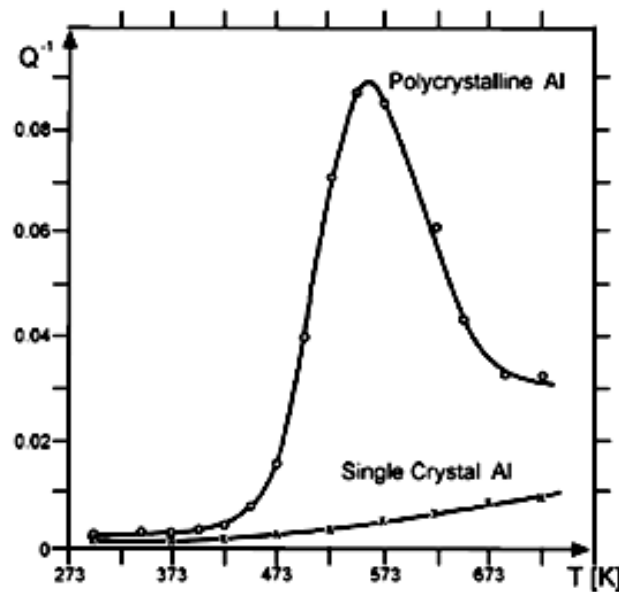


Figure (I-5) : Pic de joint de grain "pic de Kê" dans l'Aluminium polycristallin (Kê 1947a). [7]

C) La relaxation due à la présence de défauts ponctuels simples :

La relaxation des défauts ponctuels signifie généralement une relaxation anélastique provoquée par une redistribution par diffusion des défauts ponctuels sous l'action d'une contrainte appliquée (diffusion sous contrainte). Ceci exige nécessairement une interaction élastique entre la contrainte appliquée et les déformations créées par les défauts ponctuels, alors sous l'action de la contrainte externe la distribution d'équilibre interne des défauts change et une force motrice pour une diffusion dirigée est produite.

Une possibilité est le mouvement des atomes interstitiels des régions compressées aux régions dilatées dans un champ de contrainte non homogène, c.à.d. une diffusion à longue portée conduite par la composante d'effort hydrostatique.

L'autre possibilité, appelée réorientation, est liée à l'anisotropie des contraintes appliquées et les distorsions induites par les défauts. Comparés à la relaxation de Gorsky, les processus de réorientation ont une importance beaucoup plus pratique pour deux raisons :

- ❖ ils s'appliquent à une variété beaucoup plus grande de défauts ponctuels et de leurs assemblages.
- ❖ ils exigent seulement la diffusion à courte distance, idéalement au-dessus des distances atomiques, alors le temps de relaxation est beaucoup plus court et cause le frottement interne des vibrations élastiques.

Cependant, ce ne sont pas tous les défauts ponctuels existant dans les métaux qui sont sujets à un mécanisme de réorientation, certains d'entre eux peuvent causer l'amortissement, tandis que d'autres pas.

La réorientation dépend des relations spécifiques de symétrie et de la direction de la contrainte appliquée. La condition principale est que la symétrie des déformations élastiques locales, causée par les défauts dans le réseau cristallin, est inférieure à la symétrie du réseau lui-même, une fois spécifié en termes cristallographiques, ceci est connu en tant que règles de sélections pour l'anélasticité, (**Tableau I-1**).

crystal symmetry	compliance	defect symmetry						
		tetragonal	trigonal	orthorhombic		monoclinic		triclinic
				$\langle 100 \rangle$	$\langle 110 \rangle$	$\langle 100 \rangle$	$\langle 110 \rangle$	
Cubic	$S_{11}-S_{12}$	1	0	2	1	2	1	2
	S_{44}	0	1	0	1	1	2	3
tetragonal						$[001]$	$\langle 100 \rangle$	$\langle 110 \rangle$
	$S_{11}-S_{12}$	0	–	1	0	1	1	0
	S_{66}	0	–	0	1	1	0	1
	S_{44}	0	–	0	0	0	1	1
hexagonal						$[001]$	$[100]$	
	$S_{11}-S_{12}$	–	0	1		2	1	2
	S_{44}	–	0	0		0	1	2
trigonal	$S_{11}-S_{12}, S_{44}, S_{14}$	–	0	–		–	1	2
A dash means the absence of the defect in the crystal; zero means that the relaxation of the compliance is prohibited and 1, 2 or 3 means the existing of relaxation of different types								

Tableau (I-1) : Règles de sélection pour différents défauts et systèmes cristallins (Nowick et Berry 1972) [7]

La température de la relaxation anélastique (c.-à-d. d'un pic de frottement interne du aux défauts ponctuels) est déterminée par l'énergie d'activation de la diffusion du défaut ponctuel et par la fréquence des vibrations.

L'intensité de relaxation est déterminée par la concentration des défauts et par la déformation induite par le défaut l'individuel.

Un tel champ de déformation, également appelé un dipôle élastique en raison de son caractère anisotrope (Kroner 1958, Nowick et berry 1972) [8], est décrit par le tenseur λ tel que :

$$\lambda_{ij}^{(p)} = \partial \varepsilon_{ij} / \partial C_p$$

Où les ε_{ij} sont les composantes du tenseur de contrainte et C_p la concentration partielle de défaut dans une orientation spécifique p ($p = 1 \dots n_d$; n_d = nombre possible

d'orientations cristallographiquement équivalentes de défaut). Le tenseur λ est symétrique c.-à-d. $\lambda_{ij}^p = \lambda_{ji}^p$, et le diagonal dans le trièdre principal :

$$\lambda = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_3 \end{pmatrix}$$

Les valeurs principales $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ sont les mêmes pour toutes les orientations p . Les propriétés du tenseur λ pour différentes symétries de défaut sont récapitulées dans le (tableau I-2).

defect symmetry	principal values	principal axes	number of independent λ components
cubic	$\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3$	arbitrary	1
tetragonal, hexagonal, and trigonal	$\lambda_1 \neq \lambda_2 = \lambda_3$ or $\lambda_1 = \lambda_2 \neq \lambda_3$	axis 1 along major symmetry axis or axis 3 along major symmetry axis	2
orthorhombic	$\lambda_1 \neq \lambda_2 \neq \lambda_3$	along the three symmetry axes	3
monoclinic	$\lambda_1 \neq \lambda_2 \neq \lambda_3$	axis 1 or 3 along symmetry axis	4
triclinic	$\lambda_1 \neq \lambda_2 \neq \lambda_3$	unrelated to crystal axes	6

Tableau (I-2) : Le tenseur λ (Nowick et Berry 1972) [8]

Si les dipôles élastiques dans le cristal ont différents tenseurs λ (différentes orientations), alors ils agissent l'un sur l'autre de manière différente avec le champ de contrainte appliqué. Ceci mène à la réorientation des défauts par des sauts atomiques locaux dans le champ de contrainte externe et ainsi à l'anélasticité.

En résumé, ce phénomène est dû à la diffusion et à la remise en ordre des atomes d'impuretés dans le cristal. Un défaut ponctuel est susceptible de produire du frottement interne si sa présence induit localement une distorsion ayant une symétrie inférieure à celle du réseau.

1) Réarrangement des atomes interstitiels dans les métaux cubiques centrés (C.C) (pic de Snoek) :

La présence de défauts ponctuels (lacune, interstitiel, impureté substitutionnelle) dans un cristal génère une distorsion du réseau cristallin. Suivant la géométrie, cette distorsion donne lieu à une déformation isotrope du réseau ou à l'apparition d'un dipôle élastique.

Dans ce dernier cas, la réorientation du dipôle sous l'effet d'une contrainte appliquée est une cause d'anélasticité. Comme cette réorientation nécessite le déplacement d'un atome (diffusion), elle n'est pas instantanée [8,9].

La relaxation classique de Snoek, un mécanisme décrit d'abord par Snoek (1941) pour expliquer l'amortissement dû au carbone C dans α -Fe, est une relaxation anélastique causée par atomes interstitiels (IA) étrangers « lourds » dans les métaux cubiques centrés (bcc).

La relaxation de type Snoek, a été également observée dans beaucoup d'alliages bcc substitutionnels dilués et concentrés où l'interaction additionnelle entre les atomes interstitiels et substitutionnels influe sur les paramètres de relaxation.

2) Réarrangement des atomes interstitiels dans les alliages cubiques à faces centrées (CFC) :

Dans un CFC, l'interstitiel simple se place dans les sites $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$, le plus grand espace libre de la maille et provoque une distorsion de symétrie cubique qui ne peut pas donner lieu à un phénomène de relaxation. Pourtant différents chercheurs ont mis en évidence des pics d'amortissement dans des aciers austénitiques. En effet dans les alliages composés d'atomes métalliques de différentes tailles, les atomes de carbones interstitiels provoquent des déformations non cubiques dans leur voisinage. Il a été

remarqué qu'à pourcentage égal en carbone, l'effet de relaxation dans de tels alliages est beaucoup plus faible que l'effet Snoek, ceci s'explique par le fait que les sites octaédriques de ses alliages s'écartent moins de la symétrie cubique que ceux du Fer α .

D) Réorientations des paires de défauts ponctuels :

Les paires de défauts ponctuels telles que, deux atomes substitutionnels occupant des sites voisins, deux lacunes, un atome substitutionnel avec une lacune ou avec un interstitiel peuvent être à l'origine de frottement intérieur.

1) Pic de Zener (substitutionnels) :

Une paire d'atomes substitutionnels dans un métal CFC provoque une déformation tetragonale dans son voisinage.

Si les atomes sont plus gros que ceux du réseau cristallin, les axes préférentiels de réorientation sont ceux qui diffèrent le moins de la direction de sollicitation : si l'effort est appliqué suivant par exemple $[111]$, les directions préférentielles seront : $[011]$, $[101]$, $[110]$.

Si les atomes sont plus petits que ceux du réseau, les directions préférentielles de réorientation seront perpendiculaires à la direction de sollicitation.

Ce type de relaxation, appelé effet de Zener, a été observé pour la première fois par celui-ci sur un échantillon monocristallin de laiton α à 30% de Zinc (1943). L'amortissement est proportionnel au nombre de paires susceptibles de se réorienter. Cette proportionnalité a été vérifiée par Nowick [11] sur les alliages Al – Zn de diverses compositions. L'intensité de relaxation est proportionnelle au carré de la concentration.

Des études récentes (S.Belhas et al [12] et A.Rivière et al. [13]) ont montré que cette dépendance était bien vérifiée lors des mesures à basses températures, mais qu'à plus haute température l'influence d'un nombre de plus en plus importante d'atomes substitutionnels voisins conduisait à un élargissement des pics et à une intensité de relaxation plus importante. Les autres ont également montré que l'intensité de relaxation n'est plus proportionnelle au carré de la concentration pour des concentrations élevées.

D'une façon générale, si deux défauts voisins présentent une interaction, des distorsions localisées se produisent et seront des sources possibles, d'une part, de mise en ordre induite par la contrainte et, d'autre part, de frottement interne.

Autre que la théorie de Zener [14], il existe celle de Claire et Lomer [15] et de Nowick et Seraphin [16]. Dans tout les cas, il semble que la réorientation s'effectue par saut de lacunes.

La **figure (I-6)** représente l'évolution du pic de Zener observé par Rivière et al [17] sur un monocristal de Cu-19% at d'Al.

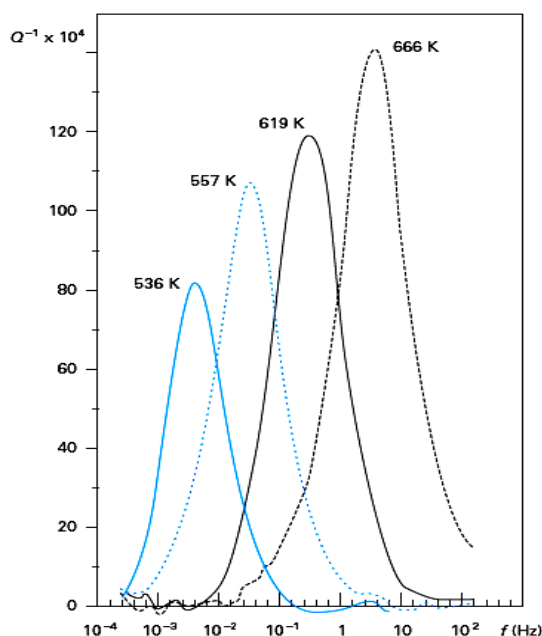


Figure (I-6) : Pic de Zener mesuré à différentes températures en fonction de la fréquence dans une solution solide de substitution Cu-19 % Al (échantillon monocristallin). [17]

2) Relaxation des lacunes et des bilacunes :

Dans certains alliages dilués, les lacunes sont attirées par les atomes en solution et il s'établit un équilibre entre lacunes, atomes en solution et paires atome-lacune en solution.

Selon Eikun et Thomas [18] les lacunes en sursaturation après trempe sont d'abord piégées par les atomes de soluté isolés ou en amas puis s'échappent par activation thermique.

3) Relaxation des bi-interstitiels :

L'énergie de liaison des paires provient de l'interaction élastique (Zener), en effet lorsqu' un atome interstitiel se place dans un site octaédrique d'une maille CC, le réseau se déforme élastiquement dans son voisinage, pour certains sites la plus courte distance entre deux atomes métalliques peut soit augmenter soit diminuer légèrement.

Ainsi il faudra donc moins d'énergie de déformation pour placer le deuxième interstitiel dans un site allongé que dans un autre.

4) Relaxation des paires d'atomes substitutionnels et interstitiels :

Les études menées sur différents alliages contenant des atomes aussi bien substitutionnels qu'interstitiels associent généralement les pics observés à l'interaction de ces deux types d'atomes.

E) Relaxation due aux dislocations :

Les dislocations sont des défauts linéaires caractérisés par leur déformation complexe ou champ de contrainte et peuvent avoir plus d'effets de relaxation que des défauts ponctuels. Ces effets apparaissent dans les métaux et les alliages acceptant une déformation plastique avec une densité suffisante en dislocations.

La **figure (I-7)** donne une vue d'un ensemble de diverse contributions des dislocations dans l'amortissement dans un large domaine de fréquences de la vibration appliquée.

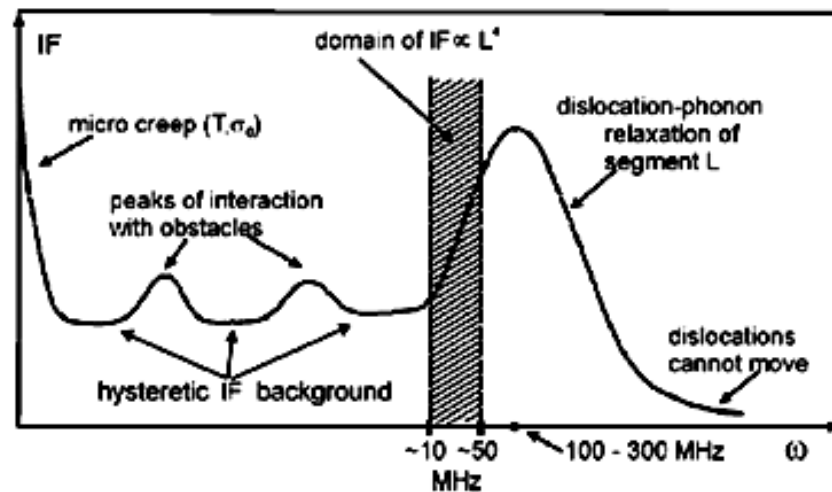


Figure (I-7) : spectre schématique d'amortissement (frottement interne FI) du aux dislocations dans la gamme de fréquence (Gremaud 2001). [7]

Les pics respectifs de relaxation peuvent être subdivisées en : [7]

- i. Ceux provoqués par le mouvement des dislocations eux-mêmes dues à la nucléation et à la propagation des replis thermiques ou géométriques (Bordoni, Niblett-Wilks).
- ii. Ceux provoqués conjointement par les dislocations et les défauts ponctuels intrinsèque du réseau (cites vacants, auto-interstitiels : Les maximum de Hasiguti la plupart du temps au-dessous de la température ambiante).

- iii. ceux provoqués conjointement par les atomes interstitiels étrangers dissous et les dislocations (Relaxation de snoek-Koster, action des dislocations effet de Snoek) aux températures plus élevés.
- iv. Ceux provoqués, à températures élevées, par processus contrôlé par diffusion.

D'ailleurs, le mouvement des dislocations produit à basse température un fond continu de frottement interne attribué aux effets tunnel (dépendance, ou indépendance de l'amplitude de vibration), le fond continu croît exponentiellement à hautes températures.

Au delà de ces divers processus de la relaxation linéaire, il y a des effets par hystérésis non linéaires liés à la déformation plastique, c.-à-d., mouvement à travers de divers obstacles et multiplication des dislocations. Ces effets dépendent fortement de l'amplitude de déformation.

I-4-Méthodes de calcul du frottement intérieur :

Les facteurs principaux auxquels le frottement intérieur est sensible sont : le mode de sollicitation, la fréquence, l'amplitude, la température, la composition chimique et la structure.

La dissipation de l'énergie peut être mise en évidence soit par échauffement du corps soumis aux contraintes périodiques (oscillations forcées), soit par amortissement des oscillations du corps en vibration livré à lui-même et isolé du milieu extérieur (amortissement des oscillations libres).

Suivant la façon dont l'énergie est dissipée, on définit deux méthodes calcul du frottement intérieur :

- 1) La perte d'énergie est mesurée par l'aire du cycle décrit dans le diagramme contrainte-déformation (surface de la boucle d'hystérésis). On définit la capacité d'amortissement interne par le rapport Ψ entre l'énergie perdue au cours d'un cycle ΔW :

$$\Delta W = \sigma_0 \varepsilon_0 \pi \sin \varphi$$

et l'énergie potentielle W du solide lors de la déformation maximale :

$$W = \frac{1}{2} \sigma_0 \varepsilon_0$$

$$\Psi = \frac{\Delta W}{W}$$

Dans le cas d'oscillations forcées, ΔW est la quantité d'énergie qu'il faut fournir au système à chaque cycle pour maintenir constante l'amplitude des oscillations.

$$Q^{-1} = \frac{\Psi}{2\pi} = \frac{\Delta W}{2\pi W}$$

- 2) En oscillations libres, on excite le système à sa fréquence propre, ou fréquence de résonance, puis on l'isole du milieu extérieur et on étudie la décroissance des oscillations. L'amortissement du matériau en vibration est dû au frottement intérieur dans ce cas, et celui-ci est en général défini par le décrétement logarithmique δ des oscillations. On compte le temps t pour que l'amplitude de la vibration f soit réduite de moitié :

$$\delta = \frac{\lg 2}{tf} = \frac{1}{2} \frac{\Delta W}{W} = \frac{\Psi}{2}$$

par suite, $\Psi = 2\delta$, avec :

$$\delta = \frac{\ln \sigma_{\text{Max}}^N}{\ln \sigma_{\text{Max}}^{N+1}}$$

Sachant que $\ln \sigma_{\text{Max}}^{N+1}$ et $\ln \sigma_{\text{Max}}^N$ représentent respectivement les amplitudes de la contrainte de la $(N + 1)^{\text{ème}}$ et de la $(N)^{\text{ème}}$ oscillation à déformation imposée.

Par analogie avec les circuits électriques oscillants, il est courant de caractériser l'amortissement par la quantité sans dimension $Q^{-1} = \delta/\pi$, et Q s'appelle dans ce cas le facteur de qualité, ainsi :

$$FI = Q^{-1} = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta W}{W}$$

Cas des mécanismes thermiquement activés :

Dans le cas où le mécanisme responsable est thermiquement activé, le temps de relaxation varie en fonction de la température suivant la relation :

$$\tau = \tau_0 \exp(E/K_B T)$$

Si la mesure du frottement intérieur en fonction de la température présente un pic en T_p alors:

$$\omega \tau_0 \exp(E/K_B T_p) = 1$$

On peut ainsi déterminer l'énergie d'activation apparente E du mécanisme et son temps de relaxation limite τ_0 en mesurant divers couples de points (ω, T_p) ou (T_p, ω_p) et en les reportant sur un graphe $\ln(\omega)$ en fonction de $1/T$ appelé courbe ou droite d'Arrhenius, (**figure I-8**). La pente de la droite obtenue est $-E/K_B$ et son ordonnée à l'origine est $-\ln(\tau_0)$.

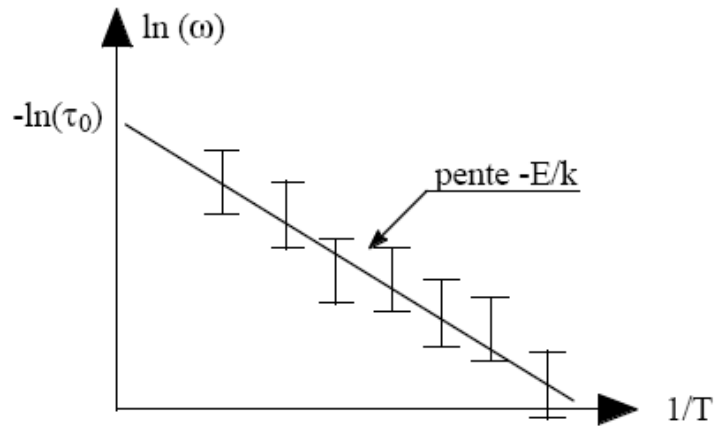


Figure (I-8): Diagramme d'Arrhenius. On reporte $\ln(\omega)$ en fonction de $1/T$ et le graphe obtenu permet de mesurer l'énergie d'activation (par la pente de la droite de régression) et le temps de relaxation (par son ordonnée à l'origine). [10]

La loi d'Arrhenius traduit la linéarité entre ω et $1/T$, ce qui permet d'effectuer le passage de la fréquence à la température. Il est donc théoriquement possible, pour étudier un pic de relaxation, de travailler en balayage de fréquence à température fixe ou en balayage de température à fréquence fixe. Ce dernier cas ne sera satisfaisant que si aucune évolution de la microstructure de l'échantillon ne se produit lors du changement de température et si le mécanisme élémentaire de relaxation est le même dans le domaine de température où se produit le pic de relaxation.

Dans le cas de mécanismes simples à temps de relaxation unique, on peut également déterminer l'énergie d'activation par la mesure de la largeur du pic à mi-hauteur.

donnée par la relation :

$$Q^{-1} = \Delta \frac{1}{2 \cosh \left(\frac{E}{k_B} \left(\frac{1}{T_p} - \frac{1}{T} \right) \right)}$$

La hauteur maximale du pic étant $\Delta/2$. Donc, à mi-hauteur :

$$Q^{-1} = \Delta/4$$

Les deux solutions T_1 et T_2 de l'équation précédente permettent de mesurer E' , l'énergie d'activation apparente du mécanisme.

$$E' = \frac{2.633 K_B}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}}$$

Cette deuxième méthode n'est valable que dans le cas d'un mécanisme de relaxation simple (pic de Debye) à temps de relaxation unique.

Si le pic est un pic de Debye, les relations deviennent :

$$\left. \begin{array}{l} E = E' \\ Q_{\max}^{-1} = \frac{1}{2} \frac{\delta J}{J} = \frac{1}{2} \frac{\delta E}{E} \end{array} \right\}$$

Dans le cas où le pic n'est pas celui de Debye, alors : $E' < E$

La comparaison des deux énergies E et E' aide à remonter au phénomène mis en jeu.

I-5-Formalisme :

I-5-1-Approche phénoménologique de l'élasticité et de l'anélasticité (ou de la viscoélasticité linéaire) :

Dans la plupart des cas, la déformation linéaire réversible possède une partie non instantanée (**figure I-9**), causée par une modification de la structure interne du solide: cette déformation est appelée "déformation anélastique", notée ϵ_{an} [8], elle est généralement décrite par son temps caractéristique (temps de relaxation τ) et son amplitude d'équilibre ϵ_{an}^{∞} .

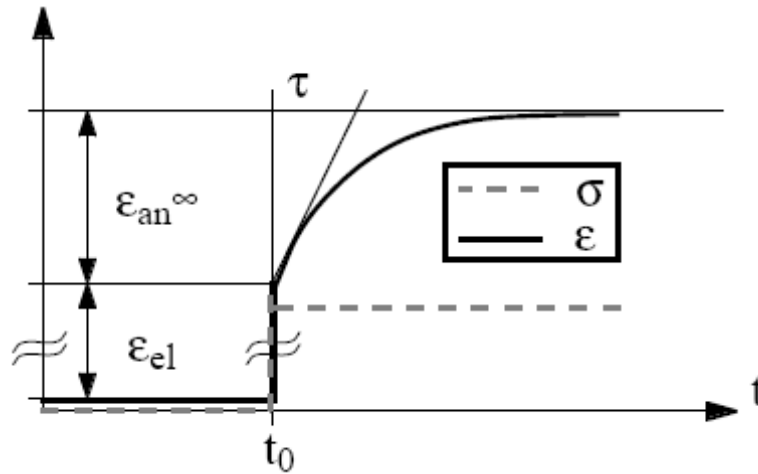


Figure (I-9) : Déformation élastique ε_{el} et Anélastique ε_{an} d'un échantillon suite à l'application d'une contrainte σ au temps $t = t_0$. [10]

L'évolution de l'amplitude de déformation anélastique $\varepsilon_{an}(t)$ en fonction du temps a contrainte imposée suit la relation :

$$\varepsilon_{an}(t) = \varepsilon_{an}^{\infty}(1 - \exp(-t/\tau)) \dots \dots \dots (1)$$

Cette relation décrit la variation temporelle de toute grandeur dont la vitesse de variation vers une position quelconque dépend uniquement de l'écart entre la position post-élastique et la position finale.

On caractérise généralement la déformation d'un solide anélastique par les compliances : non relaxée J_U et relaxée J_R . Ces compliances sont reliées à la déformation élastique et totale de l'échantillon par les formules (2) et (3)

$$\varepsilon_{el} = J_U \sigma \dots \dots \dots (2)$$

$$\varepsilon_{totale}^{\infty} = \varepsilon_{el} + \varepsilon_{an}^{\infty} = J_R \sigma \dots \dots \dots (3)$$

En tenant compte de (1) et avec l'hypothèse des faibles variations de module ($J_R - J_U \ll J_U$) « Cette hypothèse est justifiée dans les cas des métaux et des

céramiques. Par contre, elle ne l'est pas dans le cas de l'étude de la transition vitreuse des polymères. », la relation décrivant la dynamique du solide est l'équation (4) du solide linéaire idéal.

$$\varepsilon + \tau \dot{\varepsilon} = J_R \sigma + J_U \dot{\sigma} \dots \dots \dots (4)$$

Pour trouver (4), il suffit de remarquer que l'on peut écrire ε sous la forme:

$$\varepsilon = J_U \sigma + (J_R - J_U) \sigma (1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$$

Les mécanismes d'amortissement sont généralement liés à l'anélasticité.

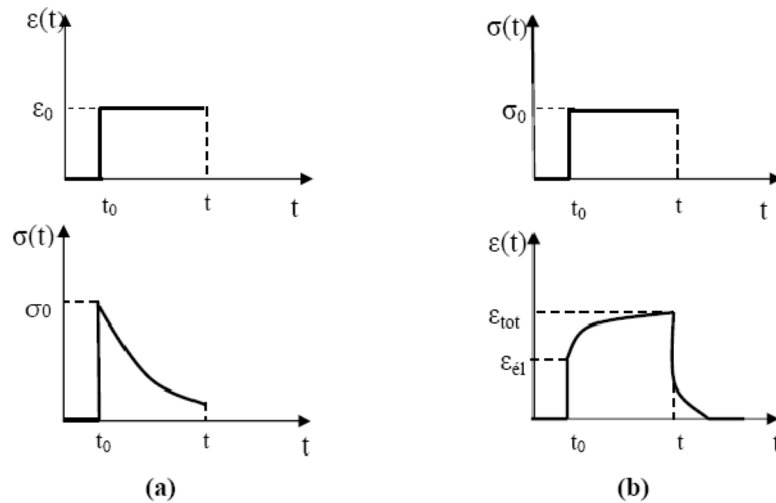
La viscoélasticité se manifeste de façon statique par deux phénomènes caractéristiques [19,20] :

a. Le phénomène de relaxation :

A déformation imposée, la contrainte décroît avec le temps, il y a relaxation de la contrainte, (**figure I-Io-a**). A contrainte imposée, la déformation instantanée ε_{el} est suivie d'une déformation progressive $\varepsilon_{anél}$: il y a traînage élastique.

b. Le phénomène de fluage :

Qui se traduit par un accroissement avec le temps de la déformation à contrainte imposée, (**figure I-Io-b**).



**Figure (I-10) : (a) phénomène de relaxation à déformation imposée.
(b) phénomène de fluage à contrainte imposée.**

Ainsi pour décrire un comportement viscoélastique linéaire, plusieurs modèles analogiques ont été proposés [8].

Les modèles analogiques permettent de représenter le comportement mécanique d'un matériau viscoélastique, et permettent de rendre compte plus facilement du comportement d'un matériau du point de vue phénoménologique.

I-5-2-Les différents modèles viscoélastiques :

L'utilisation des modèles mécaniques (ou rhéologiques) est très utile. les éléments de tels modèles sont déduits des types fondamentaux de comportement mécanique des solides et des liquides, les plus importants comme éléments linéaires sont le ressort et l'amortisseur qui décrivent, respectivement, un solide élastique idéal de Hooke avec la rigidité ou le "module" E , et un liquide visqueux newtonien de viscosité η . Les combinaisons des ressorts et des amortisseurs définissent généralement le comportement viscoélastique, ces éléments sont

schématisés sur la **figure (I-11)**, en particulier la viscoélasticité linéaire puisque les équations constitutives relatives sont linéaires.

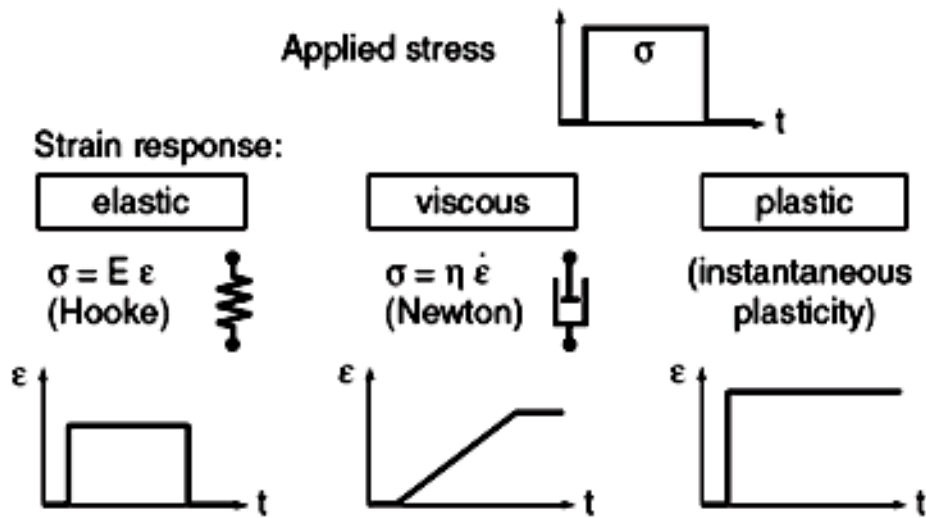


Figure (I-11) : Types fondamentaux des comportements mécanique, Réponse $\varepsilon(t)$ a contrainte imposée σ . [7]

A) Modèle de Maxwell :

Ce modèle, représenté sur la **figure (I-12)**, est constitué d'un ressort de module E en série avec un amortisseur de viscosité η , il permet de représenter le comportement de relaxation.

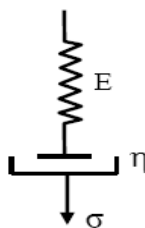


Figure (I-12)- Modèle de Maxwell

Dans ce cas la contrainte est la même dans les deux éléments, alors que la déformation totale est la somme des déformations dues à chaque élément.

$$\varepsilon_{\text{tot}} = \varepsilon_{\text{ressort}} + \varepsilon_{\text{amortisseur}} \dots \dots \dots (5)$$

On déforme dans le domaine anélastique, puis l'on maintient la déformation il s'ensuit que la contrainte évolue avec le temps, puisque :

A déformation imposée

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \text{ ainsi } \dot{\varepsilon} = 0$$

A partir de (5) :

$$\varepsilon_{\text{tot}} = \varepsilon_{\text{ressort}} + \varepsilon_{\text{amortisseur}}$$

$$\varepsilon_{\text{tot}} = \frac{1}{E} \sigma + \frac{\sigma}{\eta} = 0$$

d'où :

$$\frac{\sigma}{\sigma} = -\frac{E}{\eta} \square \frac{d\sigma}{\sigma} - \frac{E}{\eta} dt$$

Par intégration (depuis une valeur σ_0 au temps zéro), on obtient :

$$\sigma(t) = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E}{\eta} t\right) = \sigma_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_\varepsilon}\right)$$

La constante τ_ε égale à $\frac{\eta}{E}$ est appelée le temps de relaxation à déformation imposée caractéristique du modèle de Maxwell.

A déformation imposée, il y a relaxation de la contrainte, (**figure I-13-a**).

A contrainte imposée σ_0 , la déformation varie linéairement avec le temps suivant:

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 + \frac{\sigma_0}{\eta} t$$

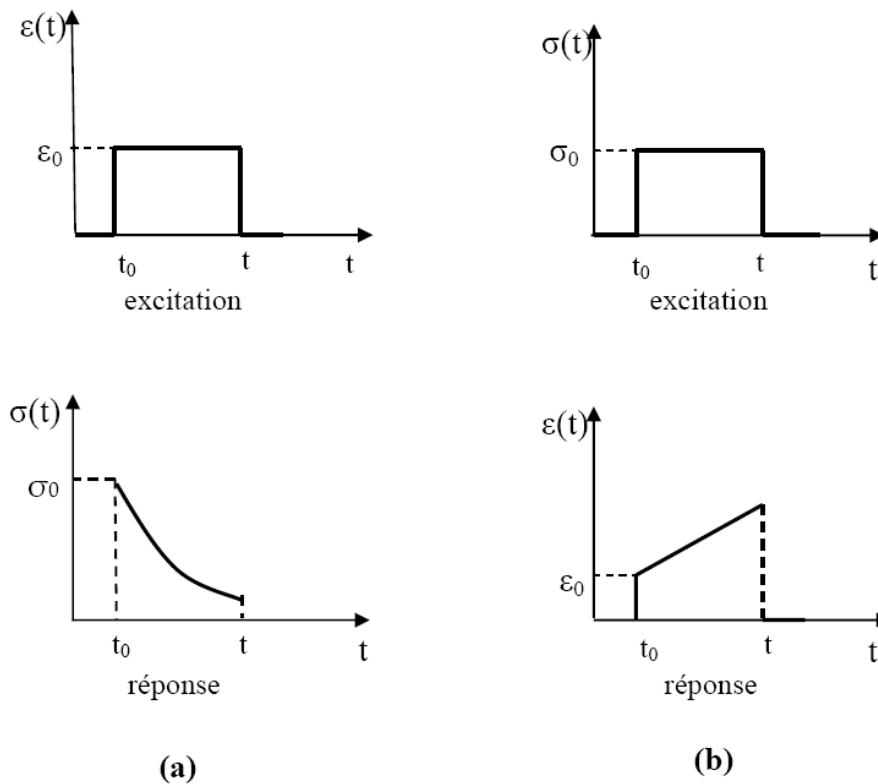


Figure (I-13) : réponse du solide de Maxwell
(a) : Déformation imposée
(b) : Contrainte imposée

Le modèle de Maxwell est la représentation de base d'un fluide viscoélastique, car sa réponse à long terme à contrainte imposée est celle d'un fluide : il continue à se déformer (**figure I-13-b**), il ne répond donc pas à la définition du solide anélastique.

B) Modèle de Voigt-Kelvin :

Schématisé sur la **figure (I-14)**, ce modèle se compose d'un ressort et d'un amortisseur montés en parallèle ; il permet de représenter le comportement de fluage.

Dans ce modèle, les deux composants présentent la même déformation alors que la contrainte totale est la somme des contraintes de l'élément élastique et de l'élément visqueux.

$$\sigma = \sigma_{\text{ressort}} + \sigma_{\text{amortisseur}}$$

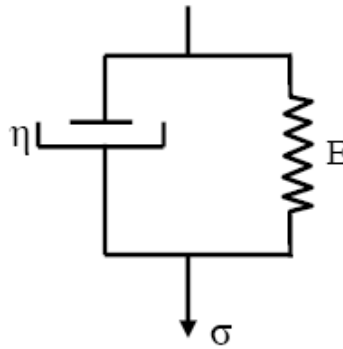


Figure (I-14) : Modèle de Voigt-Kelvin

A contrainte imposée : $\sigma = \sigma_0$

$$\sigma_0 = E\varepsilon + \eta \frac{d\varepsilon}{dt}$$

Soit :

$$\frac{\sigma_0}{E} - \varepsilon = \frac{\eta}{E} \frac{d\varepsilon}{dt}$$

Pour obtenir la loi de variation de la déformation au cours du temps, il faut donc résoudre l'intégrale suivante :

$$\int_0^{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{\frac{\sigma_0}{E} - \varepsilon} = \frac{E}{\eta} \int_0^t dt$$

Soit:

$$\varepsilon(t) = \frac{\sigma_0}{E} \left[1 - \exp\left(-\frac{E}{\eta} t\right) \right] = \frac{\sigma_0}{E} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) \right]$$

τ_0 est habituellement appelé le temps de retard à contrainte imposée, caractéristique du modèle de Voigt-Kelvin.

A contrainte imposée, la réponse n'est pas instantanée et tend à augmenter vers une limite $\frac{E}{\sigma_0}$ (**figure I-15**).

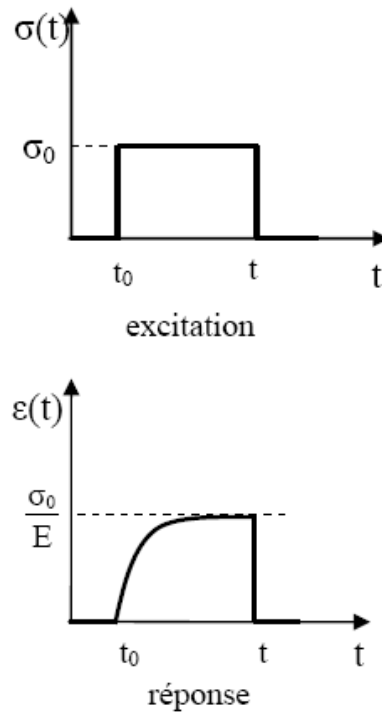


Figure (I-15) :- comportement du solide de Voigt-Kelvin

Ainsi le modèle de Voigt-Kelvin est la représentation de base d'un solide viscoélastique, car sa réponse à long terme à l'application d'une contrainte est celle d'un solide ; il cesse de se déformer.

Comme pour le modèle précédent, le modèle de Voigt-Kelvin à contrainte imposée ne représente pas le solide anélastique ; absence de la réponse instantanée et du traînage élastique.

Le modèle de Voigt-Kelvin est peu réaliste en raison de la rigidité instantanée infinie.

C) Solide linéaire standard de Zener :

La combinaison de deux éléments (ressort et amortisseur) ne suffit donc pas pour décrire, même approximativement, le comportement d'un matériau viscoélastique. Ainsi Zener [18] a développé la théorie de l'anélasticité :

- Par le remplacement dans le solide de Maxwell de l'amortisseur par un solide de Voigt □ utilisation de la complaisance J .
- Ou par le remplacement dans le solide de Voigt de l'amortisseur par un solide de Maxwell □ utilisation du module M .

Ces deux solides sont parfaitement équivalents lors de la résolution des équations que ce soit à contrainte imposée ou à déformation imposée.

La **figure (I-16)** représente le solide linéaire standard de Zener dont le formalisme a été repris par Nowick et Berry [8].

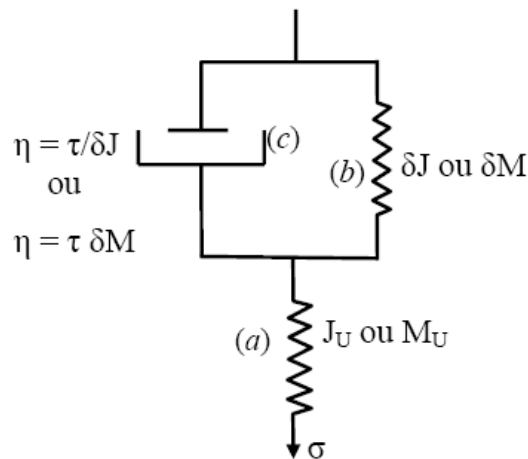


Figure (I-16) : Solide linéaire standard de Zener

$$\delta J = J_R - J_U$$

$$\delta M = M_U - M_R$$

Avec :

J_U : complaisance instantanée.

J_R : complaisance relaxée.

M_U : module instantané.

M_R : module relaxé.

$$\eta = \frac{\tau}{\delta J} = \tau \delta M$$

$$\sigma = \sigma_a = \sigma_b + \sigma_c$$

$$\varepsilon = \varepsilon_a + \varepsilon_b = \varepsilon_a + \varepsilon_c$$

$$\sigma = \sigma_a = M_U \varepsilon_a, \quad \sigma_b = \delta M \varepsilon_b \quad \text{et} \quad \sigma_c = \eta \varepsilon_c$$

$$\varepsilon_a = J_U \sigma_a = J_U \sigma \quad \text{et} \quad \varepsilon_b = \varepsilon_c = \delta J \sigma_b$$

D'où :

$$\sigma = \frac{\varepsilon_b}{\delta J} + \eta \varepsilon_c$$

Ou encore :

$$\sigma = \frac{\varepsilon - \varepsilon_a}{\delta J} + \eta(\varepsilon - \varepsilon_a)$$

En remplaçant ε_a et ε_b , nous aurons :

$$\sigma = \frac{\varepsilon}{\delta J} - \frac{\sigma J_U}{\delta J} + \eta \varepsilon - \eta J_U \sigma$$

D'où :

$$\sigma + \frac{\sigma J_U}{\delta J} + \eta J_U \sigma = \frac{\varepsilon}{\delta J} + \eta \varepsilon$$

Ainsi :

$$\frac{\sigma}{\delta J} [J_R - J_U + J_U] + \eta J_U \sigma = \frac{\varepsilon}{\delta J} + \eta \varepsilon$$

Finalement l'équation devient :

$$\sigma J_R + \eta \delta J J_U \sigma \varepsilon + \eta \delta J \varepsilon$$

$$\sigma J_R + \tau J_U \sigma = \varepsilon + \tau \varepsilon \dots \dots \dots (6)$$

$$J_R \sigma + J_U \tau_\sigma \frac{d\sigma}{dt} = \varepsilon + \tau_\sigma \frac{d\varepsilon}{dt}$$

$$\sigma + \tau_\varepsilon \dot{\sigma} = \frac{1}{J_R} (\varepsilon + \tau_\sigma \dot{\varepsilon})$$

Le module d'Young :

$$E(t) = \frac{\sigma(t)}{\varepsilon_0}$$

$$E(t) = E_R + (E_U - E_R) \exp\left(-\frac{t}{\tau_\varepsilon}\right)$$

Avec

$$E_U = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} \quad \text{module instantané}$$

$$E_R = \frac{\sigma_\infty}{\varepsilon_0} \quad \text{module relaxé}$$

τ_ε temps de relaxation de la contrainte à déformation constante

L'état d'un solide viscoélastique de Zener peut être défini par trois constantes indépendantes : τ_ε , τ_σ , M_R et son équation dynamique est de la forme:

$$\sigma + \tau_\varepsilon \dot{\sigma} = M_R (\varepsilon + \tau_\sigma \dot{\varepsilon})$$

Avec :

$\tau_\varepsilon = \tau_\sigma \left(J_U / J_R \right)$, appelé temps de relaxation sous déformation constante.

$\tau_\sigma = \eta \delta J$, appelé temps de relaxation sous contrainte constante.

M_R Le module relaxé.

On déduit de cette équation que :

$$\frac{E_U}{E_R} = \frac{J_R}{J_U} = \frac{\tau_\sigma}{\tau_\varepsilon} \quad \text{avec} \quad E_U > E_R \quad \text{et donc} \quad \tau_\sigma > \tau_\varepsilon$$

On appelle effet de module, la différence $E_U - E_R$.

L'intensité de relaxation Δ est mesurée par :

$$\Delta = \frac{E_U - E_R}{E_R} = \frac{J_R - J_U}{J_U} = \frac{\tau_\sigma - \tau_\varepsilon}{\tau_\varepsilon}$$

A contrainte imposée : $\sigma = \sigma_0$ d'où : $\dot{\sigma} = 0$ à $t > 0$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 = \sigma_0 J_U \Leftrightarrow J_U = \frac{\varepsilon_0}{\sigma_0} \quad \text{à} \quad t = 0$$

(Figure I-17-a)

L'équation (6) devient:

$$\sigma_0 J_R = \varepsilon + \tau_\sigma \dot{\varepsilon} \Leftrightarrow -\frac{d\varepsilon}{\sigma_0 J_R - \varepsilon} = -\frac{1}{\tau_\sigma} dt$$

Après intégration on obtient :

$$\ln\left(\frac{\sigma_0 J_R - \varepsilon}{\sigma_0 J_R - \varepsilon_0}\right) = -\frac{t}{\tau_\sigma}$$

D'où :

$$\varepsilon(t) = \sigma_0 \left[J_R + (J_U - J_R) \exp\left(-\frac{t}{\tau_\sigma}\right) \right]$$

Avec:

$f(t) = J_R + (J_U - J_R) \exp\left(-\frac{t}{\tau_\sigma}\right)$: la fonction de fluage.

$$J(t) = J_R + (J_R - J_U) \exp\left(-\frac{t}{\tau_\sigma}\right)$$

Ainsi :

$$f(t) = \frac{\varepsilon(t)}{\sigma_0}$$

Quand $t \rightarrow \infty$

$$\varepsilon_\infty = \sigma_0 J_R \Leftrightarrow J_R = \frac{\varepsilon_\infty}{\sigma_0}$$

A déformation imposée : $\varepsilon = \varepsilon_0$

ainsi $\dot{\varepsilon} = 0$ à $t > 0$

$\sigma = \sigma_0 = M_U \varepsilon_0$ à $t = 0$

(Figure I-17-b)

L'équation (23) devient :

$$\sigma J_R + \tau J_U \dot{\sigma} = \varepsilon_0$$

$$\square \frac{\varepsilon_0}{J_R} - \sigma = \tau \frac{J_U}{J_R} \dot{\sigma}$$

comme $\square \tau_\sigma = \frac{J_U}{J_R} \tau_\varepsilon$

$$\frac{\varepsilon_0}{J_R} - \sigma = \tau_\varepsilon \dot{\sigma} \Leftrightarrow -\frac{d\sigma}{\frac{\varepsilon_0}{J_R} - \sigma} = \frac{1}{\tau_\varepsilon} dt$$

$$\Leftrightarrow \ln \left(\frac{\frac{\sigma_0}{J_R} - \sigma}{\frac{\varepsilon_0}{J_R} - \sigma_0} \right) = -\frac{t}{\tau_\varepsilon}$$

$$\Leftrightarrow \frac{\varepsilon_0}{J_R} - \sigma = \left(\frac{\varepsilon_0}{J_R} - \sigma_0 \right) \exp \left(-\frac{t}{\tau_\varepsilon} \right)$$

D'où :

$$\sigma(t) = \varepsilon_0 \left[M_R + (M_U - M_R) \exp \left(-\frac{t}{\tau_\varepsilon} \right) \right]$$

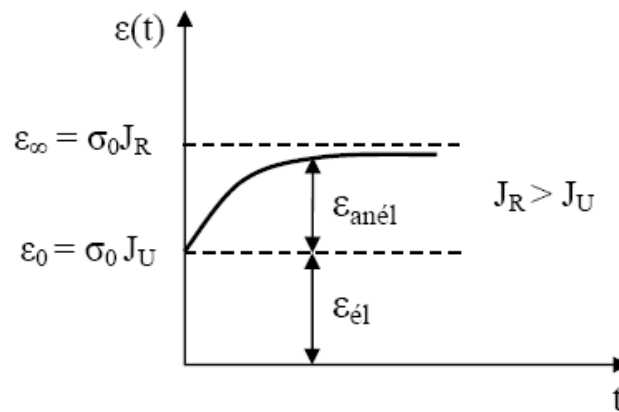
avec $r(t) = M_R + (M_U - M_R) \exp\left(-\frac{t}{\tau_\epsilon}\right)$: la fonction de relaxation

Ainsi :

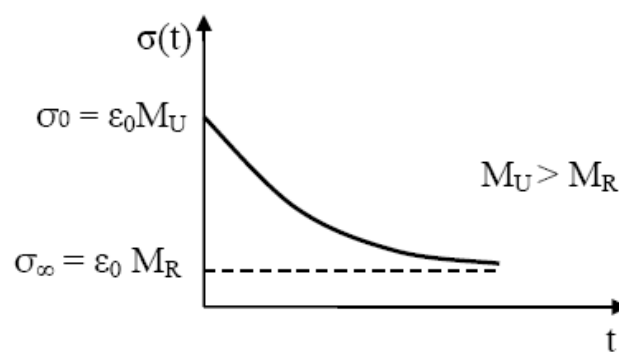
$$r(t) = \frac{\sigma(t)}{\epsilon_0}$$

Quand $t \rightarrow \infty$

$$\sigma_\infty = \epsilon_0 M_R \Leftrightarrow M_R = \frac{\sigma_\infty}{\epsilon_0}$$



a) : Déformation instantanée et traînage élastique à contrainte imposée



(b) : Relaxation de la contrainte à déformation imposée

Figure (I-17) : Réponses du solide linéaire standard de Zener

Le solide linéaire standard de Zener s'accord parfaitement avec la définition d'un solide anélastique.

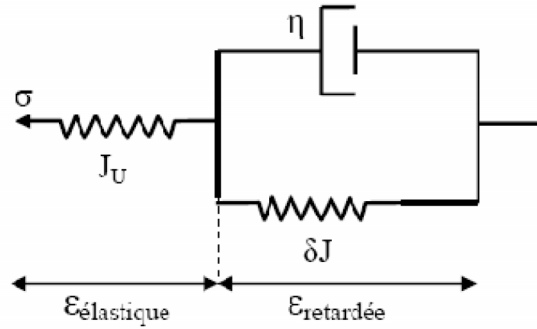


Figure (I-18) : contribution de la cellule de Voigt-Kelvin et du solide de Hooke dans la déformation totale à contrainte imposée.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\tau_\sigma - \tau_\varepsilon}{\tau_\varepsilon} = \frac{\tau_\varepsilon \left(1 - \frac{J_U}{J_R}\right)}{\tau_\varepsilon} = \frac{\tau_\sigma}{\tau_\varepsilon} \left(\frac{J_R - J_U}{J_R}\right) \quad \text{avec} \quad \frac{\tau_\sigma}{\tau_\varepsilon} = \frac{J_R}{J_U} \\ \frac{\tau_\sigma - \tau_\varepsilon}{\tau_\varepsilon} = \frac{J_R - J_U}{J_R} = M_U \left(\frac{M_U - M_R}{M_R M_U}\right) = \frac{M_U - M_R}{M_R} \end{array} \right.$$

avec $M_U > M_R$, $J_R > J_U$, donc $\tau_\sigma > \tau_\varepsilon$

L'abaissement du module $M_U - M_R$ est appelé effet du module et le rapport Δ représente l'intensité de relaxation.

$$\Delta = \frac{M_U - M_R}{M_R} = \frac{J_R - J_U}{J_U} = \frac{\tau_\sigma - \tau_\varepsilon}{\tau_\varepsilon}$$

I-5-3-Calcul du frottement intérieur :

Si la déformation imposée est une déformation sinusoïdale (**figure I-19-a**), de pulsation ω et d'amplitude ε_0 notée:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \sin \omega t$$

Pour un matériau purement élastique :

$$\sigma = E\varepsilon$$

La contrainte résultante est aussi sinusoïdale (**figure I-19-b**), de même fréquence et en phase avec la déformation:

$$\sigma = E\varepsilon_0 \sin \omega t$$

Si le matériau a un comportement purement visqueux :

$$\sigma = \eta \left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right)$$

Avec η viscosité dynamique, la contrainte résultante est aussi sinusoïdale (**figure I-19-c**) et de même fréquence, mais elle est en quadrature de phase avec la déformation :

$$\sigma = \eta \omega \varepsilon_0 \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right)$$

Dans le cas qui nous intéresse, celui d'un matériau viscoélastique (**figure I-19-d**) la contrainte présente un déphasage compris entre 0 et $\pi/2$ noté φ et appelé angle de perte

$$\sigma = \sigma_0 \sin(\omega t + \delta) \dots \dots \dots (7)$$

Il faut souligner la différence de notation et de vocabulaire qui existe à l'heure actuelle. En effet, dans le domaine des métaux et des céramiques on appelle l'angle de déphasage angle φ tandis que dans le domaine des polymères le même angle est appelé δ . De la même façon, les métallurgistes et les céramistes parlent de frottement interne ou Q^{-1} et les polyméristes d'angle de perte ou $\tan \delta$.

D'après (7) :

$$\sigma = \sigma_0 \cos \delta \sin \omega t + \sigma_0 \sin \delta \cos \omega t \dots \dots \dots (8)$$

La contrainte peut alors être considérée comme formée de deux composantes : l'une $\sigma_0 \cos \delta$ en phase avec la déformation, et l'autre $\sigma_0 \sin \delta$ en quadrature de phase avec la déformation.

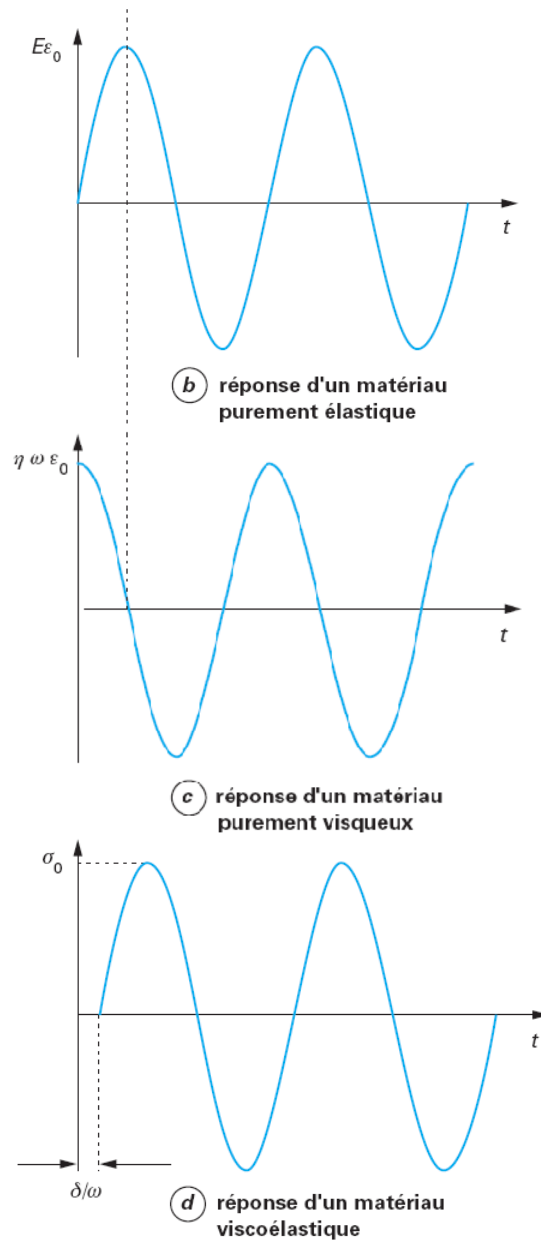


Figure (I-19) : Réponse d'un matériau à une déformation imposée suivant sa nature

Nous pouvons alors définir deux modules :

- l'un E' , est en phase avec la déformation ; il est appelé module de conservation car il caractérise l'énergie emmagasinée dans l'échantillon sous forme élastique :

$$E' = \left(\frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} \right) \cos \varphi$$

- l'autre E'' , est en quadrature de phase avec la déformation ; il est appelé module de perte car il caractérise l'énergie dissipée dans l'échantillon sous forme visqueuse :

$$E'' = \left(\frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} \right) \sin \varphi$$

La relation (8) devient alors :

$$\sigma = \varepsilon_0 E' \sin \omega t + \varepsilon_0 E'' \cos \omega t$$

Avec

$$\tan \varphi = \frac{E''}{E'}$$

Une notation complexe facilite ce type de représentation des propriétés mécaniques dynamiques des matériaux viscoélastiques :

$$\varepsilon^\square = \varepsilon_0 \exp i\omega t$$

$$\sigma^\square = \sigma_0 \exp i(\omega t + \delta)$$

$$E^\square = \frac{\sigma^\square}{\varepsilon^\square} = \left(\frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} \right) \exp i\delta = \left(\frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} \right) (\cos \delta + i \sin \delta)$$

$$E^\square = E' + iE''$$

Cela justifie que E' et E'' soient aussi appelés partie réelle et partie imaginaire du module dynamique.

Dans le cas du solide viscoélastique de Zener et lors de l'application d'une contrainte sinusoïdale :

$$\sigma^\square = \sigma_0 \exp i\omega t$$

L'équation (9) admet une solution de la forme :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \exp i(\omega t - \delta)$$

La déformation est donc déphasée dans le temps d'un angle δ constant tel que:

$$\tan \delta = \Delta \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}$$

Avec $\tau^2 = \tau_\sigma \tau_\varepsilon$

Dans ce modèle, l'état du solide est donc représenté dans le système (σ, ε) par un point qui se déplace sur une ellipse à la vitesse angulaire ω .

$\Delta W = \pi \sigma_0 \varepsilon_0 \sin \delta$ est la perte d'énergie proportionnelle à l'aire de l'ellipse et le frottement interne Q^{-1} est défini par le rapport $\Delta W / 2\pi W$ où $W = (1/2) \sigma_0 \varepsilon_0$ est l'énergie élastique maximale au cours d'un cycle. On a donc $Q^{-1} = \sin \delta$ et, si δ est très petit, il est possible d'assimiler δ , $\sin \delta$ et $\tan \delta$.

Chapitrell : La précipitation

II-1-Introduction :

Du point de vue théorique, la première approche du mécanisme de vieillissement des alliages trempés a été proposée en 1919 par Merica [22] qui expliquait le durcissement par la précipitation d'une phase nouvelle à basse température à partir d'une solution solide sursaturée de composition adaptée. En 1938, Guinier [23] et Preston [24], sur la base de travaux menés indépendamment par diffraction des rayons X, ont présenté le premier modèle structural expliquant les premiers stades de la décomposition de la solution solide, dans des alliages Al-Cu et Al-Ag trempés, par la formation d'amas planaires d'atomes de même nature, désormais appelés zones de Guinier-Preston ou zones GP. Mott et Nabarro [25], en 1940, puis Orowan [26], en 1948, ont proposé les premières approches mécaniques du durcissement structural en tenant compte des dislocations dont le concept avait été proposé en 1934 [27-29]. En 1958, un progrès important dans la compréhension des aspects cinétiques de la précipitation et des effets des paramètres du traitement thermique a résulté de la prise en compte par Federighi [30] et De Sorbo et coll. [31] de la sursaturation en lacunes obtenue par les opérations de mise en solution et trempe. De très nombreux travaux sur la modélisation du durcissement par l'étude des interactions entre les dislocations et les précipités, ainsi que sur les mécanismes de précipitation (principalement par germination et croissance) ont été développés à partir des années 50. Parmi les publications essentielles depuis cette période, on peut retenir les synthèses de Kelly et Nicholson [32] en 1963, de Brown et Ham [33] en 1971, et celles plus récentes de Verhoeven [34], Mondolfo [35], Lorimer [36], et Ardell [37]. Enfin, les possibilités nouvelles apportées par le calcul scientifique sur ordinateur depuis 1970 ont ouvert la

voie aux recherches axées sur la simulation des microstructures des phases présentes dans des alliages durcis par précipitation, sur la prévision quantitative de leurs propriétés mécaniques et, plus récemment, sur le calcul des diagrammes de phases métastables dans certains systèmes binaires voire ternaires. L'ensemble de ces progrès a été rendu possible par le développement simultané des méthodes expérimentales et des modèles théoriques formalisant les mécanismes physico-chimiques complexes mis en jeu lors de ces transformations structurales.

II-2-Généralités :

La précipitation à l'état solide se produit quand les concentrations d'élément dépassent leur solubilité solide, la phase initiale se transforme en un produit biphasé qui inclut une nouvelle phase, ou précipité. Les constituants de la seconde phase peuvent se composer des précipités purs d'élément ou principalement des phases intermétalliques.

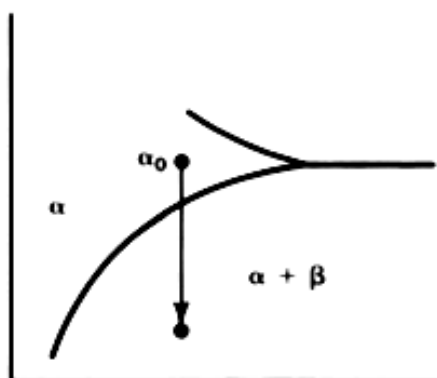


Figure (II-1) : Pente du solvus : diminution de la solubilité solide avec la diminution de la température $\alpha_0 \rightarrow \alpha + \beta$ [38]

La matrice maintient la même structure cristalline que la phase mère, mais possède une composition différente et souvent un paramètre du réseau différent, tandis que la phase précipitée peut différer de la phase mère et la matrice résultante en structure cristalline, composition, paramètre du réseau, et degré d'ordre à longue portée [38].

Les propriétés résultantes de l'alliage après précipitation sont un résultat direct du : type, taille, forme, et de la distribution de la phase précipitée.

La précipitation constitue la base du mécanisme de renforcement pour les alliages à durcissement par précipitation (age-hardening alloys).

Les réactions de précipitation fournissent aux alliages non seulement le renforcement, mais également la résistance à : la rupture, le fluage, et la fatigue.

La vitesse globale de la réaction résulte de la combinaison de la vitesse de germination (nucléation) et la vitesse de croissance des particules. A ces deux facteurs il faut ajouter, dès que la transformation est assez avancée, le grossissement des particules (coalescence).

II-3-Précipitation par Germination et Croissance :

II-3-1-Cinétique de la précipitation :

Selon la théorie classique de Gibbs [39] étendue aux transformations de phases à l'état solide par Turnbull et Fischer [40], la germination (nucléation), étape initiale de la précipitation, suppose la formation, à partir de la matrice, de germes riches en soluté (de composition très différente de celle de la solution solide) et dotés d'une interface définie avec la matrice. Les germes peuvent résulter de fluctuations statistiques de composition de taille suffisante (de l'ordre du nanomètre) au sein de la solution solide avec une cinétique de formation très rapide en présence de lacunes en sursaturation (précipitation homogène), ou se former préférentiellement sur les défauts du réseau ou

les interfaces préexistantes entre les différents grains ou les particules (précipitation hétérogène). La croissance ultérieure des germes et des précipités est régie par la diffusion des atomes de soluté vers les germes, qui est thermiquement activée à la température du revenu tant que la solution solide est sursaturée. Les mécanismes de précipitation prennent en compte les facteurs thermodynamiques et les effets cinétiques et s'appliquent à la plupart des alliages d'aluminium durcis par précipitation.

Germination (nucléation) → Croissance → Coalescence

La Germination, la croissance, et la coalescence sont importantes pour la détermination de la microstructure résultante des précipités et les propriétés mécaniques associées.

II-3-1-1-La Germination :

Considérons la précipitation de B-riche β depuis une solution solide A-riche α sursaturé. Pour la germination de β , les B-atomes dans la matrice α doivent d'abord diffuser ensemble pour former un petit volume de composition β , et puis si c'est nécessaire, les atomes doivent se réarranger dans la structure cristalline β . Comme avec la transformation liquide → solide, une interface α/β doit être créée pendant le processus et ceci mène à une barrière d'énergie d'activation.

Pendant la germination, non seulement le type de précipité est important, mais également la distribution des précipités. La distribution des précipités influe sur la résistance mécanique en affectant le mouvement de dislocation.

La germination peut se produire soit de façon homogène (uniformément et non préférentiellement) soit de façon hétérogène (préférentiellement) aux emplacements spécifiques tels que les joints de grain ou les dislocations, mais la germination dans les solides, comme dans les liquides, est presque toujours hétérogène. Les sites appropriés

pour la germination sont des défauts de non-équilibre tels que les lacunes, dislocations, joints de grain, défauts d'empilement.....etc.

Dans la plupart des systèmes les phases α et β ont des structures cristallines tellement différentes qu'il est impossible de former des interfaces cohérentes à énergie-faible et la germination homogène de la phase de l'équilibre β est alors impossible. Cependant, il est souvent possible de former des noyaux cohérents d'une certaine autre phase métastable (β') qui n'est pas présente dans le diagramme d'équilibre. L'exemple le plus commun de ceci est la formation des zones GP.

La germination hétérogène se produit parce que l'élimination des défauts et des surfaces de grandes énergies (par la germination d'une nouvelle phase) réduit l'énergie libre totale du système. Le taux de germination hétérogène est ainsi influencé par la densité de ces irrégularités.

Tant qu'il y a une densité suffisante des emplacements hétérogènes de germination, la germination homogène ne sera pas favorisée.

Le tableau (II-1) regroupe les énergies de surface pour les différents types d'interfaces.

Type of interface	Surface energy
Coherent	$\gamma_{\text{coherent}} = \gamma_{\text{chemical}} \leq 200 \text{ mJ/m}^2$
Semicoherent	$\gamma_{\text{semicoherent}} = \gamma_{\text{chemical}} + \gamma_{\text{structural}} \approx 200 \text{ to } 500 \text{ mJ/m}^2$
Incoherent	$\gamma_{\text{coherent}} \approx 500 \text{ to } 1000 \text{ mJ/m}^2$

Tableau (II-1) : énergies de surface pour différents types d'interfaces [41]

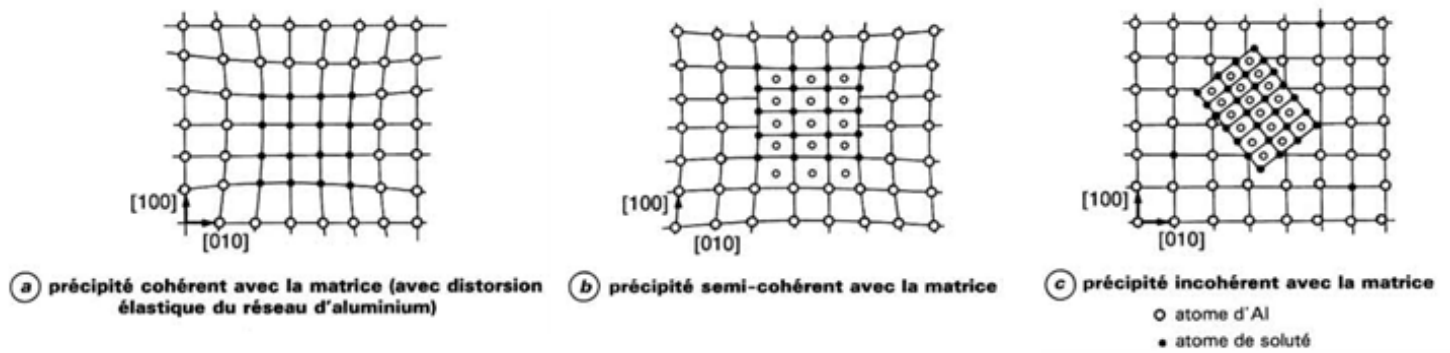


Figure (II-2) : Schémas de cohérence entre précipités et matrice [42]

Les précipités sont incohérents s'il n'existe aucune relation d'orientation cristallographique particulière entre le réseau de la matrice et celui du précipité, (**figure II-2-c**).

Les précipités en relation d'orientation sont semi-cohérents si les réseaux de la matrice et des précipités ne sont cohérents que le long de quelques systèmes de plans ou de directions cristallographiques, (**figure II-2-b**).

Les interfaces Semi cohérentes, (**figure II-2-b**), représentent un cas intermédiaire énergétiquement favorable pour relaxer partiellement les contraintes de cohésion (coherency strains), (**figure II-2**).

Lorsque l'écart à la cohérence devient trop élevé, des dislocations se forment aux interfaces précipité-matrice pour accommoder les distorsions élastiques. Ce mécanisme s'observe pour des précipités possédant un très fort écart à la cohérence, ce qui est fréquent pour une précipitation hétérogène induite par des défauts cristallographiques et peut également résulter d'un grossissement trop important de précipités initialement cohérents. La génération de dislocation maintient la cohérence par relaxation de contraintes qui se développent en raison de la différence dans le paramètre du réseau à l'interface.

Une autre caractéristique importante de la précipitation structurale est l'existence presque systématique de relations d'orientations cristallographiques préférentielles entre la matrice et les précipités formés par précipitation homogène ou par précipitation hétérogène sur les dislocations, les joints de sous-grains, voire sur certains joints de grains ou de phases présentes dans la matrice.

Cela se traduit notamment par des relations d'épitaxie, c'est-à-dire des relations de parallélisme entre les plans ou les directions cristallographiques de la matrice et ceux des précipités, (**figure II-3**).

Les précipités sont cohérents si, au-delà des relations d'épitaxie, il y a continuité géométrique des réseaux cristallographiques de la matrice et des précipités dans toutes les directions cristallographiques. Seules la nature et la disposition des atomes dans le réseau sont modifiées, (**figure II-2-a**).

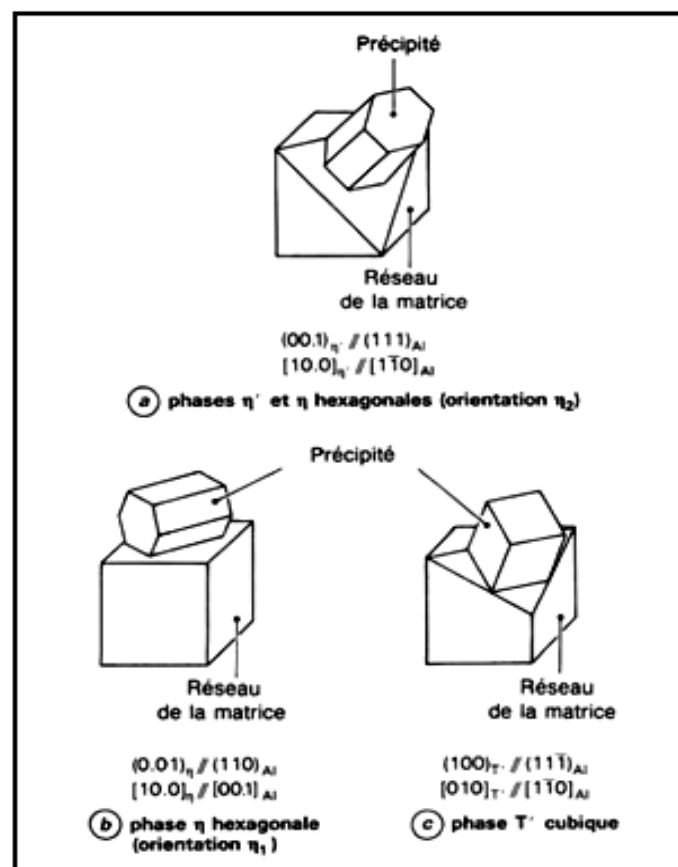


Figure (II-3) : schéma des orientations entre les précipités métastables et la matrice des systèmes Al-Zn-Mg et Al-Zn-Mg-Cu [42]

II-3-1-2-Croissance :

La croissance des précipités se produit soit par le mouvement des interfaces incohérentes ou par le « ledge mechanism » où la cohérence est maintenue et le grossissement est dû à la diffusion, [38], [43]

A) Précipitation sur les dislocations :

Les dislocations agissent en tant qu'emplacements de germination seulement pour les précipités semi cohérents [43], la figure (II-4) [44] montre des précipités formées sur des dislocations.

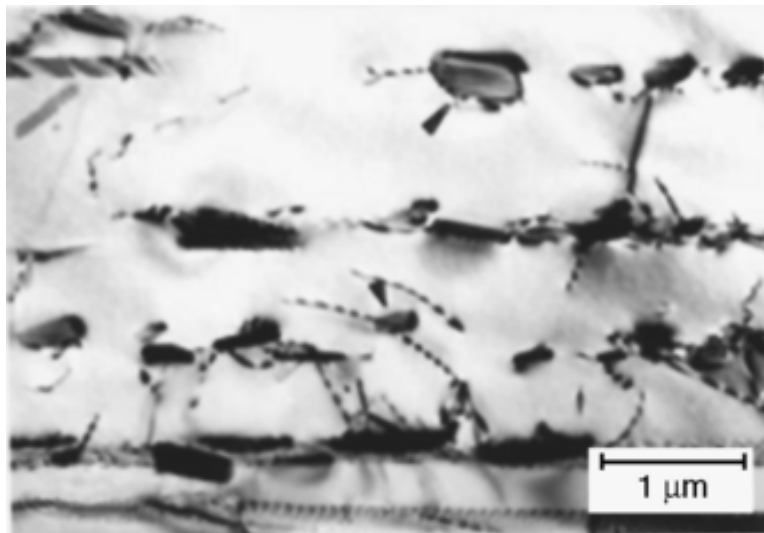


Figure (II-4) : Microscopie électronique à transmission en champ clair montrant les précipités Ti_5Si_3 aux abords des dislocations dans un alliage $Ti_{52}Al_{48-3}Si_2Cr$. [45]

La germination sur des dislocations nécessite un bon accord entre le précipité et la matrice sur au moins un plan, de sorte que les interfaces cohérentes ou semi cohérentes à faible énergie puissent se former.

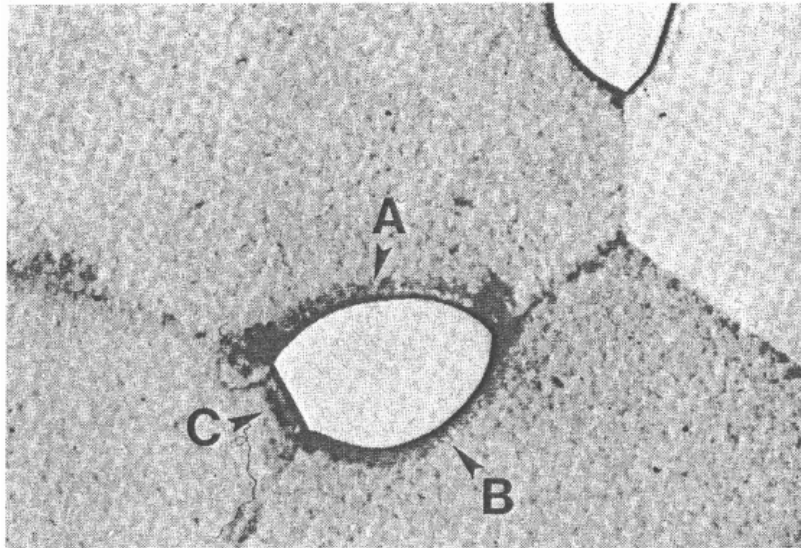
B) Précipitation dans les Lacunes :

La concentration des lacunes dépend de la température, ainsi il est essentiel pour les taux rapides de trempes (high quenching rates) non seulement pour maintenir une solution solide sursaturée mais pour maintenir un nombre significatif de lacunes.

Les lacunes jouent plusieurs rôles dans la nucléation des précipités. Quand un alliage “ a durcissement par précipitation ” est refroidi d'une haute température, des lacunes sont maintenues pendant le refroidissement. Ces lacunes peuvent aider la germination en augmentant le taux de diffusion, même à des températures où la diffusion n'est pas attendue. Elles dissipent également les contraintes locales permettant ainsi la nucléation des précipités cohérentes. Elles peuvent de même influencer la germination individuellement ou collectivement par le regroupement dans de petits tas.

C) Précipitation dans les joints de grains :

L'ampleur de la précipitation aux joints de grains a une grande influence sur la ductilité, la dureté de rupture et l'usinage ou le formage des alliages d'Aluminium. [46] La figure (II-5) montre clairement l'existence de précipités aux points triple dans la phase $\alpha - \beta$ de l'alliage Cu-In. Pour le précipité visible, les interfaces A et B sont cohérentes alors que C est semi-cohérent.



*figure (II-5) : Un précipité au point triple de joint de grain dans un alliage $\alpha - \beta$ Cu-In. Interfaces A et B sont incohérents alors que C est semicohérent. (G.A. Chadwick, *Metallography of phase Transformations*, Butterworths, London, 1972.). [43]*

D) Zones dénudées :

Un changement chimique dans la phase de la matrice s'opère lors de la séquence de précipitation. Avec l'augmentation du nombre et de la taille des précipités, le corps dissous est épuisé dans la matrice. Les régions où aucun précipité ne se forme s'appelant (precipitate-free zones) (PFZ) zones dénudées.

Les PFZ se trouvent principalement autour des joints de grain ou encore :

- Autour des particules de la seconde phase ou le corps dissous est emprisonné.
- Dans les régions où il y a un nombre de lacune insuffisant pour la nucléation des précipités.

La figure (II-6) montre clairement la zone dénudée dans un alliage 6061 d'Al homogénéisé.

Selon les auteurs, la zone dénudée (PFZ) a été créée d'une part, par le manque des précipités Mg_2Si et d'autre part, par le manque de Si, ce dernier étant emprisonné dans les précipités de joints de grain $AlFeSi$.

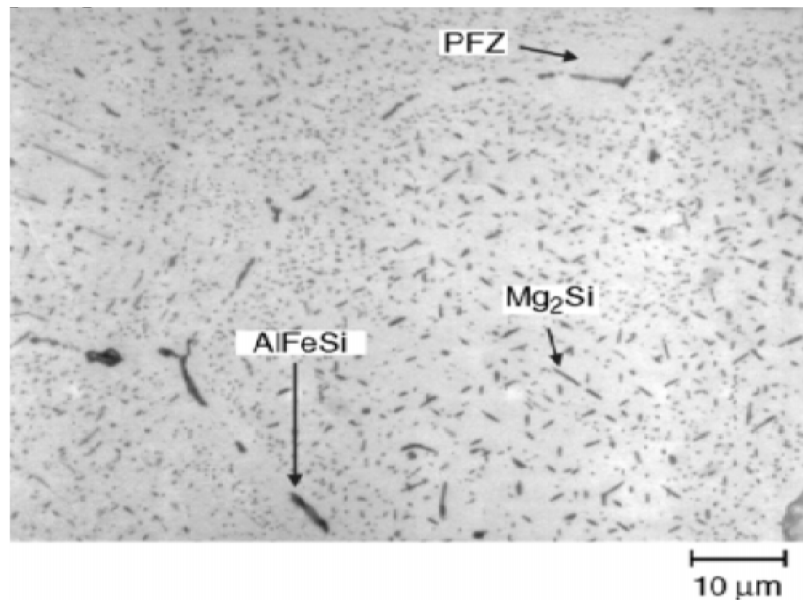


Figure (II-6) : Micrographie d'un alliage d'aluminium 6061 moulé et homogénéisé
Montrant : les zones dénudées de précipités (PFZ) aux joints de grain. [47]

II-3-1-3-Coalescence :

La coalescence des particules se produit parce que la microstructure d'un alliage biphasé n'est pas stable sauf si l'énergie interfaciale est au minimum. Une faible densité des grandes particules a moins d'énergie interfaciale totale qu'une haute densité de petites particules, ce qui fournit la force motrice pour la coalescence des particules. La coalescence de particule est conduite par la diffusion des atomes de corps dissous ; ainsi, le taux de coalescence augmente avec la température. Dans certains cas, les taux de coalescence sont déterminés par le contrôle de l'interface.

La maturation d'Ostwald est le mécanisme où les petits précipités se dissolvent et le corps dissous est redistribué aux grands précipités plus stables. La solubilité élevée des petites particules dans la matrice est nommée l'effet capillaire.

Les petites particules ont une énergie libre plus élevée due à la croissance de la pression en raison de la courbure élevée de la surface.

II-3-2-Modes de précipitation :

II-3-2-1-La précipitation générale ou continue :

Elle se rapporte à l'aspect uniforme des particules de la seconde phase dans tous les grains de la matrice. La précipitation générale n'implique pas la nucléation homogène, plutôt, la précipitation non localisée de la deuxième phase. **La figure (II-7)** montre la précipitation générale dans un alliage d'aluminium.

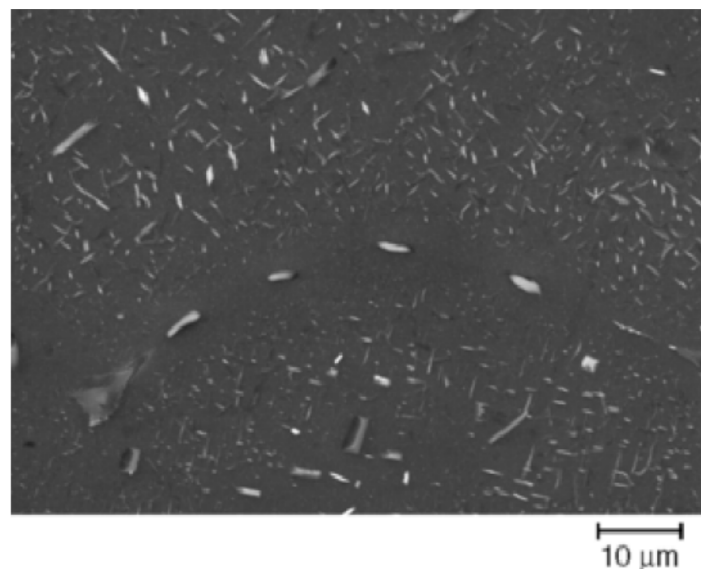
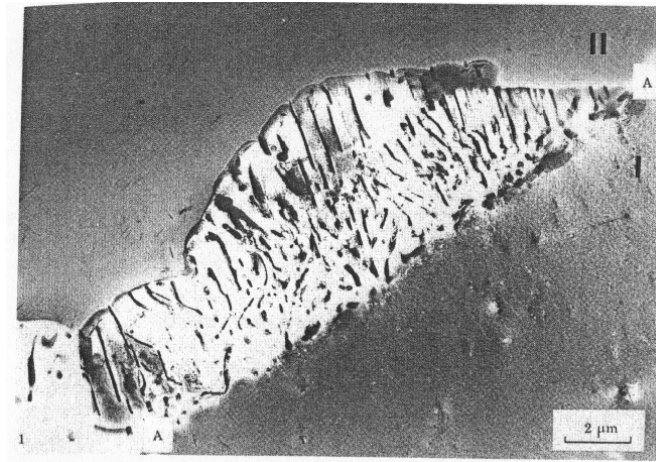


Figure (II-7) : Microscopie électronique a balayage de la précipitation Continue dans l'alliage d'aluminium 6061, ou les particule de Mg_2Si représentent les petits précipites et les grandes particules étant les intermétalliques $AlFeSi$ situées aux joint de grain. Notons que les zones dénudées sont proches des particules intermétalliques $AlFeSi$. Ref [48]

II-3-2-2-Précipitation cellulaire ou discontinue :

La précipitation dans les joints des grains peut avoir comme conséquence la précipitation cellulaire ou discontinue (DP), (**figures : II-8, II-9**). Pendant la précipitation discontinue, la germination de la deuxième phase s'effectue au joint de grain (la précipitation commence aux joints de grain mais ne continue pas à travers le grain entier), qui se déplace alors avec l'avancement de la réaction de précipitation. Elle commence généralement à un joint incohérent à grand angle, qui est le point le plus susceptible pour soutenir le processus de la nucléation hétérogène et la migration du joint de grain. La déformation due au décalage atomique ou le Misfit (l'inadaptation) sont des facteurs, bien que ni l'un ni l'autre ne semble être des conditions nécessaires [49,50]. Les conditions générales et les critères de la DP ne sont pas complètement compris à cause des corrélations complexes entre la structure, l'énergie, la mobilité, et la diffusivité du joint de grain.

Les études ont montrés qu'à mesure que le niveau de la précipitation aux joints de grain augmente, sa résistance à la rupture et sa formabilité diminue [51,52]. La rupture inter granulaire pendant le formage, en particulier dans des opérations de pliage « bending operations », peut être liée à une diminution de résistance au joint « boundary strength » résultant de la présence des précipités inter granulaires « intergranular precipitates ».



**Figure (II-8) : Précipitation cellulaire du $Mg_{17}Al_{12}$ dans un alliage $Mg - 9\% \text{ at Al}$
Traiter et vieilli 1 h à 220 °C. [38]**

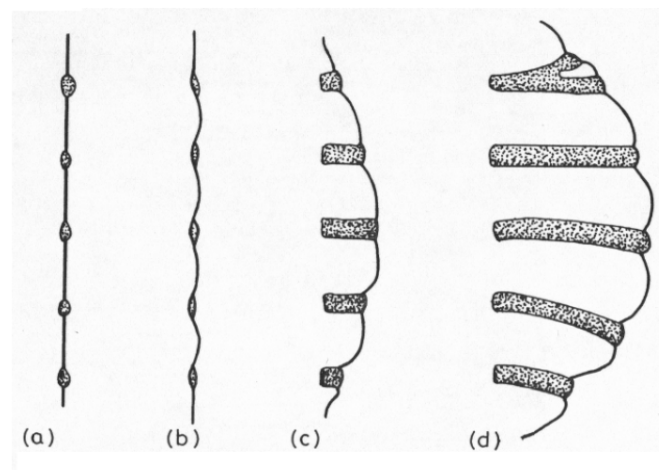


Figure (II-9) : Un diagramme schématique montre la séquence possible des étapes durant le développement de la précipitation cellulaire. [43]

Après nucléation, le joint de grain se déplace avec l'avancement de la réaction de précipitation. Ceci est illustré dans la **figure (II-8)**, où le joint de grain est vu courbé en dehors au début de la réaction [53].

La **figure (II-9)** quant à elle montre les différentes étapes du développement de la précipitation cellulaire. Ainsi, la précipitation cellulaire est bien discontinue vu que la

composition de la matrice change de manière discontinue pendant que la cellule avance

Les figures (II-10) et (II-11), montrent clairement la croissance cellulaire a partir des joints de grain, dans deux alliages différents. Dans la seconde étant plus uniforme que la première.

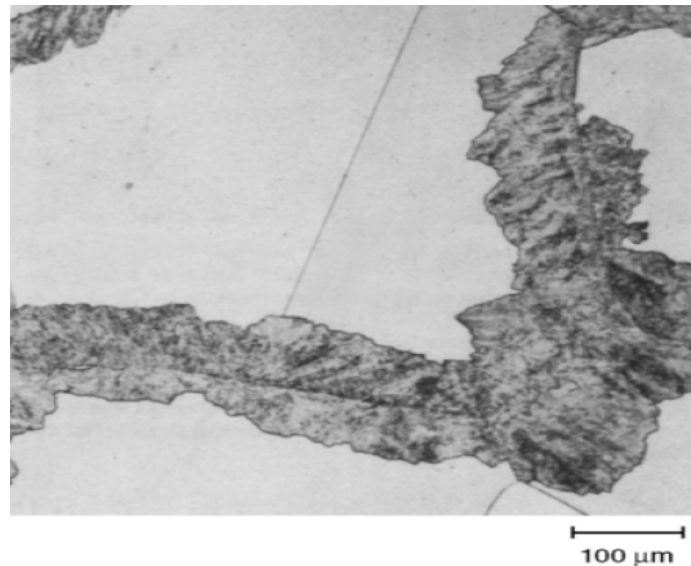


Figure (II-10) : Développement des colonies cellulaires a partir des joints de grain dans un alliage Au-30Ni vieilli 50 min a 425 °C. [38]



Figure (II-11) : précipitation cellulaire, ou discontinue, développant uniformément a partir du joint de grain dans un alliage Fe-24.8 Zn vieilli 6 min a 600 °C. [85ASM 13]

La précipitation discontinue a comme conséquence les produits de réaction qui sont souvent lamellaires, fibreux, ou une tige, mais rarement globulaire (lamellar, fibrous, or rodlike, but rarely globular) [49], elle est désigné également souvent sous le nom, d'une recristallisation cellulaire de joint de grain, ou une réaction autocatalytique (cellular, grainboundary, recrystallization, or autocatalytic reaction) [54].

II-3-3-Quelques structures de précipités :

A) Structure de Widmanstätten :

Les longues et larges faces des précipités sont les interfaces cohérentes et à faible énergie [38,43], (**figure II-12**).

Les interfaces incohérentes pourront avancer plus rapidement que les interfaces semi cohérentes, comme il est illustré dans la **figure (II-13)**. C'est l'origine de la morphologie de Widmanstätten.



Figure (II-12) : structure de widmanstatten dans un alliage Ti-6Al-4V refroidi a 3.40 °/s .[55]

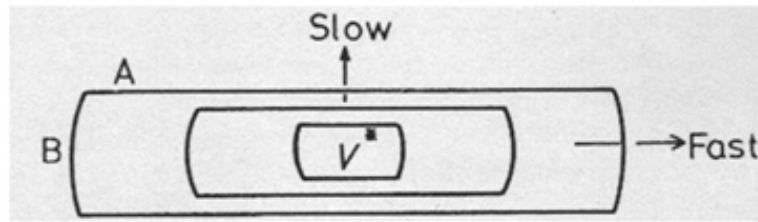


Figure (II-13) : l'effet du type d'interface sur la morphologie d'un précipité croissant. (A) interfaces semi cohérentes de Basse-mobilité. (B) interfaces incohérentes de haute-mobilité. [38]

B) Structure aiguille et structure latte :

La figure suivante illustre une telle structure :

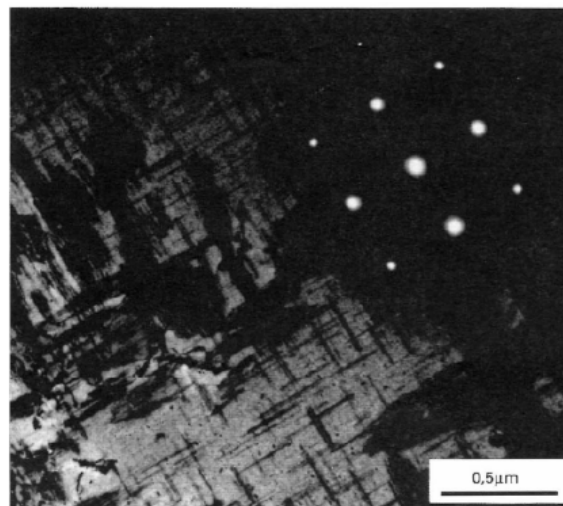


Figure (II-14) : Phase S' : précipitation homogène d'aiguilles dans La matrice et précipitation hétérogène de lattes sur Les dislocations suivant les directions $[100]_{Al}$ $G = 35000$ alliage 2618 (2.3 % Cu – 1.5 % Mg). Revenu 24h à 200 °C, [42]

C) Structure sphérique :

La figure (II-15) montre la structure sphérique des précipités

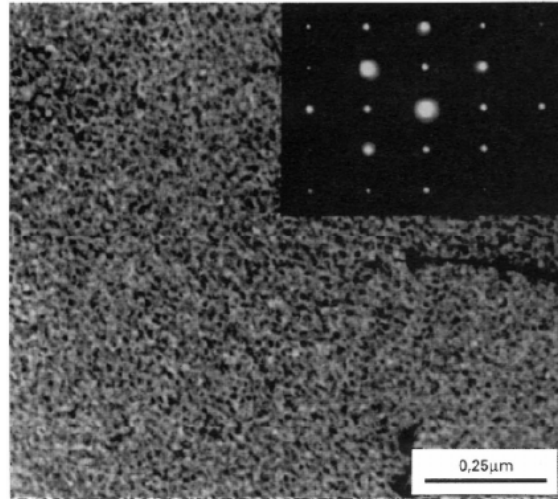


Figure (II-15) : Précipités sphériques de phase δ' Al_3Li ordonnée, cohérente avec la matrice. $G = 72000$, axe du faisceau électronique : $[211]_{Al}$ alliage Al- 3 % Li, revenu 8h à 170 °C, $[42]$

II-3-4-Séquences de précipitation :

Dans beaucoup de systèmes de précipitation et dans pratiquement tous les alliages a durcissement par précipitation, la matrice sursaturée se transforme en plusieurs étapes, en produisant un ou plusieurs précipités métastables avant l'apparition de la phase d'équilibre. L'approche à l'équilibre est contrôlée par la nucléation séparant l'état initial des états d'énergie libre plus faible. Les précipités de transition sont souvent cristallographiquement semblables à la matrice, ils permettent la formation d'une interface cohérente à faible énergie pendant le processus de nucléation.

La séquence de précipitation commence souvent par la nucléation de petites phases, entièrement cohérentes connues sous le nom de zones de Guinier et Preston. Les

zones GP sont les premières à « nucléer » en raison de leur petite taille et leur homogénéité avec la matrice. Le terme d'énergie interfaciale est extrêmement faible, fournissant ainsi une petite barrière à la nucléation, bien que la force motrice (driving force) pour la nucléation ne puisse pas être aussi élevée que celle de formation de la phase finale. Les zones GP prennent typiquement la forme de petites particules sphériques ou de particules en forme de disque (**Fig. II-16**), leur épaisseur est de l'ordre de deux couches atomiques, et leur diamètre est de plusieurs nanomètres, elles sont alignées perpendiculairement à la direction élastique dans la structure cristalline de la matrice du matériau [43].

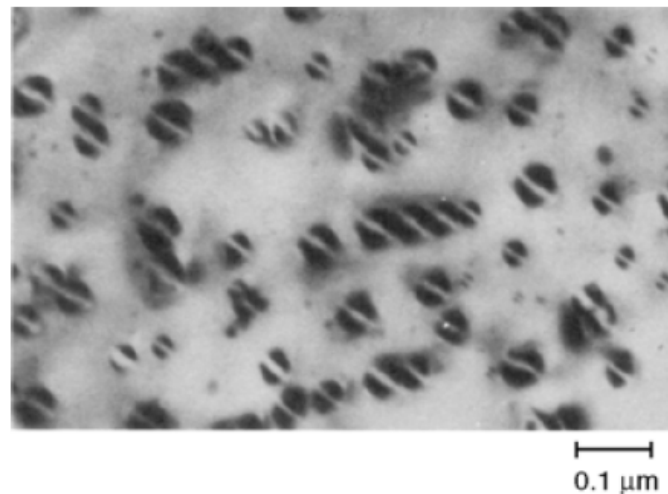


Figure (II-16) : Microscopie électronique a transmission en champ sombre d'un alliage Cu-3.1Co vieilli 24 h a 650 °C montrant les précipitées de transition Cohérentes. Le précipité est une phase métastable CFC du Co pur dans une matrice CFC. [41]

Les phases qui germent et se développent a partir des zones GP se nomment des « phases de transition ». Elles ont une structure cristalline intermédiaire entre la matrice et la phase d'équilibre. Ce qui minimise l'énergie de contribution a la déformation entre le précipité et la matrice, la rendant plus favorable dans la séquence

de nucléation que les phases d'équilibre. L'ordre typique de réaction pour le système Al-Mg est :



Pour que le durcissement structural soit important, on recherche la formation d'une grande densité et d'une homogénéité de répartition d'amas et/ou de précipités métastables dans la matrice.

II-4-Précipitation par décomposition spinodale :

Ce mode de précipitation, dont la théorie a été établie par Cahn [60], affecte généralement des alliages à forte fraction volumique de précipités (par exemple les alliages de cuivre) mais est également susceptible de rendre compte du durcissement structural de certains alliages d'aluminium des systèmes Al-Zn [61] et Al-Ag [62].

II-5- Le recuit :

L'état recuit est l'état le plus stable du point de vue thermodynamique. Le rôle principal d'un recuit est de conférer à l'alliage une structure la plus proche possible de sa structure d'équilibre.

Le recuit a les propriétés suivantes :

- homogénéiser un alliage d'un point de vue aussi bien chimique que micrographique : c'est, par exemple, le cas des alliages moulés, hétérogènes et de taille de grains non uniforme.
- modifier la structure micrographique, par exemple par coalescence d'une phase ou par affinement du grain (normalisation).

- restaurer la structure d'un alliage après écrouissage, soudage, ou traitement thermique antérieur.
- diminuer les contraintes internes (relaxation).

Les buts du recuit sont principalement les suivants :

- adoucissement favorisant la mise en forme par déformation plastique ou par usinage.
- préparation de l'alliage avant un autre traitement thermique.
- stabilisation de l'alliage, surtout d'un point de vue dimensionnel, mais aussi pour améliorer sa résistance aux efforts mécaniques ou à la corrosion.

On précise souvent, dans la dénomination d'un recuit, soit le but dans lequel il est effectué (homogénéisation, régénération, normalisation, coalescence, restauration, recristallisation, adoucissement, détente, relaxation, dégazage, etc.), soit le moyen employé ou les conditions choisies pour l'effectuer (en pot, en caisse, au passage, au défilé, à la volée, isotherme, brillant, blanc, noir, bleu, etc.).

Un recuit se réalise par chauffage à une vitesse choisie, avec éventuellement des paliers de température progressifs jusqu'à une température déterminée en fonction du but recherché. La température de recuit étant atteinte, on effectue un maintien isotherme ou des oscillations autour de cette température, pendant un temps déterminé également en fonction du but recherché. Le refroidissement a lieu à une vitesse choisie en fonction de la nature de l'alliage, parfois selon un programme soigneusement contrôlé. Cette vitesse est relativement lente pour rester en permanence le plus proche possible des conditionnements d'équilibre. Elle peut être aussi faible que quelques degrés par heure pour certains aciers.

Les phénomènes se produisant pendant le recuit étant thermiquement activés, le temps de recuit est d'autant plus court que sa température est élevée. De même, la structure micrographique obtenue après recuit est d'autant moins fine que la température de recuit est plus élevée, le temps de maintien plus long et le refroidissement moins rapide. Quand il s'agit de recuit d'homogénéisation, celui-ci peut s'effectuer en un temps d'autant plus court et à une température d'autant plus basse que la structure micrographique est plus fine, ou l'alliage plus homogène. C'est ainsi que les pièces moulées, où les phénomènes de ségrégation sont souvent importants, nécessitent des températures de recuit plus élevées ou des temps de recuit plus longs que des pièces corroyées (filées, forgées, etc.).

Chapitre III :

Rappels théoriques et étude bibliographique des alliages de Al-Mg

*Chapitre III :
Rappels théoriques et étude bibliographique
des alliages de Al-Mg*

III- 1-Introduction :

Bien qu'il ne soit passé dans le domaine industriel qu'à la fin du XIXe siècle, l'aluminium est devenu le premier des métaux non ferreux. Sa légèreté, son inaltérabilité pratique, sa bonne conductibilité électrique et thermique, sa facilité de décoration et la grande résistance mécanique de certains de ses alliages lui donnent des débouchés tels, dans les transports, l'industrie électrique, l'emballage, le bâtiment et toutes les autres industries.

III-2-Les alliages d'aluminium :

L'aluminium pur a des emplois limités, son association avec d'autres éléments change ses caractéristiques mécaniques.

Les limites de solubilité des éléments d'alliage dans l'aluminium solide sont très basses, aucun élément n'est connu pour avoir une miscibilité complète avec l'aluminium à l'état solide.

Il existe un très grand nombre d'alliages : les principaux dans les différentes catégories sont représentés sur la **figure (III-1)**.

III-2-1-Groupes principaux des alliages d'aluminium :

Les principaux types d'alliages d'aluminium sont obtenus par les effets d'alliage du cuivre, du magnésium, du manganèse, du silicium, et du zinc, (**figure III-1**), les caractéristiques mécaniques sont spécifiques à chaque alliage, elles varient suivant les traitements subis : traitement thermique, écrouissage ou les deux en même temps.

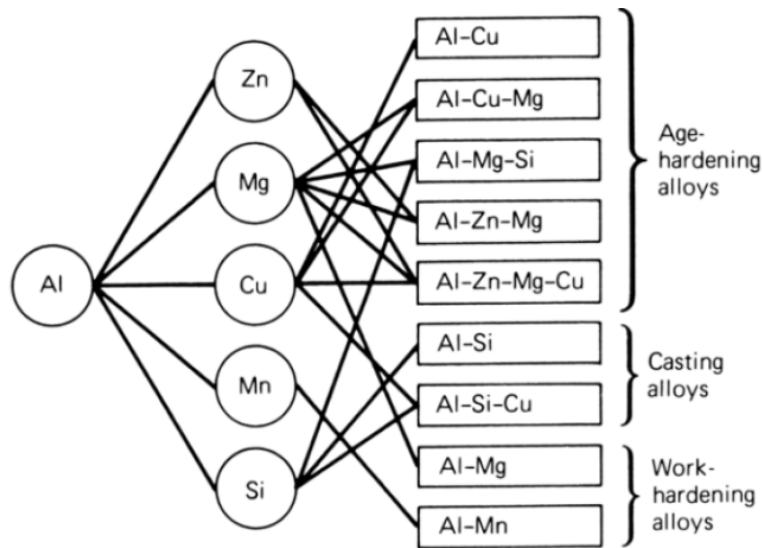


Figure (III-1) : Les principaux éléments d'alliage pour L'Aluminium. [63]

III-2-2-Système binaire Al-Mg :

Les alliages Al-Mg ont des propriétés mécaniques remarquables, ils se distinguent par la combinaison d'une bonne ductilité, d'une grande résistance et d'une faible densité [64,65], Ils sont faciles à polir et conservent longtemps leur polissage à cause de la haute résistance chimique [66], il sont employés couramment dans des applications exigeant une finition de surface brillante et une résistance à la corrosion, ce qui fait de ces alliages les candidats potentiels pour des applications aérospatiales, navales, industrie automobile et a des but décoratifs.

La solubilité solide du Magnésium dans aluminium en fonction de la température est tracée dans la figure (III-2).

Les compositions communes s'étendent de 4% à 10% Mg , les compositions contenant plus de de 7% Mg sont thermiquement traitables. Les alliages Al-Mg sont en général limités à 5 % Mg en raison des difficultés de mise en œuvre et de transformation. Les caractéristiques de vieillissement et surtout d'instabilité à la

température ambiante à des concentrations plus élevées en magnésium encouragent le traitement thermique.

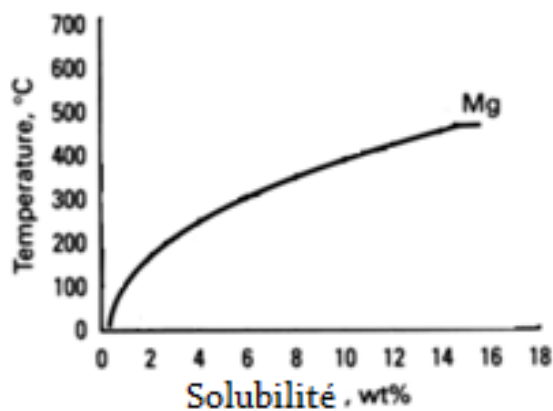


Figure (III-2) : solution solide d'équilibre binaire du Magnésium dans l'Aluminium, [41]

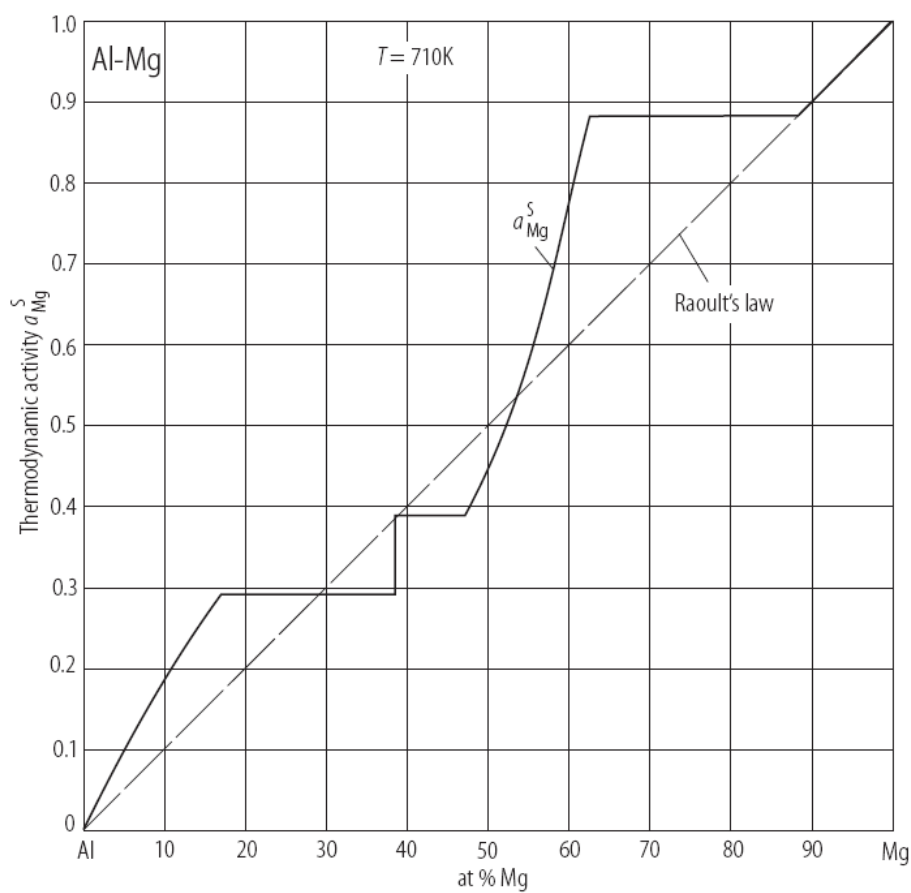


Figure (III-3) Al-Mg : activité thermodynamique du Mg dans l'Al à 710 °K, [67]

Quand les alliages Al-Mg sont à l'état d'équilibre, la solubilité du magnésium dans la phase α est d'environ 15 % à 450°C mais elle se réduit jusqu'à 2 % à la température ambiante.

La solubilité solide maximum en alliages d'aluminium se produit à l'eutectique.

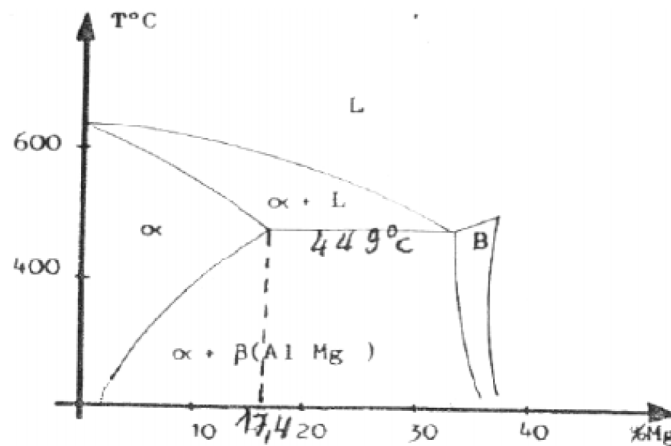


Figure (III-4) : Diagramme partielle Al-Mg de 0 à 40%at en Mg

L'alliage est caractérisé par une haute stabilité de la solution solide et une faible vitesse de diffusion du Magnésium dans l'aluminium [66].

Influence du Magnésium sur les propriétés mécanique de l'Aluminium :

Lorsqu'ils sont maintenus à des températures inférieures à 250°C, après passage à haute température (450 °C ou plus suivant le diagramme d'équilibre), certains alliages d'aluminium voient croître leur résistance mécanique (**figure III-5**).

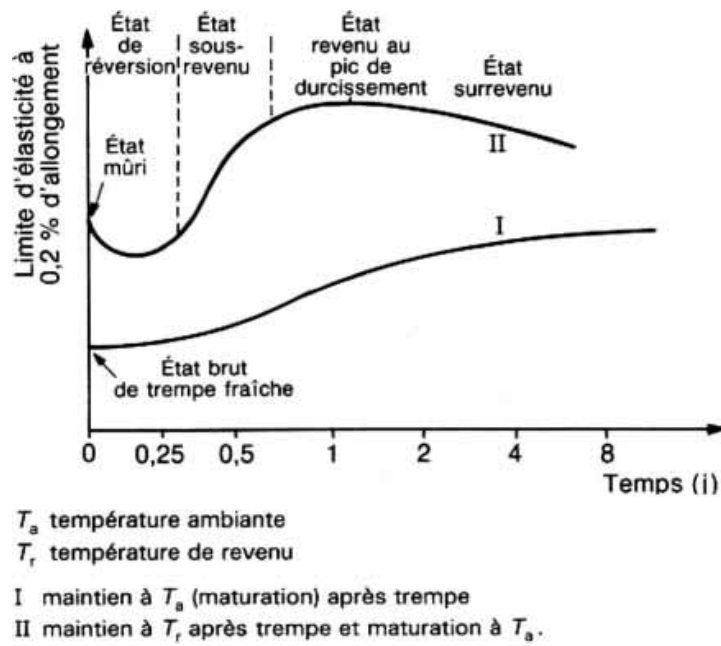


Figure (III-5) – Évolution schématique de la limite d'élasticité d'un alliage d'aluminium à durcissement structural.

La variation des propriétés mécaniques de l'aluminium en fonction de la teneur en Mg est donnée sur la **figure (III-6)**. Moyennement la limite élastique et réduit brutalement l'allongement A au delà de 12 % Mg [66]. Le magnésium accroît fortement la résistance à la rupture R jusqu'à 15 %, accroît.

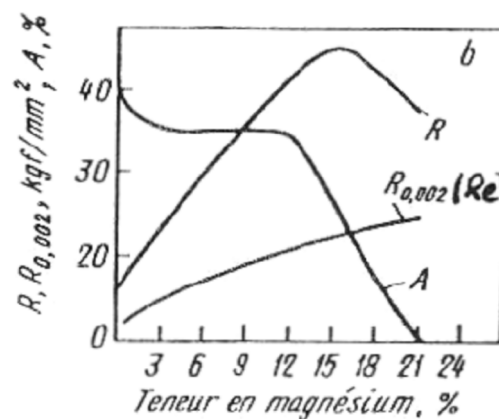


Figure (III-6) : La variation des propriétés mécaniques de l'aluminium en fonction de la teneur en Mg

III-2-3-Diagramme et morphologie de phase :

Le diagramme de phase Aluminium-Magnésium à une courbe de limite de solubilité (solvus) en pente positive, ce qui est une condition nécessaire pour un système à durcissement par précipitation.

A l'état d'équilibre, après refroidissement, les alliages Al-Mg sont biphasés $\alpha + \beta$, (Al_3Mg_2). Les précipités CFC Al_3Mg_2 admettent une difficulté de nucléation dans le système aluminium-magnésium.

Sur les figures (II-7) et (II-8) sont reportés respectivement le diagramme d'équilibre complet et le diagramme d'équilibre partiel.

Dans le tableau (II-1) sont regroupées toutes les données cristallographiques de ces alliages.

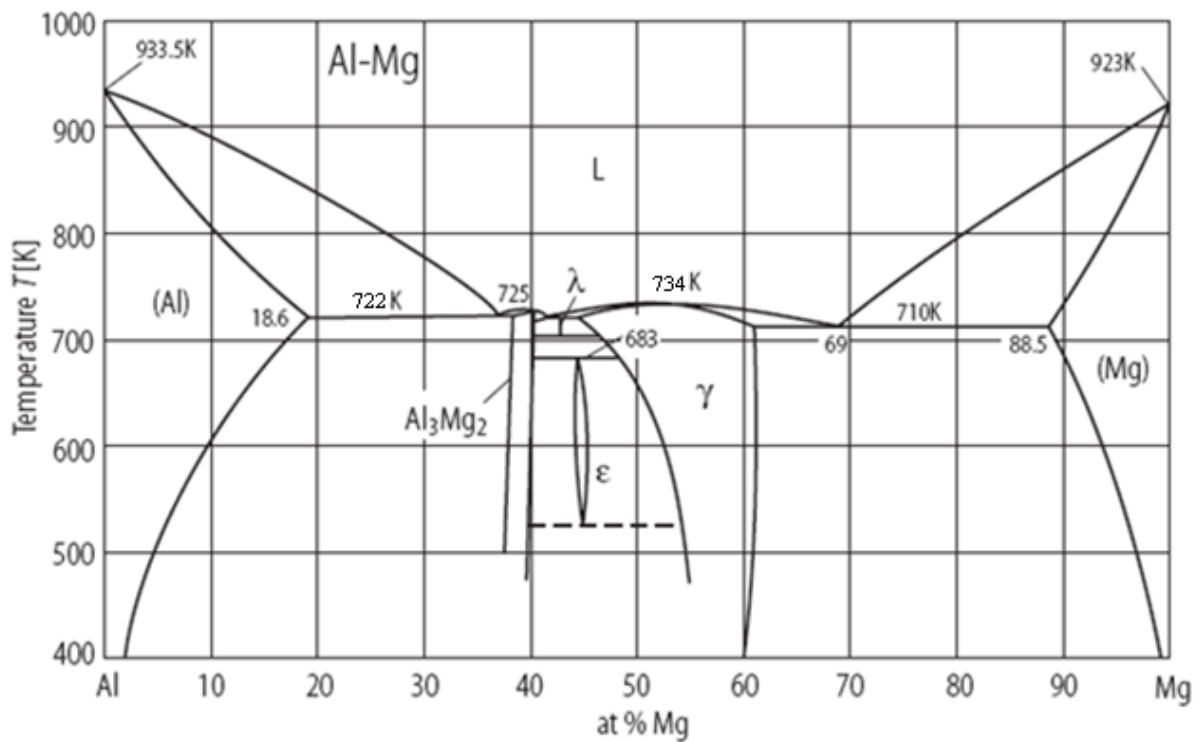


Figure (III-7) : diagramme de phase Al-Mg [68]

phase	Composition, Wt % Mg	Symbole de Pearson	Groupe d'espace
(Al)	0 à 17.1	cF_4	$Fm\bar{3}m$
$\beta(Al_3Mg_2)$	36.1 à 37.8	$cF_{11}68$	$Fd\bar{3}m$
ε	39	hR_{53}	$R\bar{3}$
$\gamma(Al_{12}Mg_{17})$	42 à 58.0	cI_{58}	$I\bar{4}_3m$
(Mg)	87.1 à 100	hP_2	$P6_3/mmc$
Phases métastables			
Al_2Mg	31.0	tI_{24}	$I4_1/amd$
γ'	38 à 56.2	(a)	...
(a) Tetragonal			

Tableau (III-1) : Données cristallographiques [69]

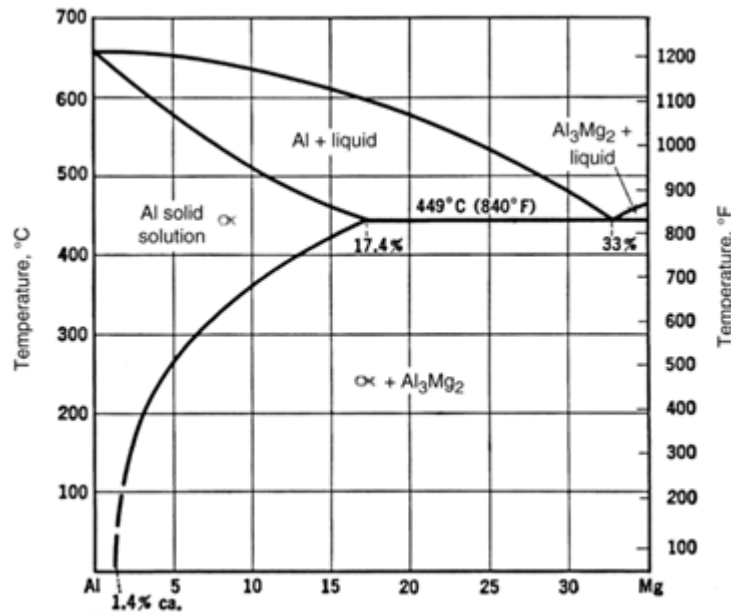


Figure (III-8) : Diagramme de phase partiel de 0 à 35 %, [41]

Généralement les phases peuvent se développer avec diverses morphologies et les microstructures qui en résultent, peuvent s'étendre d'une structure simple monophasée (solution solide) aux diverses morphologies polyphasées (**figure III-9**).

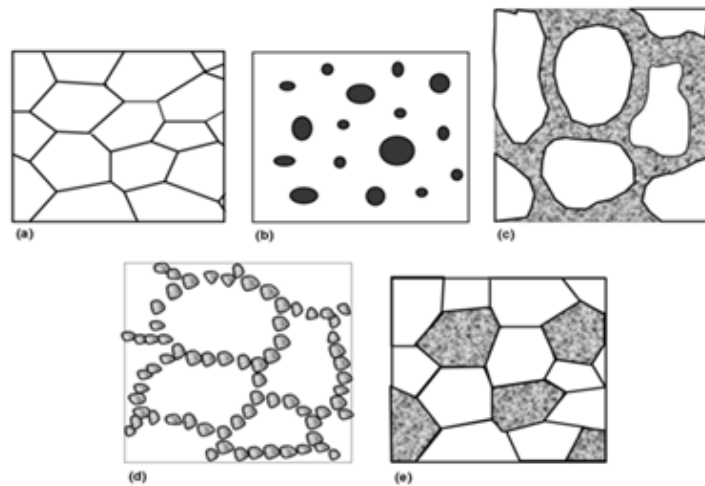


Figure (III-9) : morphologies Typiques des microstructures d'alliages d'Al.
(a) solution Solide monphasée . (b) deuxième phase Dispersée. (c) réseau
Continu du deuxième phases. [38]

Les particules de la Seconde phase sont divisées en quatre classes, basées sur leur mode de formation et leur capacité d'être dissoutes : particules primaires, constituants, dispersoids, et précipités.

L'apparition de ces diverses morphologies, qui peuvent avoir une influence forte sur les propriétés, dépend de la concentration de l'alliage, de la solubilité et comment les phases sont formées pendant la solidification et/ou le traitement thermique à l'état solide.

III-2-4-Précipitation :

Le principe des traitements thermiques de durcissement d'un alliage d'aluminium par précipitation est reporté sur la figure (II-10).

À l'aide de la **figure (III-10)**, portons l'alliage de concentration X_1 (concentration inférieure à la limite de solubilité X_S de l'élément d'addition) à une température T_1

supérieure à la température de solvus T_S pendant une durée suffisante pour atteindre l'équilibre thermodynamique et donc obtenir une mise en solution totale des atomes de soluté M.

Si l'alliage est refroidi très lentement depuis la température T_1 jusqu'à une température inférieure à T_S , la solution solide de M dans l'aluminium, qui conserve sa structure cubique à faces centrées (désignée par α), tend à se décomposer sous forme de particules plus ou moins grossières du composé intermétallique stable Al_xM_y dans la solution solide d'aluminium appauvrie en atomes M : c'est la précipitation d'équilibre qui conduit à une structure proche de celle d'un recuit, et qui est généralement sans intérêt du point de vue du durcissement de l'alliage du fait de la taille grossière des précipités (de l'ordre du micromètre) et de leur trop faible nombre par unité de volume d'alliage.

Leur fraction molaire f_m respecte la règle des bras de leviers ou règle des segments inverses :

$$f_m = BA/BC = (X_1 - X_2) / \left[\frac{y}{(x+y)} - X_2 \right]$$

où BA et BC sont définis sur la **figure (III-10)** à la température T_2 .

La fraction volumique f_v des précipités d'équilibres dans la matrice α se déduit de la fraction molaire par prise en compte du volume molaire de ces deux phases. Elle augmente avec le rapport x/y des concentrations relatives en éléments Al et M dans le composé intermétallique d'équilibre.

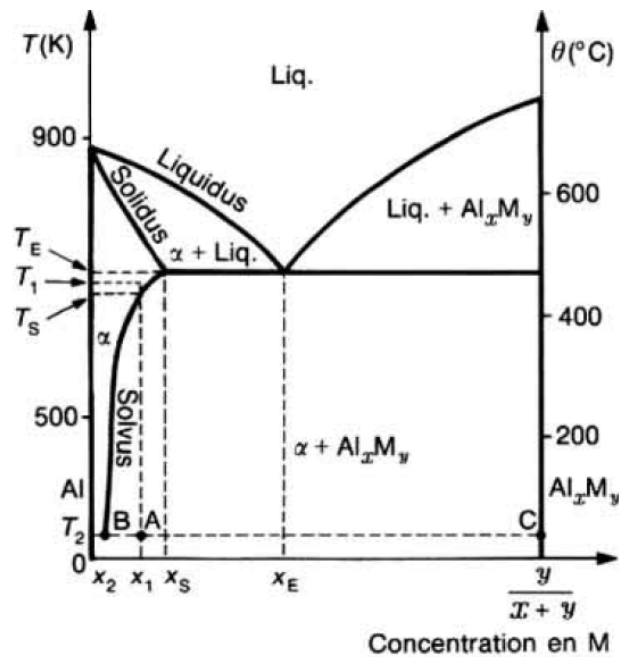


Figure (III-10) – Principe des traitements thermiques de durcissement d'un alliage d'aluminium par précipitation, [42]

Influence de la composition eutectique :

Divers types de morphologies des alliages brut de coulée sont obtenues, selon si le contenu de l'alliage est au dessus, en-dessous, ou près de la composition eutectique; Les différentes microstructures relatives à un alliage d'aluminium ont été regroupées dans la **figure (III-11)**.

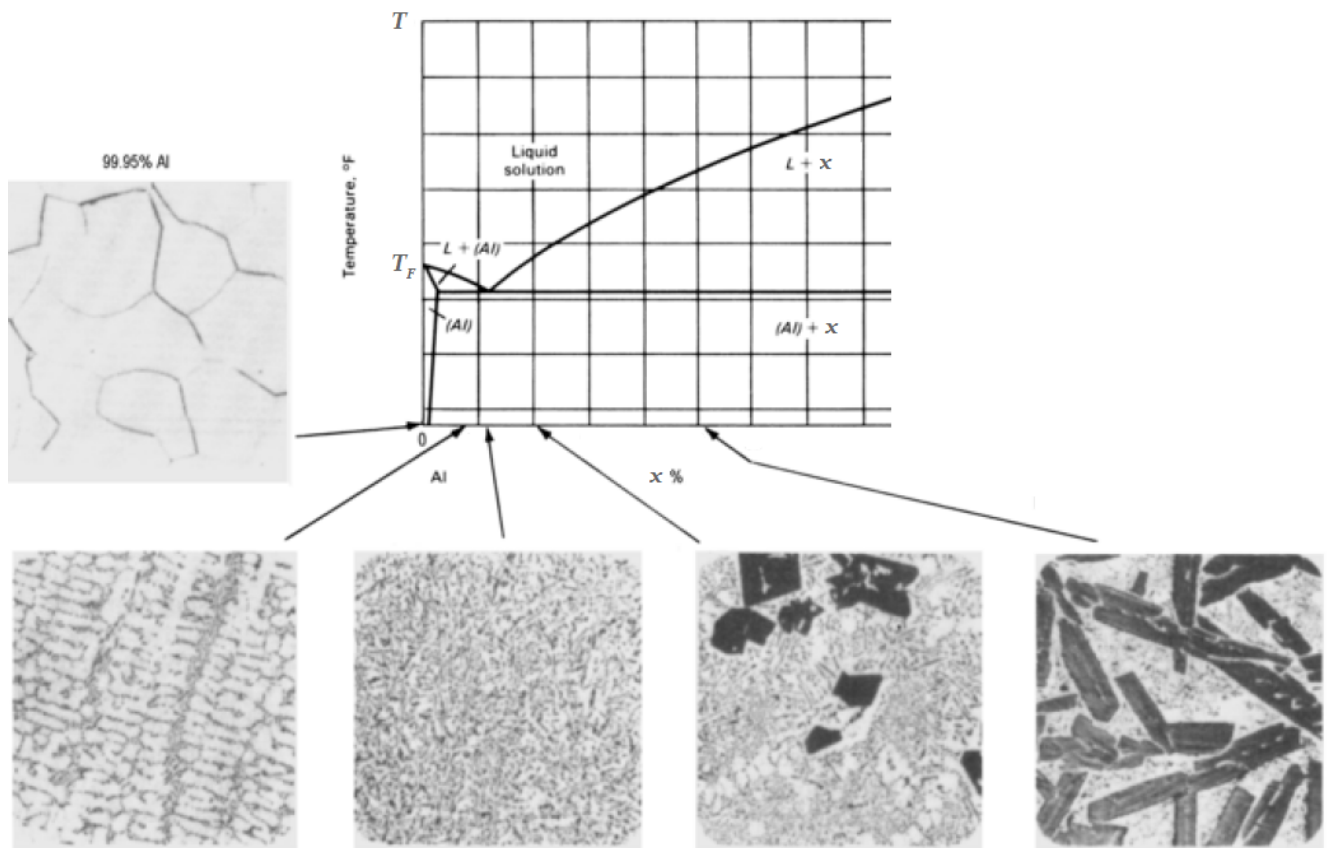


Figure (III-11) : microstructures des compositions : hypoeutectique, eutectique ,hypereutectique dans un alliage Al-X. [41]

- Les alliages Hypoeutectique (sont ceux dont le contenu est en-dessous de la composition eutectique). Ce type d'alliages est représenté sur la **Figure (II-12)** qui montre une structure réticulée de la deuxième phase (grise) qui entoure les grains d'aluminium de la solution solide (claire).

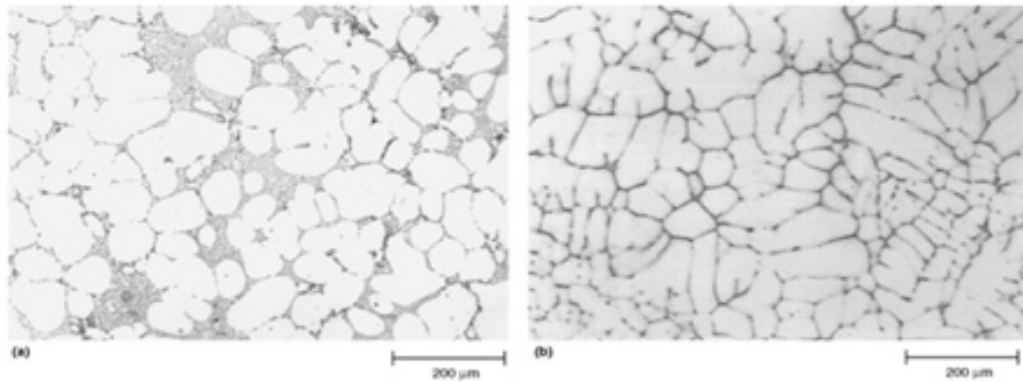


Figure (II-12) : morphologie comme un réseau pour la structure de la seconde phase dans deux alliages hypoeutectiques : (a) alliage brut de coulée 356 a 100X. (b) alliage brut de coulée 7050 a 100X. [41]

- Dans le cas des compositions eutectiques et hypereutectique, la structure du soluté peut avoir les deux morphologies de phase mélangées celle semblable a un réseau et celle dispersée. Ce type de mélanges de morphologies de l'alliage brut de coulée est montré sur les **figures (III-13 et III-14)** pour quelques alliages eutectiques et hypereutectique, respectivement.

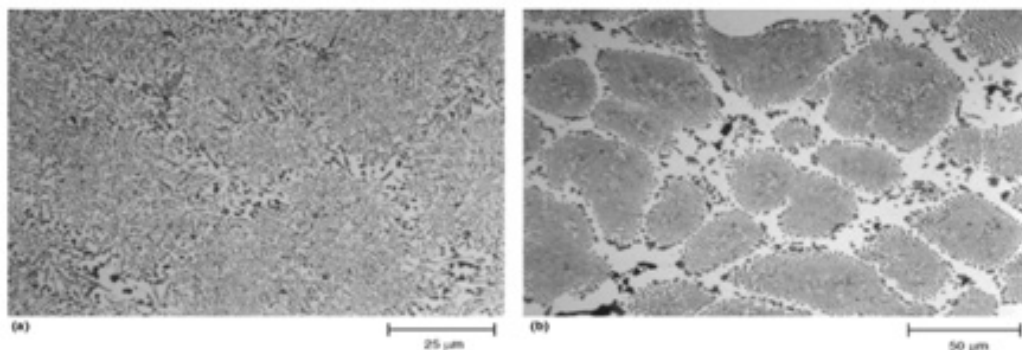


Figure (III-13) : phase dispersée et morphologie comme un réseau pour la structure de la seconde phase dans deux alliages eutectiques. (a) alliage brut de coulée 413 a 750X. (b) alliage brut de coulée Al-Cu a 400X, [41]

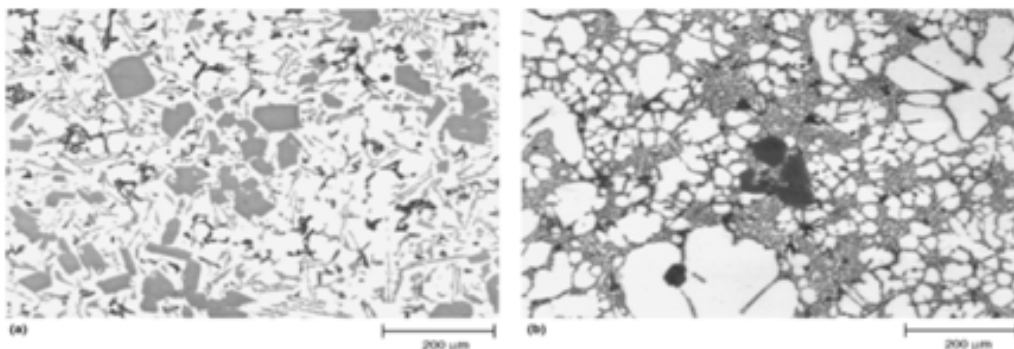


Figure (III-14) : phase dispersée et morphologie comme un réseau pour la structure de la seconde phase dans deux alliages hypereutectiques. (a) alliage brut de coulée 390 avec précipités primaires de silicium (gris clair) a 100X. (b) alliage brut de coulée 384.0 avec précipités primaires de Al-Fe-Si a 100X. [41]

Cette extension est restreinte d'une part par l'effet de taille des atomes (si la différence des rayons atomiques des atomes de soluté et de la matrice dépasse 15%) et d'autre part par la probabilité de formation du composé intermétallique stable Al_xM_y qui lui aussi restreint l'extension de la solution solide. Le composé intermétallique Al_xM_y dépend fortement de la différence de l'électronégativité des éléments formant la matrice et le soluté (effet de valence électronégatif).

Séquences de précipitation dans l'alliage Al-Mg :

Dans l'alliage Al-Mg la séquence et le nombre de ses phases dépendent des températures de vieillissement appliquées [71, 72]. Pour les températures autour et en-dessous de la température ambiante, le processus de décomposition de la précipitation des alliages Al-Mg a été développée par [73, 74]



Les zones GP prennent la forme de faisceaux en forme de plaque [75], avec un contenu de magnésium supérieur à celui de la matrice, elles ne contribuent pas au durcissement par précipitation [73]. La phase β'' , parfois désignée en tant que zone GP

ordonnée [75], possède une composition d'Al₃Mg avec un paramètre de maille $a \approx 4.1 \text{ \AA}$ [76] (la constante réticulaire pour l'Aluminium pur est de $4,049 \text{ \AA}$) et une structure sphérique L1₂. La formation des précipités β'' influe sur la ductilité de l'alliage. Les zones GP et les précipités β'' ont tous les deux des interfaces cohérentes avec la matrice et nucléent homogènement à partir de la solution solide. La phase β' a une interface semi-cohérente avec la matrice, elle possède une structure hexagonale avec une composition approximative Al₃Mg₂. La phase finale stable β a une structure complexe $\alpha - \text{Mn}$ avec plus de 100 atomes par cellule élémentaire [77], et une composition Al₃Mg₂. La précipitation de β' et β est principalement dans les dislocations et les joints de grains et doit être hétérogène. La précipitation de β' et β a des effets néfastes sur la dureté du matériau, et augmente le risque de fissuration par corrosion.

Système	Précipitation	Paramètres cristallographiques des précipités	Épitaxie	Réseau du précipité
Al-Mg	Zones GP-Al ₃ Mg	$a = 0,404 \text{ nm}$	Sphères : $(100)_{\text{GP}} // (100)_{\text{Al}}$ $[001]_{\text{GP}} // [001]_{\text{Al}}$	cfc
	β' -Al ₃ Mg ₂	$a = 1,002 \text{ nm} ; c = 1,636 \text{ nm}$	Plaquettes : $(00.1)_{\beta'} // (001)_{\text{Al}}$ $[01.0]_{\beta'} // [110]_{\text{Al}}$	hexagonal
	β -Al ₃ Mg ₂	$a = 2,824 \text{ nm}$	Aiguilles et plaquettes : $(111)_{\beta} // (001)_{\text{Al}}$ $[110]_{\beta} // [010]_{\text{Al}}$	cfc

Tableau (III-2) : caractéristiques morphologiques, cristallographiques et structurales de la précipitation Dans l'alliage Al-Mg

Chapitre IV :

Les techniques expérimentales

Chapitre IV :
Les techniques expérimentales

IV-1-Echantillon :

L'échantillon que nous avons utilisé pour cette étude est un alliage de Magnésium - Aluminium de teneur 5% at. Mg fourni par Good-Fellow sous forme de plaque au LMPM de l'ENSMA de Poitiers.

Les éprouvettes de frottement interne ont été prélevées dans cette plaque sous forme de lames ($50 \times 5 \times 1$) mm^3 .

L'éprouvette utilisée lors des essais a été testée à l'ambiante puis maintenue à 544 °C.

Les expériences ont été effectuées à différentes amplitudes de déformation lors de la descente en température à différentes déformations maximales :

$$d_{05} = 5 \times 10^{-7} ; d_1 = 10^{-6} ; d_2 = 2 \times 10^{-6} ; d_5 = 5 \times 10^{-6}$$

IV-2-Pendule de torsion inversé :

L'appareil utilisé au cours de cette étude est un pendule de torsion inversé travaillant à fréquence variable dans un intervalle s'étendant de 60 Hz à 10^{-5} Hz ; le chauffage se fait par un four extérieur. Ce principe de mesure du frottement intérieur a été mis au point au laboratoire par Woïrgard et al. [80]. En dehors des mesures de frottement intérieur, il permet aussi d'effectuer des essais de micro-fluage longitudinal dans les mêmes conditions de température entre l'ambiante et 132 °K avec une contrainte allant jusqu'à 1.5 MPa. A. Rivière et al. [81] ont donné une description complète de ce spectromètre mécanique(Pendule).

Tous les essais sont effectués sous un vide secondaire de 10^{-6} Torr. Les traitements thermiques se font in situ dans le pendule sans démonter l'échantillon. **Les figures (IV-1 à IV-4)** représentent respectivement une vue d'ensemble de l'appareil, son plan général et le détail du système de détection.

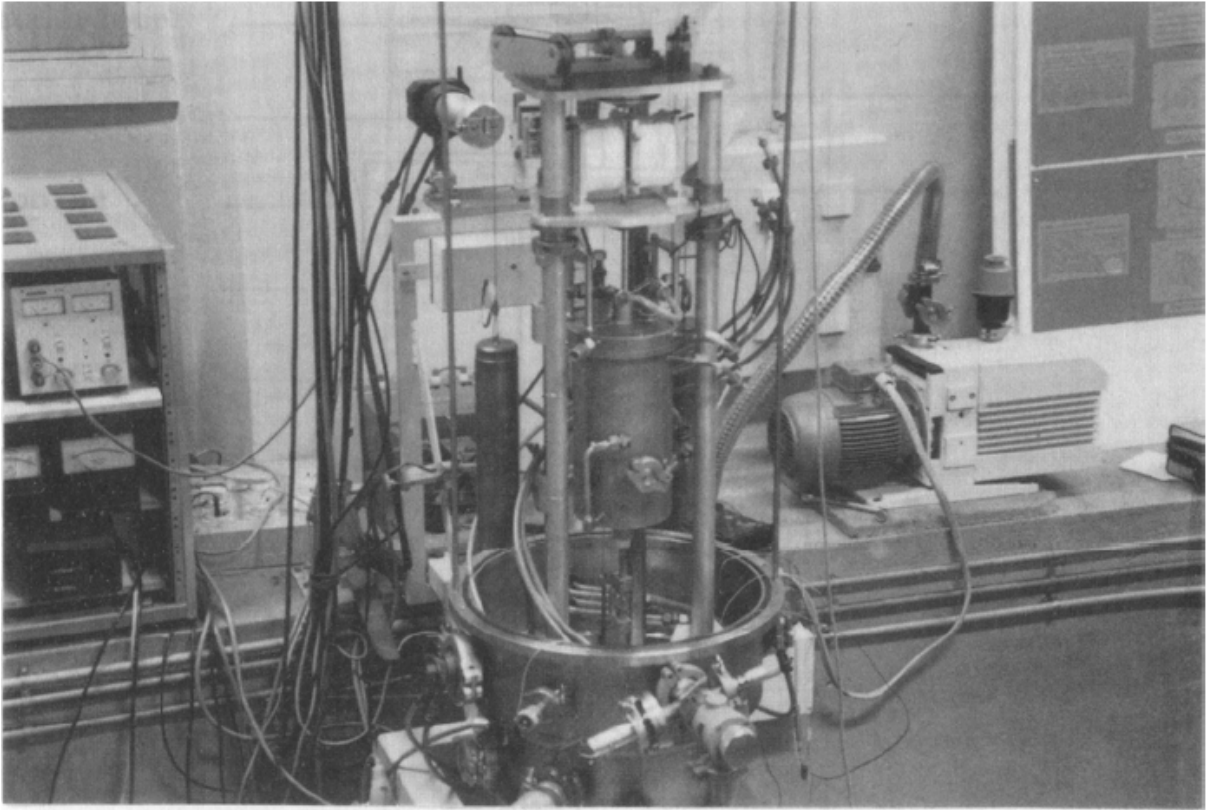


Figure (IV-1)

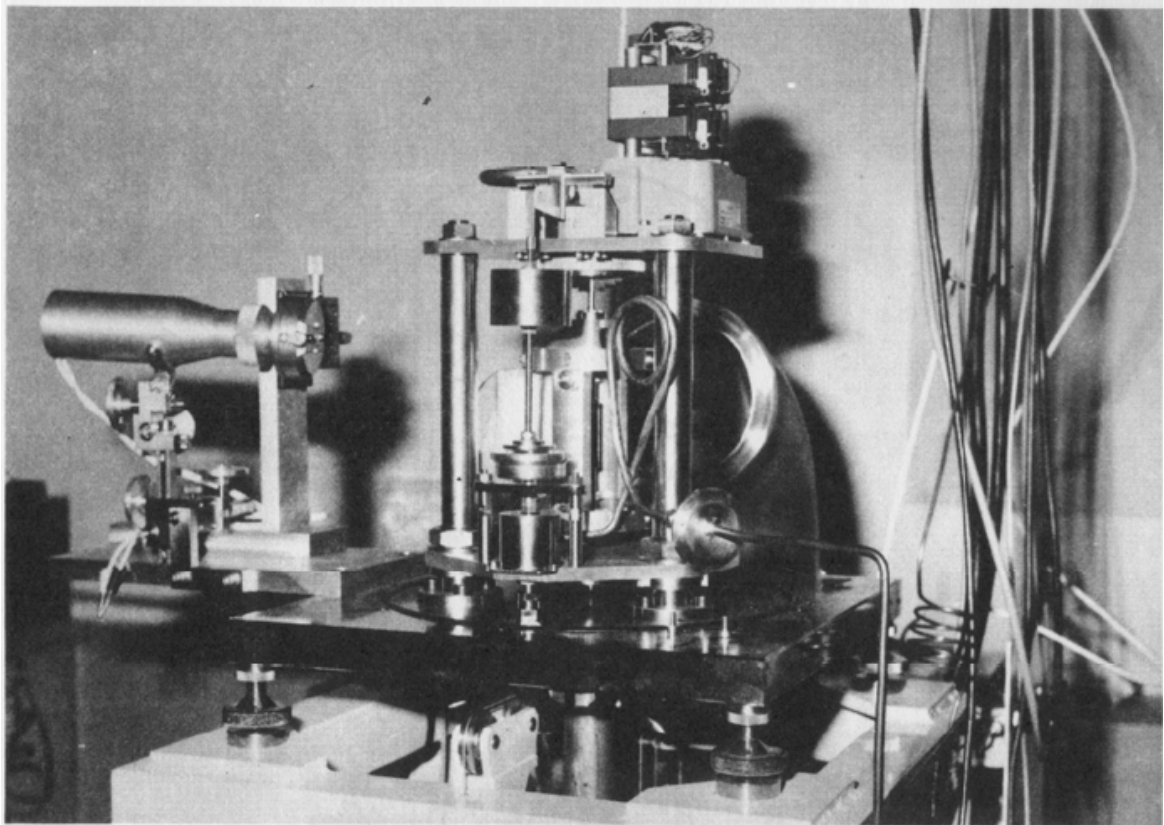


Figure (IV-2)

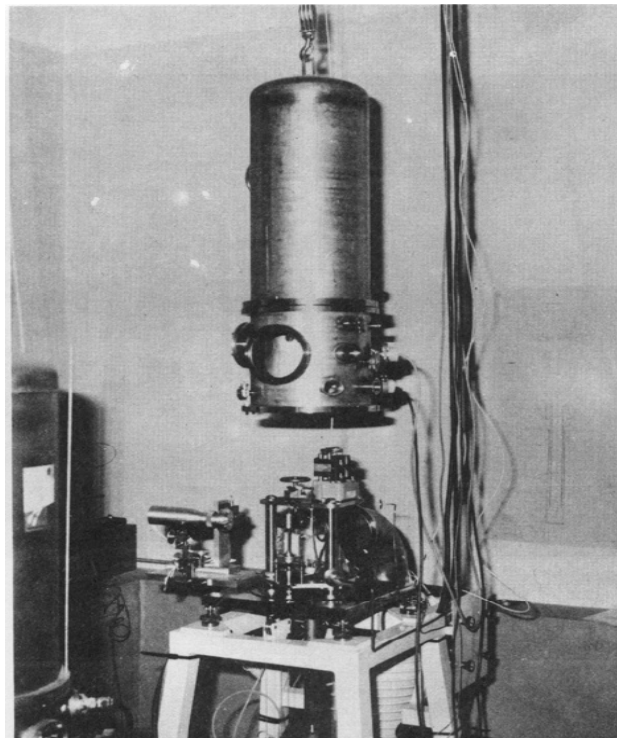


Figure (IV-3)

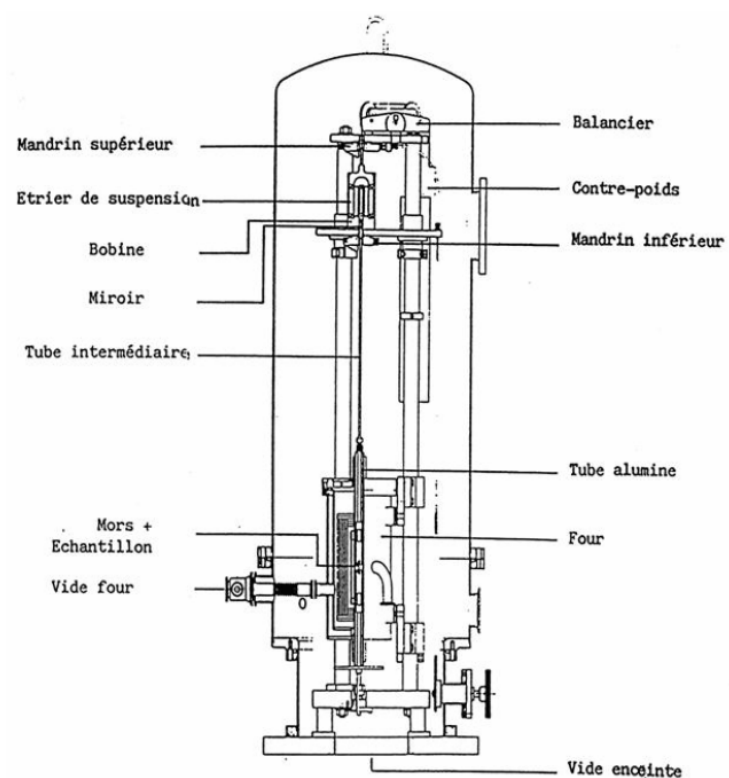


Figure (IV-4) : Plan général du pendule de torsion inversé

IV-2-1-Principe de fonctionnement :

L'appareil est un pendule de torsion à fréquence propre élevée de 100 à 200 Hz suivant la géométrie et la rigidité de l'éprouvette. L'équipage mobile est sollicité en torsion, son mouvement est repéré par la méthode de Poggendorff. Lorsqu'on impose des vibrations de torsion à l'aide d'un courant sinusoïdale parcourant les bobines d'excitation, la déformation est déduite de la déflexion du miroir.

IV-2-2- Système de détection :

Le mouvement de l'éprouvette est traduit en un signal électrique par un système optique contenant une lampe, un miroir sphérique solidaire de l'équipage mobile et une photodiode différentielle rapide. Sur la **figure (III- 5)** est représenté le schéma de principe de la détection.

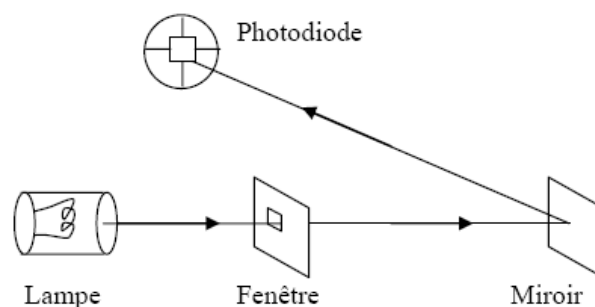


Figure (IV-5) : Schéma de principe de la détection

IV-2-3 Traitement du signal :

Les systèmes électroniques qui ont permis d'automatiser les mesures de frottement intérieur ont été réalisés au laboratoire. L'appareil de mesure de la réponse en phase et en amplitude est destiné à l'analyse automatique de la réponse d'un système soumis à

une excitation de très basse fréquence ; il permet d'opérer entre 10^{-9} et 60 Hz. Le système délivre une tension périodique qui peut être transformée dans le cas d'essais mécaniques en une force appliquée à la structure étudiée.

Dans le cadre de nos mesures, le système délivre un courant d'excitation qui attaque deux bobines de Helmotz qui communiquent à leur tour par l'intermédiaire d'un aimant permanent un mouvement de torsion à l'équipage mobile solidaire de l'éprouvette (par le mors supérieur de fixation). Les précisions offertes sont de 10^{-5} rad pour le déphasage et de 0.005 % pour l'amplitude ; ces valeurs sont affectées par la présence de vibrations mécaniques parasites impossibles à éliminer totalement.

L'ensemble est piloté par un micro-ordinateur, les mesures se font automatiquement, les conditions expérimentales : fréquence de vibration, amplitude de déformation, etc...étant programmées.

Les essais peuvent se faire à température stabilisée soit à amplitude de déformation, soit à contrainte imposée, en balayage linéaire ou logarithmique de fréquence. Les éprouvettes utilisées pour les mesures ont une forme lamellaire et sont serrées par des mors de fixation en alliages réfractaire permettant d'opérer sous vide jusqu'à 157 °K.

L'appareil décrit précédemment permet de mesurer la réponse en phase et en amplitude d'un système avec un degré de précision remarquable compte tenu de la gamme des basses fréquences utilisées.

Les traitements thermiques sont effectués in situ à l'intérieur du pendule sans démonter l'échantillon.

Pour les mesures de frottement intérieur, cet appareil a permis une description directe des pics (dus à la présence des défauts de structure) en fonction de la fréquence de vibration à température stabilisée ce qui représente un progrès considérable par rapport aux mesures effectuées avec les pendules classiques opérant à fréquence fixée (généralement à 1 Hz) en fonction de la température.

IV-3- Conclusion :

L'appareil décrit précédemment permet de mesurer avec une bonne précision le frottement intérieur en fonction de la fréquence, ce qui donne une description directe des pics en fonction de la fréquence de vibration à température stabilisée. De même pour chaque **essai**, nous pouvons suivre directement l'évolution du module en fonction de la fréquence.

IV-4- Dépouillement des résultats expérimentaux :

Les mesures du frottement intérieur obtenues à l'aide du pendule décrit correspondent généralement à des pics de relaxation superposés à un fond continu de basse fréquence ($\approx$ haute température) (**Figure IV-6**).

La détermination des paramètres de relaxation nécessite la soustraction de ce fond continu. Pour ce faire, nous avons supposé que le fond continu évolue avec la fréquence suivant une loi en $\frac{1}{\omega^n}$, [82], [83].

En l'absence de pic, la courbe exprimant $\text{Ln } Q^{-1}$ en fonction de $\log N$ est une droite ; ainsi dans le cas de la présence d'un pic, les points situés sur le fond continu de part et d'autre du pic doivent s'aligner. Une méthode rigoureuse de soustraction du fond continu de basse fréquence à basse température ou à haute température a été récemment mise au point est détaillée par Belhas et al [79].

Avant de procéder à la soustraction, nous devons nous assurer que le supposé fond continu ne représente pas le flanc gauche d'un pic de très basses fréquences.

La méthode de dépouillement pour la mise en évidence des pics de relaxation est représentée sur **la figure (IV-6)** pour l'alliage de notre étude.

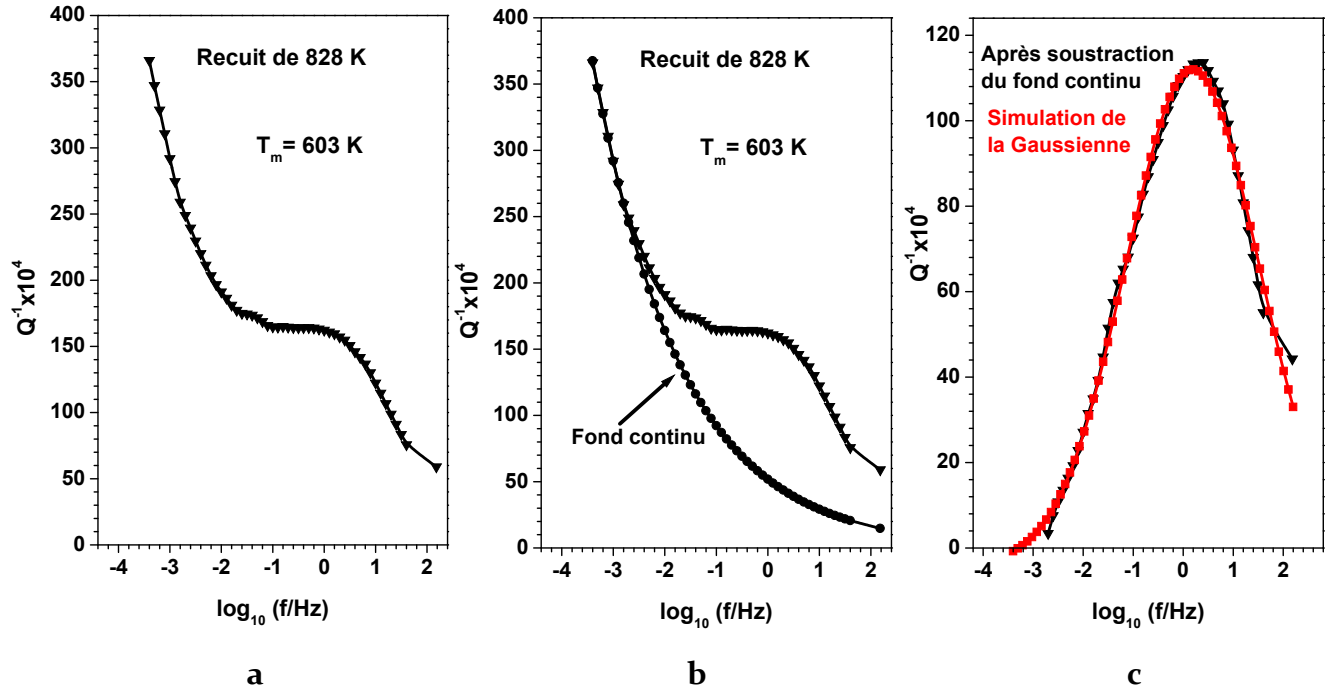


Figure (IV-6) : (a), (b) et (c) : Méthode de dépouillement pour la mise en évidence des pics de relaxation en fonction de la fréquence

IV-5- Détermination des paramètres de relaxation :

Pour la détermination des paramètres de relaxation, nous devons tenir compte de la loi d'Arrhenius $\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{H}{RT}\right)$ et de $\omega\tau = 1$ pour le maximum du pic avec

$\omega = 2\pi N$, L'équation de la droite qui nous permet de déterminer τ_0 et H s'écrit :

$$2\pi N\tau = 2\pi N\tau_0 \exp\left(\frac{H}{RT}\right) \Leftrightarrow N = \frac{1}{2\pi\tau_0} \exp\left(-\frac{H}{RT}\right)$$

$\Leftrightarrow \ln N = \ln\left(\frac{\tau_0^{-1}}{2\pi}\right) - \frac{H}{RT}$ Pour les couples (N_p, T_p) , la pente de cette droite nous permet de calculer l'énergie d'activation H associée au pic et son ordonnée à l'origine le temps de relaxation limite τ_0 .

La position des maximums des pics que ce soit en fréquence ou en température est déterminée avec exactitude par la simulation de la Gaussienne associée au pic considéré.

IV-6-Représentation de Q^{-1} en fonction de la température :

Afin de représenter les spectres du frottement intérieur en fonction de la température, nous considérons les points relatifs à toutes les températures de mesure pour chaque fréquence, la **figure (III-7)** illustre les valeurs de Q^{-1} en fonction de la température ainsi que la soustraction du fond continu de haute température à 1 Hz pour l'alliage de notre étude.

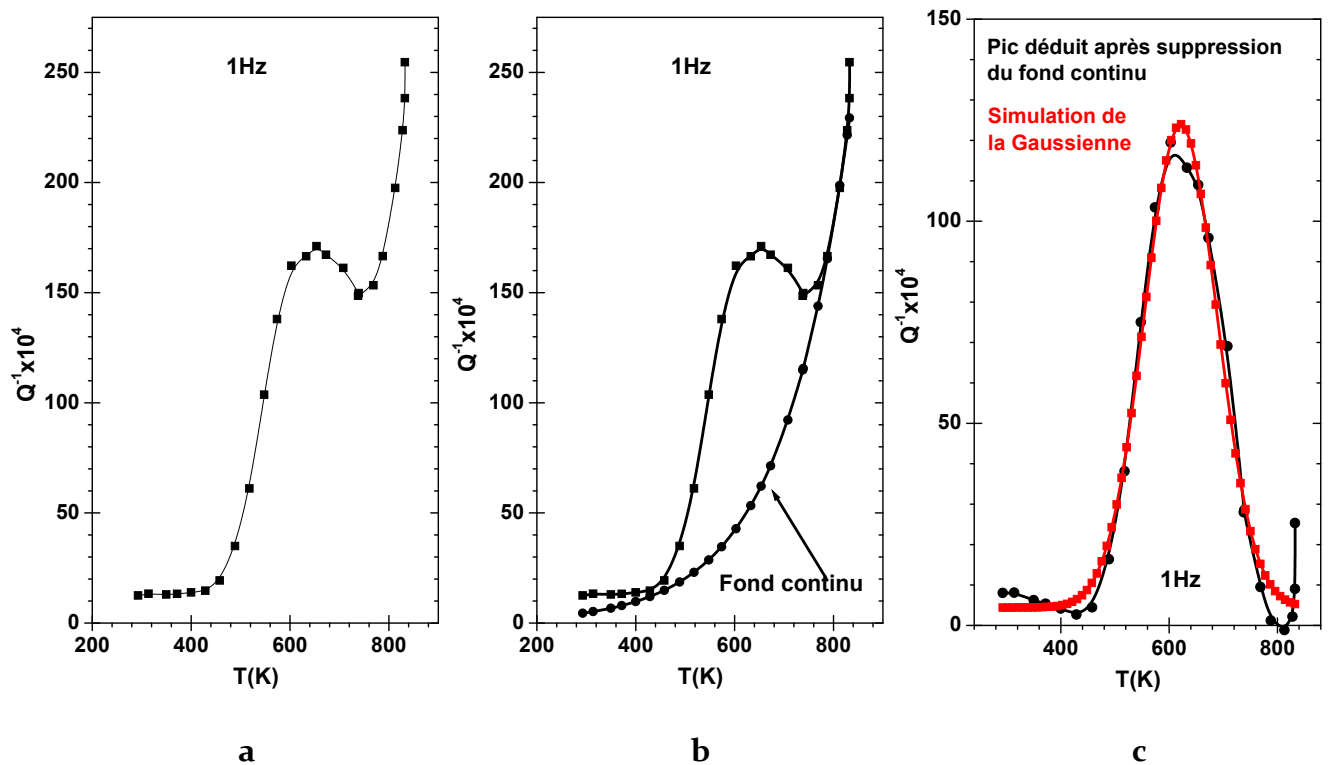


Figure (IV-7) : (a), (b) et (c) : Méthode de dépouillement pour la mise en évidence des pics de relaxation en fonction de la température

Chapitre V :

Résultats expérimentaux - Discussion.

Chapitre V :

Résultats expérimentaux - Discussion.

V-1- Introduction :

V-2- Résultats expérimentaux et discussion:

V-2-1- Influence de la déformation sur les courbes : $Q^{-1} = f(f/\text{Hz})$ aux températures élevées :

V-2-2- Influence de la température sur les courbes : $Q^{-1} = f(f/\text{Hz})$:

V-2-3- Influence de la fréquence sur les courbes : $Q^{-1} = f(T)$:

V-2-4- Comparaison des courbes : $Q^{-1} = f(f/\text{Hz})$ entre les états trempé et recuit :

Conclusion

Conclusion:

Références bibliographiques:

- [1] N. Ya. ROKHMANOV, D. HAMANA et V.M. ANDRONOV "Nouvelle possibilité d'étude des propriétés des alliages métalliques par la méthode du frottement intérieur"
- [2] H.G Van Bueren, Imperfections in Crystals; North-Holland Publishing Compagy, Amsterdam.
- [3] A.Granato et K.Lucke, J. Appl. Phys, 27, 583 et 789 (1956).
- [4] W. Benoit, G. Gremaud et R. Schaller, "Anelasticity and Dislocation Damping", in Plastic deformation of amorphous and semi-crystalline materials, B. Escaig et Ch. G'sell éditeurs, Les éditions de physique, France (1982)
- [5] J.L.Snoek, Physica, 8, 711 (1941)
- [6] T.S.Kê, Phys. Rev, 71, 533 (1947)
- [7] M.S. Blanter, I.S. Golovin, H. Neuhäuser, H.-R. Sinning, Internal Friction in Metallic Materials
- [8] A.S Nowicket B.S. Berry, "Anelastic Relaxation in Crystalline Solids", Academic Press, New York (1972).
- [9] R. Schaller et W. Benoit, "Effet du Frottement Intérieur sur le Facteur de Qualité des Résonateurs Mécaniques", Proceedings CIC, Genève (1979).
- [10] F. Oulevey, Frottement Interieur, Travaux Pratiques Avancés de Physique, EPFL
- [11] A.S.Nowick, Progress Met. Phys, 4, 1 (1953).
- [12] S.Belhas, A.Rivière and J.Woïrgard, Materials Science Forum, 83, 119 (1993).
- [13] A.Rivière, V.Pelosin, P.Gadaud, Journal de physique IV, 6, n°8 (1996).
- [14] C. Zener, Phys. Rev, 71, 34 (1947).
- [15] A.D.Claire and W.M.Lomer, ACTA METALLURGICA, 2, 731 (1954).

- [16] A.S.Nowick, and D.P.Seraphin, ACTA METALLURGICA, 9, 40 (1961)
- [17] Juan-Jorge MARTINEZ-VEGA Professeur à l'Université Paul-Sabatier (Toulouse),
André RIVIERE Professeur à l'École nationale supérieure de mécanique et
d'aérotechnique de Poitiers, Mesure de frottement interne
- [18] C.Zener, « Elasticity and anelasticity of metals », Chicago university Press
- [19] B.Persoz, « la rhéologie », Masson et Cie, Paris, 1969.
- [20] M.Fontanille, Y.Gnanou, « chimie et physico-chimie des polymères », Dunod
- [21] J.R. Davis, Ed., Aluminum and Aluminum Alloys, ASM Specialty Handbook,
ASM International, 1993
- [22] MERICA (P.D.), WATTENBURG (R.G.) et SCOTT (R.). – Heat Treatment of
Duralumin. Sci. Paper US Bureau of Standards, 15, p. 271 (1919).
- [23] GUINIER (A.). – Un nouveau type de diagramme de
rayons X. CR Acad. Sci. 226, p. 1641-3 (1938).
- [24] PRESTON (G.D.). – The Diffraction of X-Rays by Age-Hardened Al-Cu
Alloys. Proc. Royal Soc., A 167, p. 526-38 (1938).
- [25] MOTT (N.F.) et NABARRO (F.R.N.). – Proc. Phys. Soc., 52, p. 86 (1940).
- [26] OROWAN (E.). – Symposium on Internal Stresses in Metals and Alloys
Session III Discussion. Institute of Metals. London, p. 451 (1948).
- [27] OROWAN (E.). – Z. Phys., 89, p. 634 (1934).
- [28] TAYLOR (G.J.). – Proc. Royal Soc. A., 145, p. 362 (1934).
- [29] POLANYI (M.). – Z. Phys., 89, p. 660 (1934).
- [30] FEDERIGHI (T.). – Acta Metall., 6, p. 379 (1958).
- [31] DE SORBO (W.), TREATTIS (H.N.) et TURNBULL (D.).Acta Metall.,
6, p. 401 (1958).

- [32] KELLY (A.) et NICHOLSON (R.B.). – Precipitation Hardening dans Progress in Materials Science. CHALMERS (B.) ed Pergamon Press Oxford, 10, p. 151-391 (1963).
- [33] BROWN (L.M.) et HAM (R.K.). – Strengthening Methods in Crystals. KELLY (A.) et NICHOLSON (R.B.) eds Halsted Press Division et John Wiley and Sons, New York, p.9 (1971).
- [34] VERHOEVEN (J.D.). – Fundamentals of Physical Metallurgy. Chap. 11 Precipitation from Solid Solutions. Wiley, New York, p. 363-420 (1975).
- [35] MONDOLFO (L.F.). – Aluminium Alloys : Structure and Properties. Butterworths London (1976).
- [36] LORIMER (G.W.). – Precipitation in Aluminium Alloys dans Precipitation Process in Solids. RUSSEL (K.C.) et AARONSON (M.I.) eds The Metallurgical Society of AIME, p. 87-119 (1978).
- [37] ARDELL (A.J.). – Precipitation Hardening. Met. Trans. A, 16A, p. 2131-2165 (1985).
- [38] W.A. Soffa, Structures Resulting from Precipitation from Solid Solution, Metallography and Microstructures, Vol 9, ASM Handbook, ASM International, 1985, p 646-650
- [39] GIBBS (J.W.). – Collected Works. Vol. 1, Yale University Press (1948).
- [40] TURNBULL (D.) et FISCHER (J.C.). – J. Chem. Phys., 17, p. 71 (1949)
- [41] ASM INTERNATIONAL, Metallography and Microstructures 2004, Volume 9
- [42] Bruno DUBOST, Pierre SAINFORT, Durcissement par précipitation des alliages d'aluminium
- [43] D.A. Porter and K.E. Easterling, Phase Transformations in Metals and Alloys, 2nd ed., Chapman and Hall, 1996, p 514
- [44] F.-S. Sun and F.H. Sam Froes, Precipitation of Ti_5Si_3 Phase in TiAl Alloys, Mater. Sci. Eng. A, Vol 328 (No. 1-2), 2002, p 113-121
- [45] S. Celotto and T.J. Bastow, Study of Precipitation in Aged Binary Mg-Al and Ternary Mg-Al-Zn Alloys Using ^{72}Al NMR Spectroscopy, Acta Mater., Vol 49, 2001, p 41-51

- [46] Quantification of grain boundary precipitation and the influence of quench rate in 6XXX aluminum alloys D. Steele , D. Evans, P. Nolan, D.J. Lloyd
- [47] W.H. Van Geertruyden, W.Z. Misiolek, G.G. Lea, and R.M. Kelly, Thermal Cycle Simulation of 6xxx Aluminum Alloy Extrusion, Proc. Seventh International Extrusion Technology Seminar (Chicago, IL) Aluminum Extruders Council, 2000
- [48] S.R. Claves, D.L. Elias, and W.Z. Misiolek, Analysis of the Intermetallic Phase Transformation Occurring During Homogenization of 6xxx Aluminum Alloys, Proc. International Conference of Aluminium Alloys 8, Trans Tech Publications, Cambridge, U.K., 2002
- [49] I. Manna, S.K. Pabi, and W Gust, Discontinuous Reactions in Solids, Int. Mater. Rev., Vol 46 (No. 2), 2001, p 53–91
- [50] M. Shaarbafe and R.A. Fournelle, Mater. Sci. Eng. A, Vol 102, 1988, p 271–279 13. D.
- [51] Briant CL. Grain boundary structure, chemistry and failure. Mater Sci Technol 2001;17:1317–3123.
- [52] Li BQ, Reynolds AP. Correlation of grain boundary precipitates parameters with fracture toughness in an Al–Cu–Mg–Ag alloy subjected to long-term thermal exposure. J Mater Sci 1998;33:5849–53.
- [53] I.J. Polmear, Light Alloys—Metallurgy of the Light Metals, 3rd ed., Arnold, 1995
- [54] D.B. Williams and E.P Butler, Grain Boundary Discontinuous Precipitation Reactions, Int. Met. Rev., Vol 26 (No. 3), 1981, p 153–183
- [55] F.J. Gil, M.P. Ginebra, J.M. Manero, and J.A. Planell, Formation of Widmanstätten Structure: Effects of Grain Size and Cooling Rate on the Widmanstätten Morphologies and on the Mechanical Properties in Ti6Al4V Alloy, J. Alloy. Compd. Vol 329 (No. 1–2), 2001, p 142–152
- [60] CAHN (J.). – Spinodal Decomposition. Trans. Met. Soc., AIME, 242, p. 166–180 (1968).
- [61] RUNDMAN (K.B.) et HILLIARD (J.E.). – Early Stages of Spinodal Decomposition in an Aluminium Zinc Alloy. Acta Metall., 15, p. 1025– 1033 (1967).

- [62] NAUDON (A.) et FLANK (A.M.). – Spinodal Curve and Metastable Miscibility Gap in Low – Concentration Al-Ag Alloys. Phys. Stat. Sol., 41, p. 207-211 (1977).
- [63] J.R. Davis, Ed., Aluminum and Aluminum Alloys, ASM Specialty Handbook, ASM International, 1993
- [64] Zhou F, Liao XZ, Zhu YT, Dallek S, Lavernia EJ. Acta Mater 2003;51:2777.
- [65] Youssef KM, Scattergood RO, Murty KL, Koch CC. Scripta Mater 2006;54:251.
- [66] Redjaimia Mohamed El Hadi (Prof de module: Mr. Derfouf Ch)-L'Aluminium et ses alliages, Université Mohamed Khider Biskra
- [67] Chartrand, P., Pelton, A.D.: J. Phase Equilibria 15 (1994) 591
- [68] Okamoto, H.: J. Phase Equilibria 19 (1998) 598
- [69] ASM INTERNATIONAL, Alloy phase diagrams 2004, Volume 3
- [70] HUME-ROTHERY (W.). – Elements of Structural Metallurgy. Monograph and Report Series no 26. The Institute of Metals, London (1961).
- [71] R. NOZATO and S. ISHIHARA, Trans. Jpn Inst. Metals 21 (1980) 580.
- [72] K. OSAMURA and T. OGURA, Metall Trans. A 15A (1984) 835.
- [73] Nozato R and Ishihara S 1980 Trans. Japan. Inst. Met. 21 580
- [74] Starink M J and Zahra A-M 1998 Acta Mater. 46 3381
- [75] Sato T, Kojima Y and Takahashi T 1982 Metall. Trans. A 13A 1373
- [76] Karin M Carling and Emily A Carter - Orbital-free density functional theory calculations of the properties of Al, Mg and Al-Mg crystalline phases
- [77] Samson S 1965 Acta Crystallogr. 19 401
- [79] S.Belhas, C.Belamri and A. Rivière. Anelasticity in a Cu-AL single crystal at

elevated temperatures. Materials Science and Engineering A. Volumes 521-522, 15 September 2009, Pages 98-101 Référence à rajouter.

- [80] J.-J. Rousseau, « cristallographie géométrique et radiocristallographie », Dunod (Paris), 2000.
- [81] A. Rivière, in: R. Schaller, G. Fantozzi, G. Gremaud (Eds.), Mechanical Spectroscopy Q-1 2001 with Applications to Materials Science, Trans tech Publication Ltd., Switzerland, 635-651 (2001).
- [82] J. Woïrgard, Phil. Mag, 33, 623 (1976).
- [83] M. Gerland, thèse de docteur de troisième cycle, Poitiers, 1979.
- [84] E.A. Brandes, G.B. Brook (Eds.), Smithells Metals Reference book, seventh ed., Butterworth-Heinemann, Oxford, 1992.
- [85] H.M. Simpson, A. Sosin, Phys. Rev. 5 (1972) 1382 – 1392.
- [86] M. Beyeler et Y. Adda, Journal De Physique Tome 29, Avril 1968, page 345.
- [87] D. Hamana, M. Boucheur, M. Betrouche, A. Derafa, N. Ya. Rokhmanov, J. Alloys Comp. 320 (2001) 93.
- [88] M.J. Starink, A.M. Zahra, Acta Mater. 46 (10) (1998) 701.
- [89] D. Hamana, S. Nebti, M. Boucheur, A. Boutefnouchet, S. Chekroud, Z. Metallkd. 84 (1993) 33.
- [90] Boucheur, M., Hamana, D., and Laoui, T., 1996, Phil. Mag. A, 73, 1733
- [91] C. Belamri, S. Belhas, A. Rivière, Materials Science and Engineering, A 442 142 (2006).
- [92] A. Riviere, M. Gerland and V. Pelosin. Materials Science and Engineering A. Volumes 521-522, 15 September 2009, Pages 94-97.
- [93] A. Rivière, J. Woïrgard, Scripta Met., 17 (1983) 269

Résumé :

Cette étude aborde le problème lié aux effets de relaxation observés, en frottement intérieur, dans un alliage recuit d'Aluminium – Magnésium contenant 5% d'atomes de magnésium.

Les effets de relaxation, observés sur ce type de matériau, dépendent fortement des traitements thermomécaniques subis. En effet ; un séjour prolongé à la température ambiante ou plus élevée provoque une précipitation : Mg_2Al_3 , d'où l'importance de l'évolution de son état microstructural durant les essais.

La mise en évidence de ces phénomènes, par la technique de la spectroscopie mécanique isotherme, a été le souci majeur de ce travail et les résultats obtenus montrent que cette technique est très bien adaptée pour ce genre d'étude

Les essais d'IMS menés entre la température ambiante et 828 K pour différentes températures de recuit et différents niveaux de déformation ont révélé l'influence de l'action couplée : effet d'amplitude – température de recuit sur les phénomènes de relaxation observés sur cet alliage.

Mots clés :

Frottement interne, Spectroscopie mécanique, Alliage, Précipité, Recuit, Atomes de soluté, Relaxation.

Abstract:

This study approaches the problem of relaxation effects observed in internal friction, in an annealed Aluminum - Magnesium alloy containing 5% of magnesium atoms.

The relaxation effects observed in this material are highly dependent of the thermomechanical treatments undergone. Indeed, a prolonged stay at room temperature or higher causes precipitation: Mg_2Al_3 , hence the importance of changes in its microstructural state during testing.

The identification of these phenomena, by the technique of isothermal mechanical spectroscopy was the major concern of this work and the results obtained show that this technique is well suited for this study.

IMS Testing conducted between room temperature and 828 K for different annealing temperatures at different strain levels showed the influence of combined action: amplitude effect - annealing temperature on the relaxation phenomena observed in this alloy.

Keywords:

Internal Friction, Mechanical Spectroscopy, Alloy, Precipitate, Annealing, solute atoms, Relaxation.

:

هذه الدراسة تستهدف المشكل المتعلق بأفعال الاسترخاء الملاحظة بواسطة الاحتكاك الداخلي في مركب ألومنيوم - مغنزيوم يحوي 5 % من ذرة المغنزيوم.

إن أفعال الاسترخاء الملاحظة على هذا النوع من المواد تتعلق بشدة بالمعالجات الحرارية الميكانيكية التي يخضع لها، فبالفعل في مجال واسع من درجات الحرارة الاعتيادية أو المرتفعة يحدث ترسب Al_3Mg_2 أين تتضح أهمية تطور حالة البنية المجهرية خلال التجارب.

الأخذ بعين الاعتبار لهذه الظواهر بتقنية المطيافية الميكانيكية ثابتة درجة الحرارة كانت لها الأولوية الأولى في هذا العمل و النتائج المتحصل عليها تبين أن هذه التقنية مناسبة جدا لهذا النوع من الدراسة.

تجارب ال IMS المجرات بين درجة الحرارة الاعتيادية و $828^{\circ}K$ من أجل درجات إعادة إحماء ومستويات تشوه مختلفة بينت تأثير الفعل المزدوج: مفعول سعة - درجة حرارة إعادة الإحماء على ظواهر الاسترخاء الملاحظة على هذا الخليط.

الكلمات المفتاحية :

الاحتكاك الداخلي، المطيافية الميكانيكية، خليط ، الترسيب، إعادة الإحماء، ذرة المادة المذابة، الاسترخاء