



**HAL**  
open science

# Simulation de traitements thermomécaniques de l'alliage de titane Ti-6% Al-4% V dans le domaine biphasé alpha + bêta

Bruno Dumanowski

► **To cite this version:**

Bruno Dumanowski. Simulation de traitements thermomécaniques de l'alliage de titane Ti-6% Al-4% V dans le domaine biphasé alpha + bêta. Sciences de l'ingénieur [physics]. Ecole nationale supérieure des Mines de Saint-Etienne; Institut national polytechnique de Grenoble, 1997. Français. NNT : . tel-01764495

**HAL Id: tel-01764495**

**<https://hal.science/tel-01764495>**

Submitted on 12 Apr 2018

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

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

**ECOLE NATIONALE SUPERIEURE  
DES MINES DE SAINT-ETIENNE**

**INSTITUT NATIONAL  
POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE**

Numéro d'ordre : 153 TD

**THESE**

présentée par

**Bruno DUMANOWSKI**

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR**

**de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne  
et de l'Institut National Polytechnique de Grenoble**

Spécialité : Sciences et Génie des Matériaux

**Simulation de traitements thermomécaniques de l'alliage  
de titane Ti-6%Al-4%V dans le domaine biphasé  $\alpha+\beta$**

soutenue à Saint-Etienne le 21 février 1997

COMPOSITION DU JURY

**Monsieur Michel DUPEUX  
Monsieur Hervé BIAUSSER  
Madame Anne-Marie CHAZE  
Monsieur Bernard CHAMPIN  
Monsieur Yves DESVALLEES  
Monsieur Frank MONTHEILLET**

**Président  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur  
Examineur**



**ECOLE NATIONALE SUPERIEURE  
DES MINES DE SAINT-ETIENNE**

**INSTITUT NATIONAL  
POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE**

Numéro d'ordre : 153 TD

**THESE**

présentée par

**Bruno DUMANOWSKI**

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR**

**de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne  
et de l'Institut National Polytechnique de Grenoble**

Spécialité : Sciences et Génie des Matériaux

**Simulation de traitements thermomécaniques de l'alliage  
de titane Ti-6%Al-4%V dans le domaine biphasé  $\alpha+\beta$**

soutenue à Saint-Etienne le 21 février 1997

COMPOSITION DU JURY

**Monsieur Michel DUPEUX  
Monsieur Hervé BIAUSSER  
Madame Anne-Marie CHAZE  
Monsieur Bernard CHAMPIN  
Monsieur Yves DESVALLEES  
Monsieur Frank MONTHEILLET**

**Président  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur  
Examineur**





## Remerciements

Je remercie Monsieur Frank Montheillet, Directeur de Recherche au CNRS, de m'avoir accueilli et d'avoir encadré ce travail. J'ai aussi beaucoup apprécié la plupart de ses conseils, ses grandes compétences en plasticité, ainsi que son ouverture d'esprit et l'autonomie qu'il a bien voulu m'accorder.

Les diverses discussions partagées avec Madame Uginet et Messieurs Champin, Combres et Dumas m'ont été extrêmement utiles pour réaliser cette thèse. Je les remercie également de leur accueil lors de mes déplacements au Centre de Recherches de CEZUS. Je remercie aussi Monsieur Desvallées, de la SNECMA, pour les résultats des calculs par la méthode des éléments finis.

Je remercie tous les membres du Jury pour leur participation, et en particulier Monsieur Biauxser pour son enthousiasme et ses corrections.

La gentillesse et la patience dont ont fait preuve Marie-Christine Theyssier et Jaroslaw Mizera à mon égard ne cessent de m'étonner.

Une pensée aussi pour les personnes qui m'ont aidé, peu ou prou, dans la partie expérimentale de ma recherche. En particulier : Mesdames et Messieurs Bayle, Blanc, Bruyas, Douet, Girinon, Jouffrey, Paire.



# SOMMAIRE

<b>I INTRODUCTION</b> .....	7
<b>II MODELISATION DE L'ESSAI DE COMPRESSION UNIAXIALE</b> .....	11
II-1 Généralités.....	11
II-2 Bibliographie.....	11
II-3 Le modèle.....	17
II-3-1 Introduction.....	17
II-3-2 Mise en place du modèle.....	23
II-3-2-1 Géométrie.....	23
II-3-2-2 Expression du champ de vitesse.....	23
II-3-2-3 Examen du champ de vitesse.....	27
II-3-2-4 Les puissances.....	31
II-4 Résultats.....	37
II-4-1 Introduction.....	37
II-4-2 Influence du coefficient de frottement.....	37
II-4-3 Le contact échantillon - outil de presse.....	41
II-4-4 Examen de la répartition des déformations au sein du matériau.....	41
II-4-5 Evolution de l'hétérogénéité au cours de la déformation.....	45
II-4-6 Présentation des résultats.....	45
II-4-6-1 Description des cartes isovaleurs.....	45
II-4-6-2 Effet de l'autoéchauffement.....	51
II-4-6-3 Grandeurs physiques globales associées.....	51
II-4-6-4 Conséquences du changement de température nominale de l'essai.....	57
II-4-7 Comparaison avec les éléments finis.....	59
II-4-7-1 Lois de comportement utilisées par FORGE2.....	59
II-4-7-2 Résultats et comparaisons.....	61
II-5 Conclusion.....	63
<b>III MATERIAU ETUDIE</b> .....	75
III-1 Les alliages de titane.....	75
III-2 Principales microstructures du TA6V.....	79
III-3 TA6V utilisé.....	85





III-4 Méthodes expérimentales.....	87
III-4-1 Description du dispositif de compression à chaud à vitesse de déformation constante.....	87
III-4-1-1 Réglage du dispositif.....	89
III-4-1-2 Détermination des courbes contrainte-déformation.....	91
III-4-2 Description du dispositif de compression à chaud à vitesse de traverse constante.....	93
III-4-2-1 Détermination des courbes contrainte-déformation.....	93
III-4-3 Méthodes d'investigation.....	93
<b>IV FORMATION DE LA STRUCTURE EQUIAXE A PARTIR DE LA STRUCTURE LAMELLAIRE.....</b>	<b>95</b>
IV-1 Etude bibliographique.....	95
IV-2 Description de la microstructure lamellaire initiale.....	103
IV-3 Conditions expérimentales.....	105
IV-4 Caractérisation des microstructures.....	113
IV-5 Résultats.....	119
IV-5-1 Compressions monopasses.....	119
IV-5-1-1 Transformations de la microstructure.....	119
IV-5-1-2 Courbes contrainte-déformation.....	129
IV-5-2 Compressions multipasses.....	131
IV-5-2-1 Essais avec chargement immédiat.....	131
IV-5-2-2 Effet des maintiens en température.....	137
IV-5-2-3 Courbes contrainte-déformation.....	141
IV-5-2-4 Textures de déformation.....	143
IV-6 Conclusion.....	153
<b>V TRANSFORMATION DE LA STRUCTURE EQUIAXE.....</b>	<b>155</b>
V-1 Introduction.....	155
V-2 Bibliographie.....	155
V-3 Description des microstructures initiales.....	157
V-4 Les essais.....	161
V-5 Résultats.....	161
V-5-1 Evolutions morphologiques de la phase $\alpha$ .....	161
V-5-2 Prévision de la position des frontières des domaines de déformation....	167



V-5-3 Courbes contrainte-déformation.....	175
V-6 Conclusion.....	175
<b>VI CONCLUSION GENERALE.....</b>	<b>179</b>
<b>ANNEXE : calcul de correction de la vitesse de traverse constante.....</b>	<b>185</b>
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....</b>	<b>189</b>







# I INTRODUCTION

Le TA6V est l'alliage de titane le plus utilisé industriellement grâce à ses très bonnes caractéristiques physiques. Certaines de ses propriétés, comme la résistance mécanique, la tenue en fatigue ou les propriétés de mise en forme, dépendent étroitement de son état microstructural. En particulier, la morphologie que présente la phase  $\alpha$  au sein de l'alliage biphasé est prépondérante. Plus la microstructure du produit final est composée de grains de phase  $\alpha$  nombreux, équiaxes et petits, plus le travail de l'alliage sera aisé. Les deux microstructures susceptibles d'être étudiées en détail sont celles qui correspondent aux deux types de produits industriels traditionnellement fabriqués.

Les gros produits forgés ont une microstructure lamellaire qui est obtenue par un refroidissement lent après un maintien en température dans le domaine bêta et une série de déformations antérieures. Pour conférer au TA6V ses qualités, la microstructure lamellaire est alors forgée, uniquement dans le domaine biphasé  $\alpha+\beta$ . Selon le processus de déformation, on obtient des microstructures plus ou moins mixtes, c'est-à-dire composées d'une proportion, variable selon la gamme de forgeage, de grains de phase  $\alpha$  primaire et de petites lamelles de phase  $\alpha$  secondaire créées au refroidissement. L'idéal serait de travailler la phase  $\alpha$  à une température à laquelle elle est présente en grande quantité, afin de fragmenter les lamelles en de multiples morceaux. Cependant, la puissance de travail d'une forge est en général faible compte tenu de la taille des billettes. La température de forgeage est choisie proche du transus afin de disposer d'une grande proportion de phase  $\beta$  cubique centrée, molle et ductile. Le principe consiste alors à utiliser au mieux la quantité de déformation disponible dans l'intervalle de température autorisé (c'est-à-dire de 900 à 960°C environ) pour créer les structures équiaxes les plus fines possibles.

Le deuxième type de produit correspond, en général, à des barres forgées de microstructure mixte beaucoup plus fine que celle obtenue après le forgeage des gros produits. Cette fois-ci, le travail consiste à transformer une microstructure mixte en une autre du même type, mais plus fine. Pour cela, on dispose de plus de puissance de déformation, relativement à la taille du produit, et par conséquent la température de travail peut être plus basse.

Les études relatives aux transformations microstructurales du TA6V au cours des traitements thermomécaniques sont nombreuses. Leur inconvénient majeur est de n'examiner que des cas particuliers et de n'en tirer réellement aucune règle générale concernant la déformation de la phase  $\alpha$ . De ce fait, l'objectif de ce travail est de proposer des principes plus polyvalents qui permettraient de prévoir les conséquences de plusieurs déformations consécutives sur la morphologie de la phase  $\alpha$ , et ceci pour les deux cas de figure industriels présentés ci-dessus.

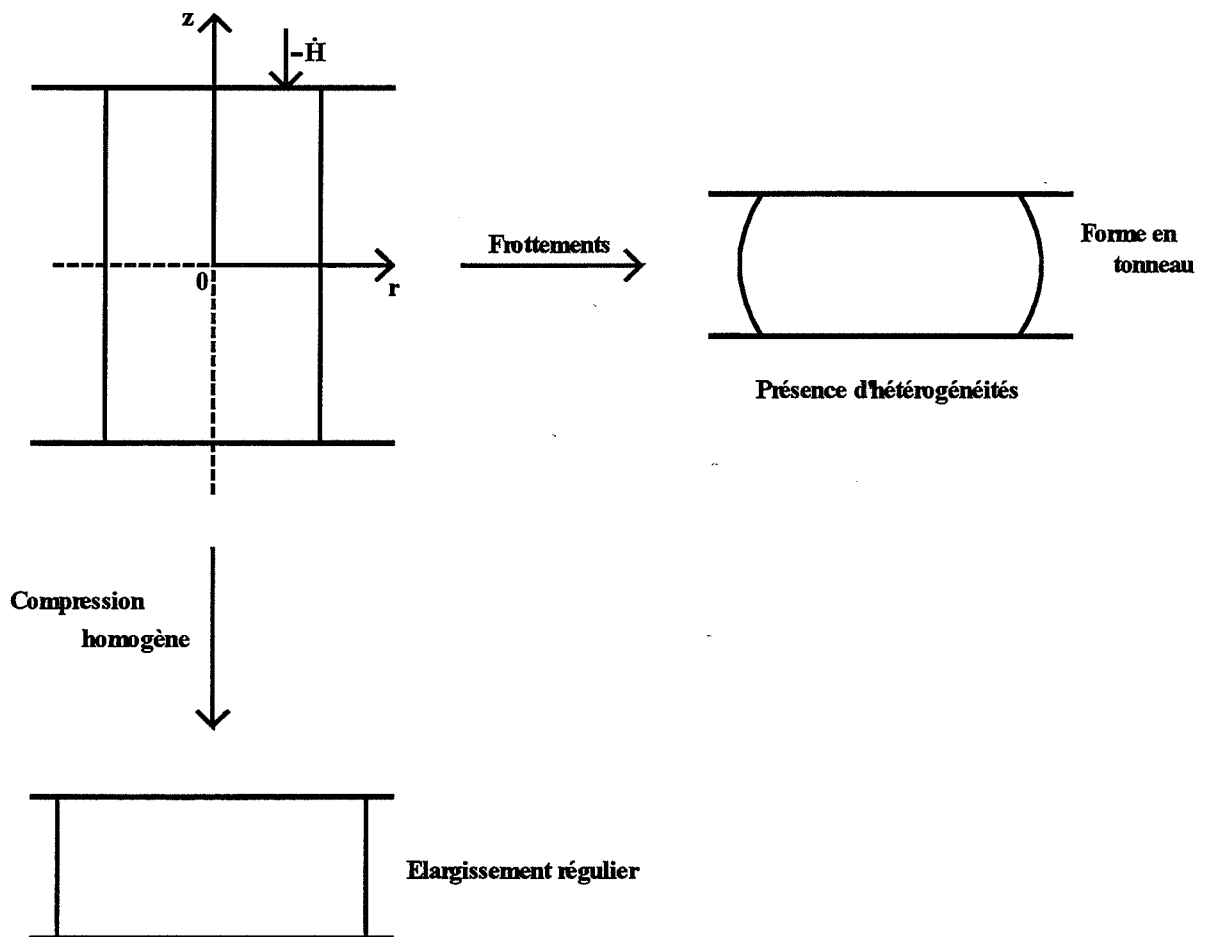




L'idée est de placer dans un diagramme température-déformation plusieurs domaines de déformation au sein desquels il serait possible de visualiser un ou plusieurs corroyages successifs à des températures éventuellement différentes. Il s'agit bien sûr d'un objectif industriel (visualiser des gammes de forgeage), mais aussi scientifique (déterminer le comportement du TA6V de façon plus générale). Ce problème scientifique est d'ailleurs multiple. En effet, il intègre de nombreux aspects, comme la rhéologie des agrégats biphasés, la répartition de la déformation entre les deux phases en présence, le comportement mécanique de la phase  $\alpha$  confrontée à sa fragmentation ou les relations entre le comportement mécanique et les orientations cristallographiques.

C'est l'essai de compression axisymétrique à chaud qui a été choisi comme moyen de déformation du TA6V. Deux études correspondant aux deux transformations microstructurales explicitées plus haut, ont été entreprises. A chaque étude est associée une machine de compression différente en raison d'une modernisation du matériel pendant cette thèse. La transformation des structures équiaxes a été étudiée à l'aide d'essais monopasses alors que des essais aux grandes déformations en deux ou trois passes ont été entrepris pour examiner la fragmentation de la structure lamellaire. La caractérisation des microstructures est restée purement qualitative. En effet, les dispositifs d'analyse d'image actuels ne permettent pas d'acquérir une vue globale d'une microstructure un tant soit peu complexe. D'autre part, même si l'on prend la peine de colorier des photos de microstructures, il n'est pas évident de définir pour un analyseur des critères opérants d'évaluation de microstructures. En revanche, l'œil humain peut les caractériser immédiatement. Créer des outils efficaces d'analyse quantitative prendrait sans doute le temps d'une à deux thèses à temps plein. Cela n'a pas été entrepris dans ce travail. D'autre part, afin de ne pas associer trop étroitement les résultats expérimentaux à l'essai de compression uniaxiale, il est nécessaire de connaître le taux de déformation réel dans la zone d'observation des échantillons. La modélisation mécanique menée à bien permet de déterminer le taux de déformation local en fonction de la déformation globale appliquée aux échantillons. Cette étude peut donc paraître assez hétérogène dans la mesure où elle n'est ni purement théorique ni exclusivement expérimentale. Mais sans l'association étroite de la partie modélisation et des deux chapitres expérimentaux, une telle étude n'aurait pas été possible.

Le chapitre II présente l'analyse mécanique de l'essai de compression uniaxiale. Ensuite, le chapitre III donne un rappel général sur les alliages de titane et sur la métallurgie du TA6V en particulier. Les chapitres IV et V exposent respectivement l'étude de la transformation d'une structure lamellaire en structure équiaxe et de l'affinement de microstructures équiaxes.



**Figure II-1 : modes de déformation d'un cylindre comprimé.**





## II MODELISATION DE L'ESSAI DE COMPRESSION UNIAXIALE

### II-1 Généralités

Dans la plupart des opérations de mise en forme, l'apparence du produit final est imposée par celle de l'outil : emboutissage, matriçage, etc. En revanche, dans le cas du forgeage, et de l'essai de compression en particulier, l'aspect extérieur du lopin n'est pas facile à prévoir a priori. En effet, le contact avec les outils de presse n'existant qu'aux surfaces supérieure et inférieure du cylindre, la matière peut s'écouler librement sur ses flancs.

Cependant, il est bien connu qu'au cours d'un essai de compression, une éprouvette cylindrique prend la forme bombée d'un tonneau. L'apparition de cette géométrie caractéristique est la conséquence de l'existence de frottements entre la pièce à comprimer et l'outil de travail. En effet, dans l'hypothèse d'un écoulement *homogène*, la matière glisserait parfaitement sur l'outil et on observerait alors un élargissement régulier de l'échantillon. En conséquence, les déformations, vitesses de déformation et contraintes locales seraient en tout point identiques à leurs valeurs globales. Mais, en réalité, le contact entre le tas de presse et l'éprouvette produit des frottements qui ralentissent le glissement de la matière à cette interface (figure II-1). Il est nécessaire de quantifier les *hétérogénéités* qui apparaissent alors au sein de l'échantillon. La raison majeure est que seule la connaissance des déformations locales dans l'éprouvette comprimée permet une exploitation précise des résultats expérimentaux. De plus, il devient possible d'évaluer l'incidence de ce phénomène de frottement sur la contrainte d'écoulement globale mesurée.

Ce chapitre débute par une revue de ce que la bibliographie offre en matière de modélisation de la compression axisymétrique. Ensuite, nous proposons une approche variationnelle simple, mais établie sur un champ de déplacement suffisamment réaliste pour permettre de reproduire les formes de bombés observées expérimentalement.

### II-2 Bibliographie

La modélisation de l'essai de compression peut être appréhendée sous différents aspects.

Avitzur (II-1) détermine la contribution du frottement à l'énergie totale dépensée lors d'un essai de compression en considérant que l'écoulement est homogène. Dans ce cas, l'expansion de la surface au contact du tas de presse est maximale et bien supérieure à la réalité. De ce fait, la



contribution du frottement est exagérée et la contrainte de compression résultante par conséquent trop élevée.

La puissance totale  $\dot{W}_T$  est égale à la somme de la puissance de déformation plastique (terme volumique)  $\dot{W}_p$  et de la puissance de frottement (terme surfacique)  $\dot{W}_f$  :

$$\dot{W}_T = \dot{W}_p + \dot{W}_f \quad (\text{II-1})$$

Par définition,  $\dot{W}_p = \bar{\sigma} \dot{\epsilon}_n V$  où  $\bar{\sigma}$  est la contrainte d'écoulement du matériau,  $\dot{\epsilon}_n$  la vitesse de déformation nominale et  $V$  le volume de matière considéré. Le modèle de frottement utilisé est celui de Tresca. Pour une face de compression, on pose :

$$\dot{W}_f = \int_S \bar{m} \frac{\bar{\sigma}}{\sqrt{3}} |\Delta \dot{u}_r| dS \quad \text{avec} \quad \begin{cases} dS = 2\pi r dr \\ \dot{u}_r = \frac{\dot{H} r}{H 2} \end{cases} \quad (\text{cas homogène}) \quad (\text{II-2})$$

où  $H$  est la hauteur de l'échantillon,  $r$  la coordonnée radiale,  $\bar{m}$  le coefficient de frottement selon Tresca et  $\Delta \dot{u}_r$  la discontinuité de vitesse de déplacement radial.

$$(\text{II-2}) \Rightarrow \dot{W}_f = \bar{m} \frac{\bar{\sigma}}{\sqrt{3}} \frac{\dot{H}}{H} \frac{1}{2} 2\pi \int_0^R r^2 dr = \frac{\pi}{3\sqrt{3}} \bar{m} \bar{\sigma} \frac{\dot{H}}{H} R^3 \quad (\text{II-3})$$

où  $R$  est le rayon de l'échantillon.

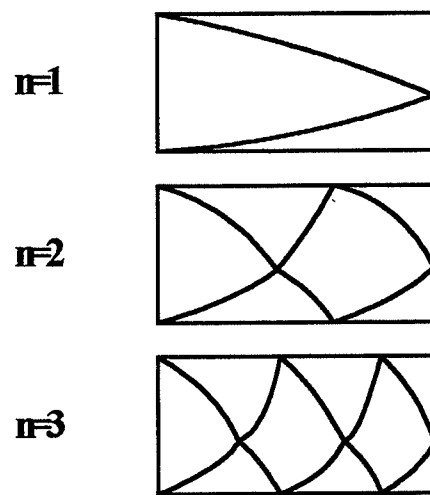
$$(\text{II-1}) \Rightarrow \sigma_T \dot{\epsilon} V = \bar{\sigma} \dot{\epsilon} V + \frac{2}{3\sqrt{3}} \bar{m} \bar{\sigma} \pi \frac{\dot{H}}{H} R^3 \quad (\text{II-4})$$

$$\sigma_T = \bar{\sigma} + \frac{2}{3\sqrt{3}} \bar{m} \bar{\sigma} \pi \frac{R^3}{V}$$

$$\sigma_T = \bar{\sigma} \left( 1 + \frac{2}{3\sqrt{3}} \bar{m} \frac{\pi R^3}{\pi R^2 H} \right)$$

$$\boxed{\sigma_T = \bar{\sigma} \left( 1 + \frac{2}{3\sqrt{3}} \bar{m} \frac{R}{H} \right)} \quad (\text{II-5})$$





**Figure II-2** : forme des blocs selon le nombre  $n$  de champs de vitesse utilisés (II-5).

La relation II-5 est utilisée pour déterminer la contrainte d'écoulement  $\bar{\sigma}$  quand on connaît la contrainte expérimentale mesurée  $\sigma_T$  (II-2). Cette correction du frottement est justifiée quand on peut estimer que le comportement de l'échantillon est voisin du cas homogène, c'est-à-dire aux petites déformations. A des déformations plus importantes, l'écoulement est si différent du cas homogène que cette correction n'a plus de sens.

Mais le principal inconvénient de ce type de traitement mathématique est de ne donner aucune information sur les grandeurs locales, en particulier sur le gradient de déformation dans l'éprouvette.

D'autres auteurs utilisent les théorèmes d'extremum en plasticité, c'est-à-dire ceux de la borne supérieure et de la borne inférieure. Kudo (II-3) introduit, pour faciliter le traitement mathématique du problème, l'idée de diviser l'échantillon en plusieurs régions aux comportements différents. On peut ainsi, par exemple, établir une zone "morte" de faible déformation sous le tas de presse. Le respect des conditions aux limites par le champ de vitesse est alors plus aisément réalisable. Les blocs sont séparés par des frontières sur lesquelles la continuité de la vitesse normale doit être assurée, mais pas nécessairement celle des composantes parallèles à cette surface.

La démarche générale de cette méthode consiste à proposer la forme radiale  $\dot{u}_r$  du champ de vitesse, puis de déterminer  $\dot{u}_z$  en résolvant l'équation différentielle d'incompressibilité. L'énergie totale dépensée par le système est minimisée par rapport à un paramètre qui diffère selon les auteurs. La "pression relative", c'est-à-dire la contrainte de compression rapportée à la contrainte d'écoulement, est alors tracée en fonction du rapport de forme du cylindre de compression et sert de critère d'efficacité du modèle. Plus ce rapport est faible, plus le modèle est satisfaisant.

Kudo (II-3) utilise d'abord des champs de vitesse définis comme "parallèles" et "triangulaires", les discontinuités en vitesse apparaissant le long de lignes droites. Il améliore ensuite ce modèle en introduisant des surfaces de discontinuités coniques (II-4). Kobayashi (II-5, II-6) propose quant à lui des surfaces de discontinuités courbes. La minimisation se fait selon un paramètre, sans signification physique particulière, qui intervient en exposant dans la formule du champ de vitesse. La solution devient effectivement plus satisfaisante du point de vue de la pression relative. Il envisage plusieurs cas, qui diffèrent par le nombre  $n$  de champs de vitesse accolés qui délimitent des blocs se déformant ou non (voir figure II-2). Associé à Thomsen (II-7), il perfectionne encore ce modèle en faisant dépendre le champ de vitesse d'un paramètre  $\lambda$  traduisant l'intensité du bombé. La valeur de  $\lambda$  est déterminée de manière à rendre minimale la puissance totale. Elle est comprise entre 0, valeur correspondant au cas homogène, et 1, au cas



encastré. Ils obtiennent un bombé d'autant plus élevé que le rapport du diamètre sur la hauteur du cylindre est plus faible (c'est-à-dire que le lopin est élancé). Avitzur (II-1) utilise la même démarche, mais le paramètre lié au bombé est cette fois contenu dans un champ de forme exponentielle.

Nagpal (II-8) propose un champ de vitesse plus général vis-à-vis duquel les solutions proposées par d'autres auteurs (par exemple celle d'Avitzur) ne sont que des cas particuliers.

Même si ces approches sont intéressantes, elles ne permettent pas de quantifier précisément les grandeurs locales. Aucune carte isodéformation n'est tracée, ni même un profil de l'échantillon déformé. Le dessein des auteurs est plutôt de reproduire les courbes contrainte - déformation expérimentales. En outre, ces méthodes semblent plus adaptées à la compression plane et à l'extrusion qu'au forgeage. Enfin, l'inconvénient majeur est de ne pas considérer le comportement viscoplastique du métal, beaucoup plus réaliste que le cas parfaitement plastique. Cette simplification a avant tout pour but, comme l'explique Kudo, de permettre l'intégration analytique de tous les termes de l'énergie totale, mais aussi d'éviter la présence de vitesses de déformation et donc de contraintes infinies aux surfaces de discontinuités en vitesse.

Pour obtenir des informations réellement plus détaillées au niveau local, il reste à exploiter les méthodes de type éléments finis. Rappelons ici que ce sont également des méthodes variationnelles, mais cette fois-ci purement numériques, car elles intègrent un grand nombre de paramètres. La difficulté de l'interprétation physique des cartes isovaleurs produites constitue leur principal défaut. Cependant, nous utiliserons les prédictions du code FORGE2 pour les comparer à la réalité et aux résultats du modèle analytique présenté dans la suite.

## II-3 Le modèle

### II-3-1 Introduction

Ce sont les méthodes extrémales de la plasticité qui permettent ici de modéliser l'essai de compression. Elles consistent en l'utilisation de deux théorèmes "extrémaux", dits de la borne supérieure et de la borne inférieure. Ils montrent que la solution exacte d'un problème de mécanique des milieux continus minimise et maximise respectivement deux fonctionnelles.

Le théorème de la borne inférieure permet d'utiliser un champ de contrainte statiquement admissible, c'est-à-dire qui vérifie :



- l'équilibre en contrainte :  $\text{div} \vec{\sigma} = 0$ ,
- les conditions aux limites en contrainte :  $\vec{T} = \vec{\sigma} \vec{n} = \vec{T}^d$  où  $\vec{T}^d$  est le vecteur contrainte imposé au système en un point de la surface libre.

Ce champ permet de déduire un tenseur déviateur des contraintes  $\tilde{S}$  et un tenseur des vitesses de déformation  $\dot{\tilde{\epsilon}}$  mais pas le champ de vitesse  $\vec{u}$ , car  $\dot{\tilde{\epsilon}}$  ne vérifie pas, en général, les conditions de compatibilité.

Nous emploierons donc plutôt un modèle de type borne supérieure qui nécessite la définition d'un champ de vitesse satisfaisant les conditions cinématiques :

- l'incompressibilité :  $\text{div} \vec{u} = 0$ ,
- les conditions aux limites en vitesse :  $\dot{\vec{u}} = \dot{\vec{u}}^d$  où  $\dot{\vec{u}}^d$  est le vecteur vitesse de déplacement imposé au système en un point de sa surface.

On peut alors déterminer  $\dot{\tilde{\epsilon}}$ , puis  $\tilde{S}$  et  $\vec{\sigma}$  mais les conditions statiques sont alors rarement vérifiées.

Le théorème de la borne supérieure proprement dit peut s'énoncer de la manière suivante : parmi tous les champs de vitesse  $\vec{u}^*$  cinématiquement admissibles vérifiant les conditions aux limites, le champ réel minimise la fonctionnelle  $K$  :

$$K(\vec{u}^*) = \int_V G(\dot{\tilde{\epsilon}}_{ij}^*) dV - \int_{S_T} \vec{T}^d \dot{\vec{u}}^* dS \quad (\text{II-6})$$

$$\text{où } G(\dot{\tilde{\epsilon}}_{ij}^*) = \int_0^{\dot{\tilde{\epsilon}}_{ij}^*} S_{ij} d\dot{\tilde{\epsilon}}_{ij}^*$$

et  $S_T$  la surface où la contrainte est imposée.

En pratique, ce théorème ne peut pas être utilisé tel qu'il est présenté ci-dessus. En effet, le champ de vitesse proposé ne peut évidemment pas être le champ de vitesse réel, mais un champ supposé reproduire le mieux possible les formes observées de l'écoulement de la matière. Nous sommes donc contraint à effectuer une approche simplifiée de ce théorème. Notamment, on considère que la surface sur laquelle le champ de vitesse est imposé,  $S_\sigma$ , est constituée des deux



faces de compression. En fait, ce n'est rigoureusement exact que pour la composante verticale  $\dot{u}_z$  du champ de vitesse. D'autre part, ni la composante  $\dot{u}_r$ , ni  $\sigma_{rr}$  correspondant ne sont imposés : selon le modèle de Tresca utilisé plus loin,  $\sigma_{rr}$  est fonction de  $\dot{u}_r$ . Les conditions aux limites de ce problème ne s'inscrivent donc pas dans le cadre classique des théorèmes extrémaux. Dans ce cas, tout le reste de la surface est de type  $S_T$ , lieu où la contrainte est imposée. Or, comme ces surfaces sont libres de tout contact, le vecteur  $\bar{T}^d$  associé est nul, ce qui a pour effet d'annuler entièrement la deuxième intégrale de la fonctionnelle.

Dans le cas pseudoplastique qui nous intéresse, où  $\bar{\sigma} = k\dot{\epsilon}^m$  :

$$G = \int_0^{\dot{\epsilon}} \bar{\sigma} d\dot{\epsilon}' = \frac{1}{m+1} k \dot{\epsilon}^{m+1} = \frac{1}{m+1} \dot{w}. \quad (\text{II-7})$$

où  $\dot{w}$  est la puissance dépensée par unité de volume.

Puisque  $G$  est le seul terme résiduel de l'expression initiale de  $K$  (relation II-6), on peut s'affranchir de la constante  $\frac{1}{m+1}$ , qui n'a plus d'utilité pour la minimisation. Il ne subsiste donc dans la relation II-7 que  $\dot{w}$ , qui constitue alors la puissance totale par unité de volume  $\dot{w}_T$ .

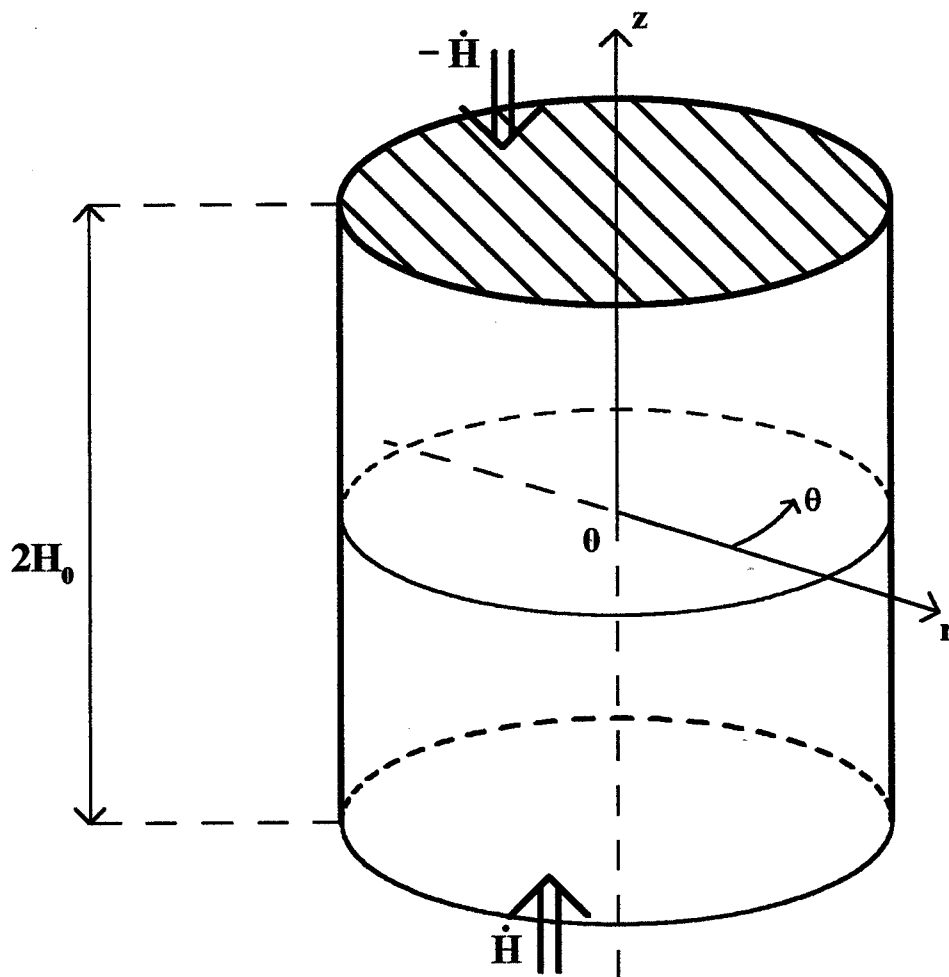
Dans ce terme, il ne faut pas oublier de prendre en compte la puissance de frottement. La contribution de celle-ci, calculée selon le modèle de Tresca, est donc incluse dans un terme volumique. Néanmoins, le calcul s'effectue le long d'une surface, celle du contact tas de presse - échantillon. Tout se passe par conséquent comme si le cisaillement à ce niveau avait lieu à l'intérieur de la matière, mais sur une couche d'épaisseur nulle. Cette particularité du calcul est due au fait que les modèles de frottement existants ne sont pas compatibles avec des conditions aux limites classiques : ils donnent une relation entre le vecteur contrainte et le champ de déplacement, mais n'imposent aucun des deux. Malgré tout, même si on ne peut pas affirmer en toute rigueur que la composante radiale du champ de vitesse est imposée sur les faces de compression, l'hypothèse effectuée ci-dessus reste en accord avec l'interprétation physique du modèle de Tresca.

La relation à minimiser pour trouver le champ exact  $\dot{u}$  s'établit finalement comme suit :

$$\int_V \dot{w}_T dV = \int_V \dot{w}_p dV + \int_{S_u} \dot{w}_f dS$$

$$\boxed{\dot{W}_T = \dot{W}_p + \dot{W}_f} \quad (\text{II-8})$$





**Figure II-3** : géométrie utilisée dans le modèle.

On peut remarquer que l'écroutissage n'a pas été pris en compte ici. En effet, l'écroutissage à chaud du titane peut être considéré comme négligeable. En revanche, les courbes contrainte-déformation présentent un adoucissement significatif (voir figure IV-22) qui pourrait être introduit dans de futurs développements du modèle.

## II-3-2 Mise en place du modèle

### II-3-2-1 Géométrie

Le système se présente en coordonnées cylindriques comme indiqué sur la figure II-3. La symétrie par rapport à l'axe  $Oz$  étant immédiate, les calculs vont être effectués sur un demi-échantillon.

### II-3-2-2 Expression du champ de vitesse

Les deux composantes  $\dot{u}_r$  et  $\dot{u}_z$  sont proposées sous la forme de polynômes en  $r$  et  $z$ . Le degré des polynômes doit être suffisamment élevé pour leur permettre de bien décrire la forme des écoulements. D'autre part, il ne doit pas être trop important afin de limiter le nombre de paramètres dans les expressions de  $\dot{u}_r$  et  $\dot{u}_z$ , de telle sorte que l'on puisse mener à bien une résolution (semi-) analytique du problème. En effet, une résolution totalement numérique de ce modèle ne présenterait que très peu d'intérêt par rapport aux méthodes de type éléments finis. Le degré 6 a été choisi car il remplit parfaitement les deux conditions mentionnées ci-dessus. La symétrie du système est telle que :

$$\begin{cases} \dot{u}_r(z) = \dot{u}_r(-z) \Rightarrow \text{fonction paire en } z \\ \dot{u}_z(z) = -\dot{u}_z(-z) \Rightarrow \text{fonction impaire en } z \end{cases} \quad (\text{II-9})$$

On peut alors écrire :

$$\begin{aligned} \dot{u}_r(r, z) = & A_{00} + A_{10}r + A_{20}r^2 + A_{30}r^3 + A_{40}r^4 + A_{50}r^5 + A_{60}r^6 \\ & + A_{02}z^2 + A_{04}z^4 + A_{06}z^6 \\ & + A_{12}rz^2 + A_{14}rz^4 \\ & + A_{22}r^2z^2 + A_{24}r^2z^4 \\ & + A_{32}r^3z^2 + A_{42}r^4z^2 \end{aligned}$$

et



$$\begin{aligned}
\dot{u}_z(r, z) = & B_{01}z + B_{03}z^3 + B_{05}z^5 \\
& + B_{11}rz + B_{13}rz^3 + B_{15}rz^5 \\
& + B_{21}r^2z + B_{23}r^2z^3 \\
& + B_{31}r^3z + B_{33}r^3z^3 \\
& + B_{41}r^4z + B_{51}r^5z
\end{aligned}$$

En imposant au champ les deux conditions aux limites en vitesse :

$$\underline{1} \text{ si } r = 0 \text{ alors } \dot{u}_r = 0 \quad \forall z \quad (\text{II-10})$$

$$\underline{2} \text{ si } z = H \text{ alors } \dot{u}_z = \dot{H} \quad \forall r, \quad (\text{II-11})$$

et l'incompressibilité :

$$\frac{\partial \dot{u}_r}{\partial r} + \frac{\dot{u}_r}{r} + \frac{\partial \dot{u}_z}{\partial z} = \dot{\epsilon}_r + \dot{\epsilon}_{\theta\theta} + \dot{\epsilon}_{zz} = 0 \quad \forall r \text{ et } \forall z, \quad (\text{II-12})$$

on simplifie les expressions des deux composantes pour obtenir un champ à six paramètres :

$$\begin{aligned}
\dot{u}_r = & \frac{1}{2}\alpha r + \chi_1 r^2 - \beta r^3 + \gamma r^4 - \left( \frac{3}{2}\delta r - \chi_2 r^3 + 3\beta \frac{r^3}{H^2} + 3\gamma \frac{r^4}{H^2} \right) z^2 \\
& + \left( \frac{5\dot{H} - \alpha H + \delta H^3}{2H^5} r - \frac{5}{3} \frac{3\chi_1 + \chi_2 H^2}{H^4} r^2 \right) z^4
\end{aligned} \quad (\text{II-13})$$

$$\begin{aligned}
\dot{u}_z = & -\alpha z - 3\chi_1 rz + 4\beta r^2 z - 5\gamma r^3 z + \delta z^3 - \chi_2 rz^3 + 4\beta \frac{r^2 z^3}{H^2} - \frac{\dot{H} - \alpha H + \delta H^3}{H^5} z^5 \\
& + 5\gamma \frac{r^3 z^3}{H^2} + \frac{3\chi_1 + \chi_2 H^2}{H^4} rz^5
\end{aligned} \quad (\text{II-14})$$

Finalement, on doit imposer au champ une condition supplémentaire qui s'écrit :

$$\frac{\partial \dot{u}_z}{\partial r} = 0 \quad \text{si } r = 0. \quad (\text{II-15})$$

Elle a pour but d'accroître la vraisemblance physique du champ de vitesse en évitant l'apparition de points anguleux, peu réalistes, des lignes initialement horizontales sur l'axe  $\vec{O}z$ .



Pour cela, il faut annuler  $\chi_1$  et  $\chi_2$  dans  $\dot{u}_r$  et  $\dot{u}_z$ . Après normalisation des paramètres, on obtient l'expression complète du champ, qui comprend quatre paramètres :

$$\dot{u}_r(r,z) = \frac{-\dot{H}}{H} \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2} \alpha r \left[ 1 - 5 \left( \frac{z}{H} \right)^4 \right] - \beta \frac{r^3}{H^2} \left[ 1 - 3 \left( \frac{z}{H} \right)^2 \right] + \gamma \frac{r^4}{H^3} \left[ 1 - 3 \left( \frac{z}{H} \right)^2 \right] - \frac{1}{2} \delta \frac{r z^2}{H^2} \left[ 3 - 5 \left( \frac{z}{H} \right)^2 \right] \\ + \frac{5}{2} r \left( \frac{z}{H} \right)^4 \end{array} \right\} \quad (\text{II-16})$$

$$\dot{u}_z(r,z) = \frac{-\dot{H}}{H} \left\{ \begin{array}{l} -\alpha z \left[ 1 - \left( \frac{z}{H} \right)^4 \right] + 4\beta \frac{r^2 z}{H^2} \left[ 1 - \left( \frac{z}{H} \right)^2 \right] - 5\gamma \frac{r^3 z}{H^3} \left[ 1 - \left( \frac{z}{H} \right)^2 \right] + \delta \frac{z^3}{H^2} \left[ 1 - \left( \frac{z}{H} \right)^2 \right] \\ - \frac{z^5}{H^4} \end{array} \right\} \quad (\text{II-17})$$

### II-3-2-3 Examen du champ de vitesse

L'utilisation du champ complet, i.e. comportant les quatre paramètres, n'est pas requise. Il est possible d'envisager la solution de n'en utiliser que trois, voire deux. Pour étudier l'effet de ces différents coefficients sur la forme du champ, nous allons examiner les deux cas extrêmes de la compression axisymétrique.

#### *cas homogène*

Comme les déformations sont identiques en tout point,  $\dot{\epsilon}_r$  ne doit dépendre ni de  $r$ , ni de  $z$ . Puisque  $\dot{\epsilon}_r = \frac{\partial \dot{u}_r}{\partial r}$ , on a :

$$\dot{\epsilon}_r = \frac{-\dot{H}}{H} \left\{ \frac{\alpha}{2} \left[ 1 - 5 \left( \frac{z}{H} \right)^4 \right] - 3\beta \frac{r^2}{H^2} \left[ 1 - 3 \left( \frac{z}{H} \right)^2 \right] + 4\gamma \frac{r^3}{H^3} \left[ 1 - 3 \left( \frac{z}{H} \right)^2 \right] - \frac{\delta}{2} \frac{z^2}{H^2} \left[ 3 - 5 \left( \frac{z}{H} \right)^2 \right] + \frac{5}{2} \left( \frac{z}{H} \right)^4 \right\}$$

Pour respecter cette condition, il faut imposer à l'expression ci-dessus  $\alpha=1$  et  $\beta=\gamma=\delta=0$ , ce qui permet de retrouver effectivement le champ homogène :



$$\dot{u}_r(r, z) = \frac{-\dot{H}}{2H} r \quad (\text{II-18})$$

et

$$\dot{u}_z(r, z) = \frac{\dot{H}}{H} z \quad (\text{II-19})$$

### *compression encastrée*

Il s'agit du cas opposé au précédent dans le sens où l'on empêche tout glissement en "encastrant" le lopin dans les outils. La surface de compression est donc la même du début à la fin de l'essai. On traduit cela en imposant des déplacements nuls au contact de l'outil (i.e. en  $z = H$ ) :

$$\dot{u}_r(r, H) = 0 \quad \forall r \quad (\text{II-20})$$

$$\Leftrightarrow -2\alpha r + 2\beta \frac{r^3}{H^2} - 2\gamma \frac{r^4}{H^3} + \delta r + \frac{5}{2} r = 0$$

$$\Leftrightarrow -2\alpha + \delta + \frac{5}{2} + 2 \frac{r^3}{H^2} \left( \beta - \gamma \frac{r}{H} \right) = 0$$

$$\Rightarrow \begin{cases} 2\alpha - \delta = \frac{5}{2} \\ \beta = \gamma = 0 \end{cases} \quad (\text{II-21})$$

Le paramètre  $\alpha$  est indispensable à l'expression du champ de vitesse. En effet, on a vu (relations II-18 et II-19) qu'il caractérise, en particulier, le champ homogène. Plus précisément,  $\alpha$  exprime l'hétérogénéité de vitesse de déformation au centre de l'échantillon. En effet, si on calcule la vitesse de déformation équivalente de von Mises, soit  $\dot{\varepsilon} = \sqrt{\frac{2}{3} \sum_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij}^2}$ , en  $r=0$  et  $z=0$ , on trouve :

$$\dot{\varepsilon}_{(r=0, z=0)} = -\alpha \frac{\dot{H}}{H} \Leftrightarrow \alpha = \frac{\dot{\varepsilon}_{(0,0)}}{\dot{\varepsilon}_n} \quad (\text{II-22})$$

où  $\dot{\varepsilon}_n = -\frac{\dot{H}}{H}$  est la vitesse de déformation nominale.





Cette égalité rend bien compte de l'importance du paramètre  $\alpha$ . En ce qui concerne le choix des trois autres, la relation II-21 indique qu'il n'est pas possible d'annuler  $\delta$ . En effet, on aurait alors  $\alpha=5/4$  dans le cas encastré. Ce dernier étant le cas le plus hétérogène, on s'imposerait par avance un écart à l'homogénéité inférieur à 1,25, ce qui paraît trop restrictif. On s'autorisera par conséquent un degré de liberté plus important en conservant  $\delta$ .

Les deux derniers paramètres,  $\beta$  et  $\gamma$ , ont des effets très voisins sur le champ de vitesse, la différence étant que  $\gamma$  est en facteur d'expressions de degré supérieur d'une unité en  $r$ . En fait, les premiers calculs montrent qu'il est équivalent d'utiliser l'un des deux ou les deux paramètres ensemble. Seules changent alors, faiblement, leurs valeurs numériques obtenues par la minimisation, les effets sur l'écoulement demeurant négligeables. Nous ne garderons donc que  $\beta$  pour aboutir à un champ à trois paramètres :  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\delta$ .

#### II-3-2-4 Les puissances

Rappelons que la puissance totale  $\dot{W}_T$  possède deux composantes,  $\dot{W}_p$ , la puissance plastique dépensée au sein de la matière et  $\dot{W}_f$ , la puissance de frottement à l'interface outil-éprouvette. Physiquement, la compression se déroule de manière à ce que  $\dot{W}_T$  soit minimum à chaque instant. Les expressions de  $\dot{W}_p$  et  $\dot{W}_f$  vont être déterminées pour un matériau viscoplastique incompressible, c'est-à-dire pour un comportement réaliste du métal.

#### *puissance plastique*

Par définition :

$$\dot{W}_p = \int_V \dot{w}(r, z) dV \quad (\text{II-23})$$

où  $V$  est le volume total et  $\bar{\sigma} = k\dot{\varepsilon}^m$  la loi de comportement.

$$\text{Or, } \dot{w} = \bar{\sigma}\dot{\varepsilon} = S_{ij}\dot{\varepsilon}_{ij} \quad (\text{II-24})$$

$$\text{avec } S_{ij} = \frac{2}{3} \frac{\bar{\sigma}}{\dot{\varepsilon}} \dot{\varepsilon}_{ij} = \frac{2}{3} k \dot{\varepsilon}^{(m-1)} \dot{\varepsilon}_{ij}$$

$$\text{et } \dot{\varepsilon} = \left( \frac{2}{3} \sum_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij}^2 \right)^{1/2}$$



A partir des vitesses de déplacement, on calcule les  $\dot{\epsilon}_{ij}$ , puis  $\dot{\epsilon}$ . On peut alors trouver  $\dot{w}$  et  $S_{ij}$ . Dans notre cas, il est inutile de calculer les  $S_{ij}$  car  $\dot{W}_p$  est déterminé concrètement par :

$$\dot{W}_p = \sum_{r,z} \dot{w}(r,z) \Delta V. \quad (\text{II-25})$$

A chaque point (r,z) du maillage de l'éprouvette est associé un volume  $\Delta V$  incompressible. La puissance globale correspond à la somme des produits des  $\dot{w}$  par les éléments de volume associés à chaque point considéré.

### *puissance de frottement*

C'est le modèle de Tresca qui est utilisé.

$$\dot{W}_f = \int_s \frac{\bar{m}}{\sqrt{3}} \bar{\sigma} \dot{u}_r dS = \int_0^R \frac{\bar{m}}{\sqrt{3}} k \dot{\epsilon}^m \dot{u}_r 2\pi r dr \quad (\text{II-26})$$

Le coefficient de sensibilité à la vitesse  $m$  est compris entre 0 (matériau parfaitement plastique) et 1 (matériau viscoplastique linéaire). Comme  $\dot{\epsilon}$  est la racine carrée d'un polynôme de degré 2, il apparaît une fonction puissance en  $m/2$  qui interdit la résolution analytique du problème. Pour contourner cette difficulté, il existe une alternative. On peut faire le choix d'incorporer dans le programme une routine de calcul numérique de cette intégrale. Cela ne pose aucun problème puisque la fonctionnelle ne comporte aucune singularité et est définie aux bornes d'intégration. L'autre option consiste à faire l'approximation :  $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_a = \frac{\dot{H}}{H}$  sur toute la surface de compression. On a alors :

$$\dot{W}_f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \bar{m} k \left( -\frac{\dot{H}}{H} \right)^m \int_0^R \dot{u}_r r dr \quad (\text{II-27})$$

L'interface tas - éprouvette est à  $z = H$  :

$$\dot{u}_r(r,H) = -\frac{\dot{H}}{H} \left( -2\alpha r + 2\beta \frac{r^3}{H^2} + \delta r + \frac{5}{2} r \right) \quad (\text{II-28})$$

$$\dot{W}_f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \bar{m} k \left( -\frac{\dot{H}}{H} \right)^{m+1} \int_0^R \left( -2\alpha r^2 + 2\beta \frac{r^4}{H^2} + \delta r^2 + \frac{5}{2} r^2 \right) dr$$



$$\dot{W}_f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \bar{m} k \left( -\frac{\dot{H}}{H} \right)^{m+1} \left( -\frac{2}{3} \alpha R^3 + \frac{2}{5} \beta \frac{R^5}{H^2} + \frac{\delta}{3} R^3 + \frac{5}{6} R^3 \right)$$

$$\dot{W}_f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \bar{m} k \left( -\frac{\dot{H}}{H} \right)^{m+1} R^3 \left( -\frac{2}{3} \alpha + \frac{2}{5} \beta \frac{R^2}{H^2} + \frac{1}{3} \delta + \frac{5}{6} \right) \quad (\text{II-29})$$

Les deux solutions ont été mises en œuvre. L'utilisation de l'approximation en vitesse est plus cohérente avec la démarche de simplicité recherchée qui s'accommode mieux, d'une manière générale, d'une sobriété dans les calculs. Même si l'approximation  $\dot{\bar{\epsilon}} = \dot{\bar{\epsilon}}_n = \frac{\dot{H}}{H}$  peut se révéler très fautive, en particulier au bord de l'éprouvette, c'est dans le cas de coefficients  $\bar{m}$  élevés. Or,  $\bar{m}$  vaut 0,25 dans le cas du TA6V. D'autre part, comme les modèles de frottement ne permettent pas de rendre compte convenablement des phénomènes existants, il est préférable de rester prudent et d'éviter toute analyse abusive en n'intégrant donc pas la contribution exacte du modèle de Tresca.

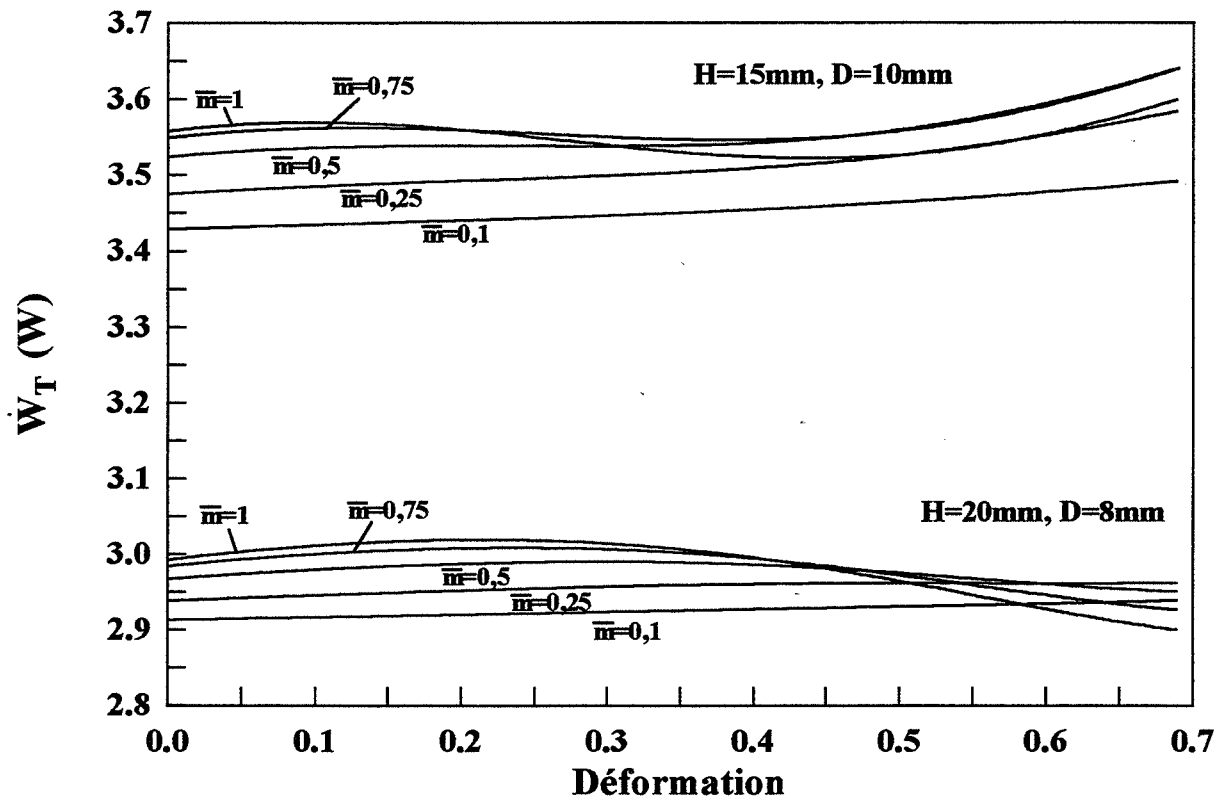
La minimisation de  $\dot{W}_T$  donne accès aux différentes grandeurs locales, comme les vitesses de déformation  $\dot{\bar{\epsilon}}$  et les déformations  $\bar{\epsilon}$ , mais aussi aux valeurs globales : la force de compression déduite de  $\dot{W}_T = 2F\dot{H}$  et par conséquent la contrainte  $\sigma_n$ . Ces valeurs sont calculées pour un échantillon déformé dans des conditions isothermes. Il est en outre possible d'étendre ce calcul en prenant en compte l'autoéchauffement au sein du matériau. En effet, en supposant un comportement adiabatique (on obtient alors une majoration des effets d'échauffement), on peut écrire en tout point :

$$\dot{w} = \rho C \dot{\theta} \quad (\text{II-30})$$

avec  $\rho$  la masse volumique,  
 $C$  la capacité calorifique,  
 $\dot{\theta}$  la vitesse de variation de la température.

En intégrant  $\dot{\theta}$  par rapport au temps, on obtient l'accroissement de température  $\Delta T$ . A chaque incrément de déformation, la nouvelle température  $T + \Delta T$  est introduite dans la consistance locale de telle sorte que les évolutions des diverses grandeurs tiennent compte de l'autoéchauffement. De plus, on dispose alors des contraintes d'écoulement locales par la relation  $\bar{\sigma}(r, z) = k \bar{\epsilon}^m(r, z)$ , et aussi de l'augmentation de la température moyenne  $T_m$  (consigne  $T_0 +$  autoéchauffement).

Le programme informatique est écrit en fortran, la minimisation de l'énergie étant effectuée à l'aide d'un sous-programme tiré des "recettes numériques" (II-9).



**Figure II-4 :** comparaison des puissances totales en fonction de la déformation pour des coefficients de frottement différents.

## II-4 Résultats

### II-4-1 Introduction

Le programme informatique modélise un essai de compression à vitesse de déformation nominale constante. Il peut être utilisé pour tout matériau de comportement viscoplastique dont il est nécessaire de connaître la consistance en fonction de la température  $k=f(T)$ , le coefficient de sensibilité à la vitesse ( $m$ ) et le coefficient de frottement ( $\bar{m}$ ). L'utilisateur choisit la quantité de déformation ( $\bar{\epsilon}_n$ ) et la vitesse de déformation ( $\dot{\bar{\epsilon}}_n$ ) nominales.

En ce qui concerne le TA6V, les valeurs de  $k(T)$  et celle de  $m$  sont déduites de résultats expérimentaux antérieurs. La vitesse de déformation est toujours égale à  $10^{-1} \text{ s}^{-1}$ . En effet, cette vitesse a été utilisée lors de tous les essais de compression expérimentaux.

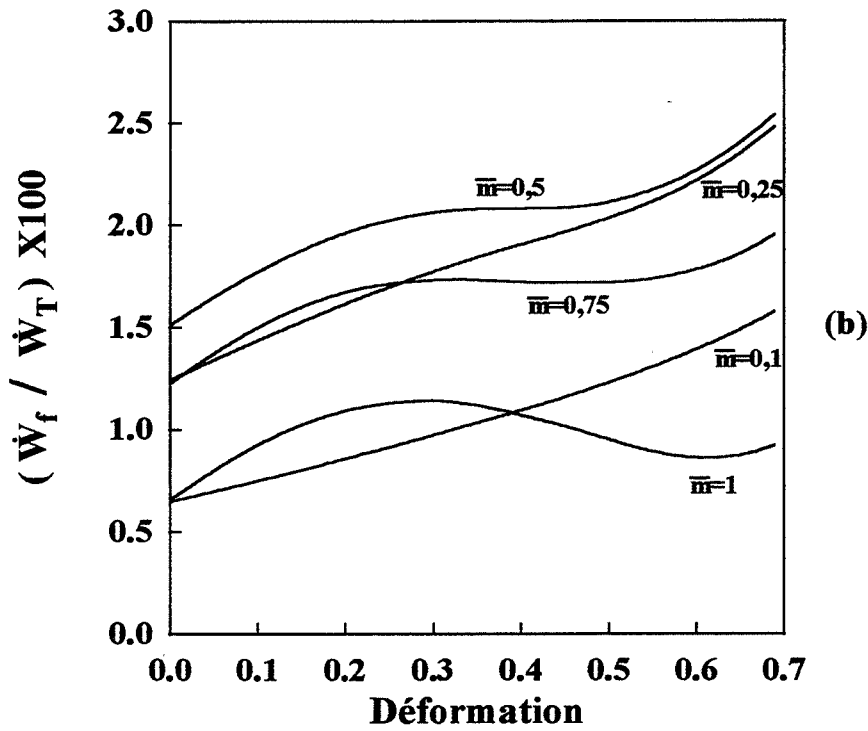
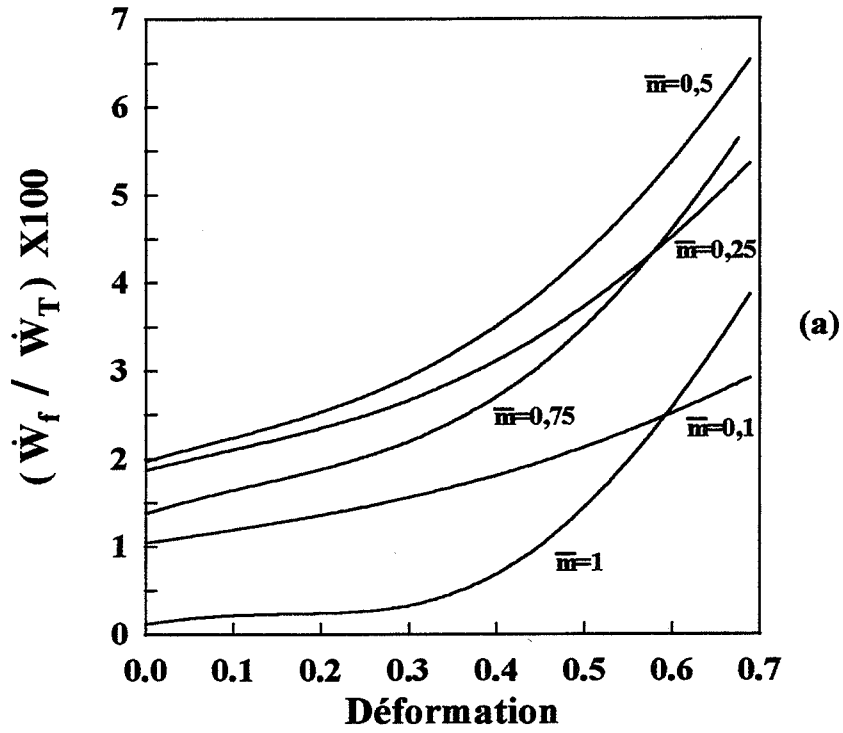
L'analyse du comportement du modèle est faite sur les deux géométries d'échantillon utilisées lors des essais expérimentaux : un cylindre plutôt massif, de hauteur  $H=15\text{mm}$  et de diamètre  $D=10\text{mm}$ , correspondant aux dimensions classiquement utilisées et un autre plus élancé, avec  $H=20\text{mm}$  et  $D=8\text{mm}$ . Cette deuxième géométrie a été mise en œuvre car elle autorise des taux de déformation plus importants que de coutume.

### II-4-2 Influence du coefficient de frottement

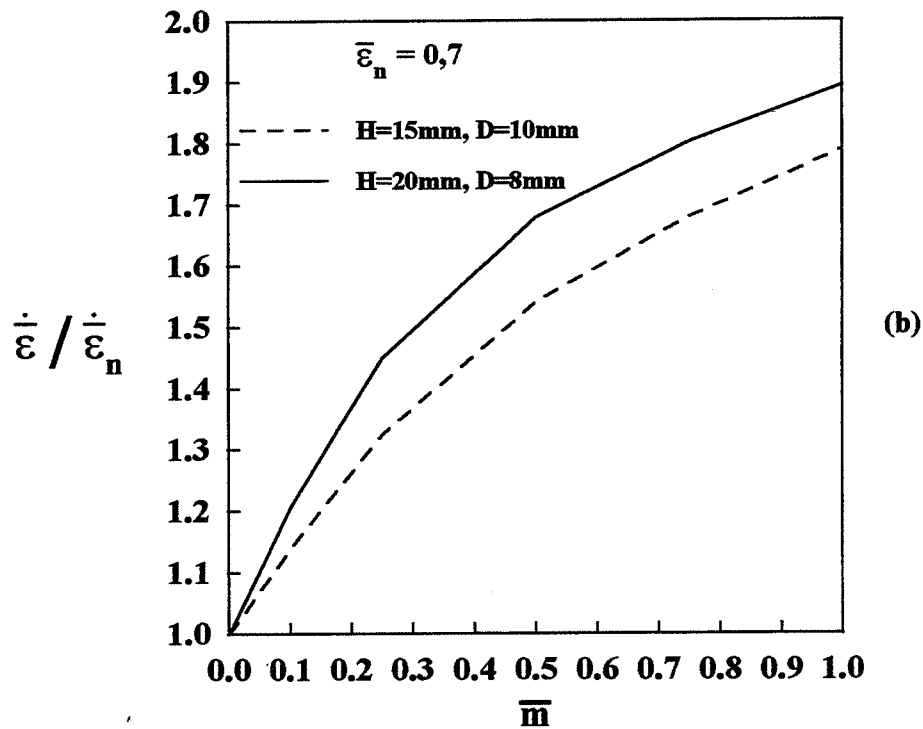
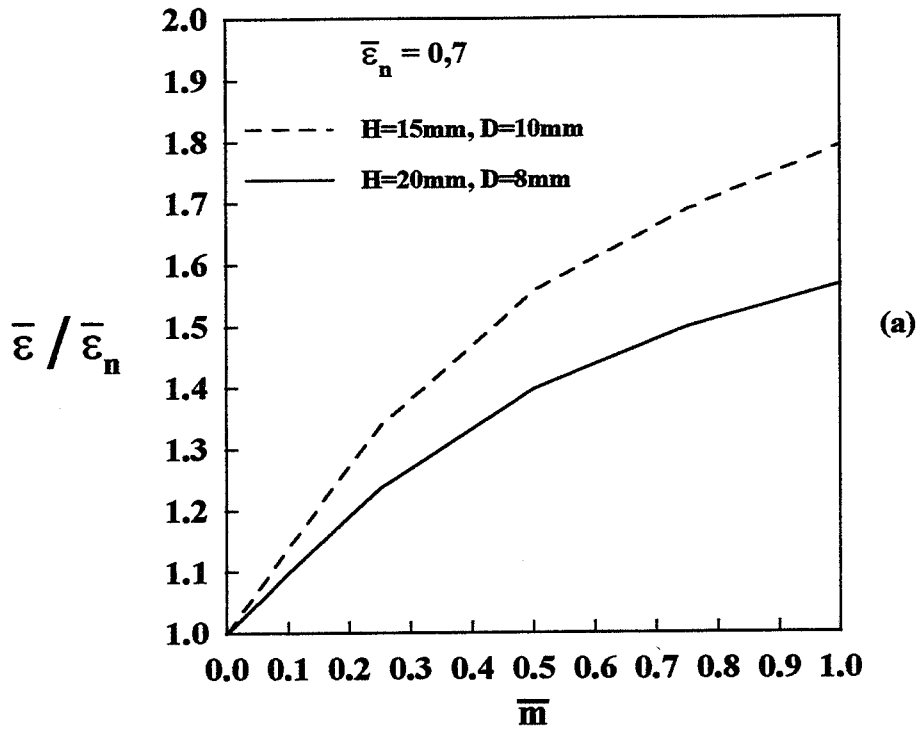
La puissance totale dépensée lors d'un essai simulé est principalement fonction du volume de l'échantillon. En effet, sa valeur, qui évolue peu au cours de la déformation, ne dépend guère du coefficient de frottement. On peut le voir sur la figure II-4 où l'on trouve environ 3W pour l'échantillon élancé et 3,5W pour le plus massif. Le rapport de ces deux puissances est d'ailleurs équivalent au rapport des volumes des deux échantillons. La part de frottement dans la puissance totale ne dépasse pas 6,5% pour celui-ci et 2,5% pour celui-là (figure II-5). Malgré ce faible pourcentage, les conséquences du frottement sur la forme des écoulements ne sont pas négligeables.

La figure II-6-a donne l'évolution de  $\bar{\epsilon}$  au centre de l'échantillon, rapporté à la déformation nominale, en fonction de  $\bar{m}$ . On constate que, même pour une déformation nominale peu élevée de 0,7 dans ce cas, l'hétérogénéité de déformation croît avec le coefficient de frottement. Elle augmente rapidement pour avoisiner 1,8 pour l'échantillon massif et environ 1,55 pour le lopin élancé quand  $\bar{m}$  atteint sa valeur maximale. La déformation est donc plus hétérogène dans le cas de l'échantillon plus massif, quelle que soit l'intensité du frottement. En





**Figure II-5** : pourcentage de la puissance de frottement dans la puissance totale pour différents coefficients de frottement. (a) : H=15mm et D=10mm. (b) : H=20mm et D=8mm.



**Figure II-6** : hétérogénéité de déformation (a) et de vitesse de déformation (b) à coeur en fonction de  $\bar{m}$  pour une déformation nominale de 0,7.

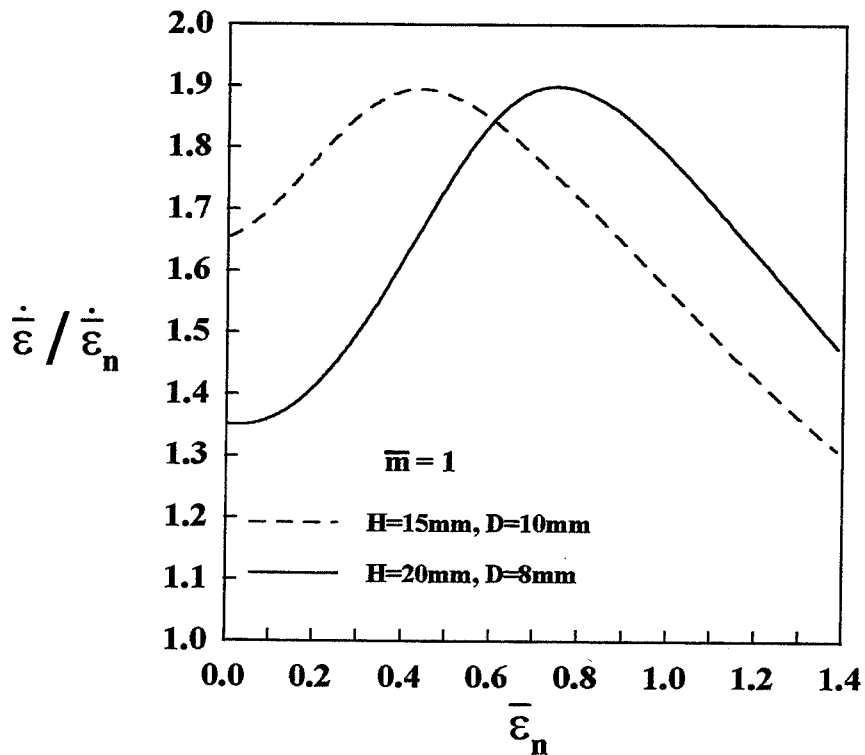


Figure II-7 : comparaison des vitesse de déformation au centre des deux types d'échantillon au cours de la déformation.

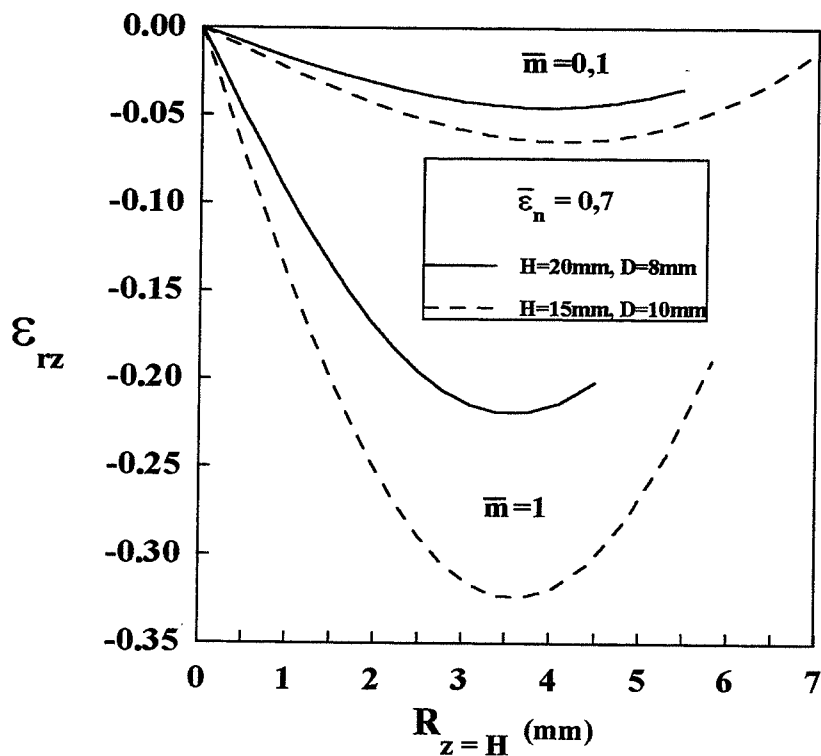


Figure II-8 : Evolution de  $\epsilon_{rz}$  le long du rayon de l'éprouvette au contact de l'outil de presse.

revanche, si l'on porte cette fois-ci le rapport des vitesse de déformation en fonction de  $\bar{m}$  (figure II-6-b), c'est au sein du lopin élané que l'hétérogénéité est la plus importante. Il faut bien noter que cette considération dépend de la déformation nominale à laquelle on se situe, soit 0,7 ici. Aux plus faibles taux de déformation, jusque vers 0,6 sur la figure II-7,  $\bar{\epsilon}$  est plus grand dans l'échantillon massif et cette particularité n'est pas observée.

Afin de présenter une analyse étendue de ces phénomènes d'hétérogénéités, nous avons retenu, comme cas à traiter, les valeurs 0,1 et 1 du coefficient de frottement  $\bar{m}$ . En effet, on peut ainsi saisir les évolutions des déformations pour un frottement réduit, ou bien très important.

### II-4-3 Le contact échantillon - outil de presse

Sur la figure II-8 est présentée l'évolution du cisaillement :

$$\epsilon_{rz} = \int_0^{t_r} \dot{\epsilon}_{rz} dt \quad (\text{II-31})$$

au niveau du contact avec l'outil de presse, en fonction du rayon de l'échantillon. Dans tous les cas, la valeur absolue du cisaillement augmente rapidement quand on s'éloigne de l'axe de révolution de l'échantillon, atteint une valeur maximale, puis décroît. Cet effet est évidemment plus marqué si  $\bar{m}=1$ . La valeur maximale de  $|\epsilon_{rz}|$  est nettement plus grande quand l'échantillon est plus massif. Néanmoins, ce maximum apparaît toujours à environ 4mm de l'axe du cylindre. Il s'agit là d'un résultat original du calcul de modélisation. En effet, on montre facilement que :

$$\frac{\partial \dot{\epsilon}_{rz}}{\partial r} = \frac{\dot{\epsilon}_n}{H} \left[ 9\beta \left( \frac{r}{H} \right)^2 - 5\alpha + \frac{7}{2}\delta + 5 \right]$$

Ce qui fait que  $\dot{\epsilon}_{rz}$  peut présenter un minimum pour un  $r$  autre que  $R$ , et de plus légèrement différent selon le cas envisagé, suivant les valeurs de  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\delta$  issues de l'optimisation. La valeur à la périphérie du lopin, pour un  $\bar{m}$  donné, est sensiblement identique dans les deux géométries.

### II-4-4 Examen de la répartition des déformations au sein du matériau

L'évolution de  $\bar{\epsilon}$  le long du rayon en  $z=0$  est présentée sur les figures II-9 et II-10. Dans tous les cas, on constate une décroissance continue de la déformation de l'intérieur vers l'extérieur du lopin, d'autant plus importante que  $\bar{m}$  est grand. La valeur de  $\bar{\epsilon}$  dans l'échantillon massif est plus élevée en son centre que dans l'échantillon élané, comme on l'a vu précédemment. A une distance donnée de l'axe de révolution,  $\bar{\epsilon}$  est toujours plus élevée dans l'échantillon massif. Toutefois, si l'on compare les deux éprouvettes à leur périphérie, c'est dans la plus massive que l'on trouve la valeur de  $\bar{\epsilon}$  la plus faible. En effet, dans ce cas, la décroissance de la déformation se déroule sur un rayon plus étendu.

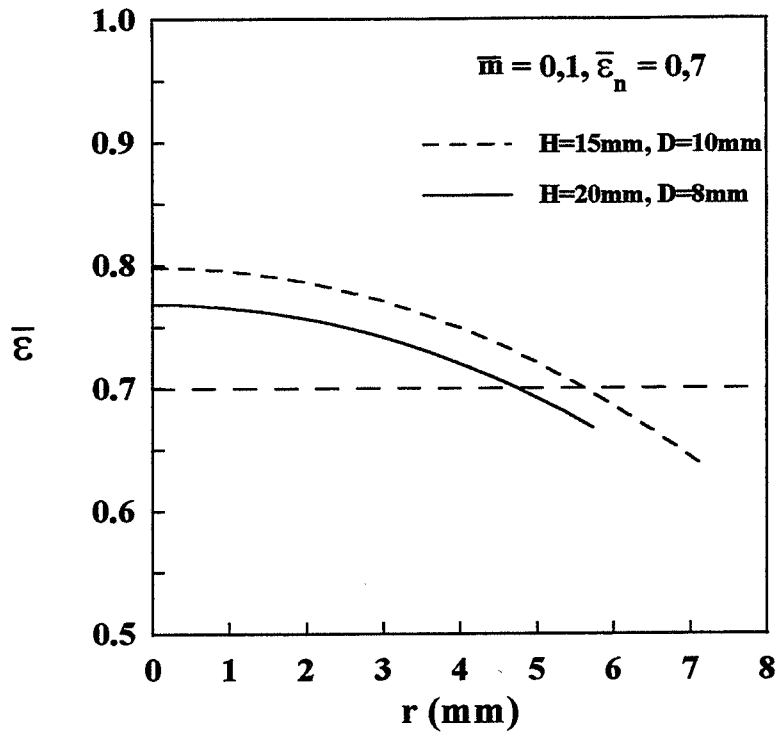


Figure II-9 : Evolution de  $\bar{\varepsilon}$  pour  $\bar{m} = 0,1$  le long du rayon en  $z = 0$ .

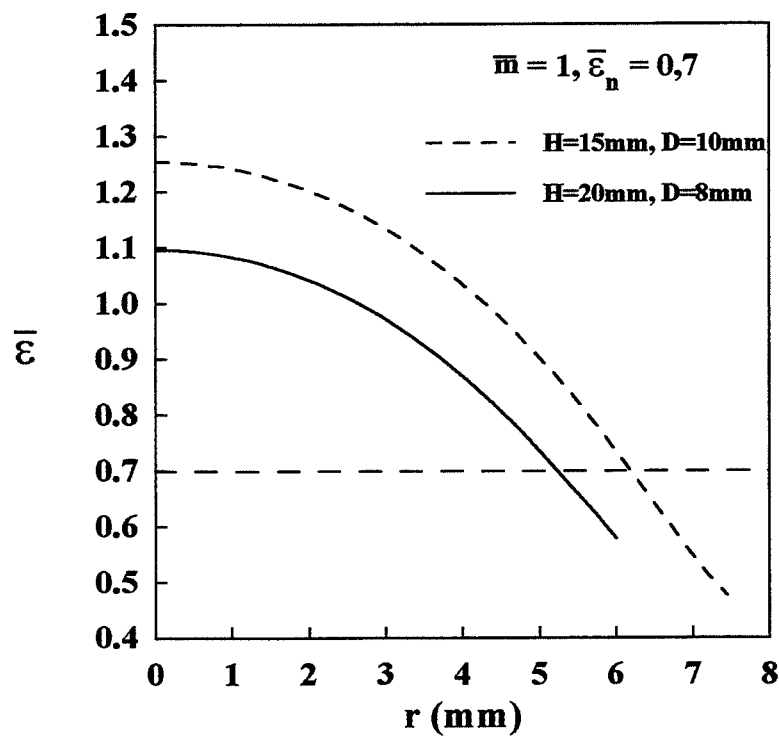


Figure II-10 : Evolution de  $\bar{\varepsilon}$  pour  $\bar{m} = 1$  le long du rayon en  $z = 0$ .

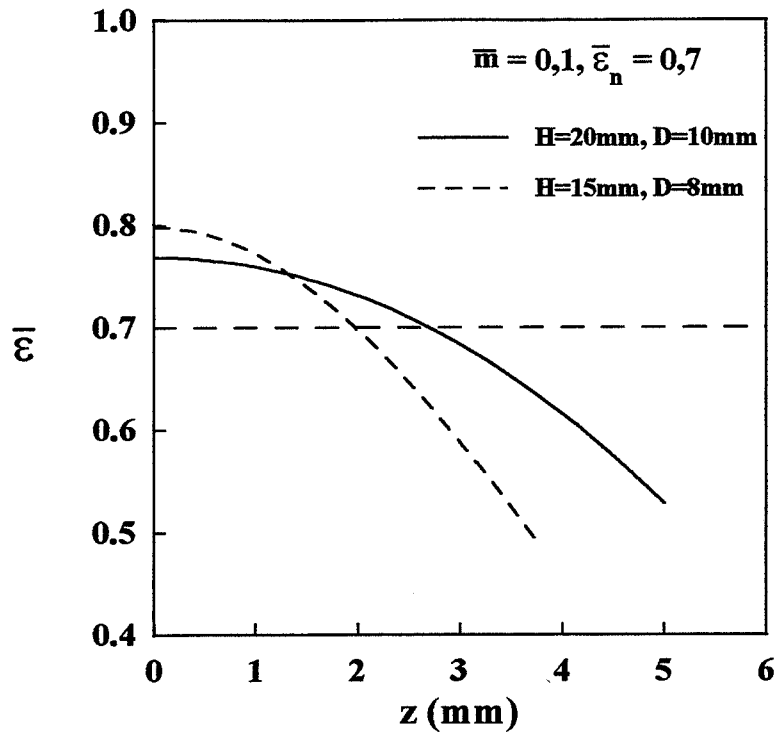


Figure II-11 : Evolution de  $\bar{\varepsilon}$  pour  $\bar{m} = 0,1$  le long de l'axe vertical.

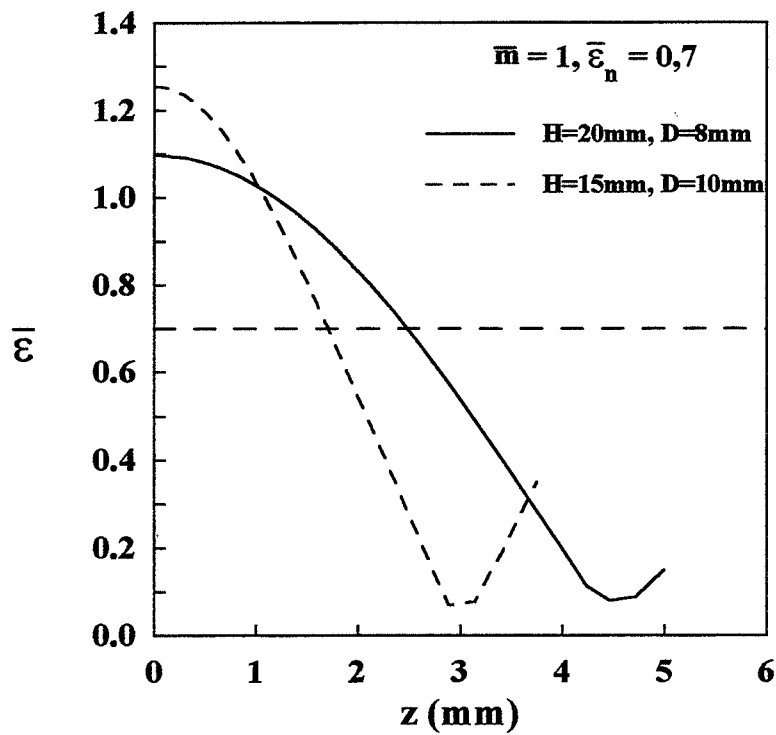
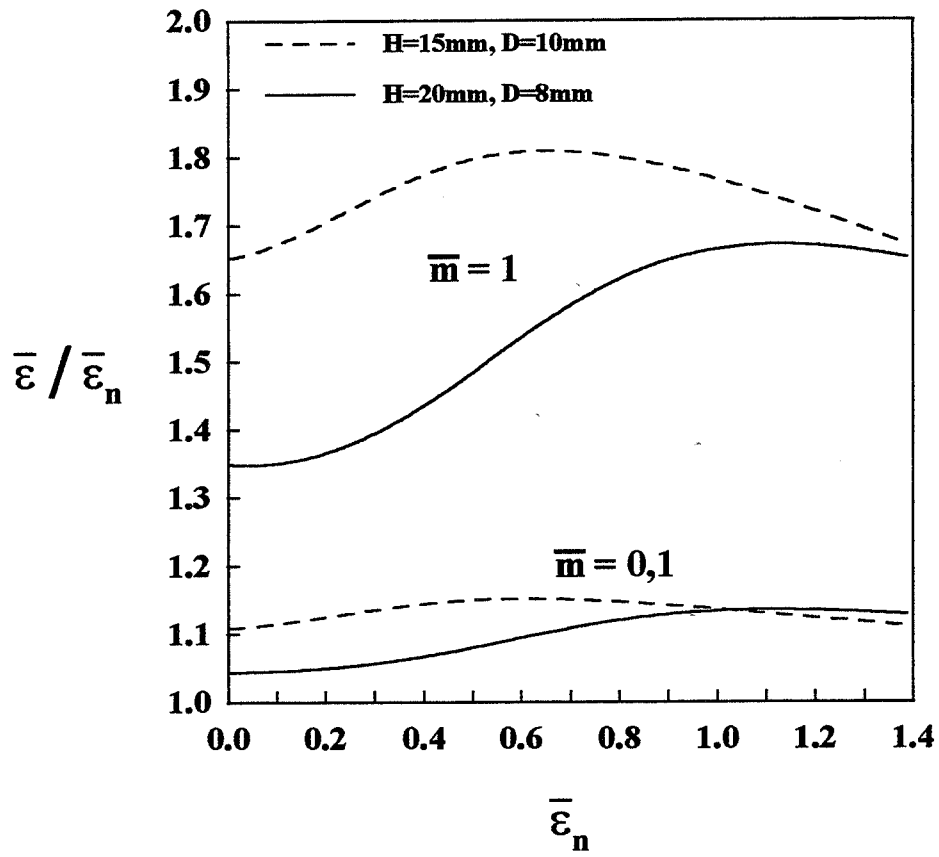


Figure II-12 : Evolution de  $\bar{\varepsilon}$  pour  $\bar{m} = 1$  le long de l'axe vertical.



**Figure II-13 :** évolution de l'hétérogénéité de déformation au centre de l'échantillon au cours de la déformation.

L'hétérogénéité de déformation est beaucoup plus importante sur l'axe de révolution de l'échantillon. On peut le constater sur les figures II-11 et II-12 où sont présentées les mêmes évolutions que les précédentes, mais sur l'axe  $z$  en  $r=0$ . La diminution de  $\bar{\epsilon}$  est ici bien plus sensible, en particulier dans l'échantillon massif dont la courbe passe très vite sous celle du lopin élancé, et ceci quelle que soit la valeur de  $\bar{m}$ . Dans le cas où  $\bar{m}=1$ , le minimum de déformation ne se situe pas en  $z=H$ , c'est-à-dire au contact de l'outil de presse, mais environ un demi-millimètre en retrait.

De ces évolutions, on peut déduire qu'il existe au centre de l'éprouvette comprimée une zone de déformation homogène, plus large que haute, et d'autant plus étendue que  $\bar{m}$  est faible. Un échantillon initial élancé favorise la présence d'une zone homogène en déformation plus grande.

#### II-4-5 Evolution de l'hétérogénéité au cours de la déformation

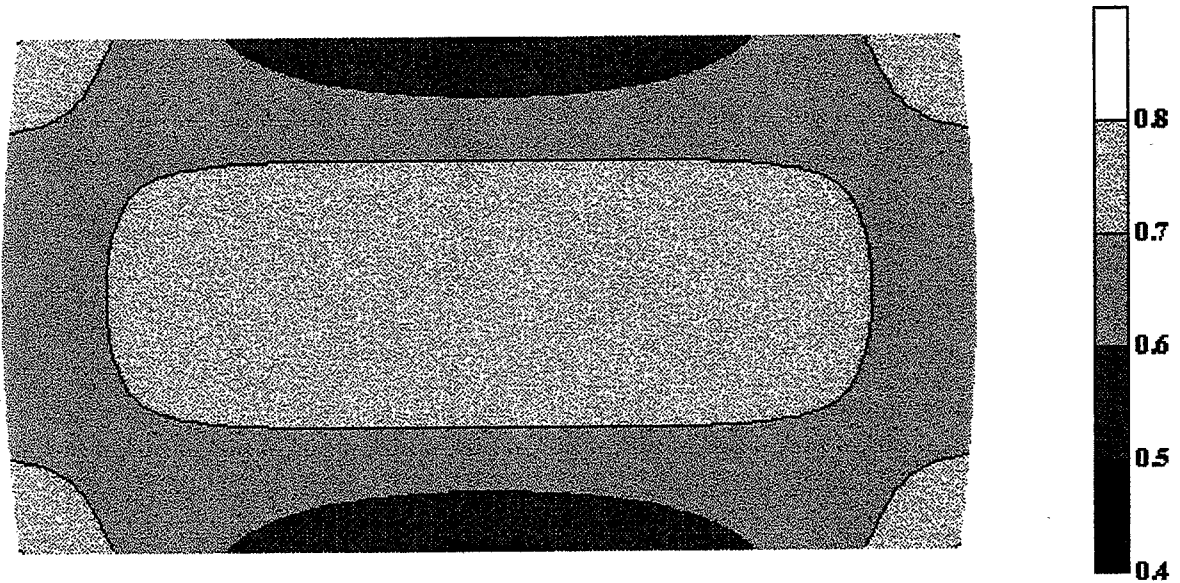
Comme le montre la figure II-13, la déformation est plus hétérogène quand le frottement augmente. Pour l'échantillon massif, l'hétérogénéité est acquise dès le début de la déformation puis reste à peu près stable. En revanche, elle augmente régulièrement pour atteindre un palier dans le cas de l'échantillon élancé. On constate que l'hétérogénéité est bien plus élevée dans l'échantillon massif jusqu'à des déformations de l'ordre de 0,7.

#### II-4-6 Présentation des résultats

##### II-4-6-1 Description des cartes isovaleurs

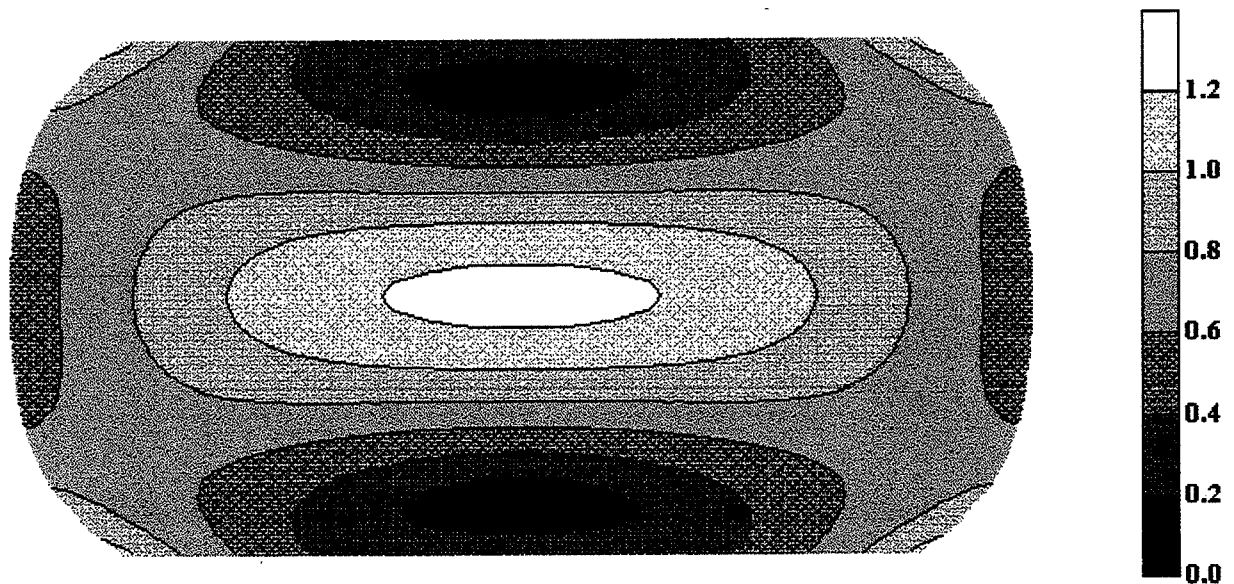
Les figures II-14 et II-15 présentent des cartes isodéformations d'échantillons comprimés. On a constaté, après superposition avec des profils d'échantillons réellement comprimés cette fois-ci, que les formes de bombés étaient tout à fait conformes à la réalité. Outre cet aspect, ces cartes constituent une traduction visuelle efficace des tendances dégagées précédemment. En effet, on observe bien une zone de déformation uniforme au centre du lopin, qui est d'autant plus étendue que le frottement est faible. Le gradient de déformation est plus important lorsque le frottement augmente et quand l'échantillon est plus massif. Il existe une zone "morte" très peu déformée qui est au contact de l'outil de presse si  $\bar{m}$  est faible et légèrement en retrait si  $\bar{m}$  est maximum. A l'endroit de l'arête commune entre la surface au contact de l'outil de presse et la surface libre (visualisé par les 4 "coins" sur les figures), on remarque, dans l'échantillon massif en particulier, la présence d'une petite zone de déformation élevée. En effet, la matière au contact du tas de presse





$\bar{m}=0,1$

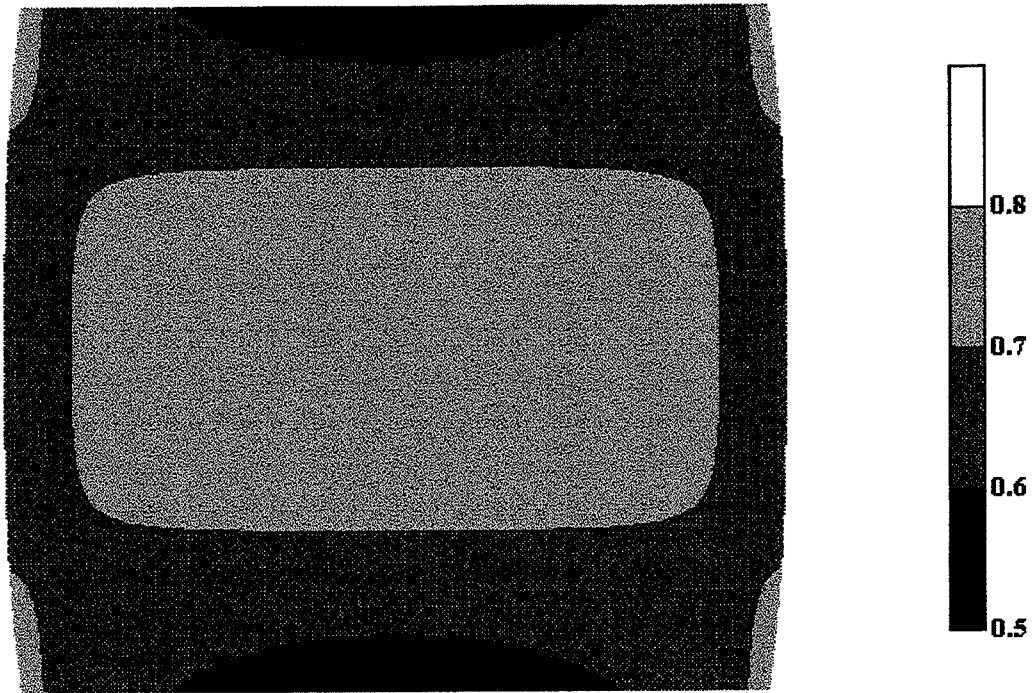
(a)



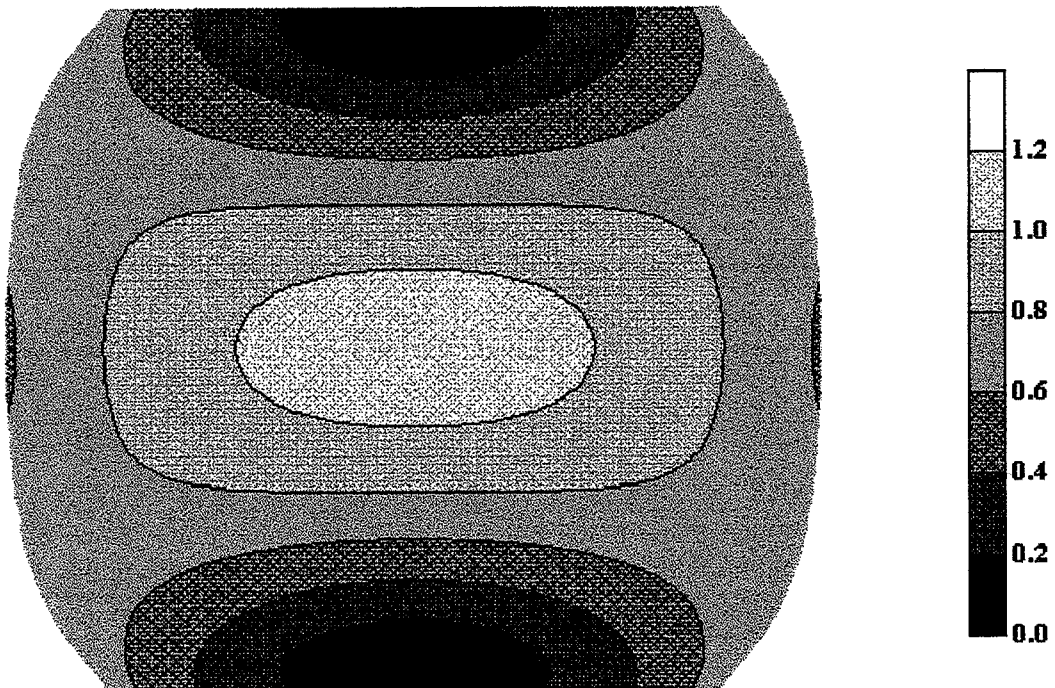
$\bar{m}=1$

(b)

**Figure II-14 :** cartes isodéformations d'un échantillon massif ( $H=15\text{mm}$ ,  $D=10\text{mm}$ ) déformé de  $\bar{\epsilon}_n=0,7$  pour deux  $\bar{m}$  différents.



$\bar{m}=0,1$   
(a)



$\bar{m}=1$   
(b)

**Figure II-15 :** cartes isodéformations d'un échantillon élancé ( $H=20\text{mm}$ ,  $D=8\text{mm}$ ) déformé de  $\bar{\epsilon}_n=0,7$  pour deux  $\bar{m}$  différents.



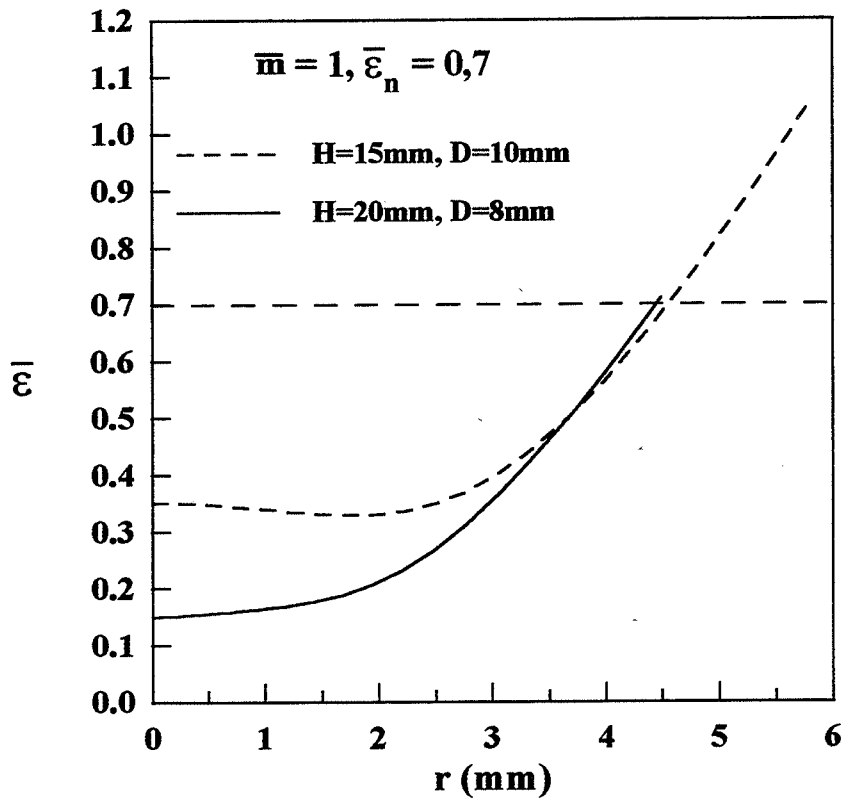
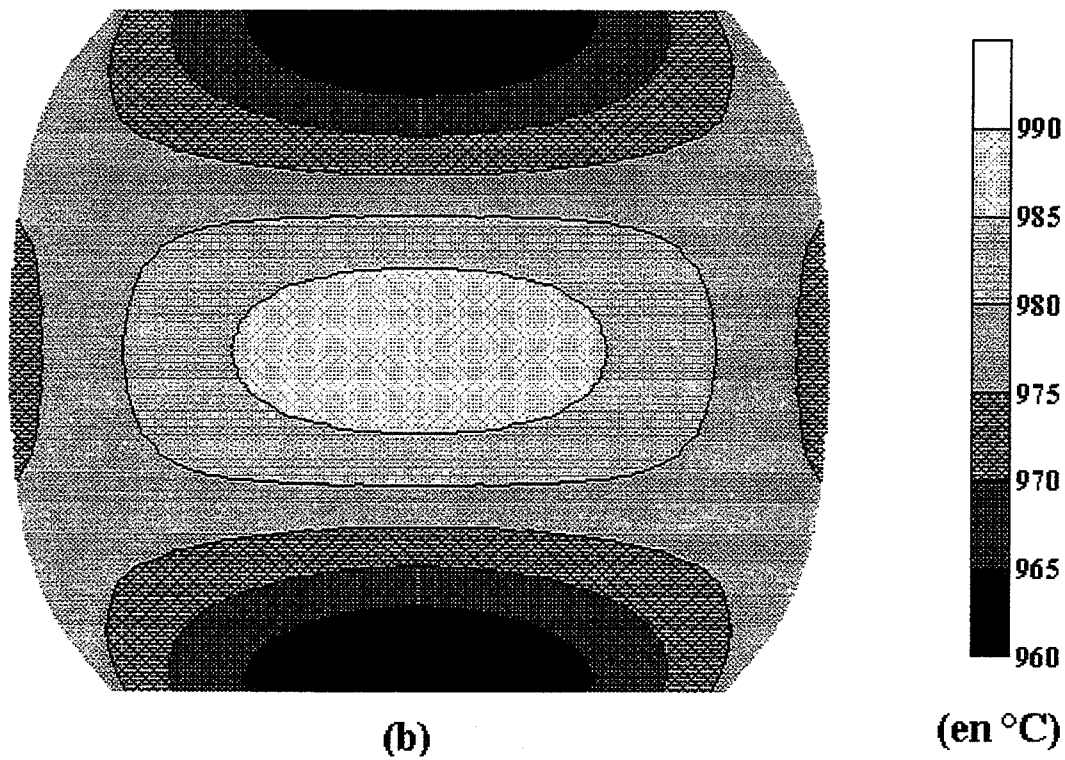
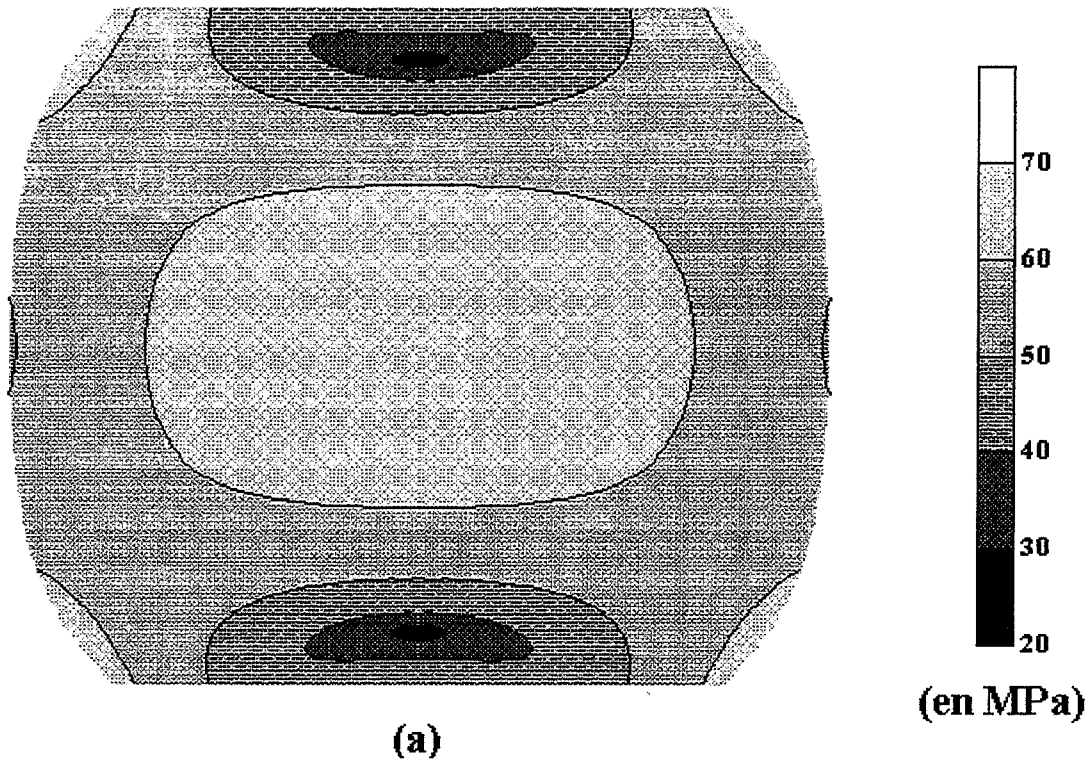


Figure II-16 : Evolution de  $\bar{u}$  pour  $\bar{m} = 1$  le long du rayon en  $z = H$ .



**Figure II-17 :** distribution des contraintes d'écoulement (a) et des températures (b) dans un échantillon élancé ( $H=20\text{mm}$ ,  $D=8\text{mm}$ ) comprimé de  $\bar{\epsilon}_n=0,7$  à  $960^\circ\text{C}$  pour  $\bar{m}=1$ .

qui se trouve sur la périphérie de l'éprouvette a plus de liberté de se mouvoir, et donc de se déformer, que celle qui est proche de l'axe de révolution. Selon la géométrie de l'échantillon, le taux de compression et le coefficient de frottement, on observera dans les "coins" une zone d'augmentation de la déformation locale plus ou moins étendue. La figure II-16 montre l'évolution de  $\bar{\epsilon}$  le long de l'outil de presse pour les deux types d'échantillon avec  $\bar{m}=1$ . A contrario, une aire de faible déformation est observée à l'extrémité du rayon équatorial, comme on peut le déduire des figures II-9 et II-10.

Les contraintes locales  $\bar{\sigma}$  présentent une répartition proche de celle des déformations : elles sont les plus élevées là où la matière se déforme le plus (figure II-17-a). La déformation s'accompagne d'une augmentation de la température d'autant plus grande que l'on se rapproche du centre (figure II-17-b). Dans des conditions extrêmes, c'est-à-dire un frottement élevé dans échantillon massif, le modèle prévoit le passage local du métal au-dessus du transus  $\beta$  (980°C). Toutefois, il faut bien rappeler que l'hypothèse d'adiabaticité surestime l'autoéchauffement.

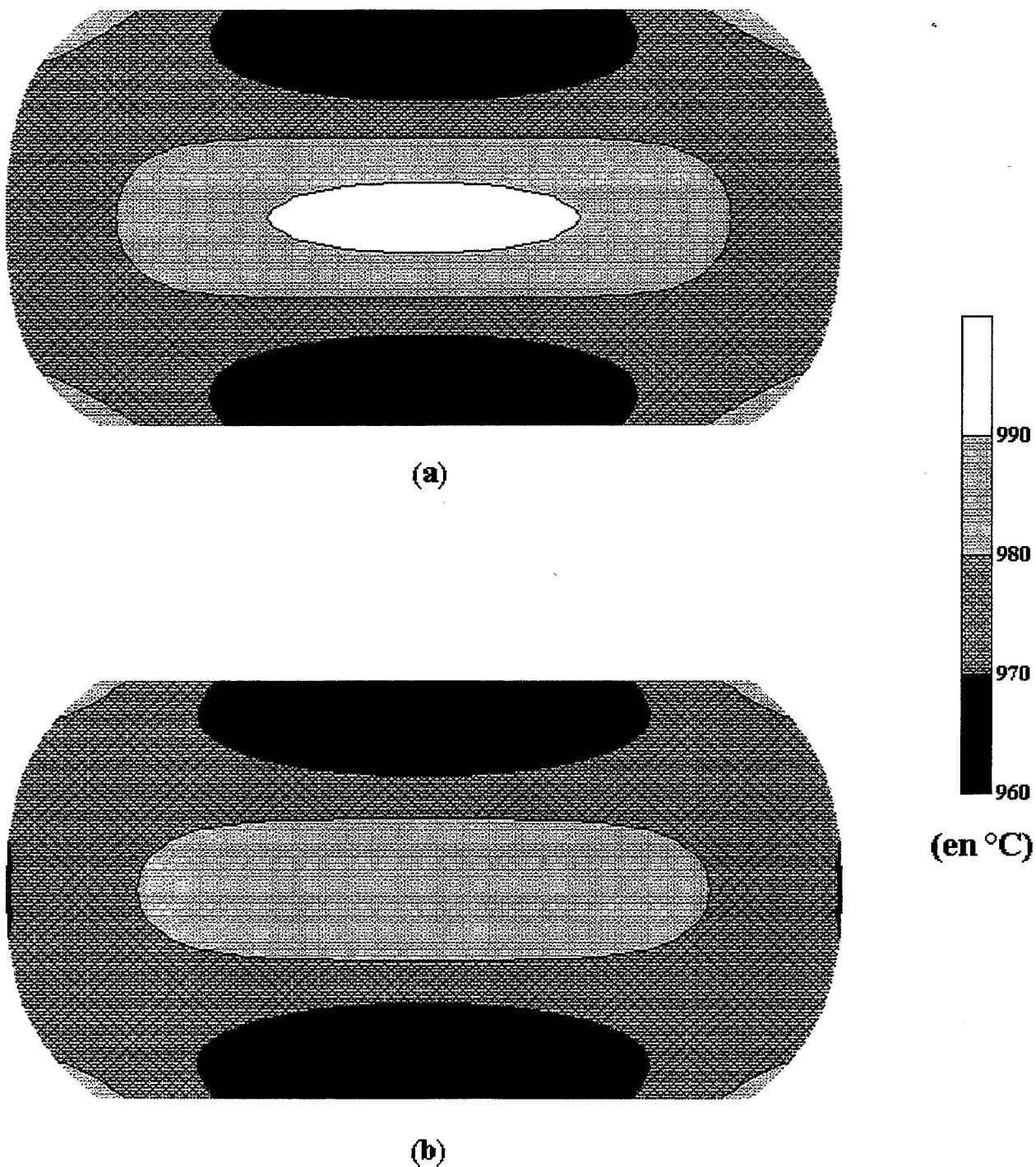
#### II-4-6-2 Effet de l'autoéchauffement

L'échauffement induit par la déformation a pour effet de diminuer la consistance  $k$  et par suite la contrainte d'écoulement locale  $\bar{\sigma}$  du matériau. Ceci a pour conséquence d'homogénéiser les températures locales, en élargissant les domaines où les températures sont les plus faibles (figure II-18). De ce fait, la température diminue globalement dans l'éprouvette. D'ailleurs, la figure II-19 montre que la température moyenne de l'échantillon croît plus lentement lorsque l'on intègre l'autoéchauffement dans le calcul de  $\bar{\sigma}$ . A l'aide de la figure II-20, on peut voir que ses effets sur la répartition des déformations sont négligeables.

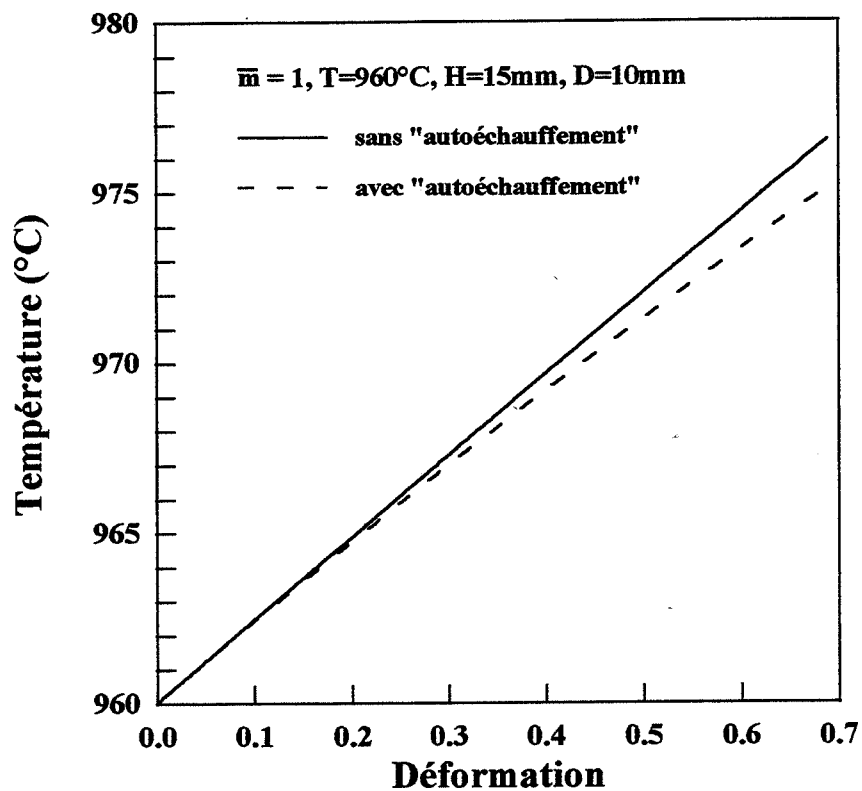
#### II-4-6-3 Grandeurs physiques globales associées

Si le niveau de la contrainte d'écoulement est similaire à celui observé expérimentalement, soit entre 60 et 70 MPa à 960°C, son évolution au cours de la déformation diffère sensiblement (figure II-21). En effet, là où l'on devrait observer une décroissance rapide, puis une stabilisation de la contrainte (voir figure IV-22), on assiste à une légère augmentation de celle-ci, quelle que soit la géométrie de l'échantillon. Ceci résulte de la simplicité du modèle, dans lequel tous les aspects de la déformation, en particulier les évolutions microstructurales du métal, n'ont pas été pris en compte.

Sur la figure II-22, on peut voir que le modèle prédit une augmentation, linéaire avec la déformation, de la température moyenne de l'éprouvette.

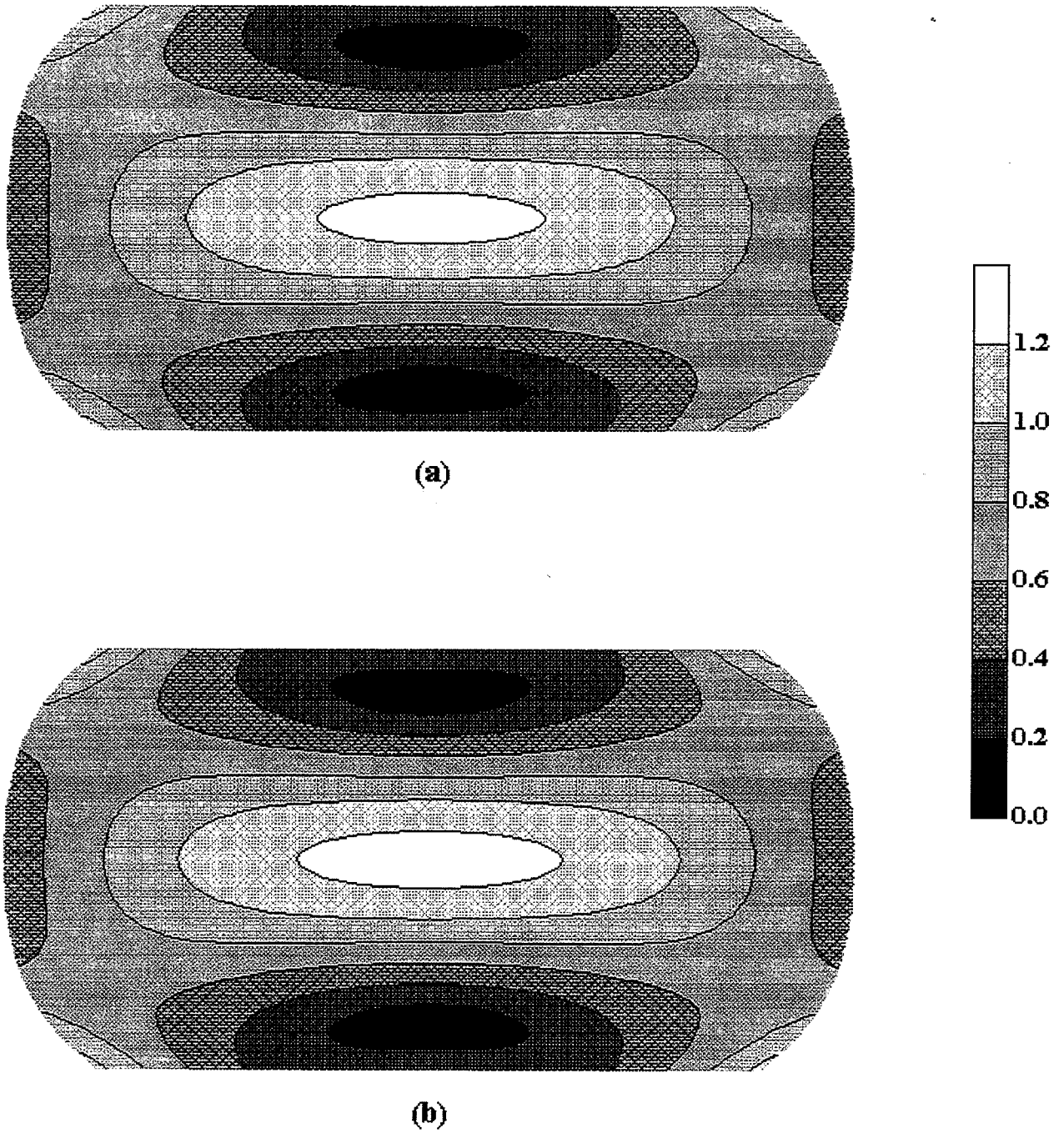


**Figure II-18** : distribution des températures dans l'échantillon massif ( $H=15\text{mm}$ ,  $D=10\text{mm}$ ) sans (a) et avec (b) prise en compte de l'autoéchauffement dans le calcul :  $\bar{\epsilon}_n=0,7$ ,  $\bar{m}=1$  et  $T=960^\circ\text{C}$ .



**Figure II-19** : évolution de la température moyenne de l'échantillon massif avec et sans prise en compte de l'autoéchauffement dans le calcul





**Figure II-20** : effet de la prise en compte de l'autoéchauffement (b) sur la distribution des déformations dans l'échantillon massif (a) ( $H=15\text{mm}$ ,  $D=10\text{mm}$ ,  $\bar{\epsilon}_n=0,7$ ,  $T=960^\circ\text{C}$  et  $\bar{m}=1$ ).

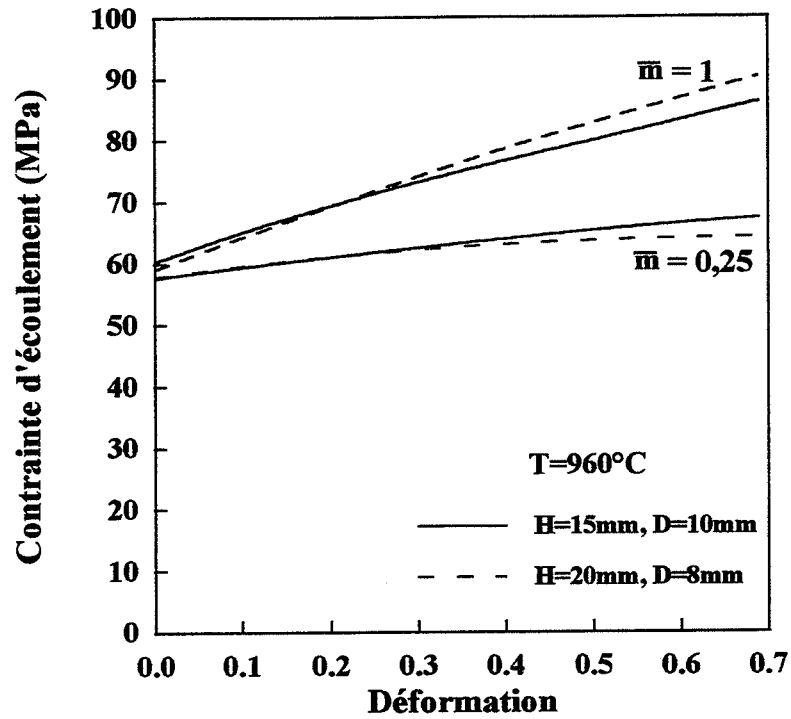


Figure II-21 : courbes contrainte-déformation à 960°C pour les deux géométries d'échantillon.

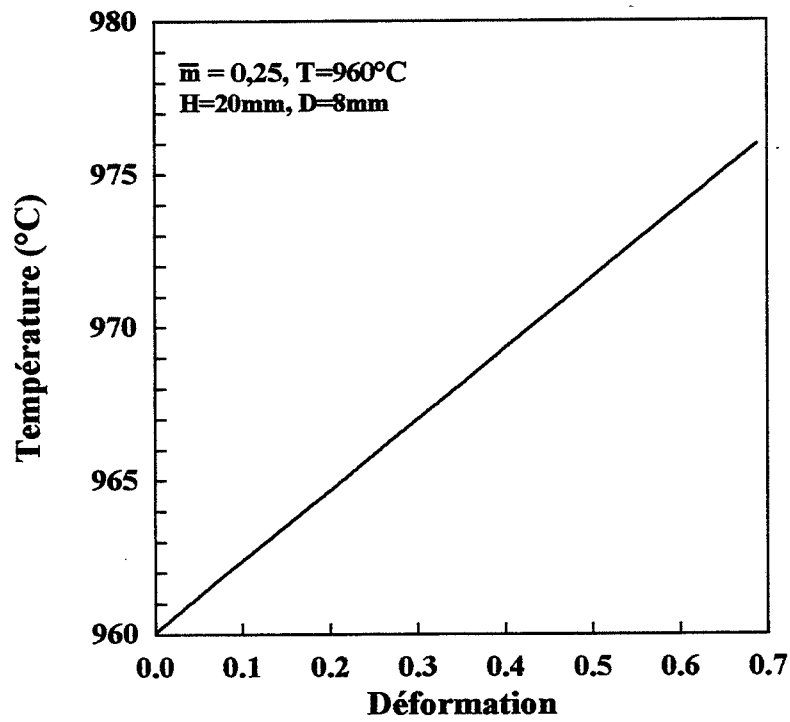
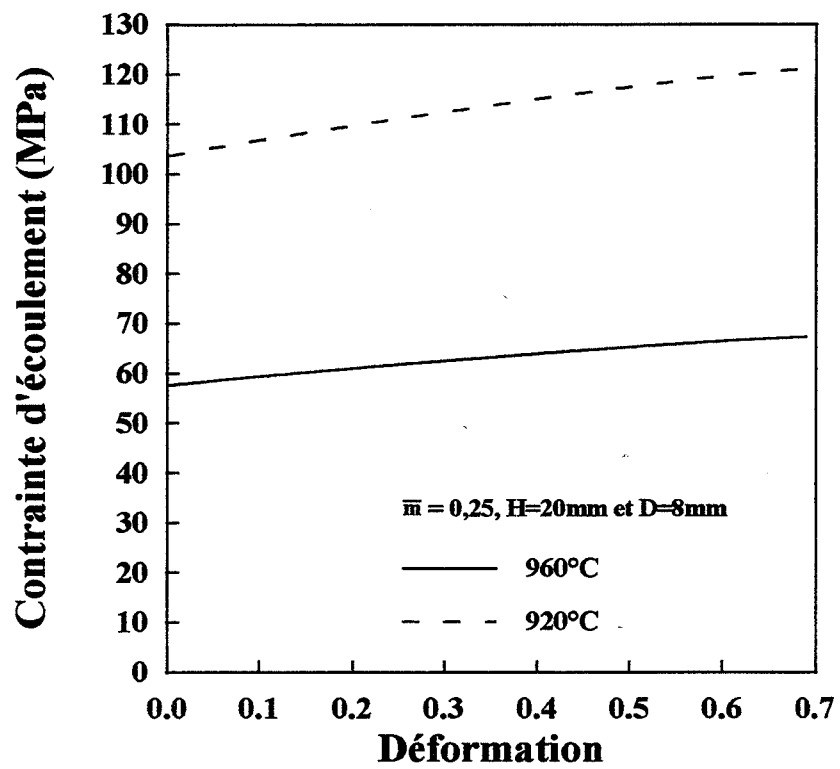


Figure II-22 : évolution de la température moyenne de l'échantillon élargi avec la déformation à  $T=960^\circ\text{C}$ .



**Figure II-23** : courbes contrainte-déformation pour l'échantillon élancé à deux températures différentes.

#### II-4-6-4 Conséquences du changement de température nominale de l'essai

Les résultats généraux présentés ci-dessus, qui correspondent à des échantillons comprimés à 960°C, sont valables aux autres températures de compression. Il est néanmoins nécessaire de mettre en évidence les tendances plus fines afin de différencier les compressions à 920 et 960°C, qui sont les deux températures auxquelles ont été réalisés les essais décrits dans les chapitres suivants.

La figure II-23 montre que les deux essais sont bien différenciés en ce qui concerne la contrainte, qui plus est à des niveaux équivalents aux valeurs réelles. En revanche, les répartitions des déformations sont identiques. Pour comprendre ce comportement, il faut regarder de plus près l'expression de la puissance totale minimisée dans le calcul de modélisation :

$$\dot{W}_T = \dot{W}_P + \dot{W}_F \quad (\text{II-32})$$

$$\dot{W}_T = \sum \dot{w}_P + \sum \dot{w}_F \quad (\text{II-33})$$

$$\begin{aligned} \dot{W}_T = \sum \frac{2}{3} k(T) \dot{\epsilon}^{m-1} (\dot{\epsilon}_{rr}^2 + \dot{\epsilon}_{zz}^2 + \dot{\epsilon}_{\theta\theta}^2 + 2\dot{\epsilon}_{rz}^2) \Delta V \\ + \sum \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \bar{m} k(T) \dot{\epsilon}^{m+1} R^3 \left( -\frac{2}{3} \alpha + \frac{2}{5} \beta \frac{R^2}{H^2} + \frac{1}{3} \delta + \frac{5}{6} \right) \end{aligned} \quad (\text{II-34})$$

$$\begin{aligned} \dot{W}_T = \frac{2}{3} k(T) \dot{\epsilon}^{m-1} \sum (\dot{\epsilon}_{rr}^2 + \dot{\epsilon}_{zz}^2 + \dot{\epsilon}_{\theta\theta}^2 + 2\dot{\epsilon}_{rz}^2) \Delta V \\ + \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \bar{m} k(T) \dot{\epsilon}^{m+1} R^3 \sum \left( -\frac{2}{3} \alpha + \frac{2}{5} \beta \frac{R^2}{H^2} + \frac{1}{3} \delta + \frac{5}{6} \right) \end{aligned} \quad (\text{II-35})$$

Toutes choses égales par ailleurs, la différence de température de compression ne s'exprime que dans  $k(T)$ . La consistance, en facteur des signes somme, modifie les valeurs des puissances et par conséquent celles des contraintes. Cependant, comme elle n'intervient pas dans la minimisation au niveau des coefficients  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\delta$ , elle n'a pas d'effet sur les vitesses de déformation et sur les déformations locales. Seule la prise en compte de l'autoéchauffement est susceptible de modifier cet aspect, mais de façon très légère, comme on l'a vu au paragraphe II-4-6-2.



## II-4-7 Comparaison avec les éléments finis

Les prédictions du code FORGE2, utilisé en collaboration avec la SNECMA sont maintenant comparées à celles du modèle analytique présenté ci-dessus.

### II-4-7-1 Lois de comportement utilisées par FORGE2

Ce code d'éléments finis fonctionne avec la loi dite de Norton-Hoff (ou loi puissance):

$$\bar{\sigma} = C e^{\beta/T} \sqrt{3}^{m+1} \dot{\epsilon}^m \quad (\text{II-36})$$

avec  $K = C e^{\beta/T}$  la consistance de l'échantillon  
 $\beta$  la température d'activation en K  
et  $m$  la sensibilité à la vitesse.

On peut écrire cette loi de la manière suivante :

$$\bar{\sigma} = \sqrt{3}^{m+1} K \dot{\epsilon}^m \quad (\text{II-37})$$

et l'identifier à celle utilisée dans le modèle analytique :

$$\bar{\sigma} = A \exp\left(\frac{mQ}{RT}\right) \dot{\epsilon}^m = k \dot{\epsilon}^m \quad (\text{II-38})$$

en posant :

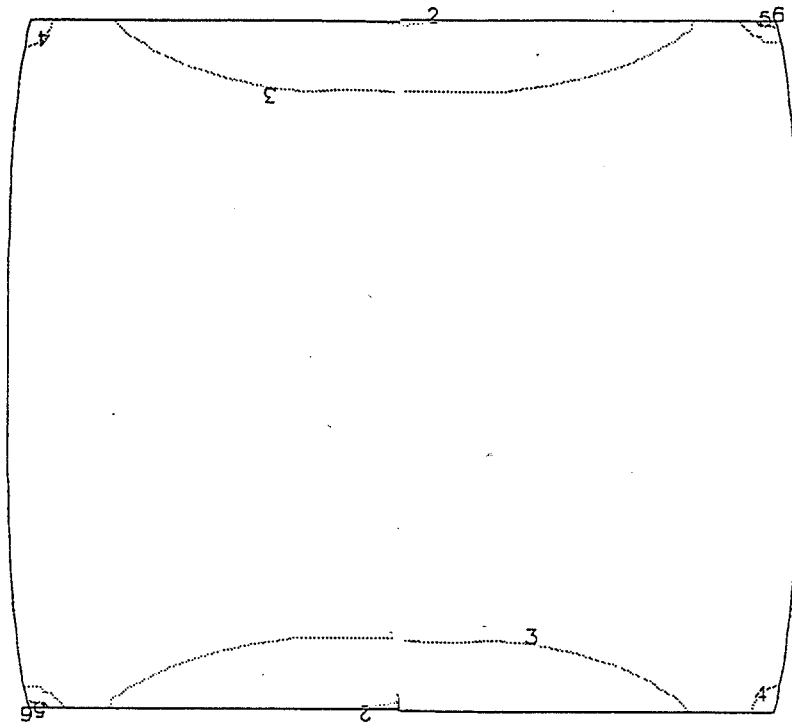
$$\beta = \frac{mQ}{R} \quad (\text{II-39})$$

et :

$$k = \sqrt{3}^{m+1} K \quad (\text{II-40})$$

En ce qui concerne le frottement, le code FORGE2 ne dispose pas de la formulation de Tresca, mais d'une loi qui s'écrit :

$$\tau = \alpha K |\Delta V|^p \quad (\text{II-41})$$



1	Eb = 0.200	
2	Eb = 0.400	
3	Eb = 0.600	
4	Eb = 0.800	
5	Eb = 1.000	( $\bar{\epsilon}$ local)
6	Eb = 1.200	
7	Eb = 1.400	
8	Eb = 1.600	
Maxi=	0.1218E+01	
Mini=	0.3687E+00	

**Figure II-24** : carte isodéformation d'un échantillon déformé de  $\bar{\epsilon}_n = 0,7$  pour  $\bar{m}=0,1$  (résultat du code Forge2).

Cette relation définit la cission  $\tau$ , créée par la différence de vitesse de glissement  $\Delta V$  entre deux solides, au travers du coefficient de frottement  $\alpha$ , de la sensibilité à la vitesse de glissement  $p$  et de la consistance  $K$ . La comparaison des deux lois de frottement donne :

<p style="text-align: center;">Tresca</p> $\tau = \bar{m} \frac{\bar{\sigma}}{\sqrt{3}}$ $\Rightarrow \bar{m} = \frac{\sqrt{3}\tau}{\bar{\sigma}}$	<p style="text-align: center;">Forge 2</p> $\bar{\sigma} = K\sqrt{3}^{\frac{m+1}{2}} \dot{\epsilon}^m \text{ et } \tau = \alpha K  \Delta V ^p$ $\Rightarrow \frac{\sqrt{3}\tau}{\bar{\sigma}} = \frac{\alpha  \Delta V ^p}{\sqrt{3}^{\frac{m+1}{2}} \dot{\epsilon}^m}$
--	---

$$\Rightarrow \bar{m} = \frac{\alpha \Delta V^p}{\sqrt{3}^{\frac{m+1}{2}} \dot{\epsilon}^m} \quad (\text{II-42})$$

L'équivalence des deux coefficients n'est pas immédiate. Nous avons donc choisi la solution d'annuler  $p$  et d'écrire :

$$\boxed{\alpha = \bar{m} (\sqrt{3} \dot{\epsilon})^m} \quad (\text{II-43})$$

En effet, la relation (II-43) permet de se ramener au frottement de Tresca :

$$\tau = \alpha K = \bar{m} (\sqrt{3} \dot{\epsilon})^m \frac{k}{\sqrt{3}^{\frac{m+1}{2}}} = \bar{m} \frac{k}{\sqrt{3}} \dot{\epsilon}^m = \bar{m} \frac{\bar{\sigma}}{\sqrt{3}}$$

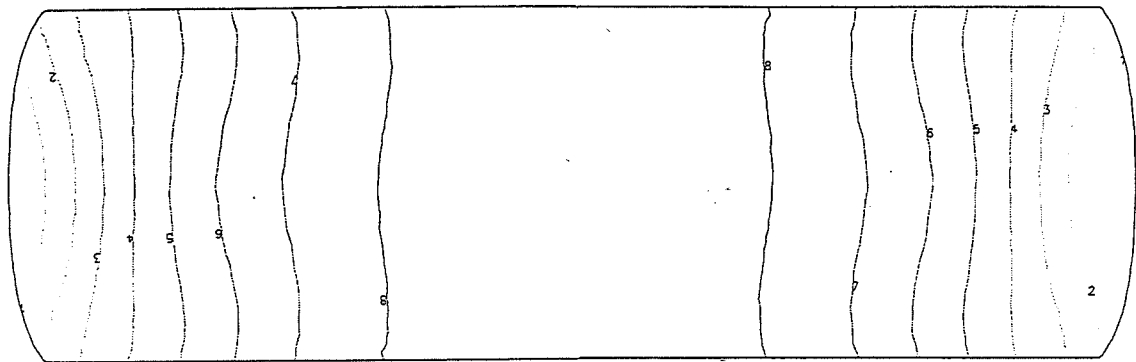
Les coefficients  $C$ ,  $\beta$  et  $\alpha$  ont été choisis de telle manière que les lois de comportement et de frottement soient identiques dans les deux cas. Les dimensions de l'échantillon sont  $H=20\text{mm}$  et  $D=8\text{mm}$ , la température de compression est de  $960^\circ\text{C}$  et  $\dot{\epsilon}_n = 10^{-1} \text{s}^{-1}$ .

#### II-4-7-2 Résultats et comparaisons

a)  $\alpha$  équivalent à  $\bar{m}=0,1$

La compression s'est déroulée de manière quasi-uniforme. En effet, les valeurs locales des déformations sont plus homogènes et plus faibles que celles du modèle analytique dans les mêmes conditions (figure II-24 et figure II-15-a). En revanche, on voit que la déformation la plus élevée





1	Tem=	985.8	
2	Tem=	985.8	
3	Tem=	985.8	
4	Tem=	985.9	(Température en °C)
5	Tem=	985.9	
6	Tem=	986.0	
7	Tem=	986.0	
8	Tem=	986.0	
	Maxi=	0.9861E+03	
	Mini=	0.9857E+03	

**Figure II-25** : distribution des températures dans un échantillon déformé de  $\bar{\epsilon}_n = 1,4$  pour  $\bar{m} = 0,1$  (résultat du code Forge2).

se situe à la périphérie de la surface de glissement (les "coins" sur les figures), phénomène que l'on n'observe que très rarement dans le modèle analytique, même si l'on constate quelquefois une légère augmentation à cet endroit. La température reste identique dans tout l'échantillon (figure II-25). Les contraintes locales varient également faiblement (figure II-26), toujours avec un maximum dans les "coins".

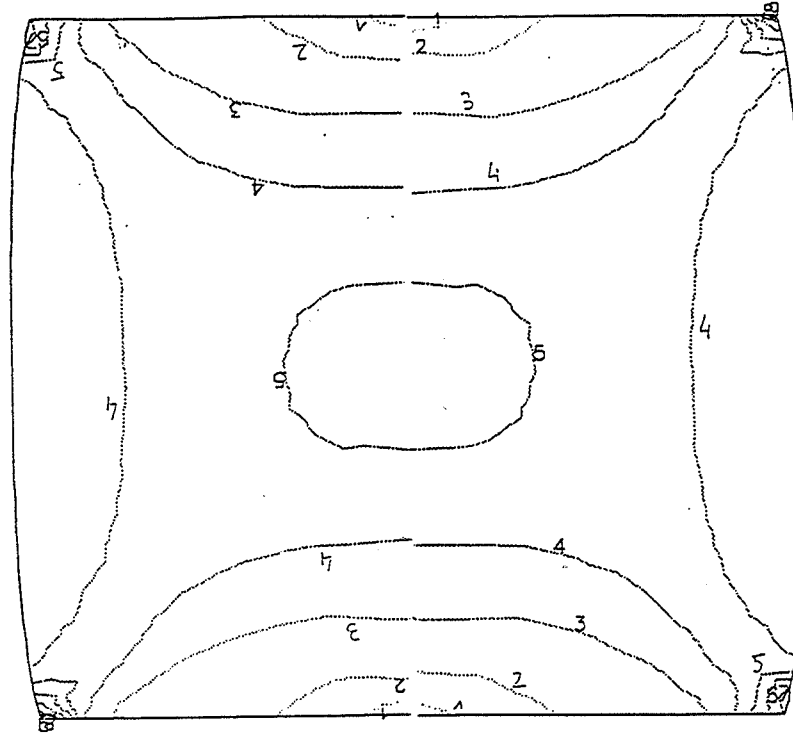
b)  $\alpha$  équivalent à  $\bar{m}=1$

La distribution des grandeurs mécaniques est cette fois-ci beaucoup plus hétérogène que dans le cas précédent. Le gradient de déformation est important, la valeur la plus élevée se situant sur le pourtour de la surface de contact outil de presse - éprouvette (figure II-27 et figure II-15-b). Les valeurs numériques restent inférieures à celles du cas analytique correspondant. Les contraintes locales augmentent du simple au triple du contact de l'outil de presse au cœur du lopin comprimé. Sur les figures II-28 et II-17-a, on peut voir qu'une différence notable entre les deux distributions réside dans la position du minimum de la contrainte : dans le cas analytique, la plus petite valeur se situe en retrait du contact entre l'échantillon et l'outil de presse. En effet, comme le montre la figure II-29-a, la valeur de  $\dot{\epsilon}_r$  s'annule en un point qui n'est pas au contact du tas de presse. Cela peut se comprendre intuitivement en considérant qu'une elongation au centre de l'échantillon peut s'accompagner d'une légère contraction sous le tas (voir les petites flèches sur la figure II-29-a). D'autre part, comme  $\dot{\epsilon}_r = \dot{\epsilon}_{\theta\theta} = -\frac{1}{2}\dot{\epsilon}_{zz}$  quand  $r=0$ ,  $\dot{\epsilon}_{zz}$  s'annule exactement au même endroit que  $\dot{\epsilon}_r$  sur l'axe  $z$  (figure II-29-b). Leurs zones de changement de signe respectives sont ainsi à peu près identiques dans cette partie de l'échantillon. De ce fait,  $\dot{\epsilon}$  et  $\bar{\sigma}$  sont localement plus faibles dans cette zone qu'au contact direct du tas de presse. Evidemment, la position du minimum n'est pas fixe et se modifie un peu au cours de la déformation. Par ailleurs, comme dans le cas précédent, les températures locales sont identiques dans tout l'échantillon (987°C ici, soit au-dessus du transus  $\beta$ , sur la figure II-30).

Lorsqu'on examine des échantillons déformés au-delà de  $\bar{\epsilon}_n=1$  (figure II-31 et figure II-32), on constate que les deux modèles se comportent différemment. En effet, dans le cas des éléments finis, la surface latérale, initialement libre de tout contact, se retrouve prise sous le tas de presse comme partie intégrante de la surface "glissante", alors que ce n'est pas le cas dans le modèle analytique. De ce point de vue, les éléments finis semblent les plus proches de la réalité, car on observe effectivement de tels comportements lors des essais expérimentaux.

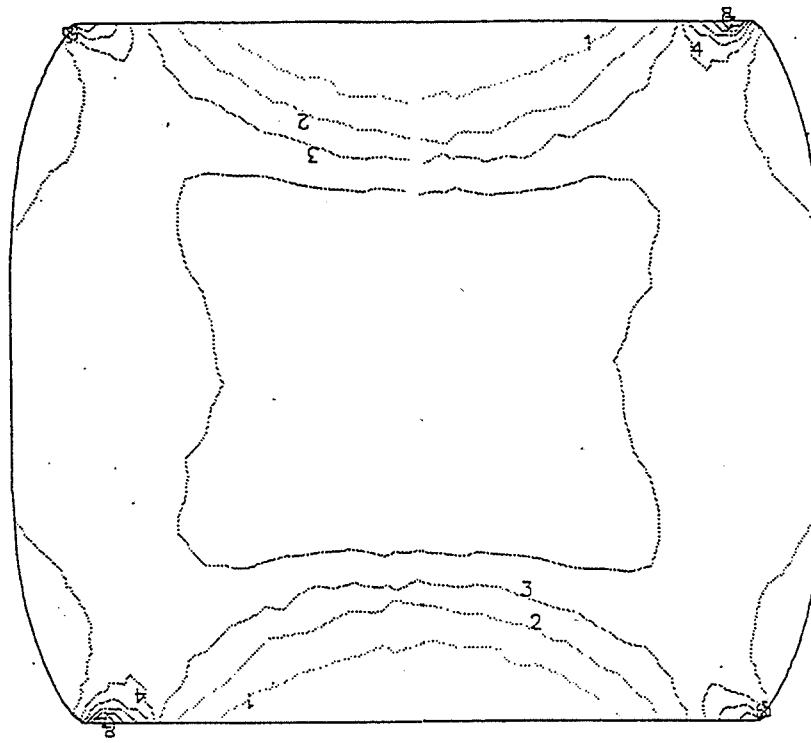
## II-5 Conclusion

En dépit de sa simplicité, le modèle analytique offre des résultats tout à fait conformes aux essais expérimentaux. Notamment, la présence d'une zone centrale homogène en déformation,



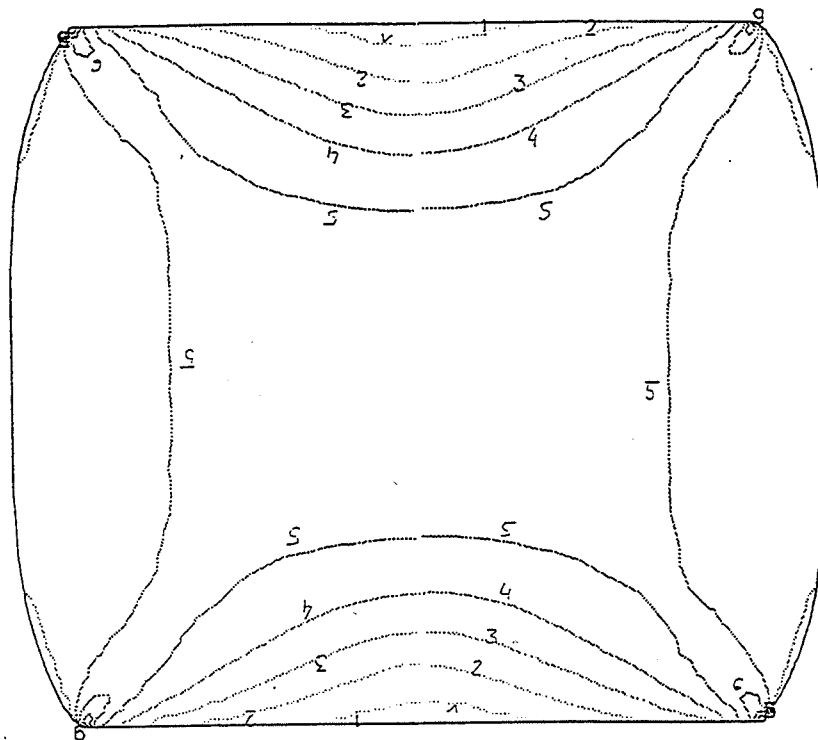
1	Seq=	42.40	
2	Seq=	44.38	
3	Seq=	46.36	
4	Seq=	48.34	(Contrainte en MPa)
5	Seq=	50.33	
6	Seq=	52.31	
7	Seq=	54.29	
8	Seq=	56.27	
9	Seq=	58.25	
	Maxi=	0.6023E+02	
	Mini=	0.4042E+02	

**Figure II-26** : distribution des contraintes d'écoulement dans un échantillon déformé de  $\bar{\epsilon}_p = 0,7$  pour  $\bar{m} = 0,1$  (résultat du code Forge2).



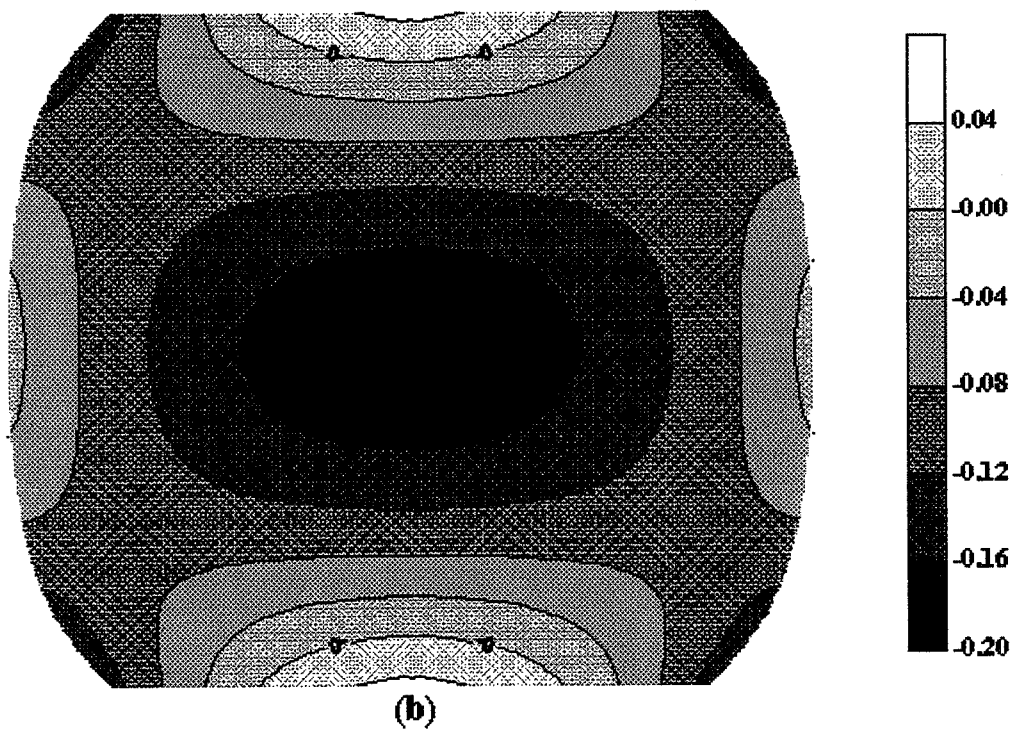
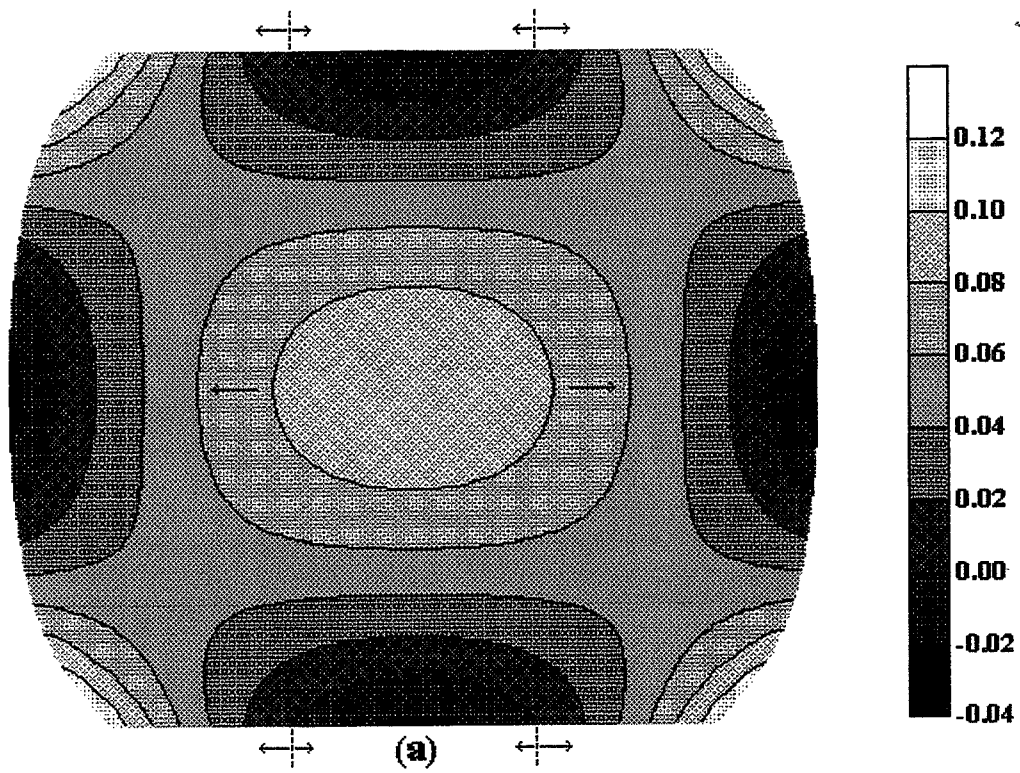
- 1 Eb = 0.200
  - 2 Eb = 0.400
  - 3 Eb = 0.600
  - 4 Eb = 0.800
  - 5 Eb = 1.000
  - 6 Eb = 1.200
  - 7 Eb = 1.400
  - 8 Eb = 1.600
- ( $\bar{\epsilon}$  local)
- Maxi= 0.2368E+01  
 Mini= 0.2105E-02

**Figure II-27** : carte isodéformation d'un échantillon déformé de  $\bar{\epsilon}_n = 0,7$  pour  $\bar{m}=1$  (résultat du code Forge2).



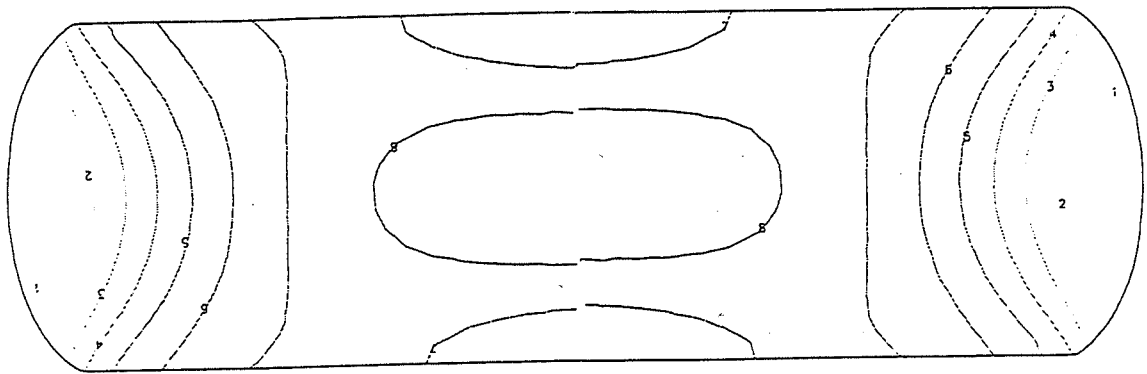
1	Seq=	17.84	
2	Seq=	25.74	
3	Seq=	33.65	
4	Seq=	41.56	
5	Seq=	49.47	(Contrainte en MPa)
6	Seq=	57.38	
7	Seq=	65.29	
8	Seq=	73.20	
9	Seq=	81.11	
	Mxi=	0.8902E+02	
	Mini=	0.9927E+01	

**Figure II-28** : distribution des contraintes d'écoulement dans un échantillon déformé de  $\bar{\epsilon}_n = 0,7$  pour  $\bar{m} = 1$  (résultat du code Forge2).



**Figure II-29** : distribution des  $\bar{\epsilon}_r$  (a) et des  $\bar{\epsilon}_z$  (b) dans l'échantillon élancé ( $H=20\text{mm}$ ,  $D=8\text{mm}$ ) déformé de  $\bar{\epsilon}_n = 0,7$ .



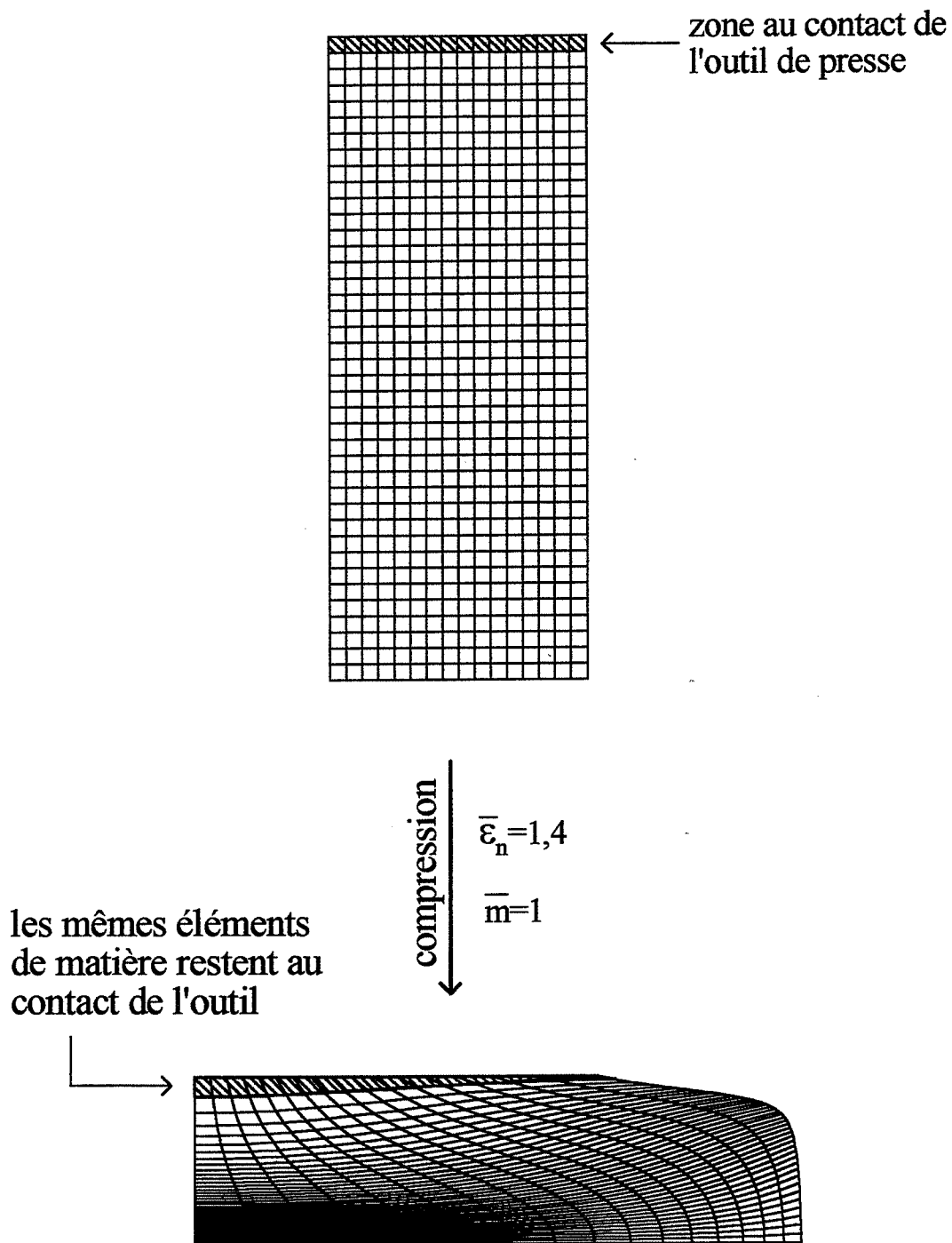


1	Tem= 986.5	
2	Tem= 986.6	
3	Tem= 986.6	
4	Tem= 986.7	
5	Tem= 986.8	
6	Tem= 986.9	
7	Tem= 986.9	
8	Tem= 987.0	
	Maxi= 0.9871E+03	
	Mini= 0.9864E+03	

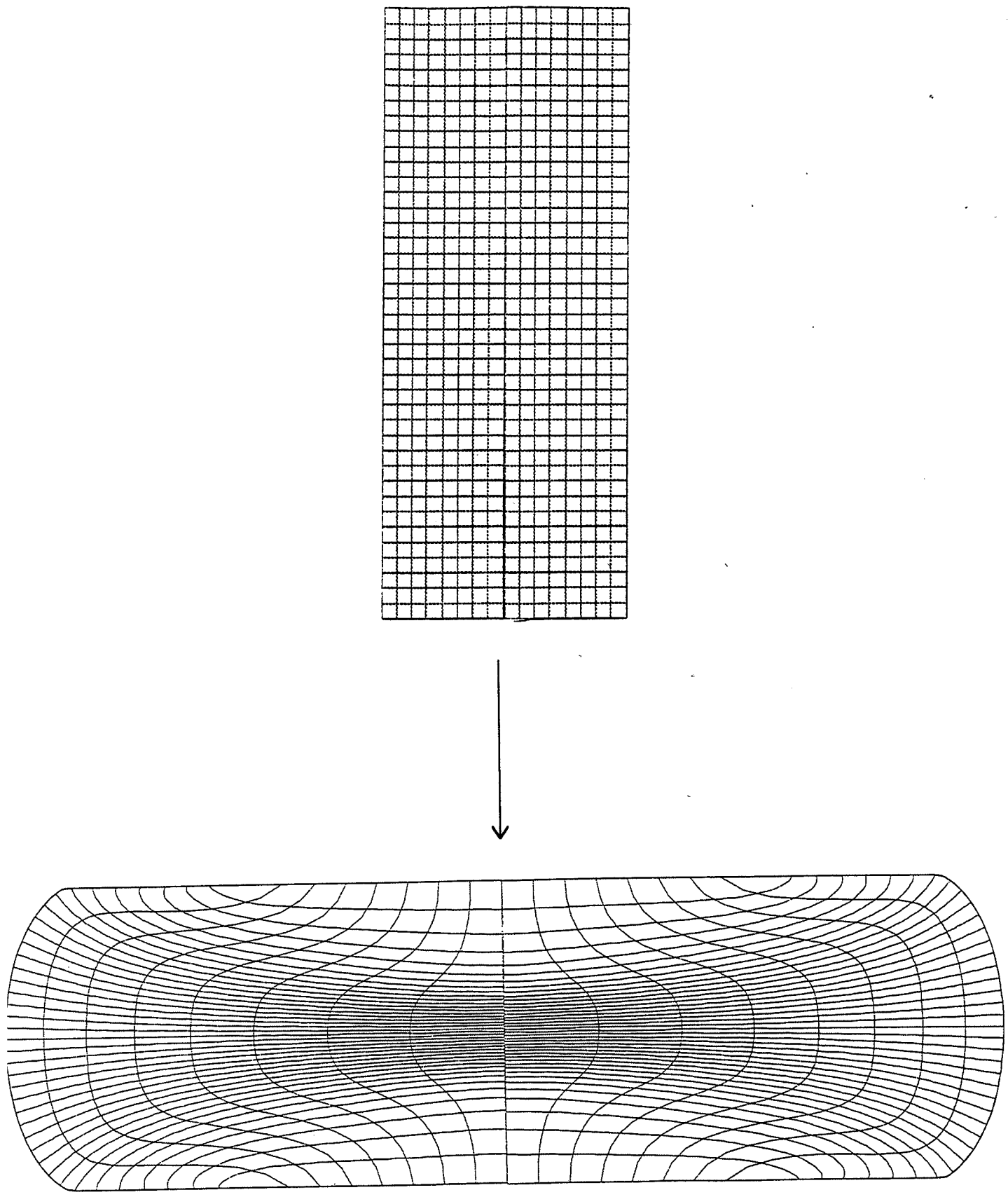
(Température en °C)

**Figure II-30** : distribution des températures dans un échantillon déformé de  $\bar{\epsilon}_p = 1,4$  pour  $\bar{m} = 1$  (résultat du code Forge2).





**Figure II-31** : visualisation des écoulements du métal par un quadrillage sur un quart de la section de l'échantillon (modèle analytique).



**Figure II-32** : visualisation des écoulements du métal par un quadrillage de l'échantillon entier (l'échelle n'est pas respectée) déformé de  $\bar{\epsilon}_n = 1,4$  pour  $\bar{m} = 1$  (résultat du code Forge2).



d'une zone faiblement déformée sous le tas de presse et de formes de bombés réalistes, sont assurées par le modèle. De plus, ces prévisions sont associées à des niveaux de contraintes et à une augmentation de la température réalistes. Aux grandes déformations, il est vrai que la forme des écoulements est moins proche de la réalité que dans le cas des éléments finis. Mais la simplicité recherchée du calcul analytique, qui est associé à un nombre limité de paramètres, ne peut rendre compte de la totalité des phénomènes. C'est l'analyse au centre de l'échantillon qui est primordiale. D'ailleurs, dans le cas des éléments finis, le fait que la déformation soit toujours maximale au niveau de la circonférence externe des surfaces de contact outils - échantillons semble peu réaliste (les microstructures se révèlent peu déformées dans ces zones lors des observations au microscope), et corrompt sans doute ici les résultats du code. Le taux de déformation au centre de l'échantillon est même parfois dans ce cas inférieur à la déformation nominale. De plus, cette méthode tend à accréditer la présence d'une croix de forgeage que l'on observe rarement dans les expériences. Enfin, la symétrie approximative des résultats de FORGE2 n'est pas satisfaisante.

Les tableaux II-1 et II-2 donnent la correspondance entre les valeurs de la déformation nominale utilisées pour les essais expérimentaux et les taux de déformation locaux prévus par le modèle analytique au cœur des échantillons. Ceux-ci seront donc employés dans le dépouillement des résultats des chapitres suivants.

$\bar{\epsilon}_n$	0,1	0,2	0,25	0,3	0,4	0,47	0,7	0,92	1	1,4	2,1	2,8
$\bar{\epsilon}$ local	0,11	0,22	0,28	0,34	0,46	0,55	0,85	1,15	1,25	1,75	2,4	3,2

Tableau II-1 : correspondance entre  $\bar{\epsilon}_n$  et  $\bar{\epsilon}$  au centre de l'échantillon élancé (H=20mm, D=8mm,  $\bar{m} = 0,25$ ).

$\bar{\epsilon}_n$	0,25	0,5	0,75	1
$\bar{\epsilon}$ local	0,31	0,65	1	1,3

Tableau II-2 : équivalence entre  $\bar{\epsilon}_n$  et  $\bar{\epsilon}$  au cœur de l'éprouvette massive (H=15mm, D=10mm,  $\bar{m} = 0,25$ ).







### III MATERIAU ETUDIE (III-10 à III-21)

#### III-1 Les alliages de titane

Le titane non allié possède, à la température ambiante, une structure cristalline hexagonale compacte appelée phase  $\alpha$  ( $a=2,950\text{\AA}$ ,  $c=4,683\text{\AA}$ ,  $c/a=1,587$ ). Au cours du chauffage a lieu, à  $882^\circ\text{C}$ , la transformation allotropique du titane, c'est-à-dire le passage de la phase  $\alpha$  à la phase  $\beta$ . Cette phase, de réseau cristallin cubique centré ( $a=3,30\text{\AA}$ ), subsiste jusqu'à la fusion à  $1660^\circ\text{C}$ . La température à laquelle a lieu la transformation allotropique est appelée "transus  $\beta$ ".

Les divers éléments d'alliages modifient le domaine d'existence de ces deux phases. Les éléments "alphagènes" élargissent le domaine d'existence de la phase  $\alpha$ , les "bêtagènes" celui de la phase  $\beta$ . Ceux qui restent plutôt indifférents de ce point de vue sont appelés éléments neutres. Les effets alphagènes ou bêtagènes de ces différents éléments sont approximativement additifs.

L'addition d'un élément d'alliage fait apparaître dans le diagramme de phases un domaine biphasé  $\alpha+\beta$ . Les éléments "alphagènes" augmentent les températures de transformation tandis que les éléments "bêtagènes" les abaissent. En outre, ceux-ci sont classés en deux catégories :

- les isomorphes qui stabilisent la phase  $\beta$  à la température ambiante,
- les eutectoïdes qui donnent naissance à des composés intermétalliques.

Les éléments chimiques à faible rayon ionique entrent en insertion dans le réseau cristallin alors que les autres forment des solutions solides de substitution. Le tableau III-1 présente la classification complète des éléments d'alliage.

	Alphagènes	Bêtagènes		Neutres
		isomorphes	eutectoïdes	
insertion	$\text{O}_2, \text{N}_2, \text{B}, \text{C}$		$\text{H}_2$	
substitution	Al	Mo, V, Nb, Ta	Mn, Fe, Cr, Co, W, Ni, Cu, Au, Ag, Si	Sn, Zr

Tableau III-1 : classification des éléments d'alliage.





On classe alors les alliages de titane en trois catégories suivant la nature des phases en équilibre à la température ambiante : alliages  $\alpha$ ,  $\alpha+\beta$  ou  $\beta$ . Le tableau III-2 présente les principaux alliages de titane.

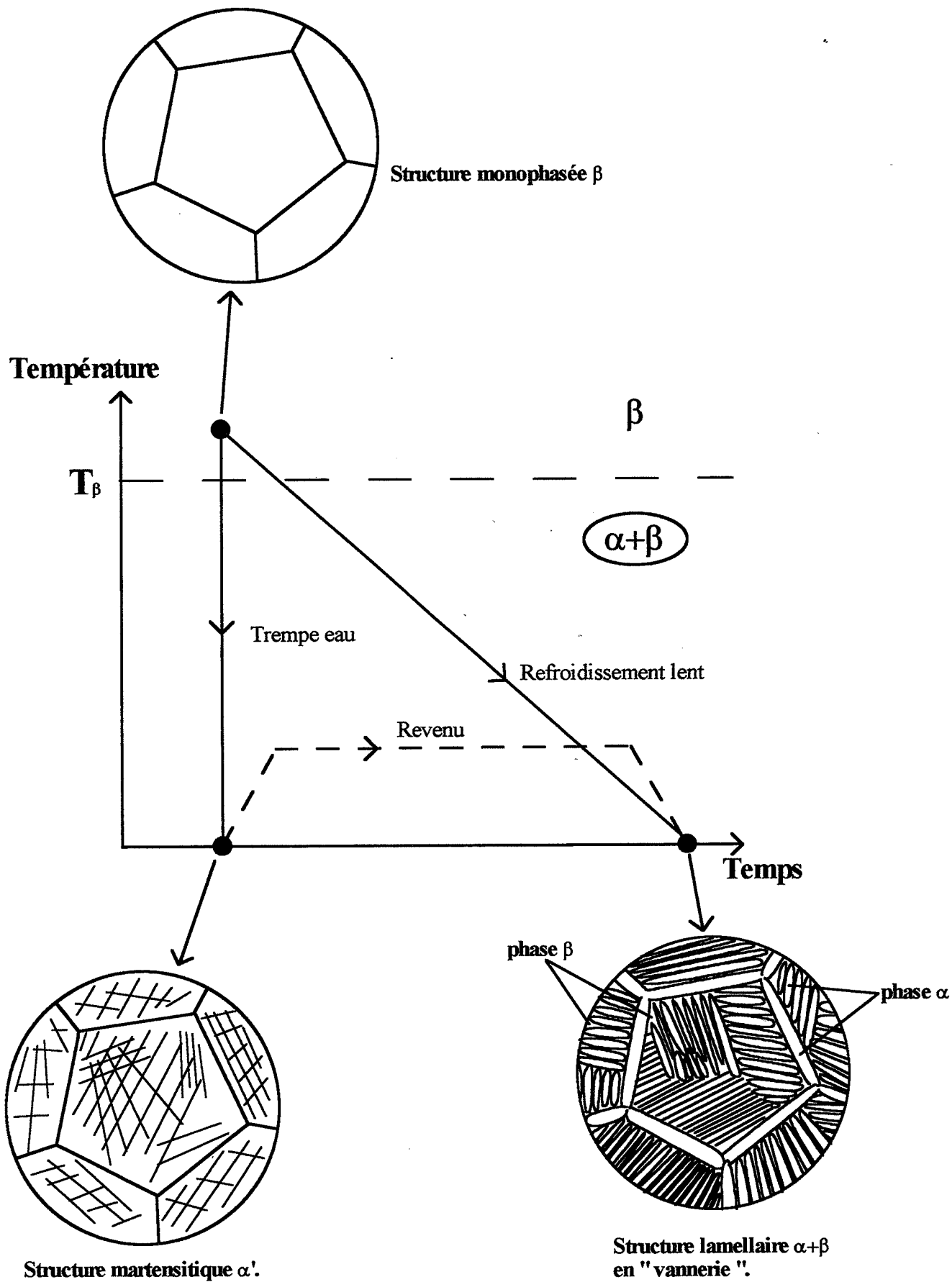
Dénomination	Composition chimique (% en masse)	Type
Ti non allié	99,5 à 99,9% de Ti	$\alpha$
TA5E TA8DV Ti-6242 TA6ZD (685)	Ti -5Al-2,5Sn Ti-8Al-1Mo-1V Ti-6Al-2Sn-4Zr-2Mo Ti-6Al-5Zr-0,5Mo-0,2Si	$\alpha$ quasi- $\alpha$ quasi- $\alpha$ quasi- $\alpha$
TA6V Ti-662 TA4DE	Ti-6Al-4V Ti-6Al-6V-2Sn Ti-4Al-4Mo-2Sn-0,5Si	$\alpha+\beta$ $\alpha+\beta$ $\alpha+\beta$
10-2-3 Ti-17 BETACEZ	Ti-3Al-10V-2Fe Ti-5Al-2Sn-2Zr-4Mo-4Cr Ti-5Al-2Sn-4Zr-4Mo-2Cr-1Fe	quasi- $\beta$ quasi- $\beta$ quasi- $\beta$

Tableau III-2 : principaux alliages de titane.

Le TA6V est l'alliage de titane  $\alpha+\beta$  le plus connu et le plus utilisé, grâce à ses excellentes caractéristiques. On peut citer en particulier sa faible densité, son amagnétisme, sa résistance mécanique et sa tenue à la corrosion. On l'utilise notamment dans les applications aéronautiques et spatiales, aussi bien dans certaines parties des réacteurs comme les disques de compresseurs, les carters ou l'isolation thermique (stabilité métallurgique, bonne tenue au fluage, à la fatigue et résistance à chaud jusque vers 450°C) que dans les pièces de structure (bonne formabilité et faible coefficient de dilatation thermique). Voici ses principales caractéristiques physiques :

- densité : 4,43
- module d'élasticité :  $1,13 \cdot 10^5$  MPa
- module de cisaillement :  $4,3 \cdot 10^4$  MPa
- chaleur spécifique : 564 J/kg/°C
- conductivité thermique : 3,069 W/m/K
- transus  $\beta$  :  $980 \pm 30$ °C
- fusion : 1649°C

Il s'agit là d'ordres de grandeur, certaines valeurs pouvant varier d'une coulée à l'autre et en fonction du traitement thermomécanique subi. Enfin, la teneur en phase  $\alpha$  de l'alliage suivant la température est donnée par la relation de Castro et Séraphin (III-11) (voir page 171).



**Figure III-1 : mode d'obtention des structures lamellaires.**

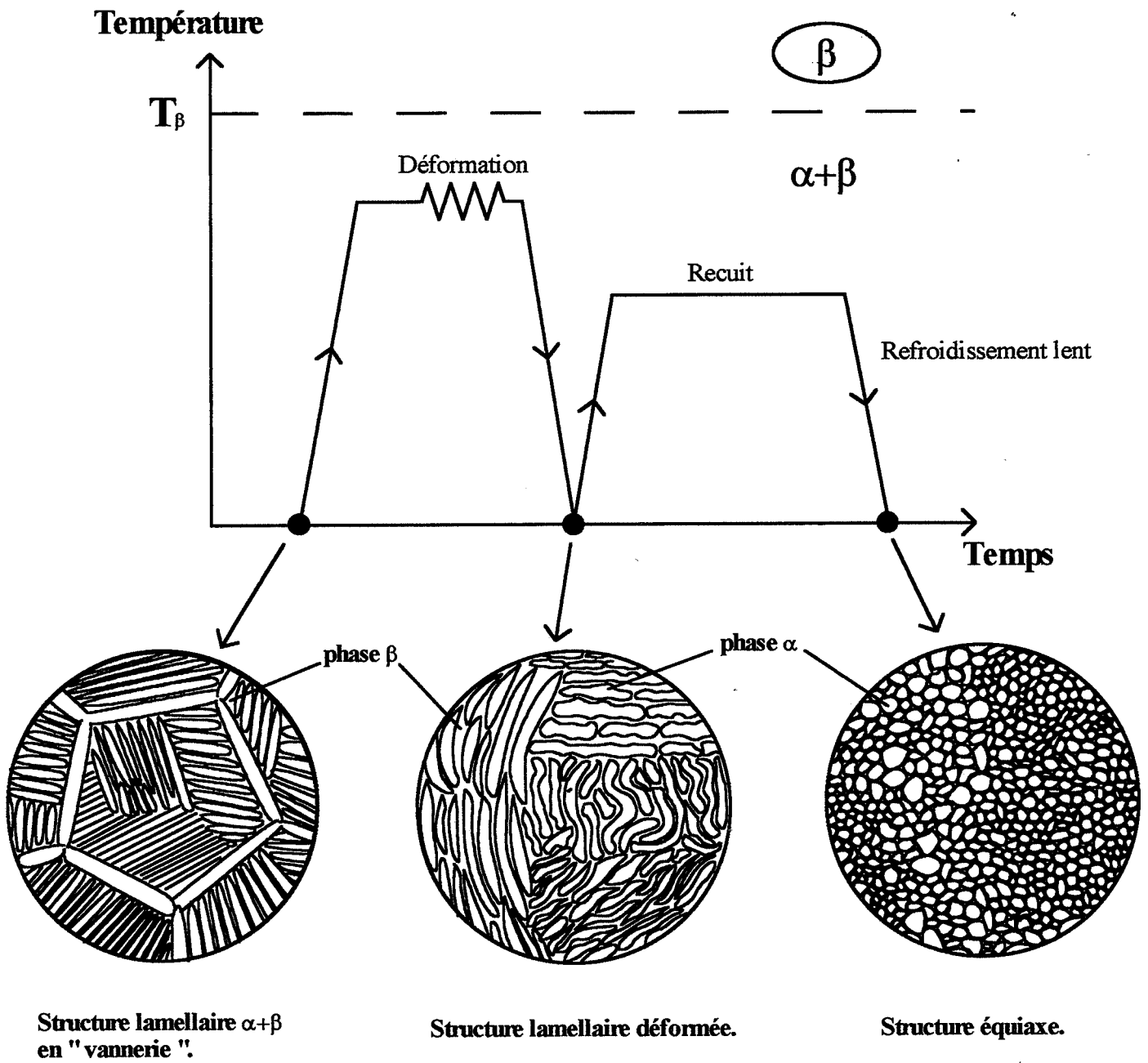
### III-2 Principales microstructures du TA6V

On peut classer les microstructures du TA6V en trois catégories principales : lamellaire, équiaxe et bimodale (ou duplex) qui est un mélange des deux premières.

L'obtention des structures lamellaires ne requiert qu'un traitement thermique. Lors d'une trempe énergétique depuis le domaine  $\beta$ , apparaît un enchevêtrement de très fines aiguilles. Il s'agit d'une phase hexagonale de type compact, dont les paramètres sont très voisins de ceux de la phase  $\alpha$  (mais avec une forte teneur en éléments bêtagènes et donc d'une composition proche de la phase  $\beta$ ), et que l'on nomme  $\alpha'$ . Sa présence résultant de la transformation martensitique de la phase  $\beta$ , la structure qu'elle génère est appelée "structure martensitique  $\alpha'$ ". La structure en vannerie, ou de Widmannstätten, ou  $\beta$ -transformée, est produite par un refroidissement plus lent, par exemple à l'air. Il permet à la transformation d'équilibre  $\beta \rightarrow \alpha$  de s'effectuer, la phase  $\alpha$  se développant sous la forme de lamelles assez grossières. Il faut noter ici qu'il s'agit d'une transformation allotropique particulière (III-21), qui procède par un mécanisme de cisaillement, avec germination athermique et une croissance isotherme. Les lamelles de phase  $\alpha$  ainsi obtenues ont la même correspondance cristallographique que la martensite obtenue par trempe. Il est possible de retrouver la structure en vannerie en effectuant un revenu de la phase  $\alpha'$  (voir figure III-1). Les aiguilles sont en général plus fines que dans le cas précédent et on la trouve alors décrite parfois sous le terme de  $\beta$ -trempeée. Les dimensions des lamelles sont déterminées par la vitesse de refroidissement ou par les conditions du recuit, selon le cas.

Les microstructures équiaxes sont produites à partir des précédentes à l'aide d'un traitement thermomécanique, c'est-à-dire d'une ou de plusieurs déformations dans le domaine biphasé  $\alpha + \beta$  suivies d'un recuit de "recristallisation" de la phase  $\alpha$ . Il s'agit là d'une appellation erronée puisqu'il n'y a pas germination et croissance de nouveaux grains au sein de la matrice écrouie mais plutôt segmentation de la phase  $\alpha$  par pénétration de phase  $\beta$  (figure IV-1) le long de sous-joints issus de la restauration dynamique (réarrangement et annihilation partielle des dislocations qui migrent pour délimiter des sous-grains). Schématiquement, on peut dire que les déformations successives distordent et commencent à briser les lamelles en morceaux que le recuit achève de séparer, puis globulise (voir figure III-2). Une grande variété de microstructures équiaxes peuvent être produites selon la procédure de déformation et suivant la température et le temps de recuit.

La différence entre la production de structures bimodales et celle des structures purement équiaxes réside dans le traitement thermique. En effet, il nécessite deux étapes dans le cas des structures duplex. Le premier traitement de globulisation est choisi assez haut dans le domaine biphasé (vers 950°C) dans le but d'obtenir environ 50% de chaque phase. La trempe à l'eau transforme la phase  $\beta$  en martensite  $\alpha'$  tandis que la phase  $\alpha$ , qualifiée alors de primaire, reste inchangée. Lors du recuit à plus basse température (vers 800°C), la phase  $\alpha'$  est décomposée en



**Figure III-2 :** mode d'obtention des structures équiaxes.

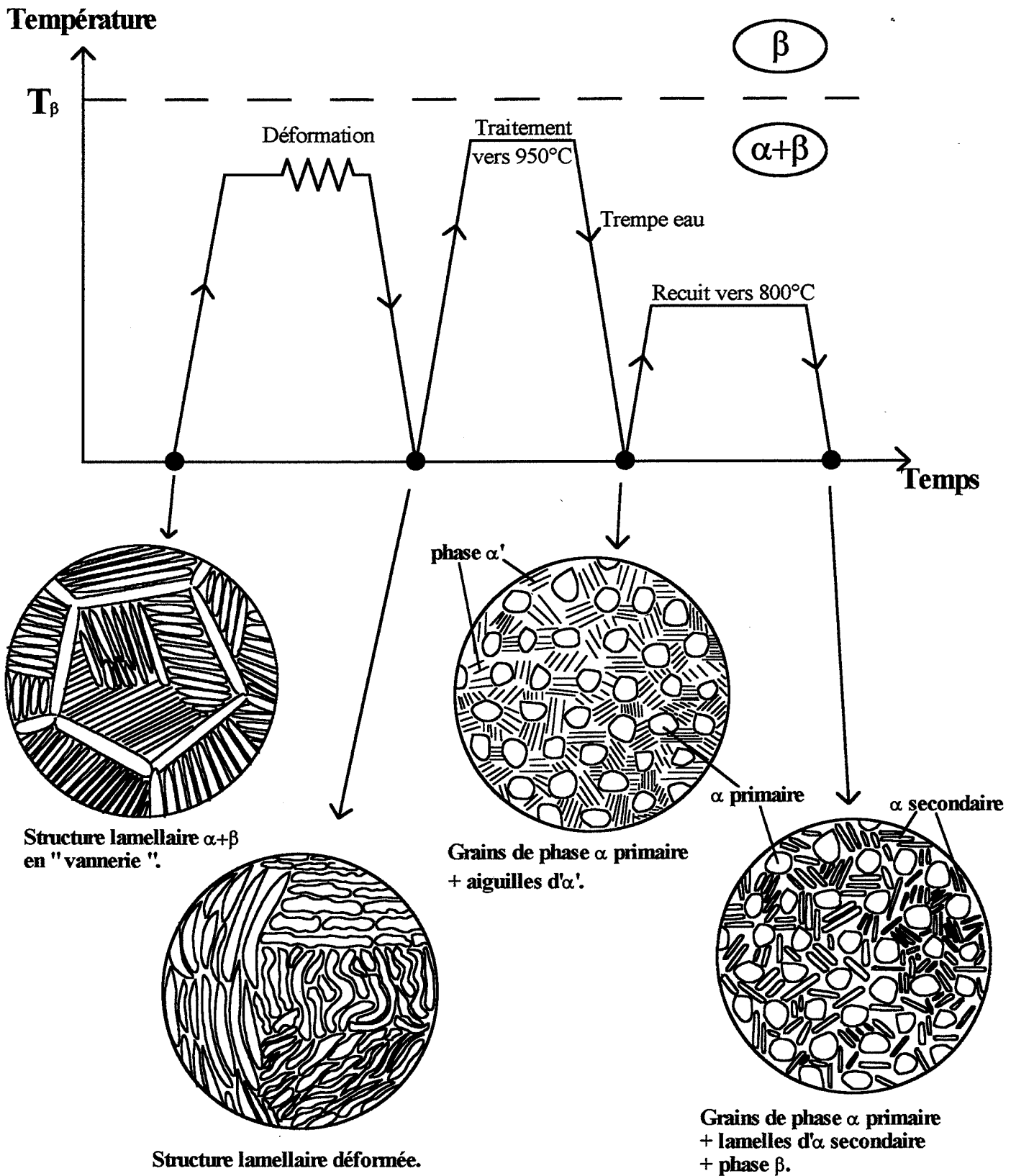


Figure III-3 : mode d'obtention des structures duplex.

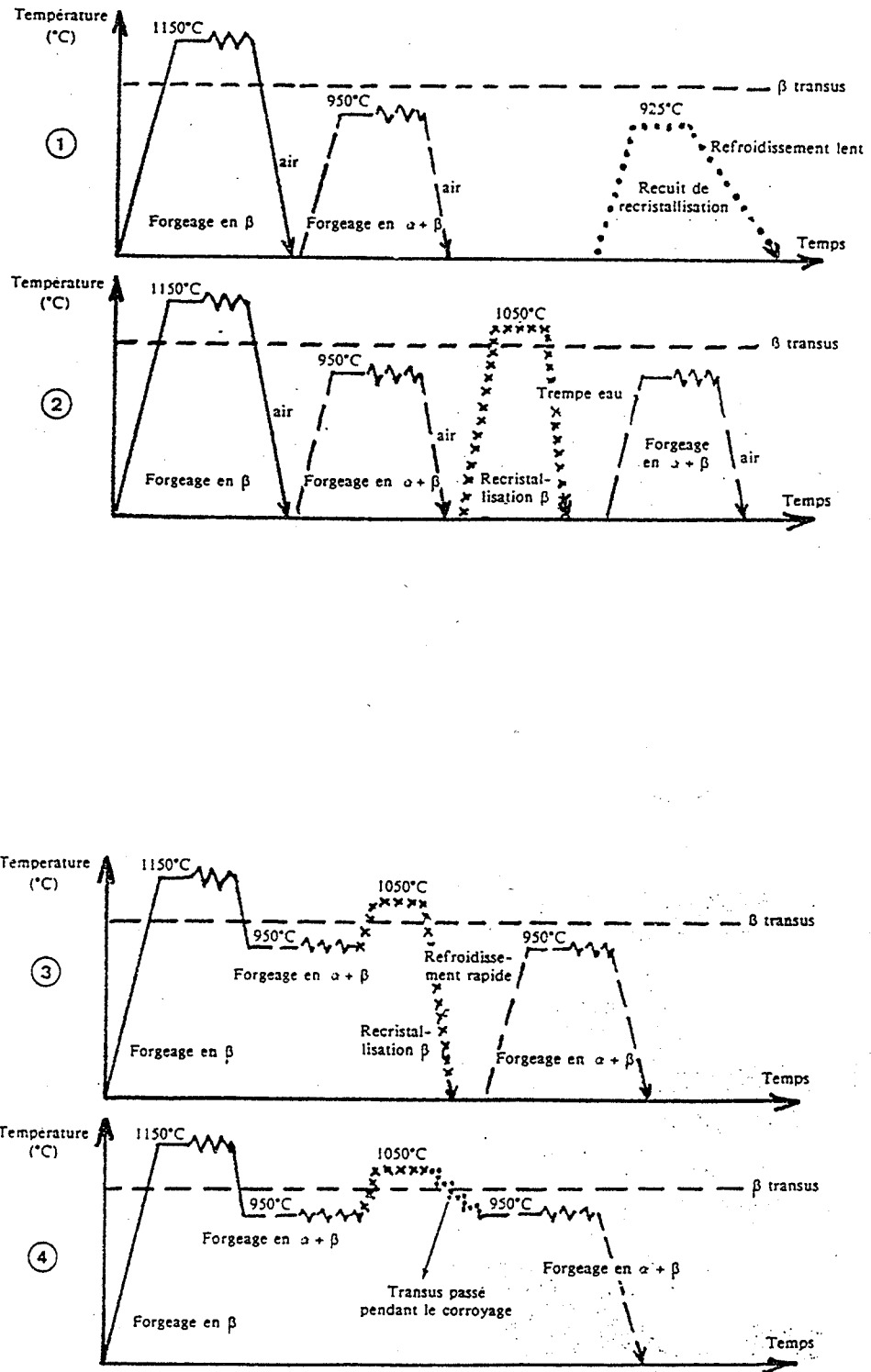


Figure III-4 : exemples de gammes de forgeage de l'alliage TA6V (III-11).

phase  $\alpha$ , dite secondaire, et en phase  $\beta$ , la phase  $\alpha$  primaire étant très peu modifiée. Les lamelles de phase  $\alpha$  secondaire ainsi obtenues sont bien plus petites que dans le cas des structures lamellaires (voir figure III-3). Un large éventail de ce type de microstructures est disponible. En particulier, on peut changer la proportion de phase  $\alpha$  primaire en modifiant la température du premier recuit.

Les structures lamellaires sont plus résistantes au fluage et meilleures en ténacité que les structures équiaxes, mais elles présentent des allongements à la rupture plus faibles (6 à 9% contre 15%), la ténacité évoluant en relation inverse de la résistance en traction. C'est cette faible ductilité qui les fait rejeter par les utilisateurs. Les meilleurs compromis de ces propriétés sont obtenus sur des structures bimodales à taille de grains de phase  $\alpha$  primaire la plus faible possible. En effet, plus la taille des grains augmente, plus la résistance mécanique, la ductilité, la ténacité et la tenue en fatigue diminuent. Seule la résistance au fluage semble augmenter.

Industriellement, le dégrossissage du lingot est toujours exécuté dans le domaine  $\beta$ . On profite alors de la bonne déformabilité à chaud de la phase de réseau cubique centré et des contraintes d'écoulement réduites. La poursuite du corroyage dans ce domaine est délicate à cause de la précipitation de la phase  $\alpha$  lors du refroidissement, en particulier aux ex-joints de grains  $\beta$ . De plus, le métal présente au dessus du transus une propension au grossissement du grain  $\beta$  que, contrairement aux cas des aciers, on ne peut affiner par simple traitement thermique. La seule solution pour effacer la structure lamellaire est donc le traitement thermomécanique dans le domaine biphasé  $\alpha+\beta$ .

L'étape de finition consiste alors à appliquer un corroyage, défini par le rapport des sections initiale et finale  $S_0/S$ , au moins égal à 4 dans le domaine biphasé, et de 5 ou 6 si l'on veut obtenir une microstructure équiaxe fine et homogène. Si la température de travail est limitée vers le haut par le transus  $\beta$ , elle l'est aussi vers le bas par l'apparition de défauts et par la puissance des outils de forgeage. La température de chauffe est de ce fait comprise entre 800°C et le 980°C. La déformabilité est nettement moins bonne que dans le domaine monophasé, mais le corroyage y est beaucoup plus efficace pour affiner la structure après un traitement thermique ultérieur.

Les gammes de forgeage présentent des aspects divers (III-20) (voir figure III-4). Il est par exemple possible d'intercaler un traitement thermique de recristallisation dans le domaine monophasé  $\beta$  entre deux forgeages en  $\alpha+\beta$ . Il a pour effet d'améliorer l'homogénéité et la finesse de la microstructure. Pour réduire l'influence, souvent néfaste, de refroidissements multiples, faire des économies de chauffage et diminuer les durées de fabrication, on place les produits corroyés dans des fours en température. Comme méthode d'amélioration des gammes, on utilise aussi le passage du transus  $\beta$  pendant le corroyage, procédé qui limite l'ampleur de la formation des liserés aux joints de grains  $\beta$  en les brisant dès leur apparition.



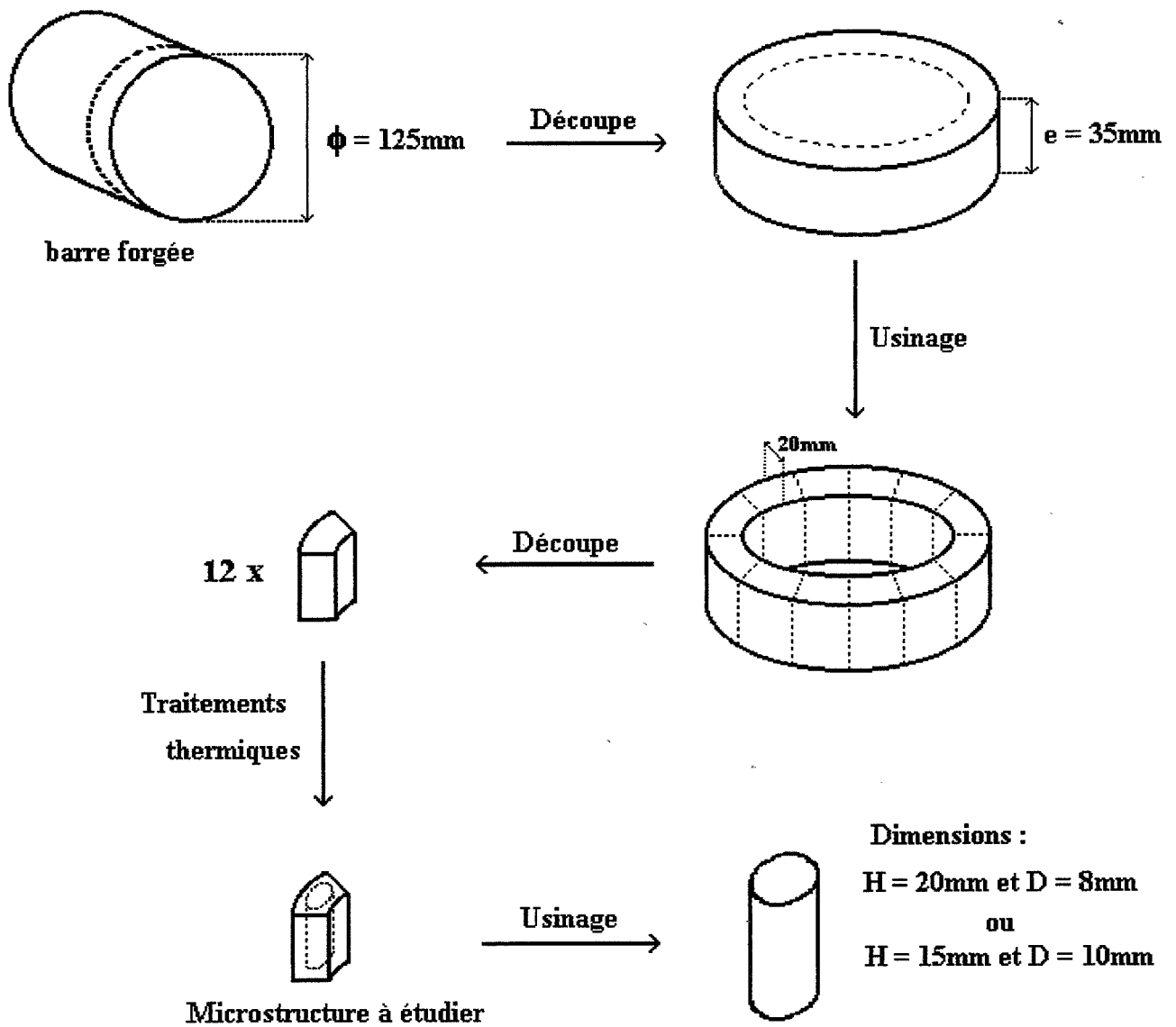


Figure III-5 : mode de prélèvement des échantillons dans la barre forgée.

Il faut noter qu'il existe une méthode, récente, dite " $\beta$ -rapide", de déformation dans le domaine  $\beta$  qui aboutit à un matériau associant à des niveaux de ténacité équivalents à ceux des structures lamellaires, des propriétés de résistance et de ductilité voisines de celles des structures équiaxes (caractéristiques obtenues sur des carrés de petites dimensions). L'idée consiste à corroyer la phase  $\beta$  pour aboutir à des grains plus fins de cette phase. Ainsi, la surface de joint plus grande conduit à une précipitation plus lente et plus fine de la phase  $\alpha$  à ce niveau. En y associant le passage du transus sous corroyage, qui permet de casser les lamelles pendant leur formation, on aboutit à des structures de qualité. Cependant, les impératifs auxquels est soumise cette méthode (en particulier des temps d'attente très courts) la rendent délicate à mettre en œuvre et elle est certainement plus adaptée à des alliages quasi- $\beta$ , dans lesquels la phase  $\beta$  est stabilisée, qu'au TA6V (III-14).

### III-3 TA6V utilisé

L'alliage TA6V, fourni par l'entreprise CEZUS, provient de la coulée n° 287115 dont la composition est la suivante :

Elément	Al	V	Fe	O	N	C
Quantité	6,1%	4,01%	1550ppm	1810ppm	90ppm	75ppm

Les échantillons proviennent de barres forgées de 125mm de diamètre. Les alliages de titane sont très sensibles à leur histoire métallurgique. En effet, comme on l'a vu plus haut, la transformation allotropique  $\alpha \rightleftharpoons \beta$  présente certaines caractéristiques de la transformation martensitique : réaction sans diffusion (on parle de mouvement coopératif des atomes) et avec correspondance entre certains plans et directions cristallographiques. Il en résulte une très forte hérédité texturale. En conséquence, la phase  $\alpha$  peut conserver les textures locales particulières qui sont créées lors du forgeage. Par exemple, on sait que la texture cristallographique est hétérogène le long de la circonférence du barreau (à cause des diverses formes, par exemple le parallélépipède rectangle, par lesquelles est passée la billette initiale), ou que le matériau est plus texturé au centre du barreau que partout ailleurs. Or, un échantillon très texturé d'un alliage donné peut présenter un comportement sensiblement différent de celui l'alliage ordinaire. Pour éviter ce problème, la matière fut prélevée, d'une manière identique pour tous les échantillons, selon le principe présenté sur la figure III-5, dans une zone où le TA6V n'est pas texturé. Le traitement thermique final d'obtention de la microstructure contribue à effacer les dernières hétérogénéités, notamment grâce au maintien dans le domaine monophasé au cours duquel la phase  $\beta$  recristallise.

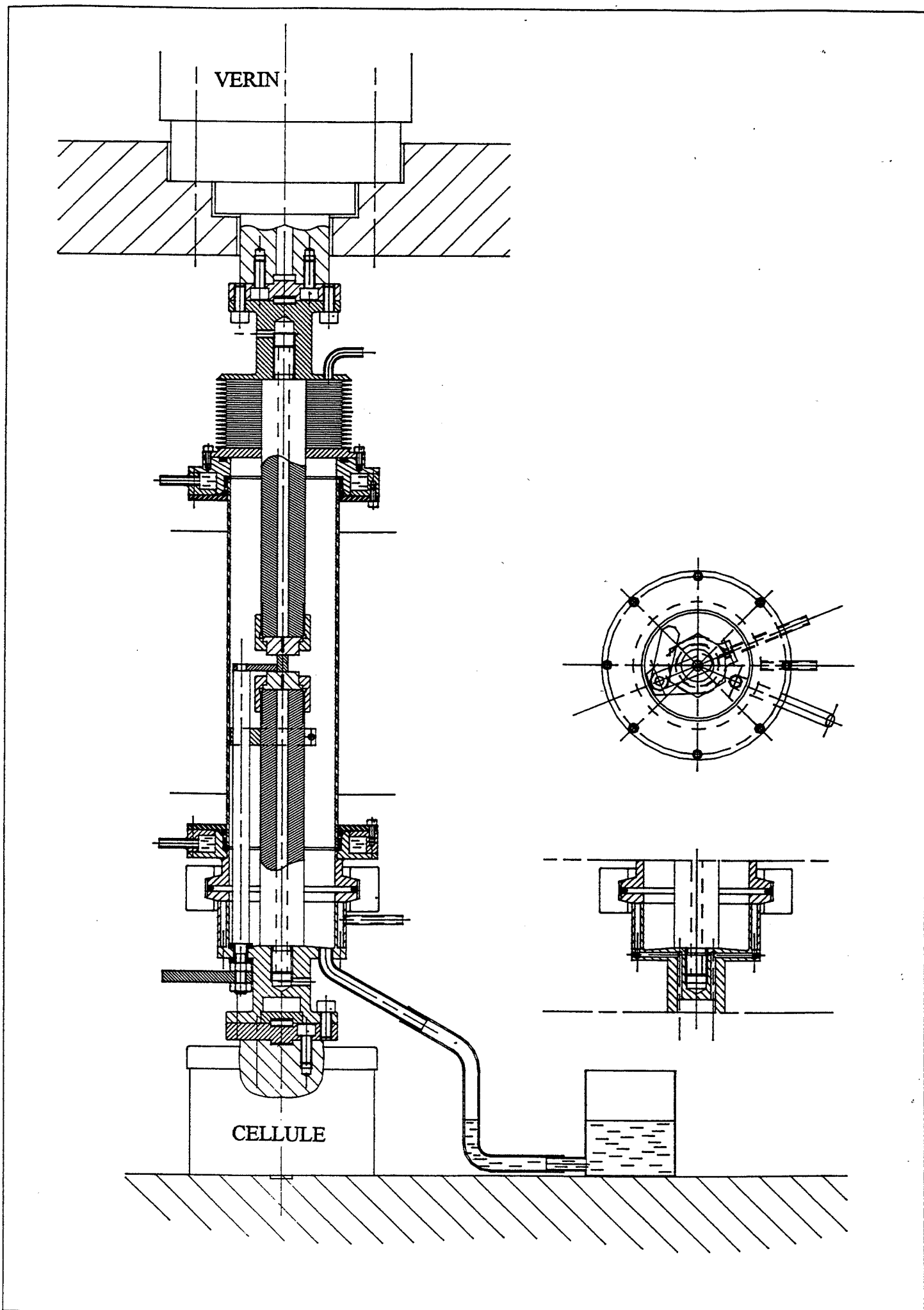


Figure III-6 : schéma du montage de compression à vitesse de déformation constante.

### III-4 Méthodes expérimentales

Durant cette thèse, deux montages de compression furent utilisés. En effet, l'étude de l'affinement des structures équiaxes du chapitre V, chronologiquement la plus ancienne, fut menée à bien sur un montage qui fonctionne à vitesse de traverse constante. En revanche, l'étude de la transformation de la structure lamellaire du chapitre IV put bénéficier d'une machine plus récente, et d'ailleurs si nouvelle qu'elle était utilisée pour la première fois. Ce second dispositif fonctionne à vitesse de déformation constante. Les deux montages sont présentés ci-dessous en respectant l'ordre d'apparition des chapitres. C'est-à-dire qu'il est d'abord présenté le montage à vitesse de déformation constante (chapitre IV), puis la machine à vitesse de traverse constante (chapitre V).

#### III-4-1 Description du dispositif de compression à chaud à vitesse de déformation constante

Sa structure est composée d'un montant à deux colonnes métalliques autour desquelles est enfilée une traverse. Sur celle-ci est disposé un vérin qui est alimenté par un groupe hydraulique. Le montage de compression proprement dit (figure III-6) prend place sous la traverse. Il permet de déformer à chaud et sous atmosphère d'argon un échantillon cylindrique placé entre deux outils de presse (ou tas de presse). A l'issue du corroyage, il est possible de tremper l'échantillon à l'eau. Un four à image, piloté par un régulateur, autorise l'utilisation de cycles thermiques complexes. Ses 12 lampes régulièrement réparties autour du tube en quartz dispensent une température homogène dans toute l'éprouvette. On peut d'ailleurs le vérifier lors des essais grâce aux deux thermocouples situés dans chaque tas de presse, à la base et au sommet de l'échantillon. Lors de la compression, le pilotage du vérin est assuré par un ordinateur compatible PC selon les instructions fournies par le manipulateur. L'apport essentiel de ce nouveau système est la possibilité d'effectuer des essais à vitesse de déformation constante. Examinons cet aspect de plus près :

la déformation équivalente de von Mises s'écrit :

$$\bar{\varepsilon} = \ln\left(\frac{H_0}{H}\right) \quad (\text{III-1})$$

D'autre part, la vitesse de déformation est égale à la dérivée de la déformation par rapport au temps :

$$\dot{\bar{\varepsilon}} = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dt} \quad (\text{III-2})$$

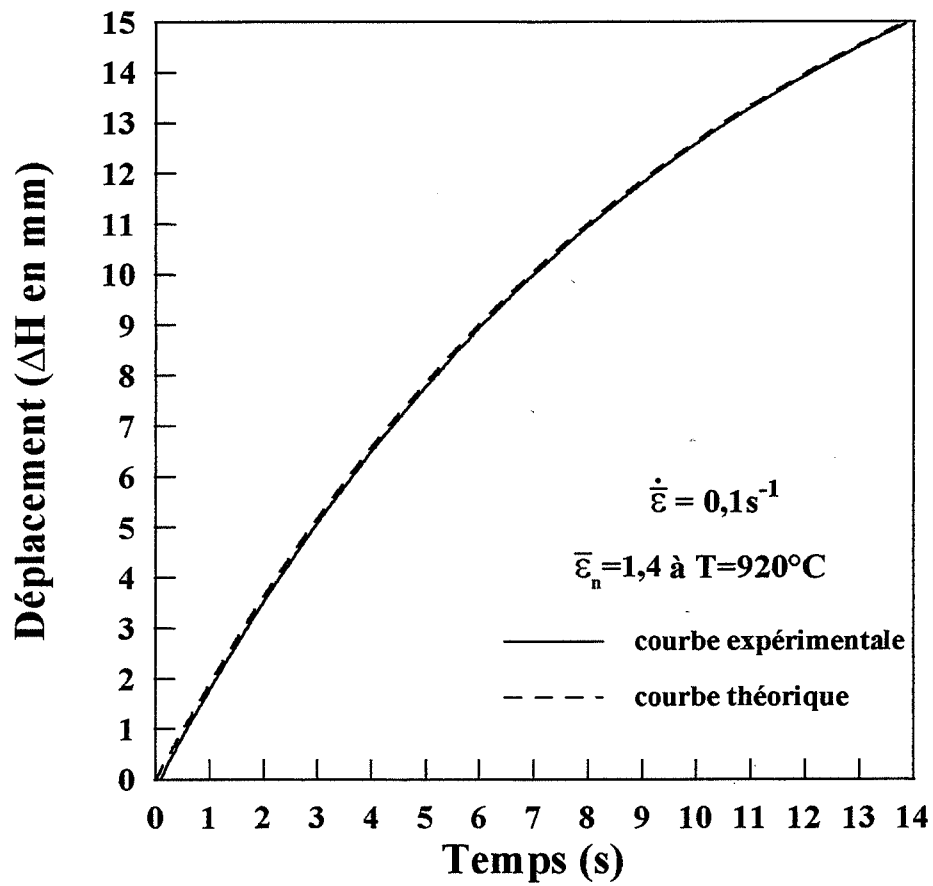


Figure III-7 : déplacement du vérin  $\Delta H$  en fonction du temps.

soit :

$$\dot{\bar{\varepsilon}} = \frac{d[-\ln(H/H_0)]}{dt} = -\frac{dH/dt}{H} = -\frac{\dot{H}}{H} \quad (\text{III-3})$$

La vitesse de traverse  $\dot{H}$  des machines de compression traditionnelles reste constante au cours du temps. Puisque la hauteur de l'échantillon  $H$  diminue pendant la compression, la vitesse de déformation  $\dot{\bar{\varepsilon}}$  augmente dans ce cas. Le calcul suivant permet d'exprimer la variation dans le temps du déplacement de la traverse  $\Delta H$  nécessaire pour obtenir une vitesse de déformation constante :

$$d\bar{\varepsilon} = \dot{\bar{\varepsilon}} dt \quad (\text{III-4})$$

$$\ln(H_0/H) = \dot{\bar{\varepsilon}} t \quad (\text{III-5})$$

$$H_0 = H \exp(\dot{\bar{\varepsilon}} t) \quad (\text{III-6})$$

$$\Delta H = H_0 - H = H [\exp(\dot{\bar{\varepsilon}} t) - 1] \quad (\text{III-7})$$

$$\Delta H = \frac{H_0}{\exp(\dot{\bar{\varepsilon}} t)} [\exp(\dot{\bar{\varepsilon}} t) - 1] \quad (\text{III-8})$$

$$\boxed{\Delta H = H_0 [1 - \exp(-\dot{\bar{\varepsilon}} t)]} \quad (\text{III-9})$$

L'asservissement du vérin est tel qu'il permet un déplacement de la traverse qui obéit réellement à la relation IV-9. Un exemple est présenté sur la figure III-7. Les vitesses de déformation disponibles s'échelonnent de  $10^{-3} \text{ s}^{-1}$  à  $10 \text{ s}^{-1}$ . La cellule de force est de 100kN. La présence d'une résistance mécanique du montage, suffisante pour permettre la compression, est effective jusque vers 1200°C.

#### III-4-1-1 Réglage du dispositif

Des essais préliminaires furent nécessaires pour s'assurer du bon fonctionnement du dispositif qui servait pour la première fois. Ils permirent d'abord de déterminer les cycles



thermiques assurant au moment de la compression une température homogène dans tout l'échantillon, mais aussi de choisir les paramètres d'asservissement requis pour assurer la régulation du vérin lors de la montée en température (et ainsi compenser la dilatation du montage et de l'échantillon) et d'autre part de régler le déplacement du vérin afin qu'il corresponde au taux de déformation désiré.

Ensuite, nous dûmes optimiser la géométrie des éprouvettes de manière à pouvoir obtenir des déformations de l'ordre de 3. En effet, la géométrie classique de hauteur 15mm et de diamètre 10mm ne le permet pas. Le lopin doit être assez haut pour que l'on puisse réduire son épaisseur jusqu'à 16 fois tout en gardant une zone d'observation suffisante. Ensuite, il faut veiller à ce que le diamètre du cylindre initial ne dépasse pas une valeur critique. Dans le cas contraire, les efforts sur les outils de presse peuvent devenir plus élevés que la résistance du montage. Enfin, il faut ajuster ces deux paramètres, la hauteur H et le diamètre D, de telle sorte que l'échantillon ne soit pas trop élancé : le flambage résultant compromettrait le caractère axisymétrique de la déformation. De nombreuses tentatives de compression menées sur des échantillons de géométries les plus diverses ont montré que le rapport D/H minimum utilisable ne provoquant pas le flambage est de 0,4. Compte tenu de la hauteur disponible entre les deux tas de presse, de leur surface, de la puissance de la machine et de la résistance du montage, nous avons choisi H=20mm et D=8mm.

Finalement, il fallut régler les particularités expérimentales inhérentes au fait que certains essais comportent plusieurs compressions successives. On peut citer notamment le changement et la stabilisation de la température entre deux passes de compression ou la réponse de la machine aux modifications des paramètres d'asservissement dues aux passages compression-maintien en température.

#### III-4-1-2 Détermination des courbes contrainte-déformation

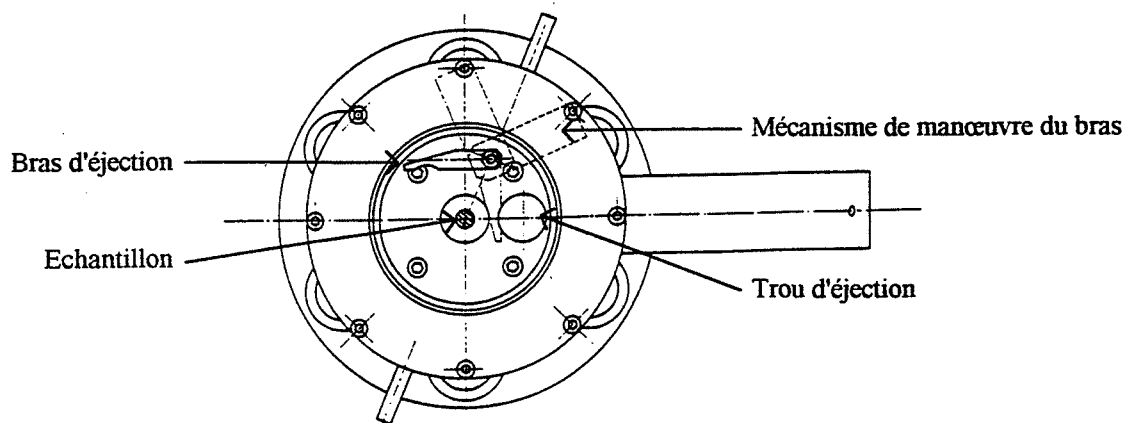
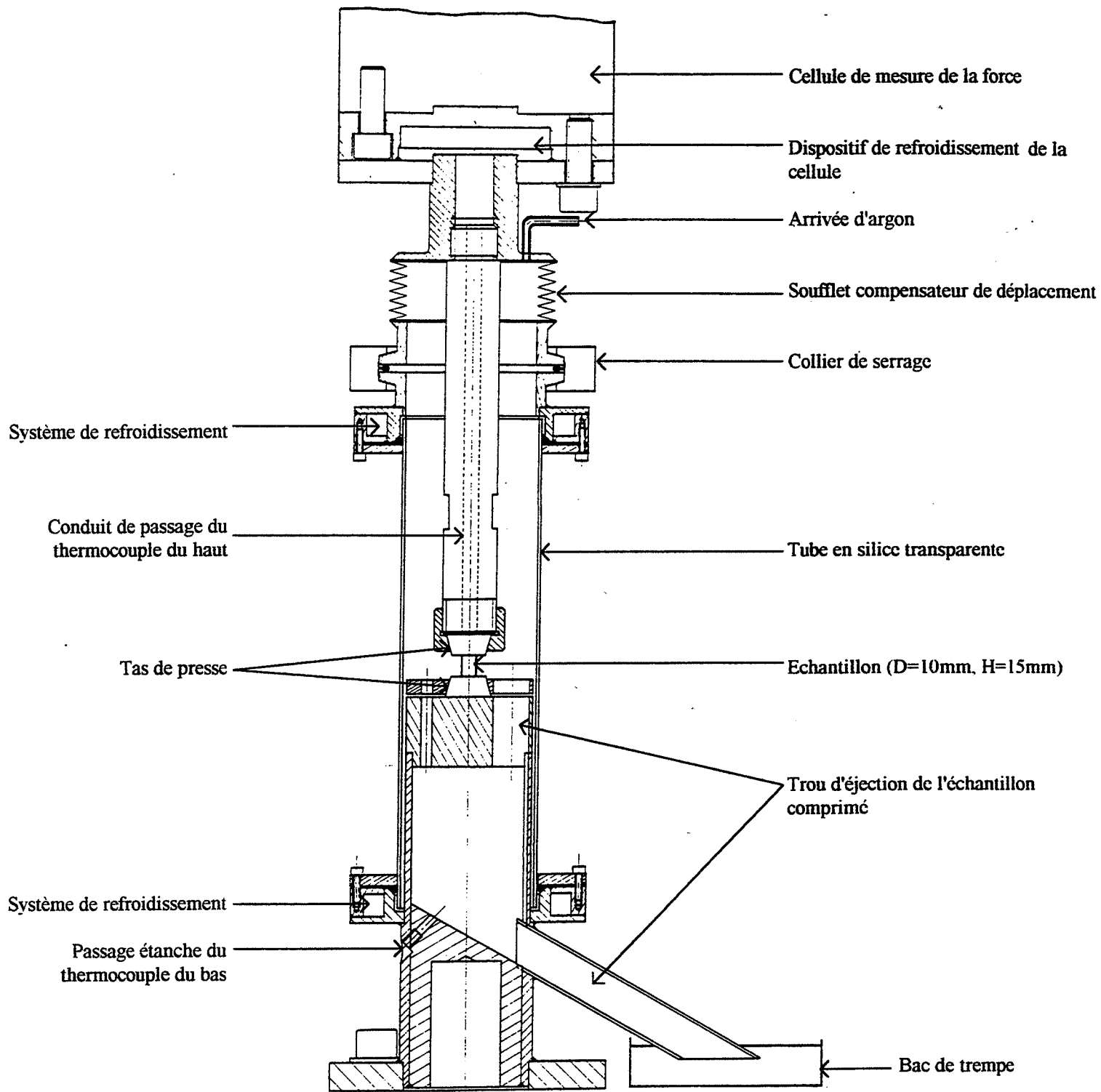
Elle est effectuée directement à partir des fichiers force-déplacement que fournit le calculateur PC qui gère la compression. La contrainte  $\bar{\sigma}$  est obtenue par la relation :

$$\bar{\sigma} = \frac{F}{S} \quad (\text{III-10})$$

où F est la force mesurée et S la surface de contact échantillon-outil de presse calculée en supposant que la déformation reste homogène. La déformation équivalente de von Misès  $\bar{\epsilon}$  est déterminée grâce à la relation :

$$\bar{\epsilon} = \ln \left[ \frac{H_0}{(H_0 - \Delta H)} \right] \quad (\text{III-11})$$





**Figure III-8 : schéma du dispositif de compression à chaud à vitesse de traverse constante.**

dans laquelle  $\Delta H$  correspond au déplacement de la traverse.

### III-4-2 Description du dispositif de compression à chaud à vitesse de traverse constante

Il s'agit d'un modèle plus ancien et moins performant que celui employé dans l'étude du chapitre IV. En effet, ce dernier n'était pas encore présent au laboratoire lors de cette étude. Le montage utilisé est donc composé d'une machine INSTRON pilotée par un ordinateur et d'un four à image pour la montée en température. Ses principales caractéristiques sont présentées sur la figure III-8.

Le chauffage par rayonnement est assuré par six lampes à infrarouge placées au foyer d'une parabole, ce qui permet d'avoir des rayons réfléchis parallèles entre eux et ainsi une zone de chauffe homogène importante. Le four autorise des vitesses de chauffe élevées jusqu'à des températures d'environ 1300°C. Son programmeur associé permet de réaliser des cycles thermiques complexes. Le dispositif nécessite l'utilisation d'un tube en silice transparente pour travailler sous atmosphère contrôlée. L'argon utilisé dans nos expériences évite l'oxydation de l'échantillon et du montage.

#### III-4-2-1 Détermination des courbes contrainte-déformation

Puisque les essais sont opérés à vitesse de traverse constante, le calcul de la contrainte nécessite une correction particulière. Comme ce calcul est très classique, il est présenté en annexe.

### III-4-3 Méthodes d'investigation

Les microstructures sont analysées au microscope optique après sciage, polissage et attaque (30%  $H_2SO_4$  + 30%  $HNO_3$  + 30%  $H_2O$  + 10% HF) des échantillons. C'est un appareil utilisant la diffraction des rayons X qui permet de déterminer les textures globales de déformation. Les mesures d'orientations cristallographiques locales sont effectuées grâce à un montage de détection de la diffraction des électrons rétrodiffusés qui est couplé à un microscope électronique à balayage.







## IV FORMATION DE LA STRUCTURE EQUIAXE A PARTIR DE LA STRUCTURE LAMELLAIRE

### IV-1 Etude bibliographique

La littérature sur le TA6V est très abondante et aborde tous les aspects de la métallurgie. Dans le cadre du sujet qui nous intéresse, c'est à dire la transformation des microstructures d'une manière générale, on constate que la présence du terme "microstructure" ou "structure" dans un titre peut se rapporter à des préoccupations et des objectifs très variés. De ce fait, un des inconvénients majeurs est l'immense diversité des nuances de TA6V et des traitements thermomécaniques utilisés qui rend difficiles des comparaisons fructueuses entre les travaux des auteurs. La cohérence de l'ensemble est d'autant moins évidente à trouver que les résultats sont parfois contradictoires. Néanmoins, une première lecture attentive permet de classer les publications en deux catégories :

- 1) celles qui décrivent les transformations morphologiques d'un type donné de microstructure au cours de traitements thermomécaniques particuliers,
- 2) celles qui analysent les mécanismes détaillés (recristallisation, effets mécaniques divers, etc.) des transformations observées dans les articles de la catégorie 1).

Comme on l'a vu dans le chapitre III, la transformation d'une microstructure lamellaire en microstructure équiaxe demande une déformation et un traitement thermique. Le résultat obtenu dépend étroitement de la quantité de déformation reçue par le métal ainsi que de la température à laquelle la déformation a lieu. Plusieurs auteurs ont étudié cet aspect.

Peters et al. (IV-22) examinent la formation de microstructures équiaxes à partir d'une microstructure martensitique  $\alpha'$  qu'ils déforment par laminage, trempent, puis recuisent à 800°C. Leurs conclusions sont les suivantes : plus la température de déformation est basse, plus la quantité de déformation à fournir, pour obtenir une structure équiaxe fine après le recuit, est faible; plus la quantité de déformation est élevée à une température donnée, plus le temps de recuit nécessaire est court. Ceci est d'autant plus vrai que la température de déformation est basse. Néanmoins, ils estiment qu'un maintien de 1h à 800°C est un minimum. Le taux de déformation critique nécessaire à la formation d'une microstructure équiaxe est de 0,15 à l'ambiante, 0,4 à 0,5 à 800°C, 0,5 à 0,6 à 950°C.



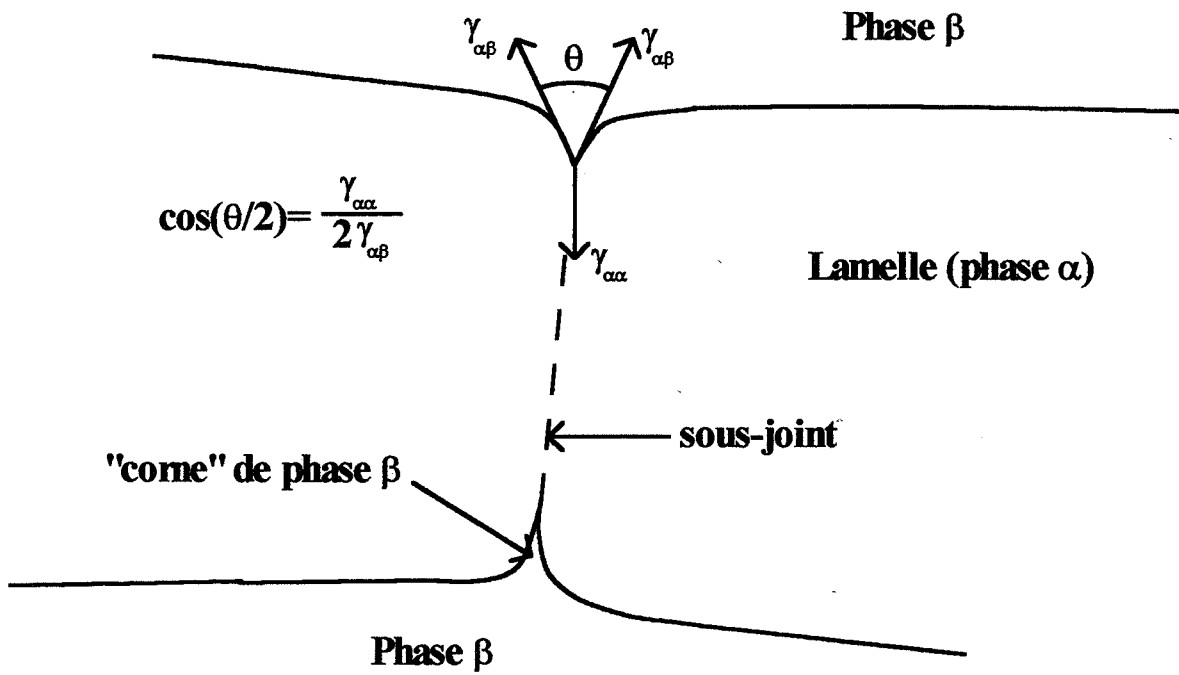
Ils complètent leur étude par des essais sur deux microstructures lamellaires. La première, une structure grossière de lamelles d'épaisseur 10 à 20 microns, est obtenue par un refroidissement du métal à une vitesse de 1 K/min depuis 1050°C jusqu'à 800°C, suivi d'une trempe. La seconde, beaucoup plus fine (1 à 2 microns d'épaisseur), est générée grâce à un recuit de 96h à 800°C après une trempe à l'eau depuis le domaine  $\beta$ . Ils déterminent que la structure grossière garde toujours son caractère lamellaire, même pour un taux de déformation de 0,9 suivi d'un recuit de 15h à 800°C. En ce qui concerne la plus fine, un  $\bar{\epsilon}=1,4$  à 975°C, puis un recuit de 1h à 800°C, ne sont pas suffisants pour faire disparaître totalement le caractère lamellaire initial.

Weiss et al. (IV-23) trouvent des résultats légèrement différents. Les auteurs étudient deux microstructures lamellaires, une fine d'épaisseur 3,4 microns (obtenue après 15min à 1010°C, une trempe à l'eau puis 30min à 955°C et un refroidissement à l'air) et une grossière d'épaisseur 6 microns (obtenue après 15min à 1010°C, un refroidissement au four puis 30min à 955°C et un refroidissement à l'air). La procédure de déformation est la suivante : une compression à 955°C suivie d'un recuit de 2 heures à 925°C. Ils estiment que pour obtenir une morphologie totalement équiaxe (c'est-à-dire des particules ayant un rapport de forme inférieur ou égal à 3), un taux de compression de 0,9 sur la microstructure fine est suffisant. Cependant, dans un autre article (IV-24), en partant de la même microstructure, ces mêmes auteurs donnent 1,2 comme valeur de la déformation critique nécessaire à l'obtention d'une microstructure pleinement équiaxe. En ce qui concerne la microstructure plus grossière, un taux de déformation de 1,6 conduit à une morphologie raisonnablement équiaxe. En effet, les grains restent parfois arrangés en chapelet et gardent ainsi la forme générale de la lamelle dont ils sont issus. A ce grand taux de déformation, les auteurs observent quelques grains déjà équiaxes avant le recuit.

De Gélas et al. (IV-25) estiment quant à eux qu'un taux de déformation de 0,7 à 950°C (en compression ou en traction indifféremment) constitue le minimum nécessaire pour obtenir un affinement convenable d'une microstructure lamellaire (obtenue après 30min à 1030°C et un refroidissement à l'air). Par affinement, ils entendent disparition des liserés  $\alpha$  qui soulignent la position des anciens joints de grains  $\beta$  et la perte du caractère aiguillé de la phase  $\alpha$ . La déformation est suivie dans cette étude d'un maintien d'1h 30min à 730°C. Malcor (IV-26) détermine qu'en déformation par torsion cette fois, il faut  $\bar{\epsilon} \geq 0,6$  vers 920°C pour parvenir à une microstructure équiaxe.

Turnbull et Gurganus (IV-27) étudient l'affinage d'une microstructure lamellaire, obtenue par un refroidissement à l'air depuis le domaine  $\beta$  (1060°C). La déformation consiste en une compression limitée ( $\bar{\epsilon}=0,36$ ) d'un échantillon à 950°C. Deux types de traitements thermiques différents complètent la transformation. Le premier est un simple recuit à 700°C. Une "mise en solution" à 950°C, suivie d'une trempe à l'eau et d'un recuit à 700°C, constitue le second. Ayant





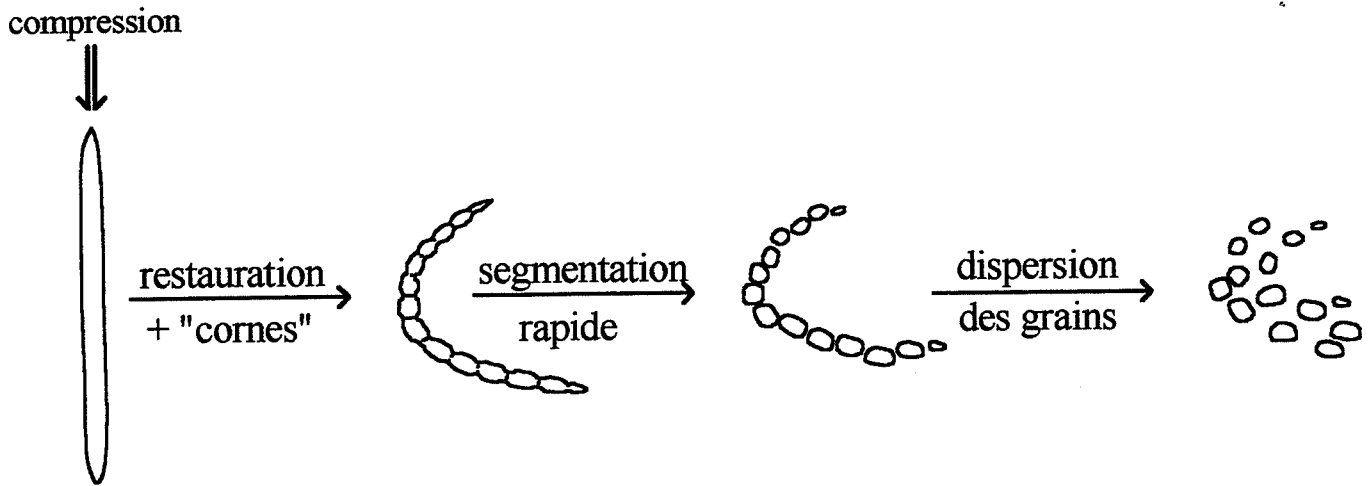
**Figure IV-1** : compétition entre énergies interfaciales le long d'un sous-joint (IV-24).

remarqué que la déformation n'était pas homogène dans les échantillons comprimés, ils étudient les évolutions microstructurales sur quatre plages d'observation différentes, de la moins déformée au contact de l'outil de presse, à la plus déformée au centre du lopin. L'effet de la compression seule est de plier et d'entortiller les lamelles de phase  $\alpha$ , et ceci d'autant plus que la zone est plus déformée. Dans tous les cas, les lamelles initialement parallèles à l'axe de compression se déforment peu. Le recuit simple modifie peu la morphologie de la phase  $\alpha$  et donc le caractère lamellaire de la structure en vannerie. Son résultat est d'achever les transformations de phases entamées lors du refroidissement après la compression. En revanche, le recuit précédé de la "mise en solution" produit une microstructure bien globulisée, sauf évidemment à l'endroit où les lamelles de phase  $\alpha$  sont peu déformées après la compression.

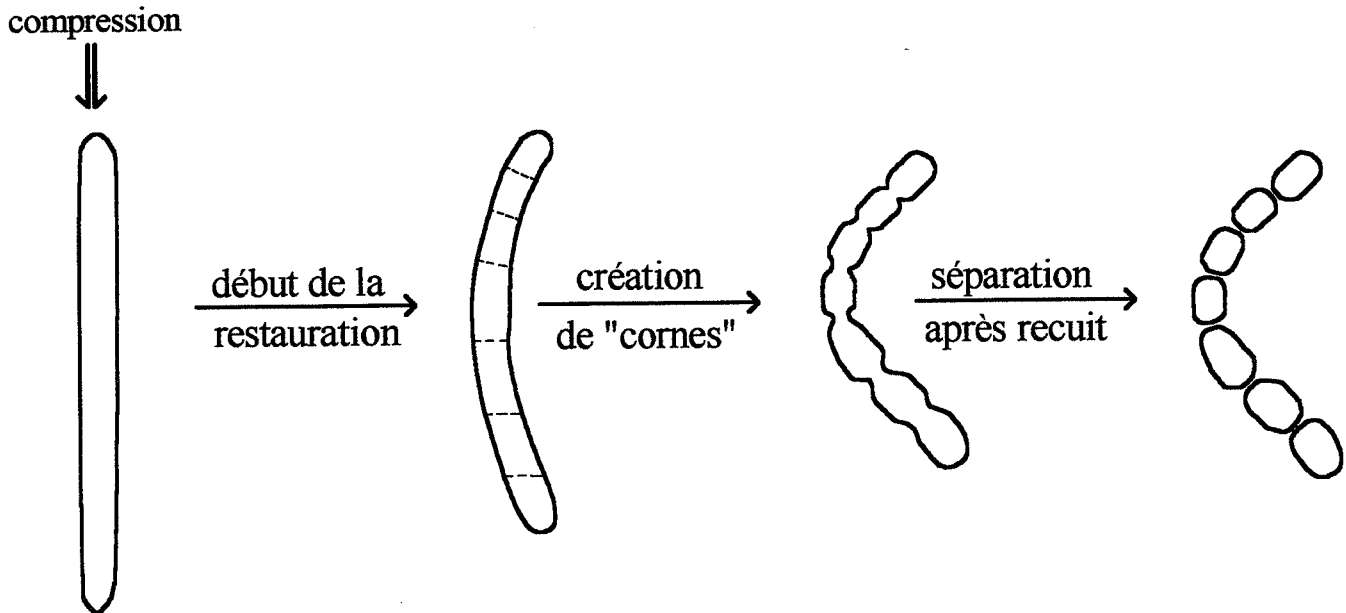
Les processus de fragmentation des lamelles en grains équiaxes ont été le plus exhaustivement et le plus précisément décrits par Weiss et al. (IV-23, IV-24). Deux mécanismes sont proposés. Le premier est associé à la formation d'une structure de sous-grains régulièrement espacés au sein des lamelles, c'est-à-dire à la restauration dynamique de la phase  $\alpha$ . L'autre résulte de l'apparition pendant la déformation de bandes de cisaillement localisées à l'intérieur des lamelles. Dans les deux cas, la segmentation procède par pénétration de la phase  $\beta$  le long des sous-joints ou des zones fortement cisillées. Cette pénétration apparaît si la déformation se prolonge ou lors d'un traitement thermique postérieur.

Plus en détail, dans le premier mécanisme, la pénétration se fait le long des sous-joints fortement désorientés. Elle consiste en la formation de "cornes" (ou "cusps" en anglais) de phase  $\beta$  qui sont la conséquence de la compétition entre les énergies interfaciales (figure IV-1) : plus l'angle  $\theta$  est petit, plus la pénétration est profonde. Lorsque les cornes présentes aux deux extrémités d'un même sous-joint se rejoignent, la fragmentation est totale. Dans le second cas, un cisaillement localisé, suivi d'une rotation des deux parties ainsi formées, coupe partiellement, voire complètement, la lamelle. De façon identique au cas précédent, c'est la formation de cornes de phase  $\beta$  qui achève la segmentation si besoin est. Dans tous les cas, la segmentation est plus aisée si les lamelles initiales sont fines (figure IV-2). Si la microstructure de départ est grossière, la pénétration de la phase  $\beta$  est limitée et la segmentation est achevée par un mécanisme de rotation de la sous-structure, dans lequel les joints de forte énergie sont formés au détriment de ceux de plus faible énergie. On observe alors la morphologie en chapelet dans laquelle les grains adjacents conservent la forme initiale de la lamelle (figure IV-3). Enfin, selon ces auteurs, c'est la cinétique de diffusion des éléments chimiques qui contrôlerait la vitesse et la profondeur de la pénétration de la phase  $\beta$ .

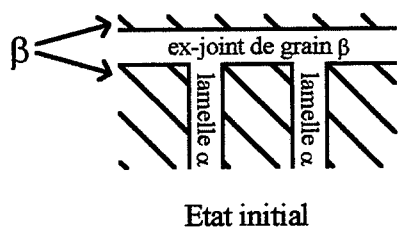




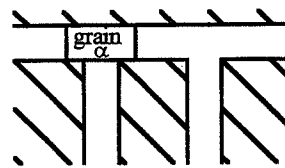
**Figure IV-2** : processus de segmentation des lamelles fines.



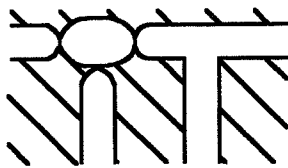
**Figure IV-3** : processus de fragmentation des lamelles épaisses.



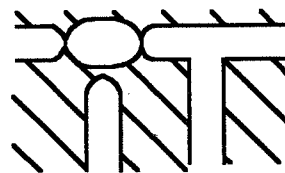
Etat initial



Apparition d'un sous-grain puis d'un grain de phase  $\alpha$



Le grain  $\alpha$  se développe aux dépens de son entourage



Les tensions interfaciales sont telles que le grain reste dans la continuité de l'ex-joint de grain et que la lamelle est expulsée

**Figure IV-4 :** étapes de la conversion d'un ancien joint de grain  $\beta$  en grains équiaxes (IV-29).

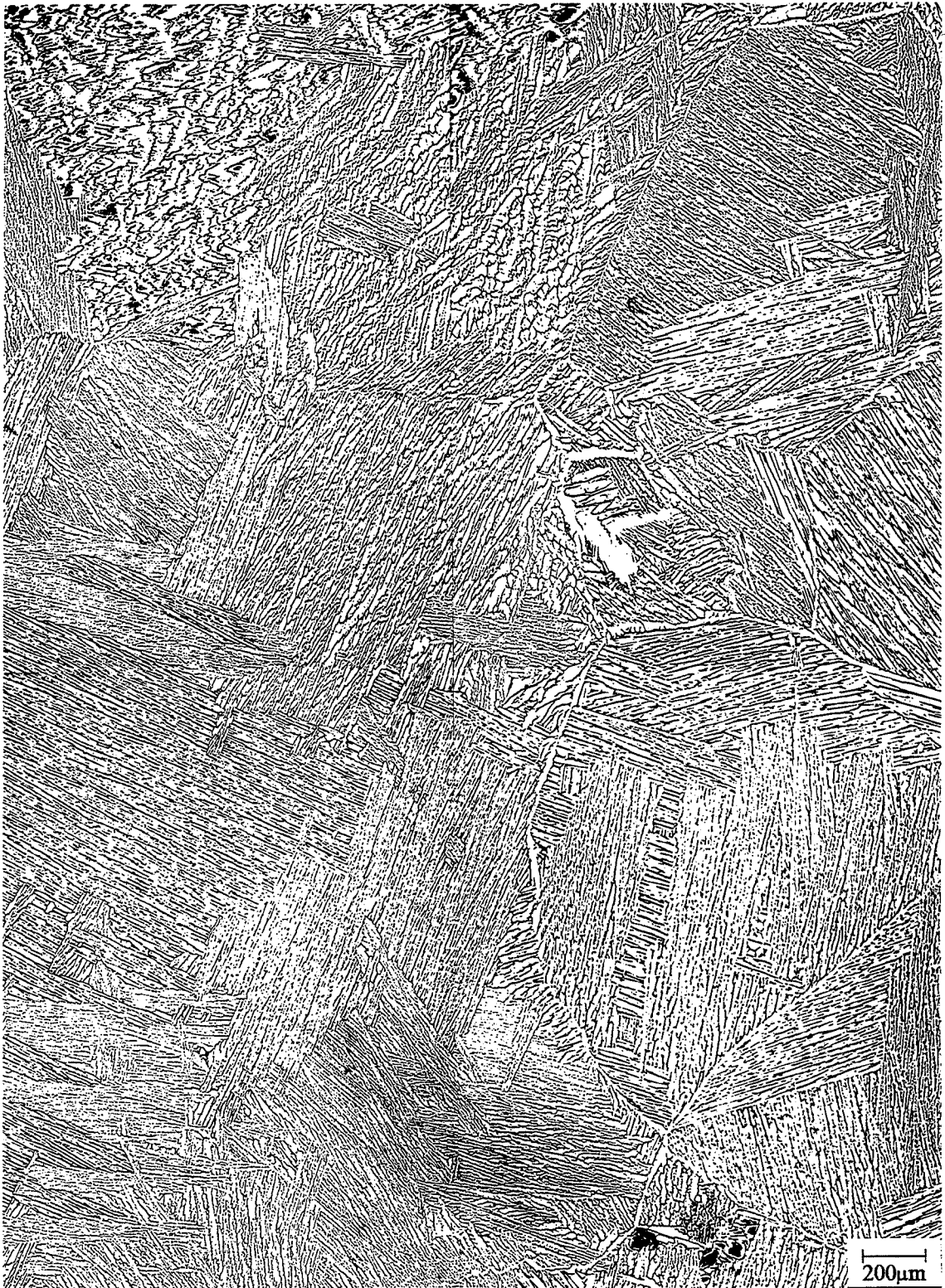
Cogia et al. (IV-28) proposent pour la "recristallisation" des lamelles de phase  $\alpha$  un mécanisme très proche du premier des deux présentés ci-dessus. Mais plutôt que de pénétration de phase  $\beta$  sous forme de cornes, les auteurs parlent uniquement de croissance des sous-grains au cours de laquelle leurs désorientations augmentent.

En plus d'un mécanisme équivalent à celui exposé ci-dessus, Margolin et Cohen (IV-29) détaillent un processus de "recristallisation" particulier dans les lisérés soulignant les joints des anciens grains de phase  $\beta$  aux endroits où ils sont en contact avec des lamelles. Le nouveau grain de phase  $\alpha$  croît dans un premier temps aux dépens du liséré et de la lamelle. Le mouvement des joints de ce nouveau grain et les forces interfaciales résultantes font que la lamelle est littéralement expulsée de l'ex-joint de grain  $\beta$  (figure IV-4).

Il faut bien remarquer que, si l'on en croit les mécanismes proposés ci-dessus (c'est-à-dire des processus de segmentation et de rotation), le terme "recristallisation" employé par certains auteurs est impropre, puisqu'il n'y a pas réellement germination et croissance de nouveaux grains à partir d'une matrice écrouie. Cependant, Peters et al. (IV-22) semblent parler d'un mécanisme de recristallisation classique en ce qui concerne la transformation de la microstructure lamellaire en microstructure équiaxe, sans toutefois apporter la moindre précision ou donnée expérimentale sur ce sujet. En revanche, Billy et Karel (IV-30) affirment, en présentant des photographies, qu'en plus des deux mécanismes proposés par Weiss et al., on peut observer la germination et la croissance de nouveaux grains de phase  $\alpha$ , en particulier aux forts taux de déformation et aux températures proches du transus  $\beta$ . Les deux autres mécanismes resteraient prépondérants vers 900°C et pour des déformations moyennes. En fait, le problème réside dans le sens que l'on donne à ce terme. En effet, même Weiss et al. emploient le terme "recristallisation" alors qu'ils démontrent que ce phénomène n'apparaît pas. Il n'est pas rare dans le langage courant de désigner la totalité d'un processus par un terme qui n'en représente en fait qu'une seule partie. Ainsi, on a rapidement désigné en métallurgie les traitements qui consistent à générer des microstructures de qualité par le terme de "recristallisation", qui ne constitue en général qu'une partie de ce traitement. Dans le cas du TA6V, il y a bien traitement thermomécanique, mais sans recristallisation. Néanmoins, ce mot continue à être utilisé par habitude.

## IV-2 Description de la microstructure lamellaire initiale

La microstructure lamellaire a été obtenue après un maintien d'une heure à 1050°C et un refroidissement dans le four. Le maintien dans le domaine monophasé  $\beta$  est un traitement de



**Figure IV-5 : microstructure lamellaire initiale (x50).**

recristallisation statique. Celle-ci étant achevée en moins d'une minute, on assiste au cours du traitement à une croissance lente des grains de phase  $\beta$  (De Gelas et al., IV-31). La phase  $\alpha$  précipite pendant le refroidissement lent à l'intérieur du four. A l'endroit soulignant la position des joints des anciens grains  $\beta$ , qui sont des lieux de précipitation préférentiels, on observe en général la présence de larges liserés de phase  $\alpha$ . A l'intérieur des anciens grains de phase  $\beta$ , la phase  $\alpha$  apparaît sous la forme de lamelles (ou plaquettes) d'épaisseur inférieure à celle des liserés. Sur la figure IV-5 est présentée une vue étendue de la microstructure lamellaire. On peut y voir qu'elle est composée plus particulièrement d'une imbrication intime de colonies constituées de ces lamelles. La phase  $\beta$  intergranulaire représente environ 10% de la matière totale. Le diamètre de l'ex-grain de phase  $\beta$  est de l'ordre de 0,1 à 0,2 mm. Dans chacun d'eux, on observe de 4 à 8 colonies de lamelles.

L'orientation cristallographique de chacune des colonies est particulière. Cet aspect est illustré par la figure IV-6 où chaque colonie présente une couleur, associée à son orientation mesurée par nos soins, différente de ses voisines. Ces orientations sont liées aux morphologies, très diverses, que présentent les lamelles dans le plan d'observation. En effet, elles peuvent présenter un aspect très rectiligne, elliptique, très larges aux contours imprécis (un peu comme des vagues) ou alors des formes intermédiaires entre ces trois morphologies très typées (voir figures IV-5 et IV-6). L'orientation cristallographique des lamelles au sein d'une colonie ne varie que de quelques dixièmes de degrés. On peut en voir un exemple expérimental sur la figure IV-7. Les nombres inscrits sur les lamelles correspondent aux endroits précis où ont été effectuées les mesures locales d'orientation cristallographique par diffraction des électrons rétrodiffusés.

D'autres mesures cristallographiques locales ont permis de déterminer précisément la morphologie des plaquettes, qui est présentée sur la figure IV-8. Elles possèdent un volume à base ovale, oblong et aux dimensions variables : 100 à 150 $\mu\text{m}$  de longueur et 30 à 40 $\mu\text{m}$  de largeur pour une épaisseur allant de 10 à 20 $\mu\text{m}$ . La figure IV-9 présente les deux positions de la maille hexagonale au sein d'une lamelle. Pour les déterminer sans ambiguïté, nous avons notamment utilisé des échantillons dont les faces usinées autorisent deux mesures, à 90 degrés l'une de l'autre, sur une même colonie (figure IV-10). Le résultat est que la grande dimension des lamelles se développe selon l'une des deux directions les plus denses de la maille hexagonale,  $\langle 11\bar{2}0 \rangle$  ou  $\langle 1\bar{1}00 \rangle$  et que la largeur est parallèle à l'axe  $\bar{c}$  (soit  $\langle 0001 \rangle$ ).

### IV-3 Conditions expérimentales

Les essais comportent de une à trois passes successives sans passage à la température



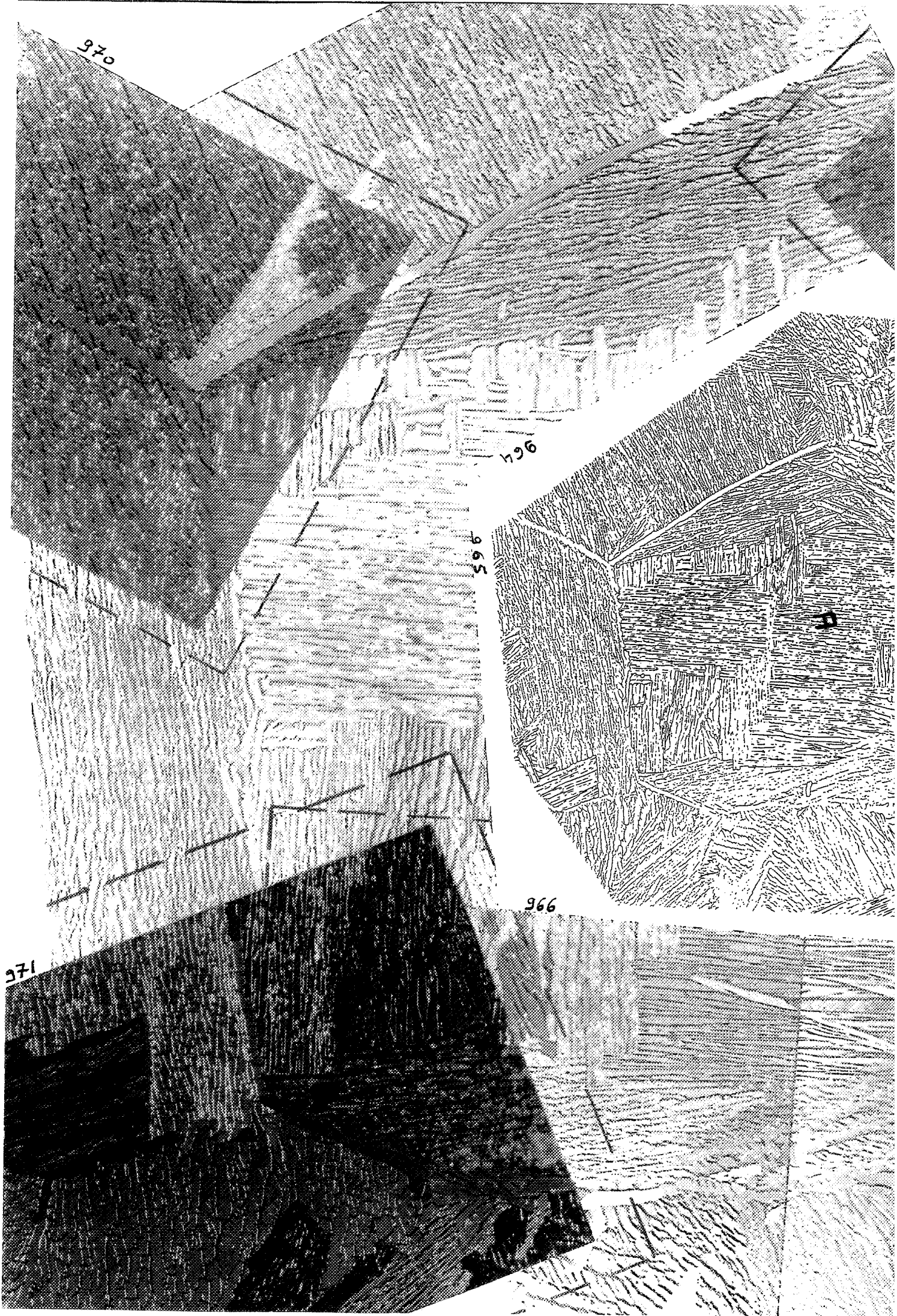
970

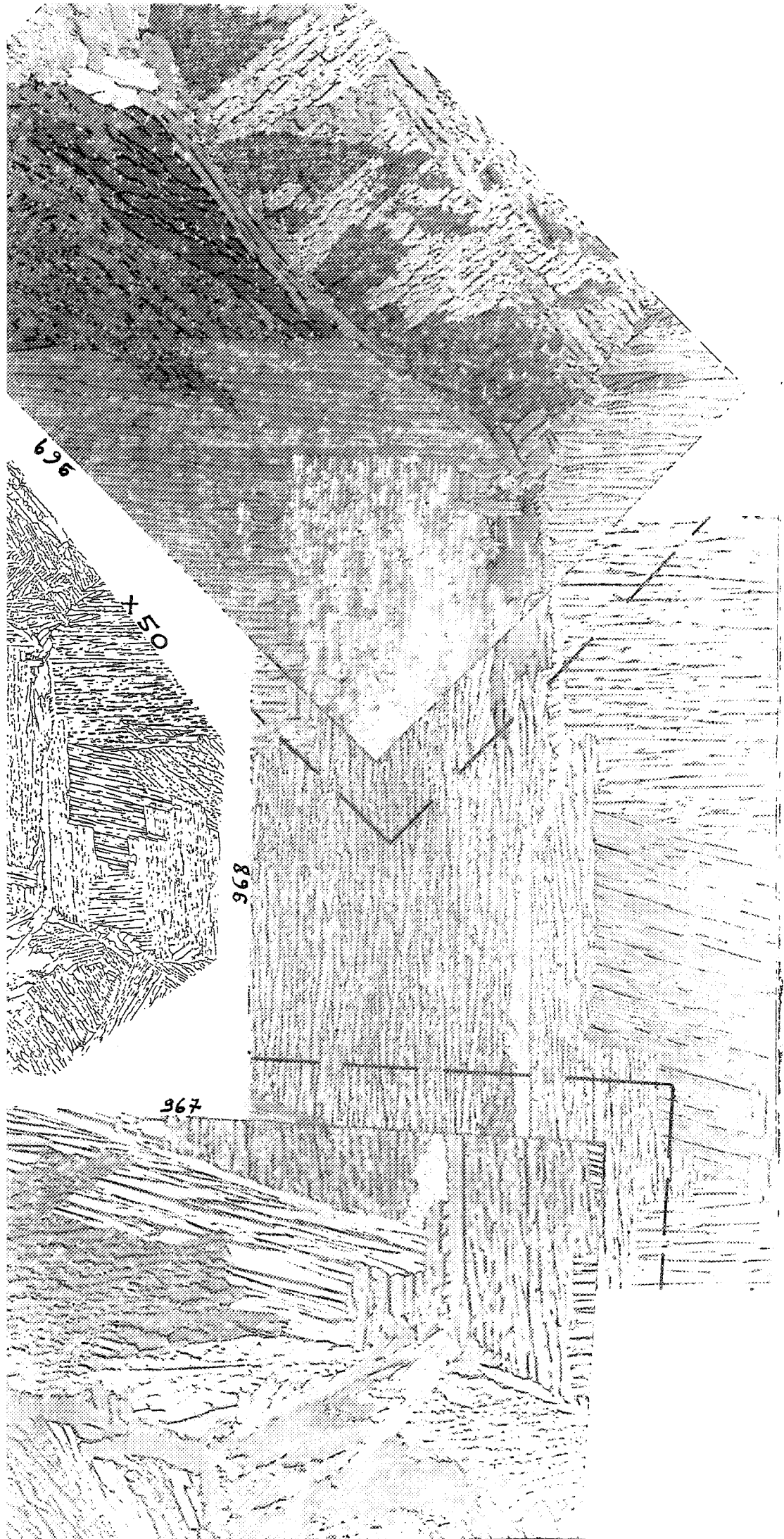
996

995

966

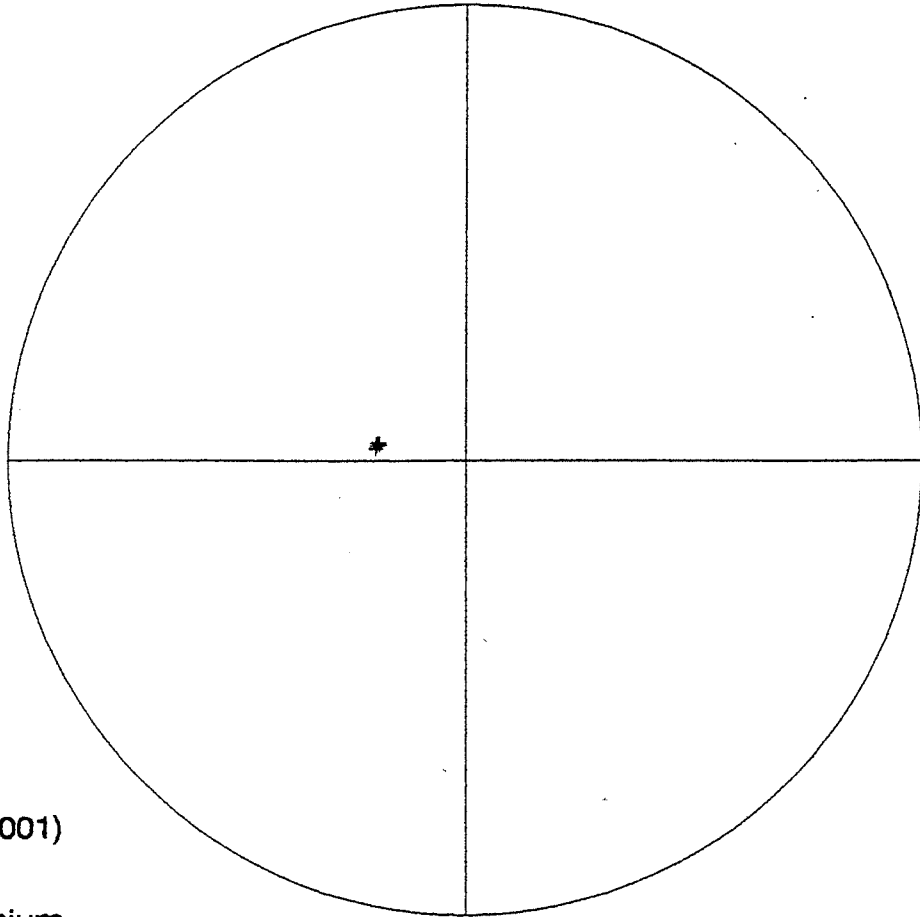
971





**Figure IV-6** : morphologie des colonies de lamelles de grain  $\beta$  (X100).

Axe de compression

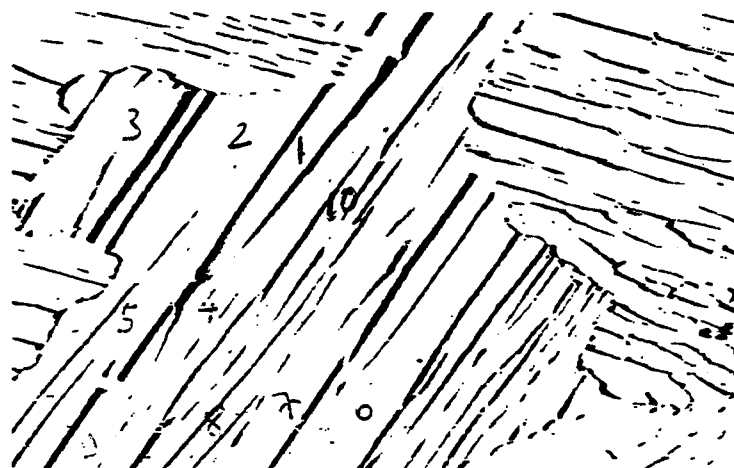


Pole Figure (0001)

Records: 10

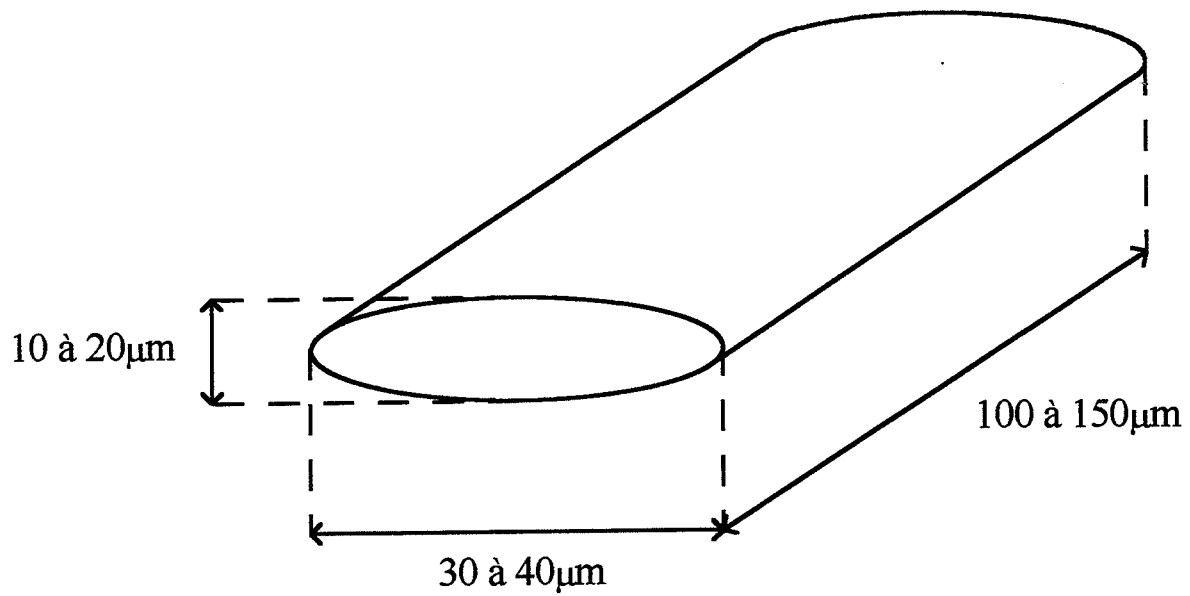
Structure: titanium

Upper Stereographic

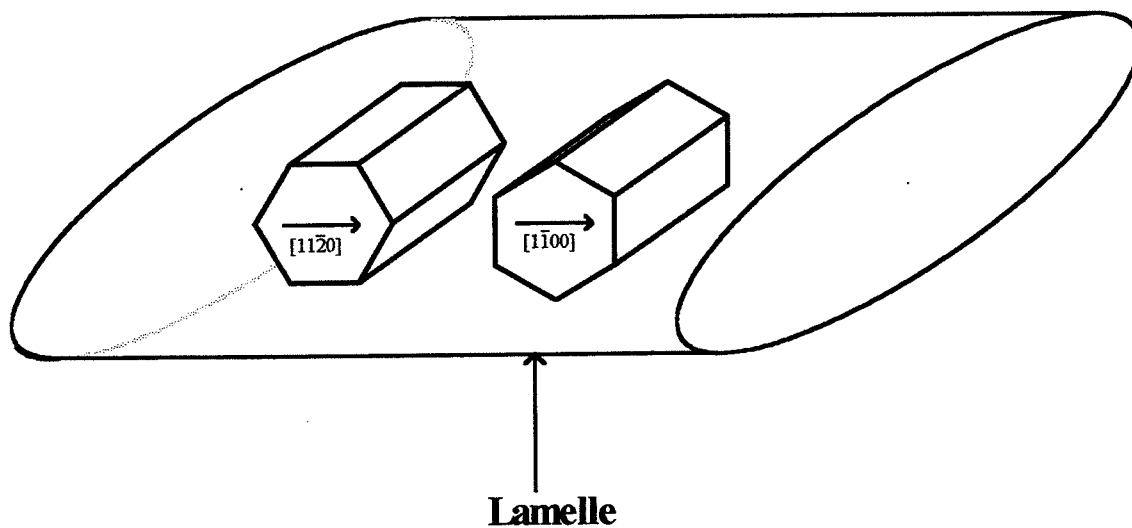


| 10  $\mu\text{m}$

**Figure IV-7 :** mesure expérimentale des orientations cristallographiques de lamelles issues de la même colonie (les chiffres sur la micrographie indiquent le lieu des mesures).

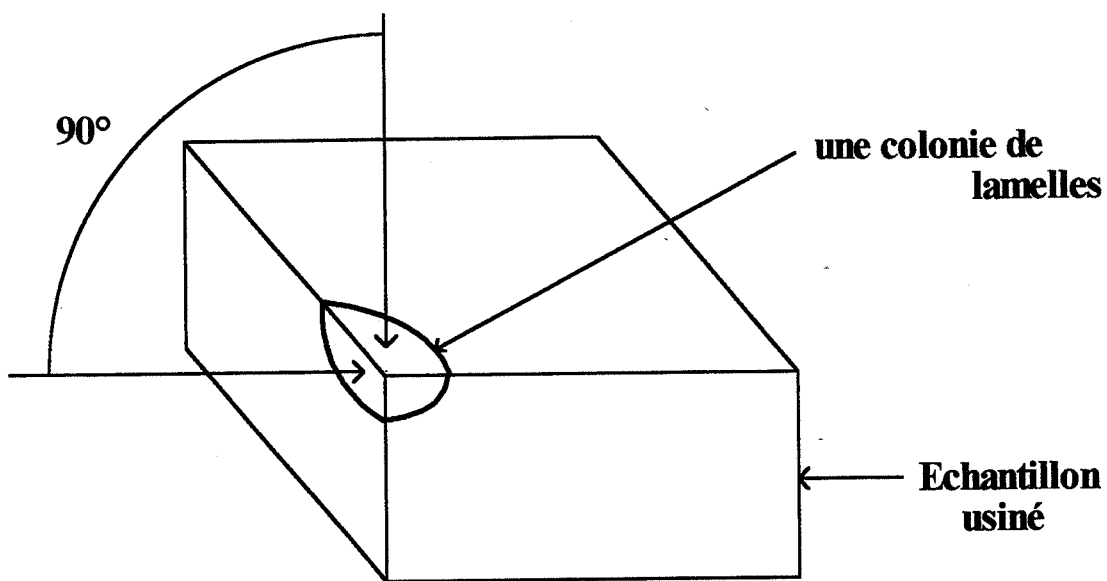


**Figure IV-8** : morphologie d'une lamelle.

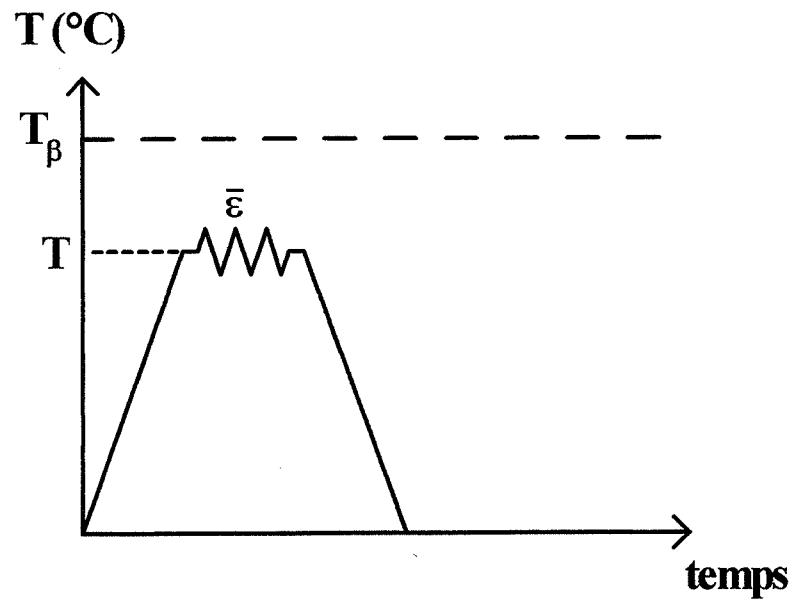


**Figure IV-9** : représentation schématique des deux positions possibles de la maille hexagonale dans une lamelle.





**Figure IV-10** : forme d'échantillon utilisée pour déterminer sans ambiguïté la position de la maille dans les lamelles.



$\bar{\epsilon}$ / $T$ (°C)	0,11	0,22	0,28	0,34	0,46	0,85	1,25	1,75	3,2
960						●		●	
950			●		●	●	●	●	
930			●		●	●	●	●	
920						●		●	●
900	●	●		●	●				

Figure IV-11-a : essais monopasses réalisés.

ambiante. Les deux faces de l'échantillon sont enduites de nitrure de bore avant chaque essai pour favoriser le glissement. Les conditions expérimentales sont les suivantes :

- $\dot{\epsilon}_n = 10^{-1} \text{ s}^{-1}$ ,
- $H=20\text{mm}$  et  $D=8\text{mm}$ ,
- le passage d'une température à l'autre s'effectue à  $5^\circ\text{C}/\text{min}$ ,
- le refroidissement se déroule à four coupé et ouvert.

La vitesse de déformation nominale  $\dot{\epsilon}_n$ , c'est-à-dire celle qui est appliquée globalement à l'éprouvette, est effectivement maintenue constante. Elle serait identique dans tout l'échantillon si la déformation était homogène. Comme ce n'est pas le cas, elle est à distinguer des vitesses de déformation locales. Pour tous les essais, nous avons choisi  $10^{-1}\text{s}^{-1}$  car il s'agit de l'ordre de grandeur des vitesses de forgeage utilisées dans la réalité. Lors du refroidissement, la température chute de  $100^\circ\text{C}$  après 1min 30s, de  $200^\circ\text{C}$  après 4min et de  $300^\circ\text{C}$  après 6min. La chute de température est suffisamment lente pour éviter la transformation martensitique  $\beta \rightarrow \alpha'$ , mais assez rapide pour que la microstructure de la phase  $\alpha$  présente à chaud se modifie peu : les grains de phase  $\alpha$  grossissent légèrement et la phase  $\beta$  se transforme principalement en petites lamelles de phase  $\alpha$  secondaire.

Le détail des essais réalisés est présenté sur la figure IV-11. Les essais monopasses ont été choisis de manière à couvrir convenablement tout le domaine température-déformation étudié. Les essais multipasses sont de deux types. Les plus nombreux sont constitués de deux compressions successives. Ils sont isothermes ou bien comportent un changement de température, dans le sens de la montée ou de la descente. Ainsi, combinés à plusieurs taux de déformation, ces essais permettent d'étudier les effets de la succession de températures de compression sur la structure. Les conséquences sur les microstructures des maintiens en température que comportent certains de ces essais bipasses sont examinés. Enfin, la décomposition de la déformation en trois passes est étudiée grâce à deux essais tripasses.

#### IV-4 Caractérisation des microstructures

Les microstructures produites sont évaluées du point de vue de la taille, de l'homogénéité en taille et du caractère individuel des grains de phase  $\alpha$  qui les composent. Tous les effets qui ne tendent pas à produire des grains fins, équiaxes et bien individualisés, sont considérés a priori comme néfastes.



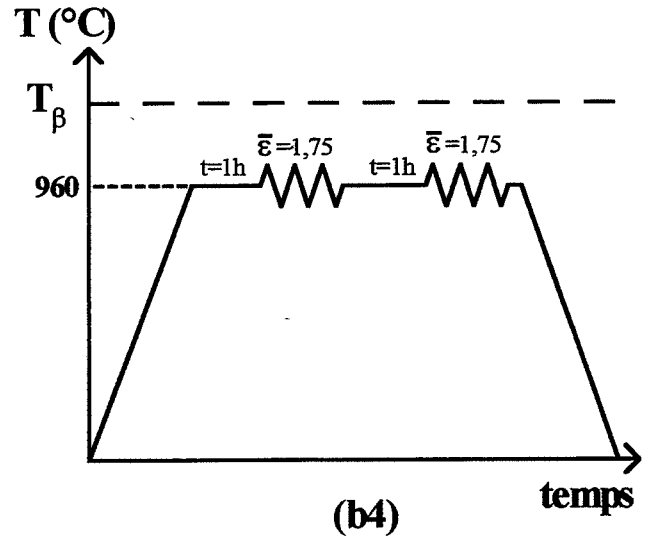
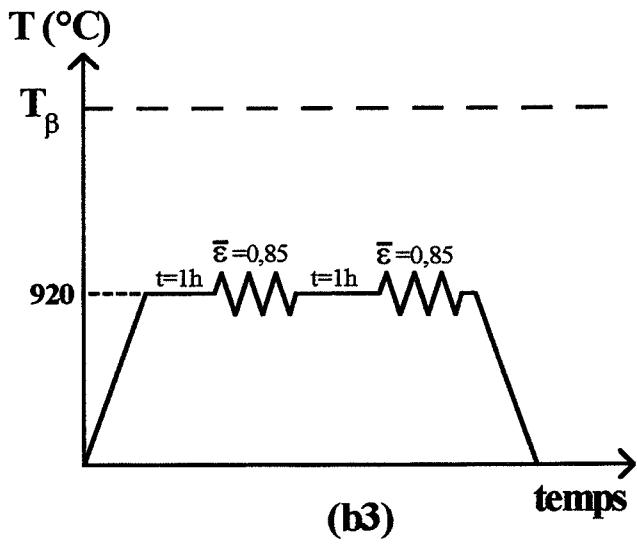
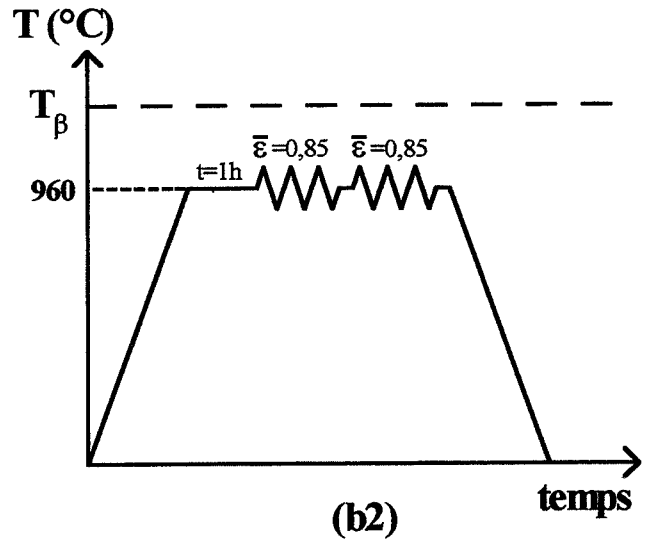
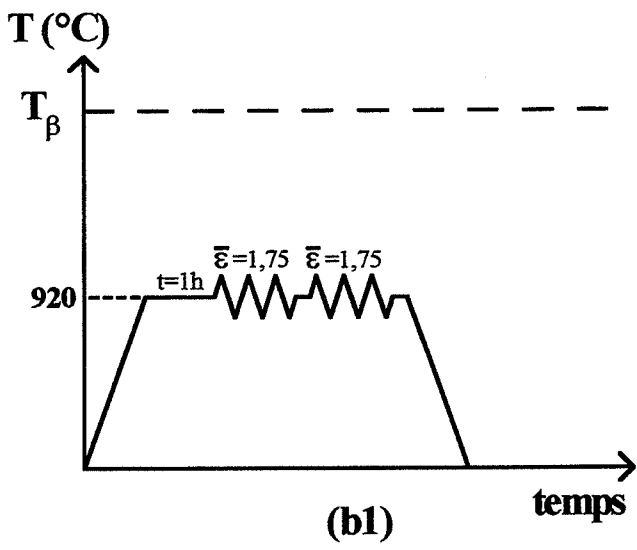


Figure IV-11-b : essais bippasses isothermes.

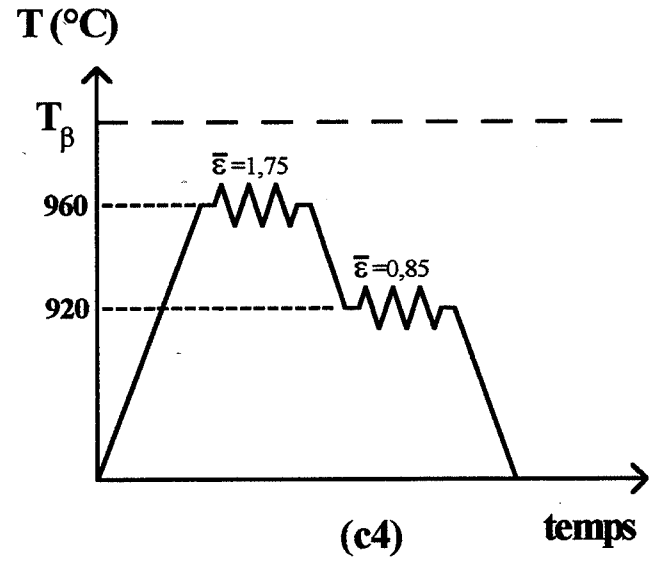
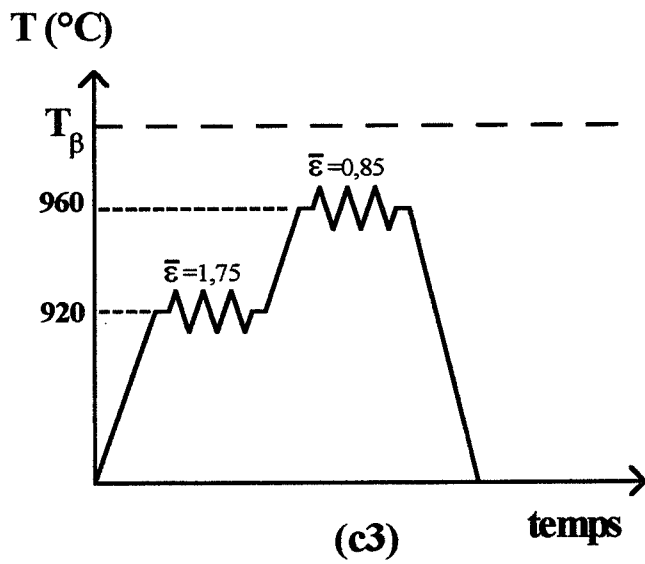
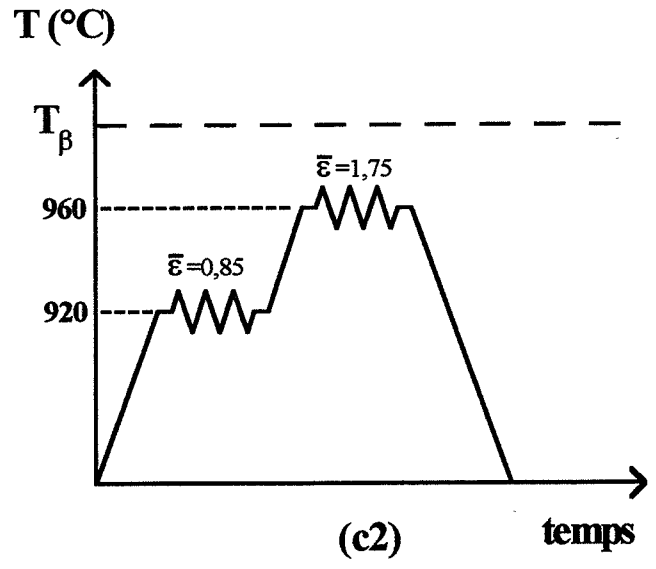
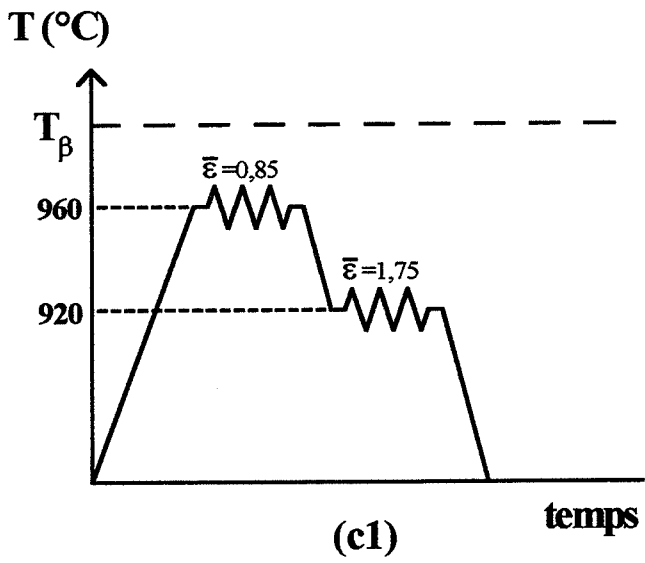


Figure IV-11-c : essais bypasses sans maintiens.

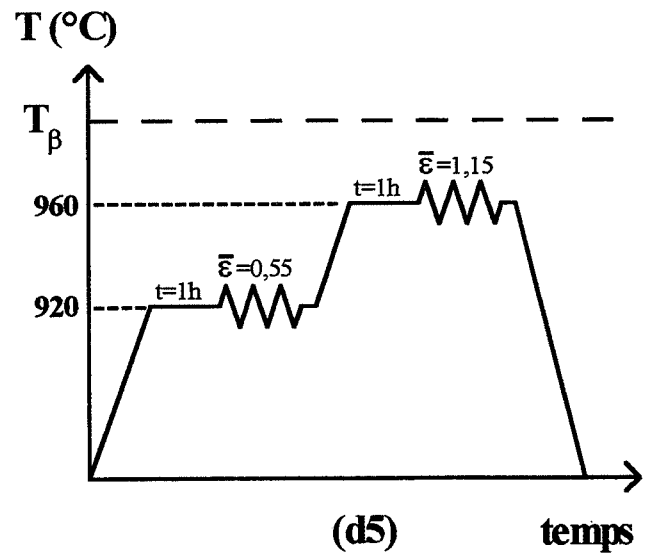
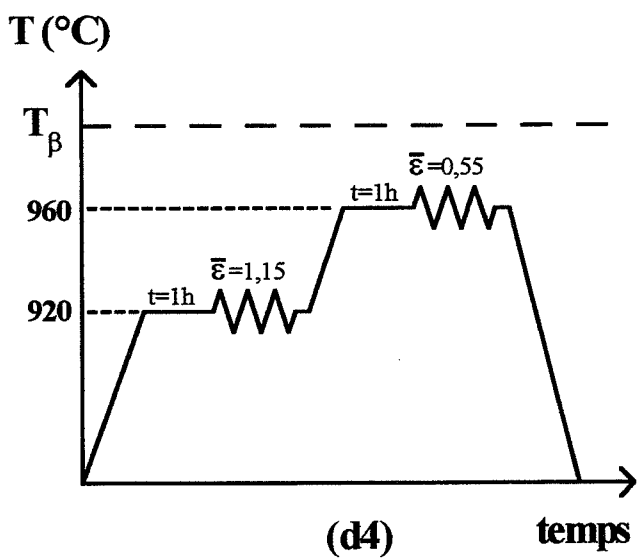
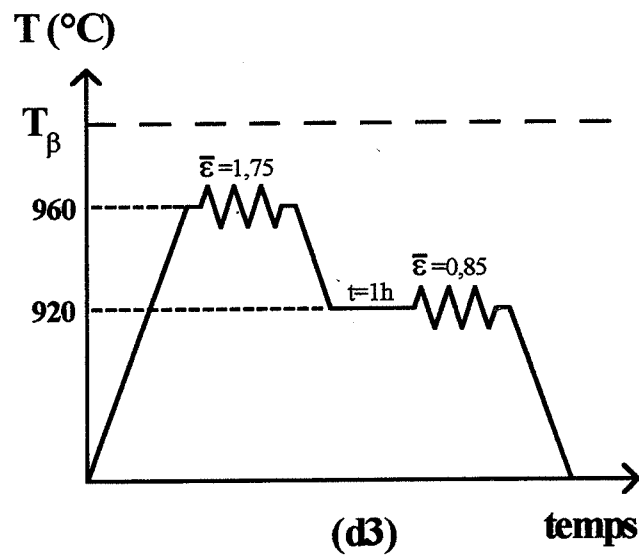
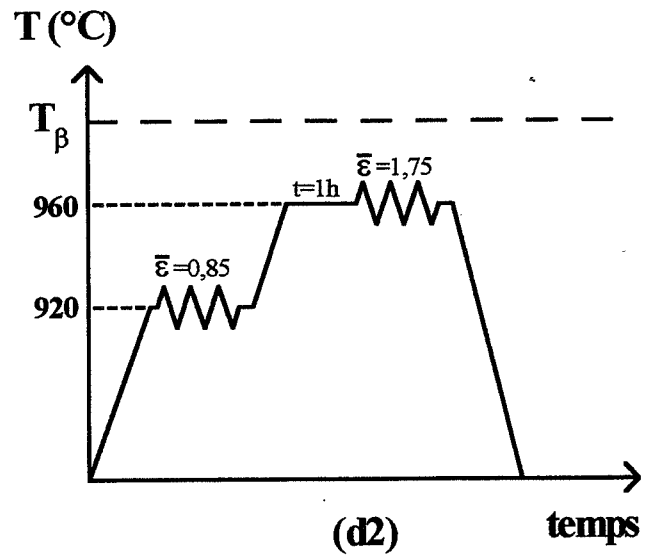
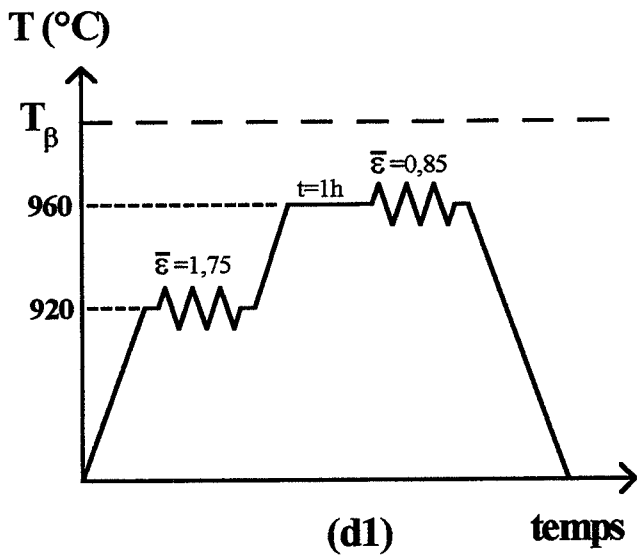


Figure IV-11-d : essais bipses comportant des maintiens.

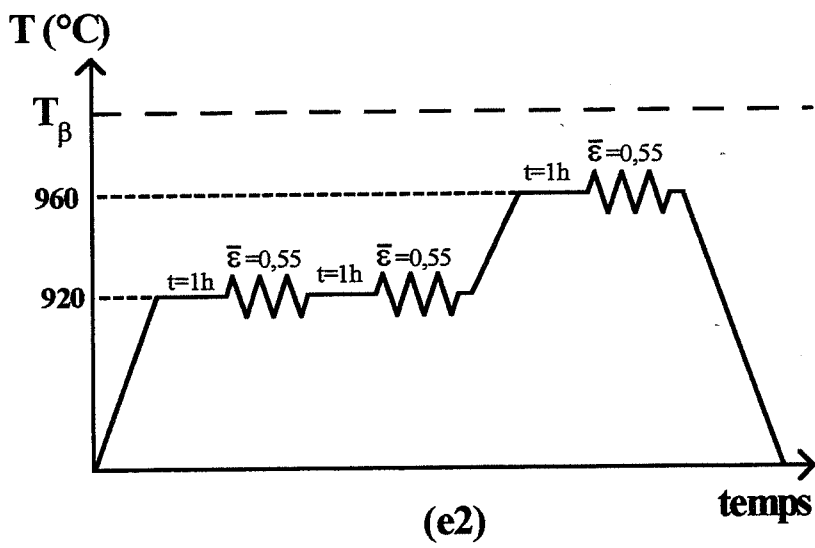
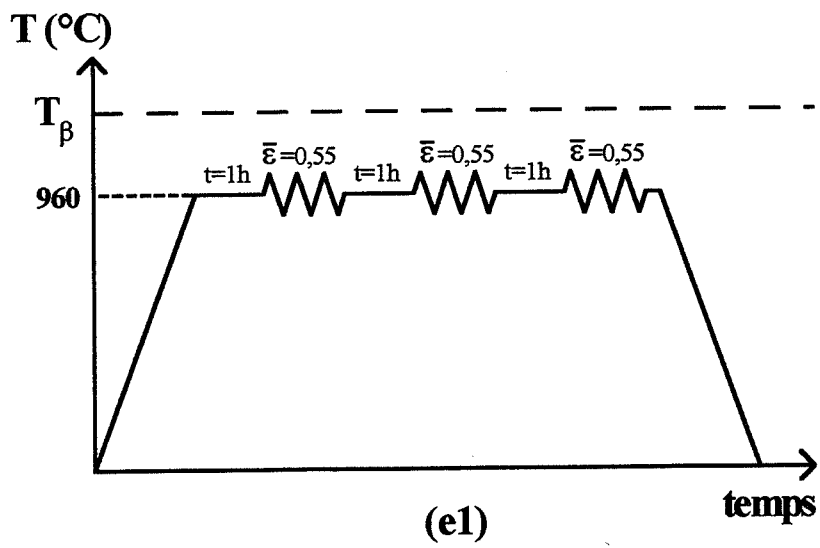
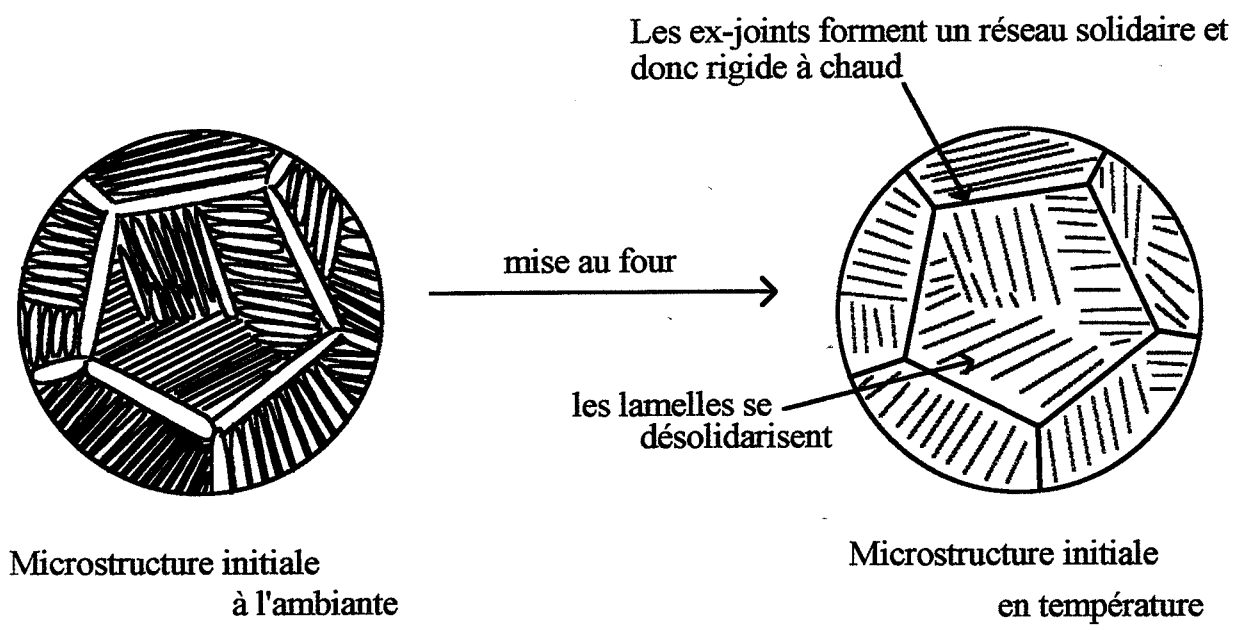


Figure IV-11-e : essais tripasses réalisés.



**Figure IV-12** : effets de la montée en température simple sur la microstructure initiale.

## IV-5 Résultats

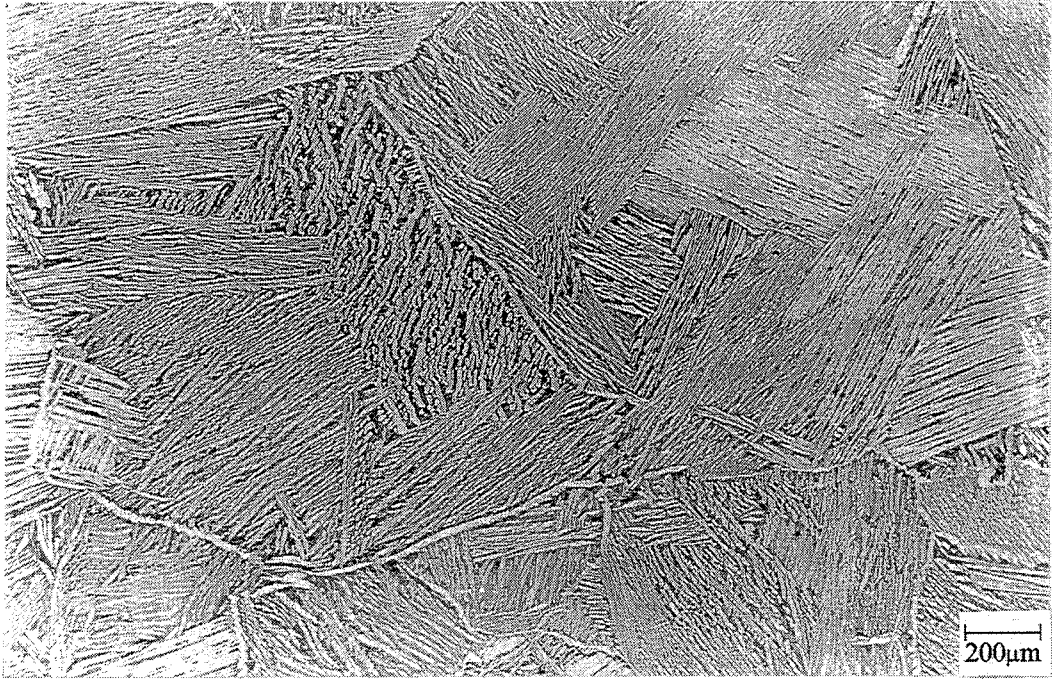
### IV-5-1 Compressions monopasses

#### IV-5-1-1 Transformations de la microstructure

C'est la description qualitative des évolutions morphologiques de la microstructure lamellaire lors de la compression qui est exploitée dans cette étude.

Dans les premiers stades de la déformation, le comportement des liserés, situés aux joints des anciens grains  $\beta$ , et qui forment ainsi un réseau de larges lamelles connectées entre elles, se distingue de celui des colonies de lamelles. En effet, celles-ci, bien qu'assez intimement imbriquées à température ambiante, ne constituent pas à chaud un tel réseau rigide (figure IV-12). De ce fait, les liserés subissent les effets de la déformation avant les lamelles internes aux anciens grains. Le premier domaine de déformation consiste donc en la dislocation progressive de ce réseau, qui se comprime, puis dont les éléments se tordent. En revanche, les lamelles internes ne se couchent et ne se déforment guère, et restent collectivement sous forme de colonies (figure IV-13-a). En fait, on peut considérer que le premier domaine a pour effet de gommer une partie des différences, en particulier d'orientation morphologique, entre les grosses lamelles que constituent les liserés et les lamelles des colonies. A l'issue, on distingue moins bien les lamelles déformées des liserés, sauf aux endroits où ceux-ci étaient initialement très épais. Ils gardent alors une forme plus massive (figure IV-13-b). Dans le second domaine, la déformation avançant, les lamelles s'inclinent peu à peu dans la direction orthogonale à l'axe de compression, forment des replis et se segmentent (figure IV-14). Un troisième domaine débute dès que la déformation s'exerce sur les lamelles alors toutes alignées perpendiculairement à l'axe de compression. Elles sont écrasées les unes contre les autres, s'élargissent, s'amincissent, puis se séparent, par endroits, en larges portions (figure IV-15). Lorsque la segmentation s'engage plus efficacement et produit les premiers grains équiaxes, on a alors délimité un quatrième et dernier domaine de déformation (figure IV-16).

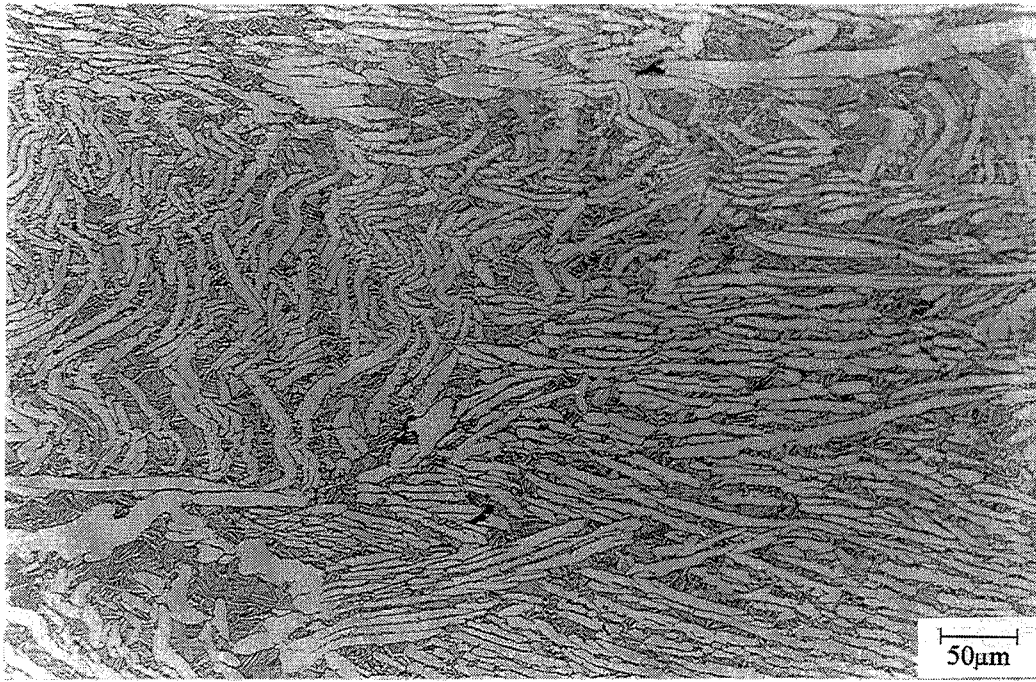
La succession des domaines de comportement de la phase  $\alpha$  décrits ci-dessus est toujours présente, quelle que soit la température de corroyage considérée. En revanche, l'étendue des domaines n'est pas constante dans l'intervalle de travail. En effet, à chaque température est associée une proportion de phase  $\alpha$ , ainsi qu'une latitude de pénétration de la phase  $\beta$ , différentes. Les mécanismes de segmentation et de déformation n'agissent alors pas avec la même intensité. De ce fait, les conséquences sur la morphologie des microstructures finalement produites sont importantes. La figure IV-17 présente un diagramme température-déformation locale dans lequel sont tracées les frontières des quatre domaines de déformation définis ci-dessus, ainsi que la courbe de la fraction de phase  $\alpha$  aux températures concernées selon Castro et Séraphin (III-11) (voir page 171).



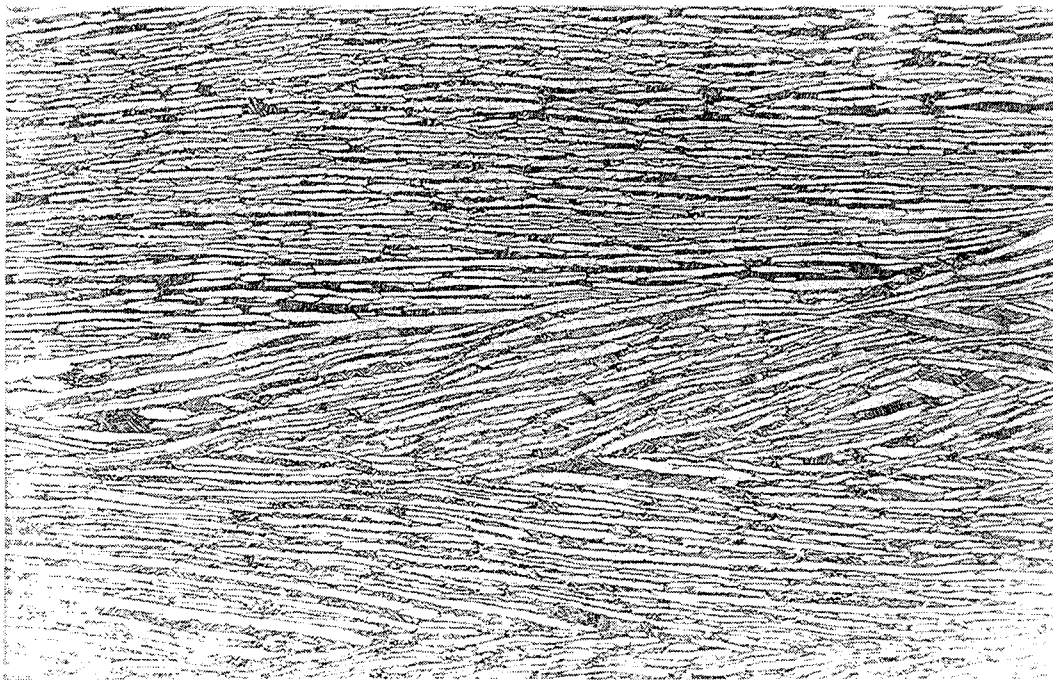
**Figure IV-13-a** : structure lamellaire déformée de  $\bar{\varepsilon}=0,11$  à 900°C (x50).



**Figure IV-13-b** : structure lamellaire déformée de  $\bar{\varepsilon}=0,34$  à 900°C (x50).

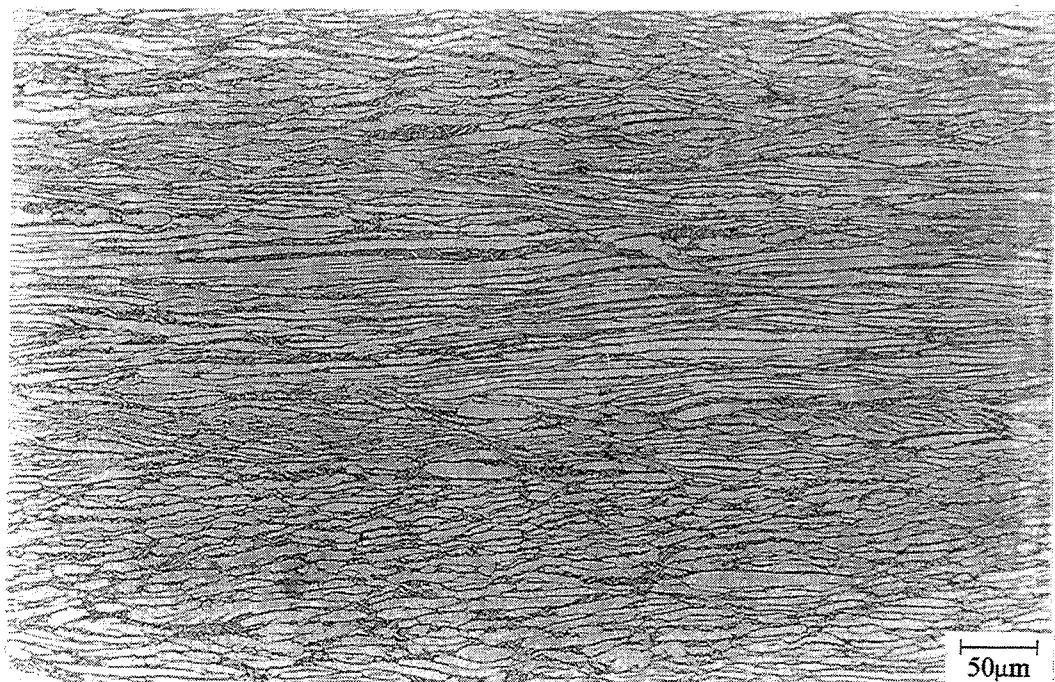


**Figure IV-14** : structure lamellaire déformée de  $\bar{\epsilon}=0,85$  à 920°C (x200).



**Figure IV-15** : structure lamellaire déformée de  $\bar{\epsilon}=1,25$  à 930°C (x200).





**Figure IV-16** : structure lamellaire déformée de  $\bar{\epsilon}=1,75$  à  $920^{\circ}\text{C}$  ( $\times 200$ ).

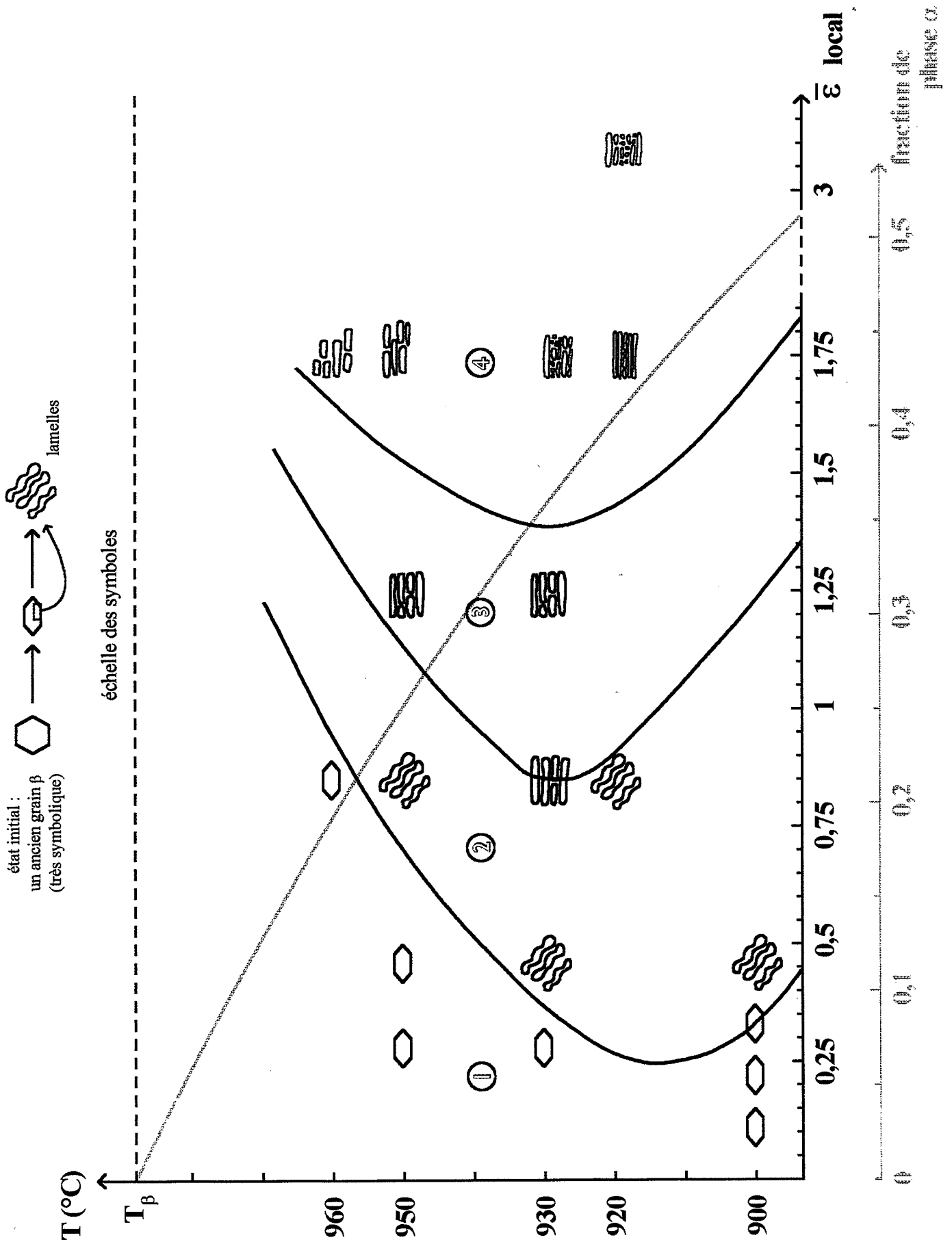
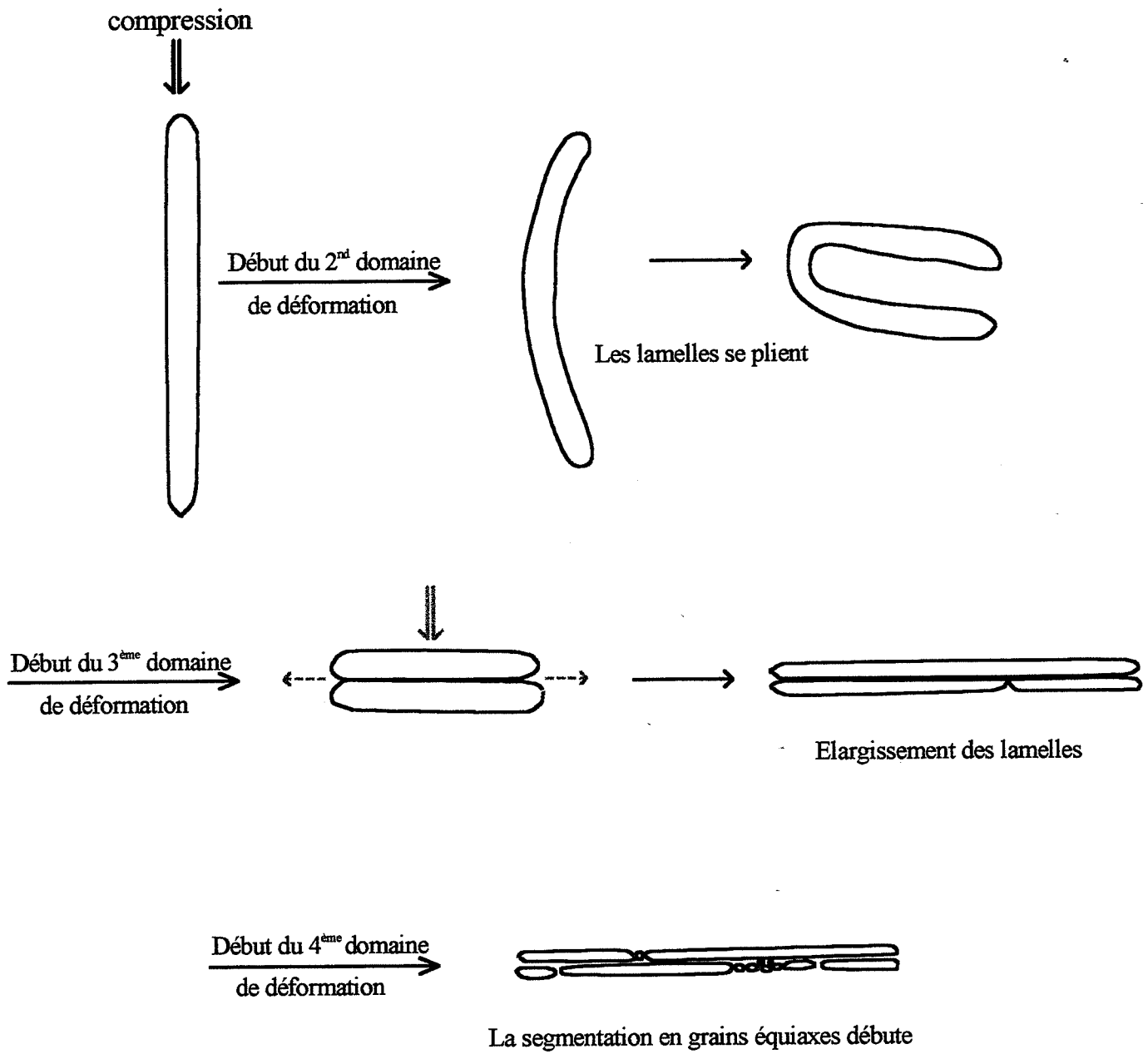


Figure IV-17 : diagramme température-déformation locale présentant les 4 domaines de déformation.

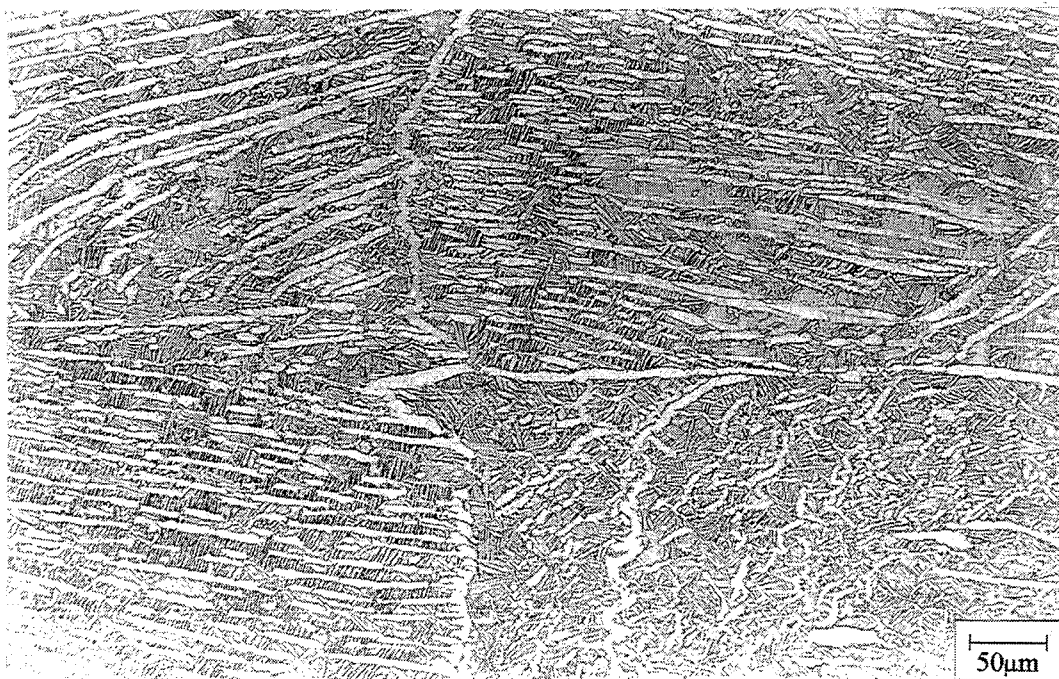


**Figure IV-18** : processus de déformation des lamelles à 920°C.

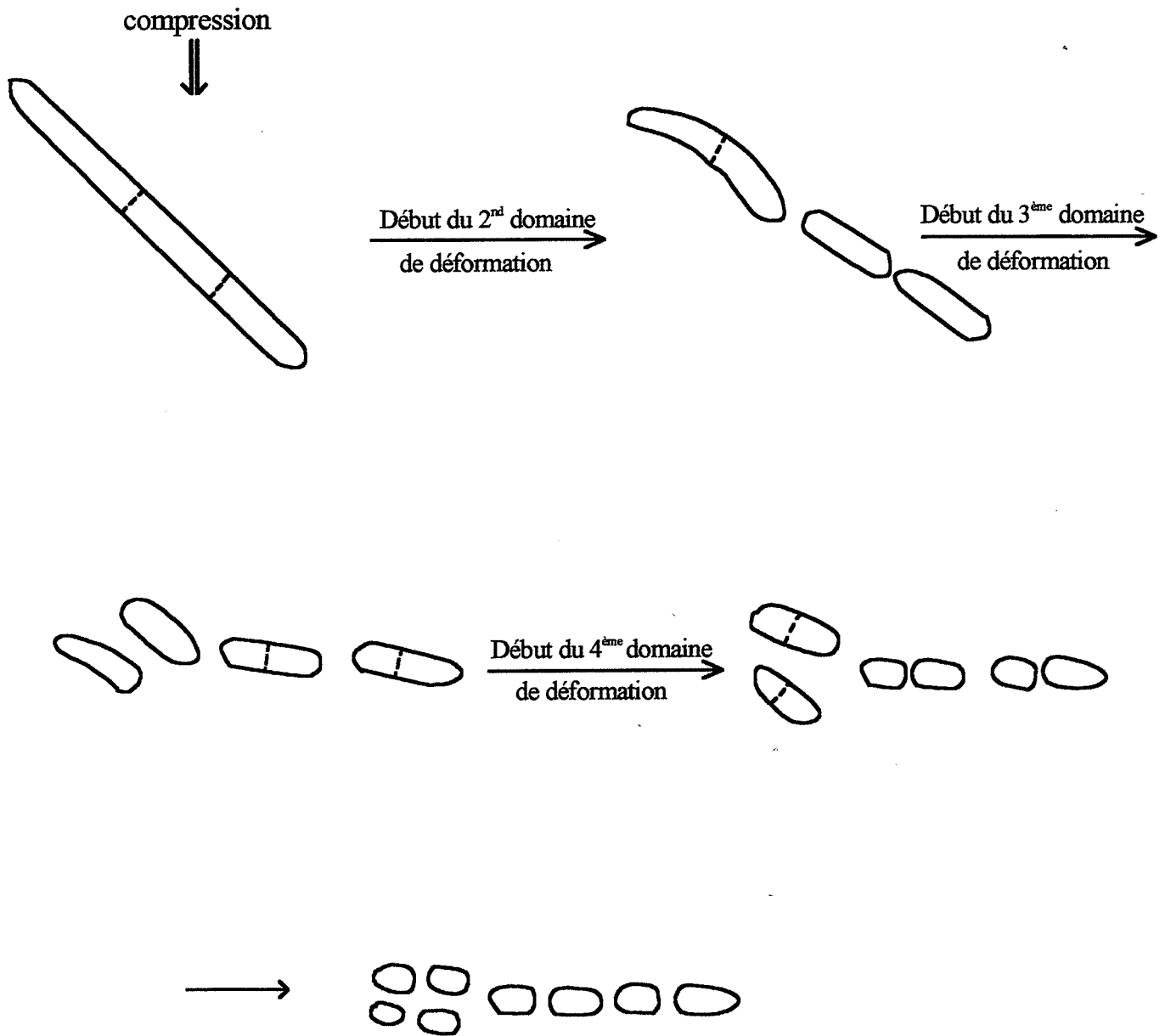
En limite inférieure de l'intervalle, vers 920-930°C, les lamelles commencent à se tordre rapidement et le premier domaine est ainsi très réduit. Dès que la déformation atteint 0,9, les plaquettes sont toutes alignées et entament leur segmentation. Aux grandes déformations, la microstructure est très hétérogène. Elle est principalement composée de portions de lamelles qui sont longues, minces et serrées les unes contre les autres, car l'effet mécanique de la déformation est important à cette température. Mais elle contient aussi de plus petites particules allant du minuscule grain équiaxe (1 à 2 microns de diamètre) jusqu'au grain de rapport de forme 4 ou 5 dans le sens perpendiculaire à l'axe de compression (voir figure IV-16). La figure IV-18 schématise le processus de déformation des lamelles à 920°C.

Dans le haut de l'intervalle de température étudié, c'est-à-dire de 960°C au transus  $\beta$ , le pourcentage de phase  $\alpha$  est si faible que les lisérés et les lamelles des colonies sont très minces à chaud. En conséquence, le réseau de lisérés, alors beaucoup moins rigide qu'aux plus basses températures, subit nettement mieux la déformation. Ainsi, le premier stade de déformation, qui consiste à disloquer ce réseau, s'étend jusqu'à une déformation de 0,9. Mais, simultanément, un autre phénomène, qui est pratiquement absent aux autres températures, apparaît dans ce premier domaine. En effet, comme la pénétration de la phase  $\beta$  le long des sous-joints est favorisée, les lamelles se divisent aisément, sans réellement se déformer, en segments très longs qui gardent dans un premier temps la même orientation morphologique (figure IV-19). En outre, puisque ces segments se comportent alors comme des inclusions dures dans une matrice molle, ils tardent ensuite à se déformer. D'ailleurs, la plupart d'entre eux se divisent très progressivement en grains plus petits selon le même processus qui a vu la segmentation des lamelles dans le premier domaine (figure IV-20). Seule une partie de ces segments se déforment selon le processus décrit à 920°C, en général ceux issus de lamelles qui sont initialement alignées parallèlement à l'axe de compression. L'étendue des domaines 2 et 3 est par conséquent très réduite. Au-delà d'une déformation de 1,75, on obtient une microstructure bien segmentée, mais composée de grains relativement peu nombreux, épais et longs (avec un rapport de forme de l'ordre de 3 dans le sens perpendiculaire à l'axe de compression). On trouve d'autre part peu de traces de lisérés plus épais que le reste de la microstructure.

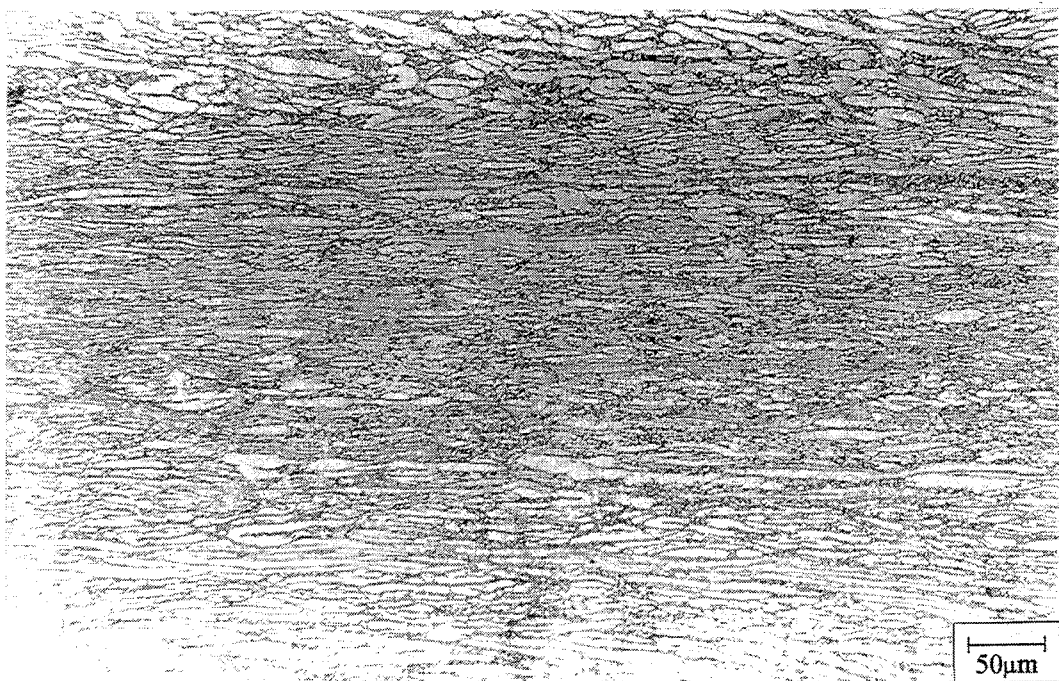
D'une limite à l'autre, les frontières des domaines ne varient pas linéairement. A 930°C, le premier domaine est légèrement plus vaste qu'à 920°C car le pourcentage de phase  $\alpha$  y est moindre. En revanche, les effets dus à la température et ceux de la déformation se combinent de telle manière que c'est à cette température que l'alignement des lamelles et leur segmentation demandent le moins de déformation (aux grandes déformations, la segmentation des lamelles est d'ailleurs un peu plus achevée ici qu'à 920°C). A des températures plus élevées, la segmentation par la température devient rapidement prépondérante et l'évolution des phénomènes est très progressive jusqu'au transus. Ainsi, à 950°C, la microstructure obtenue est proche de celle



**Figure IV-19** : structure lamellaire déformée de  $\bar{\epsilon}=0,85$  à  $960^{\circ}\text{C}$  (x200).



**Figure IV-20 :** processus de déformation des lamelles à 960°C.



**Figure IV-21** : structure lamellaire déformée de  $\bar{\epsilon}=3,2$  à  $920^{\circ}\text{C}$  (x200).

produite à 960°C, mais les nodules de phase  $\alpha$  sont un peu plus longs et plus minces. En effet, le corroyage  $\gamma$  est un peu plus efficace qu'à 960°C et l'effet de la température légèrement moins actif. Il faut noter que quelques essais effectués à de faibles déformations montrent que le premier domaine s'élargit de nouveau à 900°C. On peut penser que les lisérés et les lamelles, devenus alors très épais et donc plus robustes, résistent plus longtemps à la sollicitation mécanique et attendent un taux de compression plus important pour se déformer efficacement.

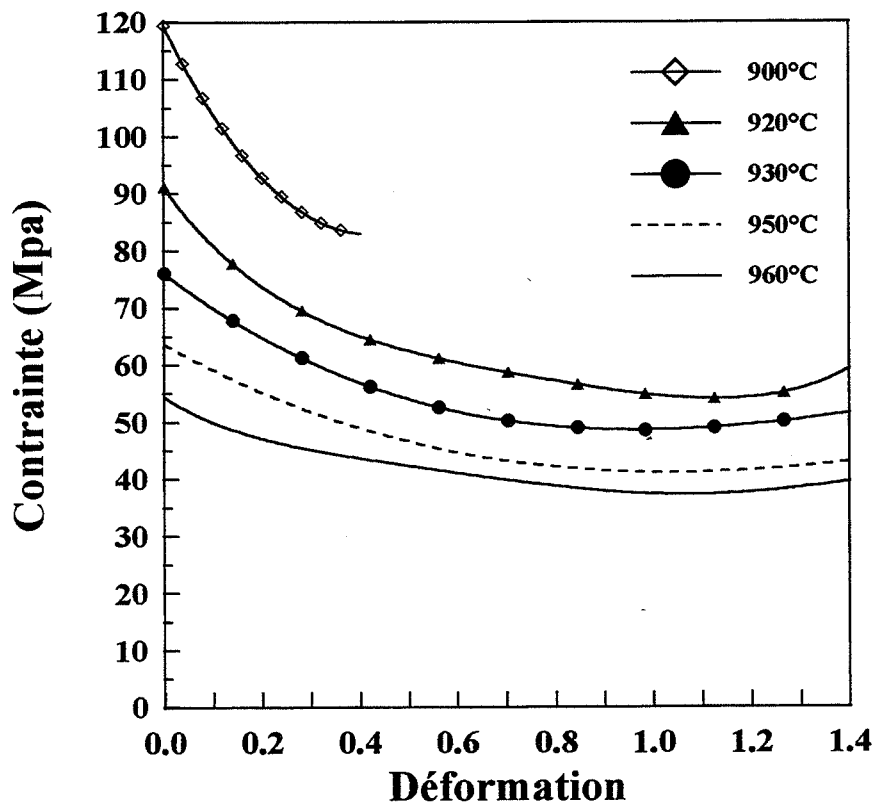
Finalement, les frontières des domaines de déformation se présentent sous la forme de courbes en "nez". Le premier "nez" se situe vers 910-920°C et les deux autres à 930°C. Au-dessus de ces températures, ce sont les phénomènes de diffusion qui dominent, et à des températures plus basses, c'est l'effet mécanique de la déformation qui est prépondérant.

Pour résumer simplement les observations portées sur le diagramme température-déformation, on peut dire qu'à 960°C a lieu une segmentation complète des lamelles, en morceaux de taille homogène mais aux grandes dimensions. C'est l'effet de segmentation par la température, que l'effet de la déformation mécanique assiste un peu aux grandes déformations. A 920°C, l'effet mécanique de la déformation est très important, en tordant les lamelles en de nombreux replis, mais celui de la température est trop faible pour achever la segmentation des lamelles. Les microstructures produites possèdent alors des nodules très hétérogènes en taille et peu individualisés de surcroît. Le premier résultat est qu'il n'est pas possible de générer une microstructure pleinement équiaxe avec une déformation simple, même si elle est importante. Une microstructure déformée de 3,2 à 920°C (figure IV-21) montre toujours, malgré une présence beaucoup plus élevée de petits grains que pour une déformation de 1,75 à la même température, une proportion non négligeable de portions de lamelles non segmentées et de morceaux épais issus de lisérés. D'autre part, il n'existe apparemment pas de température de travail, intermédiaire à 920 et 960°C, à laquelle la microstructure initiale pourrait bénéficier simultanément et efficacement de la segmentation par la température et de l'effet mécanique de la déformation. En effet, si la "logique" du diagramme de la figure IV-17 est respectée, une compression monopasse à 940°C procurerait une microstructure composée de grains pas tout à fait équiaxes et de taille encore assez importante. D'autre part, la segmentation ne pourrait pas être totalement achevée.

#### IV-5-1-2 Courbes contrainte-déformation

Au début de la déformation, la contrainte décroît rapidement, d'autant plus que la température de compression est basse (figure IV-22). En effet, la contrainte initiale nécessaire à disloquer le réseau de lisérés est plus élevée quand la proportion de phase  $\alpha$  est plus grande. Dans





**Figure IV-22 :** courbes contrainte-déformation des essais monopasse à diverses températures.

un second temps, la diminution de la contrainte, qui correspond au couchage et au pliage progressif des lamelles, est bien plus lente. L'augmentation importante du frottement, due à l'expansion appréciable de la surface de contact entre les tas de presse et l'échantillon, ainsi que l'effet microstructural de mise en contact et d'écrasement les unes contre les autres des portions de lamelles, désormais bien alignées perpendiculairement à l'axe de compression, sont sans nul doute conjointement responsables de l'augmentation de la contrainte vers  $\bar{\epsilon}_n=1$ .

Etant donné les grandes dimensions des anciens grains de phase  $\beta$ , il est évident que les particularités morphologiques en taille (présence de quelques liserés ou lamelles un peu plus gros que de coutume dans un échantillon) ou en orientation (par exemple la présence d'un peu plus de liserés ou de lamelles parallèles à l'axe de compression dans un échantillon que dans un autre) ne sont pas négligeables et peuvent influencer sur la contrainte. De ce fait, les essais expérimentaux fournissent un faisceau, assez étroit, de courbes et non pas la reproductibilité presque parfaite sur une valeur donnée que l'on observe en étudiant des microstructures équiaxes ou bimodales beaucoup plus fines. La contrainte initiale est ainsi comprise entre 50 et 55 MPa à 960°C, 85 à 90 MPa à 920°C et vaut  $120 \pm 2$  MPa à 900°C.

## IV-5-2 Compressions multipasses

### IV-5-2-1 Essais avec chargement immédiat

Ce paragraphe consiste à déterminer si, à l'aide du diagramme de la figure IV-17 exprimant les effets microstructuraux des compressions monopasses, il est possible de prévoir les conséquences de chargements multiples sur la même microstructure lamellaire initiale.

En premier lieu, les essais montrent qu'il est équivalent, du point de vue des effets sur la microstructure, d'effectuer une compression d'une quantité de déformation donnée, à température constante, en une passe ou en plusieurs chargements, le temps d'attente entre les deux passes étant négligeable (de l'ordre de la minute).

Les quatre essais possibles associant deux taux de déformation nominaux, 0,7 (c'est à dire 0,85 au centre) et 1,4 (i.e. 1,75 à cœur), et deux températures, 920 et 960°C, permettent de combiner l'effet mécanique de la déformation et celui de segmentation par la température (figure IV-11-c). La répartition des taux de compression entre les deux températures n'est pas sans conséquences sur la microstructure finale.

Sur la figure IV-17, on lit qu'une déformation de 0,85 à 960°C affecte surtout les liserés

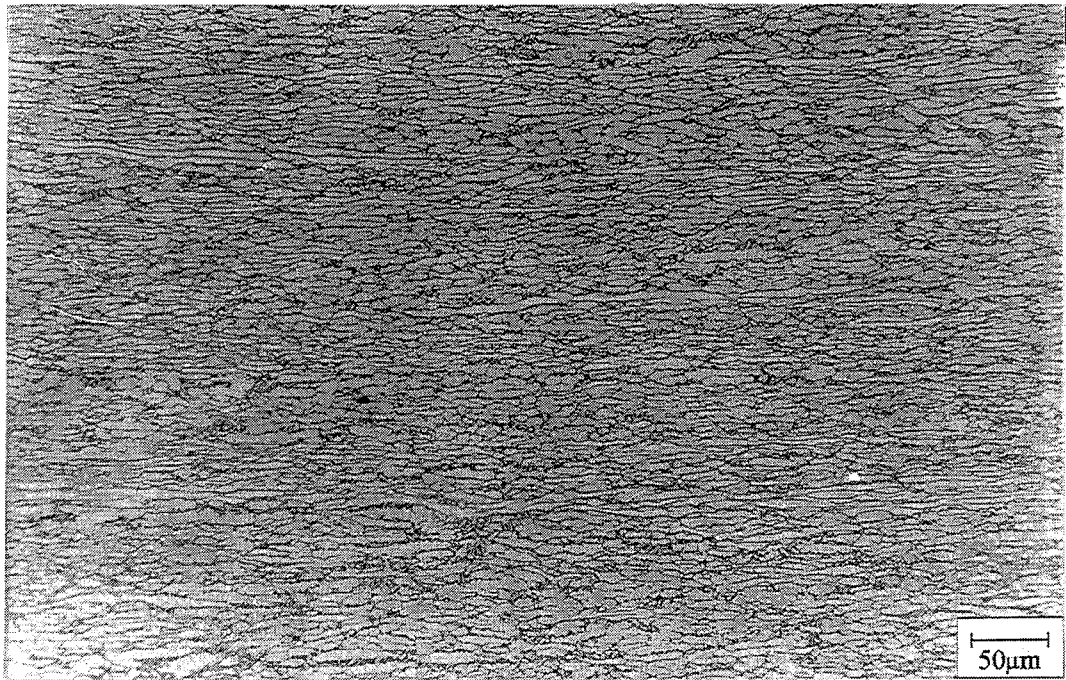


(c'est la fin du premier domaine de déformation). L'équivalent de cette situation à 920°C est obtenu pour une déformation de 0,25. Mais si la même microstructure subit ensuite un  $\bar{\epsilon} = 1,75$  à 920°C (essai c1), elle n'est pas équivalente à celle obtenue après  $\bar{\epsilon} = 2$  (1,75+0,25) en une seule passe. En effet, chaque lamelle initiale a été sectionnée en plusieurs morceaux à 960°C, ce qui fait que la déformation mécanique à 920°C s'exerce sur des plaquettes de plus petites dimensions et devient ainsi plus efficace. Les particules qui composent la microstructure finale sont toujours assez comprimées les unes contre les autres, mais elles sont en revanche mieux segmentées, et de dimensions plus homogènes. En outre, le nombre de liserés résiduels est faible (figure IV-23).

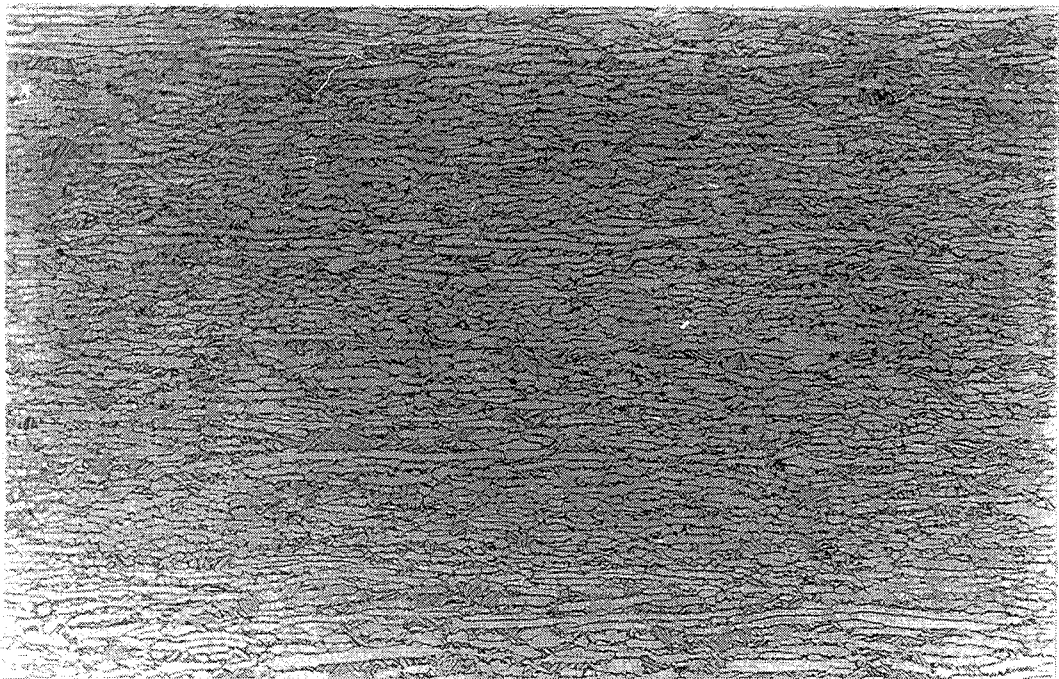
Si une déformation de 0,85 à 920°C (essai c2) entame la succession de compressions, la microstructure se trouve dans le deuxième domaine de déformation dans lequel les lamelles, bien déformées, gardent néanmoins une inclinaison due à leur orientation initiale. La déformation de 1,75 à 960°C ne parvient pas à effacer cette forte hérédité et échoue à coucher toutes les lamelles perpendiculairement à l'axe de compression. De ce fait, les grains qui composent la microstructure finale sont regroupés en zones d'orientations morphologiques différentes. Le caractère lamellaire initial ne disparaît pas complètement et la microstructure présente un aspect fibreux. De plus, les dimensions des particules sont très hétérogènes (figure IV-24).

En fait, si la quantité de déformation du premier corroyage est faible, c'est-à-dire 0,85 ici, les effets relatifs à la température de la seconde compression n'effacent que partiellement ceux de la première. En revanche, les effets des deux températures deviennent beaucoup plus complémentaires si le taux de compression du premier corroyage est de 1,75. Ainsi, la microstructure issue d'une déformation de 1,75 à 920°C, c'est-à-dire dont les éléments ont principalement subi les effets mécaniques du corroyage, va bénéficier de l'achèvement de la segmentation à 960°C avec  $\bar{\epsilon} = 0,85$  (essai c3). En effet, la microstructure devient bien mieux segmentée, même si les grains restent encore assez imbriqués. L'hétérogénéité de taille de grain existe, mais à une échelle assez fine (figure IV-25). D'autre part, les grains, un peu plus long qu'épais obtenus après une déformation de 1,75 à 960°C, sont segmentés en parties plus petites après une compression de 0,85 à 920°C (essai c4) pour aboutir par conséquent à une microstructure fine et homogène. Il s'agit d'ailleurs dans ce cas de la microstructure la plus équiaxe réalisée dans ce travail (figure IV-26).

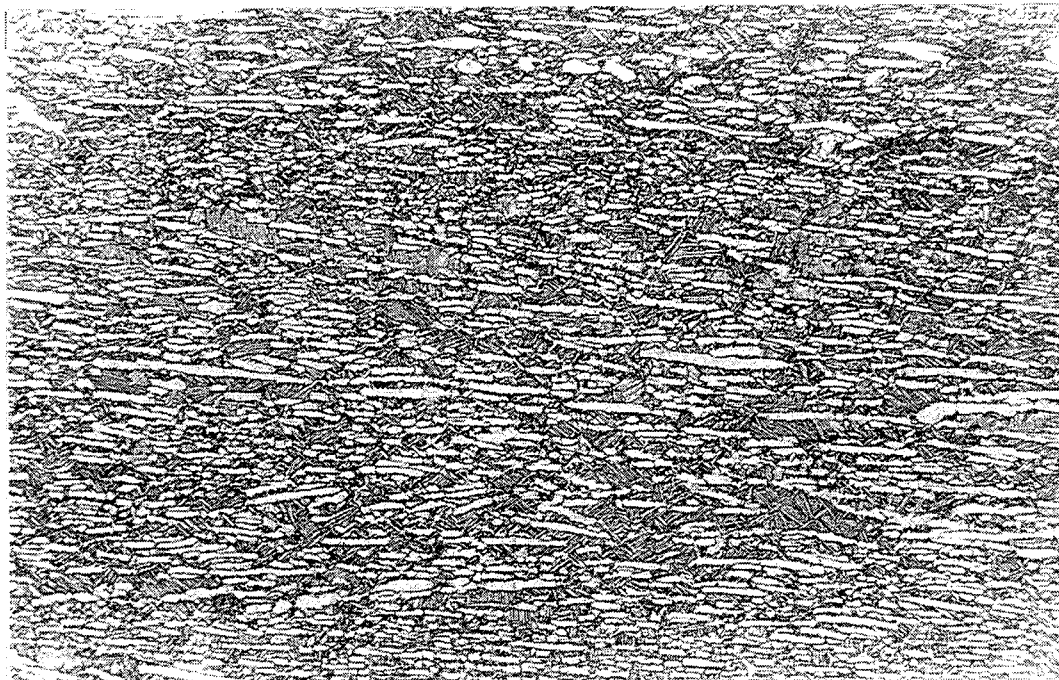
En ce qui concerne la lecture du diagramme, on se rend compte qu'on ne peut pas ajouter simplement les quantités de déformation : 0,5 à 960°C + 0,5 à 920°C ne donne pas l'équivalent d'une déformation de 1 à 920°C. En revanche, on peut dire que 0,85 à 960°C, par exemple, est équivalent à se positionner à 0,25 à 920°C si la deuxième compression a lieu à cette température : c'est la fin du premier domaine dans les deux cas. Mais à chaque fois, il faut absolument tenir compte de l'hérédité due aux effets particuliers présents à chaque température. Dans l'exemple ci-



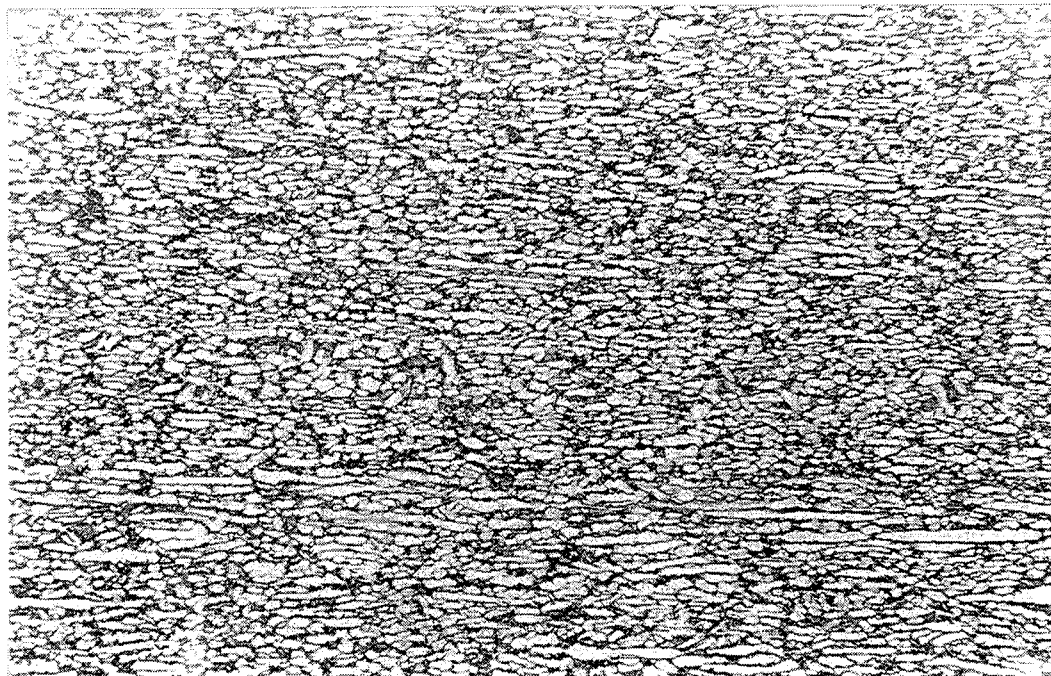
**Figure IV-23** :  $\bar{\varepsilon}=0,85$  à  $960^{\circ}\text{C}$  puis  $\bar{\varepsilon}=1,75$  à  $920^{\circ}\text{C}$  (c1 x200).



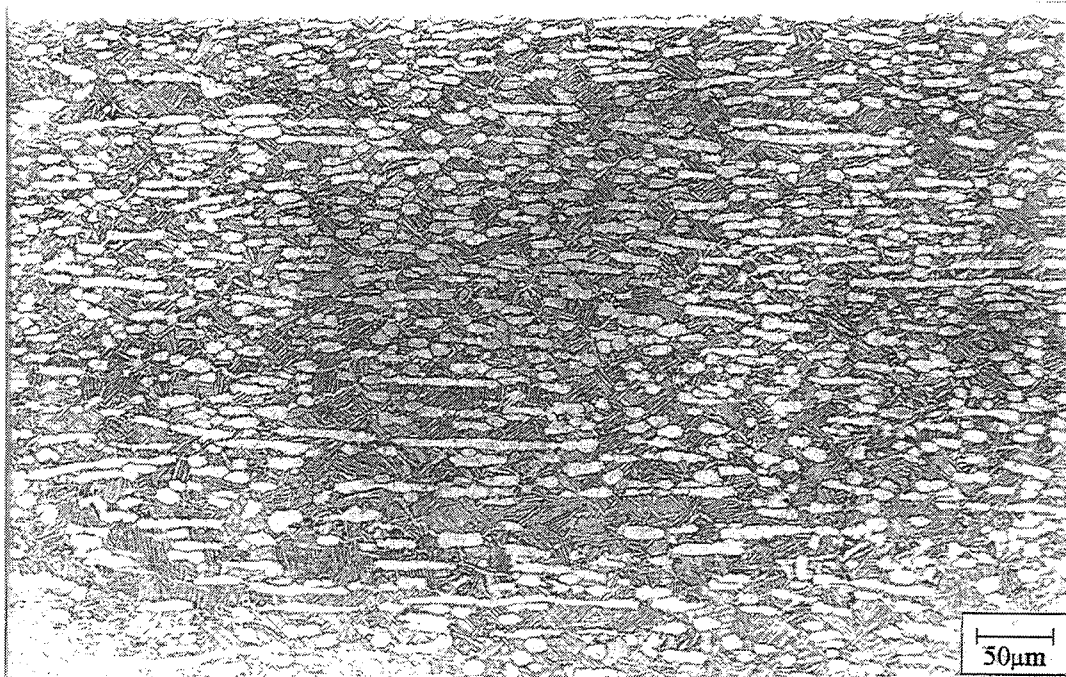
**Figure IV-25** :  $\bar{\varepsilon}=1,75$  à  $920^{\circ}\text{C}$  puis  $\bar{\varepsilon}=0,85$  à  $960^{\circ}\text{C}$  (c3 x200).



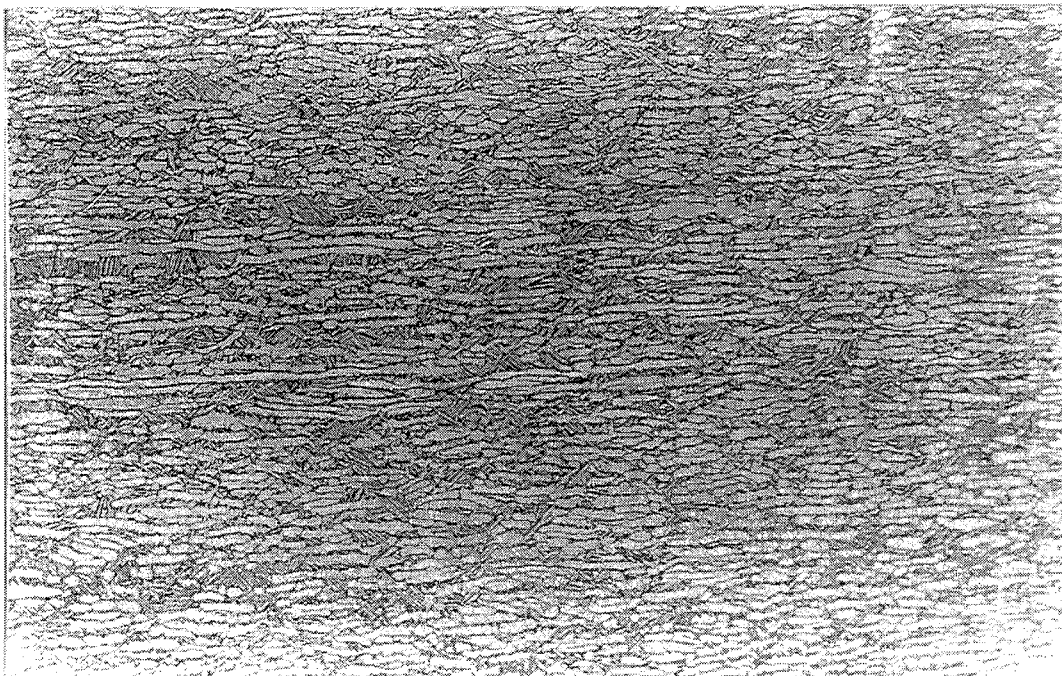
**Figure IV-24 :**  $\bar{\varepsilon}=0,85$  à  $920^{\circ}\text{C}$  puis  $\bar{\varepsilon}=1,75$  à  $960^{\circ}\text{C}$  (c2 x200).



**Figure IV-26 :**  $\bar{\varepsilon}=1,75$  à  $960^{\circ}\text{C}$  puis  $\bar{\varepsilon}=0,85$  à  $920^{\circ}\text{C}$  (c4 x200).



**Figure IV-27** :  $3x(t=1h$  et  $\bar{\epsilon}=0,55$  à  $960^{\circ}C$ ) (e1 x200).



**Figure IV-28** :  $\bar{\epsilon}=0,85$  à  $920^{\circ}C$  puis  $t=1h$  et  $\bar{\epsilon}=1,75$  à  $960^{\circ}C$  (d2 x200).

dessus, il faut tenir compte du fait que les lamelles sont déjà partiellement segmentées par la température et qu'ainsi l'effet de la déformation qui va suivre à 920°C sera plus efficace que si toute la déformation avait eu lieu à 920°C.

Les dimensions initiales de la microstructure lamellaire sont un facteur important. En effet, si les lamelles de départ étaient plus fines, la première compression de 1,75 à 920°C serait sans doute plus efficace qu'elle ne l'est ici. Les lamelles, mieux tordues et repliées du fait de leur minceur initiale, seraient plus aisément sécables ensuite à 960°C. Lors de la lecture du diagramme, il faut donc bien avoir à l'esprit les dimensions initiales.

#### IV-5-2-2 Effet des maintiens en température

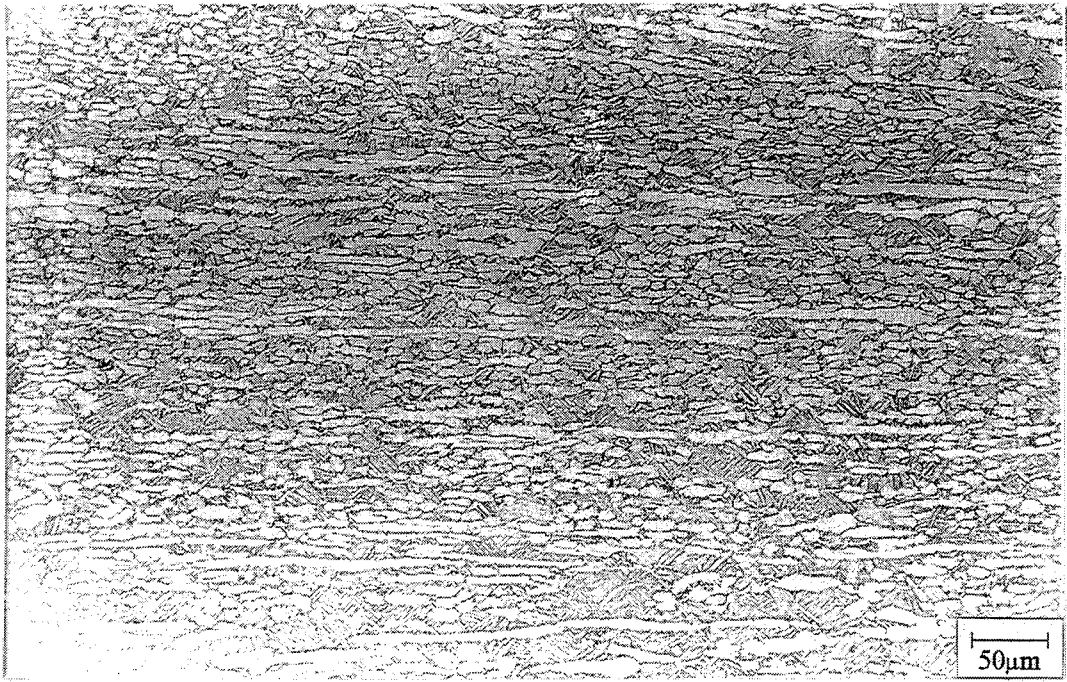
Ces temps d'attente, d'une durée d'une heure, se situent toujours à la température de la compression qui suit. Ils permettent, comme on l'a vu plus haut, de poursuivre la pénétration de la phase  $\beta$  et par conséquent de compléter la segmentation des nodules de phase  $\alpha$ . En outre, l'apparition de l'équilibre des phases va dans le même sens en globulisant les grains par une légère diminution de la quantité de phase  $\alpha$ . Mais le maintien favorise aussi le grossissement des grains par coalescence.

Ainsi, assez logiquement, en ce qui concerne les essais à température constante, les temps de maintien ont un effet bénéfique à 920°C. D'abord en diminuant la proportion de phase  $\alpha$  s'ils se situent avant la première compression, puis en achevant les segmentations s'ils sont intermédiaires. Néanmoins, ils ne parviennent pas à supprimer totalement l'aspect enchevêtré, caractéristique des microstructures produites à cette température. A 960°C, ils exacerbent l'individualisation de la phase  $\alpha$  en gros nodules, en particulier lorsque la déformation est divisée en trois étapes, précédées chacune d'un maintien (voir la micrographie de l'échantillon e1 sur la figure IV-27). D'une manière générale, si le total des déformations ne dépasse pas 1,75, les maintiens ont tendance à "ancrer" les lamelles dans leur position et à retarder ou empêcher leur alignement à l'identique perpendiculairement à l'axe de compression, d'où un aspect fibreux de la microstructure.

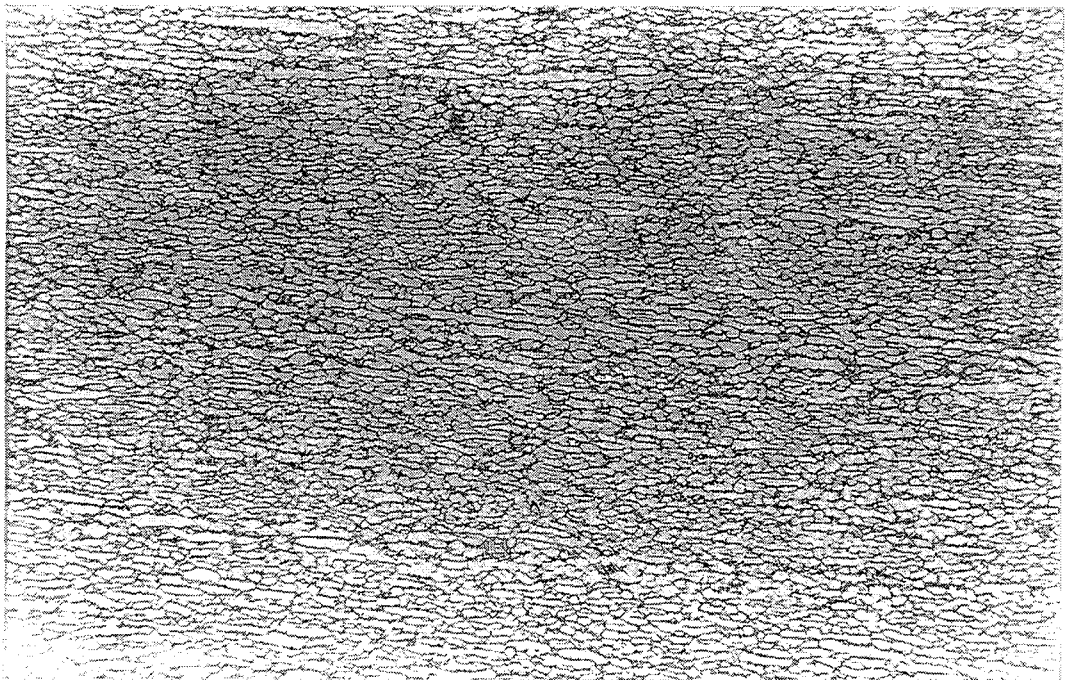
Lorsque le maintien est associé à des essais avec changement de température, on constate qu'il amplifie les conséquences de la compression qui le précède, même s'il a lieu à la température de celle qui suit :

- passage 920 → 960°C





**Figure IV-29** :  $\bar{\varepsilon}=1,75$  à  $920^{\circ}\text{C}$  puis  $t=1\text{h}$  et  $\bar{\varepsilon}=0,85$  à  $960^{\circ}\text{C}$  (d1 x200).



**Figure IV-30** :  $\bar{\varepsilon}=1,75$  à  $960^{\circ}\text{C}$  puis  $t=1\text{h}$  et  $\bar{\varepsilon}=0,85$  à  $920^{\circ}\text{C}$  (d3 x200).

s'il agit sur une structure peu déformée, le maintien est légèrement bénéfique car les segmentations sont loin d'être achevées et profitent de l'effet de la température. Par exemple, après une déformation de 0,85 à 920°C (essai d2), on se trouve dans le second domaine de déformation dans lequel l'hétérogénéité en taille, observée dès  $\bar{\epsilon}=1,75$ , n'est pas encore acquise. Le maintien à 960°C et la déformation de 1,75 qui suivent font perdre le caractère enchevêtré de la microstructure réalisée sans maintien et procurent des grains plus équiaxes et plus gros. On peut noter que la figure IV-17 permet de prévoir cette microstructure. En effet, on y lit qu'une déformation de 1,75 à 960°C donne des grains assez gros, de rapport de forme allant de 3 à 5, et de taille homogène (figure IV-28). Si on la fait précéder par une déformation de 0,7 à 920°C, il est logique d'aboutir à des grains plus équiaxes (car il y a plus de déformation initiale), mais plus gros en moyenne et un peu plus hétérogènes en taille (effet du maintien).

En revanche, si la première déformation est importante, le maintien permet sans doute dans un premier temps de terminer les segmentations, mais il exacerbe ensuite les hétérogénéités en taille par coalescence. Ainsi, un maintien d'une heure à 960°C après une déformation de 1,75 à 920°C (essai d1) accroît énormément les hétérogénéités en taille observées (on peut le lire sur la figure IV-17), que n'efface pas une déformation de 0,85 à 960°C (figure IV-29). On voit bien ici la différence entre une montée en température simple entre deux compressions, très bénéfique sur les segmentations et l'individualisation des particules, et le maintien, qui amplifie les défauts.

- passage 960 → 920°C

le maintien, grâce à l'accès à l'équilibre des phases, augmente le nombre de grains par apparition et croissance de nouveaux sites de phase  $\alpha$ . En étoffant les grains déjà présents, il permet à ceux-ci de subir plus complètement la déformation par la suite et ainsi de se segmenter. Par exemple, un maintien puis une compression à 920°C après une déformation de 1,75 à 960°C (essai d3) favorise l'homogénéité en taille des grains de la microstructure finale (figure IV-30).

D'un point de vue pratique, un maintien avant compression revient à lire sur le diagramme une dizaine de degrés au-dessus de la température de l'essai considéré. En effet, l'équilibre des phases se traduit par une baisse du pourcentage de phase  $\alpha$  et on a vu que le diagramme était tracé à partir de résultats d'essais effectués avec des chargements immédiats. Il n'y a pas de règle simple à appliquer en ce qui concerne l'effet des maintiens entre deux compressions. Tout dépend du domaine de déformation dans lequel a été portée la microstructure après la première compression. Le maintien est plutôt bénéfique après une grande déformation et nuisible à l'issue d'une petite déformation.

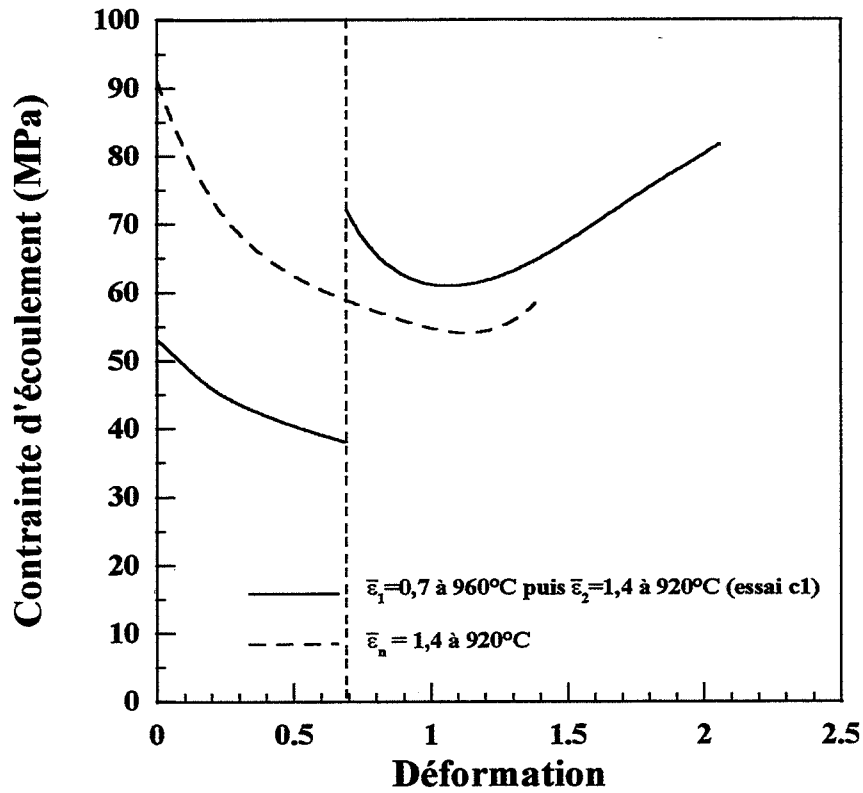
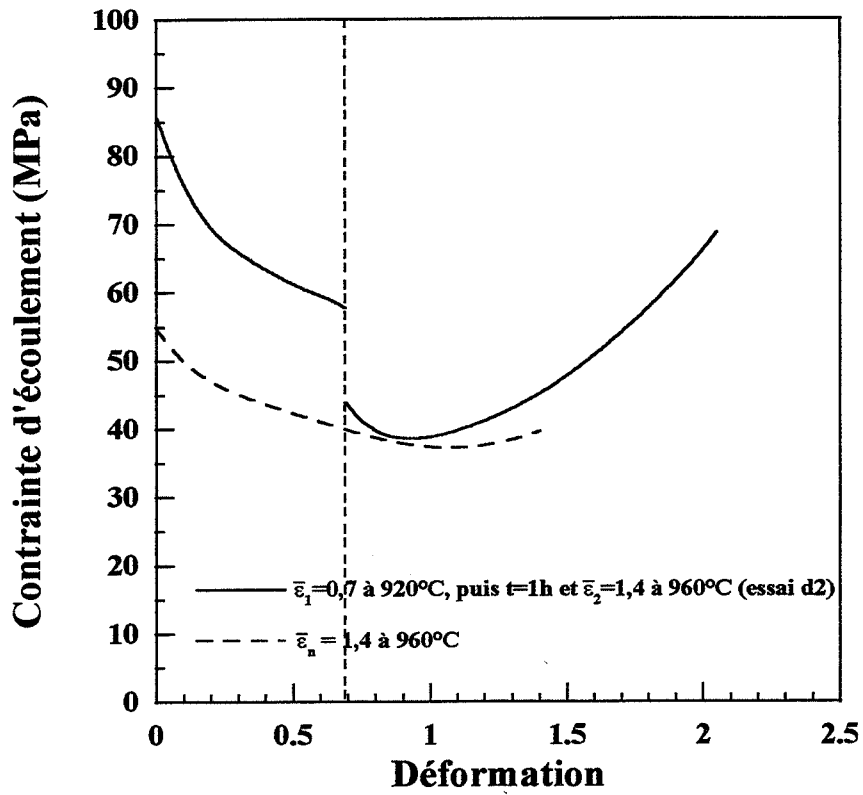


Figure IV-31 : exemples de courbes contrainte-déformation des essais multipasses.

#### IV-5-2-3 Courbes contrainte-déformation

Les évolutions de la contrainte lors des essais multipasses, qu'ils soient avec ou sans maintien, sont les mêmes que celles décrites pour les essais monopasses. En effet, on observe dans un premier temps une décroissance rapide, puis de plus en plus lente de la contrainte, jusqu'à une remontée assez brusque de celle-ci vers  $\bar{\epsilon}_n = 1$ . Si la première compression est inférieure à cette valeur de la déformation, la décroissance de la contrainte se poursuit lors de la deuxième compression. Si, en revanche, la valeur de la déformation nominale est supérieure à 1 lors de la première compression, le minimum en contrainte est atteint durant celle-ci et la seconde courbe ne fait que croître.

Mais, si le fait de changer de température ne modifie pas les évolutions de la contrainte d'écoulement, il n'y a évidemment pas continuité des niveaux de la contrainte qui s'ajustent en fonction de la température. Quelle que soit la succession des températures de compression, la valeur de la contrainte d'écoulement de la deuxième compression est supérieure à ce qu'elle est lors d'un essai monopasse au même taux de déformation. Cet effet est plus marqué à 920°C qu'à 960°C et légèrement plus important lorsque un maintien précède la compression. La figure IV-31 présente quelques exemples de ces courbes.

Dans l'exemple (a), on voit que la différence de niveau entre la deuxième courbe de l'essai bipasse et celle de l'essai monopasse est faible. De  $\bar{\epsilon} = 0,7$  à 0,9, cette différence est en partie due au fait que la microstructure passe du domaine 2, où l'a porté la compression à 920°C, au domaine 3, c'est-à-dire qu'il faut achever de coucher les lamelles perpendiculairement à l'axe de compression. Le fait que la couche d'oxyde, qui est apparue autour de l'échantillon pendant le maintien, se casse dans les premiers instants de la seconde déformation, participe aussi à cette différence de niveau de contrainte. La remontée de celle-ci après  $\bar{\epsilon} = 1,1$  n'est pas identique dans les deux cas. D'une manière générale, il faut dire que cette brusque remontée, dont est responsable le frottement à cause de l'importante expansion de la surface de l'échantillon en contact avec le tas de presse, n'est pas aussi reproductible que le niveau de la contrainte jusqu'à une déformation légèrement supérieure à 1. Les conditions locales à l'interface outil-échantillon jouent en effet un grand rôle dans ce domaine et sont sans doute différentes dans les deux cas. Par exemple, dans le cas de l'essai bipasse, l'oxydation est plus importante à cause du maintien. Dans l'exemple (b), les variations de la contrainte peuvent s'expliquer par des phénomènes microstructuraux. En effet, la première compression à 960°C a porté la microstructure vers la fin du premier domaine de déformation. Celle-ci est donc composée d'un réseau d'ex-joints pas tout à fait disloqué et de gros morceaux de lamelles. En abaissant la température à 920°C, même si l'on crée un peu de nouveaux sites de phase  $\alpha$ , on renforce surtout le réseau, par son épaissement, et on grossit encore les morceaux des lamelles précédemment segmentées. La contrainte nécessaire à finir de

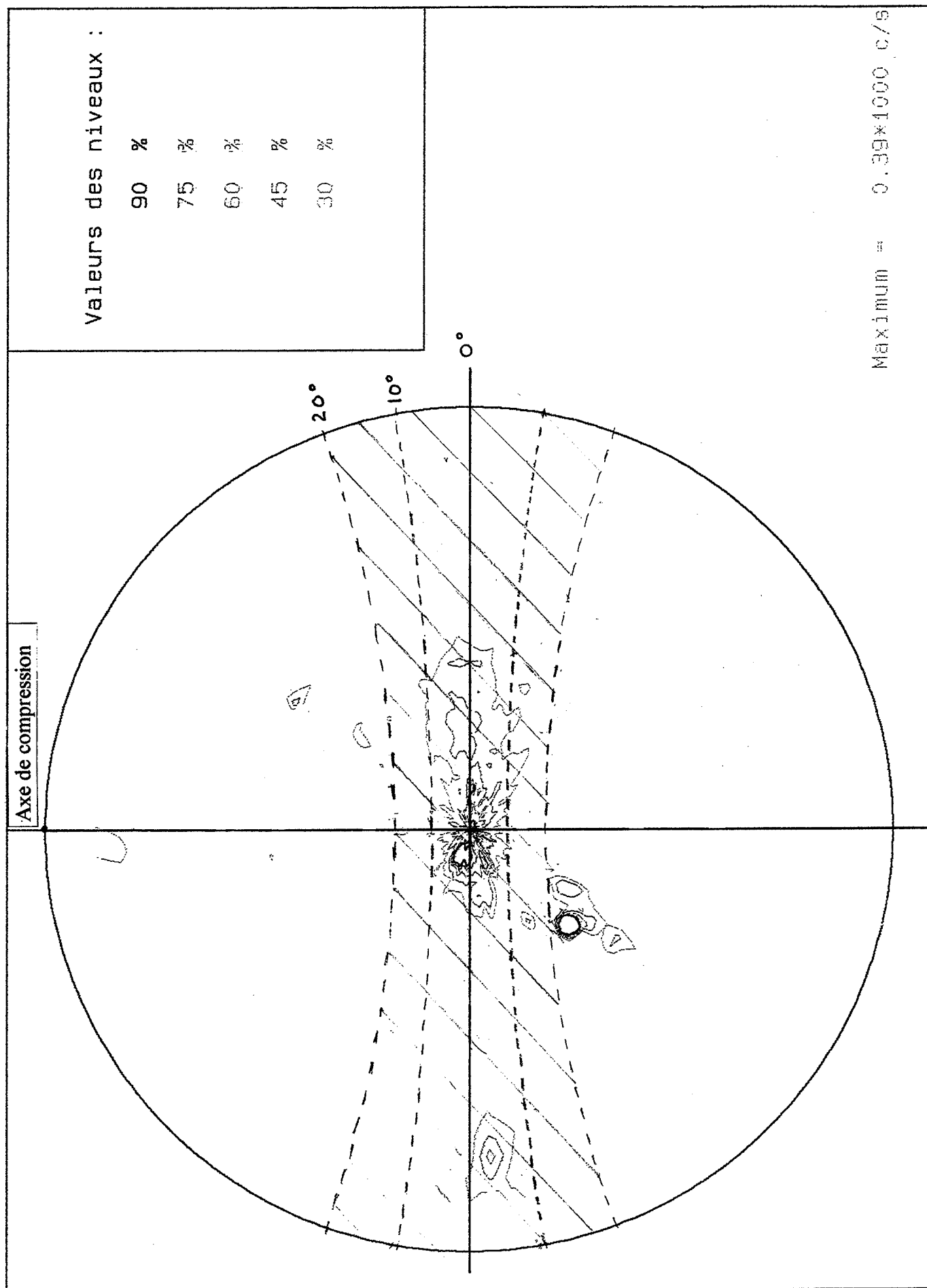


Figure IV-32 : figure de pôles (0001) de l'échantillon b2.

briser le réseau et d'écraser les grosses portions de lamelles est évidemment plus importante que celle nécessaire au passage de la fin du deuxième au troisième domaine de déformation, qui est le cas correspondant à l'essai monopasse à 920°C.

#### IV-5-2-4 Textures de déformation

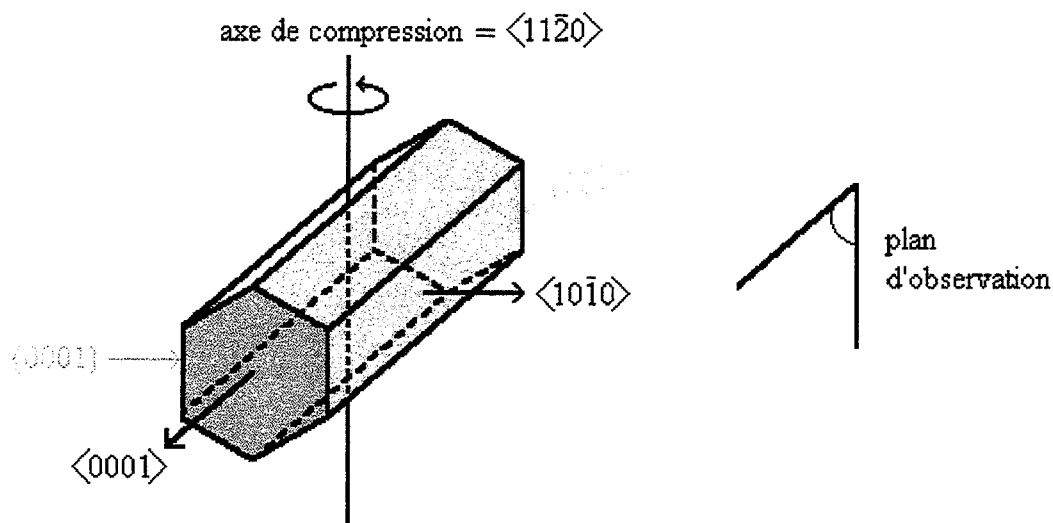
Les analyses ont été effectuées sur deux échantillons ayant subi des chemins thermomécaniques différents afin de déterminer si ceux-ci avaient un quelconque effet sur la texture. Ce sont les essais b2 et d2 des figures IV-11-b et IV-11-d :

$$b2 : 960^{\circ}\text{C} / 1h / \bar{\epsilon} = 0,85 \quad \backslash \quad 960^{\circ}\text{C} / 1h / \bar{\epsilon} = 0,85$$

$$d2 : 920^{\circ}\text{C} / 0h / \bar{\epsilon} = 0,85 \quad \backslash \quad 960^{\circ}\text{C} / 1h / \bar{\epsilon} = 1,75$$

Le lopin b2 a été analysé dans un plan contenant l'axe de compression et l'échantillon d2 selon un plan orthogonal à cet axe. Les figures de pôles ont été obtenues par diffraction des rayons X. Les mesures ont été prises au centre des cylindres comprimés.

Les figures IV-32 à IV-34 nous donnent la position par rapport à l'axe de compression des 3 directions caractéristiques du système cristallin hexagonal de la phase  $\alpha$  dans l'échantillon b2. Les directions  $\langle 0001 \rangle$  lui sont perpendiculaires, les directions  $\langle 11\bar{2}0 \rangle$  lui sont parallèles ou inclinées de  $60^{\circ}$  et les directions  $\langle 10\bar{1}0 \rangle$  lui sont orthogonales ou inclinées de  $30^{\circ}$ . La maille multiple hexagonale se présente donc de la manière suivante :



A l'aide de ce schéma, on voit que les plans  $\{0001\}$  produisent une bande au centre de la figure de pôles, les plans  $\{11\bar{2}0\}$  trois bandes dont une à  $90^{\circ}$  et les plans  $\{10\bar{1}0\}$  trois bandes distantes de  $60^{\circ}$  les unes des autres dont une centrée sur la figure.

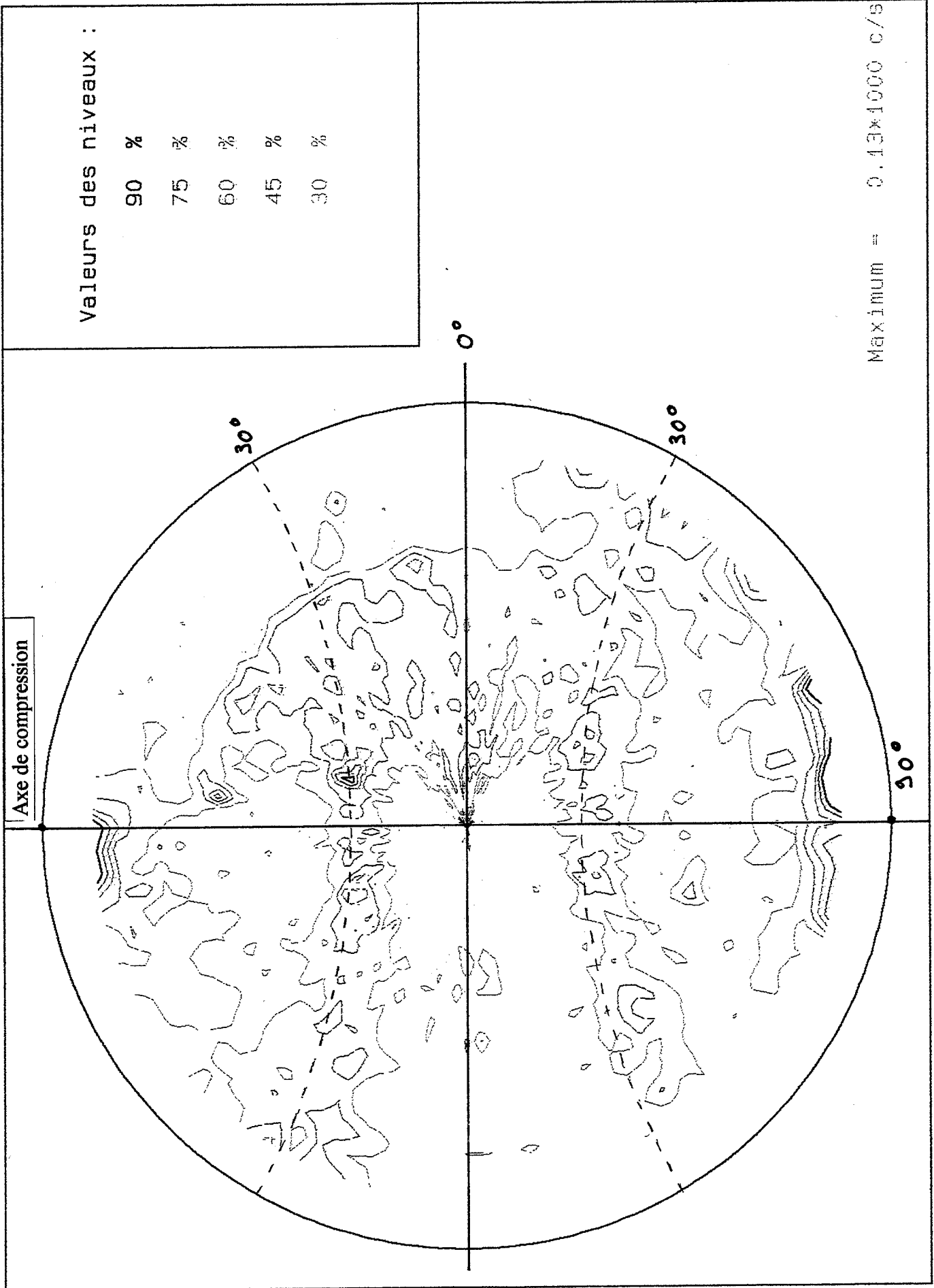


Figure IV-33 : figure de pôles (1120) de l'échantillon b2.

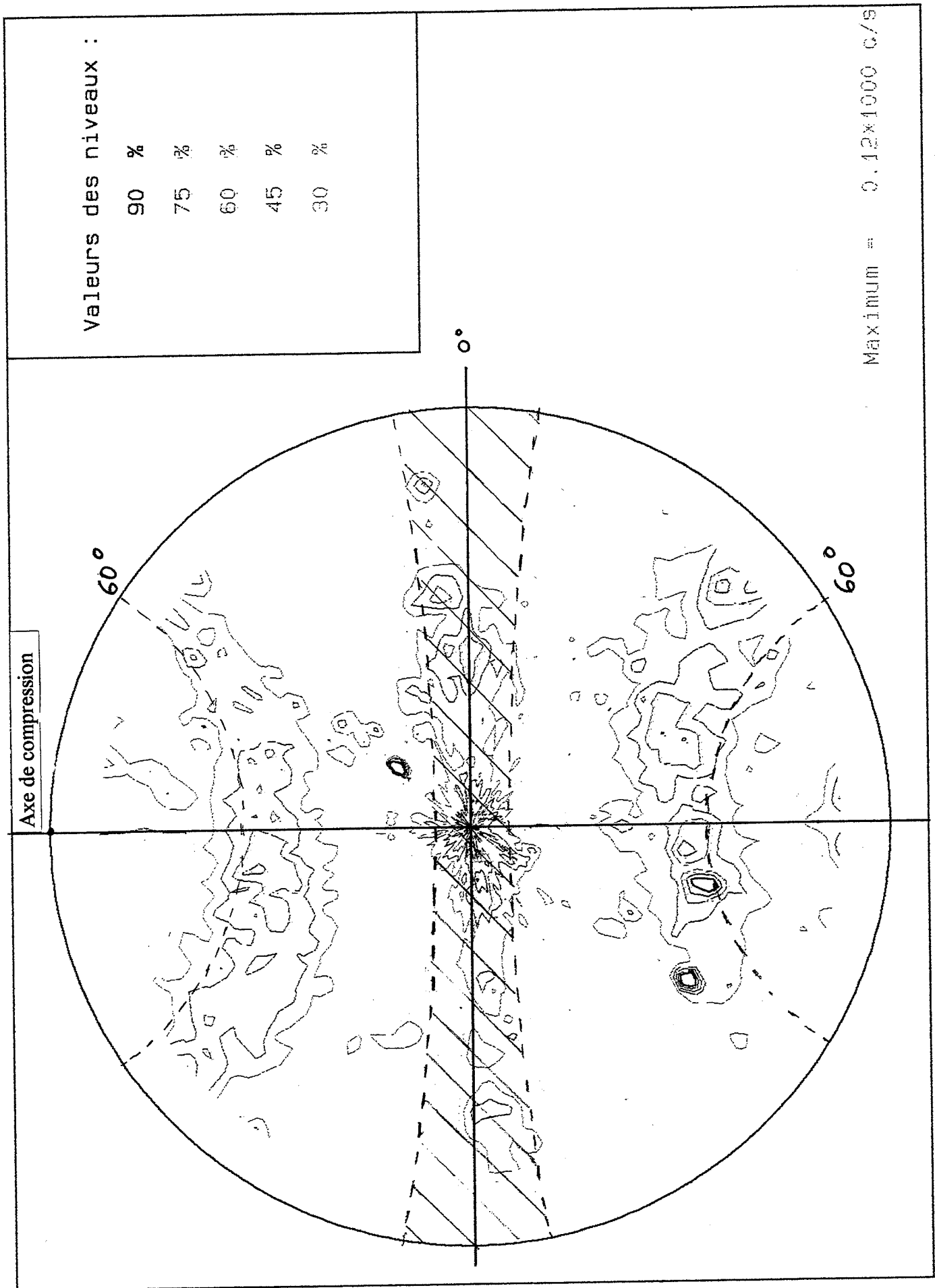


Figure IV-34 : figure de pôles (10 $\bar{1}$ 0) de l'échantillon b2.



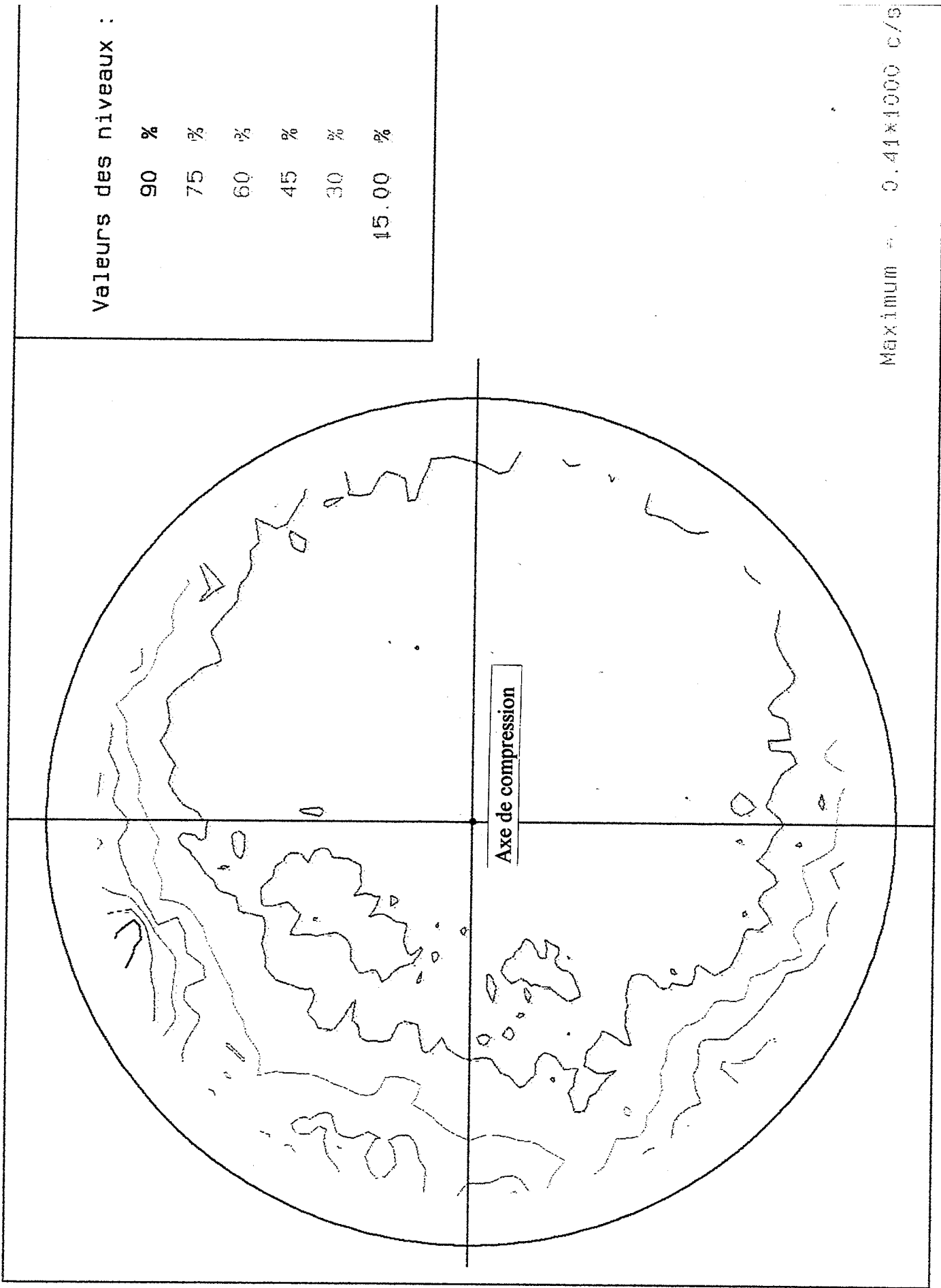
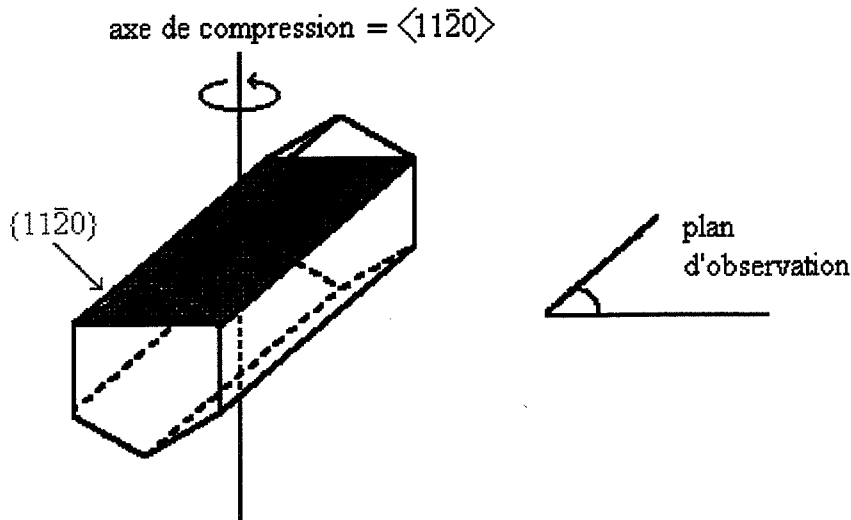


Figure IV-35 : figure de nœles (0001) de l'échantillon d2.

Les figures IV-35 à IV-37 présentent les mêmes figures de pôles que dans le cas précédent mais pour l'échantillon d2. On peut notamment y voir que les plans  $\{0001\}$  sont parallèles à l'axe de compression et que l'on peut représenter la maille multiple hexagonale de la manière suivante :



Le plan d'observation a changé mais la texture développée est bien la même que dans le cas précédent. En fait, quel que soit le traitement thermomécanique auquel il est soumis, le TA6V développe en compression axisymétrique à chaud la même texture de fibre, même si elle est parfois peu intense.

En complément des textures globales, des mesures locales d'orientations cristallographiques ont été réalisées sur les mêmes échantillons. Dans les deux cas, cinquante grains équiaxes ont été analysés selon un plan contenant l'axe de compression (figures IV-38 et IV-39). Les résultats des mesures montrent que l'orientation de chaque grain examiné est "contenue" dans la texture globale, confirmant ainsi ce résultat.

D'autres mesures locales effectuées sur des échantillons comprimés jusqu'au deuxième domaine de déformation du diagramme de la figure IV-17 (c'est-à-dire avant que les morceaux de lamelles ne soient tous alignés perpendiculairement à l'axe de compression) donnent une idée du processus de formation de la texture de fibre. La figure IV-40 présente des mesures faites sur des lamelles appartenant à trois colonies distinctes. Au sein d'une même colonie, on constate que quasiment tous les plans  $\{0001\}$  sont désormais tous groupés dans la bande centrale de la figure de pôles et que les lamelles sont sensiblement plus désorientées qu'elles ne le sont au départ (comparer avec la figure IV-5). On peut dire que dans un premier temps, les lamelles, collectivement au sein d'une colonie, se déplacent sous l'effet de la déformation de telle sorte que leurs plans  $\{0001\}$  se disposent parallèlement à l'axe de compression. C'est la phase de formation

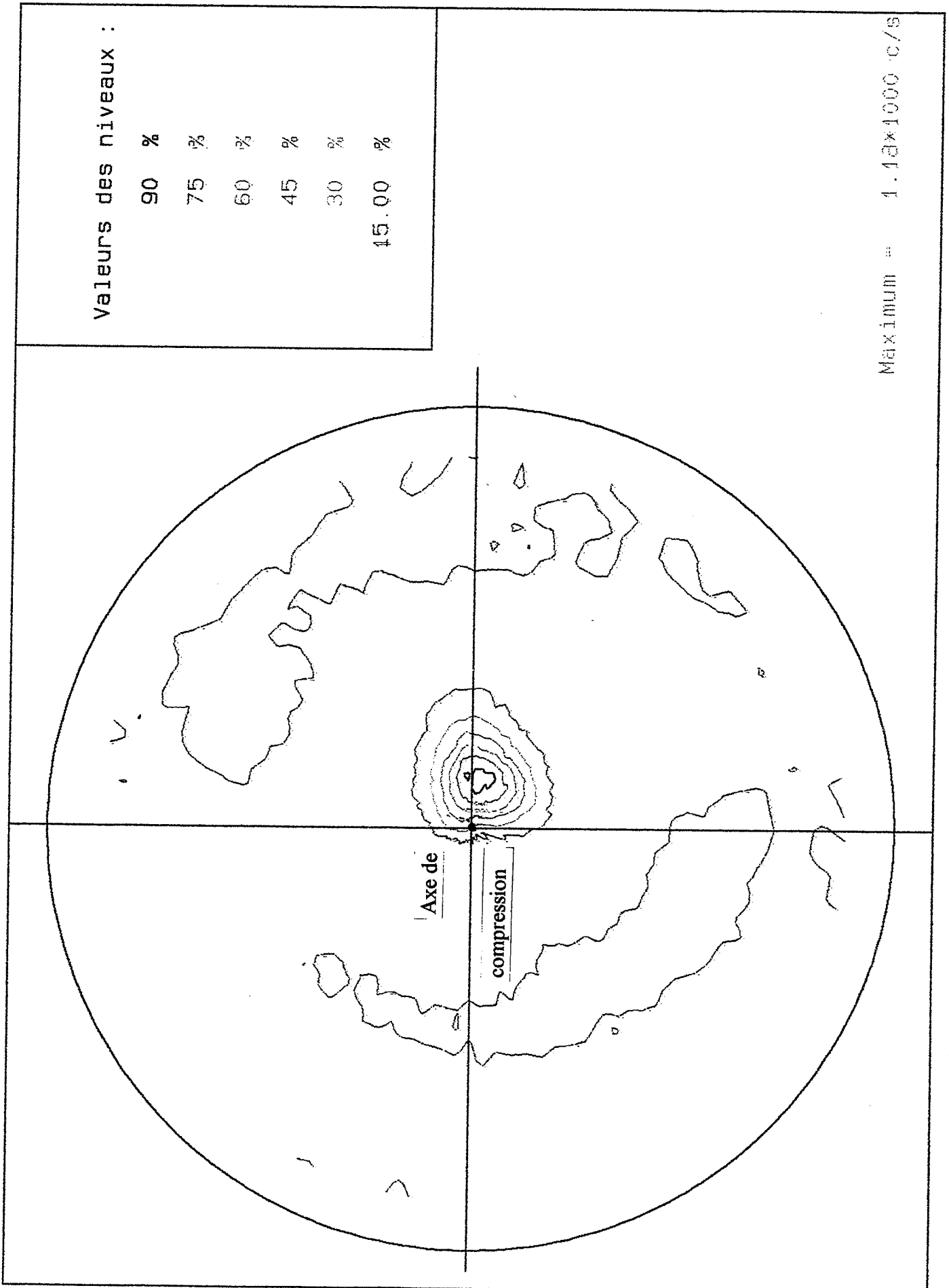


Figure IV-36 : figure de pôles (1120) de l'échantillon d2.

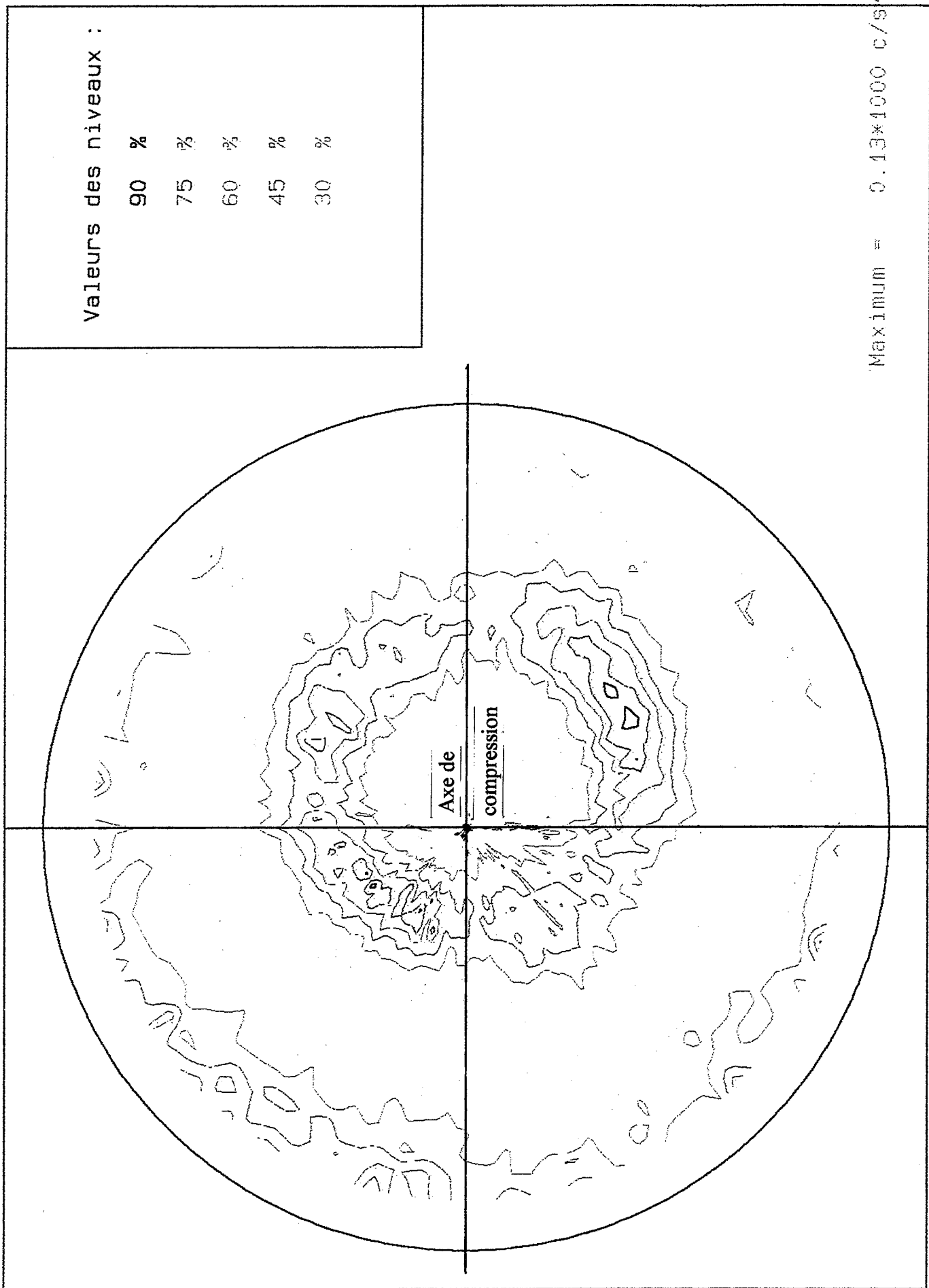
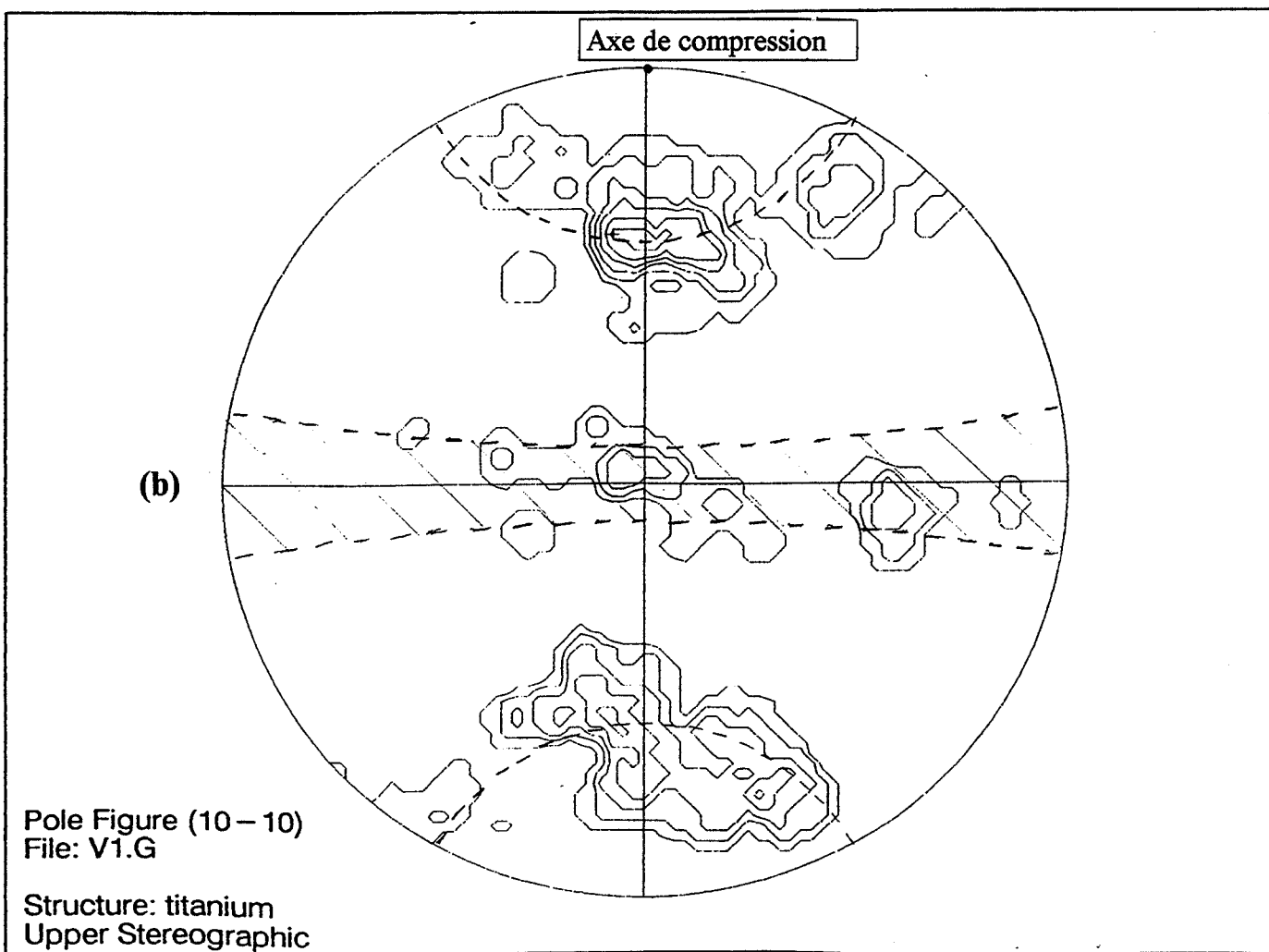
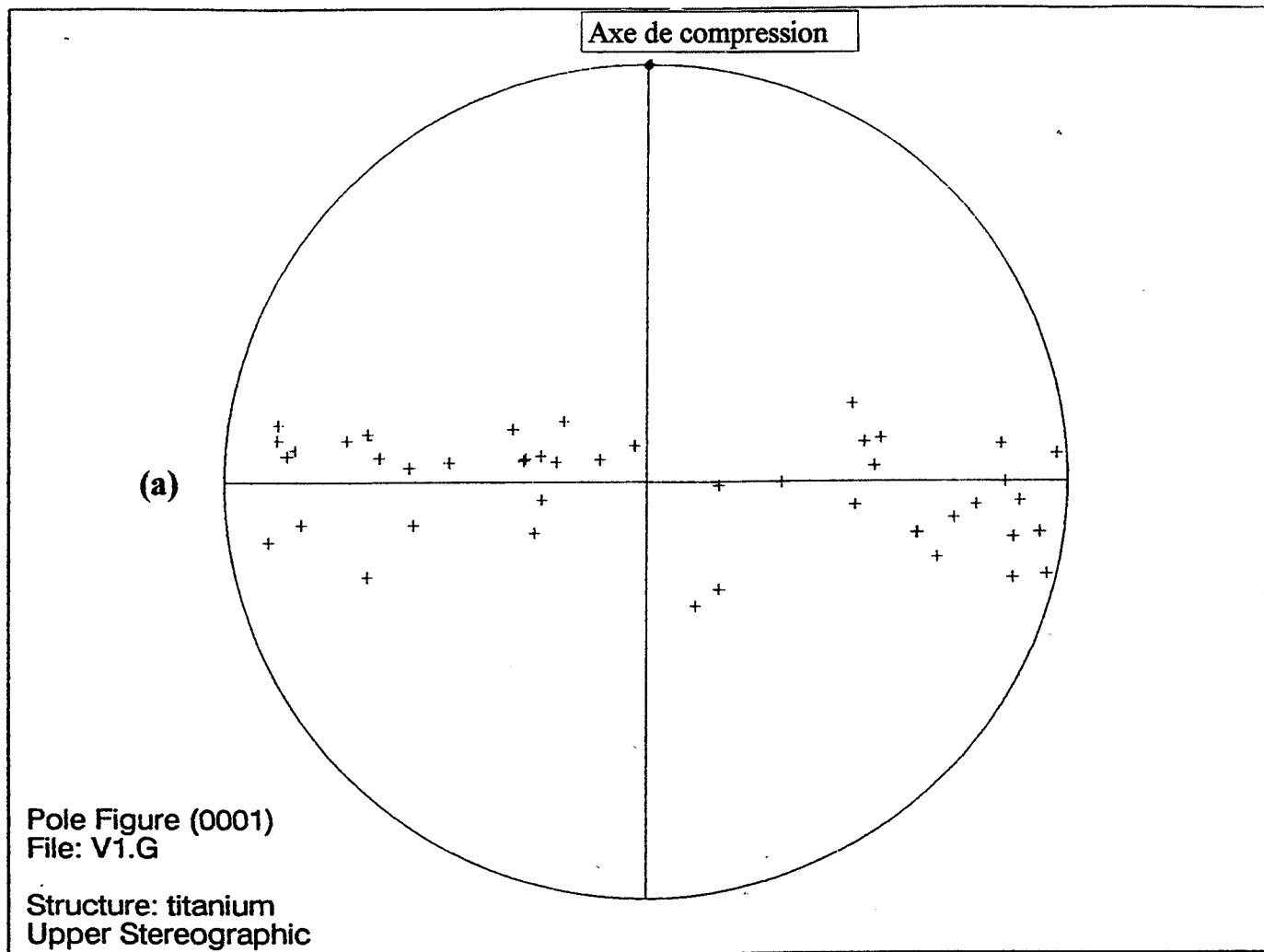
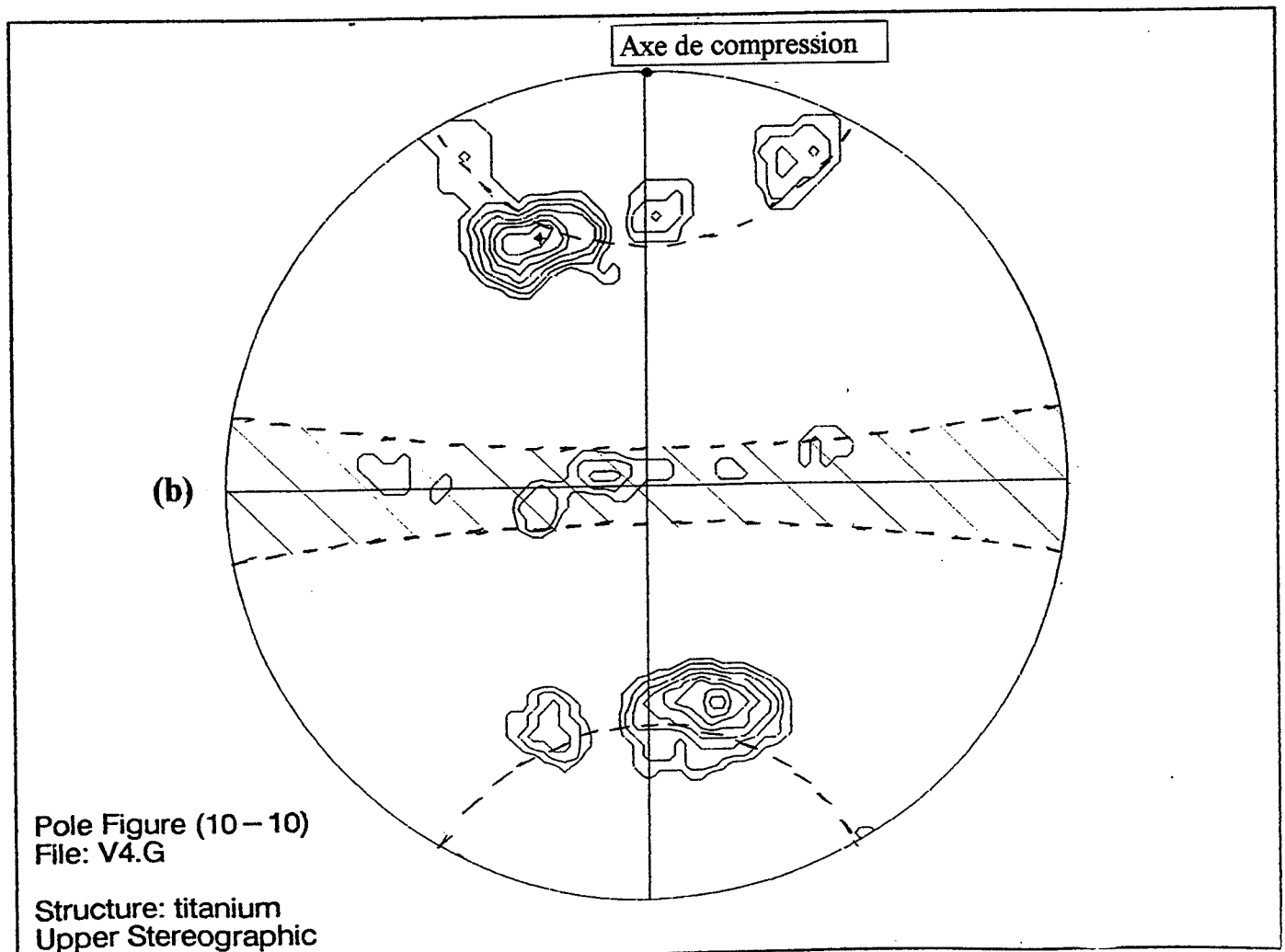
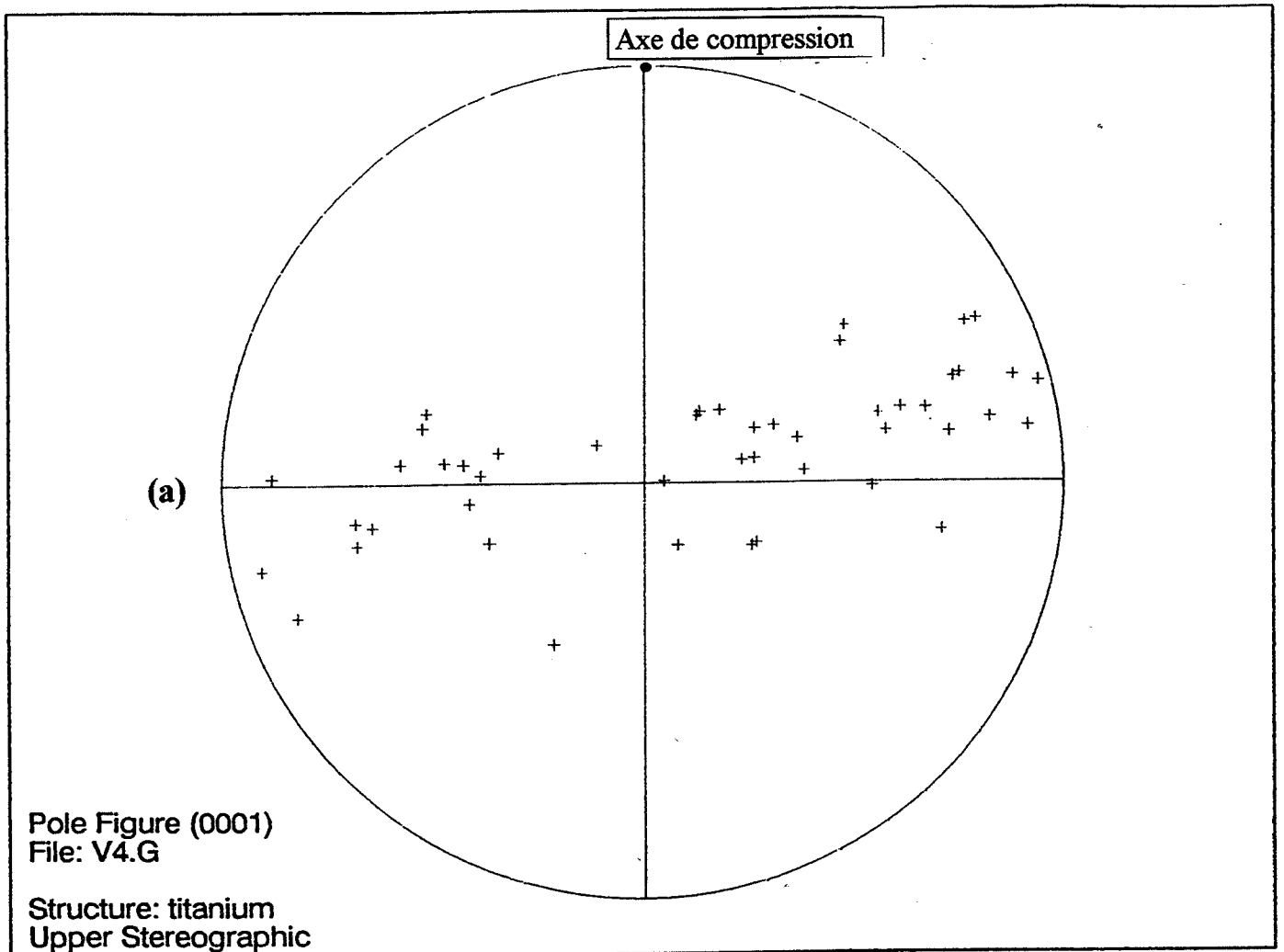


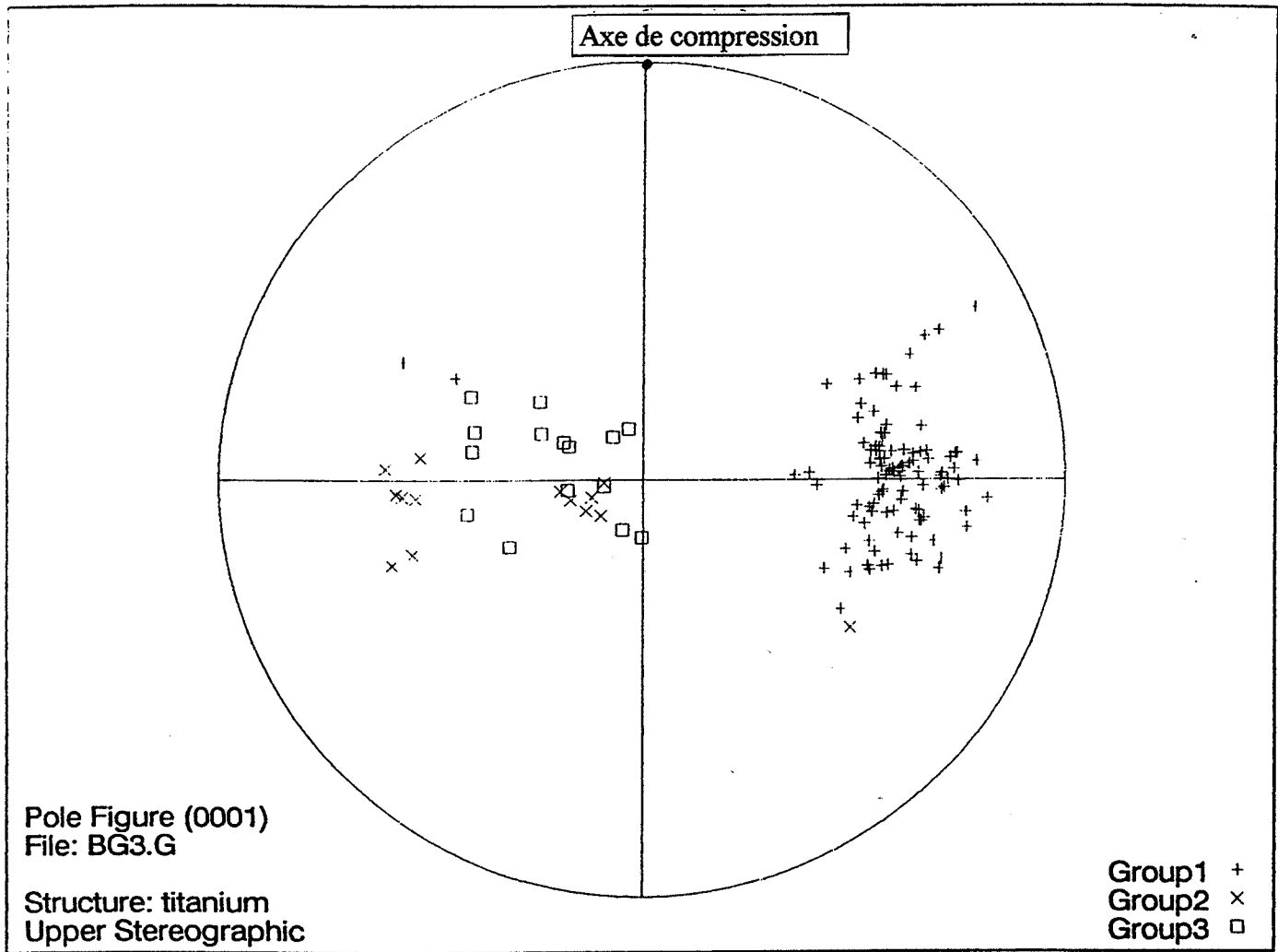
Figure IV-37 : figure de pôles (1010) de l'échantillon d2.



**Figure IV-38** : mesures d'orientations locales de grains choisis au cœur de l'échantillon b2. (a) : pôles (0001). (b) : pôles (10 $\bar{1}$ 0).



**Figure IV-39** : mesures d'orientations locales de grains choisis au cœur de l'échantillon d2. (a) : pôles (0001). (b) : pôles (10 $\bar{1}$ 0).



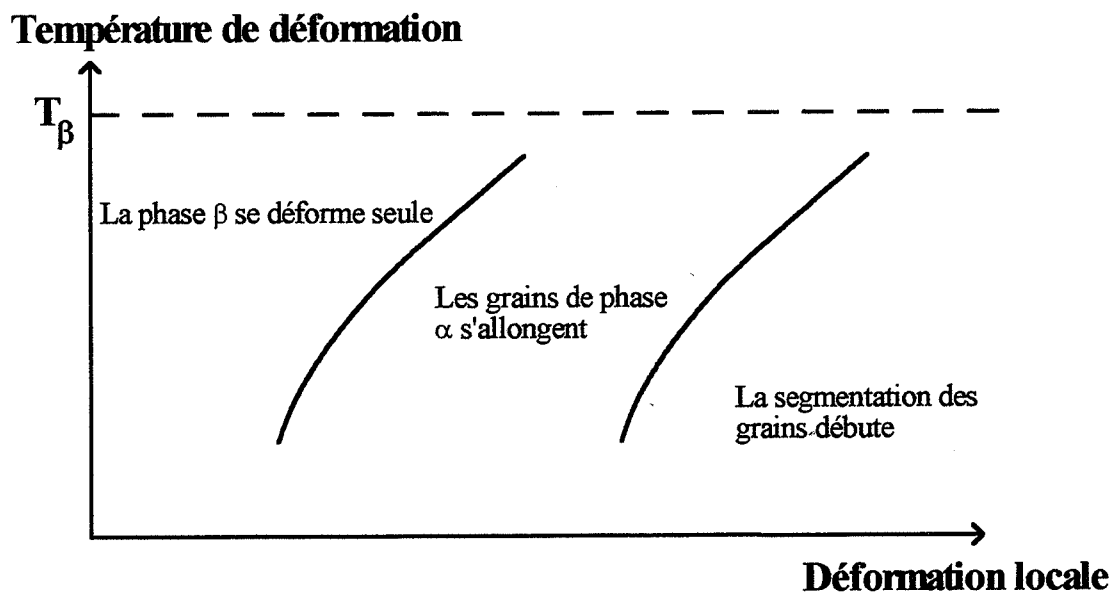
**Figure IV-40** : pôles (0001) d'éléments de phase  $\alpha$  issus de 3 colonies distinctes au cœur d'un échantillon déformé de  $\bar{\epsilon}=0,85$  à  $920^{\circ}\text{C}$ .

de la texture. Dans une seconde phase, on assiste à une "fragmentation" de la fibre : les plans  $\{0001\}$  demeurent parallèles à l'axe de compression mais les directions  $\langle 0001 \rangle$  des grains se désorientent les uns par rapport aux autres.

#### IV-6 Conclusion

Des essais de compression en une passe ont permis de définir quatre domaines de déformation successifs. Ils décrivent les transformations d'une microstructure initiale lamellaire entre 900°C et la température du transus  $\beta$  en fonction de la déformation. L'importance de chaque domaine de déformation est variable à l'intérieur de l'intervalle de température considéré. En effet, puisque le pourcentage de phase  $\alpha$  et la pénétration de la phase  $\beta$  se modifient beaucoup lorsque l'on change la température, les conséquences sur les microstructures sont très différentes. Dans le haut de l'intervalle de température, on assiste à une segmentation complète des lamelles, avec peu de déformation mécanique de la phase  $\alpha$  (effet de la température), tandis qu'à plus basse température, l'effet mécanique de la déformation devient prépondérant. Aucun de ces effets ne permet à lui seul de créer une microstructure pleinement équiaxe satisfaisante. En effectuant des compressions multipasses, on peut bénéficier des avantages de chacun d'eux et ainsi créer par synergie des microstructures fines et homogènes. Les conséquences de divers maintiens en température ont été étudiées. A l'aide du diagramme représentant les domaines d'existence des quatre zones de déformation, il est possible de prévoir les résultats microstructuraux des essais multipasses. Pour cela, il faut principalement tenir compte des dimensions initiales des lamelles, du domaine dans lequel la microstructure a été portée par la première compression et de l'évolution avec le changement de température de la microstructure intermédiaire obtenue. Le diagramme permet donc de visualiser le résultat d'une répartition, entre plusieurs températures de compression, d'une quantité de déformation donnée. Convenablement choisie, cette répartition peut nettement améliorer la qualité d'une microstructure par rapport à une déformation monopasse ou une autre distribution moins judicieuse. Cependant, quelle que soit la partition de la déformation, la texture de fibre développée dans l'échantillon est toujours la même.





**Figure V-1** : diagramme indicatif température-déformation locale.





# V TRANSFORMATION DE LA STRUCTURE EQUIAXE

## V-1 Introduction

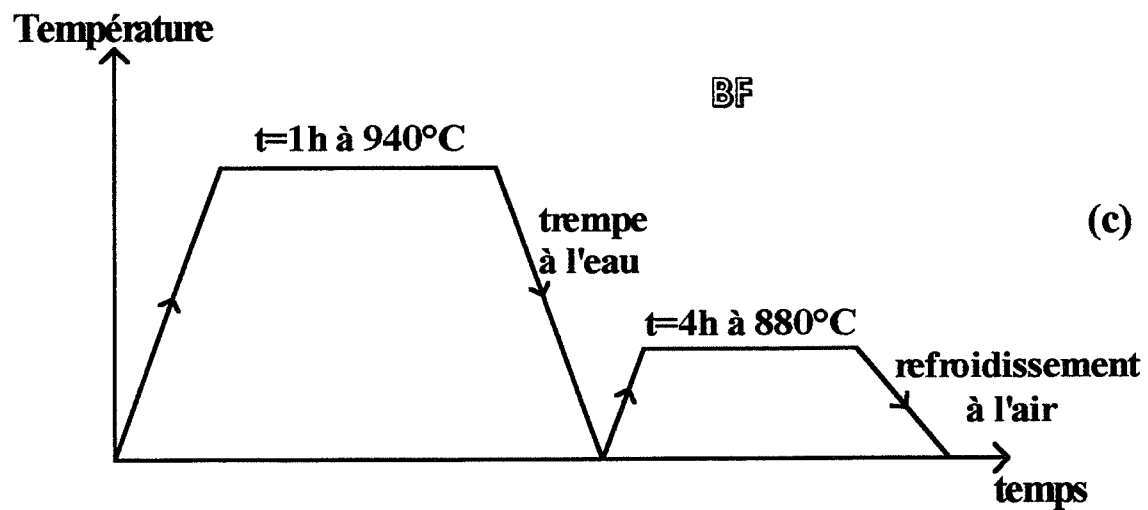
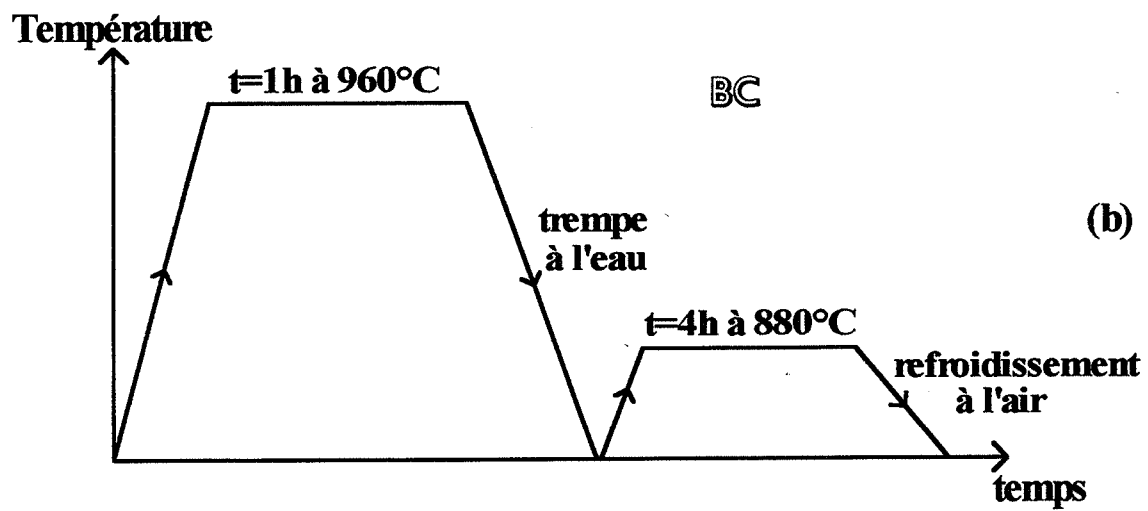
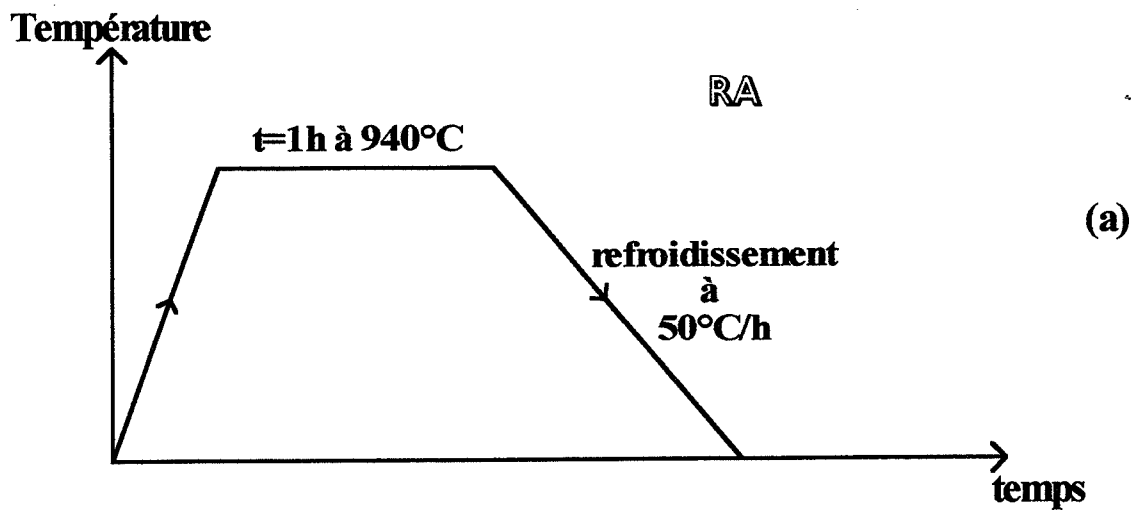
En parallèle avec le chapitre précédent, cette étude de l'affinement de microstructures équiaxes et duplex va consister à placer, dans un diagramme température-déformation locale, les limites des domaines de déformation de la phase  $\alpha$  lorsqu'elle est soumise à une sollicitation de compression axisymétrique. Plus précisément, la figure V-1 schématise l'aspect que pourrait présenter un tel diagramme (V-32). Il comporterait un premier domaine où seule la phase  $\beta$  se déforme, un second dans lequel les grains de phase  $\alpha$  s'allongent perpendiculairement à l'axe de compression et un dernier qui délimite la zone de fractionnement des grains de phase  $\alpha$  en plusieurs autres plus petits, ou tout au moins la zone où, après un traitement thermique ultérieur, les nouveaux grains seraient complètement sectionnés.

Les mécanismes de fragmentation étant les mêmes que ceux de la transformation microstructure lamellaire-microstructure équiaxe, on se rapportera au chapitre précédent pour ce qui concerne cet aspect de la bibliographie. Une courte étude bibliographique concernant des résultats expérimentaux débute ce chapitre. Elle est suivie de la description des structures étudiées, de la présentation de la technique expérimentale et d'un paragraphe présentant les résultats obtenus. La quantité de déformation au centre des échantillons est déterminée par les résultats de la modélisation analytique de l'essai de compression uniaxiale du chapitre II.

## V-2 Bibliographie

Si un certain nombre d'auteurs ont pour objectif d'obtenir, à partir de structures grossières, des microstructures équiaxes les plus fines possible, peu d'entre eux ont en revanche étudié les évolutions morphologiques de ces dernières au cours d'une déformation à chaud.

Cogia et al. (IV-28) étudient une microstructure bimodale qu'ils déforment de  $\bar{\epsilon} = 1,4$  par laminage à 950°C. Ils observent après la déformation une très grande densité de dislocations dans des grains allongés dans le sens de la déformation. Après un recuit, les grains de phase  $\alpha$  primaire ne recristallisent pas mais restaurent. En revanche, les petites lamelles de phase  $\alpha$  recristalliseraient effectivement, avec une apparition préférentielle des germes à l'endroit du contact entre les joints de phase  $\alpha$  primaire et la phase  $\beta$ , ainsi qu'aux joints communs entre les



**Figure V-2 :** traitements thermiques d'obtention des structures recristallization annealing (a), bimodale chaude (b) et bimodale froide (c).

lamelles de phase  $\alpha$  secondaire. Globalement, les auteurs observent que la taille des grains de phase  $\alpha$  primaire reste inchangée alors que les lamelles deviennent de plus en plus fines.

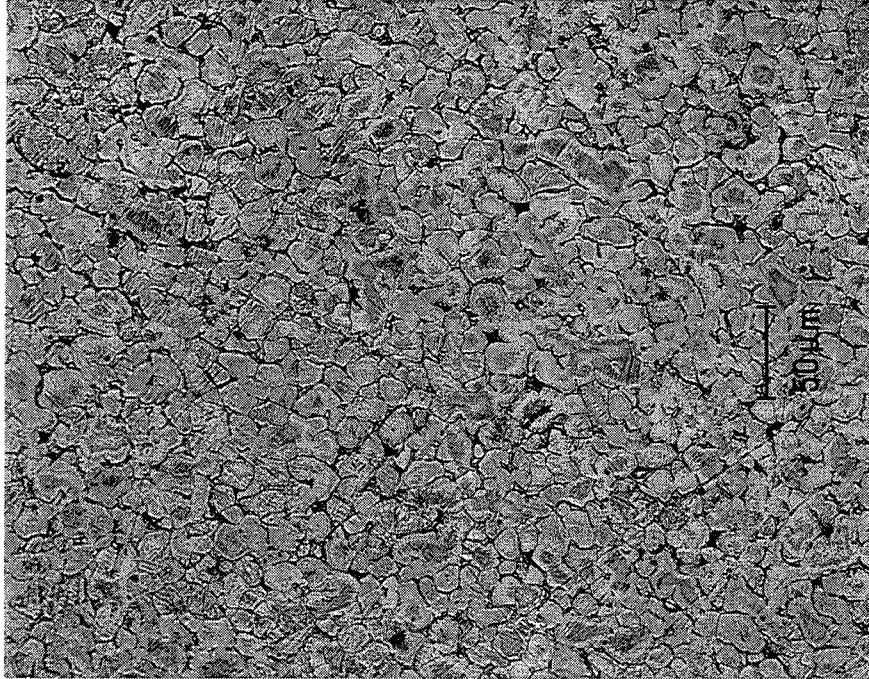
Malcor et Montheillet (V-33) montrent qu'en déformant par torsion jusqu'à  $\bar{\epsilon} = 1,2$  à 950°C une microstructure bimodale, les grains de phase  $\alpha$  primaire ne se déforment pas mais se comportent comme des inclusions dures dans une phase  $\beta$  molle. En revanche, ils s'allongent, mais sans recristalliser, à des températures inférieures (920 et 800°C).

### V-3 Description des microstructures initiales

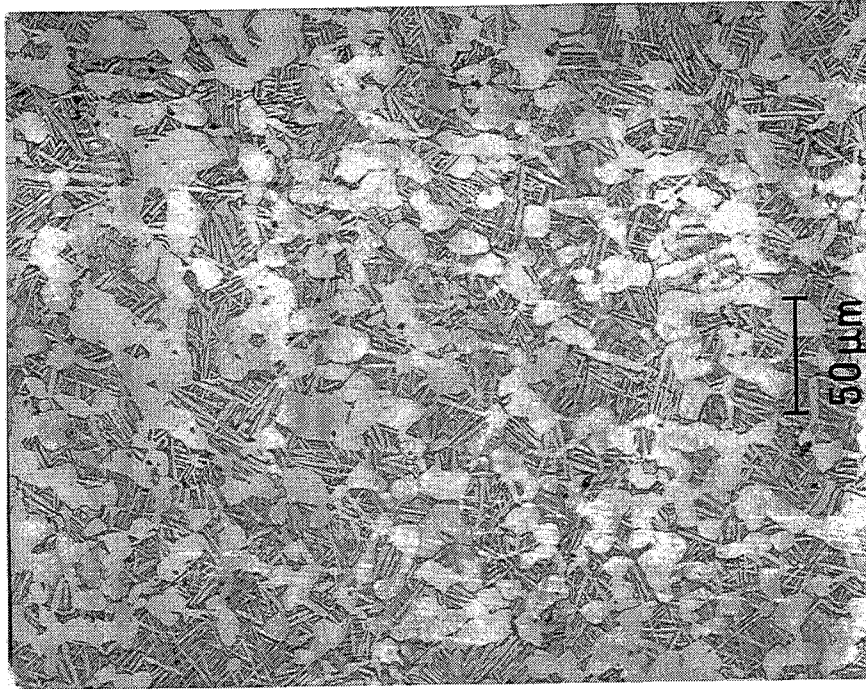
Les traitements thermiques aboutissant aux microstructures du TA6V étudiées dans ce chapitre sont présentés sur la figure V-2. En complément de la microstructure lamellaire étudiée au chapitre IV, deux autres types de microstructures ont été produites :

- une microstructure équiaxe dénommée *recrystallization annealing* (RA) obtenue par un maintien d'une heure à 940°C suivi d'un refroidissement au four de 50°C/h,
- deux microstructures bimodales (ou duplex) :
  - . une bimodale chaude (BC) obtenue par le traitement suivant : 960°C / 1h / trempe à l'eau puis 880°C / 4h / refroidissement à l'air,
  - . une bimodale froide (BF) : 940°C / 1h / trempe à l'eau puis 880°C / 4h / refroidissement à l'air.

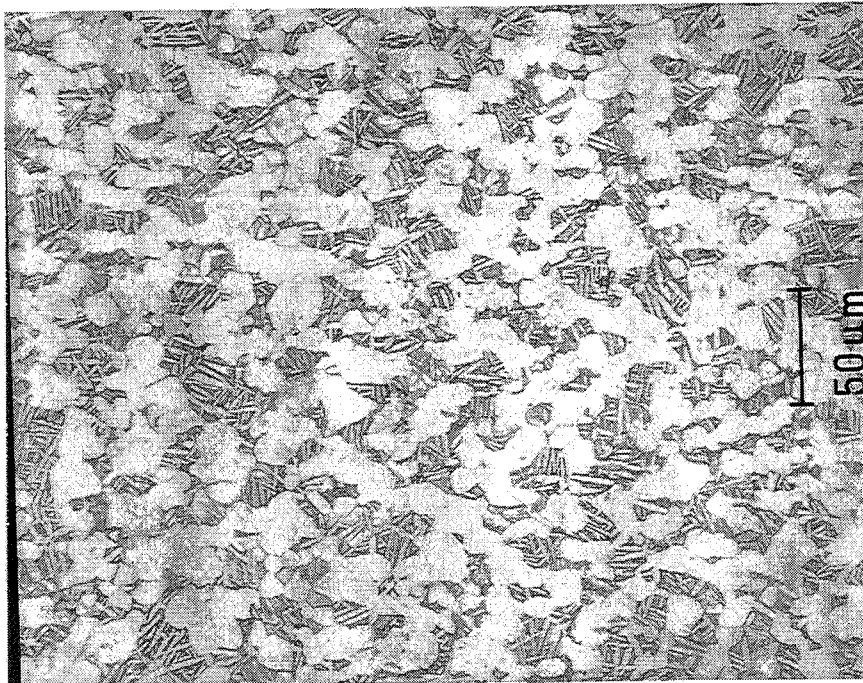
A l'issue du maintien à 940°C, la structure est composée à chaud d'environ 30% de phase  $\alpha$  sous forme de grains équiaxes. Pendant un refroidissement lent, les grains croissent pour représenter finalement 90% du mélange. Ainsi, la microstructure RA est constituée de grains équiaxes de 10 à 20 $\mu$ m de diamètre et d'une phase  $\beta$  circonvoisine (figure V-3). Comme le maintien à 960°C ne procure que 20% de phase  $\alpha$ , la microstructure BF compte un peu plus de grains équiaxes de phase  $\alpha$  primaire que la microstructure bimodale chaude après la trempe à l'eau qui fige les deux structures présentes à chaud. Lors du maintien à 880°C, l'augmentation du pourcentage de phase  $\alpha$  se partage entre la création de petites lamelles de phase  $\alpha$  secondaire et le grossissement des grains équiaxes. Puisque le pourcentage de phase est désormais le même dans les deux cas (55% à 880°C), le nombre de lamelles est plus élevé dans la structure BC que dans la structure BF. Le refroidissement à l'air a pour effet de grossir les grains et les lamelles pour



**Figure V-3** : microstructure initiale recrystallization annealing.

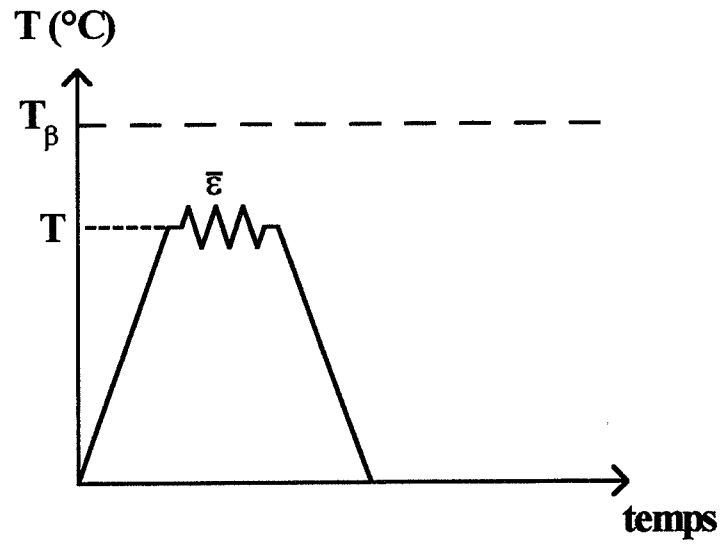


**Figure V-4** : microstructure initiale bimodale chaude.



**Figure V-5** : microstructure initiale bimodale froide.





$T \backslash \bar{\epsilon}$	0,31	0,65	1	1,3
950	●	●	●	●
925	●	●	●	●
900	●	●	●	●
850	●	●		●

Microstructure bimodale chaude

$T \backslash \bar{\epsilon}$	0,31	0,65	1	1,3
925	●	●	●	●
900	●	●	●	●
850	●	●		●

Microstructure bimodale froide et recrystallization annealing

**Figure V-6** : essais de compression réalisés sur les trois microstructures BC, BF et RA.

aboutir aux structures présentées sur les figures V-4 et V-5. On peut y voir que les grains équiaxes, de taille équivalente à ceux de la microstructure RA, forment des amas de 4 à 6 unités entre lesquels les lamelles mesurent une dizaine de microns de longueur. La structure BC est composée d'environ 50% de phase  $\alpha$  primaire et la structure BF d'environ 60%. La phase  $\alpha$  secondaire représente donc 40% de la première et 30% de la seconde (la phase  $\beta$  représente en effet 10% du TA6V à l'équilibre).

## V-4 Les essais

Les éprouvettes sont des cylindres de 15mm de hauteur et de 10mm de diamètre. Pour réduire le frottement avec les outils de presse, les deux faces de l'échantillon sont préalablement enduites d'un lubrifiant à base de nitrure de bore. Le contrôle de la température est parfois un peu plus délicat qu'avec l'autre dispositif (chapitre IV) car le four est moins performant (6 lampes contre 12 pour le plus récent). Dans le pire des cas, l'un des thermocouples indiquait une différence de 4°C avec la consigne (2°C maximum avec l'autre montage pour un cas de figure très rare). Le refroidissement des échantillons s'effectue four coupé et ouvert.

La mise au point du montage ayant été réalisée antérieurement, notamment par Dajno (V-34), aucun réglage particulier n'a été nécessaire. Les essais ont été effectués à vitesse de traverse constante, car les tentatives d'essai à vitesse de déformation constante avaient présenté des fluctuations de vitesse trop importantes. Comme précédemment, la vitesse de déformation a été fixée à  $10^{-1} \text{s}^{-1}$ . La force, mesurée en fonction du temps et de la contraction relative, est enregistrée sous forme de fichier par le calculateur.

Les essais exécutés sont présentés sur la figure V-6. Ils ont été choisis régulièrement espacés de manière à couvrir l'intervalle de déformation étudié dans le but de pouvoir délimiter les domaines de déformation définis dans l'introduction.

## V-5 Résultats

### V-5-1 Evolutions morphologiques de la phase $\alpha$

Les transformations des microstructures équiaxes sont plus simples que celles de la structure lamellaire du chapitre précédent. La figure V-7 présente les diagrammes température-déformation locale correspondant aux trois microstructures étudiées. Les trois domaines de

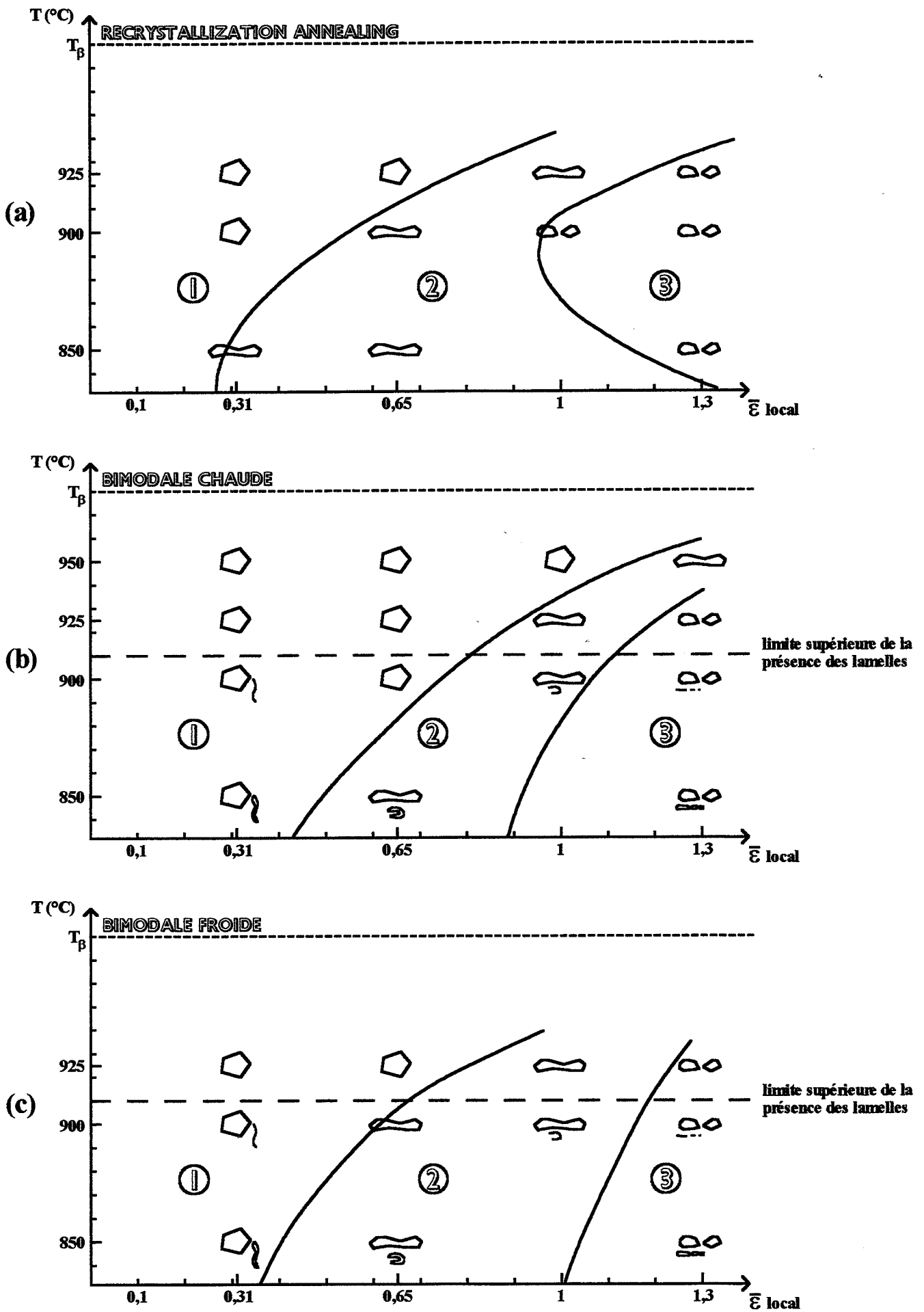
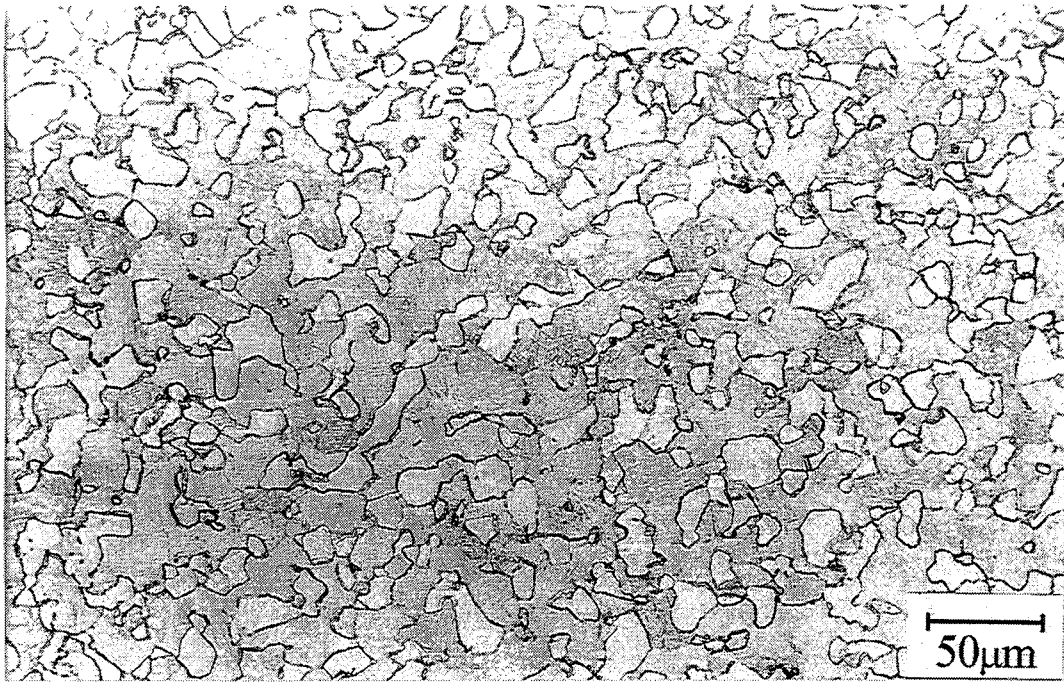


Figure V-7 : diagramme température-déformation locale des 3 structures étudiées (les informations en bleu concernent la phase  $\alpha$  secondaire).

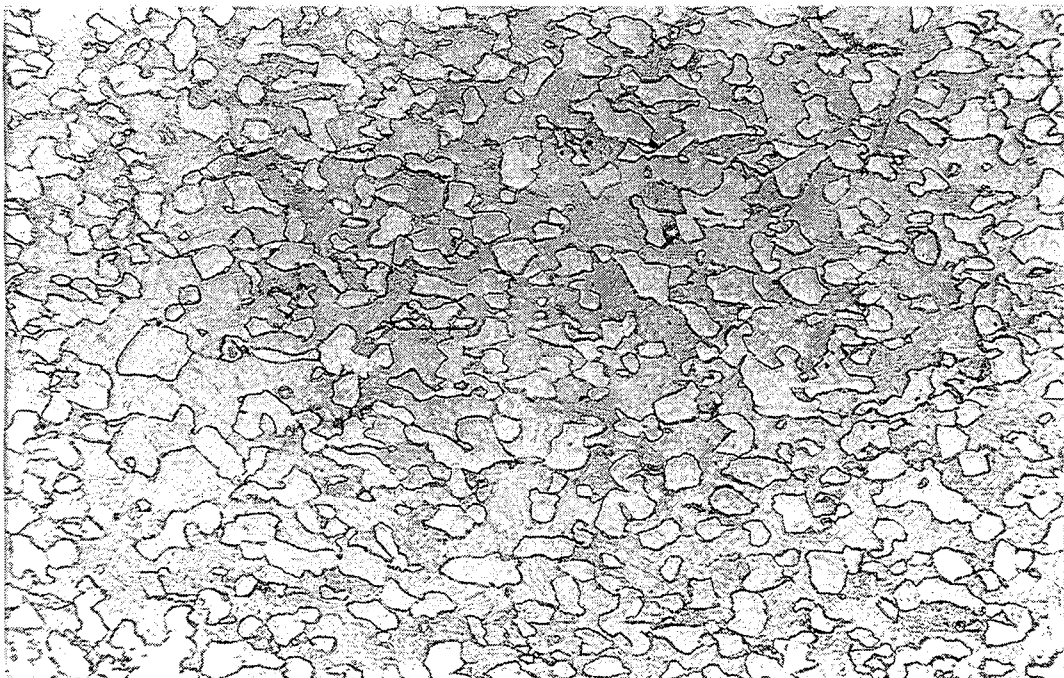
déformation envisagés dans l'introduction sont effectivement observés. Les grains équiaxes de phase  $\alpha$  se comportent dans le premier domaine comme des inclusions dures dans une phase  $\beta$  molle et par conséquent ne se déforment pratiquement pas (figure V-8). Le second domaine débute lorsque ces grains se trouvent comprimés et ainsi étirés perpendiculairement à l'axe de compression (figure V-9). Dès que la segmentation en grains plus petits commence, les microstructures se trouvent alors dans le troisième domaine de déformation. On peut visualiser ces trois domaines sur le diagramme correspondant à la structure recristallization annealing (figure V-7-a). Au cours du chauffage, le diamètre des grains équiaxes qui composent cette structure se réduit d'autant plus que la température est élevée. Aux basses températures, l'allongement des grains intervient à des taux de déformation faibles. En effet, nombreux et épais, les grains se déforment par écrasement les uns contre les autres. Lorsque la température croît, l'amincissement des grains, dû à la diminution de la quantité de phase  $\alpha$ , provoque le déplacement progressif de la frontière délimitant les domaines 1 et 2 vers de plus grand taux de déformation. De manière similaire au cas de la microstructure lamellaire du chapitre IV, la limite entre les domaines 2 et 3 présente une forme en "nez" vers 890°C. C'est en effet dans cette zone de température que la proportion de phase  $\alpha$  dans l'alliage et la diffusion des éléments constituant la phase  $\beta$  sont telles que la segmentation des grains est optimale. Aux températures inférieures, la grande taille des grains, alliée à une pénétration limitée de la phase  $\beta$ , retarde la segmentation. Inversement, dans le haut de l'intervalle de température étudié, la microstructure est composée de grains relativement petits et isolés dont la segmentation va exiger un taux de déformation plus élevé.

La présence des petites lamelles de phase  $\alpha$  secondaire est observée jusqu'à 900°C. En effet, même si elles ont été créées à 880°C, leur cinétique de dissolution n'est pas instantanée. Le découpage de leurs propres domaines de déformation suit grosso modo celui des grains de phase  $\alpha$  primaire. Dans le premier domaine, les lamelles se distordent plus ou moins intensément, puis elles se couchent perpendiculairement à l'axe de compression lors du second, et finissent par se briser en parties plus fines dans le dernier domaine de déformation.

Dans le cas de la microstructure bimodale chaude (figure V-7-b), l'apparition du second domaine de déformation des grains équiaxes est retardée par rapport au cas de la microstructure recristallization annealing. Entre 850 et 900°C, c'est la résistance mécanique des petites lamelles de phase  $\alpha$  secondaire qui en est la cause. En effet, ce sont elles qui opposent le plus de résistance à l'écoulement dans cet intervalle de température et donc qui subissent d'abord les effets de la déformation (figure V-10). Au-dessus de la température de disparition des lamelles, la taille des grains se réduit progressivement. La microstructure, composée de peu de grains de surcroît, va alors entamer sa déformation vers des déformations plus grandes. Si la forme générale de la première frontière est donc conservée, on n'observe plus en revanche la forme en "nez" de la



**Figure V-8 :** structure recrystallization annealing déformée de  $\bar{\epsilon}=0,31$  à 925°C (x300).



**Figure V-9 :** structure Recrystallization Annealing déformée de  $\bar{\epsilon}=0,65$  à 925°C (x300).

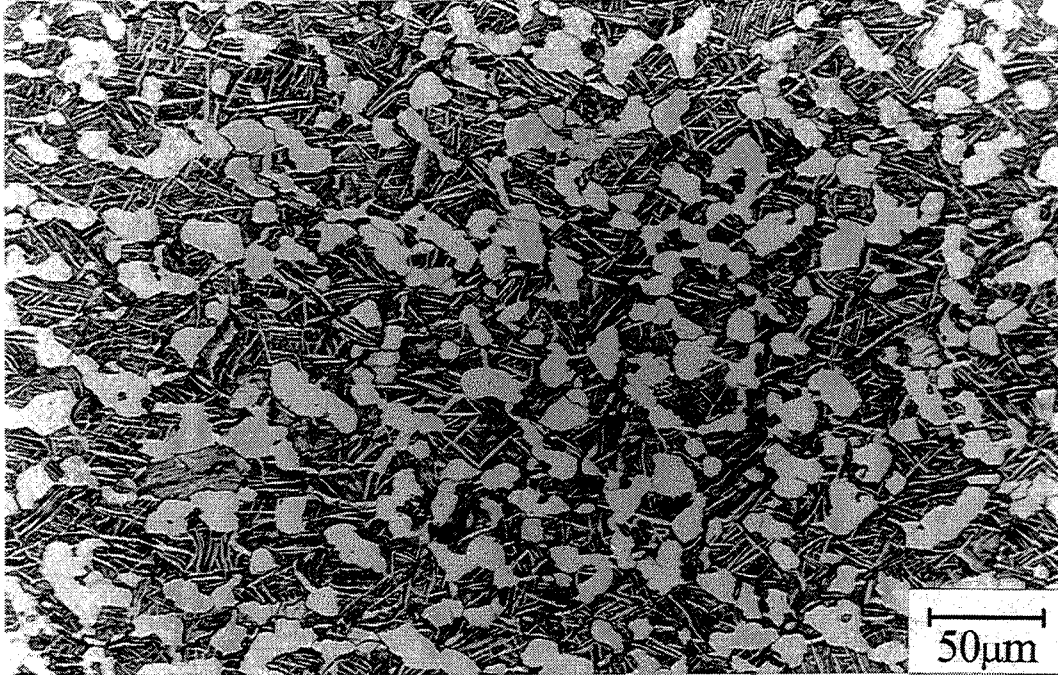
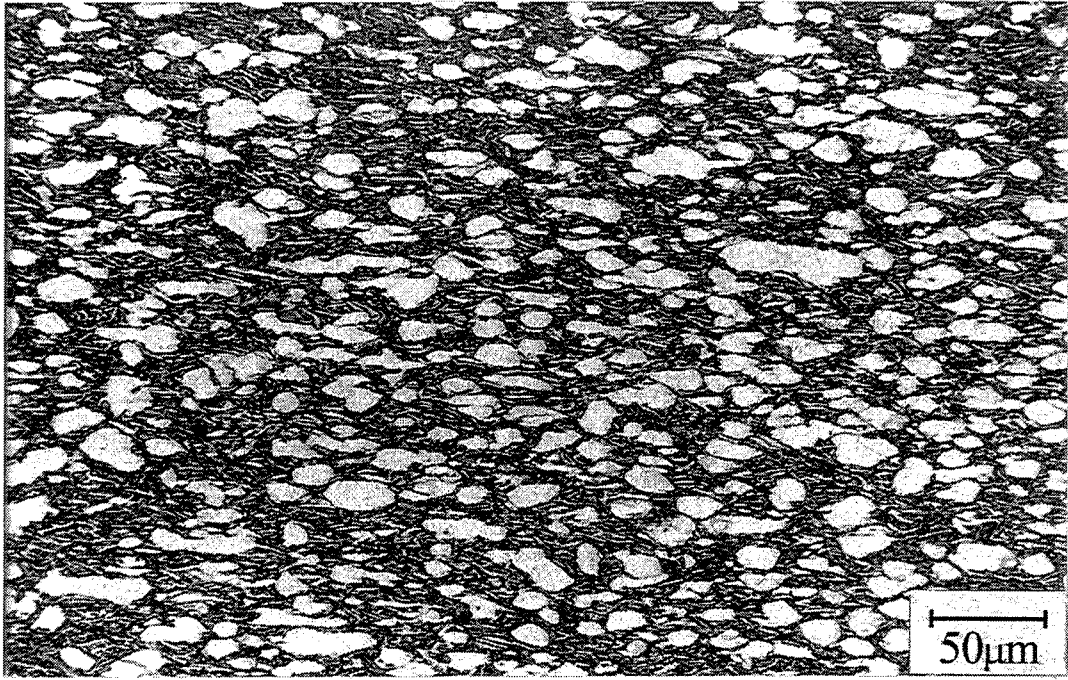
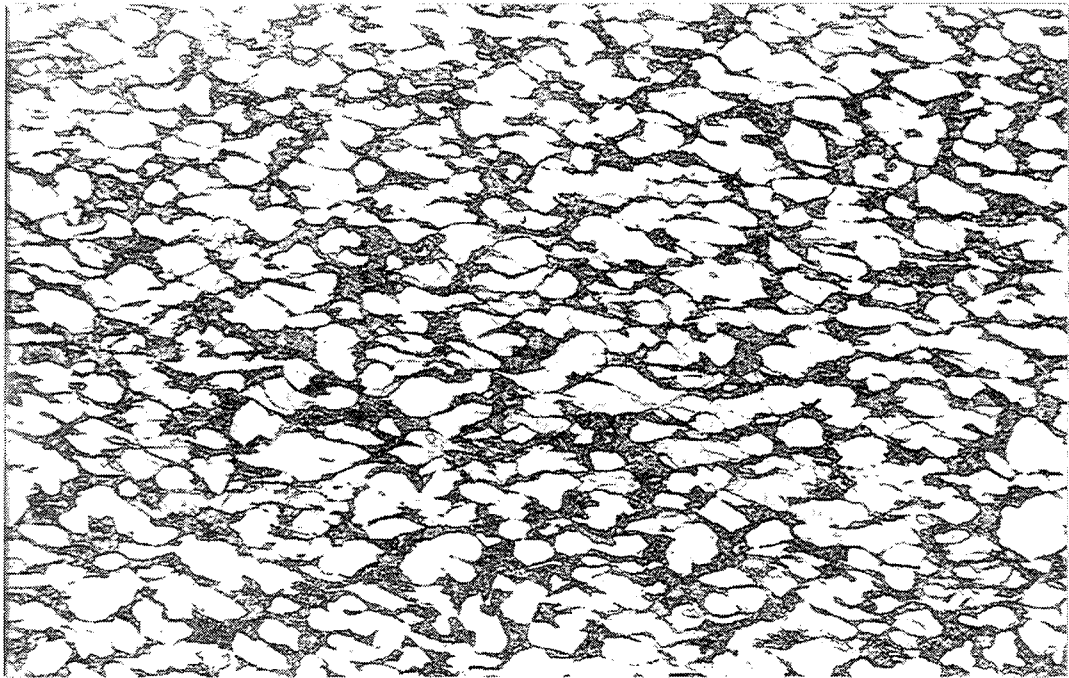


Figure V-10 : structure bimodale chaude déformée de  $\bar{\epsilon}=0,31$  à 850°C (x300).



(a)



(b)

**Figure V-11** : comparaison des microstructures bimodale chaude (a) et recrystallization annealing (b) déformées de  $\bar{\epsilon}=1,3$  à  $850^{\circ}\text{C}$  (x300).

limite entre les domaines 2 et 3. En effet, la plus faible quantité de grains équiaxes de la microstructure bimodale chaude par rapport à la microstructure recristallization annealing induit que la microstructure déformée contient des particules beaucoup moins imbriquées (figure V-11). Les grains, bien individualisés, sont tous entourés de phase  $\beta$  et la segmentation, opérant par pénétration de cette phase, semble de ce fait se dérouler plus aisément. Les frontières des deux domaines de déformation de la microstructure bimodale chaude s'orientent donc progressivement vers les grandes déformations quand la température augmente.

Dans le cas de la structure bimodale froide, la frontière entre les deux premiers domaines apparaît à des taux de déformation plus faibles que dans le cas de la microstructure bimodale chaude. Dans le bas de l'intervalle de température étudié, c'est la plus faible proportion de petites lamelles de phase  $\alpha$  secondaire qui en est la cause. En effet, la déformation des grains de phase  $\alpha$  primaire est alors moins retardée que dans le cas précédent (figure V-7-c). Aux plus fortes températures, lorsque les lamelles ont disparu, c'est la présence d'un plus grand nombre de grains équiaxes que dans la structure bimodale chaude qui induit une déformation mécanique des grains équiaxes plus diligente. En revanche, la frontière entre les domaines 2 et 3 n'est pas du type de celle observée dans le cas de la microstructure recristallization annealing. En effet, si la quantité de grains équiaxes est équivalente dans les deux cas, la distribution de la phase  $\alpha$  entre les lamelles et les grains équiaxes aboutit à ce que ceux-ci soient moins imbriqués. La limite est donc pratiquement identique à celle relevée dans le cas de la structure bimodale chaude, sauf vers 850°C car les grains écrasés de la structure BF sont légèrement moins individualisés que ceux de la structure BC, ce qui retarde un peu la segmentation.

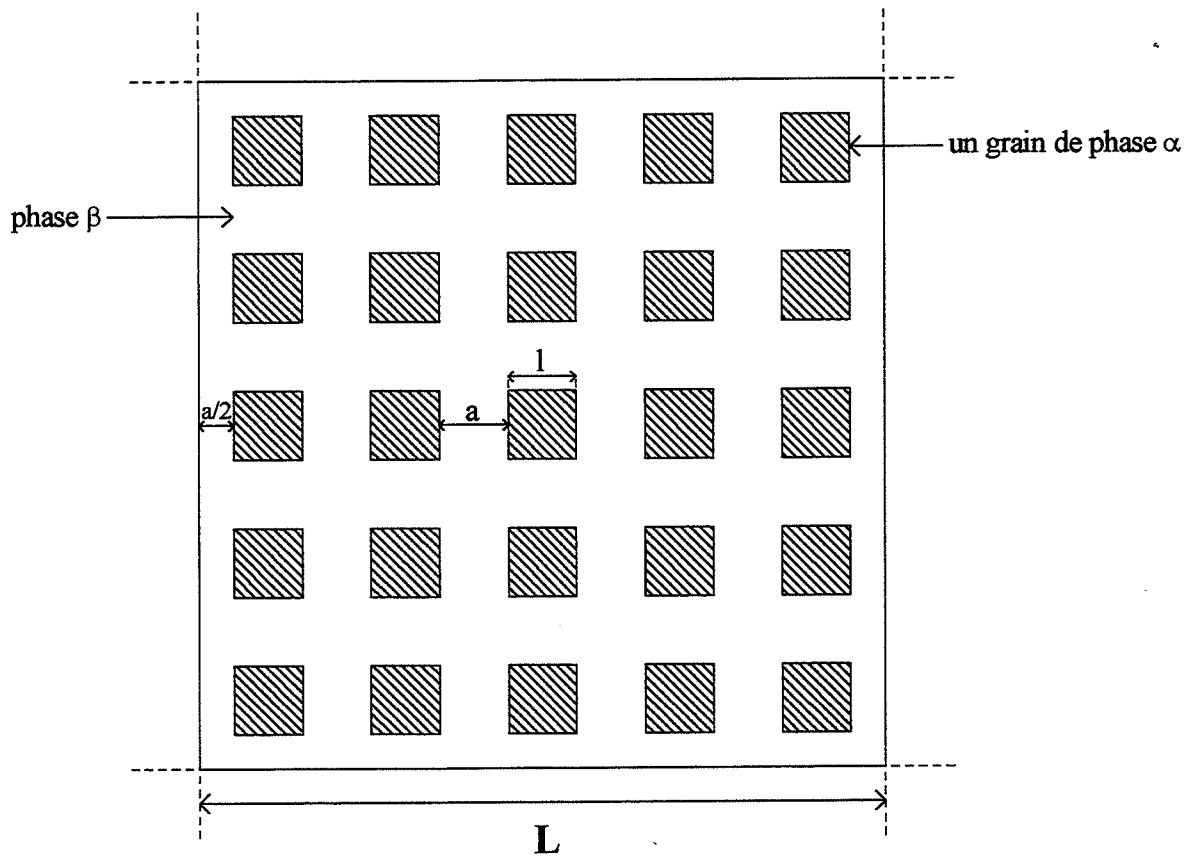
### V-5-2 Prédiction de la position des frontières des domaines de déformation

A l'aide d'un modèle très simple apparenté à ce que l'on appelle volontiers la "percolation", c'est-à-dire la rigidification du squelette de grains de phase  $\alpha$ , il est possible d'appréhender la position de la première frontière du diagramme correspondant à la microstructure RA.

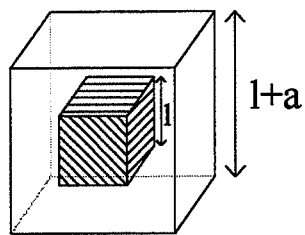
En effet, on peut considérer que cette microstructure est composée de grains de phase  $\alpha$  primaire uniformément répartis dans la matrice de phase  $\beta$ . Dans notre cas, les grains sont assimilés à des carrés tous identiques, ou à des cubes si l'on envisage les trois dimensions de l'espace. La section de l'échantillon à comprimer est constituée de la juxtaposition de motifs tels que la surface de côté L dessinée sur la figure V-12 (on peut remarquer ici que  $a$  détermine la fraction de phase  $\alpha$  dans l'alliage). Comprimer l'échantillon équivaut alors à réaliser la compression du motif. Pendant le premier domaine de déformation, la phase  $\beta$  s'écoule autour des grains de phase  $\alpha$  (peu importe où dans notre cas). C'est lorsque les grains vont entrer en contact







**Figure V-12** : modélisation de la microstructure RA.



**Figure V-13** : motif élémentaire de la microstructure.

Température (°C)

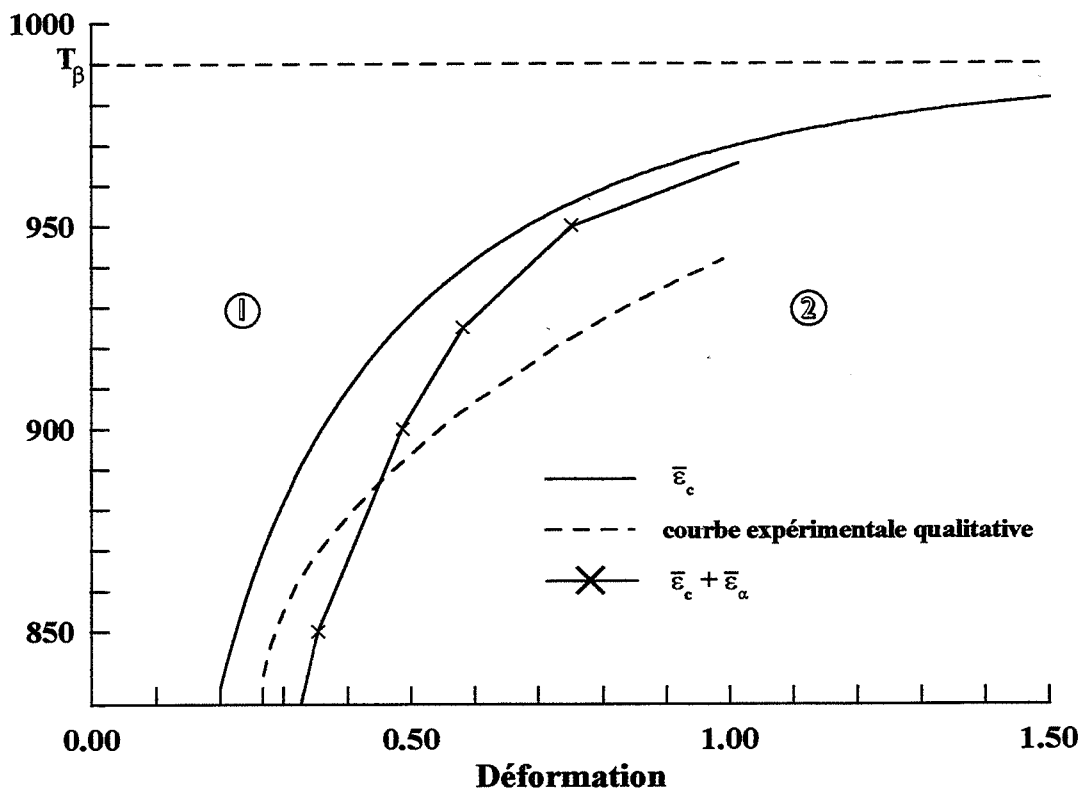


Figure V-14 : comparaison entre les frontières modélisées et expérimentale des 2 premiers domaines de déformation.

entre eux qu'ils vont commencer à se déformer par "percolation". C'est le  $\bar{\varepsilon}_c$  correspondant qui définit la frontière entre les domaines 1 et 2. Afin de généraliser l'approche, c'est le plus petit motif contenant un seul grain qui est pris en compte dans les calculs. A l'aide de la figure V-13, on peut déduire que :

$$\bar{\varepsilon}_c = \ln\left(\frac{1+a}{1}\right) = \ln\left(1 + \frac{a}{1}\right) \quad (\text{V-1})$$

Or, la fraction de phase  $\alpha$   $f_\alpha$  s'écrit :

$$f_\alpha = \left(\frac{1}{1+a}\right)^2$$

d'où :

$$\bar{\varepsilon}_c = -\frac{1}{2} \ln(f_\alpha) \quad (\text{V-2})$$

La relation suivante de Castro et Séraphin (III-11) reliant la fraction de phase  $\alpha$  à la température permet de corrélérer celle-ci à  $\bar{\varepsilon}_c$  :

$$f_\alpha = 0,925[1 - \exp(-0.0085(988 - T))]$$

où T représente la température en °C

et 988°C est égal au  $T_\beta$

et par conséquent de tracer la frontière entre les deux premiers domaines de déformation.

Comme on peut le voir sur la figure V-14, la courbe modélisée présente une forme similaire à celle tracée figure V-7-a, bien que celle-ci s'infléchisse plus rapidement vers les grandes déformations lorsque la température augmente. En revanche, la courbe modélisée se situe à de plus petites déformations que sa pendante expérimentale. Cette différence peut s'expliquer par le fait que, dans la réalité, les grains de phase  $\alpha$  primaire se déforment sans doute un peu intrinsèquement avant d'entrer en contact les uns avec les autres. Pour le vérifier, nous avons utilisé un autre modèle, cette fois-ci apparenté aux automates cellulaires (V-35). Ce modèle permet de calculer, entre autres, la déformation locale d'une phase au sens de la mécanique des milieux continus. Il s'agit en fait de la déformation intrinsèque d'une phase, valable pour tous ses



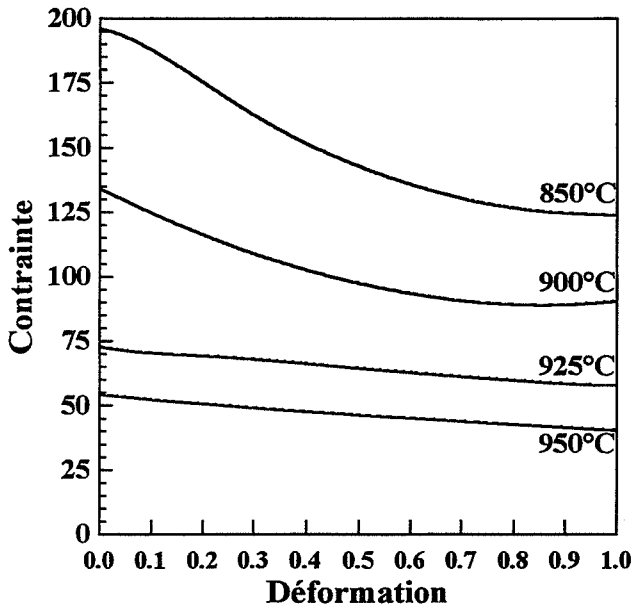
grains indépendamment de leur position dans l'éprouvette. Elle est évidemment à distinguer de la déformation locale, au sens utilisé jusqu'à présent, qui désigne la déformation d'un emplacement géographique précis d'un échantillon, quelles que soient les phases en présence. Le tableau V-1 présente les valeurs de la déformation intrinsèque de la phase  $\alpha$   $\bar{\epsilon}_\alpha$  aux quatre températures de compression des essais expérimentaux. Pour obtenir le taux réel de déformation des grains, les valeurs de  $\bar{\epsilon}_\alpha$  sont donc ajoutées à celles de  $\bar{\epsilon}_c$  correspondantes. Le calcul a été effectué sur un cube 12x12x12 avec le rapport de dureté des phases égal à 5 ( $k_\alpha/k_\beta=5$ ) et le coefficient de sensibilité à la vitesse  $m$  à 0,2. Les valeurs de  $\bar{\epsilon}_\alpha$  sont données ici avec une certaine réserve. En effet, la modélisation de type automate cellulaire n'ayant pas été réalisée dans le cadre de cette thèse, l'adéquation des deux modèles ne peut être garantie.

T (°C)	$f_\alpha$	$\bar{\epsilon}_c$	$\bar{\epsilon}_\alpha$	$\bar{\epsilon}_c + \bar{\epsilon}_\alpha$
850	0,64	0,224	0,130	0,354
900	0,49	0,360	0,127	0,487
925	0,38	0,479	0,101	0,580
950	0,25	0,683	0,068	0,751

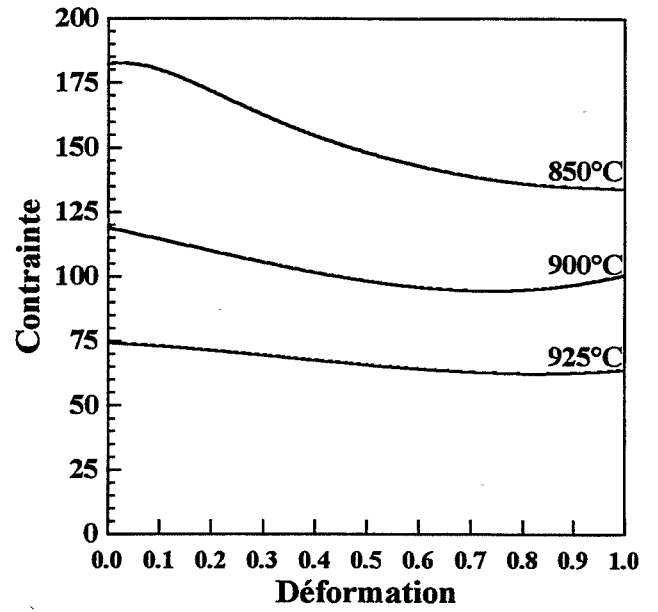
Tableau V-1

Assez logiquement, le déplacement vers les grandes déformations de la courbe modélisée est d'autant plus important que la température est faible. La courbe modélisée devient même plus décalée vers les grandes déformations que la courbe expérimentale jusque vers 880°C. En effet, aux températures les plus basses du diagramme, la phase  $\alpha$  est présente en si grande quantité qu'elle subit obligatoirement une grande quantité de déformation intrinsèque. Plus on approche du transus, plus la déformation intrinsèque de la phase  $\alpha$  devient négligeable et la courbe modélisée ne se modifie pratiquement plus.

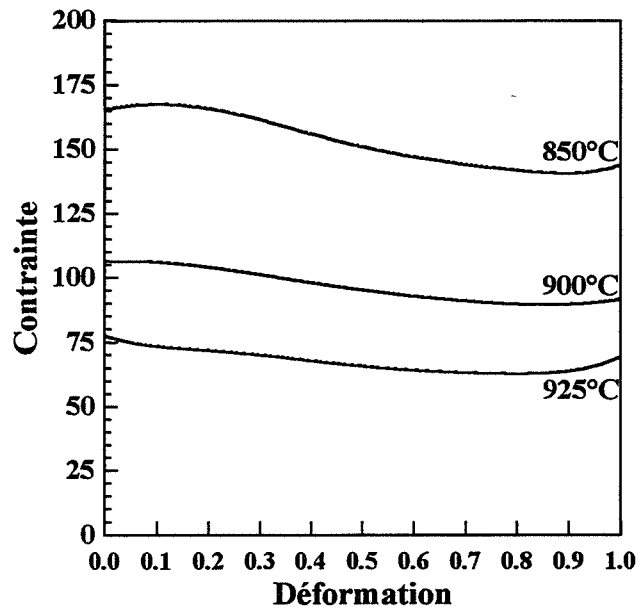
En fait, les frontières modélisées et expérimentale sont très voisines, même s'il y a un écart relativement important à partir de 920°C. En effet, le peu de points expérimentaux disponibles ne permet pas d'être certain de la forme exacte de la courbe expérimentale. Au contraire, le degré de liberté de son tracé est important et une "retouche" sur la figure V-7-a permettrait de rapprocher plus encore les deux frontières. On peut donc considérer que la prévision faite ici est très satisfaisante. Il est vrai que la frontière entre les domaines 1 et 2 est finalement assez facile à définir. En revanche, la frontière entre les domaines 2 et 3 est beaucoup plus difficile à modéliser. D'abord parce qu'interviennent des paramètres plus complexes, par exemple la diffusion des éléments chimiques constitutifs de la phase  $\beta$  qui contrôlent sa pénétration le long des sous-joints.



(a) : microstructure bimodale chaude



(b) : microstructure bimodale froide



(c) : microstructure recristallization annealing

Figure V-15 : courbes contrainte-déformation des 3 microstructures étudiées aux diverses températures de compression.

Ensuite, il est difficile de préciser exactement à quel moment une microstructure est parfaitement segmentée.

### V-5-3 Courbes contrainte-déformation

Les évolutions des courbes contrainte-déformation des trois microstructures étudiées sont présentées sur la figure V-15. La première observation est que la décroissance initiale de la contrainte est différente de celle de la microstructure lamellaire du chapitre IV. En effet, dans le cas des microstructures équiaxes, on n'assiste pas à la dislocation du réseau rigide de lamelles qui soulignent la position des anciens grains de phase  $\beta$ . De ce fait, la diminution de la contrainte est d'abord plus lente, mais aussi plus régulière, sans la rupture de pente qui correspond au passage du premier au second domaine de déformation des lamelles.

C'est la présence des petites lamelles de phase  $\alpha$  secondaire qui conditionne les différences entre les niveaux et les évolutions des contraintes relatives aux trois microstructures étudiées. La présence de ces lamelles est effective dans les deux microstructures bimodales jusqu'à 900°C. Puisque la contrainte nécessaire à déformer des lamelles est supérieure à celle requise pour comprimer des grains équiaxes, on observe logiquement que  $\bar{\sigma}_{BC} > \bar{\sigma}_{BF} > \bar{\sigma}_{RA}$  dans un premier temps. Par la suite, les trois contraintes se rejoignent à des niveaux comparables pour un taux de déformation compris entre 0,3 et 0,4 (figure V-16-a), c'est-à-dire lorsque les petites lamelles n'opposent plus de résistance majeure à l'écoulement. Plus la température d'essai augmente, plus les écarts entre les valeurs de la contrainte des trois microstructures se réduisent. A 925°C, les lamelles de phase  $\alpha$  secondaire sont complètement dissoutes et les trois microstructures tendent à devenir identiques. Les contraintes présentent alors des évolutions similaires (figure V-16-b).

### V-6 Conclusion

Les essais de compression de ce chapitre ont permis de placer sur un diagramme température-déformation locale les frontières des trois domaines de déformation de la phase  $\alpha$  lorsqu'elle est présente sous forme de grains équiaxes. Les limites entre les domaines possèdent des formes diverses, par exemple en "nez". La disposition et la forme de ces limites peuvent subir des modifications par la présence simultanée de petites lamelles de phase  $\alpha$  secondaire, à cause de leur plus grande résistance mécanique, qui est d'ailleurs décelable sur les courbes contrainte-déformation associées. Les modifications apportées aux frontières des domaines sont différentes suivant le pourcentage de phase  $\alpha$  secondaire dans l'alliage. Si la première frontière semble



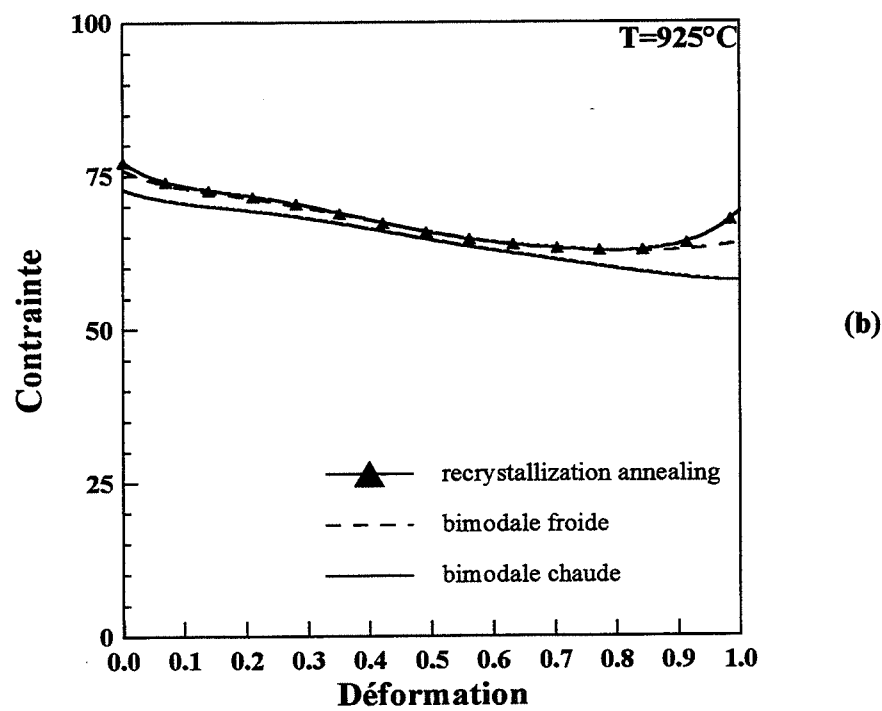
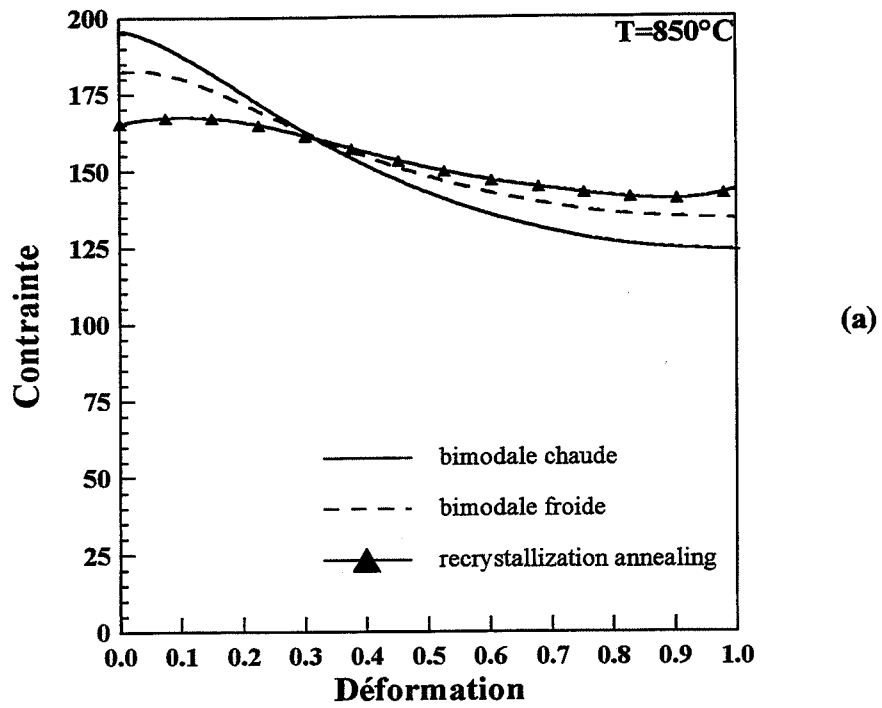


Figure V-16 : courbes contrainte-déformation des 3 microstructures étudiées à  $850^{\circ}\text{C}$  (a) et  $925^{\circ}\text{C}$  (b).

simplement se décaler vers les grandes déformations proportionnellement à la quantité de petites lamelles présentes, les effets concernant la seconde limite sont plus complexes. En effet, la présence des lamelles a pour conséquence la disparition du nez de la seconde frontière. C'est un effet plutôt positif aux températures inférieures à celles du nez car la segmentation des grains équiaxes est plus rapide. On peut donc considérer qu'une introduction de petites lamelles dans une microstructure est favorable du point de vue de la fragmentation des grains, mais il ne faut pas oublier que les efforts nécessaires à la déformation augmentent alors comme le montrent les évolutions de la contrainte de compression. En revanche, on observe que l'existence de phase  $\alpha$  secondaire induit un léger retard du fractionnement des grains équiaxes au-dessus du nez. Par ailleurs, ce travail montre qu'une modélisation simple de la microstructure permet de prévoir convenablement la position de la première frontière du diagramme température-déformation.







## VI CONCLUSION GENERALE

Les principaux résultats obtenus à l'issue de cette étude sont les suivants :

- (i) le modèle développé et son extension informatique permettent de prévoir raisonnablement le taux de déformation effectif au centre d'un cylindre comprimé dans le domaine des grandes déformations viscoplastiques,
- (ii) la relation morphologie/orientation cristallographique des lamelles de phase  $\alpha$  est établie, à savoir que la grande dimension des lamelles se développe principalement dans la direction  $[11\bar{2}0]$ , mais aussi parfois  $[1\bar{1}00]$ , de la maille hexagonale,
- (iii) des diagrammes, décrivant la transformation des microstructures lamellaires et équiaxes de l'alliage de titane TA6V à différentes températures en fonction de la déformation appliquée, ont été tracés,
- (iv) plus précisément, le déroulement du processus de fragmentation des lamelles au cours de la déformation selon que la compression se déroule en haut ou en bas de l'intervalle de température, a été décrit, c'est-à-dire que la segmentation est plutôt mécanique quand la température baisse et plus assistée par la diffusion quand la température augmente,
- (v) les effets des maintiens en température associés aux essais multiples ont été discriminés, c'est-à-dire qu'un maintien est plutôt bénéfique après une grande déformation, surtout lorsqu'elle a eu lieu dans le bas de l'intervalle de température étudié (vers 920°C), et qu'il est plutôt préjudiciable après une petite déformation, en particulier si elle a pris place à une température proche du transus  $\beta$ ,
- (vi) les évolutions de la contrainte en fonction de la déformation globale et les textures associées aux essais, simples comme multiples, ont été caractérisées.

D'un point de vue plus pratique, on peut dire que :

- (i) il est possible d'effectuer des essais à chargements multiples avec changement de température sur une machine de compression,



(ii) les diagrammes température/déformation permettent de prévoir les conséquences sur la microstructure d'une gamme de forgeage industrielle par rapport à une autre.

Plus précisément, ce travail a tout d'abord été l'occasion de mener une réflexion sur l'essai de compression uniaxiale et plus particulièrement sur les phénomènes de frottement, en réalité peu connus, et leurs conséquences sur la forme des écoulements de la matière. Ainsi, comparé à une méthode utilisant les éléments finis, le modèle développé a permis une meilleure compréhension de la déformation par compression, en s'interrogeant sur la validité des prévisions des deux approches. Plus concrètement, le programme informatique associé permet l'obtention de distributions de plusieurs grandeurs physiques, comme la déformation ou la contrainte, au sein d'échantillons de géométries diverses. Tel quel, il peut donc être utile à d'autres études, de la même manière qu'il a pu rendre possible la partie expérimentale des chapitres IV et V. De plus, ce programme constitue un bon support pour poursuivre la réflexion entamée dans ce travail, afin de perfectionner les calculs et fournir éventuellement d'autres grandeurs physiques en fonction des besoins des utilisateurs.

La partie expérimentale de cette étude a évidemment une portée beaucoup plus pratique. Son apport essentiel réside dans le tracé de diagrammes température-déformation divisés en plusieurs domaines de déformation, correspondant au comportement de la phase  $\alpha$  primaire du TA6V soumise à un effort de compression. En effet, ces diagrammes permettent de visualiser aisément une série de corroyages successifs à des températures éventuellement différentes. Ainsi, il devient possible de prévoir raisonnablement les physionomies intermédiaires et finale d'une structure donnée. Plusieurs diagrammes ont été tracés, qui correspondent chacun à une microstructure initiale différente. Ils peuvent donc constituer un outil de décision dans le choix d'un traitement thermomécanique, quand on connaît les effets de la nature d'une microstructure donnée sur les propriétés mécaniques de l'alliage TA6V. Ce type de démarche peut probablement être appliqué à d'autres alliages biphasés qui, comme le TA6V, ne répondent pas aux traitements thermiques simples (par exemple, le classique trempe + revenu des aciers) et dont la transformation microstructurale exige un corroyage.

Même si cela peut paraître simpliste, on peut envisager de nouveaux essais, à des taux de déformation et des niveaux de température convenablement choisis en fonction des résultats de cette étude, qui permettraient de valider les différents domaines de déformation en précisant la position de leurs frontières. Enfin, une évaluation plus quantitative des microstructures obtenues, par exemple en utilisant les techniques d'analyse d'image, pourrait également rendre possible une meilleure définition des domaines de déformation. Mais il n'est pas sûr que les moyens techniques actuels l'autorisent.





Par ailleurs, cette étude a permis d'apporter des précisions en ce qui concerne les textures de déformation, c'est-à-dire l'apparition de la même texture de fibre, à partir d'un taux de déformation suffisant, quel que soit le chemin thermomécanique suivi. Enfin, par des mesures d'orientation locale des grains de phase  $\alpha$ , des informations ont pu être apportées quant à la nature physique de la microstructure lamellaire initiale et à l'apparition de la texture de fibre.







## ANNEXE : calcul de correction de la vitesse de traverse constante

Cette correction est nécessaire car on désire connaître la contrainte du matériau pour la vitesse de déformation initiale  $10^{-1}\text{s}^{-1}$ .

La contrainte de compression expérimentale s'écrit :

$$\sigma_c = \frac{F}{S} \quad (\text{A-1})$$

où  $F$  est la force mesurée et  $S$  la surface au contact des outils de presse. Le matériau étant considéré incompressible, on a :

$$HS = H_0 S_0 \quad (\text{A-2})$$

où  $H$  est la hauteur de l'échantillon, l'indice 0 faisant référence aux valeurs initiales. On peut alors facilement déduire que :

$$\sigma_c = \frac{F}{S_0} \frac{H}{H_0} = \frac{F}{S_0} \left( 1 - \frac{H_0 - H}{H_0} \right) = \frac{F}{S_0} (1 - e) = \sigma_n (1 - e) \quad (\text{A-3})$$

où  $e$  est la contraction relative et  $\sigma_n$  la contrainte nominale. En outre, on considère que le métal suit une loi de comportement de type puissance, c'est-à-dire :

$$\bar{\sigma} = k \dot{\varepsilon}^m \quad (\text{A-4})$$

relation dans laquelle  $m$  représente le coefficient de sensibilité à la vitesse. Comme c'est la contrainte d'écoulement  $\bar{\sigma}$  à  $\dot{\varepsilon}_0 = 10^{-1}\text{s}^{-1}$  constante qui nous intéresse, on écrit :

$$\bar{\sigma} = k \dot{\varepsilon}_0^m = k \dot{\varepsilon}^m \left( \frac{\dot{\varepsilon}_0}{\dot{\varepsilon}} \right)^m = \sigma_c \left( \frac{\dot{H}/H_0}{\dot{H}/H} \right)^m = \sigma_c (1 - e)^m \quad (\text{A-5})$$

où  $\dot{H}$  est la vitesse de déplacement linéaire de la traverse. Avec l'aide de la relation (A-3), on obtient finalement :

$$\boxed{\bar{\sigma} = \sigma_n (1 - e)^{m+1}} \quad (\text{A-6})$$



La déformation équivalente de von Mises est égale à :

$$\bar{\varepsilon} = \ln\left(\frac{H_0}{H}\right) \quad (\text{A-7})$$

Elle est calculée à partir des fichiers expérimentaux à l'aide de la contraction relative  $e$  selon l'expression suivante :

$$\boxed{\bar{\varepsilon} = -\ln(1 - e)} \quad (\text{A-8})$$









## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- II-1 : B. Avitzur, "Metal Forming : Processes and Analysis", Mc Graw-Hill Book Company, New-York, 1968.
- II-2 : C. C. Chen et J. E. Coyne, "Deformation Characteristics of Ti-6Al-4V Alloy Under Isothermal Forging Conditions", Metallurgical Transactions A, 1976, volume 7A, pages 1931 à 1941.
- II-3 : H. Kudo, "Some Analytical and Experimental Studies of Axi-Symmetric Cold Forging and Extrusion-I", International Journal of Mechanical Sciences, 1960, volume 2, pages 102 à 127.
- II-4 : H. Kudo, "Some Analytical and Experimental Studies of Axi-Symmetric Cold Forging and Extrusion-II", International Journal of Mechanical Sciences, 1961, volume 3, pages 91 à 117.
- II-5 : S. Kobayashi, "Upper-Bound Solutions of Axisymmetric Forming Problems-I", Transactions of the ASME, Journal of Engineering for Industry, 1964, pages 122 à 126.
- II-6 : S. Kobayashi, "Upper-Bound Solutions of Axisymmetric Forming Problems-II", Transactions of the ASME, Journal of Engineering for Industry, paper No 63-WA-81, pages 1 à 7.
- II-7 : S. Kobayashi et E. G. Thomsen, "Upper- and Lower-Bound Solutions to Axisymmetric Compression and Extrusion Problems", International Journal of Mechanical Sciences, 1965, volume 7, pages 127 à 143.
- II-8 : V. Nagpal, "General Kinematically Admissible Velocity Fields for Some Axisymmetric", Metal Forming Problems, Transactions of the ASME, Journal of Engineering for Industry, 1974, pages 1197 à 1201.



- II-9 : W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky et W. T. Vetterling, "Numerical Recipes", The Art of Scientific Computing (Fortran Version), Cambridge University Press, 1989.
- III-10 : Titanium and Titanium alloys, "Source Book - a collection of outstanding articles from the technical literature", Compiled by Consulting Editor Matthew J. Donachie Jr, American Society for Metals, 1982.
- III-11 : R. Castro et L. Séraphin, "Contribution à l'étude métallographique et structurale de l'alliage de titane TA6V", Mémoires Scientifiques de la Revue de Métallurgie, 1966, numéro 63, pages 1025 à 1058.
- III-12 : L. Séraphin et R. Castro, "Traitements Thermiques du Titane et de ses Alliages", La Technique Moderne, février 1966, tome 58, numéro 2, pages 3 à 11.
- III-13 : R. Molinier, L. Séraphin, R. Tricot et R. Castro, "les alliages de titane alpha-bêta", Revue de Métallurgie, 1974, numéro 1, pages 37 à 49.
- III-14 : Y. Combres et B. Champin, "La Transformation des Alliages de Titane : Etat actuel et perspectives", Matériaux et Techniques, 1991, numéro 5-6, pages 1 à 11.
- III-15 : B. Champin, "Les Traitements Thermomécaniques des Alliages de Titane pour l'Aéronautique", Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires, 24<sup>ème</sup> colloque de métallurgie, Saclay, juin 1981, pages 235 à 244.
- III-16 : B. Hadj Sassi, A. Quivy et P. Lehr, "Caractéristiques Microstructurales de l'Alliage TA6V", Ecole Nationale Supérieure de Techniques Avancées, rapport 030, 1973.
- III-17 : B. Hadj Sassi, P. Quoix et P. Lehr, "Caractéristiques Mécaniques de l'Alliage TA6V", Ecole Nationale Supérieure de Techniques Avancées, rapport 038, 1974.



- III-18 : L. Séraphin, "Le titane et ses alliages", Revue Traitement Thermique, mars-avril 1969, numéro 42, pages 47 à 53, Revue Traitement Thermique, mai-juin 1969, numéro 43, pages 19 à 33.
- III-19 : B. de Gélas, M. Armand, L. Séraphin et R. Tricot, "Titane et alliages de titane", Techniques de l'ingénieur, juillet 1976, article M557, 10 pages.
- III-20 : R. Tricot, "Traitements Thermomécaniques des Alliages de Titane pour l'Aéronautique", Matériaux et Techniques, février 1988, numéro 1-2, pages 47 à 64.
- III-21 : B. Champin, "Interaction transformation-structure-propriétés dans les alliages de titane", Revue Traitement Thermique, mars 1982, numéro 163, pages 19 à 32.
- IV-22 : M. Peters, G. Lütjering et G. Ziegler, "Control of Microstructures of ( $\alpha+\beta$ )-Titanium Alloys", Zeitschrift für Metallkunde, 1983, volume 74, n°6, pages 274 à 282.
- IV-23 : I. Weiss, F. H. Froes, D. Eylon et G. E. Welsch, "Modification of Alpha Morphology in Ti-6Al-4V by Thermomechanical Processing, Metallurgical Transactions A, novembre 1986, volume 17A, pages 1935 à 1947.
- IV-24 : I. Weiss, G. E. Welsch et F. H. Froes et D. Eylon, "Mechanisms of Microstructure Refinement in Ti-6Al-4V Alloy", Proceedings of the 5th International Conference on Titanium, Munich, RFA, septembre 1984, G. Lütjering, U. Zwicker and W. Bunk, Eds, DGM, 1985, pages 1503 à 1510.
- IV-25 : B. de Gélas, L. Séraphin, R. Tricot et R. Castro, "Etude des traitements thermomécaniques de l'alliage de titane TA6V", Revue de Métallurgie, 1974, pages 51 à 61.
- IV-26 : J. G. Malcor, "Comportement mécanique et évolution structurale de l'alliage de titane Ti-6%Al-4% V dans le domaine du forgeage à chaud", Thèse, Ecole des Mines de Paris, 1983.





- IV-27 : G. K. Turnbull et T. B. Gurganus, "Microstructural Control of Ti-6Al-4V Forgings. ASM Technical Briefs", Metals Engineering Quarterly, février 1973, pages 56 à 60.
- IV-28 : A. Cogia, D. Banerjee et N. C. Birla, "Effect of thermomechanical history on the microstructure of  $\alpha+\beta$  titanium alloys", Transactions of The Indian Institute of Metals, 1983, volume 36, pages 200 à 207.
- IV-29 : H. Margolin et P. Cohen, "Evolution of the Equiaxed Morphology of Phases in Ti-6Al-4V", Proceedings of the 4th International Conference on Titanium, Kyoto, Japan, 19-22 mai 1980, TMS/AIME, P.O. Box 430, 420 Commonwealth Dr., Warrendale, Pa. 15806, volume 1, pages 1555 à 1561.
- IV-30 : J. Billy et V. Karrel, "Changes in the Substructure of Two-Phase Titanium Alloys during Hot Working", Kovove Materialy, 1986, volume 24, pages 553 à 562.
- IV-31 : B. de Gelas, M. Armand et R. Tricot, "Examen des propriétés d'emploi de produits en alliage de titane obtenus par une technique originale de déformation à chaud", Mémoires Scientifiques de la Revue de Métallurgie, 1977, Pages 43 à 53.
- V-32 : B. Champin et Y. Combres, Communication privée, Cezus, 1991.
- V-33 : J. G. Malcor et F. Montheillet, "Evolution structurale de l'alliage de titane Ti-6 % Al-4 % V au cours d'une déformation dans le domaine du forgeage à chaud", Mémoires et Etudes Scientifiques Revue de métallurgie, 1984, volume 81, pages 181 à 187.
- V-34 : D. Dajno, "Rhéologie globale et structurale des alliages de titane TA6V et Betacez dans les domaines  $\alpha+\beta$  et  $\beta$ ", Thèse, Ecole des Mines de Saint-Etienne, 1991.
- V-35 : F. Montheillet et L. Briottet, "Prévision des hétérogénéités de déformation dans un agrégat de deux phases viscoplastiques", 6<sup>ème</sup> Colloque Franco-Polonais, Saint-Etienne, 1995.





**DUMANOWSKI BRUNO**

**Titre :** Simulation de traitements thermomécaniques de l'alliage de titane Ti-6%Al-4%V dans le domaine biphasé  $\alpha+\beta$

**Spécialité :** Sciences et Génie des Matériaux

**Mots clefs :** TA6V, déformation à chaud, essai de compression uniaxiale, modélisation mécanique, frottement, taux de déformation, microstructures, phase  $\alpha$ , transformations morphologiques, diagramme température-déformation locale, textures.

**Résumé :** Les liens qui unissent les propriétés mécaniques de l'alliage de titane Ti-6%Al-4%V à son état microstructural sont étroits. Ce sont les opérations de mise en forme à chaud qui confèrent à cet alliage sa microstructure. L'apparition des structures de produits forgés industriellement est étudiée par le truchement de l'essai de compression axisymétrique à chaud.

Afin de disposer de taux de déformation précis au sein des échantillons déformés, une analyse mécanique de l'essai de compression uniaxiale est tout d'abord effectuée. Il s'agit d'un modèle utilisant le théorème de la borne supérieure. Il permet de connaître le taux de déformation locale en fonction de la déformation globale appliquée aux échantillons. Les résultats sont confrontés à ceux fournis, pour les mêmes conditions de compression, par le code d'éléments finis Forge2.

La partie expérimentale est divisée en deux chapitres. Le premier s'intéresse à la formation de la structure équiaxe à partir d'une structure lamellaire grossière. Le second rend compte de l'affinement de microstructures équiaxes. Dans chacun d'eux, on trouve la description des microstructures initiales, le détail et les mécanismes de leur transformation ainsi que les courbes contrainte-déformation associées. Les résultats sont synthétisés dans des diagrammes température-déformation locale. Les textures de déformation sont également déterminées et analysées.