

N° d'ordre : 602

50376
1990
331

50376
1990
331

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le grade de

Docteur
Spécialité Sciences des Matériaux

par

Célestin KIBELOLO



MODELISATION D'ESSAIS DE RELAXATION, DE FLUAGE ET DE TORSION PAR LA THEORIE DE HART

SOUTENUE LE 7 NOVEMBRE 1990
DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

Président :	J. Foct , Professeur, Directeur de Recherche
Rapporteur :	Th. Magnin , Professeur
Rapporteur :	L. Rimlinger , Professeur
Examineur :	D. Weirchert , Professeur
Examineur :	A. Iost , Maître de Conférence
Examineur :	P. Eygazier , Ingénieur de Recherche

A Christine

A mes parents

A tous ceux qui me sont chers

REMERCIEMENTS

Ce travail a été conduit dans le Laboratoire de Métallurgie-Physique de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois.

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur J. Foct qui m'a accueilli dans son Laboratoire et manifesté tout au long de mon séjour une attention bienveillante.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Messieurs les Professeurs Th. Magnin et L. Rimlinger pour l'honneur qu'ils me font d'être rapporteurs ce travail.

Je tiens également à remercier Monsieur A. Iost qui a guidé ces travaux ainsi que Monsieur le Professeur D. Weirchert et Monsieur P. Eygazier, Ingénieur au centre de recherches de Ugine-Savoie, qui me font l'honneur d'examiner ce travail.

Je remercie enfin l'ensemble des personnes du Laboratoire de Métallurgie-Physique de l'Université de Lille I qui, grâce à une cordiale atmosphère, m'ont aidé tout au long de la réalisation de cette étude. A tous, je leur adresse un amical souvenir.

TABLE DES MATIERES

TABLE DES MATIERES

<u>Introduction</u>	1
<u>Chapitre I : Généralités sur le fluage et la relaxation des contraintes</u>	
I-1: Essai de relaxation	5
I-1-1 Processus expérimental	5
I-1-2 Interprétation	6
a) loi de relaxation logarithmique	6
b) loi de relaxation puissance	7
I-2: Essai de fluage	8
I-2-1 Processus expérimental	8
I-2-2 Interprétation	10
a) loi hyperbolique	10
b) loi puissance	11
I-3: Méthodes paramétriques classiques	13
I-3-1 Détermination graphique de la courbe maîtresse (méthodes des isocontraintes)	13
a) Courbe maîtresse de Larson-Miller	14
b) Courbe maîtresse de Dorn	14
c) Courbe maîtresse de Manson-Harfed	17
I-3-2 Détermination directe de la courbe maîtresse (par régression)	18
I-3-3 Remarque	19

Chapitre II: Equations constitutives basées sur le modèle de

Hart

II-1	Introduction	21
II-2	Modèles de déformation	24
II-2-1	Modèle de Hart	24
	a) présentation	24
	b) mécanismes de déformation	25
	c) équations constitutives	26
II-2-2	Modèle de seconde génération	34
	a) présentation	34
	b) mécanismes de déformation	35
	c) équations constitutives	36
II-2-3	Modèle décrivant le glissement aux joints de grain	37
	a) présentation	37
	b) mécanismes de déformation	38
	c) équations constitutives	40

Chapitre III: Présentation des matériaux et

détermination graphique des équations de Hart

III-1	Présentation des matériaux	43
III-1-1	Résultats de Tanaka et Ohba	43
	a) présentation et conditions expérimentales	43
	b) compositions chimiques et traitements thermiques	44
	c) résultats expérimentaux	45

III-1-2 Résultats de Briggs et Parker	45
a) présentation et conditions expérimentales	45
b) compositions chimiques et traitements thermiques	46
c) résultats expérimentaux	47
III-1-3 Résultats de Viswanathan et Beck	48
a) présentation et conditions expérimentales	48
b) compositions chimiques et traitements thermiques	49
c) résultats expérimentaux	50
III-1-4 Résultats de Gagnon et Jonas	50
a) présentation et conditions expérimentales	50
b) compositions chimiques et traitements thermiques	51
c) résultats expérimentaux	51
III-1-5 Résultats du rapport ILZRO-ZM209	51
a) présentation et conditions expérimentales	51
b) compositions chimiques et traitements thermiques	52
c) résultats expérimentaux	52
III-1-6 Résultats de Goldhoff et Richards	52
a) présentation et conditions expérimentales	52
b) compositions chimiques et traitements thermiques	53
c) résultats expérimentaux	53
III-1-7 Résultats de Iost et Hadj Sassi	53
a) présentation et conditions expérimentales	53

b) compositions chimiques et traitements thermiques	53
c) résultats expérimentaux	54
III-1-8 Résultats de Eygazier	54
a) présentation et conditions expérimentales	54
b) résultats expérimentaux	56
III-2 Détermination graphique des équations de Hart	56
III-2-1 Courbes maîtresses en relaxation	56
III-2-2 Détermination graphique des constantes σ^* , $\dot{\epsilon}^*$ et λ	60
III-2-3 Influence de la température	62
III-2-4 Application à un alliage de zinc en fluage	64
III-2-5 Application aux fils d'armatures de précontrainte	67

Chapitre IV: Extension des équations de Hart

IV-1 Utilisation avec le paramètre de Dorn en fluage à rupture	71
IV-1-1 méthode	71
IV-1-2 résultats	72
IV-1-3 justification de la méthode de Hart	72
IV-2 Généralisation de la méthode pour une description du fluage avant la rupture du matériau	78
IV-3 Comparaison avec les méthodes paramétriques classiques	81
IV-4 Influence du traitement thermique	85
IV-5 Utilisation avec le paramètre de Zener-Hollomon en fluage secondaire	88
IV-5-1 méthode	88
IV-5-2 application à l'extrusion du zinc	90

IV-5-3 application à un alliage de zinc	92
IV-6 Relation contrainte d'écoulement-vitesse de déformation en torsion à chaud pour des aciers inoxydables	94
IV-6-1 méthode	94
IV-6-2 utilisation de la méthode pour l'extrapolation	99
IV-6-3 comparaison avec les méthodes classiques	100
IV-7 Utilisation avec les lois semi-empiriques	101
IV-7-1 méthode	101
IV-7-2 résultats	103
IV-8 Corrélation avec les lois d'évolutions classiques	103
IV-8-1 Etablissement de l'équation phénoménologique	103
IV-8-2 Calcul du volume d'activation	110
IV-8-3 Etude de la variation de σ^*	112
IV-9 Interprétation de la courbe maîtresse (σ -Z) avec une loi de type sinus hyperbolique	113
IV-9-1 rappel théorique sur la courbe isodureté (σ - $\dot{\epsilon}$)	113
IV-9-2 résultats	114
IV-9-3 généralisation sur la courbe maîtresse (σ -Z)	116
IV-10 Conclusion	118
<u>Conclusion générale</u>	123
<u>Annexe</u>	
A1 : Résultats non présentés dans la rédaction	127
A2 : Programmes informatiques	136
A3 : Résultats expérimentaux	147
<u>Bibliographie</u>	165

INTRODUCTION

Introduction

La connaissance des lois d'évolution des structures métalliques dans les conditions réelles d'utilisation est d'une grande importance pratique. Cependant il est difficile, souvent même impossible, de faire des essais en durée réelle car certaines pièces sont prévues pour fonctionner pendant des dizaines d'années.

Il faut alors trouver des solutions permettant de prévoir le comportement du matériau à long terme à partir d'essais relativement courts. A ce sujet, des méthodes d'extrapolation ont été largement étudiées par de nombreux auteurs (exemple [1,2,3,59]). Tous, ou presque, ont utilisé des équations paramétriques classiques, ou des extrapolations sous forme polynômiale, si bien que les travaux basés sur les équations constitutives d'état du matériau demeurent limités. Pourtant leur intérêt parait évident. En effet ces équations sont capables de caractériser les conséquences de l'histoire mécanique d'un matériau à partir des valeurs instantanées des variables d'état. Cela n'est pas un avantage négligeable compte tenu du nombre important de données expérimentales disponible dans la littérature. Une théorie basée sur les variables d'état peut donc exploiter rationnellement ces données et réduire de facto le nombre d'expériences nécessaires [4].

Dans ce travail, nous nous intéressons à la théorie de Hart [5-8] basée sur l'existence d'une équation d'état plastique en terme de contrainte, de vitesse de déformation non élastique et du paramètre de dureté. Le modèle de base de Hart était proposé

pour décrire la déformation inélastique sur un échantillon d'aluminium polycristallin [5]. Plus-tard de nombreux travaux expérimentaux ont permis d'étendre ce modèle de base à d'autres mécanismes tel que la microplasticité ou l'effet Bauschinger [5,10,27] ainsi que les phénomènes induisant le glissement aux joints de grain [10-12]. Ces développements ont donné naissance à différents modèles présentés au chapitre II. Ceux-ci sont capables de simuler et prédire, outre le comportement en traction, une diversité de phénomènes transitoires, d'inversion ou de changement de contrainte et de vitesse de déformation.

Dans notre propos, nous reprenons le modèle de base de Hart et nous nous intéressons, non pas à l'aspect expérimental mais à l'aspect numérique. Nous nous servons pour cela de très nombreux résultats expérimentaux de la bibliographie. Les processus expérimentaux utilisés pour l'acquisition de ces données ne diffèrent pas d'un essai classique de relaxation ou de fluage (chapitre I) bien que Hart décrive une méthode spécifique [6,8,47].

Nous commencerons notre étude par l'application graphique de la méthode de Hart. Cette approche permettra de construire des courbes maîtresses et d'examiner l'influence de la température (chapitre III).

Ensuite, un bref rappel des travaux de Johnson et al [13] nous permettra d'introduire deux concepts nouveaux:

* la généralisation du paramètre de Dorn pour décrire la déformation du matériau avant la rupture,

* l'introduction du paramètre de Zener-Hollomon en combinaison avec les équations de Hart pour la vitesse de fluage secondaire relative à différentes contraintes et températures. Cette démarche originale nous permettra d'appliquer la théorie de Hart aux essais de torsion à chaud (chapitre IV).

Tous les résultats seront comparés avec les prévisions obtenues par les méthodes paramétriques classiques ou d'autres lois d'évolution usuelles présentées au chapitre I.

Le traitement informatique (voir annexe) va nous servir de base pour déterminer les courbes maîtresses optimales, mais aussi pour établir une relation phénoménologique entre la contrainte et le temps pendant un essai de relaxation. Cette relation phénoménologique contribuera à émettre l'hypothèse d'une corrélation entre les équations mécaniques d'état de Hart et les lois de relaxation classiques (chapitre IV).

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LE FLUAGE ET LA RELAXATION DES CONTRAINTES

I-1 Essai de relaxation

I-1-1 Processus expérimental

L'expérience peut être effectuée à l'aide d'une machine de traction à vis, dont on arrête le déplacement de la traverse mobile lorsque la déformation désirée est atteinte.

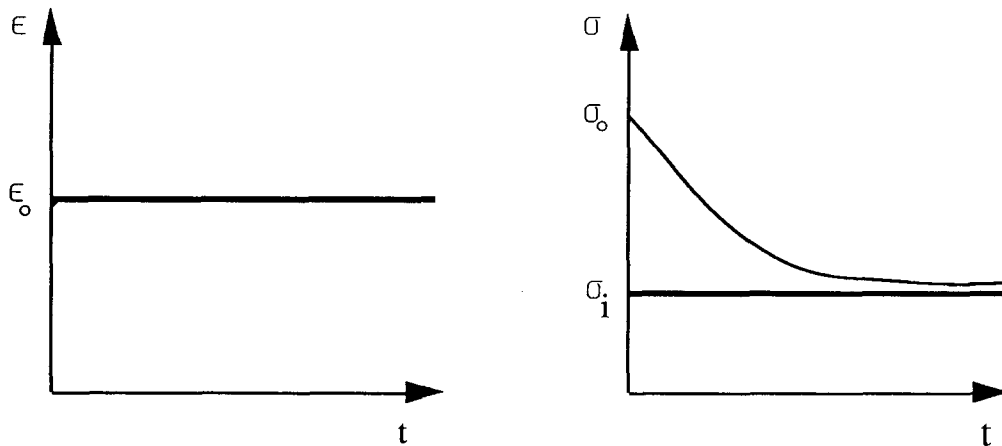


Figure I-1 : essai de relaxation de contraintes.

La déformation totale ϵ_t est alors la somme d'une déformation élastique ϵ_e , d'une déformation anélastique ϵ_a et d'une déformation plastique ϵ_p . La déformation anélastique est négligée dans la plupart des cas de telle sorte qu'on peut écrire :

$$\epsilon_t = \epsilon_e + \epsilon_p \quad (\text{I-1})$$

En dérivant la relation précédente par rapport au temps, on obtient :

$$\dot{\epsilon}_t = \dot{\epsilon}_e + \dot{\epsilon}_p \quad (\text{I-2})$$

La déformation étant maintenue constante pour un essai, $\dot{\epsilon}_t = 0$ ce qui implique :

$$\dot{\epsilon}_e = -\dot{\epsilon}_p \quad (\text{I-3})$$

En appelant \mathcal{K} le module d'élasticité de l'ensemble

machine-éprouvette, ou de l'éprouvette seule si la machine est infiniment rigide, la déformation élastique est reliée à la contrainte par :

$$\epsilon_e = \sigma / \mathcal{K} \quad (\text{I-4})$$

Ainsi, après dérivation par rapport au temps et report dans l'équation (I-3), on obtient :

$$\dot{\epsilon}_p = - \sigma' / \mathcal{K} \quad (\text{I-5})$$

La vitesse de déformation plastique est donc proportionnelle à la vitesse de décroissance de la contrainte.

Pour des durées suffisamment grandes la contrainte tend généralement vers une limite qui est la contrainte interne du matériau σ_i (fig. I-1).

I-1-2 Interprétation

a) Loi de relaxation logarithmique

Trouton et Rankine [9] s'inspirant du fait que la décroissance de la contrainte avec le temps avait l'allure d'une courbe logarithmique, proposèrent dès 1904 une loi de la forme :

$$\sigma(t) = \sigma_0 - C_1 \log(t + C_2) \quad (\text{fig. I-2a}) \quad (\text{I-6})$$

où σ_0 représente la contrainte appliquée à l'instant $t = 0$, C_1 et C_2 des constantes.

Plus récemment Feltham [44] a proposé d'exprimer la variation de la contrainte relaxée par :

$$- \Delta \sigma = \sigma_0 - \sigma(t) = s \log(1 + \nu t) \quad (\text{I-7})$$

ou
$$- \Delta \sigma = s \log[\nu(1/\nu + t)] = s \log(t + a) + b \quad (\text{I-8})$$

avec
$$a = 1/\nu \text{ et } b = s \log \nu \quad (\text{figure I-2b}) \quad (\text{I-9})$$

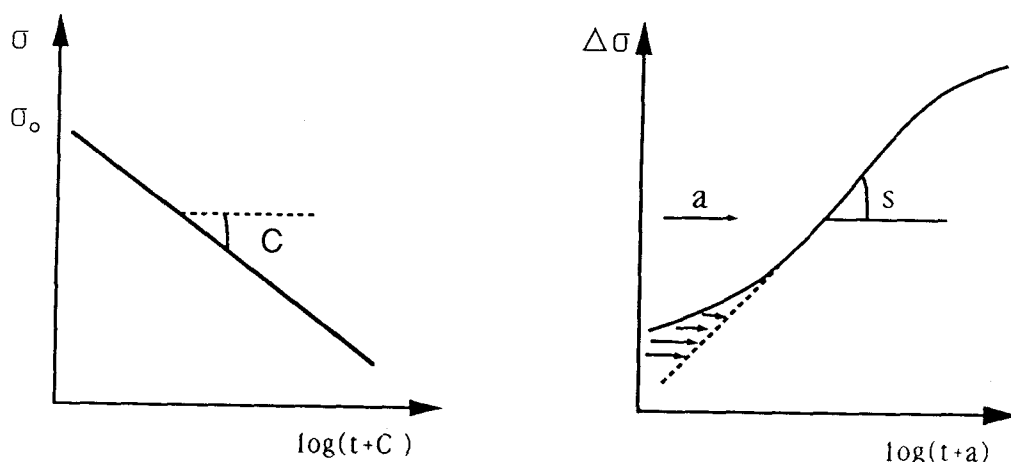
Après quelques minutes de relaxation, en général $\nu t \gg 1$; et

l'équation (I-8) peut alors s'écrire :

$$-\Delta\sigma = s \log t + b \quad (\text{I-10})$$

Dans le cas où la loi logarithmique est vérifiée, on commence par tracer $\Delta\sigma$ en fonction de $\log t$. Pour les premiers instants la courbe n'est pas linéaire, et on cherche la valeur de la constante "a" à ajouter au temps afin qu'elle le devienne.

Si la durée de l'essai est très importante, la contrainte tend vers une limite et la loi logarithmique n'est plus vérifiée.



a- Trouton et Rankine [9]

b- Feltham [44]

Figure I-2 : Interprétation des courbes de relaxation suivant une loi logarithmique.

b) Loi de relaxation puissance

Li [14] propose, pour rendre compte des courbes de relaxation (figure I-1), une variation de la contrainte avec le temps suivant une loi puissance :

$$\sigma(t) - \sigma_i = K' (t + C)^{-1/(m-1)} \quad (\text{I-11})$$

où σ_i est la contrainte interne, K' , C et m des constantes pour des conditions expérimentales données.

La valeur de "m" est obtenue en traçant $\ln(\sigma(t) - \sigma_i)$ en fonction de $\ln(t+C)$, où C est une constante additive permettant d'obtenir une représentation graphique linéaire dans les premiers instants de l'expérience (figure I-3).

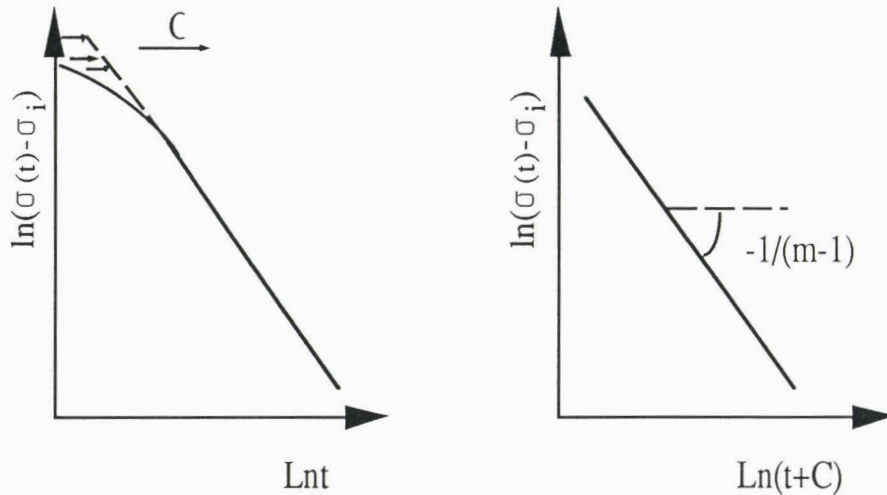


Figure I-3 : Interprétation des courbes de relaxation suivant une loi puissance.

Cette loi est parfois préférée à la loi logarithmique car elle est souvent mieux vérifiée que cette dernière .
En effet nous avons ici quatre paramètres au lieu de deux dans la loi logarithmique.

I - 2 Essai de fluage

I - 2 - 1 Processus expérimental

Le principe d'un essai de fluage est de mesurer la déformation plastique sous charge ou contrainte constante (figure I-4). L'aspect général des courbes de fluage $\epsilon(t)$ est représenté sur la figure (I-4b) dans laquelle ϵ représente

l'allongement de l'éprouvette et t le temps.

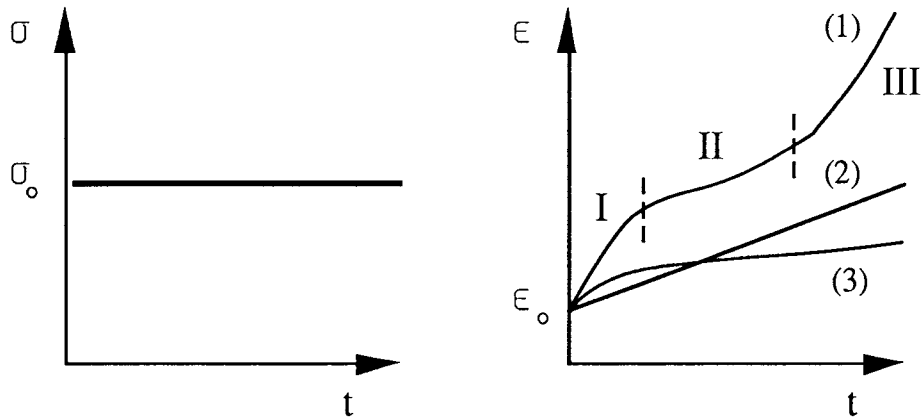


Figure I-4 : Essai de fluage

Suivant la structure des matériaux utilisés et suivant les conditions expérimentales, on observe :

- *le fluage restauration* (courbe 1). C'est de loin le plus important dans la pratique ; il intervient pour des températures supérieures à $0.3T_f$ et peut être subdivisé en trois stades:

*le stade I: fluage primaire pendant lequel la vitesse de déformation est croissante,

*le stade II: fluage secondaire à vitesse constante $\dot{\epsilon}_{ss}$,

*le stade III: fluage tertiaire où la vitesse de déformation croît jusqu'à la rupture.

- *le fluage visqueux* encore appelé fluage Herring-Nabarro (courbe 2). Le fluage visqueux n'est observé que dans quelques rares cas, près du point de fusion et pour des contraintes faibles.

- *le fluage logarithmique* (courbe 3). Il se produit à des températures relativement basses ($T < 0.3T_f$). L'échantillon n'atteint pas la rupture puisque la déformation reste faible.

Quelque soit le type de fluage considéré, l'activation thermique intervient toujours. Ainsi l'étude du fluage est souvent faite à partir de relations basées sur la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$.

I-2-2 Interprétation

La bibliographie présente un certain nombre de lois et modèles pour interpréter les mécanismes de fluage. En ce qui concerne l'effet de la contrainte sur le fluage secondaire par exemple, les deux lois les plus utilisées sont :

- la loi hyperbolique,
- la loi puissance.

a) La loi hyperbolique

Elle se présente sous la forme :

$$\dot{\epsilon} \sim \text{sh}(\alpha \sigma / RT) \quad (\text{I-12})$$

où α , est une constante.

- aux faibles contraintes, on peut assimiler le "sh" à son argument :

$$\dot{\epsilon} \sim \alpha \sigma / RT \quad (\text{I-13})$$

La vitesse de fluage est alors proportionnelle à σ

- aux fortes contraintes,

$$\text{sh}(\alpha \sigma / RT) \sim 1/2 \exp(\alpha \sigma / RT) \quad (\text{I-14})$$

On en déduit l'expression générale pour la vitesse de fluage.

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp[-(Q - \alpha \sigma / RT)] \quad (\text{I-15})$$

Le tracé de $\log \dot{\epsilon}$ en fonction de σ doit donner des droites dont la pente varie lentement avec la température (figure I-5).

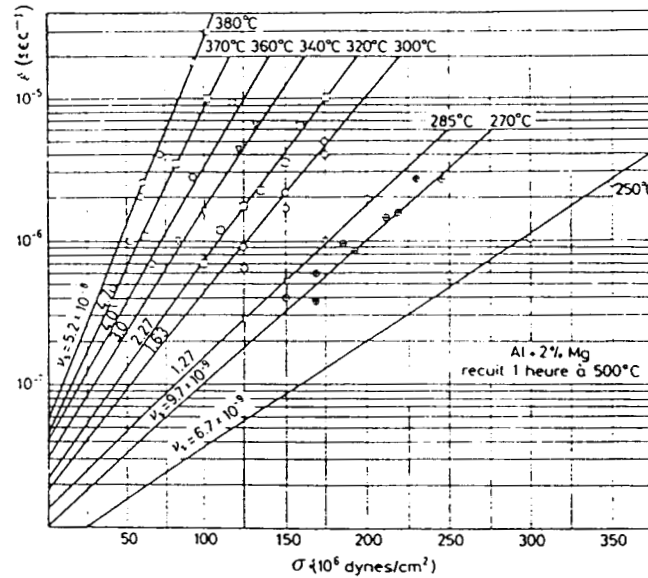


Figure I-5 : Vérification de la loi hyperbolique
(d'après Mc Lean et Hale) [49].

b) La loi puissance

Elle est utilisée pour représenter les mécanismes de fluage à contraintes faibles et moyennes. La vitesse de déformation varie comme une puissance de la contrainte :

$$\dot{\epsilon} \sim \sigma^n \quad (\text{I-16})$$

où "n" est un nombre compris entre 3 et 5.

L'expression générale de la vitesse de fluage devient :

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \sigma^n \exp(-Q/RT) \quad (\text{I-17})$$

En introduisant le paramètre de Zener-Hollomon

$$Z = \exp(+Q/RT) \quad (\text{I-18})$$

Cette expression devient :

$$Z = \dot{\epsilon}_0 \sigma^n \quad (\text{I-19})$$

Une vérification de cette loi peut être faite graphiquement en traçant $\log Z$ en fonction de $\log \sigma$. On doit en effet obtenir une

droite unique pour des essais à différentes températures
(figure I-6).

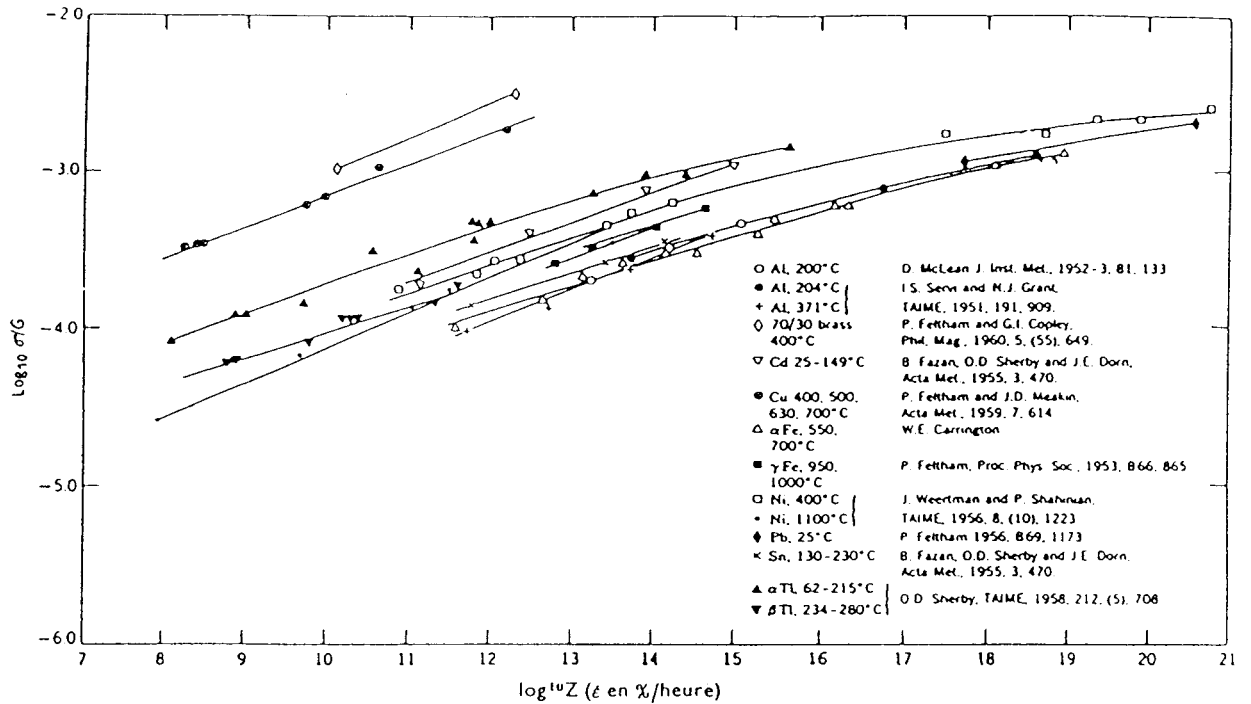


Figure I-6 : Vérification de la loi puissance (d'après Dushman) [41].

Pour de nombreux métaux et alliages, la relation est bien vérifiée sauf aux fortes contraintes (figure I-6). En effet lorsque la contrainte est très élevée et que la relation (I-16) n'est plus valable, celle-ci est remplacée par d'autres lois du type :

$$\dot{\epsilon} \sim \exp(\beta\sigma) \quad (\text{I-20})$$

ou
$$\dot{\epsilon} \sim \text{sh}(\beta\sigma) \quad (\text{I-21})$$

ou encore
$$\dot{\epsilon} \sim \sigma^n \text{sh} \sigma^m \quad (\text{I-22})$$

β étant indépendant de la température.

I-3 Méthodes paramétriques classiques

Les méthodes paramétriques sont largement utilisées pour l'interpolation et l'extrapolation d'essai de fluage à la rupture. Elles sont basées sur un principe d'équivalence temps-température permettant de diminuer la durée des essais en augmentant la température.

L'analyse théorique est alors faite en remplaçant les variables temps et température par une seule grandeur appelée paramètre d'équivalence. Parmi ces paramètres, nous pouvons en citer trois qui sont fréquemment utilisés :

- le paramètre de Larson-Miller

$$P = T(\log t_r + C) \quad (I-23)$$

- le paramètre de Sherby Dorn

$$P = t_r \exp(-Q/RT) \quad (I-24)$$

- le paramètre de Manson-Haferd

$$P = (T - T_a) / (\log t_r - \log t_{ra}) \quad (I-25)$$

T_a et $\log t_{ra}$ sont des constantes du matériau qui décrivent le point commun de convergence (figure I-11).

Les valeurs interpolées et extrapolées s'obtiennent à partir d'une courbe maîtresse qui peut être obtenue de deux façons: soit graphiquement (méthode des isocontraintes), soit par régression (méthode des moindres carrés).

I-3-1 Détermination graphique de la courbe maîtresse

Après un bref rappel théorique de la méthode, nous l'appliquerons à l'acier S-590 sans précaution particulière.

Celui-ci sera étudié par la suite avec la théorie d'état plastique de Hart. Nous aurons ainsi la possibilité de comparer ces deux approches.

a) Courbe maîtresse de Larson-Miller

A une contrainte donnée, la constante C de l'équation (I-23) peut se réécrire :

$$\log t_r = - C + P/T \quad (I-26)$$

Ainsi le tracé de $\log t_r$ en fonction de $1/T$ doit être linéaire et le point d'intersection correspondant à $(1/T) = 0$ donne la valeur de "-C". L'ensemble des courbes isocontraintes forme un faisceau de droites concourantes au point -C (figure I-7 pour l'alliage S-590). La constante C est appelée constante de Larson Miller.

Une fois connue la valeur de C, on peut calculer les valeurs du paramètre P et tracer la courbe maîtresse $\log \sigma$ en fonction de P (figure I-8).

b) Courbe maîtresse de Dorn

Pour une contrainte donnée, l'équation (I-24) peut être réécrite de la façon suivante :

$$\log t_r = Q/2.3RT + \log A \quad (I-27)$$

où A est une constante.

En portant $\log t_r$ en fonction de $(1/T)$, on obtient cette fois une série de droites parallèles de pente $Q/2.3R$ et un point d'intersection égal à $\log A$ en $(1/T)=0$ (figure I-9). Connaissant la valeur de Q, on peut tracer la courbe maîtresse (figure I-10).

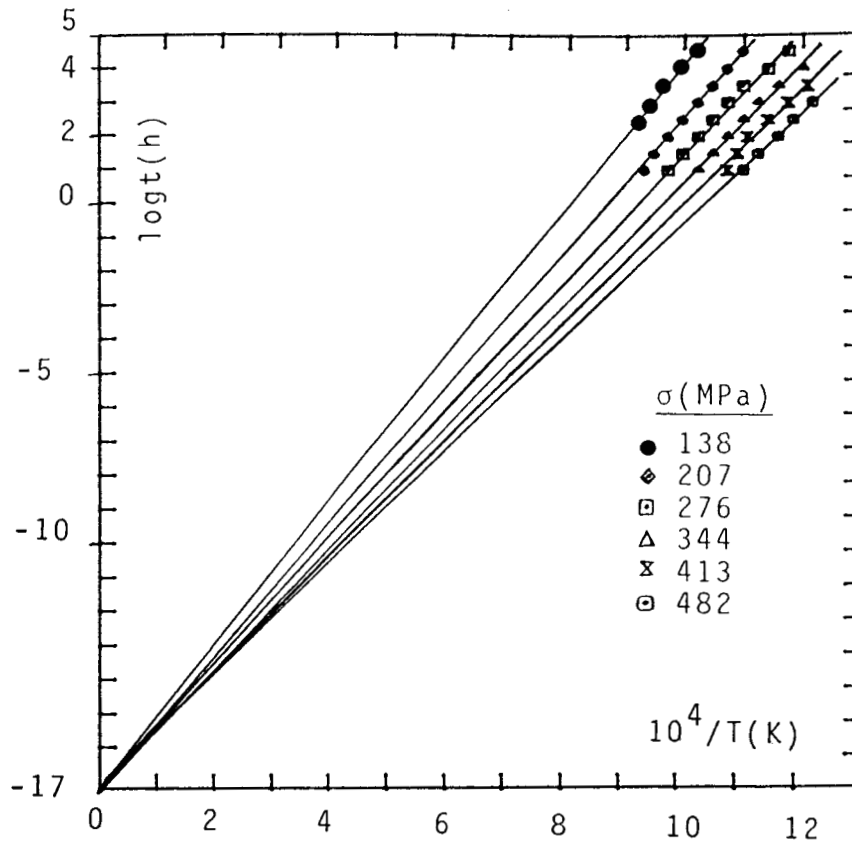


Figure I-7 : Courbes isocontraintes $\log t_r$ en fonction de $1/T$ pour différentes contraintes. Le graphe indique que la valeur optimale de C pour l'alliage S-590 est +17.

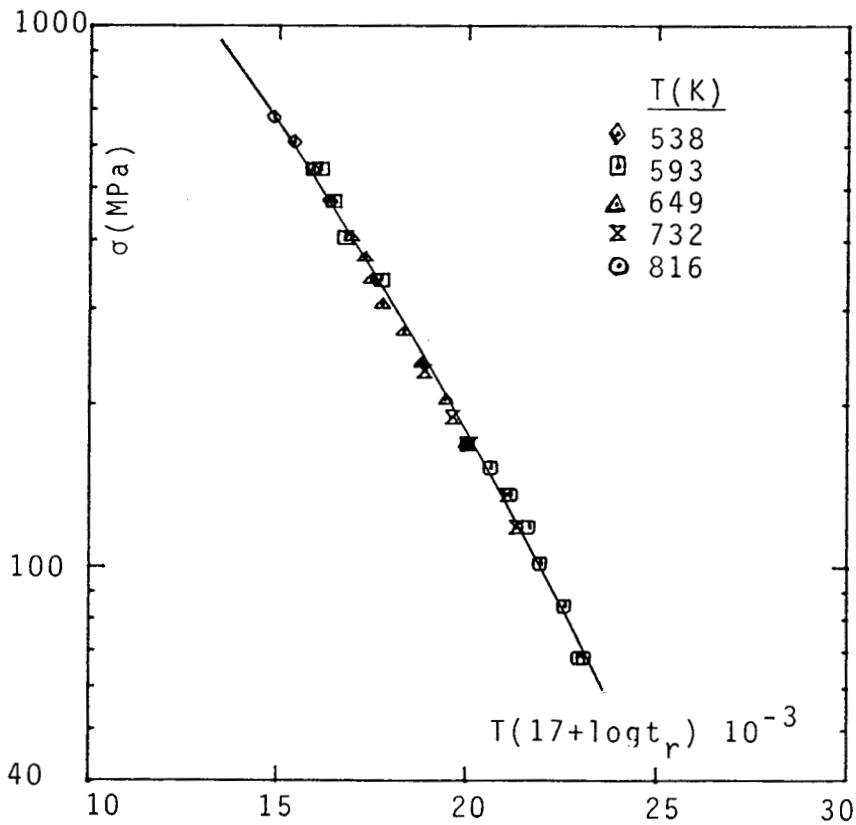


Figure I-8 : Courbe maîtresse de Larson-Miller pour l'alliage S-590, (t_r en heures; T en K).

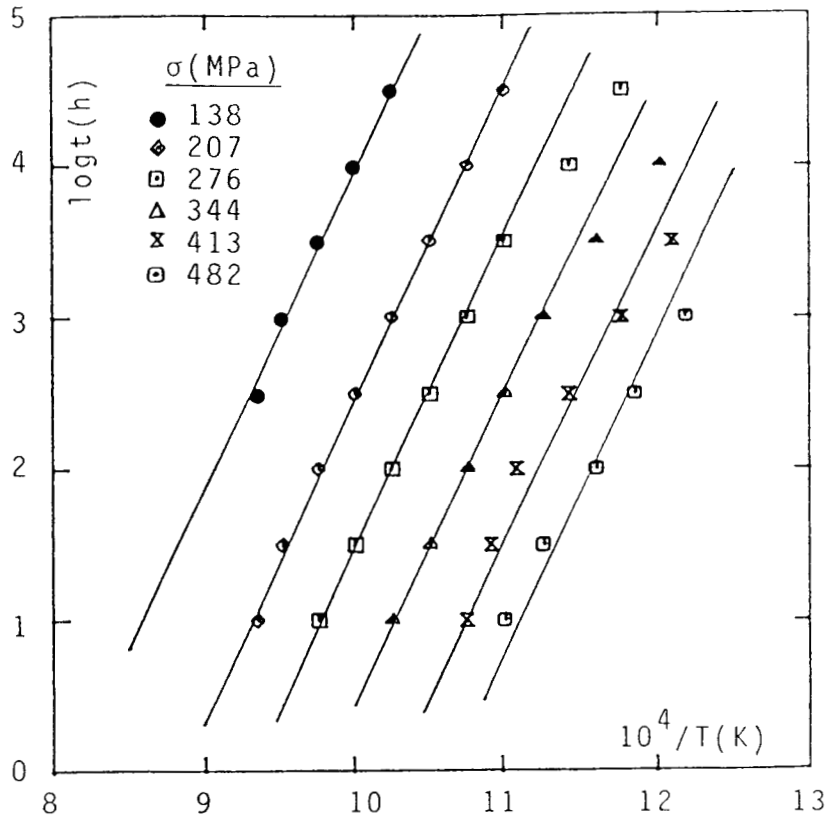


Figure I-9 : Droites isocontraintes logtr en fonction de 1/T. La pente des droites indique que la valeur optimale de Q pour l'alliage S-590 est 102500cal/mole.

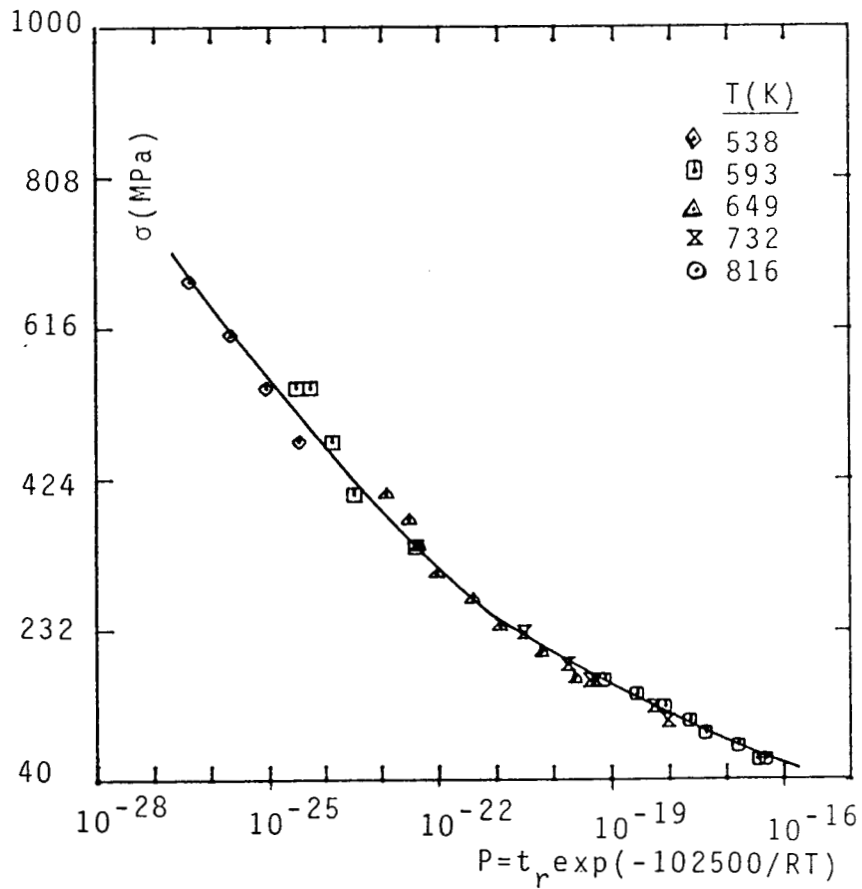


Figure I-10 : Courbe maîtresse de Dorn pour l'alliage S-590.

c) courbe maîtresse de Manson-Harfed

Avec les mêmes points expérimentaux, on constate que les courbes isocontraintes ont un point d'intersection commun dans un graphe $\log t_r$ en fonction de T . Les coordonnées de ce point d'intersection correspondent aux constantes T_a et $\log t_{ra}$ (figure I-11 pour l'alliage S-590).

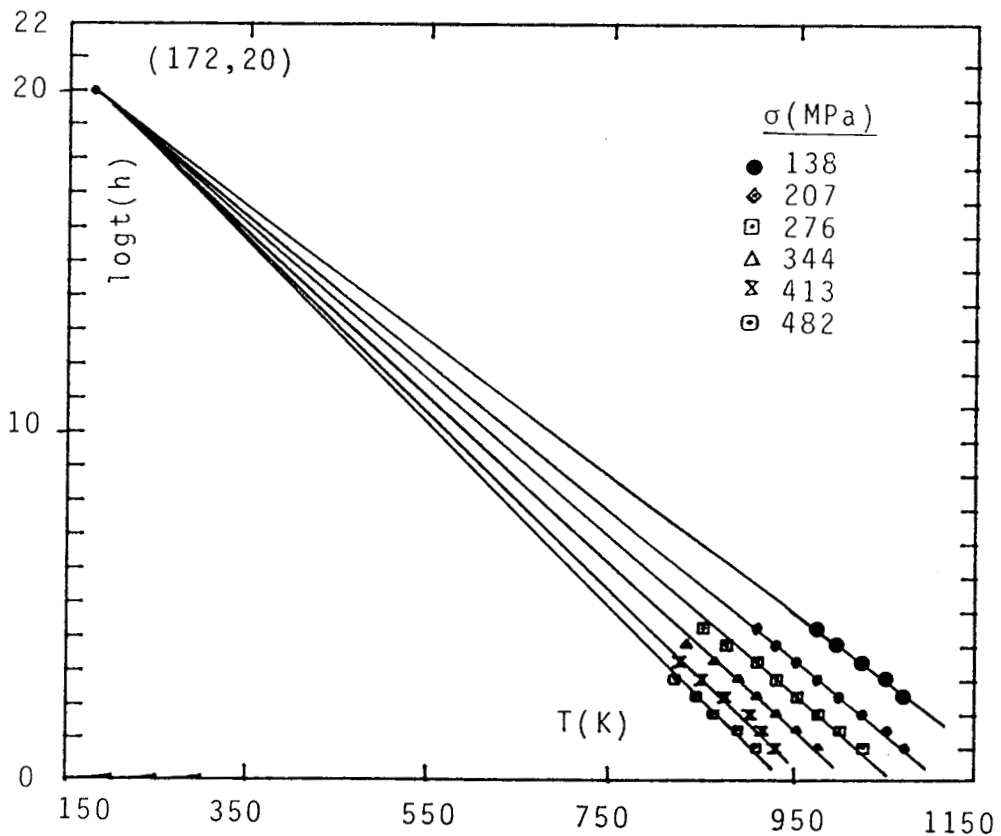


Figure I-11 : Courbes isocontraintes $\log t_r$ en fonction de la température pour l'alliage S-590. Les valeurs optimales des constantes sont: $\log t_{ra}=20$ et $T_a=172K$.

Ayant déterminé les constantes T_a et $\log t_{ra}$, on peut tracer la courbe maîtresse. La figure (I-12) en donne un exemple pour l'alliage S-590.

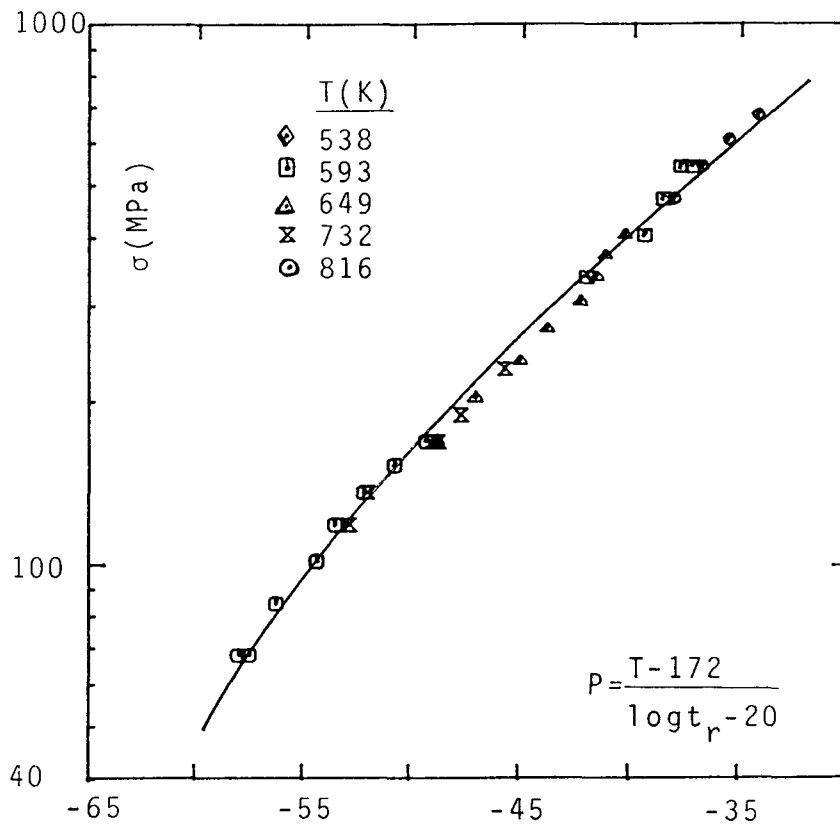


Figure I-12 : Courbe maîtresse basée sur le paramètre de Manson-Harfed pour l'alliage S-590.

I-3-2 Détermination directe de la courbe maîtresse

En utilisant la méthode des moindres carrés et un ajustement polynomial, on peut déterminer les courbes maîtresses directement par régression d'ordre "n". Il suffit pour cela d'ajuster les fonctions suivantes aux points expérimentaux [3]. Cette méthode présente cependant certains inconvénients que nous évoquerons au paragraphe (IV-3).

- courbe maîtresse de Larson-Miller:

$$\log t_r = C + (1/T)[a_0 + a_1 \log \sigma + \dots + a_K (\log \sigma)^K] \quad (I-28)$$

- courbe maîtresse de Dorn:

$$\log t_r = Q/2.3RT + (b_0 + b_1 \log \sigma + \dots + b_k (\log \sigma)^k) \quad (\text{I-29})$$

- courbe maîtresse de Manson-Harfed:

$$\log t_r = \log t_{ra} + (T - T_a)(C_0 + C_1 \log \sigma + \dots + C_k (\log \sigma)^k) \quad (\text{I-30})$$

I-3-3 *Remarque*

Les courbes maîtresses basées sur différentes techniques paramétriques conduisent souvent à des résultats contradictoires. Par exemple l'application des méthodes basées sur les paramètres de Larson-Miller, Dorn, Manson-Harfed à l'alliage S-590 semble donner des résultats satisfaisants pour les trois méthodes alors que cela est impossible en théorie. En particulier le paramètre de Larson-Miller et le paramètre de Dorn ne peuvent pas décrire le comportement en fluage du même matériau, puisque l'un requière une série de droites concourantes et l'autre, une série de droites parallèles dans le même système d'axes. L'une des deux représentations est donc forcément erronée; mais laquelle?

On peut faire la même remarque pour le paramètre de Manson-Harfed puisqu'il existe des similitudes entre ce paramètre et celui de Larson-Miller. En effet, les deux définissent une série de droites non parallèles (à contraintes constantes); les deux requièrent un point d'intersection commun à toutes les droites. Dans ces deux cas il faut s'assurer avec certitude du parallélisme ou non de la famille de droites obtenues. Cela n'est pas toujours évident compte tenu de la

dispersion des résultats expérimentaux. Là aussi l'ambiguïté demeure, d'où la nécessité de s'intéresser à d'autres types de lois telles que les lois constitutives du matériau et en particulier celles déduites de la théorie de Hart.

CHAPITRE II

EQUATIONS CONSTITUTIVES BASEES SUR LE MODELE DE HART

II-1 Introduction

On appelle relations constitutives, les relations qui relient les paramètres extrinsèques tels que la contrainte, la vitesse de déformation, la température avec des paramètres intrinsèques tel que la dureté qui gouvernent le comportement inélastique du matériau.

Ce comportement inélastique des cristaux est presque toujours dû à la migration des défauts structuraux tels que les dislocations et les lacunes. Cette migration dépend non seulement de l'histoire mécanique du matériau mais aussi de l'activation thermique. Les équations basées sur les variables d'état se sont avérées capables de caractériser ce double effet.

Ainsi en 1970, Hart [5] proposa une théorie phénoménologique de la déformation plastique fondée sur l'existence d'une équation mécanique d'état plastique en terme de contrainte, de vitesse de déformation inélastique et du paramètre de "dureté".

En effet dans le domaine de vitesse de déformation où le glissement aux joints de grains joue un rôle négligeable, l'état mécanique du matériau à tout instant est caractérisé par l'ensemble de couples de valeurs $(\sigma, \dot{\epsilon})$ de la contrainte et de la vitesse de déformation plastique qu'il peut prendre à cet instant. Si on peut définir une propriété du solide qui possède une valeur fixe σ^* pour tous ces couples $(\sigma, \dot{\epsilon})$ et uniquement pour ceux-ci, l'état du solide peut être représenté par une équation de la forme:

$$F(\sigma, \dot{\epsilon}, \sigma^*)=0 \quad \text{à Température constante} \quad (\text{II-1a})$$

ou plus généralement: $F(x,y,z)=0$ (II-1 b)

Le paramètre σ^* est appelé " dureté " du matériau .

Des expériences de relaxation et de fluage sur des métaux, alliages et solides ioniques, de structures cristallines différentes, ont été réalisées par de très nombreux auteurs (exemple [3,7,60-69]). Les courbes $\log\sigma - \log\dot{\epsilon}$ obtenues présentent une relation d'échelle c'est à dire qu'elles peuvent être superposées par une translation de pente μ donnée par:

$$\mu = \Delta \log \sigma / \Delta \log \dot{\epsilon} \quad (\text{II-2})$$

Hart et al [7] ont pris cette propriété comme preuve de l'unicité des courbes $\log\sigma - \log\dot{\epsilon}$ et de l'existence d'une équation d'état pour le matériau. Cependant on peut se demander si l'équation de Hart (II-1a) peut décrire le phénomène d'échelle observé sur la famille de courbes $\log\sigma - \log\dot{\epsilon}$ et, si l'équation de Hart est une équation d'état compte tenu de la restriction imposée par la relation (II-2). Ce double aspect a été analysé par Povolo et Rubiolo [57]. Ils ont notamment montré que si l'équation (II-1b) peut être écrite explicitement de la façon suivante:

$$y=y(x,z)=g(Ax+Bz)+f(z) \quad (\text{II-3})$$

où A et B sont des constantes réelles, f et g des fonctions réelles, continues et différentiables, alors pour z_1 et z_2 donnés, la fonction y peut être tracée point par point dans un plan x,y par la translation:

$$\Delta y = (A/B) \{ [f(z_2) - f(z_1)] / (z_1 - z_2) \} \Delta x \quad (\text{II-4})$$

Cette relation ne traduit pas la relation expérimentale (II-2) car elle dépend de z. Néanmoins si la fonction f(z) est linéaire, la

pente devient indépendante de z . En effet si:

$$f(z) = az + b \quad \text{avec } a \text{ et } b \text{ constants,} \quad (\text{II-5})$$

la relation (II-4) devient:

$$\Delta y = (-aA/B) \Delta x \quad (\text{II-6})$$

Une équation du type (II-1b) peut donc engendrer un champ scalaire présentant une relation d'échelle si elle permet de déterminer la pente de la droite de translation en terme de constante.

En ce qui concerne le deuxième aspect du problème, c'est à dire le caractère "d'équation d'état" de la relation (II-1a), Whittaker et Watson [69] ont montré qu'une relation de ce type est une équation d'état si chacune des variables est une fonction unique des autres ou, si la différentielle de chaque variable est une différentielle parfaite. C'est ainsi qu'en utilisant le théorème des dérivées implicites, on peut montrer que la condition de continuité implique que:

$$B \cdot g'(Ax + Bz) + f'(z) = 0 \quad (\text{II-7})$$

et pour le cas particulier de l'équation (II-5):

$$g'(Ax + Bz) = -a/B \quad (\text{II-8})$$

Il apparaît donc qu'un champ scalaire présentant un caractère d'échelle est une conséquence de l'existence d'une équation d'état à moins que la condition (II-8) ne soit pas satisfaite. Si tel est le cas, le champ scalaire sera une équation d'état seulement dans un domaine restreint de variables, dans lequel l'équation (II-8) est satisfaite. Nous verrons par la suite les conséquences de cette analyse sur les équations de Hart à hautes et basses températures homologues.

A l'origine le modèle de Hart était prévue pour décrire la déformation inélastique des solides polycristallins soumis à des essais de traction monotone [5,19,20]. Mais très vite, d'autres modèles encore plus complexes seront développés pour décrire une large gamme de phénomènes de déformation [10-12].

En effet la déformation inélastique dans les solides cristallins peut résulter de la combinaison de plusieurs mécanismes :

- glissement ou montée de dislocations,
- transformations martensitiques ou bainitiques,
- diffusion de matière entraînant souvent un glissement aux joints de grains.

II-2 Modèles de déformation

II-2-1 Modèle de Hart

a) Présentation

Le modèle de base proposé par Hart [5] décrit la déformation plastique intragranulaire d'un solide polycristallin soumis à une traction monotone. Ce modèle est constitué de trois éléments représentant chacun un type de déformation :

- un élément hookéen représentant la déformation anélastique "a"
- un élément représentant la déformation plastique "ε",
- un élément représentant le glissement de friction "ε̇".

Ces trois éléments amènent une contribution non élastique à la déformation du solide.

Le schéma rhéologique suivant [5,8,21] représente convenablement ce modèle (figure II-1a).

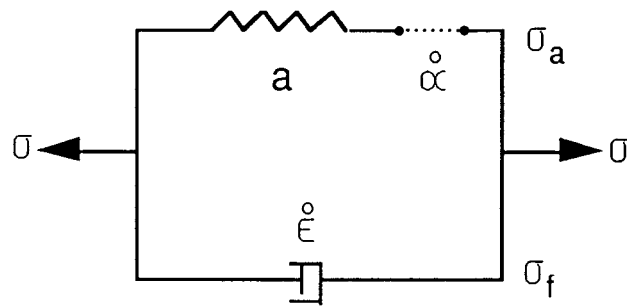


Figure II-1a : Modèle rhéologique de Hart pour la déformation intragranulaire [5,8,21].

σ_f est une contrainte de friction (type de Peierls);

σ_a est une contrainte d'interaction avec les barrières.

Notons le grand intérêt de ce modèle rhéologique qui est susceptible de décrire (par la branche inférieure) le comportement anélastique qui intervient souvent à basse température.

b) Mécanismes de déformation

Le flux de dislocations qui est responsable de la déformation plastique des grains doit traverser de larges régions ordonnées mais aussi des barrières fortes telles que parois de dislocations ou murs de cellules. Ces barrières fortes représentent l'écrouissage et sont générées par la déformation (figure I-1b).

Le glissement des dislocations dans les régions ordonnées est limité par la friction de glissement. Le passage des barrières peut se faire en coupant les dislocations (à contraintes élevées) ou par activation thermique (à contraintes faibles). Comme le

flux de dislocations dans les "bonnes" régions du cristal est plus grand que la vitesse de passage des barrières, il s'ensuit devant ces dernières, une accumulation de dislocations.

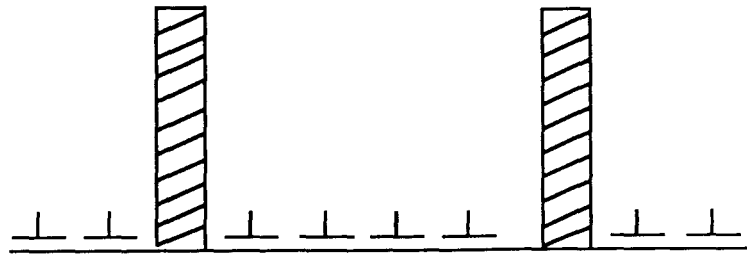


Figure I-1b : interprétation physique du modèle de Hart [11,22].

Ces empilements augmentent la force d'entraînement pour le passage et génèrent des forces en retour qui ralentissent le flux dans le "bon" cristal.

Ainsi à contraintes faibles, le mouvement des dislocations entre les barrières produit une déformation anélastique qui dépend du temps mais qui est réversible. L'ampleur de cette déformation anélastique est contrôlée par l'élément "a" et sa vitesse d'accumulation par l'élément "ê". A hautes températures homologues et basses contraintes, la déformation plastique peut aussi être générée par la montée des dislocations dont la vitesse est gouvernée par l'élément "ε".

c) Equations constitutives

Le modèle de Hart conduit à des équations d'état indépendantes du matériau et de son histoire thermique [8,12,23], ce qui est un grand avantage dans la caractérisation des matériaux :

$$\sigma = \sigma_a + \sigma_f \quad (\text{II-9})$$

$$\dot{\epsilon} = \dot{\alpha} + da/dt \quad (\text{II-10})$$

$$\text{avec } \sigma_a = \mathcal{M}a \quad (\text{II-11})$$

où σ est la contrainte appliquée,

σ_a est la contrainte générée par la déformation anélastique accumulée,

σ_f est la contrainte de friction,

$\dot{\epsilon}$ représente la vitesse de déformation non élastique,

da/dt représente la vitesse de déformation anélastique,

$\dot{\alpha}$ représente la vitesse de déformation plastique,

\mathcal{M} est un module d'anélasticité.

** A haute température

La vitesse de déformation est généralement considérée comme étant contrôlée par la diffusion. Le comportement du matériau à de telles températures est représentée par la branche supérieure du modèle rhéologique de Hart (figure II-1a). L'équation de la déformation s'écrit :

$$\ln(\sigma^*/\sigma) = (\dot{\epsilon}^*/\dot{\epsilon})^\lambda \quad (\text{II-12})$$

$$\text{avec } \dot{\epsilon}^* = (\sigma^*/G)^m \exp(-Q/RT) \quad (\text{II-13})$$

Les mécanismes d'écrouissage et de restauration sont pris en compte dans la relation suivante :

$$d(\ln\sigma^*)/dt = \Gamma(\sigma^*, \sigma_a)\dot{\alpha} - \mathcal{R}(\sigma^*, T) \quad (\text{II-14})$$

$$\text{avec } \Gamma = (\sigma_\alpha/\sigma^*)^\beta / \sigma^*(\beta/\sigma^*)^\delta \quad [12,23] \quad (\text{II-15})$$

Dans les relations (II-12) à (II-15) :

σ^* est un paramètre de dureté,

λ est une constante qui détermine la forme des courbes

$$\log \sigma = f(\log \dot{\epsilon}),$$

$\dot{\epsilon}^*$ est un paramètre dépendant de la température, du traitement thermique et de la déformation,

f est un paramètre de fréquence,

Q est l'énergie d'activation apparente généralement égale à celle d'autodiffusion,

Γ est la fonction représentant la contribution de l'écroutissage,

β et δ sont des constantes du matériau,

\mathcal{R} est la fonction représentant la contribution de restauration; elle est généralement négligeable aux températures homologues modérées.

* Relation d'échelle

En réarrangeant l'équation (II-12) et en faisant le changement de variables $x = \log \dot{\epsilon}$, $y = \log \sigma$ et $z = \log \sigma^*$, on obtient:

$$y = z - (\log e) \exp[(\lambda / \log e)(\log \dot{\epsilon}^* - x)] \quad (\text{II-16})$$

Par identification avec l'équation (II-3), on déduit que:

$$\log \dot{\epsilon}^* = m \log \sigma^* + \log K \quad (\text{II-17})$$

qui n'est autre que la relation donnée par Hart et al [7]. Avec cette restriction, l'équation (II-16) peut s'écrire:

$$y = z - (\log e) \exp[(\lambda \log K / \log e)] \times \exp[\lambda(mz - x) / \log e] \quad (\text{II-18})$$

ainsi d'après les équations (II-3) et (II-5):

$$g(Ax + Bz) = -(\log e) \exp[(\lambda \log K / \log e)] \times \exp[\lambda(mz - x) / \log e] \quad (\text{II-19})$$

où $f(z) = z$, $A = -1$, $B = m$, $a = 1$ et $b = 0$.

Les pentes de la droite de translation donnée par l'équation (II-6) est:

$$\Delta \log \sigma = (1/m) \Delta \log \dot{\epsilon} \quad (\text{II-20})$$

L'équation de continuité (II-8) appliquée à ce cas conduit à la relation (II-21):

$$g'(mz-x) = -\lambda \exp[(\lambda \log K / \log e)] \times \exp[\lambda(mz-x) / \log e] \neq -1/m \quad (\text{II-21})$$

celle-ci prédit des discontinuités puisqu'elle ne devrait pas être satisfaite pour un certain domaine de x et z , si $\lambda > 0$ et $m > 0$. Cela signifie que deux courbes à z constants (σ^* constant), ont un point d'intersection dans le plan x, y donné par:

$$\exp[-(\lambda x / \log e)] = (z_1 - z_2) / \log e \times \exp(\lambda \log K / \log e) [\exp(\lambda m z_1 / \log e) - \exp(\lambda m z_2 / \log e)] \quad (\text{II-22}) \quad [57].$$

** A basse température

Le processus de déformation est généralement considéré comme étant contrôlé par le glissement des dislocations. Le comportement du matériau à de telles températures est schématisé par la branche inférieure du modèle rhéologique de Hart (figure II-1a). L'équation de la déformation s'écrit :

$$\dot{\epsilon} = \dot{\alpha}^* (\sigma_f / G)^M \quad (\text{II-23})$$

où $\dot{\alpha}^*$ est un paramètre de vitesse dépendant très peu de la température et reflétant les effets de friction du réseau, des interactions dislocations,

σ_f est la contrainte de friction,

G est le module de cisaillement,

M est une constante.

* Relation d'échelle

A basse températures homologues $\sigma_a = \sigma^*$ [8] ainsi d'après l'équation (II-9):

$$\sigma_f = \sigma - \sigma^* \quad (\text{II-24})$$

qui, remplacée dans l'équation (II-23) donne:

$$\dot{\epsilon} = \dot{\alpha}^* [(\sigma - \sigma^*)/G]^M \quad (\text{II-25})$$

En réarrangeant l'équation (II-25) et en faisant le changement de variables $x = \log \sigma$, $y = \log \dot{\epsilon}$ et $z = \log \sigma^*$, on obtient:

$$y = Mz - M \log [G(\dot{\alpha}^*)^{-1/M}] + M \log \{ \exp[(x-z)/\log e] - 1 \} \quad (\text{II-26})$$

qui est une équation similaire à l'équation (II-3) avec:

$$g(Ax + Bz) = M \log \{ \exp[(x-z)/\log e] - 1 \} \quad (\text{II-27})$$

où $A=1$, $B=-1$

et $f(z) = Mz - M \log [G(\dot{\alpha}^*)^{-1/M}] = az + b \quad (\text{II-28})$

où $a=M$ et $b = -M \log [G(\dot{\alpha}^*)^{-1/M}]$

La pente de la droite de translation est, selon l'équation (II-6):

$$\Delta \log \sigma = (1/M) \Delta \log \dot{\epsilon} \quad (\text{II-29})$$

La condition (II-8) mène dans ce cas à:

$$\exp[(x-z)/\log e] [(1/\log e) - 1] \neq -1 \quad (\text{II-30})$$

Cette relation est toujours satisfaite pour toutes les valeurs de x et z . Cela signifie que deux courbes $\log \sigma - \log \dot{\epsilon}$, pour différentes valeurs de σ^* , n'interceptent jamais.

** Concavité des courbes $\log \sigma - \log \dot{\epsilon}$

Les courbes de relaxation ou de fluage $\log \sigma - \log \dot{\epsilon}$ obtenues par de nombreux auteurs (exemple [60-66,70,73]) et par nous mêmes [29,54,58] présentent: soit une concavité positive (tournée vers le haut: type U), soit une concavité négative

(tournée vers le bas: type D). Cette différence de concavité est apparemment liée à la température homologue à laquelle l'essai s'effectue [7]. Les hautes températures homologues semblent donner des courbes de type D tandis qu'à basses températures homologues, les courbes sont plutôt de type U.

Parmi les courbes de type D, on peut citer celles obtenues pour l'Aluminium pur [63], le plomb mono ou polycristallin [62], l'acier super 12 Cr [29,58], les aciers inoxydables Z2CN19-11 et Z6C17 [54]. La figure (II-2) montre le cas du chlorure d'Argent pur [66].

En ce qui concerne les courbes de type U, nous pouvons citer celles obtenues pour les aciers inoxydables 304 et 316 [60,70,73], l'or- α [61], le Nickel [64], et le Niobium (figure II-3) [61].

Il arrive aussi qu'un matériau présente une concavité différente en fonction de la valeur de σ^* (exemple: le chlorure de Sodium [65]) ou une concavité qui change avec la température (exemple: le Zirconium [72]).

Dans tous les cas, chaque courbes $\log\sigma$ - $\log\dot{\epsilon}$ résulte d'une association des contributions des éléments qui composent le modèle de Hart.

Figure II-2a : courbes de type D obtenues par Lerner et Kohlstedt [66], pour le chlorure d'Argent pur à température ambiante. La diagonale représente la direction de translation observée.

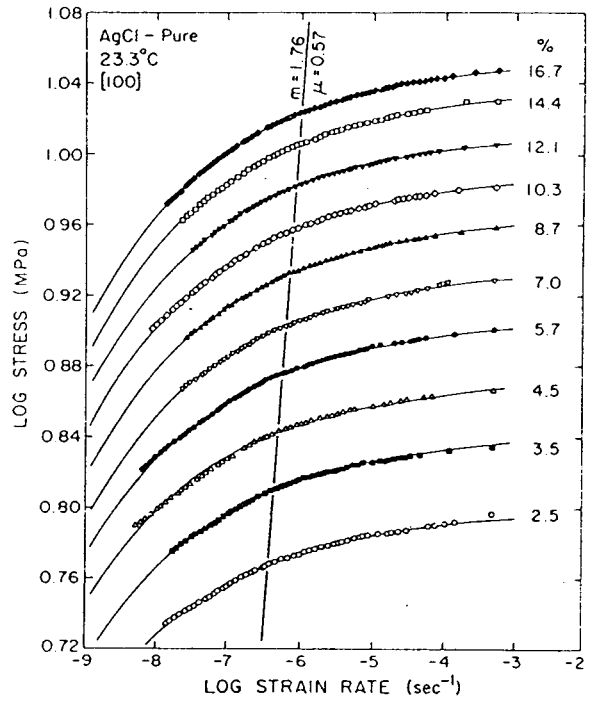
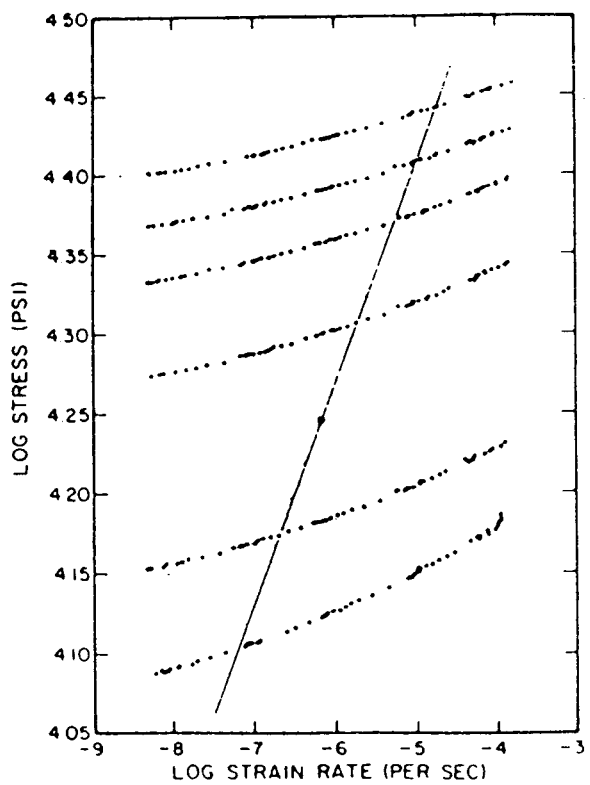


Figure II-2b: courbes de type U obtenues par Yamada et Li [60], pour le niobium de haute pureté à température ambiante. La diagonale représente la direction de translation observée.



**** Aux températures intermédiaires**

Les deux branches du modèle sont actives donnant ainsi des courbes de type "S". Le processus de déformation est alors régi par l'équation suivante :

$$\sigma = \sigma^* \exp[-(\dot{\epsilon}^*/\dot{\epsilon})^\lambda] + G(\dot{\epsilon}/a)^{1/M} \quad (\text{II-31})$$

où les deux termes du second membre correspondent respectivement à σ_a et σ_f . Parmi les matériaux présentant ce comportement, on peut citer par exemple, le chlorure d'Argent exposé aux rayons ultra-violet [66] et l'alliage Etain-Plomb [41] (figure II-4).

Hart [19] explique la forme en "S" de cette courbe de la manière suivante :

- pour les vitesses de déformation extrêmes, la déformation est contrôlée par un processus intragranulaire. Ce processus est sensible à la contrainte ($d \ln \sigma / d \ln \dot{\epsilon}$ petit) ;
- pour les vitesses de déformation intermédiaires par contre, la déformation est contrôlée par le glissement aux joints de grains. Ce processus est moins sensible à la contrainte ($d \ln \sigma / d \ln \dot{\epsilon}$ grand); ce qui explique la forme ainsi obtenue.

D'autres formules ont été proposées pour expliquer la forme des courbes $\log \sigma - \log \dot{\epsilon}$ [24].

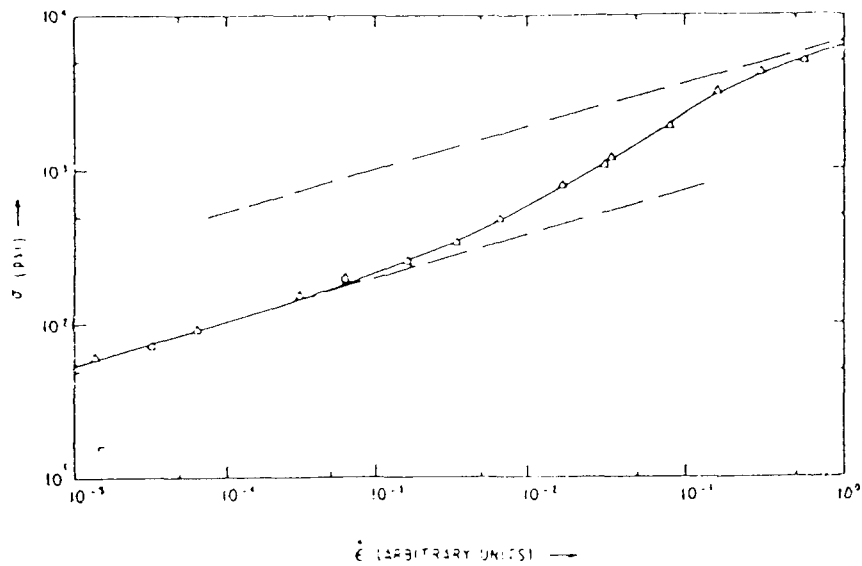


Figure II-3 : courbe de type S obtenue par Cline et Alden [41],
pour l'alliage Sn-Pb.

Le modèle de Hart a été utilisé avec succès pour décrire la déformation de nombreux solides polycristallins soumis à des essais de charge unidirectionnelle tel que la traction, la relaxation, le fluage. Ceci lorsque la déformation intragranulaire est prédominante. Cependant ce modèle ne prend pas en compte les phénomènes de déformation transitoires tels que la microplasticité et l'effet Baushinger; d'où l'intérêt de compléter le modèle.

II-2-2 Modèle de deuxième génération

a) Présentation

Une extension du modèle de Hart a été proposée par Jackson et al [25] pour tenir compte des phénomènes de déformation transitoires tels que l'anélasticité, la microplasticité

et l'effet Baushinger.

Ce modèle se différencie du modèle de Hart par le remplacement de l'élément "a" par trois éléments a_1 , a_2 et $\dot{\alpha}_2$ dont la signification est donnée dans le paragraphe suivant (figure II-5a).

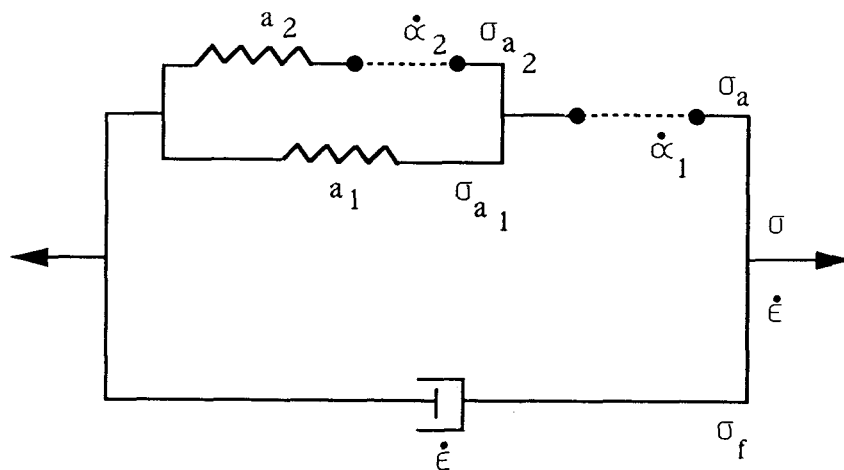


Figure II-5a : représentation schématique du modèle de deuxième génération [11,22].

b) Mécanisme de déformation

La structure de barrières de Hart est remplacée par une barrière mixte (figure II-5b) composée de barrières fortes (celles de Hart) au milieu desquelles coexistent des barrières plus faibles. Chacun de ces deux types de barrières est caractérisé par un paramètre de dureté différent.

Ainsi lors de l'application de la charge, les dislocations vont d'abord s'empiler contre les barrières faibles provoquant une déformation anélastique (représentée par les éléments a_1 et a_2 agissant simultanément).

La déformation microplastique apparaît lorsque la contrainte est suffisamment élevée. Les dislocations passent alors à travers les barrières faibles pour former une longue pile contre les barrières fortes. Cet empilement est représenté par l'élément a_1 .

Lorsqu'on supprime la charge, les barrières faibles peuvent piéger quelques piles de dislocations provoquant ainsi une déformation résiduelle qui contribue à l'effet Baushinger quand on change la direction de charge.

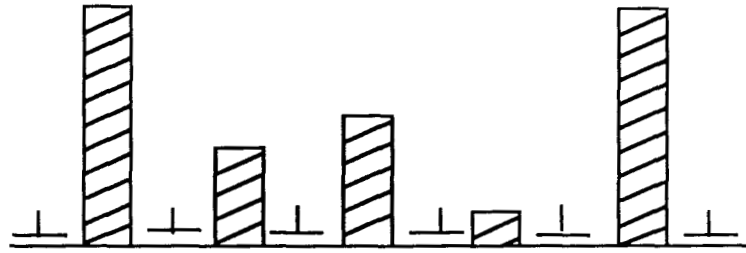


Figure II-5b : interprétation physique du modèle de deuxième génération [11,22].

c) Equations constitutives

Les équations du modèle de deuxième génération sont :

$$\sigma = \sigma_f + \sigma_a = \sigma_f + \sigma_{a1} + \sigma_{a2} \quad (\text{II-32})$$

et
$$\dot{\epsilon} = \dot{\alpha}_1 + \dot{a}_1 = \dot{\alpha}_1 + \dot{\alpha}_2 + \dot{a}_2 \quad (\text{II-33})$$

où σ_{a1} et σ_{a2} sont des contraintes internes,

$\dot{\alpha}_1$ et $\dot{\alpha}_2$ sont des vitesses de la déformation emmagasinée.

Les relations constitutives pour les deux éléments anélastiques

sont:
$$\sigma_{a1} = \mathcal{M}_1 a_1 \quad (\text{II-34})$$

$$\sigma_{a2} = \mathcal{M}_2 a_2 \quad (\text{II-35})$$

où \mathcal{M}_1 dépend de l'espacement des barrières fortes tandis que $\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2$ est une fonction de l'espacement des barrières faibles.

Les relations constitutives pour les éléments microscopiques sont semblables à celles obtenues pour la formulation macroscopique de Hart :

$$\ln(\sigma^*_2 / \sigma_{a2}) = (\dot{\epsilon}^* / \dot{\alpha}_2)^{1/2} \quad (\text{II-36})$$

avec
$$\dot{\epsilon}^* = (\sigma^*_2 / G)^m 2f_2 \exp(-Q/RT) \quad (\text{II-37})$$

où σ^*_2 caractérise les barrières faibles.

Bien que le modèle de Hart et celui de deuxième génération décrivent très bien certains phénomènes de déformation, ils omettent la contribution du glissement aux joints de grains qui s'ajoute à la déformation plastique à hautes températures homologues. C'est pourquoi il est utile d'envisager un troisième modèle.

II-2-3 Modèle décrivant le glissement aux joints de grains

a) Présentation

Les jonctions entre les cristaux de différentes orientations dans un polycristal s'appellent "joints de grains". Ces régions sont essentiellement planes avec une épaisseur de l'ordre des dimensions atomiques. La force de cohésion y est en général faible. Il est alors possible pour le cristal de subir un déplacement relatif par cisaillement dans le plan du joint à faible

contrainte. Ce phénomène porte le nom de "glissement aux joints de grains" et a été largement étudié par Stevens [53].

Le modèle de glissement aux joints de grains présenté ici s'appuie sur une idée de Hart [5,19] qui proposait de décrire la déformation plastique produite par le glissement aux joints de grains à l'aide d'un schéma rhéologique série-parallèle. Cette idée a été développée plus tard pour décrire la déformation anélastique aux joints de grains [26]. Deux branches agissant en parallèle constituent ce modèle (figure II-6) :

- la branche I représente le comportement intragranulaire,
- la branche II est une association en série de deux éléments :
 - * l'élément décrivant la déformation intragranulaire,
 - * l'élément décrivant la déformation du joint de grain.

b) Mécanismes de la déformation

La déformation issue du glissement aux joints de grain n'est significative que pour un certain niveau de vitesse de déformation :

- * au dessus de cette limite les joints de grain sont quasiment rigides en comparaison avec la déformation intragranulaire,

- * en dessous de ce niveau les joints de grain peuvent glisser sans grande résistance. Cependant ce glissement est presque toujours suivi d'une déformation intragranulaire pour obtenir une accommodation. La nature de cette déformation dépend de l'étendue du cisaillement du joint de grain et de l'incrément de temps :

* si le temps est court et l'étendue du cisaillement limitée, alors l'accommodation nécessitera une déformation intragranulaire de type élastique et anélastique,

* si par contre le temps est suffisamment long et l'étendue du cisaillement large, la déformation intragranulaire requise pour l'accommodation aura une composante plastique. Ainsi après suppression de la contrainte appliquée, une partie du cisaillement du joint de grain subsistera.

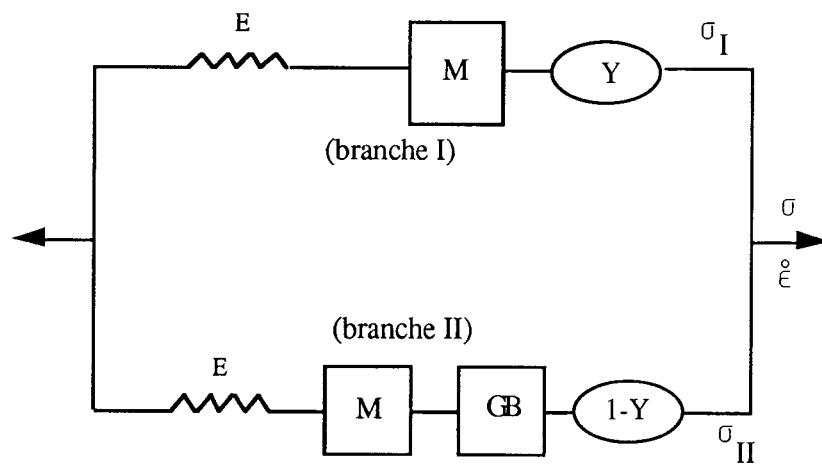


Figure II-6: Représentation schématique du modèle décrivant le glissement aux joints de grains [11,22] .

E représente le comportement élastique,

M représente le modèle entier pour la déformation intragranulaire nonélastique (figure II-1a ou 4a),

GB représente le comportement anélastique du joint de grain.

c) Equations constitutives

Les équations constitutives issues de ce modèle s'écrivent :

$$\sigma = Y\sigma_I = (1-Y)\sigma_{II} \quad (\text{II-38})$$

$$\dot{\epsilon} = \sigma_I/E + \dot{\epsilon}_I = \sigma_{II}/E + \dot{\epsilon}_{II} + \dot{\alpha}_g \quad (\text{II-39})$$

où σ est la contrainte appliquée,

Y représente la concentration de contrainte pendant le glissement aux joints de grains,

σ_I et $\dot{\epsilon}_I$ sont respectivement la contrainte et la vitesse de déformation intragranulaire non élastique de la branche I,

σ_{II} et $\dot{\epsilon}_{II}$ ont la même signification pour la branche II,

$\dot{\epsilon}$ est la vitesse de déformation totale,

$\dot{\alpha}_g$ représente la vitesse de déformation du glissement aux joints de grains.

Du point de vue de l'élément "GB", il existe deux possibilités:

- si $\dot{\alpha}_g = 0$ c'est à dire aucune déformation due au glissement aux joints de grains n'apparaît, alors le comportement devient intragranulaire,

- s'il existe une déformation due aux joints de grains, celle-ci aura un caractère intragranulaire car l'anélasticité due au joint tout seul est très négligeable.

Ainsi il apparaît une coexistence entre la déformation intragranulaire et de celle due aux joints de grain. Tant que subsiste cette accommodation, l'équation de l'écoulement peut prendre l'une des deux formes suivantes :

$$\ln(\sigma_g^*/\sigma_{II}) = (\dot{\epsilon}_g^*/\dot{\alpha}_g) \lambda_g \quad (\text{II-40})$$

ou bien
$$\dot{\alpha}_g = \dot{a}_g^* \sigma_{II}^{M_g} \quad (\text{II-41})$$

L'équation (II-40) est utilisée lorsqu'on considère que l'élément "GB" est constitué d'un ressort anélastique en série avec un élément newtonien [8].

L'équation (II-41) est utilisée lorsqu'on considère que l'élément "GB" est un composant unique [12].

Dans les relations (II-40) et (II-41), les paramètres σ_g^* , $\dot{\epsilon}_g^*$ et \dot{a}_g^* relatifs aux joints de grains ont la même signification que les paramètres intragranulaires σ^* , $\dot{\epsilon}^*$ et \dot{a}^* (équations II-12 et II-41). λ_g et M_g sont des paramètres du matériau.

Le modèle utilisé dans la suite de ce travail, est le modèle de Hart, pour sa simplicité. En fait, il peut prendre aussi en compte certains phénomènes décrits par les modèles les plus détaillés. Par exemple l'exposant λ de l'équation (II-12) peut être utilisé pour représenter, aussi bien la déformation plastique intragranulaire, que la contribution à la déformation plastique du glissement aux joints de grains pour un domaine de température limité. De même une valeur effective du module \mathcal{M} dans l'équation (II-11) peut inclure les effets d'anélasticité du joint de grain à hautes températures si les vitesses mises en jeu sont suffisamment rapides.

CHAPITRE III

PRESENTATION DES MATERIAUX ET
DETERMINATION GRAPHIQUE
DES EQUATIONS DE HART

III-1 Présentation des matériaux

Dans ce travail nous utilisons différents résultats expérimentaux provenant d'une bibliographie abondante sur l'essai de relaxation ou l'essai de fluage. Les matériaux testés ont des structures métallographiques différentes. Nous discutons ici les résultats expérimentaux de :

- Tanaka et Ohba [28] pour la relaxation et le fluage d'aciers 1Cr, 12Cr et 19Cr,
- Briggs et Parker [32] en fluage d'aciers "12% super chrome",
- Viswanathan et Beck [33] pour le fluage d'alliages Cr-Mo-V sous forme d'éprouvettes lisses ou entaillées,
- Gagnon et Jonas [34] pour l'extrusion du zinc,
- du rapport ILZRO-ZM209 [35] pour la relaxation et le fluage de l'alliage Zn-Cu-Ti,
- Goldhoff [30] et Richards [31] pour le fluage d'un acier S-590,
- Iost et Hadj Sassi [36] pour les fils d'armatures de précontraintes,
- de Eygazier pour la torsion de deux nuances d'acier industriel testé à Ugine-Savoie.

III-1-1 Résultats de Tanaka et Ohba [28]

a) Présentation et conditions expérimentales

Ces résultats se rapportent à la relaxation de longue durée et au fluage des aciers 1Cr (1Cr-0.5Mo-0.25V), 12Cr (12Cr-1Mo-0.25V) et 19Cr (19Cr-9Ni-1.4Mo-1.4W-Wb) utilisés principalement en boulonnerie et chaudronnerie à hautes températures. Ils subissent dans ce cas des efforts de relaxation

à chaud de façon continue pendant des durées d'environ une année avant démontage pour vérification. Les essais sont effectués à des températures variant de 723K à 1023K pour des déformations comprises entre 0.10 et 0.25%. Cette déformation est maintenue constante à l'aide d'un extensomètre et nous supposons donc que la rigidité de la machine est infinie.

b) Compositions chimiques et traitements thermiques

Le tableau (III-1) résume les traitements thermiques subis par ces matériaux, ainsi que leur composition chimique. Bien que leur structure métallographique soit différente, l'étude de ces aciers est souvent liée du fait de leur similitude d'emploi industriel.

Compositions chimiques

Acier	Teneur en poids										
	Cr	Mo	V	Ni	Mn	Si	W	Nb+T	C	N	Al
1Cr	1.15	0.59	0.28	0.12	0.72	0.30	0.008	0.001	0.48	0.0093	0.007
12Cr	11.46	0.97	0.28	0.85	0.62	0.44	0.94	0.002	0.21	0.0239	0.033
19Cr	18.87	1.42	0.064	9.04	0.94	0.78	1.33	0.38	0.32	0.0200	0.005

Traitements thermiques

1Cr	930°C/25 min	TH+600°C/1h	Air
12Cr	1050°C/25 min	TH+640°C/1h	Air
19Cr	1150°C/2h	TE+900°C/1.5H	Air

Tableau III-1 : Composition et traitements thermiques des matériaux de la référence [28].

c) Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux de fluage sont présentés en annexe sous la désignation présentée dans le tableau (III-2). En ce qui concerne les essais de relaxation, nous avons montré précédemment que les courbes $\Delta \sigma = f(\ln t)$ présentent une rupture de pente [29]. Celle-ci correspond à un changement de mécanisme de déformation c'est pourquoi nous limitons notre étude au stade I, avant la rupture de pente qui survient vers 200 heures environ (voir annexe).

Matériau	Nom du fichier	Observations
Points expérimentaux (σ, t_r, T)		
Acier 1Cr	Dorn 1Cr	essai jusqu'à rupture
	Dorn 1Cr- ϵ	essai jusqu'à une déformation de $\epsilon\%$
Acier 12Cr	Dorn 12Cr	essai jusqu'à rupture
	Dorn 12Cr- ϵ	essai jusqu'à une déformation de $\epsilon\%$
Points expérimentaux ($\sigma, \dot{\epsilon}_{ss}, T$)		
Acier 1Cr	Minim.creep rate 1Cr	
Acier 12Cr	Minim.creep rate 12Cr	
Acier 19Cr	Minim.creep rate 19Cr	

Tableau III-2 : Désignation des points expérimentaux de fluage de la référence [28].

III-1-2 Résultats de Briggs et Parker [32]

a) Présentation et méthodes expérimentales

Nous prélevons dans ce rapport les résultats

expérimentaux de fluage pour les matériaux suivants :

- l'acier X20 CrMoV 12 1; les résultats expérimentaux concernent la rupture du matériau et un taux de déformation de 1%.

- l'acier HT9; c'est un acier martensitique Cr-Mo allié avec le tungstène et le vanadium. L'addition du tungstène confère à cette classe de matériaux une plus grande résistance au fluage par rapport aux aciers Cr-Mo correspondant mais sans tungstène. Il possède aussi une grande résistance à la chaleur et peut être utilisé à des températures supérieures à 1023K.

- l'acier X22 CrMoV 12 1; cet acier a subi deux traitements thermiques différents : un traitement de trempe et de revenu sous une contrainte de 800-950MPa (traitement A) et un traitement de trempe et de revenu sous une contrainte de 900-1050MPa (traitement B). Pour chaque traitement les essais ont été menés :

- * jusqu'à rupture,
- * jusqu'à un taux de déformation de 1%,
- * jusqu'à un taux de déformation de 0.2%.

Ces aciers font partie des "super 12Cr" qui ont beaucoup d'applications industrielles notamment dans les tubes de surchauffeurs et de rechauffeurs, ainsi que dans les tuyauteries à vapeur. On les utilise également pour fabriquer des boulons et palettes de turbine et rotor servant dans le forage pétrolier.

b) Compositions chimiques et traitements thermiques

La composition chimique et le traitement thermique de ces aciers sont présentés dans le tableau (III-3).

Compositions

Repère	Elément, %									
	Cr	Mo	V	Ni	Mn	Si	C	P	S	W
X20	11.0	0.8	0.25	0.30	0.30	0.10	0.17	0.030	0.030	
	-	-	-	-	-	-	-	-	-	/
	12.5	1.2	0.35	0.80	0.80	0.50	0.23			
X22	12.0	1.0	0.30	0.55	0.50	0.30	0.22	0.035	0.035	/
HT9	11.5	1.0	0.30	0.5	0.60	0.40	0.20	0.020	0.020	0.5

Traitements thermiques

Repère	Chauf.	Refr.	Aust.	Refr.	Rev.	Refr.	Dét.	Refr.
X20	/	/	1020	huile	730			
			-	ou	-	air doux	/	/
			1070	air	780			
X22	750		1020	huile	680		630	
	-	four	-		-	air	-	four
	800		1070		780		750	
HT9	1020				730		700	
	-	air	/	/	-	air	-	air
	1070				790		750	

Tableau III-3 : Composition chimique et traitements thermiques des aciers de la référence [32].

Chauf. = Chauffage (°C)

Refr. = Refroidissement

Aust. = Austénitisation (°C)

Rev. = Revenu

Dét. = Détensionnement

c) Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux sont présentés en annexe avec les désignations suivantes (tableau III-4) :

Matériau	Nom du fichier	Observations
X20	Dorn X20	essai jusqu'à rupture pour l'acier X20
	Dorn X20-2	essai jusqu'à un taux de déformation égale à 1% pour l'acier X20
	Dorn X22-A	essai jusqu'à rupture pour l'acier X22 (traitement thermique A).
	Dorn X22-A2	essai jusqu'à un taux de déformation égale à 1% pour l'acier X22 (traitement thermique A)
	Dorn X22-A3	essai jusqu'à un taux de déformation égale à 0.2% pour l'acier X22 (traitement thermique B)
	Dorn X22-B	essai jusqu'à rupture pour l'acier X22 (traitement thermique B)
	Dorn X22-B2	essai jusqu'à un taux de déformation de 1% pour l'acier X22 (traitement thermique B)
HT9	Dorn X22-B3	essai jusqu'à un taux de déformation de 0.2% pour l'acier X22 (traitement thermique B)
	Dorn HT9	essai jusqu'à un taux de déformation de 1% pour l'acier HT9

Tableau III-4: Désignation des points expérimentaux pour les matériaux de la référence [32].

III-1-3 Résultats de Viswanathan et Beck [33]

a) Présentation et conditions expérimentales

Ces résultats concernent les propriétés de rupture de deux aciers commerciaux Cr-Mo-V ayant une composition chimique et une histoire mécanique similaires. Les essais de rupture ont été effectués sous contrainte constante à 783K et 866K, sur des

éprouvettes lisses mais aussi sur des éprouvettes entaillées. Ceci pour tester l'influence de l'entaille sur les propriétés de rupture. Les facteurs de concentrations de contraintes K_T dans les éprouvettes entaillées étant de 4 et 10.

b) Compositions chimiques et traitements thermiques

Les deux aciers ont été normalisés à 1226K pendant environ 30h et trempés à 948K pendant environ 30h. La composition chimique de ces deux aciers est présentée dans le tableau (III-5). Les concentrations des éléments d'alliages sont comparables dans les deux aciers. Cependant les concentrations des éléments de faible teneur sont plus élevées dans l'acier B.

Acier	Élément d'alliage, %						
	Cr	Mo	V	Ni	Mn	Si	C
A	1.23	1.19	0.25	0.15	0.92	0.25	0.31
B	1.21	1.10	0.25	0.40	0.75	0.14	0.29

Acier	éléments mineurs, ppm								
	S	O	N	P	Sb	Sn	As	Al soluble	Al insoluble
A	45	10	72	60	<3	30	48	20	5
B	94	11	110	90	14	42	160	230	7

Tableau III-5: Composition chimique des aciers A et B [33].

c) Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux sont présentés en annexe sous les dénominations suivantes (tableau III-6) :

Matériau	Nom du fichier	Observations
	Dorn GD1-Steel A	éprouvette sans entaille pour l'acier A
Acier A	Dorn GD1-Steel A-KT4	éprouvette avec entaille pour l'acier A (KT=4)
	Dorn GD1-Steel A-KT10	éprouvette avec entaille pour l'acier A (KT=10)
	Dorn GD1-Steel B	éprouvette sans entaille pour l'acier B
Acier B	Dorn GD1-Steel B-KT4	éprouvette avec entaille pour l'acier B (KT = 4)
	Dorn GD1-Steel B-KT10	éprouvete avec entaille pour l'acier B (KT10)

Tableau III-6: Désignation des points expérimentaux de la référence [33].

III-1-4 Résultats expérimentaux de Gagnon et Jonas [34]

a) Présentation et conditions expérimentales

Les résultats concernent les essais d'extrusion à chaud du zinc pur à 99.9965 %. Les essais sont effectués à des températures comprises entre 0.55 et $0.9T_f$. Les températures

élevées sont compensées par des vitesses de déformation importantes.

b) Composition chimique et traitement thermique

Le tableau (III-7) représente la valeur limite de la composition chimique en impuretés. Les échantillons ont été recuits à 673K pendant 24h et refroidis lentement. Ce traitement produit une structure de grain en colonne.

Eléments d'impuretés, (%)				
Pb	Fe	Cd	Cu	Ti
0.0013 à 0.0023	0.001max	0.0001 à 0.00006	0.0002 à 0.0005	0.0001max

Tableau III-7: Teneur en impuretés du zinc [34].

c) Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux sont présentés en annexe sous la désignation "Zener-Holl-Ram".

III-1-5 Résultats expérimentaux du rapport ILZRO-ZM209 [35]

a) Présentation et conditions expérimentales

Les résultats expérimentaux du rapport ILZRO-ZM209 que nous traitons, concernent le fluage d'un alliage de zinc (Zn-0.59Cu-0.19Ti), utilisé sous forme de feuilles pour sa bonne résistance au fluage et à l'emboutissage.

b) Composition chimique et traitement thermique

La préparation des alliages a été faite à base du zinc électrolytique à 99.995%. Les éléments d'alliages ont été ajoutés sous forme pure à l'exception du chrome qui l'a été sous forme d'un alliage Cu-5%Cr. Après addition des éléments d'alliage, le bain a été maintenue pendant 30 minutes à 873K environ pour assurer une dissolution complète des éléments et une homogénéisation du bain. Les échantillons ont été moulés à 473K puis refroidi à l'air (temps de refroidissement 30 secondes environ).

c) Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux sont présentés en annexe sous les désignations suivantes:

- Dorn Zinc pour la rupture,
- Dorn Zinc-1 pour un taux de déformation de 1%,
- Zener Zinc pour le fluage secondaire.

III-1-6 Résultats de Goldoff [30] ou Richards [31]

a) Présentation et méthodes expérimentales

Les résultats expérimentaux de R. M. Goldoff [30] et C. W. Richards [31] sur le fluage de l'alliage S-590 (Fe-20Cr-20Ni-20Co) à des températures variant entre 811K et 1088K.

b) Traitement thermique

L'alliage S-590 a été chauffé à 1519K pendant 1 heure, trempé à l'eau et vieilli 16 heures à 1033K.

c) Résultats expérimentaux

Voir annexe : fichier Dorn S-590.

III-1-7 Résultats de Iost et Sassi [36]

a) Présentation et conditions expérimentales

Ces résultats concernent un acier XC75 patenté, tréfilé et vieilli. Cet acier sert généralement à fabriquer des fils pour armatures de précontrainte destinés à renforcer le béton. Les fils subissent alors des contraintes voisines de leur limite d'élasticité. A ce niveau de contrainte la relaxation ne doit pas entraîner une diminution excessive de la précontrainte. En cherchant à améliorer la qualité de ces fils les auteurs ont été amenés à tester le matériau par des essais de traction et de relaxation.

b) Composition chimique et traitements thermiques

L'acier coulé en lingots est laminé à chaud en blooms, puis en fils de 8 mm. Après refroidissement à l'air il est austénitisé à 1223K avant d'être trempé dans un bain de plomb à 773K. Ce traitement de patentage est suivi d'un refroidissement lent et permet au fil, tréfilé à froid, de subir une réduction de section de 75% jusqu'au diamètre de 4 mm. Un vieillissement statique à 573K complète le traitement thermomécanique du fil.

La structure obtenue est celle d'une perlite très fine dont les

lamelles sont généralement orientées dans le sens du tréfilage. La composition chimique est présentée dans le tableau (III-8).

Elément (%)				
C	Mn	Si	P	S
0.75	0.75	0.25	0.020	0.014

Tableau III-8: Composition chimique de l'acier XC75 [36].

c) Résultats expérimentaux

Voir annexe sous la désignation suivante (tableau III-9):

Température (K)	$\dot{\epsilon}$ ($10^{-4}s^{-1}$)	Diamètre de l'éprouvette(mm)	Nom du fichier
293	2	4	RE 1, RE 2, RE 3, RE 4, RE 8
378	2	4	RE 5, RE 6, RE 7, RE 9, RE 10
573	2	4	RE 11, RE 12, RE 13

Tableau III-9: Désignation des points expérimentaux de la référence [36].

III-1-8 Résultats de P. Eygazier

a) Présentation et conditions expérimentales

Dans le cadre d'une collaboration avec l'entreprise "Ugine Savoie", nous avons été amenés à appliquer la théorie de Hart

sur deux aciers Z2 CN19-11 et Z6 C17 étudiés en torsion à chaud, pour des températures comprises entre 1073 et 1573K et des vitesses de déformation de 0.1, 1, et 10 s⁻¹. Les éprouvettes sont chauffées par induction sous atmosphère neutre et, pour des conditions expérimentales données (température T et vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$), on enregistre le couple Γ en fonction du nombre de tours N (figure III-1).

Une partie de notre étude à fait l'objet d'une communication aux journées métallurgiques d'automne en 1989 [54].

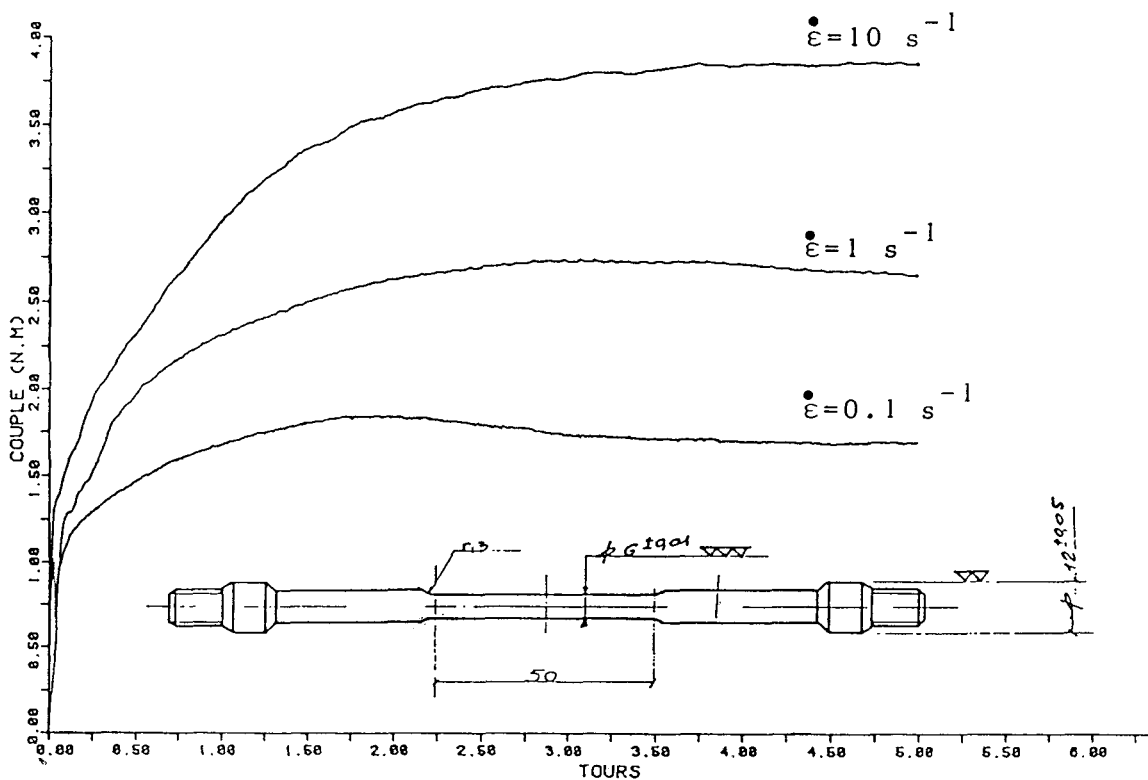


Figure III-1: Enregistrement du couple Γ en fonction de N pour l'acier Z2 CN19-11 à 1473K.

b) Résultats expérimentaux

La contrainte d'écoulement maximum σ , est calculée par la formule : $\sigma = (3)^{1/2} (\Gamma / 2\pi r^3) \{ 3 + (\delta \ln \Gamma / \delta \ln N)_{N',T} + (\delta \ln \Gamma / \delta \ln N')_{N,T} \}$ qui se simplifie pour le couple maximum en : $\sigma = 5.49 / 2\pi r^3$. Le résultat du calcul peut être consulté en annexe sous la désignation Ugine-NS22SV pour la nuance Z2 CN19-11 et Ugine-F17 pour la nuance Z6 C17.

III-2 Détermination graphique des équations de Hart

III-2-1 Courbes maîtresses en relaxation

Les résultats expérimentaux d'essais de relaxation dont nous disposons (Cf. annexe) sont de la forme $\sigma = f(t)$. σ étant la contrainte et t le temps. Afin d'exploiter la relation de Hart, nous mettons ces résultats sous la forme $\sigma = f(\dot{\epsilon})$ où $\dot{\epsilon}$ est la vitesse de déformation plastique associée à la contrainte σ .

En effet la relation (I-5) peut être réécrite de la manière suivante:

$$\dot{\epsilon}_2 = - (1/E)[(\sigma_1 - \sigma_2)/(t_1 - t_2)] \quad (\text{III-1})$$

L'équation (III-1) nous permet de calculer la vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}_2$ associée à σ_2 et de tracer les courbes de dureté différente pour une même température (figure III-2a pour l'acier 12Cr à 773 K). On observe sur cette figure une relation d'échelle qui permet de superposer toutes les courbes d'une même famille (même température) par glissement suivant une droite de pente μ ; on obtient alors une courbe maîtresse à la température considérée (figure III-2b pour l'acier 12Cr à 773K) [58].

Les courbes maîtresses obtenues pour un même matériau (figure III-3a pour l'acier 1Cr) se superposent par simple translation de l'échelle des abscisses c'est à dire suivant $\log t$. Nous obtenons alors une courbe maîtresse unique qui rend compte du comportement du matériau depuis le début des essais de relaxation jusqu'à des durées très grandes (1000 h) (figure III-3b).

Les valeurs de la pente μ de la droite de translation obtenue à chaque température sont reportées dans le tableau (III-10).

	Température (K)	μ	$m=1/\mu$
Acier 1 Cr	723	0.18	5.5
	773	0.26	3.8
	823	0.28	3.5
Acier 12 Cr	773	0.25	4
	823	0.24	4.1
	873	0.27	3.7
Acier 19 Cr	823	0.18	5.5
	873	0.16	6.2
	923	0.19	5.2
	973	0.14	7.1

Tableau III-10 : Récapitulatif des pentes μ de la droite de translation à chaque température

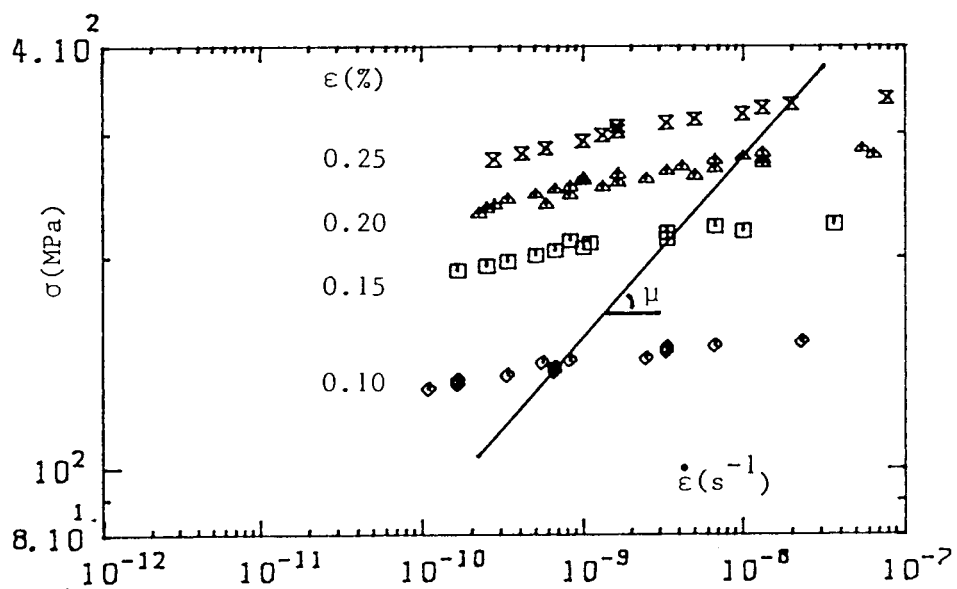


Figure III-2a : Courbes (σ - $\dot{\epsilon}$) à $T=773K$
pour différentes valeurs de ϵ_0 (acier 12Cr).

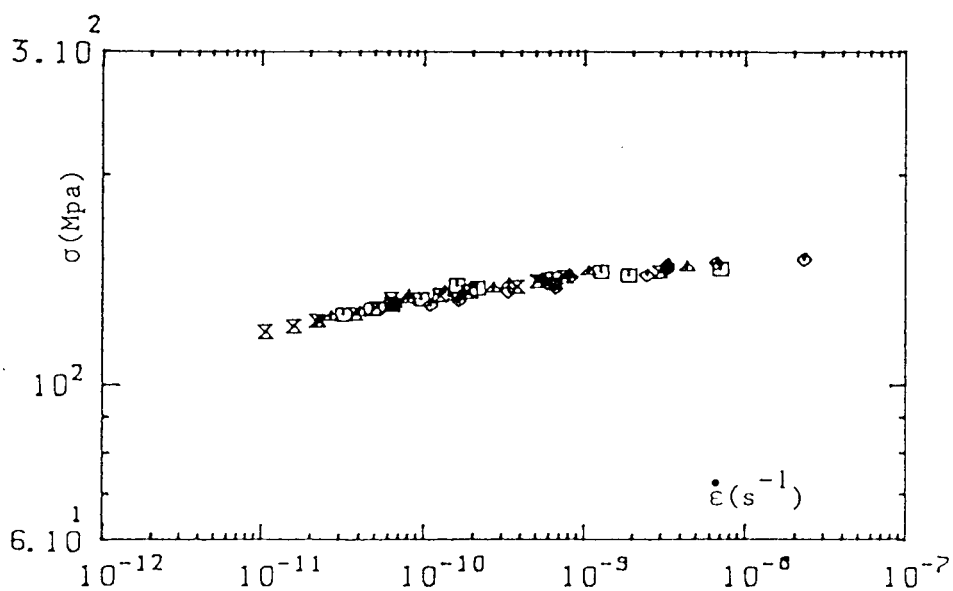


Figure III-2b: Coube maîtresse
à $T=773K$ pour l'acier 12Cr.

Figure III-3a: Courbes maîtresse de relaxation pour l'acier 1Cr à différentes températures

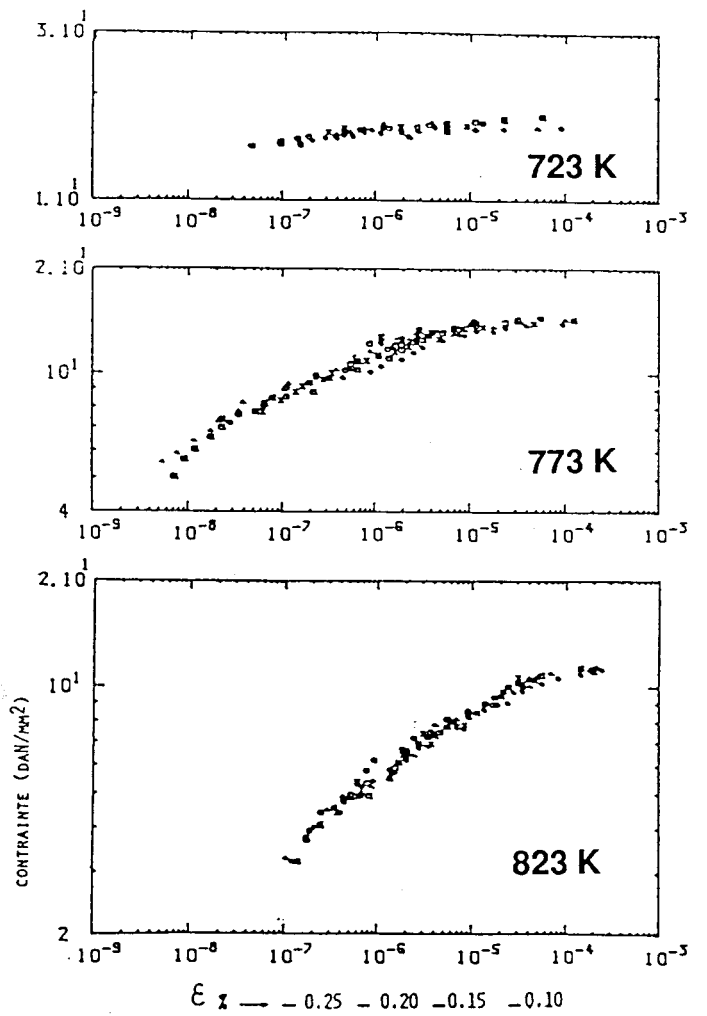
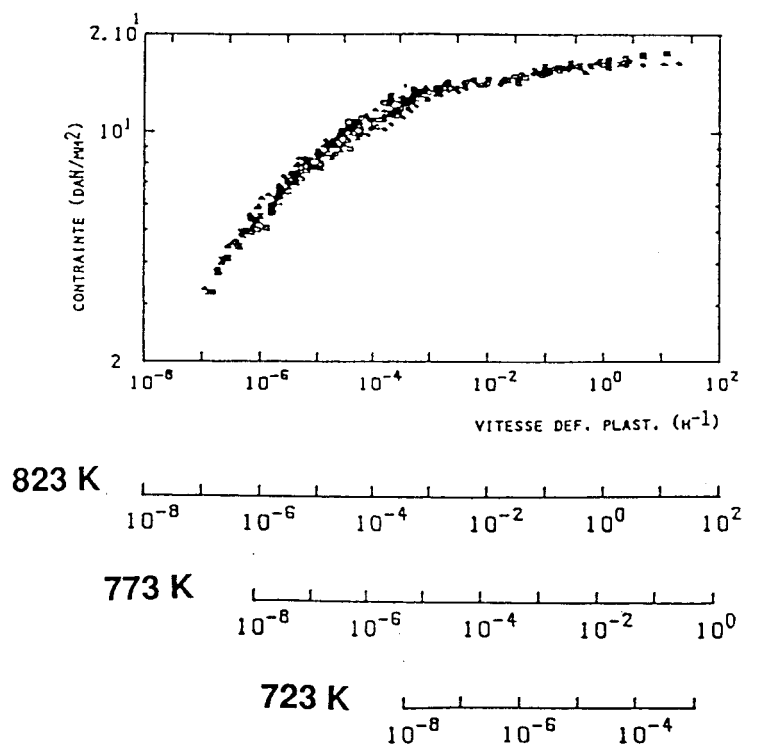


Figure III-3b: Courbe maîtresse de l'acier 1Cr pour l'ensemble du domaine de déformation et de température étudiés.



III-2- 2 Détermination graphique des constantes σ^* , $\dot{\epsilon}^*$ et λ

Ayant obtenu le tracé des courbes maîtresses par translation, d'échelle, il est intéressant de déterminer l'expression théorique de telles courbes afin d'envisager l'extrapolation et l'interpolation. L'équation de ces courbes étant de la forme (II-12), il s'agit d'en déterminer les constantes.

La méthode graphique découle du fait que la relation (II-12) peut encore s'écrire :

$$\ln(\sigma^*/\sigma) = \exp[\lambda \ln(\dot{\epsilon}^*/\dot{\epsilon})] \quad (\text{III-2})$$

Le passage aux logarithmes décimaux donne :

$$2.3 \log \sigma^* - 2.3 \log \sigma = \exp[(2.3\lambda \log \dot{\epsilon}^*) - (2.3\lambda \log \dot{\epsilon})] \quad (\text{III-3})$$

Dans un repère $\log \sigma - \log \dot{\epsilon}$, si l'on prend comme origine $\log \sigma^* = 0$ et $\log \dot{\epsilon}^* = 0$, l'équation (III-3) devient :

$$-2.3 \log \sigma = \exp\{2.3\lambda \log(1/\dot{\epsilon})\} \quad (\text{III-4})$$

ou plus simplement :

$$-2.3 \log \sigma = (1/\dot{\epsilon})^\lambda \quad (\text{III-5})$$

Lorsqu'on trace cette courbe théorique avec la même échelle que la courbe maîtresse expérimentale, on constate que pour une valeur convenable de λ , cette dernière s'identifie bien à la courbe théorique pas simple glissement d'échelle sans rotation.

On en déduit ainsi les valeurs de $\log \dot{\epsilon}^*$ et de $\log \sigma^*$ car celles-ci correspondent aux valeurs qui coïncident avec $\log \sigma = 0$ et $\log \dot{\epsilon} = 0$ sur la courbe maîtresse expérimentale (figure III-4 et III-5 pour les aciers 1Cr et 12Cr respectivement). Cela nous permet de constater qu'il est possible d'utiliser les résultats de la bibliographie obtenus sans les raffinements expérimentaux proposés par Hart [6,8,47]. On se prive cependant des points

expérimentaux correspondant à la première décade.

Les valeurs trouvées ainsi que les équations mécaniques d'état de Hart sont reportées dans le tableau (III-11).

	λ	$\log(\sigma^*)$	$\log(\dot{\epsilon}^*)$
Acier 1 Cr	0.15	2.831	-11.130
Acier 12 Cr	0.13	2.996	-7.575
Acier 19 Cr	0.13	2.839	-13.398

Tableau III-11 : Valeurs des constantes de l'équation d'état plastique pour les aciers 1Cr, 12Cr et 19Cr.

Les valeurs obtenues pour l'acier 1Cr sont très voisines de celles obtenues par Woodford pour un acier du même type ($\log \sigma^* = 2.659$; $\log \dot{\epsilon}^* = -11.75$; $\lambda = 0.15$) [37].

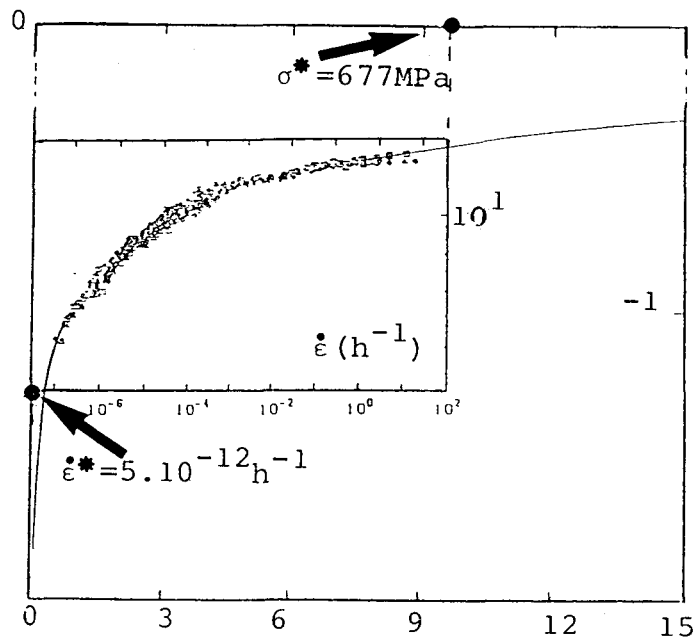


Figure III-4 : détermination graphique des constantes σ^* , $\dot{\epsilon}^*$, et λ pour l'acier 1Cr.

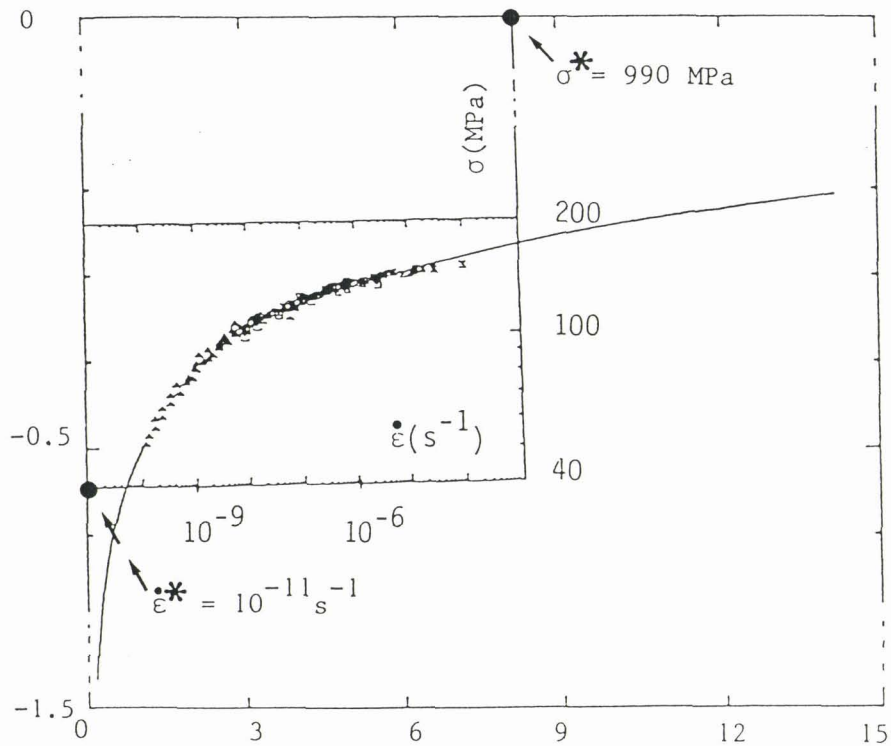


Figure III-5 : détermination graphique des constantes σ^* , $\dot{\epsilon}^*$, et λ pour l'acier 12Cr.

III-2-3 Influence de la température

Une des caractéristiques de la déformation plastique à haute température est le fait que la vitesse de déformation est thermiquement activée c'est à dire qu'elle suit une loi d'Arrhénius :

$$\dot{\epsilon} = A \exp(-Q/RT) \quad (\text{III-6})$$

On peut alors calculer l'énergie d'activation apparente qui est proportionnelle à la pente de la droite que l'on doit obtenir en portant $\ln \dot{\epsilon}$ en fonction de $1/T$. Pour cela nous appliquons la loi (III-6) à la courbe maîtresse unique (toutes température confondues). Sur cette courbe $\log \sigma - \log \dot{\epsilon}$ nous fixons arbitrairement une valeur de σ et nous déduisons les valeurs de

$\dot{\epsilon}$ correspondant à cette contrainte aux différentes températures d'essais (figure III-6 pour l'acier 1Cr) ; après quoi on trace $\ln \dot{\epsilon}$ en fonction de $1/T$ (figure III-7).

Les résultats obtenus dans ce travail pour les trois aciers ainsi que ceux de la bibliographie sont reportés dans le tableau (III-12). Ces valeurs sont de l'ordre de grandeur des énergies d'autodiffusion.

	Acier 1Cr	Acier 12Cr	Acier 19 Cr
Ce travail	115000	108800	90000
Autres auteurs	90000 [60] 116853 [75] 107900 [37]	100000 à 125000 [75]	/

Tableau III-12 : Comparaison des valeurs de Q déterminées par différentes méthodes (en Cal/mole).

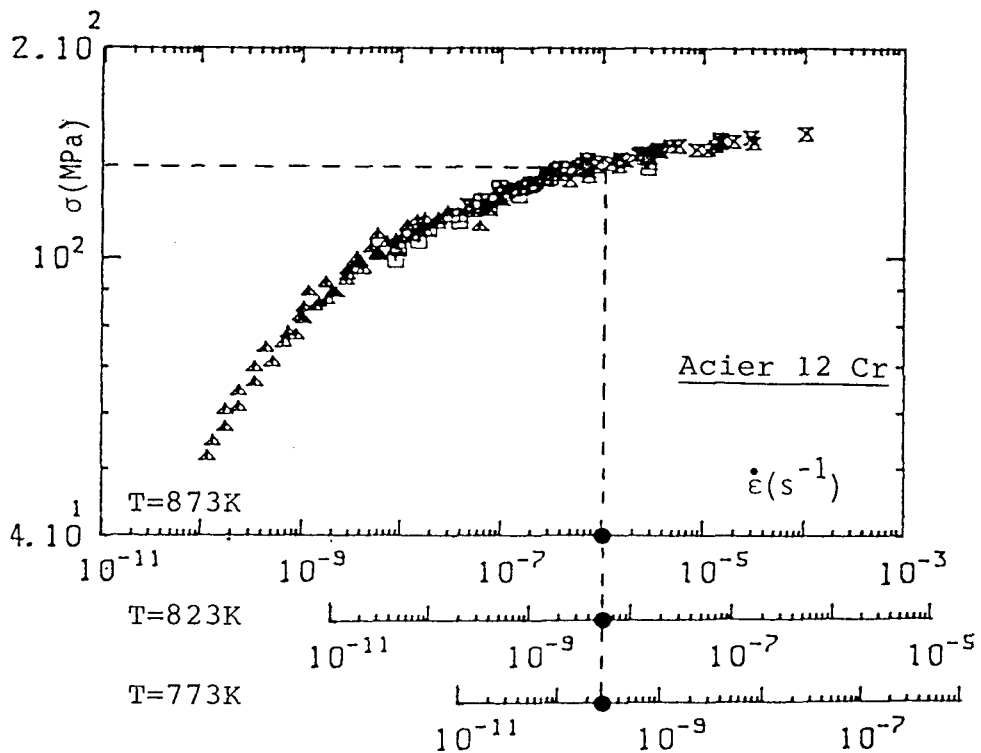


Figure III-6 : Méthode de détermination de l'énergie d'activation.

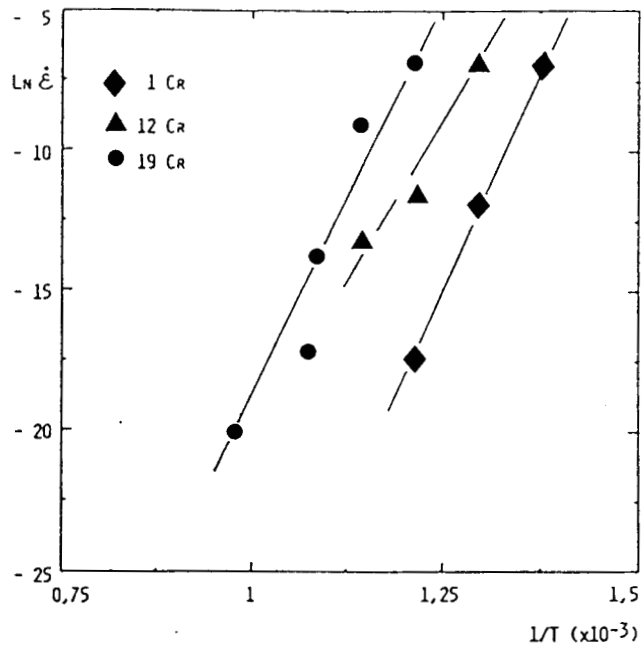


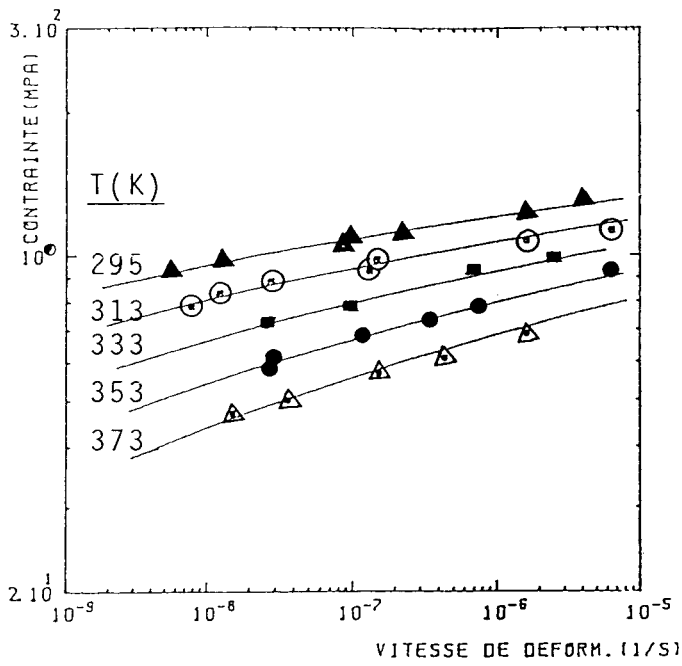
Figure III-7 : Energies d'activation apparentes pour les aciers 1Cr, 12Cr et 19Cr.

III-2-4 Application à un alliage de zinc en fluage

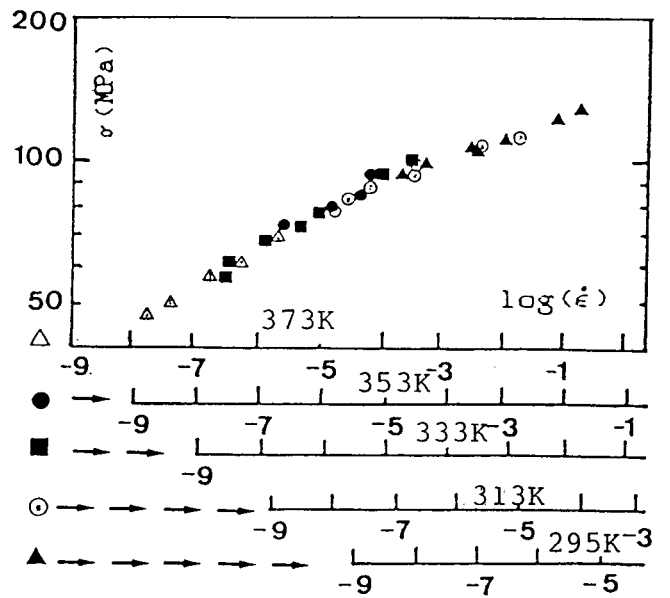
Pour un alliage de zinc (Zn-0.59Cu-0.19Ti), la théorie de Hart permet également de calculer les paramètres de l'écoulement en fluage.

Nous avons tracé, à différentes températures, les variations de la vitesse de fluage secondaire $\dot{\epsilon}_{ss}$ avec la contrainte σ en échelle bilogarithmique. (figure III-8a).

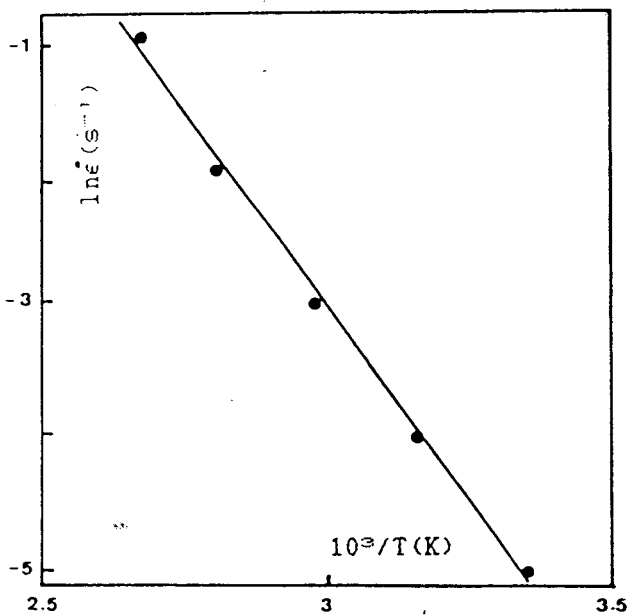
Après translation suivant $\log \dot{\epsilon}$, nous obtenons une courbe maîtresse unique (figure III-8b) et l'énergie d'activation apparente (figure III-8c).



(a)



(b)



(c)

Figure III-8a,b,c : Utilisation de la méthode de Hart pour déterminer la courbe maîtresse de fluage et l'énergie d'activation apparente (alliage Zn-0.59Cu-0.19Ti).

Nous pouvons également déterminer graphiquement les constantes σ^* , $\dot{\epsilon}^*$ et λ de l'équation de Hart relative à la maîtresse. La démarche est la même qu'au paragraphe précédent (figure III-9).

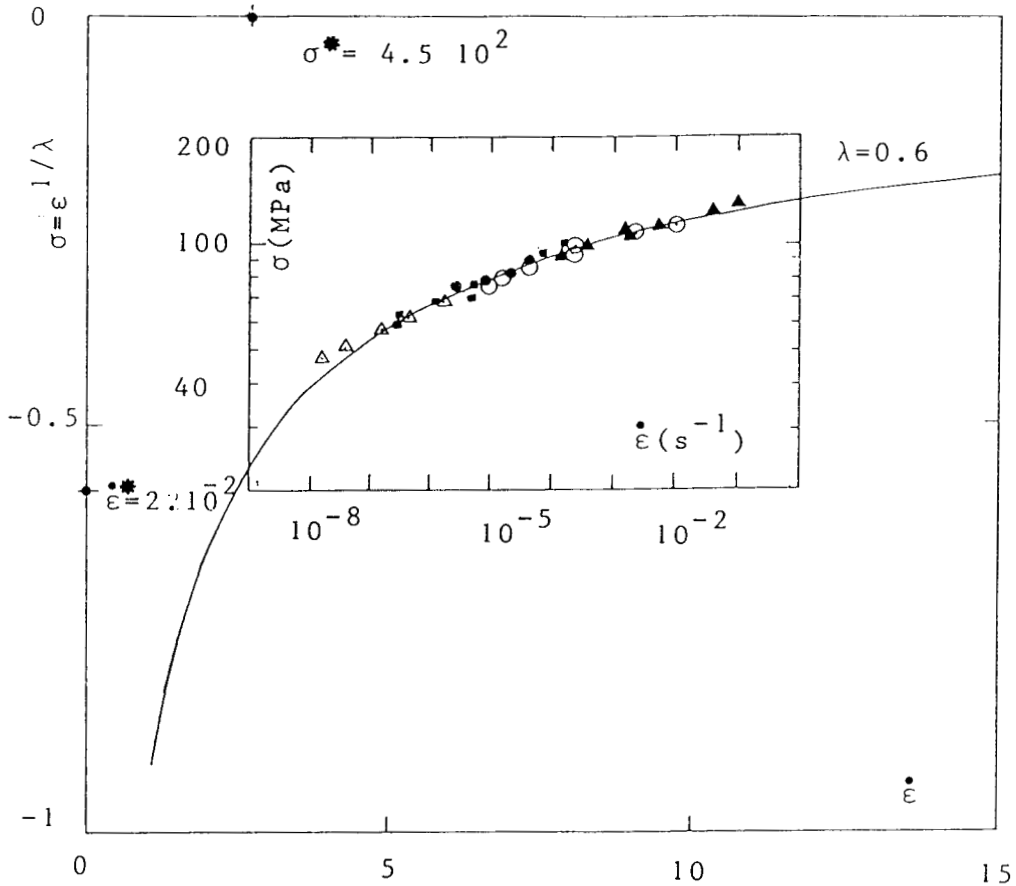


Figure III-9: Détermination des constantes σ^* , $\dot{\epsilon}^*$, et λ par la méthode graphique.

On trouve $\log \sigma^* = 2.653$; $\log \dot{\epsilon}^* = -11.698$; $\lambda = 0.6$.

Nous calculerons par la suite, ces paramètres avec d'autres méthodes ce qui nous donnera une base supplémentaire de comparaison. Nous avons également appliqué cette méthode aux

aciers 1Cr, 12Cr et 19Cr entre autres [29].

III-2-5 Application aux fils d'armatures de précontraintes

L'étude de la relaxation des fils pour armatures de précontrainte est d'une grande importance pratique dans l'ingénierie du bâtiment, ponts et chaussées. Iost [36,74] a montré que cette relaxation est de type logarithmique pour l'acier XC 75. Nous complétons ici cette étude par une description basée sur la théorie de Hart.

La caractéristique essentielle des matériaux obéissant à une loi mécanique d'état est, l'existence d'une relation d'échelle dans le diagramme $\log\sigma - \log\dot{\epsilon}$. Nous avons donc représenté les points expérimentaux obtenus aux trois températures d'essais pour l'acier XC 75 (figure III-10a,b,c). On observe effectivement une relation d'échelle permettant de translater les courbes suivant une droite de pentes respectives 0.18, 0.20 et 0.18 à 293K, 378K et 573K. On obtient alors des courbes maîtresses pour chaque température d'essai (figure III-11a,b,c).

Gillis et Médrano [27] ont trouvé des résultats similaires pour un acier de type AISI 1080.

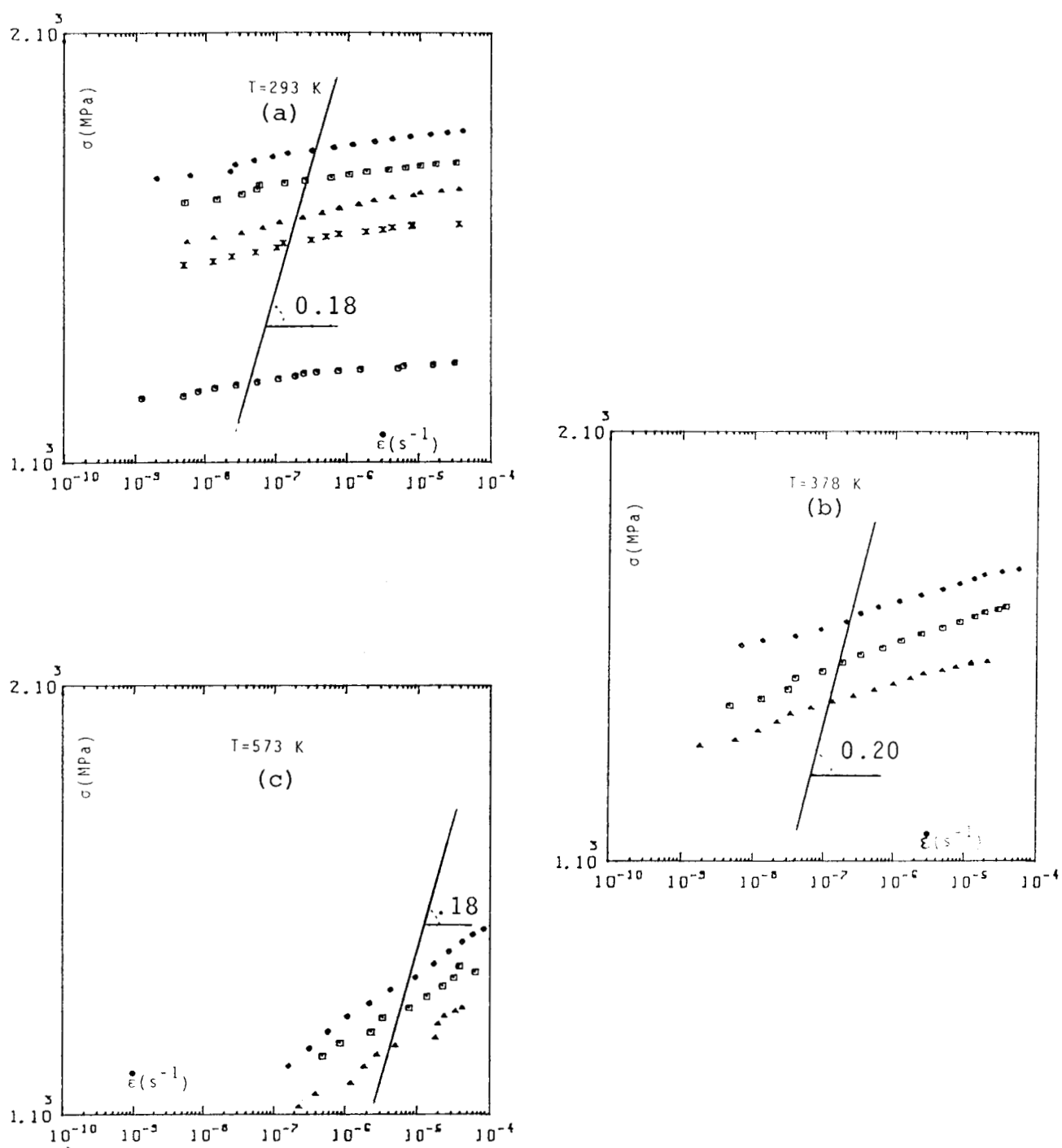


Figure III-10: Variations de $\log \sigma$ en fonction de $\log \dot{\epsilon}$ pour l'acier XC 75 à 293K (a), 378K (b) et 573K (c). Les traits obliques représentent les pentes suivant lesquelles on doit faire la translation pour obtenir de la courbe maîtresse à chaque température.

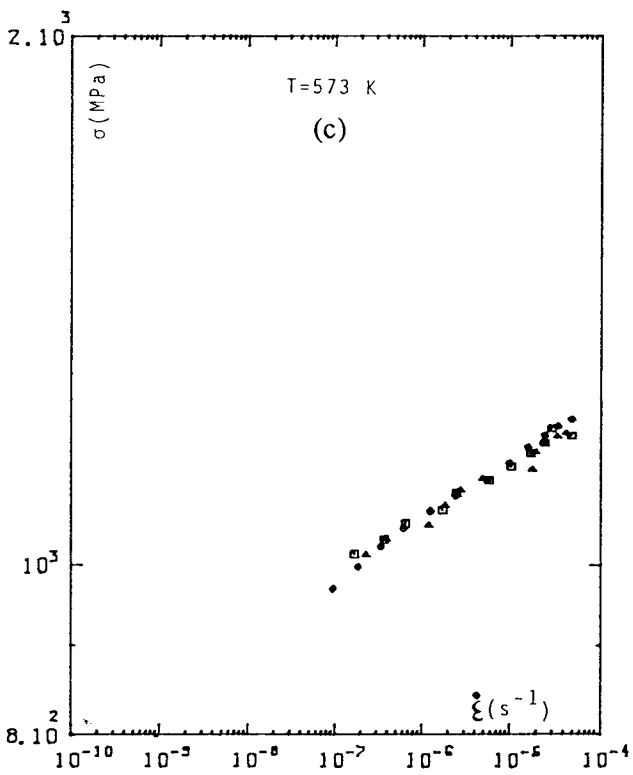
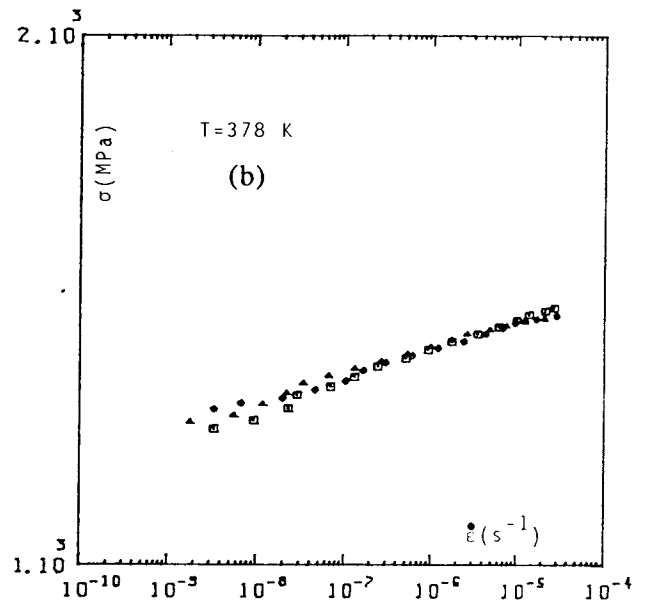
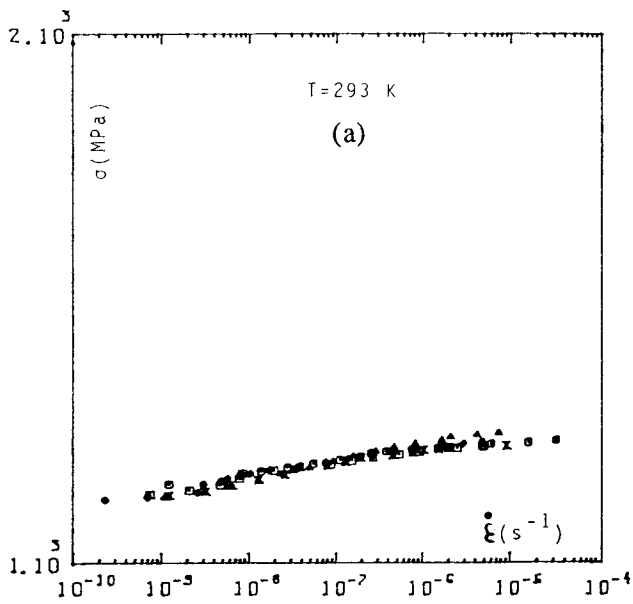


Figure III-11: Courbes maîtresses à 293K (a), 378K (b) et 573K (c) pour l'acier XC 75.

CHAPITRE IV

EXTENSION DES EQUATIONS DE HART

IV-1 Utilisation du paramètre de Dorn en fluage à rupture

IV-1-1 Méthode

Pour bien estimer les lois d'évolutions de paramètres de rupture en fluage, il est souhaitable d'effectuer des essais en durée réelle mais cela est souvent difficile à réaliser car certaines pièces sont prévues pour fonctionner pendant des durées très grandes. On contourne cette difficulté en utilisant un paramètre d'équivalence temps-température qui permet de diminuer la durée des essais en augmentant la température.

Une équivalence entre le temps à la rupture et la température d'essai est donnée par le paramètre de Dorn :

$$\Theta = t_r \exp (-Q/RT) \quad (\text{IV-1})$$

et si le fluage stationnaire est prépondérant, le temps à rupture est le rapport de la déformation à la rupture ϵ_r sur la vitesse de fluage stationnaire $\dot{\epsilon}_{ss}$:

$$t_r = \epsilon_r / \dot{\epsilon}_{ss} \quad (\text{IV-2})$$

Johnson et al [13] combinent ces deux relations avec (II-4) pour obtenir :

$$\ln \Theta = A + (1/\lambda) \ln \ln (\sigma^*/\sigma) \quad (\text{IV-3})$$

avec
$$A = -[\ln(\sigma^*/G)]^m f / \epsilon_r \quad (\text{IV-4})$$

Si on remplace Θ par son expression (IV-1) dans l'équation (IV-3), celle-ci devient :

$$\ln(t_r) - Q/RT = A + (1/\lambda) \ln \ln (\sigma^*/\sigma) \quad (\text{IV-5})$$

ou encore :
$$\ln(tr) = A + Q/RT + (1/\lambda) \ln \ln (\sigma^*/\sigma) \quad (\text{IV-6})$$

Soit en convertissant en logarithme décimal :

$$\log(t_r) = A/2.3 + (1/\lambda)\log(2.3) + Q/(2.3RT) + 1/\lambda \log\log(\sigma^*/\sigma) \quad (\text{IV-7})$$

$$\text{C'est à dire } \log t_r = B(1) + B(2)/T + B(3)\log\log(\sigma^*/\sigma) \quad (\text{IV-8})$$

$$\begin{aligned} \text{avec} \quad B(1) &= (1/\lambda)\log(2.3) + A/2.3 \\ B(2) &= Q/(2.3R) \\ B(3) &= 1/\lambda \end{aligned} \quad (\text{IV-9})$$

Les coefficients B(1), B(2) et B(3) sont calculés par régression linéaire multiple sur σ^* de la façon à minimiser la somme résiduelle des carrés de l'équation (IV-8). Le programme informatique peut être consulté en annexe.

IV-1-2 Résultats

Nous avons testé cette méthode sur de nombreux matériaux de structures très différentes (ferritique, austénitique et martensitique).

Dans un souci de clarté de l'exposé, nous présenterons uniquement les résultats relatifs aux aciers 1Cr, 12Cr, X20, S590. Les résultats concernant les autres matériaux sont présentés en annexe.

La figure (IV-1) montre l'évolution de Σr^2 en fonction de σ^* . A chaque fois on obtient un minimum bien distinct. Le résumé des principaux paramètres et coefficients de régression est reporté dans le tableau (IV-1).

IV-1-3 Justification de la méthode de Hart

La première justification de la méthode de Hart découle de la contradiction et de l'ambiguïté des résultats obtenus avec les

méthodes paramétriques classiques (voir chapitre I). La deuxième justification est que les constantes de cette loi peuvent être directement reliées aux caractéristiques du matériau dans la plupart des cas. Ainsi, par exemple:

- La valeur optimale de σ^* est de 713.7 Mpa pour l'acier X20. Ce résultat est intéressant car il correspond à la limite de résistance de ce matériau à température ambiante. Cette limite de résistance est en effet comprise entre 678 et 836 Mpa [32].

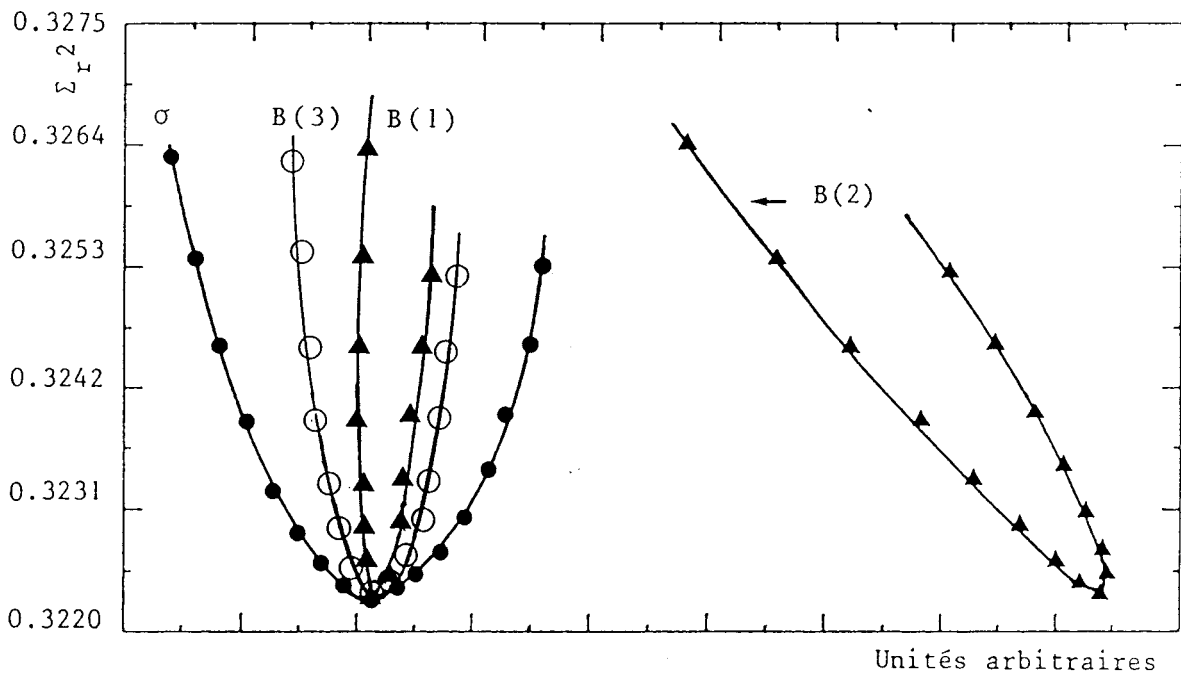


Figure IV-1 : Σr^2 en fonction de σ^* pour l'acier 12Cr.

- Pour l'acier 12Cr le résultat est aussi satisfaisant malgré le fait que σ^* optimum (608.3 Mpa) est particulièrement inférieur à la limite de résistance de ce matériau à température ambiante (1019 Mpa). Nous expliquons cette différence par le fait que les propriétés en traction de l'acier 12Cr dépendent largement du

choix du traitement thermique. En général ces aciers peuvent être traités thermiquement jusqu'à des charges de l'ordre de 1400 Mpa. La limite de résistance et la dureté croissent avec l'augmentation de la température jusqu'à 753K approximativement, ensuite elles décroissent brutalement aux températures plus élevés.

Etant donnée que les essais ont été effectués à des températures comprises entre 773K et 873K, il est normal que la limite d'élasticité à ces températures, et par conséquent celle de σ^* , soit inférieure à la limite d'élasticité à température ambiante.

- La valeur optimale de σ^* obtenue pour l'acier 1Cr est 720.7Mpa tandis que sa limite d'élasticité à la température ambiante est de 872 Mpa.

- Pour le S590, σ^* est très supérieur à la limite conventionnelle d'élasticité à 0.2% (Woodford [37]) et λ inférieur à 0.15 souvent obtenu pour des matériaux divers [37,39] mais des σ^* élevés associés à des valeurs de λ faibles ont déjà été observées [40].

Le tableau (IV-2) donne une comparaison des énergies d'activation déduites de la relation (IV-9), et celles obtenues pour les mêmes matériaux par d'autres méthodes.

	1 Cr	12 Cr	X-20	S-590
Ce travail	99287	101134	101379	84000
Autres auteurs	90000 [21] 107653 à 116853 [37] 115000 [38]	100000 à 125000 [37] 108000 [38]		86023 [8]

Tableau IV-2 : Comparaison entre les énergies d'activation déduites de la relation (IV-9) et celles obtenues par d'autres méthodes.

Tableau IV-1 : Résumé des différents paramètres et coefficients de régression linéaire multiple

Légende :

$$Y = B(1) + B(2) X_2 + B(3) X_3$$

$$Y = \log t_r$$

$$X_2 = 1/T$$

S_{B2} = deviation standard de B(2)

$$X_3 = \log \log(\sigma^*/\sigma)$$

S_{B3} = deviation standard de B(3)

$/X_2/$ = valeur moyenne X_2

$/X_3/$ = valeur moyenne X_3

$/Y/$ = valeur moyenne de Y

S_Y = deviation standard de Y

Σr^2 = somme résiduelle des carrés.

Matériau	1 Cr	12 Cr	X-20	S-590
Q(Cal/mole)	99287	101134	101379	84000
σ^* (MPa)	720.7	608.3	713.7	4950.3
B(1)	-22.159	-20.477	-20.543	-19.309
B(2)	21556.1	21957.1	22010.3	18237.2
B(3)	5.891	5.233	9.340	25.306
S_{B1}	0.892	1.313	0.378	0.686
S_{B2}	744.83	1182.42	327.71	585.26
S_{B3}	0.180	0.254	0.132	0.660
$/X_2/$ en 10^{-3}	1.275	1.213	1.205	1.050
$S_{/X_2/}$ en 10^{-5}	1.200	1.439	1.055	1.507
$/X_3/$	-0.396	-0.590	-0.131	0.114
$S_{/X_3/}$	0.0509	0.0696	0.0260	0.169
$/Y/$	3.091	3.170	4.767	2.747
$S_{/Y/}$	0.1632	0.1870	0.0736	0.166
Σr^2	0.4246	0.3223	0.1898	0.5028

L'équation (IV-3) permet, connaissant les triplets (σ, t_r, T) de tracer la variation de $\ln(\sigma^*/\sigma)$ en fonction de $\ln\theta$. Nous obtenons une droite d'équation (IV-3). Tous les matériaux étudiés présentent cette linéarité entre $\ln(\sigma^*/\sigma)$ et $\ln\theta$ (figures IV-2). L'équation (IV-6) a été utilisée pour tracer les variations de $\log\sigma$ en fonction de $\log t_r$ aux températures d'essai pour tous les matériaux (figures IV-3.) Les symboles représentent les points expérimentaux et les traits continus, les courbes correspondant aux équations (IV-3). L'examen de ces courbes montre une très bonne corrélation entre les points expérimentaux et les lois mathématiques ce qui permet de prévoir assez fidelement, le comportement du matériau à rupture.

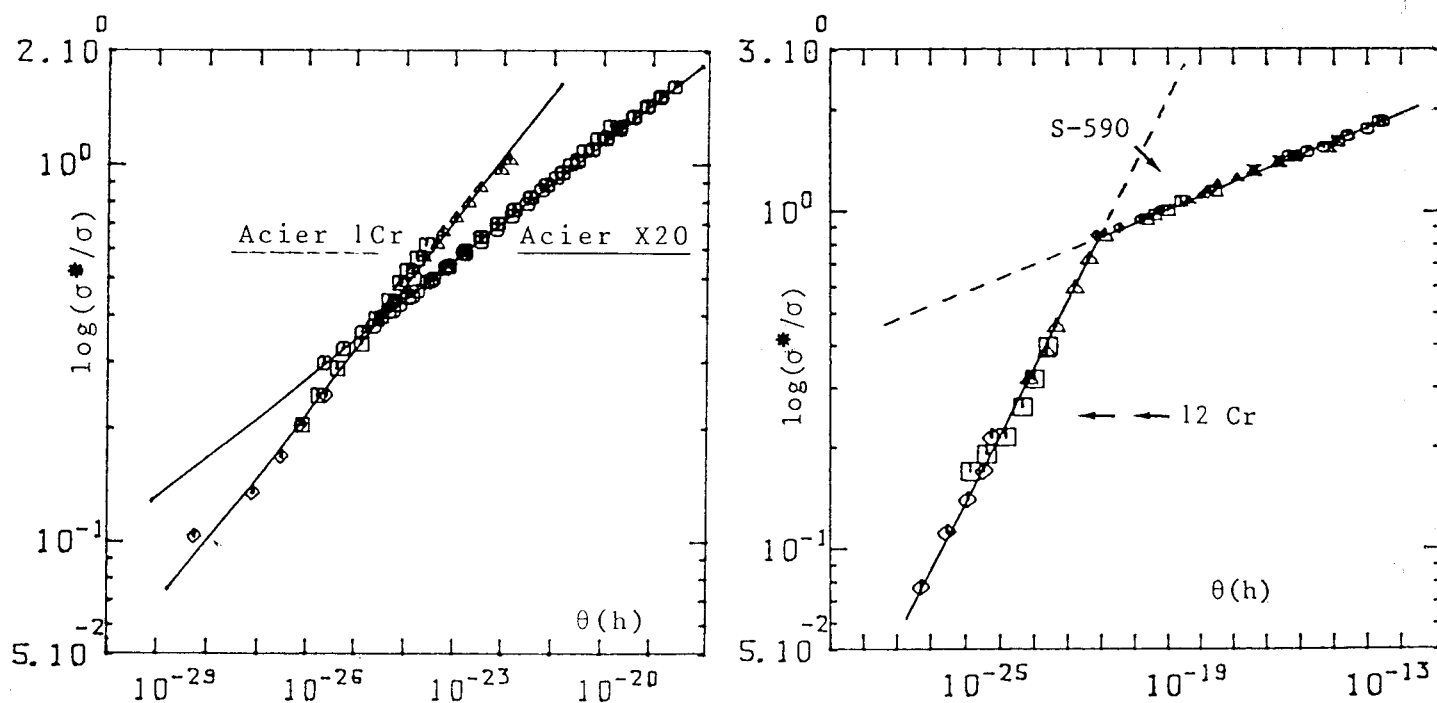
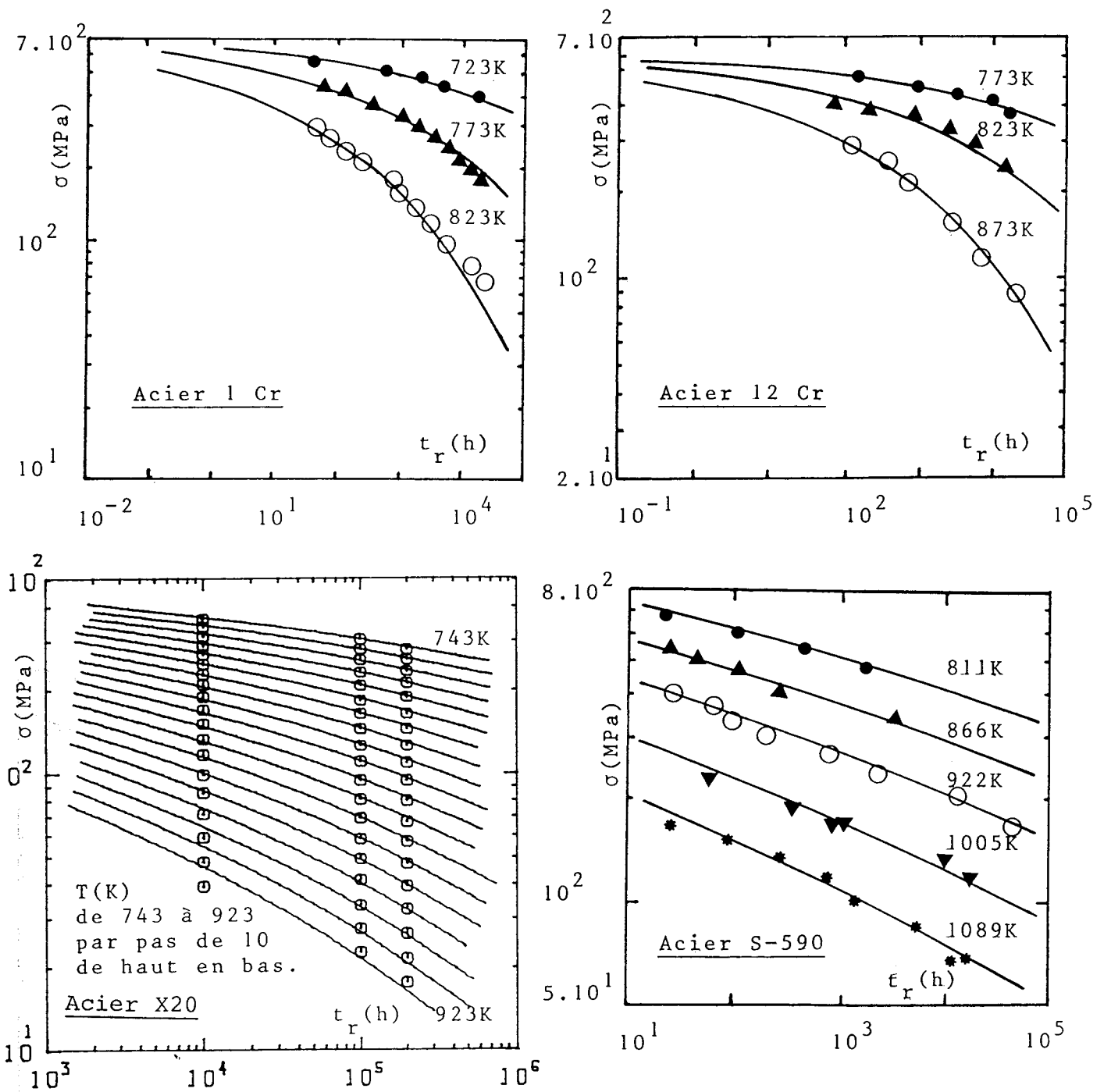


Figure IV-2: Variations de $\log\log(\sigma^*/\sigma)$ en fonction de $\log\theta$.



Figures IV-3: Variation de la contrainte en fonction du temps à la rupture: comparaison entre les résultats expérimentaux et les courbes déduites de l'équation de Hart.

IV-2 Généralisation de la méthode pour une description du fluage avant la rupture du matériau

La méthode présentée au paragraphe (IV-1) issue des travaux de Johnson et al [13], s'articule autour des paramètres de rupture tels que la contrainte et le temps de rupture. De la même manière, nous considérons les mécanismes de fluage avant la rupture afin de déterminer par exemple la contrainte provoquant une déformation donnée ϵ_x au bout d'un temps t_x .

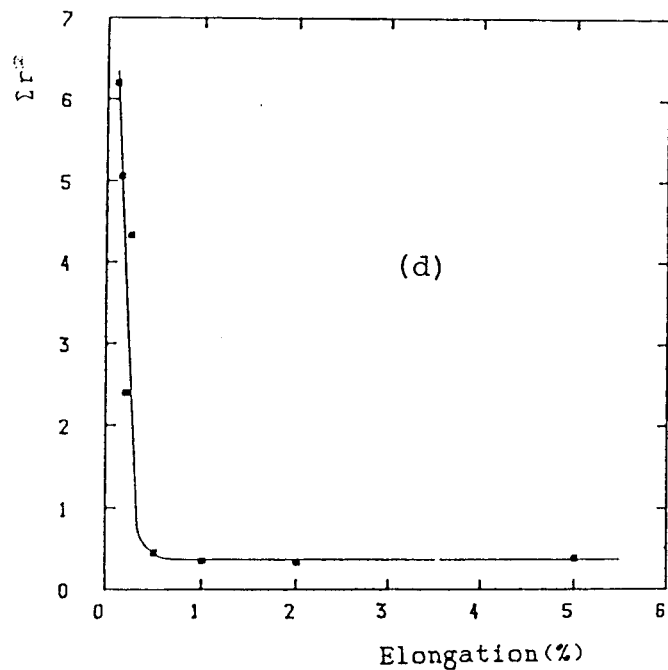
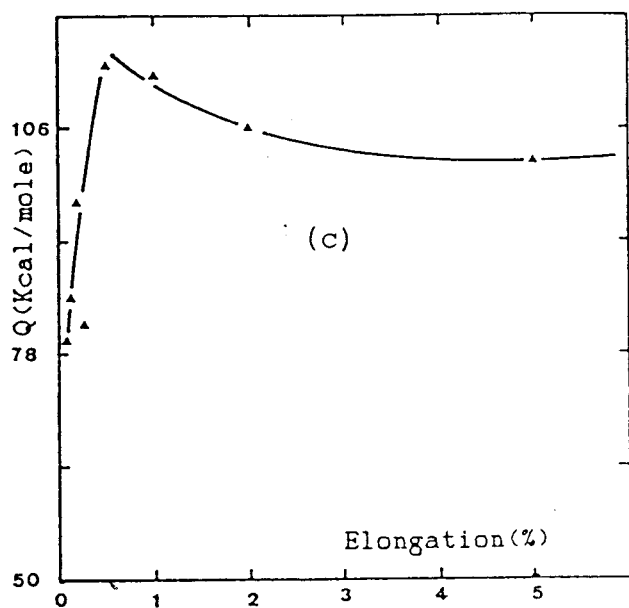
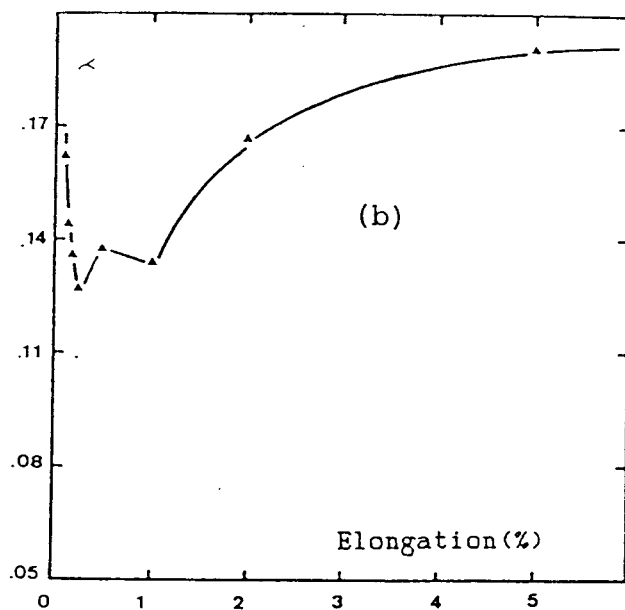
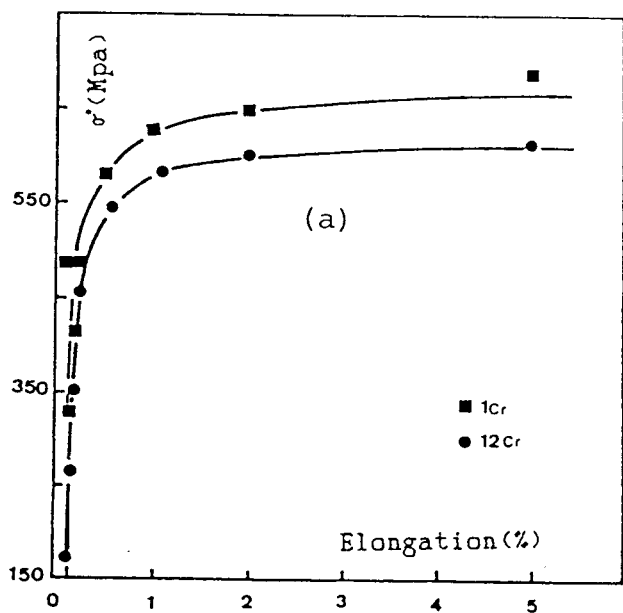
Nous pouvons alors réécrire le paramètre d'équivalence temps-température de la façon suivante :

$$\Theta' = t_x \exp(-Q/RT) \quad (\text{IV-10})$$

avec
$$t_x = \epsilon_x / \dot{\epsilon} \quad (\text{IV-11})$$

Le reste du calcul est inchangé. Par exemple pour l'acier 1Cr, on constate une stabilisation des paramètres σ^* , λ et Q ainsi qu'une diminution importante de la somme résiduelle des carrés à partir d'une déformation supérieure à $\epsilon_x=1\%$ (figure IV-4a,b,c). Pour les déformations inférieures la méthode n'est plus utilisable parce que la déformation initiale n'est plus négligeable par rapport à la déformation de fluage.

Les valeurs trouvées sont présentées dans le tableau (IV-3) pour l'acier 1Cr. La valeur de ces paramètres tend vers celle correspondant à la rupture. Il est alors possible de tracer les courbes maîtresses $\sigma=f(\Theta')$ correspondantes (figure IV-5).



Figures IV-4: Variation des paramètres σ^* (a), λ (b), Q(c) et Σr^2 (d) de l'équation IV-6 modifiée avec la déformation de fluage ϵ_x pour l'acier 12 Cr.

$\epsilon(\%)$	$\sigma^*(\text{MPa})$	λ	$Q(\text{Cal/mole})$	Σr^2
0.1	488	0.08	79646	6.2
0.15	330.8	0.149	84771	5.06
0.20	413.6	0.145	96456	2.39
0.25	485	0.160	81630	4.30
0.5	577.3	0.156	113683	0.459
1.0	638.6	0.160	112463	0.362
2.0	644.9	0.180	105753	0.342
5.0	687.9	0.181	101965	0.391
rupture	720.7	0.160	99287	0.017

Tableau IV-3 : Valeurs des constantes σ^* , λ et Q pour différents taux de déformation ϵ_x (acier 1Cr).

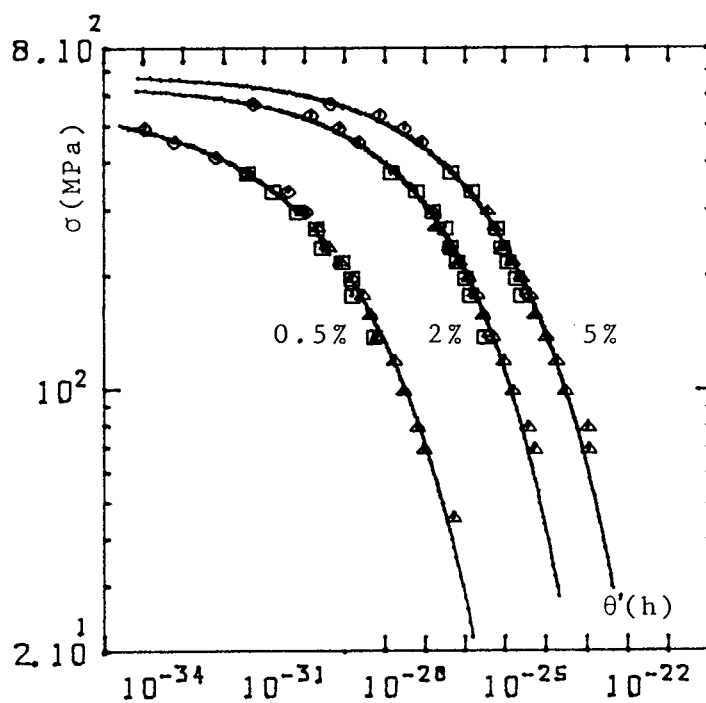


Figure IV-5: Courbes maîtresses $\sigma(\theta)$ relatives à $\epsilon=0.5, 2,$ et 5% pour l'acier 1Cr.

Ces courbes doivent pouvoir prédire le taux de déformation produit par une contrainte donnée connaissant la température d'essai.

Pour l'acier X20, on obtient aussi des résultats satisfaisants pour une déformation de 1%. On trouve $\sigma^* = 758.2$ Mpa ; $\lambda = 0.09$; $Q = 104321$ cal/mole ; $\Sigma r^2 = 0.137$. Nous avons représenté sur la figure (IV-6), les courbes maîtresses à la rupture et pour une déformation de 1%.

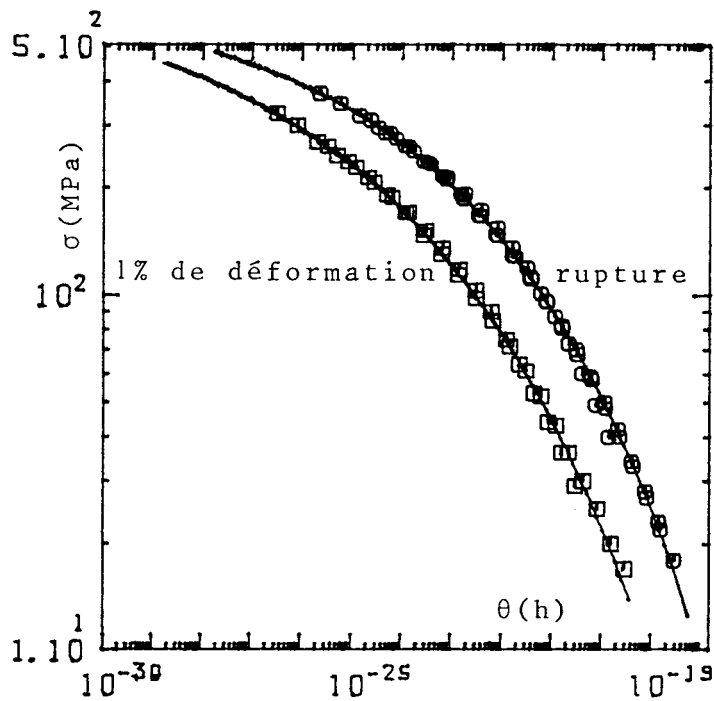


Figure IV-12 : Courbes maîtresses pour l'acier X20, essais jusqu'à la rupture et jusqu'à un taux de déformation de 1%.

IV-3 Comparaison avec les méthodes paramétriques classiques

Ces méthodes reposent sur le paramètre P d'équivalence temps-température. Les valeurs interpolées et extrapolées

s'obtiennent à partir d'une courbe maîtresse $\sigma(P)$ de la forme :

$$P = a_0 + a_1 \log \sigma + a_2 (\log \sigma)^2 + \dots + a_n (\log \sigma)^n \quad (\text{IV-12})$$

Les coefficients a_i sont calculés par regression linéaire d'ordre n .

Cela entraîne des inconvénients supplémentaires :

* Le premier inconvénient est que les a_i sont supposés arbitrairement constants et ne sont pas liés aux propriétés du matériau.

* Le deuxième inconvénient est visible sur la figure (IV-7) relative à l'acier 12 Cr :

- si le degré du polynôme est faible, la corrélation est mauvaise.

- si le degré est élevé l'extrapolation est impossible à cause des points de régression.

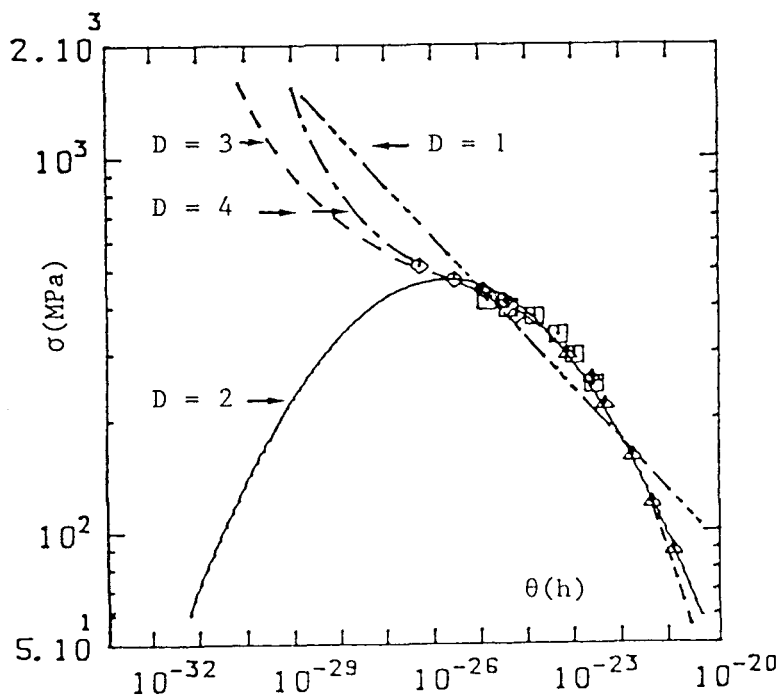
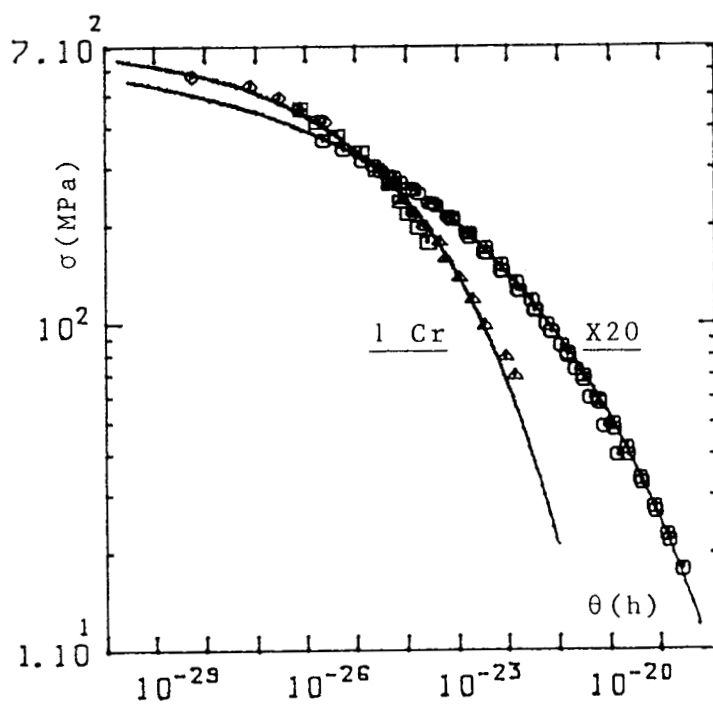
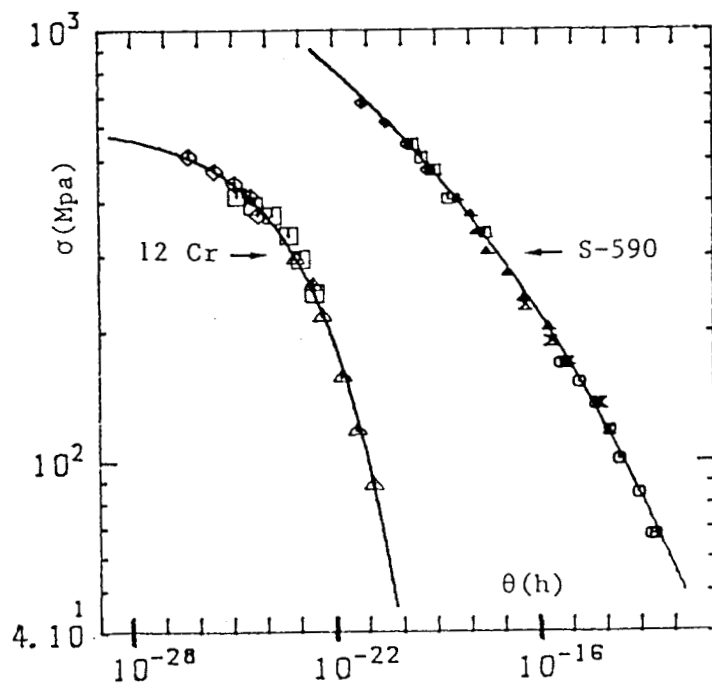
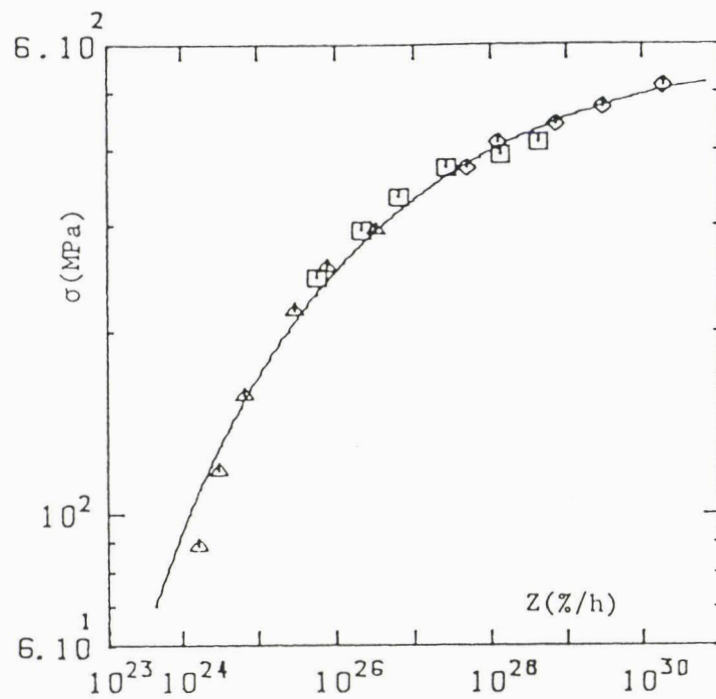


Figure IV-7: Ajustement des points expérimentaux sous forme polynomiale pour l'acier 12 Cr.

Ces inconvénients n'existent pas avec la démarche que nous avons utilisée (figure IV-8).



Figures IV-8a : Ajustements des points expérimentaux selon la méthode de Jonshon [13] .



Figures 8b : Ajustements des points expérimentaux selon notre méthode $\log\sigma$ - $\log Z$.

Les résultats en fluage sur l'alliage S-590 ont servi à Goldoff [30] et Richard [31] pour prédire le temps à la rupture à l'aide des méthodes paramétriques de Larson-Miller (L.M), Manson-Harfeld (M.H) et Sherby-Dorn (S.D). Nous comparons dans le tableau (IV-4) ces prédictions avec celles de ce travail (C.T) utilisant les équations (IV-3) et (IV-6).

	L.M	M.H	S.D	CT
σ_r (MPa)	282	282	282	281
Téq.(K)	915	921	915	917
Q(Cal/mole)	/	/	85500	84000

Tableau IV-4 : Comparaison des différentes méthodes paramétriques $\sigma_{rupt.}$ pour $T=833K$, $t_r=100000h$ et température équivalente pour la même $\sigma_{rupt.}$ mais $t=1000h$, (alliage S-590).

Par exemple, pour une température de 833K la contrainte entraînant la rupture au bout de 100000 heures est de 281MPa, et la température pour laquelle on aurait la même contrainte à la rupture pour une durée de 1000 heures est de 917K. Ces résultats sont tout à fait comparables à ceux obtenus par d'autres méthodes paramétriques [50].

L'énergie d'activation apparente de 84Kcal/mole est voisine de celle obtenue avec le paramètre de Sherby-Dorn (85.5Kcal/mole [30,31]) et de l'énergie d'autodiffusion. Viswanathan [77] a trouvé une valeur moyenne d'environ 90Kcal/mole pour cette classe d'acier.

Un autre avantage est que nous connaissons également les équations des courbes $\sigma(\theta)$ et $\sigma(t_r)$ alors qu'avec les autres méthodes paramétriques, ces équations ne sont qu'approchées sous forme polynômiale.

De ce point de vue la méthode de Hart est donc plus intéressante que les méthodes paramétriques classiques.

IV-4 Influence du traitement thermique

Nous discuterons ce point à partir des points expérimentaux de la référence [37] du chapitre III, une partie de nos résultats a fait l'objet d'une communication aux journées métallurgiques d'automne [42]. Le matériau a subi deux traitements thermiques différents correspondant à des résistances à la rupture comprise entre 800 et 950 MPa (traitement A) et entre 900 et 1050 MPa (traitement B).

Pour chaque traitement thermique, nous appliquons la méthode

décrite plus haut. Le tableau (IV-5) présente les valeurs des coefficients trouvés.

	σ^* (MPa)	λ	Q(Cal/mole)	Coeff. corr.
Traitement A	755	0.11	112520	0.9995
Traitement B	780	0.13	104980	0.9998

Tableau IV-5 : valeurs des paramètres de regression pour deux traitements thermiques différents pour l'acier X22 [37].

Les coefficients de corrélation sont excellents dans les deux cas et la corrélation avec les points expérimentaux est très bonne comme le montre la figure (IV-9).

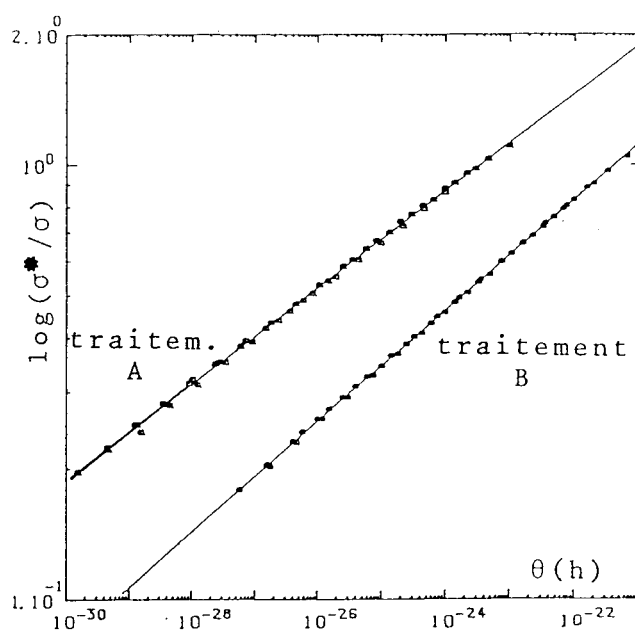


Figure IV-9 : Droites $\log\log(\sigma^*/\sigma)$ en fonction de $\log\theta$ pour deux traitements thermiques différents de l'acier X22 [37].

L'étude complète décrite au précédent paragraphe peut ainsi être faite et arriver jusqu'aux courbes maîtresses (figure IV-10).

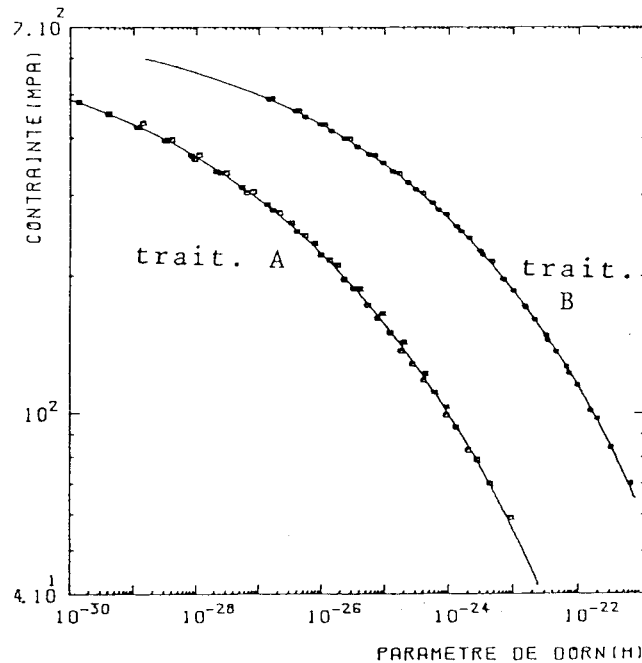


Figure IV-10 : courbes maîtresses $\log \sigma$ en fonction de $\log \theta$ pour deux traitements thermiques différents de l'acier X22 [37].

On observe un décalage entre les deux courbes maîtresses. Ce décalage est dû à une consolidation différente du matériau dans les deux cas. Ce dernier oppose donc une résistance à la rupture différente selon qu'il a subi le traitement thermique A, ou le traitement thermique B. Cette résistance à la rupture varie dans un rapport 1.078.

Il est alors possible de tracer une courbe maîtresse unique correspondant à la rupture pour ces deux états structuraux en prenant un rapport des constantes σ^* également de 1.078 (figure IV-11).

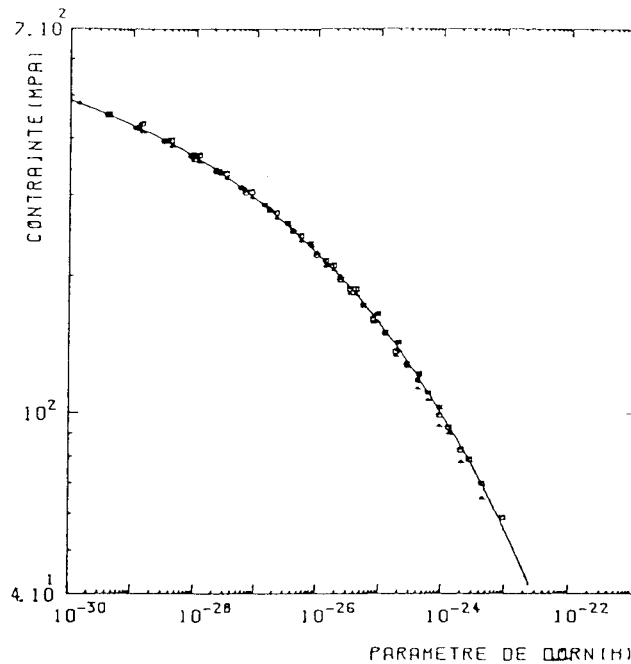


Figure IV-11: courbe maîtresse unique pour deux traitements thermiques différents de l'acier X22 [37].

IV-5 Utilisation du paramètre de Zener-Hollomon en fluage secondaire

IV-5-1 Méthode

La méthode proposée par Johnson et al [13] permet de tracer les courbes maîtresses de fluage à rupture en combinant les équations de Hart et le paramètre de Dorn.

Cette méthode ayant donné satisfaction, nous l'adaptions pour décrire les essais en terme de contrainte-vitesse de fluage secondaire. La démarche utilisée est la même que celle décrite précédemment. Cependant le nombre d'expériences à effectuer serait assez grand puisqu'une courbe de fluage ne donne qu'un doublet ($\sigma - \dot{\epsilon}_{ss}$). Pour palier cet inconvénient, nous proposons [42,58] d'introduire le paramètre de Zener-Hollomon :

$$Z = \dot{\epsilon} \exp(Q/RT) \quad (IV-13)$$

Reprenons les équations de Hart du chapitre II

$$(\dot{\epsilon}^*/\dot{\epsilon})^\lambda = \ln(\sigma^*/\sigma) \quad (II-12)$$

$$\dot{\epsilon}^* = (\sigma^*/G)^m f \exp(-Q/RT) \quad (II-13)$$

Les symboles ont leur signification habituelle.

Remplaçons (II-13) dans (II-12), on obtient :

$$[(\sigma^*/G)^m f \exp(-Q/RT)/\dot{\epsilon}]^\lambda = \ln(\sigma^*/\sigma) \quad (IV-14)$$

$$[(\sigma^*/G)^m f]/(\dot{\epsilon} \exp(Q/RT))^\lambda = \ln(\sigma^*/\sigma) \quad (IV-14')$$

soit $[K/Z]^\lambda = \ln(\sigma^*/\sigma) \quad (IV-15)$

avec $K = (\sigma^*/G)^m f ; Z = \dot{\epsilon} \exp(Q/RT) \quad (IV-15')$

Z étant le paramètre de Zener Hollomon.

L'équation (IV-15) peut encore s'écrire :

$$\lambda \ln(K/Z) = \ln \ln(\sigma^*/\sigma) \quad (IV-16)$$

$$\lambda \ln K - \lambda \ln Z = \ln \ln(\sigma^*/\sigma) \quad (IV-16')$$

c'est à dire : $\ln Z = \ln K - (1/\lambda) \ln \ln(\sigma^*/\sigma) \quad (IV-17)$

On devrait avoir une droite de pente $-\lambda$ en traçant $\ln \ln(\sigma^*/\sigma)$ en fonction de $\ln Z$ si la corrélation s'avérait bonne.

On peut déterminer d'une manière simple, les constantes σ^* , Q et λ qui interviennent dans ces équations.

En effet, si l'on remplace Z par son expression (IV-13) dans l'équation (IV-17), on a :

$$\ln[(\dot{\epsilon} \exp(Q/RT))] = \ln K - 1/\lambda \ln \ln(\sigma^*/\sigma) \quad (IV-18)$$

$$\ln \dot{\epsilon} = \ln K - Q/RT - (1/\lambda) \ln \ln(\sigma^*/\sigma) \quad (IV-19)$$

Soit en convertissant en logarithme décimal.

$$\log \dot{\epsilon} = \log K - Q/2.3RT - 1/\lambda \log \log(\sigma^*/\sigma) - (1/\lambda) \log 2.303 \quad (IV-20)$$

Cette équation peut se mettre sous la forme :

$$\log \dot{\epsilon} = C(1) + C(2)/T + C(3) \log \log(\sigma^*/\sigma) \quad (IV-21)$$

$$\begin{aligned}
 \text{avec} \quad C(1) &= \log K - (1/\lambda)\log 2.303 \\
 C(2) &= -Q/2.303 R \\
 C(3) &= -1/\lambda
 \end{aligned}
 \tag{IV-22}$$

On peut alors faire une régression linéaire multiple avec trois paramètres ($\sigma, \dot{\epsilon}, T$).

IV-5-2 Application à l'extrusion du zinc

L'application de cette démarche aux essais de Gagnon et Jonas [34] nous a donné les résultats suivants :

$$\sigma^* = 303.2 \text{ Mpa} ; \lambda = 0.072 ; Q = 26679 \text{ Cal/mole} ; \Sigma_r^2 = 0.08.$$

La somme résiduelle des carrés très faible confirme la très bonne coïncidence entre les points expérimentaux et les courbes théoriques (figure IV-12 a,b,c).

L'énergie d'activation de 26.7 Kcal/mole correspond à celle obtenue par la loi sinus hyperbolique (28/Kcal/mole [34]) et est voisine de celle d'autodiffusion (22.4 Kcal/mole [43]).

Cette méthode est préférable à celle qui consiste à tracer une courbe maîtresse pour chaque température puis à les superposer par translation [4] car nous pouvons effectuer la régression linéaire avec l'ensemble des points expérimentaux.

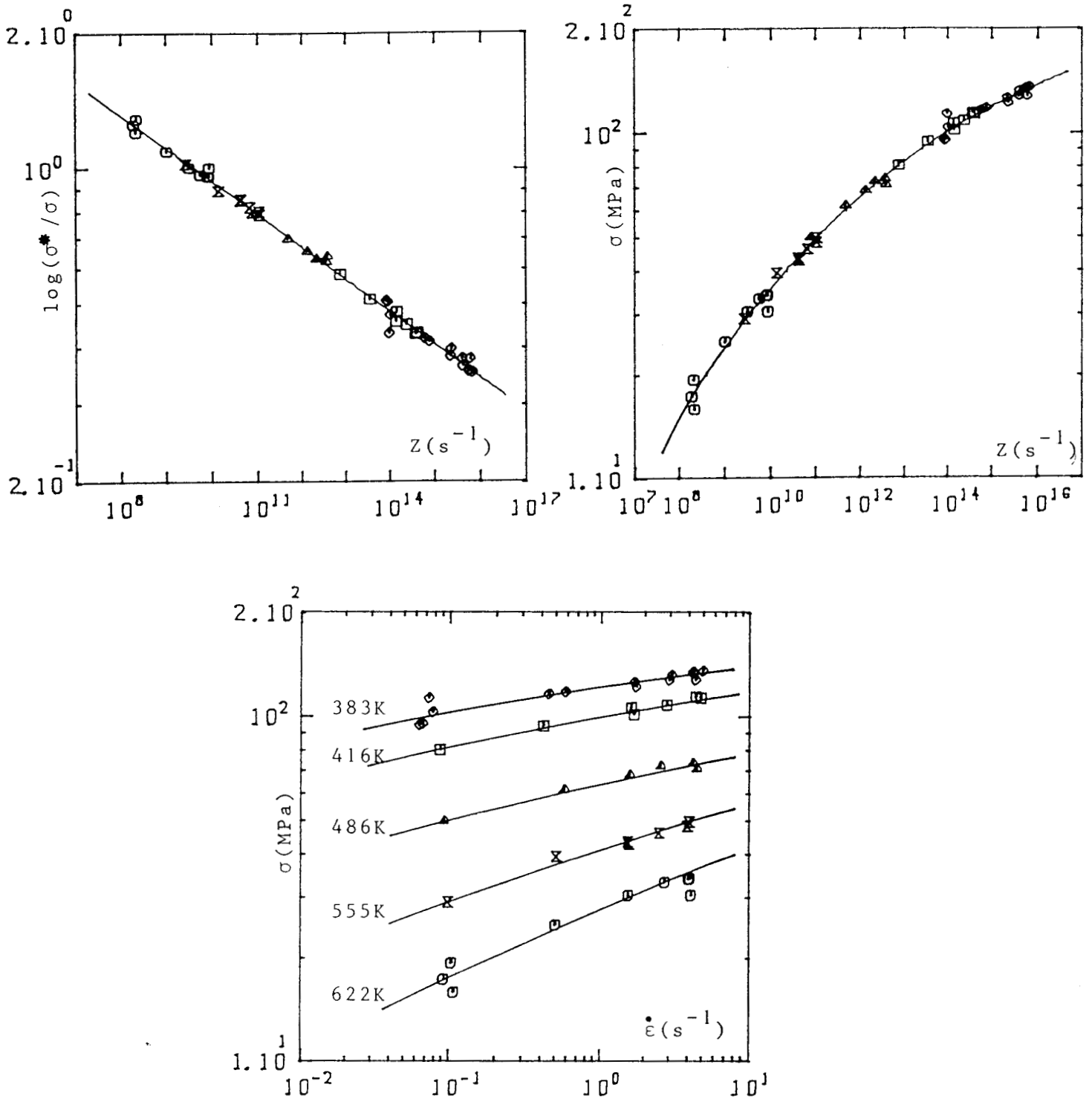


Figure IV-18: Extrusion du zinc[34]: Les paramètres σ^* , λ et Q obtenu à partir de (a) permettent de tracer la variation de la contrainte avec $\log Z$ (b) ou avec $\log \dot{\epsilon}$ pour différentes températures (c).

IV-5-3 Application à un alliage de zinc

Pour un alliage Zn-0.59Cu-0.19Ti [35], nous avons appliqué:

- la méthode graphique de Hart (cf chapitre III),
 - la méthode de Johnson et al (cf IV-1-1),
 - la loi puissance (cf IV-7),
 - la loi sinus hyperbolique (cf IV-9),
 - notre généralisation sur des résultats avant la rupture, (cf IV-2). Les résultats du tableau (IV-6) correspondent à un taux de déformation de 1% (ce travail.2),
 - notre méthode sur le fluage secondaire (cf IV-5); (ce travail.1).
- Les constantes σ^* , Q et λ pour les différentes représentations correspondant aux courbes maîtresses (figure (IV-7) et (IV-13)) sont cohérentes (tableau IV-6).

	Hart	Ce travail.1	Johnson	Ce Travail.2
$\sigma^*(\text{MPa})$	/	226	258	196
λ	/	0.068	0.061	0.082
$Q(\text{Kcal/mole})$	26.0	25.7	25.5	25.7

Tableau IV-6 : Comparaison des valeurs de σ^* , λ et Q obtenues par différentes méthodes pour un alliage de zinc [35].

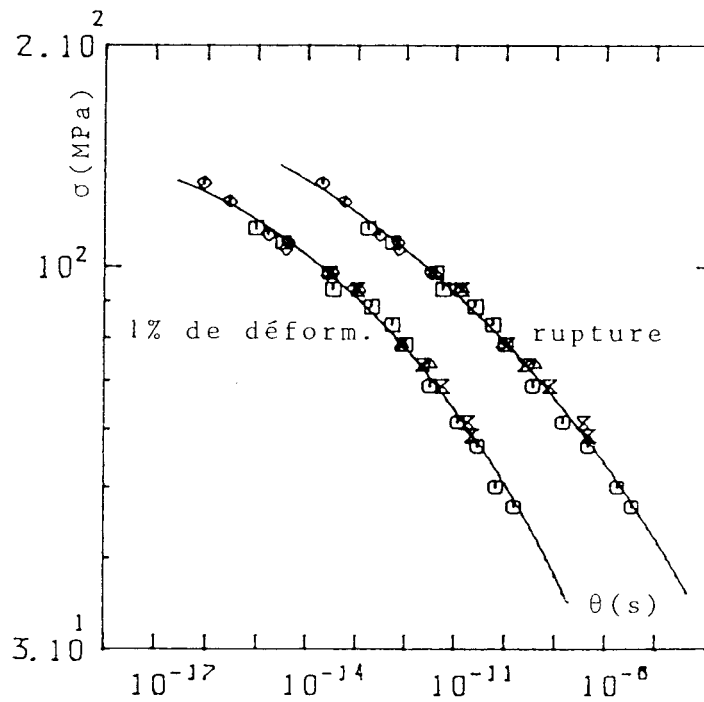
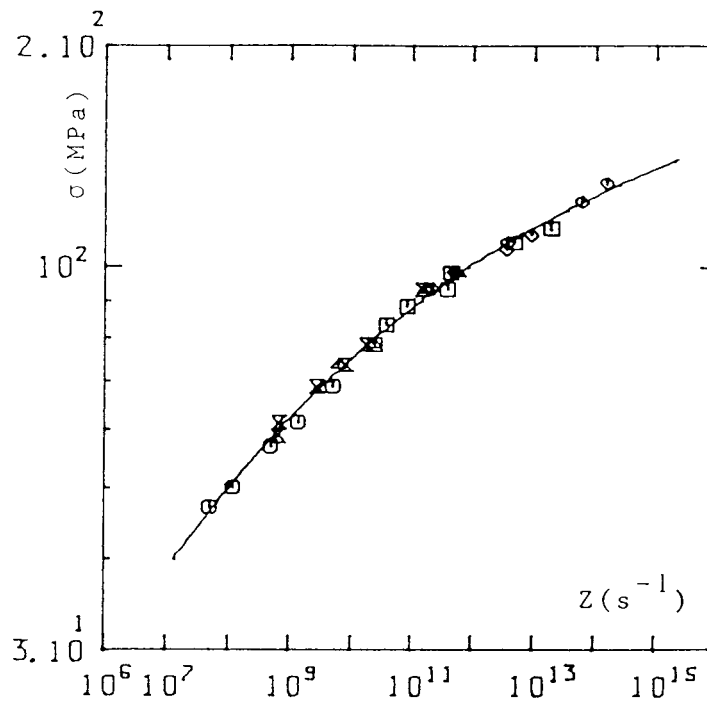


Figure IV-13 : Utilisation des paramètres de Zener-Hollomon (a), Dorn à la rupture, et Dorn pour une déformation de 1% (b); (alliage de zinc [35]).

IV-6 Relation contrainte d'écoulement-vitesse de déformation en torsion à chaud pour des aciers inoxydables.

IV-6-1 *Méthode*

La méthode de Hart ayant donné satisfaction pour décrire et prévoir le comportement de différents matériaux en fluage et relaxation, nous extrapolons ce formalisme aux essais de torsion à chaud [54]. C'est une démarche originale puisque jusqu'à présent ces essais ont toujours été analysés avec des méthodes classiques. Nous utilisons les résultats d'essais effectués au centre de recherches d'Ugine-Savoie sur deux nuances d'aciers inoxydables Z2 CN19-11 et Z6 C17. Le procédé théorique utilisé est présenté au paragraphe (IV-5) .

Nous constatons sur les figures IV-14a,b que la variation de la somme résiduelle des carrés (Σr^2) avec σ^* possède un minimum nettement marqué. Pour celui-ci correspondent les valeurs de C(1), C(2), C(3), Q et λ notées dans le tableau (IV-7).

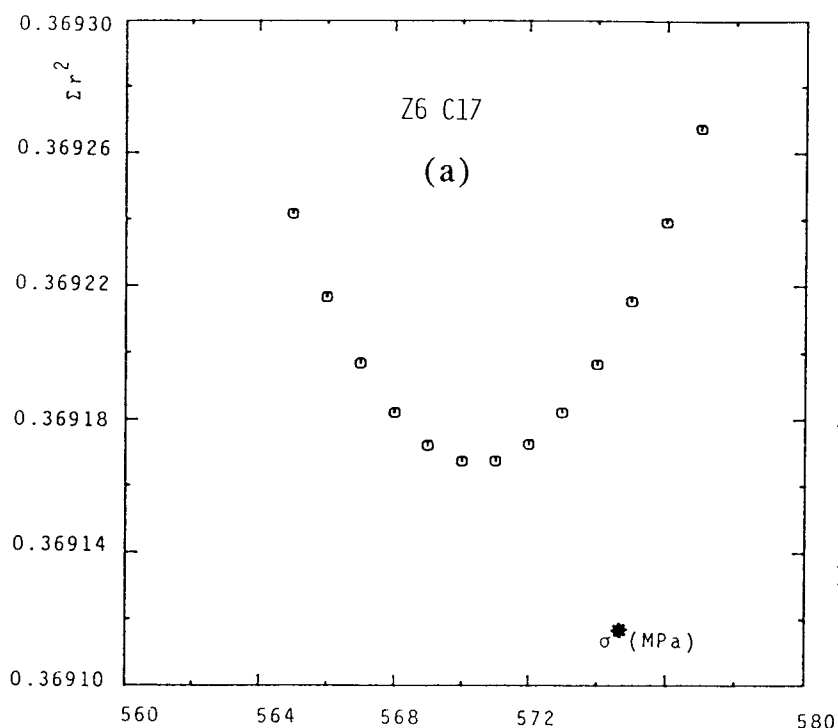
Nuance	σ^* (MPa)	C(1)	C(2)	C(3)	Σr^2	Q (Cal/mole)	λ (10 ⁻²)
Z2CN19-11	695	16.12	-24730	-13.21	0.14	113000	7.60
Z2CN19-11*	632	15.86	-24589	-12.15	0.13	112400	8.20
Z2CN19-11**	758	15.82	-24141	-14.14	0.10	110300	7.00
Z6C17	570	15.47	-21278	-12.39	0.37	97250	8.00
Z6C17***	540	14.76	-20500	-11.61	0.31	93700	8.60

Tableau IV-7: Coefficients de régression pour les deux aciers.

* Z2CN19-11 sans les points relatifs à T=1573 K

** Z2CN19-11 sans les points relatifs à T=1573 et 1473 K

***Z6C17 sans les points relatifs à T=1473 K



Figures IV-14: Variations de la somme résiduelle des carrés (Σr^2) en fonction de σ^* pour les deux aciers inoxydables.

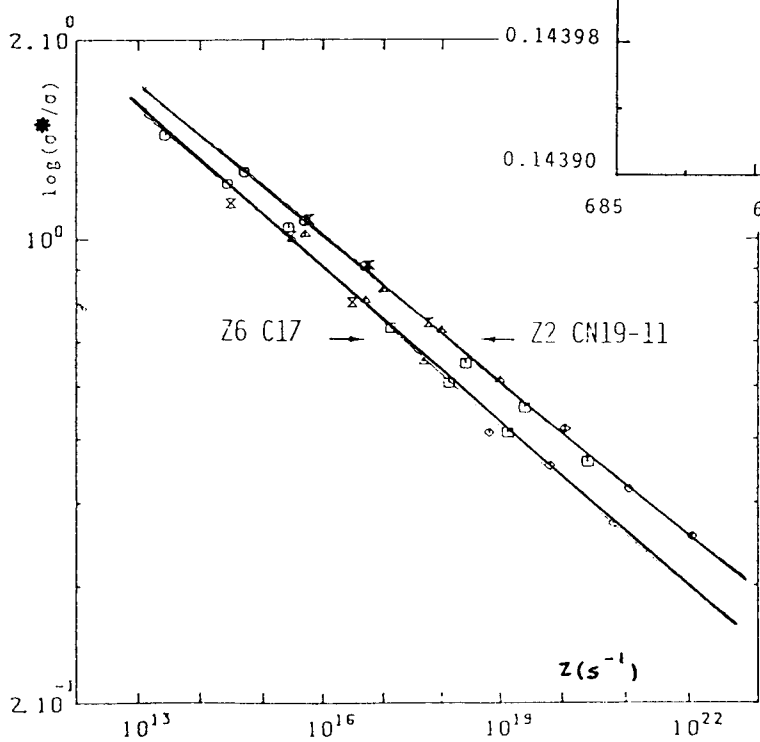
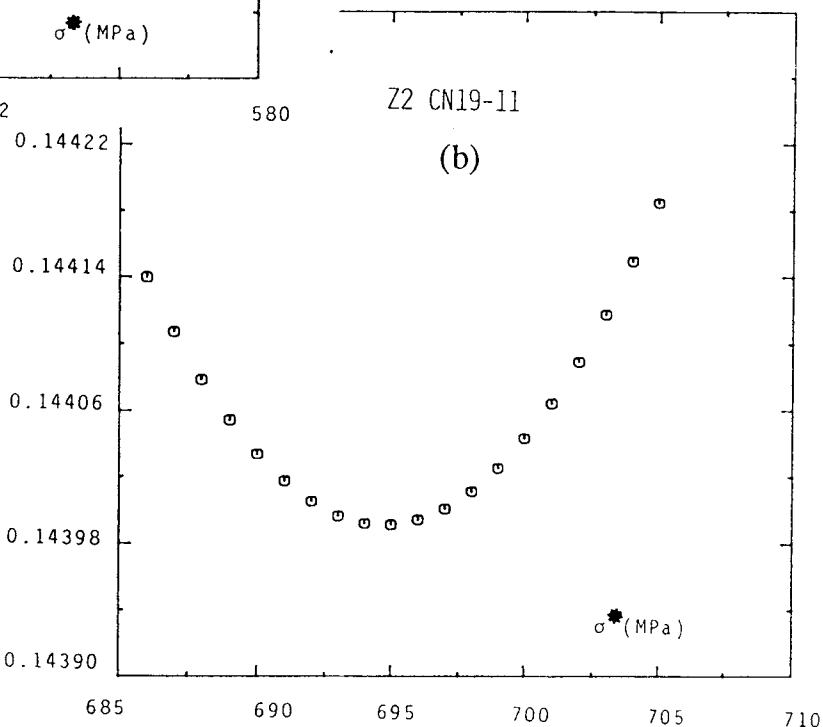


Figure IV-15: Droites $\log\log(\sigma^*/\sigma)$ en fonction de $\log Z$ pour les deux aciers inoxydables.

Pour ces paramètres l'équation (IV-21) est représentée sur la figure (IV-15). Nous observons que $\log\log(\sigma^*/\sigma)$ varie bien de façon linéaire avec $\log Z$. Cela n'est pas uniquement dû à l'effet d'écrasement de la relation "loglog" puisque si nous représentons $\log\sigma$ en fonction de $\log Z$ (figure IV-16a,b) ou $\log\sigma$ en fonction de $\log\dot{\epsilon}$ pour différentes températures (figures IV-17a,b), l'accord entre les points expérimentaux et les courbes théoriques est toujours très bon.

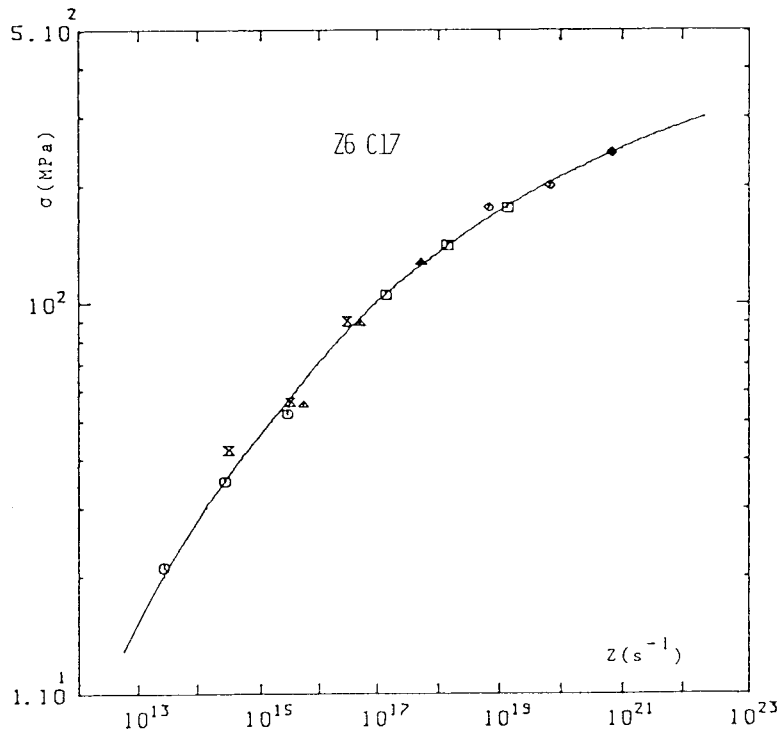


Figure IV-16a: Courbe maîtresse $\log\sigma$ - $\log Z$ pour l'acier inoxydable Z6 C17.

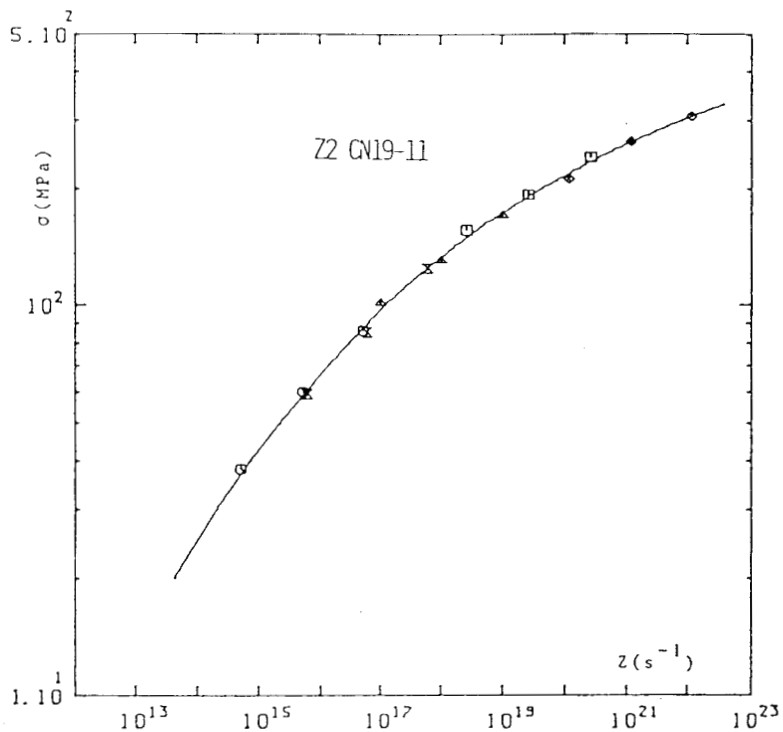
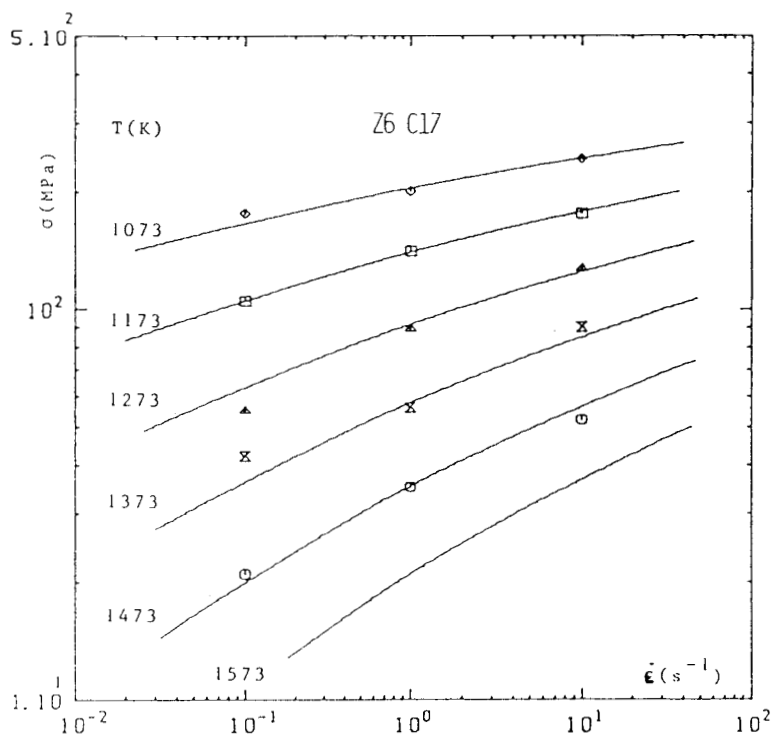
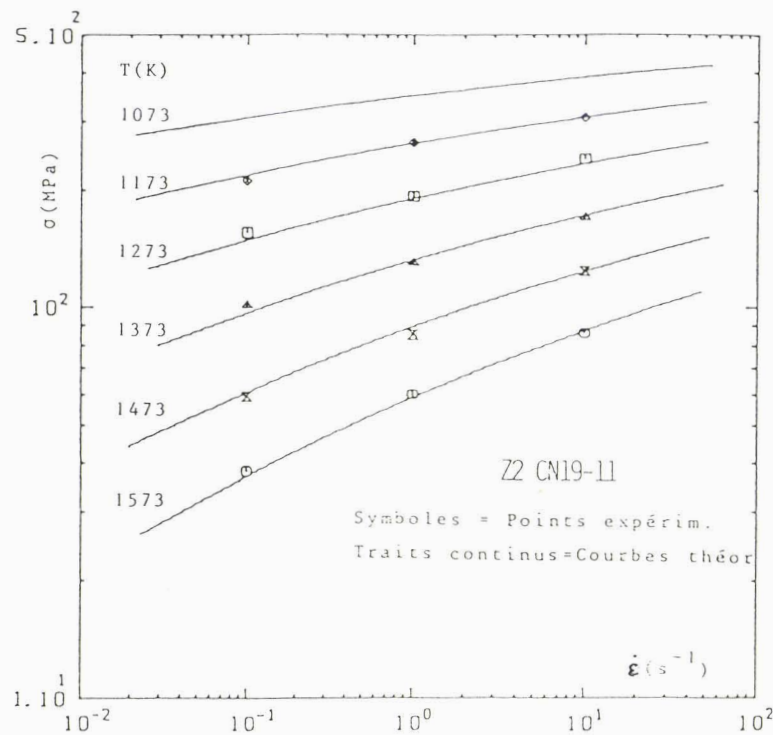


Figure IV-16b: Courbe maîtresse $\log \sigma - \log Z$ pour l'acier inoxydable Z2 CN19-11.



Figures IV-17a: Variation de la vitesse de déformation en fonction de la contrainte pour l'acier inoxydable Z6 C17.



Figures IV-17b: Variation de la vitesse de déformation en fonction de la contrainte pour l'acier inoxydable Z2 CN9-11.

Ces représentations sont semblables à celles obtenues à l'aide de la loi sinus hyperbolique (figure IV-18) mais offrent les avantages suivants:

- 1- Le nombre de paramètre n'est que de trois,
- 2- Ces paramètres ont une signification physique,
- 3- Nous connaissons l'équation reliant la contrainte à la vitesse de déformation et à la température, ce qui nous permet de tracer les courbes théoriques alors que dans les méthodes paramétriques classiques, les ajustements sont obtenus sous forme polynômiale et ne se prêtent pas à l'extrapolation à cause de l'existence des points de rebroussement (cf. paragraphe IV-3).



IV-6-2 Utilisation de la méthode pour l'extrapolation

Nous avons recommencé le travail en supprimant les données relatives à la température la plus élevée, puis les deux températures les plus élevées. Les coefficients $C(i)$ sont reportés dans le tableau (IV-7). Nous constatons que les valeurs prévues pour σ sont voisines des valeurs expérimentales (Tableau IV-8).

Nuance	$\dot{\epsilon}$ (s ⁻¹)	Température (K)						
		1073	1173	1273	1373	1473	1573	
Z2CN19-11	0.1		219	149	97	61	37	
	1		264	191	133	89	59	
	10		307	234	173	124	87	
Z2CN19-11*	0.1						35	
	1		Valeurs extrapolées			{		57
	10						87	
Z2CN19-11**	0.1					64	40	
	1		Valeurs extrapolées			{	93	63
	10					127	92	
Z6C17	0.1	166	105	63	36	20		
	1	205	140	92	58	35		
	10	243	178	125	85	56		
Z6C17***	0.1					20		
	1		Valeurs extrapolées			{	35	
	10					58		

Tableau IV-8: Valeurs de σ (MPa) obtenues par extrapolation

* Z2CN19-11 sans les points relatifs à T=1573 K

** Z2CN19-11 sans les points relatifs à T=1573 et 1473 K

***Z6C17 sans les points relatifs à T=1473 K

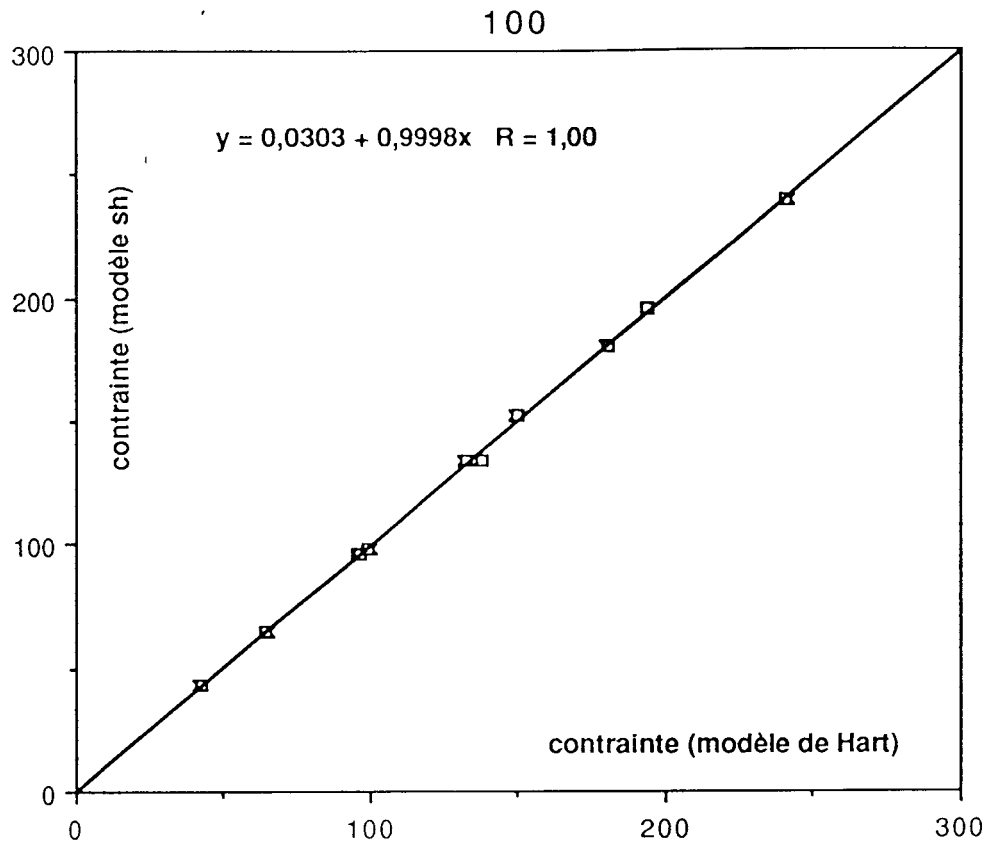


Figure IV-18: Comparaison des résultats d'interpolation obtenus par la méthode de Hart et par la loi sinus hyperbolique.

IV-6-3 Comparaison avec les méthodes classiques

Le comportement des matériaux sollicités à hautes températures et à vitesse de déformation constante, peut être décrit par des lois de type exponentiel ou sinus hyperbolique. Le lecteur intéressé pourra se reporter sur la référence [55] pour plus de détails. Les résultats obtenus sont comparés dans le tableau (IV-9). Nous constatons, pour ces trois méthodes, un très bon accord entre les valeurs expérimentales de la contrainte et celles correspondant aux modèles. De même les énergies d'activation sont très voisines.

$\dot{\epsilon}$	σ	TEMPERATURE(K)										
		1073	1173	1273	1373	1473	1173	1273	1373	1473	1573	
s-1	MPa											
0,1	exp	176	105	55	42	21	211	156	101	59	38	
	sinh.	168	107	63	36	21	219	149	96	60	38	
	Hart	166	105	63	36	20	219	149	97	61	37	
1	exp	200	141	89	56	35	264	193	130	85	60	
	sinh	204	141	92	57	36	263	191	133	88	58	
	Hart	205	140	92	58	35	264	191	133	89	59	
10	exp	242	176	127	90	52	306	240	170	124	86	
	sinh	241	177	125	103	60	306	234	173	124	86	
	Hart	243	178	125	85	56	307	224	173	124	87	
		Z6 C17					Z2 CN 19-11					
Q	sinh cal/mole Hart	100100 97250					113800 113000					

Tableau IV-9: Comparaison des valeurs de σ (MPa) obtenues par les lois classiques avec celles obtenues par les lois de Hart.

IV-7 Utilisation avec les lois semi-empiriques décrivant le fluage à faible contrainte

IV-7-1 Méthode

Le fluage à faible contrainte a fait l'objet d'une large étude théorique. Plusieurs formes mathématiques empiriques ou semi empiriques ont été proposées pour décrire les mécanismes de fluage à faible contrainte. Pour la plupart des solides, ces équations sont de type puissance. Nous pouvons citer par exemple les lois proposées chronologiquement par les auteurs suivants :

- Mc Lean et Hale [49] en 1961.

$$Z = A (\sigma/G)^n \quad (\text{IV-23})$$

- Sherby et Burke [51] en 1967

$$\dot{\epsilon}/D = B(\sigma/t)^n \quad (\text{IV-24})$$

- Mukherjee, Bird et Dorn [52] en 1969

$$\dot{\epsilon}KT/DGb = C(\sigma/G)^n \quad (\text{IV-25})$$

Dans les relations (IV-23) à (IV-25) A, B, C et n sont des constantes, G le module de cisaillement ; E le module d'young, D le coefficient d'autodiffusion, K la constante de Boltzmann et b le vecteur de Burghers.

La relation (IV-25) encore appelée relation de Dorn est la plus utilisée actuellement pour représenter les données de fluage à faible contrainte.

Notre analyse permet d'élargir l'interprétation de la relation (IV-25) et de montrer que celle-ci est équivalente à l'équation mécanique d'état plastique (II-12) proposée par Hart. Récrivons (IV-25) sous la forme :

$$\dot{\epsilon}/(DGb/KT) = C(\sigma/G)^n \quad (\text{IV-26})$$

Posons : $\dot{\epsilon}^* = DGb/KT \quad (\text{IV-27})$

Avec $D = D_0 \exp(-Q_D/KT) \quad (\text{IV-28})$

En combinant (IV-26) et (IV-27) on a:

$$\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}^* = C(\sigma/G)^n \quad (\text{IV-29})$$

$$(\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}^*)^{1/n} = C^{1/n} \sigma/G \quad (\text{IV-30})$$

$$(\dot{\epsilon}^*/\dot{\epsilon})^{-1/n} = C^{1/n} \sigma/G \quad (\text{IV-31})$$

La comparaison de (IV-31) et (II-12) conduit à l'égalité suivante:

$$\ln(\sigma^*/\sigma) = C^{1/n} \sigma/G \quad (\text{IV-32})$$

avec $\lambda n = -1 \quad (\text{IV-33})$

(IV-30) peut encore s'inscrire :

$$\begin{aligned} \ln \ln(\sigma^*/\sigma) &= (1/n) \ln C + \ln \sigma - \ln \dot{\epsilon} \\ &= (1/n) \ln C - \ln \dot{\epsilon} + \ln \sigma \end{aligned} \quad (\text{IV-34})$$

Soit $\ln \ln(\sigma^*/\sigma) = d_0 + d_1 \ln \sigma$ (IV-35)

Si le tracé de $\ln \ln(\sigma^*/\sigma) = f(\ln \sigma)$ est une droite de pente $d_1 = 1$ on peut alors affirmer que (IV-25) est équivalente à (II-12) avec toute fois $\lambda n = -1$.

IV-7-2 Résultats

Avec les essais sur le Zn-0.2Cu [35] on trouve pour $\sigma^* = 225 \text{ Mpa}$ (même valeur que celle trouvée par ailleurs en optimisant $\ln \dot{\epsilon} = B_1 + B_2/T + B_3 \ln \ln(\sigma^*/\sigma)$) une pente $P = 1$ avec un coefficient de corrélation égale à 0.98.

La seule restriction imposée pour l'application de la relation (IV-35) est que le matériau obeïsse à une loi de fluage de type puissance. En particulier pour les aciers au chrome que nous avons étudiés, cette relation n'est pas vérifiée. Ce résultat confirme le choix d'un autre type de loi pour ces matériaux.

IV-8 Corrélation avec les lois d'évolutions classiques

IV-8-1 Etablissement de l'équation phénoménologique

L'équation mécanique d'état de Hart offre une bonne base de description des phénomènes d'écoulement à haute température au même titre que les lois classiques. De ce fait on peut rechercher des correspondances éventuelles entre la loi de Hart d'une part et les lois classiques d'autre part.

Les différents phénomènes de déformations qui nous

interessent ont été expliqués au chapitre II.

Nous rappelons ici les équations pouvant décrire ces mécanismes

- équation de Hart dans le domaine des hautes températures homologues :

$$\ln(\sigma^*/\sigma) = (\dot{\epsilon}^*/\dot{\epsilon})^{\lambda} \quad (\text{II-12}) \quad [5]$$

- loi de relaxation logarithmique :

$$\Delta\sigma = \sigma_0 - \sigma = s \ln(1 + \nu t) \quad (\text{IV-36}) \quad [44]$$

avec $s = \frac{K}{V} \quad (\text{IV-36}')$

- loi de relaxation puissance :

$$\sigma - \sigma_i = K' C^{-1/m^*-1} (1 + t/C)^{-1/(m^*-1)} \quad (\text{IV-37}) \quad [14]$$

avec $C = 1/\nu$ et $V = m^* \frac{KT}{(\sigma - \sigma_i)} \quad (\text{IV-37}')$

- Nous utilisons également l'équation correspondant à un mécanisme thermiquement activé :

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp \left\{ -\left[\frac{\Delta G - V(\sigma - \sigma_i)}{RT} \right] \right\} \quad (\text{IV-38})$$

Les constantes ont leur signification habituelle ; le facteur de Taylor $\lambda = 2$.

Cependant ces équations ne sont pas suffisantes pour traiter le problème. Nous avons alors fait une étude des divers points expérimentaux relatés dans la bibliographie et nous avons montré qu'il existe une relation phénoménologique entre la contrainte et le temps pendant un essai de relaxation [48]. Celle-ci se présente sous la forme :

$$\ln \ln(\sigma^*/\sigma) = \alpha [\ln(1 + \nu t) + B] \quad (\text{IV-39})$$

où σ^* , α et B sont des constantes pour chaque essai.

Cette relation est d'une grande importance, puisqu'elle

conditionne la simultanéité des différentes approches (Hart, relaxation logarithmique ou relaxation puissance).

La plupart des matériaux testés obeissent à cette loi phénoménologique.

Nous présentons dans le tableau (IV-10), les constantes trouvées pour l'acier 12Cr à 773 K en assimilant $(1 + \nu t)$ à t (figure IV-19).

ϵ (%)	σ^* (MPa)	α	B	Coéff. corr.
0.10	180	0.134	-21.0	0.997
0.15	266	0.131	-21.2	0.998
0.20	350	0.134	-19.85	0.998
0.25	411	0.14	-19.42	0.997

Tableau IV-10 : Constantes de l'équation phénoménologique pour l'acier 12Cr à 773 K.

On peut constater le bon accord entre le tracé de la courbe représentant l'équation phénoménologique et les points expérimentaux de relaxation (figure IV-20).

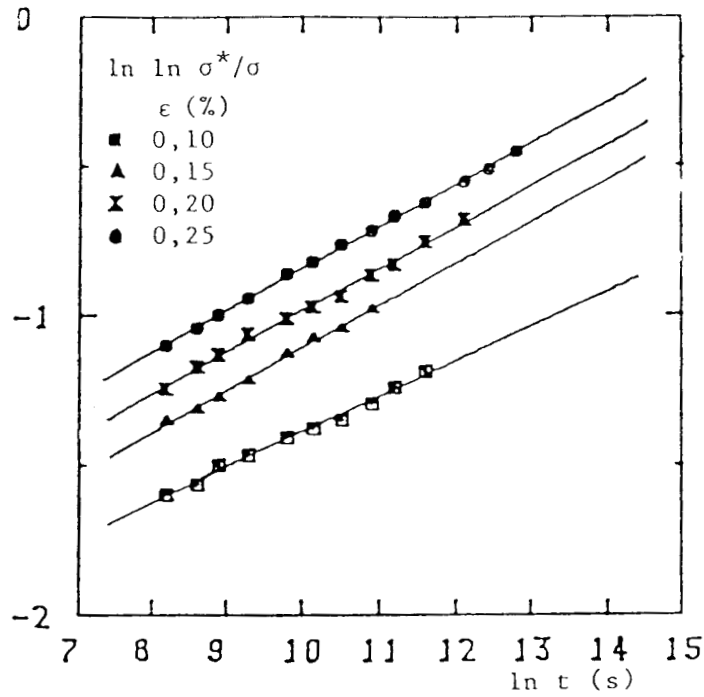


Figure IV-19 : Relation phénoménologique $\ln \ln(\sigma^*/\sigma)$ en fonction de $\ln t$ pour l'acier 12Cr à 823 K.

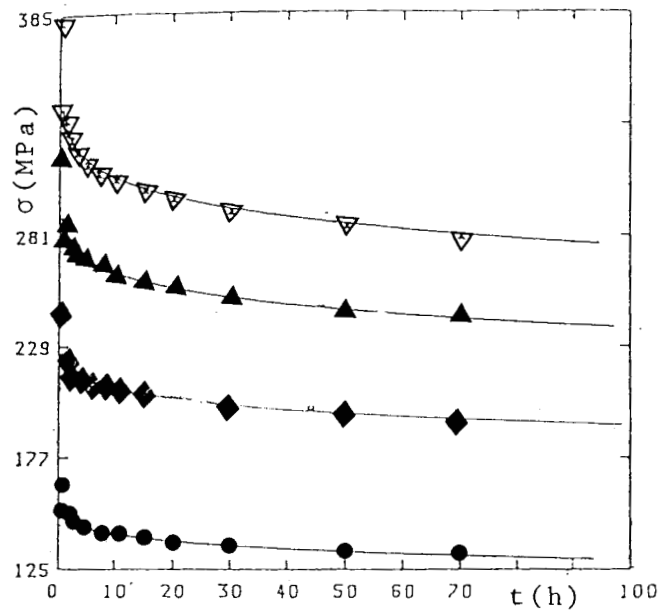


Figure IV-20 : Courbes théoriques relatives à l'équation phénoménologique $\ln \ln(\sigma^*/\sigma) = \alpha \ln t + B/\alpha$ pour différents essais à 773 K de l'acier 12Cr.

L'équation (IV-39) étant vérifiée, on peut interpréter simultanément les résultats expérimentaux par l'équation mécanique d'état de Hart (figure III-6) et par la loi de relaxation logarithmique (figure IV-21).

A ces deux représentations correspondent des coefficients de corrélation excellents ce qui confirme l'idée que les résultats peuvent être décrits par les deux méthodes, nous recherchons donc les relations qui peuvent exister entre elles.

Dans la relation (IV-38), nous pouvons faire intervenir la contrainte à l'instant $t=0$ soit $\sigma(0)$. On a :

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp\left\{-\frac{\Delta G - V[(\sigma - \sigma(0)) + (\sigma(0) - \sigma_i)]}{MKT}\right\} \quad (\text{IV-40})$$

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}(0) \exp\left\{\frac{V(\sigma - \sigma(0))}{MKT}\right\} \quad (\text{IV-41})$$

avec $\dot{\epsilon}(0) = \dot{\epsilon}_0 \exp\left\{-\frac{\Delta G - V(\sigma(0) - \sigma_i)}{MKT}\right\} \quad (\text{IV-42})$

Le terme $\dot{\epsilon}(0)$ représente la vitesse de déformation initiale.

Il est relié à la constante $\dot{\epsilon}^*$ de l'équation de Hart par une relation vérifiée expérimentalement, de la forme :

$$\dot{\epsilon}^* = \dot{\epsilon}(0)/\beta \quad (\text{IV-43})$$

Remplaçons la relation (IV-43) dans l'équation (II-12) on a :

$$\ln(\sigma^*/\sigma) = [\dot{\epsilon}(0)/\beta \dot{\epsilon}]^\lambda \quad (\text{IV-44})$$

Dans la relation (IV-44), remplaçons $\dot{\epsilon}$ par son expression (IV-41) on obtient :

$$\ln(\sigma^*/\sigma) = \left\{ \frac{1}{\beta} \exp\left[\frac{V(\sigma(0) - \sigma)}{MKT}\right] \right\}^\lambda \quad (\text{IV-45})$$

Evaluons le logarithme de cette équation, on a :

$$\ln \ln(\sigma^*/\sigma) = \lambda \left\{ \left[\frac{V(\sigma(0) - \sigma)}{MKT} \right] - \ln \beta \right\} \quad (\text{IV-46})$$

et en faisant intervenir la loi de relaxation logarithmique (IV-36), on trouve finalement :

$$\ln \ln(\sigma^*/\sigma) = \lambda [\ln(1-\nu t) - \ln B] \quad (\text{IV-47})$$

avec pour $t = 0$:

$$\beta = [\ln(\sigma^*/\sigma(0))]^{-1/\lambda} \quad (\text{IV-48})$$

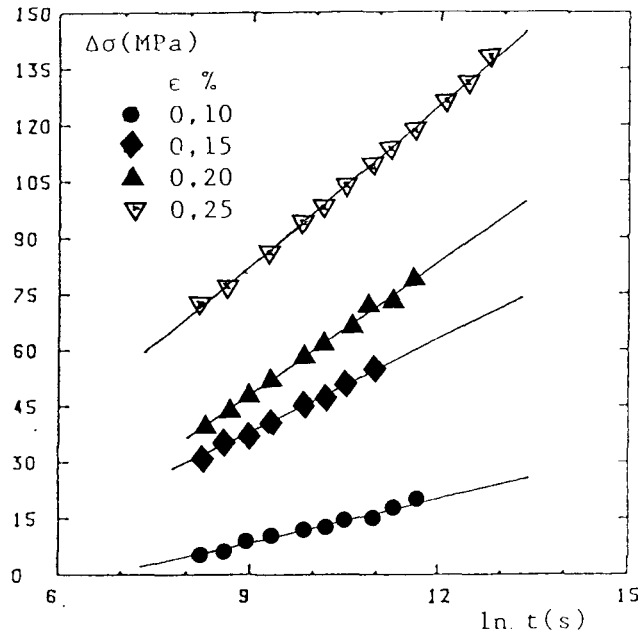


Figure IV-21 : Relaxation de l'acier 12Cr à 773K
interprétée par une loi logarithmique.

L'équation (IV-47) exprime le fait que la loi de relaxation logarithmique, correspondant à un mécanisme thermiquement activé, et la loi de Hart sont vérifiées toutes les deux.

Nous avons conforté ce résultat en traçant pour les aciers 1Cr, 12Cr et 19Cr les variations de $\ln(\sigma^*/\sigma)$ en fonction du temps en échelle bilogarithmique.

Pour les 74 essais de relaxation, effectués pendant des durées supérieures à 100 h, la relation est linéaire avec un coefficient de corrélation supérieur à 0.95 dans le pire des cas et une pente voisine de λ sauf pour trois essais (différence

d'environ 10%) [48].

Nous avons montré que les équations (II-12) et (IV-36) pouvaient rendre compte des mêmes résultats expérimentaux mais ces lois ne sont pas mathématiquement les mêmes.

En effet si la relation (IV-47) est vérifiée, on a :

$$\ln(1+\nu t) = (1/\lambda) \ln \ln(\sigma^*/\sigma) + \ln \beta \quad (\text{IV-47}')$$

$$\text{or} \quad \beta = [\ln(\sigma^*/\sigma(0))]^{-1/\lambda} \quad (\text{IV-48})$$

La relation (IV-47') devient :

$$\ln(1+\nu t) = (1/\lambda) \ln \ln(\sigma^*/\sigma(0)) \quad (\text{IV-49})$$

D'autre part, d'après la relation (IV-36),

$$\ln(1 + \nu t) = [\sigma(0) - \sigma]/s \quad (\text{IV-50})$$

L'identification de (IV-49) et (IV-50) aboutit à :

$$(-1/\lambda)[\ln \ln(\sigma^*/\sigma) - \ln \ln(\sigma^*/\sigma(0))] = [\sigma - \sigma_0]/s \quad (\text{IV-51})$$

Si l'égalité des deux fonctions étaient réalisées quelques soit s, on devrait trouver en dérivant :

$$\sigma \ln(\sigma^*/\sigma) = \text{constante} \quad (\text{IV-50})$$

Ce qui n'est vrai que lorsque σ est constant. Cette condition est de toute évidence contradictoire avec le principe d'un essai de relaxation.

Dans l'hypothèse où la pente des droites de la figure (IV-21) ne serait pas égale à la valeur du coefficient λ de l'équation de Hart, les résultats ne peuvent plus être interprétés par une loi logarithmique mais par une loi puissance.

En effet, si nous dérivons la loi de relaxation puissance (IV-37),

$$\begin{aligned} \text{on a :} \quad \sigma' &= -E \dot{\epsilon} = (-1/m^* - 1) K' C^{-m^*/m^* - 1} \\ &\quad \times (1+t/C)^{-m^*/m^* - 1} \end{aligned} \quad (\text{IV-53})$$

$$\text{et à } t = 0 : \quad \sigma'(0) = -E \dot{\epsilon}(0) = (-1/m^* - 1) K' C^{-m^*/m^* - 1} \quad (\text{IV-54})$$

$$\text{d'où} \quad \dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}(0) (1 + \nu t)^{-m^*/m^*-1} \quad (\text{IV-55})$$

En supposant que pendant l'essai de relaxation la vitesse de déformation plastique vérifie également la loi de Hart pour laquelle nous prenons comme précédemment $\dot{\epsilon}^* = \dot{\epsilon}(0)/\beta$.

On peut écrire :

$$\ln(\sigma^*/\sigma) = (\dot{\epsilon}^*/\dot{\epsilon})^\lambda = \beta^{-\lambda} (1+\nu t)^{\lambda m^*/(m^*-1)} \quad (\text{IV-56})$$

Prenons le logarithme de cette expression, on a :

$$\ln \ln (\sigma^*/\sigma) = (\lambda m^*/m^*-1) \ln(1+\nu t) - \lambda \ln \beta \quad (\text{IV-57})$$

ou encore :

$$\ln \ln (\sigma^*/\sigma) = (\lambda m^*/m^*-1) [\ln(1+\nu t) - (m^*-1/m^*) \ln \beta] \quad (\text{IV-58})$$

$$\text{avec pour } t = 0 : \quad \beta = [\ln(\sigma^*/\sigma(0))]^{-1/\lambda} \quad (\text{IV-59})$$

Dans ce cas, la pente des droites de la figure (IV-19) devient $\lambda m^*/(m^*-1)$ conformément à la relation (IV-58).

Quand m^* est très grand, c'est à dire quand la loi puissance se rapproche de la loi logarithmique, cette pente est équivalente à λ , valeur trouvée précédemment.

IV-8-2 Calcul du volume d'activation

* Pour une loi logarithmique, les équations (IV-36') et (IV-47) fournissent la pente des droites de relaxation, donc le volume d'activation :

$$s = \lambda(\sigma(0) - \sigma) / \{\ln \ln(\sigma^*/\sigma) - \ln \ln(\sigma^*/\sigma(0))\} = \text{MKT}/V \quad (\text{IV-60})$$

Dans ce cas le volume d'activation, donc s , doit être constant pendant tout l'essai de relaxation.

Nous avons démontré qu'il y'a incompatibilité mathématique si les relations (II-12) et (IV-36) sont vérifiées simultanément. Cependant si la relaxation est faible on obtient

une valeur approchée du volume d'activation par développement limité :

$$V = MKT / \{ \lambda \sigma(0) \ln(\sigma^*/\sigma(0)) \} \quad (\text{IV-61})$$

qui est constant pendant l'essai de relaxation.

Nous avons par ailleurs vérifié que la valeur de s correspondant à l'équation (IV-60) est pratiquement constante avec le temps pour tous les essais que nous avons étudiés.

Quelques résultats sont présentés sur la figure (IV-22) pour l'acier 12Cr à 823 K.

* *Pour une loi de relaxation puissance*, il est également possible de calculer le volume d'activation pour l'équation phénoménologique en combinant les relations (IV-37) et (IV-47). Nous obtenons :

$$V = m^* KT / (\sigma(0) - \sigma_i) \{ [\ln(\sigma^*/\sigma)] / [\ln(\sigma^*/\sigma(0))] \}^{1/m^*} \quad (\text{IV-62})$$

$$\text{avec } \sigma_i = \sigma - [\sigma(0) - \sigma_i] \{ [\ln(\sigma^*/\sigma)] / [\ln(\sigma^*/\sigma(0))] \}^{1/m^*} \quad (\text{IV-62'})$$

Les relations (IV-62) et (IV-62') sont équivalentes à celles trouvées par Povolo et Tinivella [45,46] à condition de prendre pour valeur de leur constante σ_0 :

$$\sigma_0 = [\sigma(0) - \sigma_i] \{ \ln \sigma^*/\sigma(0) \}^{1/m^*-1} \quad (\text{IV-63})$$

On constate que dans ce cas σ_0 dépend de σ_i qui peut varier pendant l'essai.

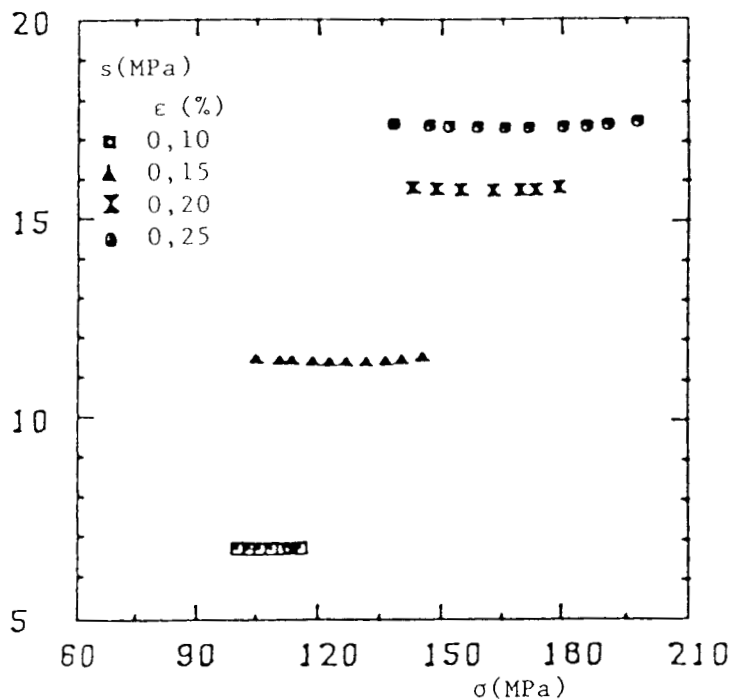


Figure IV-22 : Pentas s des droites de relaxation pour l'acier 12Cr à 823K.

IV-8-3 Etude de la variation de σ^*

Le paramètre de dureté σ^* , de l'équation de Hart varie avec la contrainte appliquée et la température de l'essai.

Aucune des variations proposées dans la bibliographie ne semble convenir à nos résultats, en revanche, sur la figure (IV-23) nous constatons que σ^* varie de façon linéaire avec le rapport de la contrainte initiale sur le module d'élasticité à la température de l'essai.

La pente moyenne de la droite est constante. Pour un acier du type 1Cr [37] par exemple, cette relation est de la forme :

$$E(T)\sigma^*/\sigma(0) = 18800 \pm 3000 \text{ Mpa} \quad (\text{IV-64})$$

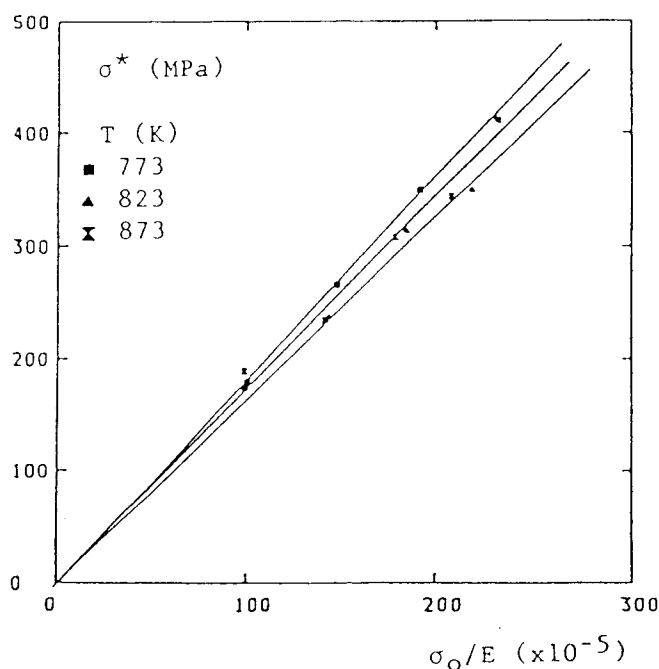


Figure IV-23 : Relation entre le paramètre de dureté σ^* et la contrainte initiale de relaxation (acier 12Cr).

IV-9 Interpretation de la courbe maîtresse ($\sigma - Z$) avec une loi de type puissance sinh.

IV-9-1 Rappel théorique sur la courbe ($\sigma - \dot{\epsilon}$)

A une température donnée le fluage de certaines matériaux, tel que le zircaloy-4 [40,55] peut être représenté par une loi de la forme suivante :

$$\dot{\epsilon} = B(\alpha\sigma)^n \sinh(\alpha\sigma) \quad (\text{IV-65}) \quad [55]$$

où n est une constante, B , $\dot{\epsilon}$ et α sont des paramètres qui dépendent de la déformation et sont déterminées graphiquement d'une manière assez simple. En effet l'équation (IV-63) peut se réécrire: $\log(\dot{\epsilon}/B\dot{\epsilon}) = n \log(\alpha\sigma) + \log \sinh(\alpha\sigma)$ (IV-66)

La méthode de détermination est la suivante :

- Pour différentes valeurs de "n" on trace la courbe

théorique (IV-64), avec la même échelle que la courbe expérimentale ($\sigma-\dot{\epsilon}$) dans un diagramme bilogarithmique.

- On choisit la courbe théorique sur laquelle la courbe expérimentale peut se superposer et on lit directement la valeur de n correspondante.

- Après avoir superposé la courbe théorique et les points expérimentaux, les paramètres α et $B_{\dot{\epsilon}}$ peuvent être obtenus à partir de la coïncidence entre des valeurs de $\log\sigma$ et $\log\dot{\epsilon}$ expérimentales et les valeurs correspondantes $\log(\alpha\sigma)$ et $\log(\dot{\epsilon}/B_{\dot{\epsilon}})$ sur la courbe théorique. Si on choisit par exemple l'origine comme point de coïncidence, on a :

$$\log(\alpha\sigma) = 0 \text{ d'où } \log\alpha = -\log\sigma \quad (\text{IV-67a})$$

$$\log(\dot{\epsilon}/B_{\dot{\epsilon}}) = 0 \text{ d'où } \log B_{\dot{\epsilon}} = \log\dot{\epsilon} \quad (\text{IV-67b})$$

IV-9-2 Résultats

Reprenons les points expérimentaux de la référence [35] relatifs à un essai de fluage sur le Zinc et appliquons la théorie ci-dessus. Toutes les courbes expérimentales à différentes températures coïncident avec la courbe théorique correspondant à $n=3$. Suivant $\log\sigma$, nous constatons que toutes les courbes expérimentales se positionnent au même niveau, cela implique que α à une valeur constante pour toutes les températures. Une situation différente apparaît pour la constante B dont la valeur augmentent exponentiellement avec la température (tableau IV-11).

T(K)	α	B	n
295	0.144	$5.37 \cdot 10^{-18}$	3
313	0.144	$1.09 \cdot 10^{-16}$	3
333	0.144	$1.19 \cdot 10^{-15}$	3
353	0.144	$1.30 \cdot 10^{-14}$	3
373	0.144	$1.09 \cdot 10^{-13}$	3

Tableau IV-11 : Constantes de la loi sinus hyperbolique pour un alliage de zinc [35] à différentes températures.

Le tableau ci-dessus nous suggère l'existence d'une loi d'arrhénius $B=A\exp(-Q/RT)$. Portons $\ln B$ en fonction de $1/T$ (figure IV-24). Nous obtenons effectivement une droite de pente 13100 qui correspond à une énergie d'activation de 26200cal/mole. Cette énergie d'activation est comparable à celle obtenue à l'aide de la courbe maîtresse $\log\sigma - \log Z$ soit 26635 cal/mole. On peut donc envisager appliquer la loi sinus hyperbolique à la courbe maîtresse $\log\sigma - \log Z$. Le premier avantage d'utiliser la courbe $\log\sigma - \log Z$ résulte de la précision de cette courbe maîtresse obtenue par régression linéaire multiple et dont les paramètres rendent compte de l'histoire mécanique du matériau à partir de valeurs instantanées des variables d'état.

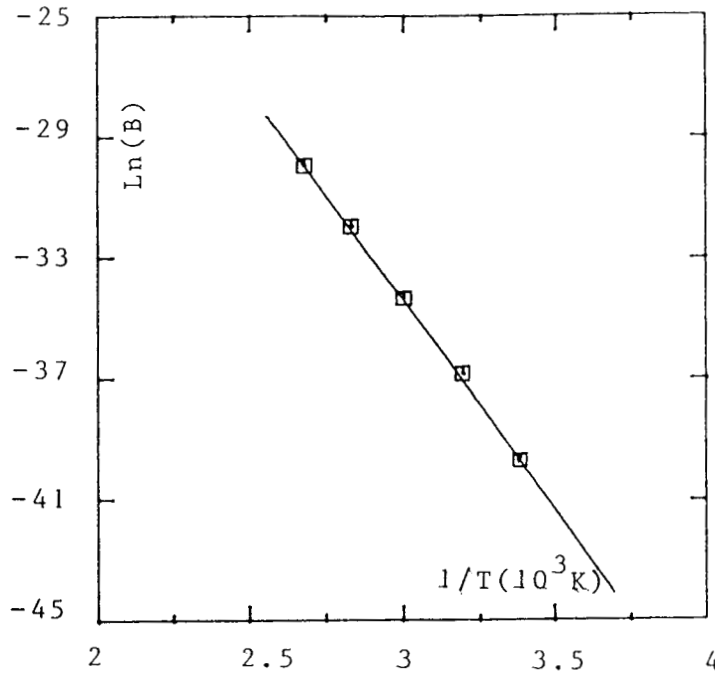


Figure IV-24 : Relation d'Arrhénius $B=A\exp(Q/RT)$
issue du tableau (IV-11).

IV-9-3 Généralisation sur la courbe maîtresse ($\log\sigma - \log Z$)

A cet effet nous transformons la loi sinus hyperbolique sous la forme (IV-70) en multipliant les deux membres de l'équation (IV-65) par $\exp(Q/RT)$.

$$\dot{\epsilon}\exp(Q/RT) = B_{\dot{\epsilon}}(\alpha\sigma)^n \sinh(\alpha\sigma)\exp(Q/RT) \quad (\text{IV-68})$$

$$Z = B_{\dot{\epsilon}}\exp(Q/RT)(\alpha\sigma)^n \sinh(\alpha\sigma) \quad (\text{IV-69})$$

$$Z = B_Z(\alpha\sigma)^n \sinh(\alpha\sigma) \quad (\text{IV-70})$$

$$\text{avec } Z = \dot{\epsilon}\exp(Q/RT) \quad (\text{IV-71a})$$

$$B_Z = B_{\dot{\epsilon}}\exp(Q/RT) \quad (\text{IV-71b})$$

De la même façon que pour la courbe $\log\sigma - \log\dot{\epsilon}$, on détermine les valeurs des constantes B_Z , α et n , relative à la courbe maîtresse

$\log\sigma$ - $\log Z$ (figure IV-25). On trouve $n = 3$, $\alpha = 0.144$ et $B_z = 222$.

Le second avantage d'utiliser la courbe $\log\sigma$ - $\log Z$ est que l'on peut déduire à partir de ces résultats, les constantes n , α , B_ξ relatives aux courbes $\log\sigma$ - $\log\dot{\epsilon}$ à différentes températures. Il suffit de reprendre l'expression (IV-71b) pour $B_\xi = B_z \exp(-Q/RT)$; n et α conservent les mêmes valeurs.

Ainsi $B_\xi = 222 \exp(-26635/RT)$ on en déduit les valeurs de B_ξ à chaque température (tableau IV-12).

T(K)	295	313	333	353	373
B_ξ	$5.50 \cdot 10^{-18}$	$0.74 \cdot 10^{-17}$	$0.97 \cdot 10^{-15}$	$0.92 \cdot 10^{-14}$	$0.70 \cdot 10^{-13}$

Tableau IV-12: Valeurs des constantes B déterminées à partir des résultats de la courbe maîtresse; $\alpha=0.144$ et $n=3$.

Ces valeurs sont comparables à celles déterminées directement (tableau IV-11) malgré une dispersion des résultats de l'ordre de 0.3 % dûe à la faible précision du procédé de superposition. Les valeurs les plus précises sont celles obtenues à partir de la courbe maîtresse puisqu'on détermine l'énergie d'activation Q par la méthode des moindres carrés et on fait une seule superposition pour l'ensemble du domaine de température alors qu'il faut en faire une à chaque température si on n'utilise pas la courbe maîtresse. A cet égard la courbe maîtresse basée sur les équations de Hart permet l'application de la loi sinus

hyperbolique avec plus de précision.

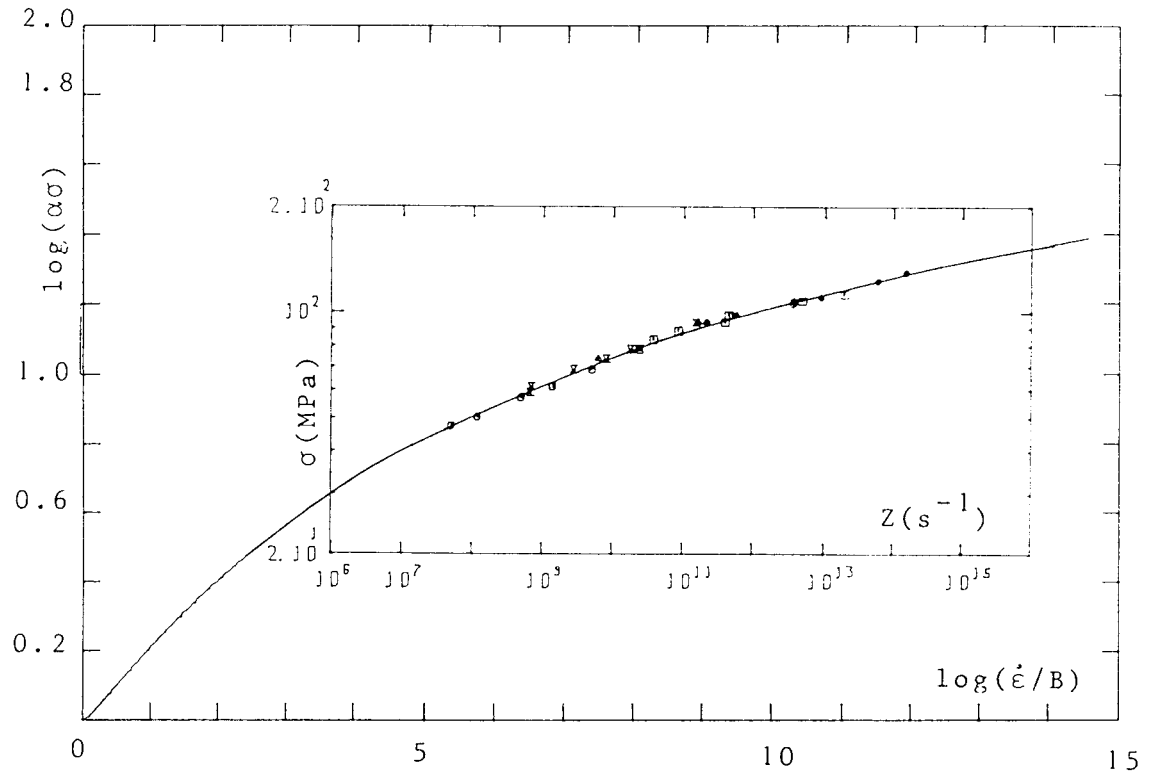


Figure IV-25 : Détermination graphique des constantes de la loi sinus hyperbolique à partir de la courbe maîtresse pour le Zinc [35].

IV-10 Conclusion

Nous avons appliqué l'équation mécanique d'état de Hart pour les hautes températures au fluage de différents matériaux. L'introduction des paramètres de Dorn, pour la rupture, et de Zener-Hollomon, pour la vitesse de déformation, permet de tracer les courbes maîtresses avec un minimum de points expérimentaux.

Nous avons comparé les prévisions obtenues par les méthodes paramétriques classiques avec celles de la courbe

maîtresse utilisant le paramètre de Dorn à la rupture. Les résultats sont très voisins mais nous disposons en plus de l'équation de la courbe correspondante. Celle-ci nous donne la possibilité d'extrapoler les résultats, alors qu'avec les méthodes classiques cela devient impossible à cause des points de rebroussement. De même, en introduisant le paramètre de Dorn modifié, nous pouvons prévoir la contrainte donnant une déformation ϵ_x choisie pour un temps donné.

La démonstration est donc faite que le remplacement dans le paramètre de Dorn du temps à la rupture par le temps correspondant à une déformation donnée conduit aussi à des prédictions satisfaisantes à condition que la déformation soit suffisante pour que le fluage primaire soit négligé.

En fluage également, nous combinons pour la première fois l'équation de Hart avec le paramètre de Zener-Hollomon qui permet de remplacer la méthode graphique habituellement utilisée par une méthode de régression linéaire multiple. Cette méthode de offre l'avantage de diminuer le nombre de points expérimentaux nécessaires.

A l'aide de cette méthode nous montrons que les essais de torsion à chaud peuvent très bien être interprétés avec les relations d'état plastiques de Hart. Les résultats obtenus étant meilleurs à celles des méthodes classiques (possibilité d'extrapolation par exemple). C'est donc un développement intéressant pour ce genre d'essais.

Dans la plupart des cas, les paramètres optima obtenus peuvent être reliés aux propriétés mécaniques du matériau

considéré.

Ainsi la paramètre de dureté σ^* est essentiellement égal à la limite d'élasticité à basse température et l'énergie d'activation est celle d'autodiffusion. λ n'a pas la valeur universelle de 0.15 que certains auteurs avaient supposé. Il faut cependant se méfier des aciers à structure très complexe; le modèle ayant été élaboré pour de l'aluminium de haute pureté.

Nous montrons enfin que si $\lambda n = -1$, la loi de Hart devient équivalente à la relation de Dorn.

Pour les résultats en relaxation de [28] relatifs aux matériaux 1Cr, 12Cr et 19Cr nous vérifions une relation phénoménologique entre la contrainte σ , appliquée en relaxation et le temps, t , où celle-ci est mesurée :

$$\ln \ln (A/\sigma) = B[\ln(1+\nu t) + C]$$

Les paramètres A, B et C sont constants pendant l'essai et peuvent dans certains cas être optimisés par régression. Cette relation étant vérifiée expérimentalement nous montrons que la loi de relaxation logarithmique et la loi de Hart pour les hautes températures homologues peuvent s'appliquer de façon simultanée ; les paramètres A, B et C pouvant être reliés à ceux de ces deux lois. Nous pouvons également à partir des coefficients de cette équation phénoménologique calculer le volume d'activation du mécanisme, ce volume étant sensiblement constant pendant l'essai.

Il faut remarquer aussi que, bien que les essais aient été effectués sans les précautions particulières recommandées [6,47], il est possible de tracer la courbe maîtresse de Hart.

Enfin nous montrons que l'utilisation de la courbe maîtresse basée sur les équations de Hart permet une meilleure application de la loi sinus hyperbolique.

CONCLUSION GENERALE

Le travail, consacré à la modélisation des essais de relaxation, de fluage et de torsion par la théorie de Hart [5] avait pour but de:

- montrer l'intérêt d'utiliser les équations mécaniques d'état plutôt que les équations paramétriques classiques,
- élargir l'application de cette méthode par l'introduction de concepts nouveaux,
- trouver les conditions pour une corrélation entre la loi de Hart et les lois classiques.

La conclusion générale de cette étude peut se présenter en deux points:

- 1- Limites des méthodes paramétriques classiques,
- 2- Justifications de la méthode de Hart.

1- Limites des méthodes paramétriques classiques

Nous avons montré qu'il existe une ambiguïté dans l'interprétation des résultats basés sur différentes méthodes paramétriques (voir aussi Goldhoff [30]). Le choix de la méthode adaptée à chaque type de matériau peut être parfois très hasardeux surtout si la dispersion des résultats est importante.

D'autre part les courbes maîtresses doivent être obtenues à partir d'essais effectués à des températures avoisinant les températures de service, pour qu'elles soient précises mais cela est difficile à réaliser dans la plupart des cas.

La corrélation avec les résultats expérimentaux est souvent faite sous forme polynomiale et n'autorise pas d'extrapolation à cause des points de rebroussement, de plus les constantes

trouvées sont arbitraires et n'ont aucune signification physique.

2- Justification de la méthode de Hart

Ce travail met en évidence l'existence d'une relation d'échelle pour une large gamme de matériaux de structures et d'utilisations très différentes. Cette relation d'échelle permet de définir une courbe maîtresse à la température de l'essai et de déduire l'existence d'une équation mécanique d'état plastique. Celle-ci contient trois constantes et offre les avantages suivants:

- les trois constantes (σ^* , Q et λ) peuvent être reliées aux caractéristiques mécaniques du matériau considéré,
- les courbes maîtresses à chaque température, peuvent être translatées suivant l'axe des abscisses, pour former une courbe maîtresse unique qui permet de déterminer l'énergie d'activation apparente des mécanismes de déformation mis en jeu,
- Ces courbes maîtresses offrent une bonne base d'extrapolation des résultats de rupture à partir d'essais relativement courts.

Pour améliorer cette technique graphique, Jonshon et al [13] introduisent le paramètre de Dorn ($\Theta = t_r \exp[-Q/RT]$) en combinaison avec les équations de Hart. Cela permet de déterminer directement la courbe maîtresse par régression linéaire multiple à trois paramètres. Nous avons appliqué cette méthode à différents matériaux ; les résultats sont comparables à ceux obtenus avec les méthodes paramétriques classiques mais nous disposons en plus de l'équation de la courbe correspondante.

Fort de ces résultats, nous élargissons le champ d'application de cette méthode en introduisant deux concepts nouveaux :

- le paramètre de Dorn modifié $\Theta = t_x \exp(-Q/RT)$ [42]; il s'agit du paramètre de Dorn dans lequel nous remplaçons le temps à la rupture par le temps nécessaire pour atteindre une déformation donnée. Cela nous permet de prévoir la contrainte produisant une déformation ϵ_x , si l'on connaît le temps t_x et la température de l'essai T . Les prédictions sont satisfaisantes à condition que la déformation soit suffisante pour négliger le fluage primaire.

- le paramètre de Zener-Hollomon [58] en combinaison avec les équations de Hart. Cette démarche originale permet de prendre en compte les données expérimentales $(\sigma, \dot{\epsilon}, T)$ et offre l'avantage de diminuer le nombre de points nécessaires pour tracer la courbe maîtresse.

Nous avons montré la validité de cette méthode en l'appliquant à des essais de fluage et d'extrusion sur le zinc, ainsi qu'aux essais de torsion à chaud de deux nuances d'aciers inoxydables. Les résultats sont semblables à ceux obtenus par la loi sinus hyperbolique. Cependant le formalisme que nous avons développé est plus précis que la méthode graphique du sinus hyperbolique puisqu'il est basé sur une régression linéaire multiple. Ce formalisme fournit une nouvelle méthode de corrélation, d'extrapolation et d'interpolation des résultats expérimentaux $(\sigma, \dot{\epsilon}, T)$.

En relaxation, nous montrons [48] que les points expérimentaux obéissent à une relation phénoménologique du type $\ln(A/\sigma) = B[n(1+\nu t)]$ où A, B et C sont des coefficients constants et peuvent dans certains cas être optimisés par régression. A partir des coefficients de cette équation phénoménologique, nous pouvons calculer le volume d'activation du mécanisme. Par exemple pour les aciers au chrome, le volume d'activation reste sensiblement constant pendant l'essai de relaxation, ce qui est cohérent avec une interprétation suivant la loi logarithmique.

D'une façon générale, l'analyse basée sur l'existence d'une équation d'état en terme de trois variables s'est avérée correcte pour l'ensemble de données expérimentales que nous avons utilisées. Cependant la condition de continuité impose, en fait, des restrictions dans le domaine d'application de l'équation de Hart relative aux hautes températures homologues. Pour tout $\dot{\epsilon}$, ces conditions sont :

$$(\sigma^*/\sigma) \geq \exp(1/\lambda m) \text{ pour le fluage,}$$

$$(\sigma^*/\sigma) \leq \exp(1/\lambda m) \text{ pour la relaxation [57].}$$

ANNEXES

ANNEXE 1

RESULTATS NUMERIQUES
non présentés dans le texte

Résumé des différents paramètres et coefficients de régression linéaire multiple

Légende :

$$Y = B(1) + B(2) X_2 + B(3) X_3$$

$$Y = \log t_r$$

$$X_2 = 1/T$$

S_{B2} = deviation standard de B(2)

$$X_3 = \log \log(\sigma^*/\sigma)$$

S_{B3} = deviation standard de B(3)

$/X_2/$ = valeur moyenne X_2

$/X_3/$ = valeur moyenne X_3

$/Y/$ = valeur moyenne de Y

S_Y = deviation standard de Y

Σr^2 = somme résiduelle des carrés.

Matériau	1 Cr-5	1Cr-2	1Cr-1	1Cr-0.5
Q(Cal/mole)	101965	105753	112463	113683
$\sigma^*(MPa)$	687.9	644.9	638.6	577.3
B(1)	-23.111	-24.389	-26.335	-26.758
B(2)	22137.5	22959.9	24416.7	24681.5
B(3)	5.508	5.293	5.932	6.370
S_{B1}	1.057	0.874	0.793	0.734
S_{B2}	883.25	725.62	661.56	611.05
S_{B3}	0.198	0.142	0.157	0.144
$/X_2/$ en 10^{-3}	1.268	1.270	1.274	1.276
$S_{/X_2/}$ en 10^{-5}	1.313	1.216	1.244	1.236
$/X_3/$	-0.388	-0.423	-0.414	-0.439
$S_{/X_3/}$	0.060	0.064	0.0541	0.054
$/Y/$	2.887	2.604	2.397	2.025
$S_{/Y/}$	0.171	0.186	0.190	0.220
Σr^2	0.3915	0.3224	0.3628	0.4591

Matériau	1Cr-0.25	1Cr-0.20	1Cr-0.15	1Cr-0.10
Q(Cal/mole)	81630	96456	84771	79646
σ^* (MPa)	485.0	413.6	330.8	488.0
B(1)	-18.550	-22.199	-18.990	-18.549
B(2)	17722.7	20941.5	18404.6	17292.0
B(3)	6.177	6.893	6.667	11.316
S _{B1}	1.506	1.569	2.702	3.353
S _{B2}	1226.7	1290.8	2238.8	2702.7
S _{B3}	0.341	0.296	0.540	1.031
/X ₂ / en 10 ⁻³	1.278	1.275	1.271	1.280
S/X ₂ / en 10 ⁻⁵	1.186	1.159	1.295	1.329
/X ₃ /	-0.417	-0.419	-0.442	-0.180
S/X ₃ /	0.043	0.051	0.055	0.035
/Y/	1.598	1.711	1.543	1.625
S/Y/	0.252	0.263	0.287	0.329
Σr^2	4.332	2.399	5.066	6.200

Matériau	12Cr-5	12Cr-2	12Cr-1	12Cr-0.5
Q(Cal/mole)	98482	113524	117626	114951
σ^* (MPa)	607.6	598.3	625.2	663.2
B(1)	-19.840	-23.571	-24.679	-24.489
B(2)	21381.2	24647.1	25537.6	1600.11
B(3)	5.226	5.985	7.432	9.164
S _{B1}	1.870	2.185	2.005	1.826
S _{B2}	1669.0	1965.4	1780.7	1600.1
S _{B3}	0.334	0.408	0.388	0.385
/X ₂ / en 10 ⁻³	1.223	1.213	1.214	1.218
S _{/X2/} en 10 ⁻⁵	1.486	1.439	1.331	1.289
/X ₃ /	-0.619	-0.605	-0.526	-0.456
S _{/X3/}	0.082	0.072	0.0631	0.054
/Y/	3.174	2.823	2.527	1.843
S _{/Y/}	0.210	0.224	0.274	0.335
Σr^2	0.371	0.891	1.319	1.997

Matériau	12Cr-0.25	12Cr-0.20	12Cr-0.15	12Cr-0.10
Q(Cal/mole)	98705	106090	119205	91564
σ^* (MPa)	456.2	351.2	263.5	175.9
B(1)	-20.569	-22.249	-25.566	-18.673
B(2)	21429.6	23033.1	25880.5	19879.3
B(3)	7.837	7.351	6.928	6.160
S _{B1}	2.662	3.593	3.334	1.880
S _{B2}	2345.0	3191.3	2983.0	1664.1
S _{B3}	0.532	0.608	0.622	0.300
/X ₂ / en 10 ⁻³	1.208	1.205	1.195	1.199
S _{/X2/} en 10 ⁻⁵	1.535	1.701	1.814	2.161
/X ₃ /	-0.474	-0.521	-0.562	-0.549
S _{/X3/}	0.069	0.092	0.090	0.127
/Y/	1.702	1.804	1.605	1.915
S _{/Y/}	0.379	0.397	0.433	0.503
Σr^2	1.657	1.110	0.994	0.179

Matériau	steel A	steel A-KT 4	steel A-KT 10
Q(Cal/mole)	101994	99911	/
σ^* (MPa)	657.3	597.9	/
B(1)	-20.718	-20.144	/
B(2)	22143.7	21691.5	/
B(3)	7.933	4.490	/
S _{B1}	2.309	1.321	/
S _{B2}	2109.9	1205.8	/
S _{B3}	0.657	0.249	/
/X ₂ / en 10 ⁻³	1.208	1.170	/
S _{/X2/} en 10 ⁻⁵	1.518	1.431	/
/X ₃ /	-0.454	-0.446	/
S _{/X3/}	0.048	0.071	/
/Y/	2.429	3.231	/
S _{/Y/}	0.228	0.176	/
Σr^2	1.088	0.026	/

Matériau	steel B	steel B-KT 4	steel B-KT 10
Q(Cal/mole)	61566	71717	61165
σ^* (MPa)	541.4	>10000	1329
B(1)	-10.862	-18.593	-12.349
B(2)	13366.5	15570.7	13279.5
B(3)	4.437	14.371	5.089
S _{B1}	2.796	1.188	1.347
S _{B2}	2620.4	788.4	1250.1
S _{B3}	0.652	1.430	0.979
/X ₂ / en 10 ⁻³	1.205	1.210	1.215
S _{/X2/} en 10 ⁻⁵	1.742	1.837	1.766
/X ₃ /	-0.646	-0.178	-0.205
S _{/X3/}	0.070	0.010	0.022
/Y/	2.383	2.823	2.753
S _{/Y/}	0.165	0.170	0.147
Σr^2	0.604	0.041	0.143

Matériau	X 20	X 20-2	X 22-A	X 22-B
Q(Cal/mole)	101379	104321	112739	104106
σ^* (MPa)	713.7	758.2	754.6	780.0
B(1)	-20.543	-21.955	-23.495	-21.382
B(2)	22010.3	22649.1	24476.5	22602.4
B(3)	9.340	10.539	8.989	7.876
S _{B1}	0.378	0.563	0.608	0.271
S _{B2}	327.7	481.5	529.1	235.6
S _{B3}	0.132	0.216	0.189	0.079
/X ₂ / en 10 ⁻³	1.205	1.205	1.257	1.264
S _{/X2/} en 10 ⁻⁵	1.055	1.292	1.052	1.030
/X ₃ /	-0.131	-0.080	-0.310	-0.344
S _{/X3/}	0.026	0.028	0.029	0.030
/Y/	4.767	4.500	4.492	4.492
S _{/Y/}	0.073	0.081	0.058	0.060
Σr^2	0.189	0.137	0.157	0.031

Matériau	X 22-A2	X 22-A3	X 22-B2	X 22-B3
Q(Cal/mole)	111369	106719	102833	105122
σ^* (MPa)	841	964.8	755.0	808.1
B(1)	-23.846	-24.014	-21.349	-23.044
B(2)	24179.2	23169.6	22325.9	22823.0
B(3)	10.295	11.464	7.944	10.091
S_{B1}	0.765	1.207	0.356	0.722
S_{B2}	650.1	979.9	306.4	596.7
S_{B3}	0.269	0.473	0.105	0.255
$/X_2/$ en 10^{-3}	1.256	1.257	1.264	1.264
$S_{/X_2/}$ en 10^{-5}	1.048	1.052	1.030	1.030
$/X_3/$	-0.199	-0.053	-0.301	-0.134
$S_{/X_3/}$	0.025	0.021	0.029	0.024
$/Y/$	4.492	4.502	4.492	4.492
$S_{/Y/}$	0.058	0.058	0.060	0.060
Σr^2	0.239	0.552	0.055	0.031

Matériau	HT 9	SUH 616B	Zinc	Zinc-1
Q(Cal/mole)	131224	141728	24668	25741
σ^* (MPa)	452.5	601.8	258.0	196.0
B(1)	-29.728	-30.226	-5.276	-7.221
B(2)	28490.1	30770.4	5355.7	5588.6
B(3)	8.313	6.888	16.349	12.137
S_{B1}	1.185	2.395	0.473	0.537
S_{B2}	1066.0	2203.5	197.6	226.4
S_{B3}	0.298	0.491	0.507	0.430
$/X_2/$ en 10^{-3}	1.182	1.218	3.051	3.051
$S/X_2/$ en 10^{-5}	0.931	2.017	25.783	4.787
$/X_3/$	-0.264	-0.642	-0.327	-0.460
$S/X_3/$	0.033	0.090	0.019	0.025
$/Y/$	1.767	2.830	2.288	0.826
$S/Y/$	0.080	0.243	0.160	0.164
Σr^2	0.813	0.137	0.529	0.717

ANNEXE 2

PROGRAMMES INFORMATIQUES

Programme informatique n°1 : Création de fichiers

```
10  Rem DATE 19-2-1986 ; C. KIBELOLO
20  REM NOM DU PROGRAMME : CREAMFICH-DORN
30  HOME : INVERSE
40  PRINT
50  PRINT" ECRITURE DES FICHIERS
60  PRINT " DESTINES"
70  PRINT "AUX PROGRAMMES FLUAGE HART-DORN"
75  PRINT "ET REGLINMULT HART-DORN"
80  PRINT"
90  DIM X (250), Y(250), TP(250)
100 NORMAL : I = 0
110 FOR I = 1 TO 1200
120  I = I + 1
130 NEXT I
140 D$ = CHR$(4) : REM CTRL-D
150 HOME : PRINT" NOM DU FICHIER?"
160 PRINT : FLASH
170 PRINT "ATTENTION : NOM COMMENÇANT PAR DORN..."
180 NORMAL : PRINT
190 INPUT NM$
200 PRINT : INPUT "NOMBRE DE POINTS N = "; N
210 HOME
220 INVERSE
230 PRINT"
240 PRINT" ENTREZ LES POINTS (TRIPLETS)"
250 PRINT" 1-TEMPS DE RUPTURE (H)"
260 PRINT" 2-CONTRAINTTE (DAN/MM2)"
265 PRINT" 3-TEMPERATURE (°C)
270 PRINT"
280 NORMAL
290 PRINT : PRINT
300 FOR I = 1 TO N
310 PRINT" POINT NO" ; I
320 INPUT X (I), Y(I), TP(I)
```

```
330 NEXT I
340 PRINT
350 M = INT (N/15) + 1 : L2 = N : J = 1 : L2 = N
360 FOR K = 1 TO M : L3 = L2
370 IF L2 > 15 THEN L3 = 15
380 PRINT TAB(5) "X", TAB(15) " Y", TAB (25) " TEMP"
390 FOR I = 1 TO L3 : PRINT TAB(1)J ; TAB(5) X (J) ; TAB(17) Y(J), TAB(25)
TP(J)
400 J = J + 1 : NEXT I : PRINT
410 PRINT "Y A-T-IL UNE ERREUR (O OU N)--->" : INPUT N$
420 IF N$ = "N" THEN GOTO 460
430 J = J - L3
440 PRINT "DONNER LA LIGNE -->" ; INPUT J1
450 PRINT : PRINT "DONNER LES BONNES VALEURS X,Y ET TP": INPUT
X(J1), Y(J1), TP(J1) : GOTO 380
460 PRINT : PRINT : PRINT : PRINT : PRINT : L2 = L2 - 15
470 NEXT K
480 PRINT D$ ; "NOM C, I, O"
490 PRINT D$ ; "OPEN" ; NM$
500 PRINT D$ ; "DELETE" ; NM$
510 PRINT D$ ; "OPEN" ; NM$
520 PRINT D$ ; "WRITE" ; NM$
530 PRINT N
540 FOR I = 1 TO N
550 PRINT STR$ (X(I)) ; CHR$ (13) ; STR$ (Y(I)) ; CHR$(13) ; STR$ (TP(I)) ;
CHR$ (13);
560 NEXT I
570 PRINT D$ ; "CLOSE" ; NM$
580 END
```

Programme informatique n° 2 : Régression linéaire multiple

```

100  REM - LE PROGRAMME PERMET D'AJUSTER
110  REM - UN ENSEMBLE DE ND DONNEES (X(I),...,X(NP),Y)
120  REM - A UN MODELE :
130  REM -  $Y=B(1)*X(1)+...B(NR)*X(NP)$ 
140  REM
150  REM
160  REM
170  REM-MODE D'EMPLOI
180  REM
190  HOME
200  PRINT TAB(8) ; "PROGRAMME DE REGRESSION"
210  PRINT TAB (11) ; "LINEAIRE M ULTIPLE"
220  PRINT
230  PRINT TAB(20) ; "AUTEUR H. HAUT"
235  REM-H. HAUT VOIR REFERENCE [76]
240  PRINT : PRINT
250  PRINT "1.DEFINIR D'ABORD LE NOMBRE DE GROUPES" : PRINT "DE
DONNEES ND ET LE NOMBRE DE PARAME-" : PRINT "TRES NP" : PRINT
260  PRINT "2.ENTRER SUCCESSIVEMENT LES ND GROUPES " :PRINT "DE
DONNEES SUIVANT LE MODELE :
270  PRINT
280  PRINT "Y(I)=B(1)*X(I,1)+B(2)*X(I,2)+.." : PRINT"..+B(NP)*X(I,NP)" :
PRINT"I=1,2,...,ND"
290  PRINT
300  PRINT "3.S'IL Y A UN TERME CONSTANT B(1),X(I,1)" : PRINT "DOIT
ETRE DEFINI = 1 POUR TOUT I"
310  VTAB (22) : PRINT "PRESSER UNE TOUCHE POUR CONTINUER" : GETA$
320  REM
330  REM-GESTION DES ENTREES
340  REM
350  HOME
360  PRINT "MODELE"
370  PRINT      " Y(I)=B(&)$X(I,1)+B(2)*X(I,2)+..      :      PRINT

```



```

"..+B(NP)*X(I,NP)"PRINT" I=1,2...,ND"
380  DIM XX(200), YY(200),X2(200)
382  DIM X3(200), W(200), Y4(200)
390  INVERSE
400  REM- LE NOM DU FICHER NE DOIT PAS ETRE UN NOMBRE
410  INPUT "NOM DU FICHER ?" ; NM$
420  NORMAL
430  PRINT : PRINT
440  D$ = CHR$ (4)
450  REM CTRL-D
460  PRINT D$ ; "NOMONC, I, O"
470  PRINT D$ ; "OPEN" ; NM$
480  PRINT D$ ; "READ" ; NM$
490  INPUT N
500  FOR I = 1 TO N
510  INPUT XX(I), YY(I), W(I)
520  NEXT I
530  PRINT D$ ; "CLOSE" ; NM$
540  PRINT
550  NP = 3 : ND = N : BH = 1000
560  PRINT "DEFINIR LES VARIATIONS DE SIGMA ETOILE"
570  PRINT : INPUT "VALEUR INITIALE (MPA) = " ;CTE
580  INPUT "PAS DE VARIATION (MPA) = " ; BUR
590  INPUT "VALEUR FINALE (MPA) = " ; VF
600  DIM X (ND,NP), Y(ND), AA(NP - 1, NP - 1), BB(NP - 1,0)
610  PRINT : PRINT "PATIENCE, JE CALCULE"
620  FOR I = 1 TO ND
630  X2(I) = 1/(W(I) + 273)
640  X3(I) = "4343 * LOG ("4343 * LOG (CTE/(YY(I) *9.806)))
660  NEXT I
670  FOR I = 1 TO ND
680  CV = PEEK (37)
690  X(I,1) = 1
700  X(I,2) = X2(I)
710  X(I,3) = X3(I)
720  Y(I) = Y4(4)

```

```
730 NEXT I
740 REM
750 REM APPEL DE LA SOUS-ROUTINE
760 REM
770 GOSUB 1110
780 REM
790 REM GESTION DES SORTIES
800 REM
810 HOME : CALL-198
820 PRINT "SOMME RESIDUELLE DES CARRES="; SR
830 PRINT "VARIANCES DES X(I) = " ; SS
840 PRINT
850 PRINT "ESTIMATIONS DES" ; TAB (25) ; "DEVIATIONS"
860 PRINT "PARAMETRES" ; TAB(25) ; "STANDARDS"
870 PRINT "*****" ; TAB(25) ; "*****"
880 FOR I= 1 TO NP
890 I1 = I - 1
900 SD = SQR (AA(I1,I1))
910 PRINT "B(";I;) = BB(I1,0) ; TAB(25) ; SD
920 PP(I) = BB(I1,0) : LL(I) = SD
930 NEXT I
940 PR# 1
950 PRINT "NOM DU FICHIER : ";NM$
960 PRINT : PRINT "SIGMA ETOILE(MPA) ="; CTE
970 PRINT : PRINT "SOMME RESIDUELLE DES CARRES="; SR
980 PRINT "VARIANCE DES X(I) ="; SS
990 PRINT : PRINT "ESTIMATIONS DES", TAB(25) ; "DEVIATIONS"
1000 PRINT "PARAMETRES" ; TAB(25) ; "STANDARDS"
1010 FOR I= 1 TO NP
1020 PRINT "B(";I;) ="; PP(I) ; TAB(25) ; LL (I)
1030 NEXT I
1040 PR# 0
1050 II = II + 1
1060 CTE = CTE + BUR
1070 IF CTE > VF THEN 2550
1080 IF SR > BH THEN 2550
```

```

1090 BH = SR
1100 GOTO 610
1110 REM *****
1120 REM SOUS-ROUTINE DE REGRESSION LINEAIRE
1130 REM MULTIPLE PERMETTANT D'AJUSTER UN ENSEMBLE
1140 REM DE ND GROUPES DE DONNES
1150 REM X(I,1),...,X(I,NP),Y(I)
1160 REM AU MODELE SUIVANT A NP PARAMETRES :
1170 REM  $Y(I) = B(1)*X(I,1)+B(2)*X(I,2)+...+B(NP)*X(I,NP)$ 
1180 REM I = 1,2,...,ND
1190 REM
1200 REM MODE D'EMPLOI DE LA SOUS-ROUTINE
1210 REM &.DONNEES NECESSAIRES :
1220 REM *NP = NOMBRE DE DONNEES
1230 REM *NP = NOMBRE DE PARAMETRE
1240 REM *X(I,J) = VALEURS DES VARIABLES INDEPENDANTES
1250 REM DEFINIES PAR LE MODELE CI-DESSUS
1260 REM I = 1,2,...,ND
1270 REM J = 1,2,...,NP
1280 REM *Y(I) = VALEURS DE LA VARIABLE DEPENDANTE
1290 REM I = 1,2,...,ND
1300 REM 2.RESULTATS FOURNIS :
1310 REM  $BB(I-1,0)$  = ESTIMATION DU PARAMETRE B(I)
1320 REM I = 0,1,...,NP-1
1330 REM *AA(I-1,J-1) = COVARIANCES DE B(I), B(J)
1340 REM I = 0,1,...,NP-1
1350 REM J = 0,1,...,NP-1
1360 REM *SR = SOMME RESIDUELLE DES CARRES
1370 REM *SS = VARIANCE DES Y(I)
1380 REM 3?VARIABLE UTILISEES :
1390 REM I,I1,J,J1,K,M,N,ND,NP,SR,SS,ST
1400 REM 4.VECTEURS ET MATRICES UTILISES :
1410 REM AA(NP-1,NP-1),BB(NP-1,0),X(ND,NP),Y(ND)
1420 REM 5.SOUS-ROUTINE APPELEE :
1430 REM SOUS-ROUTINE 2000 D'INVERSION DE MATRICE
1440 REM *****

```

```
1450 / REM
1460 REM INITIALISATIONS
1470 REM
1480 SR = O:N = NP:M = 1
1490 FOR I = 0 TO NP - 1
1500 FOR J = 0 TO NP - 1
1510 AA(I,J) = 0
1520 NEXT J
1530 BB(I,0) = 0
1540 NEXT I
1560 REM CALCUL DE LA MATRICE X(T)X MEMORISEE DANS AA
1570 REM (ON NOTE X(T) POUR LA TRANSPOSEE DE X)
1580 REM
1590 FOR I = 1 TO NP
1600 FOR J = I TO NP
1610 FOR K = 1 TO ND
1620 I1 = I - 1:J1 = J - 1
1630 AA(I1,J1) = AA(I1,J1) + X(K,I) * X(L,J)
1640 NEXT K
1650 AA(J1,I1) = AA(I1,J1)
1660 NEXT J
1670 NEXT I
1680 REM
1690 REM CALCUL DE X (T)Y MEMORISEE DANS BB
1700 REM
1710 FOR I = 1 TO NP
1720 I1 = I - 1
1730 FOR K = 1 TO ND
1740 BB(I1,0) = BB(I1,0) + (K,I)
1750 NEXT K
1760 NEXT I
1770 REM
1780 REM APPEL DE LA SOUS-ROUTINE DE RESOLUTION DE SYSTEME
1790 REM
1800 GOSUB 2110
1810 REM
```

```
1820 REM CALCUL DES Y(I) THEORIQUES DONNES PAR LE MODELE AJUSTE
1830 REM MEMORISES DANS X(I,0)
1840 REM
1850 FOR I = 1 TO ND
1860 ST = 0
1870 FOR J = 1 TO NP
1880 J1 = J - 1
1890 ST = ST + X(I,J) * BB(J1,0)
1900 NEXT J
1910 X(I,0) = ST
1920 NEXT I
1930 REM
1940 REM CALCUL DE L'ESTIMATEUR DE LA VARIANCE DES Y(I)
1950 REM
1960 FOR I = 1 TO ND
1970 SR = SR + ((Y(I) - X(I,0))^2)
1980 NEXT I
1990 REM SR = SOMME RESIDUELLE DES CARRES
2000 SS = SR/(ND - NP)
2010 REM
2020 REM CALCUL DE LA MATRICE DES COVARIANCES
2030 REM MEMORISEE DANS AA (I,J)
2040 REM
2050 FOR I = 0 TO NP - 1
2060 FOR J = 0 TO NP - 1
2070 AA(I,J) = AA(I,J) * SS
2080 NEXT J
2090 NEXT I
2100 RETURN
2110 REM *****
2120 REM SOUS-ROUTINE DE RESOLUTION DU
2130 REM SYSTEME MATRIEL AA*X =BB
2140 REM CFR DETAILS AILLEURS
2150 REM *****
2160 N1 = N - 1 : M1 = M - 1 : DET = 1
2170 FOR K = 0 TO N1
```

```

2180 PV = AA (K,K) : IK = K : JK = K : P AV = ABS (PV)
2190 FOR I = K TO N1 : FOR J = K TO N1
2200 IF ABS (AA(I,J)) > PAV THEN PV = AA (I,J) : PAV = ABS (PV) : IK = I : JK = J
2210 NEXT J,I
2220 PC (K) = JK : PL (K) = IK
2230 IF IK <> K THEN DET = - DET
2240 IF JK <> K THEN DET = - DET
2250 DET = DET * PV
2260 IF DET = 0 THEN HOME : PRINT 'LE DETERMINANT EST NUL, PAS DE
SOLUTION" : END
2270 IF IK = K THEN GOTO 2310
2280 FOR I = 0 TO N1 : TT = AA (IK,I) : AA (IK,I) = AA(K,I) : AA(K,I) = TT : NEXT I
2290 IF M1 = - 1 THEN GOTO 2310
2300 FOR I = 0 TO M1 : TT = BB(IK,I) : BB(IK,I) = BB(K,I) : BB(K,I) = TT : NEXT I
2310 IF JK = K THEN GOTO 2330
2320 FOR I = 0 TO N1 : TT = AA(I,JK) : AA(I,JK) = AA(I,K) : AA(I,K) = TT : NEXT I
2330 FOR I = 0 TO N1 : CS(I) = AA(I,K) : AA(I,K) = 0 : NEXT I
2340 CS(K) = 0 : AA(K,K) = 1
2350 FOR I = 0 TO N1 : AA(K,I) = AA(K,I)/PV : NEXT I
2360 IF M1 = - 1 THEN GOTO 2380
2370 FOR I = 0 TO M1 : BB(K,I) = BB(K,I)/PV : NEXT I
2380 FOR J = 0 TO N1 : IF J = K THEN GOTO 2420
2390 FOR I = 0 TO N1 : AA(J,I) = AA(J,I) - CS(J) * AA(K,I) : NEXT I
2400 IF M1 = - 1 THEN GOTO 2420
2410 FOR I = 0 TO M1 : BB(J,I) = BB(J,I) - CS(J) * BB(K,I) : NEXT I
2420 NEXT J
2430 NEXT K
2440 FOR I = N1 TO 0 STEP - 1 : IK = PC(I)
2450 IF IK = I THEN GOTO 2490
2460 FOR J = 0 TO N1 : TT = AA(I,J) : AA(I,J) = AA(IK,J) : AA(IK,J) = TT : NEXT J
2470 IF M1 = 1 THEN GOTO 2490
2480 FOR J = 0 TO M1 : TT = BB(I,J) : BB(I,J) = BB(IK,J) : BB(IK,J) = TT : NEXT J
2490 NEXT I
2500 FOR J = N1 TO 0 STEP - 1 : JK = PL(J)
2510 IF JK = J THEN GOTO 2530
2520 FOR I = 0 TO N1 : TT = AA(I,J) : AA (I,J) = AA(I,JK) : AA(I,JK) = TT : NEXT I

```

```
2530 NEXT J
2540 RETURN
2550 REM-PRODUCTION D'UN SIGNAL SONORE
2560 REM-*****
2570 HOME
2580 IF CTE >= VF THEN 2620
2590 IF II > 2 THEN 2620
2600 PRINT "LA MEILLEUR VALEUR DE SIGMA ETOILE"
2610 PRINT "EST < " ; CTE - 2 * BUR,"MPA"
2620 INVERSE
2630 PRINT"
2640 PRINT "CALCUL, TERMINE. APPUYER CTRL-RESET"
2650 PRINT "POUR ARRETER"
2660 PRINT"
2670 NORMAL
2680 FOR I = 1 TO 1000
2690 FOR J = 1 TO 250 : NEXT J
2700 CALL (- 198)
2710 FOR J = 1 TO 500 : NEXT J
2720 CALL (- 198) ; CALL (- 198)
2730 NEXT I
2740 END
```

ANNEXE 3

RESULTATS EXPERIMENTAUX

RESULTATS EXPERIMENTAUX DE TANAKA ET OHBA [28]A-FLUAGENom du fichier : Dorn 1Cr

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)
450	58	38.8
450	54	522.5
450	50	1980.9
450	46	4847.2
450	42	17379
500	40	133.8
500	38	341.9
500	34	1041
500	30	2005.6
500	27	3675.8
500	24	6019
500	22	844.7
500	20	13419.1
500	18	20006.5
550	30	50.8
550	27	84.6
550	24	136
550	22	228.1
550	20	373.1
550	18	683
550	16	926.9
550	14	1738.2
550	12	3120.6
550	10	5390.3
550	8	14677.3
550	7	21960.2

Nom du fichier : Dorn 1Cr-2

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)
450	58	3.2
450	54	86.6
450	50	440
450	46	1330
500	38	73
500	34	313
500	30	780
500	27	1640
500	24	2200
500	22	3250
500	20	5280
500	18	6920
500	14	15800
550	30	12.4
550	27	14.4
550	24	33.3
550	22	58.8
550	20	102
550	18	165
550	16	227
550	14	404
550	12	757
550	10	1282
550	8	2975
550	7	4295

Nom du fichier : Dorn 1Cr-5

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)
450	58	20.1
450	54	333
450	50	1340
450	46	3650
500	38	198
500	34	670
500	27	2740
500	24	3760
500	22	5450
500	20	8500
500	18	11900
550	30	30.5
550	27	47
550	24	74.2

Nom du fichier : Dorn 1Cr-1

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)
450	54	9.9
450	50	74.5
450	46	215
450	42	2320
450	38	9230
500	38	19.5
500	34	101
500	30	325
500	27	805
500	24	1105
500	22	1860
500	20	3150
500	18	3780
500	14	9510

Dorn 1Cr-5 (suite)

550	22	128
550	20	211
550	18	341
550	16	448
550	14	868
550	12	1501
550	10	2405
550	8	8452
550	7	8920

Dorn 1Cr-1 (suite)

550	30	3.9
550	27	6.4
550	24	13.5
550	22	24.3
550	20	47
550	18	76.5
550	16	117
550	14	186
550	12	397
550	10	656
550	8	1520
550	7	2125

Nom du fichier : Dorn 1Cr-0.5

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t_r (h)
450	50	1.6
450	46	8.8
450	42	93
450	38	540
450	34	5700
450	30	15300
500	38	3.4
500	34	14.1
500	30	57
500	27	170
500	24	242
500	22	725
500	20	1300
500	18	1370
500	14	4870
550	30	0.9
550	27	2.1
550	24	4.1
550	22	7.8
550	20	15.8
550	18	28.2
550	16	43.5
550	14	67
550	12	172
550	10	287
550	8	620
550	7	942
550	4.6	5150

Nom du fichier : Dorn 1Cr-0.25

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t_r (h)
450	38	0.9
450	34	22.9
450	30	43
450	27	1510
450	24	125
450	20	7800
500	34	0.4
500	30	3.2
500	27	5.2
500	24	10.2
500	22	115
500	20	114
500	18	113
500	16	628
500	14	1410
500	12	4180
500	10	6500
550	30	0.1
550	27	0.1
550	24	0.4
550	22	1.1
550	20	2.4
550	18	4.1
550	16	8.7
550	14	15.5
550	12	44.2
550	10	98
550	8	204
550	7	370
550	4.6	1860
550	3.8	2800

Nom du fichier : Dorn 1Cr-0.2

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t_r (h)
450	34	0.8
450	30	1.4
Dorn-1Cr-0.2 (suite)		
450	27	123
450	24	125
450	20	7800
500	30	0.4
500	27	0.8
500	24	1.8
500	22	41.2
500	20	33
500	18	52
500	16	232
500	14	630
500	12	2880
500	10	4750
500	8	6520
550	22	0.4
550	20	1
550	18	1.7
550	16	4.2
550	14	6.5
550	12	24.3
550	10	63.3
550	8	125
550	7	265
550	4.6	1300
550	3.8	1800
550	3	5250

Nom du fichier : Dorn 1Cr-0.15

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t_r (h)
450	27	1.5
450	24	0.2
Dorn 1Cr-0.15 (suite)		
450	20	165
450	18	380
500	22	11.2
500	20	5
500	18	11.5
500	16	43.5
500	14	130
500	12	1250
500	10	2600
500	8	4390
550	20	0.1
550	18	0.3
550	16	1.1
550	14	1.6
550	12	9
550	10	33
550	8	56
550	7	144
550	4.6	800
550	3.8	1020
550	3	3200

Nom du fichier : Dorn 1Cr-0.1

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t_r (h)
450	18	0.5
450	16	86
450	14	340
450	12	3220
500	22	0.5
500	20	0.4
500	18	0.2
500	16	0.5
500	14	8
500	12	128
500	10	290
500	8	1890
500	6	5550

Nom du fichier : Dorn 12 Cr

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t_r (h)
500	52	144.5
500	48	790.8
500	45	3121.7
500	42	9154.2
500	38	15312.9
550	42	69.6
550	40	202.1
550	38	756.6
550	34	2407.2
550	30	5300.3
550	25	13627.3
600	30	110.1
600	26	363.3

Dorn 1Cr-0.1 (suite)

550	12	0.8
550	10	6.6
550	8	9.5
550	7	37
550	4.6	390
550	3.8	420
550	3	1500
550	2.2	10000

Dorn 12Cr (suite)

600	22	682.1
600	16	2530.6
600	12	6596.7
600	9	18683.9

Nom du fichier : Dorn 12Cr-5

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)
500	52	111
500	48	639
500	45	2810
500	42	4810
500	38	15200
550	42	53
550	40	176
550	38	708
550	34	2370
550	25	13600
600	26	351
600	16	2460
600	12	6130
600	9	16800

Nom du fichier : Dorn 12 Cr

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)
500	52	36.2
500	48	257
500	45	914
500	42	4760
500	38	12400
550	42	12
550	40	48
550	38	196
550	34	1270
550	30	4070
550	25	11400
600	30	54.2
600	26	226
600	22	534
600	16	970
600	12	4320
600	9	10700

Nom du fichier : Dorn 12Cr-1

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)
500	52	5.7
500	48	47
500	45	189
500	42	810
500	38	2690
500	34	11300
550	42	2.1
550	40	6
550	38	16.2
550	34	192
550	30	1270
550	25	5950
550	20	18600
600	30	10

Nom du fichier : Dorn 12 Cr-0.5

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)
500	52	0.4
500	48	1.4
500	45	4
500	42	4.7
500	38	232
500	34	1150
500	30	3410
500	27	11800
550	42	0.2
550	40	0.4
550	38	0.6
550	34	7
550	30	70
550	25	585

Dorn-12Cr-1 (suite)

600	26	62.5
600	22	276
600	16	1340
600	12	2710
600	9	5840
600	7	13800

Dorn 12 Cr-0.5 (suite)

550	20	6380
600	30	0.8
600	26	4.9
600	22	44
600	16	555
600	12	1340
600	9	2670
600	7	5130
600	5	14200

Nom du fichier : Dorn 12Cr-0.25

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)
500	34	2.7
500	30	23.2
500	27	318
500	22	810
550	34	0.1
550	30	0.2
550	25	5
550	20	181
550	16	4400
600	22	0.9
600	16	39
600	12	193
600	9	760
600	7	1620
600	5	3250

Nom du fichier : Dorn 12 Cr-0.2

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)
500	30	0.3
500	27	10.5
500	22	140
550	25	0.2
550	20	26
550	16	1180
550	11	4840
600	16	7.5
600	12	64.5
600	9	368
600	7	974
600	5	1990

Nom du fichier : Dorn 12Cr-0.15

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)
500	22	4.5
500	16	1300
550	20	0.3
550	16	160
550	11	820
600	16	0.2
600	12	6.5
600	9	101
600	7	398
600	5	950

Nom du fichier : Dorn 12 Cr-0.1

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)
500	16	0.1
500	10	1680
550	11	40
550	7	1450
600	9	5
600	7	56
600	5	220
600	3	3540

Nom du fichier :

Minim.creep rate-1Cr

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	$\dot{\epsilon}_{ss}$ (%/h)
450	58	0.158
450	54	9.9E-3
450	50	2.32E-3
450	46	8.49E-4
450	42	1.33E-4
450	38	4.77E-5
450	34	1.62E-5
450	30	7.43E-6
450	27	4.4E-6
450	24	2.9E-6
450	20	1.59E-6
450	18	9.2E-7
450	16	5.5E-7
450	14	3.68E-7
450	12	1.93E-7
500	46	0.0914
500	42	0.0483
500	38	0.018
500	34	4.42E-3
500	30	1.81E-3
500	27	7.64E-4
500	24	5.5E-4
500	22	3.89E-4
500	20	1.93E-4
500	18	1.73E-4
500	16	8.73E-5
500	14	5.85E-5
500	12	2.88E-5
500	10	1.81E-5
500	8	1.47E-5
500	6	7.78E-6
500	5	5.17E-6
550	30	0.136
550	27	0.11
550	24	0.0513
550	22	0.0276
550	20	0.0168
550	18	0.0106
550	16	6.95E-3
550	14	4.05E-3
550	12	1.99E-3
550	10	1.33E-3
550	8	5.49E-4
550	7	4.22E-4
550	4.6	6.22E-5
550	3.8	3.93E-5
550	3	1.54E-5

Nom du fichier :

Minim.creep rate-12Cr

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	$\dot{\epsilon}_{ss}$ (%/h)
500	52	0.295
500	48	4.62E-4
500	45	1.11E-3
500	42	1.96E-4
500	38	7.49E-5
500	34	3.36E-5
500	30	1.79E-5
500	27	1.11E-5
500	22	7.47E-6
500	16	4.28E-6
500	10	2.34E-6
550	42	0.057
550	40	0.018
550	38	3.49E-3
550	34	8.63E-4
550	30	2.88E-4
550	25	7.65E-5
550	20	2.53E-5
550	16	1.17E-5
550	11	4.66E-6
550	7	2.7E-6
600	30	0.0225
600	26	5.25E-3
600	22	1.99E-3
600	16	4.47E-4
600	12	2.07E-4
600	9	1.1E-4
600	7	5.58E-5
600	5	1.52E-5

Nom du fichier:

Minim.creeprate 19Cr

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	$\dot{\epsilon}_{ss}$ (%/h)
600	30	2.83E-5
600	24	5.79E-6
600	18	2.94E-6
600	7	8.2E-7
650	20	5.38E-5
650	16	3.48E-5
650	12	1.28E-5
650	9	5.7E-6
650	7	4.38E-6
650	5	3.03E-6
700	12	8.53E-5
700	10	5.19E-5

Minim.creep rate-1Cr (suite)

Minim.creep rate 19Cr (suite)

550	2.2	5.65E-5	700	8	2.66E-5
			700	6	1.83E-5
			700	4.5	1.1E-5
			700	3	7.68E-6

B- RELAXATION

Tensile properties of 1Cr-0.5Mo-0.25V bolting steel

Room temperature tensile properties				Elastic modulus* (Kgf/mm ²)		
0.02% proof stress (Kgf/mm ²)	Tensile strength (Kgf/mm ²)	Elongation (%)	Reduction of area (%)	450°C	500°C	550°C
86	89	24	62	1.78×10 ⁴	1.71×10 ⁴	1.48×10 ⁴

* The values of the elastic modulus were obtained by determining the slope of the stress-strain diagrams (See ASTM E231).

Stress relaxation data of 1Cr-0.5Mo-0.25V bolting steel

Test temp. (°C)	Total strain (%)	Specimen No.	Initial stress (Kgf/mm ²)	Residual stress (Kgf/mm ²) at the specified time (h)																Test duration (h)													
				1.0	1.5	2.0	3.0	5.0	7.0	10	15	20	30	50	70	100	150	200	300		500	700	1000	1500	2000	3000	5000	7000	8760				
150	0.10	RV186	17.9	16.3	16.1	16.0	15.9	15.8	15.8	15.7	15.6	15.5	15.4	15.2	15.1	14.9	14.7	14.5	14.2	13.6	13.2	12.9	12.4	12.1	11.8	—	—	—	3000				
		RV363	18.5	17.5	17.3	17.1	16.9	16.7	16.5	16.2	15.9	15.7	15.5	15.2	14.6	14.2	13.9	13.5	13.2	12.8	12.4	12.3	12.0	11.7	11.6	11.4	11.2	—	—	—	6000		
		RV188	17.1	16.2	16.1	16.0	15.9	15.8	15.6	15.5	15.3	15.1	14.9	14.6	14.4	14.1	13.8	13.4	13.1	12.7	12.4	12.3	12.1	11.8	11.6	11.4	11.2	—	—	—	8760		
	0.15	RV 71	27.8	25.8	25.6	25.4	25.3	25.0	24.8	24.6	24.4	23.8	23.3	22.7	22.2	21.9	21.4	20.8	20.3	20.0	19.7	19.3	18.8	—	—	—	—	—	—	—	3000		
		RV189	29.2	26.3	25.9	25.6	25.3	25.0	24.8	24.6	24.4	23.8	23.3	22.7	22.2	21.9	21.4	20.8	20.3	19.7	19.3	18.8	18.3	17.7	—	—	—	—	—	—	3000		
		RV 59	31.2	28.0	27.7	27.6	27.5	27.2	26.9	26.6	26.2	25.7	25.3	24.7	24.2	23.9	23.4	22.8	22.3	22.0	21.7	21.3	20.8	18.2	17.7	17.5	—	—	—	—	8760		
	0.20	RV277	33.9	31.1	30.7	30.6	30.4	30.2	29.8	29.4	29.2	28.6	28.1	27.5	27.0	26.7	26.2	25.7	25.2	24.7	24.3	23.8	23.2	22.7	22.1	21.6	19.7	—	—	—	3000		
		RV369	36.7	33.4	33.2	33.1	32.9	32.7	32.3	32.0	31.6	31.1	30.6	30.0	29.5	29.0	28.4	27.9	27.4	26.9	26.4	25.8	25.2	24.7	24.1	23.6	22.0	19.6	—	—	—	6000	
		RV262	34.6	32.0	31.6	31.5	31.3	31.0	30.7	30.4	30.0	29.5	29.0	28.4	27.9	27.4	26.8	26.3	25.8	25.2	24.7	24.2	23.7	23.1	22.6	22.0	21.5	19.5	18.6	18.0	17.6	8760	
500	0.10	RV187	15.5	13.9	13.7	13.5	13.3	13.2	12.9	12.8	12.7	12.5	12.4	12.2	12.0	11.9	11.8	11.5	11.3	11.0	10.5	10.1	9.5	8.7	8.1	7.2	—	—	—	3000			
		RV 62	16.4	14.3	14.1	14.0	13.8	13.5	13.4	13.2	13.0	12.8	12.5	12.2	11.8	11.6	11.1	10.8	10.4	9.8	9.4	9.1	8.5	8.1	7.2	6.1	5.3	—	—	—	7010		
		RV353	16.0	14.3	14.1	13.9	13.6	13.3	13.2	13.0	12.7	12.6	12.2	11.7	11.4	11.0	10.7	10.3	10.0	9.4	9.1	8.7	8.2	7.8	7.0	5.9	5.1	—	—	—	7060		
	0.15	RV131	22.4	19.4	18.8	18.5	18.1	17.9	17.6	17.1	16.5	15.8	14.9	14.4	14.1	13.5	13.0	12.3	11.7	11.3	10.7	9.9	9.4	8.9	8.2	7.9	7.4	—	—	—	3140		
		RV258	23.9	20.5	20.0	19.7	19.2	18.5	18.1	17.6	17.0	16.6	16.0	15.2	14.7	14.1	13.5	13.0	12.3	11.4	10.9	10.2	9.5	9.0	8.2	7.2	6.5	—	—	—	7200		
		RV359	25.3	21.3	20.9	20.6	20.4	19.4	19.0	18.4	17.8	17.3	16.5	15.7	15.0	14.5	13.8	13.4	12.6	11.7	11.2	10.6	9.9	9.4	8.3	7.2	6.5	—	—	—	7230		
	0.20	RV114	30.8	24.8	23.9	23.2	22.5	21.5	20.7	19.8	18.9	18.2	17.5	16.9	16.4	15.5	14.7	14.1	13.4	12.5	11.9	11.2	10.3	9.5	8.5	—	—	—	—	—	4270		
		RV112	30.7	25.8	25.0	24.3	23.6	22.6	21.8	20.9	20.0	19.1	18.5	17.8	17.3	16.4	15.7	15.0	14.1	13.3	12.6	11.8	10.9	10.2	9.1	—	—	—	—	—	4560		
		RV367	29.3	25.0	24.4	23.9	23.2	22.1	21.2	20.4	19.4	18.4	17.3	16.6	15.9	15.2	14.6	13.9	13.2	12.3	11.7	11.0	10.1	9.4	8.5	7.7	6.8	6.2	—	—	—	9170	
	0.25	RV358	36.8	28.9	28.0	27.4	26.4	24.9	23.8	22.9	21.6	20.5	19.4	18.0	17.2	16.3	15.3	14.8	14.0	13.2	12.3	11.4	10.5	9.6	8.8	—	—	—	—	—	4100		
		RV164	36.8	29.1	27.9	27.2	26.0	24.6	23.5	22.5	21.4	20.0	19.4	17.9	17.1	16.9	15.1	14.4	13.5	12.3	11.7	11.0	9.9	9.1	8.1	6.7	5.9	—	—	—	7320		
		RV160	36.7	28.6	27.7	27.1	26.1	24.3	23.6	22.8	21.9	20.9	19.7	19.1	18.3	17.3	16.8	15.9	14.8	13.9	13.0	12.0	11.3	10.0	8.6	7.9	7.4	—	—	—	9240		
550	0.10	RV104	14.8	11.2	10.6	10.2	9.7	9.0	8.6	8.2	7.6	7.3	6.8	6.2	5.8	5.4	4.9	4.6	4.1	3.5	3.0	2.7	2.2	1.9	1.6	—	—	—	—	3700			
		RV176	14.0	11.2	10.8	10.5	10.0	9.4	8.9	8.5	8.1	7.7	7.2	6.6	6.1	5.5	4.9	4.5	3.8	3.1	2.8	2.5	2.3	2.1	1.9	—	—	—	—	—	3700		
		RV 68	14.6	11.4	10.9	10.6	10.0	9.4	9.0	8.6	8.1	7.8	7.2	6.6	6.1	5.5	5.0	4.6	4.1	3.3	2.9	2.4	2.0	1.7	1.3	1.0	0.8	0.7	—	—	—	8760	
	0.15	RV365	20.2	13.6	13.1	12.6	11.9	11.0	10.4	9.6	9.1	8.5	7.9	7.0	6.6	6.0	5.4	5.0	4.4	3.8	3.4	3.0	2.6	2.3	1.9	1.6	1.4	1.2	—	—	—	8760	
		RV115	20.4	13.9	13.1	12.6	11.9	11.0	10.4	9.8	9.2	8.8	8.2	7.6	7.1	6.5	5.8	5.4	4.8	4.2	3.8	3.4	3.0	2.9	2.4	2.0	1.7	1.5	—	—	—	8760	
		RV295	21.8	14.4	13.6	13.0	12.2	11.4	10.6	9.9	9.1	8.6	8.0	7.0	6.4	6.0	5.4	4.9	4.3	3.5	3.1	2.6	2.2	2.0	1.7	1.5	1.3	1.2	—	—	—	8760	
	0.20	RV337	24.8	16.3	15.3	14.5	13.4	12.3	11.5	10.9	10.1	9.5	8.6	7.8	7.3	6.6	6.0	5.5	4.8	4.0	3.6	3.1	2.7	2.4	2.1	1.7	—	—	—	—	—	6000	
		RV180	25.5	17.0	15.7	15.0	14.0	13.2	12.4	11.8	11.0	10.4	9.8	8.9	8.0	7.4	6.8	6.1	5.6	4.8	4.1	3.5	3.0	2.6	2.3	2.0	1.8	1.6	1.4	—	—	—	8760
		RV170	27.5	16.7	15.3	14.5	13.9	12.6	11.8	11.1	10.4	9.6	8.8	7.8	7.2	6.7	6.0	5.5	4.9	4.2	3.7	3.3	2.8	2.5	2.2	1.9	1.7	1.6	—	—	—	8760	

Tensile properties of 12Cr-1Mo-1W-0.25V bolting steel

Room temperature tensile properties				Elastic modulus* (Kgf/mm ²)		
0.02% proof stress (Kgf/mm ²)	Tensile strength (Kgf/mm ²)	Elongation (%)	Reduction of area (%)	500°C	550°C	600°C
76	104	19	48	1.68 × 10 ⁴	1.51 × 10 ⁴	1.28 × 10 ⁴

* The values of the elastic modulus were obtained by determining the slope of the stress-strain diagrams (See ASTM E231).

Stress relaxation data of 12Cr-1Mo-1W-0.25V bolting steel

Test temp. (°C)	Total strain (%)	Specimen No.	Initial stress (Kgf/mm ²)	Residual stress (Kgf/mm ²) at the specified time (h)																	Test duration (h)									
				1.0	1.5	2.0	3.0	5.0	7.0	10	15	20	30	50	70	100	150	200	300	500		700	1000	1500	2000	3000	5000	7000	8760	
500	0.10	RR260	16.8	15.4	15.2	15.1	14.9	14.6	14.5	14.4	14.2	14.0	13.8	13.6	13.4	13.2	12.7	12.4	12.1	11.6	11.1	10.6	9.8	9.3	8.6	7.9	7.1	6.9	8760	
	0.15	RR279	24.9	22.7	22.5	22.2	22.0	21.6	21.5	21.3	21.0	20.8	20.5	20.1	19.8	19.5	19.0	18.7	18.3	17.6	17.0	16.3	15.4	14.7	13.8	12.5	11.6	11.2	8760	
	0.20	RR 39	32.3	28.4	28.0	27.6	27.2	26.6	26.3	26.0	25.5	25.2	24.9	24.4	24.1	23.7	23.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	22.3	100
		RR 5	32.3	29.0	28.8	28.6	28.4	28.2	27.9	27.6	27.3	27.0	26.7	26.4	26.1	25.8	25.5	24.6	24.6	24.6	24.6	24.6	24.6	24.6	24.6	24.6	24.6	24.6	24.6	24.6
RR209		32.3	29.0	28.8	28.6	28.4	28.2	27.9	27.6	27.3	27.0	26.7	26.4	26.1	25.8	25.5	24.6	24.6	24.6	24.6	24.6	24.6	24.6	24.6	24.6	24.6	24.6	24.6	24.6	8760
0.25	RR178	38.9	34.2	33.3	32.6	32.0	31.3	30.1	29.6	28.9	28.2	27.6	27.1	26.6	26.2	25.7	24.9	24.9	24.9	24.9	24.9	24.9	24.9	24.9	24.9	24.9	24.9	24.9	24.9	8760
550	0.10	RR158	15.0	14.4	14.3	14.1	14.0	13.8	13.7	13.6	13.4	13.2	13.0	12.7	12.5	12.1	11.8	11.5	11.1	10.6	10.2	9.6	9.2	8.9	8.3	7.8	7.2	6.6	8760	
	0.15	RR251	21.8	18.5	18.2	18.0	17.7	17.0	16.6	16.2	15.8	15.5	15.2	14.9	14.4	14.0	13.5	13.1	12.2	11.5	11.2	10.9	10.1	9.7	8.9	—	—	—	—	4440
		RR 10	21.8	19.2	19.0	18.8	18.5	18.0	17.7	17.5	17.1	16.8	16.4	15.8	15.4	14.9	14.4	13.7	12.9	11.9	11.4	10.7	10.0	9.5	8.9	8.2	7.8	7.3	8760	
	0.20	RR 55	27.9	23.5	23.2	22.7	22.1	21.7	21.0	20.3	19.9	19.3	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	30
		RR157	27.9	23.9	23.2	22.7	22.1	21.7	21.0	20.3	19.9	19.3	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	504
		RR 74	27.9	23.3	23.2	22.7	22.1	21.7	21.0	20.4	19.9	19.4	18.7	18.1	17.5	16.9	16.2	15.4	14.1	13.3	12.6	11.1	10.5	9.7	9.7	—	—	—	—	5450
RR100		27.9	23.4	23.2	22.7	22.1	21.7	21.0	20.4	19.9	19.4	18.7	18.1	17.5	16.9	16.2	15.4	14.1	13.3	12.6	11.1	10.5	9.7	9.9	9.4	9.0	—	—	8760	
0.25	RR212	32.9	25.5	25.2	24.6	24.1	23.2	22.2	21.6	21.0	20.3	19.5	18.8	18.1	17.2	16.2	15.0	14.3	13.3	12.6	11.1	10.2	9.5	9.1	—	—	—	—	8760	
600	0.10	RR267	12.7	11.8	11.6	11.4	11.1	10.8	10.5	10.2	9.8	9.6	9.1	8.5	8.1	7.7	7.2	6.8	6.2	5.5	4.9	4.3	3.6	2.9	2.0	1.0	0.4	0.1	8760	
	0.15	RR 66	18.2	14.8	14.4	14.1	13.9	13.4	12.9	12.5	12.1	11.6	11.1	10.7	9.9	9.4	8.9	8.2	7.6	7.0	5.9	5.3	4.6	3.7	3.0	2.2	1.2	0.8	0.6	8760
	0.20	RR125	22.9	18.3	17.7	17.1	16.6	15.8	15.2	14.6	13.6	13.1	12.4	11.5	10.8	10.1	9.3	8.7	7.9	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	10
		RR224	22.9	17.9	17.7	17.6	17.5	17.4	17.3	17.2	17.1	17.0	16.9	16.8	16.7	16.6	16.5	16.4	16.3	16.2	16.1	16.0	15.9	15.8	15.7	15.6	15.5	15.4	15.3	336
		RR 23	22.9	17.7	17.7	17.6	17.5	17.4	17.3	17.2	17.1	17.0	16.9	16.8	16.7	16.6	16.5	16.4	16.3	16.2	16.1	16.0	15.9	15.8	15.7	15.6	15.5	15.4	15.3	8760
0.25	RR217	26.7	20.2	19.5	19.0	18.4	17.5	16.9	16.2	15.5	15.0	14.4	13.0	12.3	11.1	10.3	9.7	8.7	7.5	6.7	5.6	4.7	3.7	2.6	1.6	1.2	0.8	8760		
650	0.20	RR132	16.9	11.2	10.6	10.2	9.6	8.9	8.4	7.8	7.1	6.6	5.7	4.6	4.0	3.3	2.6	2.2	1.9	1.5	1.3	1.1	0.9	0.8	—	—	—	—	3000	

Tensile properties of 19Cr-9Ni-1.4Mo-1.4W-Nb bolting steel

Room temperature tensile properties				Elastic modulus* (Kgf/mm ²)			
0.02% proof stress (Kgf/mm ²)	Tensile strength (Kgf/mm ²)	Elongation (%)	Reduction of area (%)	550°C	600°C	650°C	700°C
44	88	32	49	1.59 × 10 ⁴	1.55 × 10 ⁴	1.47 × 10 ⁴	1.36 × 10 ⁴

* The values of the elastic modulus were obtained by determining the slope of the stress-strain diagrams (See ASTM E231).

Stress relaxation data of 19Cr-9Ni-1.4Mo-1.4W-Nb bolting steel

Test temp. (°C)	Total strain (%)	Specimen No.	Initial stress (Kgf/mm ²)	Residual stress (Kgf/mm ²) at the specified time (h)																	Test duration (h)										
				1.0	1.5	2.0	3.0	5.0	7.0	10	15	20	30	50	70	100	150	200	300	500		700	1000	1500	2000	3000	5000	7000	8760		
550	0.20	RA 3	30.9	29.6	29.4	29.2	28.9	28.5	28.2	27.8	27.5	27.2	26.8	26.5	26.2	25.8	25.4	25.0	24.6	24.2	23.8	23.4	23.0	22.6	22.2	21.8	21.4	21.0	100		
	0.25	RA 66	37.5	35.5	35.3	35.1	34.9	34.6	34.3	34.0	33.7	33.4	33.1	32.8	32.5	32.2	31.9	31.6	31.3	31.0	30.7	30.4	30.1	29.8	29.5	29.2	28.9	28.6	28.3	3000	
600	0.10	RA 1	15.3	15.0	14.9	14.8	14.7	14.6	14.5	14.4	14.3	14.2	14.1	14.0	13.9	13.8	13.7	13.6	13.5	13.4	13.3	13.2	13.1	13.0	12.9	12.8	12.7	12.6	12.5	8760	
	0.15	RA 35	22.7	21.2	21.0	20.8	20.6	20.4	20.2	20.0	19.9	19.7	19.5	19.4	19.3	19.2	19.1	19.0	18.9	18.8	18.7	18.6	18.5	18.4	18.3	18.2	18.1	18.0	17.9	17.8	8760
		RA 8	29.7	27.7	27.7	27.6	27.5	27.4	27.3	27.2	27.1	27.0	26.9	26.8	26.7	26.6	26.5	26.4	26.3	26.2	26.1	26.0	25.9	25.8	25.7	25.6	25.5	25.4	25.3	25.2	50
		RA 11	29.8	27.8	27.7	27.6	27.5	27.4	27.3	27.2	27.1	27.0	26.9	26.8	26.7	26.6	26.5	26.4	26.3	26.2	26.1	26.0	25.9	25.8	25.7	25.6	25.5	25.4	25.3	25.2	1008
0.20	RA 27	29.8	27.5	27.4	27.3	27.2	27.1	27.0	26.9	26.8	26.7	26.6	26.5	26.4	26.3	26.2	26.1	26.0	25.9	25.8	25.7	25.6	25.5	25.4	25.3	25.2	25.1	25.0	24.9	8832	
	RA 9	36.0	31.8	31.1	30.4	29.9	29.5	29.1	28.7	28.3	27.9	27.5	27.1	26.7	26.3	25.9	25.5	25.1	24.7	24.3	23.9	23.5	23.1	22.7	22.3	21.9	21.5	21.1	20.7	8760	
650	0.10	RA 72	15.3	14.8	14.7	14.6	14.5	14.4	14.3	14.2	14.1	14.0	13.9	13.8	13.7	13.6	13.5	13.4	13.3	13.2	13.1	13.0	12.9	12.8	12.7	12.6	12.5	12.4	12.3	8760	
	0.15	RA 2	22.6	21.4	21.3	21.2	21.1	21.0	20.9	20.8	20.7	20.6	20.5	20.4	20.3	20.2	20.1	20.0	19.9	19.8	19.7	19.6	19.5	19.4	19.3	19.2	19.1	19.0	18.9	18.8	8760
		RA 24	29.3	25.5	25.2	24.9	24.6	24.3	24.0	23.7	23.4	23.1	22.8	22.5	22.2	21.9	21.6	21.3	21.0	20.7	20.4	20.1	19.8	19.5	19.2	18.9	18.6	18.3	18.0	25	
		RA 47	29.3	26.0	25.5	25.2	24.9	24.6	24.3	24.0	23.7	23.4	23.1	22.8	22.5	22.2	21.9	21.6	21.3	21.0	20.7	20.4	20.1	19.8	19.5	19.2	18.9	18.6	18.3	628	
0.20	RA 30	29.3	25.9	25.5	25.2	24.9	24.6	24.3	24.0	23.7	23.4	23.1	22.8	22.5	22.2	21.9	21.6	21.3	21.0	20.7	20.4	20.1	19.8	19.5	19.2	18.9	18.6	18.3	8760		
	RA 98	33.9	27.7	27.2	26.6	26.0	25.4	24.8	24.2	23.6	23.0	22.4	21.8	21.2	20.6	20.0	19.4	18.8	18.2	17.6	17.0	16.4	15.8	15.2	14.6	14.0	13.4	12.8	12.2	8760	
700	0.10	RA108	13.9	13.0	12.8	12.6	12.4	12.2	12.0	11.8	11.6	11.4	11.2	11.0	1																

RESULTATS EN FLUAGE DE BRIGGS ET PARKER [32]Nom du fichier : Dorn X 20Nom du fichier : Dorn X 20-2

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)	T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)
470	36.8	10000	470	32.4	10000
470	30.9	100000	470	26	100000
470	28.5	200000	480	29.9	10000
480	34.5	10000	480	23.6	100000
480	28.4	100000	490	26.9	10000
480	26.2	200000	490	21.3	100000
490	31.9	10000	500	24.7	10000
490	26	100000	500	19	100000
490	23.7	200000	510	22.7	10000
500	29.4	10000	510	16.9	100000
500	23.5	100000	520	20.7	10000
500	21.5	200000	520	14.7	100000
510	27.4	10000	530	18.7	10000
510	21.1	100000	530	13	100000
510	19.1	200000	540	17	10000
520	25.3	10000	540	11.4	100000
520	18.6	100000	550	15.1	10000
520	16.7	200000	550	9.8	100000
530	23.2	10000	560	13.5	10000
530	16.7	100000	560	8.5	100000
530	14.7	200000	570	11.8	10000
540	21.3	10000	570	7.2	100000
540	14.1	100000	580	10.3	10000
540	12.8	200000	580	6.1	100000
550	19.2	10000	590	9	10000
550	12.8	100000	590	5.2	100000
550	11.1	200000	600	7.5	10000
560	17.3	10000	600	4.3	100000
560	11.2	100000	610	6.4	10000
560	9.6	200000	610	3.6	100000
570	15.4	10000	620	5.3	10000
570	9.6	100000	620	3	100000
570	8.1	200000	630	4.4	10000
580	13.6	10000	630	2.5	100000
580	8.2	100000	640	3.6	10000
580	6.8	200000	640	2	100000
590	11.9	10000	650	2.9	10000
590	7	100000	650	1.7	100000
590	5.8	200000	(Suite Dorn X20)		
600	10.1	10000	630	6	10000
600	5.9	100000	630	3.4	100000
600	4.8	200000	630	2.7	200000
610	8.7	10000	640	4.9	10000
610	5	100000	640	2.8	100000
610	4	200000	640	2.2	200000
620	7.3	10000	650	4	10000
620	4.2	100000	650	2.3	100000
620	3.3	200000	650	1.8	200000

Nom du fichier : Dom X 22-A

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)
450	48	10000
450	45.3	30000
450	43.2	100000
460	45.1	10000
460	42.2	30000
460	39.7	100000
470	42.2	10000
470	39.6	30000
470	36.8	100000
480	39.4	10000
480	36	30000
480	33.6	100000
490	36.6	10000
490	33.5	30000
490	30.6	100000
500	33.8	10000
500	30.4	30000
500	27.5	100000
510	31.2	10000
510	27.8	30000
510	24.5	100000
520	28.6	10000
520	25	30000
520	21.6	100000
530	26.1	10000
530	22.2	30000
530	18.7	100000
540	23.5	10000
540	19.6	30000
540	16.1	100000
550	21.1	10000
550	17.2	30000
550	13.7	100000
560	18.7	10000
560	15	30000
560	11.8	100000
570	16.5	10000
570	9.9	100000
580	14.3	10000
580	11.1	30000
580	8.3	100000
590	12.2	10000
590	9.3	30000
590	7	100000
600	7.9	30000
600	5.9	100000

Nom du fichier : Dom X 22-B

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)
450	51.6	10000
450	48.9	30000
450	44.5	100000
460	48.7	10000
460	45.9	30000
460	41.4	100000
470	45.8	10000
470	42.8	30000
470	32.8	100000
480	42.8	10000
480	39.8	30000
480	35.2	100000
490	39.8	10000
490	36.6	30000
490	31.9	100000
500	36.8	10000
500	33.4	30000
500	28.8	100000
510	33.7	10000
510	30.3	30000
510	25.6	100000
520	30.8	10000
520	27.2	30000
520	22.6	100000
530	27.8	10000
530	24.2	30000
530	19.6	100000
540	25	10000
540	21.5	30000
540	17	100000
550	22.2	10000
550	18.5	30000
550	14.4	100000
560	19.6	10000
560	16	30000
560	12.2	100000
570	17.1	10000
570	13.6	30000
570	10.1	100000
580	14.8	10000
580	11.5	30000
580	8.4	100000
590	12.6	10000
590	9.7	30000
590	7	100000

Nom du fichier : Dorn X 22-A2

Nom du fichier : Dorn X 22-B2

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)	T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)
450	43.6	10000	450	47.5	10000
450	40.1	30000	450	45	30000
450	47.4	100000	450	40.3	100000
460	40.5	10000	460	44.5	10000
460	37.2	30000	460	41.8	30000
460	34.1	100000	460	37.2	100000
470	37.5	10000	470	41.5	10000
470	33.8	30000	470	38.6	30000
470	30.8	100000	470	34	100000
480	34.4	10000	480	38.6	10000
480	30.6	30000	480	35.6	30000
480	27.8	100000	480	31	100000
490	31.6	10000	490	35.6	10000
490	27.8	30000	490	32.5	30000
490	24.8	100000	490	28	100000
500	28.9	10000	500	32.7	10000
500	25.4	30000	500	29.6	30000
500	22.1	100000	500	25.1	100000
510	26.2	10000	510	29.8	10000
510	22.8	30000	510	26.6	30000
510	19.5	100000	510	22.1	100000
520	23.5	30000	520	27	10000
520	20	100000	520	23.8	30000
520	17	10000	520	19.3	100000
530	21.1	30000	530	24.2	10000
530	17.7	100000	530	21	30000
530	14.8	10000	530	16.7	100000
540	18.7	30000	540	21.5	10000
540	15.6	100000	540	18.3	30000
540	12.7	10000	540	14.2	100000
550	16.5	30000	550	18.9	10000
550	13.5	100000	550	15.8	30000
550	10.8	10000	550	12	100000
560	14.4	30000	560	16.6	10000
560	11.7	100000	560	13.4	30000
560	9.1	10000	560	9.9	100000
570	12.6	100000	570	14.2	10000
570	9.9	10000	570	11.4	30000
570	7.7	30000	570	8.1	100000
580	10.8	100000	580	12.3	10000
580	8.4	10000	580	9.5	30000
580	6.4	30000	580	6.5	100000
590	9.2	100000	590	10.4	10000
590	7.1	30000	590	8	30000
590	5.3	100000	590	5.3	100000
600	7.9	10000			
600	6	30000			
600	4.4	100000			

Nom du fichier : Dorn X 22-A3

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t_r (h)
450	34.3	10000
450	31	30000
450	26.4	100000
460	31.4	10000
460	28.3	30000
460	24	100000
470	28.5	10000
470	25.6	30000
470	21.5	100000
480	25.8	10000
480	23	30000
480	19.3	100000
490	23	10000
490	20.4	30000
490	16.8	100000
500	20.4	10000
500	17.9	30000
500	14.7	100000
510	17.8	30000
510	15.6	30000
510	12.7	100000
520	15.5	10000
520	13.3	30000
530	13.2	10000
530	11.4	30000
530	9.1	100000
540	11.47	10000
540	9.6	30000
540	7.7	100000
550	9.6	10000
550	8.1	30000
550	6.3	100000
560	8	10000
560	6.7	30000
560	5.1	100000
570	6.8	10000
570	5.5	30000
570	4.1	100000
580	5.8	10000
580	4.6	30000
580	3.3	100000
590	5.1	10000
590	3.9	30000
590	2.8	100000
600	4.6	10000
600	3.6	30000
600	2.7	100000

Nom du fichier : Dorn X 22-B3

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t_r (h)
450	35.9	10000
450	32.2	30000
450	27.3	100000
460	33	10000
460	29.5	30000
460	24.9	100000
470	30	10000
470	26.8	30000
470	22.6	100000
480	27.4	10000
480	24.2	30000
480	20.3	100000
490	24.6	10000
490	21.6	30000
490	18	100000
500	21.9	10000
500	19.2	30000
500	16	100000
510	19.4	10000
510	16.8	30000
510	13.9	100000
520	17	10000
520	14.7	30000
520	11.9	100000
530	14.8	10000
530	12.7	30000
530	10.1	100000
540	12.8	10000
540	10.8	30000
540	8.6	100000
550	10.9	10000
550	9.1	30000
550	7	100000
560	9.2	10000
560	7.6	30000
560	5.7	100000
570	7.8	10000
570	6.2	30000
570	4.5	100000
580	6.5	10000
580	5.1	30000
580	3.7	100000
590	5.5	10000
590	4.3	30000
590	3.1	100000

Nom du fichier : Dorn HT 9 [32]

Nom : Dorn S 590 [30,31]

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)	T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)
500	29.4	10	538	48.2	1677
500	25	100	538	55.1	433
500	23.8	200	538	62	109
510	28.2	10	538	68.9	22
510	23.6	100	593	34.5	3149
510	23.3	200	593	41.3	264
520	26.5	10	593	48.2	109
520	22.2	100	593	51.6	44
520	20.8	200	593	55.1	25
530	24.5	10	649	17.2	43978
530	20.6	100	649	20.7	11937
530	19.1	200	649	24.1	2243
540	22.6	10	649	27.6	756
540	18.6	100	649	31	192
540	17.4	200	649	34.5	93
550	20.6	10	649	37.9	63
550	16.7	100	649	41.3	26
550	15.6	200	732	12	16964
560	18.6	10	732	13.8	9529
560	14.7	100	732	17.2	809
560	13.4	200	732	17.2	1028
570	16.7	10	732	19.3	342
570	12.8	100	732	23.4	59
570	11.4	200	816	6.9	15335
580	14.7	10	816	6.9	11257
580	10.8	100	816	8.6	5052
580	9.3	200	816	10.3	1352
590	12.8	10	816	10.3	1356
590	8.8	100	816	12	719
590	7.5	200	816	13.8	267
600	10.8	10	816	15.5	88
600	6.9	100	816	17.2	25
600	6	200			
610	9.1	10			
610	5.7	100			
610	4.9	200			
620	7.7	10			
620	4.7	100			
620	4	200			
630	6.9	10			
630	3.9	100			
630	3.2	200			
640	6.2	10			
640	3.3	100			
640	2.7	200			
650	5.7	10			
650	2.9	100			
650	2.4	200			

RESULTATS EN FLUAGE DE VISWANATAN ET BECK [33]Nom : Dorn GD1-steel A

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)
593	31	3
593	29	13
593	25.5	141
593	24.1	210
593	22.8	138
593	20.7	374
593	17.2	1363
593	13.8	3466
593	10.3	7335
510	44.8	26
510	44.8	22
510	37.9	824
510	37.9	835
510	34.5	536
510	34.5	2139
510	34.5	806

Nom : Dorn GD1-steel B

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)
593	29	128
593	29	99
593	24.8	270
593	24.8	316
593	23.1	592
593	20.7	721
593	20.7	726
510	44.8	56
510	44.8	11
510	37.9	1043
510	37.9	161
510	34.5	1167

Nom : Dorn GD1-steel A-KT 4

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)
593	31	304
593	29	436
593	24.8	810
593	24.1	1405
593	20.7	2560
593	17.2	6058
593	13.8	9412
510	44.8	3229

Nom : Dorn GD1-steel B-KT 4

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)
593	29	130
593	29	110
593	24.8	178
593	24.8	256
593	20.7	420
593	20.7	462
510	44.8	1180
510	44.8	1738
510	37.9	2632
510	37.9	3687
510	34.5	4517

Nom du fichier :
Dorn GD1-steel B-KT 10

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)
593	29	103
593	29	150
593	24.8	170
593	24.8	180
593	20.7	333
593	20.7	349
510	44.8	681
510	44.8	1146
510	37.9	1154
510	37.9	3182
510	34.5	2745
510	34.5	2325

Nom du fichier :
Dorn GD1-steel A-KT 10

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t _r (h)
593	29	491
593	29	395
593	25.5	1048
593	24.8	1003
593	22.8	1388
510	44.8	2442

RESULTATS TIRES DU RAPPORT ILZRO-ZM209 [35]Nom du fichier : Dorn Zinc

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t_r (h)
22	13.25	8.2
22	12.5	22.4
22	11.25	114
22	11	280
22	10.75	283
22	10	1283
22	9.5	4042
40	11.5	5.9
40	11	18.8
40	10	149
40	9.5	204
40	9	925
40	8.5	2014
40	8	3732
60	10	13.1
60	9.5	46
60	8	316
60	7.5	1289
80	9.5	5.7
80	8	46.5
80	7.5	106
80	7	336
80	6.25	1590
80	6	2017
100	7	23.1
100	6.25	93
100	6	294
100	5.1	1136
100	4.8	225

Nom du fichier : Dorn Zinc-1

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	t_r (h)
22	13.25	0.22
22	12.5	0.7
22	11.25	4.05
22	11	10.5
22	10.75	9.3
22	10	82
22	9.5	217
40	11.5	0.183
40	11	0.67
40	10	5.7
40	9.5	6.7
40	9	39.75
40	8.5	106.5
40	8	194
60	10	0.45
60	9.5	1.82
60	8	14
60	7.5	52
80	9.5	0.2
80	8	1.64
80	7.5	4.3
80	7	11.2
80	6.25	36
80	6	43
100	7	0.83
100	6.25	3.13
100	6	7.9
100	5.1	18
100	4.8	41

Nom du fichier : Zener Zinc [35]

T(°C)	σ (DaN/mm ²)	$\dot{\epsilon}_{ss}$ (%/h)
22	13.25	1.41
22	12.5	0.54
22	11.25	8E-2
22	11	3.3E-2
22	10.75	3.2E-2
22	10	4.5E-3
22	9.5	1.95E-3
22	8	1.3E-4
40	11.5	2.28
40	11	0.57
40	10	5.3E-2
40	9.5	4.7E-2
40	9	0.01

Nom : Zener-Holl-Ram [34]

T(°C)	σ (Psi)	$\dot{\epsilon}$ (s ⁻¹)
110	13700	0.0635
110	13800	0.0668
110	16400	0.0738
110	14900	0.0779
110	16800	0.451
110	17100	0.586
110	18300	1.72
110	17700	1.76
110	18500	2.99
110	19100	3.09
110	19500	4.3
110	19500	4.33
110	18500	4.48

Zener-Zinc (suite)			Zener-Holl-Ram (suite)		
40	8.5	4.39E-3	110	19600	5.04
40	8	2.76E-3	143	11600	0.0865
60	10	0.9	143	13600	0.417
60	9.5	0.251	143	15400	1.63
60	8	3.46E-2	143	14700	1.7
60	7.5	9.3E-3	143	15700	2.86
80	9.5	2.306	143	16500	4.5
80	8	0.27	143	16400	4.86
80	7.5	0.123	213	7200	0.0925
80	7	4.25E-2	213	8900	0.571
80	6.25	1.04E-2	213	9800	1.59
80	6	0.01	213	10400	2.6
100	7	0.573	213	10600	4.3
100	6.25	0.156	213	10200	4.55
100	6	5.47E-2	282	4200	0.1
100	5.1	1.3E-2	282	5700	0.517
100	4.8	5.49E-3	282	6300	1.56
			282	6200	1.59
			282	6700	2.57
			282	7000	4.02
			282	7200	4.1
			349	2500	0.092
			349	2800	0.104
			349	2300	0.108
			349	3600	0.502
			349	4400	1.56
			349	4800	2.78
			349	4900	4.05
			349	4900	4.05
			349	4900	4.1
			349	4400	4.2

Nom :Dorm- NRIM-SUH616B [75]

T(°C)	σ (MPa)	t_r (h)
500	50	125.2
500	46	1326.6
500	43	51.9
550	40	909.7
550	35	4446.1
550	30	72.2
600	28	731.9
600	20	2351.7
600	15	6924

RESULTATS EN TORSION A CHAUD DE EYGAZIER

Nom du fichier : Ugine-NS22SV

Nom du fichier : Ugine-F17

T(°C)	σ (MPa)	$\dot{\epsilon}$ (s ⁻¹)	T(°C)	σ (MPa)	$\dot{\epsilon}$ (s ⁻¹)
900	211	0.1	800	176	0.1
900	264	1	800	200	1
900	306	10	800	242	10
1000	156	0.1	900	105	0.1
1000	193	1	900	141	1
1000	240	10	900	176	10
1100	101	0.1	1000	55	0.1
1100	130	1	1000	89	1
1100	170	10	1000	127	10
1200	59	0.1	1100	42	0.1
1200	85	1	1100	56	1
1200	124	10	1100	90	10
1300	38	0.1	1200	21	0.1
1300	60	1	1200	35	1
1300	86	10	1200	52	10

RESUTATS EN RELAXATION DE IOST ET SASSI [36]

temps (s)	contrainte (daN/mm ²)				
	RE 1	RE 2	RE 3	RE 4	RE 5
1	179.59	158.31	149.76	168.24	174.43
2	179	157.9	149.6	167.83	174.17
4	178.5	157.49	149.29	167.33	173.76
8	177.66	156.84	148.95	166.51	173.25
16	176.82	156.19	148.46	165.6	172.84
32	175.9	155.46	147.89	164.61	172.08
64	174.89	154.56	147.4	163.37	171.41
128	174.09	153.58	146.75	162.3	170.16
256	173.04	152.44	145.94	160.81	168.65
512	171.87	151.22	145.29	159.74	167.15
1024	170.69	150.08	144.23	158.5	164.89
2048	169.6	148.78	143.17	157.09	162.13
4096	168.01	147.47	142.2	155.44	159.53
8192	166.33	146.41	141.14	154.12	156.86
16384	164.82	145.52	140.33	152.39	154.85
32768	163.39		139.76	151.15	153.18
65535	162.22			150.33	151.92
131072	161.46				

temps (s)	contrainte (daN/mm ²)				
	RE 6	RE 7	RE 8	RE 9	RE 10
1	120.41	153.86	179.34	163.54	140.91
2	120.33	153.29	178.92	162.88	140.67
4	120.09	152.55	178.33	162.14	140.19
8	119.93	151.49	177.66	161.07	139.62
16	119.69	150.19	176.9	159.75	138.89
32	119.2	148.73	175.98	158.27	138.09
64	118.48	147.26	175.06	156.78	137.04
128	117.92	145.71	173.88	155.3	135.83
256	117.11	144.01	172.79	153.82	134.53
512	116.65	142.38	171.7	152.17	133.24
1024	115.66	140.59	170.19	150.11	131.95
2048	115.1	138.71	168.68	148.3	130.66
4096	114.38	137.17	166.83	146.74	129.36
8192	113.89	134.72	164.65	145.67	127.67
16384	113.17	132.69	162.64	144.6	125.81
32768	112.52	131.22	161.21		124.04
65535	112.12		160.71		122.9
131072					

temps (s)	contrainte (daN/mm ²)		
	RE 11	RE 12	RE 13
1	137.75	129.73	121.19
2	136.6	128.51	120.54
4	134.96	127.28	119.64
8	132.83	125.57	118.18
16	130.21	123.53	115.49
32	127.34	121.25	114.03
64	124.79	119.29	112.4
128	122.17	116.6	110.21
256	118.55	114.56	107.36
512	116.68	112.2	105.49
1024	113.56	110.08	103.29
2048	110.36	107.39	100.85
4096	106.43	105.02	98.41
8192	102.49	102.17	96.38
16384	98.55	99.64	95.16
32768	95.52	97.6	
65535	93.47		
131072			

BIBLIOGRAPHIE

- [1] **A. Mendelson and S. S. Manson**, "*The Extrapolation of Families of Curves by Recurrence Relations, With Application to Creep Rupture Data*", J. Basic Eng., (1960), pp 839-847.
- [2] **J. B. Conway**, "*Stress-Rupture Parameters: Origin, Calculation and Use*", ed. Gordon and Breach, Sciences Publishers, New York, London, Paris.
- [3] **D. Lehmann**, "*Comparaison des Méthodes d'Extrapolation des Résultats de Fluage à Rupture*", Ann. Chim. Fr, 6, (1981), pp 150-167.
- [4] **A. M. Freudenthal**, "*The Inelastic Behavior of Engineering Materials and Structures*", J. Willey and Sons, New York, (1950).
- [5] **E. W. Hart** "A Phenomenological Theory for Plastic Deformation of Polycrystalline Metals", Acta Met. 18, (1970), pp 569-610.
- [6] **E. W. Hart and H. D. Solomon**, "*Load Relaxation Studies of Polycrystalline High Purity Aluminum*", Acta Met., 21, (1973), pp 295-307.
- [7] **E. W. Hart, C. Y. Li, H. Yamada and G. L. Wire**, in "*Constitutive Equations in plasticity*", ed. A.S. Argon, M.I.T. Press, Cambridge Mass., 1975, pp 149-197.
- [8] **E. W. Hart**, "*Constitutive Relations for Nonelastic Deformation of Metals*" J. Eng. Mat. Tech. 98, (1976), pp193-202.
- [9] **F. T. Trouton and A. O. Rankine**, "*On the Stretching of Lead Wire behind the Elastic Limit*", Phil. Mag. n°2, (1904), pp 538-555.

- [10] C. Y. Li. dans, "*Metallurgical treatises*", ed. J. K. Tien and G. F. Elliott, TSM-AIME, Warrendale, Pennsylvania, (1981), pp 469-485.
- [11] P. Alexopoulos and R. L. Keusseyan, G. L. Wire and C. Y. Li, dans "*Mechanical Testing for Deformation Model Development*", ed. R. W. Rohde and J. C. Swearingen, American Society for Testing and Materials ASTM STP765, (1982), pp 148-184.
- [12] F. H. Huang, M. Yamada and C. H. Li, dans "*Characterization of Series MPC-7*", ASME, (1978), pp 83-94.
- [13] G. D. Johnson, J. L. Straalsund and G. L. Wire, "*A New Approach to Stress-Rupture Data Correlation*", Mat. Sci. Eng., (1977), pp 69-75.
- [14] J. C. M. Li, "*Dislocations Dynamics in Deformation and Recovery*" Can. J. Physics., 45, (1967), pp 493-509.
- [15] Y. Adda, J. Philibert et J. P. Poirier, "*Montée de Dislocations et Fluage des Métaux*", dans "Déformation Plastique des métaux et alliages", textes rapportés par G. Champier et G. Saada, Ecole d'été de Pont-à-Mousson-Nancy (France), (1967), pp 162-189.
- [16] F. R. Larson and J. Miller, "*Time-Temperature Relationship for Rupture and Creep Stresses*" T. ASME, 74, (1952), p 765.
- [17] R. L. Orr, O. D. Sherby and J. E. Dorn, "*Correlations of Rupture Data for Metals at Elevated Temperatures*", T. ASM., 46, (1954), p 113.

- [18] S. S. Manson, G. Succop and W. F. Brown, Jr., "*The Application of Time-Temperature Parameters to Accelerated Creep Rupture Testing*", Trans. ASM., 51, (1959), p 911.
- [19] E. W. Hart, "*A Theory for Flow of Polycrystals*", Acta Met. 15, (1967), pp 1545-1549.
- [20] E. W. Hart, "*Theory of Tensile Test*", Acta Met. 15, (1967), pp 351-355.
- [21] N. Nir, F. H. Huang, E. W. Hart and C. Y. Li, "*Relationship Between Anelastic and Non Linear Visco Plastic of 316 Stainless Steel at Low Homologous Temperatures*" , Met. Trans., 8 A, (1977), pp 583-588.
- [22] M. A. Korhonen, S. P. Hannula and C. Y. Li, "*State Variable Theorics Based on Hart's Formulation*" ed. A. K. Miller, Elsevier Applied Science, (1987), pp 89-137.
- [23] V. Kumar, S. Mukhejee, F. H. Huang and C. Y. Li, "*Deformation type 304 Austenic Stainless Steel*", Electric Power Resarch Institute, Report Number EPRI NP-1276, Déc. (1979) citée par [21].
- [24] M. A. Fortes and M. E. Rosa, "*The Form of a Constitutive Equation of Plastic Deformation Compatible With Stress Relaxation Data*" Acta Met. 32 n° 5, (1984), pp 663-670.
- [25] M. S. Jackson, G. W. Cho P. Alexopoulos and C. Y. Li, J. Eng. Mater. Technol., 103, (1981), pp 314-325.
- [26] R. L. Keuseyan and C. Y. Li, "*Grain Boundary Anelasticity and Sliding in Nickel*", DOE Report DOE/ER/02172-37, Cornell University, Ithaca, N. Y., (1980) citée par [7].

- [27] R. E. Medrano and P. Gillis, "*Stress Relaxation of an AISI 1080 Steel*", Met. Trans. 20A, (1989), pp 2011-2015.
- [28] C. Tanaka and T. Ohba, "*Stress Relaxation Data of 1Cr-0.5Mo-0.25V, 12Cr-1Mo-1W-0.25V and 19Cr-9Ni-1.4W-Nb Bolting Steels*". Trans. Mat. Res. Inst. Met. Vol. 20 n° 2, (1978).
- [29] C. Kibelolo, "*Contribution à l'Etude de la Relaxation de Longue Durée sur des Aciers au Chrome*", D.E.A. présenté à l'Université de Lille I, (1985).
- [30] R. M. Goldhoff, "*Which Method for Extrapolating Stress-Rupture Data ?*", Mat. in Design Eng., 49, 4, (1959), pp 93-97.
- [31] C. W. Richards, "*La Science des Matériaux de l'Ingénieur*". Dunod, Paris, (1965).
- [32] J. Z. Briggs and T. D. Parker, "*The Super 12% Cr Steels*", Climax Molybdenum Company Publication, Michigan, (1965).
- [33] R. Viswanathan and C. G. Beck, "*Effect of Aluminum on The Stress Rupture Properties of Cr-Mo-V Steels*". Met - Trans. A, Vol. 6, (1975), pp 1997-2003.
- [34] G. Gagnon and J J. Jonas, "*Zinc Extrusion as a thermally Activated Process*" Trans AIME 245, (1969), pp 2581-2589.
- [35] Rapport ILZRO-ZM 209, "*Creep Résistance and Formability of Wrought Zn-Ti alloys*".
- [36] A. Iost et B. Hadj Sassi, "*Relaxation dans les Fils pour Armatures de Précontrainte: Influence de l'Ecrouissage*", Mém. Sci. Rev. Mét. 3, (1984), pp 157-163.
- [37] D. A. Woodford, "*Measurement of the Mechanical State of a 1Cr Steel*", Met. Trans.A, Vol. 6, (1975), pp 1693-1697.

- [38] D. W. Henderson, R. C. Kuo and C. Y. Li, "*Load Relaxation Testing at Elevated Strain Rates*", J. Mater. Sci. 20, (1985), pp 1257-1265.
- [39] F. H. Huang, G. P. Sabol and S. G. Mc Donald, "*Load Relaxation Studies of Zircaloy-4*", J. Nucl. Mater., 79, (1979), pp 214-226.
- [40] F. Povolo, and A. J. Marzocca, "*Creep of Cold-Worked Zry-4 at 673K*", J. Nucl. Mater., 97, (1981), pp 323-332.
- [41] H. E. Cline and T. H. Alden, G. E. Research and Development Center Report n° 66-C-270, (1966), Scheneectady, N. Y. citée par [19].
- [42] A. Iost et C. Kibelolo, "*Analyse d'Essai de Fluage et de Relaxation d'Aciers Alliés à 12% de Chrome*". Communication Présentée aux Journées d'Automne de la Société Française de Métallurgie. Paris, 18-20 Octobre 1988 , Mem. Sci. Met., 9, (1988), p 473.
- [43] H. Siethoff and K. Ahlborn, Z. Metallkde, 76, 9, (1985), pp 627-634.
- [44] P. Feltham, "*Stress Relaxation of Copper and Brass at Low Temperature*", J. Inst., Met., 89, (1961), pp 210-214.
- [45] F. Povolo and R. Tinivella, "*Stress Relaxation in Bending of Type AISI 304 and A-286 Steels at 773K*", J. Mater. Sci., 19, (1984), pp 1851.
- [46] F. Povolo and R. Tinivella, "*Load Relaxation of Stainless Steel Type AISI 304 Near 563K*", J. Mater. Sci., 19, (1984), pp 2373.

- [47] E. W. Hart, "*Load Relaxation Testing and Material Constitutive Relations*", Stress and Relaxation Testing, ASTM STP 676, A. Fox Ed., 5, (1979).
- [48] A. Iost et C. Kibelolo, "*Comparaison des Lois de Relaxation Logarithmique et Puissance avec l'Equation Mécanique d'Etat de Hart*". Communication Présentée aux Journées d'Automne de la Société Française de Métallurgie. Paris, 20-22 Octobre 1987, Mem. Sci. Met., 9, (1987).
- [49] D. Mc Léan and K. F. Hale, "*The Stress Sensitivity of Creep*" in "*Structural Process in Creep*", The Iron and Steel Institute, London, (1961).
- [50] A. Iost et C. Kibelolo, "*Prévision de la Durée de Vie en Fluage*". Communication Présentée aux Journées d'Automne de la Société Française de Métallurgie. Paris, 14-16 Octobre 1986, Mem. Sci. Met., 9, (1986), p 428.
- [51] O. D. Sherby and P. M. Burke, "*Mechanical Behavior of Crystalline Solids at Elevated Temperature*", Progr. Mat. Sci., 13, (1967), pp 325.
- [52] A. K. Mukherjee, J. E. Bird and J. E. Dorn, "*Experimental Correlations for High Temperature Creep*", Trans ASM, 62, (1969), pp 155.
- [53] R. N. Stevens, "*Grain-Boundary Sliding in Metals*", Met. Rev., Vol. 11, Review 108, (1966), pp 129-142.
- [54] A. Iost, C. Kibelolo et P. Eygazier, "*Relation Contrainte d'Écoulement-Vitesse de Déformation en torsion à chaud pour des aciers inoxydables*", Communication Présentée aux

- Journées d'Automne de la Société Française de Métallurgie. Paris, 17-19 Octobre 1989, Mem. Sci. Met., 9, (1989), p 510.
- [55] F. Povolo and A. J. Marzocca, "*Creep and Stress Relaxation in Bending, at 673K, of Cold-Worked Zircaloy-4*", J., Nucl. Mater., 98, (1981), pp 322-328.
- [56] C. M. Sellars et W. J. McG. Tegart, "*La Relation entre la Résistance et la Structure dans la Déformation à Chaud*", Mem. Sci. Rév. Mét., 9, (1966), pp 731-746.
- [57] F. Povolo and G. H. Rubiolo, "*Scaling Relationship in The $\log\sigma$ - $\log\dot{\epsilon}$ Creep and Stress-Relaxation Curves and The Plastic Equation of State*", J. of Mat. Sci., 18, (1983), pp 165-172.
- [58] A. Iost et C. Kibélolo, "*Aciers à 12% de Chrome: Application à la Relaxation et au Fluage de l'Equation Mécanique de Hart*", Mém. Et. Sci. Rév. Mét.3, (1990), pp 165-172.
- [59] K. Maruyama and H. Oikawa, "*An Extrapolation Procedure of Creep Data for St. Determination: With Special Reference to Cr-Mo-V Steel*", Trans. ASME, n° 109, (1987), pp 142-146.
- [60] H. Yamada and C. Y. Li, "*Stress Relaxation and Mechanical Equation of State in B.C.C. Metals in Monotonic Loading*", Acta Met., Vol. 22, n° 9, (1973), pp 2133-2136.
- [61] H. Yamada and C. Y. Li, "*Stress Relaxation and Mechanical Equation of State in B.C.C Metals in Monotonic Loading*", Acta Met. 22, (1974), pp 249-253.
- [62] G. L. Wire, H. Yamada and C. Y. Li, "*Mechanical Equation of State and Grain Boundary Sliding in Lead in Monotonic Loading*", Acta Met. 22, (1974), pp 505-512.

- [63] F. V. Ellis, G. L. Wire and C. Y. Li, AEC Report n° C00-2172-5, Cornell University, citée dans [7].
- [64] H. Yamada and C. Y. Li, "*J. E. Dorn Memorial Symp. on Rate Processes in Plastic Deformation*", Am. Soc. Metals Park, OH, (1975), citée dans [24].
- [65] I. Lerner, S. W. Chiang and D. Kohlstedt, "*Load Relaxation Studies of four Alkali Halides*", Acta Met. 27, (1979), pp 1187-1196.
- [66] I. Lerner and D. Kohlstedt, "*Load Relaxation Studies of AgCl*", Acta Met. 30, (1982), pp 225-233.
- [67] G. L. Wire, F. V. Ellis and C. Y. Li, "*Work Hardening and Mechanical Equation of State in Some Metals in Monotonic Loading*", Acta Met. 24, (1976), pp 677-685.
- [68] F. Povoletto and M. Higa, "*Stress-Relaxation in Bending, at 673K, of Stress-Relieved and Cold-Worked Zircaloy-4*", J. Nucl. Mater., 91, (1980), pp 189-199.
- [69] E. T. Whittaker and G. N. Watson, "*Modern Analysis*", Cambridge University Press, (1927).
- [70] S. P. Hannula, M. A. Korhonen and C. Y. Li, "*Strain Aging and Load Relaxation Behavior of Type 316 Stainless Steel at Room Temperature*", Met. Trans., 17A, (1986), pp 1757-1767.
- [71] J. J. Urcola and G. M. Sellars, "*A Model for a Mechanical Equation of State Under Continuously Changing Conditions of Hot Deformation*", Acta Met., Vol. 35, n°11, (1987), pp 2659-2669.
- [72] D. Lee and E. W. Hart, "*Stress-Relaxation and Mechanical Behavior of Metals*", Met. Trans., 2A, (1971), pp 1245-1248.

- [73] M. J. Anciaux, "*Stress Relaxation of Austenitic Stainless Steels at 290°C*", Met. Trans. A, Vol. 12, (1981), pp1981-1985.
- [74] A. Iost, "*Etude Phénoménologique de la Déformation Plastique et de la Rupture*", Thèse d'Habilitation présentée à l'U.S.T.L., (1990).
- [75] C. Tanaka, "*Secondary Relaxation Behavior of High Temperature Bolting Steels*", NRIM. FDS., n°35, (1983), p 1.
- [76] H. Haut, "*Mathématiques et statistiques Programme en Basic*", Editions du P.S.I., (1982).
- [77] R. Viswanathan, J. Test. Eval., Vol. 3 n°2, (1975), p 93.

SIGNIFICATION DES SYMBOLES UTILISES

Chapitre I

- σ : contrainte appliquée au matériau à l'instant t quelconque
 σ_0 : contrainte appliquée au matériau à l'instant $t=0$
 σ_i : contrainte interne du matériau
 $\dot{\epsilon}_e$: déformation élastique du matériau
 $\dot{\epsilon}_p$: déformation plastique du matériau
 $\dot{\epsilon}_t$: déformation totale du matériau
 $\dot{\epsilon}_p$: vitesse de déformation plastique du matériau, nous le noterons plus simplement $\dot{\epsilon}$
 s : pente des droites de relaxation dans la loi de relaxation logarithmique
 T : température d'essai en kelvin
 T_f : température de fusion du matériau en kelvin
 t_r : temps de rupture lors d'un essai de fluage
 Z : paramètre de Zener-Hollomon
 Q : énergie d'activation apparente des mécanismes de déformation
 R : constante molaires des gaz parfaits
 \mathcal{K} : module d'élasticité de l'ensemble machine + éprouvette.

Chapitre II

- σ^* : paramètre de dureté de l'équation de Hart (analogue à un paramètre de structure)
 σ_f : contrainte de friction (type Peierls)
 σ_a : contrainte d'interaction avec les barrières, elle est générée par l'accumulation de la déformation anélastique
 \mathcal{M} : module d'anélasticité
 $\dot{\epsilon}^*$: constante liée à σ^* par une relation d'échelle de la forme :
 $\dot{\epsilon} = (\sigma^*/G)^m \exp(-Q/RT)$
 λ : coefficient de la loi de Hart donnant la forme des courbes ($\log \sigma - \log \dot{\epsilon}$)
 Γ : fonction représentant la contribution d'écrouissage

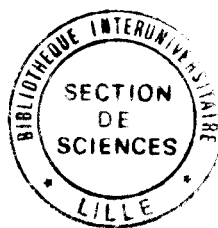
- \mathcal{R} : fonction représentant la contribution de restauration; elle est généralement négligeable aux températures homologues modérées
 $\dot{\alpha}^*$: paramètre de vitesse dépendant très peu de la température et reflétant les effets de friction du réseau, des interactions entre dislocations
 G : module de cisaillement
 σ_{a1} et σ_{a2} : contraintes internes des barrières mixtes
 $\dot{\alpha}_1$ et $\dot{\alpha}_2$: vitesses de déformation emmagasinée dans chaque type de barrières
 \mathcal{M}_1 et \mathcal{M}_2 : module d'anélasticité pour chaque barrière
 σ_2^* : paramètre de dureté des barrières fortes
 Y : facteur de concentration de contraintes pendant le glissement aux joints de grains
 $\dot{\alpha}_g$, σ_g^* , a_g^* et M_g correspondant aux joints de grains, ont la même signification que $\dot{\alpha}$, σ^* , a^* .

Chapitre III

- Γ : couple de torsion
 N : nombre de tours lors d'un essai de torsion
 μ : pentes des droites de translation dans le diagramme ($\log\sigma$ - $\log\epsilon$)
 $m=1/\mu$ correspond souvent à l'exposant de la loi de relaxation puissance

Chapitre IV

- θ : paramètre de Dorn
 $\dot{\epsilon}_{ss}$: vitesse de fluage stationnaire
 ϵ_r : déformation à la rupture
 θ' : paramètre de Dorn modifié ($\theta'=t_x \exp(-Q/RT)$)
 t_x : temps nécessaire pour atteindre une déformation ϵ_x
 ϵ_x : déformation atteinte au bout d'un temps t_x
 Z : paramètre de Zener-Hollomon
 $\Sigma_{I,2}$: somme résiduelle des carrés
 n : exposant de la loi de fluage de type puissance



- D : coefficient d'autodiffusion
- K : constante de Boltzman
- b : vecteur de Burghers
- M : facteur de taylor moyen ($\sigma = M\tau$)
- ΔG : variation d'énergie libre.

Les structures métalliques travaillant à hautes températures sont soumises à des contraintes élevées, pouvant entraîner la rupture du matériau à plus ou moins long terme.

Il est donc intéressant de connaître les lois d'évolution des matériaux composant ces structures afin de prévoir, par exemple, les contraintes maximales d'utilisation ou la durée de vie d'une pièce.

A cet effet deux types de formalismes sont souvent utilisés:

- les méthodes paramétriques classiques,
- les méthodes basées sur les relations constitutives d'état du matériau.

Contrairement aux méthodes paramétriques, la description basée sur les équations d'état demeure limitée.

Ce travail présente et développe la théorie de Hart en s'appuyant sur de nombreux résultats expérimentaux relatifs à des matériaux de compositions et de structures métallographiques différentes.

Cette extension de la théorie de Hart nous permet:

- d'envisager une corrélation entre les équations de Hart et les lois classiques de relaxation ou de fluage,
- de prévoir le taux de déformation plastique sans atteindre la rupture du matériau,
- d'introduire le paramètre de Zener-Hollomon pour faciliter la construction de la courbe maîtresse,
- d'élargir la validité de cette méthode aux essais de torsion et d'extrusion.

D'une manière générale nous avons constaté que:

- il est possible d'appliquer cette théorie sans les précautions expérimentales suggérées par Hart,
- les énergies d'activation déduites de ce formalisme sont comparables à celles trouvées par d'autres méthodes,
- les extrapolations sont meilleures.

Mots clefs: Relaxation, fluage, torsion, relation d'échelle, courbe maîtresse, équation d'état.

