



**Université Des Sciences Et De La Technologie
Houari Boumediene**

Faculté de Physique

THESE

Présentée à l'USTHB pour l'obtention du grade de

MAGISTER

Spécialité : **physique**

Option : **Physique Théorique**

Par

Nacéra BENGHANEM épouse BECHEUR

**CARACTERISATION DE LA MICROSTRUCTURE DE
FILAMENT DU TUNGSTENE PAR E.B.S.P –
APPROCHE THEORIQUE DU COMPORTEMENT
MECANIQUE EN FLUAGE D'UN FILAMENT A DOUBLE
SPIRALAGE**

Soutenue publiquement le : 15 / 10 / 2001

Devant le jury composé de :

Mr. M. DRIR	Professeur à l'USTHB	Président
Mr .K.TAIBI	Maître de Conférences à l'USTHB	Examineur
Mr. D. BRADAI	Maître de conférences à l'USTHB	Examineur
Mr N. BELDJOUDI	Maître de conférences à l'USTHB	Examineur
Mr. M. AZZAZ	Maître de Conférences à l'USTHB	Directeur de thèse

INTRODUCTION GENERALE

Il apparaît aujourd'hui que la compétitivité des industriels est étroitement liée à leurs capacités à maîtriser la qualité de leur produit.

Pour des applications industrielles, les matériaux sont différenciés selon leurs propriétés, qui se traduisent par des lois dites de "comportement", liant ainsi la déformation à la sollicitation extérieure, intérieure ou à leur combinaison, et cela d'après le domaine d'application du matériau. Dans l'industrie de l'éclairage, les filaments destinés à travailler dans des conditions thermiques "sévères", nécessitent dans le contexte général, des recherches sur l'optimisation de leur comportement lors du fonctionnement (service des lampes). En effet, en fonctionnement, les filaments sont portés à une température estimée à 2800K, ce qui prévoit l'affaissement du filament en plus du problème d'évaporation (température considérée élevée).

L'affaissement est un comportement néfaste pour la longévité des lampes, il se manifeste sous l'effet conjugué de la température et du propre poids du filament.

Nous vous proposons en vue d'optimiser le comportement de ces filaments, d'étudier ce qui suit.

Dans le premier chapitre nous expliquerons, à priori le principe de fonctionnement des lampes et les lois de la physique qui régissent l'émission de la lumière, ainsi que les phénomènes d'échanges de matière et de chaleur qui interviennent au sein d'une lampe. Par la suite, nous mettrons en évidence trois grandeurs qui sont acquises juste après la fabrication des filaments, et qui sont nécessaires pour caractériser la résistance des joints de grain. Dans la seconde partie de ce chapitre, nous allons étudier les propriétés mécaniques du tungstène massif puis des filaments au sein des lampes, et nous rapporterons d'après la littérature les mécanismes de fluage.

Le second chapitre sera consacré à la partie expérimentale où les filaments seront sujets aux tests de fluage, sur un montage réalisé par G.Richard de l'école de mines de Nancy. Les tests de fluage nous ont permis de prédire une relation biunivoque entre le traitement de recristallisation des filaments fabriqués et leur comportement aux fluage.

Dans le troisième chapitre une étude théorique à été faite pour une modélisation des sollicitations mécanique dans le cas élastique et dans le cas d'une poutre à forte courbure initiale, puis à l'aide d'un logiciel ; Maple V nous avons calculé la répartition des contraintes sur la section droite du fil.

En dernier, une technique d'observation basée sur la microscopie électronique à balayage dotée d'une unité de raccordement E.B.S.P nous a ouvert une nouvelle ère pour une meilleure caractérisation de la microstructure des filaments de tungstène, et cela en vue de trouver une corrélation entre, l'orientation des grains, la relation d'orientation entre les grains et la résistance des filaments au fluage, pour cerner le problème de la courte durée de vie des lampes.

PARTIE 1

LAMPES A INCANDESCENCE

Les lampes à incandescence sous vide sont apparues à partir de 1870. Leurs performances lumineuses ont été ensuite améliorées par le changement du matériau du filament de carbone en tungstène et par l'introduction d'un gaz de remplissage. A partir de 1960, dans certaines lampes de qualité, celui-ci est constitué d'un composé halogéné ; celles-ci s'appellent des lampes à incandescence aux halogènes.

Nous rappellerons tout d'abord le principe de fonctionnement des lampes à incandescence puis nous nous intéresserons au filament de tungstène et plus particulièrement, à son mode de fabrication et à sa structure cristallisée.

I - FONCTIONNEMENT DES LAMPES A INCANDESCENCE

I.1 - Rayonnement thermique

Le principe de fonctionnement d'une lampe à incandescence est fondé sur l'émission de lumière par un objet porté à très haute température. Dans le cas des lampes, le filament est chauffé à l'aide d'un courant électrique qui le traverse. La température absolue T est déterminée par la puissance électrique W dissipée à l'intérieur du filament, qui est elle-même fonction de la tension V et de la résistance $R(T)$ de ce dernier. L'expression de W est la suivante :

$$W = \frac{V^2}{R} \quad (I.1)$$

L'émission de lumière par incandescence entre dans le cadre général du rayonnement thermique.

I.1.1 - Généralités sur les lois de rayonnement thermique

Les physiciens ont établi les lois de rayonnement thermique tout d'abord dans le cas d'un corps idéal appelé corps noir puis dans le cas d'un corps quelconque.

Un corps noir absorbe complètement toutes les radiations incidentes et émet un spectre caractéristique en fonction de la température à laquelle il est porté (figure 1.1). L'émittance spectrale $M(\lambda, T)$, flux émis par unité d'aire pour une longueur d'onde donnée, vérifie la loi de PLANCK :

$$M(\lambda, T) = C_1 \lambda^{-5} \left(\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right)^{-1} \quad (I.2)$$

où $M(\lambda, T)$ s'exprime en $W.m^{-2}$, λ est la longueur d'onde en mètre, T la température en Kelvin du corps noir, C_1 et C_2 des constantes valant respectivement $3.74 \cdot 10^{-16} W.m^2$ et $1.44 \cdot 10^{-2} m.K$.

La figure 1.1 représente l'émittance spectrale en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures.

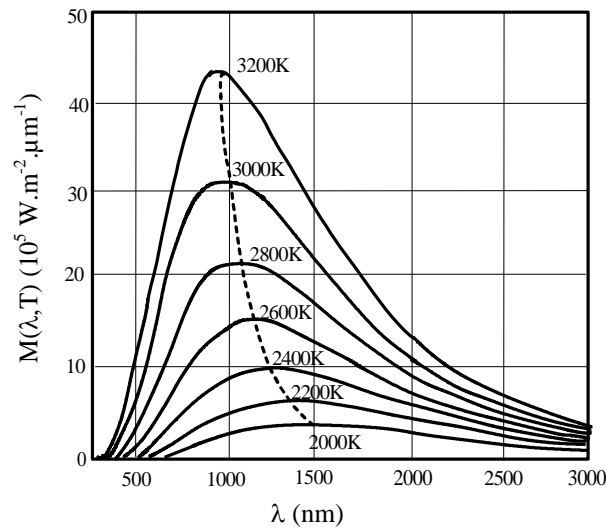


Figure 1.1 - Courbes de PLANCK : variation de l'émittance spectrale en fonction de la longueur d'onde de 2000 à 3200 K. La ligne en pointillé passe par le maximum des courbes.

Le flux énergétique M_e d'un corps noir s'exprime de la manière suivante :

$$M_e = \int M(\lambda, T) d\lambda \quad (I.3)$$

Il augmente très rapidement avec la température suivant la loi de STEFAN-BOLTZMAN :

$$M_e = \sigma T^4 \quad (I.4)$$

avec σ la constante de PLANCK égale à $5.7 \cdot 10^{-8}$ u S.I.

Le maximum de chaque courbe est de plus en plus accentué à température croissante et se déplace vers les courtes longueurs d'onde. L'expression simple, qui relie l'abscisse λ_m de ce maximum à la température, est donnée par la loi de WIEN :

$$\lambda_m T = 2891 \quad (I.5)$$

avec T en Kelvin et λ_m en μm (courbe en pointillée sur la figure 1.1).

Dans le cas de corps non noir, on définit une émissivité $\varepsilon(\lambda, T)$, rapport de l'émittance spectrale du corps considéré $m(\lambda, T)$ et de celle du corps noir à la même température $M(\lambda, T)$. L'émissivité d'un corps noir est par définition égale à 1 et indépendante de la longueur d'onde.

Le rayonnement d'un corps quelconque suit la loi :

$$m(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T)M(\lambda, T) \quad (I.6)$$

I.1.2 - Lois de rayonnement du tungstène

Le tungstène n'est pas un corps noir. Son émissivité est inférieure à 1 et varie avec la température. Dans un domaine de température compris entre 2000 K et 3000 K environ, le corps noir émet, bien sûr, plus d'énergie et de lumière mais l'efficacité lumineuse E du tungstène, définie par le rapport de l'énergie lumineuse sur l'énergie totale émise W_e , est supérieure. La variation de ε avec λ conduit, dans ce domaine de température, à une variation de W_e en T^5 et de E en T^6 , au lieu de T^4 et T^5 respectivement pour le corps noir (Rapport interne Philips).

Dans la lampe, le filament de tungstène est souvent sous forme spiralée, ce qui modifie son rayonnement. Par le jeu des interrélflexions à l'intérieur des spires, il y a absorption plus grande du rayonnement et il en résulte l'effet appelé corps noir :

- la luminance des surfaces internes est plus grande que celle des surfaces externes;
- la température de couleur moyenne du filament est plus proche de celle du corps noir que celle du tungstène plat;
- l'efficacité lumineuse des spires se rapproche de celle du corps noir, et est, par suite, inférieure à celle du tungstène plan.

I.2 - Phénomènes intervenant au sein d'une lampe

Une lampe à incandescence est régie par des échanges de matière et de chaleur.

I.2.1 - Echanges de matière

Au cours du fonctionnement d'une lampe, le filament de tungstène s'élève à une température pouvant atteindre une température comprise entre 2400 et 3200 K, suivant l'application de la lampe. A cette température, une partie du tungstène s'évapore dans l'atmosphère de l'ampoule et peut se déposer sur les parois en verre ou sur une autre partie du filament. Le noircissement du verre empêche le maintien du flux lumineux et l'évaporation est un facteur limitant la durée de vie des lampes à incandescence : une perte de 2 ou 3% (poids mortel) provoque la rupture du filament.

La présence du gaz rare par rapport au vide a pour but de réduire l'évaporation du tungstène et donc de freiner le noircissement au niveau des parois en verre. Dans le cas des lampes halogènes, l'ajout en faible quantité de composés halogénés dans le gaz permet de former des halogénures de tungstène gazeux à partir du tungstène évaporé et ensuite de redéposer, par décomposition de cet halogénure, le tungstène sur le filament .

I.2.2 - Echanges de chaleur

La puissance électrique fournie se dissipe par :

- radiation électromagnétique
- dissipation de chaleur à l'intérieur du gaz de remplissage
- dissipation de chaleur par conduction au niveau des supports, des pattes et des contacts électriques de la lampe.

Jusqu'à présent, on a considéré le corps incandescent à une température constante. En réalité, il existe des gradients de température qui provoquent des écoulements de chaleur par conduction et des échanges de matière comme la diffusion du tungstène le long du filament.

D'autre part, le filament du tungstène est soumis à des contraintes dues à son poids ou au spiralage du filament, ce qui peut occasionner du fluage.

II - FILAMENTS EN TUNGSTENE

Les filaments des lampes à incandescence sont actuellement fabriqués en tungstène. Celui-ci existe dans l'écorce terrestre sous forme de minerais, principalement des tungstates comme la wolframite (Fe, Mn)WO₄ et le scheelite CaWO₄. Leur teneur est environ 0.3 à 2% de tungstène. Différents traitements, décrits ci-dessous, permettent d'en extraire le tungstène et de transformer celui-ci en filament.

II.1 - Fabrication des filaments

II.1.1 - Fabrication de la poudre de tungstène

Par voie chimique, la wolframite est transformée en poudre brune de tungstène constituée de grains d'une finesse déterminée. La méthode de production est standardisée depuis plusieurs années et a lieu en trois étapes :

- hydrométallurgie : la wolframite est attaquée par lixiviation alcaline de NaOH. On obtient du Na₂WO₄ en solution. Celui-ci est alors purifiée afin d'éliminer les impuretés d'aluminium, potassium et silicium. Ceci permet l'extraction des ions isopolytungstates. Le tungstène est extrait de la phase organique par NH₃ puis cristallisé en APT (Ammonium ParaTungstène). Celui-ci est une poudre blanche dont la taille des grains varie entre 30 µm et 100 µm en moyenne.
- réduction : par calcination en milieu réducteur, l'APT est transformé en oxyde de tungstène TBO (Tungsten Blue Oxyde). La poudre, de diamètre comprise entre 0.3 et 10 µm, a une pureté de 99.9%.
- réduction du TBO en poudre de tungstène. Des dopants à base de potassium, aluminium et silice sont ajoutés afin de renforcer les propriétés mécaniques du tungstène lors du fonctionnement de la lampe. Leur rôle sera détaillé ultérieurement.

II.1.2 - Fabrication des filaments

Le fil de tungstène est alors élaboré par frittage à partir de la poudre (compression en un barreau puis chauffage). Le barreau ainsi obtenu est soumis ensuite à un martelage mécanique qui permet de l'arrondir et de l'allonger progressivement. La tige ainsi fabriquée est ensuite tréfilée jusqu'au diamètre souhaité pour le filament.

Le fil est spiralé. Le spiralage est simple ou double suivant le type de lampe dans lequel le filament sera inséré. Il est indispensable d'éliminer les tensions introduites lors de cette étape. Sous atmosphère réduite, les filaments sont soumis à un traitement de 1873 K pendant 10 minutes.

II.2 - Structure du filament après fabrication

Au moment d'être placé à l'intérieur de la lampe, le filament a une structure de grains fibreuse résultant du tréfilage. A la fin du procédé de production, la lampe est allumée sous champ magnétique afin de recristalliser le filament. Celui-ci est horizontal, son poids est compensé par la force de LORENTZ résultante du champ magnétique si bien qu'aucune déformation plastique ne se produit pendant la recristallisation.

Le comportement des filaments est en rapport étroit avec la structure cristalline du tungstène. Il est donc important de contrôler cette dernière.

Pour des filaments de diamètre inférieur à 100 μm , après recristallisation, le tungstène pur présente une structure dite bambou (figure 1.2a) constituée de grains occupant toute la section du fil séparés par des joints plans perpendiculaires à l'axe ; cette structure est peu résistante au fluage car à haute température, les grains glissent au niveau des joints de grains et provoquent l'affaissement du filament. On cherche donc à l'éviter. On lui préfère celle représentée en figure 1.2b, où les joints sont fortement inclinés sur l'axe et présentent une surface rugueuse, nuisible au glissement des grains les uns sur les autres. Cette structure est obtenue grâce au dopage au potassium ; il crée des bulles de gaz non soluble, dispersées dans la matrice, qui favorisent l'ancrage des joints de grains.

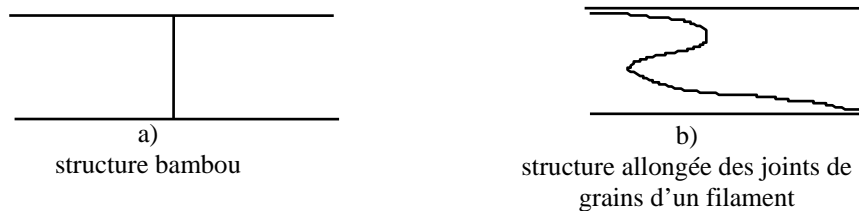


Figure 1.2 - Structures possibles d'un filament de faible diamètre.

En réalité, la structure recristallisée du filament comporte un mélange de joints de grains perpendiculaires et inclinés, plats et ondulés. On la caractérise généralement par trois grandeurs issues des essais mécaniques à haute température des polycristaux : le GAR (Grain Ratio Factor), GBF (Grain Boundary Factor) et GPS (Grain shape parameter).

II.2.1- GAR

Il a été observé que le comportement mécanique à haute température était lié non seulement à la taille des grains mais aussi à leur forme. Ainsi la limite élastique et le temps de rupture au fluage croissent linéairement avec le GAR, valeur moyenne du rapport longueur sur largeur des grains [WILCOX, CLAUER, 1972] lorsque celui-ci varie de 1 (grains équiaxes) à 18 environ.

Dans le cas d'un filament de lampes recristallisé, cette notion est un peu faussée car la largeur des grains est souvent le diamètre d_f du fil, si bien que le GAR est égal à :

$$\text{GAR} = \frac{\sum l_i}{N \cdot d_f} \quad (I.7)$$

où l_i est la longueur d'un grain et N le nombre de grains observés (figure 1.3).

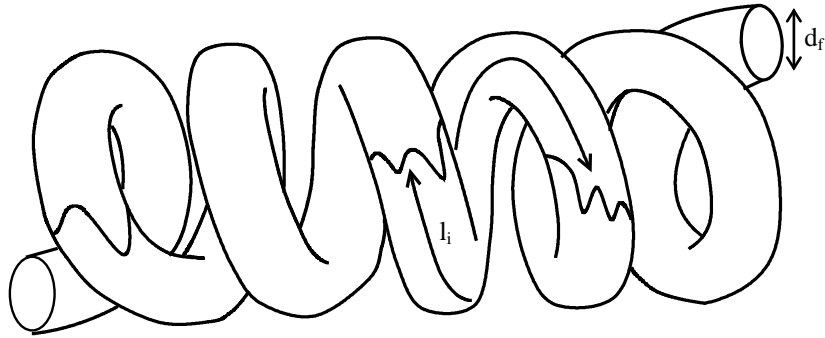


Figure 1.3 – Définition du GAR.

II.2.2 - GBF

RAJ et ASHBY [1972] ont calculé la vitesse de glissement aux joints de grains. Ils ont trouvé qu'elle est proportionnelle à $\frac{\lambda}{h^2}$ où λ la longueur d'onde et h l'amplitude de la forme du joint de grain. Ces deux grandeurs sont représentées sur la figure 1.4.

Dans le cas d'un filament simple bobinage soumis à une charge axiale, la contrainte de cisaillement τ est maximale sur une section droite du fil. Si le joint de grains est incliné d'un angle θ par rapport à cette position, τ est divisée par $\cos^2 \theta$. Ainsi PUGH et LASCH [1990] ont combiné les deux paramètres pour caractériser la résistance du joint de grain ; ils ont introduit le GBF :

$$\text{GBF} = \frac{\lambda}{h^2} \cos^2 \theta \quad (1.8)$$

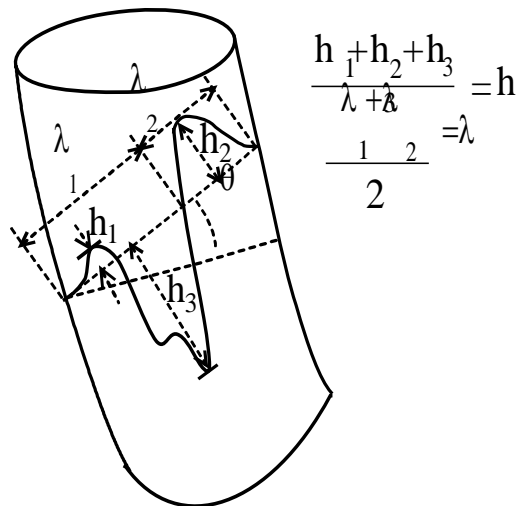


Figure 1.4 - Mesure de GBF
[PUGH, LASCH, 1990].

II.2.3 - GSP

Ces auteurs ont également combiné le GAR et le GBF pour obtenir le GSP (Grain Shape Parameter) :

$$\boxed{\text{GSP} = \frac{\text{GAR}}{\text{GBF}}} \quad (1.9)$$

Ce paramètre augmente avec la résistance du joint. Comme il sera vu plus tard, dans le cas d'un filament double spiralage, l'état de contrainte est différent, il faudrait définir un autre GBF.

PARTIE 2

PROPRIETES DU TUNGSTENE

Le matériau adapté pour les filaments des lampes à incandescence doit vérifier les caractéristiques suivantes : bonne conductibilité électrique, température de fusion élevée, spectre d'émission important dans le visible.

Dans cette partie, nous allons nous intéresser tout d'abord aux propriétés physiques du tungstène. Par la suite, nous étudierons les propriétés mécaniques du tungstène massif puis des filaments au sein des lampes.

I - PROPRIETES PHYSIQUES DU TUNGSTENE MASSIF

Ce paragraphe concerne les propriétés cristallographiques, thermiques, optiques et électriques du tungstène massif.

I.1 - Propriétés cristallographiques

I.1.1 - Atome de tungstène

Les caractéristiques principales de l'atome sont regroupées dans le tableau I.1.

Numéro atomique	Rayon atomique (nm)	Masse atomique (g)
74	0.136475	183.854

Tableau I.1 - Caractéristiques atomiques
[DONNAY, COX, KENNARD, KING, 1963].

I.1.2 - Structure du tungstène [Donnay, Cox, Kennard, King, 1963]

Le tungstène cristallise essentiellement sous forme α dans le système cubique centré. Le groupe d'espace est $Im\bar{3}m$. La maille ($a=0.3165$ nm) contient deux atomes de coordonnées (0,0,0) et (1/2, 1/2, 1/2).

Il existe une forme β , qui cristallise dans un cubique à faces centrées. Celle-ci est obtenue par dépôt électrolytique et se transforme en forme α de manière irréversible par élévation de température.

I.2 - Propriétés thermiques

I.2.1 - Point de fusion

Sa détermination a longtemps rencontré des difficultés en raison de l'absence de températures repérées dans cette région. Le point de fusion le plus probable du tungstène pur est celui qui a été admis par l'échelle internationale : 3683 ± 20 K.

I.2.2 - Dilatation

La dilatation relative en fonction de la température entre 300 et 2300 K peut s'exprimer par :

$$\frac{L - L_0}{L_0} = 4.44 \cdot 10^{-6}(T - 300) + 4.5 \cdot 10^{-11}(T - 300)^2 + 2.20 \cdot 10^{-13}(T - 300)^3 \quad (I.10)$$

L et L_0 correspondent respectivement à la longueur à la température T et à 300K.

Cette variation est représentée par la courbe de la figure 1.5.

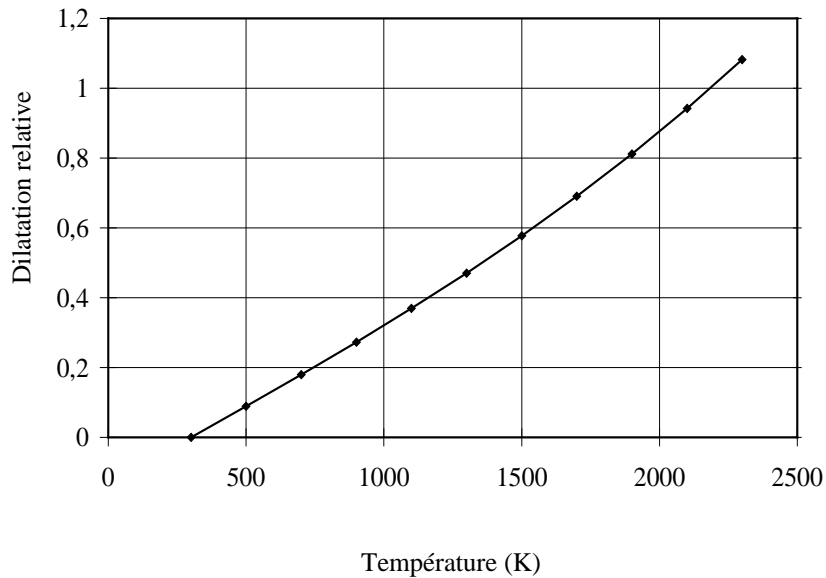


Figure 1.5 - Variation de la dilatation relative en fonction de la température d'après l'équation (I.10).

Le coefficient de dilatation α varie de 4 à 7 10^{-6} K^{-1} entre 300 et 2300 K. Ce coefficient est l'un des plus faibles parmi les métaux, ce qui est normal car il est connu que α est inversement proportionnel à la température absolue de fusion pour la plupart des matériaux.

I.2.3 - Conductibilité thermique [PASTOR, 1989]

La conductibilité thermique exprimée en $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ suit la loi ci-dessous pour des températures comprises entre 1173 et 2473 K :

$$k = 151 - 49 \cdot 10^{-3}T + 9.71 \cdot 10^{-6}T^2 \quad (I.11)$$

Elle est représentée sur la figure 1.6.

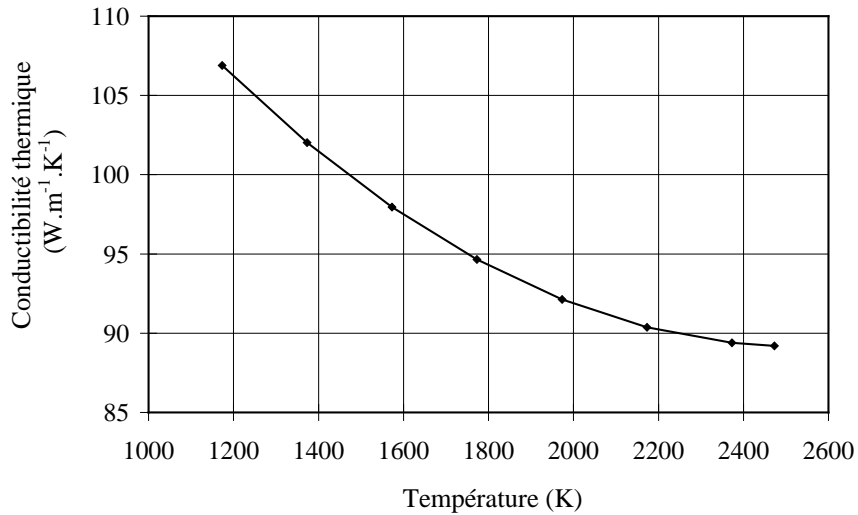


Figure 1.6 - Variation de la conductibilité thermique en fonction de la température d'après l'équation (I.11).

La conductibilité thermique diminue lorsque la température augmente.

I.3 - Propriétés optiques

L'émissivité du tungstène varie non seulement en fonction de la température et de la longueur d'onde mais aussi de l'état de surface.

La figure 1.7 représente l'émissivité spectrale en fonction de la température. On remarque qu'à 1500 K, par exemple, l'émissivité spectrale double lorsque la longueur d'onde diminue de 1.8 à 0.3 μm .

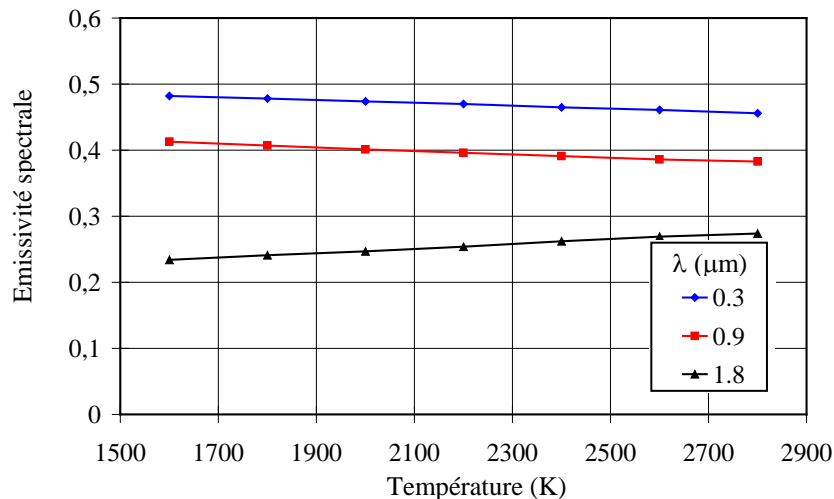


Figure 1.7 - Emissivité spectrale en fonction de la température [LIDE, 1995].

A partir de l'émissivité spectrale, on peut en déduire l'émissivité totale en fonction de la température (figure 1.8). Elle est multipliée par un facteur 7 entre 300 et 2900 K.

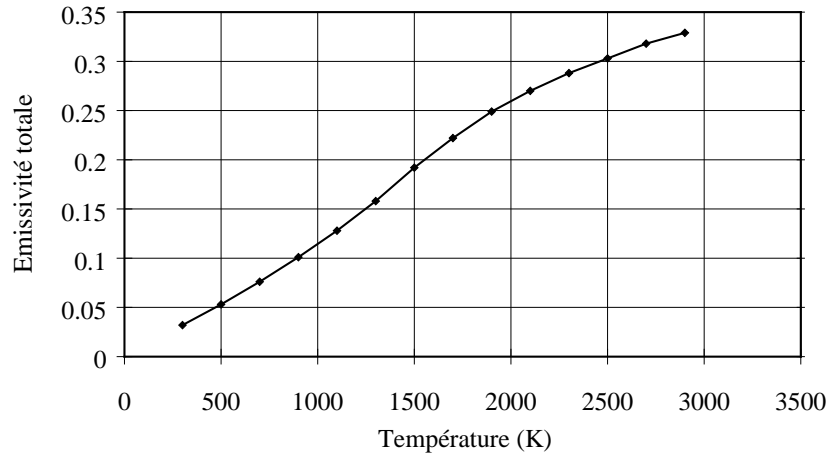


Figure 1.8 - Emissivité totale en fonction de la température [LIDE, 1995].

I.4 - Propriétés électriques

La résistivité électrique croît avec la température (figure 1.9).

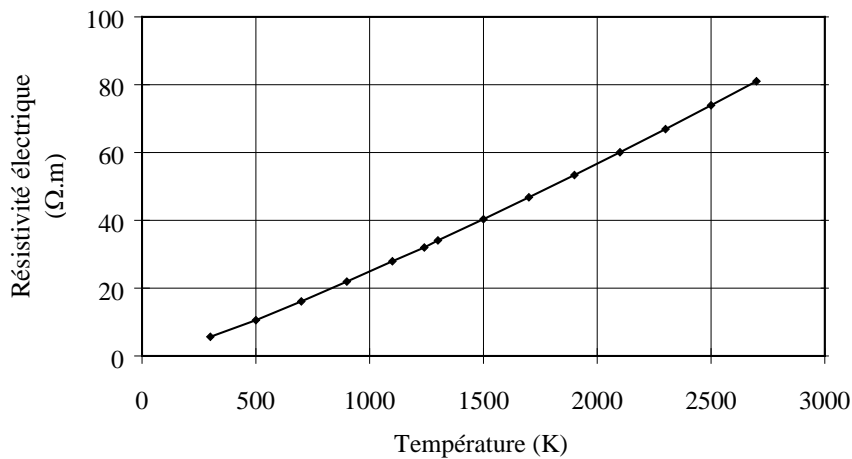


Figure 1.9 - Résistivité électrique en fonction de la température [LIDE, 1995].

Le tungstène vérifie la loi de WIEDEMANN-FRANZ (équation I.12) qui dit que le produit de la résistivité électrique ρ par la conductibilité thermique est proportionnel à la température absolue. L est la constante de LORENTZ égale à $2.7 \cdot 10^{-8} \text{ J} \cdot \Omega \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{K}^{-2}$.

$$\boxed{k\rho = LT} \quad (I.12)$$

II - PROPRIETES MECANIQUES DU TUNGSTENE MASSIF

Nous présenterons ici le module d'élasticité, la limite d'élasticité et la transition ductile/fragile du tungstène

II.1 - Module d'élasticité ou module d'YOUNG

Le module d'élasticité E diminue quand la température augmente (figure 1.10).

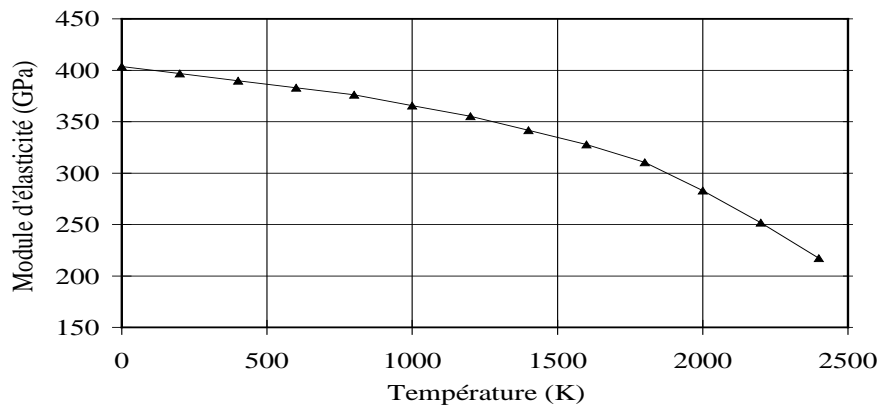


Figure 1.10 – Module d'élasticité en fonction de la température
[Tietz, Wilson, 1965].

Le tungstène est un des métaux présentant le plus fort module d'YOUNG, ce qui est attendu puisqu'en première approximation le rapport E/T_m est une constante pour les métaux (T_m est la température de fusion absolue).

II.2 - Limite d'élasticité

La courbe de limite d'élasticité en fonction de la température est représentée sur la figure 1.11. Son allure est classique : la limite d'élasticité diminue rapidement avec la température jusqu'à 600 K où elle atteint un palier. Ensuite, elle varie peu jusqu'à 1400 K puis elle décroît à nouveau rapidement.

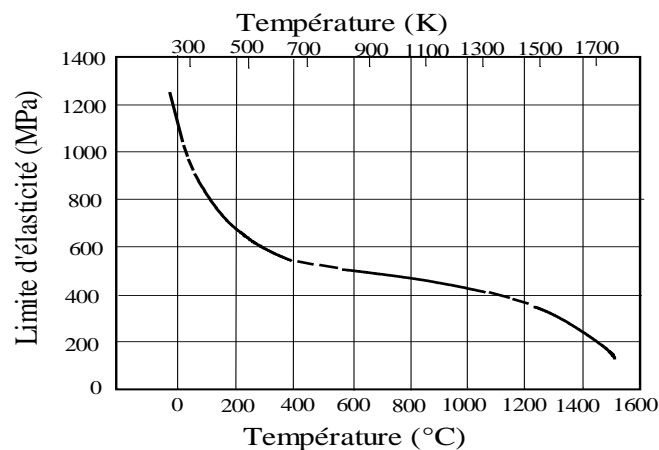


Figure 1.11 - Limite d'élasticité conventionnelle
à 0.2% en fonction de la température
[WHITTENBERGER, NATHAL, 1985].

II.3 - Transition fragile/ductile

Sous forme cristallisée, le tungstène est fragile à température ambiante. Il existe une température de transition fragile/ductile comme pour les métaux de structure cubique centrée : celle-ci varie de 200 à 400°C (soit de 473 à 673 K).

La figure 1.12 montre l'évolution de l'allongement à la rupture A% en fonction de la température. Pour une température inférieure à 400 K, le tungstène a un comportement fragile : son allongement à la rupture est nul. Celui-ci augmente rapidement entre 300 et 600K, diminue légèrement jusqu'à 1300 K et croît à nouveau fortement.

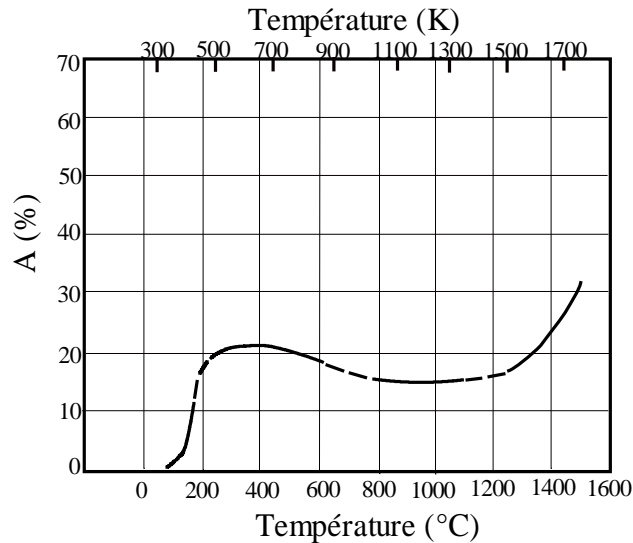


Figure 1.12 - Allongement à la rupture du tungstène en fonction de la température [WHITTENBERGER, NATHAL, 1985].

La température de transition dépend des traitements mécaniques et thermiques subis, des impuretés et de l'état de surface du tungstène. Par exemple, la figure 1.13 présente le coefficient de striction Z dans le cas où le tungstène a été recuit sous hydrogène ou sous vide.

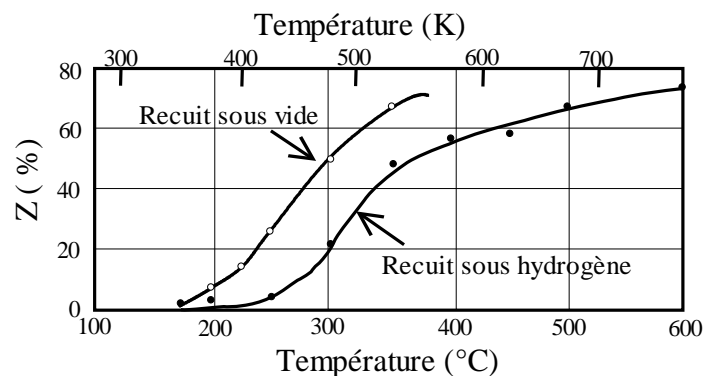


Figure 1.13 - Coefficient de striction en fonction de la température dans le cas où le tungstène a été recuit sous hydrogène ou sous vide.

III - FLUAGE DU TUNGSTENE

III.1 - Généralités

Lorsqu'un matériau est soumis à l'effet combiné d'une contrainte et d'une température, il flue : il se déforme plastiquement, de manière continue et permanente pour une contrainte inférieure à sa limite d'élasticité. En général, pour les métaux et les alliages métalliques, le fluage se manifeste de façon tangible uniquement pour des températures supérieures à environ $0.5 T_m$, T_m étant la température absolue de fusion du matériau.

Pour l'étudier, on soumet une éprouvette, portée et maintenue à une certaine température, à une contrainte de traction constante (application d'une charge à une extrémité de l'éprouvette suspendue par son autre extrémité). Son allongement ΔL est alors mesuré en fonction du temps t . L'expérience est répétée pour différentes températures d'essai et différents niveaux de contraintes. Les résultats ainsi obtenus sont représentés graphiquement sur la figure qui donne la déformation en fonction du temps.

Pour certaines combinaisons « température - contrainte », les courbes de fluage $\varepsilon=f(t)$ présentent clairement trois stades qui correspondent respectivement au fluage primaire, secondaire et tertiaire :

III.1.1 - Fluage primaire

Le fluage primaire est un régime transitoire durant lequel la vitesse de déformation diminue. Dans les métaux purs, on peut distinguer deux cas de figure : à basse température ($0.05T_m - 0.2T_m$), la déformation varie comme le logarithme du temps : on appelle ce régime le fluage d'exhaustion ; à plus haute température, le fluage primaire est correctement décrit par la loi d'ANDRADE : la déformation varie comme la puissance 1/3 du temps.

III.1.2 - Fluage secondaire

Le fluage secondaire est le régime le plus étudié dans les laboratoires : il correspond à la formation d'une microstructure stationnaire adaptée à la contrainte imposée et qui conduit à une vitesse de déformation constante $\dot{\varepsilon}_{ss}$ (steady state). En général, la variation de celle-ci en fonction de la contrainte σ ou de la température T est régie par les relations expérimentales suivantes :

- à température constante, $\dot{\varepsilon}_{ss} = k\sigma^n$ (I.2)

- à contrainte constante, $\dot{\varepsilon}_{ss} = C \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right)$ (I.3)

où k et C sont des paramètres dont les valeurs dépendent respectivement de T et de σ , n est un exposant et Q l'énergie d'activation des mécanismes qui régissent les phénomènes de fluage.

L'exposant n est supérieur à 1, il vaut entre 3 et 10 pour des métaux purs, les solutions solides et les alliages à dispersion fine et stable. Il existe toutefois de nombreux exemples d'alliages à dispersions pour lesquels n peut atteindre des valeurs de l'ordre de 100. Sous très basse contrainte et pour des températures voisines du point de fusion, on observe n égal à 1.

L'énergie d'activation Q est fonction du coefficient d'autodiffusion des atomes du matériau mais elle dépend en particulier de l'intervalle de température considéré, du type de liaison atomique, de la structure cristalline et de la taille des grain. A haute température, les énergies d'activation sont comparables dans la plupart des cas aux énergies d'activation pour la diffusion en volume (pour l'autodiffusion dans le cas des métaux purs et une moyenne pondérée des coefficients de diffusion des constituants pour les alliages).

III.1.3 - Fluage tertiaire

Le stade du fluage secondaire n'est pas de durée illimitée. Apparaît alors le fluage tertiaire correspondant à une accélération de la déformation due à de la croissance de cavités jusqu'au moment où la rupture se produit. Le fluage tertiaire est caractérisé de manière globale par déformation finale à rupture d'une part et par la constante C de MONKMAN et GRANT définie par $C = \dot{\epsilon}_{ss} \cdot t_f$ avec t_f le temps à rupture.

La plupart des matériaux sont capables de se déformer plastiquement par différents mécanismes considérés comme indépendants les uns des autres : glissement des dislocations, montée des dislocations ou diffusion atomique suivant la contrainte et la température appliquées.

Ces mécanismes peuvent être regroupés sur une carte appelée carte de déformation. Nous expliquerons tout d'abord la manière d'obtenir ces cartes puis nous détaillerons les mécanismes cités ci-dessus.

III.2 - Cartes de déformation

III.2.1 - Généralités

ASHBY [1972] a rassemblé les comportements mécaniques de nombreux matériaux sous forme de cartes. Pour cela, il porte en abscisse la température réduite (température divisée par la température de fusion T_m , exprimées en K) et en ordonnées une contrainte réduite (soit la contrainte de traction divisée par le module d'YOUNG E , soit la contrainte de cisaillement par le module de COULOMB). Parfois, certains auteurs divisent la contrainte de traction par le module de COULOMB. La carte est divisée en domaines, chacun correspondant à un mécanisme de déformation prépondérant.

Pour tracer ces cartes, ASHBY a utilisé les lois descriptives des différents mécanismes. Il s'agit des lois générales, plus ou moins approchées, qu'il a appliquées à chaque matériau en donnant aux paramètres les valeurs correspondantes. Il a aussi utilisé les résultats expérimentaux de la littérature. La figure 1.14 représente une carte de déformation dans le cas général.

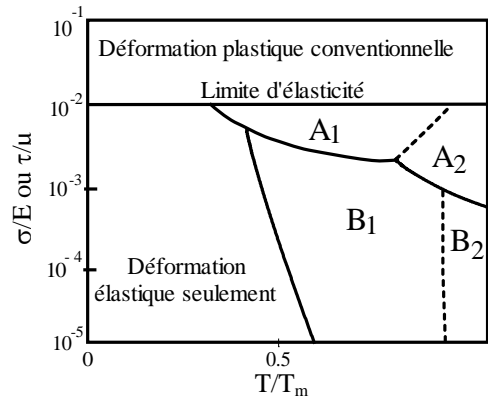


Figure 1.14- Carte générale de déformation

Les zones A correspondent à du fluage par mouvement des dislocations :
- par diffusion le long des dislocations (A_1)
- par diffusion en volume (A_2)

Les zones B correspondent à du fluage par diffusion atomique :
- par diffusion aux joints de grains (B_1)
- par diffusion en volume (B_2).

Une fois la carte tracée, connaissant la contrainte et la température appliquées, on peut lire le mécanisme de déformation dominant et estimer l'existence des mécanismes secondaires. La taille des grains a une influence importante sur les mécanismes de déformation. Une carte est établie pour une valeur donnée de ce paramètre et est valable, en toute rigueur, uniquement pour celle-ci.

Sur certaines cartes, l'auteur a également porté les courbes isovitesse de déformation ($\dot{\epsilon} = \text{constante}$). Pour chaque essai mécanique, notamment en fluage, il existe toute une gamme de $\dot{\epsilon}$, la valeur retenue est alors celle qui correspond à l'état quasi-stationnaire.

Nous allons détailler les principes des différents domaines intervenant sur les cartes de déformation.

Déformation plastique par glissement des dislocations

Pratiquement tous les grains de tous les matériaux contiennent des dislocations. Pour des faibles températures ($T < 0.3T_m$), la déformation est dominée par le mouvement par glissement des dislocations. Celui-ci est cependant freiné par la présence d'obstacles comme des impuretés, d'autres dislocations, des précipités et la contrainte de PEIERLS. La contrainte de PEIERLS ou frottement de réseau joue un rôle important dans le cas des métaux de structure cubique centrée : elle diminue rapidement lorsque la température augmente. Par conséquent, elle ne devrait pas intervenir à la température de fonctionnement des filaments.

Fluage par mouvement des dislocations

Pour des températures et des contraintes élevées, les dislocations se déplacent par montée c'est-à-dire par mouvement hors du plan de glissement. Ce mécanisme nécessite la diffusion des lacunes.

Expérimentalement le fluage par montée des dislocations obéit à la loi :

$$\dot{\epsilon} = A \frac{D_{\text{eff}} \mu b}{kT} \left(\frac{\sigma}{\mu} \right)^n \quad (\text{I.15})$$

où $\dot{\epsilon}$ est la vitesse d'allongement du matériau, σ la contrainte appliquée, μ le module de cisaillement, b le vecteur de BÜRGERS de la dislocation, A et n des constantes et D_{eff} un coefficient de diffusion effectif incluant la diffusion en volume et la diffusion le long des dislocations.

$$D_{\text{eff}} \text{ s'exprime de la manière suivante : } D_{\text{eff}} = D_v f_v + D_c f_c. \quad (\text{I.16})$$

D_v est le coefficient de diffusion en volume, D_c celui de la diffusion le long de la dislocation et f_v et f_c sont les fractions des sites atomiques associés aux différents types de diffusion.

Fluage par diffusion atomique

Dans ce cas, le transport de matière se fait uniquement par diffusion sans l'intermédiaire des dislocations.

Il existe deux mécanismes différents : la diffusion en volume pour des températures plus élevées, appelée aussi diffusion de NABARRO-HERRING et la diffusion aux joints de grains pour des températures plus faibles, appelée diffusion de COBLE (figure 1.15).

Le fluage par diffusion suit la relation :

$$\dot{\epsilon} = 14 \frac{\sigma \Omega}{kT} \frac{1}{d^2} D_v \left(1 - \frac{\pi \delta D_B}{d D_v} \right) \quad (\text{I.17})$$

avec Ω le volume atomique, d la taille des grains, D_B le coefficient de diffusion aux joints de grains et δ l'épaisseur effective du joint de grain.

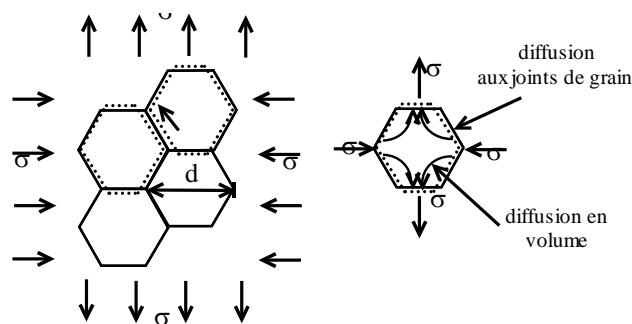


Figure 1.15– Fluage par diffusion atomique.

III.2.2 - Carte de déformation du tungstène

Dans le cas particulier du tungstène dont la carte est représentée sur la figure 1.16, devant l'absence de résultats expérimentaux, ASHBY a seulement utilisé les lois de comportement. De plus, pour certaines températures, certaines valeurs de paramètres n'étaient pas disponibles si bien qu'elles ont été remplacées par les valeurs correspondant au métal le plus proche du point de vue structure et propriétés, le molybdène.

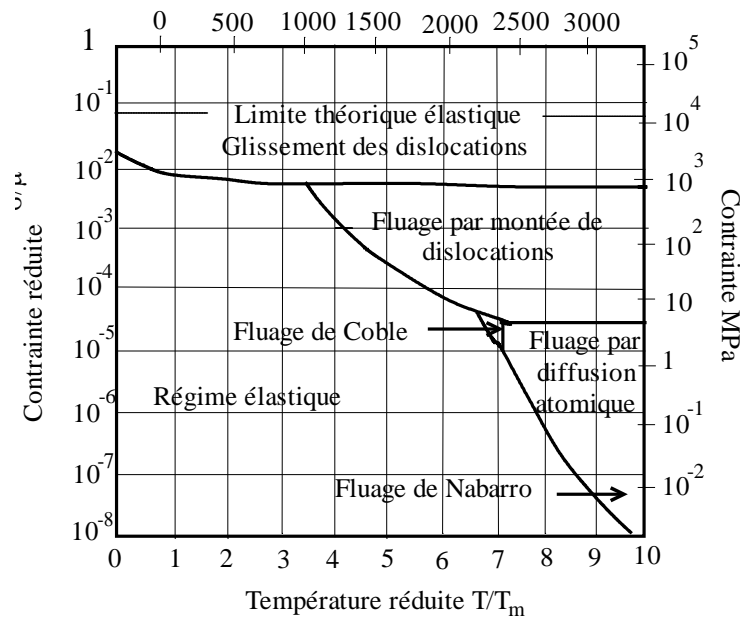


Figure 1.1 6- Carte de déformation du tungstène pour une taille de grains de $32 \mu\text{m}$ et une vitesse $\dot{\epsilon} = 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ [ASHBY, 1972].

Le tableau I.II indique les valeurs utilisées par ASHBY.

Ω (m^{-3})	b (nm)	μ à 300K (GPa)	A	n
$1.59 \cdot 10^{-29}$	0.274	155	$1.99 \cdot 10^{12}$	5.8

Tableau I. II - Quelques données sur le tungstène [ASHBY, 1972].

III.3 - Lois de fluage du tungstène

III.3.1 - Tungstène pur

Nous allons présenter les connaissances acquises jusqu'à présent sur les lois de comportement en fluage du tungstène. Les résultats des expériences sont regroupés par thème : influence des dopants, de la structure et de l'oxygène.

D'après ASHBY et FROST [1972], dans une lampe courante (40 W, 110 V), le filament simple spiralage de diamètre de $30 \mu\text{m}$ est soumise sous l'effet de son propre poids à une contrainte de cisaillement réduite de $6.2 \cdot 10^{-5}$ pour une température réduite

comprise entre 0.725 et 0.752. Ce point se situe sur la carte de la figure 1.16 dans le domaine de fluage contrôlé par la diffusion atomique.

Les températures élevées et les faibles contraintes rendent la diffusion et le glissement aux joints de grains beaucoup plus faciles si bien que le mode de fracture passe de transgranulaire à intergranulaire.

MOON et STICKLER [1971] ont étudié le comportement en fluage de filaments fins simple spirilage en tungstène pur, sous vide dans le domaine de température compris entre 2273 et 3273 K. Deux dimensions de filaments ont été étudiées :

- diamètres de fil r_f et du mandrin R_{ss} , 80 μm et 200 μm respectivement.
- diamètres de fil r_f et du mandrin R_{ss} , 225 μm et 920 μm respectivement.

La contrainte appliquée σ a été définie comme la contrainte maximale élastique dans le cas d'un ressort soumis à une charge axiale P calculée par TIMOSHENKO [1955] :

$$\sigma = \frac{2PR_{ss}}{\pi r_f^3} \left(1 + \frac{r_f}{2R_{ss}} \right) \quad (I.18)$$

σ variait entre 5 et 27.5MPa.

MOON et STICKLER ont montré que la vitesse d'allongement quasi-stationnaire suit la loi suivante :

$$\dot{\epsilon} = 1.81(\sigma)^{1.99} \exp \left[\frac{-270}{RT} \right] \quad (I.19)$$

L'énergie d'activation égale à 270 est exprimée en kJ.mol^{-1} .

Ce résultat n'est pas en accord avec ceux trouvés dans des travaux précédents portant sur des échantillons de larges diamètres. ROBINSON et SHERBY [1969] ont examiné les résultats de la littérature. Pour des diamètres de fil supérieurs à 2 mm, et une température de 2200 à 2800 K, des contraintes comprises entre 2 et 240 MPa, ils ont obtenus un exposant de contrainte de 5 et une énergie d'activation de 585 kJ.mol^{-1} . La différence réside dans le fait que, pour des petits diamètres, les joints de grains traversent complètement le fil et que le fluage peut être entièrement gouverné par le glissement des joints de grains. Dans le cas des larges filaments, il existe des points triples (intersection de trois joints de grains) où se développent des concentrations de contraintes. Le grain se déforme alors plastiquement. Ce phénomène étant plus énergétique que le glissement des joints de grains, il contrôle le fluage. C'est pourquoi l'énergie d'activation est supérieure dans ce cas.

Les énergies d'activation pour les métaux purs ont été regroupées sur le graphe ci-dessous (figure 1.17).

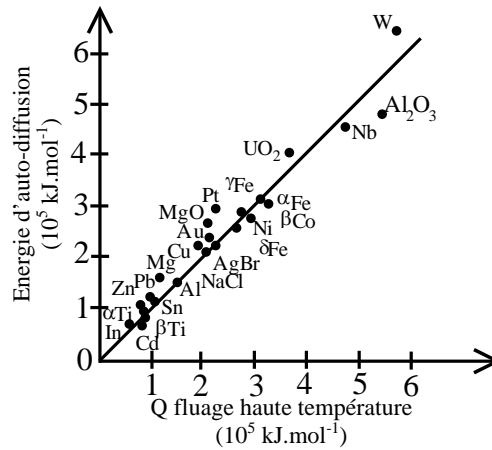


Figure 1.17 - Energie d'activation du fluage stationnaire dans le régime de loi puissance et énergies d'autodiffusion pour les métaux purs [PHILIBERT, VIGNES, BRECHET, COMBRADE, 1998].

III.3.2 - Influence des dopants

MOON et STICKLER [1971a] ont comparé, dans les conditions décrites ci-dessus, l'allongement en fonction du temps de trois filaments :

- un non dopé (a);
- un contenant 1% en poids de ThO₂ (b);
- un avec un dopage standard

$r_f=225\mu\text{m}$ et $R_{ss}=925\mu\text{m}$ pour (b) et (c) ; pour (a) deux géométries ont été décrites ci-dessus.(a) et (c) ont été soumis à une constante de 21MPa et (b) 12MPa.

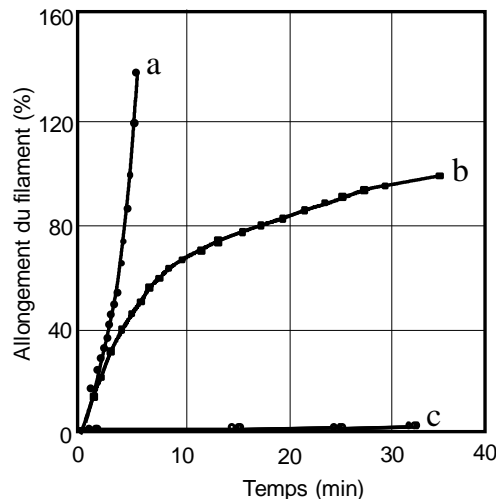


Figure 1.18- Courbes de fluage pour des filaments de tungstène à double spirilage deux dopés et un non dopé à 2773 K [Moon, Stickler, 1971a].

La figure 1.18 montre que sous les mêmes conditions, un filament dopé possède un temps de rupture six fois plus grand qu'un filament non dopé, alors que l'allongement est dix fois moins important pour le filament dopé.

Entre 2773 et 3273 K, la loi de fluage s'exprime de la manière suivante :

$$\dot{\epsilon} = A(\sigma)^{8.43} \exp\left[\frac{-544}{RT}\right] \quad (I.20)$$

avec l'énergie d'activation en kJ.mol⁻¹.

Les bulles de potassium empêchent le mouvement des dislocations à la fois aux joints de grains et en volume. Cependant, si le filament contient quelques bulles larges et de taille suffisante, il peut se produire de la cavitation due à un grossissement de ces bulles induit par la contrainte [HORACSEK, 1989].

III.3.3 - Influence de la structure

WRIGHT [1978] a étudié le comportement de fils rectilignes, recristallisés de tungstène dopé de diamètre 183 µm en fonction du rapport GAR (Chapitre I, partie 1, §II.3.1) pour des températures comprises entre 2400 et 2800 K et des charges entre 30 et 90 MPa, sous vide.

D'après ses résultats, il existe une valeur de transition du GAR, voisine de 11, à partir de laquelle le comportement en fluage change de mécanisme : pour un GAR faible, le mécanisme prépondérant est la cavitation et le glissement aux joints de grains tandis que pour un GAR élevé, le fluage semble gouverné par le durcissement résultant de l'interaction des bulles de potassium avec les dislocations. En effet, il devient indépendant du rapport GAR, ce qui montre que la contribution provenant du glissement aux joints de grains devient insignifiante. WRIGHT en conclut qu'au dessus d'un GAR critique, le fluage et la rupture sont contrôlés par la déformation du grain en volume.

Comme il a été vu précédemment, PUGH et LASCH [1990] ont montré, par le calcul, l'influence du rapport GAR et du GBF. Plus le nombre GAR est élevé, moins les joints de grains peuvent contribuer au fluage et plus le filament est résistant. Plus le nombre GBF est grand, plus les joints de grains sont perpendiculaires à l'axe des grains et plus le fluage est important.

III.3.4 - Influence de l'oxygène

ZILBERSTEIN et SELVERIAN [1993] ont étudié le comportement de fils de tungstène rectilignes de diamètre 178 µm de trois compositions chimiques différentes provenant de trois fournisseurs importants A, B et C. Tous étaient dopés au potassium et ont subi un traitement de recristallisation pendant 15 minutes à 2800 K sous vide avant fluage. Leurs caractéristiques sont rassemblées dans le tableau I.III.

Fils	Diamètre moyen des bulles de potassium, nm	Rapport GAR des grains de tungstène
A	16.3	30-32
B	18.9	22-24
C	26.6	16-18

Tableau I.III - Caractéristiques des fils A,B et C : diamètre des bulles de potassium et GAR après recristallisation. [ZILBERSTEIN, SELVERIAN, 1993].

Les essais de fluage ont été réalisés sous des contraintes variant entre 20 et 80 MPa soit sous vide ($<10^{-6}$ torr), soit sous le flux dynamique ($100 \text{ cm}^3 \cdot \text{min}^{-1}$) d'un mélange d'argon pur et de 0.001% d'oxygène. Compte tenu de l'humidité résiduelle dans l'enceinte, la concentration totale en oxygène a été estimée à 0.002%.

Les résultats sont indiqués dans le tableau I.IV.

Filament	Exposant de la contrainte		
	Vide	Argon avec 0.002% O ₂	
		faible contrainte	forte contrainte
A	1.2	1.2	>7.4
B	1.6	1.7	>3.9
C	2.3	3.1	3.1

Tableau I.IV - Exposants de la contrainte pour des essais de fluage à 2800 K sous vide ou sous argon avec 0.002% O₂ [ZILBERSTEIN, SELVERIAN, 1993].

- sous vide

Les exposants n de la contrainte varient entre 1.2 et 2.3, ce qui laisse suggérer un procédé de fluage contrôlé par la diffusion (tableau I.IV). Quels que soient les fils et les contraintes appliquées, le mode majoritaire de déformation est la cavitation aux joints de grains.

- sous argon avec 0.002% d'oxygène

Les courbes $\dot{\epsilon}(\sigma)$ des fils A et B présentent un changement de pente pour une contrainte spécifique pour chaque matériau. Celui-ci peut être associé à un changement de mécanisme. On obtient ainsi deux valeurs de n (Tableau I.IV).

Dans le cas du fil A, des bandes de glissement ont été observées. La déformation par glissement semble prépondérante à la fin de l'essai : celle-ci est possible dans un cristal à condition que la contrainte de cisaillement devienne supérieure à la contrainte de cisaillement critique. On rappelle que, dans le cas du tungstène cubique centré, les systèmes de glissement sont $\{110\} \langle 111 \rangle$ majoritairement. Le fluage, initialement contrôlé par la diffusion atomique, est remplacé par un phénomène contrôlé par le glissement des dislocations.

Les auteurs pensent que l'oxygène accélère la diffusion en volume et aux joints de grains du tungstène et que sa présence entraîne une diminution de la contrainte de cisaillement critique. Les petites quantités d'oxygène augmentent la mobilité des dislocations en volume si bien que la déformation par glissement devient le mécanisme prépondérant. Les auteurs supposent que la localisation de la fracture provient d'un défaut de surface.

Dans le cas du fil B, aucune déformation de glissement n'a été observée. Les fractures sont intergranulaires résultant du glissement des joints de grains et de leur séparation. Le procédé de formation de cavités au niveau des joints de grains peut être décrit par un mécanisme de nucléation de cavités par condensation de lacunes avec comme force motrice la contrainte mécanique. Il est suggéré que la formation des cavités aux joints de grains ou de vides transgranulaires peut être amplifiée par une impureté à l'intérieur du filament comme le carbone qui peut réagir avec l'oxygène sous forme de composés se condensant sous vide. Comme la distribution des bulles de potassium et le rapport GAR du filament B sont réellement similaires à ceux du filament A, leur différence de comportement est probablement liée aux impuretés et non à la microstructure.

Dans le cas du fil C, seule la déformation par cavitation des joints de grains a pu être observée. Le mécanisme n'a donc pas changé par rapport à celui constaté sous vide.

ZILBERSTEIN [1997] a aussi étudié l'influence de l'oxygène sur le fluage des fils. Deux types d'expériences ont été réalisées :

- la recristallisation et le fluage ont été réalisés sous une atmosphère stagnante de composition initiale Ar+0.03%O₂. Le mélange s'appauvrissant en oxygène au cours du temps, un pompage et un renouvellement ont lieu entre les deux expériences. Les résultats sont comparés à ceux obtenus dans les mêmes conditions sous argon pur.

L'ajout d'oxygène conduit à une courbe de fluage comprenant deux stades très marqués ; un stade de fluage primaire court mais à très grande vitesse et un stade quasi-stationnaire à vitesse très faible alors que sous argon pur ou vide, on n'observe pratiquement qu'un stade de vitesse intermédiaire. L'énergie d'activation du stade primaire sous oxygène est de 90 kJ.mol⁻¹, ce qui est égal à l'énergie de diffusion de l'oxygène dans le tungstène. L'énergie d'activation en l'absence d'oxygène est de 330 kJ.mol⁻¹.

- Des courbes de fluage ont été réalisées sous le flux d'un mélange argon - oxygène. L'exposant de contrainte varie avec la teneur en oxygène comme l'indiquent les résultats du tableau obtenus à 2800K.

CONCLUSION

Dans ce chapitre présente les propriétés physiques et mécaniques du tungstène. Les premières sont celles de la plupart des métaux, mise à part son très haut point de fusion (3683 K). Cette particularité lui permet d'être utilisé comme filament des lampes à incandescence. La haute valeur de la température d'utilisation ($0.8 T_m$) entraîne un phénomène de fluage sous l'effet des contraintes internes appliquées. Pour limiter ce phénomène néfaste, le filament a une structure de grains allongée séparés par des joints inclinés et non plans.

Les propriétés élastiques et plastiques du tungstène sont rappelées. Les mécanismes de fluage sont présentés ainsi que les principaux résultats de la littérature.

CONCLUSION

Porté à haute température par un courant électrique, le filament en tungstène émet de la lumière. Les caractéristiques de la lampe (flux, durée de vie) dépendent de cette température. La puissance électrique se transforme en partie en puissance lumineuse : en effet, des pertes de chaleur et des transports de matière se produisent au sein des lampes, affectant leurs capacités.

Selon Langmuir, les échanges thermiques peuvent être modélisés de la manière suivante : les pertes de chaleur s'effectuent uniquement par conduction dans le cylindre appelé "cylindre de Langmuir" entourant le filament et dont le diamètre est fonction de la géométrie de ce dernier et de la nature du gaz de remplissage. A l'extérieur de ce cylindre, les pertes ont lieu seulement par convection.

Parallèlement, le tungstène s'évapore du filament et se dépose préférentiellement sur les parties les plus froides de la lampe (pattes du filament ou ampoule de la lampe). Des modèles ont été proposés afin de quantifier le taux d'évaporation du tungstène et de connaître l'influence des différents paramètres sur celui-ci. Jusqu'à présent, les auteurs ont souvent négligé la diffusion thermique qui peut pourtant être dans certains cas à l'origine 30% du transport du tungstène. Son taux d'évaporation dépend essentiellement de la nature des gaz de remplissage et de la pression à laquelle celui-ci est introduit. Initialement les lampes à incandescence étaient remplies uniquement de gaz rares comme l'argon, le xénon ou le krypton.

L'halogène a ensuite été introduit à l'intérieur des lampes. Suite à des combinaisons chimiques avec ce constituant, le tungstène évaporé se redépose sur le filament et libère l'halogène qui continue son rôle de capteur de tungstène : le procédé de noircissement des parties froides par le dépôt de tungstène est ainsi amoindri. Ce cycle halogène est parfois perturbé par la présence d'impuretés comme l'eau, l'hydrogène, l'oxygène et le carbone et. Les deux premiers ont un effet néfaste : ils accentuent de manière irréversible le dépôt sur les parties froides de la lampe. L'oxygène et le carbone permettent de garder sous forme gazeuse le tungstène.

Les propriétés mécaniques du tungstène ont une importance capitale pour résister à la fois à la température et aux contraintes induites au moment de la fabrication des lampes. Elles sont améliorées par l'intermédiaire de la structure du filament. Après recristallisation, les joints de grains sont allongés grâce à l'introduction dans les filaments de bulles à base de potassium.

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Nous expliquerons dans ce chapitre le mode opératoire de préparation des échantillons. Nous détaillerons ensuite la qualité des mesures (reproductibilité, répétabilité, précision,...). Nous aborderons enfin les techniques d'observation utilisées.

I - PRINCIPE DES EXPERIENCES

I.1 - Choix des filaments

Nous avons choisi des filaments utilisés dans des lampes halogènes à incandescence 100W/230V. Ceux-ci sont élaborés par le procédé standard de la métallurgie des poudres au sein de PHILIPS à TURNHOUT (Belgique). A la poudre bleue d'oxyde de tungstène sont ajoutés des dopants à base de silicate de potassium et de chlorure d'aluminium. Après réduction et frittage, le potassium est présent sous forme de bulles de gaz, l'aluminium en solution dans le tungstène (10 ppm) et le silicium n'est plus présent (<5ppm).

Le filament est ensuite mis en forme par deux bobinages successifs (figure 2.2) :

- Bobinage primaire : le fil d'une longueur de 1110 mm est enroulé sur un mandrin primaire en molybdène de diamètre 100 μm avec un pas de 75 μm . On obtient ainsi un ressort
- Bobinage secondaire : deux parties de ce ressort séparées par un palier sont ensuite enroulées sur un mandrin secondaire en molybdène de diamètre 450 μm avec un pas de 280 μm , ce qui forme le corps du filament. Chaque partie est constituée de 41 spires secondaires. Les deux extrémités du filament nommées « pattes du filament » et la partie entre les deux corps du filament nommé « palier » restent en simple spiralage (figure 2.1 et 2.2).

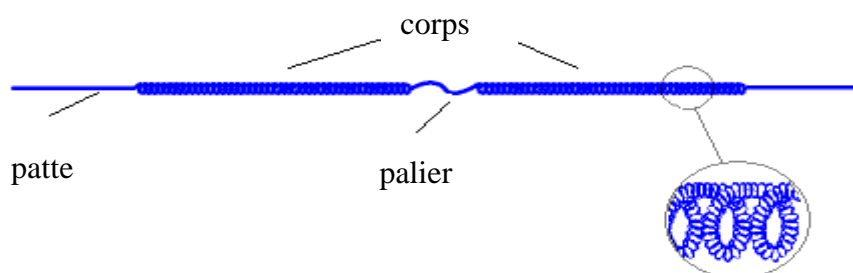


Figure 2.1 - Schéma d'un filament.

Les caractéristiques des filaments sont rassemblées dans le tableau II.I.

Longueur du fil (m)	Diamètre du fil (μm)	Diamètre du Mandrin primaire (μm)	Diamètre du Mandrin secondaire (μm)	Pas primaire (μm)	Pas secondaire (μm)
1,11	48	100	450	75	280

Tableau II.I – Caractéristiques des filaments 230V 100W.

Les mandrins en molybdène sont ensuite dissous par voie chimique.

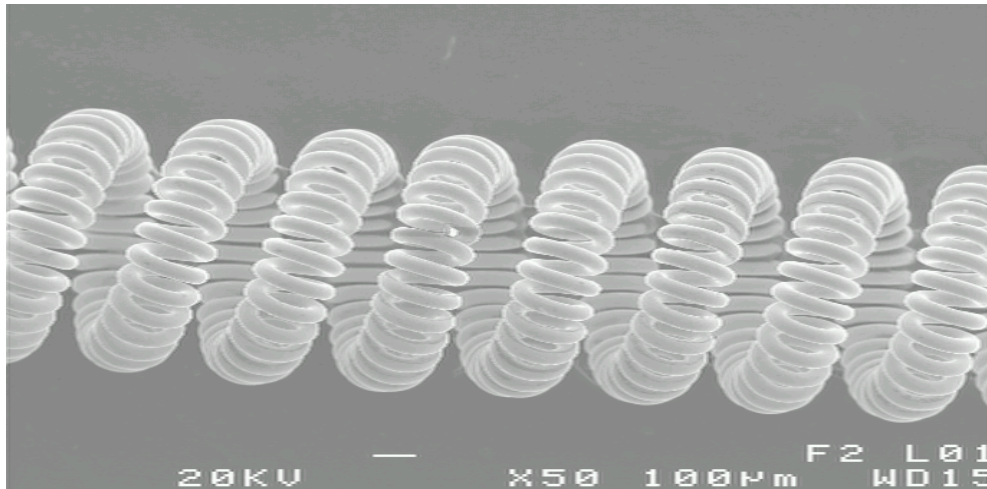


Figure 2.2 : Forme générale d'un filament en double spirilage observé au MEB (X50)

Pour les expériences, il ne sera pris qu'une des deux parties doublement spirilées du filament de 230V 100W avec deux extrémités (patte et palier).

I.2 - Recristallisation des échantillons

Industriellement, les filaments sont montés dans les ampoules à l'état écroui, brut de tréfilage. Avant leur sortie de l'usine, ils subissent un recuit de recristallisation qui a pour effet de transformer la microstructure. Celle-ci passe de petits grains de taille de l'ordre de quelques microns à de gros grains occupant toute la section du fil et dont la longueur est plusieurs fois le diamètre. Pendant cette opération, le fil est chauffé par effet JOULE en courant continu. Il est placé dans un champ magnétique constant ; la force de LAPLACE qui en résulte a pour effet de compenser le poids du filament et ainsi d'éliminer tout fluage.

Si ce recuit n'était pas réalisé en usine, il interviendrait lors du premier allumage de la lampe. Il s'accompagnerait, sous l'effet de la gravité, d'un fluage important pouvant conduire à la ruine du filament. Il est exclu que ce phénomène se produise chez le client. Nous devons préalablement effectuer ce recuit de recristallisation.

Deux techniques de recristallisation sont préconisées :

-**recristallisation en lampe** : similaire à celle utilisée en production : les filaments sont placés à l'intérieur d'un tube en quartz hermétiquement fermé et chauffés par effet JOULE sous une atmosphère confinée correspondant à celle d'une lampe. La recristallisation s'effectue sous champ magnétique afin de compenser le poids du filament et d'éviter ainsi qu'il ne s'affaisse. Cette recristallisation se déroule sur les machines du Service Innovation.

-**recristallisation sous cloche** : six filaments sont enfilés sur un mandrin de molybdène de diamètre 400 µm, chauffé par effet Joule. La température du mandrin est déterminée par sa longueur et la tension appliquée. La cloche de recristallisation est en permanence balayée par un gaz dont on peut changer la nature d'une expérience à l'autre.

Nous présenterons dans cette partie les différents traitements thermiques de recristallisation. Il est à noter que les traitement de recristallisation ont été effectués chez Philips Eclairage à Pont à Mousson

II - TRAITEMENT SOUS LAMPE - TEST L

On rappelle que « lampe » désigne le tube en quartz hermétiquement fermé dans lequel on a placé préalablement les filaments.

Nous avons peu utilisé cette méthode car elle nécessitait de souder le filament sur un support et de l'insérer dans la chaîne de montage ; elle manquait de souplesse.

Le remplissage de la lampe consiste à introduire le mélange contenant du krypton, de l'azote et un composé halogéné sous forme liquide, en refroidissant la lampe à l'azote (77K). Lorsque le mélange se réchauffe et atteint la température ambiante, il devient gazeux et sa pression est alors de 4 bars. Le rôle de l'azote dans le mélange est d'éviter l'arcage entre spires au moment de la recristallisation.

Ensuite, on soumet le filament à un cycle de tension identique à celui de production. Ce dernier est schématisé sur la figure 2.3 Les trois premiers stades sont supposés responsables respectivement de la recristallisation primaire, puis de la recristallisation secondaire du corps du filament puis de celle de ses pattes. Le cycle conduit à une recristallisation totale du filament.

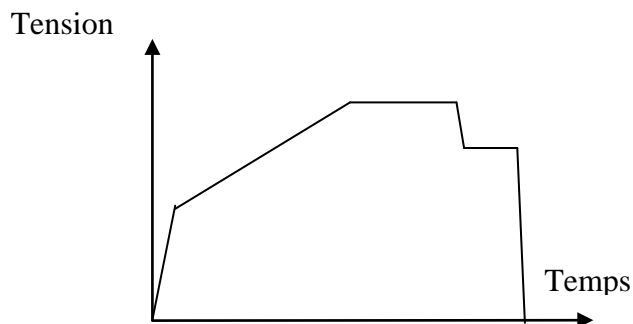


Figure 2.3 - Schéma du cycle de recristallisation en production
Courbe de la tension en fonction du temps.

Les correspondances tension appliquée – température du filament ne sont pas établies mais sont tout à fait reproductibles. Pour ce faire, l'opérateur utilise un pyromètre optique numérique. Pour le premier échantillon qu'on a sacrifié, on a utilisé la procédure suivante :

- On mesure la température pour une émissivité arbitrairement choisie égale à 1. A l'aide de la table de correspondance température / émissivité totale
- on déduit une émissivité plus proche de la réalité, ϵ_1 . On introduit cette valeur dans les paramètres du pyromètre qui nous indique alors une nouvelle valeur de température T_2 .

- on procède ainsi par itération jusqu'à obtenir une valeur identique pour T_i et T_{i+1} . On prend alors la valeur de l'émissivité correspondante.

Dans ces conditions, pour 10 échantillons, on a relevé la température au niveau du palier maximum (intensité maximum). La moyenne de ces mesures est de 2870K. On estime donc que les essais sont effectués à cette même température.

III – TRAITEMENT SOUS CLOCHE

Le traitement sous cloche a été choisi afin de mieux contrôler la qualité du gaz de recristallisation.

Six filaments sont enfilés sur une broche rectiligne et horizontale en molybdène de diamètre 400 μm . Celle-ci est parcourue par un courant électrique et sert de résistance chauffante et de support. Les filaments chauffent ainsi par conduction. Le cycle de tension électrique est le suivant (figure 2.4) :

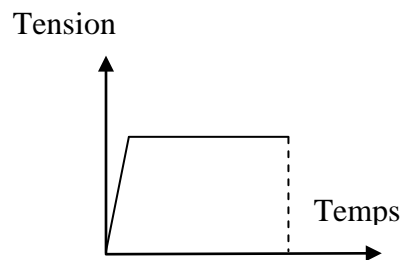


Figure 2.4 - Schéma de recristallisation des filaments placés sous cloche. Courbe de la tension en fonction du temps.

Le cycle de recristallisation est divisé en deux parties :

- montée brutale à la température de recristallisation T_r (allumage direct)
- maintien de cette température.

III.1 - Sous forming gaz- Test FG

Le FG est constitué de 92% d'azote et de 8% d'hydrogène. L'utilisation de ce gaz a pour but de neutraliser l'oxygène avec un excès d'hydrogène puisque d'après la bibliographie, ce premier joue un rôle important au moment de la recristallisation.

Pour déterminer la tension de recristallisation nécessaire, nous avons chauffé la broche en molybdène non chargée sous FG sous des tensions croissantes (test n°1 à 4). Comme précédemment, par itération et à l'aide des données théoriques sur le molybdène, nous ajustons l'émissivité à la température. Nous obtenons ainsi une valeur pour la température de la broche. Nous répétons cette opération 10 fois consécutives puis nous effectuons la moyenne T_{Mo} pour une tension donnée. Cette température correspond en fait à la température maximale à laquelle le filament peut être recristallisé. Nous avons ensuite placé un filament de tungstène sur cette broche que nous avons à nouveau chauffée aux tensions n°1 à 4. Comme précédemment, nous mesurons la température du filament en cinq endroits différents.

En réalité, ces mesures englobent la température de la broche et celle du filament. Nous notons la moyenne de ces mesures, T_w . Cette valeur reste indicative par rapport à la température réelle de recristallisation.

Le tableau II.II : regroupe T_{Mo} et T_w pour les différentes tensions.

Test tension N°	$T_{Mo}(K)$	$T_w(K)$
1	2300	2000
2	2440	2170
3	2500	2270
4	2680	2410

*Tableau II.II - Température du filament T_w
et de la broche T_{Mo} pour les 4 conditions de recristallisation.*

Pour qualifier la recristallisation, nous observons au M.E.B. les différents faciès de rupture.

III.2 - Sous argon - Test Ar

Nous avons choisi de recristalliser sous argon car nous voulions nous rapprocher des conditions des lampes tout en contrôlant la qualité du gaz. Pour des raisons d'installation, nous ne pouvions disposer de krypton. L'argon, comme le krypton, n'interagit pas avec le tungstène, en revanche comme il est un meilleur conducteur thermique, la température du filament doit être plus faible. Elle restera, tout de même, supérieure à celle mesurée dans le cas du FG puisque l'argon est moins bon conducteur thermique que l'azote et l'hydrogène.

IV - TECHNIQUES D'OBSERVATION

Les techniques d'observation utilisées sont :

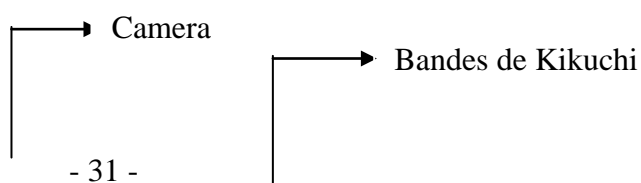
- Microscope électronique à balayage (M.E.B)
- Electron BackScatter Diffraction (E.B.S.P)
- figures d'attaques

Nous détaillerons ici les deux dernières techniques.

IV.1 - E.B.S.P.[PELLISSONNIER, 1996]

En microscopie électronique à balayage, la technique permettant de déterminer l'orientation des grains est fondée sur les diagrammes de pseudo-KIKUCHI. Ces diagrammes résultant de la dispersion inélastique dans toutes les directions de l'espace du faisceau d'électrons incident pénétrant dans l'échantillon. Pour chaque famille de plans réticulaires, il existe nécessairement un faisceau d'électrons diffusé en incidence de BRAGG. Ces électrons sont alors diffractés selon deux cônes très ouverts dont les intersections avec le plan de l'écran phosphorescent sont des hyperboles assimilables à des droites. On observe alors une paire de droites (ou bande) de rétrodiffusion plus intense caractéristique d'un type de plan réticulaire. Pour une orientation donnée, on obtient un réseau de bandes dont l'orientation mutuelle et la largeur détermine très précisément l'orientation du réseau cristallin.

De tels diagrammes sont obtenus en MEB sous incidence rasante (inclinaison de 70° exactement), configuration dans laquelle l'absorption des électrons rétrodiffusés est minimisée. Un système d'acquisition et d'indexation en ligne des diagrammes de diffraction obtenus autorise l'analyse de l'orientation de nombreux grains en temps restreint. Grâce à un détecteur annexe d'électrons rétrodiffusés, les points d'acquisition peuvent être identifiés sur la microstructure. Les données fournies par l'analyseur sont alors les coordonnées des trièdres orthonormés définissant l'orientation de chaque grain dans le repère lié au microscope.



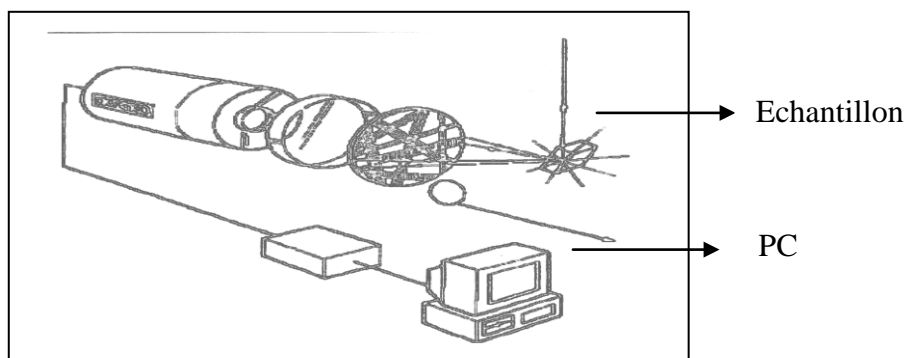


Figure 2.5 Dispositif du diagramme de pseudo-KIKUCHI.

Les sous-programmes permettant le calcul des matrices de rotation et des erreurs à la coïncidence ont été extraits du programme CHANEL pour l'analyse des données E.B.S.P.

La géométrie double spirale des filaments ne facilite pas l'utilisation de cette technique : l'observation des joints de grains dépend de l'emplacement de ce dernier par rapport à la caméra. Ils ne peuvent donc pas être tous étudiés. Une analyse statistique est alors nécessaire.

IV.2 - Figures d'attaques

Il existe peu d'articles sur la révélation des dislocations par la méthode des figures d'attaque (FA) dans le tungstène et particulièrement, aucun article récent.

WOLF [1958] est le premier à s'être intéressé au problème. Le réactif dit de MILNER et SASS (réactif MS) est composé de :

- 2 parts de solution de CuSO_4 à 25 %
- 1 part de NH_4OH concentré

Avec ce réactif, il a révélé des sous-grains et résolu les dislocations dont ils sont constitués, sur du matériau coulé, ainsi que des dislocations individuelles sur un matériau forgé. Les configurations FA sont reproductibles après un polissage et une nouvelle attaque. La densité de FA est indépendante du temps d'attaque. Des orientations aux rayons X ont montré que la révélation des FA ne s'effectue que sur des surfaces faisant un angle inférieur à 38° environ avec les plans $\{100\}$ et que le glissement lors de la déformation à chaud pourrait se produire sur les plans $\{112\}$. Les échantillons ayant été soumis à de hautes températures avant révélation, on ne peut exclure que les dislocations soient décorés par des impuretés.

NAKAYAMA, WEISSMANN et IMURA [1961] ont révélé les sous-joints par attaque par de l'eau oxygénée à 3% bouillante. Pour ce type de défauts, ils ont établi une corrélation avec des topographies aux rayons X par la méthode de BERG-BARETT.

SCHADLER [1961] s'est consacré à l'étude de la corrélation, une pour une, entre FA et dislocations sur des surfaces $\{112\}$ et $\{100\}$ aussi bien pour les dislocations originelles que les dislocations fraîches. Il a utilisé le réactif MS à 45°C pendant 15 secondes.

Pour les FA rassemblées en sous-joints continus, il y a une bonne corrélation avec les topographies de BERG-BARETT. Les FA individuelles dans les grains ne peuvent être associées à des dislocations car la topographie n'a pas une résolution suffisante. La densité de FA n'est pas en fonction du temps d'attaque mais est sensible à la présence de poussières. Une autre expérience concluant à une bonne corrélation a été effectuée. Un cristal a été divisé en deux parties par clivage suivant {100}. Les deux surfaces obtenues montrent les mêmes répartitions et densités de FA y compris dans les parties très déformées bien que les densités n'y puissent être estimées.

Le réactif donne aussi de bons résultats pour des dislocations fraîches créées après une déformation en flexion à 78K et 300K.

Les FA sont arrangées suivant des lignes et des bandes de glissement avec des densités croissant avec la déformation. La hauteur des lignes de glissement mesurée sur la surface est grossièrement en accord avec le nombre de dislocations révélées, si bien que l'auteur admet une correspondance biunivoque FA/dislocations. Il a également réalisé des recuits à 1600°C et 2400°C pour éliminer un nombre égal de dislocations des deux signes et ne garder que celles d'un seul signe qui ne peuvent être appariées. Leur densité a été calculée par NYE ; elle est en bon accord avec celle des FA obtenue.

BERLEC [1962] a étudié trois réactifs :

- deux électrolytes :
 - A : 2% NaOH dans l'eau distillée
 - B : réactif MS
- un chimique : - C :
 - 32.7g de $KFe(CN)_6$
 - 4.78g de NaOH
 - 107 ml d'eau

Il les a utilisés sur divers échantillons dont certains déformés à froid. Les dislocations fraîches et originelles ont été révélées. Les différents réactifs ont aussi été utilisés successivement sur une même zone (avec un polissage électrolytique entre deux attaques). Il apparaît que A, B et C donnent sensiblement les mêmes résultats pour les mêmes conditions mais aussi que la densité de FA croît pour A et B avec la densité de courant.

Des essais sur des monocristaux montrent que les faces latérales des FA sont des plans {110}.

Une forte contamination en surface par le carbone empêche la révélation des FA. De plus faibles concentrations permettent d'avoir des FA mais avec une densité fonction de celles-ci.

Nous avons choisi une solution aqueuse à 33% de H_2O_2 . Celle-ci est chauffée jusqu'à ce qu'elle soit frémissante. Nous l'enlevons de la source chauffante puis nous plongeons les filaments dedans. Le temps est de 15 s pour des filaments déformés et 30 s pour des filaments juste recristallisés. Ils sont ensuite rincés à l'eau distillée.

Nous n'avons pas étudié de manière plus approfondie la reproductibilité de cette expérience car les résultats n'ont pas été concluants.

V – TEST DE FLUAGE

Pour essayer de prédire le comportement des filaments, des tests de fluage ont été réalisés au laboratoire de physique des matériaux de l'Ecole des Mines de Nancy sur un montage réalisée par G. RICHARD.

V.1 - Description de l'appareil

L'appareil utilisé pour les essais de fluage est représenté sur la figure 2.2. Il est similaire à celui utilisé par D.M. MOON et R. STICKLER [1971].

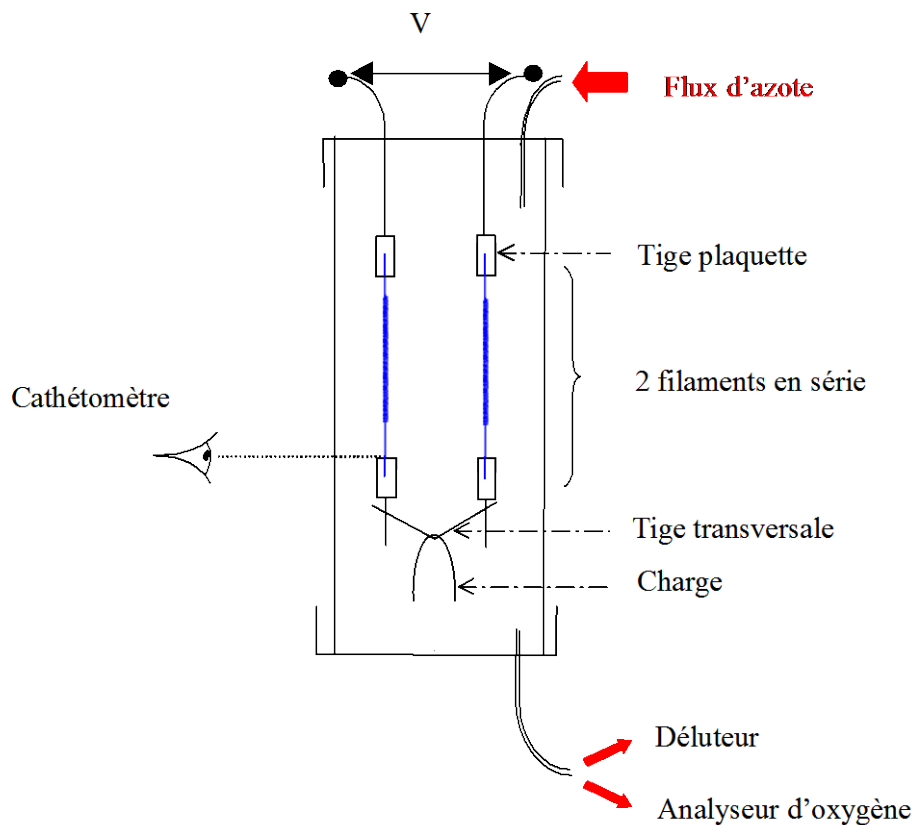


Figure 2.6 Schéma de principe de l'appareil pour le test de fluage.

Deux filaments sont placés verticalement dans un tube en quartz dans lequel règne une atmosphère contrôlée par un balayage de gaz. Une partie de celui-ci est renvoyée dans l'air par l'intermédiaire d'un déluteur tandis que l'autre traverse le circuit d'un analyseur d'oxygène (Simac Instrumentation) capable de mesurer jusqu'à 0.1 ppm d'oxygène.

Les extrémités hautes des filaments sont soudées par point sur des tiges plaquettes en molybdène elles-mêmes fixées à des amenées de courant. Celles-ci sont reliées à un générateur de tension permettant de chauffer les filaments. Un voltmètre et un ampèremètre sont placés respectivement en parallèle et en série le long du circuit électrique.

Les extrémités basses des filaments sont soudées par point sur des tiges plaquettes reliées entre elles par une tige en molybdène en forme de V appelée « tige transversale ». Celle-ci permet à la fois de connecter électriquement les deux filaments et d'y accrocher en son milieu une tige en molybdène en forme de U appelée « charge ».

Un cathétomètre, destiné à suivre optiquement l'allongement des filaments, est placé à un mètre environ du tube en quartz.

V.2 - Protocole de mesure

Les filaments sont introduits dans le tube en quartz avec la charge de masse m .

A l'instant initial ($t=0$), les filaments sont sous charge à la température ambiante et on relève les cotes des points A, B, C, D pour chaque filament (figure 2.3) : A et D se situent aux intersections de la patte et de la tige plaquette respectivement du haut et du bas, B et C aux limites du simple/double spiralage. Pour le filament de gauche, on les notera avec un indice g (A_g, B_g, C_g, D_g) et pour le filament de droite avec un indice d (A_d, B_d, C_d, D_d). On en déduit par la suite la longueur initiale totale entre les deux tiges plaquettes et celle du corps du filament.

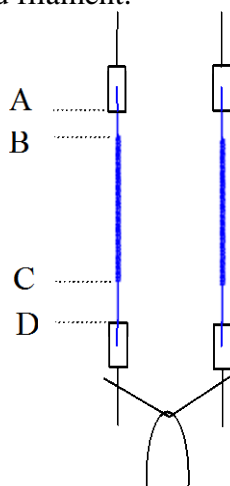


Figure 2.7 - Schéma des cotes relevées lors des tests de fluage.

L'ensemble est balayé par de l'azote N50 (taux de $O_2 < 3\text{ppm}$). Lorsque l'analyseur d'oxygène indique un taux d'oxygène inférieur à 3 ppm, le générateur de tension est allumé ; au même moment, un chronomètre est déclenché.

L'allongement des filaments est mesuré à intervalles de temps réguliers à l'aide du cathétomètre : on relève les cotes des points D_g et D_d en fonction du temps et celles des points A_g et A_d quelques minutes après le lancement de l'expérience. D'autre part, les valeurs de la tension et de l'intensité sont relevées au cours de l'expérience.

V.3 - Mesure de la température

Nous avons choisi une température légèrement inférieure à celle d'une lampe en fonctionnement afin de limiter l'évaporation du tungstène. D'après les courbes d'ASHBY, cette diminution de température n'entraîne pas un changement de domaine de déformation plastique. Nous avons voulu mesurer la température à l'aide d'un pyromètre optique à disparition de filaments. La dimension latérale de notre filament étant faible (450 μm), celui-ci n'occupe qu'une petite partie du champ du pyromètre et ne se superpose que localement au filament de cet appareil. Il est donc très délicat d'estimer l'égalité des brillances. Il en résulte que la température ne peut être estimée qu'avec une erreur de 50 K environ. A défaut de pouvoir mesurer la température, nous nous sommes efforcés de la garder constante pour toutes les expériences. Nous avons considéré que tous les filaments étaient identiques, ce qui compte tenue de leur fabrication industrielle est une hypothèse justifiée. En fait, au cours du fluage, les caractéristiques géométriques du filament évoluent :

- le rayon du fil décroît sous l'effet de l'évaporation, ce qui a pour effet d'augmenter la résistance électrique.
- l'espacement entre les spires augmente, l'émissivité du filament s'éloigne de celle d'un corps noir donc la température également. Pour estimer au mieux nous avons utilisé le logiciel INCLA. Il permet de modéliser une lampe en fonctionnement : à l'aide des données d'entrée (caractéristiques du filament, du gaz de remplissage, du tube en quartz), il détermine la température théorique du filament, celle du tube en quartz, la tension, le courant le traversant. Nous avons donc modélisé l'appareil de fluage puis nous avons fait varier le rayon du filament de 5 % (qui provient de l'évaporation) et le pas secondaire de spirilage de 3 %. Le premier calcul a été effectué à tension constante, le second à courant constant : les résultats sont affichés dans le tableau II.III. Dans le premier cas, la température diminue de 1 % tandis que dans le second, elle augmente de 5 %.

	Diamètre (μm)	Pas secondaire (μm)	Tension (V)	Courant (A)	Puissance (W)	Température du filament (K)
valeurs initiales	47.7	300	225.4	0.400	90.2	2576
A U=constante	45.3	290.5	226.6	0.368	83.4	2549
A I=constante	45.3	290.5	264.6	0.400	105.8	2705

Tableau II.III – Influence de la variation de diamètre et de pas secondaire sur la température du filament à tension et intensité constante.

Nous avons essayé de quantifier la variation de diamètre entre le début et la fin de l'expérience de fluage. Jusqu'à présent, nous n'y sommes pas parvenus. De part la géométrie du filament, il n'est pas possible de voir isolément un segment du fil dans les conditions permettant une mesure précise aussi bien avec le microscope électronique à balayage qu'avec le projecteur de profil (manque de précision). Nous ne pouvons pas non plus l'estimer en mesurant la perte de masse du filament car au moment de récupérer le filament, une partie des pattes reste soudée aux tiges plaquettes. Ne connaissant pas l'évolution du diamètre, nous ne pouvons pas non plus calculer la loi de variation de la tension à imposer pour garder une température constante. Compte-tenu du résultat donné par INCLA, nous avons donc choisi de travailler à U constante.

PARTIE 1

ANALYSE ELASTIQUE

Au cours de nos essais de fluage, des filaments double spiralage (DS) sont soumis à une force axiale. Nous en ferons ici une analyse mécanique dans le cas élastique car seule une relation linéaire entre contraintes et déformations telle que la loi de HOOKE permet de résoudre le problème analytiquement, du moins partiellement. L'hypothèse élastique nous donnera donc une estimation qualitative du comportement en fluage.

Auparavant nous rappellerons les résultats de l'analyse élastique dans deux géométries plus simples soumises également à la traction uniaxiale :

- le fil rectiligne
- le filament simple spiralage (SS)

Le poids du filament sera négligé dans ces deux cas mais pris en compte dans le cas DS.

Dans ce dernier cas, nous calculerons les contraintes appliquées à une section droite du fil par deux méthodes différentes : une méthode classique à l'aide des calculs des forces et des moments et une méthode basée sur une poutre à forte courbure initiale en flexion.

I - FIL RECTILIGNE

Nous considérons un fil de section S soumis à une force axiale \vec{T} (figure 3.1).

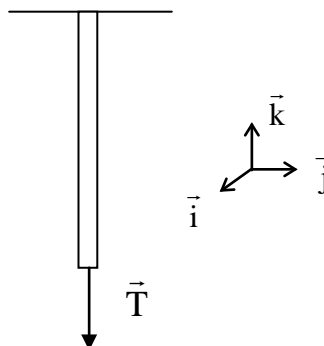


Figure 3.1 - Fil soumis à la force axiale \vec{T} .

Dans le repère $(I, \vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$, celle-ci s'exprime de la manière suivante :

$$\vec{T} \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ -T \end{vmatrix} \quad (III.1)$$

La contrainte induite est une contrainte de traction $\sigma = \frac{T}{S}$. Elle est homogène et uniaxiale.

Dès qu’on s’éloigne des points extrêmes et si on néglige l’influence du poids du filament, la déformation ε vérifie la loi de HOOKE :

$$\sigma = E \cdot \varepsilon \quad (III.2)$$

avec E le module d’YOUNG.

II - FILAMENT SIMPLE SPIRALAGE

Nous considérons ici un filament SS soumis à une force axiale \vec{T} et cherchons à déterminer les variations d’allongement et les contraintes à l’intérieur du fil (figure 3.2). Ce cas est celui du ressort à boudin à spires non jointives déformé en traction. Il apparaît dans toute section droite d’une spire du ressort une force résultante \vec{T} et un moment \vec{M}_{ss} s’écrivant dans le repère orthonormé $(I, \vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$:

$$\vec{T} \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ -T \end{vmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{M}_{ss} \begin{vmatrix} 0 \\ R_{ss} T \\ 0 \end{vmatrix} \quad (III.3)$$

où R_{ss} est le rayon moyen d’enroulement du ressort.

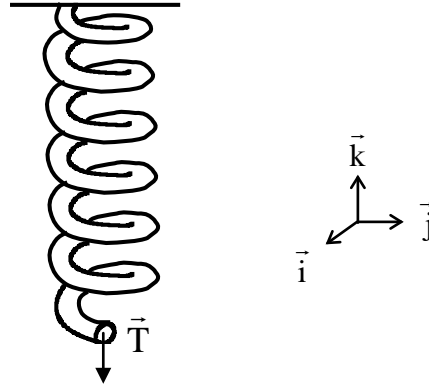


Figure 3.2 - Ressort soumis à la force axiale \vec{T} .

Nous pouvons définir le repère $(O, \vec{i}, \vec{j}', \vec{k}')$, où O est situé au centre de la section de la spire et \vec{j}' est la normale sortante. Celui-ci se déduit de $(I, \vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ par une rotation d'angle α_{ss} autour de l'axe \vec{i} . La force \vec{T} et le moment \vec{M}_{ss} s'expriment alors :

$$\vec{T} \begin{vmatrix} 0 \\ T \sin \alpha_{ss} \\ -T \cos \alpha_{ss} \end{vmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{M}_{ss} \begin{vmatrix} 0 \\ -R_{ss} T \cos \alpha_{ss} \\ -R_{ss} T \sin \alpha_{ss} \end{vmatrix} \quad (\text{III.4})$$

En général, l'angle α_{ss} est petit, dépassant rarement 5° . Dans ces conditions, on peut, avec une approximation acceptable, poser $\sin \alpha_{ss} = 0$ et $\cos \alpha_{ss} = 1$. Ce problème se ramène à celui d'un fil rectiligne de même longueur l_f ($l_f = 2\pi N R_{ss}$ avec N le nombre de spires du ressort) et de même rayon r_f que celui du ressort soumis à un moment de torsion pure axiale \vec{M}_{ss} :

$$\vec{M}_{ss} \begin{vmatrix} 0 \\ -R_{ss} T \\ 0 \end{vmatrix} \quad (\text{III.5})$$

Cette analyse permet d'obtenir simplement l'allongement δ du ressort :

$$\delta = \frac{4 \cdot N \cdot T \cdot R_{ss}^3}{G \cdot r_f^4} \quad (\text{III.6})$$

avec N le nombre de spires et G le module de COULOMB.

La contrainte de torsion dans le fil est proportionnelle au rayon r ; sa valeur maximale est à la périphérie ($r=r_f$) :

$$\tau_{\max} = \frac{2T \cdot R_{SS}}{\pi \cdot r_f^3} \quad (\text{III.7})$$

La déformation locale γ ($\gamma=2\varepsilon$) est donnée en tout point par $\gamma = \frac{\tau}{G}$.

III - FILAMENT DOUBLE SPIRALAGE

Dans le cas du DS, nous utilisons l’indice 1 pour le spiralage primaire et l’indice 2 pour le spiralage secondaire.

III.1 - Méthode classique

Nous cherchons à calculer les forces et les moments appliqués dans la section normale du fil dans le cas d’un ressort DS soumis à une force axiale \vec{T} . La section normale est définie par le repère orthonormé ($O'', \vec{d}, \vec{e}, \vec{f}$) : O'' est situé au centre de la section droite du fil, \vec{e} est le vecteur normal au plan de celle-ci et \vec{f} le vecteur dans le plan de la spire primaire faisant un angle φ avec l’axe \vec{i} dans le plan de la spire primaire (figure 3.3 et 3.4).

On définit par α_1 et α_2 les angles d’hélice et par R_1 et R_2 les rayons moyens d’enroulement. Dans notre cas :

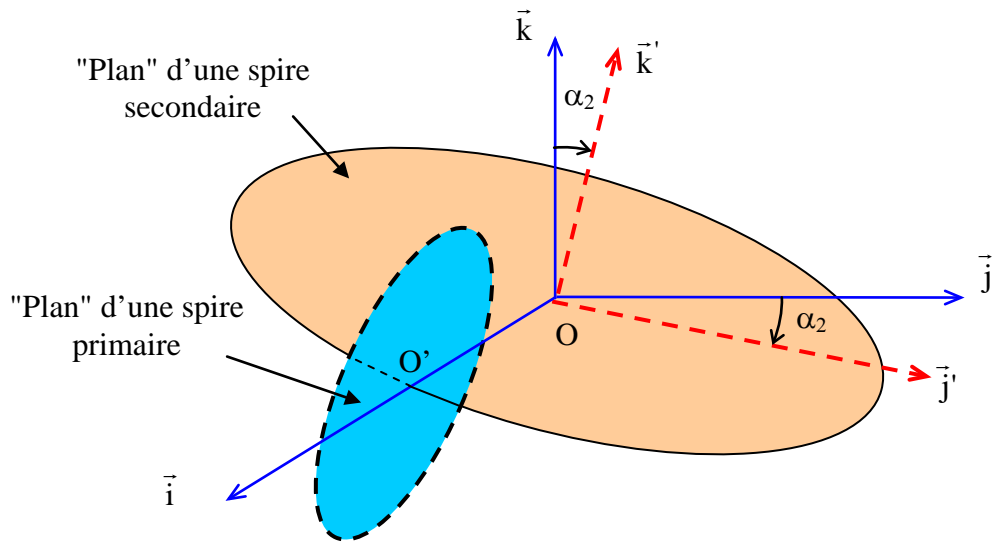
$$\alpha_1 = 0.159597 \text{ rad}$$

$$\alpha_2 = 0.138509 \text{ rad}$$

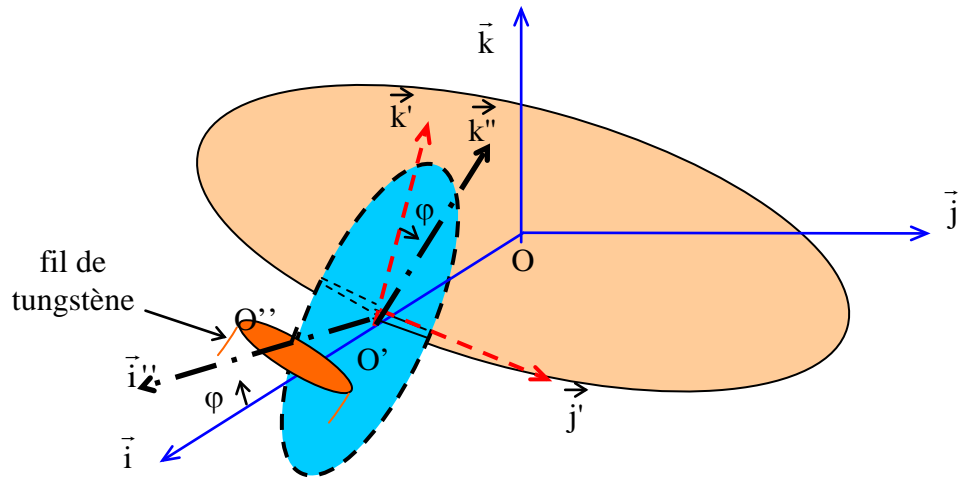
$$R_1 = 74.5 \text{ } \mu\text{m}$$

$$R_2 = 322.5 \text{ } \mu\text{m}$$

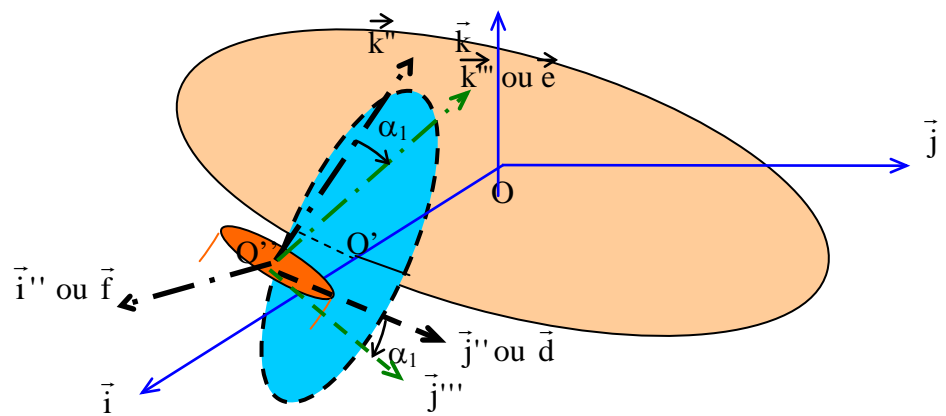
Nous considérons dans un premier temps un ressort SS « plein » de rayon moyen d’enroulement R_2 . Cela revient au calcul précédent pour la détermination des forces et des moments. Dans un second temps, nous calculons ceux-ci dans la section normale du fil.



a) Définition des repères $(O, \vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ et $(O', \vec{i}', \vec{j}', \vec{k}')$. Rotation autour de l'axe \vec{i} d'un angle α_2 .



b) Repère $(O'', \vec{i}'', \vec{j}'', \vec{k}'')$. Rotation de l'angle ϕ autour de l'axe \vec{j}' .



c) Repère $(O', \vec{i}''', \vec{j}''', \vec{k}''')$ Rotation de l'angle α_1 autour de l'axe \vec{i}'' .

Figure 3.3 – Définition des vecteurs.

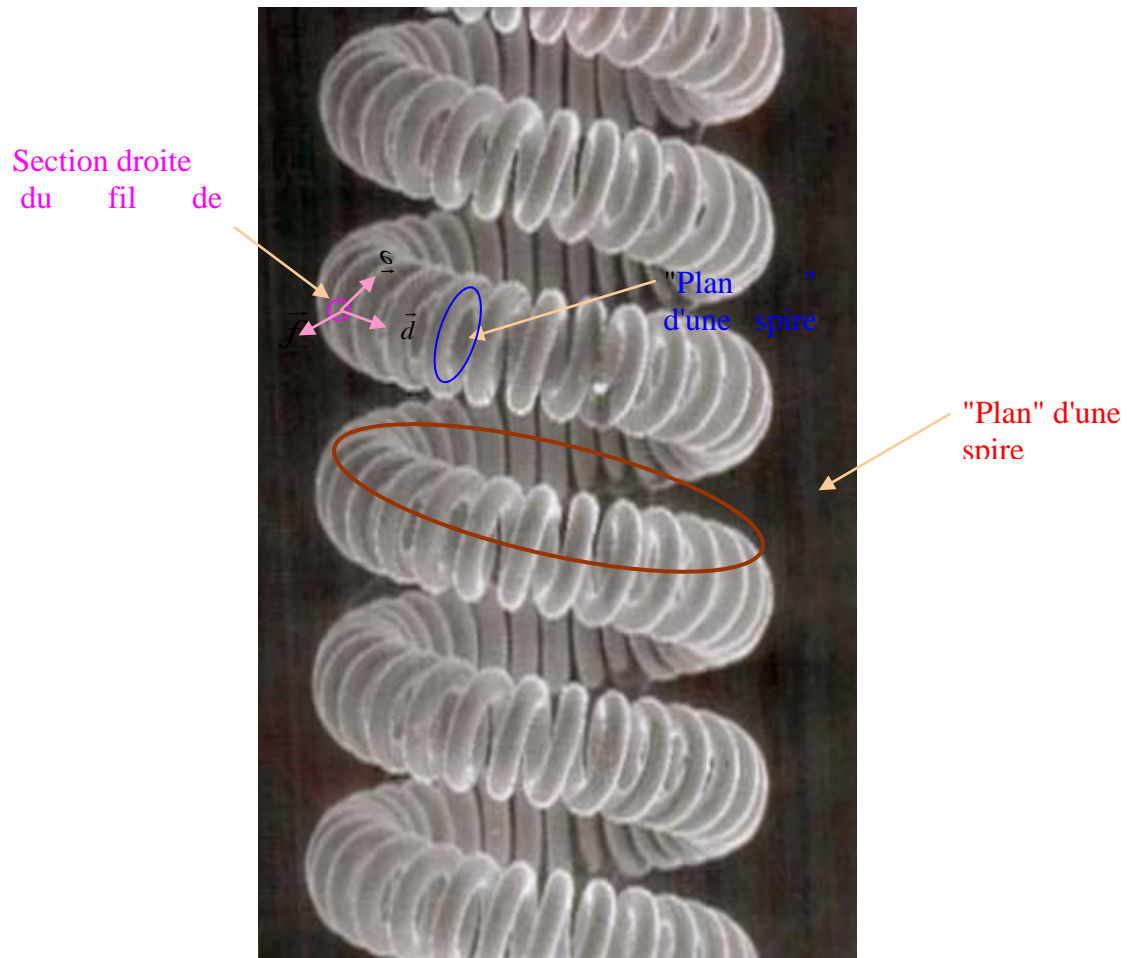


Figure 3.4 – Visualisation des vecteurs sur un filament double spiralage

Il s'agit de connaître la matrice de changement de repère entre $(O, \vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ et $(O'', \vec{d}, \vec{e}, \vec{f})$. Ce dernier se déduit du premier par la combinaison successive:

- d'une translation \vec{OO}' ($O', \vec{i}', \vec{j}', \vec{k}'$);
- d'une rotation autour de l'axe \vec{j}' d'un angle φ ($O', \vec{i}'', \vec{j}'', \vec{k}''$);
- d'une translation $\vec{O'O}''$ ($O'', \vec{i}'', \vec{j}'', \vec{k}''$);
- d'une rotation autour de l'axe \vec{i}'' d'un angle α_1 ($O'', \vec{i}''', \vec{j}''', \vec{k}'''$).

$(O'', \vec{d}, \vec{e}, \vec{f})$ correspond alors au repère $(O'', \vec{j}''', \vec{k}''', \vec{i}''')$. Comme on ne s'intéresse qu'à des vecteurs, les translations n'ont aucune importance. φ est orienté dans le sens opposé à \vec{j}' en application de la règle du tire-bouchon.

Les composantes d'un vecteur $\vec{u} \begin{vmatrix} X_1 \\ X_2 \\ X_3 \end{vmatrix}$ dans le repère $(O, \vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ deviennent dans le repère $(O'', \vec{d}, \vec{e}, \vec{f})$:

$$\vec{u} \begin{vmatrix} X_1 \sin \alpha_1 \sin \varphi + X_2 \cos \alpha_1 - X_3 \sin \alpha_1 \cos \varphi \\ -X_1 \cos \alpha_1 \sin \varphi + X_2 \sin \alpha_1 + X_3 \cos \alpha_1 \cos \varphi \\ X_1 \cos \varphi + X_3 \sin \varphi \end{vmatrix} \quad (\text{III.8})$$

On les note $u_{\vec{d}}$, $u_{\vec{e}}$ et $u_{\vec{f}}$ respectivement.

III.1.1 - Calculs des forces

Dans le cas de notre expérience de fluage, la charge totale m_a par filament, impliquant une force $T_0 = m_a g$, est la moitié de la somme des masses de la tige transversale, des tiges plaquettes et des charges ajoutées. Si on s'intéresse à la contrainte appliquée totale, il faut tenir compte du poids du filament m_F . Sa contribution dépend de la position de spire considérée. Les spires sont comptées à partir de celles du haut, elles peuvent être repérées par leur abscisse x suivant l'axe vertical. Dans le repère $(I, \vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$, les composantes sont donc :

$$\vec{T} \left| \begin{array}{l} 0 \\ 0 \\ -T(x) = -\left(m_a + m_F \frac{l_F - x}{l_F} \right) g \end{array} \right. \quad (\text{III.9})$$

avec l_F est la longueur du filament.

Par la suite, nous désignerons par T la fonction $T(x)$.

On suppose que la partie du filament située au-dessous de x contient un nombre entier de spires secondaires, ce qui signifie que la charge appliquée résultante est sur l'axe par raison de symétrie. C'est une approximation d'autant plus grossière que la charge appliquée est petite devant le poids du filament.

Dans le repère $(O, \vec{i}, \vec{j}', \vec{k}')$, la force s'écrit alors :

$$\vec{T} \left| \begin{array}{l} 0 \\ T \sin \alpha_2 \\ -T \cos \alpha_2 \end{array} \right. \quad (\text{III.10})$$

Dans le repère $(O', \vec{d}, \vec{e}, \vec{f})$, d'après les formules de changement de repère (III.8),

$$\vec{T} \left| \begin{array}{l} T \cos \alpha_1 \sin \alpha_2 + T \sin \alpha_1 \cos \alpha_2 \cos \varphi \\ T \sin \alpha_1 \sin \alpha_2 - T \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 \cos \varphi \\ -T \cos \alpha_2 \sin \varphi \end{array} \right. \quad (\text{III.11})$$

Les trois composantes sont représentées sur la figure 3.5 en fonction de l'angle φ variant de 0 à 2π , c'est-à-dire décrivant toute une spire primaire, pour $T_0=5 \cdot 10^{-5}\text{N}$ et $x=0$. La valeur

$5 \cdot 10^{-5}\text{N}$ correspond à la charge minimale appliquée lors de nos tests de fluage sans tenir compte du poids du filament.

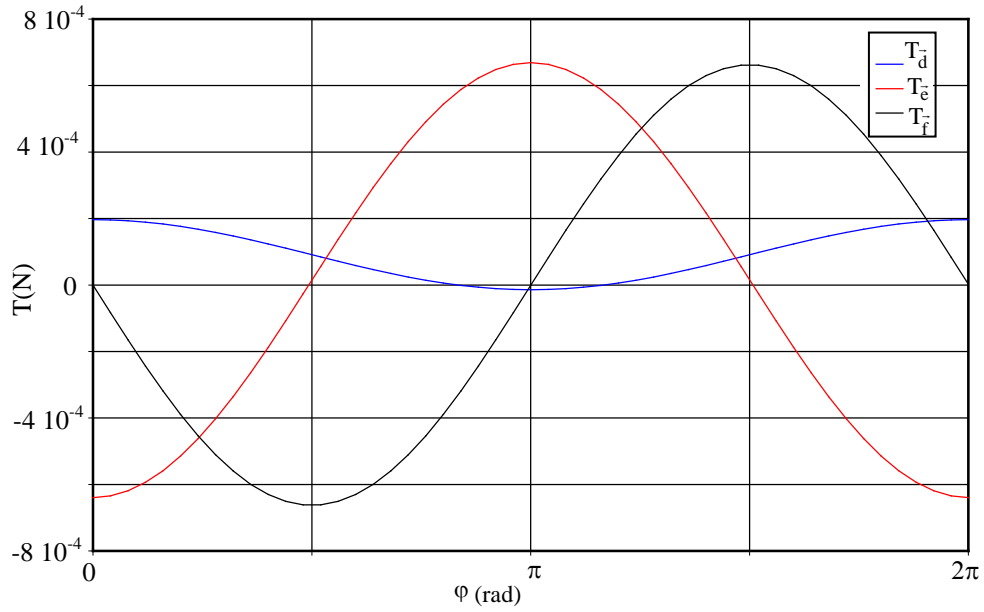


Figure 3.5 - Composantes de la force \vec{T} en fonction de l'angle φ pour $T_0=5 \cdot 10^{-5}N$ et $x=0$.

III.1.2 - Calcul des moments

$$\begin{aligned} \text{Le moment appliqué est donc } \vec{M}_{\vec{T}} &= \vec{O'I} \wedge \vec{T} \\ &= \vec{O'O} \wedge \vec{T} + \vec{OI} \wedge \vec{T} \end{aligned}$$

Le premier terme correspond à un moment \vec{M}_1 qui peut s'écrire dans le repère $(O'', \vec{d}, \vec{e}, \vec{f})$:

$$\vec{M}_1 \begin{vmatrix} R_1 T \sin \alpha_1 \sin \alpha_2 - R_1 T \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 \cos \varphi \\ - R_1 T \cos \alpha_1 \sin \alpha_2 - R_1 T \sin \alpha_1 \cos \alpha_2 \cos \varphi \\ 0 \end{vmatrix} \quad \text{(III.12)}$$

Le second terme, pouvant correspondre à un moment \vec{M}_2 , s'écrit dans le repère $(O, \vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$:

$$\vec{M}_2 \begin{vmatrix} 0 \\ - R_2 T \cos \alpha_2 \\ - R_2 T \sin \alpha_2 \end{vmatrix} \quad \text{(III.13)}$$

soit dans le repère $(O'', \vec{d}, \vec{e}, \vec{f})$,

$$\vec{M}_2 \begin{cases} -R_2 T \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 + R_2 T \sin \alpha_1 \sin \alpha_2 \cos \varphi \\ -R_2 T \sin \alpha_1 \cos \alpha_2 - R_2 T \cos \alpha_1 \sin \alpha_2 \cos \varphi \\ -R_2 T \sin \alpha_2 \sin \varphi \end{cases} \quad (\text{III.14})$$

Dans le repère $(O'', \vec{d}, \vec{e}, \vec{f})$, le moment $\vec{M}_{\vec{T}}$ s'exprime de la manière ci-dessous:

$$\vec{M}_{\vec{T}} \begin{cases} -R_2 T \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 + R_2 T \sin \alpha_1 \sin \alpha_2 \cos \varphi + R_1 T \sin \alpha_1 \sin \alpha_2 - R_1 T \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 \cos \varphi \\ -R_2 T \sin \alpha_1 \cos \alpha_2 - R_2 T \cos \alpha_1 \sin \alpha_2 \cos \varphi - R_1 T \cos \alpha_1 \sin \alpha_2 - R_1 T \sin \alpha_1 \cos \alpha_2 \cos \varphi \\ -R_2 T \sin \alpha_2 \sin \varphi \end{cases} \quad (\text{III.15})$$

La figure 3.6 représente les composantes de ce moment en fonction de l'angle φ .

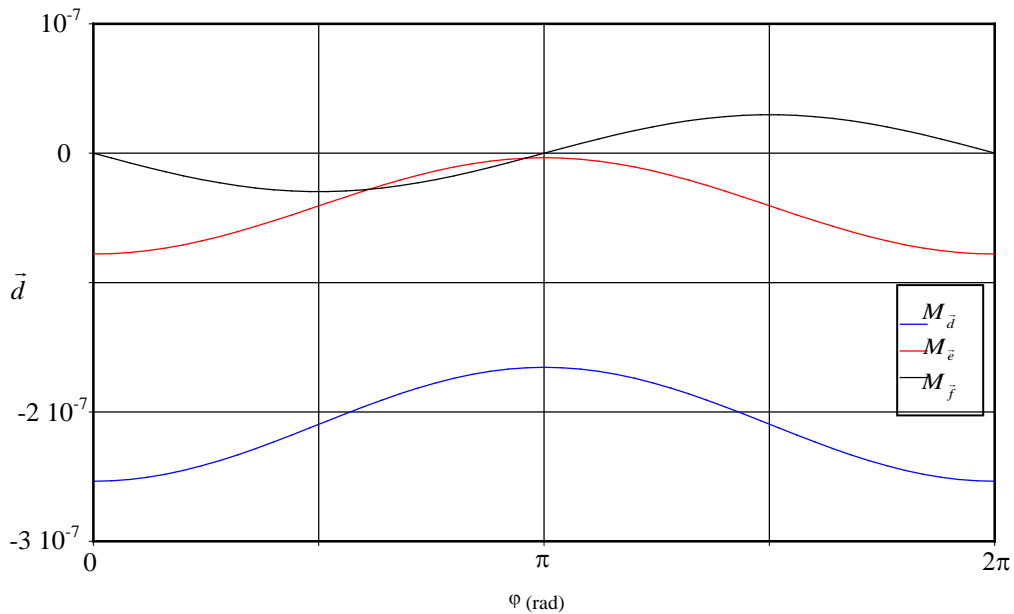


Figure 3.6 - Composantes du moment $\vec{M}_{\vec{T}}$ en fonction de l'angle φ pour $T_0=5 \cdot 10^{-5}N$ et $x=0$.

En module, le moment $M_{\vec{d}}$ est le plus élevé : les maxima des rapports $\frac{M_{\vec{e}}}{M_{\vec{d}}}$ et $\frac{M_{\vec{f}}}{M_{\vec{d}}}$ sont respectivement égaux à 0.31 et 0.15.

La section droite d'un filament DS soumis à une force axiale subit donc essentiellement un moment de flexion.

III.1.3 - Calcul des contraintes

Les contraintes sont dûes aux composantes des forces et des moments. Nous allons ici détailler chacune de leur contribution.

Les contraintes dues à la force \vec{T} sont :

- une contrainte normale provenant de la composante $T_{\vec{e}}$:

$$\sigma_{T_{\vec{e}}} = \frac{T \sin \alpha_1 \sin \alpha_2 - T \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 \cos \varphi}{\pi \cdot r_f^2} \quad (\text{III.16})$$

- deux contraintes de cisaillement provenant des deux autres composantes :

$$\tau_{T_{\vec{d}}} = \frac{T \cos \alpha_1 \sin \alpha_2 + T \sin \alpha_1 \cos \alpha_2 \cos \varphi}{\pi \cdot r_f^2} \quad (\text{III.17})$$

$$\tau_{T_{\vec{f}}} = -\frac{T \cos \alpha_2 \sin \varphi}{\pi \cdot r_f^2} \quad (\text{III.18})$$

Les contraintes dues au moment sont :

- une contrainte normale selon l'axe \vec{e} en un point A de la section du fil de coordonnées $x_{\vec{d}}$ et $x_{\vec{f}}$ dans le repère (O'', \vec{d}, \vec{f}) :

$$\sigma_{M,A} = \frac{M_{\vec{d}} \cdot x_{\vec{f}}}{I_{\vec{d}}} + \frac{M_{\vec{f}} \cdot x_{\vec{d}}}{I_{\vec{f}}} \quad (\text{III.19})$$

avec $I_{\vec{d}}$ et $I_{\vec{f}}$ les moments d'inertie par rapport aux axes \vec{d} et \vec{f} respectivement égaux à $\frac{\pi \cdot r_f^4}{4}$.

- une contrainte de cisaillement en un point situé à la distance r par rapport au centre O'' :

$$\tau_{\vec{M}} = \frac{2 \cdot M_{\vec{e}}}{\pi \cdot r_f^4} \cdot r \quad (\text{III.20})$$

III.1.4 - Contraintes normales

La contrainte normale totale s'écrit donc :

$$\sigma = \frac{T \sin \alpha_1 \sin \alpha_2 - T \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 \cos \varphi}{\pi \cdot r_f^2} + \frac{M_{\vec{d}} \cdot x_{\vec{f}}}{I_{\vec{d}}} + \frac{M_{\vec{f}} \cdot x_{\vec{d}}}{I_{\vec{f}}} \quad (\text{III.21})$$

On constate que la contrainte est proportionnelle au module de \vec{T} . D'autre part, les termes du second ordre en sinus peuvent être négligés car les angles α_1 et α_2 sont très petits.

Le premier terme (III.15) est constant sur toute la section et ne dépend que de φ . En première approximation, il peut se réduire à :

$$\sigma_{T_{\vec{e}}} = - \frac{T \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 \cos \varphi}{\pi \cdot r_f^2} \quad (\text{III.22})$$

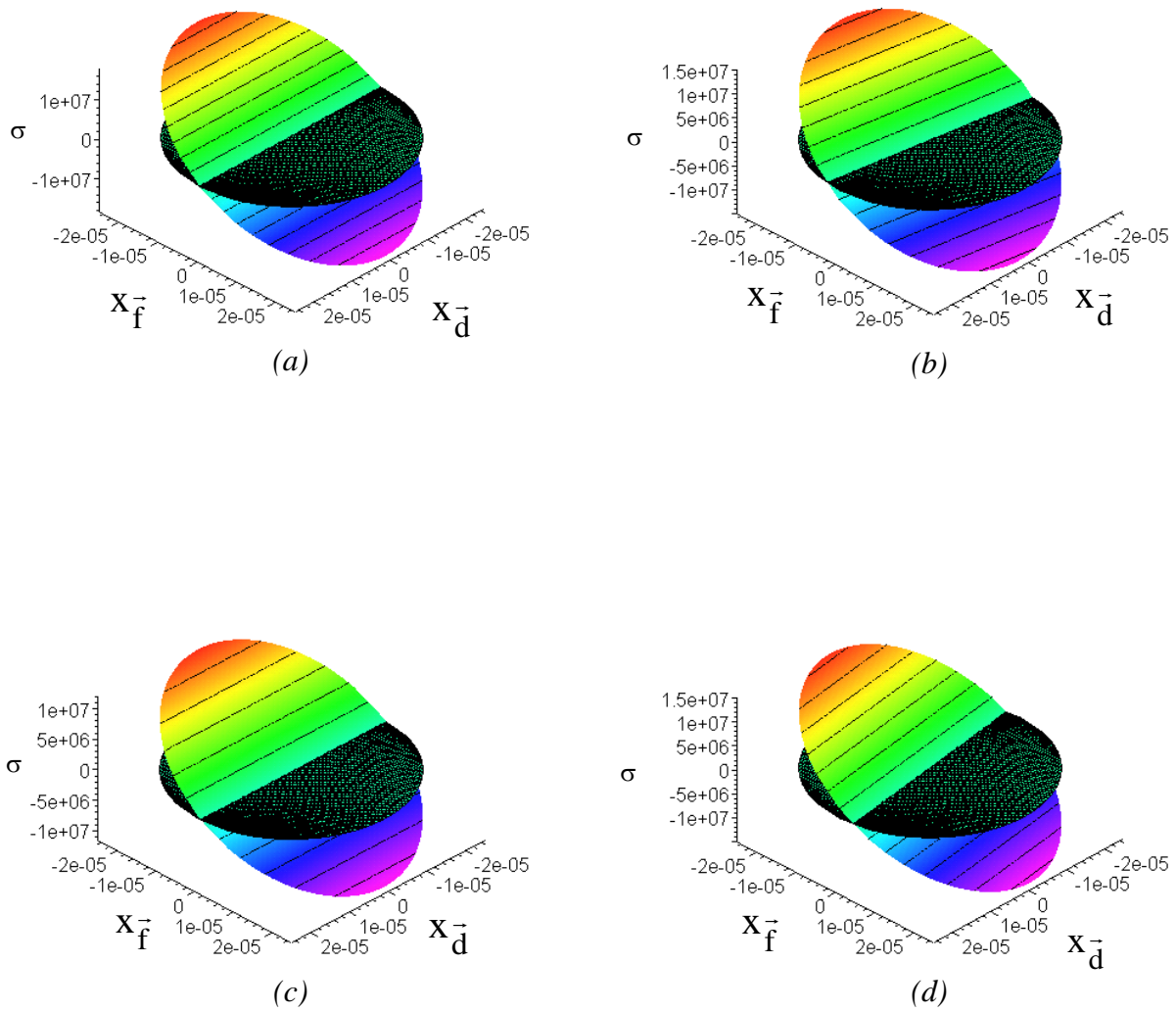


Figure 3.7 – Représentation graphique des contraintes normales dans un filament DS pour $T = 5 \cdot 10^4 N$ et pour différentes valeurs de φ en radian.

- (a) $\varphi=0$
- (b) $\varphi=\pi/2$
- (c) $\varphi=\pi$
- (d) $\varphi=3\pi/2$

Le second terme admet un minimum (=0) pour $x_{\vec{f}}=0$ c'est-à-dire sur l'axe \vec{d} . Le maximum en valeur absolue correspond à $x_{\vec{f}} = \pm r_f$. Suite à l'approximation ci-dessus (α_1 et α_2 petits), il peut s'écrire :

$$\sigma_{M_{\vec{d}}} = \frac{-R_2 T \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 - R_1 T \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 \cos \varphi}{\pi \cdot r_f^4} \cdot 4r_f \quad (\text{III.23})$$

Le dernier terme admet un minimum (=0) pour $x_{\vec{d}}=0$ c'est-à-dire sur l'axe \vec{f} . Le maximum en valeur absolue correspond à $x_{\vec{d}} = \pm r_f$. On obtient donc :

$$\sigma_{M_{\vec{f}}} = \frac{-R_2 T \sin \alpha_2 \sin \varphi}{\pi \cdot r_f^4} \cdot 4r_f \quad (\text{III.24})$$

Nous avons représenté graphiquement la contrainte normale totale pour quatre angles φ , $0, \frac{\pi}{2}, \pi$ et $\frac{3\pi}{2}$ (figure 3.7). Le cercle horizontal correspond à la section du fil. L'ellipse en couleurs indique l'état des contraintes en chaque point de cette section ; à chaque couleur est associée une gamme de contraintes. Une partie de la section du fil subit une contrainte normale de traction ($\sigma > 0$) tandis que l'autre subit une contrainte normale de flexion ($\sigma < 0$).

Les programmes utilisés dans ce chapitre pour les différentes représentations graphiques sont indiqués en annexe 2. Le logiciel est Maple V.

La surface est légèrement inclinée par rapport à l'axe des $x_{\vec{d}}$. Cette inclinaison est créée par le moment $M_{\vec{f}}$.

Le maximum et le minimum de la contrainte normale totale sont indiqués dans le tableau III.I pour les deux valeurs extrêmes de T_0 utilisées lors des tests de fluage en ajoutant ou non le poids total du filament soit $1.8 \cdot 10^{-4}$ N. En fait, cela revient à calculer les contraintes à chacune des extrémités du filament et donc nous permet d'encadrer les contraintes maximales et minimales réelles sur une section droite intermédiaire du fil.

			σ_{\max} (MPa)	σ_{\min} (MPa)
T_{\min} (10^{-4} N)	T_0	5	18	-17
	T_0+m_F g	6.8	23	-24
T_{\max} (10^{-4} N)	T_0	28	96	-99
	T_0+m_F g	29.8	102	-106

Tableau III.1 - Contraintes maximale et minimale pour $\varphi=0$ et pour les forces maximales et minimales utilisées en tenant compte ou non du poids du filament.

Par la méthode classique, nous obtenons donc des contraintes normales sont de l'ordre de 20MPa et 100 MPa pour des forces axiales appliquées respectivement de $5 \cdot 10^{-4}$ N et de $30 \cdot 10^{-4}$ N.

III.1.5 - Contraintes de cisaillement

La contrainte de cisaillement s'exprime donc :

selon l'axe \vec{d} ,

$$\tau_{\vec{d}} = \frac{T \cos \alpha_1 \sin \alpha_2 + T \sin \alpha_1 \cos \alpha_2 \cos \varphi}{\pi \cdot r_f^2} + \frac{2M_{\vec{e}}}{\pi \cdot r_f^4} \cdot x_{\vec{f}} \quad (\text{III.25})$$

selon l'axe \vec{f} ,

$$\tau_{\vec{f}} = -\frac{T \cos \alpha_2 \sin \varphi}{\pi r_f^2} + \frac{2M_{\vec{e}}}{\pi r_f^4} \times x_{\vec{d}} \quad (\text{III.26})$$

Nous avons représenté les contraintes de cisaillement sous forme de vecteurs, l'abscisse $\tau_{\vec{d}}$ correspondant à la contrainte de cisaillement selon l'axe \vec{d} et l'ordonnée $\tau_{\vec{f}}$ celle selon l'axe \vec{f} . Les figures obtenues (3.8 a,b,c et d) sont données pour différentes valeurs de φ ($0, \frac{\pi}{2}, \pi$ et $\frac{3\pi}{2}$). Le cercle rouge symbolise la section du filament.

On constate que :

- les vecteurs forment des cercles concentriques dont le centre varie avec l'angle φ .

- les vecteurs changent de sens pour des valeurs de φ comprises entre $\frac{\pi}{2}$ et π et entre π et $\frac{3\pi}{2}$.

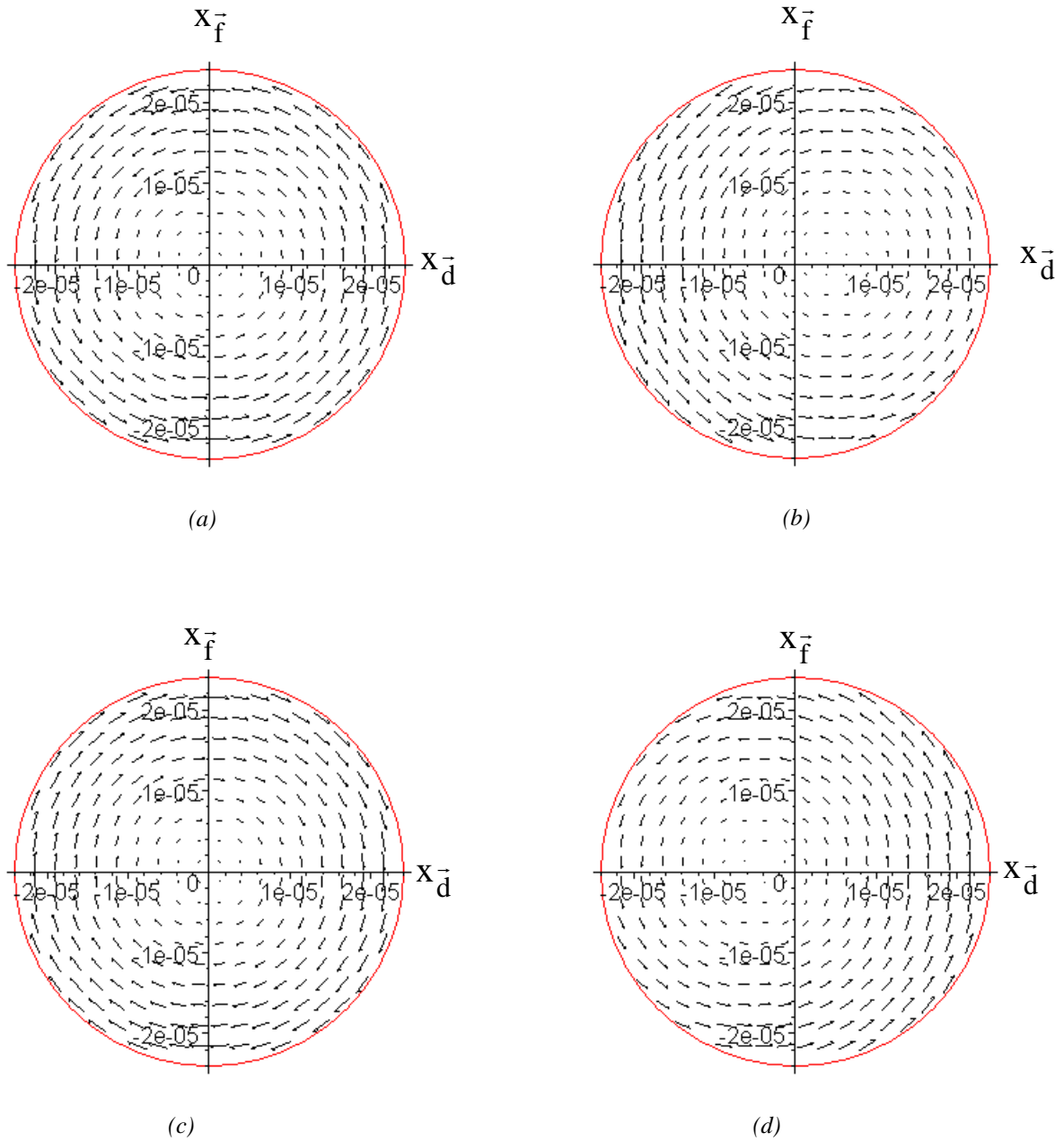


Figure 3.8 - Représentation graphique des contraintes de cisaillement dans un filament DS pour $T = 5 \cdot 10^4 N$ et pour différentes valeurs de φ en radian.

- (a) $\varphi=0$
- (b) $\varphi=\pi/2$
- (c) $\varphi=\pi$
- (d) $\varphi=3\pi/2$

Les valeurs des contraintes de cisaillement sont données dans le tableau III.II pour les mêmes forces que dans le cas des contraintes normales (tableau III.I).

			τ_{\max} (MPa)
T (10^{-4} N)	T_0	5	4
	T_0+m_F	6.8	6
g			
T (10^{-4} N)	T_0	28	23
	T_0+m_F	29.8	25
g			

Tableau III.II - Contraintes de cisaillement pour $\varphi=0$ et pour les forces maximales et minimales utilisées en tenant compte ou non du poids du filament.

Par la méthode classique, nous obtenons donc des contraintes de cisaillement variant de 4 MPa à 25 MPa pour des forces de $5 \cdot 10^{-4}$ N à 30 MPa. Elles sont environ quatre fois inférieures aux contraintes normales.

Nous avons cherché à connaître les valeurs de φ qui annulent les contraintes de cisaillement. Il s'avère qu'elles dépendent de la position du point considéré à l'intérieur du filament.

Pour visualiser ce résultat, nous avons tracé les valeurs de φ qui annulent l'abscisse $\tau_{\bar{a}}$ en fonction de $x_{\bar{f}}$ puis celles qui annulent l'ordonnée $\tau_{\bar{f}}$ en fonction de $x_{\bar{d}}$ (figure 3.9 et 3.10).

A partir de $x_{\bar{f}} > 4 \cdot 10^{-6}$, l'ensemble des φ possibles annulant $\tau_{\bar{a}}$ admet une droite horizontale asymptotique $\varphi = 2.12$ rad (figure 3.9).

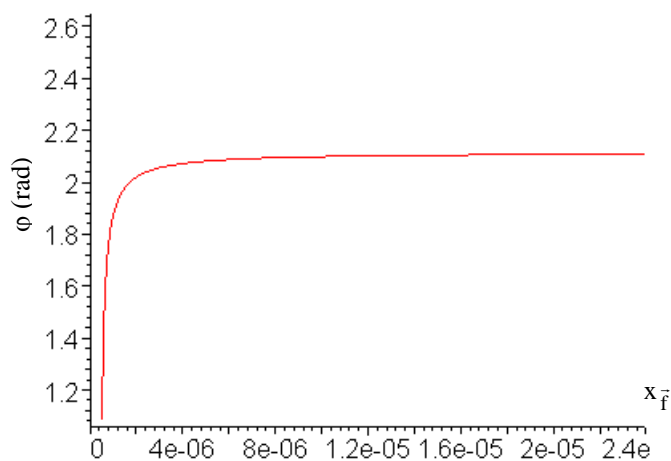


Figure 3.9 - Valeurs de φ annulant $\tau_{\bar{a}}$ en fonction de l'abscisse $x_{\bar{f}}$.

Pour chaque valeur de $x_{\bar{d}}$, il existe deux valeurs de φ qui annulent $\tau_{\bar{d}}$ si bien que nous obtenons deux courbes (figure 3.10). A partir de $x_{\bar{d}} > 10^{-5}$, elles admettent chacune une symptote horizontale respectivement $\varphi=2$ et $\varphi=-2$.

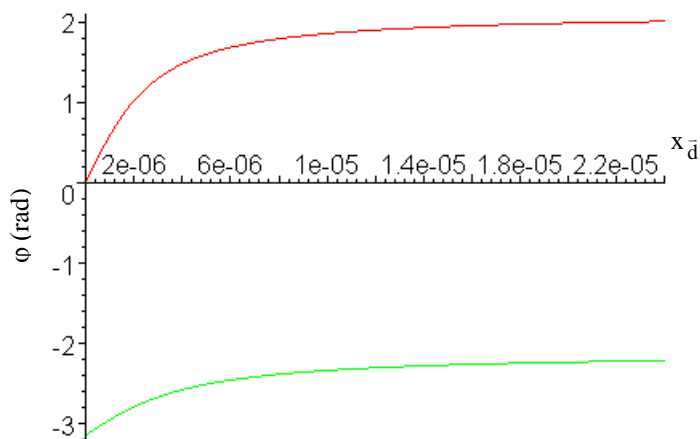


Figure 3.10 - Valeurs de φ annulant $\tau_{\bar{f}}$ en fonction de l'abscisse $x_{\bar{d}}$.

III.2 - Etude de la flexion d'une poutre à forte courbure initiale

FEODOSSIEV [1971] a calculé la déformation d'une poutre initialement fortement courbée sous l'effet d'un moment de flexion. D'après ci-dessus, c'est le cas d'une spire du spiralage primaire qui subit le moment \vec{M}_2 au cours de l'essai de fluage.

L'expérience étant quasi-statique (pas d'accélération), le moment est le même en tout point du filament et s'exerce sur chaque spire du premier spiralage. On s'intéresse à une de ces spires : elle peut être considérée comme une poutre à forte courbure initiale (de rayon R_1) à section constante (cette section est un cercle de rayon r_f). La courbure est forte si $\frac{r_f}{R_1} \approx 1$, en tout cas > 0.2 , ce qui correspond à nos filaments (le rapport est égal à 0.32).

Considérons une demi-spire soumise au moment M (figure 3.11 a). Celui-ci est supposé dans le sens dessiné sur la figure 3.11. On peut préciser tout de suite que les bobinages gauche - gauche et droite - droite, qui sont ceux des filaments industriels, donnent ce type de sollicitation. Considérons un tronçon infinitésimal dont les deux sections droites font un angle $d\varphi$ avant l'application de M .

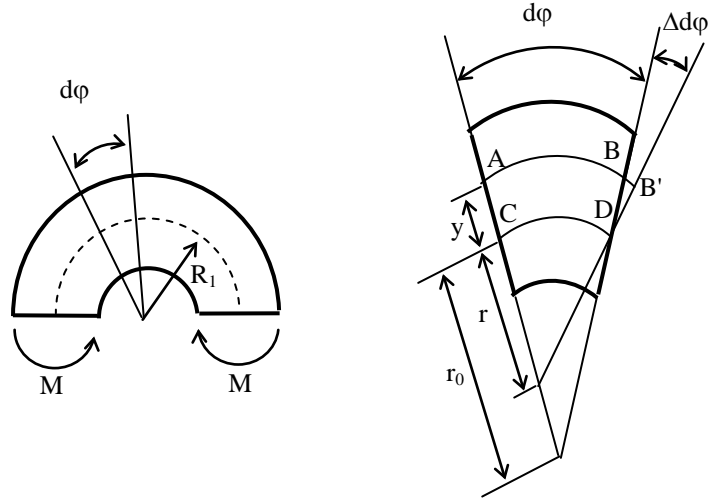


Figure 3.11 a) Flexion d'une poutre à forte courbure initiale.

Après application de M , le tronçon s'est déformé (figure 3.11 b). Supposons que la face gauche reste inchangée et qu'au contraire, la face droite ait tourné de $\Delta d\phi$ autour du point D. L'hypothèse sous-jacente est la suivante : les sections droites restent planes et les fibres longitudinales s'allongent ou se rétrécissent.

CD est la fibre neutre c'est-à-dire la ligne qui ne subit ni allongement ni rétrécissement. On note r_0 le rayon de courbure de la fibre neutre, inconnu à priori.

Nous nous intéressons à la fibre AB qui devient AB'. On note y l'ordonnée de cette fibre à partir de la fibre neutre. On suppose que y reste constant quel que soit le moment (hypothèse vérifiée par l'expérience).

Pour cette fibre, la déformation locale ϵ_i vaut :

$$\epsilon_i = \frac{BB'}{AB} = \frac{y\Delta d\phi}{(r_0 + y)d\phi} \quad (\text{III.27})$$

Le rapport $\frac{\Delta d\phi}{d\phi}$ peut être exprimé en calculant CD de deux manières différentes :

$$CD = (d\phi + \Delta d\phi) r \quad (\text{III.28})$$

$$CD = d\phi r_0$$

D'où

$$\frac{\Delta d\varphi}{d\varphi} = r_0 \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right) \quad (\text{III.29})$$

D'après (III.27),

$$\boxed{\varepsilon_i = \frac{y}{r_0 + y} r_0 \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right)} \quad (\text{III.30})$$

En déformation élastique, la loi de HOOKE peut s'appliquer :

$$\boxed{\sigma_i = E \frac{y}{r_0 + y} r_0 \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right)} \quad (\text{III.31})$$

Cette relation n'est valable que pour la traction uniaxiale, elle suppose donc que l'on néglige les autres contraintes.

L'axe y étant un axe de symétrie de la « poutre », le moment des forces par rapport à celui-ci est nul. Cette simplification serait discutable mais est sans importance dans notre cas puisque l'auteur ne l'utilise pas.

La force normale N est nulle en tous points (il n'y a pas de force normale appliquée).

$$N = \iint_A \sigma_i dA = 0 \quad (\text{III.32})$$

où A est l'aire de la section du fil, égale à πr_f^2 .

En remplaçant σ_i par sa valeur,

$$N = Er_0 \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right) \iint_A \frac{y}{r_0 + y} dA = 0 \quad (\text{III.33})$$

Donc l’intégrale est nulle.

Le moment de flexion s’écrit :

$$M = \iint_A \sigma_i y dA \quad (\text{III.34})$$

$$M = Er_0 \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right) \iint_A \frac{y^2}{r_0 + y} dA \quad (\text{III.35})$$

$$M = Er_0 \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right) \left(\iint_A y dA - r_0 \iint_A \frac{y}{r_0 + y} dA \right) \quad (\text{III.36})$$

La première intégrale est le moment statique par rapport à la ligne neutre, elle est égale à Ae .

où $e = R_1 - r_0$, distance de la fibre neutre au centre de gravité. En effet,

$$\iint_A y dA = \underbrace{\iint_A (y - e) dA}_{=0} + \underbrace{\iint_A e dA}_{Ae} \quad (\text{III.37})$$

par raison de symétrie

La seconde intégrale de (III.35) est nulle d’après (III.32). D’où

$$M = Er_0 \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right) Ae \quad (\text{III.38})$$

Des relations (III.30) et (III.37), on en déduit :

$$\boxed{\sigma_i = \frac{M}{Ae} \left(\frac{y}{r_0 + y} \right)} \quad (\text{III.39})$$

Le signe de σ_i est lié au signe de M.

A la différence des poutres droites en flexion où e est nul et la contrainte σ_i varie linéairement avec y, on a ici une variation hyperbolique. Pour voir où a lieu la contrainte maximale (en module) avec notre géométrie, il faut connaître r_0 . On pose $u = r_0 + y$. D'après (III.32),

$$\iint_A \frac{u - r_0}{u} dA = 0 \quad (\text{III.40})$$

soit

$$r_0 = \frac{A}{\iint_A \frac{dA}{u}} \quad (\text{III.41})$$

Pour une section circulaire, on obtient :

$$e = \frac{1}{2} \left(R_1 - \sqrt{R_1^2 - r_f^2} \right) \quad (\text{III.42})$$

En développement en série, on obtient :

$$\boxed{e = \frac{r_f^2}{4R_1} \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{r_f}{R_1} \right)^2 + \frac{1}{8} \left(\frac{r_f}{R_1} \right)^4 + \dots \right]} \quad (\text{III.43})$$

On remarque que e est indépendant de M (en module et en signe) ; r_0 est toujours plus petit que R_1 . La fibre neutre d'une poutre à forte courbure initiale est déplacée par la déformation du centre de gravité vers le centre de courbure [FEODOSSIEV, 1971].

Avec nos valeurs, e est égal à $1.9 \mu\text{m}$. Cette valeur est négligeable par rapport au rayon du filament. On peut donc assimiler r_0 à R_1 . La fibre neutre se confond avec la fibre moyenne.

A l'aide des équations (III.38) et de (III.42), on peut tracer les courbes des contraintes en fonction de la distance par rapport à la fibre neutre. On assimile M au moment de flexion prépondérant $M_{\bar{d}}$. Les courbes obtenues sont donc représentées sur la figure 3.12. L'inclinaison du plan par rapport à l'axe des x est plus marqué dans ce cas-ci que dans le calcul précédent (par rapport aux figures 3.6 a à d).

T (10^{-4} N)	σ_{\max} (MPa)	σ_{\min} (MPa)
5	23	-14
6.8	31	-24
28	129	-78
29.8	137	-83

*Tableau III.III - Contraintes maximale et minimale pour $\varphi=0$
pour les forces maximales et minimales utilisées en tenant
compte ou non du poids du filament.*

D'après le calcul basé sur la méthode de la poutre en flexion à forte courbure initiale, les valeurs des contraintes normales maximales sont de 23 MPa pour une force axiale de $5 \cdot 10^{-4}$ N. Elles ont légèrement supérieures à celles obtenues par le calcul précédent. Les ordres de grandeur sont tout de même équivalents.

On constate que le décalage entre les valeurs minimales et maximales est plus important ici. Ceci provient du fait que nous avons tenu compte de l'existence d'une fibre neutre différente de la ligne moyenne.

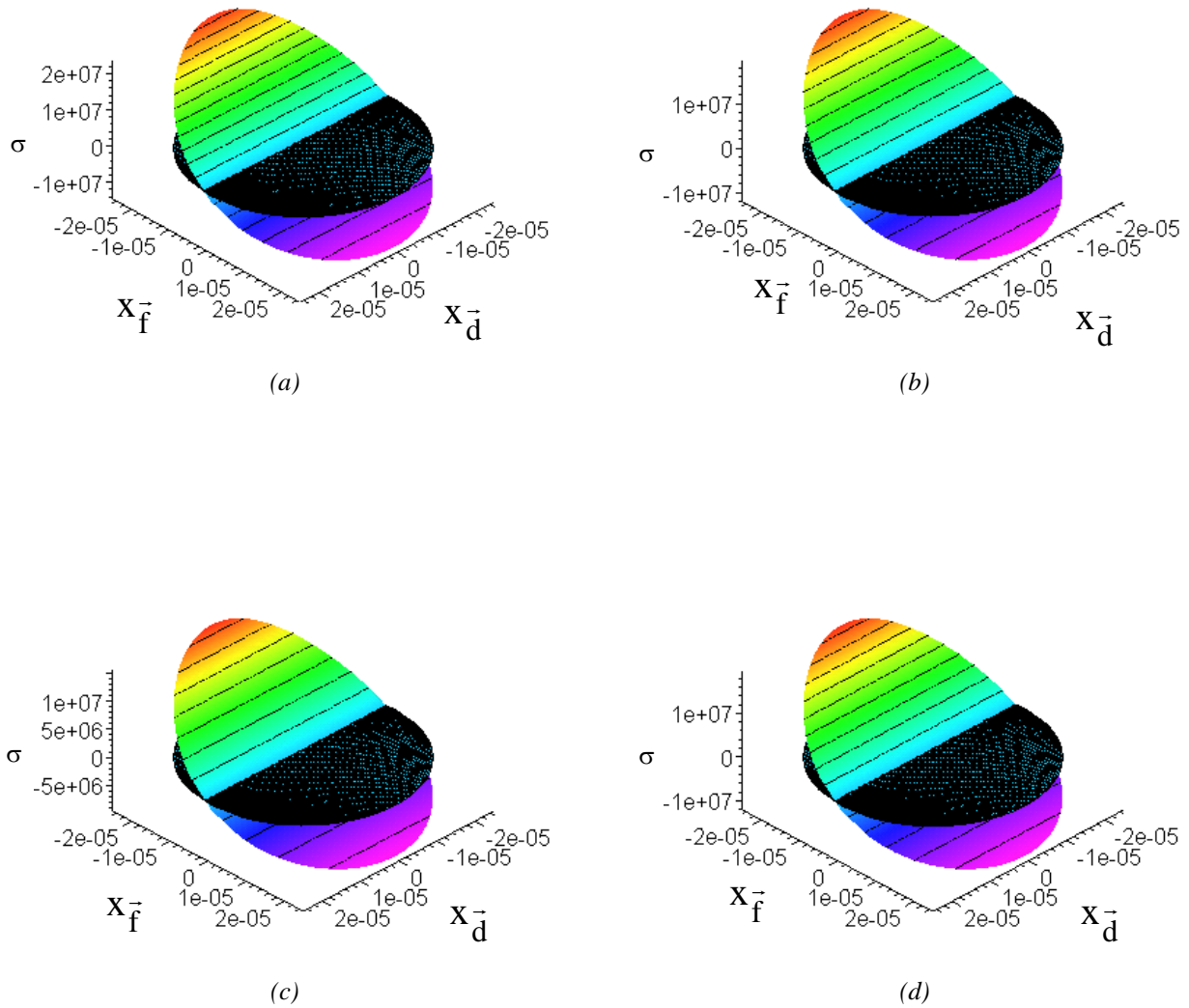


Figure 3.12 - Représentation graphique des contraintes normales pour un filament DS assimilé à "une poutre en flexion à forte courbure initiale" pour $T = 5 \cdot 10^4 N$ et pour différentes valeurs de φ en radian.

- (a) $\varphi=0$
- (b) $\varphi=\pi/2$
- (c) $\varphi=\pi$
- (d) $\varphi=3\pi/2$

IV - RELATION ENTRE L'ALLONGEMENT DU FILAMENT ET LA DEFORMATION VRAIE EN UN POINT DU MATERIAU

Les calculs qui suivent sont réalisés dans le domaine élastique ; les résultats ne pourront être que qualitatifs pour le fluage. On cherche à connaître la relation existante entre l'allongement du filament DS et la déformation vraie locale ε_i du matériau. Pour ce faire, nous établirons, à l'aide de la méthode de FEODOSSIEV, l'expression de la déformation vraie en fonction du moment de flexion appliqué. Ensuite, nous utiliserons le calcul de TIMOSHENKO pour déterminer l'équation entre le moment de flexion et l'allongement d'un filament DS.

De l'équation (III.29), on en déduit le rapport $r_0 \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right)$ en fonction du moment M. On reporte cette expression dans l'équation (III.37) :

$$\varepsilon_i = \left(\frac{y}{y + r_0} \right) \cdot \frac{M}{E \cdot e \cdot \pi \cdot r_f^2} \quad \text{(III.44)}$$

Au niveau des fibres externes ($y = r_f + e$ et $y = -r_f + e$), on obtient :

$$\varepsilon_{r_f + e} = \left(\frac{r_f + e}{r_f + e + r_0} \right) \frac{M}{E \cdot e \cdot \pi \cdot r_f^2} \quad \text{(III.45a)}$$

$$\varepsilon_{-r_f + e} = \left(\frac{-r_f + e}{-r_f + e + r_0} \right) \frac{M}{E \cdot e \cdot \pi \cdot r_f^2} \quad \text{(III.45b)}$$

TIMOSHENKO [1968] a calculé la déformation d'un ressort hélicoïdal simple spiralage en torsion axiale sous l'effet d'un moment M. L'angle de rotation de l'extrémité du ressort vaut :

$$\phi = l_f \cdot M \cdot \left(\frac{\sin^2 \alpha_1}{G \cdot I_p} + \frac{\cos^2 \alpha_1}{E \cdot I} \right) \quad \text{(III.46)}$$

avec l_f la longueur du fil, G le module de Coulomb, $I_p = \frac{\pi \cdot r_f^4}{2}$ et $I = \frac{\pi \cdot r_f^4}{4}$.

Géométriquement, l'allongement du filament DS soumis à une traction axiale correspond à:

$$\delta = R_2 \phi \quad (\text{III.47})$$

A l'aide des relations III.43, III.45 et III.46 et de la simplification $\alpha_1 \approx 0$, on en déduit :

$$\varepsilon_i = \left(\frac{y}{y + r_0} \right) \frac{\delta \cdot r_f^2}{4 \cdot R_2 \cdot l_f \cdot e} \quad (\text{III.48})$$

Au niveau des fibres externes ($y = r_f + e$ et $y = -r_f + e$), on obtient :

$$\varepsilon_{r_f + e} = \left(\frac{r_f + e}{r_f + e + r_0} \right) \frac{\delta \cdot r_f^2}{4 \cdot R_2 \cdot l_f \cdot e} \quad (\text{III.49a})$$

$$\varepsilon_{-r_f + e} = \left(\frac{-r_f + e}{-r_f + e + r_0} \right) \frac{\delta \cdot r_f^2}{4 \cdot R_2 \cdot l_f \cdot e} \quad (\text{III.49b})$$

Les déformations des fibres externes sont proportionnelles à l'allongement δ du filament DS mais avec des coefficients de proportionnalités différents.

PARTIE 2

ANALYSE PLASTIQUE

Nous allons dans cette partie étudier le problème suivant une analyse plastique.

Tout d'abord, nous nous intéresserons à la déformation plastique quasistatique puis nous présenterons l'analyse de la littérature dans le cas d'une poutre droite en flexion et dans celui d'un ressort hélicoïdal.

I - DEFORMATION PLASTIQUE QUASISTATIQUE

La déformation du filament DS se ramène essentiellement à de la flexion. Nous nous intéressons à l'utilisation de l'essai de flexion pure pour l'obtention des caractéristiques intrinsèques d'un matériau. LAWS [1981] présente une analyse simple du passage de l'essai de flexion aux courbes contrainte - déformation en traction et compression. Il traite le cas d'une poutre de section rectangulaire, de largeur b et de hauteur d , soumise à un moment de flexion pure et homogène (figure 3.13).

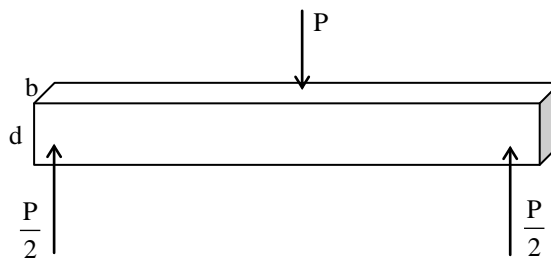


Figure 3.13 - Poutre soumise à un moment de flexion pure et homogène.

Il suppose qu'une section droite de la poutre reste plane au cours de la déformation plastique et néglige le fluage. Cette hypothèse conduit à :

$$\varepsilon = \frac{y}{c} \quad \text{(III.50)}$$

La déformation ε est proportionnelle à la distance y à la fibre neutre (ε est négatif en compression et positif en traction).

Le paramètre c est une fonction des déformations maximales en traction et compression ε_t et ε_c :

$$c = \frac{d}{\varepsilon_t - \varepsilon_c} \quad (\text{III.51})$$

avec ε_t et ε_c correspondent aux déformations des deux faces opposées de la poutre.

Deux conditions mécaniques sont vérifiées à chaque instant :

- la force normale résultante appliquée sur toute une section droite est nulle ; les forces élémentaires de compression sont compensées par celles de traction.
- le moment des forces par rapport à la fibre neutre est égal au moment appliqué M .

La première condition s'écrit :

$$b \left[\int_{-a}^0 \sigma_c(y) dy + \int_0^{d-a} \sigma_t(y) dy \right] = 0 \quad (\text{III.52})$$

où a est l'abscisse de la face intérieure sur l'axe Oy . O est situé sur la fibre neutre.

En utilisant la relation (III.51), on peut exprimer (III.52) en fonction des déformations :

$$bc \left[\int_{-\varepsilon_c}^0 \sigma_c(\varepsilon) d\varepsilon + \int_0^{\varepsilon_t} \sigma_t(\varepsilon) d\varepsilon \right] = 0 \quad (\text{III.53})$$

ce qui signifie que les aires A_c et A_t sous les courbes contrainte - déformation en traction et compression doivent être égales.

De la même façon, la seconde condition s’écrit :

$$M = bc^2 \left[\int_{\varepsilon_c}^0 \sigma_c(\varepsilon) \cdot \varepsilon d\varepsilon + \int_0^{\varepsilon_t} \sigma_t(\varepsilon) \cdot \varepsilon d\varepsilon \right] \quad (III.54)$$

On peut utiliser ces équations de deux façons :

- $\sigma_c(\varepsilon)$, $\sigma_t(\varepsilon)$, et ε_t sont connus, la relation (III.53) permet alors d’obtenir ε_c et ensuite c est déduit de (III.51). M est ensuite calculé à partir de (III.54).

- ε_t , ε_c et M sont connus, les relations (III.51), (III.53) et (III.54) permettent alors d’obtenir $\sigma(\varepsilon)$ en traction et en compression. Il s’agit de calculer progressivement les contraintes de traction et de compression correspondantes aux deux déformations quand M augmente. Cette méthode a déjà été citée par NADAI [1955] mais il ne semble pas qu’elle ait été utilisée malgré l’économie apparente en nombre d’essais qu’elle devrait permettre.

II - FLUAGE

II.1 - Fluage d’une poutre droite en flexion

II.1.1 - Cas symétrique

Nous commencerons par le cas le plus simple où les lois de comportement des matériaux sont identiques en traction et en compression. En particulier, le cas où la loi de variation de la vitesse de fluage quasi-stationnaire, varie de la même façon avec la contrainte σ pour les deux sollicitations. Cette hypothèse implique que la fibre neutre reste au milieu de la poutre. C’est le cas traité par HOLLENBERG, THERWILLIGER et GORDON [1971] qui considèrent de la flexion 4 points.

Ils ont supposé une loi de type :

$$\varepsilon = \sigma^n J(t) \quad (III.55)$$

où $J(t)$, la compliance en fluage, contient toute la dépendance de la déformation en fonction du temps.

Dans le cas du fluage quasi-stationnaire,

$$\dot{\varepsilon} = \dot{J} = C_1 \quad \text{(III.56)}$$

d'où

$$J = C_1 t + C_2 \quad \text{(III.57)}$$

La contrainte maximale, dans ce cas, est obtenue pour $y = d/2$.

Le moment M est égal à :

$$M = (L - a) \frac{P}{2} \quad \text{(III.58)}$$

où L et a sont respectivement les distances entre les appuis extérieurs et les appuis intérieurs.

Ces auteurs ont seulement pu calculer la déformation maximale pour des faibles valeurs de la déflexion Y_L en supposant ε proportionnel à y. Y_L est la déflexion des appuis intérieurs par rapport à ceux situés à l'extérieur ; on suppose que $Y_L < 0.02L$.

$$\varepsilon_{\max} = \frac{2d \cdot (n + 2)}{(L - a) \cdot [L + a(n + 1)]} Y_L \quad \text{(III.59)}$$

Pour $n=1$, cas du fluage visqueux, cette équation se ramène au cas de la poutre en déformation élastique.

II.1.2 - Cas dissymétrique

FINNIE [1966] a été le premier auteur à considérer des lois de comportement dissymétrique en traction et en compression lors de la flexion d'une poutre de section trapézoïdale en fluage. Dans ce cas, la fibre neutre n'est plus au centre de la poutre.

CHUANG [1986] a repris le cas dissymétrique pour une poutre parallélepède en flexion 4 points.

Les lois de comportement choisies sont :

pour $\sigma < 0$ (compression),

$$\dot{\epsilon}_{sc} = A_c \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^{n_c} \quad (\text{III.60})$$

pour $\sigma > 0$ (traction),

$$\dot{\epsilon}_{st} = A_t \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^{n_t} \quad (\text{III.61})$$

A , n_t et n_c sont des constantes du matériau. σ est la contrainte normale et σ_0 une contrainte de référence, prise généralement égale à 1 MPa pour simplifier.

Cet auteur utilise l'hypothèse de BERNOULLI supposant que les sections planes restent planes pendant le fluage et s'écrivant :

$$\dot{\epsilon} = \dot{K}y \quad (\text{III.62})$$

où \dot{K} est une constante de proportionnalité.

Il néglige les déformations élastiques.

Il obtient la relation générale :

$$\boxed{\sigma = \sigma_0 \left(\frac{y\dot{K}}{A} \right)^{1/n}} \quad (\text{III.63})$$

Il introduit les paramètres sans dimension :

$$\dot{k} = \frac{\dot{K}d}{A_c} \quad (\text{III.64})$$

$$\alpha = \frac{A_t}{A_c} \text{ et } h_c = \frac{dC}{d} \quad (\text{III.65})$$

d_C est l'épaisseur de poutre en compression. A_C a été choisi car il est plus facile à mesurer que A_t . En exprimant les deux conditions d'équilibre mécanique, les auteurs ont obtenu, par une résolution numérique, la localisation h_C de la fibre neutre en fonction de n_t , n_C , α , \dot{k} et des contraintes à la surface de la poutre.

Dans le cas symétrique, ils retrouvent :

$$\sigma = \sigma_e \left(\frac{2n + 1}{3n} \right) \quad (\text{III.66})$$

où σ_e est la contrainte dans le domaine élastique.

FERBER, JENKINS et TENNERY [1990] ont considéré pour le matériau sous contrainte homogène et uniaxiale des lois de déformation du type :

$$\dot{\epsilon}_{si} = A_i \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^{n_i} \quad (\text{III.67})$$

où i est égal à c ou t .

A_i est une fonction de la température et du matériau. A_C est différent de A_t et n_c de n_t si bien qu'il faut quatre paramètres pour décrire le comportement en fluage à une température.

Ces auteurs ont mesuré Y la flèche au centre d'une poutre déformée en flexion 4 points. Le rayon de courbure de la poutre étant constant, une relation simple existe entre Y_0 et la déformation ϵ_{st}^0 de la fibre externe en traction :

$$\epsilon_{st}^0 = \frac{4dY_0}{L^2} \quad (\text{III.68})$$

Dans l'échantillon, ϵ_{st} varie linéairement avec la distance y à la fibre neutre.

pour $d_t > y > 0$,

$$\epsilon_{st} = \left(\frac{y}{d_t} \right) \epsilon_{st}^0 \quad (\text{III.69})$$

pour $-d_c < y < 0$,

$$\varepsilon_{sc} = \left(\frac{y}{d_c} \right) \varepsilon_{sc}^0 \quad (\text{III.70})$$

où d_t et d_c sont les distances entre la fibre neutre d’une part et les surfaces respectivement en traction et en compression d’autre part.

La résolution des équations est possible numériquement. Des expériences de traction, compression et flexion ont été réalisées sur Al_2O_3 et Si_3N_4 , matériaux dont l’asymétrie traction/ compression est due à la cavitation. Un assez bon accord a été trouvé entre les courbes de flexion expérimentales et celles déduites des essais de traction et de compression par l’intermédiaire du modèle. Les écarts sont attribués à l’absence de prise en compte du fluage primaire.

II.2 - Fluage d’un ressort hélicoïdal

ELLINGTON [1966] s’est intéressé au fluage d’un ressort et au passage de la courbe d’allongement en fonction du temps au comportement du matériau lui-même.

Il suppose une transition monotone entre l’état de déformation élastique et celui correspondant au fluage. La fonction arbitraire du temps correspondant à cette évolution était obtenue par des méthodes variationnelles.

La déformation d’un ressort hélicoïdal est supposée être de la torsion pure identique à celle du même fil rectiligne soumis au même moment. Les sections droites et les rayons ne changent pas de nature. Si τ' est la contrainte de cisaillement initiale, purement élastique, et τ'' celle dans le cas où on a uniquement du fluage, la contrainte τ , à tout instant t , est supposée donnée par :

$$\tau = \tau' + \lambda(t)(\tau'' - \tau') \quad (\text{III.71})$$

où $\lambda(t)$ est une fonction à déterminer ($\lambda(0)=0$ et $\lambda(t)$ tend vers 1 quand t augmente).

On remarque que cette dissociation de la contrainte en une partie à effet élastique et une partie contribuant au fluage est étrange voire fausse.

En fait, $\lambda(t)$ n’a pas à être déterminée ; il est suffisant de noter que si τ' et τ'' sont égaux à un certain rayon, la contrainte à ce rayon reste constante à $\tau = \tau'$ tout au long de la

déformation. En ce point, en particulier, on pourra déterminer la variation de la déformation purement élastique sous l'effet d'un couple Γ , la contrainte τ' est égale à :

$$\tau' = \frac{\Gamma r}{I} \quad (\text{III.72})$$

où $I = \frac{\pi r_0^4}{2}$ et r et r_0 sont les rayons courant et externe.

Dans le cas du fluage, l'auteur suppose qu'en traction, la loi est de la forme :

$$\varepsilon = k \sigma^n \phi(t) \quad (\text{III.73})$$

où k et n sont des constantes.

En supposant que la contrainte et la déformation équivalentes ε_e et σ_e obéissent à la même loi de comportement, on obtient, en torsion :

$$\boxed{\gamma = (\sqrt{3})^{n+1} k \tau^n \phi(t)} \quad (\text{III.74})$$

où γ est le cisaillement.

Dans le cas du fluage pur, où seul τ'' existe, si Γ est constant, τ'' l'est également. Si de plus, on suppose qu'un rayon reste droit au cours de la déformation, on obtient :

$$\tau'' = \frac{\Gamma r_0}{J} \frac{3n+1}{4n} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{1/n} \quad (\text{III.75})$$

D'après (III.71), τ reste constante, égale à τ_1 , tout au long de l'essai au rayon r_1 . En égalant τ' et τ'' (relations III.72 et III.75), on obtient r_1 :

$$\frac{r_1}{r_0} = \left(\frac{3n+1}{4n} \right)^{\frac{n}{n-1}} \quad (\text{III.76})$$

puis τ_1

$$\tau_1 = \frac{\Gamma r_0}{J} \left(\frac{3n+1}{4n} \right)^{\frac{n}{n-1}} \quad (\text{III.77})$$

puis γ_1 par la relation,

$$\gamma_1 = (\sqrt{3})^{n+1} k \left(\frac{\Gamma r_0}{J} \right)^n \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^n \phi(t) \quad (\text{III.78})$$

et la rotation du fil par unité de longueur,

$$\theta = \frac{\gamma_1}{r_1} \quad (\text{III.79})$$

Le passage au cas du ressort de rayon R comportant n_s spires et soumis à une charge P est immédiat. On obtient un déplacement axial δ de la charge :

$$\delta = \frac{2\pi \cdot R^2 \cdot n_s}{r_0} \cdot (\sqrt{3})^{n+1} \cdot k \cdot \left(\frac{2PR}{\pi \cdot r_0^3} \right)^n \left(\frac{3n+1}{4n} \right)^n \phi(t) \quad (\text{III.80})$$

L'auteur conseille de représenter $\log \delta$ en fonction de $\log t$, supposant que $\phi(t)$ puisse être de la forme t^m . De même, en représentant $\log \delta$ en fonction de $\log P$ pour différentes charges, on obtient l'exposant n .

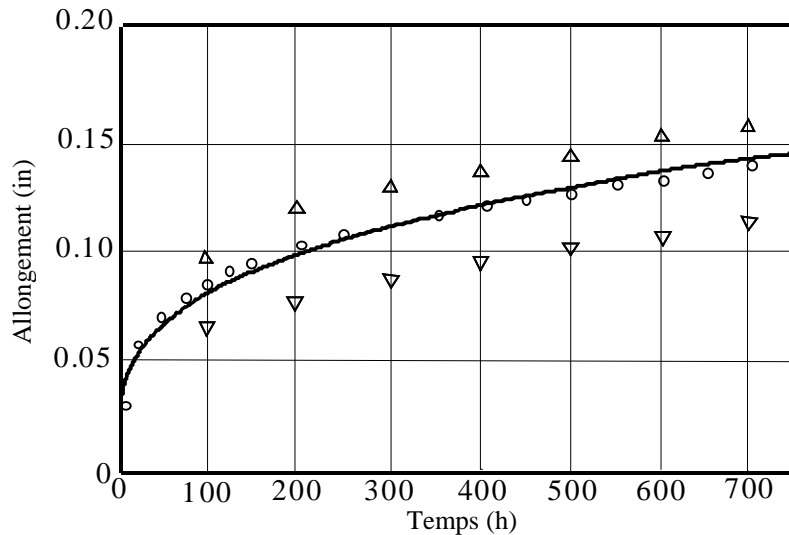
Toute l'analyse repose sur l'existence du point à r_1 (appelé point squelettique) qui n'a pas été vérifiée.

JOHNSON, HENDERSON et KAHN [1962, 1963] ont calculé la répartition des contraintes, en fluage, dans des barres métalliques déformées en torsion et en flexion. Ils ont trouvé que la géométrie devait être décomposée en trois zones : une dans laquelle la contrainte augmente continuellement, une dans laquelle la contrainte croît puis décroît ensuite et une dans laquelle elle décroît toujours. Le point squelettique se trouve dans la deuxième.

BOARDMAN, MELLEN et WILLIAMSON [1966] ont étudié théoriquement et expérimentalement le fluage d'un ressort. Ils ont choisi cette géométrie car elle a l'avantage d'amplifier les déplacements, jusqu'à un facteur 1000. Dans leurs calculs, ils ont tenté de prendre en compte d'une part la déformation élastique et d'autre part, la déformation plastique par fluage primaire et secondaire. Ils ont estimé que si l'exposant n de la contrainte dans l'expression du fluage quasi-stationnaire était inférieur à 6, la pente de la courbe extension – temps ne devrait pas varier d'un facteur supérieur à 1.8 au cours

de l'essai et on pourrait ignorer le fluage primaire. Ils ont également montré que dans le fluage secondaire, τ variait en $r^{1/n}$.

Leurs expériences ont montré une certaine dispersion des courbes extension - temps pour une même charge et un rapport entre les pentes initiales et finales supérieures à 1.8 d'où la nécessité de prendre en compte le fluage primaire.



*Figure 3.14 - Courbe d'allongement - temps en fluage d'un ressort simple spiralage.
Les triangles définissent l'enveloppe des courbes obtenues
pour huit essais dans des conditions identiques.*

LEWTHWAITE et SMITH [1967] ont calculé pour une barre en torsion :

- le rayon r_b pour lequel la contrainte reste constante à l'instant initial. Elle augmente d'un côté de ce point et diminue de l'autre.

$$r_b = R \left(\frac{4}{n+3} \right)^{\frac{1}{n-1}} \quad \text{(III.81)}$$

- le rayon r_1 pour lequel ils ont retrouvé la même expression que ELLINGTON.

Ces auteurs ont également étudié l'influence relative du poids du ressort par rapport à la charge appliquée dans les essais de fluage. Ils ont considéré un ressort de longueur L , de poids W_s et comportant n_s spires. Son élévation en fluage sous une charge P est égale à :

- celle d’un ressort hypothétique sans masse soumis à $P + \frac{W_S}{2}$ dont la longueur L_e et son nombre de spires N_e sont tels que :

$$\boxed{\frac{L_e}{L} = \frac{N_e}{N} = \frac{P}{W_S} \left(\frac{P}{P + \frac{W_S}{2}} \right)^n \frac{\left(1 + \frac{W_S}{P} \right)^{n+1} - 1}{n+1}} \quad (III.82)$$

- ou celle d’un ressort sans masse soumis à P avec un nombre de spires N_e^* tel que :

$$\boxed{\frac{N_e^*}{N} = \frac{P}{W_S} \frac{\left(1 + \frac{W_S}{P} \right)^{n+1} - 1}{n+1}} \quad (III.83)$$

Les courbes de la figure 3.15 montrent la variation de $\frac{N_e}{N}$ et $\frac{N_e^*}{N}$ en fonction de

l’exposant n pour différentes valeurs du rapport $\Omega = \frac{W_S}{P}$. On remarque l’influence notable de n ainsi que la grande différence entre N_e et N_e^* pour $\Omega=1$.

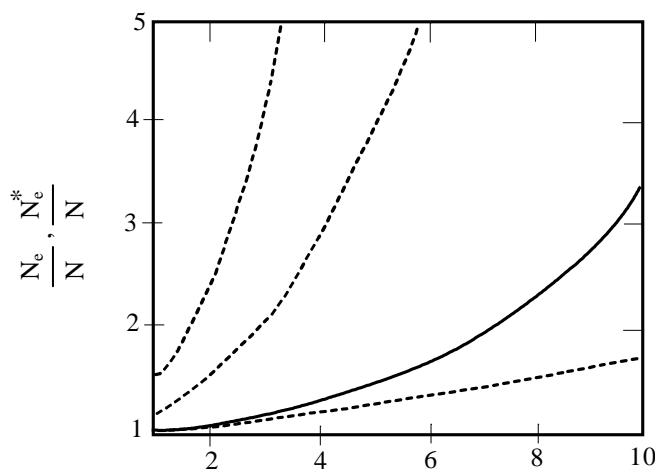


Figure 3.15 - Courbes $\frac{N_e}{N}$ (trait continu) et $\frac{N_e^*}{N}$ (trait pointillé)
pour différentes valeurs du rapport Ω

CONCLUSION

Le filament double spirilage est essentiellement soumis à de la flexion. Nous obtenons, par des calculs dans le cas élastique, que les contraintes normales sont de 20 MPa et de 100 MPa pour une force axiale respectivement de $5 \cdot 10^{-4}$ N et de $28 \cdot 10^{-4}$ N. Les contraintes de cisaillement sont de l'ordre de 5 MPa et de 20 MPa pour le même domaine des forces.

L'étude de la littérature dans le cas plastique a montré qu'à partir d'un essai de flexion quatre points il est possible de déterminer les lois de comportement en flexion et en compression à condition de connaître à chaque instant les valeurs de déformations ε_c et ε_t . Ces mesures ne sont pas réalisables dans le cas du ressort DS.

Le fluage d'un ressort a été seulement étudiée dans le cas SS donc dans un cas de torsion pure. Néanmoins l'analyse de l'influence du poids relatif du ressort doit pouvoir être transposée dans notre cas.

Chap. IV : Résultats et Discussion

PARTIE 1

RECRISTALLISATION

Industriellement, les filaments sont montés dans les ampoules à l'état écroui, brut de tréfilage. Leur microstructure est présentée sur la figure 4.1. La structure est à grain fin de texture orientée suite au tréfilage. La taille de grain est de l'ordre de quelques microns

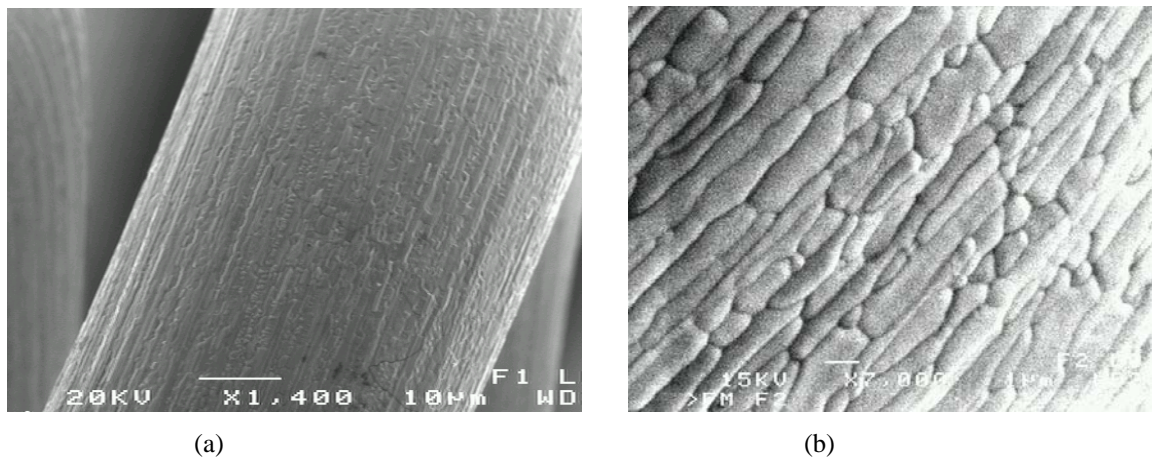


Figure 4.1 : microstructure d'un filament brut de tréfilage observé par MEB
(a) faible grossissement X1400 (b) fort grossissement X7000

I - TRAITEMENT SOUS LAMPE - TEST L

Lors de ce recuit, le pas du double spirilage est légèrement modifié malgré la présence du champ magnétique. Cet effet peut être attribué soit à une modification géométrique créée par la recristallisation soit à une compensation seulement partielle du poids par le champ magnétique. Ceci ne gêne en rien la mesure de la vitesse de déformation lors des essais de fluage.

D'autre part, il faut remarquer que le dispositif de remplissage des lampes n'empêche pas une quantité incontrôlée d'oxygène et d'autres impuretés d'être introduite.

Une première indication sur la qualité de la recristallisation consiste à observer en moyenne six faciès de rupture obtenus par des coups de pinces brucelles le long du filament. Lorsque le filament se casse à l'aide d'un coup sec, c'est le signe que la recristallisation est totale à cet endroit. En revanche, lorsqu'il faut exercer une force plus importante et tirer dans tous les sens pour obtenir la rupture, la recristallisation n'est pas totale.

II – TRAITEMENT SOUS CLOCHE

La distribution de la température du filament n'est pas homogène puisqu'une partie seulement de ce dernier est en contact direct avec la broche. Ceci provient du fait que le diamètre de la broche est légèrement inférieur à celui du mandrin secondaire du filament (448 μ m).

Une montée brutale à la température de recristallisation permet d'augmenter le nombre de grains dans un filament et d'éviter ainsi des trop grandes variations d'un filament à un autre. La figure 4.2 montre une configuration, obtenue par une montée lente, où un grain peut faire plusieurs spires.

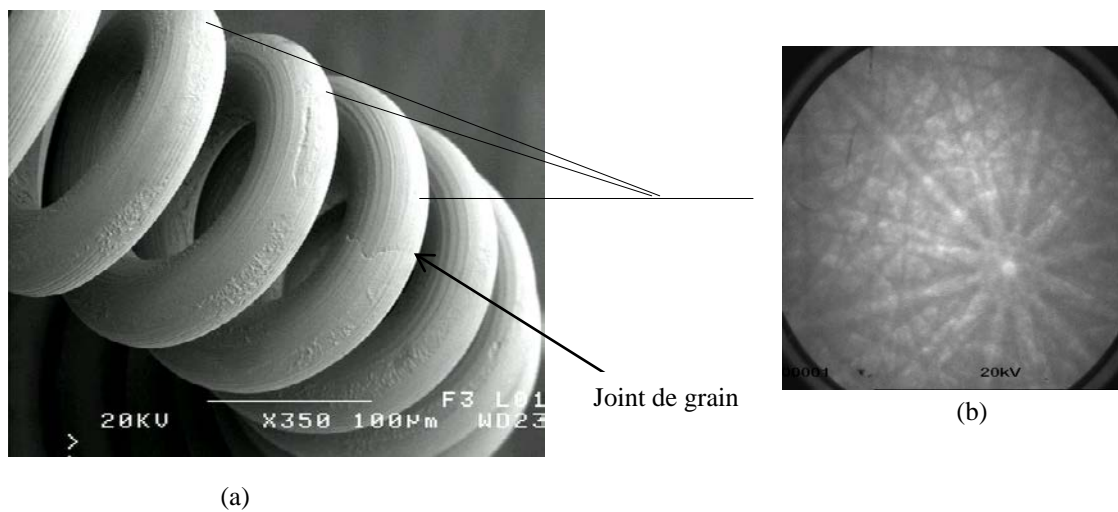


Figure 4.2 : (a) Observation au MEB d'une configuration obtenue par montée lente ou le grain peut faire plusieurs spires (X350). (b) Même cliché de diffraction obtenu sur plusieurs spires.

Là, non plus, la correspondance tension - température n'est pas établie. Le recuit a été réalisé sous deux atmosphères différentes : Forming Gaz (FG) et Argon (Ar).

II.1 - Sous forming gaz- Test FG

On rappelle que le FG est constitué de 92% d'azote et de 8% d'hydrogène. L'utilisation de ce gaz a pour but de neutraliser l'oxygène avec un excès d'hydrogène puisque d'après la bibliographie, ce premier joue un rôle important au moment de la recristallisation.

La quantité d'oxygène mesurée à la sortie de la cloche de recristallisation était inférieure à 1 ppm, ce qui présente une teneur recherchée.

II.2 – Sous Argon –Test Ar

Par cette méthode, il s'est avéré impossible de recristalliser le filament sur toute sa longueur même si l'atmosphère ne contenait que 10 ppm O₂ et si la température et le temps de recristallisation ont été élevés au maximum possible (jusqu'à ce que la broche en molybdène fonde). La température est indiquée dans le tableau IV.I. Macroscopiquement, il est aisé de reconnaître un filament comportant sur sa longueur une succession de segments recristallisés et de segments ayant gardé leur microstructure à petits grains (figure 4.3). Il suffit de l'étirer fortement à la main et à température ambiante. Lorsque l'on relâche la force, les parties à petits grains (non recristallisées) donc à limite d'élasticité élevée reprennent leur forme initiale : elles ont subi seulement une déformation élastique. Les parties à gros grains se sont déformées plastiquement et gardent leur forme étirée. On a donc le long du filament des alternances de forme tout à fait caractéristiques.

T _{Mo} (K)	T _W (K)
2825	2540

Tableau IV.I -Température du mandrin et du tungstène pour la recristallisation sous Ar .

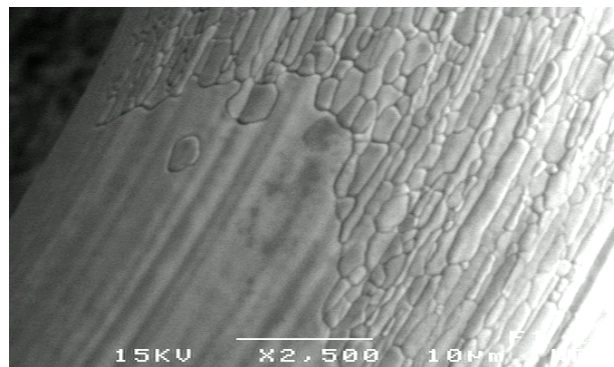


Figure 4.3 : filament partiellement recristallisé (X2500).

Nous avons essayé de recristalliser d'autres filaments sous Ar +8% H₂ dans les mêmes conditions que précédemment. Cette fois-ci, la recristallisation a été totale.

PARTIE II

TESTS DE FLUAGE

Nous allons présenter les courbes de déformation en fonction du temps obtenues lors du test de fluage. Nous en analyserons quelques-unes. Puis nous montrerons les observations faites à l'aide des techniques développées dans le chapitre II.

I - COURBES DE DEFORMATION

Quel que soit le test effectué, la température lue durant l'expérience de fluage, T_f , était de 2500K.

I.1- Résultats

I.1.1 – Après recristallisation - Test L

Nous avons étudié six charges, P , variant de 46 mg à 178 mg par filament. Pour chacune d'entre elles, nous avons étudié trois échantillons.

La figure 4.4 montre, à titre d'exemple, les six courbes déformation apparente δ - temps t obtenues sous une charge moyenne de 137 mg, la masse moyenne du filament étant de 18 mg. Nous désignons par charge moyenne la moyenne de la charge totale appliquée par filament pour une masse donnée.

Pour la représentation de ce type de courbe, nous utilisons les conventions suivantes :

- nous attribuons une couleur pour chaque échantillon.
- nous distinguons par un triangle le filament placé à gauche (lorsque l'on regarde le dispositif expérimental) et par un carré le filament placé à droite.

Sur les courbes ou dans le texte, nous avons arrondi, par raison de simplification, la masse au milligramme supérieur mais pour les calculs, nous avons tenu compte des valeurs exactes.

A une exception faite, nous avons arrêté l'expérience dès qu'un des deux filaments était déspiralé et que la répartition de la charge entre les deux filaments n'était plus forcément égale. Nous avons continué une expérience alors que le filament se déspiralait.

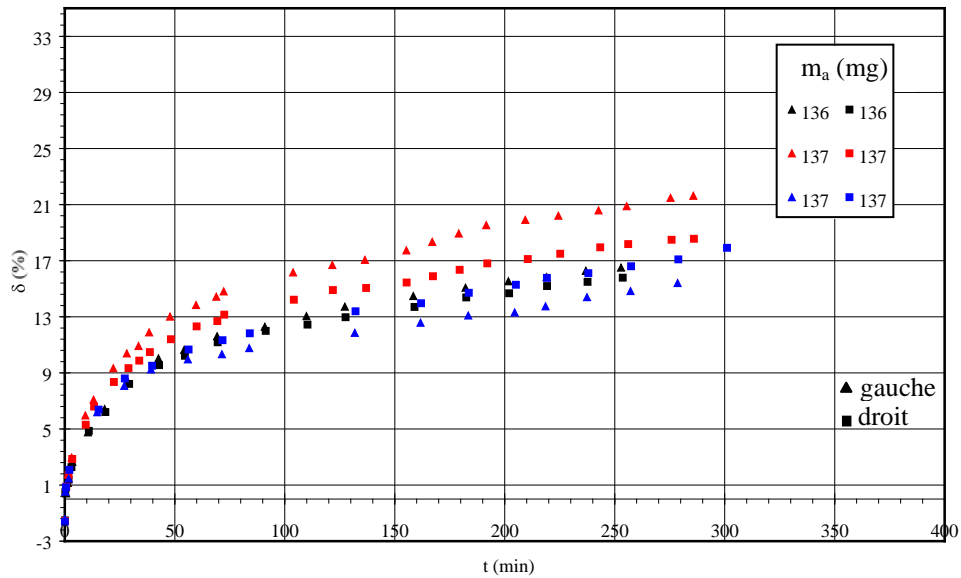


Figure 4.4 - Déformation apparente en fonction du temps pour des filaments recristallisés sous lampe et placés sous une charge moyenne de 137 mg à $T_f=2500K$.

L'ensemble des courbes (figure 4.4) présente deux stades bien marqués : la montée de δ jusqu'à 10 à 15% pendant les 60 premières minutes correspondant au fluage primaire puis la partie linéaire due au fluage secondaire. La dispersion des courbes devient plus faible lorsque les filaments sont soumis à des charges plus faibles. Aucune variation systématique ne permet de distinguer le filament gauche du droit.

On constate que pour un temps très court (inférieur à la minute), les valeurs de la déformation apparente sont négatives. Ceci provient du fait qu'on ne peut mesurer sa valeur à $t=0$ sous la température T_f et soumis à la contrainte σ et que nous sommes obligés de l'extrapoler.

La figure 4.5 montre une des courbes obtenues pour chaque charge étudiée. Nous avons présenté ici autant de filaments droits que gauches. En moyenne, lorsque la charge augmente, la pente de la partie linéaire des courbes augmente aussi.

Le temps mis pour atteindre le stade stationnaire semble indépendant de la masse : il est estimé à une soixantaine de minutes. Pour les charges les plus élevées, la déformation apparente peut alors s'élever jusqu'à 20% au début de ce stade.

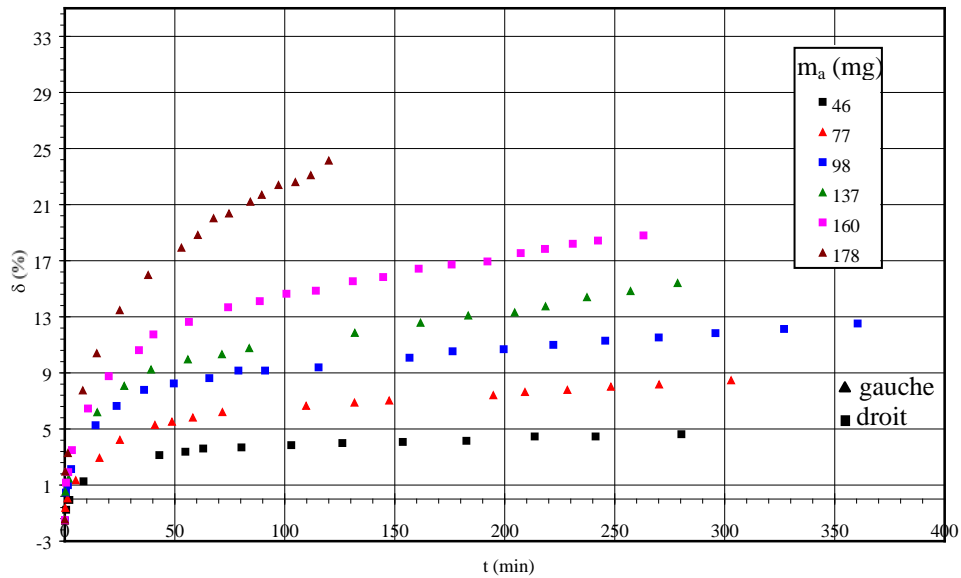


Figure 4.5 – Déformation apparente en fonction du temps pour des filaments recristallisés sous lampe et placés sous des charges variant de 46 à 178 mg à $T_j=2500K$.

Par la suite, nous avons calculé la moyenne $\hat{\delta}_m$ des deux valeurs obtenues pour chaque charge. T est ici le poids uniquement dû à la masse m_a . On ne tient pas compte du poids provenant de la masse du filament.

Dans le tableau IV.III, nous présentons les vitesses moyennes $\hat{\delta}_M$ pour chaque masse moyenne m_{am} , calculées sur les trois expériences.

m_{am} (mg)	T (10^{-4} N)	$\hat{\delta}_M$ (10^{-6} s $^{-1}$)
46.3	4.6	0.9±0.1
77.7	7.8	1.7±0.3
99.7	10	3.9±1.9
136.7	13.7	4.3±0.4
159.7	16	4.5±0.6
177.25	17.8	11.1±3

Tableau IV.II- Vitesse moyenne de la déformation apparente et force en fonction de la masse moyenne.

Sur la figure 4.6 d'échelle log-log, nous avons représenté les vitesses de déformation en fonction de la masse ainsi que la vitesse moyenne pour chaque masse moyenne.

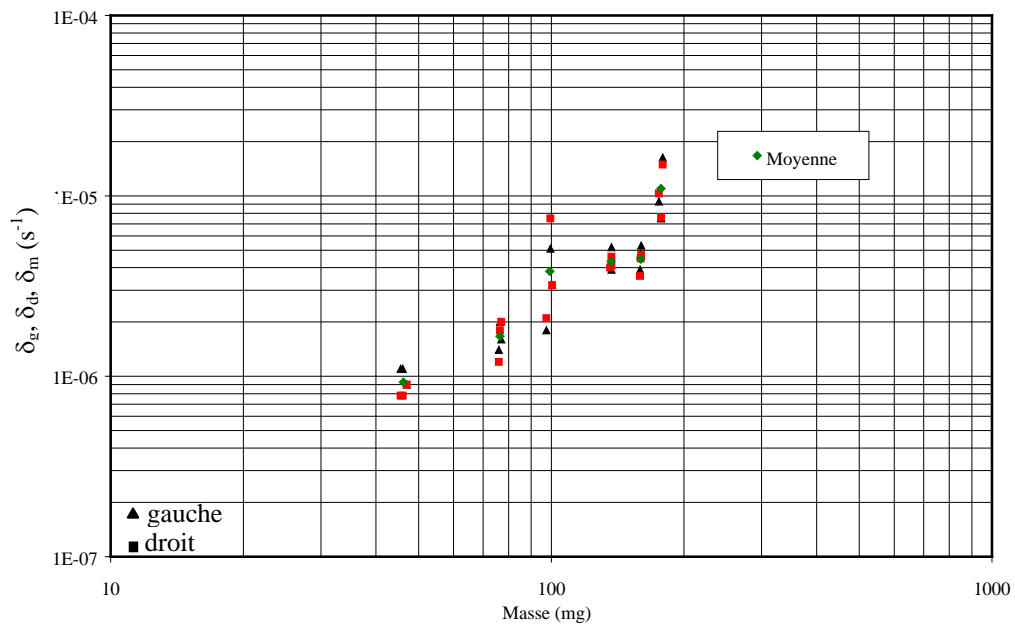


Figure 4.6 - Vitesse de déformation apparente gauche, droite et moyenne en fonction de la charge appliquée pour des filaments recristallisés sous lampe.

L'ensemble des points correspondant aux moyennes peut être décrit par la droite d'équation :

$$\dot{\delta} = A m_a^p \quad (IV.1)$$

avec $p=1.60\pm 0.26$ et $A = 2 \cdot 10^{-9} \pm 3 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}$. Afin d'éviter pour A des unités fonction de p, nous pouvons décider que m_a est implicitement divisé par 1 mg. A s'exprime alors en s^{-1} .

I.1.2 – Après la recristallisation test FG à $T_w = 2270 \text{ K}$

Nous avons étudié 3 charges variant de 136 mg à 280 mg par filament. Pour chacune d'entre elles, nous avons étudié plus de quatre échantillons. Les charges moyennes sont plus élevées que dans le cas précédent car les filaments étaient plus résistants.

La figure 4.7 montre, à titre d'exemple, les douze courbes obtenues sous la charge moyenne de 137 mg provenant de six expériences différentes.

Nous observons toujours deux stades : le premier correspondant à une montée de quelques minutes pouvant créer une déformation de 5%, le second correspondant à la partie linéaire.

La montée est nettement plus brève que dans le cas précédent et la pente de la droite légèrement plus élevée à masse égale.

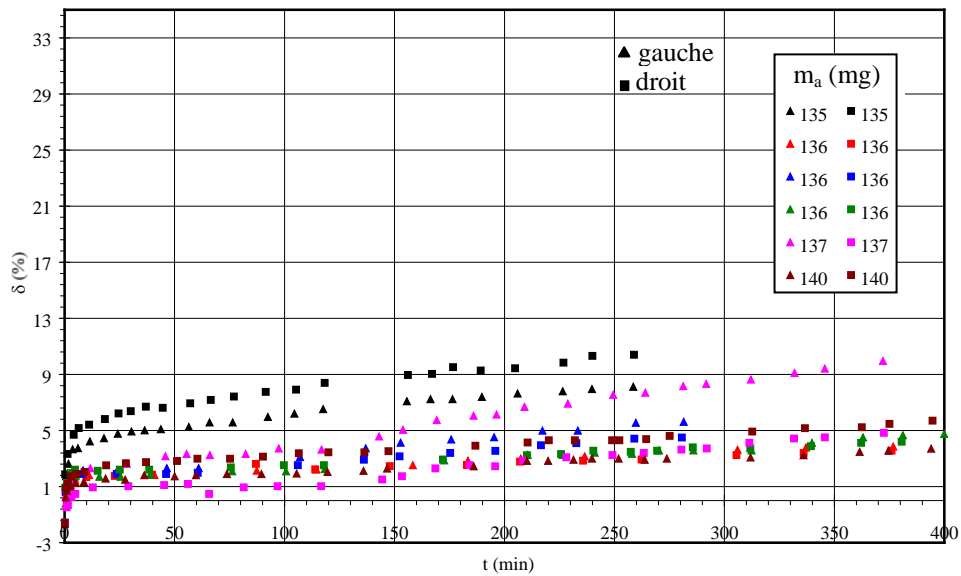


Figure 4.7 - Déformation apparente en fonction du temps pour des filaments recristallisés sous FG à $T_w = 2270K$ puis soumis à une charge de 137 mg et à $T_f = 2500K$.

Nous avons représenté sur la figure 4.8 quelques courbes obtenues pour différentes charges. Pour la masse $m_a = 280$ mg, nous n'avons pas arrêté le filament alors qu'il s'est déspiralé à différentes reprises : entre chaque décrochement, nous constatons que la déformation suit une loi linéaire en fonction du temps. Les deux parties linéaires, dans ce cas, ont une pente similaire.

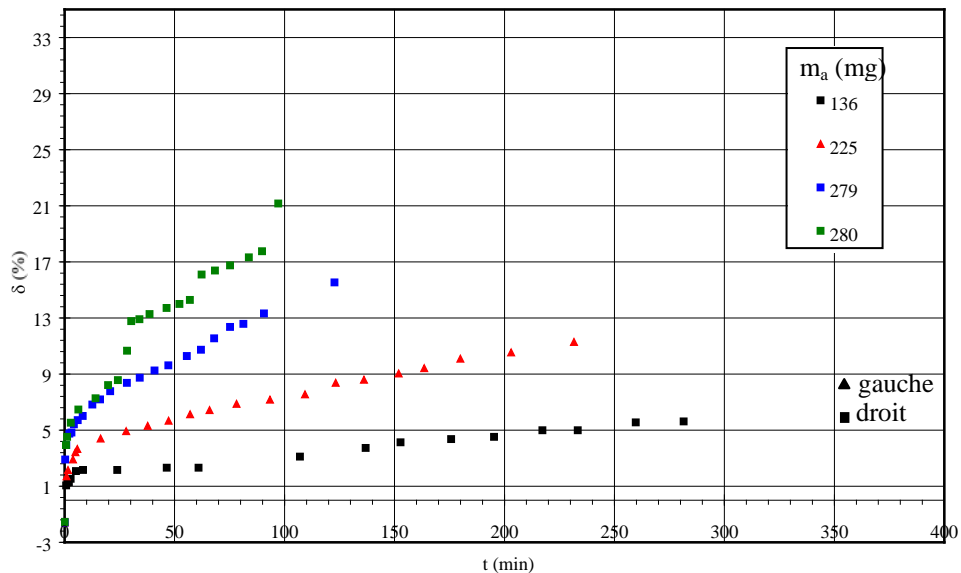


Figure 4.8 - Déformation apparente en fonction du temps pour des filaments recristallisés sous FG à $T_w = 2270K$ puis soumis à différentes charges à $T_f = 2500K$.

Le tableau IV.III regroupe les moyennes des masses appliquées et celles des vitesses de déformation apparente correspondante.

m_a (mg)	T (10^{-4} N)	$\dot{\delta}_M$ (10^{-6} s $^{-1}$)
137	13.7	2±0.8
226	22.6	6.9±2.2
279	27.9	14.2±4.3

Tableau IV.III - Vitesse moyenne et force en fonction de la masse appliquée.

Nous avons placé les points des tableaux sur un graphique d'échelle log-log (figure 4.9).

L'ensemble des points de la figure 4.9 peut être décrit par la droite d'équation :

$$\dot{\delta} = A m_a^p \quad (IV.2)$$

avec $p=2.7$ et $A = 3.2 \cdot 10^{-12} \text{ s}^{-1}$. A varie entre 25 et $0.4 \cdot 10^{-12} \text{ s}^{-1}$.

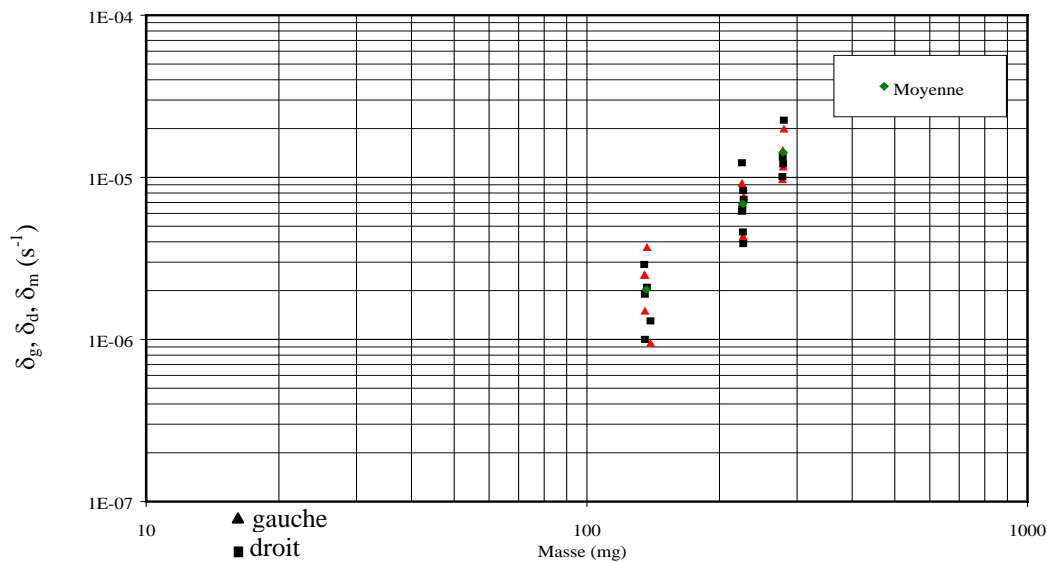


Figure 4.9 - Vitesses de déformation apparente en fonction de la charge appliquée pour des filaments recristallisés sous FG à $T_w = 2270K$ et soumis à des charges variant de 137 à 279 mg à $T_f = 2500K$.

I.1.3 - Conclusion

Le stade primaire des courbes de déformation apparente en fonction du temps est différent selon que le filament ait été recristallisé sous FG ou sous lampe :

- sous lampe : la durée de ce stade est de l'ordre d'une heure et la déformation apparente qui en découle peut atteindre 10 à 15% ;

- sous FG : la durée du stade est de l'ordre de quelques minutes et la déformation apparente résultante de quelques %.

Le stade primaire joue donc un rôle important au niveau de la déformation et ainsi de l'affaissement du filament. Il doit s'effectuer des relaxations de contraintes et une adaptation de la microstructure à la charge appliquée.

Les vitesses de déformation du stade quasi-stationnaire sont en revanche du même ordre de grandeur.

Lorsque l'on trace les vitesses de déformation apparente en fonction des masses appliquées, on obtient une droite d'équation :

$$\dot{\delta} = Am_a^p \quad (IV.3)$$

Le tableau IV.IV résume les valeurs obtenues de p et A pour les différentes recristallisations.

Tests de recristallisation	p	A ($10^{-9} s^{-1}$)
Lampe	1.60±0.26	1.9
FG à $T_w = 2270K$	2.7±0.5	3.2 10^{-3}
FG à $T_w = 2410K$	1.46±0.16	4.7

Tableau IV.IV - Récapitulatif des valeurs de p et de A obtenues lors des tests de fluage pour les trois conditions de recristallisation. (Les intervalles de confiance sont indiqués pour un risque de 5%).

Nous n'avons donc pas observé de rupture de pente et donc de changement de domaine provenant d'un changement de mécanisme de fluage.

1.2 - Expression de la vitesse de déformation

La pente de la droite $\dot{\delta}$ se calcule à l'aide de l'expression :

$$\dot{\delta} = \frac{\sum_j (t_j - \bar{t})(\delta_j - \bar{\delta})}{\sum_j (t_j - \bar{t})^2} \quad (IV.4)$$

avec \bar{t} et $\bar{\delta}$ les moyennes respectives des temps et des déformations

D'après le chapitre II, δ_j a pour expression :

$$\delta_j(t_j, T, \sigma) = \frac{c_j(t_j, T, \sigma) - c(0, T, \sigma)}{b(0, T, \sigma)} \quad (\text{IV.5})$$

Par raison de simplification, dans la suite du calcul, nous indiquerons uniquement le temps comme variable.

Comme on suppose que la position du point A (chapitre III, figure 3.11) ne varie pas de manière significative durant le temps, δ_j peut aussi s'écrire :

$$\delta_j(t_j) = \frac{x_{Dj}(t_j) - x_D(0)}{b(0)} \quad (\text{IV.6})$$

avec $x_D(t_j)$ la hauteur du point D (chapitre III, figure 3.11) au temps t_j , mesurée à l'aide du cathétomètre et $x_D(0)$ celle au temps $t=0$.

Si on remplace dans l'équation, on obtient :

$$\dot{\delta} = \frac{\sum_j (t_j - \bar{t}) \cdot x_D(t_j) - (x_D(0) + b(0) \cdot \bar{\delta}) \cdot \sum_j (t_j - \bar{t})}{b(0) \cdot \sum_j (t_j - \bar{t})^2} \quad (\text{IV.7})$$

Par définition, $\sum_j (t_j - \bar{t}) = 0$

La pente de la droite peut donc s'exprimer :

$$\dot{\delta} = \frac{\sum_j (t_j - \bar{t}) \cdot x_D(t_j)}{b(0) \cdot \sum_j (t_j - \bar{t})^2} \quad (\text{IV.8})$$

Les variables t et x_D sont indépendantes et nous considérons les variances $\sigma^2(x_D(t_j))$ identiques et égales $\sigma^2(x_D)$ à pour chaque point j .

Nous obtenons :

$$\sigma(\dot{\delta}) = \frac{1}{b(0) \cdot \sqrt{\sum_j (t_j - \bar{t})^2}} \sigma(x_D) \quad (IV.9)$$

Le nombre de points formant la partie linéaire, le temps entre chaque mesure jouent un rôle important dans la précision de la droite.

Pour chaque courbe temps - déformation, nous avons calculé la vitesse de déformation apparente (formule IV.7).

II - CARACTERISATIONS

II.1 – M.E.B.

L'observation des filaments au M.E.B. nous permet de visualiser en premier lieu la microstructure (forme des joints de grains). Elle peut s'effectuer directement après l'expérience de fluage sans nécessiter de traitement chimique particulier. En effet, l'évaporation thermique durant les tests révèle d'elle-même les joints de grains.

II.1.1 - Joints de grains

Nous constatons que, pour un même filament, certains joints de grains sont plus creusés que d'autres. Parfois, ceux-ci se situent juste à côté, c'est-à-dire 2 à 3 spires primaires plus loin, de joints de grains très peu creusés. La figure 4.10 en est un bon exemple, montrant quelques configurations remarquables ; joint bambou, joint incliné, joint ancré, etc.... . De fait de cette proximité, nous ne pouvons invoquer une différence de température mais plutôt une attaque chimique ou dépendant de la désorientation entre grains.

Nous nous sommes aussi attardés sur les zones déspiralées afin d'en déterminer si possible les causes. Le déspirilage pourrait être attribué à une rotation d'un grain par rapport à un autre nommée plus couramment "tilting" (figure 4.11). Sa cause pourrait être expliquée par un joint bambou, ou aucune relation d'orientation simple n'existe entre les deux grains.

Les vues stéréographiques ne permettent pas de conclure quant à l'existence de glissement au joint de grains.

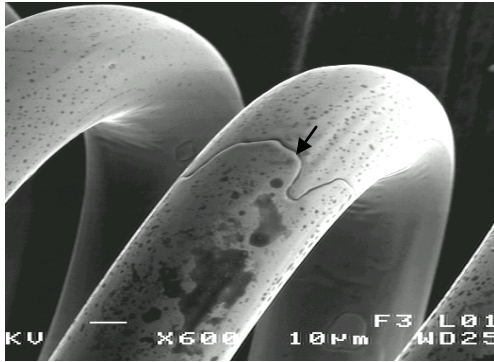
II.2 - E.B.S.P.

Le but de l'analyse à l'aide de l'EBSP est de déterminer si l'orientation des grains joue un rôle au niveau des mécanismes de fluage : nous cherchons à savoir si les grains se déspirilant et ceux présentant une attaque chimique ont une orientation préférentielle.

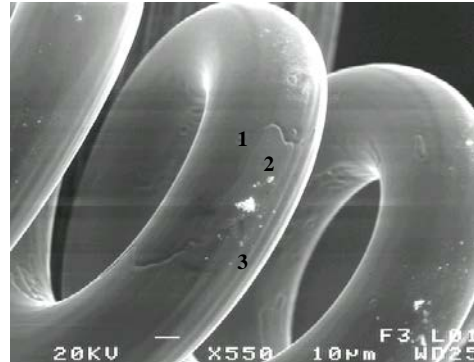
Nous avons observé un filament en entier sur lequel nous avons étudié 32 joints de grains. Sept joints de grains sont des $\Sigma 3$; ceux-ci sont également peu gravés. Parmi ces

sept joints de grains, cinq se situent dans une spire primaire voisine d'un joint de grain marqué.

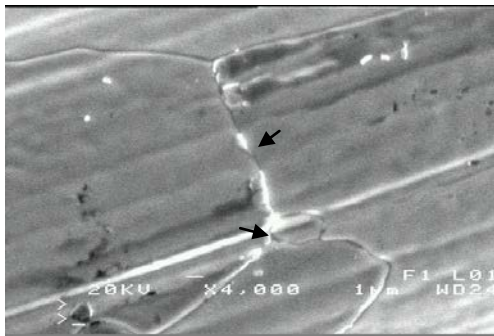
Les joints de grains marqués n'avaient pas d'orientation particulière.



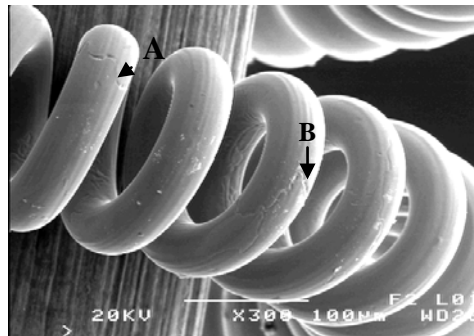
(a)
Joint bambou indiqué par une flèche



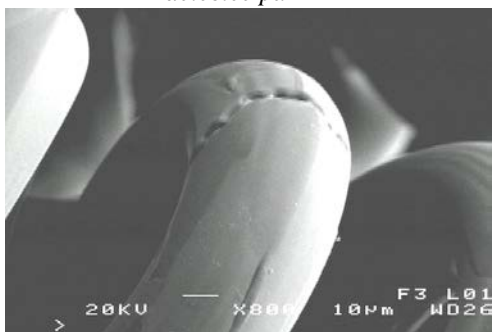
(b)
joint $\Sigma 3$ entre 1et2, joint $\Sigma 3$ entre 2et3, joint $\Sigma 9$ entre 1et3



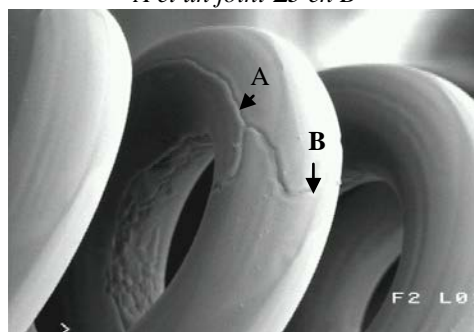
(c)
joint contenant des traces de potassium détectée par EDX



(d)
filament contenant un joint bambou en A et un joint $\Sigma 3$ en B



(e)
Joint bambou relativement gravé observé après un test de fluage



(f)
effet de l'évaporation sur un filament utilisé (observé après avoir fonctionné 1000h)
A = $\Sigma 3$ et B= joint bambou

Figure 4.10 : Quelques configurations de joints de grains observées au MEB

Le tableau IV.V indique le numéro du joint de grain, les indices de l'axe commun entre les réseaux des grains adjacents ainsi que l'angle de rotation.

Joint de grain	Indices	Angle (°)	Nature
1	528	29.8	
2	112	27.8	
3	839	50.3	
4	667	33.9	
5	758	59.3	
6	338	48	
7	8110	31.3	
8	6112	35.2	
9	111	30.8	Σ3
10	7211	33.9	
11	111	59.6	
12	839	43.8	
13	618	9.3	Σ3
14		42.9	
15	111	59.8	
16	839	54.4	
17	637	56.1	Σ3
18	7310	51.7	
19	111	59.8	
20	3114	42.6	
21	415	56.1	
22	113	29.6	
23	6310	36.1	Σ3
24	516	55.6	Σ3
25	111	59.7	
26	111	59.8	
27	107	39.8	
28	112	29.5	
29	111	59.7	Σ3
30	212	45.4	
31	111	59.5	
32	4310	35.9	

Tableau IV.V - Indices de l'axe commun aux deux grains adjacents et angle de rotation autour de cet axe pour 32 joints de grains étudiés.

II .3 - Figures d'attaques

Nous avons observé des filaments avant et après déformation, une fois recristallisés soit sous lampe soit sous FG à $T_w = 2410K$.

II.3.1 - Avant déformation

Pour les filaments recristallisés sous lampe et sous FG, les figures d'attaque (FA) suivent les fibres provenant du tréfilage. Leur taille est inférieure au micromètre (figures 4. 12).

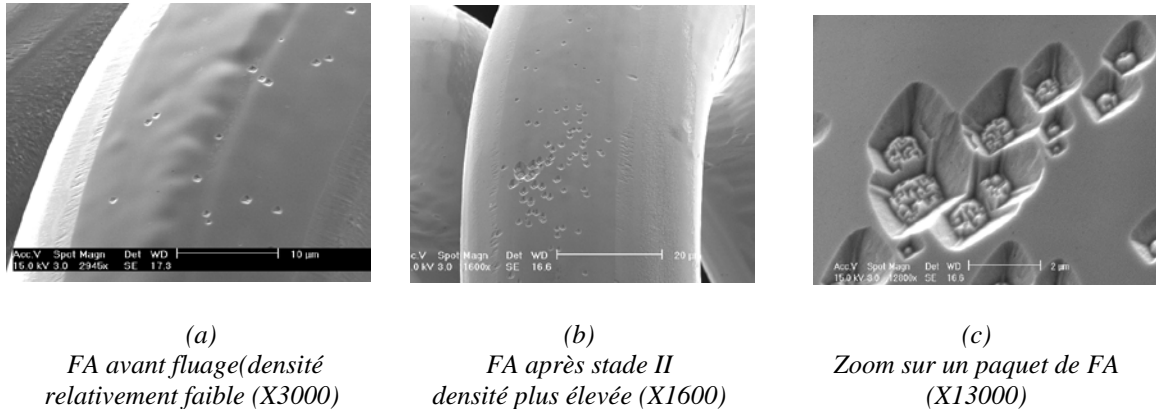


Figure 4.12 : Figures d'attaque avant et après le test de fluage

II.3.2 - Après déformation

Nous avons effectué des FA sur des filaments pendant et juste après le premier stade primaire ainsi qu' après déformation en régime stationnaire.

- Durant et après le stade primaire

D'après les résultats de mesure, le premier stade dure respectivement 5 et 60 minutes pour des filaments recristallisés sous FG et sous lampe. Vue cette différence de comportement, nous avons cherché à faire des figures d'attaque sur des filaments ayant fonctionné 2.5 et 5 minutes pour ceux recristallisés sous FG et 30 et 60 minutes pour ceux recristallisés sous lampe.

La distribution des FA ne semble pas changer entre le milieu et la fin du premier stade de fluage (figure 4.12a).

- Après déformation en régime quasi-stationnaire

Les FA ne sont plus le long des fibres de tréfilage mais se présentent sous forme d'amas.

Pour des filaments recristallisés sous FG puis déformés, il devient difficile d'observer des FA .

Pour des filaments recristallisés sous lampe puis déformés, les FA semblent plus nombreuses (figure 4.12 b et c) et de taille plus importante (0.5 à 3 μm)

II.3.3 - Conclusion

Les méthodes de révélation de FA pour le tungstène ne donnent des résultats que pour des orientations cristallographiques particulières de la surface. Il est sûr, de ce point de vue, que la géométrie d'un fil fin n'est pas bien adaptée. Néanmoins les arrangements de FA observés ne plaident pas en faveur d'une correspondance

biunivoque avec les points d'émergence des dislocations. En effet, nous aurions dû observer :

- pour les filaments recuits : des arrangements en sous-joints et des FA isolées réparties au hasard.
- pour les filaments déformés : une densité plus forte , des configurations de même nature avec, en plus, des alignements de FA correspondant aux traces des plans de glissement.

Ce n'est pas le cas. Nous en avons conclu que cette méthode n'était pas adaptée à notre étude.

II.4 - Mesure de l'espacement entre les spires secondaires

A l'aide d'un projecteur de profil, nous pouvons mesurer la distance entre spires secondaires pour quelques filaments. La précision de cette mesure est de 10 μm .

II.4.1 - Filaments non recristallisés

Les premières mesures sont effectuées sur des filaments non recristallisés (figure 4. 13). Le pas théorique du spiralage secondaire est de 280 μm . Il est représenté par la ligne droite horizontale.

Les premières spires (jonction entre pattes et corps) sont en général moins régulièrement spiralées, ce qui se traduit par une distance plus importante sur les premières spires

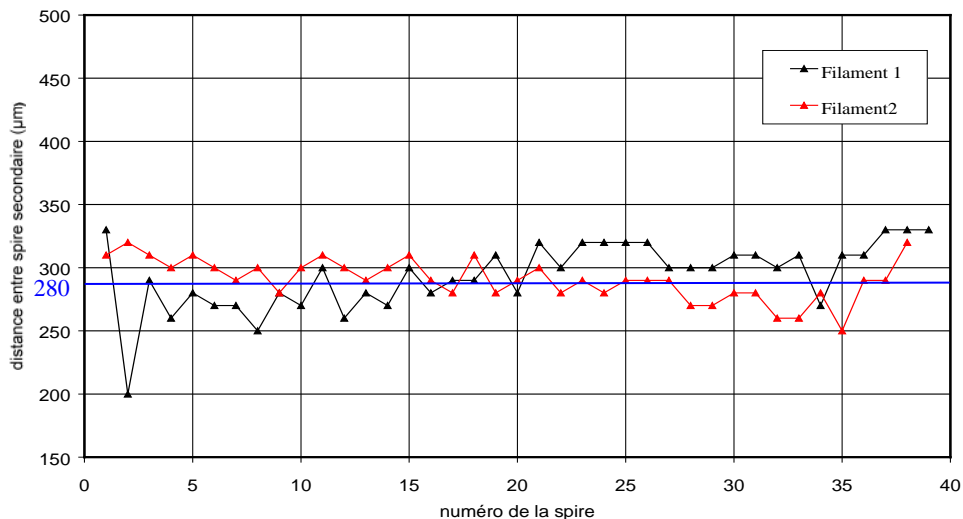


Figure 4.13 - Distance entre spires secondaires en fonction du numéro de la spire pour deux filaments non recristallisés.

Pour chacun des filaments non recristallisés, nous avons tracé un histogramme (figure 4.14 et 4.15).

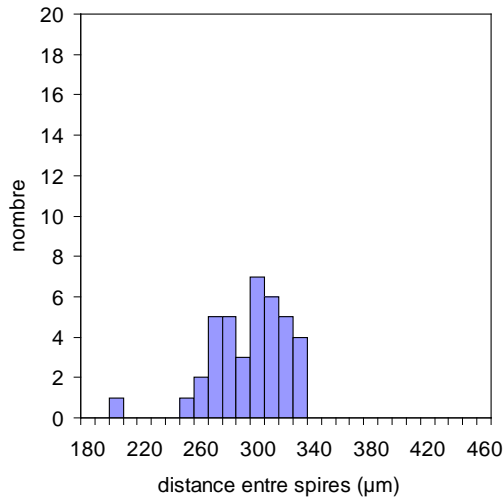


Figure 4.14 - Histogramme de la distance entre spire d'un filament non recristallisé n°1.

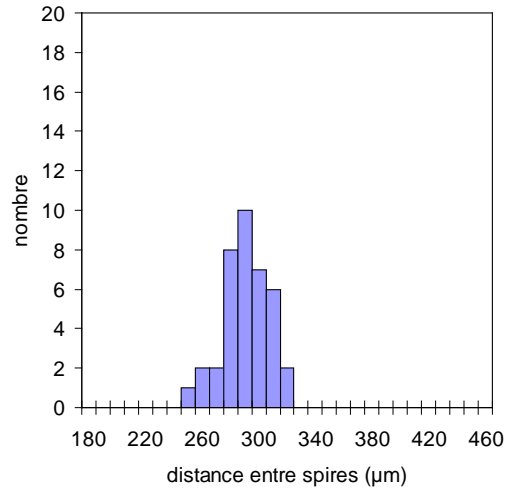


Figure 4.15 - Histogramme de la distance entre spire d'un filament non recristallisé n°2.

De manière générale, la distribution de la distance entre spires semble suivre une loi normale. Lorsqu'une des distances entre spires se trouve isolée ; cela provient souvent des premières spires d'enroulement.

II.4.2 - Filament après tests de fluage

Nous avons mesuré la distance entre spires secondaires en fonction du numéro de la spire pour trois filaments différents recristallisés sous FG à $T_w = 2410$ K (figure 4.16). L'écartement entre spires semble aléatoire : les parties du filament soumises à des contraintes plus élevées ne se déspiralent pas forcément en premier. Ceci avait déjà été constaté lorsque nous avons relevé l'emplacement des spires qui se déspiralaient.

Il est à noter que nous ne pouvons comparer ces courbes entre elles car les filaments observés n'ont pas été mis en fonctionnement durant le même temps.

CONCLUSION GENERALE

L'affaissement des filaments au cours du fonctionnement de lampes à incandescence est un phénomène entraînant leur rupture prématurée et un raccourcissement significatif de la durée de vie de la lampe. C'est pourquoi les fabricants de lampes tels que PHILIPS ECLAIRAGE cherchent à mieux comprendre l'origine de ce phénomène. L'objet de cette thèse a donc consisté à étudier le comportement en fluage à 2500K de filament en tungstène de lampes à incandescence, soumis à une traction axiale.

Ceci a nécessité, d'une part, la mise en place d'un système expérimental capable de mesurer l'allongement d'un filament en fonction du temps et de la charge appliquée, d'autre part, la modélisation des sollicitations mécaniques subies par le filament. Nous avons aussi utilisé des techniques expérimentales telles que la microscopie électronique à balayage, la diffraction et les figures d'attaque en vue de caractériser la microstructure.

Les résultats des expériences de fluage ont montré l'importance du recuit de recristallisation initial sur la déformation du filament. En effet, il apparaît qu'une recristallisation effectuée sous forming gaz permet de réduire considérablement l'affaissement du filament par rapport à celle effectuée normalement en production.

Nous avons montré l'importance du stade primaire de fluage par la quantité de déformation créée.

Le stade quasi-stationnaire a été le plus étudié. Il est parfaitement caractérisé sur les courbes de déformation et on peut lui attribuer une vitesse de déformation apparente $\dot{\delta}$, constante pour chaque essai. La variation de $\dot{\delta}$ en fonction de la charge appliquée, m_a , est bien représentée par la loi :

$$\dot{\delta} = A(m_a)^p$$

L'exposant p varie entre 1.4 et 2.8 suivant les conditions du recuit initial.

La modélisation des sollicitations mécaniques s'est effectuée tout d'abord dans le cas élastique. Une analyse vectorielle des forces et des moments a montré qu'un filament double spiralage, sollicité par une traction axiale, se déforme principalement en flexion (alors qu'un filament simple spiralage se déforme en torsion). Nous avons calculé les contraintes sur une section droite du fil à l'aide du logiciel Maple V. les contraintes normales maximales variaient de 20 à 100 MPa. Dans le domaine élastique également, nous avons repris un calcul analytique des contraintes et déformations dans une géométrie proche du filament double spiralage, la poutre à forte courbure initiale. L'idée était que les expressions obtenues

pourraient constituer une première approche du comportement plastique. Les valeurs numériques des contraintes maximales ainsi calculées sont identiques à celles de l'approche précédente, ce qui constitue une bonne justification pour les deux.

Dans ce cas de la déformation plastique due au fluage, nous avons supposé le matériau homogène et isotrope. nous avons considéré que nous étions dans un cas de flexion pure et que l'état quasi-stationnaire macroscopique était la résultante de l'état quasi-stationnaire des fibres microscopiques. Pour passer des déformations apparentes aux déformations des fibres extrêmes, nous avons utilisé les relations établies en élasticité sur la poutre à forte courbure initiale. les contraintes locales ont été déterminées en utilisant les équations d'équilibre mécanique et l'hypothèse d'un état de contraintes planes.

Les vitesses de déformation quasi-stationnaire $\dot{\epsilon}$ et les contraintes σ , obtenues pour les fibres externes en traction et en compression, suivant la relation :

$$\dot{\epsilon} = k\sigma^n$$

n varie entre 1,4 et 2,8 et dépend de chaque recuit. Nous avons tenté d'expliquer ces résultats par deux mécanismes de fluage, l'un à basses et l'autre à fortes contraintes. Cette hypothèse est compatible avec les résultats expérimentaux.

Nous avons constaté que la déformation du filament était homogène, que les ruptures s'effectuaient aux joints de grains, que certains joints de grains étaient plus creusés que d'autres. Nous n'avons pas observé d'orientations cristallographiques particulières ni de glissement aux joints de grains. Il faut remarquer que la nature du matériau, la forme du filament, son faible diamètre interdisaient la quasi-totalité des observations possibles sur tout autre matériau massif.

Du point de vue industriel, le recuit FG à $T = 2270\text{K}$ paraît être le meilleur : la déformation en fluage primaire est limitée et la vitesse de fluage quasi-stationnaire est plus faible. Cependant, la dispersion entre les échantillons est plus grande que pour les autres recuits. Il est aussi important de signaler que la vitesse de montée en température de recristallisation a pu être différente entre les deux recuits sous FG.

Il serait intéressant d'étudier plus précisément le rôle des impuretés et les mécanismes du stade primaire dans l'affaissement des filaments.

Références bibliographiques :

- Ashby 1972**
p.6,15,18 Ashby M.F. , A first report on deformation-mechanism maps Acta metall., 20, 887-897
- Berlec 1962**
p.33 Berlec I. , On the nature of dislocation etch pits in tungsten., J. appl. Physi., 33, 140-144
- Boardman 1966**
p.73 Boardman F.D., Ellen F.P., Williamson J.A., Measurements of creep at high temperatures using helical springs. , J. strain anal., 1, 140-144
- Chuang 1986**
p.68 Chuang T.J. , Estimation of power-law creep parameters from bend test data. , J. mater. Sci., 21, 165-175
- Donnay 1963**
p.8 Donnay J.D.H., Donnay G., Cox E.G., Kennard O., King M.V., Crystal data, determinative tables., 2nd edition, American Crystallographic Association, p829
- Ellington 1966**
p.71 Ellington J.P. , Detection of Springs in Creep Technical contributors Section The Engineer 28
- Feodossiev V. 1971**
p.60 Feodossiev V., Résistance des matériaux Ed. MIR, Moscou, p166
- Ferber 1990**
p.70 Ferber M.K., Jenkins M.G., Tennery V.J. Comparison of Tension, Compression and Flexure creep for Alumina and Silicom Nitride Ceramics Ceram. Eng. Sci. Proc.11, 1028-1045
- Frost H.J. 1972**
p.18 Frost H.J., Ashby M.F. , Deformation-mechanism maps and the creep of tungsten lamp filaments technical Report 7, Office of Naval Reseach, contract N00014-67-A-0298-0020, NR 031-732, 1-26
- Hollenberg 1971**
p.67 Hollenberg G.W., Terwilliger G.R., Gordon R.S. Calculation of Stresses and Starins in Four-Point Bending Creep Tests J.Am. Ceram.Soc., 54, 196-199 .
- Horacsek 1989**
p.21 Horacsek O., High temperature fracture of non-sag wires., The Metallurgy of doped/non-sag tungsten, édité par E.Pink et L.Bartha, Elsevier, London et New York, p251

- Johnson 1963**
P.73 Johnson A.E., Henderson J., Kahn B. , Creep stress distribution in circular bas of variousmetallic materials under pure torque N.E.L., Report n° 119
- Johnson 1962**
p.73 Johnson A.E., Henderson J., Kahn B., N.E.L., Report n° 36
- Laws 1981**
p.65 Laws V., Derivation of the tensile stress-stain curve from bending data., J. mater.sci. 16, 1299-1304
- Lewthwaite 1967**
p.74 Lewthwaite G.W., Smith R.T. , On the analysis of creep tests using helical spring specimens., Brit.J. Appl. Phys., 18, 1012-1016
- Lider 1913-1995**
p.10,11 Lider R. , CRC Handbook of chemistry and Physics., CRC PRESS, 75th edition, section 12, p12-41
- (a) Moon 1971**
p.19,34 (a) Moon D.M., Stickler R. , Creep of fines of powder Metallurgical Tungsten Phil. Mag., 24, 1087-1094
- (b) Moon 1971**
p.20 (b) Moon D.M., Stickler R. , Creep behavior of fines wires of powder-metallurgical pure, doped and thoriated tungsten ., High temp. High press., 3, 503-516
- Nabarro 1995**
p.17 Nabarro F.R.N., de Villiers H.L., The physics of creep : creep and esistant alloys., Taylor et Francis, Londres, p33
- Nakayama 1961**
p.32 Nakayama Y., Weissmann S., Imurat T., Substructure and Dislocation Networks in Tungsten , Direct observation of Imperfections in Crystals edited by J.B. Newkirk and J.H. Wernick, Iterscience, New-York, p573
- Pastor 1989**
p.9 Pastor H.A., Microstructure-independent physical properties of tungsten ., The metallurgy of doped/non sag tungsten édité par E.Pink et L. Bartha, 311-316
- Philibert 1998**
p.20 Philibert J., Vignes A., Brechet Y., Combrade P Métallurgie du minerai au matériau., Masson, Paris, p791
- Pugh 1973**
p.6 Pugh J.W. , On the Short Time Creep Rupture Properties of Lamp Wire ., Metall. Trans., 4, p533
- Pugh 1990**
p.21 Pugh J.W., Lasch W.A., Image Analysis for Grain Shape Characterization in Lamp Filaments Metall. Trans. A, 1A, 2209-2214

- Raj 1971**
p.6 Raj R., Ashby M.F., On Grain Boundary Sliding and Diffusional creep., Metall. Trans., 2, 1113-1127
- Robinson 1969**
p.19 Robinson S.L., Sherby O.D., Mechanical of polycrystalline tungsten at elevated temperature., Acta metall., 17, 109-125
- Schadler 1961**
p.32 Schadler H.W. , Correlation of Etch Pits and dislocations in tungsten., Direct Observation of Imperfections in crystals edited by J.B. Newkirk and J.H. Wernick, Interscience, New-York, p593
- Sherby 1967**
p. Sherby O.D., Burke P.M. , Mechanical Behavior of crystalline solids at elevated temperature., B.Chalmers, W.Hume-rothery, 13, 1967, p340
- Tietz 1965**
p.12 Tietz T.E., Wilson J.W. , Behavior and properties of refractory metals stanford univercity press, stanford, p285
- Timoshenko 1968**
p.63 Timoshenko S ., Résistance des matériaux, tome 2. , Dunod, Paris.
- Timoshenko 1955**
p.19 Timoshenko S ., Résistance des matériaux, tome 1. , Dunod, Paris.
- Wilcox 1972**
p.5 Wilcox B.A., Clauer, A.H., Grain size in dispersion hardened Ni alloys. Acta metall., 20, 743-757
- Whittenberger 1985**
p.12,13 Whittenberger J.D., Nathal M.V., Elevated/low température tension testing. Metalshandbook, 9th edition, vol 8, mechanical testing, p36
- Wolf 1958**
p.32 Wolf U.E., Dislocation etch pits in tungsten., Acta matall., 6, 559-561
- Wright 1978**
p.21 Wright P.K., The high temperature creep behavior of doped tungsten wire., Metall.trans.A, 9A, 955-963
- Zielberstein 1993**
p.21,22 Zielberstein G., Selverian J., Creep deformation of non-sag tungsten in argon doped with low oxygen concentrations., Proceedings of the 13th international Plansee seminar, H. Bildstein and R. Eck. , Metallwerk plansee, reutte,4, 132-146

Zielberstein 1997
p.23

Zielberstein G., Creep properties of non-sag tungsten recrystallized in stagnant oxygen-doped argon., proceeding of the 14th International plansee Seminar, G. Kneringer, P.Rödhammer and P. Wilhartitz, plansee, reutte, 3, 100-110