

# Etude à basse fréquence des pics de frottement intérieur associés à une transition de phase du 1er ordre

Autor(en): **Gremaud, G. / Bidaux, J.E. / Benoit, W.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **60 (1987)**

Heft 7

PDF erstellt am: **06.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-115879>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

# Etude à basse fréquence des pics de frottement intérieur associés à une transition de phase du 1er ordre

Par G. Gremaud, J. E. Bidaux et W. Benoit

Institut de Génie Atomique, EPFL, CH-1015 Lausanne

*Dédié au Prof. B. Vittoz pour son 60ème anniversaire*  
(16. VII. 1987)

**Résumé.** Un nouveau modèle décrivant le frottement intérieur (FI) basse fréquence associé aux transitions de phases du 1<sup>er</sup> ordre est présenté.

Le FI est la somme de deux termes. Le premier terme est lié au phénomène de plasticité de transformation. Il varie linéairement avec  $\dot{T}/\omega$  ( $\dot{T}$ : vitesse de chauffage,  $\omega$ : pulsation de la contrainte appliquée) et ne dépend pas de la contrainte appliquée  $\sigma_0$ ; le second terme est caractérisé par une dépendance non-linéaire en fonction de  $\dot{T}/\omega\sigma_0$ .

Les prévisions du modèle sont confrontées à des résultats expérimentaux obtenus dans le cas des transitions de phase martensitiques du TiNi et du cobalt.

## I. Introduction

Au cours d'une transition de phase structurale, le frottement intérieur mesuré en fonction de la température présente un spectre très caractéristique qu'il est habituel de décrire comme la superposition de plusieurs effets. Dans la Réf. [1], trois termes ont été mis en évidence et analysés. Le premier terme,  $FI_{Tr}$ , est un terme transitoire qui n'apparaît que lorsque la vitesse de chauffage ou de refroidissement  $\dot{T}$  est différente de zéro, il doit donc être associé à une modification de la structure au cours de la mesure. Les deux autres termes sont liés, soit aux modifications réversibles associées à la contrainte appliquée près de la transition de phase [2], soit au frottement intérieur propre des phases basse et haute température en proportion avec leur concentration respective. Le premier terme, variant comme l'inverse de la fréquence ( $\sim 1/\omega$ ), est très important à basse fréquence. Delorme [3], en supposant que la déformation anélastique est proportionnelle à la contrainte appliquée et à la fraction volumique  $\Delta f$  transformée pendant une période a montré que

$$FI_{Tr} \approx \frac{df}{dT} \cdot \frac{\dot{T}}{\omega}$$

en accord avec ce modèle, une relation linéaire entre le frottement intérieur et  $\dot{T}/\omega$  a été observée par de très nombreux auteurs [3, 4, 5].

Plus récemment, il a été observé d'une part qu'un tel type de comportement ( $FI \sim \dot{T}/\omega$ ) peut être observé dans des matériaux ne présentant pas de transition de phase structurale [6], d'autre part que la dépendance entre  $FI$  et  $\dot{T}/\omega$  peut être plus complexe que celle prévue par la relation de Delorme. Dans cet article, une étude systématique du terme transitoire observé au cours de la transition martensitique du TiNi et de la transformation allotropique du cobalt est présentée. Ces résultats sont confrontés avec une approche théorique plus générale que celle proposée par Delorme et qui conduit à une description satisfaisante de l'ensemble des résultats obtenus.

## II. Analyse théorique du frottement intérieur transitoire associé à une transition de phase displacive

Sous l'action d'une contrainte cyclique  $\sigma(t)$ , le frottement intérieur est donné par la relation

$$FI = \frac{1}{\pi J \sigma_0^2} \int_{\text{cycle}} \sigma(t) \dot{\epsilon} dt \quad (1)$$

où  $J$  est la complaisance élastique,  $\sigma_0$  l'amplitude maximum de la contrainte de mesure  $\sigma(t)$  et  $\dot{\epsilon}$  la vitesse de déformation apparaissant au cours du cycle et qui peut être due, soit aux déformations microplastiques induites par la contrainte, soit à des déformations apparaissant au cours du cycle dues à des modifications de la structure liées à la transition de phase. Pour simplifier, nous supposons dans ce deuxième cas que la fraction totale transformée  $f_t$ , en fonction de la température, présente une forte hystérèse entre le chauffage et le refroidissement (Fig. 1a).

En outre, on admettra que seules deux variantes peuvent être formées à haute température (Fig. 1b) et que la contrainte appliquée  $\sigma(t)$  déplace les températures de transformation de chaque variante (mécanisme de Clapeyron).

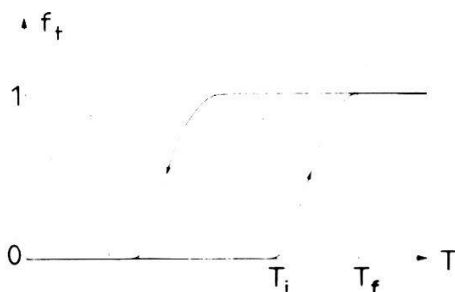


Figure 1a  
Fraction totale transformée en fonction de la température pour le chauffage et le refroidissement.

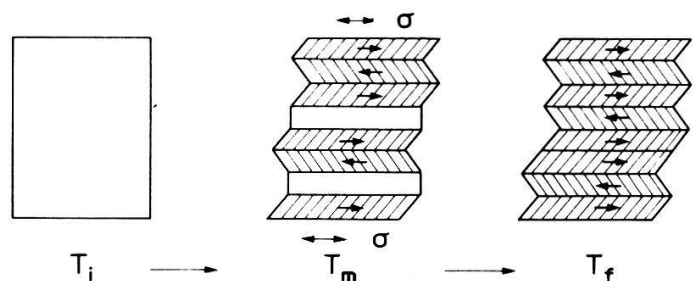


Figure 1b  
Schéma montrant l'apparition des variantes au cours de la transformation de phase (modèle à deux variantes).  $T_i$ : début de la transformation,  $T_f$ : fin de la transformation,  $T_m$ : vitesse maximale de transformation.

La fraction transformée pour chaque variante est alors donnée par:

$$\begin{aligned} f_{\uparrow} &= f_{\uparrow}(T, \sigma) = \frac{1}{2}f_i(T - \beta\sigma) \\ f_{\downarrow} &= f_{\downarrow}(T, \sigma) = \frac{1}{2}f_i(T + \beta\sigma) \end{aligned} \quad (2)$$

où  $f^{\uparrow}$  et  $f^{\downarrow}$  correspondent aux fractions transformées de l'une et de l'autre variante.

Dans (2)  $\beta$  est le coefficient de Clapeyron donné par:

$$\beta = \frac{dT}{d\sigma} = -\frac{2VT\varepsilon'_0}{\Delta H} = -\gamma T \quad (3)$$

où  $V$  est le volume de l'échantillon,  $\Delta H$  l'enthalpie de transformation et  $\varepsilon'_0$  la déformation de cisaillement totale que l'on mesurerait s'il n'y avait qu'une seule variante.

Le terme  $\beta$  de Clapeyron est proportionnel à la température  $T$  avec un coefficient  $\gamma$  de telle sorte que l'on peut écrire:

$$f_{\uparrow}(T, \sigma) = \frac{1}{2}f_i(T + \gamma T\sigma) \cong \frac{1}{2}f_i(T) + \frac{1}{2} \frac{\partial f_i}{\partial T} \gamma T\sigma \quad (4)$$

$$f_{\downarrow}(T, \sigma) = \frac{1}{2}f_i(T - \gamma T\sigma) \cong \frac{1}{2}f_i(T) - \frac{1}{2} \frac{\partial f_i}{\partial T} \gamma T\sigma$$

$$\text{avec } \gamma = \frac{2V\varepsilon'_0}{\Delta H} \quad (5)$$

La vitesse de transformation de chaque variante peut s'écrire:

$$\begin{aligned} \dot{f}_{\uparrow} &= \frac{1}{2} \frac{\partial f_i}{\partial T} (\dot{T} + \gamma T\dot{\sigma}) + \frac{1}{2} \frac{\partial f_i}{\partial T} \gamma \sigma \dot{T} \\ \dot{f}_{\downarrow} &\cong \frac{1}{2} \frac{\partial f_i}{\partial T} (\dot{T} - \gamma T\dot{\sigma}) - \frac{1}{2} \frac{\partial f_i}{\partial T} \gamma \sigma \dot{T} \end{aligned} \quad (6)$$

On constate que les vitesses  $\dot{f}$  ne sont importantes que dans le voisinage de la température de transition, donc au voisinage de  $T_m$ , car c'est dans cette plage de température que  $\partial f_i / \partial T$  prend des valeurs importantes. On peut donc remplacer  $\gamma T$  par une valeur approximative  $\alpha$  telle que:

$$\gamma T \cong \alpha = \gamma T_m = \frac{2V\varepsilon'_0}{\Delta H} T_m \quad (7)$$

Les vitesses de déformation associées à chaque variante sont données par:

$$\begin{aligned} \dot{\varepsilon}'_{\uparrow} &= \varepsilon'_0 \dot{f}_{\uparrow} = \frac{1}{2} \varepsilon'_0 \frac{\partial f_i}{\partial T} (\dot{T} + \alpha \dot{\sigma}) + \frac{1}{2} \varepsilon'_0 \frac{\partial f_i}{\partial T} \frac{\alpha}{T_m} \sigma \dot{T} \\ \dot{\varepsilon}'_{\downarrow} &= -\varepsilon'_0 \dot{f}_{\downarrow} = -\frac{1}{2} \varepsilon'_0 \frac{\partial f_i}{\partial T} (\dot{T} - \alpha \dot{\sigma}) + \frac{1}{2} \varepsilon'_0 \frac{\partial f_i}{\partial T} \frac{\alpha}{T_m} \sigma \dot{T} \end{aligned} \quad (8)$$

Or, de par l'hystérèse en température de la transformation, les vitesses doivent nécessairement satisfaire les relations  $\dot{\varepsilon}'_{\uparrow} > 0$  et  $\dot{\varepsilon}'_{\downarrow} < 0$ . Mais, d'après les relations (8), ceci implique aussi que la variante  $\uparrow$  se transforme lorsque  $\sigma(t) > 0$  et la variante  $\downarrow$  lorsque  $\sigma(t) < 0$ . Ainsi, les vitesses de déformation  $\dot{\varepsilon}'_{\uparrow}$  et  $\dot{\varepsilon}'_{\downarrow}$  qui contribuent au frottement intérieur (1) se composent de deux termes (8) dont l'interprétation physique diffère profondément. Le second terme, proportionnel à la contrainte  $\sigma$ , est lié à un effet de déformation globale induite par la contrainte appliquée. Au contraire, dans le premier terme, la déformation est strictement liée aux variations de la fraction transformée  $\partial f_t / \partial T$  sous l'effet de la vitesse de chauffage  $\dot{T}$  et sous l'effet d'une variation de la contrainte appliquée  $\sigma$ : c'est un frottement intérieur de pure transition de phase.

#### *Frottement intérieur par plasticité de transformation*

La déformation globale macroscopique due à la plasticité de transformation se calcule à partir du dernier terme des relations (8):

$$\dot{\varepsilon}'_{gl} = \dot{\varepsilon}'_{\uparrow/\sigma>0} + \dot{\varepsilon}'_{\downarrow/\sigma<0} = \frac{1}{2} \varepsilon'_0 \frac{\partial f_t}{\partial T} \frac{\alpha}{T_m} \sigma \dot{T} \quad (9)$$

On en déduit le F.I. associé:

$$FI_{pl} = \frac{\varepsilon'_0}{2J} \frac{\alpha}{T_m} \frac{\partial f_t}{\partial T} (T) \frac{\dot{T}}{\omega} \quad (10)$$

Ce terme de frottement intérieur correspond évidemment à la plasticité de transformation. C'est le terme de FI calculé par Delorme [3].

#### *Frottement intérieur de pure transition*

Les déformations locales  $\varepsilon^L$  dans chaque variante, c'est-à-dire celles qui ne contribuent pas à la déformation globale, s'écrivent:

$$\begin{aligned} \dot{\varepsilon}^L_{\uparrow} &= \frac{1}{2} \varepsilon'_0 \frac{\partial f_t}{\partial T} (\dot{T} + \alpha \dot{\sigma}) \\ \dot{\varepsilon}^L_{\downarrow} &= -\frac{1}{2} \varepsilon'_0 \frac{\partial f_t}{\partial T} (\dot{T} - \alpha \dot{\sigma}) \end{aligned} \quad (11)$$

Ces déformations locales contribuent aussi au frottement intérieur par un terme de FI de pure transition, présent même en l'absence de plasticité de transformation. Sur un cycle de la contrainte, chacune des variantes contribue de façon analogue à ce terme de FI lorsque  $\sigma(t) > 0$  pour la variante  $\uparrow$  et lorsque  $\sigma(t) < 0$  pour la variante  $\downarrow$ . Ainsi, le FI se calcule en considérant une déformation:

$$\dot{\varepsilon} = \varepsilon'_0 \frac{\partial f_t}{\partial T} (\dot{T} + \alpha \dot{\sigma}) \quad (12)$$

qui ne conduit à une absorption d'énergie que pour  $\sigma(t) > 0$ . En outre, l'hystérèse en température impose que  $\dot{\varepsilon}$  soit également positif (Fig. 2). Selon la

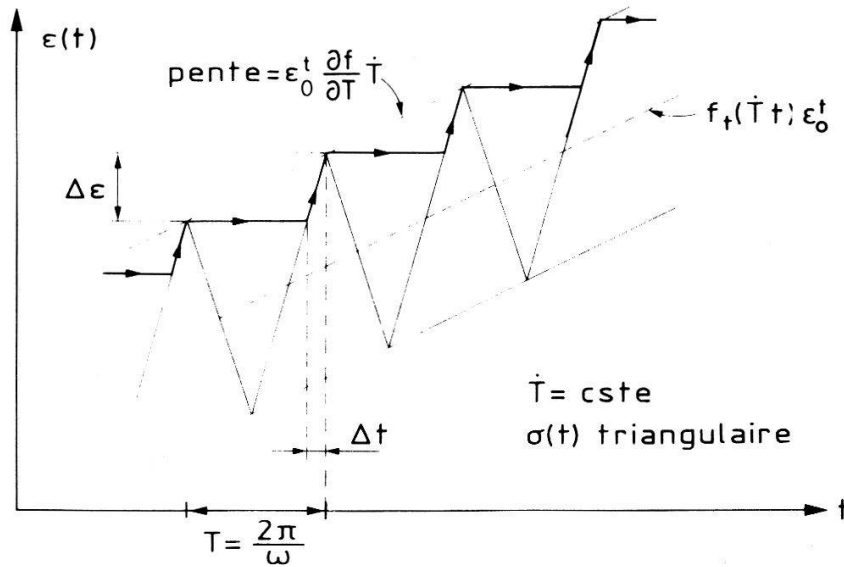


Figure 2  
Diagramme permettant de calculer la déformation induite simultanément par la contrainte appliquée alternative  $\sigma(t)$  et par la variation de température ( $\dot{T} = cte$ ).

valeur de  $\dot{T}/\omega\sigma_0$ , on obtient trois expressions pour  $FI_m$ :

$$\begin{aligned}
 FI_m &= \frac{2\varepsilon'_0}{J} \frac{\partial f_t}{\partial T} \frac{1 - \frac{\pi}{2\alpha} \frac{\dot{T}}{\omega\sigma_0}}{1 + \frac{\pi}{2\alpha} \frac{\dot{T}}{\omega\sigma_0}} \frac{\dot{T}}{\omega\sigma_0} \quad \left( \frac{\dot{T}}{\omega\sigma_0} < \frac{2\alpha}{3\pi} \right) \\
 FI_m &= \frac{\varepsilon'_0}{4J} \frac{\partial f_t}{\partial T} \left[ \frac{\dot{T}}{\omega\sigma_0} + \frac{2\alpha}{\pi} \right] \quad \left( \frac{2\alpha}{3\pi} < \frac{\dot{T}}{\omega\sigma_0} < \frac{2\alpha}{\pi} \right) \\
 FI_m &= \frac{\varepsilon'_0}{2J} \frac{\partial f_t}{\partial T} \frac{\dot{T}}{\omega\sigma_0} \quad \left( \frac{\dot{T}}{\omega\sigma_0} > \frac{2\alpha}{\pi} \right)
 \end{aligned} \tag{13}$$

On constate que, lorsque le coefficient de Clapeyron est négligeable ( $\alpha \cong 0$ ),  $FI_m$  n'est pas nul et s'écrit:

$$FI_m = \frac{\varepsilon'_0}{2J} \frac{\partial f_t}{\partial T} \frac{\dot{T}}{\omega\sigma_0} \tag{14}$$

$FI_m$  est alors strictement proportionnel à  $\dot{T}/\omega$  et inversement proportionnel à  $\sigma_0$ .

Dans le cas plus général (13) la Fig. 3 donne la variation de  $FI_m$  en fonction de  $\dot{T}/\omega\sigma_0$ . Sur cette figure, on montre qu'il existe un rapport bien défini entre les trois pentes caractéristiques de ce diagramme. De plus, le raccordement au point  $\dot{T}/\omega\sigma_0 = 2\alpha/3\pi$  présente une continuité de la dérivée première, alors que ce n'est pas le cas du raccordement au point  $\dot{T}/\omega\sigma_0 = 2\alpha/\pi$ .

La Fig. 4 montre que  $FI_m$  décroît lorsque  $\sigma_0$  croît ( $\dot{T}/\omega$  constant) et que cette décroissance s'effectue aussi en trois stades avec également un point de raccordement présentant une discontinuité de la dérivée et un autre sans discontinuité.

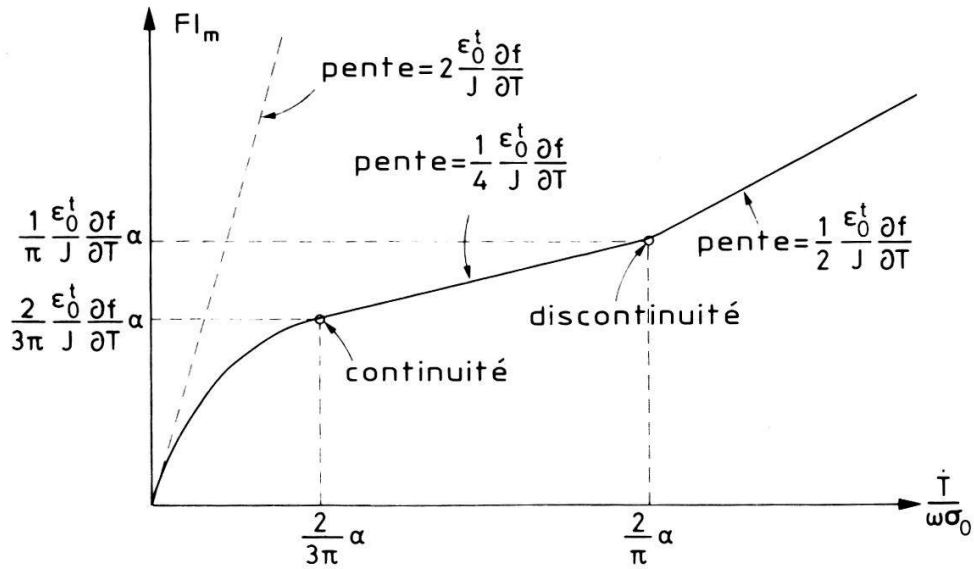


Figure 3  
Dépendance du FI en fonction de  $\dot{T}/\omega\sigma_0$  telle que prévu par le modèle.

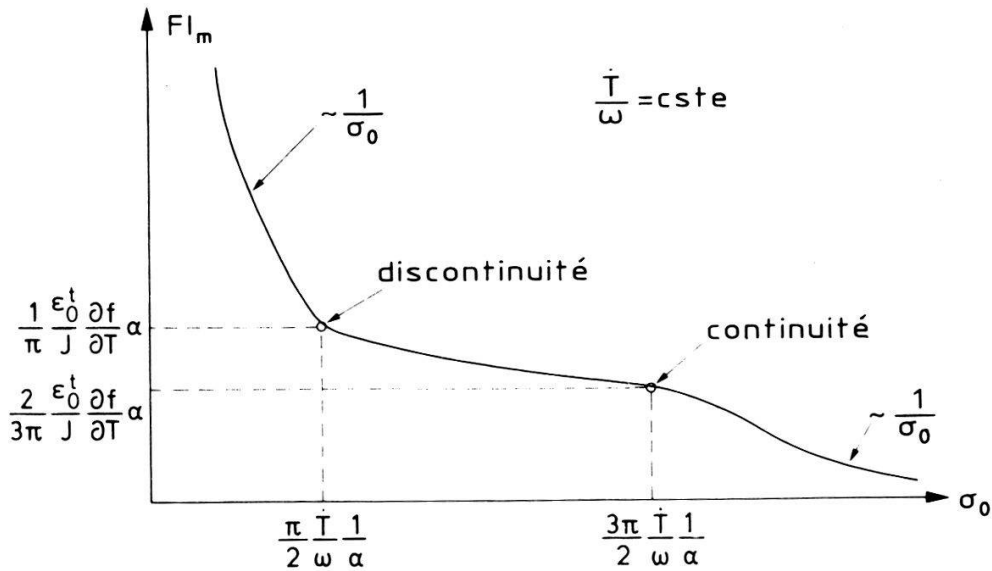


Figure 4  
Dépendance du FI en fonction de l'amplitude de la contrainte appliquée  $\sigma_0$  telle que prévu par le modèle ( $\dot{T}/\omega$  constant).

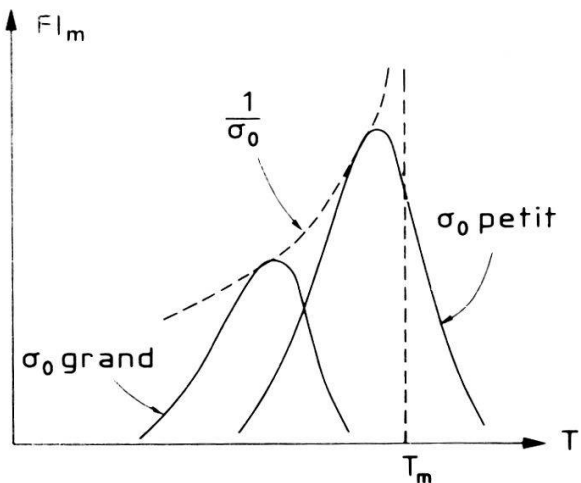


Figure 5  
Déplacement du pic de FI pour diverses contraintes appliquées  $\sigma_0$ .

L'existence d'un pic en fonction de la température est directement reliée à  $\partial f_t / \partial T$  qui présente un maximum en fonction de  $T$ . Mais comme on le voit sur la Fig. 2, au cours du chauffage, la courbe  $f_t(T, \sigma)$  est déplacée vers les basses températures. Pour  $\sigma = \sigma_0$ , on devrait avoir un déplacement du pic de (Fig. 5):

$$\Delta T = \begin{cases} -\alpha\sigma_0 & \text{si } \dot{T} > 0 \\ +\alpha\sigma_0 & \text{si } \dot{T} < 0 \end{cases}$$

Ainsi, en première approximation, le déplacement du pic devrait fournir une mesure du coefficient de Clapeyron  $\alpha$ .

### III. Résultats expérimentaux

Des mesures de FI ont été effectuées au cours de la transition martensitique du TiNi et de la transition allotropique du Co.

Le TiNi présente une transition de phase martensitique d'une structure de type CsCl ( $B_2$ ) à haute température vers une structure monoclinique à basse température. Cet alliage est bien connu pour son effet de mémoire de forme. Pour la composition étudiée (50.6 at % Ni, 49.4% Ti) la température de transition est voisine de l'ambiante.

Le cobalt présente une transition allotropique de type martensitique. Sa structure est cfc à haute température et hc au dessous de 700K.

Les mesures de FI ont été effectuées au moyen de pendules de torsion. La fréquence de vibration de l'échantillon était de l'ordre du Hz.

Dans ce domaine de fréquence un FI particulièrement important est observé lors de la transition de phase. Ce FI a été étudié en fonction des paramètres vitesse de chauffage  $\dot{T}$ , pulsation  $\omega$ , et amplitude de la contrainte appliquée  $\sigma_0$ .

#### Dépendance en $\dot{T}/\omega$

Des mesures de FI ont été effectuées en fonction de la température dans du TiNi de composition 50.6 at % Ni, 49.4% Ti au moyen d'un pendule de torsion inversé [7]. L'appareillage permet de mesurer simultanément le FI, la résistance électrique  $R$  et le changement de forme  $\varepsilon$  de l'échantillon en fonction de la température ( $\varepsilon$  mesure la torsion spontanée de l'échantillon lors de la transformation martensitique). On constate sur la Fig. 6 que le FI passe par un maximum en fonction de la température. Ce maximum de  $FI(T)$  est lié à un maximum de la courbe de résistivité électrique et à un maximum dans la pente de la courbe de changement de forme. Au maximum de FI semble donc correspondre comme l'a montré Delorme [3], un maximum de vitesse de transformation.

On constate également que la vitesse de refroidissement n'influence pas les courbes  $\varepsilon(T)$  et  $R(T)$ . Ceci veut dire que la cinétique de la transformation n'est pas modifiée lorsque on change  $\dot{T}$ , la transformation n'est donc pas de type isotherme [9], c'est à dire ne dépend pas du temps. Ceci justifie a posteriori le fait



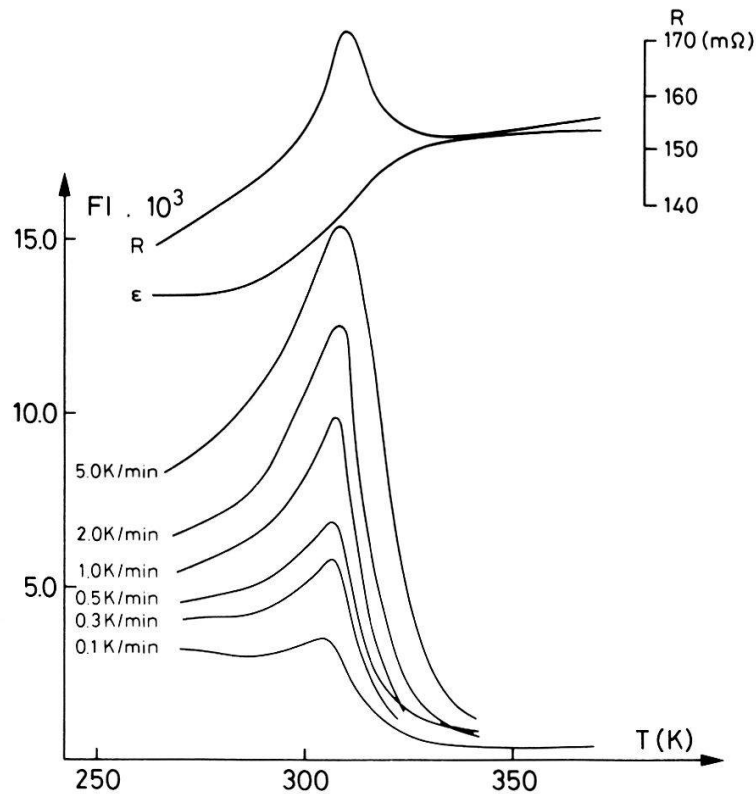


Figure 6

FI, résistance électrique  $R$  et changement de forme  $\varepsilon$  (torsion) d'un échantillon de TiNi en fonction de la température pour différentes vitesses de refroidissement (amplitude de vibration  $\cong 2 \times 10^{-6}$ ), d'après Zhu Jing Song [8].

que dans le modèle proposé la fraction transformée ait été posée comme une fonction  $f(T, \sigma)$  qui ne dépend pas explicitement du temps. Cette hypothèse ne serait pas valable dans le cas d'une transformation isotherme comme celle du FeNi par exemple [9].

Alors que les courbes  $R(T)$  et  $\varepsilon(T)$  ne dépendent pas de  $\dot{T}$ , les courbes  $FI(T)$ , par contre, en dépendent fortement. Ceci est bien visible sur la Fig. 7 où on a reporté le FI (fond soustrait) en fonction de  $\dot{T}$  pour différentes températures. Le FI augmente avec  $\dot{T}$  mais la relation n'est pas linéaire contrairement à ce que prévoit le modèle de Delorme [3]. La non-linéarité est particulièrement bien marquée à faible  $\dot{T}$  et cela pour toutes les températures. Cette non-linéarité ne peut être due à des effets d'inertie thermique puisque la courbe de résistivité ne montre aucun retard à grande vitesse de refroidissement.

Des mesures similaires ont été effectuées dans du cobalt de pureté 99.98% Co mais cette fois en fonction de  $\dot{T}$  et de la fréquence  $\omega$ . Les mesures ont été effectuées sur un pendule de torsion travaillant en vibrations forcées [10]. Une large gamme de fréquence (0,1 Hz à 10 Hz) et de vitesse de chauffage (0.02 K/min à 5 K/min) a été couverte.

Un pic de FI important est observé qui est associé à la transition de phase hc-cfc. Sur la Fig. 8 la hauteur de ce pic (fond soustrait) est reportée en fonction du rapport  $\dot{T}/\omega$ . Une série de points représente la hauteur du pic  $FI_{\max}$  en fonction de  $\dot{T}$ , mais à  $\omega$  fixé, une autre représente  $FI_{\max}$  en fonction de  $\omega$  mais à

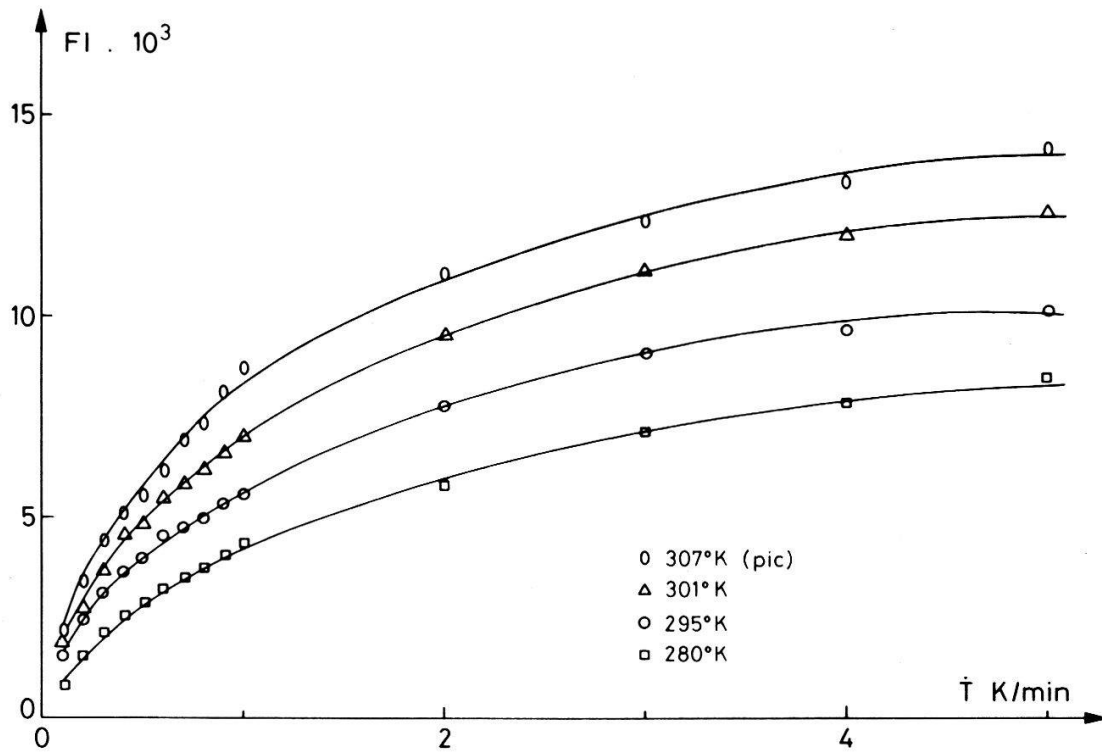


Figure 7  
TiNi: FI en fonction de la vitesse de refroidissement  $\dot{T}$  pour différentes températures (amplitude de vibration  $\cong 2 \times 10^{-6}$ ,  $f = 0.47$  Hz), d'après Zhu Jin Song.

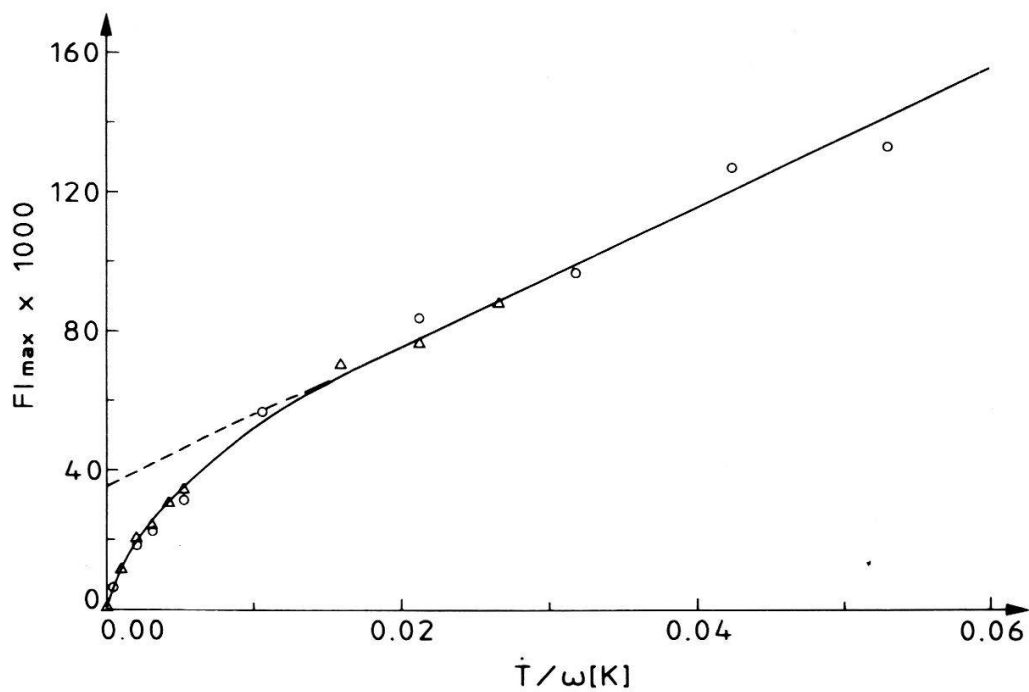


Figure 8  
Co: FI<sub>max</sub> en fonction  $\dot{T}/\omega$   
 △:  $f = 0.5$  Hz,  $\dot{T}$  variable  
 ○:  $\dot{T} = 2$  K/min,  $f$  variable  
 amplitude de vibration  $10^{-6}$

$\dot{T}$  fixé. On constate le fait remarquable que ces deux séries de points se répartissent sur une seule et unique courbe non-linéaire. Cela signifie que le FI n'est pas une fonction de  $\dot{T}$  et de  $\omega$  séparément mais une fonction uniforme du rapport  $\dot{T}/\omega$ .

Ceci est en parfait accord avec le nouveau modèle. Celui-ci prévoit en effet un FI fonction de  $\dot{T}/\omega$ . De plus, il prévoit un FI fortement non-linéaire en  $\dot{T}/\omega$  pour les faibles valeurs de  $\dot{T}/\omega$  (stade 1) et un FI linéaire pour les valeurs intermédiaires de  $\dot{T}/\omega$  (stade 2) (Fig. 3). Or, ces deux stades sont bien visibles sur la Fig. 8. Un stade non-linéaire pour  $\dot{T}/\omega < 0.01$  K avec une forme de courbe semblable à celle prévu par le modèle et un stade linéaire pour  $\dot{T}/\omega > 0.01$  K. Le stade 3 ( $\dot{T}/\omega$  grand) n'est pas visible sur cette figure.

A partir de la courbe expérimentale de la Fig. 8 on peut estimer grossièrement le rapport entre la pente  $P_2$  du stade 2 et la pente  $P_1$  à l'origine du stade 1. On trouve  $P_1/P_2 \cong 7$ . Le modèle quant à lui prévoit un rapport  $P_1/P_2 = 8$  (Fig. 3) dans l'approximation où le terme  $FI_{pl}$  est négligeable par rapport au terme  $FI_m$  et un rapport un peu inférieur si l'on prend en compte  $FI_{pl}$ . Les résultats expérimentaux sont donc en bon accord avec le modèle.

### Dépendance en fonction de la contrainte $\sigma_0$

Des mesures de FI semblables aux mesures précédentes ont été effectuées dans le cas du cobalt mais en changeant l'amplitude des oscillations c'est-à-dire la contrainte  $\sigma_0$ . Sur la Fig. 9 on a reporté la hauteur du pic de FI (fond soustrait) en fonction de la contrainte  $\sigma_0$  pour diverses vitesses de chauffage  $\dot{T}$  mais à fréquence constante. On trouve que dans tous les cas le FI décroît avec la

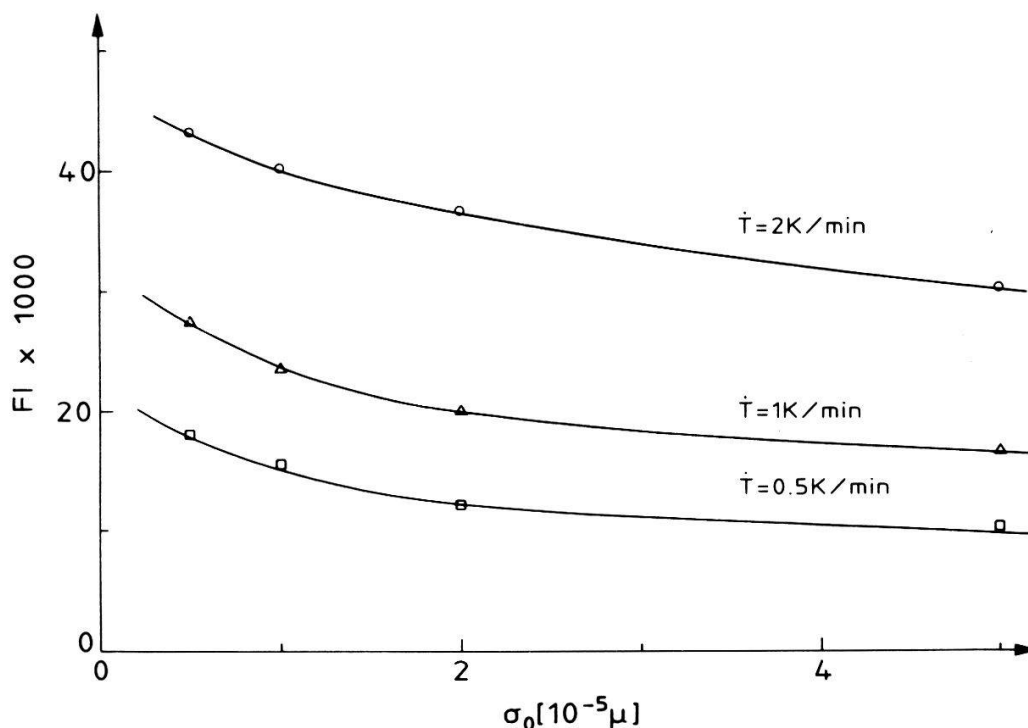


Figure 9

Co: dépendance du maximum de FI en fonction de la contrainte  $\sigma_0$ ,  $f = 1$  Hz.

contrainte. Cependant, à haute contrainte, le FI semble tendre vers une valeur indépendante de  $\sigma_0$  mais dépendante de  $\dot{T}$ .

Ces caractéristiques sont là encore en contradiction avec le modèle de Delorme qui prévoit un FI indépendant de  $\sigma_0$ . Le modèle présenté ici permet par contre de comprendre toutes ces observations. Il prévoit en effet un FI dépendant de  $\sigma_0$ . Ce FI doit diminuer avec  $\sigma_0$  et tendre à haute contrainte vers une valeur indépendante de  $\sigma_0$  à cause de la contribution du terme de plasticité de transformation qui ne s'annule pas à haute contrainte (Fig. 4). Il reste alors un FI presque indépendant de  $\sigma_0$  mais dépendant de  $\dot{T}$ .

Un autre point important est le déplacement en température prévu par le modèle lorsqu'on augmente  $\sigma_0$ . Sur la Fig. 10 est reportée la température  $T_{\max}$  correspondant au maximum de FI( $T$ ) en fonction de la contrainte  $\sigma_0$  appliquée. On observe une décroissance de la température du maximum en fonction de  $\sigma_0$  [5]. Ce déplacement vers les basses températures est également conforme au modèle proposé.

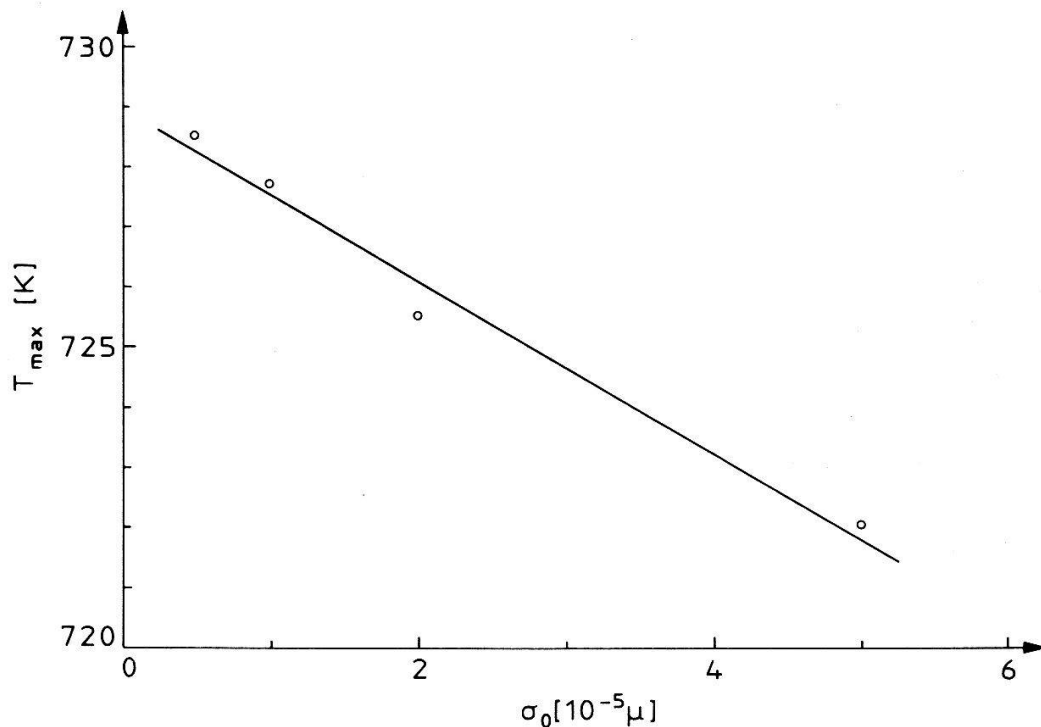


Figure 10

Co: dépendance de la température du maximum de FI en fonction de la contrainte  $\sigma_0$ ,  $\dot{T} = 0.5 \text{ K/Min}$ ,  $f = 1 \text{ Hz}$ .

## Conclusion

Un nouveau modèle a été proposé qui décrit le frottement intérieur transitoire associé à une transition de phase du 1<sup>er</sup> ordre.

FI est la somme de deux termes:  $FI_{pl}$  et  $FI_m$ .  $FI_{pl}$  est la contribution due à la plasticité de transformation qui dépend linéairement de  $\dot{T}/\omega$  et est indépendante de la contrainte.  $FI_m$  est un nouveau terme caractérisé par une dépendance

non-linéaire en fonction de  $\dot{T}/\omega\sigma_0$ . Les mesures de FI effectuées au cours des transitions de phase de TiNi et du cobalt montrent un très bon accord avec ce modèle.

En particulier le terme  $FI_m$  explique:

- la variation non-linéaire  $\dot{T}/\omega$
- Les variations de  $FI_m$  en fonction de la contrainte appliquée
- le déplacement du maximum de FI vers les basses températures lorsque la contrainte augmente.

## Remerciements

Ce travail a été partiellement financé par le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

## REFERENCES

- [1] J. E. BIDAUX, R. SCHALLER and W. BENOIT, Proc. of the 8th Int. Conf. on Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids, Urbana, J. Phys. Colloque C10 suppl. au No 12, 46, 1985, pC10 601.
- [2] S. KOSHIMIZU, Ph.D. Thesis Lausanne EPFL, (1981), thèse No 416.
- [3] J. F. DELORME and P. F. GOBIN, Met. Corr. Ind., No 573 (1973), p185; No 574, p209.
- [4] O. MERCIER, K. MELTON and Y. DE PRÉVILLE, Acta Metall 27, (1979), pp 1467-1475.
- [5] V. S. POSTNIKOV, S. A. GRIDNEV, B. N. DARINSKY et I. M. SHARSHAKOV, Nuovo Cimento, 338, No 1, (1976), pp 328-333.
- [6] S. KISS, R. SCHALLER et W. BENOIT, Phys. Stat. Sol. (a) 92, K1 09-12 (1985) 1.
- [7] J. BAUR et A. KULIK, Proc. of ECIFUAS 4, Villeurbanne, J. de Physique Colloque C9, suppl. au No 12, tome 44, (1983), p C9-357.
- [8] ZHU JIN SONG, R. SCHALLER et W. BENOIT, à paraître.
- [9] Z. NISHIYAMA, "Martensitic transformation", Material Science Series, Academic Press Inc. (London) p 238.
- [10] C. ESNOUF, A. KULIK, J. F. THEUMANN and M. L. NO, à paraître dans J. de Physique, Proc. of ECIFUAS, Antwerp, 1987.