

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 60 (1987)
Heft: 7

Artikel: Etude à basse fréquence des pics de frottement intérieur associés à une transition de phase du 1er ordre
Autor: Gremaud, G. / Bidaux, J.E. / Benoit, W.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-115879>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 14.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

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^{er} 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}/ω (\dot{T} : vitesse de chauffage, ω : pulsation de la contrainte appliquée) et ne dépend pas de la contrainte appliquée σ_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 Δf 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}/ω 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}/ω 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, σ_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).

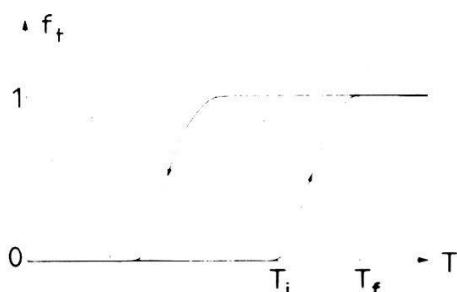


Figure 1a

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

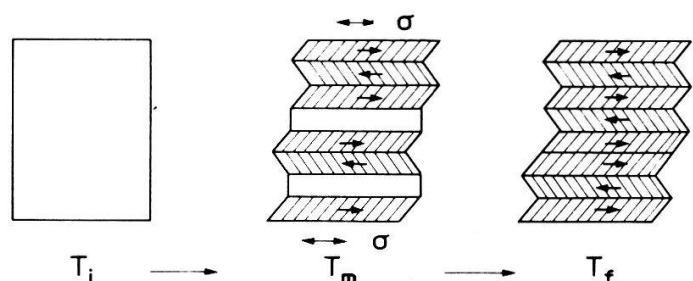


Figure 1b

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:

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

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

Dans (2) β 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, ΔH l'enthalpie de transformation et ε'_0 la déformation de cisaillement totale que l'on mesurerait s'il n'y avait qu'une seule variante.

Le terme β de Clapeyron est proportionnel à la température T avec un coefficient γ de telle sorte que l'on peut écrire:

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

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

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

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

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

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 $\partial f_t / \partial T$ prend des valeurs importantes. On peut donc remplacer γT par une valeur approximative α 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:

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

Or, de par l'hystérèse en température de la transformation, les vitesses doivent nécessairement satisfaire les relations $\dot{\varepsilon}_{\uparrow}^t > 0$ et $\dot{\varepsilon}_{\downarrow}^t < 0$. 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 $\dot{\varepsilon}_{\uparrow}^t$ et $\dot{\varepsilon}_{\downarrow}^t$ 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 σ , 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 σ : 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):

$$\dot{\varepsilon}_{gl}^t = \dot{\varepsilon}_{\uparrow}^t / \sigma > 0 + \dot{\varepsilon}_{\downarrow}^t / \sigma < 0 = \frac{1}{2} \varepsilon_0^t \frac{\partial f_t}{\partial T} \frac{\alpha}{T_m} \sigma \dot{T} \quad (9)$$

On en déduit le F.I. associé:

$$FI_{pl} = \frac{\varepsilon_0^t}{2J} \frac{\alpha}{T_m} \frac{\partial f_t}{\partial T} (T) \frac{\dot{T}}{\omega} \quad (10)$$

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 ε^L dans chaque variante, c'est-à-dire celles qui ne contribuent pas à la déformation globale, s'écrivent:

$$\begin{aligned} \dot{\varepsilon}_{\uparrow}^L &= \frac{1}{2} \varepsilon_0^t \frac{\partial f_t}{\partial T} (\dot{T} + \alpha \dot{\sigma}) \\ \dot{\varepsilon}_{\downarrow}^L &= -\frac{1}{2} \varepsilon_0^t \frac{\partial f_t}{\partial T} (\dot{T} - \alpha \dot{\sigma}) \end{aligned} \quad (11)$$

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:

$$\dot{\varepsilon} = \varepsilon_0^t \frac{\partial f_t}{\partial T} (\dot{T} + \alpha \dot{\sigma}) \quad (12)$$

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

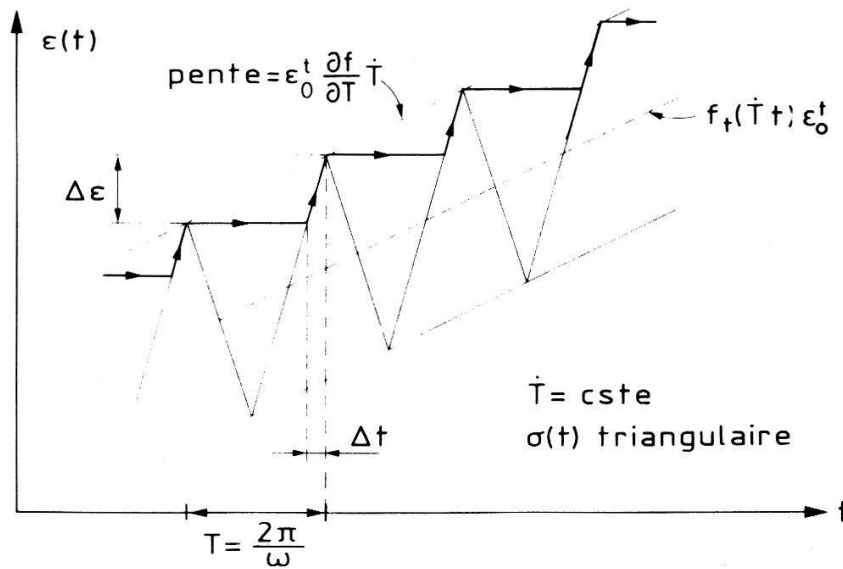


Figure 2

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 :

$$\begin{aligned}
 FI_m &= \frac{2\varepsilon_0^t}{J} \frac{\partial f_t}{\partial T} \frac{1 - \frac{\pi}{2\alpha} \frac{\dot{T}}{\omega\sigma_0}}{1 + \frac{\pi}{2\alpha} \frac{\dot{T}}{\omega\sigma_0}} \quad \left(\frac{\dot{T}}{\omega\sigma_0} < \frac{2\alpha}{3\pi} \right) \\
 FI_m &= \frac{\varepsilon_0^t}{4J} \frac{\partial f_t}{\partial T} \left[\frac{\dot{T}}{\omega\sigma_0} + \frac{2\alpha}{\pi} \right] \quad \left(\frac{2\alpha}{3\pi} < \frac{\dot{T}}{\omega\sigma_0} < \frac{2\alpha}{\pi} \right) \\
 FI_m &= \frac{\varepsilon_0^t}{2J} \frac{\partial f_t}{\partial T} \frac{\dot{T}}{\omega\sigma_0} \quad \left(\frac{\dot{T}}{\omega\sigma_0} > \frac{2\alpha}{\pi} \right)
 \end{aligned} \tag{13}$$

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

$$FI_m = \frac{\varepsilon_0^t}{2J} \frac{\partial f_t}{\partial T} \frac{\dot{T}}{\omega\sigma_0} \tag{14}$$

FI_m est alors strictement proportionnel à \dot{T}/ω et inversement proportionnel à σ_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 σ_0 croît (\dot{T}/ω 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.

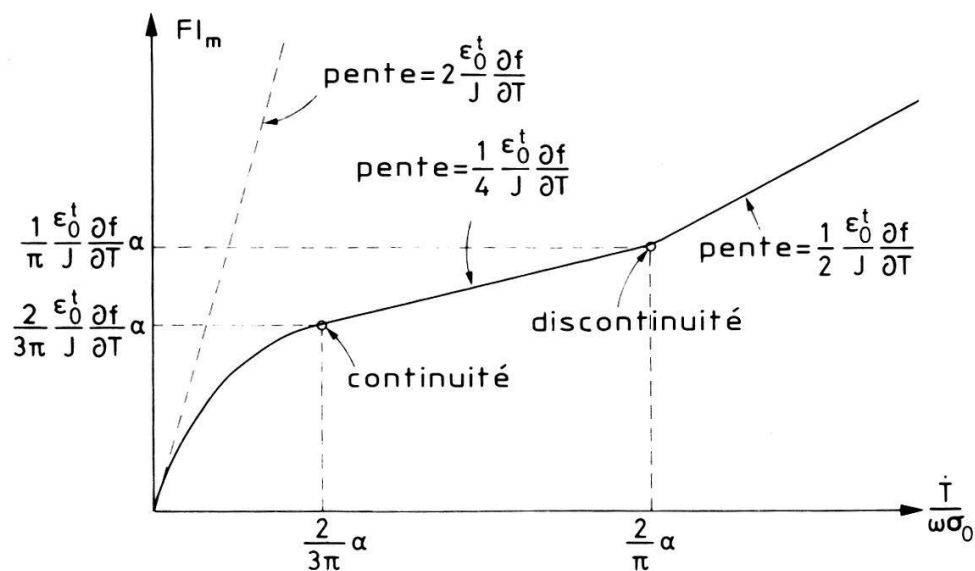


Figure 3
Dépendance du FI en fonction de $\dot{T}/\omega\sigma_0$ telle que prévu par le modèle.

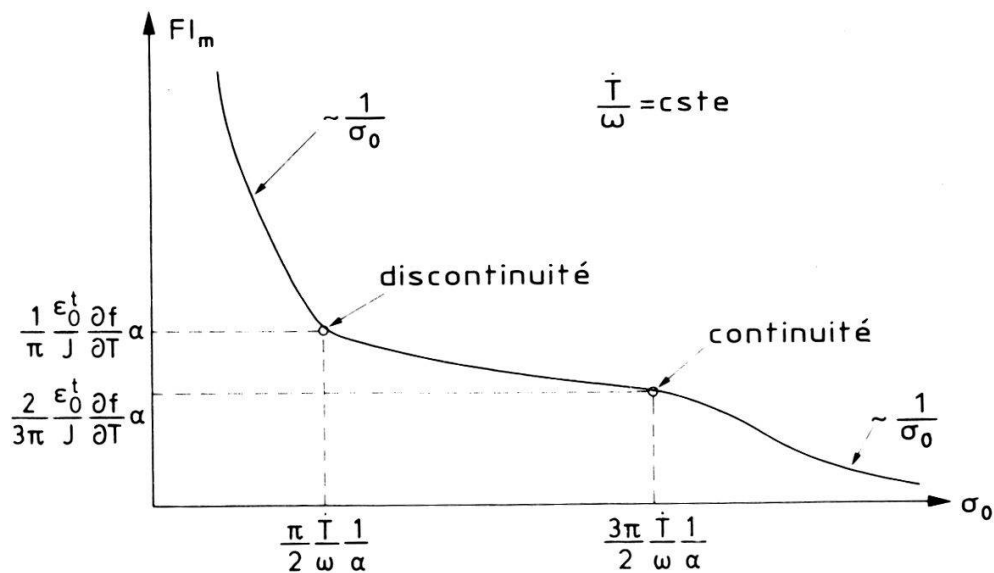


Figure 4
Dépendance du FI en fonction de l'amplitude de la contrainte appliquée σ_0 telle que prévu par le modèle (\dot{T}/ω constant).

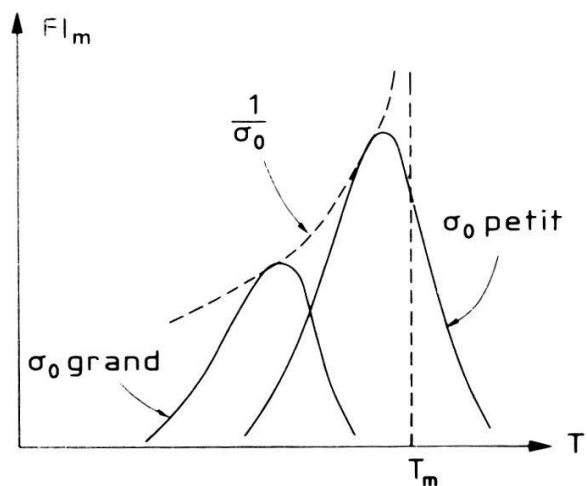


Figure 5
Déplacement du pic de FI pour diverses contraintes appliquées σ_0 .

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 α .

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 ω , et amplitude de la contrainte appliquée σ_0 .

Dépendance en \dot{T}/ω

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 ε de l'échantillon en fonction de la température (ε 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

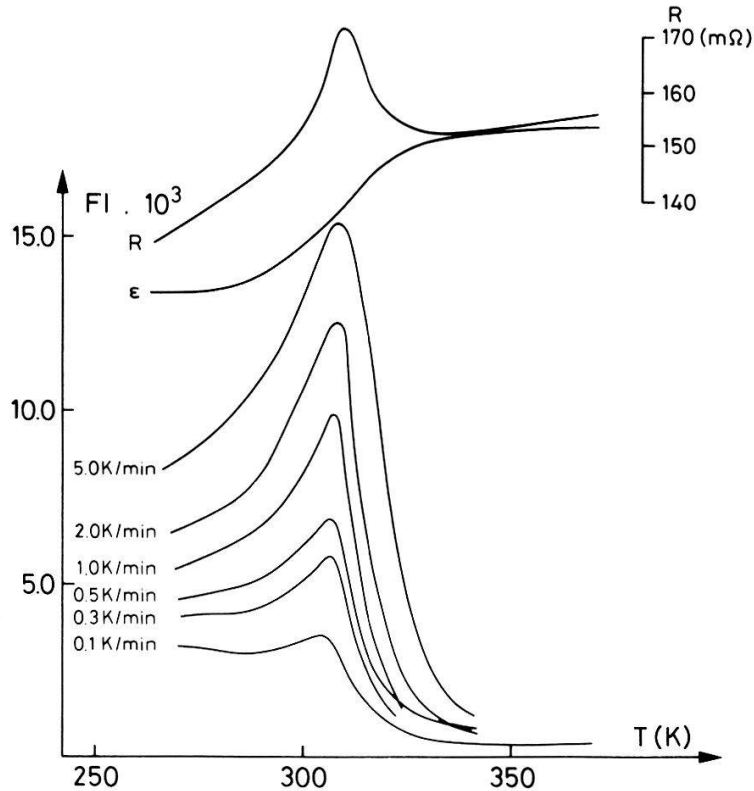


Figure 6

FI, résistance électrique R et changement de forme ε (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 ω . 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}/ω . Une série de points représente la hauteur du pic FI_{\max} en fonction de \dot{T} , mais à ω fixé, une autre représente FI_{\max} en fonction de ω mais à

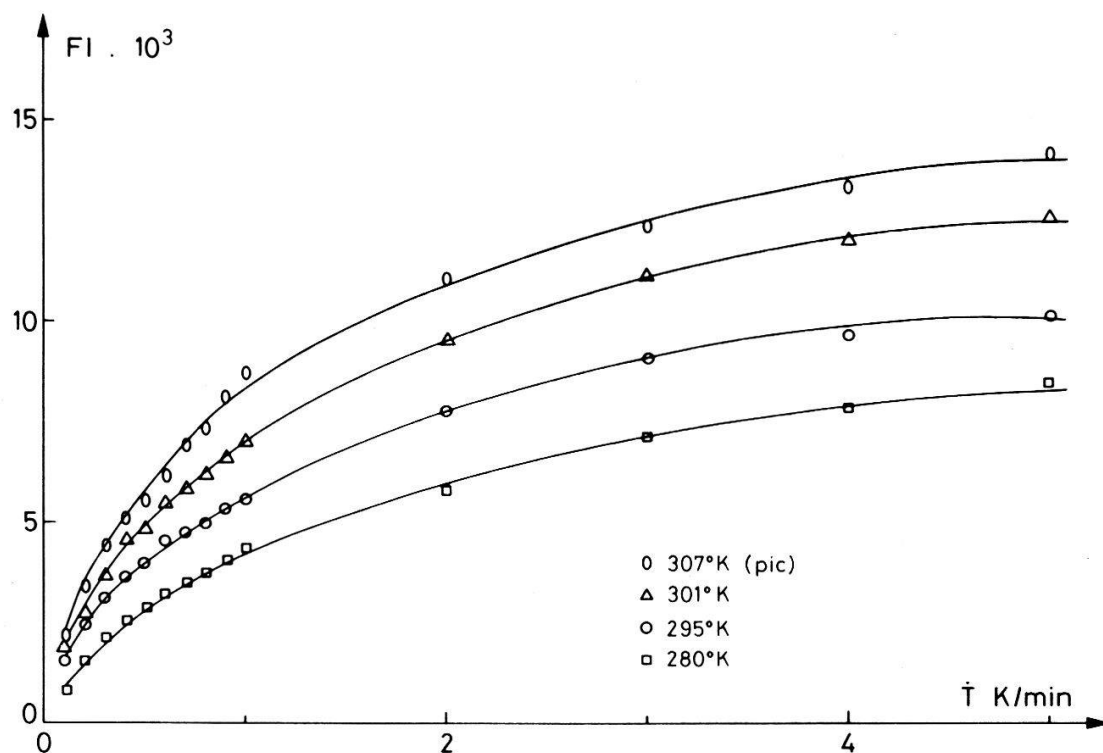


Figure 7
TiNi: FI en fonction de la vitesse de refroidissement \dot{T} pour différentes températures (amplitude de vibration $\cong 2 \times 10^{-6}$, $f = 0.47$ Hz), d'après Zhu Jin Song.

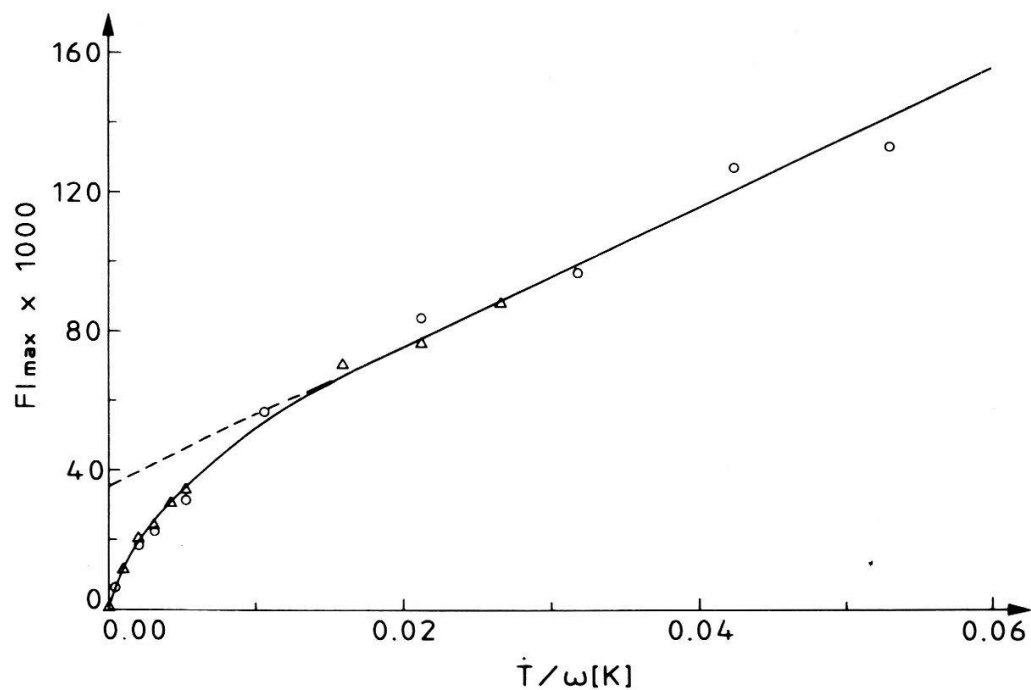


Figure 8
Co: FI_{\max} en fonction \dot{T}/ω
 △: $f = 0.5$ Hz, \dot{T} variable
 ○: $\dot{T} = 2$ K/min, f variable
 amplitude de vibration 10^{-6}

\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 ω séparément mais une fonction uniforme du rapport \dot{T}/ω .

Ceci est en parfait accord avec le nouveau modèle. Celui-ci prévoit en effet un FI fonction de \dot{T}/ω . De plus, il prévoit un FI fortement non-linéaire en \dot{T}/ω pour les faibles valeurs de \dot{T}/ω (stade 1) et un FI linéaire pour les valeurs intermédiaires de \dot{T}/ω (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}/ω 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 σ_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 σ_0 . Sur la Fig. 9 on a reporté la hauteur du pic de FI (fond soustrait) en fonction de la contrainte σ_0 pour diverses vitesses de chauffage \dot{T} mais à fréquence constante. On trouve que dans tous les cas le FI décroît avec la

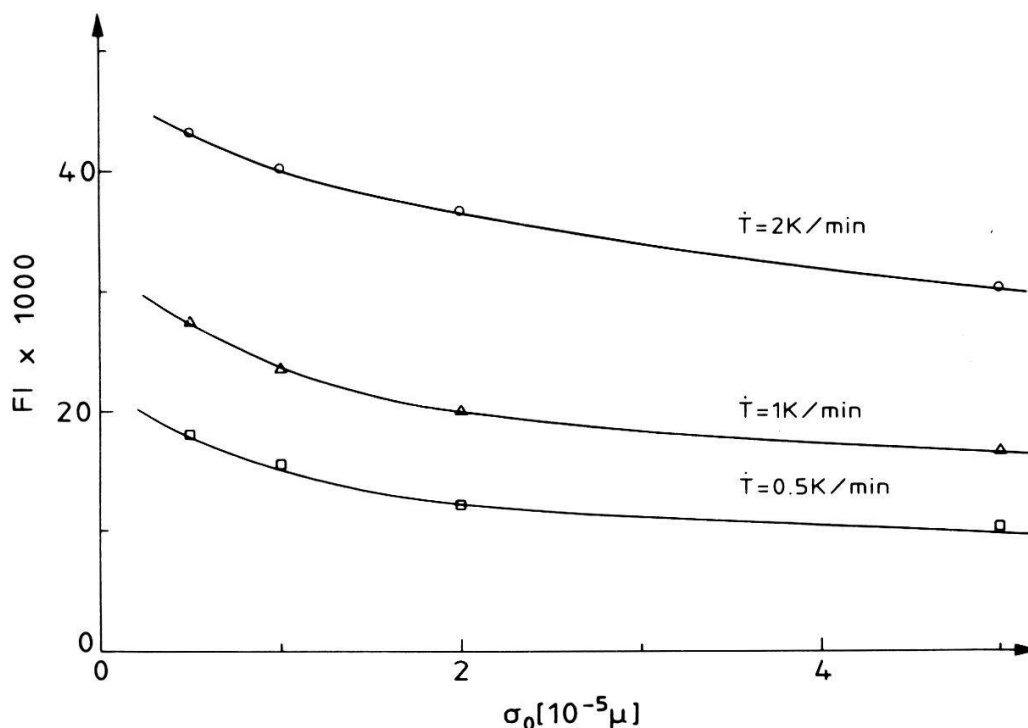


Figure 9

Co: dépendance du maximum de FI en fonction de la contrainte σ_0 , $f = 1$ Hz.

contrainte. Cependant, à haute contrainte, le FI semble tendre vers une valeur indépendante de σ_0 mais dépendante de \dot{T} .

Ces caractéristiques sont là encore en contradiction avec le modèle de Delorme qui prévoit un FI indépendant de σ_0 . Le modèle présenté ici permet par contre de comprendre toutes ces observations. Il prévoit en effet un FI dépendant de σ_0 . Ce FI doit diminuer avec σ_0 et tendre à haute contrainte vers une valeur indépendante de σ_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 σ_0 mais dépendant de \dot{T} .

Un autre point important est le déplacement en température prévu par le modèle lorsqu'on augmente σ_0 . Sur la Fig. 10 est reportée la température T_{\max} correspondant au maximum de FI(T) en fonction de la contrainte σ_0 appliquée. On observe une décroissance de la température du maximum en fonction de σ_0 [5]. Ce déplacement vers les basses températures est également conforme au modèle proposé.

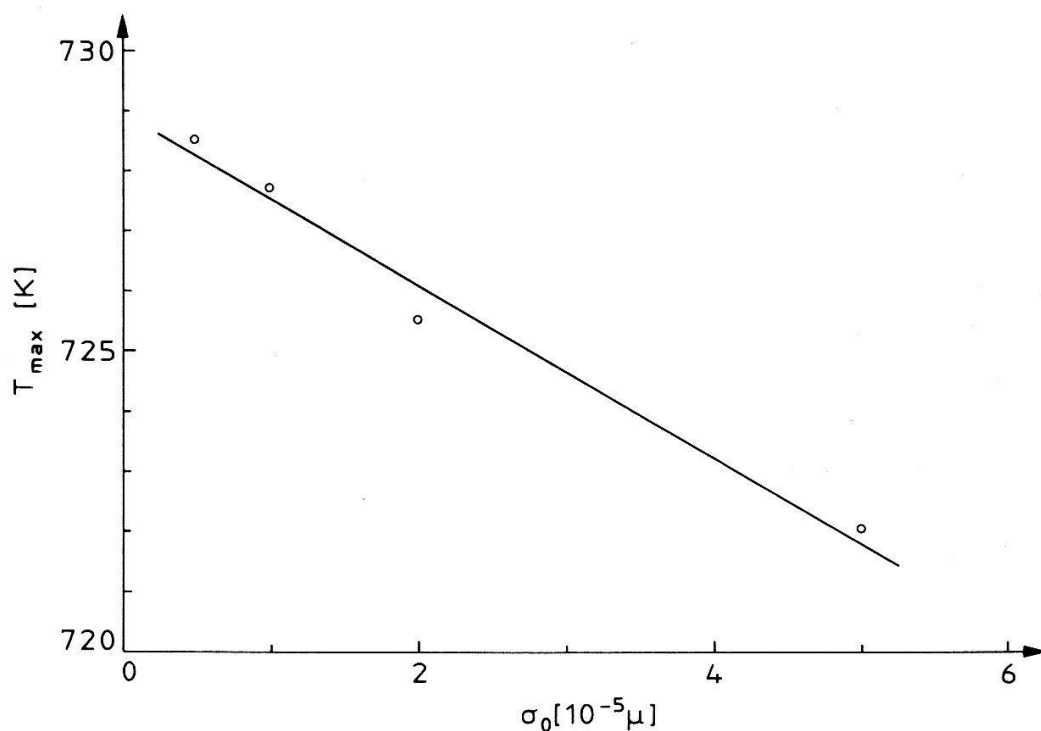


Figure 10

Co: dépendance de la température du maximum de FI en fonction de la contrainte σ_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^{er} 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}/ω 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}/ω
- 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.