

MESURE PAR MÉTHODE CALORIMÉTRIQUE DU FROTTEMENT INTERNE

THÈSE N° 466 (1982)

PRÉSENTÉE AU DÉPARTEMENT DE MÉCANIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES TECHNIQUES

PAR

PIERRE ANTOINE COSTE

Ingénieur-mécanicien EPFL
originaire de Boudry (NE) et Vernier (GE)

acceptée sur proposition du jury :

Prof. G. Spinnler, rapporteur

Prof. W. Benoit, corapporteur

Dr Klaus Stärk, corapporteur

Lausanne EPFL

1982



REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier ici Monsieur le Professeur M. Del Pedro, du Laboratoire de mécanique appliquée, qui m'a permis d'entreprendre ce travail et, par son soutien constant, de l'accomplir dans les conditions les meilleures.

J'exprime également ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur G. Spinner, du Laboratoire d'organes de machines, directeur de cette thèse : il m'a non seulement fait largement profiter de ses vastes compétences, et en particulier de son expérience dans la réalisation de plusieurs calorimètres, mais s'est encore personnellement chargé de la conception et du dimensionnement d'une partie essentielle de l'instrument, l'ensemble de mesure calorimétrique. Son aide et ses conseils m'ont été précieux tout au long de ce travail.

Mes remerciements s'adressent également à :

- Monsieur le Professeur W. Benoit, du Laboratoire de génie atomique, pour les précisions relatives aux notions métallurgiques mentionnées et ses suggestions concernant la présentation des résultats et des travaux futurs.
- Monsieur K.F. Stärk, Dr. Ing., de la firme Brown Boveri à Baden, qui a bien voulu faire partie du jury d'examen.

J'ai en outre le plaisir de remercier les nombreuses personnes qui ont à divers titres collaboré à ce projet :

- Messieurs, P. Solier, H. Opplinger et P. Jucker, du Laboratoire d'organes de machines
- Messieurs D. Cheneau et A. Bohren, de la maison LSL Secfroid
- Monsieur M. H. Rossier, de la maison Lavanchy Electronique
- Messieurs D. Strubin et D. Emery, de la Chaire d'Electrométrie
- Messieurs N. Xenophontidis, M. Porchet, G. Tsanos, O. Bernasconi et F. Bonjour, du Laboratoire de mécanique appliquée, et particulièrement mes collègues, J.D. Chappuis, P. Pahud et H. Ratovonjanahary pour leurs conseils et relectures
- Messieurs F. Werro, J. Roulin, G. Crivellari, F. Martinez et P. Favre, mécaniciens
- Mademoiselle W. Bunnars, dessinatrice
- Madame C. Benoit pour son excellente dactylographie du texte, ainsi que tous les autres collaborateurs de l'ex-Institut des Métaux et des Machines où a été fait ce travail.

Merci à Mieke, Julie et Camille pour leur amour
et leur patience angélique !

SOMMAIRE

NOTATIONS

N.0

1. ANALYSE SOMMAIRE DE L'AMORTISSEMENT INTERNE DANS
LES METAUX

1.1. Généralités	1.1
1.2. Propriétés d'amortissement des métaux	1.4
1.3. Grandeurs caractéristiques de l'amortissement	1.9
1.4. Modèles rhéologiques élémentaires	1.25
1.5. Mécanismes et modèles physiques	1.33
1.6. Hypothèse de Lazan	1.38
1.7. Influence de l'état de contrainte	1.42
1.8. Métallurgiste et constructeur	1.43

2. METHODES DE MESURE DE L'AMORTISSEMENT INTERNE

2.1. Classification	2.1
2.2. Traction et compression	2.5
2.3. Torsion	2.7
2.4. Flexion	2.8
2.5. Etat de contrainte combiné	2.12
2.6. Suppression des causes d'erreur	2.14
2.7. Origine d'une nouvelle méthode de mesure	2.16

3. PRINCIPE ET CONDITIONS IDEALES DE LA METHODE DE
MESURE CALORIMETRIQUE DU FROTTEMENT INTERNE

3.1. Principe	3.1
3.2. Conditions idéales de la méthode	3.3
3.3. Compromis pratique	3.6

4. CARACTERISTIQUES ET DESCRIPTION GENERALES

DE L'APPAREIL

4.1. Eprouvette	4.5
4.2. Mesure du flux de chaleur	4.7
4.3. Ensemble des éléments mécaniques d'excitation	4.14
4.4. Socle isolateur de vibrations	4.23
4.5. Thermostat	4.23
4.6. Régulation de la température du thermostat	4.25
4.7. Circuits de mesure de la puissance thermique	4.28
4.8. Dispositifs d'étalonnage	4.29
4.9. Source de pression hydraulique	4.31
4.10. Mesure et régulation de la force appliquée	4.33
4.11. Mesure de la déformation	4.36
4.12. Système de surveillance de l'excitation mécanique et sécurités	4.38

5. CONDUITE DES MESURES ET RESULTATS NON CORRIGES

5.1. Matériaux	5.1
5.2. Etalonnage	5.6
5.3. Mesures de frottement interne	5.13
5.4. Essais sur la fonte 30	5.17

6. TRANSMISSION DE LA CHALEUR DANS LE CALORIMETRE

6.1. Introduction	6.1
6.1.1. But des calculs thermiques	6.1
6.1.2. Nomenclature et unités du chapitre	6.1
6.1.3. Lois de production interne de chaleur	6.1
6.1.4. Distribution de la température dans une barre	6.2
6.1.5. Efficacité et modèles	6.4

6.2. Modèle I (système actif asymétrique)	6.6
6.2.1. Modélisation, hypothèses et définitions	6.6
6.2.2. Résistance thermique du système de mesure	6.7
6.2.3. Résistance thermique d'une chaîne de barres minces sans production interne de chaleur	6.14
6.2.4. Résistance thermique des liaisons de l'éprouvette	6.19
6.2.5. Profil de puissance linéique dissipée	6.21
6.2.6. Modes "e" et "σ" de production de chaleur	6.27
6.2.7. Température et flux dans une chaîne de barres minces avec production interne de chaleur	6.31
6.2.8. Récapitulation	6.36
6.3. Modèle II (système actif asymétrique)	6.37
6.3.1. Modèle symétrique	6.38
6.3.2. Efficacité de la mesure	6.39
6.4. Comparaison avec les étalonnages expérimentaux	6.43
6.4.1. Efficacité expérimentale d'étalonnage	6.43
6.4.2. Résultats théoriques du modèle II	6.45
6.4.3. Comparaison et validité du modèle II	6.45
6.4.4. Correction de l'erreur d'étalonnage électrique	6.48
6.5. Modèle III	6.51
6.5.1. Méthode de calcul	6.51
6.5.2. Modélisation	6.52
6.5.3. Résultats	6.58
6.6. Modifications souhaitables de l'appareil	6.66
6.6.1. Suppression de l'erreur d'étalonnage	6.66
6.6.2. Amélioration de la réponse indicielle et de l'efficacité	6.67
6.6.3. Propositions supplémentaires	6.70

7. RESULTATS CORRIGES ET CALCUL D'ERREUR

7.1. Mesures corrigées d'énergie volumique	7.1
7.2. Erreurs sur la mesure de l'énergie volumique dissipée par cycle	7.3
7.3. Résultats détaillés	7.14
7.4. Analyse des résultats	7.39

8. CONCLUSIONS 8.1

REFERENCES R.0

NOTATIONS

SYMBOLES DES LETTRES PRINCIPALESUnités
MKSA
(modifiées)

A	. aire d'une section droite . atténuation d'une onde	m^2 (Np/cm)
b	épaisseur	m
B	admittance	$m \cdot N^{-1}$
c	. chaleur massique . facteur de correction de l'étalonnage électrique . $c = ch$ (ml)	J/Kg 1
ch	cosinus hyperbolique	1
C	. constante . capacité thermique	- J
d	diamètre	m, (mm)
D	constante d'un amortisseur visqueux	$N \cdot s \cdot m^{-1}$
E	. module de Young ($N/mm^2 = MPa$; $bar = 10^5 Pa$) . échelle de mesure . (énergie)	$N \cdot m^{-2} = Pa$ (mV) J
f	fréquence	Hz
F	force	N
G	module de glissement	Pa
h	. coefficient de transmission de chaleur . constante d'un amortisseur hystérétique	$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ $N \cdot m^{-1}$
I	intensité d'un courant électrique	A
j	densité de courant électrique	$A \cdot m^{-2}$
j	$= \sqrt{-1}$	
J	. constante de Lazan (loi $u_d = J \cdot \sigma^n$) . compliance (inverse d'un module)	$[N \cdot m^{-2}]^{1-n}$ $m^2 \cdot N^{-1}$
K	. rigidité d'un ressort . constante de Boltzmann	$N \cdot m^{-1}$
l, l, L	longueur	m, (mm)
m	$= \sqrt{\frac{\eta P}{\lambda A}}$: inverse de la longueur de relaxation	m^{-1}

M	module (sens général)	Pa
n, N	exposant de Lazan	1
P	périmètre mouillé	m
\dot{q}	puissance (ou flux de chaleur) volumique	
\dot{q}_l	puissance (ou flux de chaleur) linéique	
Q	quantité de chaleur	J
\dot{Q}	puissance thermique (ou flux de chaleur)	W
Q^{-1}	coefficient d'amplification	1
R	résistance thermique	$K \cdot W^{-1}$
r	rayon	m
s	= sh (ml)	1
sh	sinus hyperbolique	
S	aire d'une surface	m (cm)
S.D.C.	Specific Damping Capacity	1
t	temps	s, (mn, h)
th	tangente hyperbolique	1
T	. température	$^{\circ}C$ ou $^{\circ}K$
	. période	s
u	énergie volumique	$J \cdot m^{-3} (N \cdot mm^{-2})$
U	. tension de sortie du système de mesure	V
	. déplacement	m
v	vitesse (vitesse moyenne de l'air; vitesse de propagation d'une onde)	$m \cdot s^{-1}$
V	volume	m^3
W	énergie	J
x	abscisse	m
X	grandeur (cas général)	-
y	ordonnée	
Z	= $\sqrt{(h \cdot p \cdot L \cdot A)}$	$W \cdot K^{-1}$

N.2

α	force thermoélectrique d'une batterie Peltier	$V \cdot K^{-1}$
γ	. angle de glissement	rad
	. coefficient de forme d'une section (après tracé du champ de potentiel)	1
δ	décrément logarithmique	1
δX	erreur relative sur X	1
Δ	intensité de relaxation	1
ΔX	erreur absolue sur X	[X]
ϵ	. allongement relatif	$m \cdot m^{-1}$
	. erreur sur l'efficacité η	1
η	coefficient d'amortissement	1
$\eta, (\eta_g, \eta_e)$	efficacité de la mesure	1, (%)
θ	écart de température par rapport à T_∞	$^{\circ}C$ ou $^{\circ}K$
λ	conductivité thermique	$W \cdot m^{-1} K^{-1}$
μ	masse volumique	$Kg \cdot m^{-3}$
ρ	. résistivité électrique	$\Omega \cdot m$
	. (masse volumique)	$Kg \cdot m^{-3}$
τ	constante de temps	s
σ	. contrainte normale	$N \cdot m^{-2}$
	. amplitude de la contrainte alternée	$N \cdot m^{-2}$
Φ	flux thermique	$W \cdot m^{-2}$
ϕ	puissance thermique volumique relative	1
χ	puissance thermique linéique relative	1
ψ	capacité spécifique d'amortissement (S.D.C.)	1
ω	pulsation	

INDICESLettres (relatif à...)

- a air
 A système actif
- b bruit; bloc
 B système passif
- c convection; corrigé
 cq coquilles
 cr critique
- d dissipé
- e étalonnage; élastique; extérieur; (éprouvette)
- f (fD-1) fatigue
- i . intérieur
 . indice de numérotation d'une chaîne
 I inférieur; instantané
- k relatif à la conduction
- l linéique; limite (contrainte cyclique limite σ_l)
 L latéral
- M relatif au système de mesure
 m moyen
- NC, nc non corrigé
- P Peltier; potentiel
- r résonant
- S supérieur
- t total
 tr tronçon
 T expérimental (test); total

N.4

- v volumique
- X inférieur ou supérieur (I ou S)
- ρ ohmique
- σ amortissement interne ("hystérésis")

Chiffres, autres (relatif à...)

- o corps (volume actif) de l'éprouvette
- 1 fatigue
- ∞ infini; température de thermostatisation (T_{∞})

DIVERS

- \bar{X} grandeur complexe
- $\dot{X} = dx/dt$
- $j = \sqrt{-1}$
- $\hat{\sigma}$ amplitude de σ
- ' (\dot{Q} , R') relatif aux flux parasites (extérieurs à l'éprouvette)

1. ANALYSE SOMMAIRE DE L'AMORTISSEMENT INTERNE DANS LES METAUX

1.1. Généralités

L'amortissement naturel des vibrations libres est un phénomène couramment observé, par exemple dans les instruments de musique. La lame d'un xylophone, frappée en son centre, produit un son qui diminue progressivement d'intensité. Elle a été élastiquement déformée par le choc et s'est mise en mouvement de vibration, principalement selon ses fréquences propres de flexion. La dissipation d'énergie qui se traduit par l'amortissement de la vibration provient ici du frottement de l'air, de celui des appuis, mais aussi d'un "frottement interne" au métal de la lame : c'est l'amortissement qui subsiste lorsqu'on élimine les causes externes - si nous suspendons la lame dans le vide, la vibration s'amortit encore. Ce dernier phénomène est appelé amortissement interne ou frottement interne.

Le présent travail a pour but la mise au point d'une nouvelle méthode de mesure de l'amortissement interne dans les métaux aux niveaux de contraintes et de fréquences rencontrés dans la pratique de l'ingénieur¹⁾. Plusieurs autres méthodes sont actuellement utilisées : la comparaison de la nôtre avec les principales d'entre elles en fera apparaître les diverses possibilités.

Les phénomènes physiques à la base de l'amortissement interne sont de nature très diverse et complexe. Leur analyse détaillée, d'ailleurs loin d'être achevée aujourd'hui, ne peut être abordée ici. Cependant, il nous a paru utile de résumer brièvement :

1) Nous entendons par là le cas où l'élément d'une construction est soumis sans endommagement à des sollicitations dynamiques prolongées, c'est-à-dire quand l'amplitude de la contrainte alternée ($\hat{\sigma}$) reste inférieure à la limite de fatigue σ_{D-1} . Le domaine de fréquence (f) est ici plus arbitrairement défini par les limites de notre appareillage. Nous considérerons, typiquement :

$$\frac{\sigma_{D-1}}{10} < \hat{\sigma} < \sigma_{D-1} ; \quad 5 < f < 300 \text{ Hz}$$

vement les principaux concepts relatifs à l'amortissement interne ne serait-ce que pour définir les grandeurs et les modèles utilisés par la suite.

Comme nous venons de l'illustrer, l'amortissement interne désigne le phénomène de dissipation d'énergie dans un volume de matière solide soumis à des efforts, donc à des déformations, de nature dynamique. Il n'est donc pas concerné par l'influence des liaisons mécaniques du système avec l'extérieur ni par celle du frottement dû à la présence de gaz ou de liquide ou même d'un autre corps solide. On peut déjà remarquer que l'élimination de ces influences est l'une des principales difficultés de la mesure.

L'amortissement interne est ainsi lié au type de matériau et à la nature des sollicitations supportées. Il apparaît dans toute structure soumise à des phénomènes vibratoires provoqués par des charges variables en fonction du temps. Dans la pratique, ces charges peuvent être de nature très variée : périodique ou non, déterministe ou aléatoire. C'est dans le cas de charges harmoniques que l'analyse du phénomène est la plus commode et que la reproductibilité des mesures est la meilleure. Ce type de sollicitation est dès lors considéré comme cas de référence.

Les matériaux intervenant en construction métallique ou en génie civil peuvent, sur le plan de l'amortissement interne, être classés en deux catégories :

- 1) les matériaux viscoélastiques, pour lesquels l'amortissement interne peut être décrit par des lois linéaires ou quasi-linéaires. Ils sont généralement qualifiés de viscoélastiques car la viscosité linéaire (c'est-à-dire proportionnelle à la vitesse de déformation) est la cause principale de la dissipation d'énergie.

La plupart des polymères et les revêtements de surface à but amortisseur, utilisés couramment en acoustique, appartiennent à cette catégorie.

Les deux cas limites de la viscoélasticité sont :

- a. Le matériau entièrement élastique, modélisé par un ressort simple.
- b. Le fluide très visqueux modélisé par un amortisseur à huile seul. Dans ce cas, lorsqu'on maintient une déformation constante, la contrainte se relaxe entièrement après un certain temps.

L'anélasticité peut être considérée comme la viscoélasticité dont sont exclus ces deux cas limite, et où l'on postule que :

- à chaque valeur de la contrainte (resp. déformation) correspond une valeur d'équilibre unique et finie de la déformation (resp. contrainte).
- l'équilibre n'est pas atteint instantanément, mais après un "certain temps".
- la relation contrainte-déformation est linéaire.

La plupart des métaux ont un comportement anélastique aux faibles niveaux de sollicitation.

- 2) Les matériaux hystérétiques, ou, plus généralement, les matériaux pour lesquels des lois linéaires de dissipation ne sont plus applicables. Presque tous les métaux, ferreux ou non, doivent être classés dans cette catégorie aux niveaux de sollicitation intervenant dans la pratique industrielle. A l'extrême, l'énergie est dissipée hystérétiquement, c'est-à-dire de façon croissante avec l'amplitude de la contrainte, indépendamment de la vitesse de déformation.

Des non-linéarités importantes caractérisent donc ces matériaux. Une complication supplémentaire provient du fait que le niveau des contraintes et des températures supportées auparavant peut influencer de façon considérable les propriétés d'amortissement.

De ce fait, le concept d'un comportement stable, admissible pour les matériaux anélastiques, est souvent fort éloigné de la réalité pour les matériaux de la construction mécanique.

La méthode qui fait l'objet du présent travail a été développée pour la mesure de l'amortissement interne des métaux. Bien qu'elle puisse en principe être utilisée pour d'autres matériaux, seules les propriétés et caractéristiques des métaux seront prises en considération par la suite.

1.2 Propriétés d'amortissement des métaux

Nous aborderons la présentation de ces propriétés par l'exemple de la traction simple, c'est-à-dire de l'état de contrainte monoaxial. La transposition des définitions ou formules à d'autres états de contrainte sera évoquée plus loin, au § 1.7.

Supposons, pour fixer les idées, que le matériau étudié, macroscopiquement homogène, se présente sous la forme d'un prisme de section uniforme, sollicité en traction-compression (fig.1.1.). L'une des extrémités est fixe, et l'autre liée à un dispositif pouvant imposer à volonté un déplacement ou une force. On peut mesurer à chaque instant la contrainte (normale) $\sigma(t)$ et la déformation relative $\varepsilon(t)$ par des moyens appropriés. Restons pour l'instant dans l'hypothèse¹⁾ où les effets dus à l'inertie sont considérés comme négligeables. Pour rechercher expérimentalement les lois de comportement liant $\sigma(t)$ et $\varepsilon(t)$, l'une de ces deux grandeurs est généralement imposée. Nous appellerons :

- excitation la grandeur imposée, c'est-à-dire σ ou ε
- réponse l'autre grandeur mesurée, c'est-à-dire ε ou σ .

1) Dans l'exemple d'un barreau en traction de longueur L , de module E et de masse volumique ρ , cette hypothèse se traduit, pour une section d'abscisse x , par :

$$d\sigma/dx \approx 0 \text{ pour } \omega L \ll \sqrt{E/\rho}$$

Parmi les diverses méthodes expérimentales, deux sont théoriquement directes. Ce sont les méthodes quasi-statiques et la mesure des fonctions de réponse dynamique.

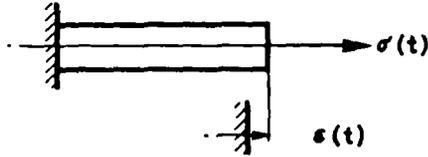


Fig. 1.1. Modèle de l'étude expérimentale en traction.

1.2.1 Propriétés quasi-statiques

Les méthodes quasi-statiques consistent à mesurer la réponse après un saut d'excitation :

- dans les expériences de relaxation des contraintes, on impose un saut de déformation ϵ_0 (fig. 1.2a). On mesure alors le module instantané :

$$M(t) = \sigma(t)/\epsilon_0 \quad (1-1)$$

- dans les expériences de fluage, on impose un saut de contrainte σ_0 (fig. 1.2b), et l'on mesure la compliance instantanée :

$$J(t) = \epsilon(t)/\sigma_0 \quad (1-2)$$

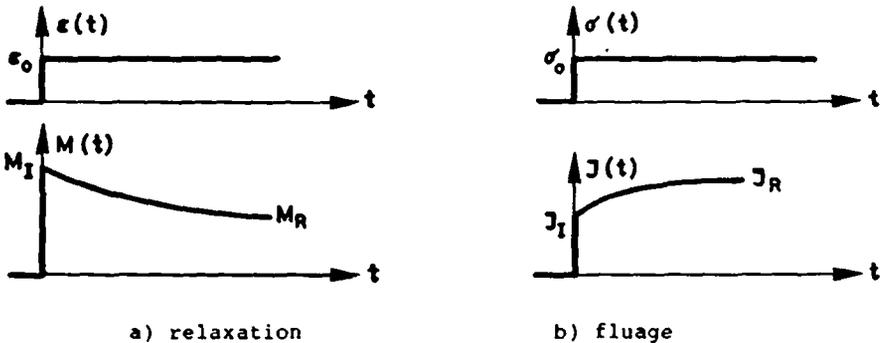


Fig.1.2. Réponses quasi-statiques (allures typiques) d'après [37].

La mesure habituelle du module d'élasticité est faite à excitation très lentement croissante : on trouve alors la valeur asymptotique de $M(t)$, appelée module relaxé (M_R)

1.2.2 Propriétés dynamiques

Les méthodes de mesure des fonctions de réponse dynamiques¹⁾ consistent à imposer une excitation harmonique en régime permanent. Supposons, comme c'est le cas pour les corps anélastiques, que la réponse soit également sinusoïdale, mais déphasée (retard de la déformation sur la contrainte)(fig. 1.3a). On peut alors indifféremment imposer $\sigma = \sigma_0 \cos \omega t$ et mesurer $\varepsilon = \varepsilon_0 \cos(\omega t - \phi)$, ou imposer $\varepsilon = \varepsilon_0 \cos \omega t$, et mesurer $\sigma = \sigma_0 \cos(\omega t + \phi)$.

A pulsation ω donnée, le comportement du matériau est caractérisé par deux termes, chacun étant a priori fonction de ω :

- la réponse $\varepsilon_0(\omega)$ (ou $\sigma_0(\omega)$)
- le déphasage $\phi(\omega)$

Le rapport
$$M(\omega) = \sigma_0 / \varepsilon_0 \quad (1-3)$$

est appelé habituellement module dynamique absolu,

le déphasage
$$\phi(\omega) \quad (1-4)$$

amortissement interne ou frottement interne ou angle de perte, et

sa tangente
$$\eta(\omega) = \operatorname{tg} \phi(\omega) \quad (1-4\text{bis})$$

facteur d'amortissement²⁾.

1) Ici, dynamique se réfère uniquement à l'excitation: les termes d'inertie dans le matériau sont ici encore considérés comme négligeables.

2) Le facteur d'amortissement est généralement faible dans les métaux : $\eta = 0,1$ est une valeur exceptionnellement élevée. De ce fait, on peut confondre sans erreur appréciable ϕ et $\eta = \operatorname{tg} \phi$ dans le terme "amortissement". Voir également remarque 1. p.1.25.

1.2.3 Boucle d'hystérésis

Les diagrammes $\sigma(t)$ et $\epsilon(t)$ peuvent être combinés dans le plan ϵ - σ . On obtient alors une boucle d'hystérésis (une ellipse dans les cas anélastiques), décrite dans le sens des aiguilles d'une montre (fig. 1.3b). Le module $M(\omega)$ est alors la pente de la diagonale du rectangle dans lequel est inscrite la boucle d'hystérésis. Indiquons immédiatement que l'aire de la boucle est égale à l'énergie volumique dissipée par cycle. En effet :

$$\text{Aire de la boucle} = \oint \sigma \, d\epsilon \equiv u_d \quad (1-5)$$

Nous verrons que le facteur d'amortissement est proportionnel à cette énergie volumique (cf. (1-19)).

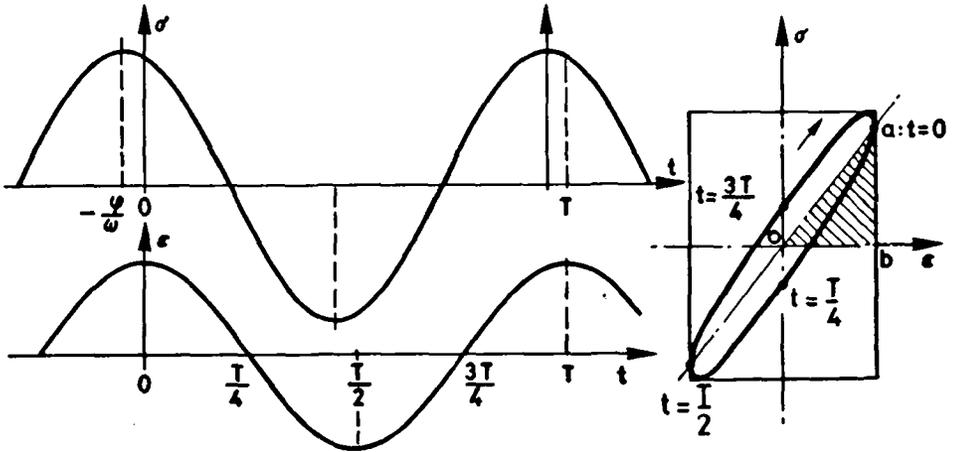


Fig. 1.3. Construction de la boucle (ellipse) d'hystérésis.

1.2.4 Cas des métaux à contrainte élevée

On constate qu'en général la boucle d'hystérésis perd rapidement sa forme elliptique lorsque la contrainte augmente. On voit apparaître des angles aigus aux extrémités. On observe souvent l'allure de la fig. 1.4, forme habituelle des courbes d'hystérésis (dont la largeur est ici fortement exagérée). Même dans les cas où l'amplitude de la contrainte reste inférieure à la limite conventionnelle d'élasticité, cette boucle s'écarte de la droite qu'est théoriquement la courbe de traction classique. L'énergie dissipée augmente avec l'amplitude; pour des valeurs élevées de celle-ci (au voisinage de la limite de fatigue), l'aire peut de plus être fonction du nombre de cycles précédemment subis, c'est-à-dire fonction de l'histoire des contraintes. L'aire ne dépend en général que peu ou pas de la pulsation de l'excitation.

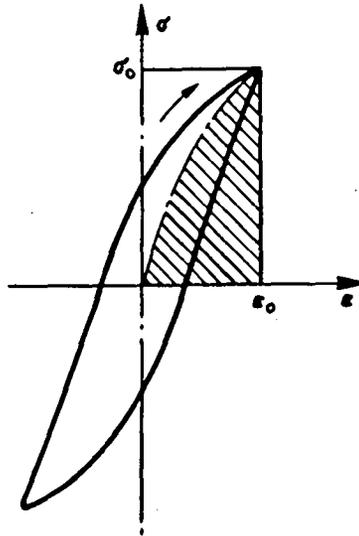


Fig. 1.4. Allure typique de la boucle d'hystérésis d'un métal sous contrainte cyclique élevée.

La forme de la boucle d'hystérésis de la figure précédente présente un cas intermédiaire entre deux types théoriques extrêmes de comportements dissipatifs, classés selon le rôle joué par les deux paramètres σ et ϵ dans l'équation d'état du matériau :

- les phénomènes anélastiques
- les phénomènes d'hystérésis

Avant de parler de quelques modèles rhéologiques simples correspondant à l'un ou l'autre de ces deux types de comportement et de citer quelques-uns des mécanismes physiques dont ils dépendent, il est nécessaire de définir d'autres grandeurs caractéristiques couramment utilisées, liées aux différentes méthodes de mesure de l'amortissement.

1.3 Grandeurs caractéristiques de l'amortissement

1.3.1 Grandeurs caractéristiques de l'anélasticité

L'anélasticité regroupe les phénomènes dans lesquels l'amortissement en sollicitations cycliques dépend de la vitesse de déformation, donc de la fréquence, et non de l'amplitude de la contrainte.

L'équation générale de l'anélasticité lie σ et ϵ par une relation de la forme :

$$a_0\sigma + a_1 \frac{d\sigma}{dt} + \dots + a_n \frac{d^n \sigma}{dt^n} = b_0\epsilon + b_1 \frac{d\epsilon}{dt} + \dots + b_m \frac{d^m \epsilon}{dt^m} \quad (1-6)$$

où les a_i et b_i sont des constantes.

Comme nous l'avons dit précédemment, en régime permanent harmonique, cette équation admet des solutions du type :

$$\begin{aligned} \sigma &= \sigma_0 \cos(\omega t + \phi(\omega)) \\ \epsilon &= \epsilon_0 \cos \omega t \end{aligned} \quad (1-7)$$

a) Module complexe

Dans la représentation liée aux nombres complexes, on écrit :

$$\bar{\sigma} = \sigma_0 e^{j(\omega t + \phi)} \quad \text{avec} \quad \sigma(t) = \text{Re}(\bar{\sigma}) \quad (1-8)$$

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon_0 e^{j\omega t} \quad \varepsilon(t) = \text{Re}(\bar{\varepsilon}) \quad (1-9)$$

Le rapport $\bar{\sigma}/\bar{\varepsilon}$ est un nombre complexe, appelé : module complexe $\bar{M}(\omega) = \bar{\sigma}/\bar{\varepsilon}$ (1-10)

En appelant σ_1 et σ_2 les composantes de la contrainte respectivement en phase et en opposition de phase avec la déformation :

$$\bar{\sigma} = \sigma_0 e^{j\phi} e^{j\omega t} = (\sigma_1 + j\sigma_2) e^{j\omega t} \quad (1-11)$$

on a alors

$$\sigma_1 = \sigma_0 \cos\phi ; \quad \sigma_2 = \sigma_0 \sin\phi \quad (1-12)$$

$$\text{tg } \phi = \sigma_2/\sigma_1 \quad (1-13)$$

et l'on définit de même les composantes du module complexe :

$$\bar{M}(\omega) = M_1(\omega) + j M_2(\omega) \quad \text{avec} \quad M(\omega) = \sqrt{M_1^2 + M_2^2} \quad (1-14)$$

et la tangente de l'amortissement interne $\phi(\omega)$ vaut :

$$\text{tg } \phi = M_2/M_1 \quad (1-15)$$

On peut écrire :

$$\bar{M} = M_1 (1 + j \operatorname{tg} \phi)$$

M_1 et M_2 sont liés à l'énergie perdue et à l'énergie emmagasinée sous forme élastique. M_2 est appelé module de perte; nous pourrions traduire par "module de stockage" l'appellation anglaise¹⁾ "storage modulus" de M_2 .

La représentation de $\bar{\sigma}$ et de $\bar{\epsilon}$ (analogue à celle des vecteurs tournants) conduit directement à celle du module complexe (fig.1.5a et b)

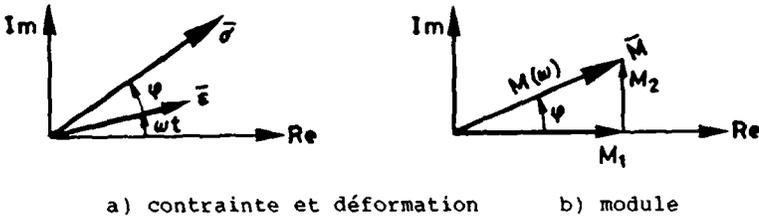


Fig. 1.5. Module complexe

b) Grandeurs énergétiques

L'énergie volumique entre deux points 1 et 2 de l'évolution des grandeurs σ et ϵ est égale au travail de la contrainte, soit :

$$u_{1-2} = \int_1^2 \sigma \, d\epsilon = \int_1^2 \sigma \frac{d\epsilon}{dt} dt = \int_1^2 \sigma_0 \cos(\omega t + \phi) \cdot (-\omega \epsilon_0 \sin \omega t) dt$$

$$u_{1-2} = \sigma_0 \epsilon_0 \omega \int_1^2 (\sin^2 \omega t \cdot \sin \phi - \cos \omega t \sin \omega t \cos \phi) dt$$

$$u_{1-2} = \frac{1}{2} \sigma_0 \epsilon_0 \omega \int_1^2 [\sin \phi - \sin(2\omega t - \phi)] dt$$

1) Cette présentation reprend quelques définitions données dans l'ouvrage très complet : "Anelastic relaxation in crystalline solids" (Nowick & Berry), [37].

et, en calculant cette primitive :

$$u_{1-2} = \frac{1}{2} \sigma_0 \varepsilon_0 \left| \omega t \cdot \sin \phi + \frac{1}{2} \cos (2 \omega t - \phi) \right|_1^2$$

* L'énergie volumique dissipée par cycle u_d (ou Δu)

vaut :

$$u_d = \Delta u = \oint \sigma \, d\varepsilon = \pi \varepsilon \cdot \sigma \cdot \sin \phi = \pi M_2 \varepsilon_0^2 \quad (1-16)$$

* Puissance dissipée (ou consommée)

La puissance volumique instantanée est égale au produit de la contrainte appliquée par la vitesse de déformation:

$$\dot{q}(t) = \sigma(t) \cdot d\varepsilon/dt$$

soit ici la somme d'une constante et d'un terme de pulsation 2ω :

$$\dot{q}(t) = \frac{1}{2} \omega \sigma_0 \varepsilon_0 [\sin \phi - \sin(2\omega t - \phi)]$$

La constante est la valeur moyenne $\dot{q}_m = \frac{1}{2} \omega \sigma_0 \varepsilon_0 \sin \phi$ liée à u_d par la relation générale :

$$u_d = \int_0^T \dot{q} \, dt = \dot{q}_m T$$

$$u_d = \frac{\dot{q}_m}{f} = \pi \sigma_0 \varepsilon_0 \sin \phi \quad (1-16\text{bis})$$

avec $f = 1/T = \omega/2\pi$

* Energie volumique de déformation u_e

Par analogie avec le cas élastique, ce terme désigne l'énergie volumique emmagasinée sous forme élastique à la déformation maximum. Plusieurs définitions sont ici équivalentes. En prenant la valeur absolue de l'énergie restituée quand $\varepsilon(t)$ passe de sa valeur maximum ε_0 à zéro, on peut définir u_e comme la moyenne de l'énergie accumulée de zéro à ε_0 et de l'énergie restituée :

$$u_e = \frac{1}{2} \left(\int_{-\pi/2\omega}^0 \sigma \, d\epsilon + \left| - \int_0^{\pi/2\omega} \sigma \, d\epsilon \right| \right)$$

u_e est égale à l'aire du triangle o a b de la fig.1.3.

On peut également définir u_e par rapport à une contrainte moyenne σ_{moy} , moyenne des deux contraintes correspondant à la même déformation en charge et en décharge :

$$u_e = \int_{\epsilon=0}^{\epsilon_0} \sigma_{\text{moy}} \, d\epsilon$$

Sur la fig.1.3, σ_{moy} décrit le segment compris entre

$t=0$ et $t = T/2$.

$$\sigma_{\text{moy}} = [\sigma(t) + \sigma(-t)]/2 = \sigma_0 \cos\phi \cos \omega t$$

$$u_e = \int_{-T/4}^0 \sigma_0 \cos\phi \cos \omega t (-\omega\epsilon_0 \sin \omega t) \, dt$$

Finalement :

$$u_e = \frac{1}{2} \epsilon_0 \sigma_0 \cos\phi = \frac{1}{2} M_1 \epsilon_0^2 \quad (1-18)$$

* Capacité spécifique d'amortissement

On désigne souvent par ce terme le rapport des deux énergies volumiques précédentes (ou des deux énergies absolues correspondantes, $\Delta W/W$)

$$\psi = \frac{u_d}{u_e} = 2\pi \frac{M_2}{M_1} = 2\pi \operatorname{tg} \phi \quad (1-19)$$

d'où la relation évidente avec le facteur d'amortissement

$$\eta = \frac{\psi}{2\pi}$$

Un développement analogue à celui fait jusqu'ici en termes de module peut également être fait en termes de compliance complexe \bar{J} . Les expressions trouvées sont alors mieux adaptées aux systèmes excités par une contrainte harmonique.

On a par exemple :

$$u_e = \frac{1}{2} J_1 \sigma_0^2 ; u_d = \pi J_2 \sigma_0^2, \text{ etc.} \quad (1-20)$$

c) Expression de l'anélasticité liées aux caractéristiques des systèmes résonants

Le principe schématique d'application "lente" des contraintes ou déformations pour la mesure de $M(\omega)$ et de $\phi(\omega)$ n'est pas indéfiniment réalisable quand la pulsation croît; de plus, les termes d'inertie ne peuvent plus être négligés. On utilise alors d'autres dispositifs expérimentaux, les systèmes résonants. On distingue deux groupes de systèmes résonants :

- avec inertie extérieure additionnelle importante
- sans inertie extérieure additionnelle.

c1) Systèmes avec inertie extérieure importante

Nous conservons l'exemple précédent du barreau en traction. Sa longueur est L , sa section A et son module complexe \bar{M} . On lie à son extrémité libre une masse importante m ($m \gg AL\rho$). L'effet d'inertie de la masse extérieure est prépondérante, et de ce fait, l'hypothèse quasi-statique reste valable dans le barreau :

$$\varepsilon(t) = x(t)/L \quad (1-21)$$

avec $x(t)$: déplacement de l'extrémité libre. Les relations (1-3) à (1-19) sont donc applicables. Le barreau constitue alors un ressort complexe, de rigidité complexe:

$$A \bar{M}/L \equiv \bar{K} = K_1 + j K_2 = K_1 (1 + tg \phi) \quad (1-22)$$

Le système (\bar{K}, m) est alors un type général d'oscillateur élémentaire (fig.1.6).

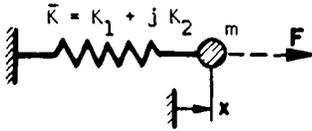


Fig.1.6. Oscillateur élémentaire à rigidité complexe.

Le système pour lequel $K_1(\omega)$ et $\text{tg } \phi(\omega)$ sont des fonctions quelconques de ω est plus général que l'oscillateur élémentaire classique qui comprend un ressort K et un amortisseur visqueux D en parallèle; on aurait alors :

$$K \equiv K_1 \text{ et } D \equiv (K_1 \text{ tg} \phi) / \omega$$

Nous simplifions l'étude de l'oscillateur à ressort complexe en la limitant au voisinage de la pulsation de résonance

$$\omega_r = \sqrt{K_1/m} \quad (1-23)$$

Nous examinerons son comportement en régime forcé et en régime libre.

c.1.1) Régime forcé

La masse m est excitée par une force harmonique :

$$F(t) = F_0 \cos \omega t \quad \text{soit } \bar{F} = F_0 e^{j\omega t} \quad (1-25)$$

et l'équation du mouvement

$$m \ddot{\bar{x}} + \bar{K} \bar{x} = \bar{F}$$

admet en régime permanent une solution de la forme :

$$\bar{x} = \bar{x}_0 e^{j\omega t} = X_0 e^{j(\omega t - \theta)} \quad (1-26)$$

on trouve alors facilement, par :

$$(K_1 - m\omega^2 + j K_1 \text{tg} \phi) X_0 = F_0 e^{j\theta}$$

l'amplitude du mouvement et le déphasage θ :

$$X_0 = \frac{F_0/F_1}{\sqrt{(1-(\omega/\omega_r)^2)^2 + \text{tg}^2\phi}} \quad (1-27)$$

$$\text{tg } \theta = \text{tg}\phi / (1-(\omega/\omega_r)^2) \quad (1-28)$$

* Pulsation de résonance

L'amplitude est maximum à la pulsation de résonance ω_r définie en (1-23). On peut donc, connaissant m et ω_r , calculer $M_1(\omega)$ par (1-22) et (1-23).

* Coefficient d'amplification à la résonance

La quantité F_0/K_1 est égale au déplacement sous une force statique d'amplitude F_0 , soit à pulsation nulle. Le coefficient d'amplification

$$\mu \equiv X_0 / (F_0/K_1) \quad (1-29)$$

qui apparaît dans (1-27) est maximum à la pulsation de résonance ω_r . Il est alors fréquemment appelé Q :

$$Q \equiv \mu_{\max} = 1/\text{tg}\phi = K_1/K_2 \quad (1-30)$$

* Largeur du pic de résonance

Les deux valeurs ω_1 et ω_2 de la pulsation pour lesquelles $X_0 = X_{0\max}/\sqrt{2}$ sont :

$$\omega_{1,2} = \omega_r \sqrt{1 \pm \text{tg}\phi} \quad (1-31)$$

En appelant largeur de bande à -3dB ou à demi-puissance la différence

$$\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1 \quad (\text{avec } \omega_2 > \omega_1)$$

on obtient la relation approximative, valable sans erreur appréciable jusqu'à $\text{tg}\phi = 0,2$:

$$\text{tg}\phi = \Delta\omega/\omega_r \equiv Q^{-1} \quad (1-32)$$

* Déphasage

On peut également calculer $\text{tg}\phi(\omega)$ par (1-31) en mesurant le déphasage θ . En effet :

$$\text{tg } \theta(\omega_1) = 1 ; \text{tg } \theta(\omega_2) = -1 ; \text{tg } \theta(\omega_r) = 0 \quad (1-33)$$

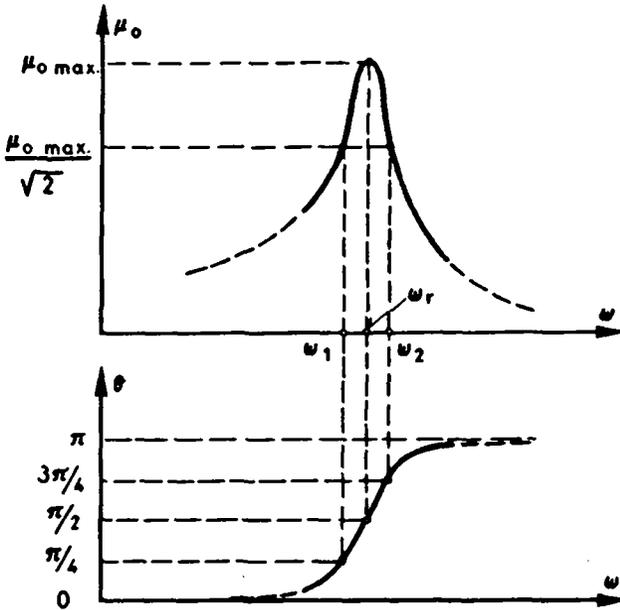


Fig. 1.7. Coefficient d'amplification et déphasage force-mouvement de l'oscillateur élémentaire à rigidité complexe.

c.1.2) Régime libre* Pulsation propre avec amortissement

Nous reprendrons ici la solution approximative de [37], qui suppose que $\bar{\sigma}$ et \bar{c} restent strictement harmoniques. L'équation du mouvement en régime libre s'écrit alors :

$$m \ddot{\bar{x}} + K_1 (1 + j \text{tg}\phi) \dot{\bar{x}} = 0 \quad (1-34)$$

Supposons que l'on observe des oscillations exponentiellement amorties de pulsation¹⁾ ω_0 . Cherchons des solutions de la forme :

$$\bar{x} = X_0 e^{j\bar{\omega}t} \quad \text{avec} \quad \bar{\omega} = \omega_0 (1 + j \delta/2\pi) \quad (1-35)$$

$$\text{soit : } x(t) = X_0 e^{-(\omega_0 \delta/2\pi)t} \cos \omega_0 t$$

On trouve alors, avec, comme précédemment, $\omega_r^2 = K_1/m$
 $-\omega_0^2 (1 - (\delta/2\pi)^2 + j \delta/\pi) + \omega_r^2 (1 + j \text{tg } \phi) = 0$

$$\omega_0^2 = \omega_r^2 / (1 - (\delta/2\pi)^2) \quad (1-36)$$

$$\delta = (\omega_r/\omega_0)^2 \cdot \pi \text{tg } \phi \quad (1-37)$$

On voit alors²⁾ que pour $\delta \ll 1$: $\delta = \pi \text{tg } \phi$; $\omega_0 = \omega_r$

1) L'oscillateur élémentaire classique (m,K,D) aurait alors un amortissement sous-critique, soit $D < D_{cr} = 2\sqrt{mK}$

La condition équivalente dans le cas anélastique serait, avec $D \equiv (K_1 \text{tg } \phi)/\omega$:

$$\text{tg } \phi < \text{tg } \phi_{cr} = 2 \quad \text{soit} \quad \phi < \phi_{cr} = 1,10 \text{ rad}$$

2) Contrairement à l'oscillateur (m,K,D) pour lequel :

$$\omega_{ra} < \omega_{\lambda a} < \omega_{\lambda na}$$

$$\text{avec : } \omega_{ra} = \omega \text{ (résonance d'amplitude)} = \omega_r \sqrt{1-2\zeta^2}$$

$$\omega_{\lambda a} = \omega \text{ (régime libre amorti)} = \omega_r \sqrt{1-\zeta^2}$$

$$\omega_{\lambda na} = \omega \text{ (régime libre non amorti)} = \omega_r = \sqrt{K/m}$$

$$\zeta = D/D_{cr} = D/(2\sqrt{mK}) = \text{tg } \phi / (2\omega/\omega_r)$$

on a ici : $\omega_{ra} = \omega_{\lambda na} = \omega_r = \sqrt{K_1/m} < \omega_{\lambda a}$

* Décroissement logarithmique

Considérons deux maxima d'amplitude consécutifs, par exemple aux temps :

$$t = 0 \quad : \quad x_0 = X_0$$

$$t = T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} \quad : \quad x_1 = X_0 e^{-\delta}$$

$$t = n T_0 \quad : \quad x_n = X_0 e^{-n\delta}$$

Les définitions du décroissement logarithmique δ en découlent immédiatement :

$$\delta = \ln \frac{x_0}{x_1} = \ln \frac{x_n}{x_{n+1}} = \frac{1}{m} \ln \frac{x_n}{x_{n+m}} \quad (1-38)$$

Les mesures en régime libre permettent donc de calculer :

$$\operatorname{tg} \phi = \frac{1}{\pi} \frac{\delta}{1 - (\delta/2\pi)^2} ; K_1 = m \cdot \omega_r^2 = m \cdot \omega_0^2 (1 - (\delta/2\pi)^2) \quad (1-39)$$

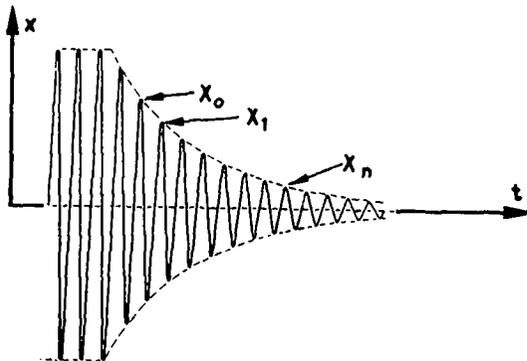


Fig. 1.8. Décroissance des oscillations en régime libre

c.2) Systèmes résonants à inertie répartie

Ce second groupe est celui des systèmes où l'élément vibrant est limité à l'éprouvette; seuls les termes d'inertie dus à cette dernière déterminent la fréquence de résonance. Quelques exemples classiques de tels systèmes sont, dans le cas des vibrations de flexion, la poutre encastree à une extrémité (cantilever) ou la poutre libre-libre (qui "flotte" dans l'espace).

L'étude des vibrations élastiques de ces systèmes est classique [14, 21]. On sait qu'ils ont théoriquement une infinité de modes propres, et peuvent être excités suivant l'un quelconque de ceux-ci.

Nowick et Berry [37] postulent que "tant que le frottement interne est faible, la forme de la vibration d'une éprouvette est essentiellement inchangée, au premier ordre, par la présence du frottement interne ou par un faible écart de la fréquence par rapport à la fréquence propre naturelle du système". "On peut alors modéliser tout système vibrant au voisinage d'une de ses résonances par un système à un degré de liberté". Illustrons ce propos par un exemple simple.

Barreau libre-libre, mode fondamental de traction.

Calculons les énergies caractéristiques d'un barreau de longueur L , de section A , de module $\bar{M} = M_1 + jM_2$, vibrant approximativement selon la fondamentale (fig.1.9) :

$$u(x,t) = U \cos(\pi x/L) \cos \omega t \quad (1-40)$$

où u est le déplacement de la section d'abscisse x . On mesure le déplacement $U(t)$ de l'extrémité.

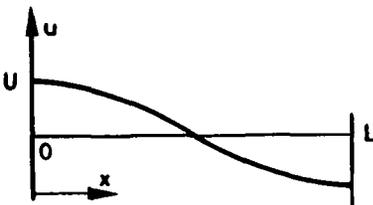


Fig.1.9. Forme propre fondamentale d'un barreau libre-libre

* Energie cinétique maximum

$$W_{KM} = \int_0^L \frac{1}{2} \dot{U}_M^2 \rho A dx \quad (1-41)$$

avec $\dot{U}_M = -\omega U \cos(\pi x/L)$

soit, en définissant une masse équivalente m' :

$$W_{KM} = \frac{1}{2} m' \omega^2 U^2 \quad \text{avec} \quad m' \equiv \rho LA/2 \quad (1-42)$$

* Energie potentielle maximum

$$W_{PM} = \int_0^L u_e A dx = \int_0^L \left(\int_0^{\epsilon} \sigma d\omega \right) A dx \quad (1-43)$$

avec $\epsilon = \partial u / \partial x$ et $\sigma = M_1 \epsilon$; $\int \sigma d\epsilon = \frac{1}{2} M_1 \epsilon^2$

soit, en définissant une rigidité équivalente K'_1 :

$$W_{PM} = \frac{1}{2} K'_1 U^2 \quad \text{avec} \quad K'_1 \equiv \pi^2 \frac{M_1 A}{2L} \quad (1-44)$$

* Energie perdue par cycle

$$\Delta W = \int_0^L u_d A dx = \int (\phi \sigma d\epsilon) A dx \quad (1-45)$$

avec $\phi \sigma d\epsilon = \pi M_2 \epsilon^2$ (par (1-16))

Et, en définissant une rigidité de perte équivalente K'_2

$$\Delta W = \pi K'_2 U^2 \quad \text{avec} \quad K'_2 \equiv \pi^2 M_2 A / (2L) \quad (1-46)$$

Nous venons ainsi de définir trois paramètres m' , K'_1 et K'_2 rapportés au déplacement U pour le mode fondamental du barreau; le comportement du barreau au voisinage de ω est ainsi identique à celui de l'oscillateur anélastique précédemment étudié, et les diverses définitions établies auparavant restent valables.

Ainsi, la pulsation de résonance et l'amortissement valent :

$$\omega_r^2 = \frac{K'_1}{m'} = \frac{\pi^2}{L^2} \frac{M_1}{\rho} \quad (1-47)$$

$$\operatorname{tg} \phi = \frac{K'_2}{K'_1} = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta W}{W_{PM}} \quad (1-48)$$

Nous avons montré par cet exemple que le postulat précédent permet théoriquement, à fréquence donnée, des mesures indépendantes de la nature du système vibrant employé.

Le calcul exact des modes propres du barreau anélastique à partir de l'équation (1-6) est donnée dans la réf [57].

d. Mesures de propagation d'ondes

Ces méthodes consistent à exciter le matériau par des trains d'ondes anélastiques dont on mesure la propagation. Les propriétés d'amortissement sont déduites de la vitesse de propagation et de l'atténuation de l'amplitude après un parcours déterminé. La fréquence excitatrice est généralement très supérieure à la première fréquence de résonance : il s'agit donc de méthodes sur-résonantes.

Ces méthodes nous intéressent ici à un degré moindre, car l'amplitude maximum que peut atteindre la contrainte est faible. Nous mentionnons simplement quelques grandeurs caractéristiques :

- Equation d'onde anélastique :

$$\mu \ddot{u} = \bar{M} \partial^2 u / \partial x^2 \quad (1-49)$$

- Onde amortie progressive :

$$u = u_0 e^{-Ax} e^{j\omega(t-x/v)} \quad (1-50)$$

Vitesse de propagation :

$$v = \sqrt{M_1/\mu} \quad (1-51)$$

Atténuation de l'enveloppe $U(x)$ de l'onde :

$$A(\text{Np/cm}) = \frac{\ln(U(x_1)/U(x_2))}{x_2 - x_1} = \frac{\phi \omega}{2v} \quad \text{pour } \phi \ll 1 \quad (1-52)$$

e) Récapitulation

Lorsque $\eta \ll 1$:

Mesures de l'amortissement interne :

$$\eta = \text{tg } \phi = \frac{1}{Q} = \frac{\delta}{\pi} = \frac{1}{2\pi} \frac{u_d}{u_e} = \frac{2 A v}{\omega} \quad (1-53)$$

Mesures du module dynamique :

$$\sigma_0/\epsilon_0 = |\bar{M}(\omega)| = M_1(\omega) \sim \omega_r^2 \sim v^2 \quad (1-54)$$

1.3.2. Grandeurs caractéristiques de l'hystérésis

L'hystérésis regroupe les phénomènes dans lesquels l'amortissement en sollicitations cycliques dépend de l'amplitude de la contrainte et non de la fréquence de l'excitation.

En conséquence de cette définition, il est alors nécessaire de distinguer les grandeurs caractéristiques de l'amortissement se rapportant :

- au matériau, c'est-à-dire à un élément de volume dans lequel l'amplitude de la contrainte cyclique est constante (régime quasi-statique de traction-compression)
- à une éprouvette, c'est-à-dire à un volume dans lequel la répartition des contraintes n'est pas uniforme. Ces dernières grandeurs sont habituellement distinguées par l'indice "s", comme spécimen.

Nous avons voulu montrer par l'exemple précédent du barreau libre-libre que cette distinction n'est pas nécessaire dans le cas anélastique.

Nous supposons dans les définitions suivantes qu'une excitation cyclique se traduit par une réponse cyclique, c'est-à-dire que la représentation dans le plan σ - ϵ est une courbe fermée de forme constante, la boucle d'hystérésis.

a) Grandeurs énergétiques

Les expressions basées sur les énergies caractéristiques sont à la base de la plupart des définitions suivantes :

* Energie volumique dissipée par cycle

Cette énergie est, comme précédemment, définie au moyen de l'intégrale curviligne :

$$u_d = \oint \sigma \, d\epsilon$$

Un point important mentionné par Plunkett [39] est que, lorsque l'excitation est parfaitement harmonique, si la réponse est non-linéaire, seule sa composante en quadrature avec l'excitation a un effet dissipatif.

* Energie volumique de déformation

Divers auteurs [35,39] font remarquer qu'il existe plusieurs définitions non équivalentes de cette énergie. L'une d'entre elles est :

$$u_e = \int_{\sigma=0}^{\epsilon_M} \sigma \, d\epsilon$$

Nous adopterons la même définition que celle donnée en (1-17) pour l'anélasticité :

$$u_e = \int_{\epsilon=0}^{\epsilon_M} \sigma_{\text{moy}} \, d\epsilon \quad (1-55)$$

u_e est l'aire hachurée de la fig.1.4.

Pour $\text{tg } \phi < 0,1$ l'écart entre ces deux expressions est pratiquement insignifiant.

* Capacité spécifique d'amortissement

Cette définition reste inchangée dans le cas de l'hystérésis; nous la noterons (cf.1-19) :

$$\psi = u_d / u_e \quad (1-56)$$

b) Grandeurs définies par équivalence

Les mesures d'hystérésis sont fréquemment identiques dans leur principe aux mesures d'anélasticité. Elles fournissent donc des résultats tels que des déphasages, des coefficients d'amplification, des fréquences de résonance, décroissements logarithmiques, etc... principalement fonctions de l'amplitude de la contrainte et éventuellement de la fréquence. La plupart du temps, ces résultats, à contrainte donnée, sont linéarisés, c'est-à-dire interprétés comme si la boucle d'hystérésis était elliptique, pour autant que cette approximation soit raisonnable. On calcule alors, par équivalence avec le cas anélastique :

- un module équivalent (module dynamique absolu).
- un amortissement ou coefficient d'amortissement équivalent¹⁾.

1.4. Modèles rhéologiques élémentaires

La rhéologie est définie comme "la branche de la mécanique qui étudie le comportement de la matière en fonction de la viscosité, de l'élasticité et de la plasticité, sous le rapport des déformations et des contraintes" [43]. Pour tenter de rendre compte des phénomènes cette science utilise des modèles qui sont le plus souvent mécaniques, composés de

1) Les métallurgistes préfèrent maintenant une telle définition du frottement intérieur, basée sur un rapport d'énergies, plus générale que $\eta = \text{tg } \phi$ (1-4 bis) car valable quel que soit le type de comportement dissipatif [69]

$$\eta = Q^{-1} = \frac{1}{2\pi} \frac{u_d}{u_e} = \frac{\psi}{2\pi} \quad \left(= \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta W}{W} \right)$$

ressorts, amortisseurs visqueux, patins à frottement sec, verrous, etc... Les effets d'inertie sont absents des modèles élémentaires.

Nous modélisons à nouveau un prisme de longueur L et de section A en traction, avec effets d'inertie négligeables. Nous utiliserons maintenant des grandeurs absolues - force et déplacement, F et x , avec évidemment :

$$F = \sigma A ; \quad x = \epsilon L$$

plutôt que les grandeurs relatives σ et ϵ .

1.4.1. Modèles anélastiques

a) Le modèle de Voigt est équivalent à un oscillateur élémentaire classique (m , K , D) de masse nulle.

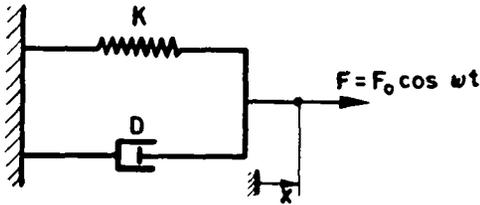


Fig. 1.10 Le modèle de Voigt.

L'équation du mouvement :

$$F = K x + D \dot{x} \quad (1-57)$$

a pour solution, en régime permanent harmonique :

$$x = x_0 \cos(\omega t - \phi)$$

$$\text{avec } F_0 = \sqrt{K^2 + \omega^2 D^2} x_0$$

$$\text{tg } \phi = \frac{\omega D}{K} = \frac{1}{2\pi} \frac{\pi D \omega x_0^2}{\frac{1}{2} K x_0^2} \quad (1-58)$$

Le module et l'amortissement du modèle de Voigt croissent donc tous deux avec la fréquence. Ce modèle, bien qu'il rende imparfaitement compte du comportement viscoélasti-

que des solides réels, leur est néanmoins souvent appliqué en pratique pour des raisons de commodité.

- b) Le solide linéaire idéal ou modèle de Zener comprend un ressort ajouté en série au modèle précédent.

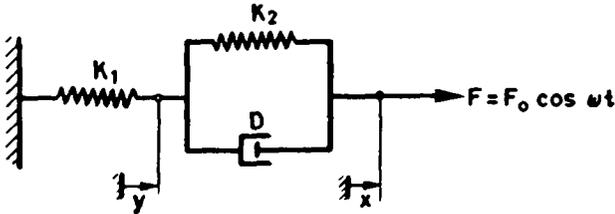


Fig. 1.11 Le modèle de Zener.

Equation du modèle :

$$F = K_1 y = K_2 (x-y) + D(\dot{x}-\dot{y})$$

$$y = \frac{F}{K_1}$$

$$F = K_2 x - F \frac{K_2}{K_1} + D \dot{x} - \frac{D}{K_1} \dot{F}$$

$$F \left(1 + \frac{K_2}{K_1}\right) + \frac{D}{K_1} \dot{F} = K_2 x + D \dot{x}$$

$$F + \frac{D}{K_1 + K_2} \dot{F} = \frac{K_1 \cdot K_2}{K_1 + K_2} \left(x + \frac{D}{K_2} \dot{x}\right)$$

Zener [59] introduit les trois constantes indépendantes E_R , τ_ϵ et τ_σ sous la forme :

$$\sigma + \tau_\epsilon \dot{\sigma} = E_R (\sigma + \tau_\sigma \dot{\epsilon}) \quad (1-59)$$

où $E_R \equiv \frac{K_1 K_2}{K_1 + K_2} \cdot \frac{L}{A}$ est le module d'élasticité relaxé

$\tau_\epsilon \equiv \frac{D}{K_1 K_2}$ est le temps de relaxation de l'effort sous déformation constante

$\tau_\sigma \equiv \frac{D}{K_2}$ est le temps de relaxation de la déformation sous effort constant

Le régime permanent harmonique admet des solutions du type $\bar{\sigma} = \sigma_0 e^{j\omega t}$ $\bar{\epsilon} = \epsilon_0 e^{j(\omega t - \phi)}$ et le module dynamique et le facteur d'amortissement valent alors :

$$E(\omega) = \frac{\sigma_0}{\epsilon_0} = E_R \sqrt{\frac{1 + (\omega\tau_\sigma)^2}{1 + (\omega\tau_\epsilon)^2}}$$

$$\eta(\omega) = \operatorname{tg} \phi = \frac{\omega(\tau_{\sigma} - \tau_{\varepsilon})}{1 + \omega^2 \tau_{\sigma} \tau_{\varepsilon}}$$

Le facteur d'amortissement peut encore s'écrire, en fonction de "l'intensité de relaxation"

$\Delta = (M_I - M_R) / M_R = (J_R - J_I) / J_I$ (cf. fig. 1.2) et du temps de relaxation moyen $\bar{\tau} = \sqrt{\tau_{\sigma} \tau_{\varepsilon}}$

$$\eta = \frac{\delta}{\sqrt{1+\Delta}} \cdot \frac{\omega \bar{\tau}}{1 + (\omega \bar{\tau})^2}$$

équation d'un "pic de Debye" ($\eta \sim 1 / [\operatorname{ch}(\ln \omega \bar{\tau})]$)
maximum pour $\omega \bar{\tau} = 1$.

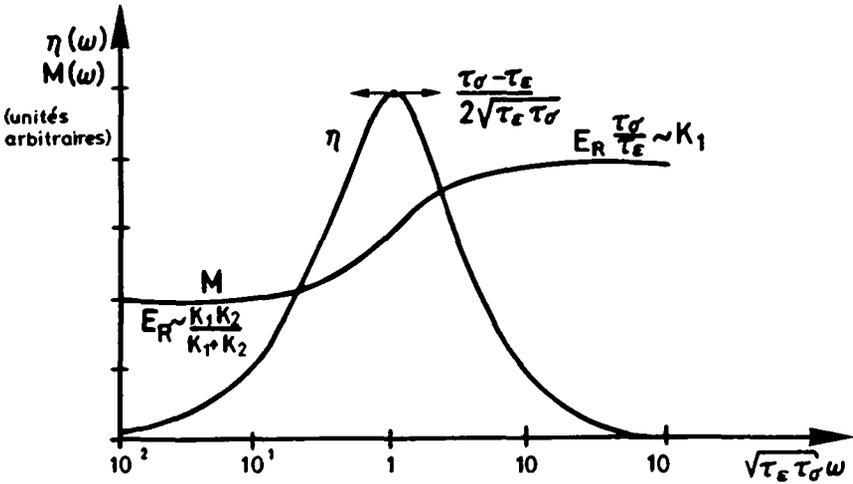


Fig. 1.12 Variation de l'amortissement et du module avec la fréquence (d'après [59]).

C'est le modèle le plus simple qui fait apparaître un maximum de l'amortissement appelé "pic d'amortissement" ou "pic de relaxation" en fonction de la fréquence. Si l'on se reporte à la figure 1.11 on constate que :

- à très basse fréquence, l'amortisseur s'oppose faiblement au mouvement, la rigidité du modèle est proche de celle des ressorts K_1 et K_2 en série; l'amortissement, donc le déphasage, est faible, et a pour valeur asymptotique : $\omega(\tau_\sigma - \tau_\epsilon)$
- à très haute fréquence, l'amortisseur empêche presque entièrement le mouvement de K_2 , la rigidité du modèle est proche de K_1 , ou $E_R \frac{\tau_\sigma}{\tau_\epsilon}$, appelé également "module instantané".
Le déphasage entre la contrainte et la déformation est à nouveau faible.
- il existe une fréquence intermédiaire $f = \frac{1}{2\pi\sqrt{\tau_\epsilon \tau_\sigma}}$ pour laquelle l'effet de l'amortisseur est maximum.

1.4.2. Modèles de l'hystérésis

Nous donnerons trois exemples de modèles simples illustrant quelques comportements typiques :

- le modèle de l'hystérésis réversible comprend, en parallèle avec un ressort, un verrou qui cède sous une force F_0 , et ne reprend sa position initiale que lorsque la déformation s'annule à nouveau.
La déformation et la contrainte sont en phase à chaque instant.
L'énergie dissipée en sollicitations cycliques, pour une amplitude de la force supérieure à F_0 , ne dépend pas du temps, mais de l'amplitude de F .

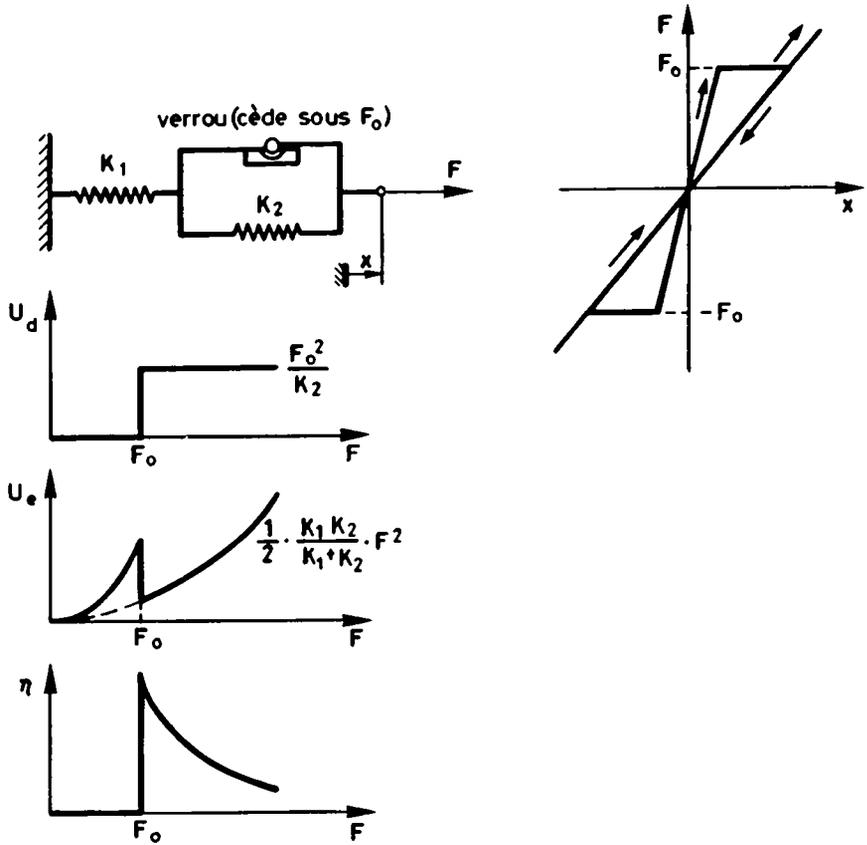


Fig. 1.13 Le modèle de l'hystérésis réversible.

- Le modèle de l'hystérésis réversible comprend un élément à frottement de Coulomb en parallèle avec le ressort, exerçant une force de frottement F_{fr} opposé au mouvement.

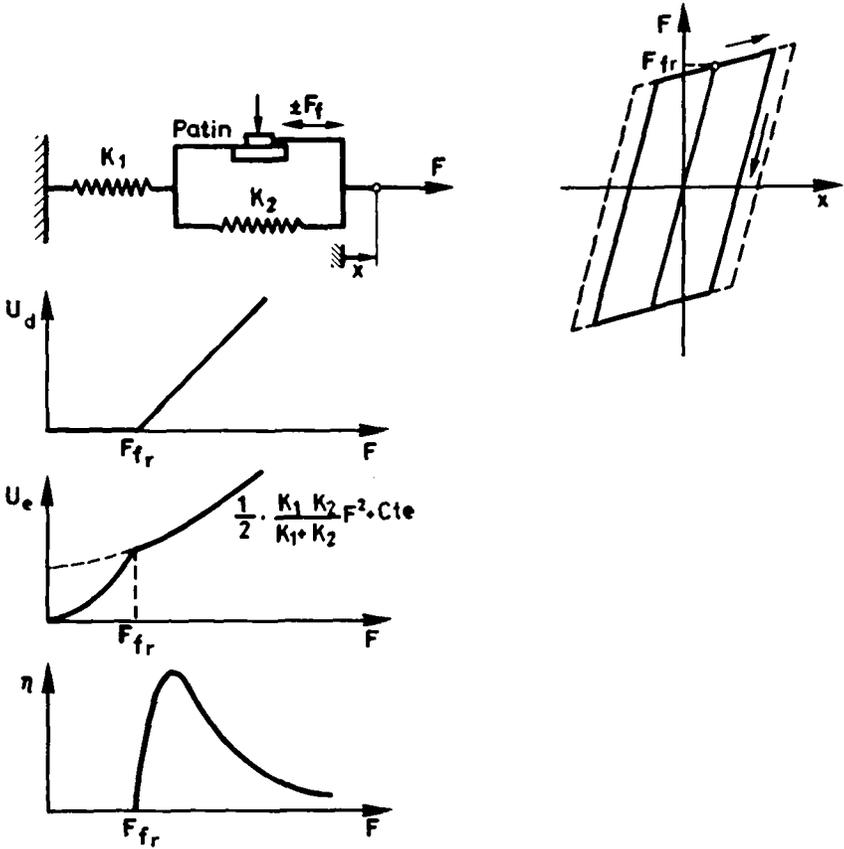


Fig. 1.14 Le modèle de l'hystérésis renversible.

Le modèle de l'hystérésis "linéaire" est un modèle de Voigt dans lequel la constante de l'amortisseur visqueux est inversement proportionnelle à la fréquence, $D = h/\omega$ (symbole de la fig.1.15). Il est équivalent au modèle du ressort complexe, avec $h = K_2$.

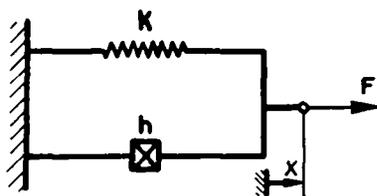


Fig. 1.15 Modèle hystérétique linéaire.

L'énergie dissipée par cycle est alors indépendante de la fréquence, et proportionnelle au carré de l'amplitude; le coefficient d'amortissement est constant.

$$F = Kx + \frac{h}{\omega} \dot{x} ; \Delta W = \pi h x_0^2 ; \operatorname{tg} \phi = h/K$$

Concluons cette brève présentation en mentionnant que la complexité des modèles rhéologiques peut être étendue sans limites par combinaison des modèles élémentaires précédents. On s'efforce ainsi d'ajuster au mieux leur comportement avec celui du matériau dans les situations les plus diverses. Une présentation détaillée des modèles rhéologiques et mathématiques les plus utilisés est donnée par Bert [8].

1.5 Mécanismes et modèles physiques

Le coefficient d'amortissement η d'un alliage métallique dépend de nombreux facteurs inhérents à sa structure cristalline et à ses défauts (défauts ponctuels, lacunes, dislocations). Il dépend donc non seulement de la composition chimique, mais encore de l'"histoire" du matériau, à savoir des divers traitements préalablement subis : thermiques (élaboration, trempe, revenu,...), mécaniques (formage, usinage) ou autres (aimantation, irradiation). Il dépend de plus essentiellement 1) de la température T de l'essai, 2) de la pulsation d'excitation ω , 3) de l'amplitude de la déformation ϵ (ou de la contrainte σ). On observe (à faible amplitude) un "fond continu" d'amortissement η croissant approximativement de 10^{-5} à 10^{-3} avec la fréquence et la température, auquel se superposent plusieurs pics d'intensité plus élevée, pouvant dépasser $\eta = 10^{-2}$. A plus forte amplitude, l'amortissement croît généralement, pouvant parfois dépasser $\eta = 10^{-1}$ dans des matériaux à haut amortissement (CuZnAl) sollicités au 1/10 de leur limite élastique. On distingue les deux types principaux de comportement, anélastique et hystérétique, dont les modèles rhéologiques ont été présentés. Rappelons leurs caractéristiques essentielles :

- ° anélastique : $\eta = f(T, \omega)$; $\eta \neq f(\epsilon)$; boucle elliptique, pics d'amortissement dans le domaine (ω, T) .
- ° hystérétique : $\eta = f(T, \epsilon)$; $\eta \neq f(\omega)$; boucle anguleuse, η croît avec ϵ .

1.5.1. Influence de la température

Influence de la température sur le mouvement des défauts

De nombreux comportements non-élastiques peuvent être expliqués par le mouvement des défauts, et plus particulièrement des dislocations, dans le réseau cristallin. On ramène souvent le problème à l'étude du franchissement par le défaut d'une barrière de potentiel, ce qui nécessite l'apport d'une

énergie E_0 , provenant de la contrainte appliquée σ (qui fournit un travail σv , v étant le volume d'activation) et de l'énergie thermique KT [59] ($K = \text{cte de Boltzmann}$).

- dans le cas où $KT > E_0$, les obstacles sont passés par l'agitation thermique seule, la contrainte n'intervient pas : on est alors dans le domaine de la relaxation pure.
- dans le cas où $KT < E_0$, les obstacles ne peuvent être passés que lorsqu'on applique une contrainte d'intensité suffisante, cas analogue aux modèles avec verrou ou patin : c'est le domaine de l'hystérésis.

La température est donc un paramètre important : en s'élevant, elle facilite le déplacement des défauts dans les phénomènes anélastiques; dans le cas de l'hystérésis, elle abaisse la hauteur des barrières de potentiel, donc la contrainte minimum à fournir.

Dans les phénomènes physiques, le temps de relaxation varie habituellement avec la température, selon une loi d'Arrhénius

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{E}{KT}} \quad (E = \text{énergie d'activation})$$

De ce fait, le pic de relaxation caractéristique d'un certain phénomène anélastique peut donc être étudié à température fixe en faisant varier la fréquence, ou à fréquence fixe en faisant varier la température. Cette deuxième méthode, bien souvent la plus commode, est la plus employée; elle permet la détermination de l'énergie E .

1.5.2. Mécanismes d'amortissement anélastique

Les principaux sont dus a) aux défauts ponctuels b) aux dislocations c) au couplage thermoélastique.

Les premiers sont essentiellement liés au réarrangement sous contrainte des défauts suffisamment mobiles (atomes en solution solide, paires, lacunes). Les seconds sont expliqués par le modèle quantitatif de Granato-Lücke, qui assimile les dislocations à des cordes vibrantes épinglées par les défauts ponctuels : à basse amplitude de déformation, lorsque la dislocation reste ancrée, une résistance visqueuse s'oppose à son mouvement.

L'amortissement dû au couplage thermoélastique apparaît lorsque la déformation implique un gradient de température entre des zones alternativement tendues (où la température s'abaisse) et comprimées (où la température s'élève). Le flux de chaleur résultant qui tend à rétablir l'équilibre thermique provoque une relaxation des déformations. Zener [59] a montré que l'on retrouve ainsi l'équation du solide linéaire idéal (cf. également [57]). L'amortissement est négligeable lorsque la période de la vibration est beaucoup plus grande (respectivement plus petite) que le temps de relaxation de l'écart de température, car dans ce cas le phénomène est isotherme (respectivement adiabatique). L'amortissement est par contre maximum lorsque la période est du même ordre de grandeur que le temps de relaxation. Cet effet est surtout apparent dans le cas des vibrations de flexion ($\eta_{\max} \approx 10^{-3}$). Notons encore que dans ce phénomène, le temps de relaxation - et par conséquent l'amortissement - est pratiquement indépendant de la température aussi bien que des défauts de la structure.

Citons aussi le mécanisme découvert en 1947 par Kê dans l'aluminium polycristallin : on y observe à haute température (300°C à 1 Hz) un pic très élevé ($\eta \approx 10^{-1}$) dû au comportement visqueux des joints de grains [37].

1.5.3. Mécanismes d'amortissement hystérétique

Les principaux sont dus a) au désancrage des dislocations b) au mouvement des interfaces magnétiques c) au mouvement des interfaces cristallins d) aux inhomogénéités structurales ("matériaux composites naturels").

a) désancrage des dislocations

Lorsque la ligne de dislocation du modèle de Granato-Lücke est arrachée de ses ancrages mous (défauts ponctuels), elle fléchit alors entre ses ancrages durs (crans). L'hystérésis est réversible (modèle avec verrou). Lorsqu'une contrainte plus élevée arrache la ligne de ses ancrages durs, l'hystérésis devient renversable (modèle avec patin). Ce comportement est typiquement observé dans le magnésium et ses alliages.

b) mouvement des interfaces magnétiques

Dans les matériaux ferromagnétiques, on a une interaction des effets mécaniques et magnétiques due à la magnétostriction; une contrainte alternative provoque un mouvement des parois des domaines de Weiss, comme le ferait un champ magnétique alternatif : on obtient un amortissement d'hystérésis magnéto-élastique, (du type renversable). Ce mécanisme a un effet important à basse et moyenne contrainte ($\eta=0,2$), pratiquement indépendant de la fréquence jusqu'à 10^5 Hz. La présence d'une contrainte statique, empêchant le mouvement des parois des domaines, réduit considérablement ce type d'amortissement. Il disparaît évidemment lorsque la température dépasse le point de Curie.

c) mouvement des interfaces cristallins

Certains alliages Cu-Zn-Al contiennent une phase métastable qui se transforme en "martensite thermoélastique" par trempe ou par application d'une contrainte; on observe dans ce deuxième cas une déformation macroscopiquement "plastique" (permanente), mais en fait cristallographiquement réversible car due à des réorientations de la

martensite et non à des glissements. La présence de cette martensite donne lieu à des phénomènes remarquables tels la pseudoélasticité ou super-élasticité ou encore l'effet mémoire (suppression de la déformation "plastique" par un revenu). Ces alliages permettent d'obtenir un amortissement hystérétique très important au voisinage de la température de transformation, température qui peut être "par construction" (selon la composition) proche de l'ambiante.

d) inhomogénéités structurales

Ces mécanismes d'amortissement sont observés en présence d'inclusions beaucoup plus déformables que la matrice qui les contient. Un exemple typique de tels matériaux est la fonte à graphite lamellaire. Sous une contrainte globale inférieure à la limite élastique, ces inclusions causent des concentrations de contrainte et de là des déformations plastiques locales. Il en résulte un important amortissement hystérétique (du type renversable), qui croît d'autant plus qu'on s'approche de la "limite de fatigue" du matériau.

Vandeurzen [56] cite un nombre important d'alliages à haut amortissement (High Damping Metals ou "hidamets") qui ont été spécialement élaborés pour tirer parti de l'un ou l'autre de ces mécanismes et sont commercialisés. Son travail contient en particulier de nombreux résultats expérimentaux relatifs à ces alliages (module, facteur de perte, ...) ainsi qu'une bibliographie extensive traitant des divers mécanismes d'hystérésis brièvement évoqués ci-dessus (voir également entre autres, sur ce point et sur les mécanismes anélastiques, les références [23,35, 37,66,67,68]).

Il faut signaler que, contrairement aux comportements du type réversible ou renversable, aucun mécanisme physique ne correspond strictement au modèle de l'hystérésis linéaire.

1.6. Hypothèse de Lazan

B.J. Lazan [32,33,34,35] a principalement effectué des mesures d'amortissement sur des matériaux hystérétiques. Il a utilisé la méthode de la poutre rotative en flexion sur laquelle nous reviendrons au chapitre 2. Il a constaté, comme avant lui Hopkinson [24] et d'autres, que pour la plupart des matériaux l'énergie volumique dissipée par cycle u_d augmente d'abord régulièrement avec l'amplitude de la contrainte $\hat{\sigma}$ selon une loi quasi-parabolique, de la forme.

$$u_d = J \hat{\sigma}^n \quad (1-60)$$

Nous appellerons par la suite cette expression "loi élémentaire de Lazan", et J et n respectivement coefficient et exposant de Lazan¹⁾.

Au-delà d'une contrainte voisine de la limite de fatigue en flexion alternée à $2 \cdot 10^7$ cycles (σ_{fD-1} , notée plus loin σ_f), la loi précédente n'est plus valable (fig.1.16) : le nombre de cycles déjà subis au même niveau de contrainte influence fortement u_d . Il s'agit donc d'un effet de l'"histoire du matériau", et dans ce cas de l'"histoire des contraintes". Lazan a appelé ce seuil σ_d , contrainte cyclique limite (cyclic stress sensitivity limit). Jusqu'aux fréquences les plus élevées permises par sa méthode (quelques dizaines de Hz), u_d ne dépend pratiquement pas de la fréquence. Ces constatations l'ont conduit à formuler des lois expérimentales qui donnent u_d en fonction de $\hat{\sigma}$ et, le cas échéant, du nombre de cycles.

1) Nous utiliserons par la suite la forme (1-60) pour des raisons technologiques. L'autre forme courante de cette loi: $u_d = J' \hat{\epsilon}^n$ est parfois mieux adaptée, en particulier pour les hauts niveaux de déformation et facilite d'autre part l'analyse dimensionnelle, car $[J'] = [u_d]$.

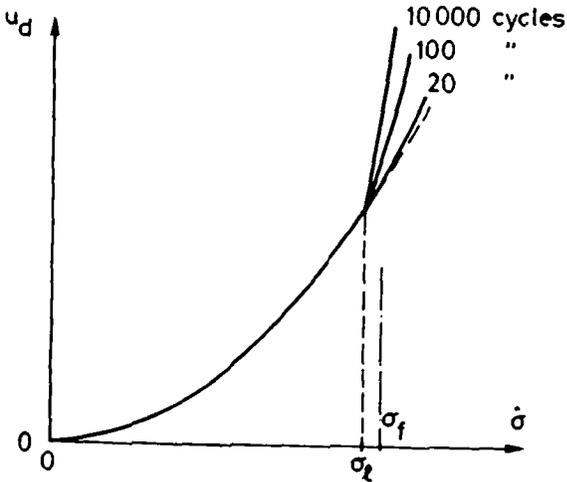


Fig.1.16 Allure typique de la courbe $u_d(\hat{\sigma})$ d'un acier

Les figures 1.17 et 1.18 sont reproduites d'après Lazan [33].

La figure 1.17 donne pour divers matériaux de construction des valeurs de u_d en fonction de l'amplitude de la contrainte alternée. Le nombre de cycles est 10 à la puissance du nombre indiqué à l'extrémité de chaque courbe (par exemple, 1.3 signifie $10^{1,3} \approx 20$ cycles).

Ces courbes ne sont pas exhaustives : dans le cas d'aciers inoxydables et d'alliages d'aluminium, on a observé que u_d varie encore après un nombre de cycles dépassant 10^6 [70].

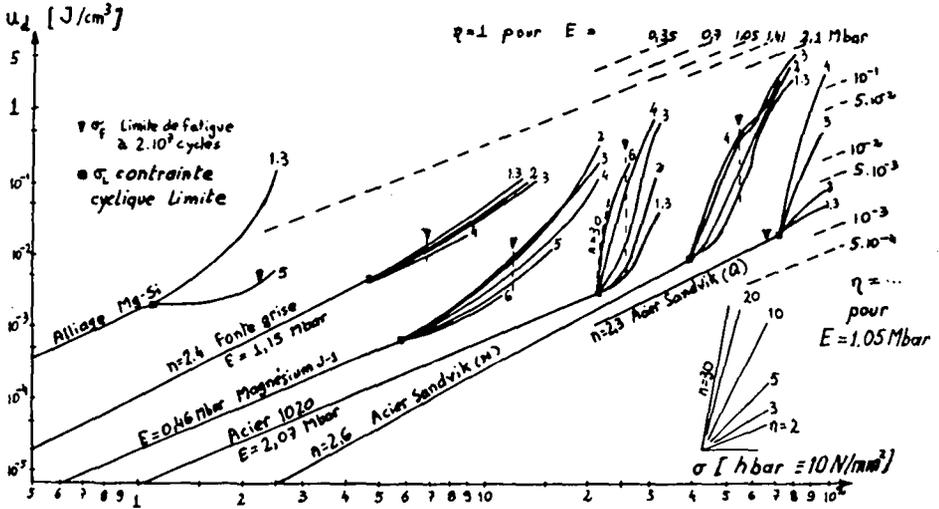


Fig.1.17 Valeurs typiques de l'énergie volumique dissipée (d'après [33]).

La figure 1.18 montre que les valeurs de $\log u_d$ en fonction du rapport $(\hat{\sigma}/\sigma_f)$, rapport de la contrainte à la limite de fatigue, pour de nombreux matériaux ne se distinguant pas particulièrement par leur propriétés d'amortissement, se trouvent à l'intérieur d'une bande qu'on peut approximativement réduire à la courbe des moyennes géométriques de u_d . L'équation de cette bande formée de deux segments est donnée par :

$$u_d = 0,012 \left(\frac{\sigma}{\sigma_f} \right)^{2,4} \frac{J}{cm^3} \quad \text{pour} \quad \frac{\sigma}{\sigma_f} < 0,8 \quad (1-61)$$

$$u_d = 0,042 \left(\frac{\sigma}{\sigma_f} \right)^8 \frac{J}{cm^3} \quad \text{pour} \quad \frac{\sigma}{\sigma_f} > 0,8$$

ou

$$u_d = 0,007 \left(\frac{\sigma}{\sigma_f} \right)^{2,3} + 0,042 \left(\frac{\sigma}{\sigma_f} \right)^8 \frac{J}{cm^3}$$

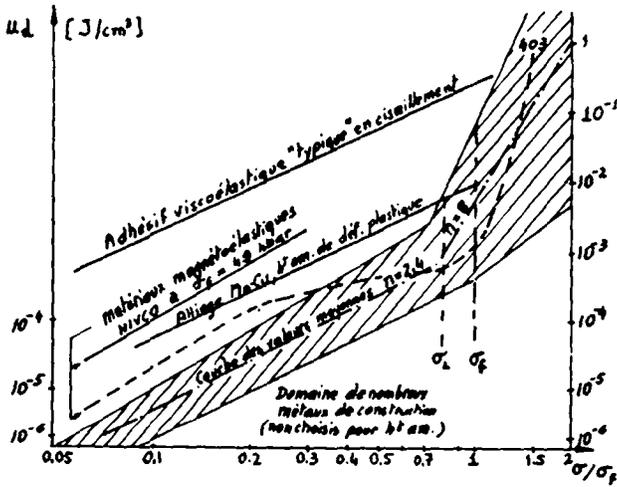


Fig.1.18

La largeur de la bande approximative est de :

1/3 à 3	pour $\frac{\sigma}{\sigma_f} < 0,2$
1/5 à 5	$\frac{\sigma}{\sigma_f} = 0,6$
1/10 à 10	$\frac{\sigma}{\sigma_f} = 1$
1/50 à 50	$\frac{\sigma}{\sigma_f} = 1,2$

Une valeur courante de $u_d(\sigma_f)$ est située entre 0,0035 et 0,7 J/cm³.

Cette généralisation est donc assez approximative, puisque les quatre matériaux à haut amortissement de la figure 1.18 sont à l'extérieur de la bande moyenne. Elle n'est destinée qu'à donner une valeur indicative pour le praticien, qui doit cependant se baser sur des valeurs plus détaillées pour des calculs précis.

1.7 Influence de l'état de contrainte

La transposition des mesures ou calculs d'amortissement d'un état de contrainte à un autre est une question discutée, compliquée par la non-linéarité des lois expérimentales. Comme ce problème présente de nombreuses similitudes avec celui des calculs de rupture de l'équilibre élastique, on a voulu déterminer des "critères d'amortissement" analogues aux critères de rupture.

L'approche théorique rigoureuse est ardue, elle doit se baser sur la mécanique des milieux continus (extension de la théorie de l'élasticité aux problèmes viscoélastiques, viscoplastiques, etc...). Dans ce cas, il est nécessaire de connaître au départ les lois de comportement au moins en traction et en torsion. Quelques problèmes de ce type sont traités dans l'ouvrage de Germain [63].

Dans les cas où les contraintes sont principalement mono-axiales, comme par exemple dans les poutres en flexion, des solutions approximatives sont obtenues en postulant que l'énergie volumique dissipée ne dépend que de l'amplitude de la contrainte normale. L'énergie totale dissipée est alors calculée par intégration sur le volume. L'application de cette approche est extensivement présentée par Lazan [35].

Une approche intermédiaire est faite par Hooker [23]. Il a déterminé en traction et en torsion, aux déformations relatives respectives ϵ et γ , des lois expérimentales de la forme (proche de 1-60) :

$$\Delta U = \sum_i J_{\epsilon i} \epsilon^{n_i} ; \Delta U = \sum_j J_{\gamma j} \gamma^{n_j}$$

puis a voulu y corréliser ses résultats obtenus en état de contrainte combiné. Il a constaté qu'aucun des divers critères classiques ne conduit à une solution satisfaisante, mais que par contre la concordance est très bonne lorsqu'il introduit une déformation équivalente :

$$\epsilon_e = \sqrt{\epsilon^2 + d \frac{G}{E} \gamma^2}$$

où d est un coefficient voisin de 1 qui doit être calculé numériquement pour chaque matériau.

Il faut ainsi souligner que, du point de vue du comportement visqueux, les résultats d'essais dépendent fortement de l'état de sollicitation choisi. Les formules présentées dans ce chapitre pour le modèle de la traction ne peuvent donc pas être appliquées directement à la prévision des résultats qu'on obtiendrait en torsion, flexion, ou dans un état de contrainte quelconque.

1.8. Métallurgiste et constructeur

Il nous semble opportun de mentionner quelques différences de point de vue entre le métallurgiste et le constructeur au sujet de l'amortissement interne.

A partir d'observations et de mesures de l'amortissement, le métallurgiste cherche à en interpréter la cause. Il élabore des modèles du comportement du matériau qui, pour être vérifiés expérimentalement, nécessitent parfois des essais dans un domaine très large de température et de fréquence. Des variations de l'amortissement le renseignent parfois mieux que des valeurs absolues. La compréhension des mécanismes l'aide ensuite à élaborer des alliages présentant des caractéristiques particulières. Ainsi, les mesures d'amortissement font partie de l'arsenal de ses méthodes d'investigation, elles ne sont pas un but en elles-mêmes.

Lorsque le constructeur utilise un matériau, il souhaite connaître ses propriétés mécaniques, et dans certains cas celles d'amortissement. Les valeurs élevées apparaissant à forte amplitude l'intéressent d'ordinaire plus que celles, moins importantes, mesurées à faible amplitude. Cette approche phénoménologique est par exemple celle de Lazan.

Ces deux approches sont heureusement complémentaires, et nous espérons contribuer ici utilement à la seconde. La méthode de mesure calorimétrique présentée est essentiellement destinée à donner au constructeur des valeurs numériques de l'amortissement aux niveaux de contrainte "de la pratique" (cf. remarque p.1.1); elle est bien adaptée à la détermination de valeurs relativement élevées, typiquement supérieures à $\eta = 10^{-3}$.

2. METHODES DE MESURE DE L'AMORTISSEMENT INTERNE

2.1. Classification

L'amortissement interne est mesuré au moyen de dispositifs ou d'appareils très divers, chacun plus ou moins adapté à une étude particulière. Les principales distinctions possibles sont résumées au tableau 2.1, dans la colonne de gauche. On constate qu'on peut classer les méthodes de différentes façons, par exemple selon le régime vibratoire et sa nature, selon le mode de sollicitation ou la technique d'excitation appliquée, etc... La difficulté d'un classement unique provient de l'interdépendance de ces subdivisions et du fait qu'un même dispositif se prête souvent à plusieurs types de mesure : en régime libre ou forcé, en torsion ou en flexion, etc...

En outre, la distinction peut porter sur la nature de l'amortissement étudié, qui va souvent de pair avec son importance. En raison du postulat énoncé au ch. 1 (§ 1.3.1c2), le classement des méthodes anelastiques accorde plus d'importance au domaine de fréquence (ou de température) utilisable, qu'au mode de sollicitation : on recherche surtout dans ce cas des pics de frottement interne, et le mode de sollicitation lié à la géométrie de l'éprouvette n'est alors qu'un moyen d'atteindre la fréquence désirée - en torsion, flexion, etc... Par contre, dans le cas de l'amortissement hystérétique, dépendant de l'amplitude mais pratiquement pas de la fréquence, le classement s'attache plutôt au mode de sollicitation : l'absence de linéarité des phénomènes rend souvent préférable la reproduction expérimentale des états de contrainte étudiés.

Les méthodes où l'on veut s'approcher de conditions "libre-libre" aussi parfaites que possible sont parfois appelées "méthodes physiques". On tente ainsi de supprimer toute perte ou échange d'énergie mécanique avec l'extérieur - et plus rarement les échanges de chaleur. Lorsque de plus aucune iner-

tie n'est liée à l'éprouvette, l'absence de contact mécanique entre celle-ci et le système d'excitation limite le plus souvent à une valeur faible l'amplitude des contraintes. Par opposition, les méthodes où les liaisons de l'éprouvette sont plus conventionnelles - tels les encastresments ou appuis, et de ce fait susceptibles d'être le siège de dissipations plus difficiles à estimer - sont appelées "méthodes d'ingénieur". Ces dernières ont généralement une configuration permettant des sollicitations élevées. Cette distinction est néanmoins arbitraire : par des méthodes dites physiques, par exemple en excitant en traction ou flexion à plusieurs kHz un barreau libre-libre, on observe aussi [42] des phénomènes d'amortissement hystérétique (dépendant de l'amplitude et du nombre de cycles, donc d'effets de fatigue).

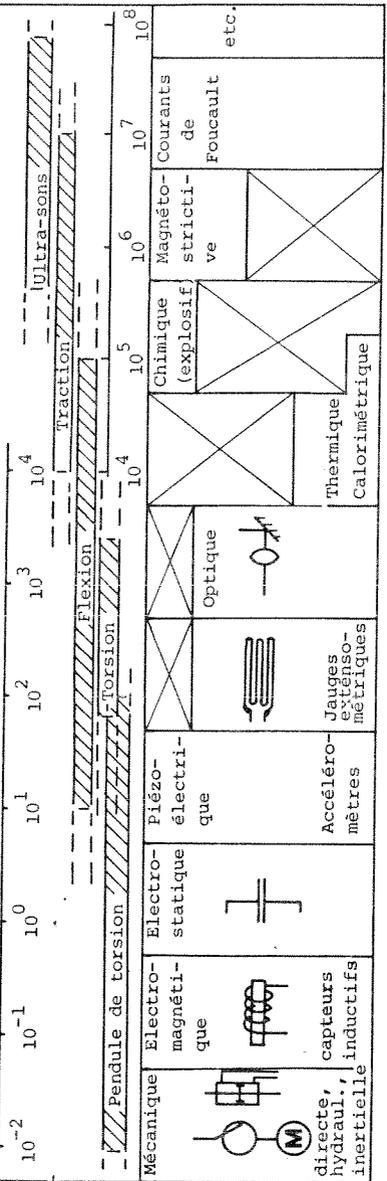
Rappelons aussi les différences essentielles entre les méthodes en régime libre et forcé. En régime libre, le système perd continuellement son énergie, et ne retrouve jamais des conditions identiques; ni l'excitation ni la réponse ne sont périodiques (bien que cette approximation soit faite au premier ordre, lorsque l'amortissement est faible). L'excitation doit être relancée pour refaire les mesures, et celles-ci peuvent ainsi manquer de répétitivité; de plus, si l'amortissement varie avec l'amplitude la fréquence propre en régime libre varie également.

En régime forcé, l'apport d'énergie est continu : l'excitation (au moins) est périodique, ainsi que la réponse (en l'absence d'influence marquée du nombre de cycles ou sans échauffement thermique important). Les conditions sont ainsi généralement stationnaires. L'interprétation des résultats expérimentaux est de plus facilitée par le fait que plusieurs expressions de l'amortissement (par exemple celles liées au module complexe) ne sont strictement valables qu'en régime forcé.

Imposer un régime forcé est techniquement plus compliqué (système d'excitation généralement asservi, etc...) qu'une excitation en régime libre, qui peut se ramener à un lâcher

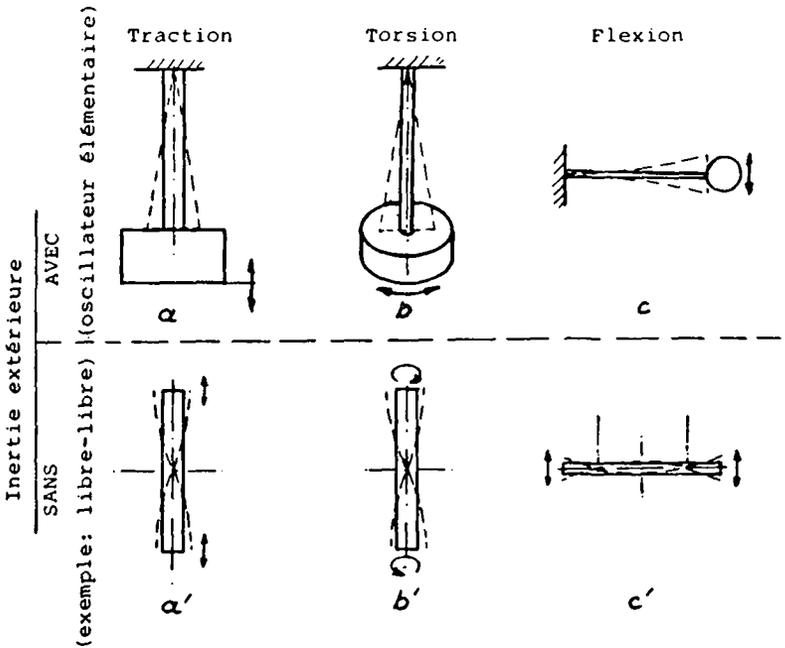
Tableau 2.1. METHODES DE MESURE DE L'AMORTISSEMENT INTERNE

Régime		LIBRE		FORCÉ					
Domaine vibratoire	Fréquence propre naturelle	Sous-résonnant (quasi-statique)		Résonance forcée					
Grandeurs mesurées	Décrément log. δ_r (régime libre)	-		-					
ou	d (dB/dt)	-		-					
Expressions caractéristiques	$M(\omega)$ ou $J(\omega)$, $tg \phi(\omega)$ ou $\bar{M} = M_1 + j \cdot M_2$ $\epsilon(t)$ et $\sigma(t)$ (boucle d'hystérèse) u_d et $u_e, u_d/u_e$	-		-					
Grandeurs d'influence	Métaux usuels: Composition chimique - Structure - Trait. therm. - Ecrouissage - Magnét. - Irradiation								
Mode de sollicitation	A n é l a s t i q u e (faible amplitude): FREQUENCE - TEMPERATURE								
Domaine de fréquence (propre) des dispositifs exp. habituels	Traction - Torsion - Flexion - Combiné (cf. fig. 2.1.)								
Excitation	Mécanique	Electro-magnétique	Electro-statique	Piézo-électrique	Optique	Chimique (explosif)	Magnéto-strictive	Courants de Foucault	etc.
Techniques	directe, hydraul., inertielle	capteurs inductifs	capteurs inertielle	Accéléromètres	Jauges extensométriques	Thermique	Calorimétrique		



après une déformation initiale ou à un choc. Les excitations simples sont malgré tout peu utilisées en régime libre : dans la quasi-totalité des cas, on excite près de la résonance puis on interrompt l'excitation lors de la mesure.

Nous n'entreprendrons pas une description de toutes les méthodes existantes. La réf [37] consacre son dernier chapitre à la description des principales méthodes de mesure de l'anélasticité, et s'accompagne d'une bibliographie fournie. Ici, en considérant plus particulièrement les méthodes des expérimentateurs qui partagent notre intérêt pour les mesures à niveau élevé de contrainte (amortissement hystérétique), nous adopterons un classement basé sur les différents états de contrainte, en décrivant certaines techniques. La fig. 2.1 complète à ce sujet le tableau 2.1.



en pointillé: distribution du déplacement

Fig. 2.1. Principaux modes de sollicitation.

2.2 Traction et compression

Il est intéressant de remarquer que les seules méthodes qui, à notre connaissance, mesurent l'énergie dissipée par une méthode calorimétrique sont celles où l'éprouvette est sollicitée en traction-compression, c'est-à-dire celles où l'énergie dissipée est uniforme à tout le moins dans une section droite, et au mieux dans tout le volume d'essai.

2.2.1. Différence d'échauffement en régime thermique permanent

En 1912, Hopkinson et Williams [24] ont utilisé les premiers une méthode thermique. Sur un barreau sollicité en régime permanent de traction-compression, selon le principe de la figure 2.1.a, ils ont mesuré la différence d'échauffement entre le centre et l'extrémité, à l'aide de thermocouples (fig.2.2). L'éprouvette est ici l'élément élastique d'un oscillateur élémentaire, la masse principale est excitée par un électro-aimant. La fréquence propre est voisine de 120 Hz et la contrainte peut atteindre 500 MPa. Trois thermocouples mesurent l'échauffement moyen; il est stable après 5 mn et de l'ordre, pour l'acier, de 10^0C à 500 MPa. La comparaison avec un étalonnage par effet Joule indique la puissance dissipée dans l'éprouvette. La chaleur est évacuée par l'air ambiant, aucune thermostatisation n'est prévue. L'efficacité avoisine 80 % (cf. § 6.1.5 p.6.4).

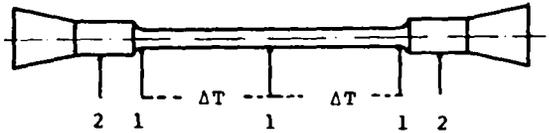
Les conditions aux limites de la surface, exposée à l'air ambiant, ne sont pas très bien définies pour des mesures thermiques précises. Nous verrons cependant que l'amélioration que nous apporterons sur ce point dans le calorimètre augmentera l'inertie thermique du système de mesure, et par là le temps de réponse.

2.2.2. Echauffement en régime thermique transitoire

Adams [2,3], en 1969, a développé une autre méthode thermique. Un barreau est excité à sa première fréquence propre de

vibration longitudinale libre-libre (principe de la fig.2.1.a'), à 12 KHz, pendant 30 s. La température est enregistrée en 6 points de la surface. L'échauffement adiabatique indique alors l'énergie dissipée. Le déplacement de l'extrémité est imposé par un excitateur à magnétostriction couplé à un transformateur de vitesse qui amplifie le mouvement. L'amplitude de la contrainte, nulle aux extrémités, augmente sinusoidalement, atteignant son maximum au centre du barreau; elle peut atteindre 350 MPa. Les capacités spécifiques d'amortissement mesurées sont comprises entre 10^{-4} et 0,7.

La correction calorimétrique apportée aux enregistrements (fig.2.3) est cependant imprécise quand on ignore a priori la répartition axiale de la puissance dissipée.



Conducteurs: 1 = thermocouple; 2 = watt-mètre

Fig. 2.2 Différence d'échauffement (d'après [24]).

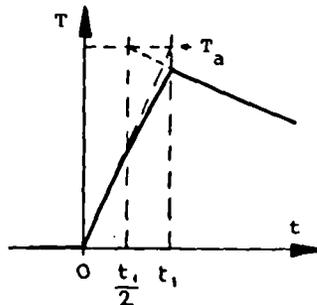


Fig. 2.3 Echauffement transitoire et détermination graphique de l'échauffement adiabatique T_a (d'après [2]).

2.2.3. Mesure directe du module complexe d'élasticité (fig.2.4)

La méthode de Vandeurzen [56] met à profit les possibilités modernes de traitement de signaux. A partir des mesures de la force et du déplacement d'une éprouvette (tubulaire) excitée en compression, un analyseur de Fourier calcule, à différentes fréquences, les composantes réelle et imaginaire du rapport force/déplacement et, de là, le module dynamique et le facteur d'amortissement du matériau. L'excitateur est un vérin hydraulique asservi en force; à la fréquence maximum de 200 Hz, la sollicitation est encore quasi-statique. En se limitant à la compression ondulée, la réalisation de pièces d'amarrage de traction est évitée, et une certaine liberté dans le choix des dimensions de l'éprouvette est permise ($d_e < 25$ mm, $d_i > 8$ mm, $100 < L < 250$). La section tubulaire facilite le contrôle de la température, de -20 à 80°C , par circulation intérieure de gaz. La méthode n'est cependant adaptée qu'aux matériaux à haut amortissement, elle ne mesure précisément que les facteurs de perte supérieurs à 1 %.

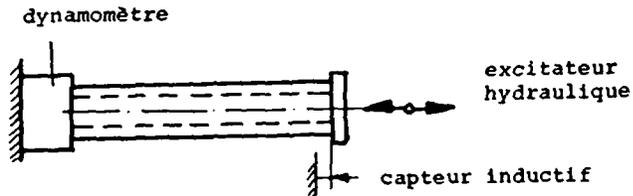


Fig. 2.4 Montage pour mesure du module complexe (d'après [56]).

2.3. Torsion

Les dispositifs les plus courants sont du type du pendule de Coulomb, c'est-à-dire essentiellement constitués d'un disque d'inertie suspendu à une tige mince constituant l'éprouvette (cf. fig.2.1.b). Leurs avantages pour des mesures d'anélasticité sont :

- une géométrie d'éprouvette et d'appareil simple
- une fréquence propre basse ou très basse, facilitant l'observation
- une température ambiante aisée à contrôler
- des mesures possibles en régime libre, forcé ou quasi-statique
- des contraintes de cisaillement élevées facilement atteintes.

Presque toutes les techniques d'excitation et de mesure ont été employées. Les pendules actuellement utilisés pour l'étude des pics de relaxation essaient des éprouvettes de faible diamètre (< 1 mm). Ce sont des instruments très élaborés, presque tous automatisés (par exemple [5,6,17,25]). L'utilisation de ce type de pendule pour des mesures hystériques sur des éprouvettes de diamètre plus élevé (10 mm) sera discutée plus loin pour illustrer pratiquement les problèmes expérimentaux.

Hanstock et Murray [20] ont développé un pendule constitué d'un barreau libre-libre (principe de la fig.2.1.b') de fréquence propre beaucoup plus haute (1,5 KHz). Le système d'excitation par courants de Foucault permet d'atteindre des contraintes suffisamment élevées pour rompre rapidement une éprouvette d'aluminium par fatigue.

2.4. Flexion

2.4.1. Flexion de poutre encastrée

Des mesures sur ce type de montage avec excitation magnétique (sans contact) de l'extrémité libre sont proposées comme méthodes standard à basse contrainte par Jones et Henderson [28]. Kerlin et Snowdon [29] ont effectué à l'extrémité de poutres encastrées de divers matériaux et dimensions des mesures d'impédance à l'aide d'un appareillage miniaturisé (fig. 2.5.a). Leurs résultats, obtenus dans l'intervalle de fréquence 30 à 3000 Hz sur les 6 premiers modes, sont en

excellent accord avec la théorie de la flexion de Timoshenko-Snowdon [48]. Dans ce cas, des précautions expérimentales particulières doivent être prises, notamment en ce qui concerne la qualité de l'encastrement.

Gibson et Plunkett [18] ont pu vérifier en flexion la théorie de l'amortissement thermoélastique de l'aluminium : une éprouvette, usinée symétriquement pour former deux poutres encastrées opposées, est excitée en son centre (fig.2.5.b); l'expérience est menée dans une enceinte à vide. Le facteur d'amortissement η_s est déduit, au 1er ou au 2ème mode, des mesures de l'accélération et de l'amplitude à la résonance; celle-ci est déterminée par l'aplatissement maximum des ellipses de Lissajou correspondantes. L'utilisation de jauges d'extensométrie est préférée ici, pour plus de sensibilité, à une mesure optique.

Une méthode de mesure en résonance, avantageuse par sa simplicité pour des applications techniques, est proposée par Heine [22]. L'éprouvette est une lame encastrée-libre excitée à son encastrement. Ce dernier est fixé sur un gros bloc d'acier qui pivote autour d'un point d'une base massive (fig.-2.5.c). La mesure du déplacement de l'extrémité libre est faite optiquement. Les domaines utiles sont : fréquence de 20 à 1200 Hz, contrainte de 0,7 à 350 MPa, température de -70 à 350°C, vide possible.

Des mesures sur poutre encastrée-libre ont été faites par Clark et Hagel [11,19], qui étudiaient de plus, entre autres paramètres, l'influence de la contrainte axiale statique, de l'amplitude et de l'histoire des contraintes (fig.2.5.d).

Dans une méthode [41] avec contrôle à distance destinée à des mesures sur échantillons irradiés, on sollicite des éprouvettes du type poutre encastrée : a) en flexion; b) en torsion, en leur adjoignant alors une pièce d'inertie. Le module est mesuré en régime forcé, le décrément l'est en régime libre ($5 \cdot 10^{-5} < Q^{-1} < 5 \cdot 10^{-2}$, ± 4 %). L'excitation et la détection sont électromagnétiques.

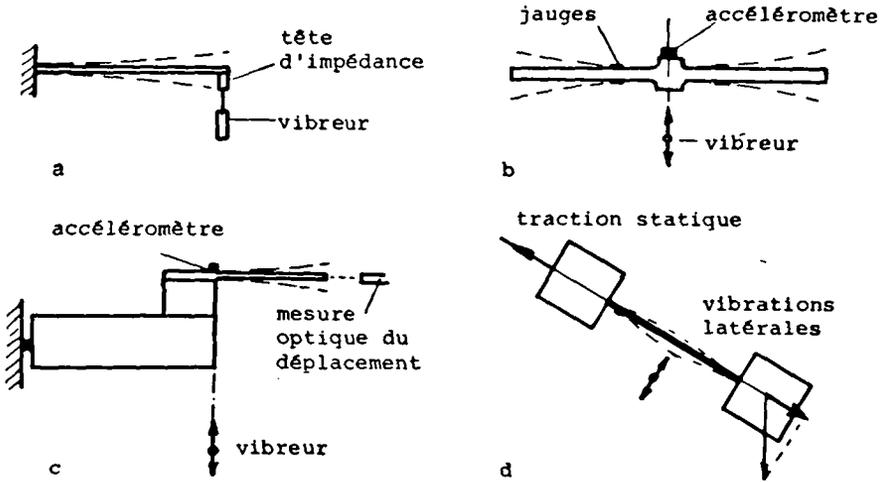


Fig. 2.5 Divers montages en flexion.

Plusieurs dispositifs sont conçus pour des mesures de décré-
ment logarithmique des vibrations des aubes de turbines, et
permettent de varier les conditions d'encastrement,
l'amplitude, la température, etc... [4,15].

2.4.2. Flexion pure

Yacovlev [58] décrit des méthodes permettant de solliciter en
flexion pure des matériaux (métalliques ou non), dans une en-
ceinte où l'on peut faire un vide de 10^{-5} Torr aussi bien que
des essais avec divers gaz. Trois appareils couvrent le do-
maine de température s'étendant de -196 à $1200-1500^{\circ}\text{C}$. L'é-
prouvette est une barre prismatique de section rectangulaire
dont chaque extrémité est liée à un bloc massif (fig.2.6).
Chaque bloc est suspendu par un fil mince au noeud de vibra-
tion de flexion; l'excitation est obtenue par des électro-ai-
mants, deux couples alternatifs de torsion égaux et opposés

s'exerçant à chaque noeud, à fréquence variable entre 3 et 50 Hz. Le mouvement est détecté optiquement. L'amortissement (décrément logarithmique) est mesuré en régime libre. L'auteur mentionne des contraintes de 250 MPa, et des valeurs de $\delta = 10^{-3}$. Une réalisation plus simple, mais découlant du même principe, est décrite dans [54]. Elle est destinée aux mesures à haute contrainte et à haute température.

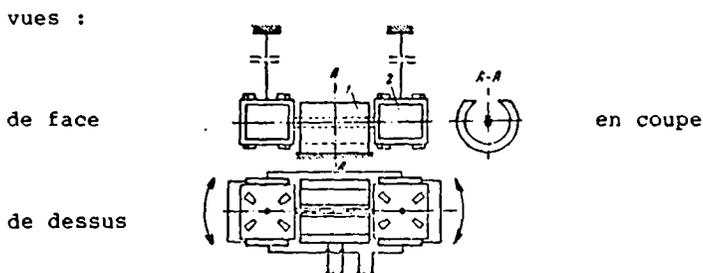
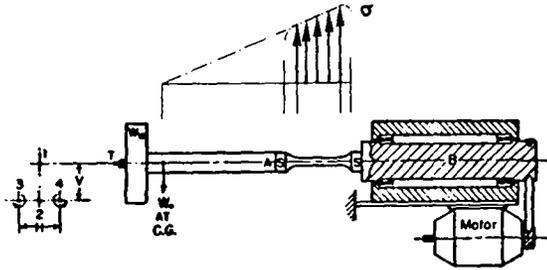


Fig.2.6 Schéma du système vibrant et des corps de chauffe (d'après [58]).

2.4.3. La méthode de la poutre rotative

Lazan, qui a développé cette méthode [32], l'a appliquée intensivement à ses recherches sur l'amortissement interne hystérétique. Une éprouvette (tubulaire) montée dans une broche est prolongée par une pièce pesante en porte-à-faux qui la sollicite en flexion : statiquement au repos, dynamiquement quand la broche est entraînée. En rotation, l'énergie dissipée par le matériau est égale au produit d'un couple de torsion par l'angle de rotation de la broche; ce couple est aussi égal au produit du déplacement latéral par le poids de la pièce de prolongement. Ainsi, les mesures (optiques) des déplacements horizontal et vertical indiquent respectivement l'énergie dissipée par cycle et l'énergie élastique, et de là l'amortissement (fig.2.7).

L'amplitude de la contrainte maximum est choisie en inclinant l'axe de la broche. La vitesse de rotation est continûment réglable de 0 à 25 Hz (ou plus). Cet appareil est bien adapté aux métaux à haut amortissement; dans le cas contraire, il manque en effet de sensibilité.



V: flèche verticale \sim module d'élasticité

H: déplacement horizontal \sim capacité d'amortissement

Fig. 2.7 Principe de la méthode de la poutre rotative (d'après [32]).

2.5. Etat de contrainte combiné

La combinaison traction-torsion est fréquemment réalisée lorsqu'on veut déterminer les contributions respectives à l'amortissement des composantes de distorsion (σ_d) et de dilatation (σ_v) du tenseur des contraintes. Les expérimentateurs utilisent fréquemment des tubes minces, et font varier le rapport σ_d/σ_v . Citons par exemple Robertson et Yorgiadis [44], qui ont comparé des résultats obtenus en traction et en torsion sur la même éprouvette.

2.5.1. Torsion et flexion, torsion ondulée

Hooker [23] a construit un pendule double de torsion, développé pour l'étude de l'influence de la contrainte moyenne et celle de la combinaison torsion/flexion (τ/σ) dans les matériaux à haut amortissement. Chaque éprouvette, de section

circulaire pleine ou tubulaire, a l'une de ses extrémités encastrée et l'autre liée à une pièce d'inertie centrale. Cette pièce est une barre pourvue de quatre bobinages, deux servant à l'excitation électromagnétique et deux à la détection du mouvement. Cette disposition se prête à de nombreux arrangements (fig.2.8) :

- le montage de deux éprouvettes (de matériaux identiques ou différents) permet la superposition d'une précontrainte statique de torsion; le montage d'une seule éprouvette est aussi réalisable.
- l'excitation est imposée en torsion ou en flexion selon les connections des bobines
- le couplage torsion-flexion est possible selon le dosage désiré, les différents modes sont obtenus en rendant la barre d'inertie dissymétrique au moyen de masses additionnelles (fig.2.7.b).

De plus, on peut procéder à des mesures en régime libre ou forcé, et, dans ce dernier cas, à des mesures quasi-statiques ou au voisinage de la résonance. La déformation maximale en cisaillement vaut : $\gamma = \pm 0.003$, à une fréquence de 20 à 80 Hz, selon le matériau et le montage. Les pertes intrinsèques de l'appareil, évaluées avec des alliages d'aluminium à faible amortissement, sont admissibles pour les mesures normalement envisagées; elles sont principalement dues au frottement de l'air.

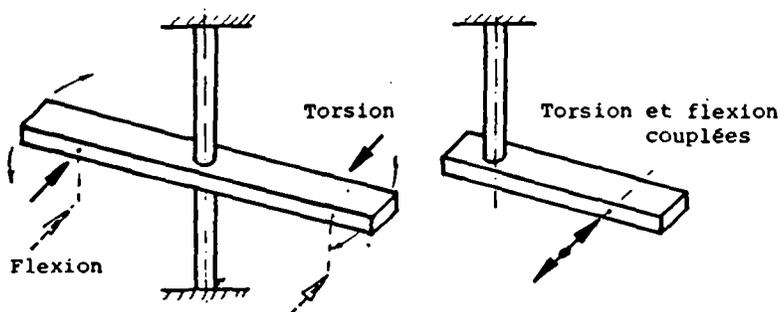


Fig. 2.8 Pendule de torsion/flexion combinées (d'après [23]).

2.6. Suppression des causes d'erreur

Tous les expérimentateurs s'efforcent de minimiser les dissipations d'énergie mécanique hors de l'éprouvette, principales causes d'erreur dans les mesures des faibles amortissements. Ci-après, l'historique des travaux d'amélioration d'un pendule de torsion illustre ce point de façon exemplaire.

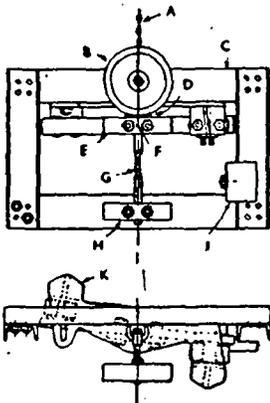
Le pendule de torsion de Föppl-Perz a été développé autour de 1930. Il reprenait le principe du pendule de Coulomb pour l'appliquer à des "mesures d'ingénieur" à contrainte élevée, sur des éprouvettes de \varnothing 10 mm environ. Contractor et Thompson [12], en 1940, après l'avoir doté d'un four ainsi que d'un système d'enregistrement optique des oscillations pour supprimer le frottement d'un stylet enregistreur, ont publié de nombreux résultats relatifs aux aciers. Puis Hanstock et Murray [20] ont présenté en 1946 leur méthode du barreau libre-libre excité en torsion adaptée aux alliages d'aluminium. Les valeurs obtenues étaient très inférieures à celle du pendule. Cottel, Entwistle et Thompson [13], en 1948, pour en rechercher les raisons, ont modifié systématiquement l'instrument de [12] (fig.2.9). Ils ont : 1) introduit des pièces d'amarrage supprimant toute possibilité de glissement; 2) rigidifié le cadre, notamment en remplaçant les assemblages vissés par des soudures; 3) rendu circulaire toute la section active de l'éprouvette, d'abord partiellement carrée; 4) conçu un palier de guidage escamotable lors des mesures; 5) remplacé le corps d'inertie par un solide de révolution lisse (diminuant le frottement de l'air), parfaitement équilibré. A ce stade, les valeurs obtenues sur un alliage d'aluminium à faible amortissement, le duralumin, étaient cing cent fois plus faibles qu'au départ; elles étaient cependant encore trois fois plus élevées que les capacités de l'ordre de $\phi_S = 2 \cdot 10^{-5}$ obtenues par Hanstock et Murray.

Pour parvenir à des résultats concordants, ces chercheurs ont construit un pendule plus petit, qui: 6) n'était plus suspendu à une chaîne mais fixé à une assise massive isolée des vi-

brations du sol; 7) l'éprouvette n'était plus vissée à ses extrémités, mais frettée (après refroidissement); 8) une enceinte à vide entourait l'ensemble : ce n'est qu'à une pression de 10^{-3} Torr que l'influence du frottement de l'air devint négligeable. Il faut cependant noter qu'au stade du point 3), les améliorations étaient insignifiantes pour des aciers à plus fort amortissement, de l'ordre de $\psi_s = 1$ à 2 %.

Par la suite, en 1958, Sumner et Entwistle [53] ont doté un pendule analogue d'une excitation électromagnétique asservie, permettant ainsi des mesures absolues d'énergie dissipée (à pression ambiante). Les résultats identiques de $\psi_s = 10^{-4} \pm 1$ % obtenus en régimes libre et forcé pour un alliage d'aluminium montrent que les pertes dues à l'appareil, plus élevées que ci-dessus, ne proviennent pas de l'excitation*.

Cet exemple spectaculaire d'amélioration nous a permis de mentionner la quasi-totalité des causes d'erreur liées aux mesures à contrainte élevée. La réalisation de liaisons extérieures sans perte est souvent un problème délicat à résoudre: encastrement des lames de flexion; suspension par fils minces aux points nodaux de corps "libre-libre", etc...



- A. chaîne de suspension
- B. poids d'équilibrage
- C. cadre boulonné (fers en U)
- D. roulement
- E. barre oscillante (inertie)
- F. miroir (caméra non fixée au cadre)
- G. éprouvette
- H. amarrage inférieur
- J. poids d'équilibrage
- K. gâchette électromagnétique, à support réglable

Fig. 2.9 Schéma de la machine non modifiée (d'après [13]).

* Les valeurs très basses mesurées par Cottel & al. pour le duralumin servent souvent de référence lors de l'évaluation des pertes d'un nouvel appareil de mesure.

2.7. Origines d'une nouvelle méthode de mesure

Nous avons cherché une méthode qui permette de s'affranchir des dissipations externes plutôt que de les supprimer.

Nous avons d'abord envisagé la méthode suggérée par le professeur M. Del Pedro, celle de la mesure du déphasage entre deux points d'un barreau sollicité en traction-compression; elle est en principe excellente, car indépendante des conditions aux limites. Cependant, une étude préliminaire a rapidement montré que la mesure de très petits angles de déphasage (de l'ordre de 10^{-5} radian) n'est pas réalisable actuellement.

Nous nous sommes donc engagés dans la voie de la méthode calorimétrique qui consiste à mesurer dans un calorimètre à flux la fraction de la puissance évacuée à la surface d'un barreau. Cette voie nous a été proposée par le professeur G. Spinnler, et il a notamment conçu sur la base de ses travaux antérieurs l'ensemble de mesure calorimétrique, le thermostat et ses appareils annexes.

3. PRINCIPE ET CONDITIONS IDEALES DE LA METHODE DE MESURE CALORIMETRIQUE DU FROTTEMENT INTERNE

Remarque

"Flux de chaleur" (ou en abrégé "flux") a ici l'acception de quantité de chaleur par unité de temps traversant une surface; "puissance thermique", ou en abrégé "puissance" a la même signification : ces deux termes sont employés ici indifféremment.

"Puissance d'hystérésis" (ou en abrégé, "hystérésis" ou "hystérèse") désigne ici la puissance thermique qui est due aux phénomènes dissipatifs internes du matériau sollicité mécaniquement.

3.1. Principe

La méthode calorimétrique détermine le flux de chaleur dégagé par une portion de la surface d'une éprouvette sollicitée mécaniquement. C'est une mesure indirecte de la puissance mécanique dissipée sous forme de chaleur dans le matériau. On en déduit en régime permanent l'énergie volumique dissipée par cycle.

La partie active de l'éprouvette est une barre mince de section uniforme A sollicitée harmoniquement en traction-compression (fig. 3.1.a). La contrainte instantanée $\sigma(t)$ y est uniforme (fig. 3.1.b) (cf. remarque 1 p. 1.4). Le frottement interne dissipe sous forme de chaleur à chaque cycle une énergie volumique u_d constante (dans les conditions habituelles de la mesure, tant que l'amplitude de la contrainte ne dépasse pas la contrainte cyclique limite σ_{λ}). L'éprouvette constitue donc une source de chaleur de puissance \dot{Q} . A fréquence f constante, la puissance volumique \dot{q} est constante dans la partie active, et pratiquement nulle aux extrémités (fig. 3.1.c).

La méthode calorimétrique consiste essentiellement à déterminer \dot{q} par une mesure sans contact du flux dégagé à travers les faces latérales d'un tronçon de l'éprouvette. A cet effet, des thermopiles entourent une mince couche d'air concentrique à la zone de mesure. Leur face froide est en contact avec un puits de chaleur constitué d'un bloc isotherme. En régime permanent de transfert de chaleur, la tension U aux bornes des thermopiles est proportionnelle au flux \dot{Q}_λ qui les traverse, fraction de la puissance totale \dot{Q}_t . L'ensemble éprouvette-thermopile-bloc est contenu dans une enceinte thermostatisée (fig. 3.1.a).

Le rapport du flux \dot{Q}_λ à la puissance \dot{Q}_t est l'efficacité de la mesure. Le profil de température le long de la partie active (fig.3.1.d) et de là le flux \dot{Q}_λ sont fonction de l'environnement de l'éprouvette, au sens large : ils dépendent de la nature des matériaux constitutifs et de la forme de l'éprouvette, de ses attaches ainsi que du système de mesure. L'efficacité dépend en particulier de la conductivité thermique du matériau de l'éprouvette. Ces points seront précisés lors de l'étude du transfert de chaleur, au chapitre 6.

La sensibilité en tension du système $C = U / \dot{q}$ doit être déterminée pour chaque matériau par étalonnage. A cet effet, un courant continu d'intensité connue traverse l'éprouvette. Un voltmètre relié à des électrodes amovibles indique la chute de tension ohmique U_ρ ; connaissant la distance entre les électrodes, on en déduit la puissance volumique d'étalonnage \dot{q}_e .

Il importe que le profil de puissance linéique dissipé par effet Joule dans la partie active et dans ses extrémités soit d'allure semblable à celui dû au frottement interne. Dans le cas contraire, un facteur correctif approprié est introduit pour tenir compte de sensibilités différentes en étalonnage et en mesures de frottement interne.

Lors de l'étalonnage ou lors de la mesure, on impose au système un saut de puissance. Sa réponse est très approximativement celle d'un système du premier ordre, de constante de temps élevée (fig. 3.2). La valeur asymptotique U_{∞} de la tension est atteinte à 1 % près en une heure environ.

Le niveau des puissances dissipées est généralement faible. Une mesure différentielle permet de réduire le bruit de fond d'origine thermique, et d'améliorer ainsi le rapport signal/bruit. A cet effet, un second ensemble éprouvette-thermopile-bloc de mesure est disposé dans l'enceinte. Il est appelé passif, car il n'est pas sollicité mécaniquement. Les ensembles actif et passif ont leurs axes parallèles et sont thermiquement symétriques à l'intérieur de l'enceinte.

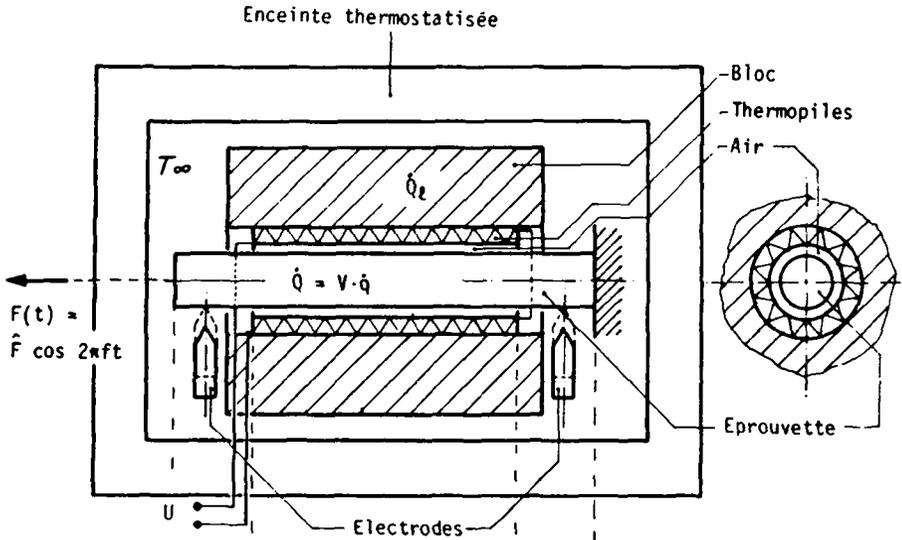
Une mesure simultanée de l'énergie volumique maximum de déformation u_{\max} permet de trouver l'amortissement interne ϕ , par (1-19).

3.2. Conditions idéales de la méthode

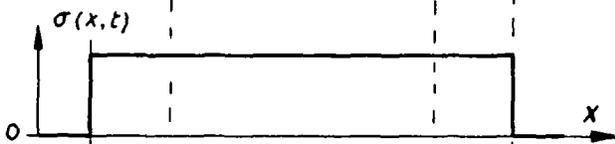
Les conditions énoncées ci-après sont classées en deux groupes, mécanique et thermique. Les premières visent à obtenir en tout point de l'éprouvette des conditions uniformes, afin de pouvoir ramener directement les mesures d'énergie dissipée à l'amplitude de la contrainte; il n'est ainsi pas nécessaire de les corriger en tenant compte de la répartition des contraintes dues à la forme de l'éprouvette. Les secondes conditions permettraient d'atteindre une efficacité de 100 % sur le tronçon où l'on mesure le flux de chaleur.

Conditions mécaniques idéales

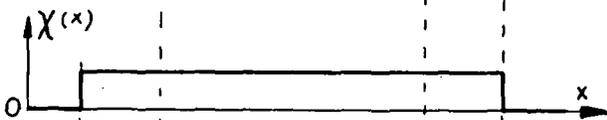
- a) Le matériau est continu, isotrope et homogène.
- b) Le barreau sollicité en traction-compression est infiniment long, et de section constante : les contraintes sont



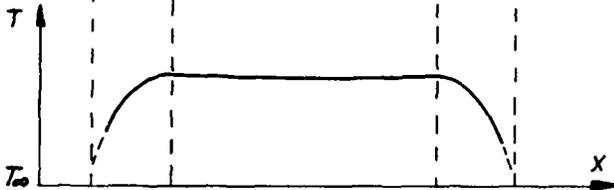
a) Schéma de principe



b) Profil de la contrainte instantanée



c) Profil de la puissance linéique (frottement interne ou étalonnage)



d) Profil de température à la surface du barreau

Fig. 3.1 Principe de la mesure calorimétrique du frottement interne

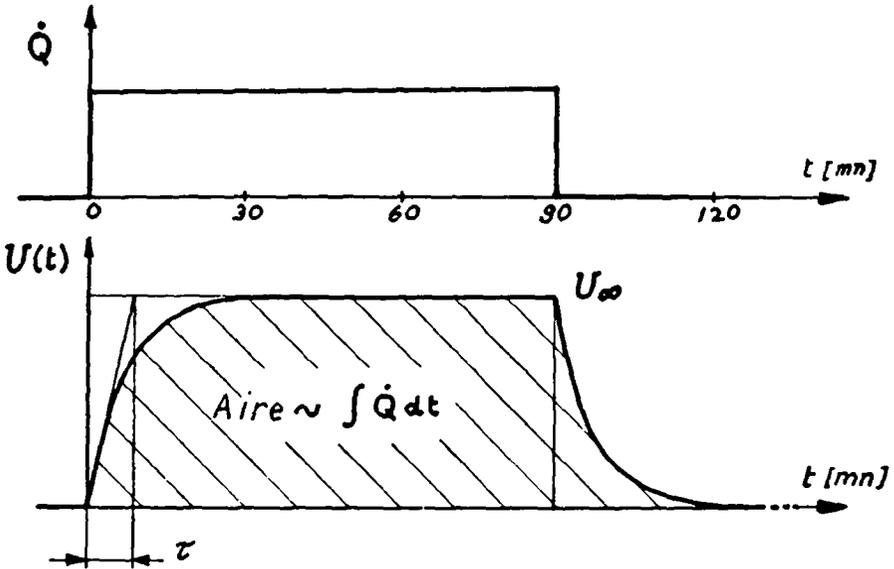


Fig. 3.2 Allure de la réponse en tension (U) du système de mesure à un saut de puissance (\dot{Q}).

parfaitement axiales et uniformes, il n'y a ni flexion ni concentration de contraintes dues à un changement de section.

- c) La loi de Hooke est applicable, il n'y a ni déphasage ni effet ondulatoire; $\sigma(x,t) = F(t)/A$ quel que soit x .
- d) L'essai est non destructif : l'amplitude $\hat{\sigma}$ reste inférieure à la limite de fatigue; le flambage élastique ne peut pas se produire.

Conditions thermiques idéales

- b') Le barreau est infiniment long et de section constante.
- e) L'énergie volumique u_d est uniforme dans le volume et ne dépend pas du temps (à savoir du nombre de cycles).
- f) La fréquence de sollicitation est constante; il en est alors de même de la puissance volumique ou linéique.
- g) La température est constante le long du barreau ;
 $dT/dx = 0$.
- h) Les faces latérales sont en contact avec un puits de chaleur parfait, complètement isotherme.
- i) Il n'y a pas d'évacuation de chaleur par les extrémités, ni de flux entrant dû à une cause externe (frottement, etc...) : le flux évacué est purement radial (conséquence de g) et h)).
- j) Les thermopiles ont un gain constant et précisément connu; leur présence n'influence pas le flux mesuré.

3.3. Compromis pratique

Il apparaît rapidement que plusieurs des conditions précédentes ne peuvent pas être remplies simultanément. C'est pourquoi des compromis constructifs doivent être trouvés. Certains ont déjà été évoqués lors de l'exposé du principe de la méthode.

Tout d'abord, les conditions b) et c) sont incompatibles : l'absence d'effets ondulatoires notables nécessite le choix d'un barreau relativement court. Il en résulte une condition supplémentaire :

- k) La dissipation d'énergie doit être nulle en dehors de la partie active de l'éprouvette.

De ce fait, le niveau des contraintes à l'extérieur de la partie active doit être très faible pour y limiter à une

quantité négligeable la dissipation par frottement interne ou par effet Joule. Les attaches de l'éprouvette auront donc une section importante. On peut alors montrer que les autres conditions mécaniques (en particulier c) deviennent des hypothèses admissibles pour un barreau court.

Par contre, la plupart des conditions thermiques ne peuvent plus être satisfaites. Seules les conditions e) et f) le sont sur la partie active. Un étalonnage est alors nécessaire, et c'est pourquoi :

- 1) le profil de puissance dissipée par étalonnage doit être identique à celui dû au frottement interne. Dans l'appareil réalisé, cette condition est approximativement remplie pour les matériaux ferreux, de conductivité thermique relativement faible.

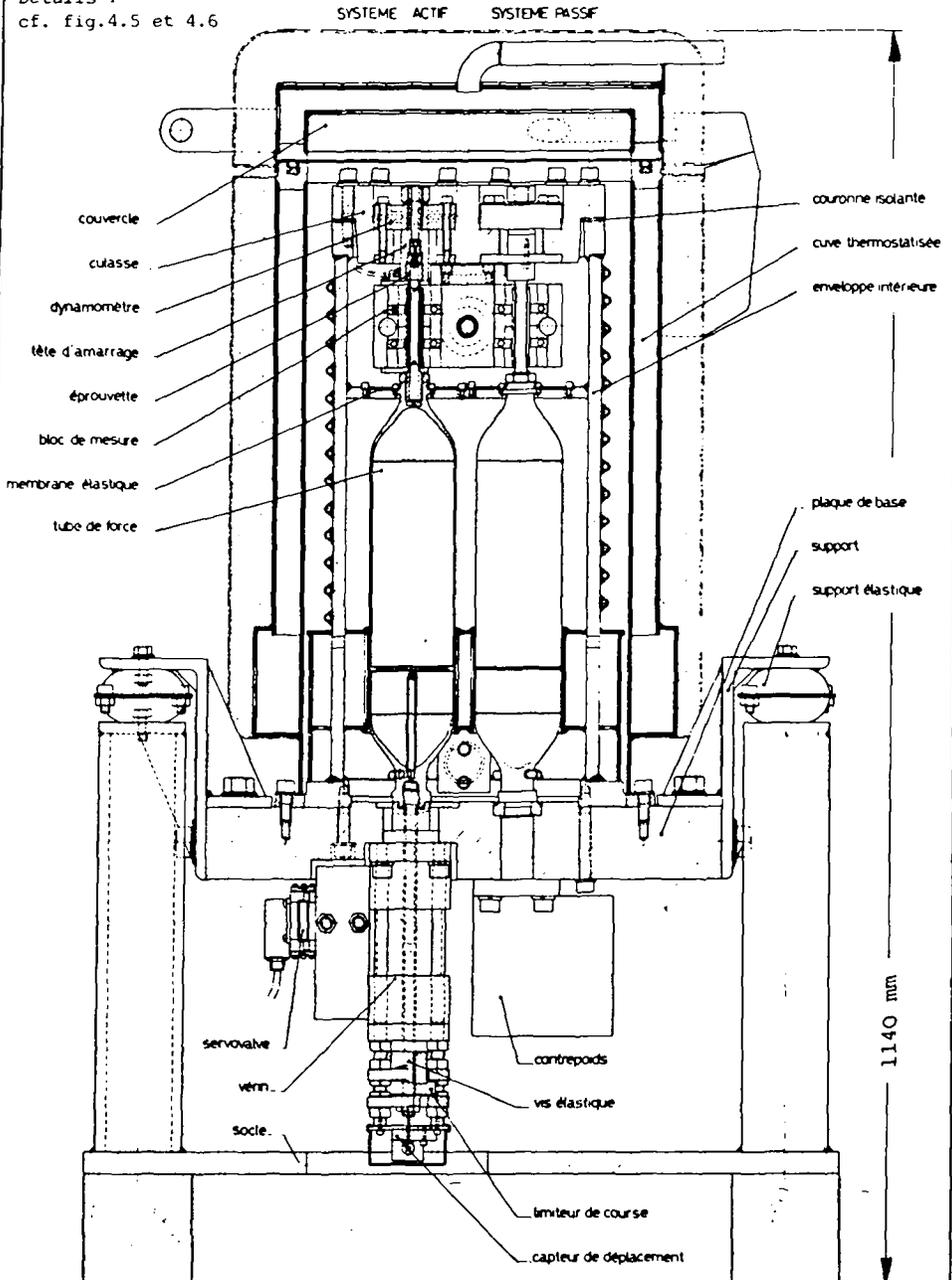
Ces points seront examinés au chapitre 6.

4. CARACTERISTIQUES ET DESCRIPTION GENERALES DE L'APPAREIL

Le dispositif expérimental construit - appelé par la suite "Calorimètre" - a pour but de mesurer le frottement interne (hystérésis) des métaux. Cet appareil présente les caractéristiques et dispositifs principaux suivants:

- a. Calorimètre à flux thermique
- b. Eprouvette tubulaire sollicitée en régime permanent de traction-compression; puissance thermique à mesurer très faible, au maximum quelques watts. Essai non destructif.
- c. Mesure sans contact de la fraction du flux de chaleur dégageé radialement, qui traverse une mince gaine d'air, des éléments Peltier (utilisés en thermopiles) et un bloc servant de référence de température.
- d. Dérive de température et bruit de fond atténués par montage différentiel de deux éprouvettes dans deux systèmes thermostatisés identiques : un système actif, mécaniquement excité, et un système passif au repos.
- e. Dispositif d'étalonnage "in situ" par effet Joule, permettant de déterminer la sensibilité de l'appareil propre à chaque matériau.
- f. Température de travail réglable de 20 à 50°C, indépendamment de la température du local.
- g. Réponse à un saut de puissance dissipée : valeur asymptotique pratique (écart < 1 %) atteinte en 45 mn à 1h10 (cf. p.ex. fig.5.3).
- h. Force appliquée directement par un excitateur hydraulique piloté par servovalve; régulation de l'amplitude et du niveau moyen de la contrainte entre ± 700 MPa jusqu'à une fréquence limite de 50 à 100 Hz, selon la rigidité du matériau de l'éprouvette, puis chute approximative de 40 dB/décade; domaine utile de fréquence : 5 à 300 Hz.
- i. Enregistrement continu de la puissance dissipée et de l'amplitude de la contrainte; enregistrement possible des grandeurs suivantes : température, fréquence, amplitude et niveau moyen de l'allongement, tension d'étalonnage, nombre de cycles.
- j. Dispositifs de sécurité protégeant l'appareil en cas de rupture de l'éprouvette.

Détails :
cf. fig.4.5 et 4.6



(Ech. \approx 1:5)

Fig. 4.1. Dessin d'ensemble du Calorimètre

PROJ.	DATE
REV.	
HYDROCALORIMETRE 800	
EPFL, Lausanne	

Le calorimètre comprend pour l'essentiel un ensemble d'excitation et un ensemble calorimétrique avec son thermostat. L'éprouvette active est à l'"intersection" de ces deux ensembles.

Les éléments principaux¹⁾ du calorimètre sont (fig.4.1) :

1. L'éprouvette active.
2. L'ensemble de mesure calorimétrique du flux latéral, comprenant, dans le système actif : l'éprouvette, la gaine d'air formée par les coquilles, les éléments Peltier de mesure; les mêmes éléments dans le système passif; le bloc de référence commun.
3. L'ensemble des éléments mécaniques d'excitation, comprenant l'excitateur hydraulique, les éléments de transmission de la force à l'éprouvette (tube de force), la tête d'amarrage, le dynamomètre, et le cadre tubulaire de fermeture du système de forces (culasse, enveloppe intérieure, plaque de base).
4. Le thermostat, formé par la cuve thermostatée à double paroi contenant l'ensemble calorimétrique ainsi que la chambre d'eau de l'enceinte intérieure, traversée par les tubes de force actif et passif. Le couvercle du thermostat s'ouvre pour permettre l'introduction des éprouvettes.
5. Le socle isolateur de vibration supportant la plaque de base et la cuve thermostatée.

A proximité du calorimètre se trouvent les installations annexes :

6. L'installation de circulation d'eau dans la cuve, et celle de régulation de la température; les dispositifs annexes qui permettent de varier rapidement la température de consigne.
7. Le système de mesure du flux de chaleur, comprenant le voltmètre, un filtre et un enregistreur.

1) la numérotation ci-dessus est reprise dans les paragraphes de ce chapitre.

8. Le dispositif d'étalonnage qui permet de dissiper une puissance directement mesurable dans le système actif.
9. La source de pression hydraulique de l'excitation.
10. L'installation de régulation et de mesure de la force appliquée.
11. Le système de mesure de la déformation.
12. Les divers systèmes de protection de l'appareil en cas de déformation excessive ou de rupture de l'éprouvette.

4.1. Eprouvette (cf. fig.4.6, p.4.19)

Le corps de l'éprouvette, de section nominale 25 mm^2 , est un tube mince de $\varnothing 9,8 \times 8 \times 71,6 \text{ mm}$. Il est raccordé extérieurement, par un rayon $R10$, à deux extrémités filetées $M16 \times 1$: la tête, longue de 15 mm , et le pied, long de 26 mm .

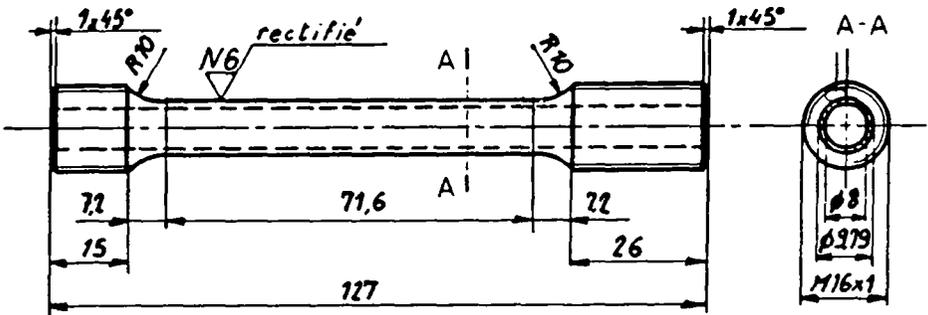


Figure 4.2 Eprouvette, section nominale $A_0 = 25 \text{ mm}^2$.

Cette forme est le résultat d'un compromis entre diverses exigences, partiellement mentionnées au ch.3. (conditions d'une bonne mesure) et souvent contradictoires. Il est intéressant d'examiner plus en détail comment nous avons pu les satisfaire.

A. Section et longueur du corps

Le volume dans lequel la puissance est dissipée doit évidemment être assez important pour qu'on puisse distinguer le signal de mesure du bruit de fond; la section et la longueur devraient donc être grandes.

La limite de fatigue à 10^7 cycles, σ_{D-1} doit être au moins accessible pour les métaux courants, elle peut atteindre 600 N.mm^{-2} pour certains aciers spéciaux. La section de 25 mm^2 permet d'atteindre une contrainte maximum de 720 N.mm^{-2} avec l'excitateur dont nous disposons.

Pour l'interprétation correcte des mesures, la contrainte instantanée doit être uniforme dans le volume d'épreuve; aussi la section du corps doit-elle être rigoureusement constante; de plus, les éléments qui transmettent la force excitatrice doivent être parfaitement alignés, afin d'éviter toute flexion.

La fraction de la puissance évacuée latéralement vers les éléments de mesure doit être élevée; ceci impose un rapport important entre l'aire d'échange latérale et la section, soit une grande longueur et un périmètre aussi grand que possible pour une section donnée. Les formes de tube mince ou de lame mince remplissent en principe toutes deux cette condition.

L'application d'efforts alternés de traction-compression impose un petit élanement du corps de l'éprouvette pour éviter tout risque de flambage élastique; le moment d'inertie minimum de la section doit donc être aussi élevé que possible pour la valeur de la section choisie; ceci conduit au choix du tube mince de préférence à la lame mince. Des raisons pratiques d'usinage font que l'épaisseur ne peut guère être inférieure à 1 mm, d'où le choix d'un tube de diamètres 9,8/8. La longueur du corps choisie, 71,6 mm, et ses liaisons massives suppriment tout risque de flambage élastique.

La longueur de l'éprouvette est également assez petite pour que les effets ondulatoires soient négligeables en-dessous de 500 Hz, fréquence pratique maximum d'application de la force.

B. Extrémités

Pour éviter toute erreur d'étalonnage due à des effets d'ex-trémités d'un corps d'éprouvette relativement court, il faut

que les puissances dissipées aux limites de ce corps soient nulles ou négligeables; ce point sera examiné en détail au chapitre 6. Cette condition impose des extrémités de forte section par rapport à celle de l'éprouvette; des considérations constructives permettent de satisfaire aisément à cette condition. Nous avons choisi des têtes de $\varnothing 16$, soit un rapport de sections égal à 6, ou d'environ 20 en tenant compte de la section des amarrages.

La nécessité d'éviter des sources de dissipation parasite dues à un frottement métal sur métal a dicté le choix d'une fixation par vis à pas fin, M16 x 1. Un système à mors conviendrait mal aux contraintes alternées; des extrémités frettées rapportées compliqueraient la réalisation et l'alignement.

L'excitation dynamique est directe, elle ne cherche pas à utiliser l'effet de résonance; dans ce cas, la fixation fileté a l'avantage de la légèreté. Notons encore que le filetage choisi est celui des éprouvettes normalisées de fatigue de section 22 mm^2 .

C. Raccordement aux extrémités

Un changement brusque de section provoque des concentrations de contraintes. Le rayon de raccordement R10 permet pratiquement de les maintenir dans des limites acceptables. La validité de cette forme a été confirmée par les essais de rupture en fatigue de ces éprouvettes.

4.2. Mesure du flux de chaleur

4.2.1. Principes

Dans notre appareil, deux options importantes ont été prises:

- L'éprouvette ne touche pas le dispositif de mesure de chaleur afin de ne pas produire de chaleur parasite par frottement. La chaleur utile traverse une mince gaine

d'air annulaire, par conduction et par rayonnement. Il en résulte une résistance thermique relativement élevée.

- On utilise des capteurs de flux de chaleur existant sur le marché, à savoir des batteries Peltier utilisées en thermopiles. Ces capteurs sont plans, et nous imposent la présence d'éléments intercalaires en aluminium appelés coquilles. Ces coquilles "entourent" l'éprouvette et captent la chaleur, elles conduisent le flux latéral vers la face chaude des "Peltier". La face froide des Peltier est en contact avec un bloc de référence de température, en aluminium, de capacité thermique importante, qui joue le rôle de puits de chaleur.

Il n'est pas absolument nécessaire de stabiliser la température du bloc par circulation d'eau interne car la petite puissance qu'il reçoit de l'éprouvette diffuse facilement dans le bloc, puis est dissipée par convection dans l'air et par conduction à travers les éléments de suspension qui le lient à l'enveloppe de la cuve. L'expérience a prouvé que la stabilité à long terme de la température du bloc de référence est satisfaisante. Le bloc de référence est en deux parties, appelées demi-blocs, qui se ferment autour du corps des deux éprouvettes.

Système actif et système passif

Les axes des deux systèmes sont verticaux, et distants de 100 mm, symétriquement de part et d'autre de l'axe vertical principal de l'appareil qui est commun au cadre tubulaire de retour des forces et à la cuve du thermostat. Le mesurage différentiel nous a fait choisir cette disposition : la symétrie entre les deux systèmes est aussi parfaite que possible; les perturbations thermiques extérieures, supposées uniformes, se traduisent par des tensions perturbées égales δU_A et δU_B , qui n'influencent en principe pas la tension différentielle $U = U_A - U_B$.

Il faut cependant noter que l'appareil n'a ni symétrie thermique vis-à-vis du flux mesuré, ni symétrie mécanique vis-à-vis de la force excitatrice.

4.2.2. Gaine d'air

La gaine d'air est un tube mince, de $\varnothing 10,8/9,8 \times 70$ mm, matérialisé par la face latérale du corps de l'éprouvette et par la face interne des coquilles (cf. fig.4.2 et fig.4.6).

La résistance de la gaine doit être faible, et de préférence constante. On s'est efforcé d'éliminer le transfert de chaleur non linéaire par convection et rayonnement. Ainsi la gaine est mince et d'aire étendue : l'air s'y trouve pour ainsi dire emprisonné, et la convection, source de non-linéarité, est empêchée; le bon état de surface des coquilles et de l'éprouvette supprime pratiquement le rayonnement; la conduction est prédominante. La gaine est pratiquement aussi longue que le corps de l'éprouvette. Il faut assurer la concentricité pour empêcher des erreurs de mesure, et surtout éviter tout risque de contact, cause certaine de dommages : en effet, les éprouvettes sont fréquemment démontées, et on ne peut exclure tout risque de rupture pendant l'excitation. L'épaisseur de la gaine, choisie égale à 0,5 mm, est un compromis entre ces exigences.

4.2.3. Coquilles (cf. fig.4.2 et fig.4.5)

Deux coquilles, jointes en position fermée du bloc, forment un prisme carré de $16 \times 16 \times 70$ mm, alésé au $\varnothing 10,8$. Chaque coquille est pressée contre deux éléments Peltier juxtaposés, avec interposition de graisse thermique, par quatre cavaliers en inox, électriquement isolés et fixés au bloc. Il y a deux coquilles par système, soit 4 au total, et 8 Peltier.

La résistance au demi-flux sortant est la plus faible sur la face partiellement en contact avec deux Peltier (soit une aire $16 \times 60 = 960 \text{ mm}^2$); les coquilles captent et conduisent la quasi-totalité du flux latéral vers les éléments Peltier, et ceci sans isolation particulière.

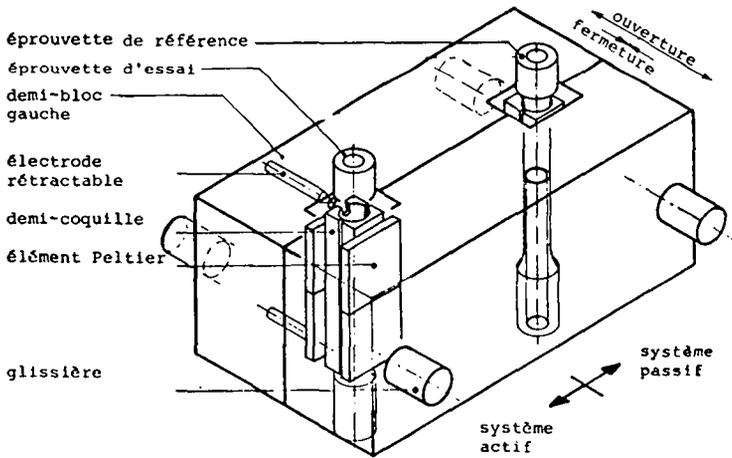


Fig. 4.3 Schéma de l'ensemble de mesure du flux de chaleur latéral.

4.2.4 Éléments Peltier

A. Description sommaire (fig.4.4)

Les batteries Peltier du commerce sont destinées à refroidir des objets lorsqu'on y fait passer un courant continu. Ces éléments sont utilisés dans le calorimètre en mettant à profit l'effet inverse ou effet Seebeck : les thermocouples génèrent une tension lorsque les couples a/b sont portés à des températures différentes. Cette tension est proportionnelle à la différence de température des thermocouples. Par ailleurs, la différence de température locale est proportionnelle au flux de chaleur traversant l'élément d'une face à l'autre.

Afin d'augmenter la sensibilité des éléments, un grand nombre de thermocouples sont branchés en série et constituent une thermopile : si C_p est la sensibilité de l'élément, on a [60] :

$$U = C_p \cdot \dot{Q}$$

avec

$$C_p = \alpha \cdot R_p$$

α : "force thermoélectrique"

R_p : résistance thermique

Les éléments Peltier utilisés ont été fournis par MELCOR (type CP 1-4-71. 06L); chaque élément est formé de 71 couples semi-conducteurs, en sandwich entre deux minces plaques en céramique. Un élément a la forme d'une plaque carrée (30x30x 4,3 mm). Il a pour caractéristiques [61] :

$$\alpha = 30,2 \cdot 10^{-3} \text{ V} \cdot \text{K}^{-1}$$

$$R_p = 3,790 \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$$

soit

$$C_p = 0,1145 \text{ V} \cdot \text{W}^{-1}$$

Les mesures de très faibles tensions doivent être faites avec un voltmètre de résistance interne élevée pour ne pas avoir de tension parasite due à l'effet Peltier. Les fils conducteurs doivent être en cuivre très pur ainsi que les connecteurs, qui doivent être sertis afin de diminuer au maximum les effets thermoélectriques parasites.

B. Disposition des éléments Peltier et connexions électriques

Les huit éléments Peltier du bloc de mesure sont logés par paires dans des évidements fraisés (fig.4.3 et 4.5).

Les quatre Peltier de chaque système sont montés électriquement en série. Les fils sont ramenés à des borniers fixés au bloc, et à des conducteurs souples qui n'entravent pas le mouvement de ses deux moitiés.

Les deux pôles de la tension du système actif U_A sont reliés à une prise externe fixée à la plaque de base; il en est de même de la tension U_B du système passif. Ces deux tensions sont ainsi mesurables séparément, ce qui est avantageux pour déterminer par exemple le couplage thermique entre les deux systèmes. Normalement, seule la tension différentielle $U_A - U_B$, notée U_{A-B} , est mesurée : elle est disponible sur une troisième prise.

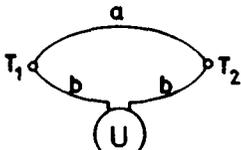
4.2.5. Bloc de référence thermique (fig.4.3 et 4.5)

Le bloc se compose de deux demi-blocs; ces moitiés mobiles sont montées sur deux glissières cylindriques, et sont jointes en position de mesure; leurs faces en contact sont enduites de graisse thermique pour assurer entre elles un bon transfert de chaleur. Fermé, le bloc a approximativement la forme d'un parallélépipède, de base 176x98, haut de 74 mm; sa masse est d'environ 3 Kg.

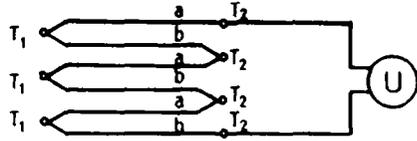
Ouverture et fermeture du bloc

Le bloc est supporté par un cadre horizontal formé de deux segments circulaires et de deux glissières cylindriques qui traversent les demi-blocs. Une vis de mouvement d'axe hori-

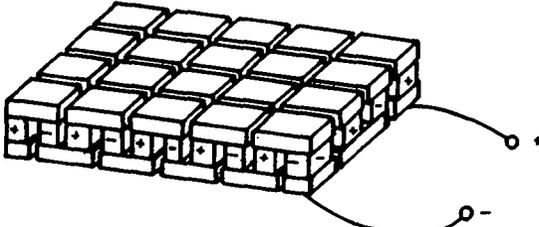
4.13



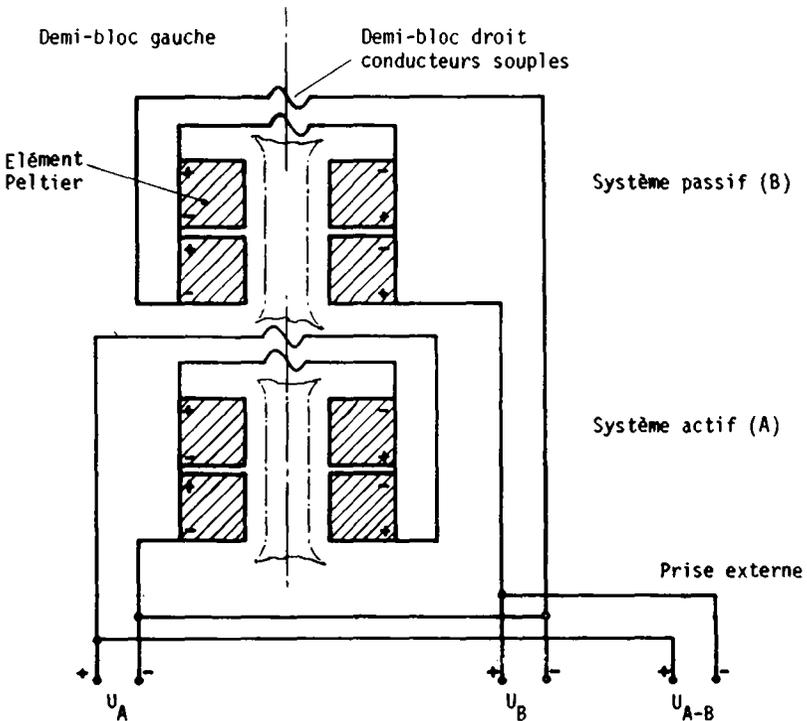
a) Thermocouple



b) Thermopile



c) Élément Peltier (batterie ou thermopile) schématisé sans plaques



d) Connexions dans l'appareil

Figure 4.4 Éléments Peltier

zontal, à deux filetages inversés, tourne entre deux paliers liés aux segments; en tournant, elle rapproche ou éloigne symétriquement les demi-blocs. Un pignon de renvoi percé d'un trou 6 pans, d'axe vertical, engrène sur la vis; on le manoeuvre au moyen d'un tournevis hexagonal, à travers un trou de la culasse.

Suspension et liaisons du bloc

Le cadre est supporté par un pont vissé aux segments circulaires; deux extensions du pont, les pattes, traversent deux ouvertures latérales de l'enveloppe intérieure, sans la toucher, et sont fixées sur deux supports soudés à la paroi intérieure de la cuve; les pièces principales de la suspension et du cadre sont en aluminium et contribuent à la thermostatisation du bloc par conduction.

Cette disposition particulière évite d'alourdir l'enveloppe à son sommet, afin de ne pas abaisser ses fréquences propres de flexion.

Electrodes et leur mécanisme de commande : cf. § 4.8.4.

4.3 Ensemble des éléments mécaniques d'excitation

(cf. § 4.02-3, fig. 4.1 et 4.6)

L'avantage principal de l'utilisation d'un excitateur hydraulique est son aptitude à transmettre de fortes charges sous un volume réduit, et la possibilité d'un contrôle aisé de la force en amplitude et en valeur moyenne ou statique. Par contre, l'échauffement dû aux pertes de charge dans l'huile élève sa température de service à 60°C, ce qui est un inconvénient à proximité d'un calorimètre. Un palliatif est donc nécessaire : il est réalisé par un élément intercalaire, le tube de force.

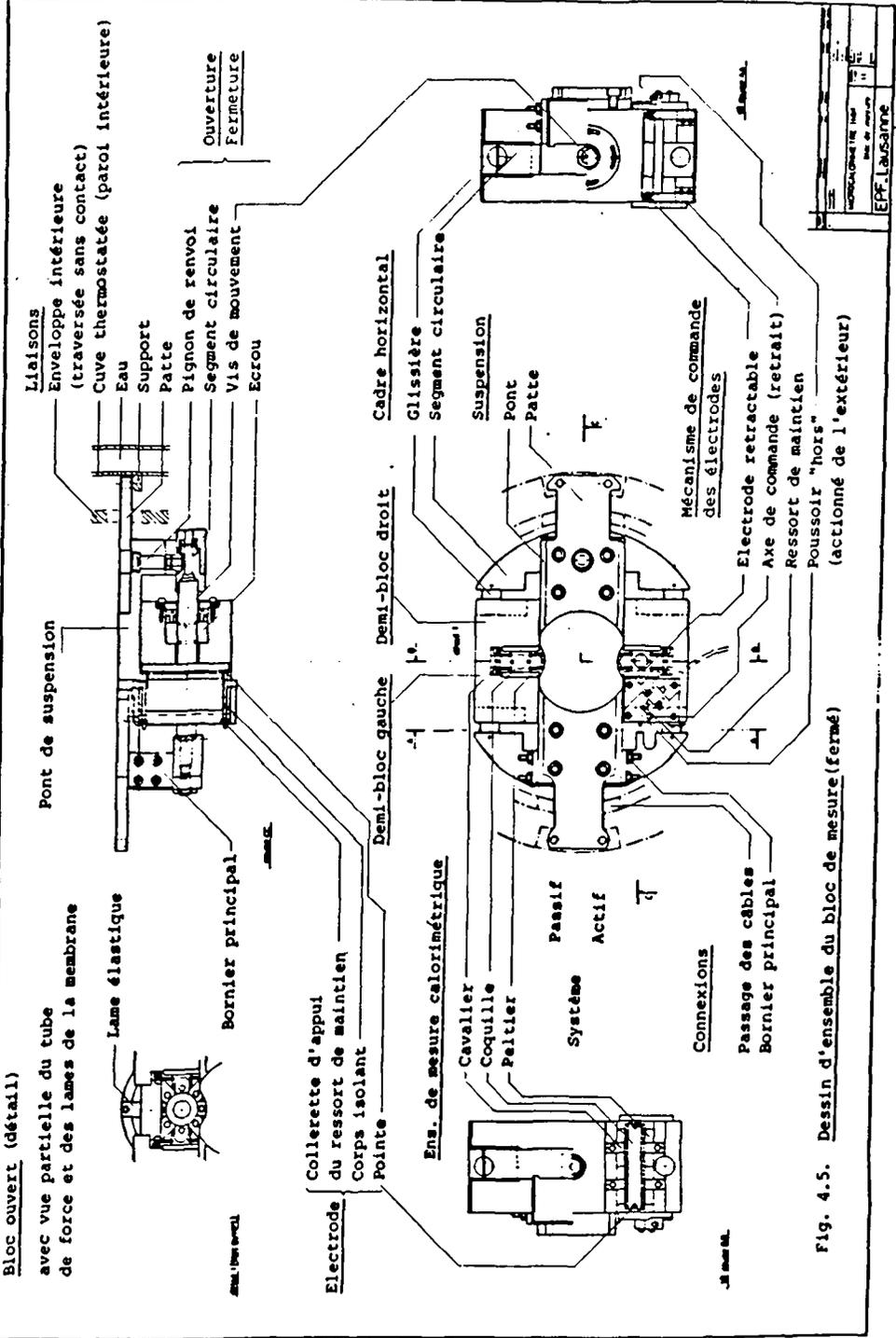


Fig. 4.5. Dessin d'ensemble du bloc de mesure (fermé)

4.3.1. Excitateur hydraulique

Caractéristiques : cf. 4.0.1.-h.

Le vérin ZONIC 1216 est à double effet, à tige traversante de $\varnothing 35$. La section efficace du piston ($\varnothing 50,8$) est de $10,6 \text{ cm}^2$; la course est de 25,4 mm. La pression nominale d'alimentation est 210 bar (21 MPa), et la force maximum qu'il développe 18 kN.

La servovalve (MOOG type 30, mod. 3254, 3000 I 10004 PC 2 BUN) est d'un type classique, à deux étages; elle contrôle le débit d'huile dans le vérin.

4.3.2. Tube de force

Le tube de force transmet la force tout en isolant l'éprouvette de la chaleur du vérin, la chaleur est évacuée à la base par la chambre d'eau où circule l'eau du thermostat; la partie supérieure tubulaire en inox, mauvais conducteur, est de longueur suffisante pour rendre négligeable l'effet de toute perturbation thermique venant de la base.

Le tube doit cependant être rigide et léger pour ne pas trop affecter par sa masse les performances dynamiques de l'excitateur; il doit résister au flambage. C'est une pièce soudée constituée par l'assemblage de deux tubes ($\varnothing 80/76$) compris entre deux cloches aux extrémités, ce qui lui donne la forme d'un long cigare ($l = 387 \text{ mm}$).

L'assemblage du tube de force à la tige du vérin est fait par une vis élastique vissée à la base du tube dans un taraudage borgne M14 x 1; la vis traverse entièrement la tige, elle y maintient à sa base la butée mobile d'un limiteur de course (cf. §.4.3.5.B) et elle est tendue à 30 kN par un écrou M11 x 1.

Chambre d'eau

Cette chambre interne au tube, visible sur la coupe de la fig.4.1, est fermée en haut par un disque mince soudé. L'eau thermostatisée arrive latéralement en bas par un tuyau flexible, monte dans le tube axial intérieur terminé par une douche, et sort par un deuxième tuyau flexible.

Amarrage du pied de l'éprouvette

Le pied de l'éprouvette est vissé au sommet du tube dans un taraudage borgne; au montage, il y est bloqué fortement par un contre-écrou.

Membrane élastique

L'extrémité supérieure du tube de force a une rigidité radiale trop faible pour limiter de façon tolérable les vibrations latérale de l'éprouvette. Pour y remédier, une membrane élastique est vissée sur le pourtour d'une collerette usinée de la cloche supérieure. La membrane est formée de 8 lames minces (0,2 x 12,7 mm, longueur 22 mm) disposées radialement dans le plan horizontal; l'autre extrémité des lames est vissée sur un flasque de support des membranes soudé dans l'enveloppe intérieure. La membrane a une rigidité importante dans son plan, et faible selon l'axe du tube.

4.3.3. Ensemble d'amarrage supérieur (fig.4.6)

L'ensemble d'amarrage supérieur, formé d'une courte tête d'amarrage solidaire du dynamomètre, se visse sur la tête de l'éprouvette, puis est assemblé par huit vis à la culasse.

Si le dynamomètre avait été placé à la base du tube de force, la masse du tube aurait perturbé la mesure. L'emplacement choisi, proche de l'éprouvette, convient mieux. Il a aussi l'avantage d'atténuer le décalage de zéro de U_{A-B} dû à la chaleur constante dissipée dans les jauges extensométriques.

A. Tête d'amarrage

Cette tête est une pièce tubulaire. A l'intérieur, une vis de blocage à trou 6 pans appuie sur une pièce de pression à 6 pans qui coulisse, sans rotation possible, dans un logement hexagonal; ainsi, cette espèce de vérin mécanique bloque par frottement la tête de l'éprouvette vissée au-dessous. Ce dispositif évite de transmettre au corps de l'éprouvette lors du serrage un couple de torsion mal déterminé qui fausserait les mesures d'hystérésis.

La vis est accessible par le haut, à travers un alésage axial de la pièce.

Le sommet de la tête d'amarrage, formant une courte vis élastique, traverse le dynamomètre et est tendue par un écrou M14 x 1.

B. Dynamomètre

Le dynamomètre (SEDEME SAM 2000) a extérieurement la forme d'un disque épais, \varnothing 76 x 22,5, percé axialement au \varnothing 14. C'est une pièce massive usinée en inox, d'une conception particulièrement rigide. Intérieurement, quatre bras radiaux courts lient deux couronnes massives. Les bras travaillent surtout au cisaillement; des jauges extensométriques sont collées dans la direction de déformation principale; cette disposition apporte une grande sensibilité de mesure (2 mV/V à 20 kN). La couronne extérieure est percée de 8 trous verticaux (\varnothing 6,2) pour sa fixation sur la culasse.

4.3.4 Cadre de fermeture du système de forces

Le cadre se compose de la culasse, de l'enceinte intérieure et de la plaque de base.

L'ensemble a été voulu rigide et léger. La rigidité est nécessaire en traction, et aussi, dans une moindre mesure, en

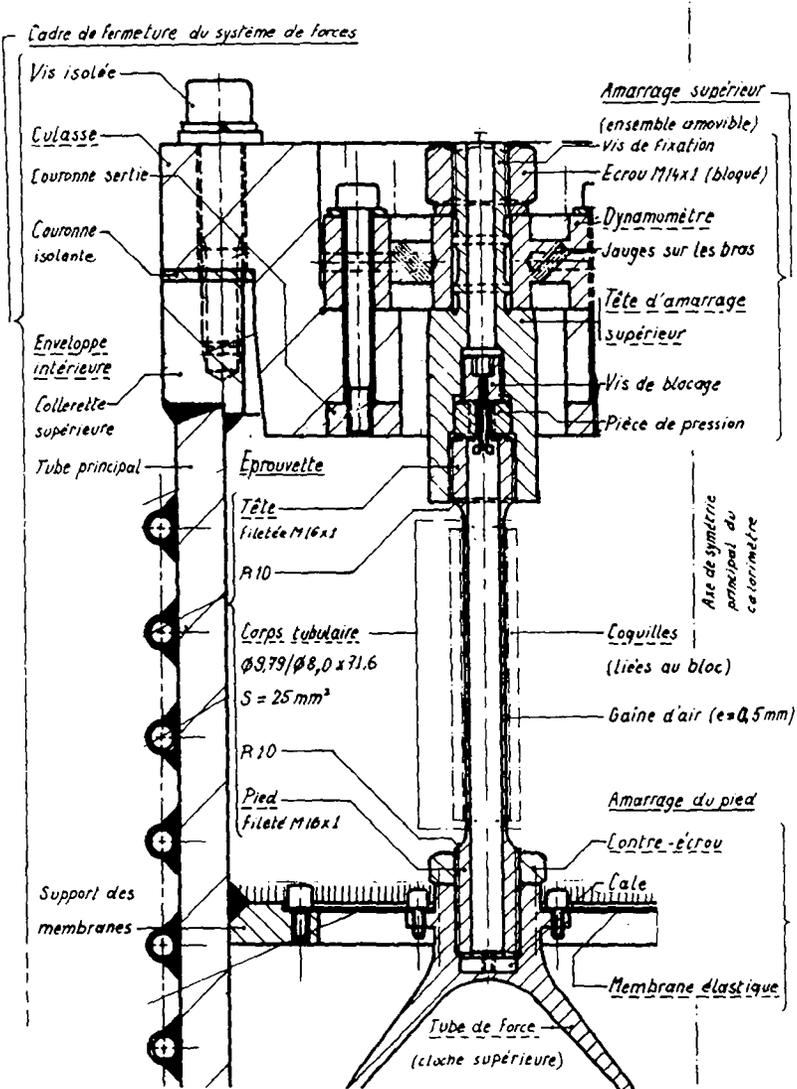


Fig 4.6 Détail de l'éprouvette active et de ses amarrages

flexion. En effet, la force d'excitation n'agit pas au centre de la culasse et impose également un moment de flexion au cadre.

Culasse

La culasse est un disque massif en aluminium, (\varnothing 245 x 70); elle comporte deux évidements où se logent le dynamomètre et le pseudo-dynamomètre du système passif. 16 trous sont percés sur l'appui au fond de chaque logement; ils débouchent sur les taraudages d'une couronne en acier sertié sous la culasse (pour une raison de résistance mécanique des filetages). L'un ou l'autre groupe de 8 trous est occupé par les vis de fixation.

La rigidité de la culasse est assurée par son épaisseur et par sa liaison par 12 vis M10 qui la fixent à l'enveloppe intérieure. La culasse est électriquement isolée (cf. §4.8.2) de l'enveloppe par une couronne isolante et par des rondelles isolantes sous la tête des vis. L'aluminium a été choisi pour son rapport rigidité/masse volumique favorable et sa bonne conductivité électrique.

Enveloppe intérieure

L'enveloppe intérieure est principalement un tube à parois minces, \varnothing 245/255 x 535 mm, très rigide en traction et flexion. Deux collerettes rapportées, chacune percée de 12 taraudages borgnes verticaux, placés approximativement sur la circonférence moyenne du tube vertical, permettent la fixation, en haut, à la culasse, et en bas, à la plaque de base. Un flasque soudé à l'intérieur est percé de deux ouvertures (\varnothing 82) où sont fixées les membranes sur leur pourtour.

La chambre d'eau soudée à la base de l'enveloppe et le serpentin sont décrits au § 4.4.1 (thermostat).

Plaque de base

La plaque de base est rectangulaire (580 x 480 x 70 mm). Sa face supérieure est usinée par tournage pour les centrages de l'enveloppe intérieure et du thermostat. Le corps du vérin est fixé dessous, dans un évidement rectangulaire fraisé, par 4 vis M14.

Le système de forces est ainsi refermé par le corps du vérin et l'huile du circuit hydraulique sur le piston.

4.3.5. Éléments mécaniques annexes

A. Usinages particuliers assurant l'alignement de l'ensemble d'excitation.

L'importance de l'alignement de ces éléments (cf. § 4.1.A) a imposé des usinages précis pour le respect de tolérances serrées; nous les mentionnons brièvement.

- Les usinages de finition de l'enveloppe intérieure, soit les collerettes d'extrémités et le logement des membranes, ont été faits après soudage. De même, les éléments du tube de force ont été soudés entre pointes après usinage de l'intérieur et ébauche de l'extérieur des cloches, puis terminés. Les faces d'appui du tube et de la tige du piston ont été rectifiées; ainsi, après assemblage, l'alignement est excellent; la concentricité de la collerette à l'extrémité du tube et du logement de la membrane élastique est obtenue grâce à une cale, planée obliquement, intercalée entre le corps du vérin et la plaque de base. La culasse est positionnée sur l'enveloppe par deux goupilles (retirées après serrage des vis pour maintenir l'isolation électrique).

B. Système limiteur de course

La course du vérin est beaucoup plus longue que nécessaire d'où un risque pour la membrane et le bloc en cas de rupture

de l'éprouvette. Fixé sous le corps du vérin, le système limiteur de course remédie à cet inconvénient; deux butées fixes sont réglables, chacune par huit écrous, de part et d'autre de la butée mobile liée à la tige. Ainsi la position moyenne du tube de force, et par là de l'éprouvette, peut être réglée; la course est limitée aux déformations élastiques maximum admises par l'opérateur pour le matériau essayé.

C. Clé de blocage (non représentée dans les figures)

La tige du vérin est libre en rotation, ce qui nécessite un dispositif empêchant sa rotation pour ne pas endommager la membrane élastique lors du montage d'une éprouvette, en particulier lors du blocage du contre-écrou du pied. A cet effet, une clé de blocage mobile s'engage sur deux plats parallèles fraisés de la cloche inférieure du tube de force; le corps rectangulaire de la clé coulisse dans un logement fraisé sur la plaque de base, et est actionné par le demi-tour d'une manivelle sous la plaque; la clé est dégagée après ce montage.

D. Système mécanique passif

Pour les raisons exposées au § 4.2.1, le système mécanique passif est une réplique aussi fidèle que possible du système actif; il comprend le tube de force, l'éprouvette et l'ensemble d'amarrage passif. Il ne diffère du système actif qu'en trois points :

- La base du tube de force n'est liée rigidement à aucune pièce, elle repose dans une bague de guidage isolante, en téflon, logée dans la plaque de base.
- La membrane élastique est remplacée par la membrane passive, couronne mince d'une seule pièce, isolante, en téflon.
- Le dynamomètre est remplacé par le pseudo-dynamomètre, disque plein, en inox, de dimensions extérieures identiques.

4.4. Socle isolateur de vibrations (voir fig. 4.1)

L'ensemble de l'appareil est monté élastiquement sur un socle, pour ne pas transmettre de vibrations au sol.

L'ensemble suspendu, d'une masse de 350 kg, est équilibré par un contrepoids placé symétriquement au vérin sous la plaque de base; cet ensemble possède ainsi deux plans verticaux de symétrie. Les supports élastiques ("Paulstra équiréquence") ont la même élasticité axiale et radiale. Le découplage des mouvements de translation et de rotation est obtenu en les disposant aux quatre coins d'un carré de 0,6 m de côté dans le plan horizontal du centre d'inertie; c'est pourquoi leurs points d'attache sont surélevés par deux cornières rapportées aux côtés de la plaque de base. Ils s'appuient sur un socle formé de quatre montants tubulaires soudés à une plaque posée sur le sol.

Les fréquences propres valent environ 5 Hz pour la rotation et 6 Hz pour la translation. Le facteur d'atténuation de la force dynamique transmise au sol rapportée à celle de l'excitateur est supérieur à 45 dB entre 10 et 300 Hz.

4.5. Thermostat (voir figures 4.1 et 4.7)

Le thermostat est essentiellement une chambre cylindrique à jaquette d'eau. Toutes ses faces sont à double parois avec une circulation d'eau à l'intérieur.

4.5.1. Eléments¹⁾

Ce cylindre, surélevé de 5 cm sur la plaque de base, a un diamètre extérieur de 36 cm et une hauteur de 56 cm. La jaquette d'eau est épaisse de 85 mm sur le fond, et de 27 mm ailleurs. Les parois sont en tôle inox de 3 mm. On distingue trois parties principales :

- La cuve (1), cylindre sans fond, est assemblée par 12 vis sur la plaque de base autour de l'enveloppe intérieure.

1) Les chiffres entre parenthèses se rapportent au schéma de la fig. 4.7.

- Le couvercle (2) ferme le haut; il est monté sur charnières, avec des ressorts qui facilitent son ouverture et le maintiennent fermé; il appuie sur un joint torique qui assure l'étanchéité vis-à-vis de l'air ambiant.
- La chambre d'eau de l'enveloppe intérieure (3), soudée à sa base, ferme le fond; elle est plus épaisse pour évacuer la chaleur du vérin. L'intérieur est formé de deux flasques percés de deux ouvertures cylindriques de 81 mm de diamètre, traversées par les tubes de force. La continuité de la jaquette d'eau est assurée, à l'intérieur, par la chambre d'eau des tubes de force, et à l'extérieur, par une couronne (3') dont la face cylindrique est distante radialement de 7 mm de l'intérieur de la cuve. L'eau traverse l'enveloppe par 8 trous radiaux de 10 mm de diamètre.

4.5.2. Circulation d'eau

La température de l'eau doit être uniforme dans les parois. Il y a trois circuits secondaires dérivés du circuit principal.

Dans le premier, l'eau pénètre à la base de la cuve, s'y élève en spirale et en sort au sommet. Le deuxième alimente le couvercle du thermostat, l'eau entre tangentiellement à sa base et en sort au sommet. Dans le troisième, l'eau est amenée à une boîte de distribution (17) sous la chambre d'eau de l'enveloppe intérieure, circule dans le disque interne, traverse l'enveloppe et sort tangentiellement à la base de la couronne extérieure. Une partie de l'eau est dérivée de la boîte de distribution vers les tubes de force; ce circuit a été décrit au § 4.3.2. Une autre dérivation permet de mettre plus vite en température le reste de l'enveloppe intérieure; un serpentin (31) s'enroule en hélice autour d'elle et retourne au circuit principal; cette circulation dérivée est interrompue par une électrovanne (7) lorsqu'elle n'est pas nécessaire.

Les débits d'eau des différents circuits sont ajustés constructivement par les pertes de charges des divers orifices de passage.

4.5.3. Isolation

La jaquette thermostatique et la plupart des tuyaux souples sont calorifugés; cette isolation, qui a pour but de rendre la température de la jaquette la plus uniforme possible, est en mousse de polyuréthane, entourée d'une tôle de protection.

4.6. Régulation de la température du thermostat

4.6.1. Fonctionnement normal (voir figure 4.7)

La température du calorimètre est maintenue constante par une circulation d'eau. L'installation de thermostatisation comprend :

- un circuit principal à température constante,
- des dispositifs pour le changement rapide de la température du thermostat,
- les circuits d'alimentation du calorimètre.

Une pompe (5) fait circuler l'eau à travers un échangeur de chaleur (8) et deux résistances de chauffage électrique (9 et 10). Le débit de la pompe est 5 à 6 fois supérieur au débit d'eau nécessaire pour alimenter le thermostat. L'excès d'eau retourne à la pompe par le by-pass à diaphragme (13). Le grand débit d'eau est utile pour atténuer les fluctuations de température provoquées par les variations de puissance des chauffages. Ces fluctuations sont réduites dans un rapport de 1 à 5.

Le diaphragme (13) assure la différence de pression nécessaire pour faire circuler l'eau à travers les enveloppes thermostatiques. Un vase d'expansion (6) permet la libre dilatation de l'eau. Dans ce vase se trouve un flotteur de surveillance du niveau (22). Il arrête la pompe et le thermostat si le circuit n'est pas rempli.

L'échangeur de chaleur (8) retire au circuit l'excédent de chaleur apportée par la pompe de circulation. Il consiste en un simple manchon d'eau autour d'un tuyau, alimenté en eau froide (26) par le réseau d'eau de ville détendu à la pression de 2 bar (15).

Le bulbe du thermomètre pilote du système de régulation (18) est logé dans le manteau du thermostat. Il commande un régulateur (19) de température. Ce régulateur est à action proportionnelle, dérivée et intégrale. La proportion de chacun des termes est ajustée de manière à obtenir une stabilité optimale de la température.

La consigne de température est affichée au régulateur par un dispositif numérique. Un instrument très sensible indique l'écart entre la température de consigne et la température effective de l'eau.

Le régulateur ajuste de manière continue la puissance du chauffage électrique (10) de manière à maintenir constante la température du thermostat. Un instrument indique la puissance du chauffage de régulation. En agissant sur le débit d'eau de réfrigération au moyen du robinet à pointeau (16), on peut placer la puissance du chauffage dans une plage favorable d'action, en principe vers 35 à 65 % de la puissance nominale.

4.6.2. Variations rapides

Pour modifier rapidement la température du calorimètre, il faut agir sur le circuit d'eau par des moyens beaucoup plus puissants que ceux nécessaires pour maintenir la température constante en cours de mesure. Pour cela, un système de régulation (20), piloté par le régulateur (19), entre en action dès que l'écart entre la température de consigne et la température réelle devient très important. On envisage deux cas :

1) La température est trop basse.

Un régulateur enclenche le chauffage (9).

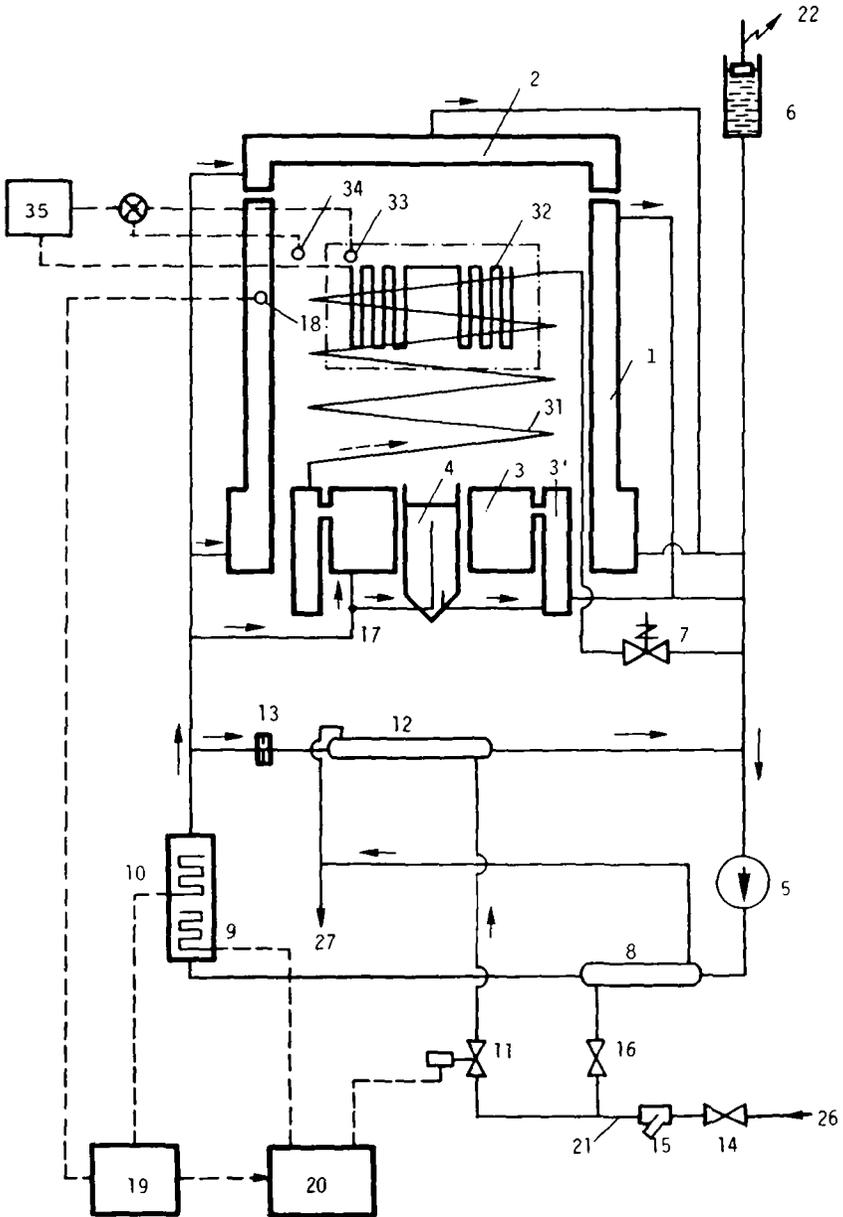


Figure 4.7 Schéma du thermostat

2) La température est trop élevée.

Le régulateur ouvre l'eau de réfrigération par l'intermédiaire de l'électrovanne (11). Cette vanne envoie l'eau dans l'enveloppe d'un manchon de réfrigération (12).

Dans les deux cas précédents, l'enceinte intérieure est amenée plus rapidement à la température de consigne par l'eau qui circule dans le serpentín (31) quand l'électrovanne (7) est ouverte. Dans le premier cas, le bloc de mesure est chauffé par les résistances (32) collées sur ses faces, le thermomètre (33) mesure la température intérieure du bloc, et le thermomètre (34) celle de l'air dans l'enceinte. Le régulateur (35) règle le chauffage de manière à égaliser la température du bloc à celle de l'air dans le thermostat.

4.7. Circuits de mesure de la puissance thermique

Nous avons vu au § 4.2.3. que les trois tensions de sortie des éléments Peltier utilisés pour la mesure du flux de chaleur sont amenées sur des prises externes; l'une de ces tensions, généralement U_{A-B} , est amplifiée par un voltmètre-amplificateur, puis filtrée et enregistrée.

Le voltmètre-amplificateur à courant continu KEITHLEY modèle 148 (Nanovoltmètre) utilisé présente une très grande stabilité de zéro et une grande sensibilité. Son bruit de fond est très faible. L'amplificateur a 11 gammes de sensibilité, de 0,01 μ V à 100 mV. Un dispositif de décalage de zéro permet de compenser une tension de base superposée au signal utile. Le signal de sortie de l'amplificateur vaut 1 V à pleine échelle.

Le filtre à éléments actifs affaiblit considérablement le bruit de fond aléatoire, et a pour but d'obtenir une courbe d'enregistrement propre.

L'enregistreur (Esterline Angus Speed Servo II) est un appareil à compensation, à deux pistes. Le papier a 25,4 cm de largeur utile; l'erreur de lecture d'une tension constante

est diminuée par rapport à la lecture faite sur l'échelle graduée du voltmètre. Il y a plusieurs vitesses de défilement du papier à choix. L'une des pistes, à gamme fixe de 100 mV, est attribuée à la puissance. L'autre piste, à plusieurs gammes (.5 mV à 100 V), est disponible pour d'autres signaux.

4.8. Dispositifs d'étalonnage

4.8.1. Principe de l'étalonnage électrique

L'étalonnage électrique est basé sur la similitude existant entre la dissipation de chaleur par hystérésis et par effet Joule dans une barre métallique longue et de section constante. Dans les deux cas, les puissances volumique et linéique sont constantes. La puissance volumique due à l'effet Joule est facilement et précisément mesurable, ce qui permet l'étalonnage.

Nous montrerons au chapitre 6 que, sauf cas exceptionnel, cette similitude n'existe plus pour une barre de section variable. C'est pourquoi on cherche à annuler la puissance dissipée hors de la barre considérée. Cette raison, déjà invoquée au § 4.1.2., impose des extrémités de très forte section. L'étude du système réel et le calcul de l'erreur d'étalonnage commise seront entrepris au chapitre 6.

4.8.2 Circuit interne

Le courant continu délivré par la source est amené par un conducteur en cuivre (section 6 mm²) sur le sommet de la culasse, qui est électriquement isolée de l'enceinte intérieure. Il traverse ensuite l'ensemble d'amarrage supérieur, puis l'éprouvette. Il quitte l'éprouvette par le pied, puis circule principalement dans le tube de force et la tige du vérin, et partiellement dans la membrane, l'enceinte intérieure, la plaque de base et le corps du vérin, électriquement connecté à la tige. De là, le courant retourne à la source. Le circuit n'est pas relié à la terre.

4.8.3. Source de courant d'étalonnage

La source de courant délivre un courant continu réglé d'intensité constante dont 6 valeurs sont préréglées, de 0,1 à 31,62 A; ces valeurs sont échelonnées en progression géométrique de raison $\sqrt{10} = 3,162$; la précision est meilleure que 1 o/oo.

4.8.4. Mesure de la tension d'étalonnage (cf. fig.4.2 et 4.5)

Deux électrodes mobiles, distantes de la longueur d'étalonnage, $l_p = 66$ mm, sont logées dans le bloc de mesure; elles peuvent être déplacées radialement par rapport à l'axe de l'éprouvette active. En position de travail, chaque électrode est appliquée par un ressort sur l'éprouvette; la tête en bronze, pointue, assure un contact quasi-ponctuel. Le corps de l'électrode, isolant, est traversé par un conducteur en cuivre relié au voltmètre. Nous commandons mécaniquement à distance la mise en position de travail ou le retrait des électrodes; dans ce cas, elles sont écartées d'environ 2 mm au moyen d'un câble en acier coulissant dans une gaine et actionné par un poussoir.

La tension d'étalonnage est mesurée sur la piste multi-gammes du voltmètre enregistreur (piste verte), ou sur un voltmètre numérique annexe.

Nous avons constaté, lors d'enregistrements continus de la tension d'étalonnage, que les électrodes maintenues en position de travail captent environ 1 % du flux de chaleur, diminuant ainsi l'efficacité apparente. C'est pourquoi cette tension n'est mesurée que brièvement et par intermittence, jusqu'à ce que les valeurs successives soient égales, lorsque l'équilibre thermique est atteint.

Généralement, pour se rapprocher autant que possible des conditions de la mesure du frottement interne, le dynamomètre est sous tension et la pompe hydraulique enclenchée lors des étalonnages.

4.9. Source de pression hydraulique (cf. fig.4.8)

Cette source (Type ZONIC 1200 Hydraulic Power Supply) alimente l'excitateur. Elle est contenue dans une armoire métallique séparée, et comprend sept parties principales :

- un réservoir d'huile de 38 l,
- un moteur électrique de 7 KW,
- une pompe hydraulique à compensateur de pression (16 l/mn, 210 bar au maximum),
- un filtre,
- un échangeur de chaleur à air,
- un accumulateur
- un boîtier pour les connections électriques.

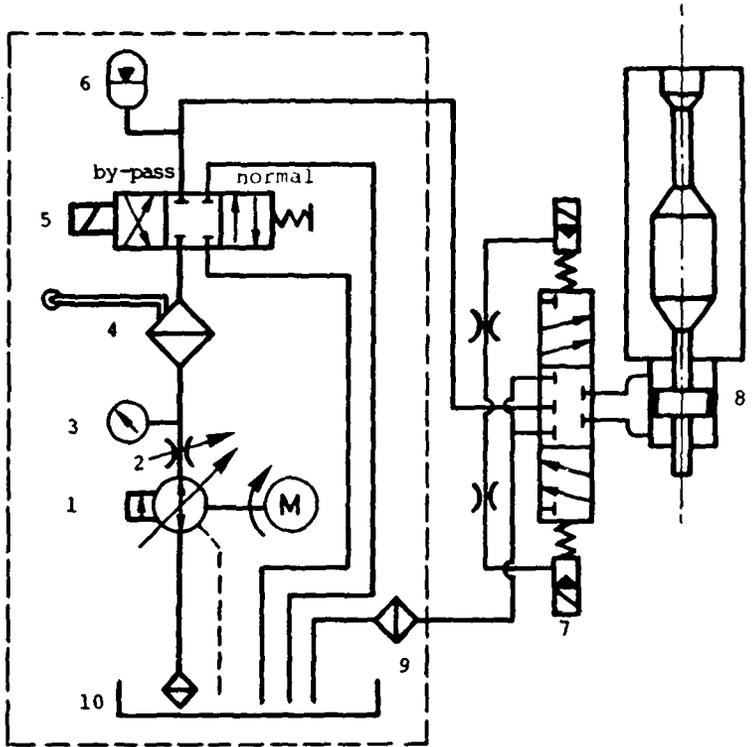
Deux conduites flexibles d'huile, une pour l'alimentation et une autre pour le retour, relie la source et la servovalve de l'excitateur.

L'ensemble de mesure calorimétrique est sensible aux sauts de force : par exemple, l'application soudaine d'un effort de traction provoque un allongement quasi adiabatique; l'éprouvette se refroidit, puis revient à sa température d'équilibre sous l'effet d'un flux de chaleur dirigé vers elle. L'effet est inverse en compression¹). Les perturbations ainsi engendrées à l'enclenchement sont évitées par une montée lente à la pression de service choisie, contrôlée et ajustée manuellement par l'opérateur (au moyen d'une vis de réglage). On prend normalement la même précaution quand on arrête la pompe.

Ce n'est que lors d'un arrêt d'urgence imposé par l'un des systèmes de sécurité que la pression d'alimentation est brusquement annulée : une électrovanne mise en position by-pass dévie la pression d'alimentation directement au réservoir.

Le réglage manuel de la pression est aussi utilisé pour limiter la force maximum de l'excitateur lors d'essais avec des matériaux peu résistants.

1) effet du couplage thermoélastique mentionné p.1.36.



- | | |
|---|--------------------------------------|
| 1. Pompe à débit variable, 210 bar nom. | 6. Accumulateur |
| 2. Ajustement manuel de la pression | 7. Servovalve |
| 3. Manomètre | 8. Vérin |
| 4. Filtre et témoin lumineux | 9. Echangeur de chaleur
huile/air |
| 5. Electrovanne | 10. Réservoir 40 l. |

Fig. 4.8 Schéma hydraulique

4.10. Mesure et régulation de la force appliquée

4.10.1. Mesure

La force appliquée à l'éprouvette est mesurée au moyen du dynamomètre SAM 2000 inclus dans la tête d'amarrage et du pont de mesure-amplificateur SEDEME NS 41P. Le signal de sortie est une tension proportionnelle à la valeur instantanée de la force appliquée.

Le pont amplificateur est à fréquence porteuse (4 kHz). Le gain est réglable par plots sur quatre positions, au total de 20 à 20'000. Le bruit de fond est faible, ainsi que la dérive; ce pont est bien adapté aux mesures statiques de très longue durée. La bande passante à -0,2 dB s'étend de 0 à 1 kHz, ce qui est suffisant pour nos fréquences de travail.

L'étalonnage est effectué par commutateur interne.

Les valeurs statique et dynamique de la force sont simultanément affichées numériquement sur l'appareil VIBROMETER ELT 702.

4.10.2. Régulation (cf. fig.4.9)

La chaîne de régulation a pour but de contrôler la valeur de la force alternée sinusoïdale superposée à une force statique imposée à l'éprouvette (régime permanent de contraintes).

$$F(t) = F_0 + F \sin 2 \pi f t$$

La particularité de cette chaîne est le contrôle par deux boucles de réglage, en première approximation indépendantes, appelées respectivement "rapide" et "lente".

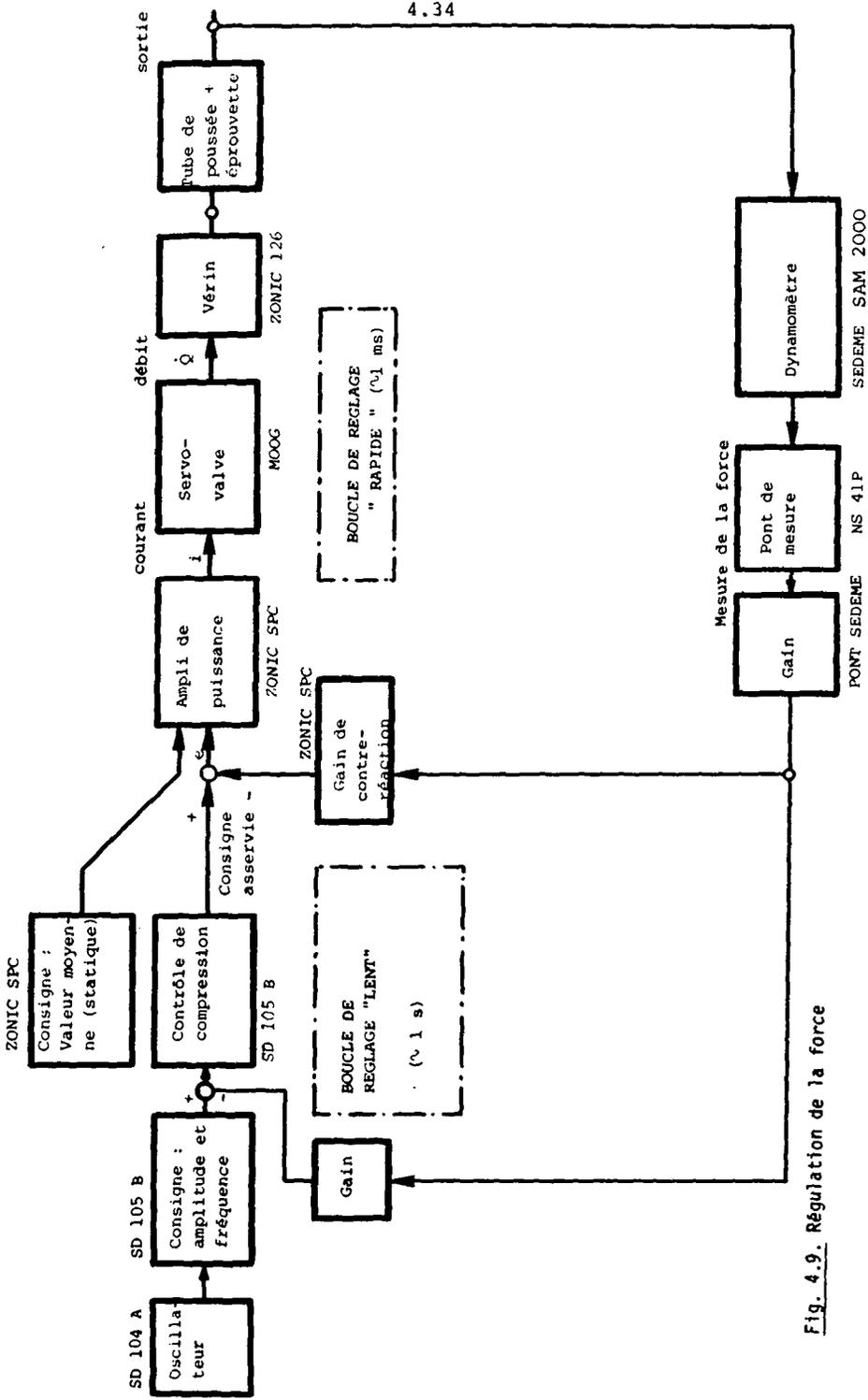


Fig. 4.9. Régulation de la force

Boucle de réglage rapide

Cette boucle réalise un asservissement en force de type conventionnel, qui permet de corriger les non-linéarités inhérentes à la servovalve MOOG à deux étages, à la pompe et à la structure mécanique.

La constante de temps de cette boucle est faible, de l'ordre de quelques ms. Schématiquement, elle assure la qualité de la forme du signal. Son action est limitée par les performances de la servovalve.

Son électronique est celle de la chaîne ZONIC, qui reçoit normalement la tension alternative d'un oscillateur.

Cette boucle asservit la valeur moyenne de la force, mais ne permet de contrôler son amplitude que pour une fréquence constante : elle ne peut maintenir l'amplitude constante lors d'un balayage en fréquence, ce qui nécessite des corrections manuelles de la valeur de consigne.

C'est pourquoi dans ce montage la valeur de consigne de l'amplitude est asservie par la boucle de réglage lent.

Boucle de réglage lent

Cette boucle de réglage est comme la précédente asservie à la mesure de la force, soit au signal de sortie du pont-amplificateur. Sa constante de temps est de l'ordre de 1 s. La fréquence de travail étant typiquement de 100 Hz, la réaction a donc lieu après "observation" d'une centaine de cycles; en fonction de l'écart entre ordre et consigne, un amplificateur à gain variable (compresseur) diminue plus ou moins la tension sinusoïdale d'amplitude constante fournie par l'oscillateur SD 104 A; ce signal "comprimé" est alors considéré comme consigne par la boucle rapide.

A l'exception de sa composante continue, le signal de force n'est pas filtré : il contient donc l'amplitude de la fondamentale, ainsi que celles des harmoniques ou autres parasites non "déjà" corrigés par la boucle rapide. De ce fait, cette boucle règle la valeur de la moyenne quadratique de la force (FRMS); elle contrôle ainsi l'énergie de la vibration; du point de vue de la précision de la méthode calorimétrique, qui mesure une énergie, cette régulation d'un signal non filtré est avantageuse.

Autres possibilités d'asservissement

Il est également possible, si nécessaire, d'asservir le système au déplacement du vérin, ou à la différence de pression sur les deux faces du piston. Du fait de la force de frottement exercée par les joints (environ 600 N), cette différence de pression n'est pas proportionnelle à la force utile du vérin, ce qui diminue pour nous l'intérêt de cette dernière disposition.

4.11. Mesure de la déformation (voir figure 4.1)

Le capteur de déplacement est l'élément de mesure de la chaîne de surveillance du déplacement de l'excitateur; il permet en outre de déterminer la déformation de l'éprouvette et de contrôler le positionnement du tube de force lors du montage de l'éprouvette.

Le capteur [SCHAEVITZ AC LVDT 025 MHR] est un capteur inductif à fréquence porteuse, linéaire sur la plage $\pm 0,635$ mm. Le corps du capteur, contenant deux bobinages, est fixé sur un support relié à la base du corps du vérin, et le noyau sur une tige filetée prolongeant la vis élastique liant la tige du piston au tube de force.

Un conditionneur de signal (SCHAEVITZ LMP 210) fournit une tension proportionnelle au déplacement piston-vérin. Le gain de cet appareil est variable, et cette chaîne doit donc être préalablement étalonnée.

La déformation de l'éprouvette est déterminée par calcul, en connaissant l'admittance B_m de l'ensemble des éléments mécaniques d'excitation, éprouvette non comprise. Une fois calculée la longueur équivalente l'_e du corps de l'éprouvette et des arrondis, son module E_e est donnée par la relation : (voir fig.4.10)

$$E_e = l'_e [S_e (B_t - B_m)]^{-1}$$

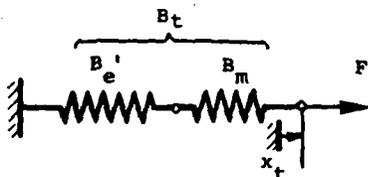


Fig. 4.10

avec : l'_e : longueur équivalente pour $S_e = \text{cte}$ du corps et des arrondis de l'éprouvette.

S_e : section nominale

B_t : admittance totale, mesurée par le rapport $x_t/F = 1/K_t$

$l'_e = 79,74 \text{ mm}$

$S_e = 25 \text{ mm}^2$

$B_m = 1,04 \cdot 10^{-5} \text{ mm/N}$

La fréquence propre des éléments ou groupes d'éléments intervenant dans la rigidité K est assez élevée devant la fréquence maximum d'excitation (environ 300 Hz); ainsi l'expression précédente, basée sur un calcul statique, est également utilisable pour déterminer sans erreur appréciable le module dynamique de l'éprouvette jusqu'à 300 Hz.

Remarque

L'expression utilisée suppose que la rigidité dynamique $K_m = B_m^{-1}$ est identique à la rigidité statique.

Cette méthode de mesure du module dynamique doit être considérée comme accessoire, et uniquement utile à des fins de vérification. Elle ne prétend pas se substituer aux méthodes conventionnelles basées sur la mesure de la fréquence propre d'un système résonant, ou de la vitesse de propagation d'une onde dans un solide.

Pour les matériaux de construction ordinaire, il y a peu d'inconvénient à considérer que les modules statique et dynamique sont approximativement égaux.

4.12. Systèmes de surveillance de l'excitation mécanique et sécurités (voir figure 4.11)

A niveau élevé de contrainte dynamique, la sollicitation de l'éprouvette est analogue à celle d'un essai de fatigue. Il est nécessaire d'arrêter l'excitation en cas de :

- défaillance de la régulation (dépassement de ses limites ou panne),
- déformation excessive de l'éprouvette (allongement axial ou flambage),
- rupture (fatigue, etc...).

Les divers systèmes de sécurité sont et ont pour fonction :

1a et b : horloge et décompteur de cycles

Arrêt automatique de l'excitation dynamique après un temps ou un nombre de cycles déterminés.

2a et b : affichage et détecteur de niveau (Vibrometer ELT 702)

Surveillance électronique de l'excitation dynamique, à savoir des amplitudes de la force appli-

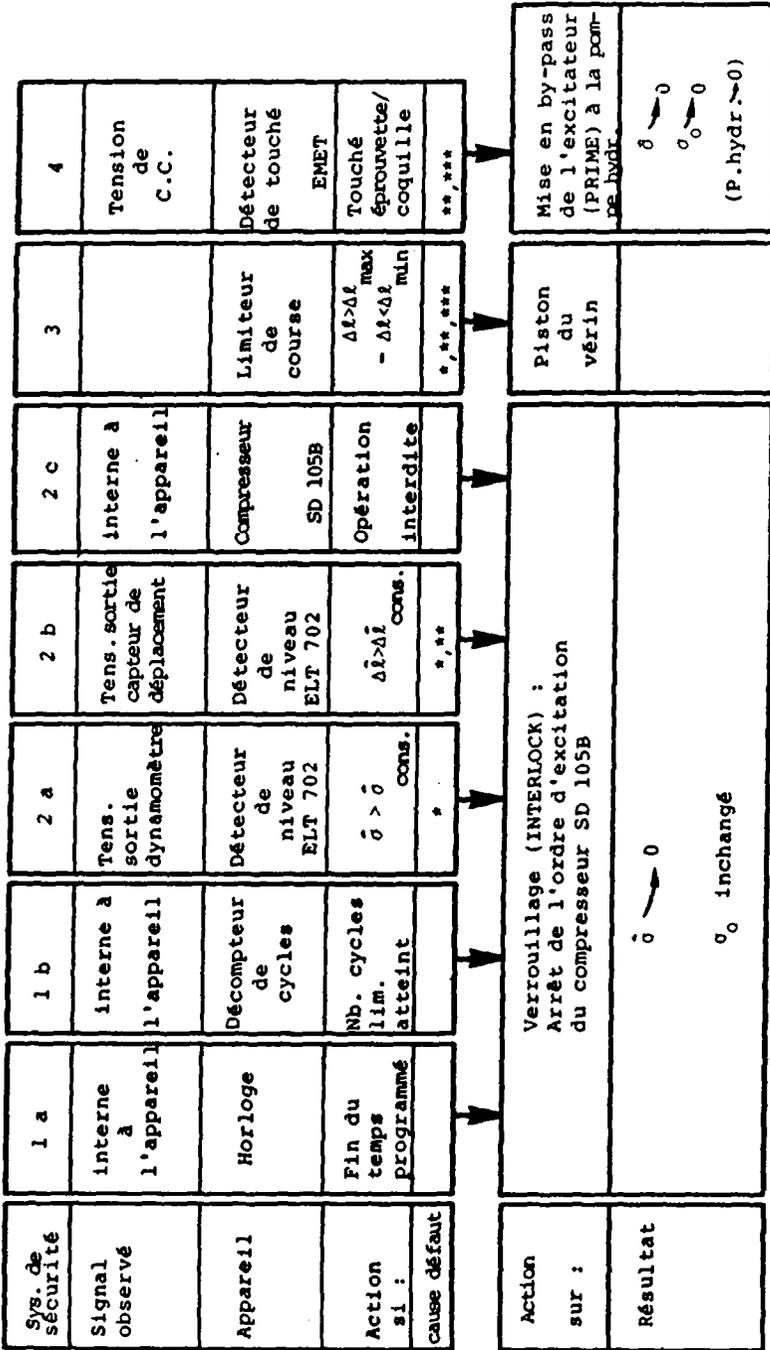
quée à l'éprouvette et du déplacement du piston de l'excitateur hydraulique. Un des deux appareils surveille le signal du dynamomètre, l'autre le signal du capteur de déplacement. Les valeurs limites admises pour chaque matériau, niveau de contrainte ou essai, sont préalablement déterminées.

- 2c : sécurité interne au compresseur de la boucle de réglage de la force
Un circuit de verrouillage protège le système contre certaines erreurs de manipulation.
- 3 : système limiteur de course
Deux butées réglables limitent mécaniquement le déplacement du piston de l'excitateur.
- 4 : détecteur de touché
L'excitation est arrêtée dès qu'une éprouvette touche l'une des coquilles du bloc de mesure calorimétrique. Un témoin lumineux indique laquelle des 4 coquilles a été touchée.

La fréquence et la composante statique de la contrainte ne sont pas asservies et aucun appareil n'est prévu pour leur surveillance.

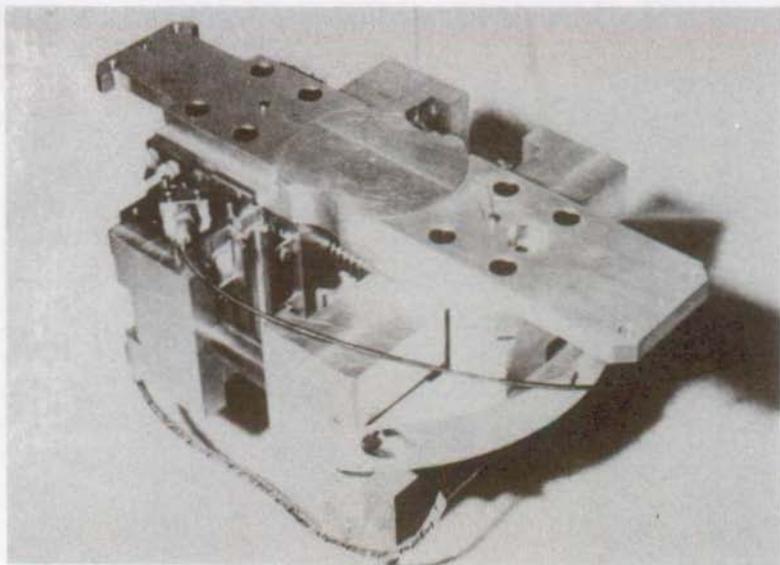
Action des systèmes de sécurité

Rappelons que tout saut brusque de contrainte statique perturbe l'équilibre thermique du système de mesure calorimétrique, et doit par conséquent être évité autant que possible. Le circuit de la chaîne d'excitation est alors utilisé pour l'arrêt. Les systèmes (1) et (2) agissent sur ce circuit, qui n'annule que la composante dynamique en cas d'arrêt programmé (1a ou b) ou dû à une cause involontaire (2a ou b). Dans ce dernier cas, une mesure d'hystérésis peut être relancée immédiatement après suppression de la cause de l'arrêt. Par contre, en cas de touché, l'ordre d'arrêt est donné au niveau de la pompe hydraulique : une électrovanne met en by-pass l'excitateur, et la force est brusquement annulée. Le cas de touché, tout aussi grave qu'une rupture, impose le démontage de l'éprouvette.



* : Panne ou réglage inadéquat
 ** : Rupture de l'éprouvette
 *** : Flambage de l'éprouvette

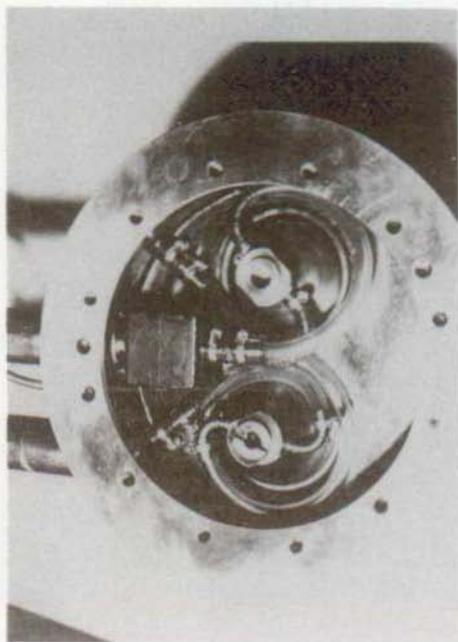
Fig. 4.11 Systèmes de surveillance de l'excitation mécanique et sécurités.



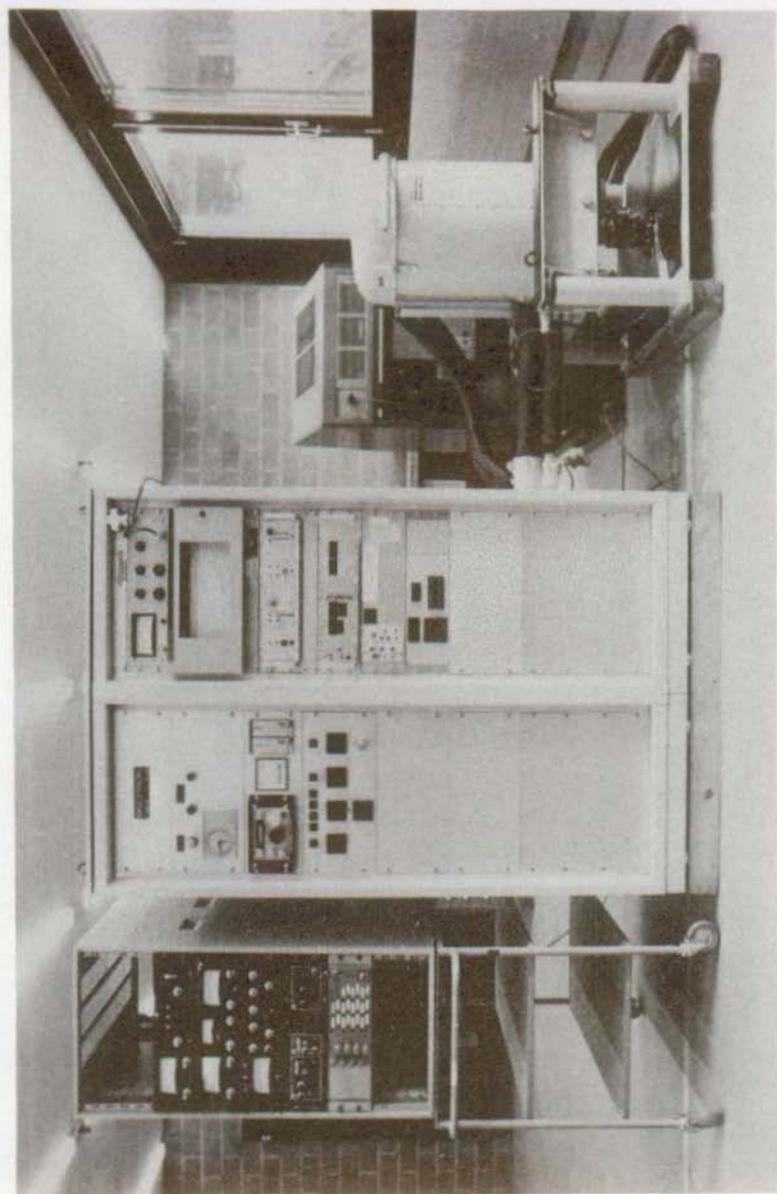
bloc de mesure, ouvert



Ensembles actif et passif



Enceinte intérieure, base des tubes de force



Pompe hydraulique

Contrôle de la thermostatisation, mesures, sécurités

Contrôle de l'excitation

CALORIMETRE

Vue d'ensemble de l'installation de mesure calorimétrique de l'amortissement interne

5. CONDUITE DES MESURES ET RESULTATS NON CORRIGES

5.1. Matériaux

5.1.1. Choix des matériaux d'essai

A. Propriétés d'amortissement

La démonstration de la validité d'une nouvelle méthode de mesure exige normalement la comparaison des résultats obtenus par d'autres méthodes. Si l'on ne dispose pas de ce moyen de vérification, il semble naturel d'utiliser des matériaux identiques à ceux testés par d'autres chercheurs afin de pouvoir comparer les résultats respectifs. L'inconvénient de cette dernière voie est d'une part la difficulté qu'il y a d'une façon générale à répéter ces mesures : il faudrait d'une part retrouver des matériaux de composition et de conditions d'élaboration analogues (structure, traitements thermiques et mécaniques), et d'autre part se replacer dans les mêmes conditions expérimentales de température, de fréquence, d'histoire et d'état de contrainte. Or, de par la sensibilité particulière de l'amortissement interne à tous ces paramètres, les valeurs données par différents chercheurs pour des matériaux apparemment semblables peuvent parfois différer d'un ordre de grandeur, sans que cela préjuge de la validité des mesures. Nous avons de ce fait renoncé à retrouver des matériaux particuliers proches de ceux pour lesquels des résultats de mesures similaires ont été publiés. Nous nous réservons la possibilité de contrôler ultérieurement nos résultats par des méthodes classiques.

B. Conductivités électrique et thermique

Ces deux propriétés physiques liées ¹⁾ jouent un rôle important dans le dépouillement des mesures de notre méthode, notamment en ce qui concerne l'étalonnage électrique. Ce rôle sera étudié au chapitre 6. Afin de vérifier la validité des modèles de transfert de chaleur introduits plus loin, des résultats quantitatifs sont nécessaires. Nous avons donc choisi sept matériaux de conductivité thermique très différentes (dans le rapport 1 à 25, de l'acier Inox au cuivre). A l'exception du laiton, ils sont numérotés de 1 à 7 par ordre croissant de conductivité thermique.

C. Propriétés mécaniques

Les matériaux précédents ont été choisis parmi des matériaux courant du commerce possédant de bonnes propriétés mécaniques, particulièrement en ce qui concerne la limite de fatigue. Ceci nous permet de travailler dans un domaine de contraintes assez étendu.

5.1.2. Caractéristiques générales

Les caractéristiques principales données par le fabricant ou par des tables générales [64] sont reportées ci-après. La numérotation des matériaux est celle adoptée par la suite dans ce texte.

1. Acier Inox 18/8

Acier Bohler VEW A 506 (catalogue 1979 p. 162)

Norme DIN : 1.4305; X 12 CrNiS 18 8

Composition moyenne (en %) : C : 0,09; Si : 0,5; Mn : 1,8;

Cr : 18,0; Ni : 8,5; S : 0,23

1) pour les métaux purs, à l'exception des très basses températures, le rapport de la conductivité thermique λ à la conductivité électrique ρ^{-1} est théoriquement proportionnel à la température absolue T (loi de Wiedemann-Franz) : $\lambda \rho T^{-1} = 2,45 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \Omega \cdot \text{K}^{-2} = L$, constante de Lorenz [30].

Traitement : mis en solution/trempé (état de livraison)
 Structure : Austénitique + sulfides + traces de ferrite

2. Acier Inox 13 Cr

Acier Boehler VEW N 320 (catalogue 1979 p. 157)

Norme DIN : 1.4021; X20 Cr 13

Composition moyenne (en %) : C : 0,20; Si : 0,4; Mn : 0,4; Cr : 13

Traitement : trempé/revenu à 700⁰C (état de livraison)

Structure : Ferrite + carbures

3. Acier Ck 45

Acier Boehler VEW V 945 (catalogue 1979 p.116)

Norme DIN : 1.1195; Ck 45

Composition moyenne (en %) : C : 0,45; Si : 0,3; Mn : 0,7

Traitement : normalisé, soit recuit normal 840/870⁰C et refroidissement à l'air.

Structure : ferrite + perlite.

4. Fonte Ft 30

Fonte grise Von Roll, barre Ø 30 mm, coulée en continu

Composition moyenne (en %) : C : 3,5; Si : 2,9; Mn : 1 max; P : 0,4 max; S : 0,12 max

Traitement : brut de coulée

Structure : au centre, 40 à 60 % de perlite, ferrite, graphite lamellaire

5. Aluminium

Alliage Alusuisse, Avional 152, trempant

Norme ISO : Al Cu 4 Mg 1

Composition moyenne (en %) : Cu : 3,8 + 4,9; Mg : 1,2 + 1,8; Si 0,5; Fe 0,5; Cr 0,1; Zn 0,25; Ti 0,15; Zr 0,2

Traitement : état trempé-mûri

6. Cuivre

Cuivre électrolytique "dur", 99,5 %

7. Laiton

Laiton 39 % Zn

Norme : Cu Zn 39 Pb3

Les caractéristiques physiques utiles et les caractéristiques mécaniques principales figurent au tableau 5.1.

No	Matériau	Masse Volumique μ 10^{-3} kg/m^3	Résistivité électrique ρ $10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$	Chaleur massique c J/kg·K	Conductivité thermique λ W/m·K	Module d'élasticité E GPa	Limite d'élasticité Rp 0,2 M Pa	Résistance à la traction Rm M Pa	Endurance aux efforts alternés (10 ⁷ cycles) R-1 M Pa
1	Inox18/8	7,9	73	500	15	200	215	500:700	250:560
2	Inox13Cr	7,7	60	460	30	220	550	800:950	380
3	Acier	7,85	12	460	50	213	410	660:810	200
4	Fonte	7,1:7,3	70:90	540:590	42:46	110	-	150:350	100:130
5	Avional	2,8	5,3:3,6	900	145	69:74	330:480	470:580	110
6	Cuivre	8,9	1,7	390	390	115:120	40:400	200:450	< 200
7	Laiton	8,6	7	390	110	98	180:430	370:510	155

Tableau 5.1. Propriétés physiques et mécaniques données
(fabricant ou tables)

No	Matériau	Module d'élasticité E GPa	Limite d'élasticité Rp 0,2 MPa	Résistance à la traction Rm MPa	Coefficient de striction "ψ" %	Allong. après rupture λ5 %
1	Inox 18/8	193	280	633	61	61
2	Inox 13Cr	210	700	823	64	21
3	Acier	208	396	657	49	28
4	Fonte	76,4	173	173	0	0
5	Avional	70,7	321	501	32	24
6	Cuivre	122	344	346	81	16
7	Laiton	93,4	503	575	32	14

Tableau 5.2. Essais de traction (effectués à titre de contrôle)



a

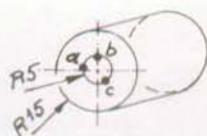


b



c

Fig. 5.1 Fonte grise coulée en continu. Exemples de l'inhomogénéité de la finesse de la structure (200 x).



Les caractéristiques mécaniques étant souvent données dans une fourchette de valeur assez large, nous avons procédé, à titre de contrôle, à des essais de traction sur éprouvette cylindrique à tête lisse, de diamètre nominal 10 mm (VSM 10921, éprouvette de traction A). Les résultats de ces essais sont reportés dans le tableau 5.2

La comparaison de ces deux tableaux montre que la plupart des résultats de nos mesures sont proches ou situées dans la fourchette des valeurs indiquées. Cependant, le module d'élasticité de la fonte grise est inférieur de 30 % à la valeur attendue. Cette différence est peu surprenante au centre d'une barre obtenue par coulée continue : de fortes inhomogénéités et des propriétés mécaniques plus faibles sont normales dans cette zone.

L'inhomogénéité de la fonte est mise en évidence par les micrographies (fig. 5.1) d'une coupe transversale de l'éprouvette (soit environ à 5 mm du centre); elles montrent trois endroits de finesses de structure très diverses.

5.1.3. Marquage des éprouvettes calorimétriques

Chaque éprouvette est repérée par un chiffre gravé sur la tête et sur le pied. Le premier chiffre (1 à 7) est celui adopté ci-dessus pour désigner le matériau, le(s) suivant(s) distinguant les différentes éprouvettes du même matériau.

Lorsqu'on reporte le résultat d'un essai calorimétrique, la lettre A(B) indique le montage de l'éprouvette dans le système actif (passif).

5.2. Etalonnage

Les protocoles de mesure de la tension différentielle de sortie des éléments Peltier, de suppression de la tension de marche à vide et de mesure du bruit de fond sont décrits ci-après. Nous donnons également les formules principales utilisées pour le dépouillement des mesures brutes non corrigées, dans le but de :

1. mettre en évidence l'erreur d'étalonnage (voir § 6.3 et 6.4).
2. obtenir des valeurs numériques utiles au chapitre 6. pour le calcul des coefficients de correction.

Les résultats donnés sont donc partiels, et les valeurs du frottement interne très approximatives. Des résultats détaillés seront donnés au chapitre 7, après détermination du terme correctif.

5.2.1. Puissance volumique d'étalonnage \dot{q}_e

Cette puissance volumique est celle qui est dissipée dans le corps de l'éprouvette. Elle est calculée par :

$$\dot{q}_e = (U_\rho \cdot I_e) / (\lambda_\rho \cdot A_0) \quad (5-1)$$

avec

U_ρ : tension d'étalonnage (entre les électrodes)

I_e : courant d'étalonnage

λ_ρ : longueur d'étalonnage (entre les électrodes)
= 66 mm

A_0 : section nominale de l'éprouvette = 25 mm²
soit numériquement :

$$\dot{q}_e \text{ [W/cm}^3\text{]} = \frac{1}{1650} U_\rho \text{ [mV]} \cdot I_e \text{ [A]}$$

5.2.2. Résistivité électrique expérimentale

Elle est calculée, à partir des grandeurs précédentes, par :

$$\rho_T = (U_e \cdot A_0) / (I_e \cdot \lambda_\rho) \quad (5-2)$$

soit numériquement, pour $I_e = 10$ A

$$\rho_T \text{ [\Omega \cdot m]} = \frac{1}{2,64} 10^{-7} U_\rho \text{ [mV]}$$

5.2.3. Tension de sortie des éléments Peltier

Ces éléments sont linéaires et leur inertie thermique négligeable. Ils délivrent une tension proportionnelle à la puissance \dot{Q}_L qui les traverse (cf. 4.2.3) :

$$U(t) = C_p \cdot \dot{Q}_L(t) \quad (5-3)$$

avec $C_p = 0,1145 \text{ V/W}$, sensibilité d'un élément.

Rappelons que les tensions aux bornes des éléments des systèmes actif et passif, sont respectivement U_A et U_B . Généralement, seule la tension différentielle $U_A - U_B$ notée U_{A-B} est mesurée, au moyen du voltmètre-amplificateur à décalage de zéro et de l'enregistreur (cf. § 4.7)

Tension de marche à vide et bruit de fond

La mesure différentielle U_{A-B} diminue le bruit de fond d'origine thermique. La diminution de l'erreur due à ce bruit sur la mesure des faibles tensions nécessite environ 12 heures d'attente (sans production de chaleur) après le montage de chaque éprouvette; ce n'est qu'ensuite qu'on peut étalonner l'appareil. Les ajustements préliminaires sont expliqués par les figures 5.2 a, b et c, qui schématisent l'évolution de la tension.

- a) Il faut attendre environ 12 heures pour que la température se stabilise sous l'effet de la thermostatisation. La tension résiduelle de marche à vide U_{A-B_0} , qui est surtout due à l'effet Joule dans les jauges du dynamomètre, est alors mesurée; elle est typiquement de l'ordre de 0,2 mV.
- b) La tension U_{A-B_0} est soustraite par un décalage grossier de zéro destiné à annuler la valeur moyenne du signal. Le bruit de fond est alors enregistré pendant environ 24 h., à grande amplification (par exemple échelle 0,03 mV). Ce

bruit est de nature aléatoire, et de "période" élevée.
Son amplitude crête à crête vaut typiquement :

$$2 \Delta b = 0,008 \text{ mV}$$

- c) Un réglage fin du décalage de zéro permet de centrer le "zéro" avec une erreur systématique inférieure à $\Delta b/4$.
L'appareil est alors prêt à mesurer une tension :

$$\Delta U_{A-B}(t) = U_{A-B}(t) - U_{A-B0} \quad (5-4)$$

notée plus simplement par la suite (avec l'indice "e" pour étalonnage) :

$$U_e(t) = \Delta U_{A-B}(t) \quad (5-4\text{bis})$$

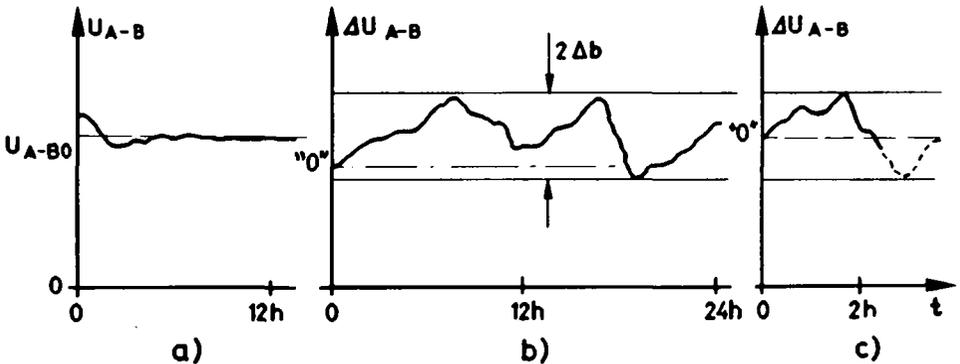


Fig. 5.2 Annulation de la tension de marche à vide et enregistrement du bruit de fond.

Enclenchement de la source d'étalonnage

Le courant d'étalonnage I_e est enclenché au temps $t = 0$, puis est maintenu constant, pendant plusieurs heures si nécessaire. Les considérations approximatives relatives aux mesures brutes supposent que la puissance totale due à l'effet Joule \dot{Q}_e n'est dissipée que dans le corps de l'éprouvette. Nous imposons donc à l'éprouvette un saut de puissance.

La tension $U_e(t)$ représente la puissance qui traverse le système de mesure. Pour des valeurs élevées de \dot{Q}_e (bruit de fond relativement négligeable), cette tension présente approximativement l'allure de la réponse indicielle d'un système du premier ordre; elle tend vers une valeur

$$U_e(t_\infty), \text{ notée par la suite } U_e \quad (5-5)$$

Elle est pratiquement atteinte pour $t = 2h$. Nous relevons les temps de réponse à 90, 95 et 99 % de U_e .

Lorsque la puissance d'étalonnage est très faible, le bruit de fond se superpose à la réponse, et on observe alors l'allure de la figure 5.4.

Ces étalonnages sont répétés avec différentes valeurs du courant I_e , généralement par valeurs croissantes. Nous observons que la tension U_e reste pratiquement proportionnelle à la puissance volumique. Nous calculons donc la sensibilité expérimentale d'étalonnage relative à la puissance volumique nominale :

$$C_{eT} = U_e / \dot{q}_e \quad (5-6)$$

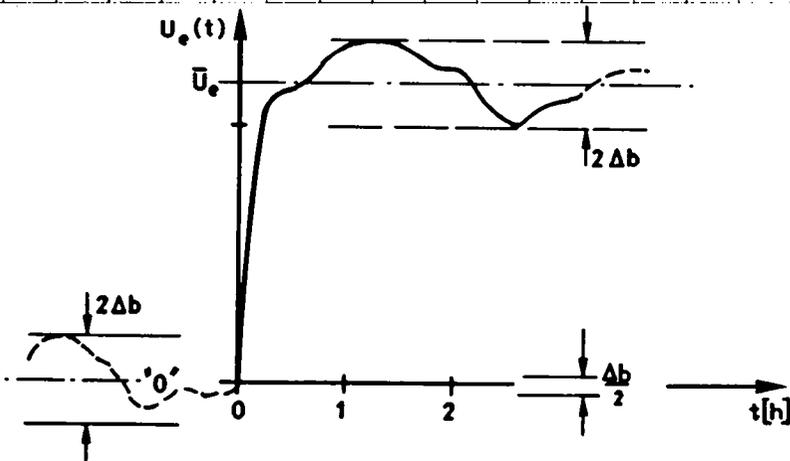
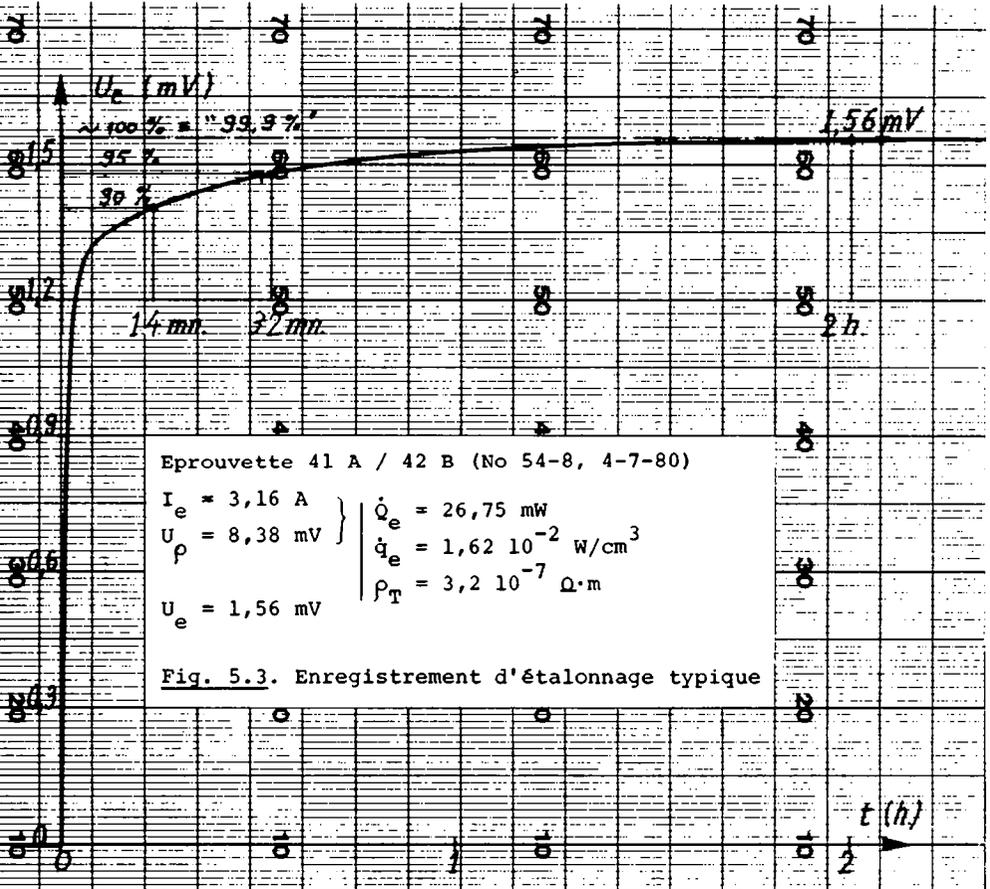


Fig. 5.4 Enregistrement d'étalonnage à faible puissance (bruit).

Des valeurs expérimentales typiques, toutes calculées à partir des mesures d'étalonnage à 10 A, sont données au tableau 5.3.

- La résistivité expérimentale est pratiquement égale à celle indiquée à l'achat pour tous les matériaux, à l'exception de l'acier Ck45.
- La sensibilité expérimentale d'étalonnage devrait "normalement", comme nous le montrerons au chapitre 6, diminuer lorsque la conductivité thermique augmente. Or nous voyons que s'il en est bien ainsi pour les matériaux 1 à 4, qui présentent une sensibilité de l'ordre de $0,1 \text{ V}\cdot\text{cm}^3/\text{W}$, ce n'est plus le cas pour les matériaux 5 à 7. En particulier, la valeur obtenue pour le cuivre (no 6) est supérieure à $0,2 \text{ V}\cdot\text{cm}^3/\text{W}$. Cette anomalie justifie l'étude détaillée du transfert de chaleur et de l'erreur d'étalonnage faite au chapitre 6.

Matière	Eprouvette	I_e	U_p	U_e	ρ_T	α_e	C_{eT}
	A/B	[A]	[mV]	[mV]	[$10^{-8}\Omega\text{m}$]	[W/cm^3]	[$\text{V}\cdot\text{cm}^3/\text{W}$]
18/8	11/12	10	19.3	14.8	73.1	.117	.126
13Cr	21/22	10	16.1	11.0	61.0	.0976	.113
Ck45	32/33	10	5.62	3.60	21.3	.0341	.106
Ft	49/46	10	26.4	15.2	100	.160	.0946
	46/45	10	26.2	15.5	99.1	.159	.0974
	48/46	10	25.7	15.7	97.2	.156	.101
Avional	51/52	10	1.60	.900	6.06	.00970	.0928
Cu	61/62	10	.474	.620	1.80	.00287	<u>.216</u>
Laiton	71/72	10	1.92	1.20	7.27	.0116	.103

Tableau 5.3. Etalonnage électrique

5.3. Mesures de frottement interne

5.3.1. Conduite des mesures

Après étalonnage nous imposons à l'éprouvette un régime permanent de contraintes de la forme :

$$\sigma(t) = \sigma_0 + \hat{\sigma} \cos(2\pi f t)$$

L'éprouvette dissipe alors de la puissance par frottement interne (ou hystérésis). Lorsque la contrainte moyenne σ_0 est nulle et que la contrainte alternée $\hat{\sigma}$ est inférieure à la contrainte cyclique limite σ_L (cf. 1.6), la puissance moyenne est constante et ne dépend pas du nombre de cycles de l'effort subi. La puissance volumique moyenne d'hystérésis \dot{q}_σ est égal au produit par la fréquence de l'énergie volumique u_d dissipée à chaque cycle :

$$\dot{q}_\sigma = u_d \cdot f$$

La fréquence d'essai est égale ou supérieure à 10 Hz. La puissance instantanée varie à la fréquence double de celle de l'excitation. Sa période étant très inférieure aux constantes de temps du système de mesure, tout se passe comme si une puissance moyenne constante était dissipée dans l'éprouvette. Nous admettons en outre que cette puissance moyenne garde une valeur constante ou varie peu pendant le temps de réponse à 99 %, c'est-à-dire pendant environ 1 heure.

Le début de l'application des efforts alternés correspond, comme en étalonnage, à un saut de puissance, et la tension de sortie des Peltier, notée alors $U_\sigma(t)$, présente la même allure que $U_e(t)$. Elle tend vers une valeur asymptotique :

$$U_\sigma(t_\infty), \text{ notée } U_\sigma \quad (5-7)$$

5.3.2. Dépouillement sans corrections

En ignorant ici l'erreur d'étalonnage, nous calculons

alors \dot{q}_σ par : $\dot{q}_\sigma = U_\sigma / C_{eT}$

puis u_d par :

$$u_d = \dot{q}_\sigma / f = U_\sigma / (C_{eT} \cdot f) \quad (5-8)$$

Nous avons reporté dans le tableau 5.4 des résultats abrégés pour une paire d'éprouvettes de chaque matériau :

- Les valeurs expérimentales de U_σ obtenues avec 2 valeurs extrema de la contrainte alternée.
- Les énergies volumiques non corrigées (nc) u_{dnc} calculées par (5-8), où C_{eT} est tirée du tableau (5.3). Nous avons constaté que les points expérimentaux sont approximativement alignés dans un diagramme $\log \sigma - \log u_d$ comme le prévoit la loi de Lazan. Aussi avons-nous effectué sur tous les points expérimentaux (soit également sur les valeurs intermédiaires non reportées ici, une régression de la forme

$$u_{dR} = J_R \cdot \sigma^{n_R}$$

Nous avons donc tabulé :

- les coefficients J_R et n_R
- pour comparaison, les valeurs de u_{dR} données par la loi de régression pour les 2 valeurs précédentes de la contrainte alternée.

Remarque importante

Dans la suite du texte, les valeurs de l'énergie volumique dissipée par cycle ne sont pas exprimées en $J/m^3/c.$ ou en $J/cm^3/c.$, mais en $N/mm^2/c.$, c'est-à-dire dans la même unité que celle utilisée ici pour les contraintes. Les calculs de régression sont ainsi facilités.

$$1 \text{ N/mm}^2 = 1 \text{ J/cm}^3 = 10^6 \text{ J/m}^3$$

Matière	Eprouvettes A / B	f [Hz]	$\hat{\sigma}$ [N/mm ²]	U_{σ} [mV]	u_{dnc} [N/mm ²]	J_R [N/mm ²] ¹⁻ⁿ	n_R [1]	u_{dR} [N/mm ²]	σ_0 [N/mm ²]
18/8	11/12	100	60	.320	2.53-5	*1.96e-11	3.44*	1.36-5	100
		100	180	368	2.91-2	7.99-17	6.32	1.41-2	100
13Cr	21/22	100	110	17.0	1.51-3	1.51.8	2.47	1.68-3	100
		98.9	300	219	1.96-2			2.00-2	100
Ck45	32/33	99.8	10	.00575	5.45-7	7.63-10	2.67	3.59-7	0
		100.5	150	7.50	7.06-4			5.00-4	0
Ft	49/46	99.7	7	.132	1.40-5	1.20-7	2.48	1.50-5	0
		99.4	70	38.2	4.06-3			4.54-3	0
	46/45	100.5	7	.212	2.16-5	2.69-7	2.29	2.31-5	0
		100.5	70	41.0	4.19-3			4.51-3	0
	48/46	100.4	7	.177	1.75-5	1.91-7	2.36	1.85-5	0
		99.8	70	38.6	3.84-3			4.23-3	0
Avional	51/52	100	50	.155	1.67-5	6.98-9	2.00	1.77-5	0
		101	130	1.15	1.23-4			1.20-4	0
Cuivre	61/62	100	50	1.07	4.96-5	4.26.10	2.99	5.07-5	0
		100	120	15.7	7.27-4			6.93-4	0
Laiton	71/72	100	20	.029	2.81-6	1.28-10	3.19	1.82-6	0
		100	150	13.4	1.30-3			1.12-3	0

* valeur pour $\sigma < 60 \text{ N/mm}^2$

Tableau 5.4. Mesures de frottement interne
Mesures brutes et grandeurs dérivées non
corrigées; Régression $u_{dnc} = J\sigma^n$

Ces valeurs approximatives ne seront utilisées que pour justifier les modèles du chapitre suivant. Les valeurs corrigées complètes seront données au chapitre 7.

5.3.3. Programme commun aux mesures

A l'exception d'un matériau, les résultats présentés ne résultent pas d'un programme d'essai systématique, mais d'essais exploratoires, destinés d'abord à l'examen des performances de l'appareil. Ces valeurs sont indicatives de l'amortissement interne des matériaux précédemment choisis. Seule la fonte a ensuite été examinée plus systématiquement avec un programme portant sur trois éprouvettes.

A. Température

Le domaine actuel de température, de 20 à 50°C, est relativement restreint; le temps nécessaire pour amener la température à une nouvelle valeur d'équilibre, d'environ 24 h., nous a fait renoncer à examiner ici l'influence de la température. Pour toutes ces mesures la température de l'enceinte a été fixée à 30°C.

B. Fréquence

Contrairement à la température, la fréquence peut être facilement variée. Le domaine utile de fréquence de l'excitateur, contrôlé par des essais dynamiques non décrits dans ce texte, est de 5 à 300 Hz. Par simplification, toutes les mesures rapportées ici ont été effectuées à une fréquence constante voisine de 100Hz.

C. Contrainte

1) Amplitude

Il était d'abord intéressant de mesurer des puissances volumiques dissipées par frottement interne dans un domaine aussi large que celui des puissances volumiques d'étalonnage électrique, soit environ de 10^{-4} à 1 W/cm^3 . Or, à fréquence constante, une variation de l'amplitude de la contrainte d'un facteur 10 nous assure d'une variation de la puissance volumique d'un facteur compris entre 10^2 et 10^3 (ou même supérieur). C'est pourquoi nous avons d'abord exploré le domaine des contraintes et non celui de la température ou de la fréquence. Nous sommes restés en deçà de la limite de fatigue admise pour le matériau. Nous avons ainsi obtenu des valeurs indicatives de l'énergie volumique dissipée à 100 Hz. Nous avons pu examiner qualitativement et quantitativement la correspondance avec la loi de Lazan et les valeurs de la littérature, du moins en ce qui concerne l'ordre de grandeur.

2) Valeur statique

Nous avons constaté que l'application d'une contrainte statique non nulle peut diviser par 2 ou 3 la valeur de u_d , toutes choses égales par ailleurs. C'est pourquoi la plupart de ces essais ont été effectués avec une valeur nulle de cette contrainte (cf. tab. 5.4).

5.4. Essais sur la fonte 30

5.4.1. Rôle de l'histoire des contraintes

Ce rôle est illustré par le cas particulier d'un essai préliminaire (épr. 47A/46B) présenté à la fig. 5.5. Nous

avons imposé 10 niveaux de contrainte alternée, de 7 à 70 N/mm², échelonnés suivant une progression géométrique de raison $10^{1/9} = 1,29$. Chaque niveau devait durer 2 h soit, à 100 Hz, 720'000 cycles. Il était prévu d'appliquer ces niveaux par valeurs croissantes, mais un incident s'est produit au cours de ce programme.

Figure a. Les lettres repèrent le temps de fin de niveau auquel la valeur quasi-asymptotique de U_{σ} permet de mesurer u_d . On remarque cependant deux temps particuliers, d^* et r . En d^* , une panne a provoqué un saut bref - et incontrôlé - de la contrainte. Nous supposons que l'éprouvette a alors été notablement écrouie. Le programme a été poursuivi jusqu'au temps r . Entre r^* et r , pendant les derniers cycles qui précèdent la rupture, nous avons constaté que u_d , soit $U_{\sigma}(t)$, augmentait continuellement : nous ne pouvions donc pas mesurer $U_{\sigma}(t_{\infty})$.

Figure b. Les mesures de u_d montrent que les points correspondant aux temps a à r^* s'alignent approximativement sur trois droites distinctes :

- a à d^* : $u_d = 8,1 \cdot 10^{-8} \hat{\sigma}^{2,5}$
- d à j : $u_d = 2,7 \cdot 10^{-7} \hat{\sigma}^{2,4}$
- j à o : $u_d = 3,4 \cdot 10^{-7} \hat{\sigma}^{2,5}$

On constate que, de d^* à d , pour la même valeur de $\hat{\sigma}$, l'écrouissage a environ doublé u_d . La pente des points suivants est peu diminuée.

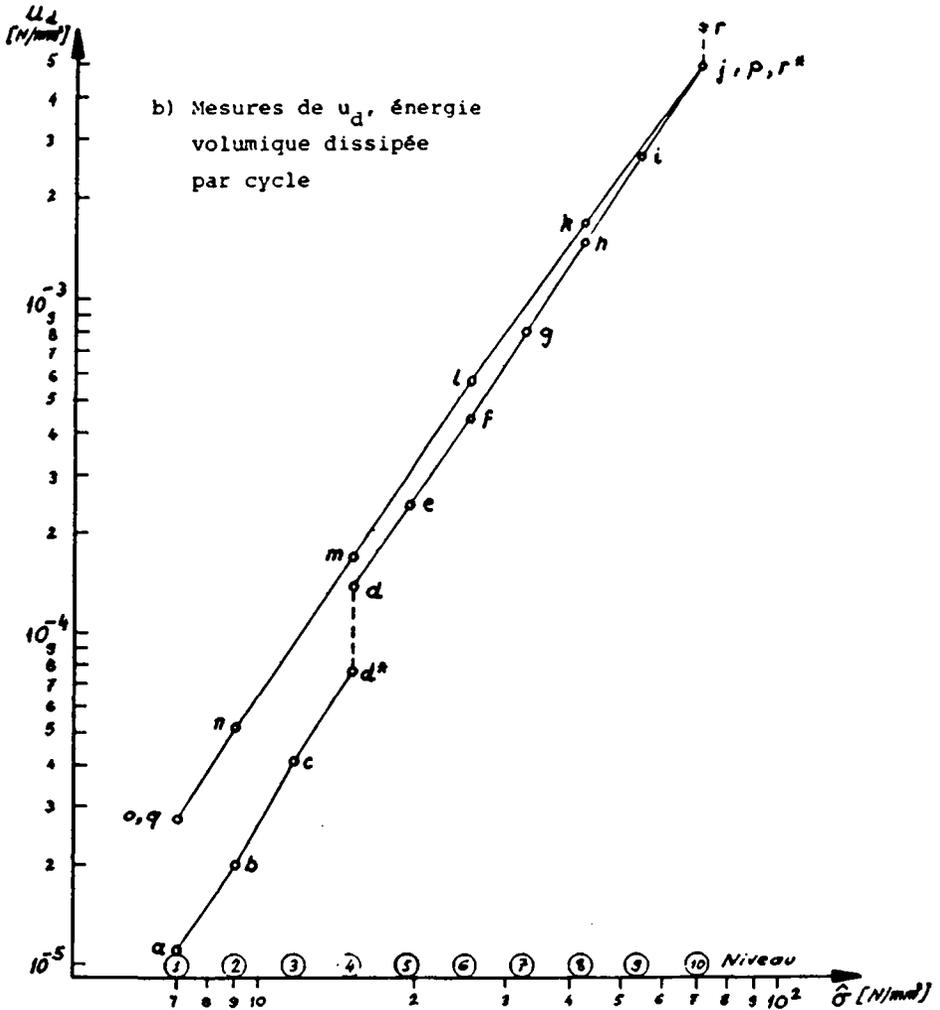
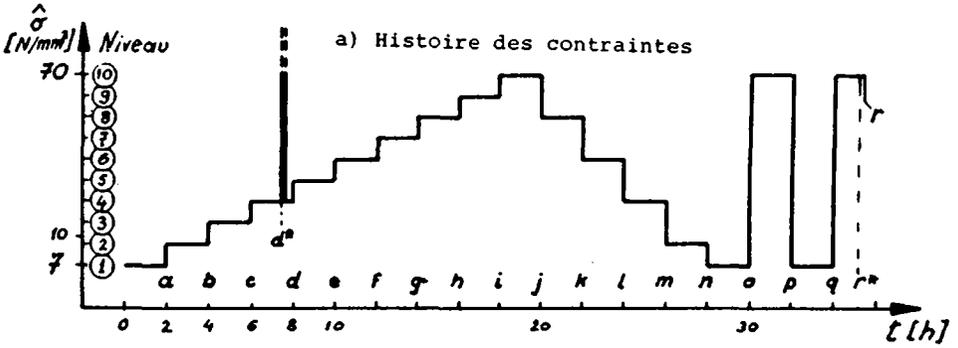


Fig.5.5 Influence de l'histoire des contraintes

Le maintien du niveau (10) semble stabiliser les valeurs de u_d pour ce niveau et les niveaux inférieurs : les points o et q du niveau (1) sont confondus, comme le sont au niveau (10) les points j, p et r*.

Nous avons donc constaté que l'histoire des contraintes (ou hérédité) est un paramètre important qu'il est nécessaire de préciser. Il faut en particulier éviter tout "écrouissage" incontrôlé, qui (dans ce cas) augmente notablement le frottement interne. Un "écrouissage" contrôlé est par contre utile, il assure la répétitivité des mesures à des niveaux de contrainte inférieurs¹⁾.

Parmi les résultats de ce travail, cette histoire n'est bien définie que dans le cas de la fonte.

5.4.2. Programme choisi

Au vu des considérations précédentes, nous avons modifié comme suit, pour les 3 éprouvettes en fonte, le programme d'application des contraintes alternées :

Les 10 niveaux de contraintes se succèdent par valeurs décroissantes, de 70 à 7 N/mm².

Ces 3 éprouvettes, taillées dans la même barre, sont initialement vierges de toute sollicitation mécanique après l'usage. Ainsi la dispersion des mesures obtenues dans des conditions apparemment identiques pourra-t-elle être mise en évidence lorsque nous reprendrons en détail la présentation de nos résultats au ch.7.

1) Ainsi, plusieurs expérimentateurs déforment-ils leurs éprouvettes jusqu'à la limite élastique avant toute mesure. Dans les mesures en régime libre avec relance périodique de l'excitation, les premières mesures - typiquement, celles des 100 premiers cycles - sont habituellement écartées.

6. TRANSMISSION DE LA CHALEUR DANS LE CALORIMETRE

6.1. Introduction

6.1.1. But des calculs thermiques

Dans ce chapitre nous allons mettre en évidence les mécanismes de transmission de chaleur dans le dispositif de mesure de la puissance dégagée dans l'éprouvette. Nous étudierons l'influence de la géométrie de la construction et celle des matériaux utilisés. Ces calculs permettront de prévoir l'efficacité de la mesure et par voie de conséquence la sensibilité du calorimètre en régime permanent.

Nous examinerons enfin le comportement du système en régime transitoire afin de déterminer son temps de réponse.

6.1.2. Nomenclature et unités du chapitre

Les calculs sont effectués dans le système MKSA, à l'exception de quelques valeurs exprimées conventionnellement en unités modifiées (par ex. contrainte en $N.mm^{-2}$ ou MPa). Les valeurs numériques sont tirées des références [31, 64] et de nos propres expériences (chapitre 5.).

6.1.3. Lois de production interne de chaleur

A) Puissance volumique \dot{q}_σ due à l'hystérésis (amortissement interne)

Nous utiliserons ici la relation (1-16 bis) et la loi expérimentale de Lazan sous sa forme élémentaire (1-60) pour les contraintes de traction-compression

$$\dot{q}_\sigma = u_d \cdot f = J \sigma^n \cdot f \quad (6-1)$$

B) Puissance volumique \dot{q}_e due à l'effet Joule (étalonnage)

La puissance totale dissipée par effet Joule dans un barreau traversé par un courant continu I est une loi expérimentale classique :

$$P = U I = R I^2$$

La puissance volumique vaut :

$$\dot{q}_e = \rho j^2 \quad (6-2)$$

avec :

ρ : résistivité électrique (supposée ici constante)

j : densité de courant électrique

6.1.4. Distribution de la température dans une barre

Soit une barre mince placée dans un milieu ambiant à température T_∞ . On admet que la température est uniforme dans une section droite; l'équation est alors unidimensionnelle.

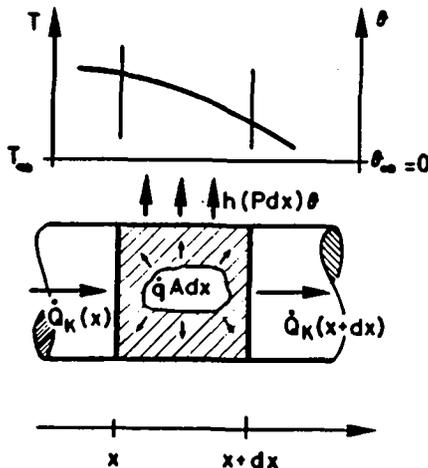


Fig. 6.1. Barre mince avec production de chaleur

Le bilan thermique pour une tranche dx en régime permanent s'écrit :

$$-\lambda A \frac{dT}{dx} + \dot{q} A dx = \left[-\lambda A \frac{dT}{dx} + \frac{d}{dx} (-\lambda A \frac{dT}{dx}) \right] + hP (T - T_\infty) dx$$

Flux thermique entrant par conduction dans la face x	Puissance dégagée dans l'élément	Flux thermique sortant par conduction par la face $(x + dx)$	Flux thermique sortant par la surface latérale entre x et $x+dx$
--	----------------------------------	--	--

avec :

A	aire de la section droite	m^2
P	périmètre exposé au fluide (en général, périmètre extérieur)	m
λ	conductivité thermique du solide	W/m K
h	coefficient de transfert de chaleur de l'interface	W/m ² K
T_∞	température du milieu ambiant	

Il vient après arrangement :

$$\frac{d^2\theta}{dx^2} - m^2\theta = -\frac{\dot{q}}{\lambda} \quad (6-3)$$

où on a posé :

$\theta = T - T_\infty$: écart de température (échauffement)
[$^{\circ}\text{K}$ ou $^{\circ}\text{C}$]

$$m = \sqrt{\frac{hP}{\lambda A}}, \text{ inverse de la longueur de relaxation } [m^{-1}] \quad (6-4)$$

La solution générale de cette équation est :

$$\theta = C_1 \operatorname{ch} mx + C_2 \operatorname{sh} mx + \theta_q \quad (6-5)$$

avec :

$$\theta_q = \frac{\dot{q}}{m^2\lambda} = \frac{\dot{q} A}{h P} \quad (6-6)$$

C_1 et C_2 : constantes d'intégration

θ_q est la température maximale que prend la barre lorsqu'elle est parfaitement isolée à ses extrémités, ou lorsque sa conductivité est nulle.

6.1.5. Efficacité et modèles

Au vu de la construction du calorimètre, on constate que la puissance \dot{Q} dégagée dans l'éprouvette est transmise au thermostat par deux voies distinctes :

1. flux latéral \dot{Q}_L à travers les éléments Peltier vers le bloc de mesure. Ce flux est utile car il est mesuré et transformé en un signal électrique.
2. flux de fuite axial \dot{Q}' par conduction à travers les extrémités de l'éprouvette.

On a naturellement :

$$\dot{Q} = \dot{Q}_L + \dot{Q}' \quad (6-7)$$

L'efficacité η du système est définie par :

$$\eta = \frac{\dot{Q}_L}{\dot{Q}} = \frac{\dot{Q}_L}{\dot{Q}_L + \dot{Q}'} \quad (6-8)$$

On vise à obtenir la plus grande efficacité possible afin d'accroître la sensibilité de l'instrument.

La modélisation la plus simplifiée du système thermique (fig. 6.1bis) consiste à assimiler l'éprouvette à une source ponctuelle de chaleur et à représenter les voies de transmission de chaleur par les résistances R_L pour le flux latéral et R' pour le flux de fuite. Dans ce cas l'efficacité s'exprime par :

$$\eta = \frac{R'}{R_L + R'}$$

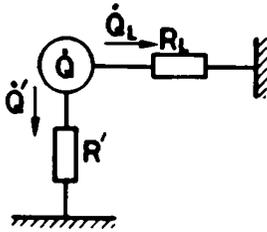


Fig. 6.1bis Modèle de principe de la transmission de chaleur.

Il faut donc calculer les résistances thermiques afin de mettre en évidence l'effet de la géométrie et des caractéristiques thermiques des matériaux constituant les pièces, et notamment l'éprouvette, sur l'efficacité. Pour ce faire nous avons été conduits à envisager trois modèles :

Modèle I . Ce modèle détaillé asymétrique est limité au système actif.

Il nous sert à calculer numériquement :

- la résistance latérale R_L
- les résistances R' des extrémités, assimilées à des chaînes d'éléments-barres en série ou en parallèle.
- la répartition des puissances linéaires utile et parasite dans le système, qui nous conduira à modéliser deux modes distincts de production de chaleur.

Les équations permettant le calcul de l'efficacité en régime permanent sont établies analytiquement, mais non appliquées à ce modèle trop complexe.

Modèle II. Dans ce modèle déduit du précédent, nous avons introduit la symétrie découlant de la quasi-égalité numérique des résistances d'extrémité, qui nous permet de les représenter par deux barres identiques. L'efficacité se calcule alors plus simplement, analytiquement et numériquement, dans les deux modes de production de chaleur. Les résultats théoriques sont comparés aux résultats expérimentaux.

Modèle III. Ce modèle est obtenu par extension du modèle II au système actif et au bloc de mesure. De plus, on y introduit les capacités thermiques des éléments. Le calcul numérique de l'efficacité de la mesure différentielle en régime transitoire est alors possible, ainsi que celui des temps de réponse théoriques.

6.2. Modèle I (système actif asymétrique)

6.2.1. Modélisation, hypothèses et définitions

En l'absence de dégagement de chaleur, l'eau de thermostatation et l'intérieur du thermostat sont à la même température T_0 .

En régime de production de chaleur, la puissance dégagée dans l'éprouvette est très faible, sa valeur typique est comprise entre 1 mW et 1 W. La température reste pratiquement égale à T_0 (conditions aux limites) dans :

- le sommet de la chambre d'eau du tube de poussée
- l'air (calme) de l'enceinte
- le bloc de mesure et la culasse (tous deux en aluminium et de grande capacité thermique)
- l'ensemble passif.

Cette hypothèse permet de limiter le modèle à l'ensemble actif.

Nous y distinguons alors les sous-ensembles et éléments (voir fig.6.2 p.6.8 et tableau 6.1 p.6.20) :

- a) partie inférieure (indice I) : tube de force au-dessus de la chambre d'eau, lames élastiques, écrou, pied fileté de l'éprouvette.
- b) corps de l'éprouvette, de longueur $2l = 7$ cm.
- b') système de mesure du flux latéral (indice L) : gaine d'air comprise entre l'éprouvette et les coquilles, coquilles, batteries Peltier, bloc de référence.
Le cas des arrondis de l'éprouvette, non modélisés, sera examiné plus loin.
- c) partie supérieure (indice S) : tête filetée et tête d'arrimage supérieure de l'éprouvette, dynamomètre, culasse.

Nous justifierons plus loin le choix de la longueur $2l$ et l'omission des arrondis de l'éprouvette.

6.2.2. Résistance thermique du système de mesure

Nous calculons ici la résistance thermique totale R_L du parcours du flux \dot{Q}_L dégagé latéralement par l'éprouvette; ce flux traverse notamment les éléments de mesure à batterie Peltier. Cette résistance résulte de la mise en série des éléments suivants (voir aussi figure 6.4) :

- gaine d'air
- coquilles
- éléments Peltier
- bloc de mesure

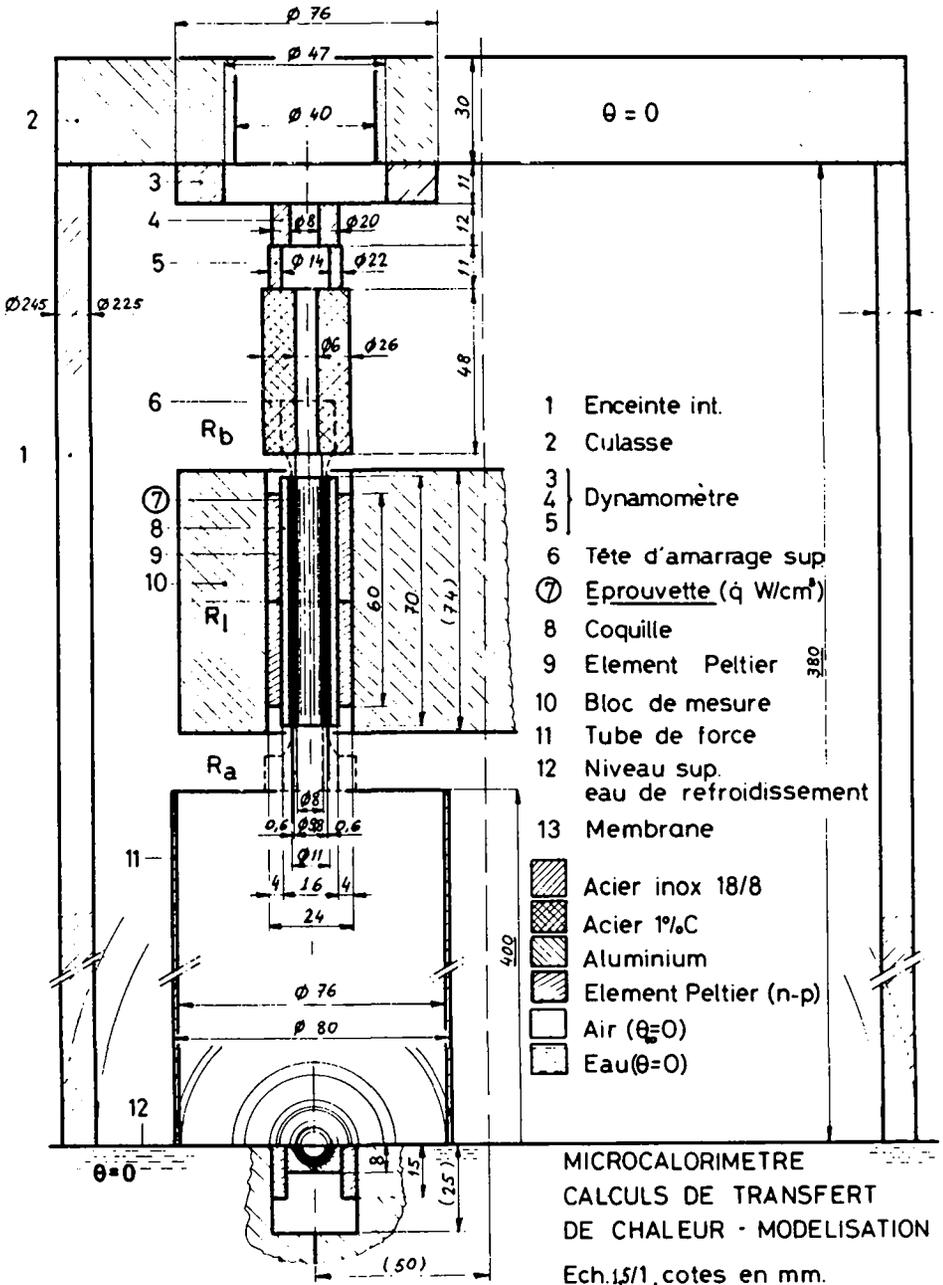


Fig. 6.2 Modèle I du transfert de chaleur dans le calorimètre

A. Gaine d'air

La gaine d'air est un cylindre à parois minces, de diamètres $d_e = 10,8$ mm, $d_i = 9,8$ mm, $d_m = 10,3$ mm et de longueur $2l = 70$ mm. On peut l'assimiler à une plaque plane d'épaisseur $b = 0,5$ mm et d'aire $S_m = \pi \cdot d_m \cdot l = 22,66$ cm²

Sa résistance thermique R_a s'écrit :

$$R_a = \frac{2l}{h \cdot S_m} \quad (6-8)$$

h est le coefficient de transfert de chaleur équivalent, résultant de l'échange par conduction, convection et rayonnement.

- L'échange convectif est négligeable parce que la lame est mince et il n'y a aucun écoulement vertical de l'air dans l'enceinte. Nous avons vérifié expérimentalement que la vibration longitudinale de l'éprouvette n'influence pratiquement pas le transfert de chaleur.
- L'échange dû au rayonnement est également négligeable, car les surfaces à l'extérieur de l'éprouvette et à l'intérieur des coquilles sont soigneusement polies et les différences de température entre ces surfaces sont relativement petites.

Le coefficient de transmission de chaleur par conduction est

$$h_K = \frac{\lambda}{b}$$

soit, avec $b = 0,5$ mm et dans l'air calme, de conductivité $\lambda_a = 26 \cdot 10^{-3}$ W·m⁻¹·K⁻¹ (à 27°C)

$$h_K = 52 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$$

il vient finalement :

$$\underline{R_a = 8,43 \text{ K/W}}$$

La conduction est prépondérante. L'incertitude principale sur la valeur de R_a provient surtout de λ_a qu'on a considéré comme constant. En fait, de 0 à 100°C, λ_a varie linéairement selon la loi :

$$\lambda_a = (24 + 7,5 \cdot 10^{-2} T) \cdot 10^{-3} \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} \text{ avec } [T] = ^\circ\text{C}$$

soit de 24 à $31,5 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ (formule de Sutherland)

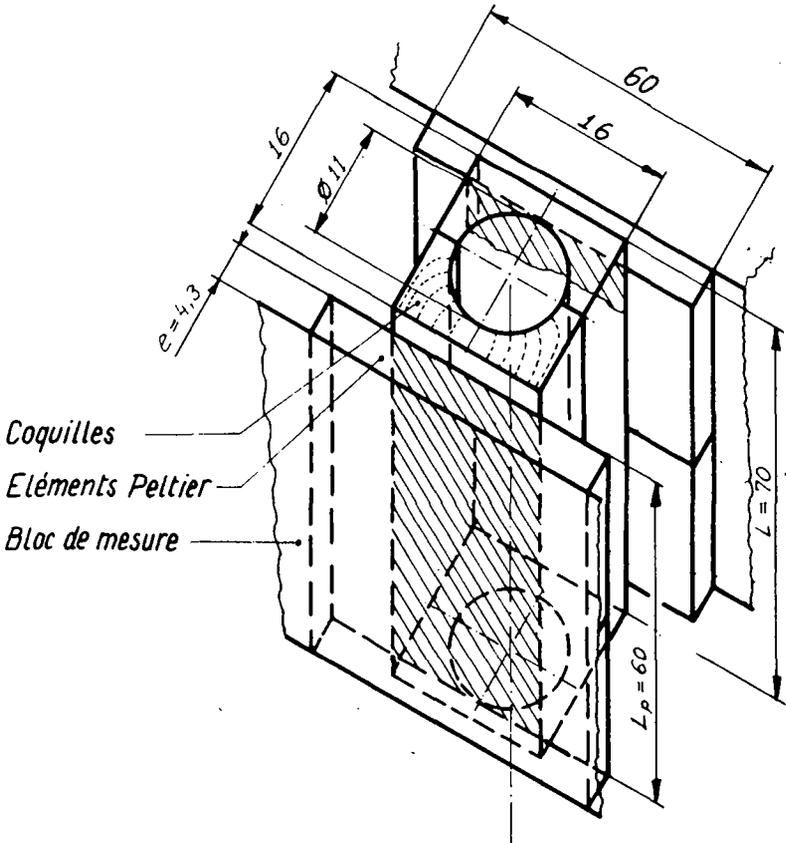


Fig. 6.3 Coquilles et éléments Peltier.

En négligeant les pertes aux extrémités de la gaine d'air, tout le flux \dot{Q}_L dégagé latéralement par l'éprouvette traverse les coquilles puis en sort : a) par leurs faces en contact avec les éléments Peltier (aire totale $S_p = 19,2 \text{ cm}^2$) et b) par leurs faces exposées à l'air ($S_a = 28,8 \text{ cm}^2$); les faces exposées à l'air ayant une résistance environ 40 fois plus élevée que celle des éléments Peltier (pour une conductance surfacique $h = 5,7 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$), nous les considérons comme des faces isolées. Donc, par hypothèse, tout le flux latéral \dot{Q}_L traverse le système de mesure.

B. Coquilles

Pour évaluer la résistance thermique des coquilles sur une longueur unité, nous calculons leur coefficient de forme γ , défini par l'équation de la conduction écrite sous la forme :

$\dot{Q}_l = \gamma \lambda (T_1 - T_2)$ pour une tranche de longueur unité,
ou $\dot{Q} = \gamma \lambda l (T_1 - T_2)$ pour les coquilles

Nous utilisons la méthode graphique qui consiste à découper la section de la coquille en "carrés curvilignes" au moyen des lignes de flux et des isothermes (fig. 6.4).

Cette méthode, théoriquement exacte, n'est qu'approximative dans la pratique : il est en effet difficile de dessiner avec précision des carrés curvilignes.

Nous estimons, à l'aide de la figure 6.4, ce coefficient compris entre 12 et 16; nous fixons donc :

$$\gamma = 14$$

d'où la résistance thermique

$$R_{cq} = \frac{1}{\gamma \lambda l} \quad (6-10)$$

soit, pour l'aluminium ($\lambda = 202 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1} \text{ K}^{-1}$), avec $2l = 7 \text{ cm}$

$$\underline{R_{cq} = 5,05 \cdot 10^{-3} \text{ K}\cdot\text{W}^{-1}}$$

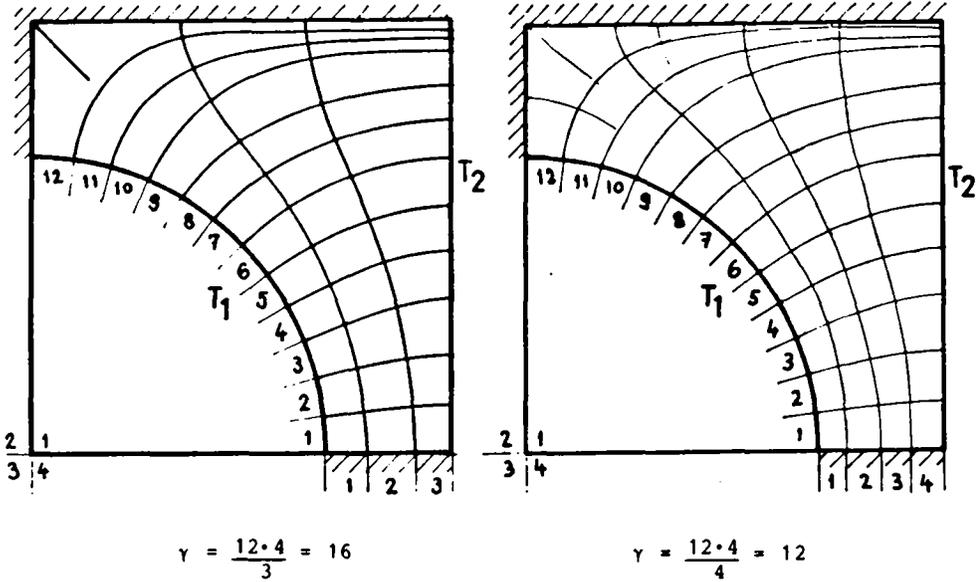


Fig. 6.4 Calcul du coefficient de forme.

Cette valeur est également négligeable vis-à-vis des autres résistances.

Les coquilles sont presque parfaitement conductrices du flux de chaleur latéral.

En considérant que le flux de chaleur est "capté" uniformément sur toute la longueur des coquilles, nous justifions a posteriori la valeur de la longueur $2l = 70$ mm introduite dans les applications numériques alors que les coquilles ne

sont en contact avec les éléments Peltier que sur une longueur de 6 cm.

C. Éléments Peltier

L'essentiel du transfert de chaleur à travers les éléments Peltier est dû à la conduction normale au plan de l'élément; leur structure constituée de thermocouples en parallèle est telle que la conductivité dans leur plan est quasiment nulle.

Un élément d'aire 9 cm^2 a une résistance thermique de $3,79 \text{ K/W}$ (cf § 4.2); les 4 éléments, dont l'aire effectivement traversée par le flux \dot{Q}_m ne vaut que $S_p = 19,2 \text{ cm}^2$, (aire de contact avec les coquilles) ont une résistance

$$(R_p = \frac{3,79}{4} \cdot \frac{4 \cdot 9}{19,2})$$

$$\underline{R_p = 1,777 \text{ K/W}}$$

D. Bloc de mesure

Une fois l'équilibre thermique atteint, le bloc évacue au milieu ambiant, par conduction et convection naturelle, la puissance \dot{Q}_L qui le traverse (au maximum, environ 1 W). La différence de température qui en résulte est parfaitement négligeable et nous posons :

$$T_{\text{bloc}} \approx T_{\infty}$$

Ceci équivaut à négliger la résistance thermique R_b du bloc (environ $30 \cdot 10^{-3} \text{ K/W}$).

E. Résistance latérale totale R_L , et coefficient de transfert de chaleur équivalent h_L de l'éprouvette sur son périmètre.

Les résistances précédentes sont en série, nous avons donc

$$R_L = R_a + R_{cq} + R_p \quad (6-11)$$

$$R_L = 10,21 \text{ K}\cdot\text{W}^{-1}$$

La résistance totale au flux radial est donc principalement celle due à la couche d'air autour de l'éprouvette.

Pour la suite des calculs, il est avantageux de ramener cette résistance à une conductance équivalente par unité de surface latérale de l'éprouvette.

$$S(\text{érouvette}) = 21,55 \text{ cm}^2 (= \pi \cdot 0,98 \cdot 7)$$

$$h_L = \frac{1}{R_L \cdot S} \quad (6-12)$$

$h_L = 45,47 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$

6.2.3. Résistance thermique d'une chaîne de barres minces sans production interne de chaleur

Soit une chaîne de n barres minces en série, numérotées de $i = 1$ à n d'aval en amont du flux de chaleur (fig.6.5.a).

L'extrémité amont de la barre i est en contact avec une source de chaleur \dot{Q}_i à température θ_i , et sa face aval avec la barre $(n-1)$. La chaîne baigne extérieurement dans un fluide à température $\theta_\infty = 0$.

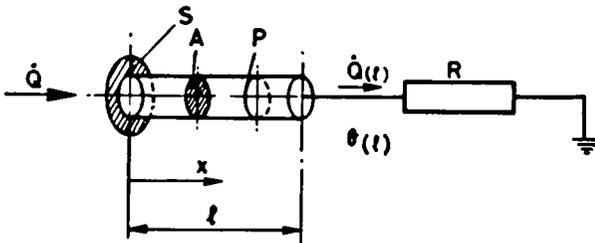
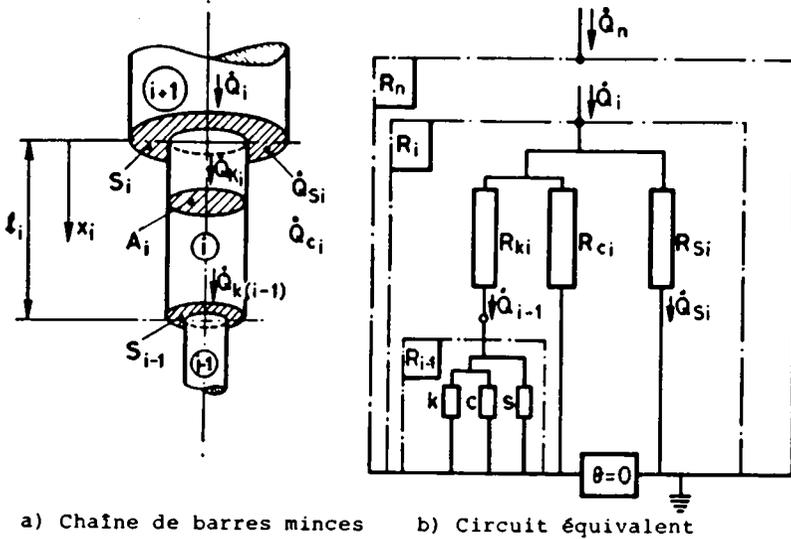


Fig. 6.5 Résistance thermique d'une chaîne de barres minces.

La barre i est caractérisée par les grandeurs l_i , A_i , P_i , λ_i et h_i .

Attribuons à la barre i l'aire transversale S_i exposée au fluide à la jonction des barres i et $i+1$. Pour des barres cylindriques, nous aurons, en général :

$$S_i = \frac{\pi}{4} (d_{e,i+1}^2 - d_{e,i}^2) \quad (6-13)$$

La barre i (y compris S_i) reçoit le flux \dot{Q}_i à la température θ_i . Il est aisé de montrer que la résistance thermique d'une chaîne est indépendante du flux qui la traverse (lois linéaires).

Nous allons supposer connue la résistance thermique R_{i-1} des $(i-1)$ barres en aval de la barre i , et calculer la résistance R_i , vue de l'amont de i .

Nous pourrions ensuite calculer par récurrence la résistance totale

$$R_n = \dot{Q}_n / \theta_n$$

Les fig.6.5 a et b représentent les barres i et leur circuit équivalent (indices : k , conduction; c , convection).

Pour alléger l'écriture, nous omettons les indices i en nous référant à la fig.6.5c.

La solution générale de (6-5), résolue ici pour $\dot{q} = 0$ (soit $\theta_q = 0$) s'écrit :

$$\begin{aligned} \theta &= C_1 \operatorname{ch} mx + C_2 \operatorname{sh} mx \\ \frac{d\theta}{dx} &= m (C_1 \operatorname{sh} mx + C_2 \operatorname{ch} mx) \end{aligned}$$

En $x = l$, le flux évacué $\dot{Q}(l)$ et la température $\theta(l)$ sont liés par la relation :

$$\theta(l) = \dot{Q}(l) \cdot R$$

d'où, en utilisant la loi de la conduction thermique :

$$-\lambda A \cdot \frac{d\theta(l)}{dx} = \dot{Q}(l) = \frac{\theta(l)}{R}$$

Les conditions aux limites s'écrivent, en $x = l$:

$$\begin{aligned} C_1 \operatorname{ch} ml + C_2 \operatorname{sh} ml &= \theta(l) \\ -\lambda A m (C_1 \operatorname{sh} ml + C_2 \operatorname{ch} ml) &= \frac{\theta(l)}{R} \end{aligned}$$

en posant $z = \lambda A m = \sqrt{h P \lambda A}$ (6-14)

on écrit, sous forme matricielle :

$$\begin{vmatrix} \text{ch } m\ell & \text{sh } m\ell \\ \text{sh } m\ell & \text{ch } m\ell \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} C_1 \\ C_2 \end{vmatrix} = \theta(\ell) \cdot \begin{vmatrix} 1 \\ -\frac{1}{RZ} \end{vmatrix}$$

d'où, en inversant la matrice carrée ci-dessus (dét.=1):

$$\begin{vmatrix} C_1 \\ C_2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \text{ch } m\ell & -\text{sh } m\ell \\ -\text{sh } m\ell & \text{ch } m\ell \end{vmatrix} \frac{\theta(\ell)}{RZ} \begin{vmatrix} RZ \\ -1 \end{vmatrix}$$

et

$$\theta(x) = \frac{\theta(\ell)}{RZ} [(RZ \text{ ch } m\ell + \text{sh } m\ell) \text{ch } mx - (RZ \text{ sh } m\ell + \text{ch } m\ell) \text{sh } mx] \quad (6-15)$$

Nous en déduisons les conditions limites en amont de la barre considérée, en $x = 0$

$$\theta(0) = \frac{\theta(\ell)}{RZ} (RZ \text{ ch } m\ell + \text{sh } m\ell)$$

Le flux total entrant \dot{Q} se subdivise en :

\dot{Q}_k : flux transmis par conduction (dans A) à l'amont de la barre

\dot{Q}_c : flux évacué par convection par la surface libre à la jonction S, soit :

$$\dot{Q} = \dot{Q}_k + \dot{Q}_c = -\lambda A \cdot \frac{d\theta}{dx}(0) + h S \cdot \theta(0)$$

et, en remplaçant $\frac{d\theta}{dx}(0)$ par sa valeur tirée de (6-15)

$$-\lambda A \frac{d\theta}{dx}(0) = z \cdot \theta(0) \frac{RZ \text{ sh } m\ell + \text{ch } m\ell}{RZ \text{ ch } m\ell + \text{sh } m\ell} = \theta(0) \frac{1 + RZ \text{ th } m\ell}{R + \frac{\text{th } m\ell}{z}}$$

on en déduit la résistance totale, R_t :

$$R_t = \frac{\dot{Q}}{t \theta(0)} = \frac{1}{\frac{1 + RZ \text{ th } m\ell}{R + \frac{\text{th } m\ell}{z}} + h S} \quad (6-16.a)$$

soit, en réintroduisant l'indice i :

$$R_i = \frac{1}{\frac{1 + R_{i-1} Z_i \operatorname{th} m_i l_i}{R_{i-1} + \frac{\operatorname{th} m_i l_i}{Z_i}} + h_i S_i} \quad (6-16.b)$$

Nous disposons ainsi d'une méthode récursive qui permet de calculer la résistance thermique d'une chaîne de barres minces en série. La modifier pour tenir compte, par exemple, de la division d'une chaîne en plusieurs sous-chaînes en parallèle ne présente pas de difficultés particulières (cas du tube de force et de la membrane).

Cas particuliers de la formule

a. Barre en contact avec un puits de chaleur (fig.6.6.a)

soit $R = 0$ ($\theta(l) = 0$)

$$R_t = \frac{1}{\frac{Z}{\operatorname{th} ml} + h S} \quad (6-16.c)$$

pour $S = 0$

$$R_t = \frac{\operatorname{th} ml}{Z}$$

b. Barre en contact avec une paroi isolée (fig.6.6.b)

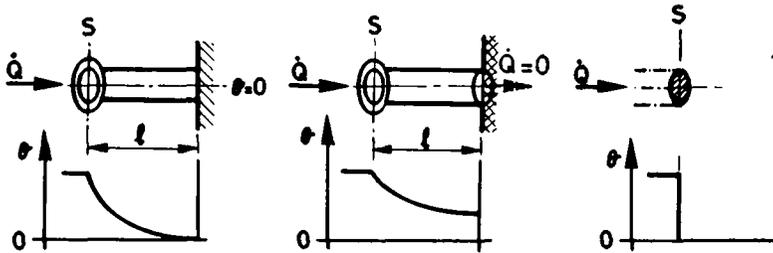
soit $R = \infty$

$$R_t = \frac{1}{Z \operatorname{th} ml + h S} \quad (6-16.d)$$

c. Extrémité libre (barre réduite à son aire amont S)

(fig.6.6.c)

$$R = \frac{1}{h S} \quad (6-16.e)$$



a) Puits

b) Isolé

c) Libre

Fig. 6.6. Résistance thermique d'une barre : cas particuliers.

6.2.4. Résistance thermique des liaisons de l'éprouvette

Nous appliquons les résultats précédents au calcul des résistances des extrémités inférieure et supérieure de l'éprouvette.

Les dimensions des éléments schématisés sont indiquées sur la fig.6.2 "modélisation", et reportées dans le tableau 6.1. p.6.20.

La conductance des surfaces exposées à l'air (calme) vaut :

$$h = 5,7 \quad \text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$$

Nous obtenons les valeurs :

$$\text{Résistance de l'extrémité inférieure : } R_I = 8,291 \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$$

$$\text{Résistance de l'extrémité supérieure : } R_S = 8,038 \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$$

Les valeurs très voisines de R_I et R_S justifieront ci-après l'introduction d'un modèle symétrique par rapport à la demi-longueur de l'éprouvette.

Tableau 6.1 MODELE I
Dimensions des éléments;
Résistances thermiques de l'ensemble actif

Barre	Désignation	λ	d_e	d_i	P	A	S	λ	m	Z	R_i
[1]		cm	cm	cm	cm	cm ²	cm ²	Wm ⁻¹ K ⁻¹	[1]	W.K ⁻¹	KW ⁻¹
en 1'	T.de force	26	8	7.6	25.13	4.90	45.74	14.5	3.692	.1009	7.868
1"	Membrane	2.1	-	-	20.64	.203	0.0	14.5	1.327	.0186	46.64
1	T+Mem.	-	-	-	-	-	-	-	-	-	6.732
2	Ecrou	1.	2.4	.8	7.54	4.02	3.77	14.5	.0074	.0043	8.291
	<u>Partie inférieure</u>										R_I
1	Dynam.	1.1	7.6	4.7	15.44	28.02	42.22	14.5	.0512	.1891	.269
2	Dynam.	1.25	2.0	.8	6.28	2.64	.66	14.5	.1209	3.511	3.511
3	Dynam.	2.2	2.2	.6	6.91	3.52	1.51	14.5	.1933	.0448	7.497
4	Tête d'am.	4.8	2.6	.6	8.17	5.03	4.55	45.5	.2165	.1032	8.038
	<u>Partie supérieure</u>										R_S
	Eprouvette	7.	.98	.8	3.08	25.	0	λ_e	$\frac{16.57}{\sqrt{\lambda_e}}$	$5.91 \cdot 10^{-3} \cdot \lambda_e$	

Eprouvette : $h_L = 45,47 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$

Autres : $h = 5,7 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$

$m = \sqrt{hP/\lambda A}$; $Z = \sqrt{hP\lambda A}$

6.2.5. Profil de puissance linéique dissipée

La validité de l'étalonnage électrique repose sur la similitude qu'on devrait idéalement avoir entre les dissipations de puissance par effet Joule et par hystérésis dans tout l'ensemble actif.

Nous allons donc appliquer les lois de production de chaleur (6-1) et (6-2) au cas de deux barres minces en série, faites de matériaux différents; nous pourrons ensuite comparer les profils de puissance linéique le long du système actif. La barre 0 représente le corps de l'éprouvette, et les barres X les extrémités. Nous calculerons la puissance linéique relative χ dans la barre X référée à la barre 0; χ vaut toujours 1 dans la barre 0.

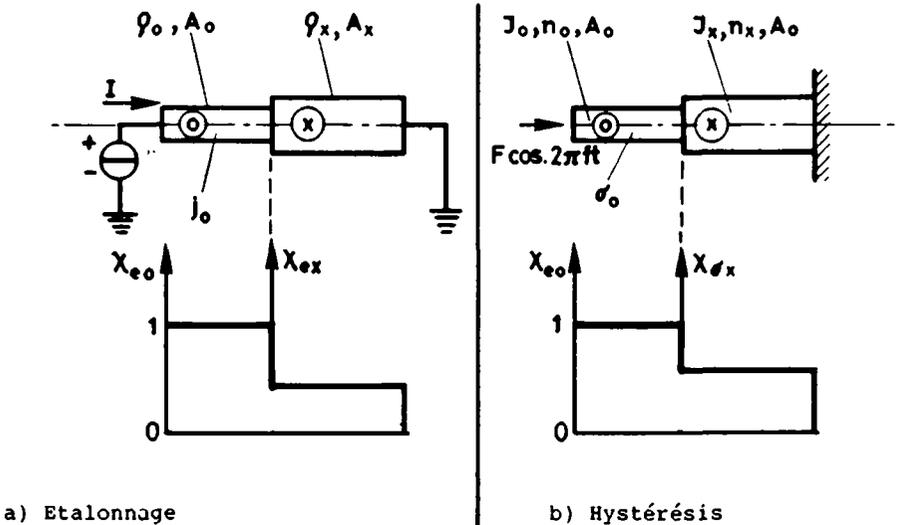


Fig. 6.7. Puissances linéiques relatives.

A. Puissance linéique relative d'étalonnage

Soit deux barres 0 et X en série traversées par un courant électrique d'étalonnage (d'où l'indice e) d'intensité I. Les barres sont caractérisées respectivement par leurs sections A_0 et A_X et leurs résistivités électriques ρ_0 et ρ_X (fig.6.7a).

On définit de même :

- la densité de courant $j = I/A$
- la puissance volumique d'étalonnage : $\dot{q}_e = \rho \cdot j^2$
- la puissance linéique : $\dot{q}_{e\ell} = \dot{q}_e \cdot A$ (6-17)
- la puissance linéique relative d'étalonnage, dans X

$$\text{référée à 0 : } \chi_{eX} = \dot{q}_{e\ell X} / \dot{q}_{e\ell 0} \quad (6-18)$$

Au moyen de la relation $I = j_0 \cdot A_0 = j_X \cdot A_X$, nous obtenons l'expression :

$$\chi_{eX} = \frac{\rho_X}{\rho_0} \cdot \frac{A_0}{A_X} \quad (6-19)$$

Nous constatons que la puissance linéique relative d'étalonnage ne dépend pas du courant.

B. Puissance linéique relative d'hystérésis

Soit deux barres 0 et X en série soumises à une force alternative $F \cos(2\pi f t)$ (d'où l'indice σ). Les deux barres sont caractérisées respectivement par leurs sections A_0 et A_X et par les propriétés d'hystérésis des matériaux qui les constituent, à savoir les coefficients de Lazan (J_0, n_0) et (J_X, n_X) (cf fig. 6.7 b).

On définit de même :

- la contrainte $\sigma = F/A$
- la puissance volumique d'hystérésis : $\dot{q}_\sigma = J \cdot \sigma^n \cdot f$

- la puissance linéique : $\dot{q}_{\sigma X} = \dot{q}_{\sigma} \cdot A$ (6-20)
- la puissance linéique relative d'hystérésis, dans X

$$\text{référée à 0 : } \chi_{\sigma X} = \dot{q}_{\sigma X} / \dot{q}_{\sigma 0} \quad (6-21)$$

Au moyen de la relation $F = \sigma_0 \cdot A_X = \sigma_X \cdot A$, nous obtenons l'expression :

$$\chi_{\sigma X} = \frac{J_X}{J_0} \cdot \sigma_0^{n_X - n_0} \cdot \left(\frac{A_0}{A_X} \right)^{n_X - 1} \quad (6-22)$$

L'allure du profil de puissance linéique d'hystérésis dépend donc de la force appliquée lorsque les matériaux 0 et X ont des propriétés d'hystérésis différentes.

La comparaison des équations (6-19) et (6-22) montre que les profils de puissance linéique d'étalonnage et d'hystérésis ne sont en général pas égaux, sauf dans le cas particulier où :

$$n_X = n_0 = 2 \quad \text{et} \quad J_X / J_0 = \rho_X / \rho_0$$

Nous allons calculer ces profils respectifs le long :

- des arrondis de l'éprouvette
- des tubes extérieurs de liaison, soit le tube extérieur et la tête d'amarrage.

C. Arrondis de l'éprouvette

Avec les notations et les dimensions de la fig.6.8, nous avons :

- section du corps de l'éprouvette (indice 0)

$$A_0 = \frac{\pi}{4} (d_{e0}^2 - d_{i0}^2) = 25 \text{ mm}^2$$

- section des arrondis (indice X)

$$A_X = \frac{\pi}{4} (d_{eX}^2 - d_{i0}^2)$$

avec, pour $0 < x < x_M = 7,24$ mm, soit $d_{e0} < d_{eX} < 16$:

$$d_{eX} = d_{e0} + 2r [1 - \cos (\text{arc sin } x/r)]$$

a) Etalonnage

Nous avons dans ce cas $\rho_X = \rho_0$, soit :

$$\chi_{eX} = A_0/A_X$$

b) Hystérésis

Nous avons $J_X = J_0$ et $n_X = n_0$, soit :

$$\chi_{\sigma X} = (A_0/A_X)^{n_0-1}$$

Cette fonction est représentée à la fig.6.8 d pour $n_0 = 2, 3$ et 4. Le cas $n_0 = 2$ représente donc également χ_{eX} .

La puissance totale dissipée dans un tronçon de longueur x (soit $\dot{Q}(x) = \dot{q}_{\sigma 0} \int_x \chi_X dx$) est proportionnelle à l'aire sous la courbe de la puissance linéique relative.

Considérons le cas pratique "extrême" d'un matériau pour lequel $n_0 = 4$. Supposons que la puissance d'étalonnage dans le corps de l'éprouvette soit égale à la puissance d'hystérésis, soit $\dot{q}_{e\sigma 0} = \dot{q}_{\sigma 0}$. Comparons maintenant les puissances totales dissipées dans le corps et les arrondis, proportionnelles aux aires sous les courbes $n = 2$ et $n = 4$: la puissance d'hystérésis totale ($n = 4$) n'est inférieure que d'environ 3 % à la puissance d'étalonnage ($n = 2$). Cet écart est faible et nous simplifierons dorénavant les modèles thermiques en ignorant les arrondis. Nous supposerons que le corps de l'éprouvette est long de 70 mm, et qu'il est fixé sans partie de raccordement à ses tubes de liaison. La mesure de l'efficacité sur ce modèle simplifié sera ainsi entachée d'une erreur systématique au plus égale à 1 % : en effet, l'arrondi étant extérieur aux coquilles du système de mesure, l'écart induit sur la mesure est encore inférieur aux 3 % précédents.

Profil demi-épreuve et Système de mesure calorimétrique; Ech. 2:1

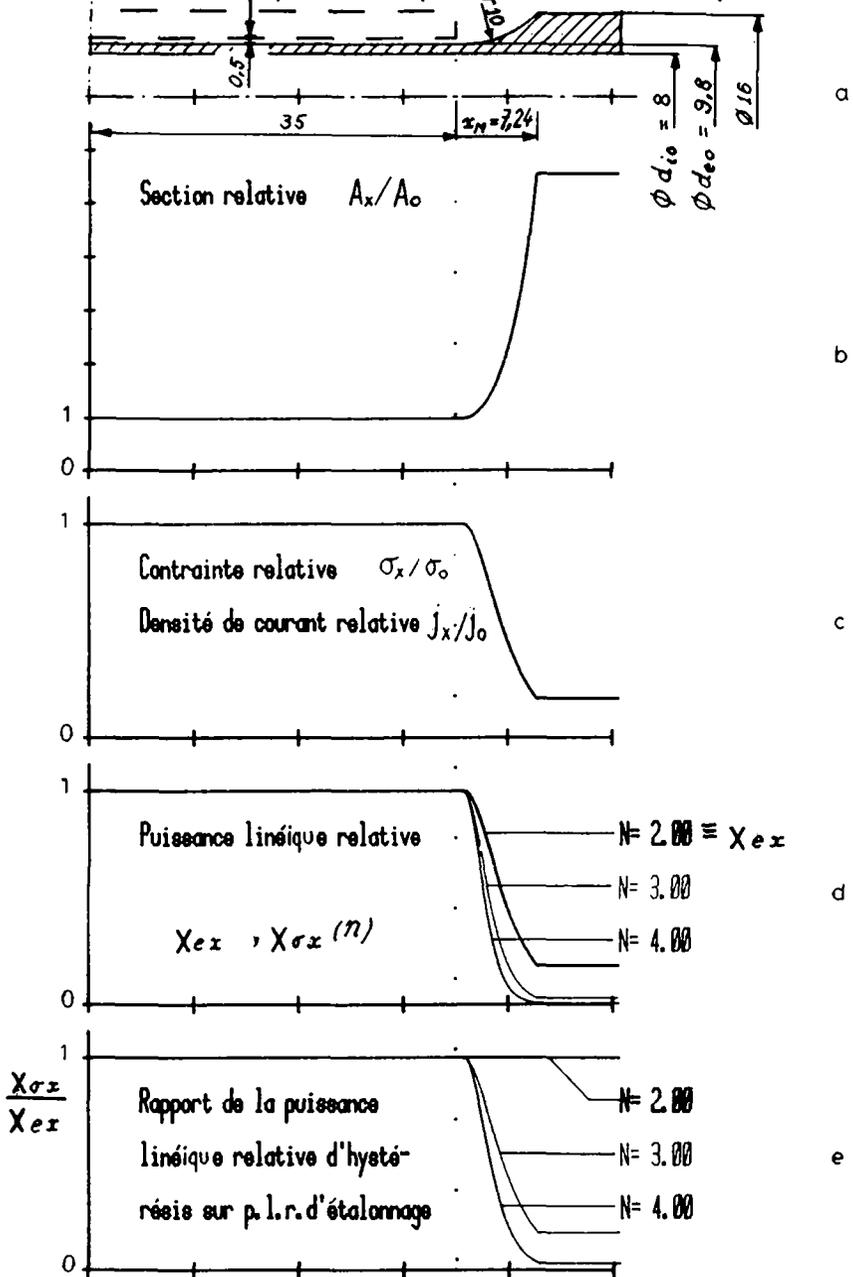


Fig. 6.8 Puissances linéiques : cas des arrondis de l'éprouvette.

D. Tubes extérieurs à l'éprouvette

Par "tube extérieur", nous désignons :

- tube inférieur (I) équivalent au tube de force
- tube supérieur (S) équivalent à la tête d'amarrage.

$$A_I = 490 \text{ mm}^2; A_S = 503 \text{ mm}^2 \text{ (cf. tableau 6.1)}$$

a) Etalonnage

Les résistivités électriques valent respectivement (cf. tableau 5.3):

$$\rho_I = 73,2 \cdot 10^{-8} \text{ } \Omega \cdot \text{m} \quad \text{et} \quad \rho_S = 21,3 \cdot 10^{-8} \text{ } \Omega \cdot \text{m}$$

L'application numérique de (6-19) donne :

$$\chi_{eI} = 3,73 \cdot 10^{-8} \frac{1}{\rho_0}$$

$$\chi_{eS} = 1,06 \cdot 10^{-8} \frac{1}{\rho_0}$$

où ρ_0 est la résistivité de l'éprouvette en $\Omega \cdot \text{m}$

Les résultats obtenus pour 7 matériaux typiques sont notés dans le tableau 6.2, et représentés à la fig.6.9.a, en valeurs et échelles semi-logarithmiques.

b) Hystérésis

Nous utiliserons ici des valeurs approximatives des constantes d'hystérésis du matériau, pour calculer un ordre de grandeur des puissances linéiques. Nous prendrons, pour les tubes extérieurs (cf. tableau 5.4 p.5.15)

$$J_I = 1,96 \cdot 10^{-11} \text{ (N/mm}^2\text{)}^{1-n_I}; n_I = 3,44$$

$$J_S = 7,63 \cdot 10^{-10} \text{ (N.mm}^2\text{)}^{1-n_S}; n_S = 2,67$$

Les valeurs de n_0 et J_0 tirées du tableau 5.4 pour les 7 matériaux précédents sont reportées dans le tableau 6.2. Nous appliquerons la relation (6-22) d'abord avec une valeur de σ_0 élevée mais réaliste pour nos essais (soit $\hat{\sigma}_{\max}$ du tableau 5.4), puis pour le 1/10 de cette valeur. Comme précédemment les valeurs de χ_{ex} calculées (tableau 6.2) sont représentées en échelles semi-logarithmiques aux fig.6.9 b et c.

En conclusion, l'examen des valeurs de χ_{ex} montre que la puissance linéique d'étalonnage n'est relativement faible à l'extérieur du corps de l'éprouvette que pour les matériaux à faible conductivité électrique ($1/\rho$), soit ici les matériaux 1 à 4 ; elle est par contre importante pour les matériaux à conductivité élevée (par exemple, pour le cuivre, $\dot{q}_{ex1} > \dot{q}_{ex0}$).

La puissance linéique χ_{ox} est par contre négligeable à l'extérieur du corps de l'éprouvette pour ces matériaux dans tous les cas examinés.

Il est donc nécessaire de distinguer l'effet des puissances dissipées par étalonnage ou par hystérésis dans notre modèle de transfert de chaleur.

6.2.6. Modes "e" et "σ" de production de chaleur (fig.6.10)

L'étude du profil de puissance linéique montre qu'en étalonnage la puissance produite hors de l'éprouvette est non nulle, alors qu'elle est négligeable en hystérésis. En étalonnage, on mesure donc également un flux parasite provenant des extrémités de l'éprouvette. Pour nous permettre de quantifier l'erreur d'étalonnage qui en résulte, il est commode de schématiser ces deux modes distincts de production de chaleur dans le système.

Matériau	Etalonnage				Hystérésis							
	ρ_0 $10^{-9}\Omega.m$	$\chi_e I$	$\chi_e S$	rel. non corrigés		σ_c [N/mm ²]	$\chi \sigma S$		σ_c N/mm ²	$\chi \sigma I$		
				J _{NC} [N/mm ²] ¹⁻ⁿ	η_{NC}		$\chi \sigma I$	$\chi \sigma S$		$\chi \sigma I$	$\chi \sigma S$	
Epr. A/B												
Inox 18/8	73.1	5.11e-2	1.45e-1	7.99e-17	6.32	180	5.6/e-5	3.79e-4	18	7.03e-4	2.80e-2	*
Inox 13Cr	61.0	6.12e-2	1.74e-2	1.51e-8	2.47	300	2.29e-4	1.03e-3	30	2.46e-5	6.60e-4	*
Ac Ck45	21.3	1.75e-1	4.97e-2	7.68e-10	2.67	150	8.45e-4	6.57e-3	15	1.44e-4	6.59e-3	
Fl 30	97.2	3.84e-2	1.09e-2	1.90e-7	2.36	70	7.25e-6	1.01e-4	7	5.97e-7	4.92e-5	
Avional	6.06	6.16e-1	1.75e-1	6.98e-3	2.00	130	2.14e-3	1.86e-2	13	7.85e-5	4.01e-3	
Cuivre	1.80	2.08	5.90e-1	4.26e-10	2.99	120	2.82e-4	2.61e-3	12	9.96e-5	5.41e-3	
Laiton	7.27	5.14e-1	1.46e-1	1.28e-10	3.19	150	3.75e-4	2.92e-3	15	2.11e-4	9.67e-3	

* avec, pour $\sigma < 60$:
 $J_{NC} = 1.96e-11$; $\eta_{NC} = 3.44$

TABLEAU 6.2 PUISSANCES LINEAIQUES D' ETALONNAGE ET D'HYSTERESIS
RELATIVES A L'EPROUVETTE

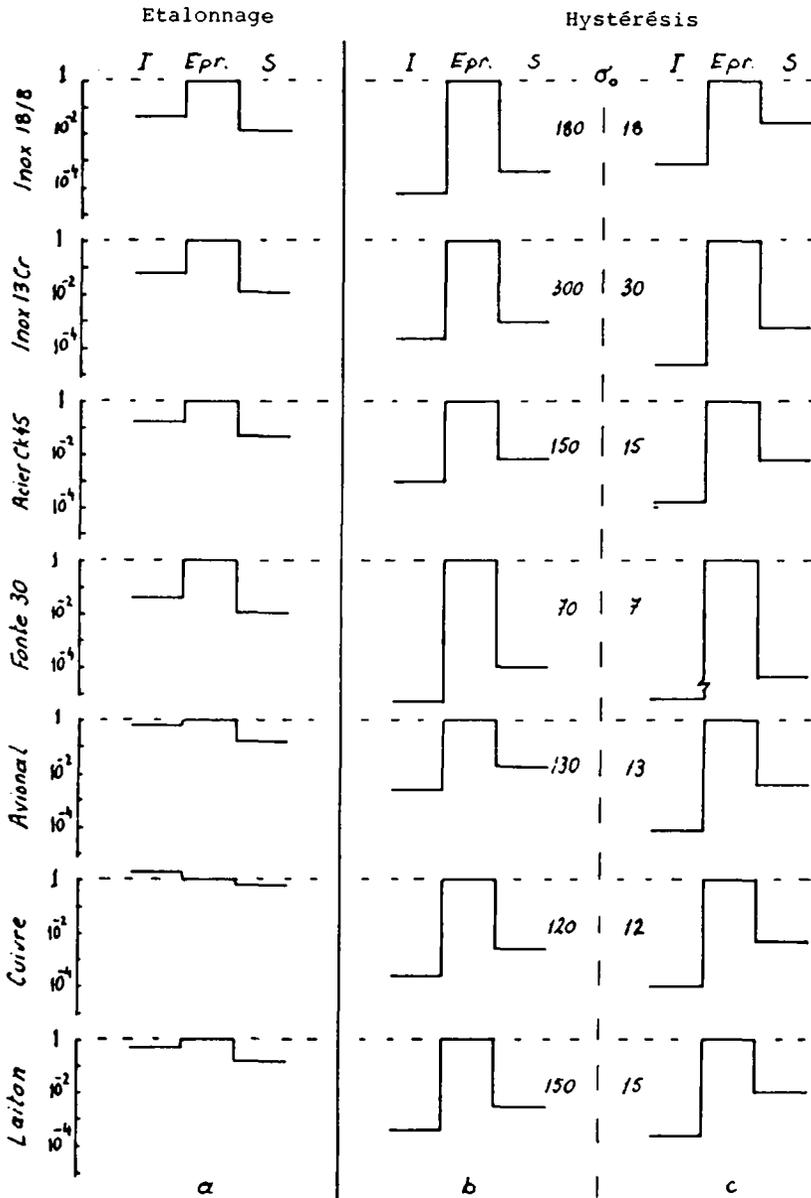


Fig. 6.9. Profils des puissances linéiques relatives.

Mode de production "e" (étalonnage)

- La puissance linéique (ou volumique) produite est constante dans l'éprouvette, et non nulle dans les tubes extérieurs, soit :

$$\dot{q}_{l0} = \text{cte}; \dot{q}_{lI} \neq 0, \dot{q}_{lS} \neq 0$$

Mode de production "σ" (hystérésis)

- La puissance linéique (ou volumique) produite est constante dans le corps de l'éprouvette, et nulle partout ailleurs, soit :

$$\dot{q}_{l0} = \text{cte}; \dot{q}_{lI} = 0, \dot{q}_{lS} = 0$$

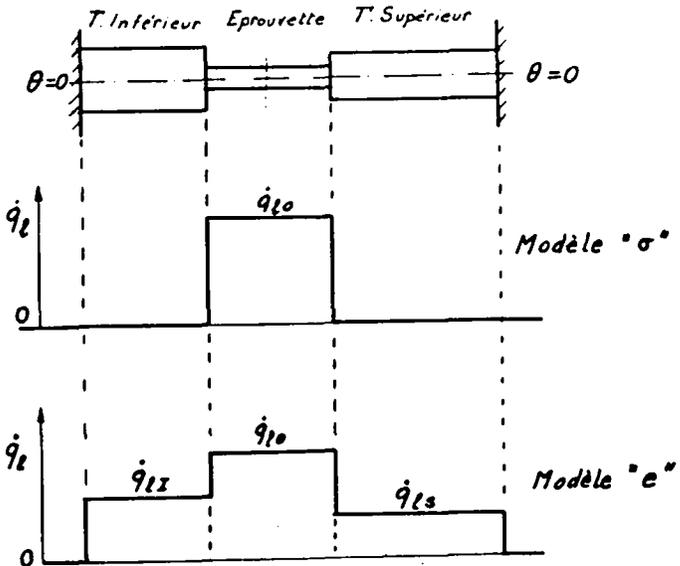


Fig.6.10 Modèles des modes de production de chaleur "e" et "σ".

6.2.7. Température et flux dans une chaîne de barres minces avec production interne de chaleur

Considérons à nouveau la chaîne de barres de la fig.6.5, et supposons que le profil de puissance linéique y est connu. Pour déterminer la répartition des températures et des flux, nous allons considérer tour à tour chaque barre comme la seule source de puissance en activité. Nous nous référons maintenant à la fig.6.11.

La barre produit et évacue une puissance $\dot{Q} = \dot{q} A l$. Les chaînes partielles de part et d'autre ont respectivement des résistances R_1 et R_2 (calculées par 6-16) aux flux \dot{Q}_1 et \dot{Q}_2 évacués par les extrémités. Ces conditions aux limites permettront de résoudre l'équation 6.5. :

$$\theta = C_1 \operatorname{ch} mx + C_2 \operatorname{sh} mx + \theta_q$$

et le flux évacué latéralement par l'élément sera donné par l'une des deux équations :

$$\dot{Q}_L = \dot{Q} - (\dot{Q}_1 + \dot{Q}_2) = \int_x h P \theta(x) dx \quad (6-23)$$

Les températures et flux partiels dans les autres éléments en aval de \dot{Q}_1 ou \dot{Q}_2 seront alors déterminés comme au § 6.2.3. La superposition des résultats obtenus pour chaque élément considéré comme source donnera les divers flux et températures totaux.

Il est déjà apparent à ce stade que ces calculs seront grandement simplifiés par les modèles de production de chaleur "e" et "σ" précédents.

A. Cas général pour une barre source (fig.6-11)

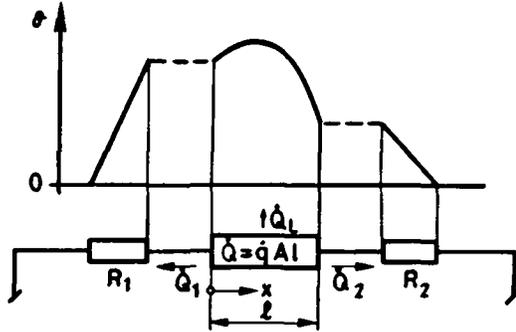


Fig. 6.11 Barre-source, cas général

Ecrivons les conditions aux limites de la barre-source considérée :

a) En $x = 0$, où $d\theta/dx > 0$:

$$-\lambda A \cdot \frac{d\theta}{dx}(0) = -\dot{Q}_1 = -\frac{\theta(0)}{R_1}$$

En remplaçant θ et $d\theta/dx$ par leurs valeurs, et en posant $Z = \lambda A m$:

$$Z R_1 C_2 = C_1 + \theta_q \quad (a)$$

b) En $x = l$, où $d\theta/dx < 0$:

$$-\lambda C_1 \frac{d\theta}{dx}(l) = \dot{Q}_2 = \frac{\theta(l)}{R_2}$$

d'où :

$$-Z R_2 (C_1 \operatorname{sh} ml + C_2 \operatorname{ch} ml) = C_1 \operatorname{ch} ml + C_2 \operatorname{sh} ml + \theta_q \quad (b)$$

Afin d'alléger l'écriture, posons :

$$c = \operatorname{ch} ml; \quad s = \operatorname{sh} ml$$

Les équations (a) et (b) ci-dessus s'écrivent alors, sous forme matricielle :

$$\begin{vmatrix} 1 & -Z \cdot R_1 \\ c + Z \cdot R_2 \cdot s & s + Z \cdot R_2 \cdot c \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} C_1 \\ C_2 \end{vmatrix} = -\theta_q \cdot \begin{vmatrix} 1 \\ 1 \end{vmatrix}$$

On en tire facilement les valeurs de C_1 et C_2 :

$$\begin{vmatrix} C_1 \\ C_2 \end{vmatrix} = \frac{-\theta_q}{s + Z \cdot R_2 \cdot c + Z \cdot R_1 (c + Z \cdot R_2 \cdot s)} \begin{vmatrix} s + Z \cdot R_2 \cdot c + Z \cdot R_1 \\ - (c + Z \cdot R_2 \cdot s) + 1 \end{vmatrix}$$

et l'expression de $\theta(x)$:

$$\theta(x) = \theta_q \left| \frac{-[Z(R_2 \cdot c + R_1) + s] \operatorname{ch} mx + (Z \cdot R_2 \cdot s + c - 1) \operatorname{sh} mx}{(Z^2 \cdot R_1 \cdot R_2 + 1) s + Z (R_1 + R_2) c} + 1 \right|$$

$$\text{(avec } c = \operatorname{ch} ml; s = \operatorname{sh} ml) \quad (6-23)$$

Au moyen des relations :

$$\dot{Q}_1 = R_1 \theta(0); \quad \dot{Q}_2 = R_2 \cdot \theta(l)$$

on trouve la valeur des flux de chaleur sortant aux extrémités :

$$\dot{Q}_1 = \theta_q \cdot Z \cdot \frac{Z \cdot R_2 \cdot s + c - 1}{(Z^2 \cdot R_1 \cdot R_2 + 1) s + Z (R_1 + R_2) c} \quad (6-24)$$

$$\dot{Q}_2 = \theta_q \cdot Z \cdot \frac{Z \cdot R_1 \cdot s + c - 1}{(Z^2 \cdot R_1 \cdot R_2 + 1) s + Z (R_1 + R_2) c} \quad (6-25)$$

Flux de chaleur latéral \dot{Q}_L

Le flux de chaleur total \dot{Q} dégagé dans la barre vaut :

$$\dot{Q} = \dot{q} A l = \dot{Q}_1 + \dot{Q}_2 + \dot{Q}_L$$

On en déduit \dot{Q}_L (compte tenu de $\theta_q \cdot Z = \frac{\dot{q} A l}{m l}$)

$$\dot{Q}_L = \dot{q} A l \left[1 - \frac{1}{m l} \cdot \frac{Z \left(\frac{R_1 + R_2}{2} \right) s + c - 1}{(Z^2 R_1 R_2 + 1) s + Z (R_1 + R_2) c} \right] \quad (6-26)$$

B. Application à deux cas particuliers importants

Ces deux cas, dont les applications ne sont pas explicitées ici, seront appliqués plus loin au modèle dit "symétrique".

a) Barre-source isolée à une extrémité (fig.6.12)

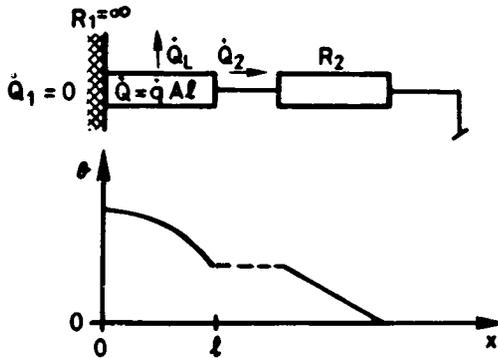


Fig. 6.12 Barre-source isolée à une extrémité

La résistance R_1 est infinie. Nous obtenons la puissance sortante \dot{Q}_2 par (6.26) :

$$\dot{Q}_2 = \theta_q \frac{Z \cdot s}{Z \cdot R_2 \cdot s + c} = \theta_q \frac{1}{R_2 + \frac{1}{Z \cdot \text{th } ml}} \quad (6-27)$$

Posons (cf.6.16.d)

$$R = \frac{1}{Z \cdot \text{th } ml} \quad (6-28)$$

R est la résistance thermique de la barre-source à une puissance entrant par l'extrémité libre, soit $(-\dot{Q}_2)$ dans le cas de la figure 6.12 :

$$\dot{Q}_2 = \frac{\theta_q}{R + R_2} = \dot{q} A \ell \cdot \frac{1}{\lambda h P} \cdot \frac{1}{R + R_2}$$

et la puissance latérale vaut :

$$\dot{Q}_L = \dot{Q} - \dot{Q}_2 = \dot{q} A \ell \left(1 - \frac{1}{\lambda h P (R + R_2)} \right) \quad (6-29)$$

b) Barre-source en contact avec un puits de chaleur à une extrémité (fig.6.13)

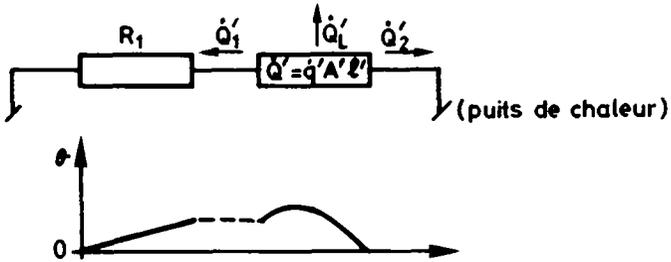


Fig. 6.13 Barre-source en contact avec un puits de chaleur à une extrémité

Nous distinguons ce cas du précédent par l'exposant (') relatif à la barre-source. La résistance R_2 (cf. fig.6.11) est ici nulle. Nous obtenons la puissance sortante \dot{Q}'_1 par (6-24):

$$\dot{Q}'_1 = \theta'_q \cdot \frac{Z' \cdot (c'-1)}{Z' \cdot R_1 \cdot c' + s'} = \theta'_q \cdot \frac{1 - 1/c'}{R_1 + (\text{th } m' \ell')/Z'} \quad (6-30)$$

Posons (cf.6.16.c) :

$$R' = (1/Z') \cdot \text{th } m' \ell' \quad (6-31)$$

résistance de la barre-source (') à la puissance entrant par l'extrémité libre, soit $(-\dot{Q}'_1)$ dans le cas de la fig.6.15.

Nous avons alors :

$$\dot{Q}'_1 = \frac{\dot{q}' \cdot A'}{h' \cdot P'} \left(1 - \frac{1}{\text{ch } m' \ell'}\right) \frac{1}{R_1 + R'} \quad (6-32)$$

Nous obtiendrions \dot{Q}'_2 et \dot{Q}'_L en posant $R_2 = 0$ dans (6-25) et (6.26).

6.2.8. Récapitulation

Toutes les relations établies précédemment nous permettent de calculer littéralement, pour chaque élément du modèle I, constitué de barres minces en parallèle ou en série, et de barres-sources :

- le coefficient de transmission de chaleur équivalent au système de mesure calorimétrique pour la barre-source principale, l'éprouvette.
- les résistances thermiques aux extrémités de chaque barre-source;
- la répartition axiale de la température;
- les puissances (algébriques) aux extrémités et la puissance latérale;
- l'efficacité de la mesure de chaleur.

Nous pourrions ensuite superposer ces différents cas pour tenir compte des diverses barres-source (modèle "e" ou " σ "), et répéter ceci pour chacun des différents matériaux d'éprouvette considérés.

Ces calculs seraient de toute évidence assez laborieux. C'est pourquoi nous allons utiliser les résultats numériques obtenus pour simplifier le modèle I et construire le modèle II, dit "symétrique".

6.3. Modèle II (système actif asymétrique)

Rappelons, en revenant aux buts de ce chapitre, que seule la connaissance de la puissance latérale dégagée par le corps de l'éprouvette est nécessaire au calcul principal, celui de l'efficacité de la mesure. C'est pourquoi nous pouvons limiter le modèle à l'éprouvette et à ses environs immédiats, maintenant connus. Nous observons de plus que les grandeurs suivantes sont approximativement égales :

- les résistances thermiques axiales R_I et R_S s'opposant aux puissances sortant de l'éprouvette
- les sections des tubes extérieurs aux extrémités de l'éprouvette (tube de force et tête d'amarrage)
- les puissances linéiques qui y sont dissipées dans le mode "e" (celle du tube de force étant toujours plus élevée)

Nous pouvons donc construire sans grande erreur un modèle symétrique; il dérive du modèle I, dans lequel les chaînes d'éléments aux extrémités de l'éprouvette sont remplacées par deux tubes extérieurs identiques, en contact avec un puits de chaleur à l'autre extrémité. Ce modèle est symétrique par rapport au plan perpendiculaire à l'axe de l'éprouvette et passant par le milieu de son corps.

6.3.1. Modèle symétrique (fig.6.16.a)

Le plan de symétrie est analogue à une paroi isolée, puisque le gradient de température est nul en ce point. Nous ne considérons donc qu'une moitié du système, soit une demi-éprouvette et un tube extérieur équivalent.

Vis-à-vis de la puissance sortant de l'éprouvette, les résistances R_I et R_S du modèle I sont en parallèle; elles sont remplacées dans le modèle II par deux résistances équivalentes égales R' :

$$R' = 2 (R_I^{-1} + R_S^{-1})^{-1} = 8,162 \text{ K/W}$$

La résistance R' est identifiée ici à celle d'un tube extérieur équivalent, de même matériau et mêmes dimensions transversales que le tube de force, d'aire de raccordement nulle avec l'éprouvette (d'après la fig. 6.5, $S' = 0$), et en contact à son autre extrémité avec un puits de chaleur. En appliquant (6-31), sa longueur λ' vaut :

$$\lambda' = (1/m') \cdot \arg (\text{th } R'z') = 8,22 \text{ cm}$$

La demi-éprouvette, de longueur $\lambda = 3,5 \text{ cm}$, est en contact à gauche avec une paroi isolée et à droite avec une résistance d'extrémité de valeur R' . Les grandeurs caractéristiques du demi-modèle symétrique valent ainsi :

<u>demi-éprouvette</u>	<u>tube extérieur</u>
$\lambda = 3,5 \text{ cm}$	$\lambda' = 8,22 \text{ cm}$
$A = 0,25 \text{ cm}^2$	$A' = 4,90 \text{ cm}^2$ (avec $S'=0$)
$P = 3,08 \text{ cm}$	$P' = 25,13 \text{ cm}$
$h = 45,47 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$	$h' = 5,7 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \text{ K}^{-1}$
λ : cf tableau 5.1 [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]	λ' : $15 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
ρ : cf tableau 5.3 [$\Omega \cdot \text{m}$]	d'où :
	$m' = 14,20 \text{ m}^{-1}$
	$z' = 0,1009 \text{ W/K}$
	$\rho' = 73,2 \cdot 10^{-8} \Omega \text{m}$

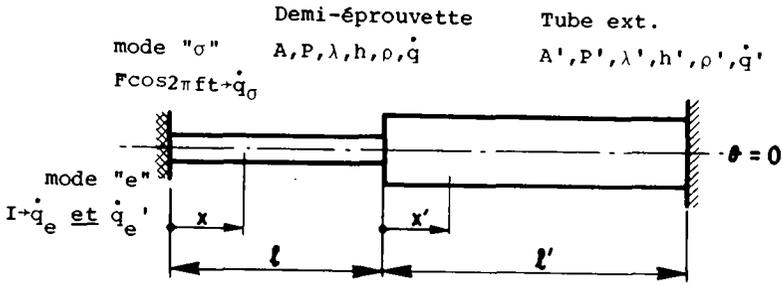


Fig.6.14 Modèle II du demi-système.

6.3.2. Efficacité de la mesure

Rappelons que lorsque l'éprouvette est la source d'un dégagement interne de chaleur, la puissance dissipée est évacuée :

- d'une part aux extrémités, par conduction et convection (flux de pertes)
- d'autre part radialement, par conduction à travers la gaine d'air de 70 mm de longueur que forment les coquilles.

Seul le dernier flux, appelé flux latéral, traverse les capteurs du système de mesure. Un flux parasite peut s'y ajouter.

Nous définissons maintenant en relation avec les modèles I et II l'efficacité de la mesure η comme le rapport entre le flux latéral total $2 \dot{Q}_{Lt}$ et la puissance dégagée $2\dot{Q}$ dans 70 mm du corps de l'éprouvette

$$\eta = \frac{\dot{Q}_{Lt}}{\dot{Q}} = \frac{\dot{Q}_{Lt}}{\dot{q} A l} \quad (6-33.a)$$

L'efficacité peut désormais être calculée à l'aide du modèle II dans chaque mode de production de chaleur.

Remarque : nous avons adopté pour l'efficacité le symbole η consacré par l'usage pour toute forme de rendement; le risque de confusion avec le même symbole η , amortissement interne, figurant par ailleurs dans ce texte, nous semble en effet minime.

A. Efficacité d'hystérésis (en mode "σ")

La puissance volumique \dot{q}_σ n'est produite que dans l'éprouvette; la puissance produite dans le tube extérieur est nulle. Nous avons donc un cas analogue à celui de la fig.6.12. Nous utilisons les notations de la fig.6.15.

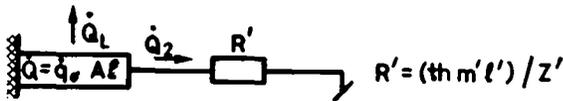


Fig.6.15 Modèle II, flux en mode "σ".

La puissance \dot{Q} est évacuée par le flux latéral \dot{Q}_L et par le flux de fuite \dot{Q}_2 . Le flux latéral est donné par (6.29), où l'on pose : $\dot{q} = \dot{q}_\sigma$ et $R_2 = R'$. L'efficacité vaut :

$$\eta_\sigma = \frac{\dot{Q}_L}{\dot{Q}} = 1 - \frac{\dot{Q}_2}{\dot{Q}} = 1 - \frac{1}{\text{IhP}} \cdot \frac{1}{R + R'} \quad (6-33)$$

avec $R = (Z \text{ th } m l)^{-1}$ et $R' = (1/Z') \text{ th } m' l'$

Cette expression ne dépend pas de la puissance volumique \dot{q}_σ . Elle représente donc l'efficacité de la mesure non perturbée.

B. Efficacité d'étalonnage (en mode "e")

Les puissances volumiques \dot{q}_e et \dot{q}'_e sont dissipées respectivement dans l'éprouvette et dans le tube extérieur. Il est commode de calculer séparément les flux dus à \dot{q}_e et \dot{q}'_e , puis de les superposer, comme dans les fig.6.16 a,b et c.

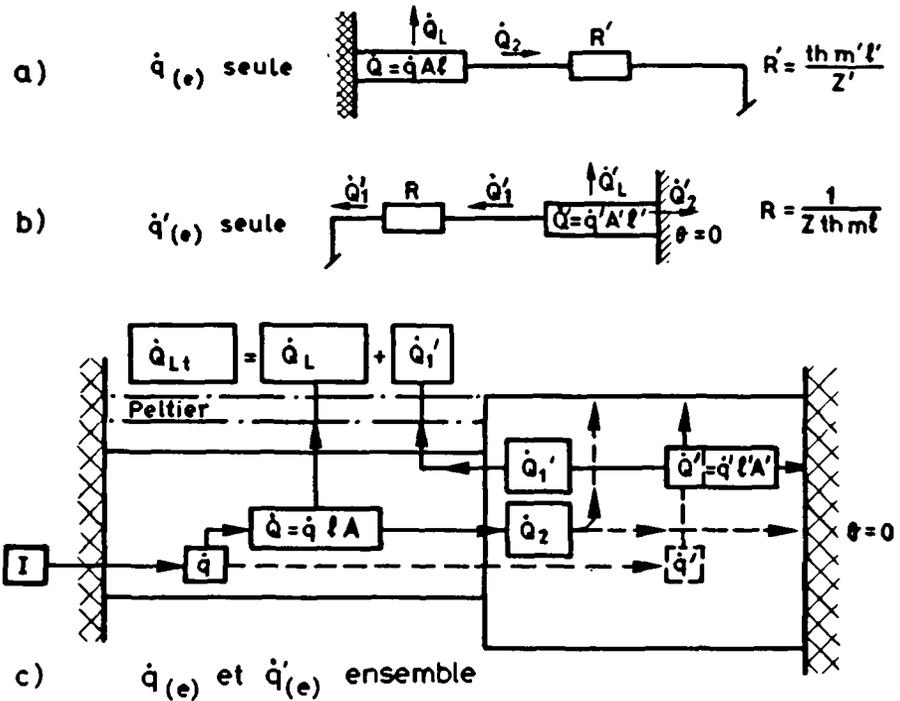


Fig.6.16 Modèle II, superposition des flux en mode "e".

Le flux latéral \dot{Q}_L dû à \dot{q}_e seule est à nouveau donné par (6.29), où l'on pose $\dot{q} = \dot{q}_e$ et $R_2 = R'$.

Considérons maintenant l'effet de la puissance volumique \dot{q}'_e seule. Nous avons ici un cas analogue à celui de la fig.6.13, et nous utiliserons les notations de la fig.6.16.b. La puissance $\dot{Q}'_e = \dot{q}'_e \cdot A' \cdot l'$ est évacuée par les flux : \dot{Q}'_2 vers le puits de chaleur, \dot{Q}'_L latéralement et \dot{Q}'_1 vers la résistance R' , équivalente à celle de la demi-éprouvette. La demi-éprouvette est en contact avec une paroi isolée, elle ne peut donc évacuer ce dernier flux que le long de sa surface latérale : \dot{Q}'_1 représente le flux parasite en mesure d'étalonnage, donné par (6.32) où l'on pose : $\dot{q}'_e = \dot{q}'$ et $R_1 = R$.

En étalonnage, le flux latéral total \dot{Q}'_{Lt} évacué vers le système de mesure est obtenu par addition de \dot{Q}'_L et de \dot{Q}'_1 , comme le montre la fig.6.16.c. Nous avons :

$$\dot{Q}'_{Lt} = \dot{Q}'_L + \dot{Q}'_1 \quad (6-34)$$

et l'efficacité en mode "e" vaut :

$$\eta_e = \frac{\dot{Q}'_{Lt}}{\dot{Q}'_e} = \frac{\dot{Q}'_L}{\dot{Q}'_e} + \frac{\dot{Q}'_1}{\dot{Q}'_e} \quad (6-35)$$

Le premier terme de cette somme ne dépend pas de \dot{q}'_e , il est évidemment égal à η_σ . Le deuxième terme représente une efficacité parasite η'_e , rapport de la puissance parasite mesurée à celle produite dans l'éprouvette. Il vient alors :

$$\eta_e = \eta_\sigma + \eta'_e \quad \text{avec} \quad \eta_\sigma = \frac{\dot{Q}'_L}{\dot{Q}'_e} \quad \text{et} \quad \eta'_e = \frac{\dot{Q}'_1}{\dot{Q}'_e} \quad (6-36)$$

Définissons encore l'erreur relative d'étalonnage ϵ , rapport de l'efficacité parasite à l'efficacité non perturbée :

$$\epsilon = \eta'_e / \eta_\sigma = \dot{Q}'_1 / \dot{Q}'_L \quad (6-37)$$

L'erreur relative d'étalonnage est donc celle que l'on fait en confondant η_e et η_σ , qui sont liés par :

$$\eta_e = \eta_\sigma (1 + \epsilon) \quad (6-38)$$

Nous obtenons, par (6-37), (6-32) où $R_1 \rightarrow R$, (6-29) où $R_2 \rightarrow R'$

$$\epsilon = \frac{\dot{q}'A'}{\dot{q}A} \cdot \frac{hP}{h'P'} \left(1 - \frac{1}{ch m' \lambda'}\right) \cdot \frac{1}{\lambda h P (R+R') - 1}$$

Nous y voyons apparaître, par (6-17) à (6-19), le terme :

$$\dot{q}'A'/\dot{q}A = \chi'_e = (\rho'/\rho) \cdot (A/A')$$

puissance linéique relative d'étalonnage du tube extérieur.

Il vient finalement :

$$\epsilon = \frac{\rho'}{\rho} \cdot \frac{A h P}{A' h' P'} \cdot \left(1 - \frac{1}{ch m' \lambda'}\right) \cdot \frac{1}{\lambda h P (R+R') - 1} \quad (6-39)$$

6.4. Comparaison avec les étalonnages expérimentaux

Les valeurs expérimentales sont indicées "T" comme test.

6.4.1. Efficacité expérimentale d'étalonnage

Cette grandeur est définie comme précédemment par :

$$\eta_{eT} = \frac{\dot{Q}_{LtT}}{\dot{Q}_T}$$

avec $2 \dot{Q}_{LtT}$: puissance expérimentale totale traversant les éléments Peltier

$2 \dot{Q}_T$: puissance expérimentale produite dans l'éprouvette

Conformément au modèle précédent, la puissance $2 \dot{Q}_T$ est produite dans (2.3,5 cm) du corps de l'éprouvette, soit dans un volume

$$V_0 = 2 \lambda A_0 = 1,75 \text{ cm}^3$$

d'où : $2 \dot{Q}_T = \dot{q}_{eT} \cdot V_0$

La puissance traversant les éléments Peltier est calculée à l'aide de la sensibilité expérimentale d'étalonnage :

$$C_{eT} = \frac{U_e}{\dot{q}_{eT}} \quad (\text{cf. (5-6) et tableau 5.3})$$

et de la sensibilité des éléments Peltier¹⁾ :

$$C_p = 0,1145 \text{ V/W}$$

Il vient alors :

$$U_e = 2 \dot{Q}_{LT} \cdot C_p \quad (\text{cf. 5-3})$$

Nous déduisons des relations précédentes :

$$2 \dot{Q}_{LT} = \frac{U_e}{C_p} = \dot{q}_{eT} \cdot \frac{C_{eT}}{C_p}$$

et finalement :

$$\eta_{eT} = \frac{C_{eT}}{C_p \cdot v_0} \quad (6-40)$$

soit, numériquement :

$$\eta_{eT}[1] = 4,99 C_{eT} [\text{V} \cdot \text{cm}^3/\text{W}]$$

Cette valeur, calculée à partir de la sensibilité expérimentale tabulée en (5.3), est reportée dans une colonne du tableau 6.3.

L'erreur d'étalonnage devient alors particulièrement apparente dans le cas du cuivre (matériau No 6), pour lequel l'efficacité expérimentale est supérieure à 100 %.

1) On peut montrer que la tension U délivrée par les éléments Peltier en série ne dépend que de leur sensibilité et non de leur nombre.

6.4.2. Résultats théoriques du modèle II

Les valeurs théoriques de :

- l'efficacité d'hystérésis : η_{σ}
- l'efficacité d'étalonnage : η_e
- l'erreur relative d'étalonnage : $\epsilon = \frac{\eta_e}{\eta_{\sigma}} - 1$

sont calculées à l'aide :

- des valeurs expérimentales de la résistivité ρ (tab.5.3)
- des valeurs de la conductivité thermique λ indiquées dans la littérature pour le matériau concerné (tab.5.1)

Nous constatons que :

- l'efficacité d'hystérésis η_{σ} est comprise entre 30 et 60 %; elle est d'autant plus grande que la conductivité thermique du matériau est faible
- l'erreur d'étalonnage ϵ est d'autant plus faible que le matériau a une conductivité thermique faible et une résistivité électrique élevée.

6.4.3. Comparaison et validité du modèle II

Les valeurs théoriques et expérimentales de l'efficacité d'étalonnage, η_e et η_{eT} , mises en regard dans deux colonnes du tableau 6.3, sont voisines dans pratiquement tous les cas. L'écart du modèle relativement à l'expérience :

$$\delta\eta_e = (\eta_e - \eta_{eT})/\eta_{eT}$$

vaut au maximum 16 % pour le cuivre. Cet écart est dû :

- aux simplifications faites dans le modèle symétrique, qui ne tient pas compte entre autres des arrondis et des têtes de l'éprouvette, et au choix de la longueur du tube extérieur équivalent,

- à l'incertitude sur les valeurs exactes des coefficients de transfert de chaleur h et des conductivités thermiques λ , et surtout de la constante C_p des batteries Peltier.

Compte tenu de ces diverses incertitudes, la concordance entre le modèle et l'expérience est très bonne.

Il ne faut pas que le lecteur soit choqué par certaines valeurs très élevées de l'erreur d'étalonnage. L'appareil actuel a été conçu pour des matériaux ferreux (matériaux Nos 2 à 4 du tableau 5.1); il est mal adapté aux matériaux à faible conductivité thermique et électrique (matériaux Nos 5 à 7); les expériences réalisées avec ces derniers n'ont eu pour but que l'examen de la validité du modèle thermique.

Les valeurs corrigées indiquées dans le tableau (6.3) seront discutées ci-après.

Conclusions

Cet appareil de mesure calorimétrique de l'hystérésis n'est bien adapté qu'aux métaux ferreux pour lesquels il a été conçu.

La validité qualitative du modèle symétrique du transfert de chaleur dans le système de mesure - modèle II - est confirmée par l'expérience en ce qui concerne la linéarité, l'influence du matériau de l'éprouvette et l'importance de l'erreur d'étalonnage électrique. Sa validité numérique est satisfaisante pour les matériaux ferreux.

L'erreur d'étalonnage théorique peut être utilisée pour corriger les valeurs expérimentales.

		Valeurs théoriques du modèle II pour λ et ρ_T			Valeur exp.	Ecart relatif	Valeurs exp. corrigées	
Mat.	Epr. A/B	η_{σ} [%]	ϵ [%]	η_e [%]	η_{eT} [%]	$\delta\eta_e$ [%]	c [1]	C_{oc} V·cm ³ /W
18/8	11/12	61.5	1.3	62.3	63.1	- 1.2	.987	.125
13 Cr	21/22	51.6	2.4	52.8	56.3	- 6.2	.977	.110
Ck45	32/33	45.1	8.8	49.1	52.7	- 6.8	.919	.971
Ft30	48/46	46.6	1.8	47.5	50.2	- 5.4	.982	.0988
	49/46	46.6	1.8	47.4	47.2	+ 0.4	.983	.0930
	46/45	46.6	1.8	47.4	48.6	- 2.5	.982	.0957
Avional	51/52	35.6	46.1	52.0	46.3	+12	-684	.0635
Cuivre	61/62	31.4	<u>188</u>	90.5	<u>108</u>	-16	.347	.0750
Laiton	71/72	37.5	35.4	50.8	51.5	- 1.4	.738	.0761

Tableau 6.3 Efficacités théorique et expérimentale selon le modèle II.

6.4.4. Correction de l'erreur d'étalonnage électrique

L'erreur d'étalonnage effectivement commise ε_v (erreur "vraie") nous est malheureusement inconnue. Cependant, la bonne concordance entre les résultats théoriques du modèle II et les résultats expérimentaux nous autorisent à admettre :

$$\varepsilon_v \approx \varepsilon$$

ce qui permet de corriger les résultats de nos mesures d'étalonnage et d'hystérésis.

La fig. 6.17 illustre notre démarche. Nous avons supposé dans ce qui suit que l'appareil est parfaitement linéaire.

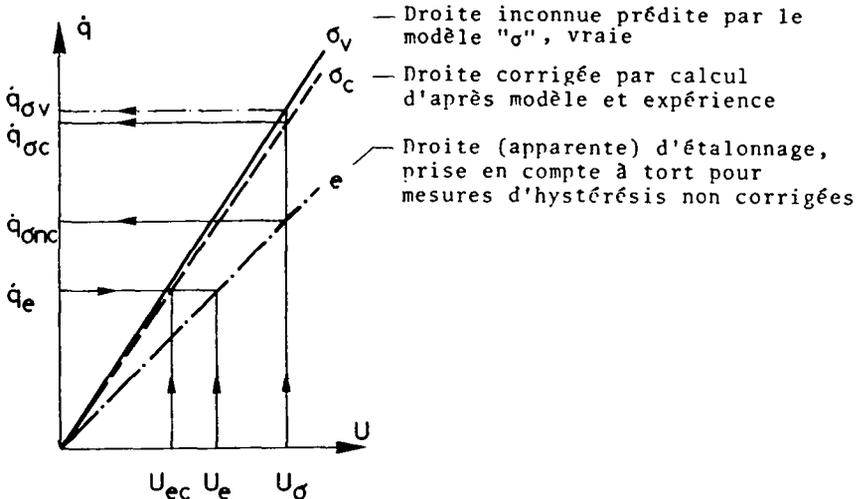


Fig. 6.17 Mesures d'étalonnage; mesures d'hystérésis fausse (non corrigée), vraie et corrigée.

Si, idéalement, la puissance volumique \dot{q} n'était dissipée que dans l'éprouvette, nous mesurerions alors la tension U telle que :

$$U = C \cdot \dot{q}$$

Une seule mesure d'étalonnage suffirait pour déterminer la sensibilité C , et par la suite déduire exactement \dot{q} des valeurs de U .

droite " σ_v " Le mode de production de chaleur " σ " équivaut à cette hypothèse idéale. La sensibilité vraie (inconnue) est donnée par :

$$U_\sigma = C_{\sigma v} \cdot \dot{q}_{\sigma v}$$

droite "e" En étalonnage électrique (mode "e"), la tension mesurée U_e est liée à la grandeur imposée \dot{q}_e par :

$$U_e = C_{eT} \cdot \dot{q}_e \quad (\text{cf. 5-6})$$

Nous savons maintenant que la relation

$$U_\sigma = C_{eT} \cdot \dot{q}_{\sigma nc} \quad (\text{cf. 5-8})$$

utilisée pour déduire des mesures de U_σ la valeur non corrigée $\dot{q}_{\sigma nc}$ conduit à un résultat erroné par défaut; il vient en effet, par (6-38) et (6-40) :

$$\dot{q}_{\sigma v} / \dot{q}_{\sigma nc} = C_{eT} / C_{\sigma v} = \eta_{eT} / \eta_{\sigma v} = 1 + \epsilon_v$$

soit, avec $\epsilon_v = \epsilon$

$$\dot{q}_{\sigma v} / \dot{q}_{\sigma nc} = 1 + \epsilon$$

droite " σ_c " Une valeur corrigée pratiquement exacte

$\dot{q}_{\sigma c}$ est calculée par la relation voisine

$$\dot{q}_{\sigma c} / \dot{q}_{\sigma nc} = 1 + \epsilon$$

et représentée par la droite " e " d'équation

$$U_{\sigma} = C_{eT} \cdot \dot{q}_{\sigma nc}$$

La droite " σ_c " est affine à la droite "e" par rapport à l'axe des \dot{q} dans le rapport c , facteur correctif:

$$c = \frac{1}{1 + \epsilon} \quad (6-41)$$

On pourrait ainsi calculer une "constante d'étalonnage corrigée pour les mesures d'hystérésis" : $C_{\sigma c} = C_{eT} \cdot c$

Pratiquement, nous tracerons ou calculerons la courbe d'étalonnage corrigée (schématisée par le point (\dot{q}_e, U_{ec}) de la droite " σ_c ") en multipliant les valeurs expérimentales de la tension d'étalonnage par le facteur correctif.

Les valeurs de c et de $C_{\sigma c}$ sont tabulées dans 6.3. Nous constatons que :

- pour les matériaux ferreux bien adaptés à l'étalonnage électrique (1 à 4), l'erreur d'étalonnage prédite est assez faible pour que la correction ne soit pas absolument indispensable.
- pour les matériaux bons conducteurs de la chaleur et de l'électricité (5 à 7), l'erreur d'étalonnage est très importante et la valeur corrigée est obtenue avec une incertitude élevée; le calcul d'erreur qui accompagne au chapitre 7 l'application des relations précédentes à la correction des mesures de frottement interne évalue cette incertitude.

6.5. Modèle III (discret, montage différentiel en régime transitoire)

Les modèles I et II ne sont adéquats que pour représenter le comportement de l'appareil en régime permanent; ils ne tiennent en effet pas compte des inerties thermiques.

En pratique, l'importance du régime transitoire est primordiale : ce n'est environ qu'une heure et demie après avoir imposé à l'éprouvette un saut de puissance - d'étalonnage ou d'hystérésis - que l'on peut mesurer la valeur asymptotique de la réponse avec une bonne précision (à 10^{-2} près).

Nous établissons donc un modèle de l'appareil qui tient compte des inerties thermiques des éléments du modèle II; il inclut en outre le bloc de mesure et le système passif, c'est-à-dire l'ensemble de mesure différentielle; nous ne considérons que la dissipation due à l'hystérésis. Les calculs sont faits en considérant un circuit électrique équivalent, ce qui nécessite notamment la décomposition de l'éprouvette en éléments discrets. Le modèle III servira aussi à l'étude des améliorations de l'appareil visant à diminuer le temps de réponse et à augmenter l'efficacité.

6.5.1. Méthode de calcul

Le calcul exact du régime transitoire d'un système composite est en général ardu; un calcul analytique sort du cadre de cette étude. Un calcul approché est possible en décomposant le système en éléments discrets, à savoir en résistances, capacités et sources de puissance thermiques. Lorsqu'on étudie un modèle affiné, les éléments deviennent nombreux, et le calcul de la fonction de transfert se complique très rapidement. La méthode qui consiste à construire le circuit électrique équivalent pour mesurer tensions et courants est peu pratique. C'est pourquoi, après quelques tentatives dans les voies précédentes sur des modèles simples, nous avons préféré utiliser le programme "SPICE", disponible à la bibliothèque du Centre de calcul de l'EPFL.

Ce programme est destiné au calcul numérique des circuits électriques et présente l'avantage d'une grande souplesse d'utilisation; la simulation d'un circuit thermique y est possible sans qu'on doive en adapter les valeurs numériques. Par contre, la forme analytique de la fonction de transfert reste évidemment inconnue.

L'analogie thermique-électrique est rappelée au tableau 6.4.

Réseau thermique			Réseau électrique		
Grandeur	Symbole	unité MKSA	Grandeur	Symbole	unité MKSA
Flux	\dot{Q}	W	courant	I	A
différence de température	θ	K	différence de potentiel	U	V
Résistance	R	K/W	résistance	R	Ω
Capacité	C	J/K	capacité	C	F

Tableau 6.4 Analogie thermique-électrique.

6.5.2. Modélisation

Le modèle utilise la symétrie thermique approximative du système précédemment établie, symétrie par rapport au plan perpendiculaire à l'axe de l'éprouvette et passant par le milieu du corps.

Seule la demi-éprouvette est décomposée en quatre tronçons égaux; chacun comprend deux demi-résistances axiales, une capacité, et, dans le système actif, une source de courant (cf.fig.6.18). A l'exception de la gaine d'air, les autres éléments sont représentés par un couple (R,C) (cf.fig.6.19).

Les valeurs adéquates des résistances thermiques sont tirées des calculs précédents, et les valeurs des capacités thermiques sont calculées approximativement. Pour un tronçon (indice "tr") de la demi-éprouvette, de longueur

$l_{tr} = 70/8 = 8,75$ mm et de section $A = 25$ mm², nous avons les relations :

$$R = l_{tr}/\lambda A \quad \text{et} \quad C = c \cdot \mu A \cdot l_{tr} \quad (6-43)$$

soit, en unités MKSA :

$$R [K/W] = 350/\lambda; \quad C [J/kg] = 219 \cdot 10^{-9} c \cdot \mu$$

Ces valeurs sont calculées au tableau 6.5.

Le tableau 6.6 est un listing commenté qui donne les valeurs des diverses résistances et capacités, notées RXXX et CXXX, et des sources de courant internes à l'éprouvette (IS1A à IS4A); les sources de tension nulle VPA et VPB sont introduites pour mesurer le courant électrique dans RPA et RPB analogue des demi-flux de chaleur \dot{Q}_{Aet} \dot{Q}_B dans les Peltier; la source HAB mesure le demi-flux différentiel \dot{Q}_{A-B} .

$$\dot{Q}_{A-B} = \dot{Q}_A - \dot{Q}_B$$

On obtient ainsi, à une constante près, les efficacités ou les tensions de sortie des éléments Peltier U_A , U_B et U_{A-B} .

Les sources de courant internes à la demi-éprouvette ont ensemble une puissance de 1W; ainsi les flux précédents sont numériquement égaux aux efficacités respectives η_σ .

Régime de puissance

La puissance est maintenue constante pendant 3 heures : on obtient ainsi la valeur asymptotique de l'efficacité avec une erreur négligeable. La puissance est ensuite brusquement annulée : les diverses valeurs des flux et des températures le long de l'éprouvette sont alors calculées, en général à intervalles de 2 minutes. On obtient ainsi la réponse à l'échelon unité "descendant" (ce qui facilite le dépouillement des résultats).

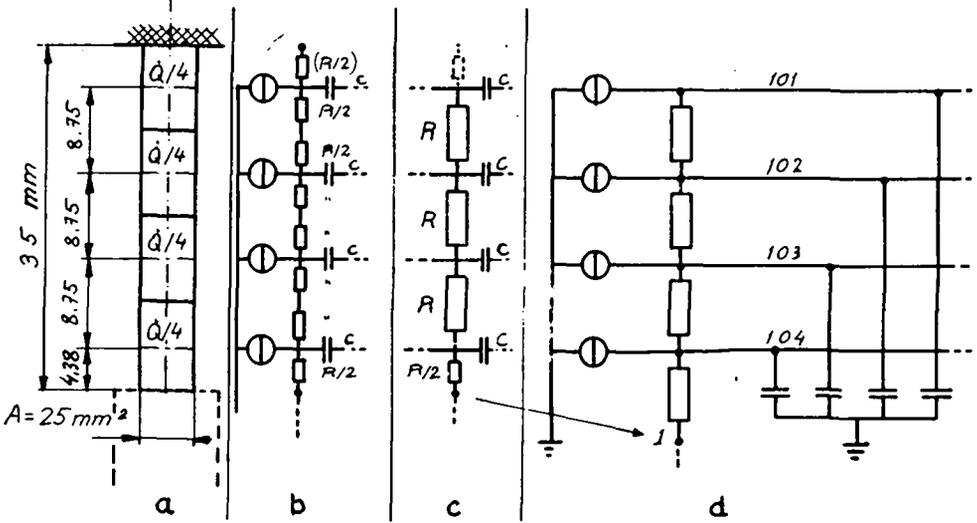


Fig.6.18 Etapes de la modélisation de la demi-épreuve active.

Tableau 6.5 Résistances et capacités par tronçon de la demi-épreuve

Matière	No	λ $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$	c $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	μ $kg \cdot m^{-3}$	Modèle 1/2 épreuve à 4 éléments		
					R $K \cdot W^{-1}$	R/2 $K \cdot W^{-1}$	C $J \cdot kg^{-1}$
Inox 18/8	1	15	460	7800	23.3	11.7	.786
Ac Ck45	3	45,8	460	7850	7.64	3.82	.791
Ft30	4	57	460	7600	6.14	3.07	.766
Aluminium	5	202.4	870	2700	1.73	.865	.514
Cuivre	6	390	381	9800	.897	.449	.818
Laiton	7	97	385	8500	3.61	1.80	.717

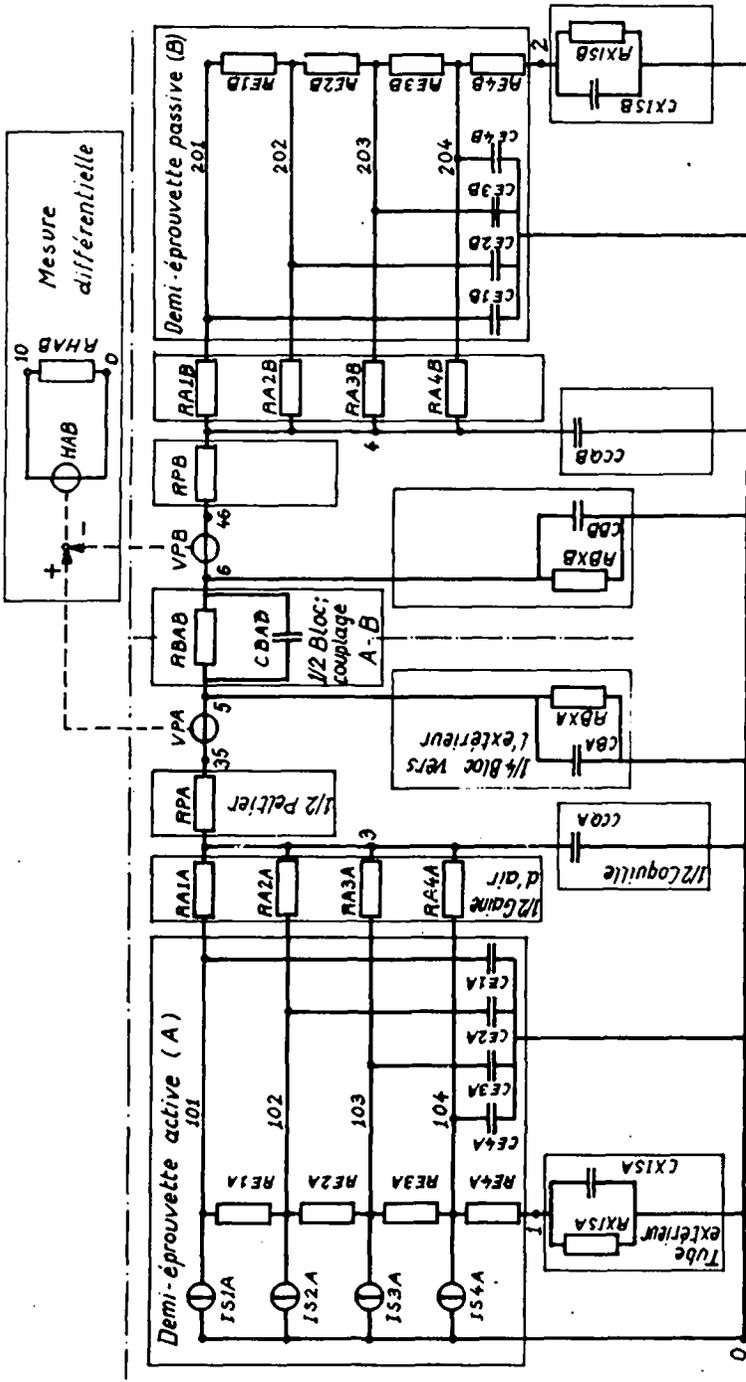


Fig.6.19 Modèle III (discret, montage différentiel en régime transitoire). Réseau thermique équivalent pour programme SPICE.

Tableau 6.6/1 Valeurs numériques des éléments du modèle III

***** 14/08/81 ***** SPICE 2D.9 (21FEB78) ***** 10.44.23.*****

DEMI-CALORIMETRE IMM* RESEAU THERMIQUE DE LA MESURE DIFFERENTIELLE

INPUT LISTING

TEMPERATURE = 27.000 DEG C

*MODELE SYMETRIQUE DISCRETISE A-B
*DEMI-EPROUVETTE 4 ELEMENTS

*NOTATIONS:

* R...: RESISTANCE ($\Omega \approx K/W$)

* C...: CAPACITE ($F \approx J/K$)

* I...: SOURCE DE COURANT ($A \approx W$)

* V...: SOURCE DE TENSION ($V \approx K$)

* H...: SOURCE DE TENSION CONTROLÉE PAR LE COURANT

* NŒUD 0 : 0 V=0 (ECART A LA TEMPERATURE DE THERMOSTATISATION)=0 °K

*DISSIPATION INTERNE

IS1A 0 101

PULSE(0.0 0.25 0.0 1NS 1NS 10800 21600)

IS2A 0 102

PULSE(0.0 0.25 0.0 1NS 1NS 10800 21600)

IS3A 0 103

PULSE(0.0 0.25 0.0 1NS 1NS 10800 21600)

IS4A 0 104

PULSE(0.0 0.25 0.0 1NS 1NS 10800 21600)
(AU TOTAL, 1A=1W THERMIQUE.)

*MATIERE

	INOX 18/8	FONTE 30	ALUMINIUM	CUIVRE
--	--------------	-------------	-----------	--------

*RESISTANCE AXIALE ELEMENT

*RE1A	101	102	23.3	6.14	1.73	0.897
*RE2A	102	103	23.3	6.14	1.73	0.897
*RE3A	103	104	23.3	6.14	1.73	0.897
*RE4A	104	1	11.6	3.07	0.865	0.45
*RE1B	201	202	23.3	6.14	1.73	0.897
*RE2B	202	203	23.3	6.14	1.73	0.897
*RE3B	203	204	23.3	6.14	1.73	0.897
*RE4B	204	2	11.6	3.07	0.865	0.45

*CAPACITANCE ELEMENT

*CE1A	101	0	0.786	0.766	0.514	0.818
*CE2A	102	0	0.786	0.766	0.514	0.818
*CE3A	103	0	0.786	0.766	0.514	0.818
*CE4A	104	0	0.786	0.766	0.514	0.818
*CE1B	201	0	0.786	0.766	0.514	0.818
*CE2B	202	0	0.786	0.766	0.514	0.818
*CE3B	203	0	0.786	0.766	0.514	0.818
*CE4B	204	0	0.786	0.766	0.514	0.818

* NOEUDS DU
* RESEAU

* VALEURS
* NUMERIQUES (MKSA)

*
*
*
*
*

6.5.3 Résultats

A. Efficacité de la mesure et température le long de l'éprouvette en régime permanent

Le tableau 6.7 compare les efficacités obtenues par les modèles II et III soit η_{σ} et $\eta_{\sigma A-B}$, ceci pour des valeurs identiques de la conductivité des matériaux.

Les valeurs sont égales à 1 % près; elles montrent que la modélisation discrète à 4 éléments, bien que relativement grossière, donne des résultats très voisins de ceux obtenus analytiquement par un modèle continu.

La même constatation est faite en ce qui concerne la température le long de l'éprouvette, au centre des éléments et à la jonction éprouvette-tube extérieur. Ces valeurs, reportées également au tableau 6.7 sont interpolées sur la représentation graphique de la fig. 6.20.

Le modèle discret est donc valable en régime permanent.

Tableau 6.7 Température le long de l'éprouvette dissipant au total 2 W; efficacité en régime permanent du modèle III

Matériau	No	Ecart de température						Efficacité η_{σ}	
		θ_1	θ_2	θ_3	θ_4	θ_0	$\theta_1 - \theta_0$	Mod. III	Mod. II
Inox 18/8	1	16.87	15.73	13.06	7.93	3.27	13.60	.619	.615
Ft 30	4	11.22	10.49	8.98	6.55	4.76	6.46	.437	.466
Alu	5	7.83	7.56	7.00	6.14	5.55	2.28	.338	.356
Cuivre	6	6.99	6.84	6.5	6.06	5.74	1.24	.313	.314

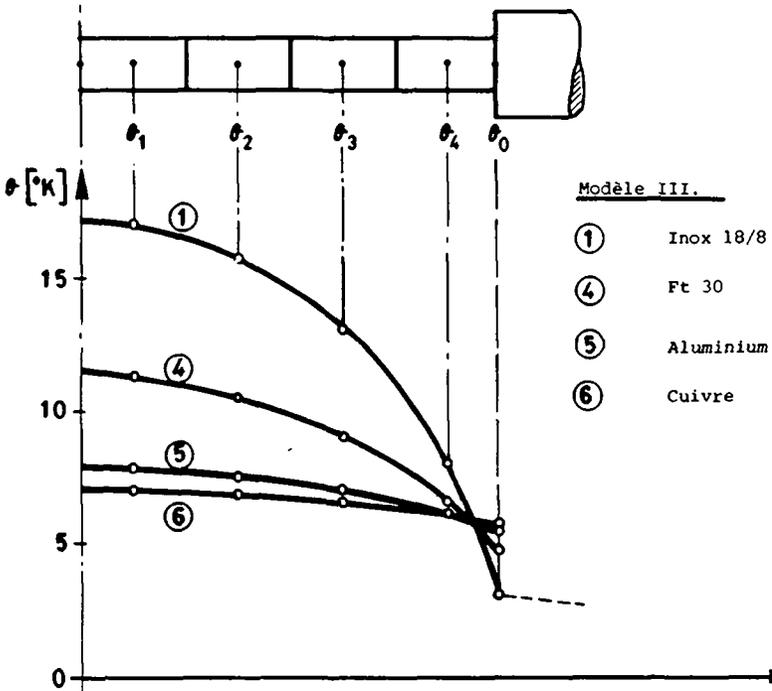


Fig. 6.20 Demi-éprouvette en régime permanent; profil de température

B. Réponse indicielle du modèle

Lors d'un saut de puissance, la figure 6.21 représente en fonction du temps les flux \dot{Q}_A , \dot{Q}_B et \dot{Q}_{A-B} donnés par le modèle III pour la fonte Ft 30.

Sans vouloir présenter de longs tableaux de chiffres, nous faisons les observations suivantes :

- Un léger retard initial sur \dot{Q}_A et \dot{Q}_{A-B} (inférieur à 30s) peut être observé à très faible échelle; nous le négligeons ici.
- Au premier abord, le flux \dot{Q}_A , d'allure et de valeur asymptotique proches de celles de \dot{Q}_{A-B} , semble avoir une réponse plus rapide que ce dernier; c'est le cas pour un écart admis de 1 %, mais le modèle montre clairement que \dot{Q}_A présente un léger dépassement, de l'ordre de 5 ‰ après environ 1h.20 pour tous les matériaux; \dot{Q}_A atteint sa valeur asymptotique à 1 ‰ près plus tard que \dot{Q}_{A-B} (2 h. 30 à 3h.).
- Le flux négatif \dot{Q}_B est la fraction du flux émis par le système actif qui traverse le système passif en sens inverse (des coquilles vers l'éprouvette passive). La valeur asymptotique de \dot{Q}_B vaut environ 5% de celle de \dot{Q}_A , et sa constante de temps 50 mn., ceci pour tous les matériaux considérés. Le flux \dot{Q}_{A-B} est donc augmenté d'environ 5%. Il faut encore remarquer que, contrairement à \dot{Q}_A , \dot{Q}_{A-B} ne présente pas de dépassement en réponse indicielle.

La seule mesure de \dot{Q}_A , plus rapide que celle de \dot{Q}_{A-B} pour un écart de 1 %, est environ deux fois plus lente pour un écart de 1 ‰; de plus, elle fait perdre le bénéfice du faible bruit de fond de la mesure différentielle (réduit par cette technique approximativement d'un facteur 10); cette mesure n'aurait donc de sens qu'à puissance élevée, et nous ne l'utiliserons pas en pratique.

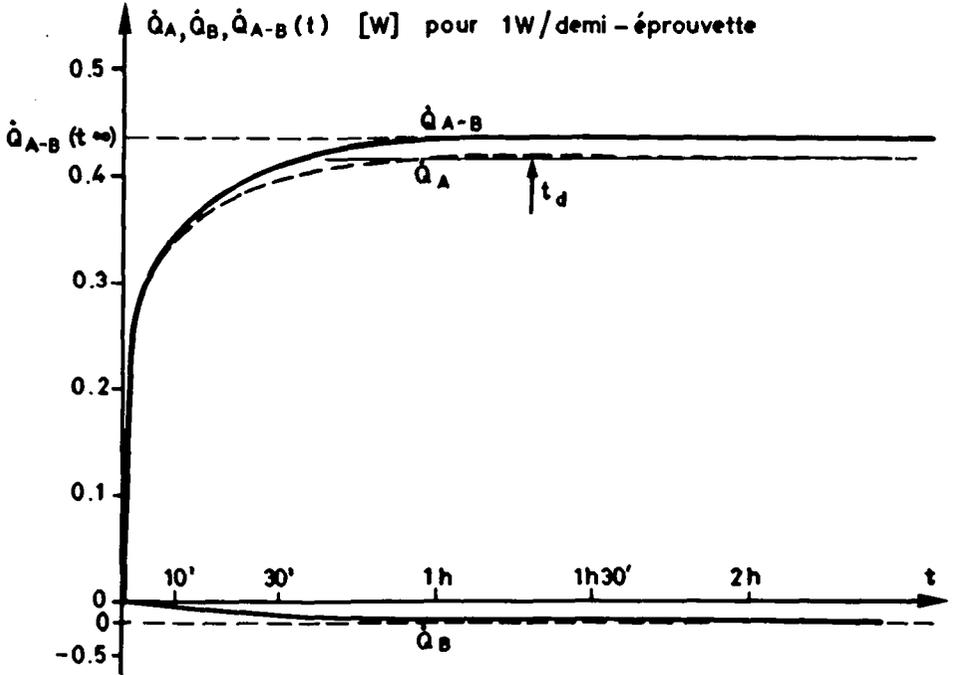


Fig.6.21 Fonte 30 : réponse indicielle du modèle III.

La fig.6.22 représente en échelles semi-logarithmiques l'efficacité de la mesure différentielle au saut unité "descendant", donnée en % de la valeur asymptotique : on obtient ainsi directement les temps de réponse à $x\%$ (nous entendons par là à $(1-x)\%$ près de la valeur asymptotique). Ces courbes se ramènent dans ce diagramme à peu près à la somme de deux droites, et font apparaître deux constantes de temps τ_1 et τ_2 , qu'on a déterminées graphiquement. La réponse au saut unité est donc de la forme :

$$\dot{Q}_{A-B}(t) = \dot{Q} \cdot \eta(t) \quad (\text{cf. 6-40})$$

$$\text{avec : } \eta(t) = \eta(t_{\infty}) \cdot \left(1 - A_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} - A_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right) \quad (6-44)$$

Nous obtenons les résultats approximatifs du tableau 6.8.

Matériau	$\eta(t_{\infty})$ []	A_1 []	τ_1 [mn]	A_2 []	τ_2 [mn]
Inox 18/8	0.619	0.88	1.0	0.12	16.8
Fonte 30	0.437	0.60	1.0	0.40	15.6
Aluminium	0.338	0.26	0.6	0.74	14.6
Cuivre	0.313	0.14	0.3	0.36	14.6

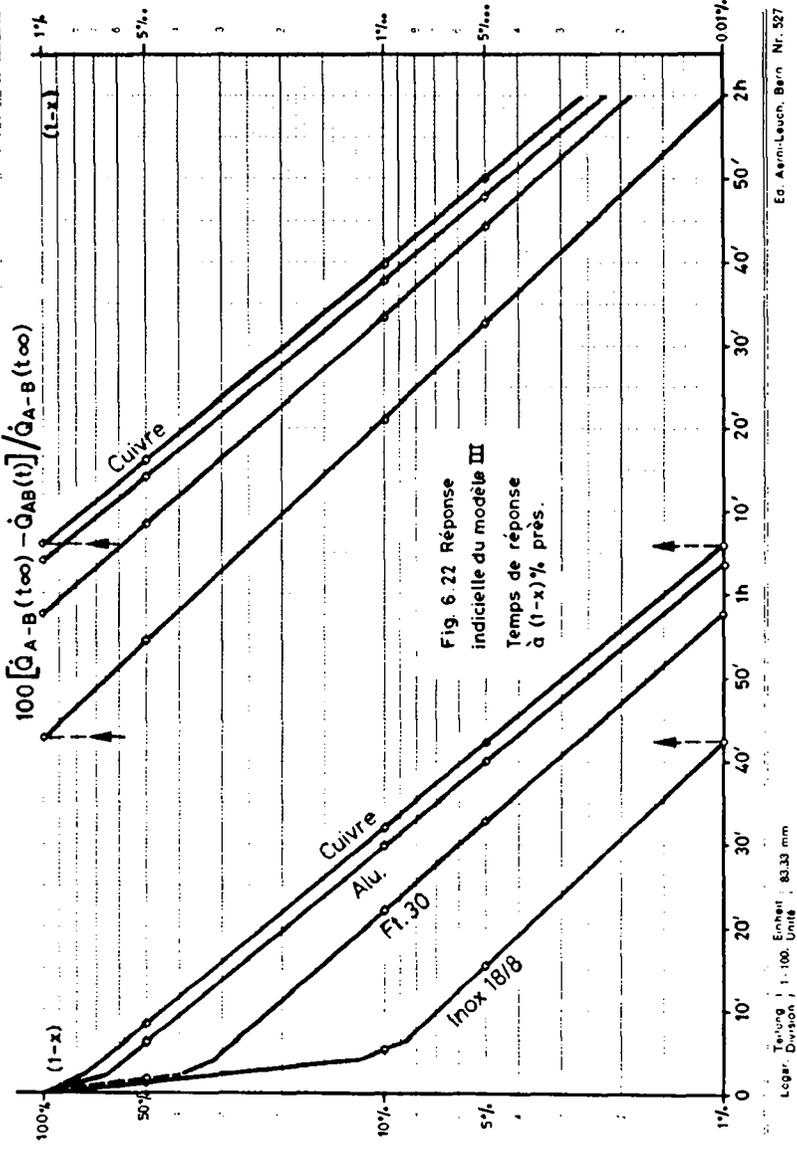
Tableau 6.8 Modèle III. Régime transitoire.

Au vu de ce tableau et de la fig.6.22, nous constatons que :

- Le terme dont la constante de temps est la plus faible dépend essentiellement du matériau de l'éprouvette; son amplitude et la constante de temps diminuent quand la conductivité thermique augmente.
- Le terme dont la constante de temps est la plus élevée dépend essentiellement des diverses inerties thermiques de l'appareil; il est responsable du temps élevé nécessaire pour s'approcher avec un écart acceptable de la valeur asymptotique (voir par exemple le temps de réponse à 1 0/00)

Comparaison avec les résultats expérimentaux

La comparaison du modèle avec l'expérience en ce qui concerne l'efficacité ne peut être relativement satisfaisante que dans les cas où l'erreur d'étalonnage prédite par le modèle II est faible, soit ici pour l'Inox 18/8 et la Fonte : en effet, le modèle III ne donne que l'efficacité d'hystérésis η_{σ} , et non l'efficacité réelle d'étalonnage électrique.



La comparaison des temps de réponse¹⁾ est par contre significative pour tous les matériaux. Le tableau (6.9), où sont reportés quelques temps de réponse, montre un excellent accord entre ceux obtenus par le modèle III et ceux relevés sur les enregistrements d'étalonnage. Au surplus, les enregistrements expérimentaux de la tension U_{A-B} ont une allure tout à fait identique aux courbes représentées à la fig. 6.21. Quelques enregistrements séparés des tensions U_A et U_B ont également confirmé l'analyse précédente : on y remarque aussi le léger dépassement de U_A , et la contribution d'environ 5 % de U_B à U_{A-B} .

En conclusion, les matériaux à faible conductivité thermique ont à la fois une efficacité plus élevée et des temps de réponse plus courts que ceux à forte conductivité. Cependant, entre l'inox et le cuivre, le temps de réponse à 10^{-2} près ne varie que de 45 mn à 1h.10. C'est pourquoi, en pratique, le temps actuellement nécessaire à une bonne mesure est fixé à 2 heures.

La bonne correspondance constatée en étalonnage électrique entre les valeurs théoriques et expérimentales nous permet d'affirmer que les calculs thermiques successifs qui ont conduit au modèle III quantifient de façon satisfaisante les phénomènes de transfert de chaleur en étalonnage. Nous en inférons, comme nous l'avons déjà implicitement supposé, que les phénomènes de transfert de chaleur en mesure d'hystérésis sont bien décrits par ce modèle en régime transitoire, ou par le modèle II en régime permanent.

1) Nous admettrons expérimentalement, comme au point "g" des caractéristiques générales données au ch.4, que lorsque les variations de la tension ne sont plus discernables sur un enregistrement, la valeur asymptotique pratique est atteinte.

Tableau 6.9. Réponse indicielle. Comparaison de quelques résultats expérimentaux avec ceux du modèle III.

Matériau	Nb éprouvette	Nb enregist.	(date)	I_e [A]	Temps de réponse à x % de $U_{A-B(\infty)}$			Dépassement de U_A	
					90 %	95 %	99 %	d %	t d
Cuivre	61/62	1	(11.11.80)	10	30'	41'	53'	—	—
	61/62	2	(13.11.80)	10	40'	50'	1h.12	—	—
	modèle III				32	42	1h.06	0.68	1h.24
Alu	51/52	1	(4.10.80)	31.6	32'	50'	1h.02	—	—
	modèle III				30'	40'	1h.03	0.66	1h.22
Ponte 30	44/42	54-18	(27.10.80)	3.16	15'	30'	56'	—	—
	modèle III				22'	32'	58'	0.54	1h.18
Inox 18/8	11/12	3	(10.10.80)	10	3'	6'	38'	—	—
	modèle III				6'	16'	42'	0.38	1h.08

Nos modèles, corrects pour l'étude de l'appareil existant, peuvent être utilisés pour prévoir le résultat de modifications constructives destinées à améliorer ses caractéristiques.

Remarque

Ces modèles permettraient également de prévoir par calcul la sensibilité relative à des éprouvettes en polymères de conductivité thermique connue. On étendrait ainsi le domaine d'application de l'appareil à des matériaux électriquement isolants, sans qu'il soit nécessaire de concevoir un dispositif d'étalonnage particulier.

6.6. Modifications souhaitables de l'appareil

6.6.1 Suppression de l'erreur d'étalonnage

Pour que l'appareil soit également utilisable pour des éprouvettes à faible conductibilité électrique, il faudrait modifier le circuit du courant d'étalonnage pour que l'essentiel de la puissance soit effectivement dissipé dans l'éprouvette et non dans les éléments extérieurs - à savoir principalement le tube de poussée et la tête d'amarrage.

Examinons quelques possibilités d'amenée du courant :

- ° La puissance dissipée à l'extérieur peut être diminuée par des conducteurs en cuivre de forte section (supérieure à 50 mm²) arrivant aussi près que possible des extrémités du corps de l'éprouvette :
 - des conducteurs fixes, surajoutés aux tubes extérieurs, diminueront fortement la résistance thermique des extrémités, donc l'efficacité,
 - des conducteurs amovibles rendraient, comme actuellement, l'efficacité différente en étalonnage et en mesure.

Les exigences simultanées d'une efficacité élevée et d'une erreur d'étalonnage faible dans tous les cas sont incompatibles.

- ° Une autre possibilité serait le chauffage indirect de l'éprouvette par une résistance interne. Cet étalonnage, bien que moins pratique que celui fait actuellement, serait réalisable avec l'éprouvette tubulaire; cette voie semble plus prometteuse que la précédente, mais n'a pas été essayée.

6.6.2. Amélioration de la réponse indicielle et de l'efficacité

Nous avons examiné l'effet qu'auraient sur la réponse indicielle quelques modifications de l'appareil. Nous avons utilisé le modèle III et le programme SPICE, appliqué à un matériau d'éprouvette représentatif des essais courants, soit la fonte 30.

Nous référant au tableau 6.10 qui résume nos résultats, nous avons, pour des valeurs numériques réalistes, combiné les trois modifications suivantes :

- 1) L'augmentation de la seule résistance thermique des tubes extérieurs simule la présence d'un élément isolant intercalaire au point d'amarrage entre le tube et l'éprouvette (cas b à f).
- 2) L'augmentation de la résistance et la diminution de la capacité thermique des mêmes tubes simule des têtes d'amarrage isolantes, par exemple en céramique (cas e, f).
- 3) La diminution de la résistance vis-à-vis de l'extérieur du bloc de mesure simule une circulation interne d'eau de thermostatisation (cas b, d et f); le bloc est actuellement plein et placé dans l'air.

En comparant les différents cas à l'état actuel (cas a), on fait les observations suivantes :

- o a et c, la seule augmentation de la résistance du tube
- b et d : extérieur améliore beaucoup l'efficacité, mais ceci au détriment du temps de réponse, qui s'élève à des valeurs inacceptables (environ 4 h.); ceci montre que l'influence du produit R.C du tube extérieur sur le temps de réponse total est prépondérante, et que la capacité de ce tube doit être aussi faible que possible.

- ° a et b, c et d e et f : la seule thermostatisation du bloc de mesure rend les flux \dot{Q}_{A-B} et \dot{Q}_A (donc les efficacités) quasi identiques.
- ° f : est le cas le plus favorable de tous ceux envisagés ici : l'efficacité serait de l'ordre de 84 %, et la valeur asymptotique à 1 0/00 près atteinte en 16 mn. seulement.

Conclusions :

Une modification souhaitable serait la mise en place de têtes d'amarrage isolantes, en céramique; la réalisation de telles têtes est techniquement assez difficile (forme des têtes de l'éprouvette, résistance de la céramique à l'effet d'entaille, aux vibrations, etc...)

La thermostatisation du bloc de mesure, seule, n'apporte que peu d'améliorations sensibles; \dot{Q}_A et \dot{Q}_{A-B} devenant presque identiques, on pourrait envisager de se passer de la mesure différentielle, si nous ne savions pas qu'en pratique celle-ci diminue considérablement l'importance du bruit de fond de la mesure provenant des fluctuations de la température du thermostat.

Les deux modifications faites simultanément auraient certes un effet favorable, mais ne supprimeraient cependant pas la nécessité d'un étalonnage préalable aux mesures d'hystérésis; en effet, pour des valeurs réalistes des résistances et capacités, l'efficacité reste toujours nettement inférieure à 100 %.

Calorimètre, modèle du régime transitoire, Ft.30 - MODIFICATIONS											
Cas	Eléments modifiés			Mesure différentielle \dot{Q}_{A-B}			Mesure simple \dot{Q}_A				
	Tubes extérieurs	Bloc	R.ext. (RBA, B)	Efficacité	Temps de réponse en h., min.	η	σ	Efficacité	Temps de réponse en h., min.	Déplacement en h., min.	
	R (RXISA, B)	C (CXISA, B)			1 $\&$	10/00		1 $\&$	10/00	$d[\&]$	t d
a	8.16	145	4	.4369	58'	1h34'		.4165	—	.54	1h18'
b	8.16	145	.1	.4380	58'	1h32'		.4378	58'	*	*
c	100	145	4	.8189	3h50'	—		.8002	4h.10	*	*
d	100	145	.1	.8198	3h50	—		.8196	3h50	*	*
e	100	4	4	.8397	11'	18'		.8276	—	.22	22'
f	100	4	.1	.8403	10'	16'		.8402	10'	*	*

0 a : valeurs actuelles des éléments; [R] = K/W ; [C] = J/K

* : pas de dépassement en 3 heures

Tableau 6.10 Etude des modifications

6.6.3. Propositions supplémentaires

Quelques suggestions d'améliorations mériteraient un examen plus approfondi.

- a) La substitution d'hélium à l'air ambiant contenu dans le calorimètre : le coefficient de transmission de chaleur par conduction de l'hélium, environ 5 fois plus élevé que celui de l'air, permettrait, sans autres modifications, de doubler (en moyenne) l'efficacité de la mesure ; de plus, sa densité 15 fois plus faible diminuerait encore l'effet du frottement de l'air (qui est déjà négligeable d'après nos évaluations).
- b) L'annulation continue du flux différentiel entre systèmes actif et passif au moyen d'un courant électrique traversant l'éprouvette de référence (passive), délivré par une source asservie à la tension de sortie : la puissance dissipée dans l'éprouvette active serait mesurée - par le biais de la puissance de compensation - beaucoup plus rapidement qu'actuellement ; l'étalonnage électrique préalable deviendrait pratiquement superflu.
- c) Quelques modifications destinées à atténuer le bruit de fond et la tension de marche à vide (cf. p.5.8) diminueraient les erreurs correspondantes (voir ch.7). Un pseudo-dynamomètre dissipant la même puissance que le dynamomètre serait entre autres nécessaire.
- d) Un compteur de cycles facilitant l'étude de l'histoire des contraintes ou de la fatigue est en cours d'installation.
- e) Une mémorisation des mesures et divers paramètres permettrait d'automatiser leur dépouillement, traitement et analyse.
- f) L'application de contraintes de torsion serait possible à l'aide d'un vérin rotatif, moyennant un dynamomètre adapté ; il en serait de même pour les sollicitations mixtes traction-torsion.
- g) L'extension du domaine de fréquence à des valeurs plus élevées imposerait le remplacement de l'excitateur hydraulique par un vibreur électrodynamique (par exemple), ceci au détriment de l'amplitude de la contrainte.
- h) Pour confirmer la validité de notre méthode, la mesure d'un pic de relaxation anélastique bien défini dans le domaine de fréquence et de température de l'appareil (par exemple un pic de Snoek dû au carbone dans un acier) serait une expérience souhaitable [68].

7. RESULTATS CORRIGES ET CALCUL D'ERREUR

7.1. Mesures corrigées d'énergie volumique

7.1.1. Mesures corrigées d'étalonnage

Conformément à l'étude du chapitre précédent, le facteur correctif "c" (cf (6-41) p.6.50) est utilisé pour le calcul de la tension corrigée U_{ec} à partir de la valeur asymptotique de la tension d'étalonnage :

$$U_{ec} = U_e \cdot c = U_e \cdot \frac{1}{1 + \epsilon} \quad (7-1)$$

7.1.2. Courbe corrigée d'étalonnage

Les points expérimentaux corrigés $\{U_{ec}, \dot{q}_e\}$ sont reportés dans un diagramme en échelles logarithmiques (figure 7-1). La courbe d'étalonnage corrigée est obtenue, graphiquement parlant, par les segments joignant les points ainsi tracés.

La pente d'un segment de droite entre deux points (i) et (i+1) vaut :

$$\alpha = \frac{\log \dot{q}_{ei(i+1)} - \log \dot{q}_{ei}}{\log U_{ec(i+1)} - \log U_{eci}} = \frac{\log (\dot{q}_{ei(i+1)} / \dot{q}_{ei})}{\log (U_{ec(i+1)} / U_{eci})} \quad (7-2)$$

et l'équation du segment :

$$\frac{\log (\dot{q}_e / \dot{q}_{ei})}{\log (U_{ec} / U_{eci})} = \alpha \quad (7-3)$$

Généralement seuls 3 ou 4 points d'étalonnage sont mesurés, du fait de la limite inférieure qu'est le bruit de fond et de la limite supérieure des 31,6 A de la source d'étalonnage. Les tensions sont exprimées en mV, et les puissances volumiques en W/cm^3 .

7.1.3. Puissance volumique d'hystérésis

La puissance volumique d'hystérésis \dot{q}_σ correspondant à une valeur asymptotique de la tension U_σ telle que $U_{eci} < U_{ec(i+1)}$ est obtenue par interpolation, en remplaçant \dot{q}_e par \dot{q}_σ et U_{ec} par U_σ dans l'équation précédente. Il vient :

$$\dot{q}_\sigma = 10 [\alpha (\log U_\sigma - \log U_{eci}) + \log \dot{q}_{ei}] \quad (7-4)$$

En deçà et au delà des segments extrêmes d'étalonnage, les valeurs de \dot{q}_σ sont extrapolées.

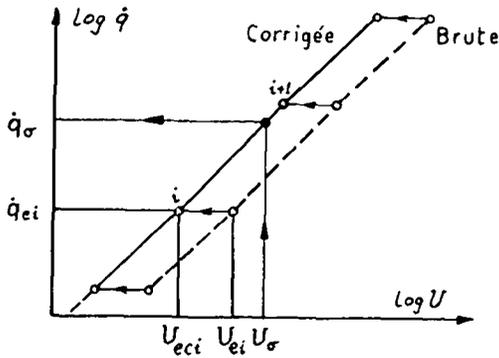


Fig. 7-1. Courbe corrigée d'étalonnage

7.1.4. Energie volumique d'hystérésis

Ainsi qu'il a été fait au § 5.4, l'énergie volumique est calculée par (5-8) :

$$u_d = \dot{q}_\sigma / f \quad (7-5)$$

La fréquence est exprimée en Hz. L'unité précédente choisie pour \dot{q}_σ a l'avantage de donner un résultat numérique dans la même unité que celle choisie pour les contraintes, en N/mm² ou MPa. En effet :

$$1 \frac{W}{cm^3} = 1 \frac{N \cdot m / s}{10^3 mm^3} = 1 \frac{N}{mm^2} \cdot \frac{1}{s}$$

7.2. Erreurs sur la mesure de l'énergie volumique dissipée par cycle

7.2.1. Introduction et notations

L'énergie volumique dissipée par cycle u_d peut être mesurée indirectement par une méthode mixte, c'est-à-dire partiellement par calcul et partiellement par lecture graphique de la courbe d'étalonnage. Le calcul ci-après fait surtout appel à l'expression calculée de u_d donnée au § 7.1.

Nous utiliserons les expressions et notations (ici X est une grandeur quelconque) :

$$\text{- erreur absolue sur X : } \Delta X = (X_{\max} - X_{\min}) / 2 \quad (7-6)$$

$$\text{- erreur relative sur X : } \delta X = \Delta X / X \quad (7-7)$$

et principalement la loi de propagation des erreurs aléatoires [51], pour une mesure indirecte d'une grandeur Y

fonction de variables X par une relation de la forme :

$$Y = F(X_1, X_2, \dots, X_n)$$

$$\Delta Y = \sqrt{\sum \left(\frac{\partial Y}{\partial X_i} \cdot \Delta X_i \right)^2}$$

Lorsque Y est un produit ou un quotient, soit :

$$Y = A(X_1 \cdot X_2 \cdot \dots \cdot X_m) / (X_{m+1} \cdot \dots \cdot X_n)$$

nous avons : $\frac{\partial Y}{\partial X_i} = \pm \frac{Y}{X_i}$

et (7-8) s'écrit alors .

$$\delta Y = \sqrt{\sum (\delta X_i)^2} \quad (7-9)$$

7.2.2. Erreur sur la puissance volumique d'étalonnage

Cette puissance, \dot{q}_e , a été calculée par la relation (5-2) :

$$\dot{q}_e = (U_\rho \cdot I_e) / (\lambda_\rho \cdot A_O) \quad (5-2)$$

dont les termes et les erreurs respectives sont :

- U_ρ : tensions d'étalonnage, lue sur une voltmètre enregistreur ou numérique; $\delta U_\rho = 2 \cdot 10^{-3}$
- I_e : courant d'étalonnage ; $\delta I_e < 1 \cdot 10^{-3}$
- $\lambda_\rho = 66 \text{ mm}$: longueur d'étalonnage sur l'éprouvette; $\delta \lambda_\rho = 3 \cdot 10^{-3}$
- $A_O = 25 \text{ mm}^2$: section du corps de l'éprouvette; $\delta A_O = 3 \cdot 10^{-3}$

Il vient donc, par (7-9) : $\delta \dot{q}_e = 0,48 \%$

7.2.3. Erreur sur la tension de sortie des éléments Peltier

Le montage différentiel des éléments diminue le bruit de fond d'origine thermique sans introduire d'erreur supplémentaire. La tension de sortie $U_{A-B}(t)$, de valeur asymptotique U_e , est mesurée par le voltmètre amplificateur.

Voltmètre-amplificateur

Seules les 9 étendues d'échelle en mV, notées E, sont utilisées, soit $E = 0,01/0,03/-.../30/100$ mV. Chaque tension est mesurée dans la gamme la plus favorable, soit entre $0,3 E$ et E . Un décalage de zéro interne, très stable et indépendant de l'échelle, permet de soustraire sans erreur une tension continue. On obtient ainsi une nouvelle référence "zéro" de la tension. L'erreur absolue à la sortie analogique dépend de l'échelle; elle vaut :

$$\pm 1 \% E.$$

Enregistreur

La sortie du voltmètre est enregistrée sur une piste à gamme fixe, avec la correspondance : $E \equiv 254$ mm et l'erreur $0,25 \% E$. La tension est lue sur l'enregistrement à l'aide d'une règle graduée; on obtient par interpolation 2 ou 3 chiffres significatifs. La largeur du trait de plume, d'environ $0,3$ mm, implique une erreur de lecture de $\pm 0,15 \sqrt{2}$ mm, soit une erreur absolue :

$$\pm (0,15 \sqrt{2} / 254) E = 0,08 \% E.$$

L'erreur absolue indépendante du bruit de fond vaut donc par (7-9) :

$$\underline{1,03 \cdot 10^{-2} E}$$

Erreur due au bruit de fond et erreur dynamique

Le protocole des ajustements initiaux sur le voltmètre, soit la soustraction de la tension de marche à vide et la mesure du bruit de fond, a été donné au chapitre 5 et illustré par les figures 5-2 à 5-4. Nous y avons vu que l'amplitude crête à crête du bruit de fond vaut typiquement :

$$2\Delta b = 0,008 \text{ mV}$$

et que l'erreur systématique sur le "zéro" est inférieure à $\Delta b/4$, soit $1 \mu\text{V}$. L'étude du régime transitoire (chapitre 6, modèle III, figure 6-22 p.6.63) a montré que l'erreur relative par défaut sur la valeur asymptotique (erreur dynamique δU_d) est au plus égale à 0,03 % après 2h. C'est pourquoi nous la négligerons dans tous les cas où la mesure est prise au moins 2 heures après le saut de puissance. Le modèle III précédent permet d'évaluer l'erreur lorsque le temps écoulé est inférieur à 2h.

Les constantes de temps élevées du système empêchent en pratique la répétition des mesures d'étalonnage. Il est en outre nécessaire de limiter les enregistrements à une durée acceptable (2 h.) : on ne peut donc pas dans ces conditions diminuer comme pour le "zéro" l'erreur due au bruit. L'erreur totale due au bruit sur la valeur asymptotique est donc égale à (figure 5-2) :

$$\Delta U_b = \Delta b/4 + \Delta b \quad \text{soit} \quad \Delta U_b = 0,005 \text{ mV}$$

La combinaison des erreurs aléatoires précédentes donne l'erreur relative sur la mesure de la tension (U_e ou U_σ):

$$\delta U = \frac{\Delta U}{U} = \frac{1}{U} \sqrt{(0,005)^2 + (1,03 \cdot 10^{-2} E)^2} \quad \text{avec } U \text{ et } E \text{ en mV}$$

(7-10)

7.2.4. Erreur de linéarité

L'étalonnage montre que la linéarité du système est bonne. C'est pourquoi, dans le calcul d'erreur, nous négligeons l'erreur de linéarité et prenons à nouveau la relation approximative (cf. 5-6)

$$U_e = C_{eT} \cdot \dot{q}_e$$

7.2.5. Erreur due au facteur de correction

Considérons les relations approximatives (cf. 6-41)

$$\dot{q}_\sigma = \frac{U_\sigma}{C_{\sigma C}} \quad \text{avec } C_\sigma = C_{eT} \cdot c \quad \text{et } c = \frac{1}{1 + \epsilon} \quad (7-11)$$

Comme nous l'avons montré par la fig.6-17 la multiplication de chaque tension d'étalonnage par le facteur correctif c consiste à annuler artificiellement l'effet de la puissance dissipée hors de l'éprouvette. Le facteur correctif nous est donné par le modèle II, qui est une simplification de la réalité. Il en résulte qu'il est délicat de faire un calcul d'erreur sur l'expression algébrique de ϵ (6-39) ou de c . Mentionnons seulement que l'erreur sur les termes multiplicatifs de ϵ , par exemple sur la résistivité électrique ρ' et la sensibilité des Peltier C_p (utilisée pour calculer η_{eT}) jouent un rôle prépondérant, tandis que les erreurs sur les conductivités thermiques ont un effet moindre.

Nous avons donc estimé l'erreur relative $\delta\epsilon$ sur l'erreur d'étalonnage à l'aide du tableau 6-3 p.6.47 : en supposant (ce qui est légitime) que la valeur expérimentale de l'efficacité d'étalonnage η_{eT} est exacte, nous avons calculé l'erreur d'étalonnage vis-à-vis de l'efficacité d'hystérésis η_σ indiquée par le modèle. Après comparaison des valeurs obtenues, nous avons admis :

$$\delta\epsilon = 50 \%$$

Notons aussi que l'erreur d'étalonnage est une erreur systématique au sens physique, mais que sa valeur exacte nous est inaccessible : c'est pourquoi nous la traitons comme une erreur aléatoire.

L'erreur résultante δc sur le facteur correctif vaut :

$$\delta c = \frac{-\epsilon \cdot \delta \epsilon}{1 + \epsilon} = (c - 1) \delta \epsilon \quad (7-12)$$

Elle est calculée pour nos 7 matériaux au tableau 7.1. Sa valeur n'est élevée que lorsque l'erreur d'étalonnage est importante.

Matériau Nb	Inox 18/8	Ft30	X20Cr13	Ac Ck45	Laiton	Alu	Cu
erreur d'étalonnage ϵ [%]	1.3	1.8	2.4	8.8	35.4	46.1	188
facteur de correction c [1]	.987	.987	.977	.919	.738	.684	.347
erreur de correction	0.65	.90	1.2	4.1	13	16	33
$ \delta c $ [%]							

Tableau 7.1 Erreur due au facteur de correction

7.2.6 Erreur due à la fréquence

La fréquence est connue avec une erreur $\delta f = 0,3$ % qui dépend de la stabilité à long terme du générateur de signaux.

7.2.7. Erreur résultante sur l'énergie volumique

L'erreur relative pratique est calculée sur l'expression simplifiée :

$$u_d = \frac{1}{f} \cdot \frac{U}{U_e} \cdot \frac{1}{c} \cdot \dot{q}_\sigma \quad (7-13)$$

Il vient alors, par (7-9) :

$$\delta u_d = \sqrt{(\delta \dot{q}_\sigma)^2 + (\delta f)^2 + 2(\delta U)^2 + (\delta c)^2} \quad (7-14)$$

soit numériquement :

$$\delta u_d = \sqrt{(5,66 \cdot 10^{-3})^2 + 2 \frac{(0,005)^2 + (1,03 \cdot 10^{-2} E)^2}{U^2} + (0,65 \cdot 10^{-2} \text{ à } 33 \cdot 10^{-2})^2}$$

Cette expression numérique ne dépend, pour un matériau donné, que de la tension de sortie des éléments Peltier. Le bruit de fond joue un rôle négligeable ou faible pour les tensions supérieures à 0,3 mV, alors qu'il est prépondérant pour les tensions inférieures à cette valeur.

Le domaine pratique d'utilisation du système de mesure calorimétrique est représenté à la fig.7-2. Selon l'usage adopté pour les instruments de mesure, seule l'erreur relative à pleine échelle y est reportée, c'est-à-dire δu_d calculée pour $U=E$. La puissance minimum mesurable en tolérant une erreur de 6 à 9 % pour les matériaux ferreux est de l'ordre de

$$\dot{q}_{\text{dmin}} \approx 1 \text{ m W/cm}^3, \text{ soit, à } 100 \text{ Hz : } u_{\text{dmin}} = 10^{-5} \text{ J/cm}^3$$

7.2.8 Erreur sur l'amplitude de la contrainte

Dans les conditions normales de fonctionnement, l'erreur sur la mesure de l'amplitude de la contrainte dynamique $\hat{\sigma}$ est estimée à 2 %.

7.2.9. Loi expérimentale

Les figures 7.4 à 7.12 illustreront les considérations suivantes. Les valeurs de l'énergie volumique u_d sont reportées sur un graphe $u_d = f(\hat{\sigma})$ en échelles logarithmiques. Les segments d'incertitude entre les valeurs σ_{max} , σ_{min} et :

$$u_d (1 + \delta u_d) ; u_{\text{dmin}} = \frac{u_d}{1 + \delta u_d} \approx u_d (1 - \delta u_d) \quad (7-15)$$

sont les axes de l'ellipse d'incertitude autour de chaque point $(\hat{\sigma}, u_d)$. Ces ellipses déterminent une bande d'incertitude le long de la courbe expérimentale joignant ces points.

Lorsque la courbe expérimentale est approximativement rectiligne dans un domaine de valeurs de $\hat{\sigma}$ ou dans sa totalité, nous traçons la droite de régression :

$$u_{dR} = J_R \sigma^{n_R} \quad (7-16)$$

calculée dans ce domaine. Nous considérons que cette loi expérimentale est valable lorsque la droite correspondante est contenue dans la bande d'incertitude prévue.

7.2.10 Erreur harmonique

Le contrôle à l'oscilloscope du signal représentant la contrainte dynamique dans l'éprouvette est indispensable. La forme de ce signal doit en effet être aussi proche que possible d'une sinusoïde. Des distorsions importantes peuvent en effet apparaître, dues par exemple à des réglages inadéquats de l'excitateur. En cas de doute, il est nécessaire de procéder à l'analyse harmonique du signal.

Le terme dynamique d'un signal perturbé est de la forme (cf. par ex. fig. 7-3) :

$$\sigma(t) = \hat{\sigma} \sin 2\pi f t + \sum \hat{\sigma}_i \sin (2\pi f_i t - \phi_i) \quad (7-17)$$

Les i termes harmoniques perturbateurs ont une amplitude et une fréquence :

$$\hat{\sigma}_i = \alpha_i \cdot \hat{\sigma}; \quad f_i = \beta_i \cdot f$$

Supposons que la loi (7-16) soit également valable pour les harmoniques, et que le principe de superposition soit applicable aux énergies volumiques u_{di} , aux puissances volumiques \dot{q}_{σ_i} et aux tensions U_{σ_i} . La tension résultante aux éléments Peltier (indice t comme totale) ne vaut pas U_{σ} mais :

$$U_{\sigma t} = U_{\sigma} + \sum U_{\sigma i} = C_{\sigma} (\dot{q}_{\sigma} + \sum \dot{q}_{\sigma i}) = C_{\sigma} \cdot \dot{q}_{\sigma t}$$

avec :

$$\dot{q}_{\sigma t} = J \hat{\sigma}^n \cdot f + \sum J \hat{\sigma}_i^n \cdot f_i = J \hat{\sigma}^n \cdot f (1 + \sum \beta_i \cdot \alpha_i^n)$$

Nous mesurons donc en fait par (7-5) une énergie volumique totale :

$$u_{dt} = J \hat{\sigma}^n (1 + \sum \beta_i \cdot \alpha_i^n) \quad (7-18)$$

sur laquelle l'erreur relative due aux harmoniques, $\delta_h u_d$, vaut :

$$\delta_h u_d = \sum \beta_i \cdot \alpha_i^n \quad (7-19)$$

Pour un spectre donné, cette erreur dépend donc de l'exposant n .

Nous avons calculé cette erreur pour quelques valeurs de n dans le cas des valeurs numériques indiquées sur la figure 7-3, et nous avons obtenu :

Exposant de Lazan n	2	3	4	5
Erreur harmonique $\delta_h u_d$ [%]	10,8	1,75	0,31	0,05

Cet exemple est particulièrement inacceptable. La contribution à l'erreur du 3e harmonique dû à la pompe (pic à 633 Hz) est ici prépondérante.

Cependant dans des conditions normales de fonctionnement, cas de tous les essais présentés à l'exception du précédent, la forme sinusoïdale du signal est correcte. Les

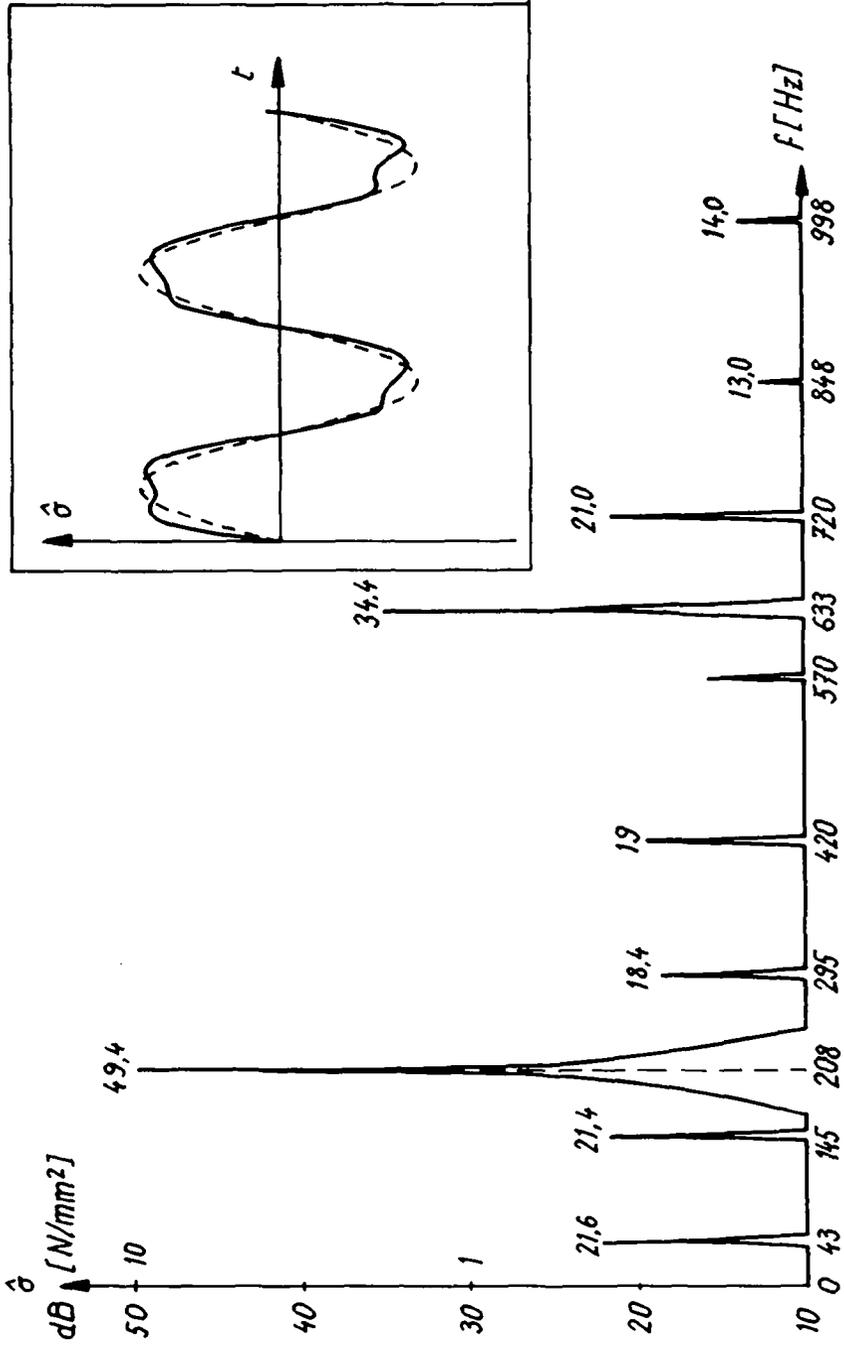


Fig. 7-3 Distorsion harmonique; exemple d'un cas inacceptable

spectres relevés présentent un ou deux pics parasites à -30 dB (3 %) du pic principal ; l'erreur harmonique, inférieure à 1 %, est donc négligée. Nous considérons qu'elle est incluse dans l'erreur sur l'amplitude de la contrainte (cf. § 7.2.8).

7.3 Résultats détaillés

7.3.1 Graphiques et tableaux

Pour chaque éprouvette, les résultats des mesures et des calculs sont donnés sous forme de tableau. Pour des raisons de format d'impression, on notera que tous les caractères, indices compris, sont écrits sur la même ligne, et que le signe \dagger précède un exposant. Par exemple:

$$u_{dR} = 7,61 \cdot 10^{-17} \hat{\sigma}^{6,33} \text{ est noté :}$$

$$u_{dR} = 7.61 \text{ E-17 (sigma)\dagger 6.33.}$$

Nous donnons brièvement la liste des notations en rappelant les numéros des formules où elles sont définies.

I_e :	I_e (5-1)
U_ρ :	U_ρ (5-1)
U_e :	U_e (5-5)
conductivité thermique :	λ tableau 5.1
resistivité électrique expérimentale :	ρ_T (5-2) et tableau 5.3
efficacité sigma :	η_σ (6-33) et tableau 6.3
erreur d'étalonnage :	ϵ (6-39) et tableau 6.3
efficacité d'étalonnage :	η_e (6-35) et tableau 6.3
q_e :	\dot{q}_e (5-1)
U_{ec}	U_{ec} (7-1)
# :	No d'un point de mesure
U_σ :	U_σ (5-7)
u_d :	u_d (7-5)
δu_d :	δu_d (7-14)
u_{dmin}, u_{dMax} :	$u_{dmin, max}$ (7-15)
u_{dR} :	u_{dR} (7-16)
r^2 :	r^2 coefficient de détermination de la régression

Sur les graphiques, nous avons tracé autour de chaque point les axes de l'ellipse d'incertitude correspondante.

La droite de régression figure en segment pointillé limitée par les points extrêmes pour lesquels elle a été calculée (par exemple : laiton, fig. 7.12). La qualité de l'ajustement obtenu par la régression est très bonne (elle est parfaite quand le coefficient de détermination r^2 vaut 1). On remarquera que pour tous les matériaux - à l'exception de l'Inox 18/8 - r^2 est supérieur à 0.99. C'est pourquoi la figure récapitulative 7.13 ne reprend que les segments de régression.

7.3.2. Capacité spécifique et coefficient d'amortissement

La capacité spécifique d'amortissement ϕ (Specific Damping Capacity, S.D.C.) est le quotient de l'énergie volumique dissipée par cycle par l'énergie volumique élastique maximum. Elle s'écrit (cf. p.1.13) :

$$\phi \text{ (ou SDC)} = \frac{u_d}{u_e} \quad (7-20)$$

Nous donnons ici des résultats approximatifs : le module dynamique n'ayant en effet pas été mesuré, nous supposons ici que les modules dynamique et statique (module de Young) sont égaux. Nous calculons donc :

$$u_e = \frac{\hat{\sigma}^2}{2E} \quad [\text{N/mm}^2]$$

avec les valeurs expérimentales du module (tableau 5.2). En utilisant la relation expérimentale (7-16), il vient

$$\phi = 2 E U \sigma^{n-2} \quad (7-21)$$

Les résultats sont tracés à la figure (7-14), dans l'intervalle de contrainte où (7-16) est applicable. Les valeurs correspondantes du coefficient d'amortissement

$$\eta = \psi / 2\pi$$

se lisent sur la même figure.

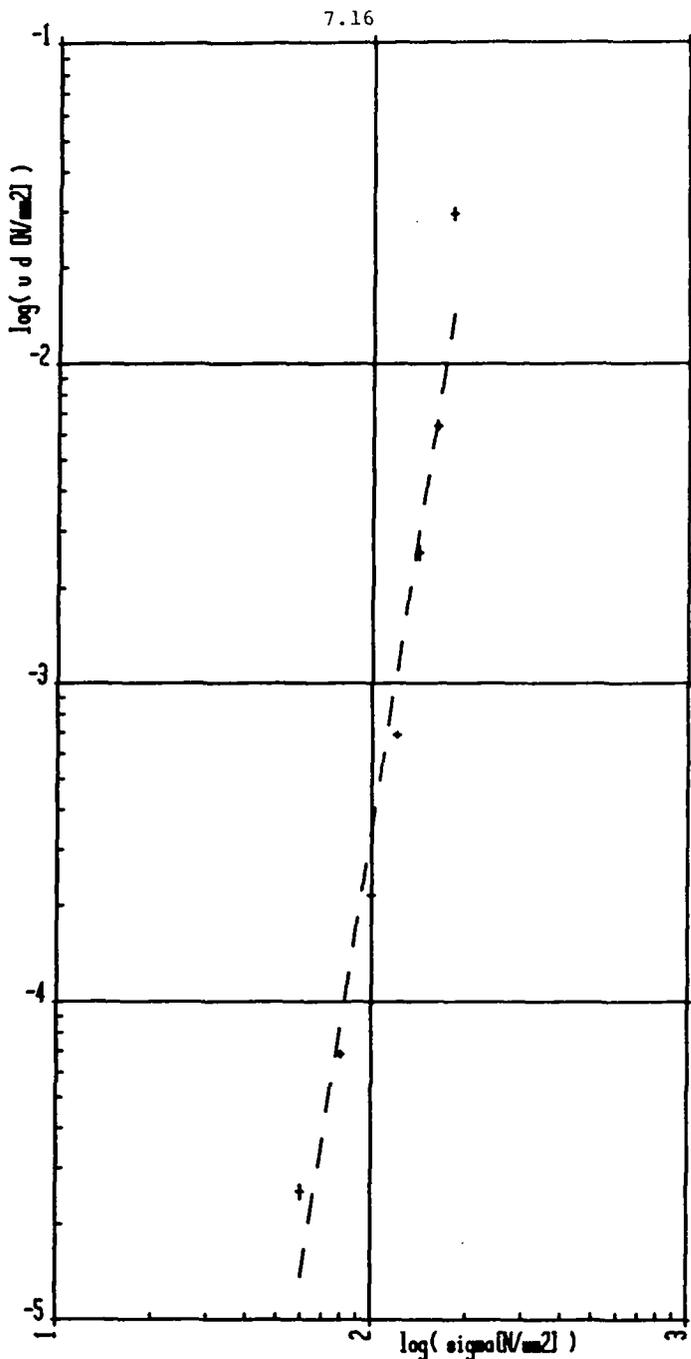


Fig. 7.4. INOX18/8; épr. #B11A/B12B; 04. 10. 08; pta. ét. = 5; pta. Sigma=07; f#28
 Régressions $u d [N/m^2] = 7.61e-17 * (\sigma) + 6.33$

INOX18/8;épr.#011A/012B;04.10.80;pts.ét.=5;pts.Sigma=07;f#20

Mesures brutes d'étalonnage

Ie[A]	Up[mv]	Ue[mV]
3.162E-01	6.070E-01	1.550E-02
1.000E 00	1.923E 00	1.500E-01
3.162E 00	6.091E 00	1.480E 00
1.000E 01	1.931E 01	1.480E 01
3.162E 01	6.198E 01	1.500E 02

conductibilité thermique [W/m/K] 1.500E 01
résistivité électrique exp. [Ω.m] 7.314E-07

efficacité sigma [%] 6.153E 01
erreur d'étalonnage [%] 1.321E 00
efficacité d'étalonnage [%] 6.234E 01

MESURES CORRIGÉES D'ÉTALONNAGE

qe[W/cm3]	Uec[mV]
1.163E-04	1.530E-02
1.165E-03	1.480E-01
1.167E-02	1.461E 00
1.170E-01	1.461E 01
1.188E 00	1.480E 02

MESURES DE FROTTEMENT INTERNE

#	f[Hz]	G[N/mm2]	Uc[mV]	udmin	ud[N/mm2]	udMax	δud[%]
1	100.00	6.00E 01	3.20E-01	2.41E-05	2.53E-05	2.66E-05	5.1E 00
2	100.00	8.00E 01	8.60E-01	6.71E-05	6.85E-05	6.99E-05	2.1E 00
3	100.00	1.00E 02	2.70E 00	2.12E-04	2.16E-04	2.20E-04	1.9E 00
4	100.00	1.20E 02	8.60E 00	6.76E-04	6.89E-04	7.02E-04	1.9E 00
5	100.00	1.40E 02	3.20E 01	2.45E-03	2.57E-03	2.68E-03	4.6E 00
6	100.00	1.60E 02	7.95E 01	6.25E-03	6.38E-03	6.51E-03	2.0E 00
7	100.00	1.80E 02	3.68E 02	2.84E-02	2.95E-02	3.07E-02	4.1E 00

AJUSTEMENT $ud = J * (\sigma) + N$

Régression sur pts. # 1 / 7

 $u d R [N/mm2] = 7.61E-17 (\sigma) + 6.33 ; r^2 = 0.963$

sigma [N/mm2]= 60.00; u d R [N/mm2]= 1.37E-05

sigma [N/mm2]= 180.00; u d R [N/mm2]= 1.43E-02

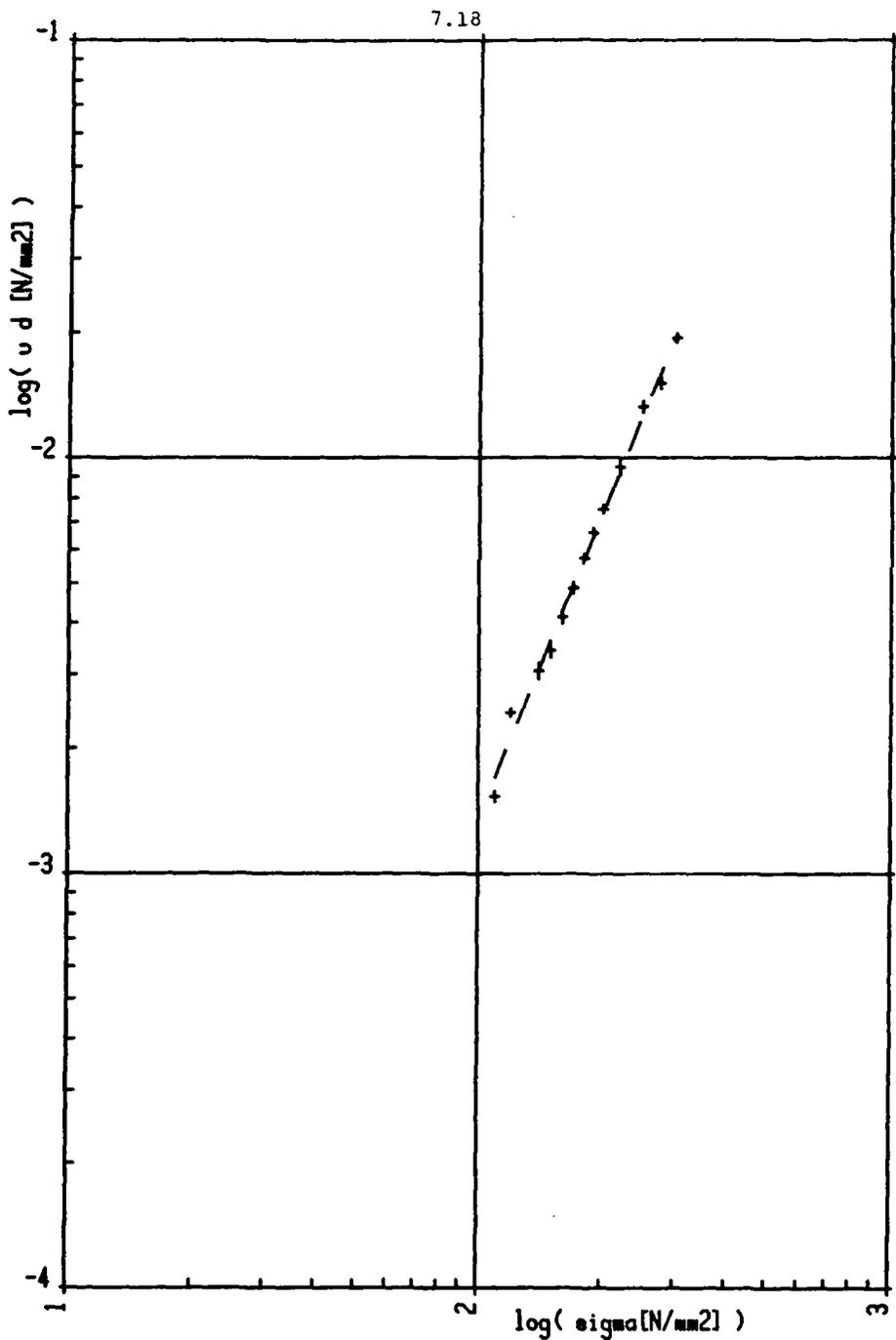


Fig.7.5. INOX13Cr; épr. #021A/022B; Ø5. 10. 80; #pts. ét. =3; #pts. Sigma=13; f#021
 Régressions: $u d [\text{N/mm}^2] = 1.78 \cdot 10^{-8} \cdot (\sigma)^{1.244}$

INOX13Cr;épr.#021A/022B;05.10.80;#pts.ét.=3;#pts.Sigma=13;f#021

Mesures brutes d'étalonnage

Ie[A]	Up[mV]	Ue[mV]
1.000E 00	1.600E 00	9.900E-02
3.162E 00	5.100E 00	1.070E 00
1.000E 01	1.610E 01	1.100E 01

conductibilité thermique [W/m/K]	3.000E 01
résistivité électrique exp. [Ω.m]	6.098E-07

efficacité sigma [%]	5.162E 01
erreur d'étalonnage [%]	2.375E 00
efficacité d'étalonnage [%]	5.284E 01

MESURES CORRIGÉES D'ETALONNAGE

qe[W/cm3]	Uec[mV]
9.697E-04	9.670E-02
9.774E-03	1.045E 00
9.758E-02	1.074E 01

MESURES DE FROTTEMENT INTERNE

#	f[Hz]	σ̂[N/mm2]	Uc[mV]	udmin	ud[N/mm2]	udMax	δud[%]
1	100.00	1.10E 02	1.70E 01	1.49E-03	1.53E-03	1.58E-03	2.9E 00
2	99.40	1.20E 02	2.70E 01	2.39E-03	2.44E-03	2.49E-03	2.1E 00
3	99.40	1.40E 02	3.40E 01	2.93E-03	3.06E-03	3.20E-03	4.5E 00
4	99.40	1.50E 02	3.82E 01	3.30E-03	3.43E-03	3.57E-03	4.0E 00
5	99.40	1.60E 02	4.60E 01	3.99E-03	4.13E-03	4.27E-03	3.4E 00
6	99.40	1.70E 02	5.44E 01	4.73E-03	4.87E-03	5.01E-03	3.0E 00
7	99.40	1.80E 02	6.40E 01	5.57E-03	5.72E-03	5.87E-03	2.6E 00
8	99.40	1.90E 02	7.40E 01	6.45E-03	6.60E-03	6.75E-03	2.4E 00
9	99.40	2.00E 02	8.46E 01	7.37E-03	7.53E-03	7.69E-03	2.2E 00
10	99.40	2.20E 02	1.07E 02	9.11E-03	9.50E-03	9.90E-03	4.3E 00
11	99.40	2.50E 02	1.50E 02	1.28E-02	1.33E-02	1.37E-02	3.2E 00
12	98.90	2.75E 02	1.70E 02	1.47E-02	1.51E-02	1.55E-02	2.9E 00
13	98.90	3.00E 02	2.19E 02	1.89E-02	1.94E-02	1.98E-02	2.4E 00

AJUSTEMENT $ud = J \cdot (\sigma)^n$

Régression sur pts. # 1 / 13

$u d R$ [N/mm2] = 1.78E-08 (sigma)^{2.44} ; r² = 0.993

sigma [N/mm2] = 110.00; $u d R$ [N/mm2] = 1.70E-03

sigma [N/mm2] = 300.00; $u d R$ [N/mm2] = 1.97E-02

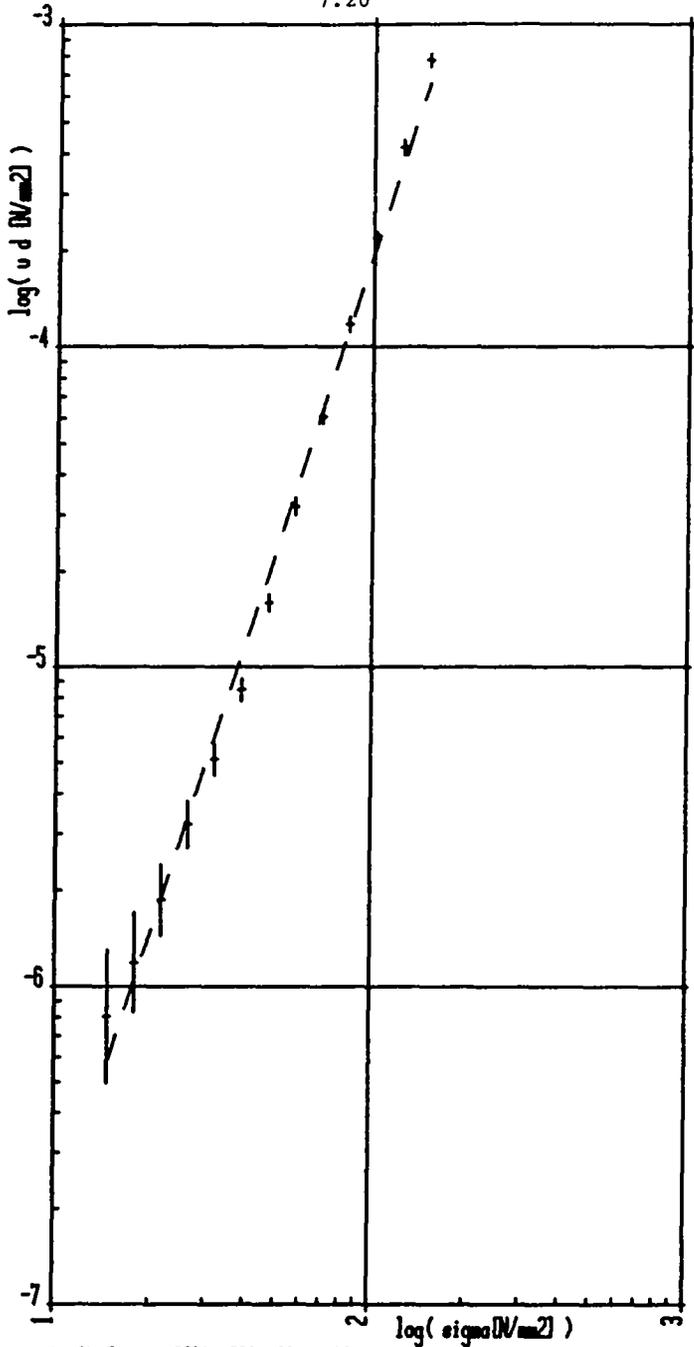


Fig. 7.6.

Ac. Ck45 ; épr. 1032A/1033B; 00. 12. 00; 1 pta. ét. = 4; 1 pta. Sigma = 15; f#1022
 Régression: $u d [N/mm^2] = 1.70 \cdot 10^6 (\sigma [N/mm^2])^{3.03}$

Ac.Ck45 ;épr.#032A/033B;08.12.80;#pts.ét.=4;#pts.Sigma=15;f#022

Mesures brutes d'étalonnage

Ie[A]	Up[mV]	Ue[mV]
1.000E 00	5.610E-01	4.700E-02
3.162E 00	1.770E 00	3.880E-01
1.000E 01	5.620E 00	3.600E 00
3.162E 01	1.786E 01	3.540E 01

conductibilité thermique [W/m/K] 5.000E 01
résistivité électrique exp. [Ω.m] 2.129E-07

efficacité sigma [%] 4.507E 01
erreur d'étalonnage [%] 8.848E 00
efficacité d'étalonnage [%] 4.906E 01

MESURES CORRIGÉES D'ÉTALONNAGE

qe[W/cm3]	Uec[mV]
3.400E-04	4.318E-02
3.392E-03	3.565E-01
3.406E-02	3.307E 00
3.423E-01	3.252E 01

MESURES DE FROTTEMENT INTERNE

#	f[Hz]	σ[N/mm2]	Ud[mV]	udmin	ud[N/mm2]	udMax	δud[%]
1	99.80	1.00E 01	5.75E-03	1.70E-07	3.79E-07	8.44E-07	1.2E 02
2	99.80	1.21E 01	9.30E-03	3.63E-07	6.39E-07	1.13E-06	7.6E 01
3	99.80	1.47E 01	1.15E-02	4.98E-07	8.06E-07	1.30E-06	6.2E 01
4	100.30	1.79E 01	1.65E-02	8.30E-07	1.19E-06	1.70E-06	4.3E 01
5	100.40	2.17E 01	2.50E-02	1.45E-06	1.87E-06	2.40E-06	2.9E 01
6	100.30	2.63E 01	4.10E-02	2.71E-06	3.20E-06	3.78E-06	1.8E 01
7	100.30	3.19E 01	6.32E-02	4.58E-06	5.13E-06	5.76E-06	1.2E 01
8	100.30	3.87E 01	1.00E-01	7.82E-06	8.47E-06	9.17E-06	8.3E 00
9	100.30	4.70E 01	1.78E-01	1.49E-05	1.59E-05	1.69E-05	6.2E 00
10	100.30	5.70E 01	3.38E-01	3.00E-05	3.19E-05	3.39E-05	6.3E 00
11	100.50	6.92E 01	6.28E-01	5.79E-05	6.07E-05	6.36E-05	4.8E 00
12	100.50	8.40E 01	1.19E 00	1.11E-04	1.18E-04	1.24E-04	5.5E 00
13	100.50	1.02E 02	2.16E 00	2.08E-04	2.18E-04	2.28E-04	4.6E 00
14	100.50	1.24E 02	4.07E 00	3.96E-04	4.18E-04	4.41E-04	3.4E 00
15	100.50	1.50E 02	7.50E 00	7.41E-04	7.75E-04	8.10E-04	4.5E 00

AJUSTEMENT $ud = J\sigma(\sigma)^{\dagger} N$

Régression sur pts. # 3 / 15

u d R [N/mm2] = 1.70E-10 (sigma)[†] 3.03 ; r² = 0.995sigma [N/mm2] = 14.70; u d R [N/mm2] = 5.81E-07
sigma [N/mm2] = 150.00; u d R [N/mm2] = 6.58E-04

Régression sur pts. # 1 / 15

u d R [N/mm2] = 3.49E-10 (sigma)[†] 2.86 ; r² = 0.990

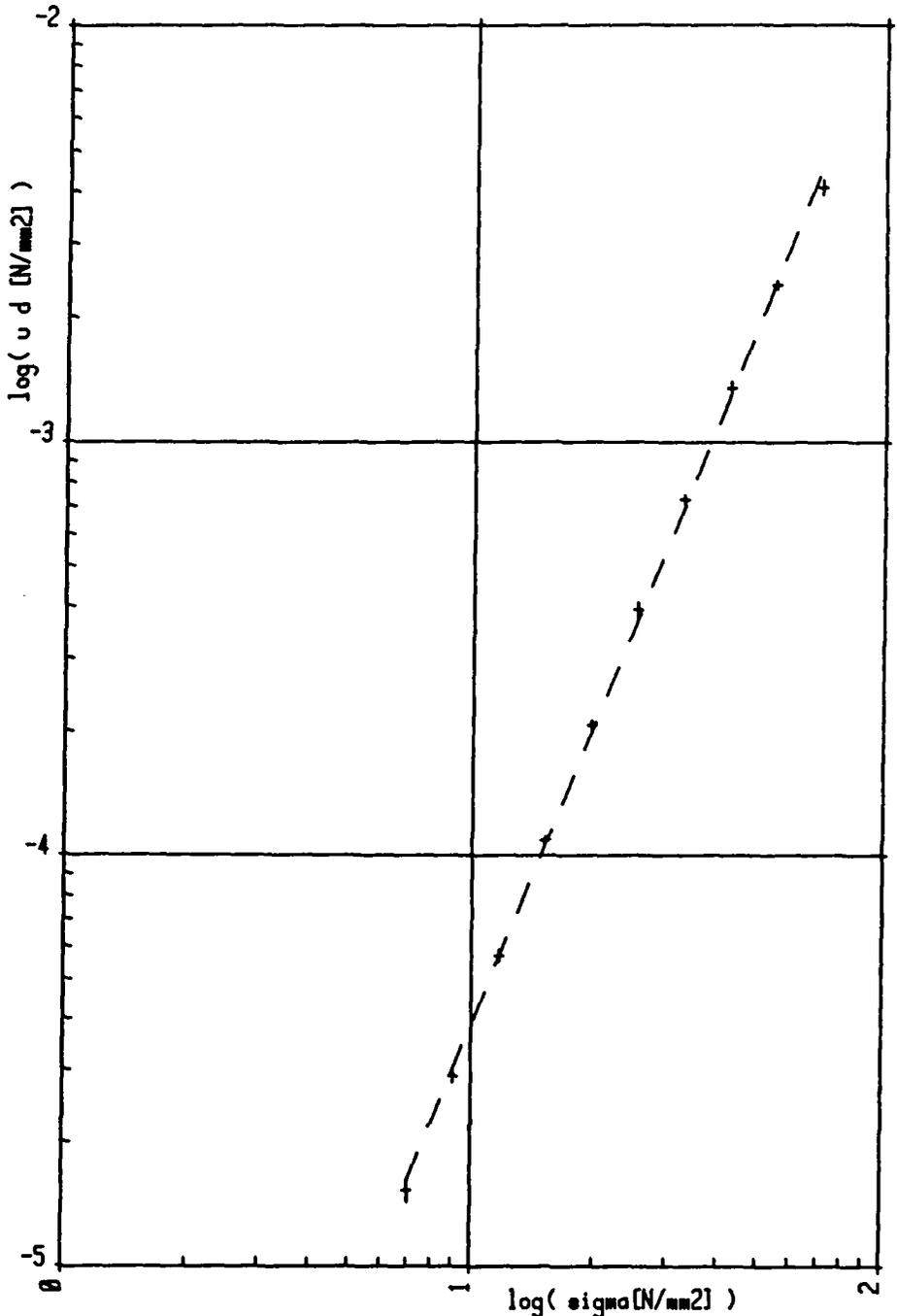


Fig. 7.7. FONTE 30; épr. #049A/046B; 28.01.81; #pts. ét. =4; #pts. Sigma=10; f#016
 Régression: $u_d \text{ [N/mm}^2\text{]} = 1.37 \cdot 10^{-7} \cdot (\sigma)^{2.45}$

FDNTE 30;épr.#049A/046B;2B.01.B1;#pts.ét.=4;#pts.Sigma=10;f#016

Mesures brutes d'étalonnage

Ie[A]	Up[mv]	Ue[mV]
1.000E 00	2.637E 00	1.410E-01
3.162E 00	8.340E 00	1.490E 00
1.000E 01	2.642E 01	1.515E 01
3.162E 01	8.458E 01	1.568E 02

conductibilité thermique [W/m/K] 4.400E 01
résistivité électrique exp. [Ω.m] 1.001E-06

efficacité sigma [%] 4.661E 01
erreur d'étalonnage [%] 1.769E 00
efficacité d'étalonnage [%] 4.743E 01

MESURES CORRIGÉES D'ÉTALONNAGE

qe[W/cm3]	Uec[mV]
1.598E-03	1.385E-01
1.598E-02	1.464E 00
1.601E-01	1.489E 01
1.621E 00	1.541E 02

MESURES DE FROTTEMENT INTERNE

#	f[Hz]	σ[N/mm2]	Uσ[mV]	udmin	ud[N/mm2]	udMax	δud[%]
1	99.70	7.00E 00	1.32E-01	1.44E-05	1.53E-05	1.63E-05	6.4E 00
2	99.60	9.04E 00	2.54E-01	2.80E-05	2.90E-05	3.00E-05	3.4E 00
3	99.60	1.17E 01	5.07E-01	5.51E-05	5.70E-05	5.89E-05	3.4E 00
4	99.60	1.51E 01	9.84E-01	1.07E-04	1.09E-04	1.11E-04	1.9E 00
5	99.60	1.95E 01	1.89E 00	2.02E-04	2.07E-04	2.12E-04	2.6E 00
6	99.60	2.52E 01	3.61E 00	3.78E-04	3.93E-04	4.10E-04	4.2E 00
7	99.60	3.25E 01	6.71E 00	7.11E-04	7.28E-04	7.46E-04	2.4E 00
8	99.60	4.20E 01	1.25E 01	1.30E-03	1.35E-03	1.40E-03	3.6E 00
9	99.50	5.42E 01	2.22E 01	2.34E-03	2.39E-03	2.44E-03	2.2E 00
10	99.40	7.00E 01	3.82E 01	3.94E-03	4.10E-03	4.26E-03	4.0E 00

AJUSTEMENT $ud = J * (\sigma)^N$

Régression sur pts. # 1 / 10

$u d R [N/mm2] = 1.37E-07 (\sigma)^{2.45} ; r^2 = 0.999$

sigma [N/mm2]= 7.00; u d R [N/mm2]= 1.61E-05
sigma [N/mm2]= 70.00; u d R [N/mm2]= 4.54E-03

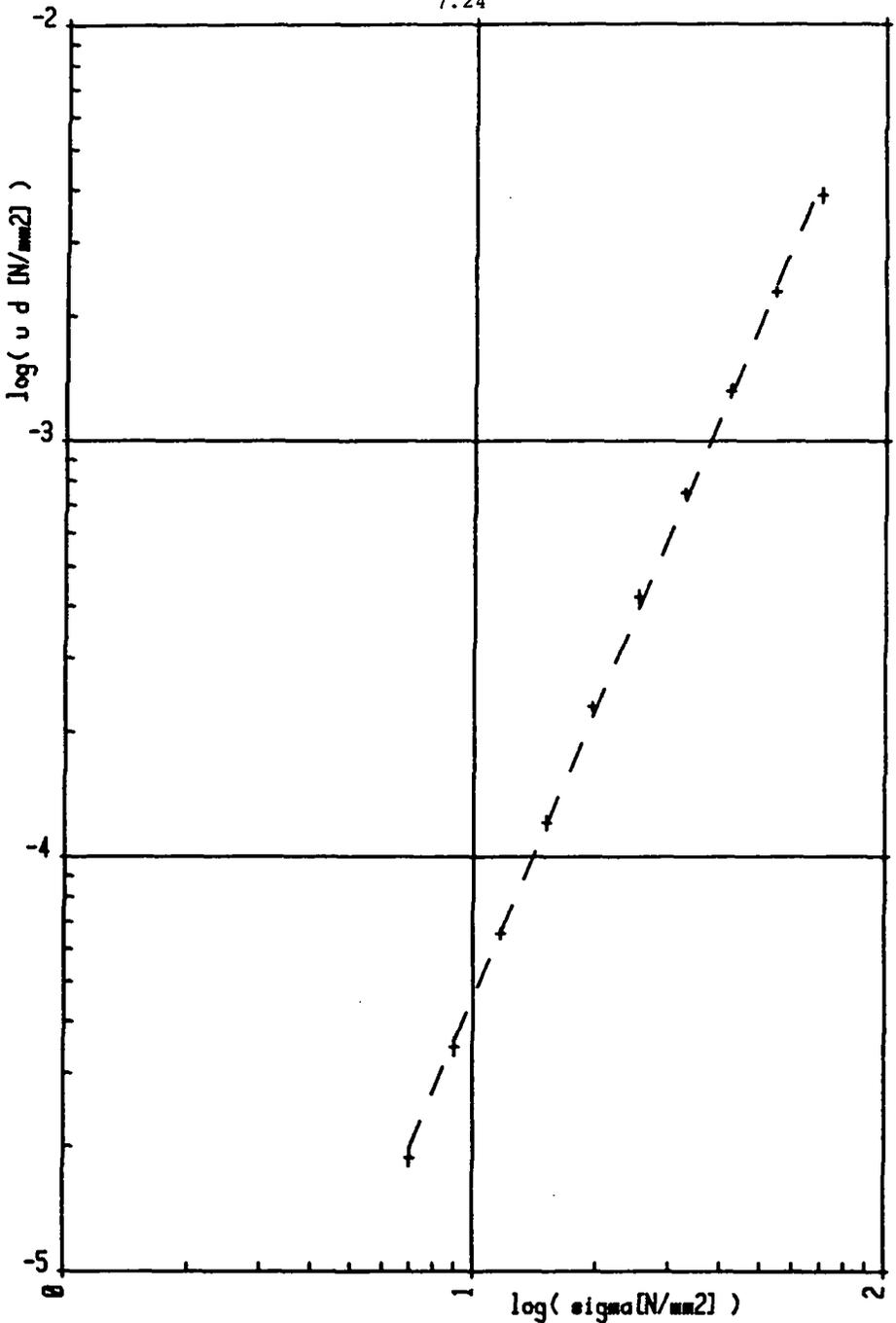


Fig. 7.8. FONTE 30; épr. #048A/046B; 22. 01. 81; #pte. ét. =4; #pte. Sigma=10; f#019
 Régressions: $u d [N/mm^2] = 2.12 \cdot 10^{-07} \cdot (\sigma)^{2.33}$

FRONTE 30;épr.#048A/046B;22.01.81;#pts.ét.=4;#pts.Sigma=10;f#019

Mesures brutes d'étalonnage

Ie[A]	Up[mv]	Ue[mV]
1.000E 00	2.559E 00	1.480E-01
3.162E 00	8.095E 00	1.535E 00
1.000E 01	2.566E 01	1.565E 01
3.162E 01	8.184E 01	1.598E 02

conductibilité thermique [W/m/K] 4.400E 01
 resistivité électrique exp. [Ω.m] 9.720E-07

efficacité sigma [%] 4.661E 01
 erreur d'étalonnage [%] 1.822E 00
 efficacité d'étalonnage [%] 4.745E 01

MESURES CORRIGÉES D'ETALONNAGE

qe[W/cm3]	Uec[mV]
1.551E-03	1.454E-01
1.551E-02	1.508E 00
1.555E-01	1.537E 01
1.568E 00	1.569E 02

MESURES DE FROTTEMENT INTERNE

#	f[Hz]	σ[N/mm2]	Ud[mV]	udmin	ud[N/mm2]	udMax	δud[%]
1	100.40	7.00E 00	1.77E-01	1.79E-05	1.88E-05	1.97E-05	4.8E 00
2	100.40	9.04E 00	3.31E-01	3.31E-05	3.47E-05	3.65E-05	5.0E 00
3	100.30	1.17E 01	6.28E-01	6.35E-05	6.53E-05	6.71E-05	2.8E 00
4	100.20	1.51E 01	1.17E 00	1.16E-04	1.21E-04	1.25E-04	3.9E 00
5	99.90	1.95E 01	2.23E 00	2.24E-04	2.29E-04	2.34E-04	2.2E 00
6	99.80	2.52E 01	4.11E 00	4.06E-04	4.21E-04	4.36E-04	3.7E 00
7	99.80	3.25E 01	7.36E 00	7.34E-04	7.50E-04	7.67E-04	2.2E 00
8	99.80	4.20E 01	1.30E 01	1.27E-03	1.32E-03	1.37E-03	3.5E 00
9	99.80	5.42E 01	2.25E 01	2.23E-03	2.28E-03	2.33E-03	2.2E 00
10	99.80	7.00E 01	3.86E 01	3.75E-03	3.89E-03	4.05E-03	3.9E 00

AJUSTEMENT $ud = J \sigma (\sigma)^{\uparrow n}$

Régression sur pts. # 1 / 10

$u d R [N/mm2] = 2.12E-07 (\sigma)^{\uparrow 2.33} ; r^{\uparrow 2} = 0.999$

sigma [N/mm2]= 7.00; u d R [N/mm2]= 1.98E-05
 sigma [N/mm2]= 70.00; u d R [N/mm2]= 4.26E-03

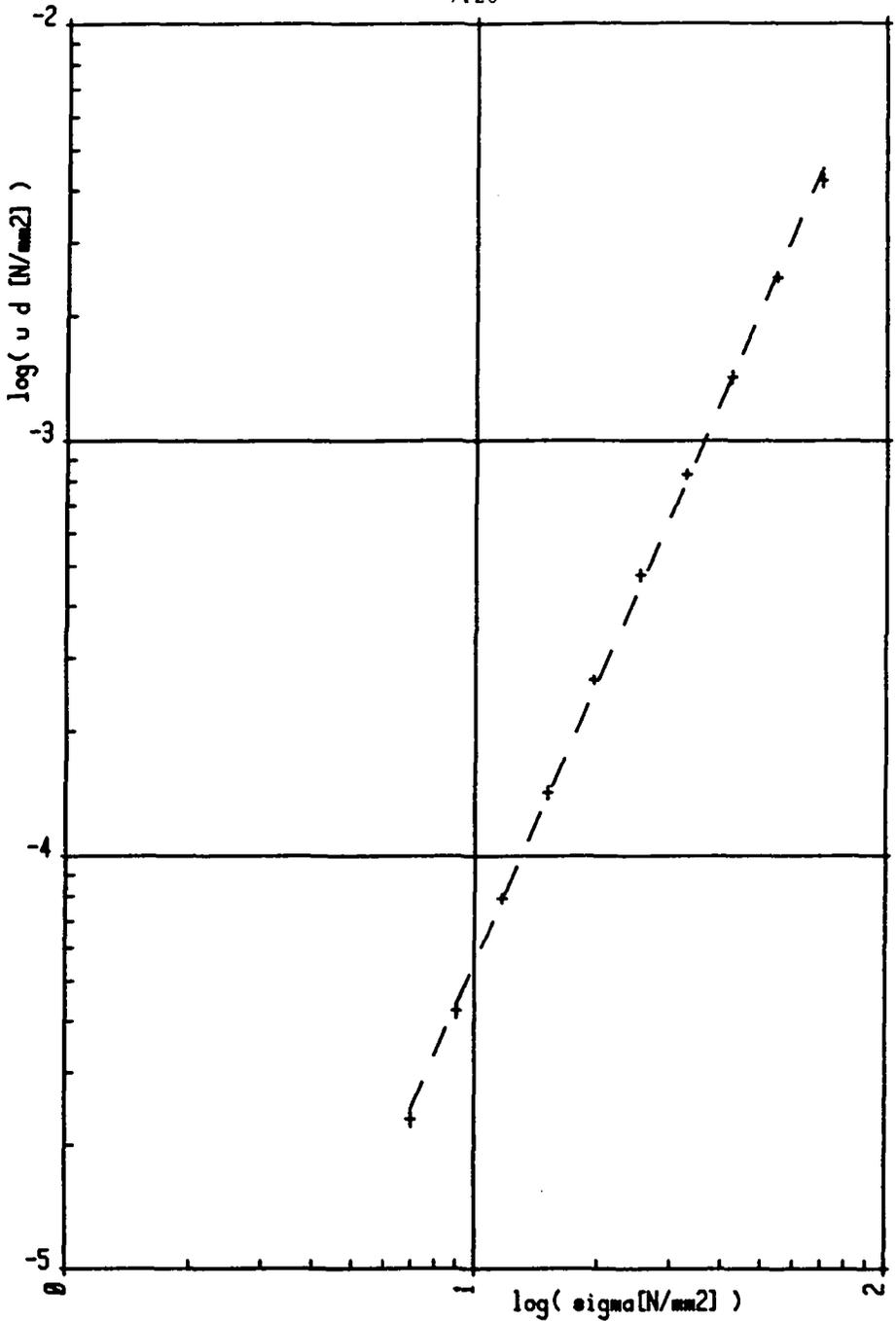


Fig. 7.9. FONTE 30; épr. #046A/045B; 31. 01. 81; #pts. ét. =4; #pts. Sigma=10; f#017
 Régression: $u d [\text{N/mm}^2] = 2.98e-07 * (\sigma)^{2.27}$

FDNTE 30;épr.#046A/045B;31.01.81;#pts.ét.=4;#pts.Sigma=10;f#017

Mesures brutes d'étalonnage

Ie[A]	Up[mV]	Ue[mV]
1.000E 00.	2.610E 00	1.460E-01
3.162E 00	8.236E 00	1.515E 00
1.000E 01	2.616E 01	1.545E 01
3.162E 01	8.367E 01	1.588E 02

conductibilité thermique [W/m/K] 4.400E 01
résistivité électrique exp. [Ω.m] 9.909E-07

efficacité sigma [%] 4.661E 01
erreur d'étalonnage [%] 1.787E 00
efficacité d'étalonnage [%] 4.744E 01

MESURES CORRIGÉES D'ETALONNAGE

qe[W/cm ²]	Uec[mV]
1.582E-03	1.434E-01
1.582E-02	1.488E 00
1.585E-01	1.518E 01
1.604E 00	1.560E 02

MESURES DE FROTTEMENT INTERNE

#	f[Hz]	$\hat{\sigma}$ [N/mm ²]	Uof[mV]	udmin	ud[N/mm ²]	udMax	δ ud[%]
1	100.50	7.00E 00	2.12E-01	2.22E-05	2.31E-05	2.41E-05	4.1E 00
2	100.50	9.04E 00	3.93E-01	4.07E-05	4.24E-05	4.43E-05	4.3E 00
3	100.50	1.17E 01	7.39E-01	7.72E-05	7.90E-05	8.10E-05	2.4E 00
4	100.50	1.51E 01	1.34E 00	1.37E-04	1.42E-04	1.47E-04	3.5E 00
5	100.50	1.95E 01	2.52E 00	2.60E-04	2.66E-04	2.71E-04	2.0E 00
6	100.50	2.52E 01	4.53E 00	4.60E-04	4.75E-04	4.91E-04	3.4E 00
7	100.50	3.25E 01	7.96E 00	8.14E-04	8.31E-04	8.49E-04	2.1E 00
8	100.50	4.20E 01	1.37E 01	1.38E-03	1.42E-03	1.47E-03	3.4E 00
9	100.50	5.42E 01	2.58E 01	2.41E-03	2.47E-03	2.52E-03	2.1E 00
10	100.50	7.00E 01	4.10E 01	4.08E-03	4.23E-03	4.39E-03	3.7E 00

AJUSTEMENT $ud = J\sigma(\sigma) + N$

Régression sur pts. # 1 / 10

$u d R [N/mm^2] = 2.98E-07 (\sigma) + 2.27 ; r^2 = 0.999$

$\sigma [N/mm^2] = 7.00; u d R [N/mm^2] = 2.45E-05$

$\sigma [N/mm^2] = 70.00; u d R [N/mm^2] = 4.53E-03$

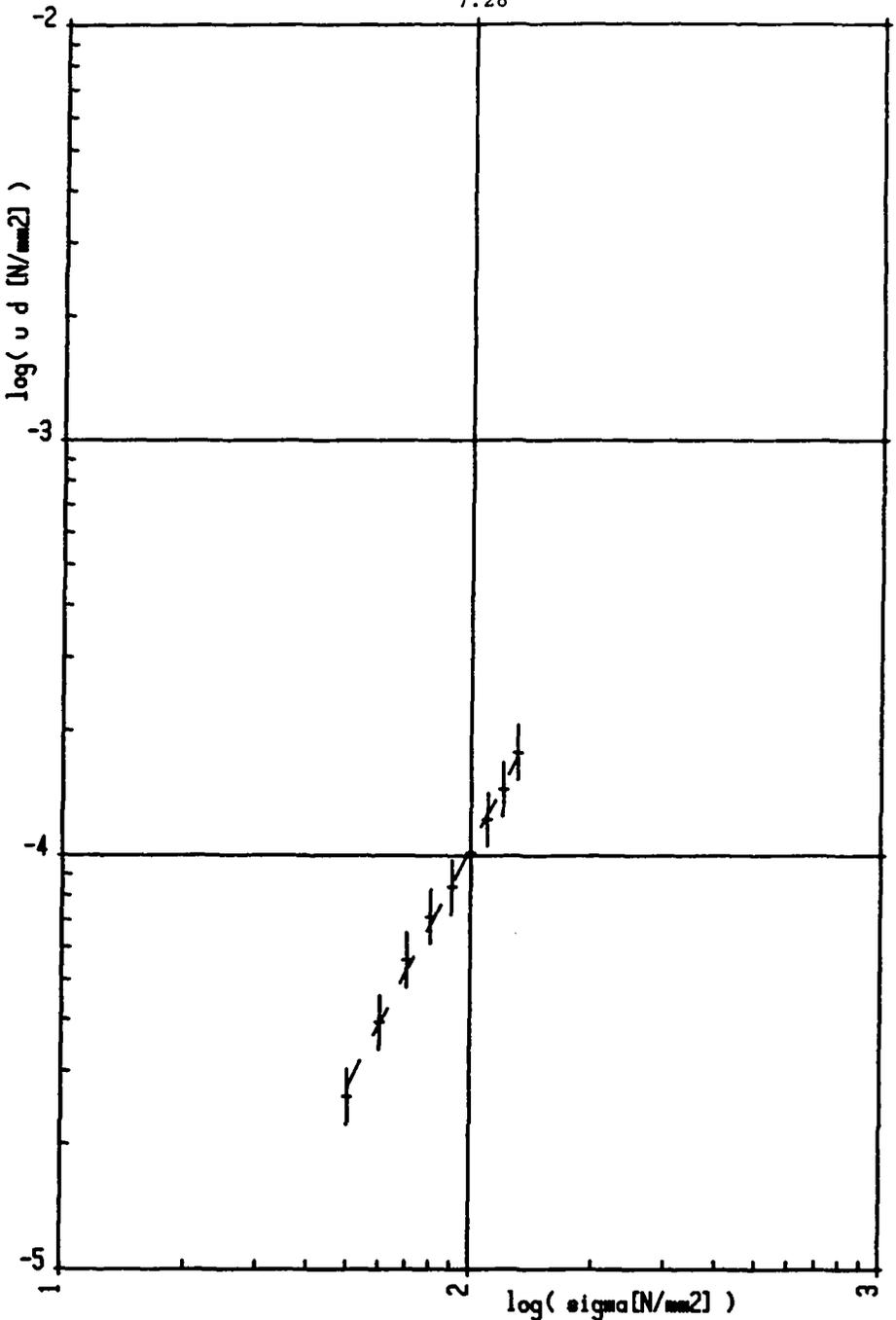


Fig. 7.10 AVIONAL ; épr. #051A/052B; 10.10.80; #pts. ét. =3; #pts. Sigma=09; f#014
 Régression: $u d [N/mm^2] = 1.47e-08 * (\sigma)^{1.92}$

AVIONAL ;épr.#051A/052B;10.10.80;#pts.ét.=3;#pts.Sigma=09;f#014

Mesures brutes d'étalonnage

Ie[A]	Up[mV]	Ue[mV]
3.162E 00	5.070E-01	8.050E-02
1.000E 01	1.600E 00	9.000E-01
3.162E 01	5.070E 00	9.450E 00

conductibilité thermique [W/m/K] 1.450E 02
 résistivité électrique exp. [Ω.m] 6.061E-08

efficacité sigma [%] 3.561E 01
 erreur d'étalonnage [%] 4.611E 01
 efficacité d'étalonnage [%] 5.203E 01

MESURES CORRIGÉES D'ETALONNAGE

qe[W/cm3]	Uec[mV]
9.717E-04	5.510E-02
9.697E-03	6.160E-01
9.717E-02	6.468E 00

MESURES DE FROTTEMENT INTERNE

#	f[Hz]	\hat{G} [N/mm2]	Ud[mV]	udmin	ud[N/mm2]	udMax	δ ud[%]
1	100.00	5.00E 01	1.55E-01	2.23E-05	2.60E-05	3.04E-05	1.7E 01
2	101.00	6.00E 01	2.42E-01	3.39E-05	3.94E-05	4.58E-05	1.6E 01
3	101.00	7.00E 01	3.49E-01	4.80E-05	5.59E-05	6.51E-05	1.6E 01
4	101.00	8.00E 01	4.50E-01	6.13E-05	7.12E-05	8.27E-05	1.6E 01
5	101.00	9.00E 01	5.35E-01	7.23E-05	8.39E-05	9.74E-05	1.6E 01
6	101.00	1.00E 02	6.52E-01	8.75E-05	1.02E-04	1.18E-04	1.6E 01
7	101.00	1.10E 02	7.88E-01	1.05E-04	1.22E-04	1.42E-04	1.6E 01
8	101.00	1.20E 02	9.35E-01	1.25E-04	1.45E-04	1.67E-04	1.6E 01
9	101.00	1.30E 02	1.15E 00	1.52E-04	1.77E-04	2.06E-04	1.6E 01

AJUSTEMENT $u_d = J \cdot (\sigma) \cdot N$

Régression sur pts. # 1 / 9

$u_d R$ [N/mm2] = 1.47E-08 (σ)^{1.92} ; $r^2 = 0.996$

σ [N/mm2] = 50.00; $u_d R$ [N/mm2] = 2.75E-05
 σ [N/mm2] = 130.00; $u_d R$ [N/mm2] = 1.73E-04

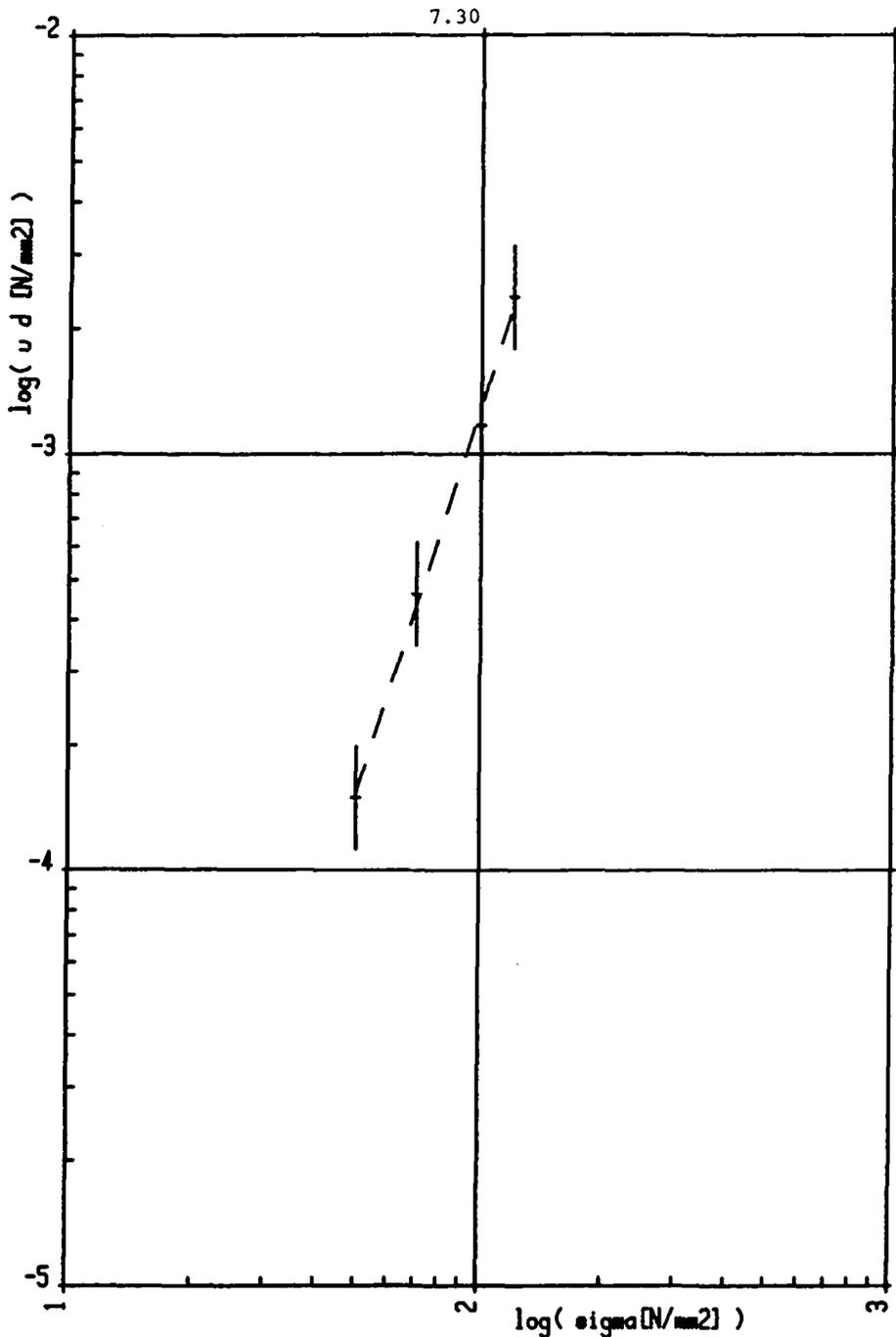


Fig. 7.11. CUIVRE ; épr. #061A/062B; 18. 11. 88; #pts. ét. =3; #pts. Sigma=04; f#023
 Régression: $u d [N/mm^2] = 9.16 \cdot 10^8 (\sigma)^{3.07}$

CUIVRE ;épr.#061A/062B;18.11.80;#pts.ét.=3;#pts.Sigma=04;f#023

Mesures brutes d'étalonnage

Ie[A]	Up[mv]	Ue[mV]
3.162E 00	1.480E-01	6.200E-02
1.000E 01	4.740E-01	6.200E-01
3.162E 01	1.504E 00	5.830E 00

conductibilité thermique [W/m/K] 3.900E 02
résistivité électrique exp. [Ω.m] 1.795E-08

efficacité sigma [%] 3.142E 01
erreur d'étalonnage [%] 1.879E 02
efficacité d'étalonnage [%] 9.045E 01

MESURES CORRIGÉES D'ETALONNAGE

qe[W/cm3]	Uec[mV]
2.836E-04	2.153E-02
2.873E-03	2.153E-01
2.882E-02	2.025E 00

MESURES DE FROTTEMENT INTERNE

#	f[Hz]	σ̂[N/mm2]	Uσ[mV]	udmin	ud[N/mm2]	udMax	δud[%]
1	100.00	5.00E 01	1.07E 00	1.13E-04	1.50E-04	1.99E-04	3.3E 01
2	100.00	7.00E 01	3.20E 00	3.47E-04	4.62E-04	6.14E-04	3.3E 01
3	100.00	1.00E 02	7.90E 00	8.82E-04	1.17E-03	1.55E-03	3.3E 01
4	100.00	1.20E 02	1.57E 01	1.79E-03	2.37E-03	3.15E-03	3.3E 01

AJUSTEMENT $u_d = J \cdot \sigma + N$

Régression sur pts. # 1 / 4

$u_d R [N/mm2] = 9.16E-10 (\sigma)^{3.07} ; r^2 = 0.996$

sigma [N/mm2]= 50.00; $u_d R [N/mm2] = 1.53E-04$

sigma [N/mm2]= 120.00; $u_d R [N/mm2] = 2.26E-03$

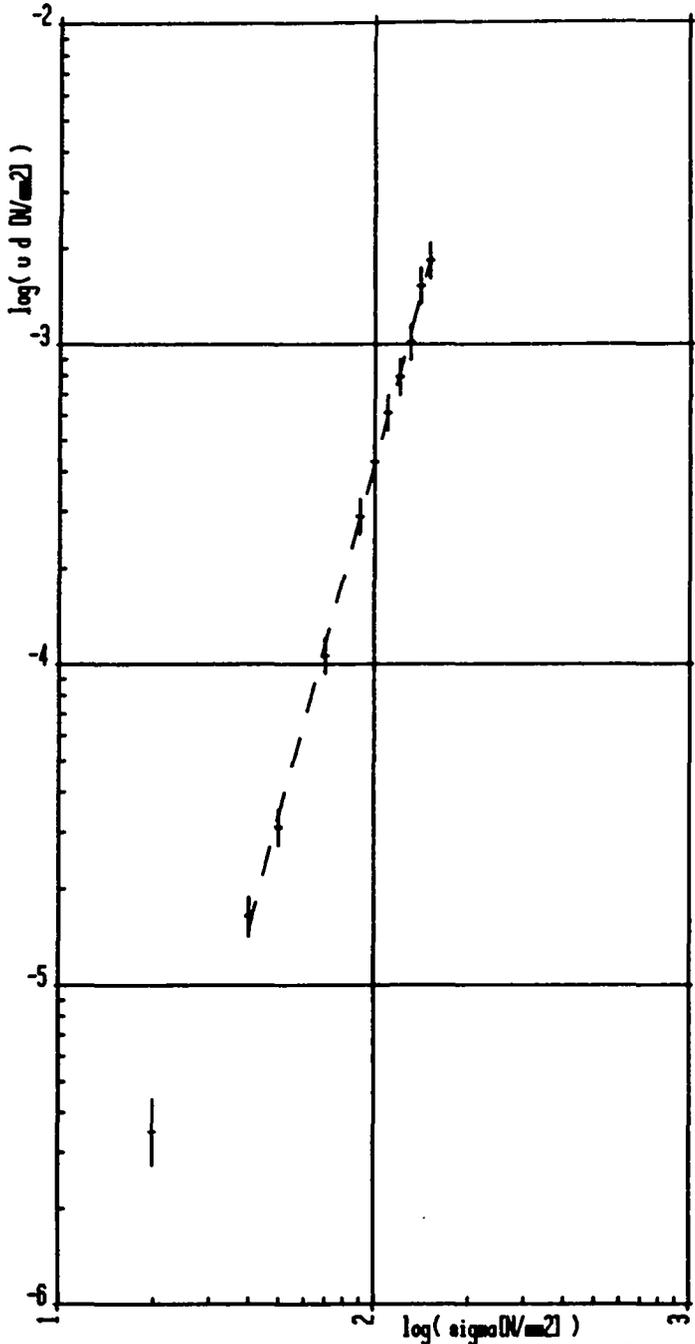


Fig. 7.12.

LAITON ; épr. #871A/872B; 21.11.88; #pta. ét. = 3; #pta. Sigma=11; f#824
 Régression: $u d [N/m^2] = 2.24 \cdot 10^{-11} (\sigma [N/m^2])^{1.363}$

LAITON ;épr.#071A/072B;21.11.80;#pts.ét.=3;#pts.Sigma=11;f#024

Mesures brutes d'étalonnage

Ie[A]	Up[mV]	Ue[mV]
3.162E 00	6.030E-01	1.270E-01
1.000E 01	1.920E 00	1.200E 00
3.162E 01	6.060E 00	1.160E 01

conductibilité thermique [W/m/K]	1.100E 02
résistivité électrique exp. [Ω.m]	7.273E-08

efficacité sigma [%]	3.749E 01
erreur d'étalonnage [%]	3.543E 01
efficacité d'étalonnage [%]	5.078E 01

MESURES CORRIGÉES D'ETALONNAGE

qe[W/cm3]	Uec[mV]
1.156E-03	9.378E-02
1.164E-02	8.861E-01
1.161E-01	8.566E 00

MESURES DE FROTTEMENT INTERNE

#	f[Hz]	σ[N/mm2]	Ue[mV]	udmin	ud[N/mm2]	udMax	δud[%]
1	100.00	2.00E 01	2.90E-02	2.71E-06	3.46E-06	4.42E-06	2.8E 01
2	100.00	4.00E 01	1.32E-01	1.43E-05	1.64E-05	1.88E-05	1.5E 01
3	100.00	5.00E 01	2.45E-01	2.73E-05	3.10E-05	3.52E-05	1.4E 01
4	100.00	7.00E 01	8.10E-01	9.37E-05	1.06E-04	1.20E-04	1.3E 01
5	100.00	9.00E 01	2.17E 00	2.55E-04	2.89E-04	3.27E-04	1.3E 01
6	100.00	1.00E 02	3.20E 00	3.76E-04	4.28E-04	4.87E-04	1.4E 01
7	100.00	1.10E 02	4.54E 00	5.38E-04	6.10E-04	6.92E-04	1.3E 01
8	100.00	1.20E 02	5.86E 00	6.97E-04	7.90E-04	8.96E-04	1.3E 01
9	100.00	1.30E 02	7.50E 00	8.96E-04	1.02E-03	1.15E-03	1.3E 01
10	100.00	1.40E 02	1.12E 01	1.34E-03	1.52E-03	1.73E-03	1.4E 01
11	100.00	1.50E 02	1.34E 01	1.61E-03	1.83E-03	2.08E-03	1.3E 01

AJUSTEMENT $ud = J\sigma + N$

Régression sur pts. # 2 / 11

$u d R [N/mm2] = 2.24E-11 (\sigma)^{\dagger} 3.63 ; r^{\dagger 2} = 0.999$

$\sigma [N/mm2] = 40.00; u d R [N/mm2] = 1.49E-05$
 $\sigma [N/mm2] = 150.00; u d R [N/mm2] = 1.82E-03$

$\sigma [N/mm2] = \text{AJUSTEMENT } ud = J\sigma + N$

Régression sur pts. # 1 / 11

$u d R [N/mm2] = 1.28E-10 (\sigma)^{\dagger} 3.26 ; r^{\dagger 2} = 0.988$

$\sigma [N/mm2] = 20.00; u d R [N/mm2] = 2.23E-06$
 $\sigma [N/mm2] = 40.00; u d R [N/mm2] = 2.14E-05$
 $\sigma [N/mm2] = 150.00; u d R [N/mm2] = 1.59E-03$

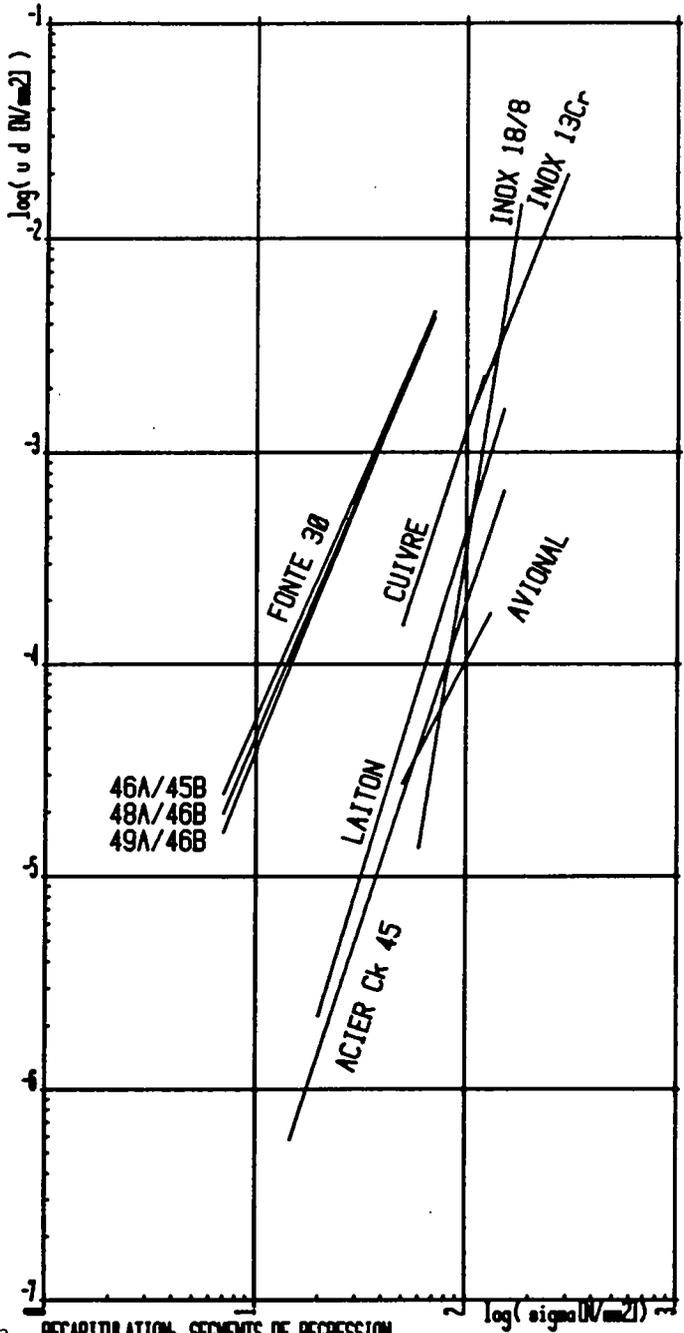


Fig. 7.13. RECAPITULATION: SEGMENTS DE REGRESSION

INOX18/8,repr.#011A/012B;04.10.80;pts.et.-5;pts.Sigma=07;f#20

Module de Young statique exp. E= 1.930E 05

ALLONGEMENT RELATIF (d1/l), CAPACITE SPECIFIQUE D'AMORTISSEMENT (S.D.C.), ET FACTEUR DE PERTE (η) APPROXIMATIFS

#	f[Hz]	d1/l	SDC	η
1	100.00	3.11E-04	2.71E-03	4.32E-04
2	100.00	4.15E-04	4.13E-03	6.57E-04
3	100.00	5.18E-04	8.33E-03	1.33E-03
4	100.00	6.22E-04	1.85E-02	2.94E-03
5	100.00	7.25E-04	5.05E-02	8.04E-03
6	100.00	8.29E-04	9.61E-02	1.53E-02
7	100.00	9.33E-04	3.52E-01	5.60E-02

INOX13Cr,repr.#021A/022B;05.10.80;#pts.et.-3;#pts.Sigma=13;f#021

Module de Young statique exp. E= 2.100E 05

ALLONGEMENT RELATIF (d1/l), CAPACITE SPECIFIQUE D'AMORTISSEMENT (S.D.C.), ET FACTEUR DE PERTE (η) APPROXIMATIFS

#	f[Hz]	d1/l	SDC	η
1	100.00	5.24E-04	5.33E-02	8.48E-03
2	99.40	5.71E-04	7.11E-02	1.13E-02
3	99.40	6.67E-04	6.56E-02	1.04E-02
4	99.40	7.14E-04	6.41E-02	1.02E-02
5	99.40	7.62E-04	6.77E-02	1.08E-02
6	99.40	8.10E-04	7.08E-02	1.13E-02
7	99.40	8.57E-04	7.41E-02	1.18E-02
8	99.40	9.05E-04	7.68E-02	1.22E-02
9	99.40	9.52E-04	7.91E-02	1.26E-02
10	99.40	1.05E-03	8.24E-02	1.31E-02
11	99.40	1.19E-03	8.91E-02	1.42E-02
12	98.90	1.31E-03	8.37E-02	1.33E-02
13	98.90	1.43E-03	9.03E-02	1.44E-02

Ac.Ck45 ,repr.#032A/033B;08.12.80;#pts.et.-4;#pts.Sigma=15;f#022

Module de Young statique exp.[MPa] E= 2.080E 05

ALLONGEMENT RELATIF (d1/l), CAPACITE SPECIFIQUE D'AMORTISSEMENT (S.D.C.), ET FACTEUR DE PERTE (η) APPROXIMATIFS

#	f[Hz]	d1/l	SDC	η
1	99.80	4.81E-05	1.57E-03	2.51E-04
2	99.80	5.82E-05	1.82E-03	2.89E-04
3	99.80	7.07E-05	1.55E-03	2.47E-04
4	100.30	8.61E-05	1.54E-03	2.46E-04
5	100.40	1.04E-04	1.65E-03	2.62E-04
6	100.30	1.26E-04	1.93E-03	3.07E-04
7	100.30	1.53E-04	2.10E-03	3.34E-04
8	100.30	1.86E-04	2.35E-03	3.74E-04
9	100.30	2.26E-04	2.99E-03	4.76E-04
10	100.30	2.74E-04	4.89E-03	6.58E-04
11	100.50	3.33E-04	5.27E-03	8.39E-04
12	100.50	4.04E-04	6.93E-03	1.10E-03
13	100.50	4.90E-04	8.72E-03	1.39E-03
14	100.50	5.96E-04	1.13E-02	1.60E-03
15	100.50	7.21E-04	1.43E-02	2.28E-03

FONTA 30;epr.#049A/046B;28.01.81;#pts.et.-4;#pts.Sigma=10;f#016

Module de Young statique exp.[MPa] E= 7.640E 04

ALLONGEMENT RELATIF (d1/l), CAPACITE SPECIFIQUE D'AMORTISSEMENT (S.D.C.), ET FACTEUR DE PERTE (η) APPROXIMATIFS

#	f[Hz]	d1/l	SDC	η
1	99.70	9.16E-05	4.77E-02	7.59E-03
2	99.60	1.18E-04	5.42E-02	8.63E-03
3	99.60	1.53E-04	6.36E-02	1.01E-02
4	99.60	1.98E-04	7.30E-02	1.16E-02
5	99.60	2.55E-04	8.31E-02	1.32E-02
6	99.60	3.30E-04	9.47E-02	1.51E-02
7	99.60	4.25E-04	1.05E-01	1.68E-02
8	99.60	5.50E-04	1.17E-01	1.86E-02
9	99.50	7.09E-04	1.24E-01	1.98E-02
10	99.40	9.16E-04	1.28E-01	2.03E-02

FONTA 30;epr.#048A/046B;22.01.81;#pts.et.-4;#pts.Sigma=10;f#019

Module de Young statique exp.[MPa] E= 7.640E 04

ALLONGEMENT RELATIF (d1/l), CAPACITE SPECIFIQUE D'AMORTISSEMENT (S.D.C.), ET FACTEUR DE PERTE (η) APPROXIMATIFS

#	f[Hz]	d1/l	SDC	η
1	100.40	9.16E-05	5.85E-02	9.31E-03
2	100.40	1.18E-04	6.49E-02	1.03E-02
3	100.30	1.53E-04	7.29E-02	1.16E-02
4	100.20	1.98E-04	8.08E-02	1.29E-02
5	99.90	2.55E-04	9.20E-02	1.46E-02
6	99.80	3.30E-04	1.01E-01	1.61E-02
7	99.80	4.25E-04	1.09E-01	1.73E-02
8	99.80	5.50E-04	1.14E-01	1.82E-02
9	99.80	7.09E-04	1.18E-01	1.88E-02
10	99.80	9.16E-04	1.21E-01	1.93E-02

FONTA 30;epr.#046A/045B;31.01.81;#pts.et.-4;#pts.Sigma=10;f#017

Module de Young statique exp.[MPa] E= 7.640E 04

ALLONGEMENT RELATIF (d1/l), CAPACITE SPECIFIQUE D'AMORTISSEMENT (S.D.C.), ET FACTEUR DE PERTE (η) APPROXIMATIFS

#	f[Hz]	d1/l	SDC	η
1	100.50	9.16E-05	7.21E-02	1.15E-02
2	100.50	1.18E-04	7.94E-02	1.26E-02
3	100.50	1.53E-04	8.82E-02	1.40E-02
4	100.50	1.98E-04	9.51E-02	1.51E-02
5	100.50	2.55E-04	1.07E-01	1.70E-02
6	100.50	3.30E-04	1.14E-01	1.82E-02
7	100.50	4.25E-04	1.20E-01	1.91E-02
8	100.50	5.50E-04	1.23E-01	1.96E-02
9	100.50	7.09E-04	1.28E-01	2.04E-02
10	100.50	9.16E-04	1.32E-01	2.10E-02

AVIONAL ;repr.#051A/052B;10.10.80;#pts.et.=3;#pts.Sigma=09;f#014

Module de Young statique exp.[MPa] E= 7.070E 04

ALLONGEMENT RELATIF (d1/l), CAPACITE SPECIFIQUE D'AMORTISSEMENT (S.D.C.), ET FACTEUR DE PERTE (η) APPROXIMATIFS

#	f[Hz]	d1/l	SDC	η
1	100.00	7.07E-04	1.47E-03	2.34E-04
2	101.00	8.49E-04	1.55E-03	2.46E-04
3	101.00	9.90E-04	1.61E-03	2.57E-04
4	101.00	1.13E-03	1.57E-03	2.50E-04
5	101.00	1.27E-03	1.47E-03	2.33E-04
6	101.00	1.41E-03	1.44E-03	2.28E-04
7	101.00	1.56E-03	1.43E-03	2.27E-04
8	101.00	1.70E-03	1.42E-03	2.26E-04
9	101.00	1.84E-03	1.48E-03	2.36E-04

CUIVRE ;repr.#061A/062B;18.11.80;#pts.et.=3;#pts.Sigma=04;f#023

Module de Young statique exp.[MPa] E= 1.220E 05

ALLONGEMENT RELATIF (d1/l), CAPACITE SPECIFIQUE D'AMORTISSEMENT (S.D.C.), ET FACTEUR DE PERTE (η) APPROXIMATIFS

#	f[Hz]	d1/l	SDC	η
1	100.00	4.10E-04	1.46E-02	2.32E-03
2	100.00	5.74E-04	2.30E-02	3.66E-03
3	100.00	8.20E-04	2.85E-02	4.54E-03
4	100.00	9.84E-04	4.02E-02	6.40E-03

LAITON ;repr.#071A/072B;21.11.80;#pts.et.=3;#pts.Sigma=11;f#024

Module de Young statique exp.[MPa] E= 9.340E 04

ALLONGEMENT RELATIF (d1/l), CAPACITE SPECIFIQUE D'AMORTISSEMENT (S.D.C.), ET FACTEUR DE PERTE (η) APPROXIMATIFS

#	f[Hz]	d1/l	SDC	η
1	100.00	2.14E-04	1.61E-03	2.57E-04
2	100.00	4.28E-04	1.92E-03	3.05E-04
3	100.00	5.35E-04	2.32E-03	3.69E-04
4	100.00	7.49E-04	4.04E-03	6.44E-04
5	100.00	9.64E-04	6.66E-03	1.06E-03
6	100.00	1.07E-03	7.99E-03	1.27E-03
7	100.00	1.18E-03	9.42E-03	1.50E-03
8	100.00	1.28E-03	1.03E-02	1.63E-03
9	100.00	1.39E-03	1.12E-02	1.79E-03
10	100.00	1.50E-03	1.45E-02	2.31E-03
11	100.00	1.61E-03	1.52E-02	2.42E-03

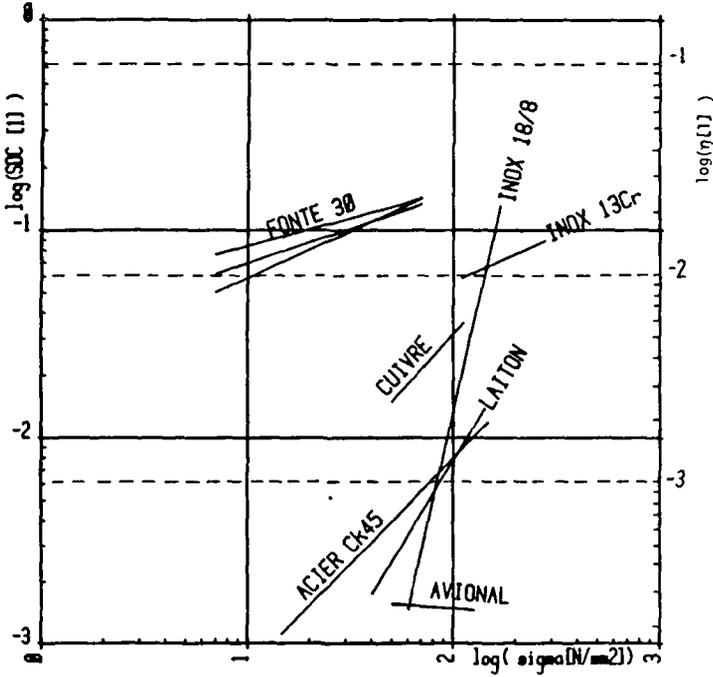


Fig. 7.14. Capacité spécifique d'amortissement (SDC) et coefficient d'amortissement (η) approximatifs

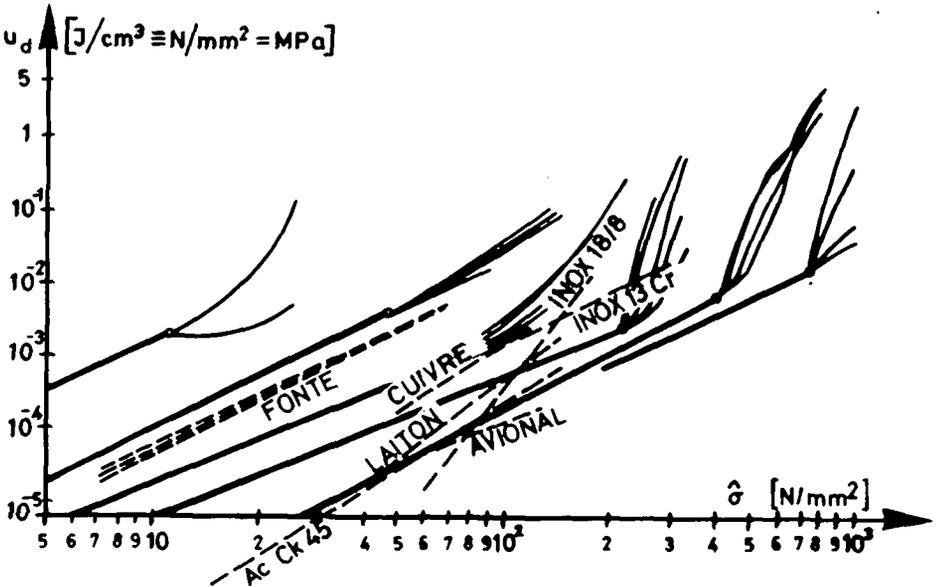


Fig. 7.15. Comparaison avec les résultats de Lazan (cf. fig.1.17)

7.4 Analyse des résultats

Nous nous attacherons ici principalement aux résultats obtenus sur les 3 éprouvettes en Fonte 30, que nous rappelons brièvement. Le tableau 7-2 résume les tableaux annexés aux fig. 7-7 à 7-9.

Epro- vette "A" No	$u_d (\hat{\sigma}=7)$ [N/mm ²]	$u_d (\hat{\sigma}=70)$ [N/mm ²]	J [N/mm ²] ¹⁻ⁿ	n
49	$1,53 \cdot 10^{-5}$	$4,10 \cdot 10^{-3}$	$1,37 \cdot 10^{-7}$	2,45
48	$1,88 \cdot 10^{-5}$	$3,89 \cdot 10^{-3}$	$2,12 \cdot 10^{-7}$	2,33
46	$2,31 \cdot 10^{-5}$	$4,23 \cdot 10^{-3}$	$2,98 \cdot 10^{-7}$	2,27

Tableau 7.2 Fonte 30, résultats principaux.

Les 3 valeurs de u_d à l'amplitude $\hat{\sigma} = 70$ N/mm², soit au premier et plus élevé des niveaux de contraintes, sont très voisines; il n'existe cependant pas d'intersection commune aux ellipses d'incertitude de ces 3 points. Par contre, les valeurs de u_d ($\hat{\sigma} = 7$ N/mm²), au dernier et plus faible niveau de contrainte, différent entre elles au plus de 50 %. Parmi les diverses causes de ces écarts, nous supposons qu'interviennent, par ordre d'importance décroissante :

- l'inhomogénéité de la structure, particulièrement marquée pour le lingot d'où proviennent les éprouvettes, qui est dans ce cas une barre élaborée par coulée continue (voir à nouveau les micrographies de la fig. 5.1).
- l'histoire des contraintes : des différences minimes aussi bien dans la durée d'un niveau que dans l'amplitude de la contrainte donc dans un "degré d'écroutissage initial" (qu'il faudrait préciser) peuvent vraisemblablement entraîner dans les mesures ultérieures des différences d'autant plus marquées que le niveau de contrainte baisse.

- L'usinage : des différences entre les vitesses de coupe ou les profondeurs de passe peuvent modifier l'écaillage superficiel du matériau, donc ses propriétés d'amortissement. Cet effet devient certainement plus important dans le cas d'une pièce mince, donc également pour nos éprouvettes tubulaires de 1 mm de paroi.

Nous avons situé nos résultats dans le domaine des valeurs typiques données par Lazan, en superposant les figures 1.9 et 7.13 dans la fig.7.15. Nous pouvons - sans en tirer de conclusions plus précises - constater un bon accord entre les ordres de grandeur des mesures respectives.

Pour la plupart des matériaux, l'exposant de Lazan est compris dans l'intervalle de 2 à 3 habituellement mesuré (1,92 à 3,63) lorsque l'histoire des contraintes joue un rôle insignifiant. Par contre, l'exposant moyen trouvé pour l'acier inox 18/8 est supérieur à 6 : cette valeur élevée indique que la limite de sensibilité à la contrainte cyclique a probablement été dépassée dans ce cas, et que le nombre de cycles (histoire des contraintes) influence nos résultats.

Cette courte analyse porte sur un nombre trop restreint de résultats pour prétendre résoudre les questions soulevées. Seules des mesures effectuées selon un programme spécifique peuvent préciser par exemple l'influence de la structure ou de l'histoire des contraintes. Cette recherche sort du cadre de la présente étude; elle pourrait être poursuivie à l'aide de notre appareil.

Des essais comparatifs sur l'Avional avec une méthode mieux adaptée à la mesure des faibles amortissements permettraient de déterminer si les valeurs obtenues ici sont effectivement dues au matériau, ou si elles représentent principalement l'effet des pertes intrinsèques à l'appareil (attaches, frottement de l'air,...).

8. CONCLUSIONS

La conception, la réalisation et la mise au point d'un nouvel appareil destiné à la mesure de l'amortissement interne à des niveaux de contrainte "pratiques" et basé sur un principe de mesure calorimétrique a été décrit (ch.1 à 4). Un calorimètre à flux thermique contient une éprouvette excitée en régime permanent de traction-compression alternée ou ondulée; celle-ci dissipe à chaque cycle une certaine énergie du fait de l'amortissement interne, et de là une puissance moyenne généralement constante en régime permanent d'excitation. Le calorimètre effectue une mesure différentielle de la fraction de la puissance dégagée par la surface de l'éprouvette. On en déduit l'énergie volumique dissipée par cycle, fonction de l'amplitude de la contrainte alternée (de la contrainte moyenne, de la fréquence, du nombre de cycles, de la température,...). Une mesure complémentaire de la déformation permet le calcul du facteur d'amortissement (η ou Q^{-1}).

Ainsi, les avantages suivants sont obtenus :

- mesure absolue de l'énergie volumique dissipée par cycle
- mesure de cette énergie sans contact, indépendante de la forme de la boucle d'hystérésis
- contrainte uniforme dans tout le volume d'essai, facilitant l'interprétation des résultats
- contrainte de niveau élevé, contrôlée en amplitude et valeur moyenne
- contrôle de la fréquence de l'excitation et de la forme du signal
- contrôle de la température ambiante
- mesures de longue durée possibles
- avantages liés aux mesures en régime forcé (régime permanent, répétitivité, ...)
- extension possible aux mesures en torsion et en flexion, ainsi qu'à leurs combinaisons entre elles et avec la traction
- extension possible à certaines mesures de fatigue ou d'énergie de rupture.

Il s'agissait en outre de concevoir une méthode globale, pas ou peu dépendante des conditions aux limites de l'éprouvette. A cette fin les pertes mécaniques aux amarrages sont réduites par le montage d'extrémités pourvues d'un filetage à pas fin, précontraintes par serrage; de plus, tout dégagement de chaleur parasite prenant naissance dans cet assemblage est atténué : la chaleur ne parvient pas en totalité à l'éprouvette ou au système de mesure, une partie se perdant par conduction loin de l'éprouvette, une autre par convection sur le trajet jusqu'au système de mesure du flux thermique. Ce trajet n'a cependant pas pu être allongé exagérément pour d'autres raisons (flambage, effets ondulatoires, etc..)

Par contre, les inconvénients suivants doivent être acceptés:

- système de mesure thermique d'inertie importante (puits de chaleur), d'où longue durée de thermostatisation, long temps de réponse et faible sensibilité dynamique (lors des modifications rapides de la puissance dissipée)
- mesure partielle de la puissance totale dissipée, d'où étalonnage in situ nécessaire
- seuil inférieur de détection lié à l'intensité du bruit de fond thermique, d'où une fréquence d'essai minimum (environ 5 Hz) imposée par l'énergie dissipée par cycle et son seuil inférieur
- éprouvette de forme tubulaire pratiquement indispensable à l'obtention d'une sensibilité raisonnable, d'où usinage soigné et alignement précis nécessaires
- complexité technologique certaine due à la mesure sans contact et au besoin d'une thermostatisation précise; difficultés augmentées ici par la présence d'un excitateur hydraulique s'échauffant en service d'environ 50°C
- valeur maximum de puissance mesurable limitée par la résistance à la température des thermopiles (éléments Peltier); des conditions entraînant un échauffement élevé en fatigue oligocyclique doivent être évitées

- une autre mesure séparée, ou mieux, simultanée du module dynamique est nécessaire pour calculer la capacité spécifique d'amortissement ψ ou le facteur d'amortissement η
- dans l'hypothèse improbable de l'occurrence d'une transformation de phase irréversible due à la puissance dissipée par l'amortissement interne, le flux évacué latéralement ne serait plus proportionnel à cette puissance.

Cet appareil est bien adapté surtout aux matériaux ferreux pour lesquels il a été conçu. Les expériences conduites avec des matériaux à fortes conductivités électrique et thermique - en particulier avec le cuivre - ont mis en évidence une erreur d'étalonnage électrique croissant avec ces conductivités, due au flux parasite provenant de la puissance dissipée par effet Joule dans les amarrages (ch.5). Des modèles thermiques appropriés (ch.6) en régimes permanent et transitoire de transfert de chaleur ont permis de quantifier cette erreur et de calculer un facteur de correction adéquat.

Plusieurs améliorations sont proposées pour diminuer ou supprimer ces causes d'erreur et augmenter les performances de l'appareil.

Les résultats expérimentaux corrigés sont réalistes, et semblent en accord avec ceux de Lazan (ch.7). La loi élémentaire de Lazan est une expression appropriée à la formulation de ces résultats lorsque l'influence de l'histoire des contraintes n'intervient pas .

Ce travail essentiellement expérimental a montré que le principe de mesure calorimétrique de l'amortissement interne est adéquat, mais que son application est délicate : les nombreux problèmes posés ont en grande partie été résolus ici.



REFERENCES

- [1] Internal friction, damping, and cyclic plasticity Amer. soc. Testing Matls. Philadelphia, STP 378, 1965.
- [2] Adams, R.D. Percival, A.L. Measurement of the strain dependent damping of metals in axial vibration
- [3] Adams R.D. The damping characteristics of certain steels, cast irons and other metals J. Sound Vib., vol.23, 1972, p.199-216.
- [4] Albrecht, D. Werkstoff- und Einspanndämpfung bei Turbinenschaufeln Maschinenbautechnik, vol.24, 1975, p.20-23
- [5] Barrow, D.E. Szkopiak, Z.C. Automatic apparatus for high resolution internal friction measurements J. of Physics E, vol.5, 1972, p.915-919.
- [6] Bays, B. Grand-champ, P.A. Mesure automatique du frottement intérieur et du défaut de module à l'aide d'un pendule de torsion inversé Rev. de Physique Appl., vol.5, 1970, p.327-332.
- [7] Bergamasco, G. Passari, L. Zini, G. Automatic resonant bar apparatus for plotting of internal friction against strain amplitude J. Phys. E, vol.11, 1978, p.1159-1161.
- [8] Bert, C.W. Material damping : an introductory review of mathematical models, measures and experimental techniques. J. Sound Vib., vol.29, 1973, p.129-153.
- [9] Birchak, J.R. Damping capacity of structural materials Sound Vib. Dig., vol.9, 1977, p.3-11.
- [10] Birchon, D. High damping alloys Engg. Matls & Design, vol.7, 1964, p.606-608.
- [11] Clark, J.W. Hagel, W.C. Influence of static stress and temperature on internal damping Trans. ASM, vol.52, 1960, p.95-115.
- [12] Contractor, G.P. Thompson, F.C. The damping capacity of steel and its measurement J. Iron and Steel Inst., vol.141, 1940, p.157-218.
- [13] Cottel, G.A. The measurement of the damping capacity of metals in torsional vibrations. J. Inst. Metals, vol.74, 1948, p.373-414.

- [14] Del Pedro, M. Mécanique vibratoire
EPFL 1978.
- [15] Devichenskii, N.P. Apparatus for semi-automatic measurement of free vibrations of gas-turbine blades
Titov, F.M. in "Internal friction in metals and alloys", Postnikov(ed.), Consultants bureau, New York 1967, p.211-216.
Pastritskii, V.S.
- [16] Doebelin, E.O. Measurement systems
Mc Graw Hill Kogakusha, Tokyo
- [17] Efimov, A.I. Apparatus for the investigations of the internal friction and shear modulus in "Internal friction in metals and alloys", Postnikov(ed.), Consultants bureau, New York 1967, p.217-220.
- [18] Gibson, R.F. A forced vibration technique for measurement of material damping.
Plunkett, R. Exp. Mechanics, vol.17, 1977, p.297-302.
- [19] Hagel, W.C. The specific damping energy of fixed-fixed beam specimens
Clark, J.W. J. Appl.Mech. vol.24, 1957, p.426-430.
- [20] Hanstock, R.F. Damping capacity and the fatigue of metals
Murray, A. J.Inst.Metals, vol.72, 1946, p.97-132.
- [21] Harris, C.M. Shock and vibration handbook
Crede, C.E. Mc Graw Hill, New York, 1961.
- [22] Heine, J.C. A technique for measurement of material damping in metals - presented at 91st Acoust.Soc.Am.Meeting, Washington, 1976.
- [23] Hooker, R.J. High damping metals
thesis D12597/75, University of Southampton, 1974.
- [23'] Hooker, R.J. An apparatus for determination of the effect of mean strain on damping
Mead, D.J. J.Phys. E, Sci, Instrum., vol. 14, 1981, p. 202-207.
- [24] Hopkinson, B. The elastic hysteresis of steel
Williams, G.T. Roy.Soc.Proc., vol.86,A,1912, p.502-511.
- [25] James, D.W. A torsion pendulum for measurement of damping capacity and related phenomena
Scott, J.D. J.Test.Eval., vol.5, 1977, p.270-277.
Emery, B.
- [26] Jones, D.I.G. High temperature damping of dynamic systems
Sound Vib.Dig., vol.8, 1976, p.3-16.
- [27] Jones, D.I.G. High temperature damping of dynamic systems
Sound Vib.Dig., vol.11, 1979, p.13-18.

- [28] Jones, D.I.G Specification of damping material
Henderson, J.P. performance
Shock Vib.Bull., US Naval Research
Lab.,Proc., vol.48, 1978, 9, p.1-11.
- [29] Kerlin, R.L. Driving point impedance of canteliver
Snowdon, J.C. beams. Comparison of measurement and theory
J.Acoust.Soc.Am., vol.47, 1970, 1,
p.220-228.
- [30] Kittel, C. Introduction to solid state physics
Wiley, New-York 1976.
- [31] Kreith, F. Transmission de la chaleur et
thermodynamique (trad. française) Masson,
Paris 1967.
- [32] Lazan, B.J. A study with new equipment of the effects
of fatigue stress on the damping capacity
and elasticity of mild steel
Trans.Am.Soc.Metals, vol.42, 1950,
p.499-558.
- [33] Lazan, B.J. Material and interface damping.
Goodman, L.E. ch.36 in "Shock and vibration handbook",
Harris & Crede(ed.), McGraw Hill, New York,
1961.
- [34] Lazan, B.J. Damping studies in material science and
materials engineering
in "Internal friction, damping and cyclic
plasticity" ASTM Philadelphia, STP 378,
1965.
- [35] Lazan, B.J. Damping of materials and members in
structural mechanics
Pergamon, Oxford 1968.
- [36] Morrow, J.D. Cyclic plastic strain energy and fatigue of
metals in "Internal friction, damping and
cyclic plasticity" ASTM Philadelphia, STP
378, 1965.
- [37] Nowick, A.S. Anelastic relaxation in crystalline solids
Berry, B.S. Academic Press, New York 1972.
- [38] Petit, J.L. "Calorimétrie"..
- [39] Plunkett, R. Measurement of damping
in "Structural damping", J.E. Ruzicka ed.,
Pergamon, 1960.
- [40] Plunkett, R. Mechanical damping
in "Treatise on analytical chemistry",
pt.3, vol.4 I.M. Kolthkoff(ed.), Wiley,
1977.

- [41] Pokrovskii, Yu.I. Remote controlled apparatus for measuring the internal friction and Young's modulus of radioactive materials
Perevezentsev, V.N. in "Internal friction in metals and alloys", Postnikov(ed.), Consultants bureau, New York 1967, p.195-203.
Vikhrov, V.I.
- [42] Razunov, V.I. Apparatus for the measurement of the internal friction in the kilocycle range of frequencies
Postnikov, V.S. in "Internal friction in metals and alloys", Consultants bureau, New York 1967, p.207-210.
- [43] Robert, P. dictionnaire "Le petit Robert", Paris, 1978.
- [44] Robertson, J.M. Internal friction in engineering materials
Yorgiadis, A.J. Trans. Am. Soc. Mech. Engrs., vol. 68, 1946, p. A173-A182.
- [45] Rodden, W.P. Damping of shaker-excited beams calculated solely from amplitude measurements
Whittier, J.S. J. Acoust. Soc. Am., vol. 34, 1962, 4, p. 469-471.
- [46] Ruzicka, J.E. Structural damping
(ed.) Pergamon, Oxford 1960.
- [47] Skinner, H.A. Theory, scope and accuracy of calorimetric measurements
in "Biomechanical calorimetry"
H. Darrow Brown(ed.), Academic Press, New York 1969.
- [46] Snowdon, J.C. Vibration and shock in damped mechanical system
J. Wiley, New York 1968.
- [49] Smitkells, C.J. Metal reference book
(ed.) Butterworths, London 1976.
- [50] Spinnler, G. Manuel de calcul d'organes de machines
EPF-Lausanne 1978.
- [51] Spinnler, G. Métrologie générale
EPF-Lausanne 1978
- [52] Spinnler, G. Calorimètre hopital
(mode d'emploi...).
- [53] Sumner, G. The measurement of the strain-dependant damping of metals vibrating torsionnaly
Entwistle, K.M. Britt. J. Appl. Physics, vol. 9, 1958, p. 434-438.

- [54] Tsobkallo, S.O. Apparatus for the measurement of the energy dissipation by vibrations in materials at high temperature and stresses in "Internal friction in metals and alloys", Postnikov (ed.), C.B., New York 1967, p.204-206.
- [55] Uygun, E.M. Dynamic non-destructive testing of materials in "Non-destructive inspection relationships to aircraft design". AGARD Conf.Proc.234, mars 1978.
- [56] Vandeurzen Identification of damping in materials and structure optimization of the dynamical behaviour of mechanical structures Ph. D. thesis 82 DO 2, Katholieke University of Leuven, 1982.
- [57] Vittoz, B. Secréstan, B. Frottement interne et anélasticité des solides - Zeitschrift für Angewandte Math.&Physics, vol.14, 1963, p.46-69.
- [58] Yakovlev, A.P. Some methods of investigating the amplitude - dependent energy dissipation in materials in "Internal friction in metals and alloys" Postnikov(ed.), Consultants bureau, New York 1967, p.169-175.
- [59] Zener, C. Elasticité et anélasticité des métaux Dunod, Paris 1955.
- [60] PHILIPS S.A. Eléments Peltier pour refroidissement et chauffage thermoélectrique, Philips S.A., 1963.
- [61] MELCOR Eléments Peltier, doc.techn. CP 1.4-71-06 Melcor, Trenton, New Jersey, USA.
- [62] ZONIC Zonic exciter system 1216-12-T/C Zonic technical lab., Cincinnati, 1971.
- [63] Germain, P. Cours de mécanique des milieux continus Masson, Paris, 1973.
- [64] Olza, A. et al. Tables numériques et formulaires Spes & Dunod, Lausanne, 1974.

- [65] Delaey, L. Shape memory effect, super-elasticity and
et al. damping in cooper-zinc-aluminium alloys
report 78 R1, Katholieke Universiteit
Leuven, 1978.
- [66] Delorme, J.F. Phénomènes généraux de dissipation
et al. d'énergie au cours de la propagation des
vibrations
Société Française de Métallurgie, SRDSE,
Grenoble, 1-2 février 1973.
- [67] de Fouquet, J. Amortissement dans les métaux
Société Française de Métallurgie, SRDSE,
Grenoble, 1-2 février 1973.
- [68] Benoit, W. (Professeur EPFL, Laboratoire de Génie
Atomique) Communication privée.
- [69] Stärk, K.F. Thermometrische Untersuchungen zum
zyklischen Verformungsverhalten metallischer
Werkstoffe
Thèse de doctorat, MPA, Université de
Stuttgart, 1980.
- [70] Stärk, K.F. (Dr. Ing., BBC Baden) Communication privée.
- [71] Dengel, D. et Die Temperatur als Indikator von
Harig, H. Deformations- vorgängen im Werkstoff.
Härtereitech. Mitt. 30(1975) Heft 2
- [72] Harig, H. Zur Bedeutung der Thermometrie bei der
mechanischen Prüfung metallischer
Werkstoffe.
Habilitationsschrift 1975, TU Berlin.
- [73] Petersen, C. Die Messung der mechanischen Dämpfung der
Metalle.
ATM. V 9115-6, 9/1949.

CURRICULUM VITAE

Nom : COSTE
Prénoms : Pierre, Antoine, Lionel
Date et lieu
de naissance : 8 mai 1950 à Genève
Originaire de : Boudry (NE) et Vernier (GE)
Etat civil : marié, deux enfants
Parents : Coste Henri et Alice, née Pittard

Formation

1956 - 1960 Ecole primaire, Athis de l'Orne, (F61), France
1960 - 1964 Lycée de Flers, F61
1964 - 1965 Lycée de Mazamet, F81
1965 - 1968 Lycée d'Annemasse, F74
1968 - 1973 Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne
1973 Diplôme d'ingénieur-mécanicien
(option matériaux)

Emploi

1973 - 1982 Assistant du Professeur M. Del Pedro,
Laboratoire de mécanique appliquée,
EPFL - IMECO.

