

## Conditions d'utilisation des contenus du Conservatoire numérique

1- Le Conservatoire numérique communément appelé le Cnum constitue une base de données, produite par le Conservatoire national des arts et métiers et protégée au sens des articles L341-1 et suivants du code de la propriété intellectuelle. La conception graphique du présent site a été réalisée par Eclydre ([www.eclydre.fr](http://www.eclydre.fr)).

2- Les contenus accessibles sur le site du Cnum sont majoritairement des reproductions numériques d'œuvres tombées dans le domaine public, provenant des collections patrimoniales imprimées du Cnam.

Leur réutilisation s'inscrit dans le cadre de la loi n° 78-753 du 17 juillet 1978 :

- la réutilisation non commerciale de ces contenus est libre et gratuite dans le respect de la législation en vigueur ; la mention de source doit être maintenue ([Cnum - Conservatoire numérique des Arts et Métiers - https://cnum.cnam.fr](https://cnum.cnam.fr))
- la réutilisation commerciale de ces contenus doit faire l'objet d'une licence. Est entendue par réutilisation commerciale la revente de contenus sous forme de produits élaborés ou de fourniture de service.

3- Certains documents sont soumis à un régime de réutilisation particulier :

- les reproductions de documents protégés par le droit d'auteur, uniquement consultables dans l'enceinte de la bibliothèque centrale du Cnam. Ces reproductions ne peuvent être réutilisées, sauf dans le cadre de la copie privée, sans l'autorisation préalable du titulaire des droits.

4- Pour obtenir la reproduction numérique d'un document du Cnum en haute définition, contacter [cnum\(at\)cnam.fr](mailto:cnum(at)cnam.fr)

5- L'utilisateur s'engage à respecter les présentes conditions d'utilisation ainsi que la législation en vigueur. En cas de non respect de ces dispositions, il est notamment possible d'une amende prévue par la loi du 17 juillet 1978.

6- Les présentes conditions d'utilisation des contenus du Cnum sont régies par la loi française. En cas de réutilisation prévue dans un autre pays, il appartient à chaque utilisateur de vérifier la conformité de son projet avec le droit de ce pays.

## NOTICE BIBLIOGRAPHIQUE

NOTICE DE LA REVUE	
Auteur(s) ou collectivité(s)	Laboratoire d'essais mécaniques physiques chimiques et de machines du Conservatoire national des Arts et Métiers
Auteur(s)	Laboratoire d'essais mécaniques physiques chimiques et de machines du Conservatoire national des Arts et Métiers
Titre	Publication : Laboratoire d'essais
Adresse	Paris : Conservatoire national des arts et métiers, 193.-195.
Nombre de volumes	125
Cote	CNAM-BIB P 1329-B et P 1329-C
Sujet(s)	Conservatoire national des arts et métiers (France) Génie industriel -- 20e siècle
Note	La collection comporte des lacunes : n°24; n°58; n°63; n°67; n°76-n°77
Notice complète	<a href="https://www.sudoc.abes.fr/cbs//DB=2.1/SET=17/TTL=3/REL?PPN=261820893&amp;RELTYP=NT">https://www.sudoc.abes.fr/cbs//DB=2.1/SET=17/TTL=3/REL ?PPN=261820893&amp;RELTYP=NT</a>
Permalien	<a href="https://cnum.cnam.fr/redir?P1329-B_P1329-C">https://cnum.cnam.fr/redir?P1329-B_P1329-C</a>
<b>LISTE DES VOLUMES</b>	
	<a href="#">N°25 (1936)</a>
	<a href="#">N°26 (1937)</a>
	<a href="#">N°27 (1937)</a>
	<a href="#">N°28 (1937)</a>
	<a href="#">N°29 (1938)</a>
	<a href="#">N°30 (1939)</a>
	<a href="#">N°31 (1936)</a>
	<a href="#">N°32 (1938)</a>
	<a href="#">N°33 (1938)</a>
	<a href="#">N°34 (1938)</a>
	<a href="#">N°35 (1938)</a>
	<a href="#">N°36 (1938)</a>
	<a href="#">N°37 (1938)</a>
	<a href="#">N°38 (1938)</a>
	<a href="#">N°39 (1938)</a>
	<a href="#">N°40 (1939)</a>
	<a href="#">N°41 (1939)</a>
	<a href="#">N°42 (1939)</a>
	<a href="#">N°43 (1939)</a>
	<a href="#">N°44 (1939)</a>
	<a href="#">N°45 (1938)</a>
	<a href="#">N°46 (1940)</a>
	<a href="#">N°47 (1940)</a>
	<a href="#">N°48 (1940)</a>
	<a href="#">N°49 (1940)</a>
	<a href="#">N°50 (1940)</a>
	<a href="#">N°51 (1941)</a>
	<a href="#">N°52 (1941)</a>
	<a href="#">N°53 (1941)</a>
	<a href="#">N°54 (1941)</a>
	<a href="#">N°55 (1942)</a>
	<a href="#">N°56 (1942)</a>
	<a href="#">N°57 (1942)</a>
	<a href="#">N°59 (1942)</a>

	<a href="#">N°60 (1941)</a>
	<a href="#">N°61 (1942)</a>
	<a href="#">N°62 (1943)</a>
	<a href="#">N°64 (1943)</a>
	<a href="#">N°65 (1943)</a>
	<a href="#">N°66 (1943)</a>
	<a href="#">N°68 (1943)</a>
	<a href="#">N°69 (1943)</a>
	<a href="#">N°70 (1943)</a>
	<a href="#">N°71 (1943)</a>
	<a href="#">N°72 (1944)</a>
	<a href="#">N°73 (1943)</a>
	<a href="#">N°74 (1944)</a>
	<a href="#">N°75 (1944)</a>
	<a href="#">N°78 (1944)</a>
	<a href="#">N°79 (1944)</a>
	<a href="#">N°80 (1944)</a>
	<a href="#">N°81 (1944)</a>
	<a href="#">N°82 (1944)</a>
	<a href="#">N°83 (1944)</a>
	<a href="#">N°84 (1944)</a>
	<a href="#">N°85 (1944)</a>
	<a href="#">N°86 (1945)</a>
	<a href="#">N°87 (1945)</a>
	<a href="#">N°88 (1945)</a>
	<a href="#">N°89 (1945)</a>
	<a href="#">N°90 (1945)</a>
	<a href="#">N°91 (1945)</a>
	<a href="#">N°92 (1945)</a>
	<a href="#">N°93 (1945)</a>
	<a href="#">N°94 (1945)</a>
	<a href="#">N°95 (1946)</a>
	<a href="#">N°96 (1946)</a>
	<a href="#">N°97 (1946)</a>
	<a href="#">N°98 (1944)</a>
	<a href="#">N°99 (1945)</a>
	<a href="#">N°100 (1945)</a>
	<a href="#">N°101 (1946)</a>
	<a href="#">N°102 (1946)</a>
	<a href="#">N°103 (1946)</a>
	<a href="#">N°104 (1946)</a>
	<a href="#">N°105 (1946)</a>
	<a href="#">N°106 (1946)</a>
	<a href="#">N°107 (1947)</a>
	<a href="#">N°108 (1947)</a>
	<a href="#">N°109 (1947)</a>
	<a href="#">N°110 et 111 (1947)</a>
	<a href="#">N° 112 (1947)</a>
	<a href="#">N° 113 (1947)</a>
	<a href="#">N° 114 (1947)</a>
	<a href="#">N° 115 (1947)</a>
	<a href="#">N° 116 (1947)</a>
	<a href="#">N° 117 (1947)</a>
	<a href="#">N° 118 (1948)</a>
	<a href="#">N° 119 (1948)</a>
	<a href="#">N° 120 (1948)</a>
	<a href="#">N° 121 (1948)</a>
	<a href="#">N° 122 (1947)</a>

	<a href="#">N° 123 (1948)</a>
	<a href="#">N° 124 (1948)</a>
	<a href="#">N° 125 (1948)</a>
	<a href="#">N° 126 (1948)</a>
	<a href="#">N° 127 (1948)</a>
	<a href="#">N° 128 (1948)</a>
	<a href="#">N° 129 (1948)</a>
	<a href="#">N° 130 (1949)</a>
	<a href="#">N° 131 (1949)</a>
	<a href="#">N° 132 (1949)</a>
	<a href="#">N° 133 (1948)</a>
	<a href="#">N° 134 (1949)</a>
	<a href="#">N° 135 (1948)</a>
<b>VOLUME TÉLÉCHARGÉ</b>	<a href="#">N° 136 (1949)</a>
	<a href="#">N° 137 (1950)</a>
	<a href="#">N° 138 (1950)</a>
	<a href="#">N° 139 (1950)</a>
	<a href="#">N° 140 (1950)</a>
	<a href="#">N° 141 (1950)</a>
	<a href="#">N° 142 (1948)</a>
	<a href="#">N° 143 (1950)</a>
	<a href="#">N° 144 (1950)</a>
	<a href="#">N° 145 (1951)</a>
	<a href="#">N° 146 (1951)</a>
	<a href="#">N° 147 (1951)</a>
	<a href="#">N° 148 (1951)</a>
	<a href="#">N° 149 (1951)</a>
	<a href="#">N° 150 (1951)</a>
	<a href="#">N° 151 (1951)</a>
	<a href="#">N° 152 (1951)</a>
	<a href="#">N° 153 (1952)</a>
	<a href="#">N° 154 (1952)</a>
	<a href="#">N° 155 (1952)</a>

<b>NOTICE DU VOLUME TÉLÉCHARGÉ</b>	
Auteur(s) volume	Laboratoire d'essais mécaniques physiques chimiques et de machines du Conservatoire national des Arts et Métiers
Titre	Publication : Laboratoire d'essais
Volume	<a href="#">N° 136 (1949)</a>
Adresse	Paris : Conservatoire national des arts et métiers, 1949
Collation	1 vol. (p. [617-626]) : ill. ; 28 cm
Nombre de vues	16
Cote	CNAM-BIB P 1329-B (77)
Sujet(s)	Conservatoire national des arts et métiers (France) Génie industriel -- 20e siècle
Thématique(s)	Histoire du Cnam
Typologie	Revue
Langue	Anglais Français
Date de mise en ligne	10/04/2025
Date de génération du PDF	07/02/2026
Recherche plein texte	Disponible
Notice complète	<a href="https://www.sudoc.fr/039014541">https://www.sudoc.fr/039014541</a>
Permalien	<a href="https://cnum.cnam.fr/redir?P1329-B.77">https://cnum.cnam.fr/redir?P1329-B.77</a>

## **Note de présentation du ....**

---

...

P1329-B

8. Km. 107 (73)

RÉPUBLIQUE FRANÇAISE  
LABORATOIRE D'ESSAIS

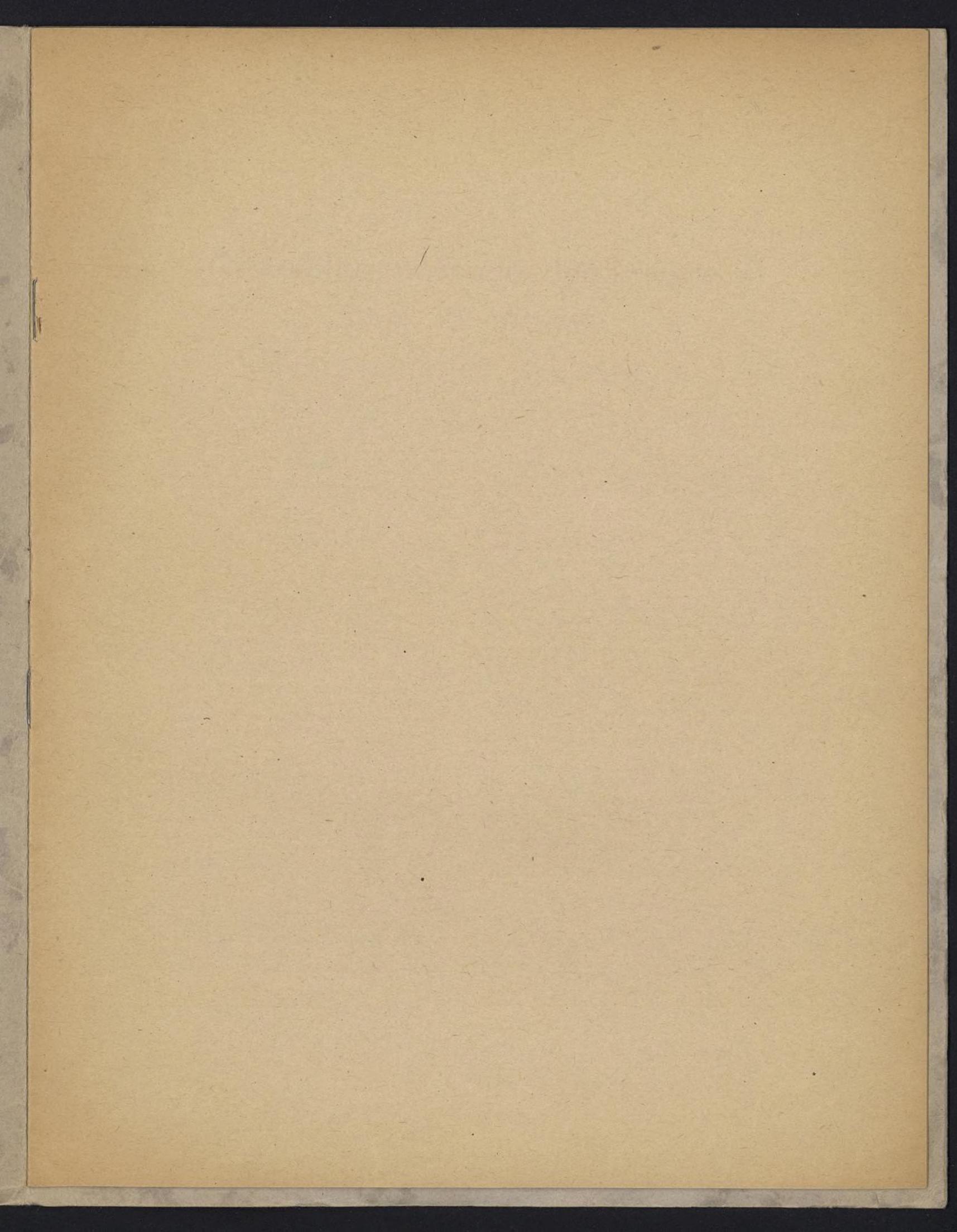


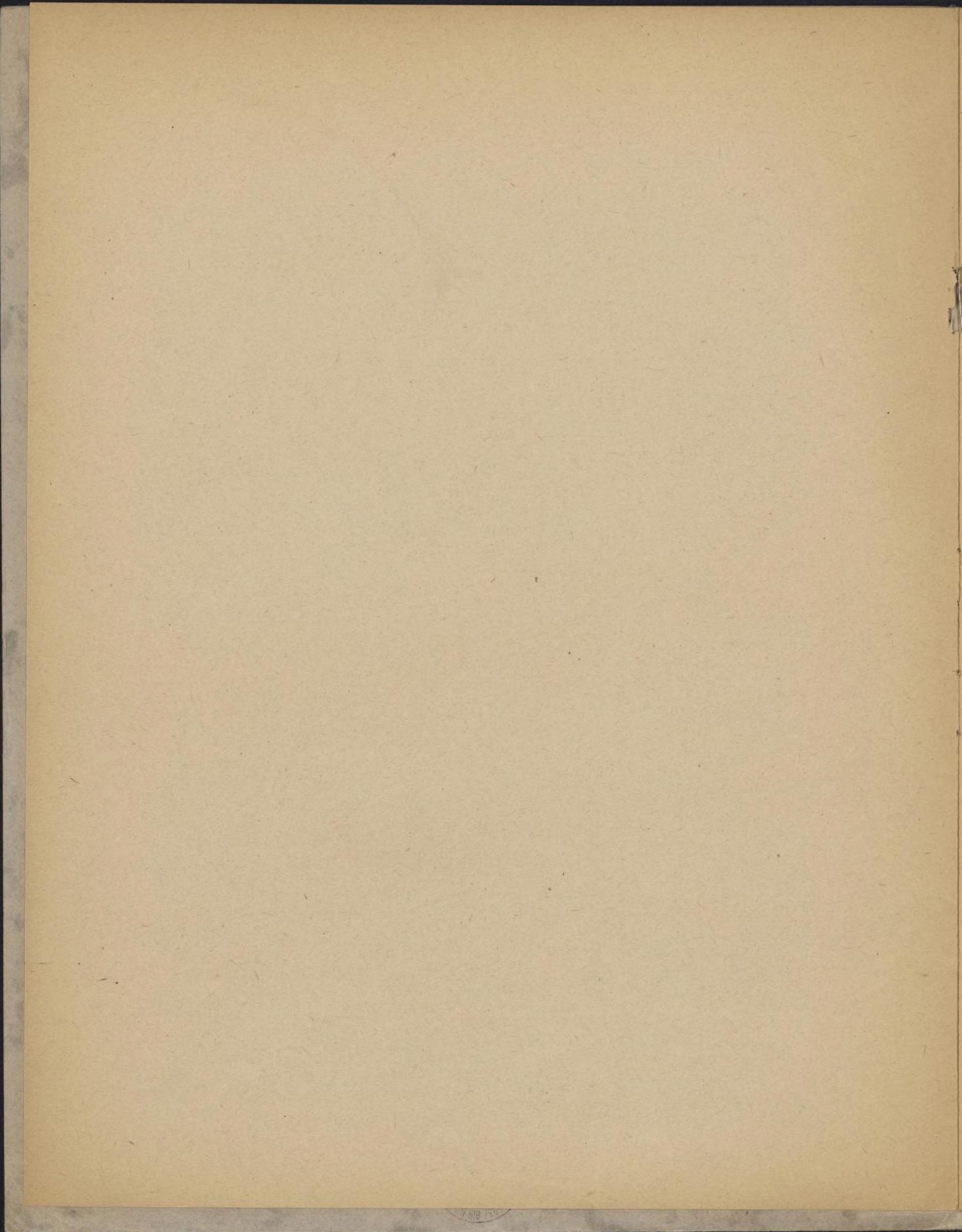
NOUVELLE MÉTHODE DYNAMIQUE  
POUR LA MESURE  
DES CONSTANTES D'ÉLASTICITÉ  
*par M. R. Cabarat*

PUBLICATION N° 136

(Extrait de la Revue de Métallurgie, XLVI, n° 9, 1949)







# Nouvelle méthode dynamique pour la mesure des constantes d'élasticité



par R. CABARAT (\*)

## INTRODUCTION

La détermination des constantes élastiques des matériaux est restée longtemps une opération de l'art de l'ingénieur. Les méthodes statiques qu'on utilisait et qu'on utilise encore suffisent à donner les réponses aux problèmes de résistance des matériaux qu'on a longtemps rencontrés. Elles sont insuffisantes pour permettre au physicien l'étude théorique de la constitution des solides eux-mêmes. Pour la détermination de l'influence de certains paramètres physiques (température, aimantation, temps...) sur le module d'élasticité, le module de rigidité, le frottement intérieur, il faut pouvoir disposer d'une précision beaucoup plus grande. D'autre part, il est désirable, à bien des points de vue, que les mesures n'aboutissent pas à la destruction de l'échantillon étudié; sans parler du cas des échantillons rares ou dispendieux. L'étude des variations du module d'élasticité en fonction de la température par exemple pour un alliage ordinaire, devient un travail immense si l'on doit disposer d'autant d'échantillons qu'il y a de pointés à faire. De divers côtés on s'est rendu compte de cette situation, on a senti que des méthodes dynamiques (acoustiques) répondraient mieux au but cherché. En Amérique (travaux de Cooke et Brown), au Japon (travaux de Nakamura) le module d'élasticité des matériaux solides a été mesuré en étudiant les vibrations longitudinales d'éprouvettes cylindriques. Les méthodes employées pour engendrer ces vibrations sont en général des méthodes magnétiques ou piézoélectriques. Elles sont efficaces mais mal adaptées à des

mesures dans lesquelles la température varie dans des limites étendues. Surtout elles ne sont pas générales.

Nous avons pensé à une méthode de mesure dans laquelle la génération de vibrations et la mesure de l'amplitude de celles-ci seraient effectuées par un moyen qui puisse s'appliquer à tous les matériaux solides. Il est désirable également que la méthode puisse être utilisée dans un domaine de températures aussi large que possible; le développement de l'industrie aéronautique demande depuis quelque temps aux métaux et alliages de sérieuses garanties aux températures élevées (moteurs à réaction, turbines à gaz); il est devenu indispensable de bien connaître les propriétés mécaniques des divers métaux et alliages jusqu'à des températures atteignant au moins 800° C.

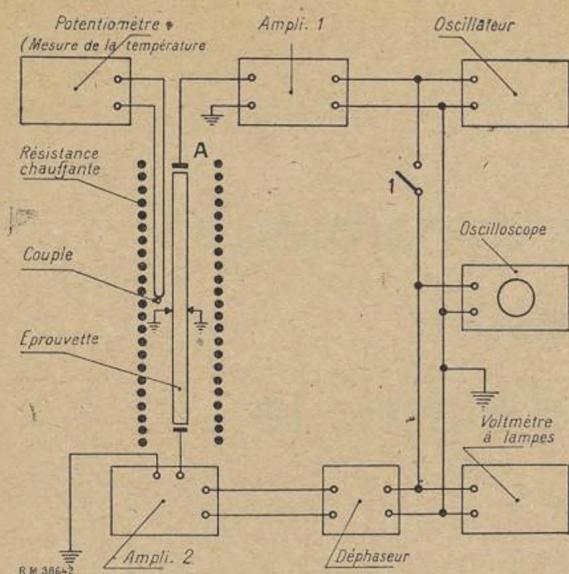
L'emploi d'un champ électrique alternatif permet d'exercer sans peine et d'enregistrer les vibrations de tout corps suffisamment conducteur. Dans le cas d'un diélectrique la présence d'une légère couche conductrice à la surface de l'éprouvette (argenture, couche mince métallique déposée par évaporation dans le vide ...) ne change pas d'une façon appréciable les propriétés mécaniques du matériau et permet l'entretien des vibrations.

## GÉNÉRALITÉS

La méthode dynamique utilisée est basée sur la relation classique entre la vitesse de propagation  $V$  d'une onde longitudinale dans une éprouvette dont le module d'élasticité est  $E$  et la densité  $\Delta$ :

$$V = \sqrt{\frac{E}{\Delta}} \quad (1)$$

(\*) Communication présentée à la Réunion mensuelle de la Société Française de Métallurgie, le 23 mars 1949.



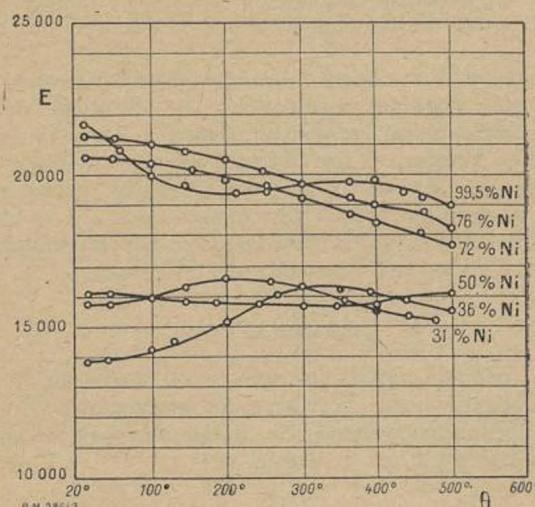
Si l'éprouvette de longueur  $L$  vibre en demi-onde à la fréquence  $F_o$ , la longueur d'onde  $\lambda$  est égale à :

$$\lambda = 2L = \frac{V}{F_o} \quad (2)$$

d'où en combinant (1) et (2)  $F_o$  on a :

$$E = (2F_o L)^2 \Delta \quad (3)$$

Dans cette formule, il n'est pas tenu compte du fait que l'éprouvette en vibration longitudinale se dilate et se contracte alternativement suivant son rayon. Pour une



REVUE DE METALLURGIE, XLVI, N° 9, 1949

éprouvette cylindrique, le calcul donne, si l'on tient compte des variations de section :

$$E = (2 F_o L)^2 \Delta \left( 1 + \frac{2 \pi^2 \sigma^2 r^2}{\lambda^2} \right)$$

où  $\sigma$  est le coefficient de Poisson,

$r$  le rayon de l'éprouvette,

$\lambda$  la longueur d'onde de la vibration stationnaire dans la barre.

On remarque que lorsque la longueur de l'éprouvette

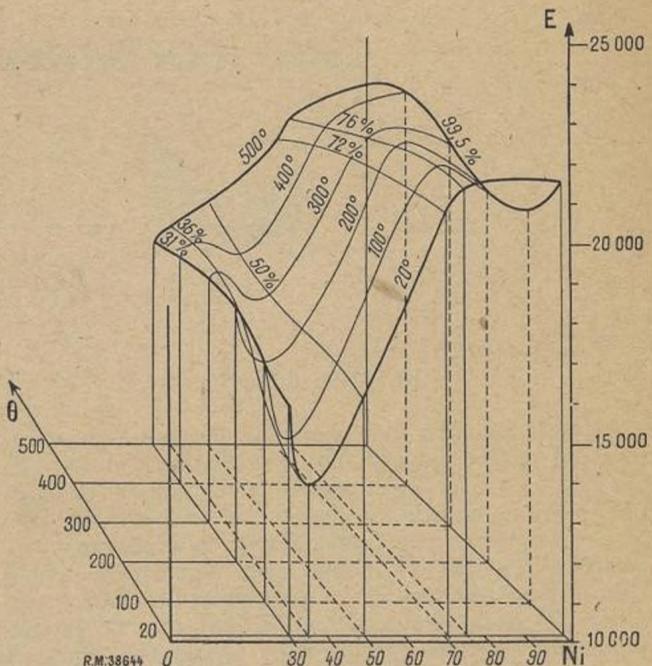


Fig. 3.

est très grande par rapport à son diamètre, la quantité  $\frac{2 \pi^2 \sigma^2 r^2}{\lambda^2}$  est négligeable.

#### DESCRIPTION DE LA MÉTHODE

En 1941, Pierre Grivet a décrit une expérience où les vibrations d'un diapason sont entretenues par une action électrostatique. Basé sur ce procédé d'entretien, le montage que nous avons utilisé convient parfaitement pour produire des vibrations longitudinales et mesurer avec précision la fréquence propre d'une éprouvette cylindrique.

La figure 1 indique le montage utilisé. L'éprouvette, dont la longueur est de l'ordre de 200 à 250 mm et

d'un diamètre de 8 à 12 mm, est fixée en son milieu par trois aiguilles d'acier trempé qui la maintiennent verticalement entre deux électrodes ajustables A et B.

L'électrode A reçoit la tension amplifiée d'un générateur hétérodyne basse fréquence et exerce une attraction électrostatique périodique sur l'éprouvette, produisant dans celle-ci des vibrations longitudinales. L'autre, B, sert de microphone électrostatique. Les tensions produites par le déplacement de l'éprouvette sont enregistrées après amplification sur un oscilloscope cathodique. L'éprouvette doit être au potentiel du sol. L'amplitude des vibrations n'est notable que si la fréquence des vibrations électriques est égale à la fréquence propre de l'éprouvette. En faisant varier la fréquence de la tension appliquée entre l'électrode et la terre, par l'action du condensateur variable du générateur, on atteint la résonance : l'amplitude des vibrations enregistrées sur l'oscillographie passe alors par un maximum très accusé. La fréquence lue sur le cadran du générateur basse fréquence préalablement étalonné est donc bien égale à la fréquence propre de l'éprouvette qui vibre longitudinalement.

#### PRÉCISION DES MESURES

La formule (3) montre que le module d'élasticité se déduit des mesures de  $F_0$ ,  $L$  et  $\Delta$ . La fréquence propre  $F_0$ , dans l'atmosphère, peut être déterminée à  $\pm 5$  périodes (soit une erreur relative de  $5 \cdot 10^{-4}$ ). La longueur de l'éprouvette est mesurée à  $\pm 10$  microns (soit une erreur relative de  $0,4 \cdot 10^{-4}$ ) et la densité avec une erreur relative de  $1 \cdot 10^{-3}$ .

La précision obtenue dans la détermination du module est, en appliquant le théorème des erreurs relatives, de l'ordre de 0,32 %.

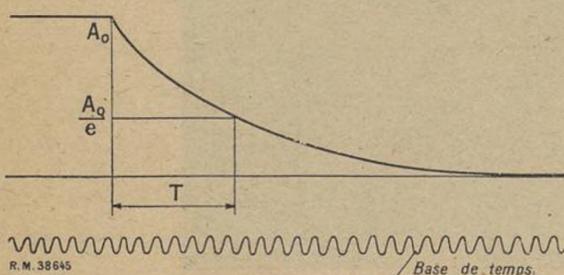


Fig. 4.

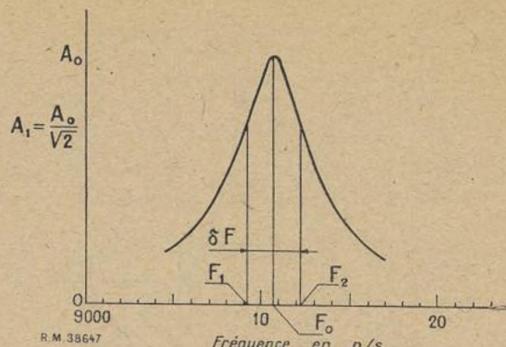


Fig. 6.

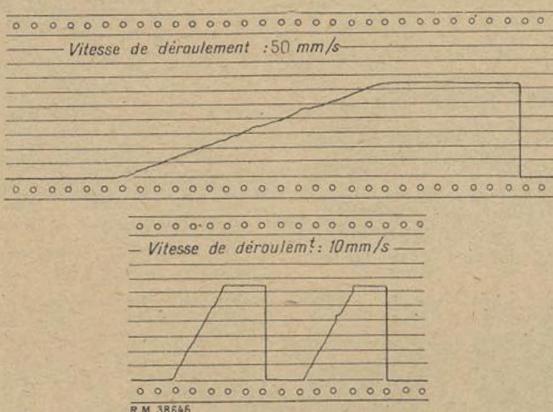


Fig. 5. — Enregistrement de la courbe d'amortissement des vibrations à l'aide d'un hypsographe logarithmique.

Une telle précision est surtout limitée par la mesure de la densité. Elle est très supérieure à celle que peuvent donner les méthodes statiques et permet de mettre en évidence certaines modifications de structure telles que celles qui accompagnent la trempe et le recuit.

Cette méthode a l'avantage de se prêter commodément à l'étude des variations du module d'élasticité  $E$  avec la température. Il suffit de placer le dispositif précédemment décrit, dans un thermostat formé par un four électrique qui l'entoure. Pour chaque mesure de la fréquence propre de l'éprouvette,

la température est déterminée au moyen des couples thermoélectriques dont les f.e.m. sont mesurées à l'aide d'un potentiomètre.

La figure (2) montre les résultats obtenus sur cinq éprouvettes de ferro-nickels réversibles, comportant 31 %, 35,5 %, 42 %, 72 %, 76 % et 99 % de nickel. La figure (3) montre en perspective la surface — module — température — teneur.

Pour éliminer l'écaillage superficiel, par suite de l'usinage des éprouvettes, nous les avons chauffées pendant deux heures, à la température de 800° C, et c'est à la suite d'un refroidissement lent qu'elles ont été utilisées. Nous avons étudié de préférence les ferro-nickels réversibles afin de montrer que les résultats obtenus par cette méthode correspondent bien à ceux trouvés par P. Chevenard et ses collaborateurs dont on connaît les remarquables travaux.

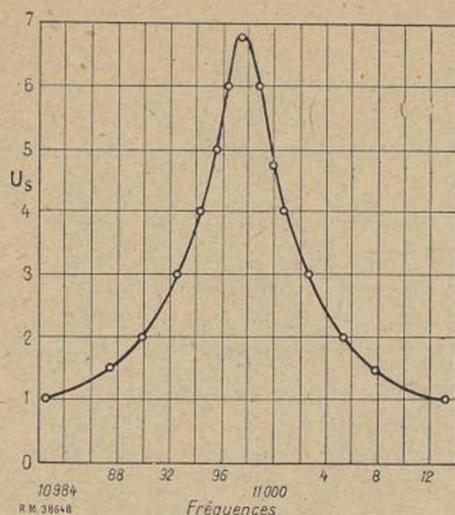


Fig. 7. — Verre G 702 P.

#### MESURE DU FROTTEMENT INTÉRIEUR

Cette nouvelle méthode de mesure du module d'élasticité permet une détermination commode du frottement intérieur du matériau expérimenté.

Le frottement intérieur est caractérisé par l'amortissement qui se produit dans un solide en vibrations libres, quand celui-ci est fixé de telle sorte qu'aucune énergie ne

puisse se transmettre à l'extérieur (en particulier par les supports).

Quand un tel solide est soumis à une force périodique, le frottement intérieur empêche que l'amplitude des vibrations n'augmente indéfiniment lorsque la fréquence des impulsions approche de la fréquence propre de la barre étudiée.

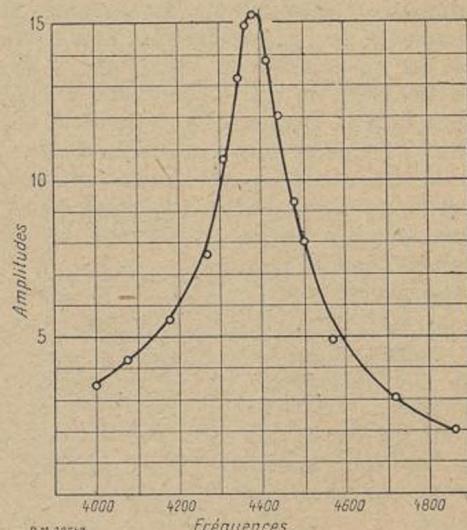


Fig. 8. — Plexi-glass.

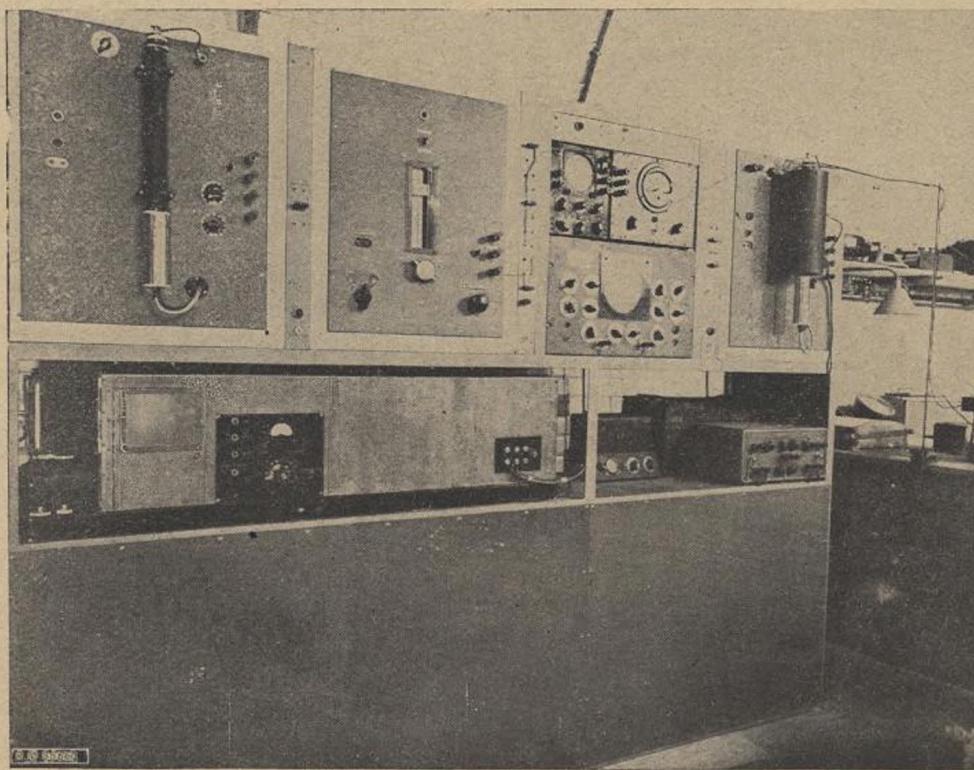


Fig. 9. — Vue du dispositif de mesure du Laboratoire d'Essais du Conservatoire National des Arts et Métiers.

Pour traduire par un nombre la grandeur du frottement intérieur, on peut :  
soit utiliser le coefficient d'amortissement  $K$  qui est le rapport des amplitudes de deux oscillations successives :

$$K = \frac{A_n}{A_{n+1}}$$

soit calculer le décrément logarithmique des oscillations :

$$\delta = \log_e \frac{A_n}{A_{n+1}} \quad \text{Log}_e K.$$

Si l'on enregistre la courbe de décroissance exponentielle de l'amplitude en fonction du temps on peut en déduire la constante de temps qui est l'inverse du coefficient d'amortissement  $K$ . C'est le temps nécessaire pour que, dans le mouvement libre, l'amplitude soit réduite par l'amortissement dans le rapport.

$$\frac{1}{e} \quad (\text{fig. 4})$$

Le décrément logarithmique est donc égal au quotient de la période par la constante de temps.

Pour relever cette courbe, on ouvre l'interrupteur  $I$ , on coupe ainsi l'action de la force d'entretien sans arrêter le fonctionnement du microphone qui permet alors de suivre l'amortissement des vibrations de l'éprouvette. On enregistre après détection, à l'oscillographie, l'enveloppe des vibrations électriques correspondantes, et on mesure sur la courbe ainsi obtenue la constante de temps.

L'échelle des temps est fournie par un diapason à

100 pps. entretenu électriquement et connecté aux bornes d'un second oscillographie.

Si la tension microphonique est amplifiée à l'aide d'un amplificateur à réponse logarithmique, on enregistre une droite dont la pente permet de calculer la valeur du décrément (fig. 5).

Un autre procédé pour la mesure du décrément logarithmique consiste à utiliser la courbe de résonance (fig. 6).

On démontre facilement que le décrément logarithmique est pratiquement :

$$\delta = \pi \frac{\Delta F}{F_0}$$

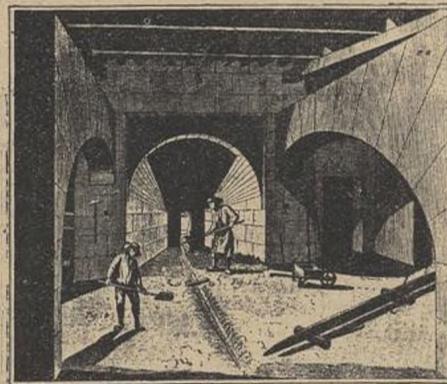
$F_0$  est la fréquence de résonance correspondant au maximum d'amplitude  $A_0$  et  $\Delta F$  est l'intervalle des fréquences séparant deux régions où l'amplitude est réduite à  $A_0/\sqrt{2}$ .

Nous avons utilisé les deux méthodes qui se complètent parfaitement l'une l'autre. Pour un matériau à grand frottement intérieur on peut utiliser commodément la courbe de résonance.

Pour les matériaux à très faible amortissement, l'acuité de la courbe de résonance est très grande, l'amplitude maximum est difficile à déterminer et l'on ne peut mesurer  $\Delta F$  avec précision. La première méthode est préférable.

Les figures 7. et 8 montrent les courbes de résonance obtenues pour des matériaux différents.

La figure 9 donne une vue du dispositif de mesure réalisé au Laboratoire d'Essais du Conservatoire National des Arts et Métiers.



# Frottement interne des alliages métalliques

par Robert CABARAT, Léon GUILLET et René LE ROUX (\*)

L'appareil qui vient d'être décrit nous a permis de répondre à une question posée il y a quelques années par M. A. Portevin : Quelle est l'influence de la constitution physico-chimique des alliages sur leur module élastique, et sur leur frottement interne ? La réponse a été longtemps différée en raison de la difficulté de détermination de ces propriétés dans le cas des alliages fragiles. Nous avons pris comme exemple les alliages cuivre-zinc et cuivre-étain parce que leur structure est assez bien connue aujourd'hui.

Les conditions des essais étaient les suivantes :

haute fréquence de vibrations longitudinales (12 à 15.000 f. p. s.) ;

amplitude très faible, pression réduite (0,02 mm de mercure).

L'éprouvette utilisée avait 140 mm de long et 8 mm de diamètre.

## ALLIAGES CUIVRE-ZINC

Ces alliages ont été préparés à partir de métaux électrolytiques; jusqu'à 35 % de zinc, les éprouvettes ont été prélevées dans des barres laminées et au-dessus de 35 % elles ont été moulées en sable et recuites. Pour obtenir des alliages sains, on utilise le procédé de coulée tranquille Durville. Les éprouvettes furent usinées sauf dans le cas des phases  $\gamma$  amenées au diamètre voulu par polissage sur tour au papier émeri.

L'absence de défauts a été contrôlée par radiographie et par comparaison de la densité expérimentale  $d_e$  avec celle qu'on a calculée à partir des dimensions de la maille cristalline  $d_c$ . Nous avons également déterminé la conductibilité électrique des alliages utilisés et retrouvé la forme de la courbe déjà donnée par Broniewski représentant la variation de cette propriété en fonction de la composition chimique. Le tableau I et la figure 1 donnent

les résultats obtenus pour le module d'élasticité  $E$  et pour le décrément  $\delta$ .

Ces alliages offrent un exemple typique de l'influence de la composition chimique sur la constitution. L'étude de leur structure cristalline permet de mettre en évidence trois phases intermédiaires  $\beta$  (cubique centrée),  $\gamma$  (cubique multiatomique) et  $\epsilon$  (hexagonale). Nous voyons que la phase  $\beta$ , de caractère métallique très marqué, présente un maximum relatif de frottement interne pour une teneur en zinc inférieure à celle qui correspond au composé CuZn ( $a$ ). En fait, les alliages titrant plus de 48,8 % contenaient tous un peu de phase  $\gamma$  comme l'a montré l'examen au microscope. Bien que le laminage de la phase  $\beta$  soit possible à température élevée (700° C)

(a) La pente de la courbe est plus accentuée vers les teneurs en zinc supérieures à 48,8 at. % car le composé CuZn ne dissout pas de zinc. Dès que la phase  $\gamma$  apparaît, le décrement tombe rapidement à une valeur très faible.

(\*) Communication présentée à la Réunion mensuelle de la Société Française de Métallurgie, le 23 mars 1949.

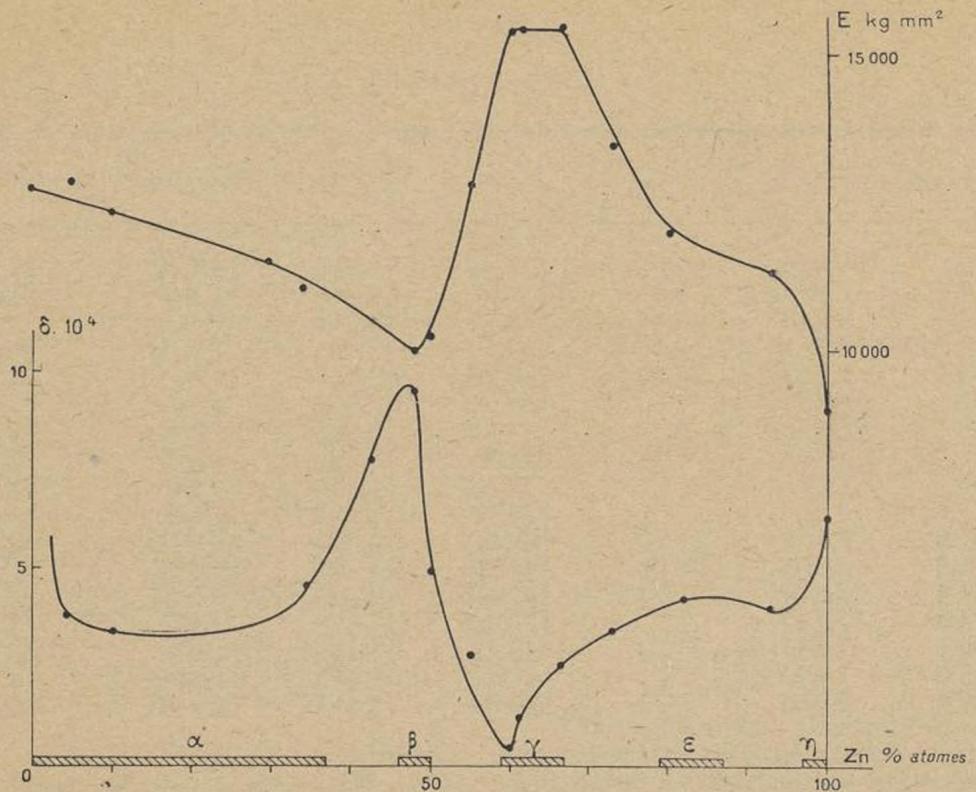


Fig. 1.

il est préférable d'utiliser des éprouvettes obtenues par coulée car cette phase présente une forte anisotropie élastique (1) et la moindre texture conduit à des modules trop faibles et à des valeurs du décrément très dispersées (a). D'ailleurs, le laminage peut provoquer des fissures s'il est effectué à trop basse température (2).

Il est toutefois nécessaire d'obtenir un grain assez fin car sans cette précaution l'anisotropie élastique apparaît et on obtient des chiffres trop bas (alliages n° 6 et 7a). Pour assurer 600 grains par  $\text{cm}^2$ , on ajoute 0,25 % de titane à l'alliage liquide et on coule dans un moule en graphite. On obtient alors un module voisin de 10.000  $\text{kg/mm}^2$  (alliage n° 7b) et c'est cette valeur que nous avons portée sur la figure 1. Si d'ailleurs on calcule, à

l'aide de la formule de Bruggeman (3) le module d'un agrégat de cristaux désorientés d'après les valeurs déterminées sur cristal unique, on trouve 10.000 à 11.530  $\text{kg/mm}^2$ .

La phase  $\epsilon$  se révèle également par un maximum relatif du décrément. La phase  $\gamma$ , de caractère métallique peu marqué, présente au contraire un minimum du décrément et un maximum absolu du module d'élasticité. Ce maximum ne semble pas dépendre sensiblement de la grosseur du grain. Pour deux éprouvettes du même alliage titrant 61,6 at. % de zinc qui contenaient respectivement 80 et 600 grains par  $\text{cm}^2$ , nous avons trouvé des modules de 15.960 et 15.890  $\text{kg/mm}^2$ , chiffres voisins mais un peu supérieurs à ceux que nous avons portés sur la courbe.

### ALLIAGES CUIVRE-ÉTAIN

Les éprouvettes ont été moulées en coquille de graphite, sauf jusqu'à 10 % d'étain en poids, teneur pour

(a) Cette anisotropie élastique peut se représenter par le rapport  $\frac{E_M}{E_m}$ ,  $E_M$  module maximum dans la direction [111],  $E_m$  module minimum dans la direction [100]. Il est égal à 8,2 pour la phase  $\beta$  et à 3,5 pour la phase  $\alpha$  (28 % Zn).

laquelle le filage était encore possible. Les bronzes  $\alpha$  moulés contiennent d'ailleurs des microretassures dues à leur grand intervalle de solidification et des microsouffles provenant des gaz dissous de sorte que les chiffres obtenus dans ces conditions sont très dispersés, surtout en ce qui concerne le décrément.

Tous les alliages ont été recuits pendant cent heures à la température maxima compatible avec le diagramme

TABLEAU I  
*Alliages Cuivre-Zinc*

N°	Zn % at.	$d_e$	$d_e$	L mm	$F_o$ pps	E kg/mm <sup>2</sup>	$\delta \cdot 10^4$	Structure
1	0	9,058	9,02	139,94	13,262	12,730	29	
2	4,4	8,913	8,95	139,92	13,460	12,890	3,8	$\alpha$
3	9,8	9,116	8,85	139,55	13,246	12,665	3,4	$\alpha$
4	29,7	8,555	8,60	139,60	13,025	11,533	4,9	$\alpha$
5	34,4	8,565	8,50	139,50	12,760	11,065	4,55	$\alpha$
6	42	8,392		139,56	11,330	8,563	7,75	$\alpha + \beta$
7a	48	8,246	8,35	139,88	10,980	7,939	9,5	$\beta$
7b	48	8,308	8,35	139,80	12,280	9,968	6,9	$\beta$
8	50	8,237		139,40	12,530	10,240	4,9	$\beta + \gamma$
9	55,1	8,173		139,84	14,040	12,846	2,8	$\beta + \gamma$
10	59,9	8,073	8,10	149,90	14,425	15,391	0,46	$\gamma$
11	61,3	8,063	8,08	149,90	14,427	15,376	1,21	$\gamma$
12	66,6	7,913	7,95	149,00	14,690	15,457	2,55	$\gamma + \epsilon$
13	73,0	7,745		156,90	13,155	13,453	3,4	$\gamma + \epsilon$
14	80,2	7,480	7,72	149,22	13,250	11,923	4,2	$\epsilon$
15	92,9	7,495		139,77	13,795	11,361	4	$\epsilon + \eta$
16	100,0	7,266	7,22	139,88	12,415	8,935	6,3	

Les résultats donnés pour le Zn pur ont été obtenus sur éprouvettes coulées en coquille et recuites. Sur éprouvettes laminées et étirées nous avons trouvé 13,150 et 10,9. La texture produite donne un chiffre de module trop élevé car l'anisotropie élastique de ce métal est très prononcée.

Pour un monocristal (obtenu par recristallisation), dont les plans de glissement sont inclinés à 32° sur l'axe de l'éprouvette, nous trouvons un décrement  $\delta = 2,1 \times 10^{-4}$  et un module E = 12,039 kg/mm<sup>2</sup>.

TABLEAU II  
*Alliages Cuivre-Etain*

N°	Sn % At.	$d_e$	$d_e$	L mm	$F_o$ pps	E kg/mm <sup>2</sup>	$\delta \cdot 10^4$	Structure
17	0	9,058	9,02	139,94	13,262	12,730	29	
18	3,2	8,984	9,02	140,14	13,040	12,216	4,48	$\alpha$
19	5,6	9,128	9,03	139,93	12,887	12,102	3,22	$\alpha$
20	14,8	9,16		138,75	13,305	12,477	0,69	$\alpha + \delta$
21	20	9,084	9,05	129,57	15,001	13,993	0,56	$\delta$
22	22,6	9,096		135,78	14,005	13,412	4,25	$\delta + \epsilon$
23	25	9,120	9,10	149,55	11,600	11,020	6,65	$\epsilon$
24	27,9	8,94		130,82	12,900	10,385	4,18	$\epsilon + \eta$
25	31,6	8,852		133,50	12,698	10,368	3,57	$\epsilon + \eta$
26	34,9	8,519		136,10	12,630	10,264	4,5	$\eta$
27	44,5	8,40	8,20	134,48	12,453	9,606	5,1	$\eta + Sn$
28	68,1	7,837		135,92	10,814	6,904	14,5	$\eta + Sn$
29	100	7,320	7,35	137,54	9,847	5,475	51	

d'équilibre, puis refroidis à la vitesse moyenne de un degré par minute. Cependant, pour les alliages dont la teneur en étain était comprise entre 30 et 50 %, la lenteur de la diffusion à cette température nous a fait adopter un temps de recuit plus long de 1.000 heures. Le tableau II et la figure 2 résument les résultats obtenus.

On s'accorde généralement à penser que les alliages de cuivre et d'étain donnent lieu à la formation de trois solutions solides intermédiaires  $\delta$  (cubique multiatomique),  $\epsilon$  et  $\gamma$  (hexagonales) indiquées sur la figure 2. Seule la première de ces phases se révèle par un maximum absolu sur la courbe représentant les variations du module d'élasticité, tandis que celle du décrément présente un minimum pour la phase  $\delta$  et un maximum pour la phase  $\epsilon$  (a). Si l'on trempe dans l'eau froide l'alliage n° 20 (titrant 14,8 at. % Sn) à partir de 700°, son frottement interne passe de  $0,69 \cdot 10^{-4}$  à  $7 \cdot 10^{-4}$ . On obtient alors la phase  $\beta$ , cristallisant dans le système cubique centré. Ces résultats concordent bien avec ceux que nous avons obtenus pour les alliages cuivre-zinc et les propriétés élastiques semblent liées à la structure cristalline.

Divers auteurs (Bernal, Dehlinger, Goldschmidt, Hume-Rothery, etc.) ont classé les combinaisons mentionnées jusqu'alors dans les alliages étudiés en leur assignant un caractère prédominant et distinguent notamment les composés définis métalliques de ceux homopolaires.

Le type du composé de caractère métallique est CuZn; il est malléable à température élevée; il se révèle sur la courbe de variation de la conductibilité électrique en fonction de la composition chimique par un maximum très marqué; sa structure cubique centrée est parfaitement ordonnée au-dessous de 470° C.

La phase  $\gamma$  est entièrement différente. Elle est très fragile et sa conductibilité électrique est peu influencée par sa composition chimique. Sa maille géante contient cinquante-deux atomes et est nettement distordue car, comme l'ont prouvé les travaux de Bradley et Thewlis, elle peut être considérée comme formée de vingt-sept mailles de la phase  $\beta$  et privée ensuite de deux atomes. Certains physiciens ont pensé que dans la phase  $\gamma$ , la nature des liaisons interatomiques est différente de celle des métaux et se rapproche de celle des composés homopoliars. Il est intéressant de remarquer que ces phases présentent un maximum absolu du module d'élasticité, ce qui renforce le caractère métallique de cette propriété (4). L'alliage ternaire contenant : Cu 53 %, Zn 30,6 % et Al 15,3 % a la même structure cristalline et un module égal à 16.180 kg/mm<sup>2</sup>. Celui de la phase  $\gamma$  des alliages cuivre-aluminium atteint 20.400 kg/mm<sup>2</sup> (5).

(a) Les cloches ont une teneur en étain de 22 % en poids (soit 13 at. %). Les cymbales titrent 20 % en poids et sont forgées à chaud dans le domaine de la phase  $\beta$  malléable et amenées à leur épaisseur définitive par repoussage au tour, après trempe.

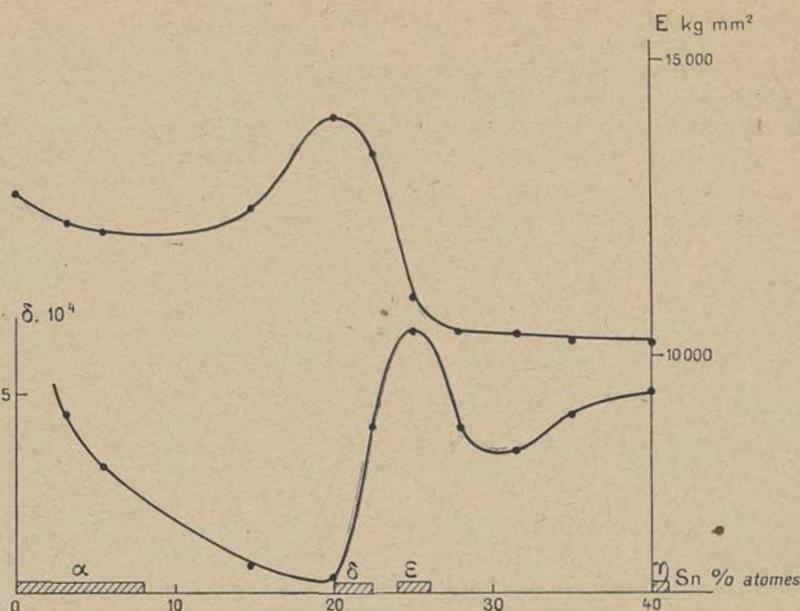


Fig. 2.

L'interprétation des résultats obtenus pour le frottement interne est souvent difficile car le phénomène est dû en partie à l'existence de déformations plastiques et en partie à celle de courants thermiques intergranulaires (6), ces deux sources de frottement interne n'ayant pas la même importance relative dans les divers alliages d'une même série.

Toutefois, étant donné les hautes fréquences utilisées dans cette étude et la grosseur du grain des alliages moulés (16 à 30 grains par cm<sup>2</sup>) on peut penser que la déformation est sensiblement adiabatique. En effet, à l'exception d'un seul alliage dont le décrément n'est pas porté sur la courbe de la figure 1 (n° 7 b), la valeur du rapport  $f_0 g^2 / D$  ( $g$  étant la grosseur du grain exprimée en cm<sup>2</sup> et  $D$  la diffusibilité thermique en cm<sup>2</sup>/sec.) est très grande dans le cas des alliages cuivre-zinc contenant plus de 36 % de zinc, de sorte que l'effet Zener est négligeable. Il ne l'est pas pour la phase  $\alpha$  (23 grains par mm<sup>2</sup>), mais comme on connaît sa valeur déterminée par Randall, Rose et Zener (7), on peut faire la correction et la première branche de la courbe du décrément se trouve déplacée vers l'axe des abscisses de  $2 \times 10^{-4}$ .

Rappelons que si  $X$  est la conductibilité thermique,  $c$  la chaleur spécifique et  $d$  la densité, la diffusibilité thermique  $D$  est définie par la relation :

$$D = \frac{X}{c d}$$

La conductibilité thermique, de la phase  $\beta$  a été déterminée expérimentalement (8) et satisfait à peu près la loi de Wideman Frantz Lorenz; celle de la phase  $\gamma$

n'est pas encore connue, mais nous supposons qu'elle satisfait à la même loi (a).

Les chaleurs spécifiques de ces deux phases ont été déterminées expérimentalement (9) et calculées par la thermodynamique (2) et les résultats concordent bien (b). On trouve finalement pour le système cuivre-zinc :

$$\begin{aligned} D_\alpha &= 0,33 \text{ cm}^2/\text{sec.} \\ D_\beta &= 0,57 \quad " \\ D_\gamma &= 0,10 \quad " \end{aligned}$$

Il en résulte que le rapport  $f_{\alpha\beta}/D$  est de l'ordre de 1 400 pour nos phases  $\beta$  et de 4 000 pour nos phases  $\gamma$ . Pour justifier les résultats obtenus, il faut donc invoquer surtout la structure cristalline des alliages étudiés. Dans les phases  $\gamma$ , la propagation d'une dislocation est à peu près impossible en raison de l'absence de plans de glissements et c'est ce qui explique leur faible frottement

(a) Pour la phase  $\beta$ , Smith a trouvé expérimentalement 0,426 cal/cm<sup>2</sup>/sec; pour la phase  $\gamma$ , le calcul donne 0,125 cal/cm<sup>2</sup>/sec.

(b) Pour la phase  $\beta$ , Moser donne 0,0093 à 200°; d'autre part Ruer et Kremer ont déterminé la chaleur spécifique de trois alliages  $\beta + \gamma$ ; dans ce domaine à deux phases, on peut admettre que cette grandeur est une fonction linéaire de la composition. En extrapolant les résultats précédents, on trouve 0,099 à 350°, 0,0984 à 300°, soit 0,093 environ à la température ordinaire.

interne tandis que dans les phases  $\beta$  elle est plus facile puisque ces phases cristallisent dans le système cubique centré. Il est intéressant de remarquer que si le grain des alliages était assez fin pour qu'un effet Zener se fasse sentir, celui-ci serait plus important pour les phases  $\beta$  en raison de leur anisotropie élastique très marquée, de sorte que les conclusions resteraient les mêmes (c). On pourrait alors noter également que les variations du décrément sont analogues à celles de la conductibilité thermique.

En terminant cette étude, nous tenons à adresser nos vifs remerciements à M. Boutry, Directeur du Laboratoire d'Essais du Conservatoire national des Arts et Métiers qui a bien voulu nous donner toutes facilités pour poursuivre nos travaux. Nous exprimons aussi notre reconnaissance à MM. A. Portevin et P. Chevenard, membres de l'Académie des Sciences, pour leurs conseils si éclairés. Enfin, nous rendons hommage à la Société Le Bronze Industriel qui a bien voulu nous préparer les alliages étudiés et à M. Appert, Ingénieur militaire de l'Aéronautique, qui a exécuté pour nous un grand nombre de déterminations.

(c) L'anisotropie élastique de la phase  $\gamma$  désordonnée est négligeable. Des travaux en cours montrent que l'expérience vérifie bien cette assertion.

#### BIBLIOGRAPHIE

- (1) W. WEBB. — *Phys. Rev.*, **55**, 1939, p. 297; W. A. GOOD. — *Phys. Rev.*, 1941, **60**, p. 605; J. S. RINEHART. — *Phys. Rev.*, 1940, **58**, p. 368, et 1941, **59**, p. 308; C. ZENER. — *Phys. Rev.*, 1947, **71**, p. 846.
- (2) J. DRUYVESTEYN et L. MEYERING. — *Physica*, 1941, **8**, p. 1059.
- (3) D. A. G. BRUGGEMAN. — Thèse, Utrecht, 1930.
- (4) A. PORTEVIN. — *Bull. Soc. Ing. Civils*, 1923, **76**, p. 486.
- (5) R. CABARAT, L. GUILLET et R. LE ROUX. — *Comptes Rendus*, 1948, **226**, p. 1374.
- (6) C. ZENER. — *Proc. Roy. Soc.*, 1940, **52**, p. 152.
- (7) R. H. RANDALL, F. ROSE et C. ZENER. — *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1937, **14** (n° 2), p. 8.
- (8) C. SMITH. — *Trans. A.I.M.E. (Dir. Inst. of Metals)*, 1930, p. 84.
- (9) H. MOSER. — *Phys. Ziet*, 1936, **37**, p. 737; R. RUE et K. KREMER. — *Z. Anorg. Chem.*, 1929, **184**, p. 193.



