

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).

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	https://www.sudoc.abes.fr/cbs//DB=2.1/SET=17/TTL=3/REL ?PPN=261820893&RELTYP=NT
Permalien	https://cnum.cnam.fr/redir?P1329-B_P1329-C
LISTE DES VOLUMES	
	N°25 (1936)
	N°26 (1937)
	N°27 (1937)
	N°28 (1937)
	N°29 (1938)
	N°30 (1939)
	N°31 (1936)
	N°32 (1938)
	N°33 (1938)
	N°34 (1938)
	N°35 (1938)
	N°36 (1938)
	N°37 (1938)
	N°38 (1938)
	N°39 (1938)
	N°40 (1939)
	N°41 (1939)
	N°42 (1939)
	N°43 (1939)
	N°44 (1939)
	N°45 (1938)
	N°46 (1940)
	N°47 (1940)
	N°48 (1940)
	N°49 (1940)
	N°50 (1940)
	N°51 (1941)
	N°52 (1941)
	N°53 (1941)
	N°54 (1941)
	N°55 (1942)
	N°56 (1942)
	N°57 (1942)
	N°59 (1942)

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

	N° 123 (1948)
	N° 124 (1948)
	N° 125 (1948)
	N° 126 (1948)
	N° 127 (1948)
	N° 128 (1948)
	N° 129 (1948)
	N° 130 (1949)
	N° 131 (1949)
	N° 132 (1949)
	N° 133 (1948)
	N° 134 (1949)
	N° 135 (1948)
	N° 136 (1949)
	N° 137 (1950)
	N° 138 (1950)
	N° 139 (1950)
	N° 140 (1950)
	N° 141 (1950)
	N° 142 (1948)
	N° 143 (1950)
	N° 144 (1950)
	N° 145 (1951)
	N° 146 (1951)
	N° 147 (1951)
	N° 148 (1951)
	N° 149 (1951)
	N° 150 (1951)
	N° 151 (1951)
	N° 152 (1951)
	N° 153 (1952)
	N° 154 (1952)
	N° 155 (1952)

NOTICE DU VOLUME TÉLÉCHARGÉ	
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	N°84 (1944)
Adresse	Paris : Conservatoire national des arts et métiers, 1944
Collation	1 vol. (p. [55-64]) : ill. ; 27 cm
Nombre de vues	16
Cote	CNAM-BIB P 1329-C (6)
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	https://www.sudoc.fr/039014541
Permalien	https://cnum.cnam.fr/redir?P1329-C.6

Note de présentation du

...

8° Ku. 107

RÉPUBLIQUE FRANÇAISE
LABORATOIRE D'ESSAIS



BULLETIN
DU
LABORATOIRE D'ESSAIS
1944 - N° 6



PUBLICATION N° 84

(Voir le sommaire au verso)

SOMMAIRE

R. WALDEN. — Recherches sur les méthodes de repérage de la dureté.....	page 55
P. DUBOIS & R. WALDEN. — La dilatométrie aux températures basses et moyennes.....	61
NOTES & INFORMATIONS. — 14 ^e réunion scientifique d'information.....	64



-BULLETIN DU LABORATOIRE D'ESSAIS-

DU CONSERVATOIRE NATIONAL DES ARTS & MÉTIERS

RECHERCHES SUR LES MÉTHODES DE REPÉRAGE DE LA DURETÉ

La notion de dureté a une grande importance au point de vue pratique en raison de la grande facilité et de la rapidité d'exécution des « mesures de dureté » et du fait que cet essai ne détruit pas la pièce essayée.

Le physicien a différents reproches à faire aux « mesures de dureté ». Tout d'abord, la dureté n'apparaît pas comme une grandeur mesurable au sens physique de ce terme; enfin, les repérages de la dureté entraînent des modifications des propriétés des corps étudiés, de sorte que l'on obtient le plus souvent un résultat dépendant du corps essayé et de la méthode utilisée.

On ne pourra arriver à une définition de la dureté caractérisant une grandeur mesurable que lorsqu'on posera des méthodes d'essais ne modifiant pas le corps étudié : nous avons tenté de mettre au point une telle méthode.

Dans la pratique, la méthode de BRINELL a remporté un succès durable en raison de la facilité d'exécution des mesures qui peuvent être effectuées par un manœuvre spécialisé.

Rappelons que, dans cette méthode, on enfonce dans le corps à essayer une bille d'acier à l'aide d'une machine construite à cet effet. Si on désigne par F la force appliquée à la bille et par S la surface de l'empreinte creusée dans le corps, le nombre de dureté est : $\Delta = F/S$; il s'exprime en kilogrammes par mm^2 .

Pour calculer S , on suppose que l'empreinte est sphérique et a même rayon que la bille qui a servi à la creuser. On mesure le diamètre d de l'empreinte; si D est le diamètre de la bille, on a :

$$S = \frac{\pi D}{2} (D - \sqrt{D^2 - d^2})$$

d'où :

$$\Delta = \frac{2 F}{\pi D (D - \sqrt{D^2 - d^2})}$$

F et D étant des constantes pour un appareil donné, le nombre de dureté se déduit immédiatement du diamètre d de l'empreinte et est obtenu à l'aide d'un tableau de correspondance établi une fois pour toutes.

Les défauts des mesures de dureté sont particulièrement apparents dans cette méthode; en effet, le nombre obtenu dépend du diamètre de la bille et de la force appliquée: pour obtenir des résultats cohérents et définir une « échelle » particulière, on a dû fixer les valeurs de D et de F (pour les aciers $F = 3000$ kg, $D = 10$ mm).

**

Quels sont les phénomènes qui interviennent pour faire varier le nombre de dureté?

1^o L'exécution de l'empreinte produit, au voisinage de celle-ci, des déformations considérables; le métal dans ces conditions s'écroule et sa dureté augmente.

KRUPKOWSKY (1), après avoir, à l'aide d'une grosse bille, effectué une empreinte dans un échantillon de

cuivre, a mesuré la dureté en différents points de celle-ci et a montré que cette dureté était plus élevée au fond de l'empreinte que sur les bords. Le résultat de la mesure avec la grosse bille était donc une valeur moyenne et ne représentait pas une propriété du métal.

Si on augmente la force F , l'empreinte devenant plus profonde, l'écrouissement sera plus intense et le nombre de dureté obtenu augmentera.

2^o Si on fait croître la force F , le nombre de dureté en général passe par un maximum puis décroît: nous sommes en présence d'un nouveau phénomène dû à la forme du pénétrateur sphérique.

Lorsque la bille est déjà enfoncée profondément dans le métal, par exemple si $h > R/2$, le diamètre de l'empreinte n'augmente plus sensiblement avec l'enfoncement. On comprend que, dans ces conditions, la bille s'enfonce plus facilement: la dureté semble diminuer.

Le maximum du nombre de dureté est dû à une compensation des deux effets étudiés ci-dessus et ne semble pas avoir l'importance que certains auteurs ont voulu lui accorder.

**

Diverses modifications ont été proposées pour améliorer la méthode de BRINELL.

MEYER (2), pour éviter cette diminution du nombre de dureté pour les grands enfoncements, a préconisé de prendre pour surface $S' = \pi d^2/4$. Dans ces conditions, on obtient un nombre de dureté $\Delta = F/S'$ qui croît toujours avec la charge et se confond avec le nombre de BRINELL pour les faibles enfoncements. Cette méthode, qui n'a pas d'avantages théoriques, n'a pas retenu l'attention des métallurgistes.

Les progrès de la mécanique de précision ont permis de construire des instruments capables de mesurer avec une précision suffisante la profondeur de l'empreinte. La surface de celle-ci étant donnée par la formule $S = \pi D h$, il semble plus simple de mesurer directement cette profondeur sans passer par l'inmédiaire du diamètre de l'empreinte.

HONDA et TAKAHASI (3) ont utilisé cette méthode et ont comparé les résultats à ceux de la méthode BRINELL ordinaire. Cette confrontation montre que les deux échelles ne sont pas identiques. Pour certains corps, le nombre BRINELL Δ est plus grand que le nombre trouvé par les auteurs japonais H et pour d'autres corps, il est plus petit.

Ces résultats s'expliquent facilement en examinant l'aspect d'une empreinte: celle-ci n'apparaît pas comme une cavité sphérique se raccordant au plan essayé, mais dans certains cas, celui du cuivre recuit par exemple, elle est entourée d'une dénivellation et, dans d'autres cas (cuivre écrouï), d'un bourrelet.

S'il existe une dénivellation, le diamètre d observé est plus petit que le diamètre d_1 déduit de la mesure de la profondeur, la surface correspondante est plus petite, le nombre de dureté BRINELL Δ est plus grand que H .

Au contraire, en présence d'un bourrelet, d est plus grand que d_1 et Δ est plus petit que H .

Les nombres ci-dessous, extraits du mémoire cité, confirment le raisonnement et montrent que les différences entre les deux échelles sont importantes.

Empreinte théorique

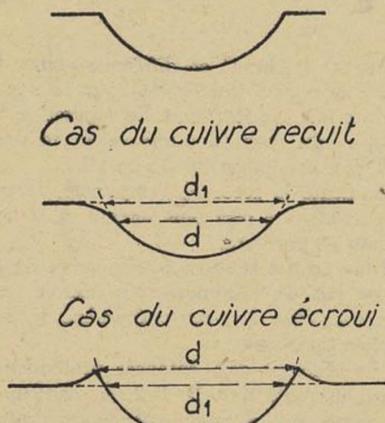


Fig. 1

	Δ	H		
Cuivre recuit.....	45	38	Charge 3000 kg	Bille 10 mm
— écroui	64	82	—	—
Acier (0,5 % C) :				
recuit	166	152	—	—
écroui	186	168	—	—
trempé	615	347	—	—

La mesure du diamètre de l'empreinte doit être faite après avoir enlevé la bille, mais la mesure de la profondeur peut se faire lorsque la charge est appliquée ou lorsqu'elle est retirée. Les résultats obtenus sont nettement différents, en effet, dans le second cas; l'enfoncement est dû aux déformations permanentes; dans le premier, il correspond à la déformation totale, somme des déformations permanentes et élastiques. La différence devient considérable lorsque les déformations permanentes sont faibles, c'est-à-dire pour les faibles charges ou pour les grandes duretés (cas des aciers trempés).

On peut montrer l'intérêt d'une mesure faite lorsque la charge est appliquée :

1° Pour les grandes duretés, si on admet que la bille servant à l'essai ne se déforme pas, pendant l'application de la charge, l'empreinte est sphérique et de même diamètre que la bille. Mais lorsqu'on enlève la charge, la suppression des déformations élastiques déforme l'empreinte, en particulier le fond se relève plus que les bords, de sorte que l'empreinte n'est plus une sphère de diamètre D ; le calcul de sa surface par la formule $S = \pi D h$ ne peut donner qu'une valeur approchée.

2° Si on voulait comparer la dureté de différents caoutchoucs, on ne pourrait le faire que par la mesure de la profondeur d'empreinte lorsque la charge est appliquée. Quand la charge est enlevée, il ne subsiste plus d'empreinte: on ne peut plus faire de mesures.

En résumé, dans les conditions habituelles de l'essai BRINELL, l'échelle la plus satisfaisante du point de vue théorique est celle que l'on obtient en déterminant la surface S de l'empreinte, à l'aide de la profondeur de celle-ci, mesurée quand la charge est appliquée, mais dans ces conditions, on obtient un nombre qui représente

les propriétés du métal après un certain écrouissage dû à l'essai.

**

Divers auteurs ont tenté d'éliminer l'influence de l'écrouissage. HANRIOT (4) a proposé la méthode suivante : après avoir exécuté une empreinte, on recuit le métal, puis on place à nouveau la bille dans l'empreinte, on applique la force: on obtient une nouvelle empreinte plus grande que la précédente, le recuit ayant supprimé l'écrouissage et diminué la dureté du métal. On recuit à nouveau l'échantillon et on recommence les opérations jusqu'à ce que l'empreinte ne s'agrandisse plus: on obtient ainsi la dureté du métal recuit. Cette méthode est longue et ne s'applique qu'aux métaux recuits; de plus, la série des recuits successifs peut modifier les propriétés du métal.

MAHESS et Foss (5) ont proposé récemment une méthode intéressante: A l'aide d'une fraise spéciale, ils creusent à l'avance dans le métal à essayer, des cavités sphériques de différentes profondeurs et de diamètre égal à celui de la bille de l'essai BRINELL. Ils placent ensuite la bille dans ces empreintes et appliquent la charge. Les empreintes les plus petites s'agrandissent sous l'effet de la charge. A partir d'une certaine empreinte, on ne remarque plus d'agrandissement. La première empreinte qui ne s'agrandit pas correspond à un essai BRINELL sans écrouissage et permet de définir la dureté de l'échantillon.

On peut reprocher à cette méthode d'être longue à mettre en œuvre et de nécessiter un matériel spécial, les empreintes devant être exécutées sans écrouissage.

M. CHEVENARD (6) a proposé une méthode simple basée sur l'enregistrement de la courbe: enfoncement en fonction de la charge (fig. 2).

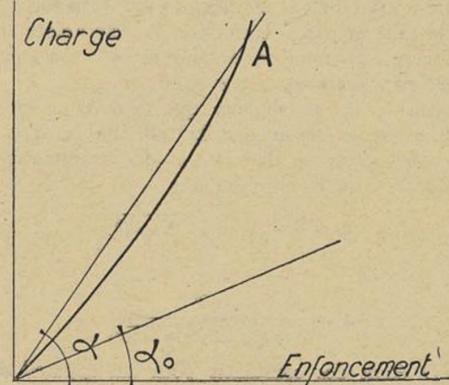


Fig. 2

Grâce à la machine d'essais mécaniques à enregistrement graphique qu'il a réalisée, il applique sur une bille une charge croissante et trace la courbe représentant graphiquement la variation de l'enfoncement en fonction de la charge.

Si nous prenons un point A de cette courbe, la droite OA fait avec l'axe horizontal un angle α tel que:

$$\tan \alpha = \frac{F}{h}$$

Nous avons vu que la dureté BRINELL se mesurait par :

$$\Delta = \frac{F}{S} = \frac{F}{\pi D h} = \frac{I}{\pi D} \tan \alpha$$

La dureté est proportionnelle à $\tan \alpha$, à l'échelle de la machine utilisée, la courbe a une légère courbure qui met en évidence l'augmentation de la dureté avec la charge par suite de l'écrouissage. M. CHEVENARD avait proposé de prendre comme dureté du métal :

$$\Delta_0 = \frac{I}{\pi D} \operatorname{tg} \alpha_0$$

α_0 étant l'angle de la tangente à la courbe à l'origine et de l'axe horizontal.

Pour préciser la définition précédente, nous avons apporté quelques modifications à la micromachine à enregistrement photographique de M. CHEVENARD (7).

Dans son fonctionnement normal, cette machine permet de rompre par traction une éprouvette fixée à un ressort dynamométrique R et au levier L mobile autour d'un axe O (fig. 3).

Pour réaliser un essai de dureté, nous avons fixé sur le ressort R une petite coupelle pouvant contenir un

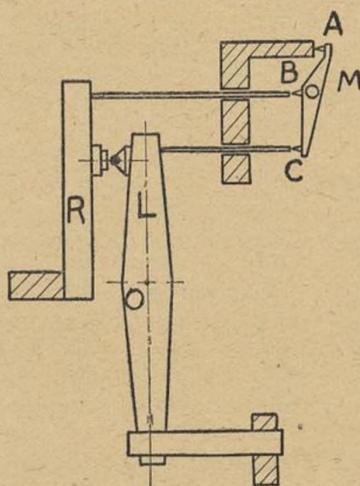


Fig. 3

échantillon de 10 mm de diamètre et de 5 mm d'épaisseur, et sur le levier L une pièce conique terminée par une bille de 2 mm de diamètre.

La machine ne fonctionnant pas normalement à la compression, nous avons fixé à la partie inférieure de L un ressort qui, bandé avant l'essai, force le levier L au fur et à mesure qu'on le laisse se déplacer, à appuyer sur le ressort R .

Les déformations du ressort dynamométrique et l'enfoncement de la bille dans l'échantillon sont enregistrés par l'intermédiaire du trépied optique amplificateur ABC portant le miroir M .

Nous avons étalonné l'appareil dans ces conditions de fonctionnement :

1° A l'aide d'un comparateur, nous avons mesuré le déplacement du levier L et simultanément, celui du spot sur la plaque photographique. La moyenne de plusieurs mesures donne pour coefficient d'amplification : $G = 163$.

2° En déformant le ressort R par l'intermédiaire d'un câble portant un dynamomètre, nous avons pu vérifier qu'un déplacement du spot de 1 mm sur la plaque correspondait à une force de 2,25 kg.

Grâce au trépied optique, on obtient directement sur la plaque photographique une courbe représentant l'enfoncement de la bille en fonction de la charge. En ramenant la charge à O , on peut observer le relèvement du fond de l'empreinte.

La figure 4 représente la courbe obtenue avec le cuivre recuit; nous avons obtenu des courbes analogues avec le cuivre écrouï et un acier doux.

Cette courbe part tangentielle à l'axe des enfoncements, par suite le coefficient angulaire de la droite joignant l'origine à un point de la courbe tend vers O avec la charge : la dureté BRINELL proportionnelle à ce coefficient doit tendre vers O pour des charges très faibles.

Ce résultat, sur lequel on ne semble pas avoir attiré l'attention jusqu'ici, est en accord avec les mesures de différents auteurs.

KRUPKOWSKY (8) a cherché la dureté BRINELL du cuivre avec des billes de diamètre varié sous différentes charges :

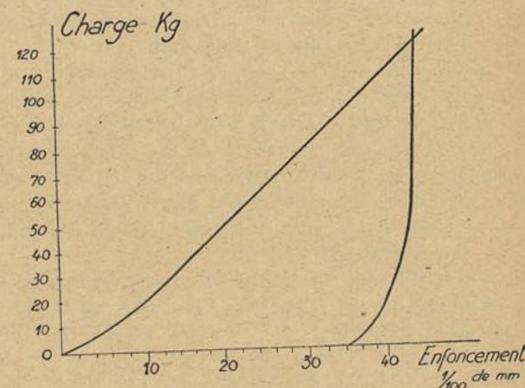


Fig. 4

Il mesure le diamètre de l'empreinte et en déduit la dureté par la méthode habituelle. Le tableau ci-dessous rassemble un certain nombre de ces résultats en fonction de la charge F en kg et du diamètre D de la bille en mm.

F	$D = 3,17$	$D = 10$	$D = 20$
100	42,8	27,2	20,3
12	29,0	17,3	11,9
2	20,2	11,5	5,9
1	16,2	9,8	4,7

Les résultats les plus faibles sont nettement inférieurs à la dureté du cuivre déterminée par la méthode des reçus successifs qui serait, selon cet auteur :

$$\Delta = 13,5$$

TAKAHASI (9), grâce à un amplificateur à miroir, mesure la profondeur de l'empreinte faite par une bille de 10 mm pour des charges variant de façon discontinue entre 5 et 100 kg. La mesure était faite lorsque la charge est appliquée.

Si on applique la relation $\Delta = P/\pi Dh$ aux résultats du mémoire, on trouve, pour le cuivre :

P kg	h μ	kg/mm^2
100	131	12,2
10	16	11,2
5	10	8

Les nombres obtenus pour la dureté sont encore faibles et diminuent avec la charge, en accord avec nos résultats.

**

Une explication de ces phénomènes peut être donnée à partir de la théorie de HERTZ (10). Partant des formules générales de l'élasticité, il a montré que si on appuie l'un sur l'autre en un point deux corps solides homogènes de forme quelconque, la surface commune est, en première approximation, une ellipse. Après avoir fait une hypothèse sur la répartition des pressions à l'intérieur de cette ellipse, il trouve que les dimensions de la surface de contact varient comme la racine cubique de la force appliquant l'un des corps sur l'autre et le rapprochement des deux corps varie comme la puissance $2/3$ de cette force.

Cette théorie a été bien vérifiée par les expériences de HERTZ et de AUERBACH sur les verres et elle a été confirmée par les travaux de M. ESNAUT-PELTIERIE (11) sur les aciers à bille.

Rappelons que HERTZ a défini la dureté absolue comme la pression existant au centre de la surface de contact quand les déformations cessent d'être élastiques, c'est-à-dire quand la loi $h = k p^{2/3}$ reliant l'enfoncement à la charge cesse d'être vérifiée.

Cette définition est insuffisante car les nombres de dureté obtenus dépendent de la courbure des surfaces en contact ainsi que l'a montré AUERBACH (12).

M. ESNAUT-PELTERIE a confirmé les résultats d'AUERBACH; pour comparer les duretés de différentes sortes de billes, il a pris une définition plus précise : la dureté est la pression qui existe au centre de la surface de contact de deux billes de 1 cm de rayon lorsque les déformations cessent de suivre la loi de HERTZ. Cette définition, séduisante, ne nous paraît pas satisfaisante physiquement, car elle est trop restrictive.

Si nous appliquons la théorie de HERTZ au cas du contact d'une sphère et d'un plan, le rayon du cercle de contact est donné par :

$$r = \sqrt[3]{\frac{3 p (\delta_1 + \delta_2)}{16 \rho}}$$

l'enfoncement par :

$$h = \frac{3 p (\delta_1 + \delta_2)}{16 r}$$

où ρ est la courbure de la sphère, p la force appliquant l'un des corps sur l'autre; avec :

$$\delta_1 = \frac{4 (1 - \sigma_1)^2}{E_1} \quad \delta_2 = \frac{4 (1 - \sigma_2)^2}{E_2}$$

(σ_1 coefficient de POISSON, E_1 module d'YOUNG de la matière constituant la sphère; σ_2 coefficient de POISSON, E_2 module d'YOUNG de la substance constituant le plan).

On déduit de ces formules :

$$h = \left| \frac{3 p (\delta_1 + \delta_2)}{16} \right|^{2/3} \times \rho^{-1/3} = C p^{2/3}$$

d'où :

$$p = k h^{3/2}$$

k étant une constante, pour les déformations purement élastiques la courbe représentant les variations de p en fonction de h sera une parabole semi-c cubique tangente à l'origine à l'axe des enfoncements.

Si on définit la dureté par

$$\Delta = \frac{1}{\pi D} \frac{p}{h} = \frac{1}{\pi D} k h^{1/2}$$

pour des forces faibles la dureté tend vers zéro.

Si nous faisons croître la force de pression à partir de zéro, les déformations sont d'abord purement élastiques, et la courbe enregistrée expérimentalement doit être confondue avec la courbe théorique. A partir du moment où les déformations plastiques apparaissent, les deux courbes doivent se séparer.

Pour préciser la courbe obtenue, à l'aide d'un appareil photographique, nous l'avons agrandie dans le rapport 63,4

. La finesse de l'enregistrement permettait de réaliser 10

cette opération qui facilitait ultérieurement les mesures.

Dans ces conditions, le grandissement pour les enfoncements était le produit du grandissement de l'appareil enregistreur par celui de l'appareil photographique, soit :

$$G = 163 \times 6,34 = 1033$$

1 micron était représenté par 1,033 mm.

Pour les forces sur la plaque, 1 kg était représenté par 1 mm

; par conséquent, sur l'agrandissement, il correspondait à 2,25

1 mm \times 6,34 pondait à $\frac{1 \text{ mm} \times 6,34}{2,25} = 2,82 \text{ mm}$.

Pour établir l'équation de la courbe, il était difficile d'en connaître l'origine exactement. Nous avons pris un point quelconque correspondant à une force nulle, comme origine des coordonnées; nous avons ensuite mesuré les ordonnées des points d'abscisses égales à un multiple de 10,33 mm, c'est-à-dire à des enfoncements variés de 1/100 de millimètre.

Si nous désignons par x et y les coordonnées d'un point de la courbe et par x_0 l'abscisse de l'origine, nous devons avoir :

$$y = k (x - x_0)^{3/2}$$

nous avons calculé $y^{2/3}$ qui doit être égal à $k^{2/3} (x - x_0)$. Les résultats sont rassemblés dans les trois premières colonnes du tableau ci-dessous.

x	y mes.	$y^{2/3}$	$\Delta y^{2/3}$	y calc.
1	0,5	0,63	—	0,47
2	2,0	1,6	0,97	2,04
3	4,2	2,61	1,01	4,2
4	6,9	3,63	1,02	6,8
5	10,0	4,65	1,02	9,9
6	14,0	5,8	1,15	13,2
7	18,8	7,1	1,3	17,0
8	24,0	8,3	1,2	21,0
9	29,2	9,5	1,2	25,2
10	35,1	10,7	1,2	29,6
11	40,5	11,8	1,1	34,0
12	47,1	13	1,2	39,5

En faisant la différence de deux valeurs successives de $y^{2/3}$, nous devons obtenir une valeur constante égale à $k^{2/3}$. La quatrième colonne du tableau nous montre que ce résultat est obtenu avec une bonne approximation pour les premières mesures.

En prenant comme valeur moyenne $k^{2/3} = 1$, nous avons $x_0 = 0,4$ et, par conséquent, $y = (x - 0,4)^{3/2}$. Les valeurs correspondantes sont portées dans la colonne y calc. du tableau. Nous pouvons vérifier que, pour les cinq premières mesures, y calc. ne diffèrent pas de y mesuré de plus de 1/10 mm.

Nous avons porté sur un graphique les valeurs de y mesuré et de y calculé en fonction de $x_1 = x - x_0$. Nous obtenons les courbes de la figure 5 qui sont tangentées en un point A. Celui-ci correspond à la limite des déformations élastiques et permet de déterminer la dureté hertzienne dans les conditions des expériences réalisées.

Nous avons déterminé la dureté BRINELL correspondant aux points de la courbe expérimentale dont les enfoncements sont mesurés par un nombre entier de 1/100 de mm.

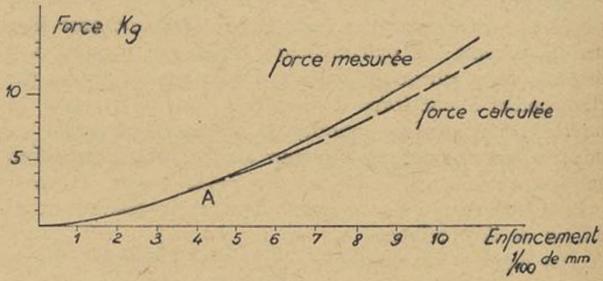


Fig. 5

Sur le tableau ci-dessous sont inscrites en fonction de l'enfoncement en 1/100 de mm, la force mesurée en kg et la dureté BRINELL calculée par la formule : $\Delta = P/\pi Dh$ en kg/mm².

h	P	Δ
1	0,42	6,7
2	1,00	8,0
3	1,85	9,7
4	2,94	11,7
5	4,10	13,0
6	5,50	14,5
7	7,20	16,3
8	9,3	18,5
9	11,1	19,6
10	13,1	20,8
11	15,4	22,3

Dans l'essai BRINELL, on choisit généralement une charge P liée au diamètre de la bille par l'une des relations $P/D^2 = 5$ ou $P/D^2 = 30$.

$P/D^2 = 5$ correspond à une charge de 500 kg sur une bille de 10 mm de diamètre, et à une charge de 20 kg sur la bille de 2 mm de diamètre utilisée. La dureté pour celle-ci, déterminée à l'aide de la courbe enregistrée, est :

$$D_5 = 25 \text{ kg/mm}^2$$

$P/D^2 = 30$ correspond à une charge de 3000 kg sur une bille de 10 mm de diamètre et à une charge de 120 kg pour la bille de 2 mm utilisée. La dureté correspondante est :

$$D_{30} = 47 \text{ kg/mm}^2$$

Nous avons vu qu'à partir du point A porté sur le graphique de la figure 5, les déformations cessent de suivre la loi de HERTZ. Nous pouvons, des coordonnées de ce point, déduire la dureté hertzienne : l'enfoncement est de 5/100 de mm environ, la force de 4,100 kg. La formule de HERTZ nous donne comme nombre de dureté :

$$H = \frac{3}{2\pi} \frac{P}{r^2} = \frac{3}{\pi} \frac{P}{h D} = 39 \text{ kg/mm}^2$$

L'étude de la courbe charge en fonction de l'enfoncement ne nous a pas permis de déterminer la dureté absolue comme limite de la dureté BRINELL pour une charge très faible, celle-ci tendant vers O , mais elle nous a conduits à une vérification des formules de HERTZ et à une estimation de la dureté hertzienne.

La position du point où commencent à se faire sentir les déformations plastiques ne peut être déterminée avec précision sur nos courbes; pour fixer ce point exactement, maintenant que nous connaissons l'ordre de grandeur des forces à mettre en jeu, nous mettons au point un appareil dans lequel les enfoncements seront mesurés par une méthode interférentielle. Pouvant évaluer avec précision la dureté hertzienne, nous chercherons comment elle varie avec la courbure des surfaces en contact.

**

Nous avons essayé d'aborder le problème de la dureté par une autre méthode. Dans l'essai BRINELL, étant donnée la forme sphérique du pénétrateur, ce n'est que pour de très faibles forces que les déformations sont purement élastiques. Pour obtenir une limite des déformations élastiques correspondant à des forces notables, nous avons imaginé de prendre un pénétrateur cylindrique terminé par une face plane.

Le pénétrateur était en acier trempé : il avait 5 mm de diamètre et 4 mm de hauteur; pour l'appliquer sur l'échantillon étudié, nous avons utilisé la machine à enregistrement graphique de M. CHEVENARD. Celle-ci traitait directement la courbe donnant l'enfoncement du pénétrateur en fonction de la charge appliquée.

Cette courbe, pour une substance quelconque, a l'allure de la figure 6 qui correspond au fer Armco. Si la force est inférieure à une certaine limite F_1 , l'enfoncement est très faible, proportionnel à la force et les défor-

mations sont élastiques : on retrace la même droite que l'on fasse croître ou décroître les charges entre les limites O et F_1 .

La courbe est semblable à celle donnée par un essai de compression, en portant en ordonnées les charges et en abscisse les écrasements. Si on désigne par S la surface

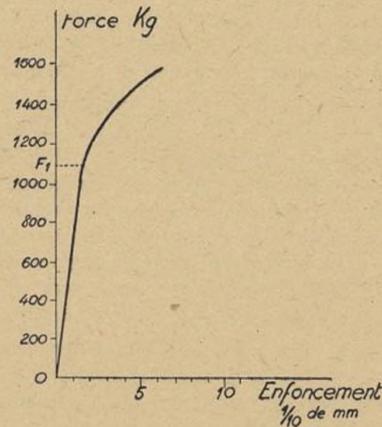


Fig. 6

du pénétrateur, nous pouvons calculer F_1/S qui est la limite élastique à la pénétration. Le nombre exprimé en kg par mm^2 a les mêmes dimensions qu'un nombre de dureté; nous pourrions donc mesurer cette grandeur à l'aide de l'essai étudié.

Nous avons comparé la nouvelle limite élastique aux résultats fournis par les essais de traction et de compression. Tous les essais ont été réalisés sur la même machine à enregistrement graphique, dont nous avions au préalable étalonné le ressort dynamométrique. L'éprouvette de traction et le cylindre utilisé pour l'essai de compression avaient 5 mm de diamètre.

Les limites élastiques ont été déterminées graphiquement, en cherchant le point où la déformation cesse d'être proportionnelle à l'effort. Les résultats obtenus pour le fer Armco recuit et le cuivre écrouï sont rassemblés dans le tableau ci-dessous :

	Fer	Cuivre
Limite élastique kg/mm ² : traction.....	16,7	29,9
— compression	16,6	29,6
— pénétration	57	85
Charge de rupture (kg/mm ²)	30,2	36,2

Pour le cuivre recuit, dans les trois essais envisagés, il est impossible de définir avec précision une limite élastique, le domaine des déformations purement élastiques étant très réduit, les courbes ne présentent pas de parties rectilignes suffisantes.

Nous avons retrouvé l'égalité déjà observée des limites élastiques à la compression et à la traction. La limite élastique à la pénétration correspond à une pression beaucoup plus élevée.

Pour le fer, nous avons :

$$\frac{\text{limite élastique à la pénétration}}{\text{limite élastique à la traction}} = \frac{57}{16,7} = 3,41$$

$$\text{et pour le cuivre écrouï : } \frac{85}{29,7} = 2,86.$$

Ce rapport a été calculé par M. CAQUOT (13) à partir de l'étude de l'équilibre des massifs à frottement interne. Les valeurs obtenues sont : pour un frottement interne nul : 2,57; pour un angle de frottement de 5° : 3,44. Les

valeurs expérimentales sont du même ordre de grandeur.

Du point de vue théorique, l'essai que nous avons réalisé présente une difficulté : si on suppose que l'on déforme la surface primitivement plane d'un corps de façon à en abaisser une partie à un niveau inférieur, la théorie de BOUSSINESQ montre que les tensions deviennent infinies au bord du pénétrateur. En pratique, les tensions doivent dépendre de la courbure de la surface raccordant la partie plane du pénétrateur à sa partie cylindrique.

Nous n'avons pas fait d'essais systématiques sur l'influence de ce facteur sur les résultats de l'essai, mais il est certain que si le pénétrateur a une arête vive, celle-ci s'émuossera rapidement au cours des essais successifs. On sera conduit à donner à la surface de raccordement un rayon de courbure non négligeable et on obtiendra un pénétrateur dont la surface dépendra légèrement de l'enfoncement. Pour le pénétrateur de 5 mm de diamètre utilisé, cette variation peut être rendue négligeable.

Le fait que la limite élastique à la pénétration est beaucoup plus élevée que la limite élastique à la compression rend difficile l'expérimentation : quand nous avons fait des essais sur des aciers, nous avons noté un écrasement du pénétrateur. Celui-ci travaille à la compression et s'écrase si la force qui lui est appliquée est supérieure à sa limite d'élasticité à la compression. Le pénétrateur doit être beaucoup plus dur que l'échantillon, pour essayer des aciers il faudrait un pénétrateur en diamant.

Bien que la méthode d'essai imaginée soit critiquable, elle a pu nous fournir quelques résultats intéressants.

Nous avons étudié l'influence de l'épaisseur d'un échantillon sur les résultats de l'essai : nous avons découpé dans une tige de cuivre des échantillons d'épaisseur variant de 5 mm à 1 mm. Pour obtenir des échantillons plus minces, nous plongeons des plaques de 1 mm dans l'acide azotique; nous avons pu ainsi arriver sans difficulté jusqu'à 3/10 de mm.

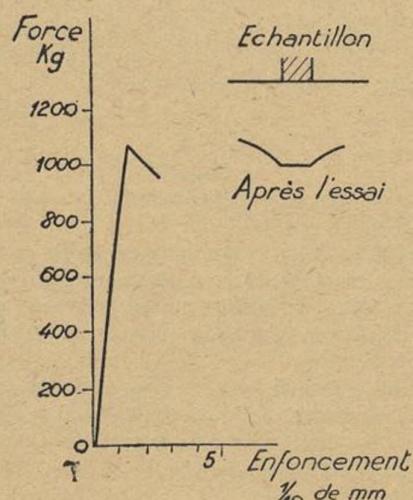


Fig. 7

Pour des épaisseurs variant de 5 mm à 3/10 de mm, la limite élastique à la pénétration garde la même valeur, à condition que l'échantillon repose sur un support plus dur que lui : en acier par exemple. Pour les faibles épaisseurs, un phénomène curieux se produit, qui modifie l'allure de la courbe enregistrée. Lorsque la limite élastique à la pénétration est atteinte, l'échantillon s'écrase et se gondole (fig. 7); on a l'impression que le métal com-

primé se met à s'écouler, les bords de l'échantillon se relèvent. Le phénomène étant très rapide, la force appliquée à l'échantillon diminue et la courbe enregistrée a la forme indiquée sur la figure 7 relative à un échantillon de 0,5 mm d'épaisseur.

Si on place sous l'échantillon un corps moins dur que lui, la limite élastique à la pénétration est abaissée.

Nous avons aussi utilisé la méthode du pénétrateur pour comparer la dureté de différents échantillons de plexiglass. Si on veut étudier par les méthodes usuelles la dureté de ces verres organiques, certaines précautions sont indispensables : en effet, très longtemps après l'application de la charge, l'enfoncement varie. Avec une machine ROCKWELL type « superficiel », une charge de 15 kg et une bille de 1,58 mm, cinq minutes après l'application de la charge, l'aiguille indiquant la profondeur de l'empreinte se déplace encore ; lorsque l'on enlève la charge, le relèvement du fond de l'empreinte dure plusieurs minutes ; dans ces conditions, la mesure de la dureté sera longue et toutes les phases devront être chronométrées.

Dans notre méthode, en faisant croître régulièrement la charge, ce qui est réalisé grâce au moteur de la machine, on obtient une courbe bien reproductible sur laquelle on peut définir la limite élastique à la pénétration ; la méthode a l'avantage de laisser un enregistrement permettant des vérifications ultérieures.

Pour le plexiglass, la limite élastique à la pénétration, qui dépend des conditions de préparation, est de l'ordre de 12 kg/mm².

**

L'ensemble de nos recherches sur la dureté nous a permis de mettre au point deux méthodes d'évaluation de la dureté, qui peuvent être utiles dans certains cas particuliers ; mais nous n'avons pas encore entrevu une méthode générale permettant de déterminer une propriété intrinsèque des corps correspondant à la notion de dureté.

Je tiens à remercier M. BOUTRY, Directeur du LABORATOIRE D'ESSAIS, qui m'a encouragé à poursuivre ces recherches, M. DUBOIS, Chef du Service de Métallurgie, qui m'a guidé de ses précieux conseils, et l'AIDE A LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE dont le soutien matériel m'a permis de continuer mes travaux.

R. WALDEN.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) KRUPKOWSKY, Rev. Mét. 1, 23, 1932.
- (2) MEYER, Zs. d. Ver. Deutsch. Ing. 62, 545, 1908.
- (3) HONDA et TAKAHASI, Sc. Rep. Tokohu (avril 1927).
- (4) HANRIOT, Rev. Mét. 10, 595, 1913.
- (5) MAHESS et FOSS, Trans. As. Soc. Met. XIXVII, 1939, 337. Traduit dans Bull. Cercle d'Etude des Métaux (juillet-décembre 1939).
- (6) P. CHEVENARD, Rev. Mét. (280, 1936).
- (7) P. CHEVENARD, Bull. Soc. Encouragement pour l'Industrie Nationale (janvier 1935).
- (8) KRUPKOWSKY, Rev. Mét. 1-23, 1932.
- (9) TAKAHASI, Sc. Rep. Tokohu (juillet 1928)
- (10) HERTZ, Journal für die reine und angewandte Mathematik, 92-156, 1881.
- (11) ESNAUT PELTERIE, Rev. Mét. (juillet 1926).
- (12) AUERBACH, Ann. Phys., 1891 43-60.
- (13) A. CAQUOT, Equilibre des massifs à frottement interne (Gauthier-Villars).

LA DILATOMÉTRIE AUX TEMPÉRATURES BASSES ET MOYENNES

L'utilisation rationnelle des matériaux employés dans la construction nécessite assez souvent la connaissance des propriétés dilatométriques qu'ils présentent dans un intervalle voisin de $-50 + 150^\circ\text{C}$.

La détermination des courbes dilatométriques par la méthode du comparateur est assez laborieuse, surtout en dessous de zéro degré. D'autre part, cette méthode utilise, dans le cas où une précision de l'ordre de 1 % est recherchée, des échantillons relativement longs.

Nous avons essayé d'obtenir une précision du même ordre dans l'intervalle de température précité en apportant quelques modifications au dilatomètre différentiel de CHEVENARD. Cet auteur avait déjà utilisé un dispositif spécial pour les basses températures (1); l'essai étant poursuivi au-dessus de la température ambiante à l'aide de l'appareil habituel si répandu dans les laboratoires.

Nous avons réalisé un dispositif unique de refroidissement et de chauffage qui permet d'obtenir en quelques heures, dans les deux cas d'expérimentation, une courbe de dilatation différentielle à grande échelle enregistrée photographiquement suivant la méthode de CHEVENARD.

Description de l'appareil.

Les modifications que nous avons apportées au dilatomètre différentiel de CHEVENARD (2) sont les suivantes :

SUPPORT

Comme pour l'essai aux températures moyennes et basses à l'aide du microdilatomètre à lectures directes (2) et comme dans le microdilatomètre enregistreur de CHEVENARD pour l'étude des alliages en condition isotherme (3), le support de silice permet d'utiliser un étalon et un échantillon plus longs (au maximum 20 cm) que dans le dilatomètre différentiel (5 cm).

Des échancrures faites dans le couvercle du support servent à disposer les soudures d'un multicouple au voisinage de l'étalon et de l'échantillon.

DISPOSITIF DE REFROIDISSEMENT ET DE CHAUFFAGE

Ce dispositif est destiné à assurer : l'homogénéité de la température de l'étalon et de l'échantillon, le maintien de ces derniers à une température déterminée ou la variation lente et régulière de leur température. Il est possible :

a) De refroidir jusqu'à environ -50° en introduisant de la carbo-glace et de l'alcool dans le récipient que comporte l'appareil;

b) De laisser le réchauffage s'effectuer naturellement jusqu'à la température ambiante ou de l'accélérer par un chauffage électrique progressif avec un rhéostat à réglage automatique de la vitesse de chauffe. Après avoir vidangé l'alcool, dès que l'on a dépassé sensiblement la température ambiante, le chauffage peut être poussé jusqu'à environ 200° ;

c) De stabiliser la température à une valeur supérieure à celle de la salle;

d) D'accélérer les échanges thermiques ou d'opérer dans une atmosphère déterminée.

On peut capter le gaz carbonique qui se dégage en

haut de l'appareil et le faire passer dans les tubes d'aluminium extérieur et intérieur au tube de silice où se trouvent les échantillons, puis l'abandonner à l'extrémité de ce tube obturée par un bouchon mastiqué de façon que le gaz reflue vers l'autre extrémité.

On peut aussi alimenter le tube extérieur d'aluminium par un courant d'air ou d'un autre gaz dont on a réglé le débit.

La figure 1 donne le schéma du dispositif réalisé.

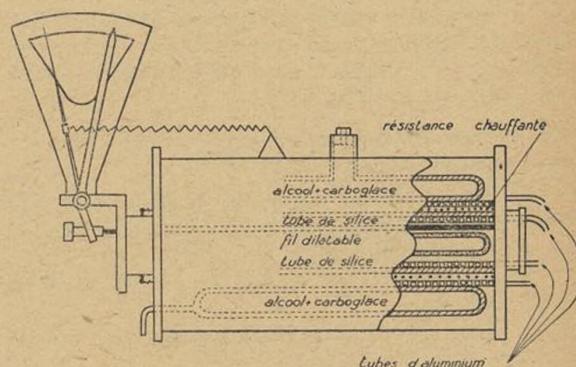


Fig. 1

Autour du support de silice, sur une longueur de 350 mm est disposé un manchon en aluminium de 35 mm de diamètre intérieur et de 10 mm d'épaisseur.

Un enroulement à spires jointives fait avec un tube d'aluminium de 8 mm de diamètre entoure le manchon à une distance de l'ordre du centimètre. Dans l'intervalle qui sépare le manchon de l'enroulement est tendu, vers le haut, un fil d'aluminium dont la dilatation commande, comme dans les fours CHEVENARD, un régulateur thermostatique dont le secteur a un périmètre de 25 cm.

L'enroulement est en contact sur presque toute sa longueur avec l'intérieur d'un tube de silice d'environ 500 mm de longueur, 110 mm de diamètre, 5 mm d'épaisseur. Sur ce tube est enroulé un ruban de nichrome dont les spires sont plus resserrées aux extrémités que dans la partie centrale. Cette résistance chauffante, d'environ 30 ohms, est recouverte par quelques millimètres d'alundum sur lequel on a disposé un enroulement à spires jointives fait avec le même tube d'aluminium que précédemment. Concentriquement à ces spires et à leur contact se trouve un récipient en cuivre dont la capacité entre les deux parois cylindriques et les-deux bases en forme de couronne est de l'ordre de 5 décimètres cubes.

Un tube de 5 cm de diamètre, soudé vers le milieu de la génératrice supérieure de la paroi cylindrique extérieure, sert au remplissage du récipient qui peut être vidangé par un petit tube horizontal situé dans la partie basse de l'une des bases en forme de couronne.

Enfin, l'ensemble précédent est isolé de la carcasse cylindrique en tôle de l'appareil par une épaisseur d'amiante d'une dizaine de centimètres.

Etude de l'appareil.

UNIFORMITÉ DE LA TEMPÉRATURE DES ÉCHANTILLONS

Avec deux échantillons identiques en aluminium, le spot décrit sur la plaque une droite horizontale. D'autre part, les mesures faites à l'aide d'un multicouple en diffé-

(1) P. CHEVENARD : *Recherches expérimentales sur les alliages de fer, de nickel et de chrome*. Extrait du t. XVII des « Travaux et Mémoires du Bureau International des Poids et Mesures », Gauthier-Villars et Cie, éditeurs, Paris.

(2) P. CHEVENARD : *Analyse dilatométrique des matériaux*. Dunod, éditeur, Paris.

(3) P. CHEVENARD : *Microdilatomètre enregistreur*. Société Anonyme de Commentry, Fourchambault et Decazeville, 84, rue de Lille, Paris.

rents points situés au voisinage de la surface de chacun des échantillons donnent des écarts de température inférieurs au degré (4).

MESURE DES COEFFICIENTS D'AMPLIFICATION :

K_x SUIVANT L'AXE HORIZONTAL DES TEMPÉRATURES

K_y SUIVANT L'AXE VERTICAL DES DIFFÉRENCES DE DILATATION

La mesure des distances entre les pointes du trépied optique et entre le miroir et le plan de la plaque a donné, par un calcul facile, les valeurs suivantes :

$$K_x = 130 \quad K_y = 280 \quad \text{d'où} \quad K_x/K_y = 0,464$$

D'autre part, on a enregistré sur une plaque les deux axes :

Ox en déplaçant simultanément les deux poussoirs rendus préalablement solidaires,

Oy en déplaçant le poussoir inférieur, l'autre étant fixe.

Enfin, en déplaçant le poussoir supérieur, l'autre étant immobile, on a enregistré une droite dont la pente K_x/K_y est égale à 0,465.

DÉTERMINATION DU COEFFICIENT MOYEN DE DILATATION ENTRE DEUX TEMPÉRATURES t_1 ET t_2

Si on désigne par α_e , α_m , α_s les coefficients moyens de dilatation de l'étalon, de la matière étudiée, de la silice entre deux températures t_1 et t_2 :

L_e et L_m les longueurs initiales de l'étalon et de la matière étudiée;

δ_e et δ_m les dilatations apparentes respectives de l'étalon et de la matière étudiée;

K_x et K_y les coefficients d'amplification du dilatomètre.

Si x et y sont les projections du déplacement du spot sur la plaque entre les températures t_1 et t_2 ;

On a les relations :

$$x = K_x \delta_e = K_x L_e (t_2 - t_1) (\alpha_e - \alpha_s)$$

$$y = K_y \delta_m = K_y (t_2 - t_1) [L_m (\alpha_m - \alpha_s) - L_e (\alpha_e - \alpha_s)]$$

La première équation permet une détermination directe de α_e puisque :

$$\alpha_e = \alpha_s + \frac{x}{K_x L_e (t_2 - t_1)}$$

On a utilisé à cet effet deux étalons identiques de chacun des métaux suivants : cuivre, aluminium et plomb à l'état recuit. On a fait pour chaque métal quatre enregistrements du déplacement horizontal du spot en repérant plusieurs fois la température à l'aide d'un multicouple après l'établissement de l'équilibre thermique. On a ensuite, pour chacun des métaux précédents, construit point par point les courbes : dilatation-température (fig. 2) d'après quelques valeurs des déplacements horizontaux du

(4) Le rôle du manchon en aluminium est important. Si on le supprime, le spot décrit sur la plaque une droite légèrement ascendante. En stabilisant la température à 160°C et en utilisant le « châssis isotherme » de CHEVERNARD, qui permet de déplacer la plaque linéairement en fonction du temps, le spot décrit une courbe d'allure sinusoïdale. Ces expériences montrent que la différence de température entre les deux échantillons est de l'ordre de 2° quand on n'utilise pas le manchon d'aluminium.

(5) TRAVERS et HOUOT, C.R. Acad. Sc. 1926, 183, 359.

Cet accident dilatométrique et un autre accident qui se produit vers 180°C avaient conduit ces deux auteurs à admettre l'existence de trois variétés allotropiques du plomb : le plomb α en dessous de 60°, le plomb β de 60 à 180°, le plomb γ au-dessus de 180°C.

M. GUINIER, Chef du Service de Physique au Laboratoire d'Essais, a bien voulu faire des diagrammes Debye-Scherrer sur des échantillons de plomb aux températures de 12°, 53° et 96°. On a, dans tous les cas, des diagrammes correspondant au système cubique à faces centrées. Les calculs qui ont été faits sur la dilatation de la maille sont en accord avec les valeurs qui sont données dans cette note pour le coefficient de dilatation.

spot mesurés sur les différentes plaques pour des valeurs croissantes de la différence $t_2 - t_1$.

On a ainsi obtenu, d'une part avec deux étalons d'aluminium, d'autre part avec deux étalons de cuivre, une

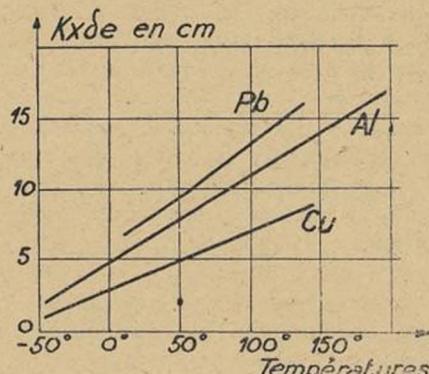


Fig. 2

droite dont la pente permet dans chaque cas de calculer α_e . Avec le plomb, on a retrouvé le résultat indiqué par TRAVERS et HOUOT : il existe un accident dilatométrique vers 58° (5). Les valeurs expérimentales que nous avons obtenues sont les suivantes :

Dans le cas du cuivre :

$$x = 82,2 \text{ mm. pour } t_2 - t_1 = 200 \text{ et } t_1 = 40$$

En prenant :

$$\alpha_s = 0,5 \times 10^{-6}$$

on trouve

$$\alpha_{cu} = 16,5 \times 10^{-6}$$

Dans le cas de l'aluminium :

$$x = 89,5 \text{ mm. pour } t_2 - t_1 = 150^\circ \text{ et } t_1 = -40$$

$$\alpha_{Al} = 23,4 \times 10^{-6}$$

Dans le cas du plomb :

$$x = 26,4 \text{ mm. pour } t_2 - t_1 = 40 \text{ et } t_1 = 10$$

$$\alpha_{Pb} \text{ de } 10 \text{ à } 50^\circ = 25,9 \times 10^{-6}$$

et :

$$x = 65,5 \text{ mm. pour } t_2 - t_1 = 90^\circ; t_1 = 70$$

d'où :

$$\alpha_{Pb} \text{ de } 70 \text{ à } 160 = 28,5 \times 10^{-6}$$

Le contrôle des résultats obtenus a été effectué de deux façons.

La détermination directe du coefficient de dilatation par la méthode du comparateur a été effectuée par la Section de Métrologie du Laboratoire d'Essais sur un cylindre de cuivre électrolytique recuit de 50 cm de long et 5 mm de diamètre, prélevé sur une barre entre les deux étalons précédemment utilisés.

On a trouvé la valeur ci-après du coefficient moyen de dilatation :

$$\alpha_{cu} \text{ de } 20 \text{ à } 50 = 16,5 \times 10^{-6}$$

qui est en bon accord avec la valeur indiquée ci-dessus :

$$\alpha = 16,3 \times 10^{-6}$$

On a enfin, en se référant à l'un des deux étalons de cuivre pour lequel on a admis :

$$\alpha_{cu} = 16,4 \times 10^{-6}$$

déterminé le coefficient de dilatation moyen α_m de l'un des deux étalons d'aluminium par la dilatation différentielle en se basant sur le calcul suivant :

Si on divise l'une par l'autre les deux relations écrites précédemment, on a :

$$\frac{y}{x} = \frac{K_y L_m (\alpha_m - \alpha_s) - L_e (\alpha_e - \alpha_s)}{K_x L_e (\alpha_e - \alpha_s)}$$

et en posant

$$\frac{L_e}{L_m} = n$$

$$\frac{\alpha_m}{n} = \alpha_e - \left(1 - \frac{1}{n}\right) \alpha_s + \frac{y}{x} \frac{K_x}{K_y} (\alpha_e - \alpha_{ss}) \quad (6)$$

Quatre enregistrements ont donné des courbes dilatométriques qui se confondent avec des droites; l'une d'elles a été reportée sur la figure 3.

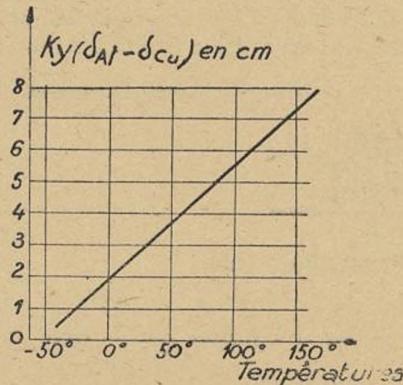


Fig. 3

Les valeurs que l'on a trouvées en utilisant successivement les quatre plaques sont les suivantes :

Coefficient moyen de dilatation dans un intervalle quelconque de température compris entre -50 et 150°	
1 ^{re} plaque	$23,1 \times 10^{-6}$
2 ^e plaque	$23,2$
3 ^e plaque	$23,2$
4 ^e plaque	$23,1$

On avait obtenu antérieurement :

$$23,4 \times 10^{-6}$$

On peut donc admettre, à la précision près des mesures, dans un intervalle de l'ordre -50 à 150° pour le coefficient moyen de dilatation et le coefficient de dilatation vrai de l'aluminium :

$$\alpha_{Al} = 23,3 \times 10^{-6}$$

PRÉCISION DES MESURES

Avec un étalon d'aluminium de 20 cm de long on a, par degré, un déplacement du spot de :

$$23,3 \times 10^{-6} \times 130 \times 200 = 0,60 \text{ mm.}$$

Ce déplacement semble très suffisant puisque les singularités dilatométriques ne se manifestent pas, en général, sur les courbes par des points anguleux et que, d'autre part, l'égalité de température des deux échantillons est définie à 1° près.

D'après la formule utilisée, la détermination d'un coefficient de dilatation se ramène à la mesure de n et de la pente y/x joignant deux points de la courbe dilatométrique, pour un coefficient moyen de dilatation entre deux températures, ou de la pente de la tangente à la courbe pour une température donnée s'il s'agit d'un coefficient de dilatation vrai.

(6) Il est intéressant de remarquer que, dans le cas où la courbe dilatométrique est une droite, il est inutile de connaître avec précision les limites de l'intervalle de température entre lesquelles on détermine le coefficient de dilatation moyen qui, dans ce cas, est égal au coefficient de dilatation vrai. D'autre part, la différence des températures relative à cet intervalle n'intervient pas dans le calcul.

(7) G.-A. BOUTRY et J. DOUGERAIN, C.R. Acad. Sc. 1940, 211, 557.

(8) Voir publication de G.-A. BOUTRY.

Le rapport $\frac{L_e}{L_m} = n$ peut être déterminé avec une précision de l'ordre de 1% . Comme α_s est un terme correctif on a sensiblement :

$$\alpha_m = n \alpha_e \left(1 + 0,464 \frac{x}{y}\right)$$

Si y/x est plus petit que 1 l'erreur relative sur $1 + 0,464 y/x$ est inférieure au tiers de l'erreur relative sur y/x .

L'erreur sur α_e étant de l'ordre de 1% , on peut espérer que l'erreur sur α_m sera inférieure à 2% .

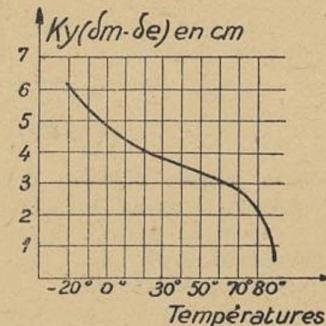


Fig. 4

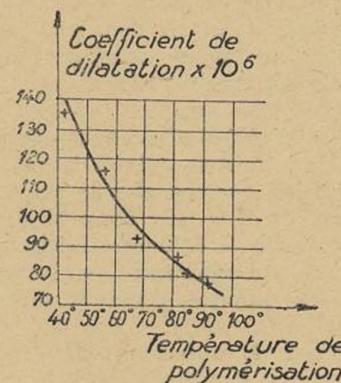


Fig. 5

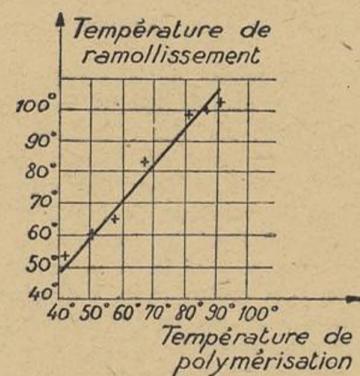


Fig. 6

EXEMPLES D'APPLICATION

I. La figure 4 donne la reproduction d'une courbe de dilatation différentielle entre un échantillon de verre organique (constitué par des dérivés acryliques (7) de 40 mm de longueur et un étalon d'aluminium de 200 mm de longueur). L'élévation de la température a été faite avec une vitesse d'échauffement constante en 6 heures. On a obtenu le résultats suivants :

$$\alpha - 20 + 10 = 72 \times 10^{-6}$$

$$\alpha + 50 - 60 = 92 \times 10^{-6}$$

Point de ramollissement : $81^\circ \pm 2$.

II. Une série de courbes dilatométriques ont été faites sur des échantillons de verre organique, de même nature que le précédent, mais polymérisés à différentes températures (8).

Le calcul du coefficient moyen de dilatation de ces échantillons entre 20 et 60° et le relevé des points de ramollissement de chacun d'eux ont permis le tracé des courbes des figures 5 et 6, qui montrent l'influence de la température de polymérisation, d'une part sur la valeur du coefficient de dilatation, d'autre part sur la température de ramollissement.

On peut se demander si, pendant l'expérience dilatométrique, il ne se produit pas des variations de longueur

de l'échantillon consécutives à des transformations physico-chimiques.

Pour s'en assurer, on a maintenu pendant plusieurs heures à 70° C l'un de ces échantillons préalablement polymérisé à la même température et enregistré à température constante à l'aide du « châssis isotherme » la courbe de la variation de longueur de l'échantillon en fonction du temps. On a observé un raccourcissement qui correspond à un déplacement du spot suivant la verticale de l'ordre de 2 mm en 4 heures. Ce phénomène semble donc négligeable au cours d'une expérience dilatométrique.

P. DUBOIS et R. WALDEN.

NOTES & INFORMATIONS

14^e RÉUNION SCIENTIFIQUE D'INFORMATION

Le LABORATOIRE D'ESSAIS organise, depuis 1941, des réunions scientifiques, destinées à l'information de ses membres; on y expose les travaux en cours au Laboratoire ou des questions d'actualité du domaine de la métrologie et de la physique industrielle.

La 14^e réunion a eu lieu au LABORATOIRE D'ESSAIS le 2 mars 1944 : M. DEBURE, chargé de recherches au Laboratoire, a examiné les moyens dont nous disposons pour déterminer, dans un milieu transparent, hétérogène à l'échelle submicroscopique, les dimensions et la forme des particules qui le composent.

La théorie et l'expérience montrent que la répartition de l'intensité de la lumière diffusée latéralement par un milieu trouble ainsi que son état de polarisation dépendent de la forme et de la taille des particules par rapport à la longueur d'onde de la lumière incidente. De ce fait, deux sources de renseignements sur la grosseur et la forme des centres diffusants paraissent utilisables, suivant que l'on considère :

1^o la répartition de la lumière diffusée dans le plan horizontal contenant le rayon incident,

ou 2^o l'état de polarisation de la lumière diffusée dans une direction de ce plan, perpendiculaire au faisceau incident.

Le calcul de l'intensité de la lumière diffusée et sa distribution dans le plan horizontal, avec l'angle de diffusion, ont été établis par MIE et BLÜMER dans le cas de particules sphériques, pour des valeurs de D/λ s'échelonnant de $3 \cdot 10^{-3}$ à 4 et pour des indices relatifs de réfraction allant du voisinage de 1 à 1,50. PARANJEPE a, tout récemment, appliqué les formules de MIE jusqu'à $D/\lambda = 10$ et pour $n = 1,33$. A partir des résultats de ces auteurs, on peut construire les « diagrammes polaires d'intensité totale » en portant sur chaque rayon vecteur une longueur proportionnelle à l'intensité diffusée, ainsi que les « courbes de lumière polarisée » donnant la proportion de lumière polarisée en fonction de l'angle γ de diffusion. De l'examen de ces courbes théoriques, il apparaît que, pour $D/\lambda < 1/10$, le diagramme est symétrique, présentant deux maxima égaux pour $\gamma = 0^\circ$ et $\gamma = 180^\circ$ et deux minima égaux pour $\gamma = 90^\circ$ et $\gamma = 270^\circ$. La lumière diffusée est partiellement polarisée sauf pour $\gamma = 90^\circ$ (ou 270°) où la polarisation est complète, la vibration étant verticale. C'est la « diffusion Rayleigh ». Lorsque $\frac{1}{10} < \frac{D}{\lambda} < \frac{2}{3}$ la « symétrie Rayleigh » se détruit peu à peu; la lumière diffusée vers l'avant de la particule devenant de plus en plus prépon-

dérante au fur et à mesure que $\frac{D}{\lambda}$ croît. La polarisation

est toujours partielle et le maximum de polarisation n'a plus lieu pour $\gamma = 90^\circ$. L'amplitude et le sens du déplacement de ce maximum dépendent de la conductibilité

électrique de la particule. Enfin, pour $\frac{D}{\lambda} > \frac{2}{3}$, le diagramme se complique de nouveaux maxima. La polarisation est toujours partielle, et le plan de polarisation est tantôt le plan de diffusion horizontal, comme dans la diffusion Rayleigh, tantôt le plan perpendiculaire. Ces résultats sont applicables à un ensemble de particules réparties au hasard et pas trop rapprochées les unes des autres. Des vérifications expérimentales ont seulement été faites par PARANJEPE opérant sur des brouillards artificiels.

La seconde source a surtout été exploitée par les élèves de RAMAN. Elle repose sur l'étude comparée des trois facteurs de dépolarisations ρ_u , ρ_v , ρ_h , de la lumière diffusée dans une direction du plan horizontal, perpendiculaire au faisceau incident. Ces trois facteurs correspondent à l'emploi de lumière incidente naturelle, ou polarisée avec vecteur lumineux vertical ou horizontal. Ils sont définis dans chaque cas d'excitation par le rapport des intensités (faible/forte) des deux composantes rectangulaires et incohérentes, V et H , en lesquelles on peut décomposer la lumière diffusée. On peut établir entre ces trois quantités la relation générale de KRISHNAN

$$\rho_u = \frac{1/\rho_h + 1}{1/\rho_v + 1}$$

conséquence du principe général de réciprocité énoncé par RAYLEIGH. Dans le cas de particules très petites, la

relation devient $\rho_u = \frac{2 \cdot \rho_h}{1 + \rho_v}$. Les travaux théoriques de MIE et RAYLEIGH permettent d'obtenir les valeurs relatives des composantes V et H et, par suite, les valeurs théoriques des facteurs ρ_v , ρ_h , ρ_u lorsque les particules sont sphériques ou non, petites ou grosses. La détermination expérimentale de ces trois facteurs et la comparaison de leurs grandeurs permettent :

1^o d'avoir des indications sur la forme, la grosseur des particules constituant le milieu trouble;

2^o de suivre les modifications de la taille ou de la forme des particules dans un système en évolution (ex. : suspension de soufre).

