

G. RIBAUD

ULTIMATE  
VIRTUAL MUSEUM

MESURE  
DES  
TEMPÉRATURES



COLLECTION ARMAND COLIN



*Mesure*  
*des*  
*Températures*

N° 190.

COLLECTION ARMAND COLIN  
(Section de Physique)



*Mesure*  
*des*  
*Températures*

par  
**G. RIBAUD**  
Professeur à la Sorbonne

83 *Figures*

2<sup>e</sup> ÉDITION



LIBRAIRIE ARMAND COLIN  
103, Boulevard Saint-Michel, PARIS

1941

Tous droits réservés.

Tous droits de reproduction, de  
traduction et d'adaptation réservés  
pour tous pays.

Copyright 1936, by Max Leclerc  
et Cie.



## AVANT-PROPOS

---

*La technique de la mesure des températures embrasse tous les domaines de la physique ; elle se rattache aussi bien à l'optique qu'à l'électricité et à la thermodynamique ; elle met en œuvre des instruments et des méthodes de mesure extrêmement variés et, à ce titre, elle compte parmi les plus instructives que l'on puisse donner en exemple aux jeunes chercheurs et praticiens.*

*Nous ajouterons qu'elle prend chaque jour une place plus importante, non seulement au laboratoire, mais dans la pratique industrielle courante où les qualités toujours plus grandes demandées aux produits fabriqués nécessitent un contrôle de plus en plus minutieux des températures.*

*Signalons enfin, sans insister, la rapide évolution de cette technique de la thermométrie, à laquelle les précurseurs qu'ont été H. Le Chatelier et Féry ont apporté en France une très large contribution. L'ancien ouvrage de Le Chatelier sur la mesure des températures élevées, dont la lecture attachante reste pleine d'enseignements, est malheureusement épuisé, ainsi que les traductions qui en ont été faites. Il faut bien reconnaître que cet ouvrage, ainsi que d'autres parus plus récemment à l'étranger, appellent de nombreuses additions pour être mis à jour.*

*Le volume qu'apporte la collection Armand Colin nous a paru devoir présenter avant tout un caractère pratique ; le lecteur y trouvera le principe des appareils de mesure*

et les méthodes actuellement en usage ; toutefois le cadre limité de ce volume ne nous a pas permis de donner une description détaillée des multiples instruments livrés actuellement par les constructeurs (1). Nous nous sommes borné à en faire une étude d'ensemble avec la critique de leur usage.

En ce qui concerne la mesure des hautes températures l'ouvrage renferme la partie essentielle d'un cours professé à la Faculté des Sciences de Paris pendant l'année scolaire 1933-1934 (2) ; nous y avons joint quelques paragraphes sur la thermométrie des basses et moyennes températures. Enfin, sans entrer dans les détails, nous avons cru devoir y faire figurer quelques développements sur l'emploi du thermomètre à gaz pour la fixation de l'échelle thermodynamique des températures.

Nous nous sommes enfin astreint à mettre ce volume en harmonie avec les textes qui fixent l'échelle internationale des températures et à bien préciser la technique de réalisation d'une telle échelle. En ce qui concerne le domaine des températures élevées, où cette technique nécessite la mise en œuvre de moyens assez coûteux, nous croyons rendre service aux divers laboratoires en leur signalant que, grâce à des subventions de la Compagnie du Gaz de Paris, le Laboratoire des Hautes Températures est outillé pour réaliser les divers points fixes thermométriques internationaux avec toute la précision désirable.

(1) On trouvera ailleurs (*Traité de Pyrométrie Optique*, Revue d'optique, édit.) cette description pour les types les plus courants de pyromètres optiques.

(2) Je suis heureux de remercier ici M. Lajeat, Ingénieur à la Compagnie du Gaz de Paris, dont les notes prises au Cours m'ont été précieuses pour la rédaction de ce volume. Je remercie également la *Revue d'optique* qui nous a gracieusement prêté un certain nombre de clichés.

# MESURE DES TEMPÉRATURES



## CHAPITRE PREMIER

### ÉCHELLES THERMOMÉTRIQUES

1. **Systèmes thermométriques.** — Tout système thermométrique suppose le choix de deux points fondamentaux, définis avec autant de précision que possible.

Pour les trois systèmes encore en usage <sup>1</sup>, ces deux points fondamentaux sont : la fusion de la glace et l'ébullition de l'eau sous la pression atmosphérique normale, et les valeurs des températures admises pour ces points fondamentaux, dans les trois systèmes, sont données par le tableau suivant :

	CENTIGRADE	FAHRENHEIT	RÉAUMUR
Glace fondante . . . . .	0	32	0
Ébullition de l'eau . . .	100	212	80

5 degrés C = 9 degrés F = 4 degrés R

Dans la suite, nous ne ferons état que du système Centigrade ; dans ce système nous représenterons les

1. Le système Fahrenheit est encore usuel dans les pays anglo-saxons. Le système Réaumur n'est plus employé que dans quelques pays de l'Europe continentale, pour les usages de la vie courante,

températures par un nombre accompagné de la notation °C (1 063° C).

**2. Échelles thermométriques.** — A partir des points fondamentaux ci-dessus, on peut définir une échelle thermométrique en faisant appel à un phénomène physique, fonction de la température, et en convenant d'admettre une proportionnalité entre la variation du phénomène et celle de la température. De façon générale, en écrivant que les variations du phénomène entre  $t^{\circ}$  et  $0^{\circ}$  et entre  $100^{\circ}$  et  $0^{\circ}$  sont respectivement proportionnelles aux variations de températures  $t^{\circ}$  et  $100^{\circ}$ , il vient :

$$[1] \quad \frac{t}{100} = \frac{\varphi_t - \varphi_0}{\varphi_{100} - \varphi_0}.$$

Les premiers thermomètres utilisés dans la pratique ont été des thermomètres basés sur la *dilatation apparente d'un liquide* (mercure, alcool,...) dans une enveloppe solide, le verre en général ; les variations apparentes de volume sont lues sur une tige capillaire supposée rigoureusement cylindrique et graduée en divisions d'égale longueur. Dès lors si  $n_0$ ,  $n_{100}$ ,  $n$  sont les divisions d'affleurement dans la glace fondante, l'eau bouillante et un bain de température  $t$ , on a :

$$\frac{t}{100} = \frac{n - n_0}{n_{100} - n_0} = \frac{V - V_0}{V_{100} - V_0},$$

$V_0$ ,  $V_{100}$ ,  $V$  représentant respectivement les volumes *apparents* du liquide dans l'enveloppe aux températures 0, 100 et  $t$ .

Il apparaît immédiatement que l'échelle ainsi définie, pour un même liquide (le mercure, par exemple), dépendra de la nature de l'enveloppe ; une telle enveloppe se trouve avoir en effet une dilatation propre qui se retranche de la dilatation vraie du liquide.



Divers thermomètres à mercure faits de verres différents n'auront pas des échelles concordantes ; forte raison des thermomètres faits de liquides différents montreront des divergences encore plus notables.



**3. Thermomètre à gaz.** — Un gaz, utilisé comme corps thermométrique, présente sur un liquide l'avantage d'avoir un coefficient de dilatation plus élevé, ce qui rend moins importante la valeur relative de la dilatation de l'enveloppe. Aussi a-t-on songé depuis longtemps à réaliser des thermomètres à gaz pour la définition d'une échelle de températures ; étant entendu d'ailleurs que la dilatation de l'enveloppe peut être mesurée et qu'il devient possible de l'éliminer de façon à ne faire apparaître que la dilatation *vraie* du gaz.

Pour un thermomètre à gaz on peut considérer, comme phénomène thermométrique, soit l'accroissement de volume du gaz sous pression constante, soit l'accroissement de pression sous volume constant. Pour diverses raisons, en particulier à cause de la difficulté de mesurer avec précision un accroissement de volume, on a reconnu préférable d'adopter le thermomètre à gaz à volume constant (8).

Si  $h_0$ ,  $h_{100}$  et  $h$  sont les hauteurs de mercure lues sur le manomètre aux températures 0, 100 et  $t$ , l'équation qui définit la température  $t$  s'écrit :

$$\frac{t}{100} = \frac{h - h_0}{h_{100} - h_0}.$$

En réalité, il convient de ramener les lectures des hauteurs de mercure à ce qu'elles seraient si l'espace occupé par le gaz en dehors de l'enceinte (espace nuisible) était nul et si la dilatation de l'enveloppe du réservoir était négligeable (9).

Malheureusement, ici encore, les indications d'un tel

thermomètre dépendent de la nature du gaz employé et même de la pression de remplissage  $h_0$  (11).

Pour tourner la difficulté, la première Conférence générale des poids et mesures, réunie à Paris en 1889, avait convenu d'adopter, comme échelle internationale normale, l'échelle fournie par un *thermomètre à hydrogène* à volume constant, dont la pression de remplissage à  $0^\circ$  est égale à 1 mètre de mercure normal.

Il n'en subsiste pas moins qu'une telle échelle ne donne pas entièrement satisfaction, elle reste subordonnée au choix d'un corps thermométrique et aux conditions d'emploi de ce corps au sein du thermomètre.

4. **Échelle thermodynamique** (Lord Kelvin). — Pour obtenir une échelle thermométrique indépendante du

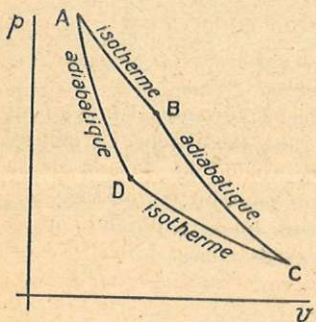


FIG. 1.

corps thermométrique utilisé, Lord Kelvin a proposé d'adopter une échelle basée sur le principe de Carnot.

Si l'on fait parcourir à un fluide un cycle de Carnot formé de deux portions d'isothermes AB et CD (fig. 1) et de deux portions d'adiabatiques BC et DA ; si  $Q_1$  et  $Q_2$  sont les quantités de chaleur mises

en jeu le long des deux portions d'isothermes, le principe de Carnot nous enseigne que le rapport de ces quantités de chaleur ne dépend que des températures des isothermes, il est indépendant de la nature du fluide qui a parcouru le cycle.

## ÉCHELLES THERMOMÉTRIQUES

Lord Kelvin propose d'appeler températures thermodynamiques  $T_1$  et  $T_2$  de ces deux isothermes les grandeurs définies par la relation :

$$[2] \quad \frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2}.$$

Au repérage d'une température fourni par un instrument conventionnel, on substitue ainsi une grandeur physique parfaitement définie et mesurable.

Proposons-nous d'appliquer la définition de la température thermodynamique au cas d'un gaz.

Pour un gaz quelconque, on peut définir la température centigrade au moyen de la relation générale I dans laquelle la fonction sera par exemple la pression  $p$  du gaz à volume constant ; on obtient alors :

$$\frac{t}{100} = \frac{p - p_0}{p_{100} - p_0} \quad \text{ou} \quad p = p_0 (1 + \beta t)$$

avec l'expression suivante du coefficient  $\beta$  :

$$\beta = \frac{p_{100} - p_0}{100 p_0}.$$

Un tel coefficient (coefficient thermométrique) peut être mesuré pour divers gaz ; l'expérience a montré que, pour un gaz réel, ce coefficient dépend de la nature du gaz et de la pression de remplissage  $p_0$  ; mais elle montre également qu'à condition d'opérer sous une pression initiale suffisamment faible, le coefficient  $\beta$  tend, pour tous les gaz, vers une même valeur :

$$\beta_0 = \frac{1}{273,15},$$

ce que l'on convient d'exprimer en disant que les gaz pris sous pression suffisamment réduite (*gaz parfaits*) ont même loi de dilatation et par suite fournissent une même échelle centigrade dans laquelle la température  $t$  est donnée par la relation :

$$[3] \quad pv = p_0 v_0 (1 + \beta_0 t).$$



Appliquons maintenant à un tel gaz parfait la définition de l'échelle thermodynamique donnée par l'équation 2.

Pour calculer la quantité de chaleur  $Q_1$  mise en jeu le long de l'isotherme AB (fig. 1), on peut calculer le travail correspondant, ce qui fournit, en tenant compte de l'équation 3 :

$$Q_1 = \int_{AB} p dv = p_0 v_0 (1 + \beta_0 t_1) \text{Log} \frac{p_A}{p_B}.$$

De même :

$$Q_2 = \int_{CD} p dv = p_0 v_0 (1 + \beta_0 t_2) \text{Log} \frac{p_D}{p_C},$$

$t_1$  et  $t_2$  représentant les températures centigrades des isothermes AB et CD,  $p_A$ ,  $p_B$ ,... les pressions correspondant aux points A, B,...

Si nous écrivons d'autre part les relations qui traduisent le fait que A et B sont sur une même isotherme, B et C sur une même adiabatique,...

$$\begin{aligned} p_A v_A &= p_B v_B & p_B v_B^\gamma &= p_C v_C^\gamma \\ p_C v_C &= p_D v_D & p_D v_D^\gamma &= p_A v_A^\gamma; \end{aligned}$$

on tire immédiatement de ces relations :

$$\frac{p_A}{p_B} = \frac{p_C}{p_D}.$$

Dès lors, le rapport  $Q_1/Q_2$  s'écrit après simplification :

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{1 + \beta_0 t_1}{1 + \beta_0 t_2} = \frac{t_1 + 273,15}{t_2 + 273,15},$$

expression qui, rapprochée de [2], conduit à la conclusion importante suivante : *l'échelle thermodynamique se confond, au changement d'origine près, avec l'échelle centigrade d'un gaz supposé parfait.*

Pour avoir la température thermodynamique T, il suffira d'ajouter à la température centigrade  $t$  fournie



par un gaz parfait la quantité  $273^{\circ},15$ . Dans la suite, nous représenterons les températures thermodynamiques par la notation  $^{\circ}\text{K}$  (degrés Kelvin); par exemple la température d'ébullition de l'eau sous la pression normale pourra s'écrire indifféremment:  $100^{\circ}\text{C}$  ou  $373,15^{\circ}\text{K}$ .

En 1919, la loi française a substitué à l'ancienne échelle normale, basée sur le thermomètre à hydrogène, une autre échelle définie au moyen d'un gaz parfait :

*« Le degré centésimal est la variation de température qui produit la centième partie de l'accroissement de pression que subit une masse d'un gaz parfait quand, le volume étant constant, la température passe du point  $0^{\circ}$  (température de la glace fondante) au point  $100^{\circ}$  (température d'ébullition de l'eau) tels que ces deux points ont été définis par la Conférence générale des poids et mesures de 1889 et par celle de 1913. »* (Loi du 2 avril 1919).

En pratique, on définira l'échelle thermodynamique au moyen du thermomètre à gaz; comme le gaz utilisé ne peut pas être considéré comme parfait, on introduit, sur l'échelle fournie par un tel thermomètre, les corrections qui tiennent à l'imperfection du gaz. Nous verrons plus loin comment ces corrections peuvent être calculées avec une sécurité suffisante, et nous donnerons leur ordre de grandeur pour les divers thermomètres à gaz (11).

**5. Points fixes internationaux.** — Le thermomètre à gaz est un instrument peu maniable, nécessitant un outillage important. Pour concrétiser l'échelle de températures donnée par ce thermomètre, pour permettre en outre la comparaison des échelles établies dans divers laboratoires, pour permettre enfin la réalisation com-

mode de températures repères, on a été amené dès 1887, sur la proposition de H. Le Chatelier, à choisir des points fixes (températures de fusion, de solidification ou d'ébullition de corps purs) susceptibles d'être reproduits avec précision.

Les divers laboratoires nationaux qui, actuellement, possèdent un thermomètre à hélium se sont mis d'accord sur un certain nombre de points fixes à l'occasion de la 7<sup>e</sup> Conférence générale des poids et mesures réunie à Paris en 1927.

Aux très basses températures, quelques divergences subsistant encore <sup>1</sup>, on s'est limité à la température d'ébullition de l'oxygène sous la pression normale, réservant pour plus tard la fixation des températures inférieures.

Les points fixes actuellement admis pour fixer l'échelle internationale pratique des températures sont les suivants (en degrés C) :

Ébullition de l'oxygène : — 182°97 ; fusion de la glace : 0°00 ;  
Ébullition de l'eau : 100°00 ; Ébullition du soufre : 444°60 ;  
Solidification de l'antimoine : 630°5 ; de l'argent : 960°5 ;  
de l'or : 1 063°0.

On remarquera qu'aucune température repère n'est donnée au delà du point de fusion de l'or, en raison des difficultés des mesures aux températures très élevées (7).

**6. Instruments pratiques d'interpolation des températures. Domaines d'utilisation.** — Les températures repères précédentes étant fixées, il importait de préciser les instruments pratiques susceptibles de servir à l'interpolation entre ces températures repères fournies par le thermomètre à gaz.

1. En réalité jusqu'à —253° ces divergences ne portent que sur quelques centièmes de degré. Voir sur ce sujet les restrictions formulées par KEESOM, *Physica*, 9, p. 385-409 (1929).



Notons tout de suite que le thermomètre à mercure n'est plus utilisé comme instrument de précision. Il est d'usage beaucoup moins commode que le thermomètre à résistance de platine sur lequel nous aurons l'occasion de revenir. Il fournit une précision nettement inférieure et oblige à des corrections longues, difficiles et souvent incertaines (déplacement du zéro, colonne émergente, pressions extérieure et intérieure); son domaine d'utilisation est en outre beaucoup moins étendu que celui du thermomètre à résistance de platine, en particulier aux basses températures.

Pour tout l'intervalle qui va du zéro absolu jusqu'à 660° C, l'instrument d'interpolation utilisé est le *thermomètre à résistance de platine*, basé sur la variation de résistance d'un fil de platine en fonction de la température. La comparaison d'un tel thermomètre avec le thermomètre à hélium a montré qu'entre 0 et 660° C la résistance pouvait être représentée, en fonction de la température centigrade  $t$  fournie par le thermomètre à gaz (ramené à l'état parfait) et avec toute la précision que comporte chacun des deux instruments, par une formule à trois termes :

$$[4] \quad R = R_0 (1 + At + Bt^2).$$

les trois constantes  $R_0$ ,  $A$  et  $B$  étant déterminées par des mesures aux trois températures repères 0°, 100° et 444°60.

Pour les températures comprises entre -190° et 0°C, l'interpolation est fournie, avec toute la précision désirable, par la formule :

$$[5] \quad R = R_0 [1 + At + Bt^2 + Ct^3 (t - 100)]$$

dans laquelle les constantes  $R_0$ ,  $A$  et  $B$  sont celles déterminées *précédemment* et la constante additionnelle  $C$  est déterminée au moyen du point d'ébullition

de l'oxygène ( $-182^{\circ},97$ )<sup>1</sup>. Au delà de  $660^{\circ}$  C, on a renoncé à utiliser le thermomètre à résistance de platine, l'altération du platine risquant d'amener des variations sensibles de sa résistance électrique.

Entre  $630$  et  $1063^{\circ}$  C, l'interpolation est obtenue grâce au couple platine — platine rhodié à 10 % de rhodium (Le Chatelier); ici encore la force électromotrice de ce couple peut être représentée, en fonction de la température  $t$  fournie par le thermomètre à gaz, par une formule à trois termes :  $e = a + bt + ct^2$  dans laquelle les trois constantes  $a$ ,  $b$ ,  $c$  seront fournies par les points de solidification de l'antimoine ( $630^{\circ},5$ ), de l'argent ( $960^{\circ},5$ ) et de l'or ( $1063^{\circ}$  C).

Enfin aux températures supérieures à  $1063^{\circ}$  C, les températures seront définies grâce aux lois du rayonnement, lois qui ont une base théorique extrêmement solide et qui fournissent directement une valeur de la température thermodynamique. Bornons-nous à signaler dès maintenant que seul le *pyromètre optique monochromatique* a été retenu comme instrument d'extrapolation, la valeur provisoire admise pour la constante  $C_2$  de la loi de Wien étant prise égale à  $14\,320$  micron-degré.

Nous avons rassemblé dans le tableau I les points fixes repères de l'échelle internationale des températures, avec les domaines d'utilisation des divers instruments d'interpolation et les points fixes servant à leur étalonnage.

**7. Extrapolation aux températures élevées au moyen des lois du rayonnement du corps noir.** — Le thermomètre à gaz ne permet pas de dépasser pratiquement

1. HEUSE et OTTO [Ann. der phys., 14, p. 181 (1932)] ont toutefois signalé entre l'échelle ainsi définie et l'échelle thermodynamique des différences dont la valeur maximum est  $0,04^{\circ}$  au voisinage de  $-80^{\circ}$ .



TABLEAU I. — Températures centigrades des points fixes repères internationaux et instruments d'interpolation.

Ébullition de l'oxygène	Fusion de la glace	Ébullition		Solidification		
		de l'eau	du soufre	de l'antimoine	de l'argent	de l'or
— 182,97	0,00	100,00	444,60	630,5	960,5	1 063,0

↑ ↑ ↑ ↑ ↑  
 Thermomètre à résistance de platine  
 $R = R_0 (1 + At + Bt^2)$

↑ ↑ ↑ ↑ ↑  
 Thermomètre à résistance de platine  
 $R = R_0 [1 + At + Bt^2 + Ct^3 (t - 100)]$

↑ ↑ ↑ ↑ ↑  
 Couple Pt — Pt Rhodié  
 $e = a + bt + ct^2$

Pour les variations des températures d'ébullition avec la pression voir, à la fin de l'ouvrage, le Tableau XIV.

↑  
 Extrapolation par la loi de Wien  
 $C_2 = 14490$



1 100° C ; il restait donc à extrapoler une échelle de températures au delà du point de fusion de l'or.

Pour mieux préciser les difficultés que l'on rencontre dans ce domaine, nous allons passer très rapidement en revue les diverses méthodes mises en œuvre pour prolonger, pratiquement, l'échelle du thermomètre à gaz.

Dès 1907, dans un très important travail sur les points de fusion du palladium et du platine, Waidner et Burgess <sup>1</sup> ont été amenés à utiliser le couple platine-platine rhodié comme moyen d'extrapolation au-delà des températures fournies par le thermomètre à hydrogène. Les résultats obtenus pour le point de fusion du palladium diffèrent suivant la formule d'extrapolation utilisée ; alors que les deux formules :

$$e = a + bt + ct^2 \quad \text{et} \quad e = mt^n$$

sont d'accord jusqu'à 1 200° C, leur extrapolation à partir de cette température fournit des valeurs qui diffèrent entre elles de plus de 15°.

Waidner et Burgess ont en outre, dans leur travail, comparé l'extrapolation  $T_e$  fournie par le couple platine-platine rhodié, avec celle  $T_o$  que donnent les lois du rayonnement ; le rapprochement est indiqué dans le tableau II ( $C_2 = 14\,320$ ).

TABLEAU II

	1 200°C	1 300°C	1 400°C	1 500°C	1 600°C	1 700°C
$T_o - T_e$	0	+3°	+9°	+18°	+31°	+51°

Il existe, on le voit, un écart très notable ; l'écart est bien d'ailleurs dans le même sens que celui fourni par la comparaison avec le thermomètre à azote. On est

1. Waidner et Burgess, Bur. Stand Bull., 3, p. 163 (1907)

## ÉCHELLES THERMOMÉTRIQUES

conduit à rejeter le couple thermoélectrique comme instrument d'extrapolation.

Une enceinte noire à température uniforme, dont le rayonnement est indépendant de la nature des corps placés à son intérieur, va nous permettre, grâce aux lois du rayonnement, d'extrapoler de façon pratique l'échelle thermodynamique jusqu'aux températures les plus élevées.

Pour effectuer cette extrapolation on peut utiliser, soit la loi de Planck qui fixe le rayonnement monochromatique du corps noir (77), soit la loi de Stefan qui donne le rayonnement total (74, 107). Les mesures de rayonnement total sont entachées d'erreurs notables (124). Les mesures de rayonnement monochromatique, faites dans le spectre visible au moyen du pyromètre optique monochromatique, comportent au contraire toute la précision des mesures photométriques et ce sont elles que l'on a choisies pour définir l'échelle optique aux températures élevées.

On a convenu de prendre pour température de départ la température de fusion de l'or. Il importait, pour fixer l'échelle internationale, d'adopter une valeur déterminée de la constante  $C_2$ . La Conférence générale des poids et mesures de 1927 a décidé d'adopter la valeur  $C_2 = 14\,320$  micron-degré.



## CHAPITRE II

### THERMOMÈTRE A GAZ

---

**8. Description.** — Bien que le thermomètre à gaz ne soit pas un appareil de mesures couramment employé dans la pratique, et que son usage se trouve limité à un petit nombre de laboratoires, spécialement outillés, il n'en reste pas moins que cet appareil est fondamental puisque, comme nous l'avons indiqué, c'est lui qui sert de base à la fixation de l'échelle thermodynamique des températures.

Sans entrer dans les détails pratiques, nous croyons néanmoins utile d'en rappeler la description et la théorie, en précisant les diverses corrections à effectuer pour ramener ses indications à l'échelle thermodynamique. Nous nous limiterons au thermomètre à volume constant, le seul utilisé dans la pratique.

La figure 2 représente l'appareil réalisé par P. Chapuis au Bureau international des poids et mesures<sup>1</sup> ; le réservoir R, de forme cylindrique, contient le gaz ; il est relié au manomètre BC par un tube capillaire dont le volume (espace nuisible) est de l'ordre de 0,5 cm<sup>3</sup> ; les mesures de pression se font au cathéto-mètre et, pour faciliter les pointés des niveaux du

1. Travaux et mémoires du Bureau intern. des P. et M., vol. 6 (1888), 13 (1907), 16 (1914).



mercure, deux pointes de verre  $p_1$  et  $p_2$  sont amenées au voisinage immédiat de la surface ; la pointe  $p_1$  en outre à reproduire dans toutes les expériences le volume de gaz constant. Le niveau du mercure est amené en  $p_2$  grâce à un réservoir à mercure auxiliaire  $R'$  ; on peut parfaire le réglage au moyen d'une vis  $r'$ . Un robinet  $r$  fixé latéralement sur B permet le remplissage du réservoir. Nous n'insisterons pas sur les détails de remplissage, il nous suffira de rappeler que le gaz introduit doit être très soigneusement desséché.

Les appareils utilisés actuellement au Laboratoire cryogénique de Leyde et à la Reichsanstalt diffèrent un peu du précédent, mais par de simples détails <sup>1</sup>.

Le volume du réservoir peut être compris entre 100 et 1 000  $\text{cm}^3$  ; les réservoirs de grand volume entraînent des difficultés dans la réalisation de l'uniformité de température, aussi ne les a-t-on guère utilisés que

pour des mesures aux points  $0^\circ$  et  $100^\circ$ , en particulier pour la détermination du coefficient thermométrique (4). Pour les températures élevées, la difficulté de réaliser une température uniforme conduit à adopter des réservoirs de faible volume.

Jusqu'à  $450^\circ \text{C}$  le réservoir peut être fait en verre <sup>2</sup>. La silice fondue qui pourrait servir jusqu'à  $1\ 000^\circ \text{C}$

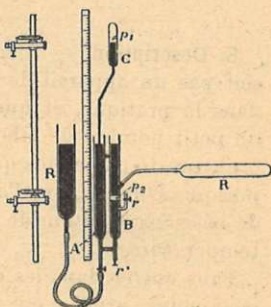


FIG. 2.

1. KEESOM et VAN DER HORST, *Proceed. Amsterdam*, 30, p. 970 (1927). — HEUSE et OTTO, *Ann. der Phys.*, 2, p. 1012 (1929). On définit avantageusement le niveau du mercure au moyen de contacts en platine traversant le verre du manomètre.

2. De préférence le verre Iéna 59 III.

doit être rejetée, car elle se laisse aisément traverser par l'hydrogène et l'hélium. Aux températures élevées, on adopte un réservoir en platine rhodié; l'hydrogène ne peut plus servir car il traverse très facilement le platine; on utilise l'azote ou mieux l'hélium pour lesquels le platine est imperméable jusqu'à  $1\ 600^{\circ}\text{C}$ .

En ce qui concerne le choix du gaz, il y a avantage à adopter un gaz qui se rapproche le plus possible de l'état parfait. L'hydrogène permet des mesures jusqu'au voisinage de  $-250^{\circ}$ ; toutefois, à cette température, assez rapprochée de son point de liquéfaction ( $-252^{\circ},78$ ), les corrections à effectuer pour ramener les indications à celles que fournirait un gaz parfait deviennent importantes (11) et, de ce fait, un peu incertaines.

L'hélium a l'avantage de pouvoir être utilisé jusqu'à quelques degrés au-dessus du zéro absolu (température de liquéfaction normale  $-268^{\circ},7$ ); les corrections à lui faire subir sont notablement plus faibles que pour l'hydrogène (Tableau III, p. 27), aussi l'a-t-on adopté dans les laboratoires qui poursuivent actuellement la fixation de l'échelle thermodynamique aux très basses températures.

On peut atteindre des températures d'autant plus faibles que la pression de remplissage est plus basse; on y trouve en outre l'avantage de corrections plus petites, toutefois les mesures de pressions deviennent moins précises au fur et à mesure que la pression diminue; pratiquement, pour les mesures courantes, on n'est jamais descendu au-dessous de 20 cm de mercure (à  $0^{\circ}$ ), exceptionnellement on a pu atteindre 12 mm (14).

Le coefficient de dilatation du réservoir, qui entre dans les termes correctifs, demande à être connu avec

quelque précision ; on le mesure au comparateur sur une tige faite de même substance que le réservoir sur le réservoir lui-même.

**9. Corrections d'espace nuisible et de dilatation de l'enveloppe.** — Nous désignerons par  $V_0$  le volume du réservoir à  $0^\circ$ , par  $a$  son coefficient de dilatation, par  $v$  le volume de l'espace nuisible, par  $t$  la température centigrade de l'enceinte dans laquelle se trouve plongé le réservoir et par  $\theta$  la température de l'espace nuisible. Soit  $p'$  la pression lue au manomètre.

Nous allons nous proposer de calculer la pression  $p$  qu'aurait le gaz s'il était tout entier dans le réservoir, supposé non dilaté et de volume  $V_0$ , à la température  $t$ . En fait ce gaz se trouve occuper, sous la pression  $p'$ , un volume  $V_0 (1 + at)$  à  $t^\circ$ , augmenté du volume  $v$  de l'espace nuisible à  $\theta^\circ$ .

En appliquant à ces deux états l'équation des gaz, il vient immédiatement :

$$\frac{pV_0}{1 + \beta t} = \frac{p'V_0 (1 + at)}{1 + \beta t} + \frac{p'v}{1 + \beta \theta}$$

d'où l'on tire :

$$[7] \quad p = p' \left( 1 + at + \frac{v}{V_0} \frac{1 + \beta t}{1 + \beta \theta} \right)$$

Autrement dit, à chaque température, il importe de remplacer la pression  $p'$ , lue directement au cathéto-mètre, par la pression corrigée  $p$  donnée par l'équation précédente. Les deux derniers termes de la parenthèse sont des termes correctifs, faibles par rapport à l'unité ; dans le dernier de ces termes on adoptera pour  $\beta$  le coefficient thermométrique des gaz parfaits ; cette approximation est justifiée dans le calcul d'un terme correctif.

Bien entendu, la correction fournie par l'équation 7



devra être appliquée également aux pressions lues à  $0^{\circ}$  et à  $100^{\circ}$ .

**10. Sensibilité de l'instrument.** — Dans le thermomètre à gaz à volume constant, la pression  $p$  est reliée à la pression  $p_0$  et à la température  $t$  par l'équation :  $p = p_0 (1 + \beta t)$  qui fournit immédiatement :

$$[8] \quad dp = p_0 \beta \cdot dt \quad (\beta = 1/273).$$

Pour une pression de remplissage  $p_0 = 1\,000$  mm, la variation de pression correspondant à une variation de température de  $1^{\circ}$  est égale à 3,7 mm ; si l'on admet que chaque pointé du niveau du mercure peut être fait au  $1/1\,000$  de mm, étant donné que la mesure de  $p$  et  $p_0$  nécessite 4 pointés, il en résulte que la précision maximum que l'on puisse atteindre dans la mesure d'une température est de l'ordre du  $1/1\,000$  de degré. En réalité, cela suppose que la température de l'enceinte dans laquelle plonge le réservoir est définie avec cette précision ; cette condition ne semble réalisée que dans des bains liquides ou dans des thermostats comportant une agitation parfaite, elle ne l'est pas dans le cas d'un réservoir plongé dans une enceinte gazeuse chauffée électriquement comme celle que nous rencontrerons dans les mesures aux températures élevées (12).

L'équation 8 nous indique en outre que l'erreur en température croît, toutes choses égales, en raison inverse de la pression de remplissage  $p_0$ .

**11. Corrections à apporter à un thermomètre à gaz pour obtenir l'échelle thermodynamique.** — Nous avons vu (4) que l'échelle thermodynamique se confondait avec l'échelle centigrade d'un thermomètre à gaz parfait et qu'un tel gaz parfait pouvait être considéré comme la limite vers laquelle tend un gaz réel lors-



qu'on abaisse suffisamment sa pression. Il importe donc de rechercher les écarts qui existent entre l'échelle fournie par un thermomètre à gaz réel sous la pression de remplissage  $p_0$  à  $0^\circ$  et l'échelle que fournirait le même thermomètre dans lequel on réaliserait une pression de remplissage très faible.

Le calcul de ces écarts nécessite l'étude préalable du réseau d'isothermes du gaz, jusqu'à des pressions suffisamment basses pour que l'extrapolation sous une pression nulle puisse être faite avec sécurité<sup>1</sup>. Pour ce tracé des isothermes, il est préférable d'utiliser le système de coordonnées d'Amagat ( $pv, p$ ).

L'expérience montre que, du moins aux températures qui ne sont pas très basses, et pour des pressions qui n'excèdent pas une atmosphère, ces isothermes sont représentées assez exactement par des droites,

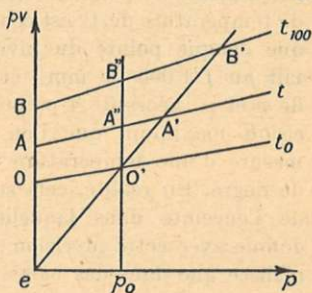


FIG. 3.

dont l'inclinaison dépend de la température. Sur la figure 3 nous avons tracé trois isothermes rectilignes correspondant aux trois températures  $0^\circ$ ,  $100^\circ$  et  $t$ ; nous désignerons respectivement par  $\delta_0$ ,  $\delta_{100}$  et  $\delta$  les pentes de ces trois droites.

Considérons un thermomètre rempli de gaz sous la pression  $p_0$  (à  $0^\circ$ , point figuratif  $O'$ ); si le thermomètre est utilisé à volume constant, cela revient à considérer les points  $A'$  et  $B'$  des isothermes qui se trouvent sur la droite  $CO'$ ; pour le thermomètre à

1. HEUSE et OTTO, Ann. der Phys., 2, p. 1012-1030 (1929). — KESOM et VAN DER HORST, Proceed. Amsterdam, 30, p. 970-979 (1928).



pression constante, il conviendrait de considérer les points A'' et B''.

La température  $t$  observée sur le thermomètre à volume constant est fournie par la relation :

$$\frac{t_{obs}^v}{100} = \frac{O'A'}{O'B'} ;$$

la température observée sur le thermomètre à pression constante est donnée par

$$\frac{t_{obs}^p}{100} = \frac{O'A''}{O'B''},$$

alors que la température fournie par le même gaz, sous pression nulle, serait obtenue au moyen de la relation :

$$\frac{t_{corr}}{100} = \frac{OA}{OB}.$$

Les corrections à apporter aux mesures fournies respectivement par le thermomètre à pression constante et à volume constant sont données par les deux formules :

$$t_{corr} - t_{obs}^p = 100 \left( \frac{OA}{OB} - \frac{O'A''}{O'B''} \right)$$

$$t_{corr} - t_{obs}^v = 100 \left( \frac{OA}{OB} - \frac{O'A'}{O'B'} \right)$$

qui, en tenant compte des valeurs des pentes des isothermes, et remarquant que  $OA = t\delta_0$ ,  $OB = 100\beta_0$ , peuvent s'écrire :

$$t_{corr} - t_{obs}^p = 2,73 p_0 [t(\delta_{100} - \delta_0) - 100(\delta - \delta_0)]$$

$$t_{corr} - t_{obs}^v = -p_0 [2,73(t - 100)\delta_0 - 3,73t\delta_{100} + (273 + t)\delta].$$

Les corrections, dans les deux cas, sont proportionnelles à la pression de remplissage  $p_0$ . Pour un gaz donné, elles peuvent d'ailleurs être comparées à celles relatives à l'hélium par exemple, en utilisant une

## THERMOMÈTRE A GAZ

méthode différentielle, mise en œuvre à Leyde, qui consiste à placer les deux réservoirs côte à côte dans un même bain et à mesurer directement la différence de leurs pressions.

Nous donnons, dans le tableau III, les valeurs moyennes des corrections obtenues récemment, pour divers thermomètres, au Laboratoire cryogénique de Leyde et à la Reichsanstalt<sup>1</sup>.

TABLEAU III. — Corrections à faire subir à un thermomètre à gaz ( $p_0 = 1$  mètre Hg) pour obtenir la température thermodynamique.

Température centigrade	Thermomètre à volume constant			Thermomètre à pression constante	
	Hélium	Hydrog.	Azote	Hélium	Azote
— 250	+ 0,037	+ 0,122			
— 200	+ 0,022	+ 0,063	+ 0,52		
— 183	+ 0,017	+ 0,047		+ 0,029	
— 150	+ 0,011	+ 0,032	+ 0,17	+ 0,015	
— 100	+ 0,005	+ 0,016	+ 0,05	+ 0,005	+ 0,40
0	0	0	0	0	0
+ 100	0	0	0	0	0
+ 300	+ 0,02	+ 0,05	+ 0,08	+ 0,006	+ 0,32
+ 500	+ 0,08	+ 0,16	+ 0,24	+ 0,014	+ 0,65
+ 700	+ 0,14	+ 0,30	+ 0,46		
+ 1 000	+ 0,26	+ 0,54	+ 0,83		+ 1,6
+ 1 100	+ 0,31	+ 0,65	+ 0,98		

On remarquera que ces corrections sont nettement moins élevées pour un thermomètre à volume constant que pour un thermomètre à pression constante rempli du même gaz ; sauf toutefois pour l'hélium aux tem-

1. CATH et KAMERLINGH ONNES, Comm. Leyde, n° 156a (1922). — KEESOM et KAMERLINGH ONNES, Comm. Leyde, n° 51a (1924). — HOLBORN et OTTO, Zts. f. Physik., 23, p. 77 (1924) ; 30, p. 320 (1924) ; 33, p. 1 (1925).



pératures élevées. On remarquera en outre que le thermomètre à hélium à volume constant peut être utilisé au delà de  $-250^{\circ}\text{C}$ ; les corrections jusqu'à ces températures restent suffisamment faibles pour pouvoir être effectuées avec sécurité.

### 12. Le thermomètre à gaz aux températures élevées.

— Nous aurons l'occasion de donner plus loin quelques indications sur les thermostats destinés à fixer la température d'ébullition d'un liquide (soufre en particulier); de telles étuves ne présentent pas de difficultés de réalisation, par ailleurs le réservoir du thermomètre à gaz peut être plongé directement dans la vapeur, ce qui assure une excellente uniformité de température.

Ce fait explique pourquoi les déterminations des températures d'ébullition de la naphthaline, de la benzophénone et du soufre, effectuées au thermomètre à gaz par divers expérimentateurs, ont fourni des nombres en excellent accord; les écarts par rapport aux moyennes admises pour ces trois températures (Tab. XIV, p. 215) ne dépassent en aucun cas  $0^{\circ},05$ .

Il n'en va plus de même lorsqu'il s'agit de températures de fusion ou de solidification de métaux, c'est-à-dire pour toute la partie de l'échelle au-dessus de  $450^{\circ}\text{C}$ . Dans ce cas il ne peut pas être question de plonger le réservoir (en platine rhodié) directement au sein du métal en fusion<sup>1</sup>, on doit tourner la difficulté en s'aidant d'un instrument repère (couple, thermomètre à résistance de platine) qui servira à transporter la température de fusion du métal sur le thermomètre à gaz.

1. L'interposition d'une enveloppe réfractaire entre le bain de métal et le réservoir du thermomètre entraînerait des corrections assez importantes et incertaines, en outre la quantité de métal à utiliser serait beaucoup trop grande.



Toutefois, étant donnée la difficulté de repérer une température au moyen du couple à beaucoup mieux que  $1/10$  de degré, étant données surtout les irrégularités de température au sein du four dans lequel se trouve plongé le réservoir, de telles mesures comportent au total des erreurs qui dépassent  $1/10$  de degré.

Pour le point de solidification de l'antimoine, adopté comme point fixe international, l'accord entre les divers expérimentateurs est satisfaisant; cela tient à la possibilité d'utiliser comme repère dans cette région ( $630^{\circ},5$ ) le thermomètre à résistance de platine, qui fournit une précision supérieure à celle du couple thermoélectrique.

Aux températures supérieures à ce point de fusion de l'antimoine, la plus grosse difficulté tient au défaut d'uniformité de la température du four dans toute l'étendue du réservoir thermométrique; pour s'en convaincre, il suffira de lire le mémoire de Day et Sosman <sup>1</sup> dont nous résumons ici l'essentiel.

Le four utilisé est reproduit sur la figure 4. La chambre de chauffe est constituée par un tube T de magnésie à l'intérieur duquel est bobiné un fil E de platine de forte section.

Pour obtenir une plus grande uniformité de température dans la partie centrale du four, on ajoute, aux extrémités du premier enroulement, deux enroulements supplémentaires traversés par un courant indépendant. Enfin, pour éviter que les deux bouts du réservoir, qui rayonnent vers les parties froides du four, soient à une température plus basse que la partie centrale; on disposait des écrans de platine *d* au-dessus et au-dessous du réservoir. Pour définir le mieux possible la température du gaz, dans un dernier modèle de réservoir, on avait prévu une partie rentrante au sein de

1. J. de Phys., 2, p. 727, 831 et 899 (1912).

laquelle était fixé l'un des couples destinés à repérer la température. L'expérience a d'ailleurs montré que ce couple présentait, par rapport aux couples disposés à l'extérieur du réservoir, des différences de température de  $5^{\circ}$ ; ce chiffre suffit à montrer la difficulté

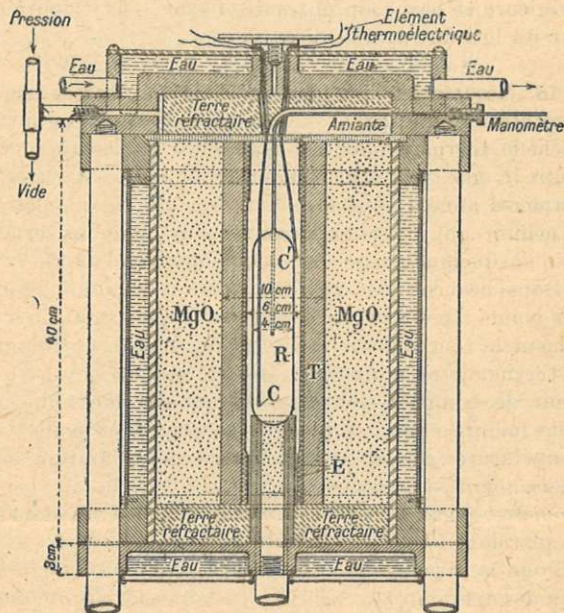


FIG. 4.

rencontrée dans l'évaluation de la température moyenne du gaz contenu dans le réservoir. Il semble bien néanmoins que les points de fusion de l'argent ( $960^{\circ},5$ ) et de l'or ( $1063^{\circ},0$ ) admis dans l'échelle internationale soient connus à mieux que  $0^{\circ},5$ .



Day et Sosman ont essayé de prolonger au delà de  $1\ 063^{\circ}\text{C}$  l'échelle du thermomètre à gaz et de fixer en particulier le point de fusion du palladium. Malgré tout le soin apporté dans les mesures, la valeur admise par eux ( $1\ 549 \pm 2^{\circ}\text{C}$ ) s'écarte beaucoup de la valeur ultérieure et beaucoup plus sûre ( $1\ 555^{\circ} \pm 1^{\circ}\text{C}$ ) fournie par les lois du rayonnement.

**13. Mesures au thermomètre à gaz aux basses températures. Points fixes.** — Aux basses températures, l'échelle thermodynamique est définie par le thermomètre à gaz ; les seules mesures effectuées dans ces dernières années l'ont été au moyen du thermomètre à hélium qui présente l'avantage de pouvoir servir jusqu'à quelques degrés au-dessus du zéro absolu.

Dans beaucoup de cas d'ailleurs, la détermination des points fixes a été faite, non pas en plongeant directement le thermomètre dans le bain, mais en utilisant le thermomètre à résistance de platine comme instrument de comparaison ; la technique est identique à celle indiquée dans le paragraphe précédent pour les températures élevées ; elle a l'avantage de fournir, en même temps, une comparaison entre l'échelle du thermomètre à gaz et celle du thermomètre à résistance de platine (6) <sup>1</sup>.

Pour la fixation des températures d'ébullition des liquides tels que  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{H}_2$ , le thermostat utilisé est un simple vase Dewar, contenant le liquide et surmonté d'un régulateur de pression ; un agitateur, plongé dans le liquide, assure l'uniformité de la température ; en réalisant des pressions réduites au-dessus du liquide, on pourra déterminer les températures

1. Dans beaucoup de mesures récentes la même technique a permis également l'étalonnage de thermomètres à tensions de vapeur dont nous parlerons dans le prochain chapitre.

d'ébullition sous ces pressions ; l'oxygène permet ainsi d'explorer l'intervalle qui va de  $-183$  à  $-217^{\circ}\text{C}$  (Tableau V, p. 40).

Pour le domaine qui s'étend de  $-217$  à  $-253^{\circ}\text{C}$ , Kamerlingh Onnes <sup>1</sup> a proposé un thermostat rempli d'hydrogène refroidi et reproduit sur la figure 5. Le thermostat A est alimenté par de l'hydrogène gazeux, refroidi, provenant d'un vase Dewar B contenant de l'hydrogène liquide (introduit par le tube 1). L'éva-

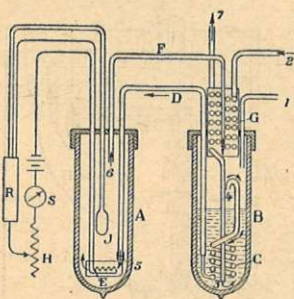


FIG. 5.

poration de cet hydrogène liquide est obtenue en introduisant de l'hydrogène gazeux par le tube 2 et en le faisant déboucher par un tube 3 au sein du liquide ; l'hydrogène évaporé circule dans un serpentin C au sein du liquide et, par un tube D à double enveloppe, est amené dans une boîte contenue dans le thermostat ; sa température est alors d'environ  $-253^{\circ}\text{C}$ . Au moyen d'une spirale E le gaz contenu dans la boîte est échauffé jusqu'à la température cherchée. La régulation est fournie par un thermomètre à gaz J qui commande un régulateur R à contact de mercure. Le gaz qui s'échappe du thermostat par le tube 6 à double enveloppe est envoyé dans un échangeur de température G, de façon à refroidir le gaz d'amenée introduit par le tube 2 et à éviter une trop rapide évaporation de l'hydrogène liquide <sup>2</sup>.

1. KAMERLINGH ONNES, *Communic. Leyde*, n° 151a (1917) ; n° 154c (1921).

2. Jusqu'à  $1^{\circ}\text{K}$ , voir KEESOM, *Proceed. Amsterdam*, 32, p. 710 (1929).





Pour les températures comprises entre 0 et 150° (sublimation de  $\text{CO}_2$ , solidification de Hg), le thermostat utilisé peut être constitué par un bain d'éther de pétrole, agité par un agitateur et refroidi par une circulation d'air liquide de vitesse réglable. L'emploi de l'éther de pétrole présente quelques inconvénients et dangers, aussi préfère-t-on employer des thermostats à bloc métallique ; on trouvera sur la figure 6 celui étudié par Lalande<sup>1</sup>. Il

comporte deux vases Dewar concentriques B et C dont l'intervalle est rempli par de l'air liquide ; à l'intérieur de C est suspendu le bloc thermostatique en cuivre rouge fait d'un cylindre creux E, entouré d'un serpentín F sur lequel est emmanché à force un manchon H muni d'un enroulement extérieur de chauffe L en constantan. Le serpentín F, fermé à son extrémité G et rempli de pentane, est prolongé à

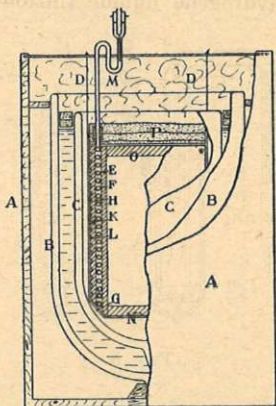


FIG. 6.

sa partie supérieure par un tube capillaire M contenant un peu de mercure ; il fonctionne comme régulateur agissant sur le chauffage de L. L'uniformité de température, complétée par deux disques de cuivre N et O, est assurée à 0,03° près dans toute la cavité centrale ; la régulation de la température peut être réalisée à 0,05° près.

Nous donnons ci-dessous (Tableau IV) les résultats des récentes déterminations de points fixes effectuées

1. LALANDE. Thèse, Paris (1934) ; J. Chimie Phys., 31, p. 456 (1934).  
G. RIBAUD : *Mesure des températures.*

au Laboratoire cryogénique de Leyde et à la Reichsanstalt<sup>1</sup> ; les températures de sublimation et d'ébullition sont relatives à 760 mm de mercure.

TABLEAU IV. — Points fixes aux basses températures.

Corps	Changement d'état	Leyde	Reichsanstalt
Mercure	solidification		— 38,83 <sub>2</sub>
CO <sup>2</sup>	sublimation		— 78,48 <sub>3</sub>
oxygène	ébullition	— 182,987	— 182,96 <sub>3</sub>
argon	—	— 185,66	
CO	—	— 191,47	— 191,48 <sub>4</sub>
azote	—	— 195,78	— 195,81 <sub>4</sub>
néon	—	— 245,92	
hydrogène (normal)	—	— 252,75 <sub>4</sub>	{ — 252,78 <sub>0</sub> — 252,81
hélium	—	— 268,88	

La Conférence internationale des poids et mesures de 1927 n'a retenu, pour fixer l'échelle internationale, que le point d'ébullition de l'oxygène, pris égal à —182°,97.

On trouvera à la fin de l'ouvrage quelques autres températures déterminées au laboratoire cryogénique de Leyde (points critiques et triples points).

**14. Mesure des températures au voisinage du zéro absolu.** — Au-dessous de la température d'ébullition de l'hélium sous la pression normale, le thermomètre à hélium doit être rempli d'hélium sous une pression inférieure à la tension de vapeur du liquide à la température considérée. Kamerlingh Onnes<sup>2</sup> a pu ainsi

1. MATHIAS et CROMMELIN, *Communic. Leyde, Suppl.*, n° 52 (1924). — KEESOM, *Physica*, 9, p. 385-409 (1929) ; *Proc. Amsterdam*, 34, p. 602 et 1223 (1931), 32, p. 1167 (1929). — HEUSE et OTTO, *Ann. der Phys.*, 9, p. 486, 504 (1931) ; 14, p. 185 (1932).

2. KAMERLINGH ONNES et WEBER, *Communic. Leyde*, n° 147b (1915).



atteindre  $1,4^{\circ}$  K avec un thermomètre à hélium dont la pression de remplissage à  $0^{\circ}$  n'était que de 12 mm de mercure. Bien entendu des difficultés se présentent pour la mesure précise de telles pressions, même si l'on fait appel, comme l'auteur, au manomètre à fil chaud de Knudsen.

Pour extrapoler à des températures plus basses, Kamerlingh Onnes <sup>1</sup> a fait appel à la formule suivante (variante de la formule de Dupré) :

$$\log \frac{p}{p_c} = 2,5 \log \frac{T}{T_c} - 0,53 \frac{T_c}{T} + 0,59$$

qui relie la tension de vapeur  $p$  de l'hélium à la température absolue  $T$  ( $p_c$ , pression critique : 2,26 atm ;

$T_c$ , température critique :  $5,25^{\circ}$  K). La figure 7 montre l'allure de la

courbe  $\left( \log \frac{p}{p_c}, \frac{T_c}{T} \right)$  ;

la partie en trait plein est fournie par le thermomètre à hélium, la partie en pointillé est extrapolée. Si l'on néglige la partie voisine de la température critique qui présente une légère courbure (présence du terme en  $\log \frac{T}{T_c}$  dans la formule ci-

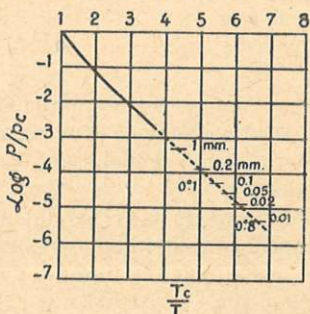


FIG. 7.

dessus), la courbe devient linéaire ; prolongée, elle fournit l'extrapolation aux très basses températures. Sous les pressions de vapeur 0,1 et 0,01 mm, les températures extrapolées sont respectivement égales

1. KAMERLINGH ONNES, *Communic. Leyde*, n° 159 (1922). Voir également KEESOM, *Proc. Amsterdam*, 32, p. 1314 (1929).

à  $0,94^{\circ}$  <sup>1</sup> et  $0,75^{\circ}$  K. Une telle extrapolation présente évidemment quelque imprécision, à laquelle s'ajoute l'incertitude qui provient de la mesure des pressions au manomètre à fil chaud.

En ce qui concerne la mesure des températures au-dessous de  $0,8^{\circ}$  K, nous renvoyons le lecteur à un article récent de Keesom <sup>2</sup>.

1. Sur la figure 7 lire  $1^{\circ},0$  au lieu de  $0^{\circ},1$ .

2. KEESOM, J. Phys., 5, p. 384 (1934).



### CHAPITRE III

## THERMOMÈTRES A TENSION DE VAPEUR SATURANTE. — THERMOMÈTRES A DILATATION DE LIQUIDE.

---

15. Thermomètres à tension de vapeur saturante pour températures inférieures à la température ordinaire. — On a proposé depuis très longtemps l'emploi de la tension de vapeur saturante d'un liquide pur comme moyen de mesure des températures. La mesure est particulièrement simple et ne prête à aucune critique dans le cas des températures inférieures à la température ordinaire. L'application du principe de la paroi froide montre alors que la tension de vapeur dans tout l'instrument de mesure est égale à celle qui correspond au point le plus froid de l'instrument, c'est-à-dire ici le réservoir contenant le liquide émettant la vapeur.

On a pu donner à un tel thermomètre une forme simple se prêtant à des mesures de précision. L'appareil tout en verre (fig. 8) comporte une petite ampoule réservoir *a* de 0,5 à 1 cm<sup>3</sup>, reliée par un tube de verre étroit *bc* à un manomètre à mercure (diamètre 1 cm environ). On peut faire monter ou descendre le niveau du mercure dans le manomètre au moyen d'un récipient *R* auxiliaire de hauteur réglable ; un robinet à

trois voies *e* relie la partie supérieure du manomètre, soit à l'air atmosphérique extérieur, soit à un récipient dans lequel se trouve réalisé un excellent vide.

Pour que la pression mesurée au manomètre corresponde bien à la tension maximum du liquide à la température à mesurer, il importe évidemment qu'il reste toujours du liquide non vaporisé dans l'ampoule *a* ; il faut en outre que la ligne de séparation du liquide et de sa vapeur soit située à l'intérieur de l'enceinte.

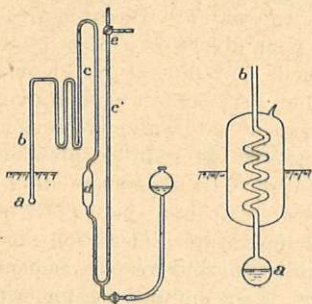


FIG. 8.

Afin d'éviter que des points autres que le réservoir *a* ne se trouvent accidentellement à une température inférieure à celle à mesurer, en particulier dans le cas de bains liquides à températures très basses (gaz liquéfiés), on a proposé d'ajouter entre *a* et *b*, au niveau d'afflement de l'instrument

dans l'enceinte, un récipient auxiliaire en verre, vidé et soudé en deux points du tube de sortie.

L'ampoule *d*, de volume 50 cm<sup>3</sup> environ, permet de s'assurer que la vapeur utilisée dans l'instrument ne renferme pas d'impuretés plus difficilement condensables. Pour effectuer ce contrôle, il suffit de faire, pour une même température, deux mesures de pression, l'une dans laquelle l'ampoule *d* est remplie de vapeur, l'autre avec l'ampoule pleine de mercure.

**16. Liquides utilisés. Relation entre la tension de vapeur saturante et la température.** — Un tel thermomètre peut être comparé au thermomètre à hélium, de

façon à établir la relation entre la tension maximum de la vapeur et la température (13); l'expérience montre que, pour les divers corps indiqués dans le tableau V, la tension maximum  $p$  peut se représenter en fonction de la température absolue  $T$  par une formule analogue à la formule classique de Dupré, à laquelle on ajoute un terme en  $T$ :

$$\log_n p = -\frac{a}{T} + b \log_n T - cT + d.$$

Dans le tableau V, on trouvera les valeurs correspondantes de  $p$  et de  $T$ , pour divers corps choisis de façon à couvrir toute l'échelle de températures, depuis  $+25$  à  $-210^\circ \text{C}$ <sup>1</sup>. On remarquera le fait général que, pour un thermomètre à vapeur saturante, la sensibilité ne reste pas constante, la variation de pression correspondant à une variation de température de  $1^\circ$  décroît lorsque la température s'abaisse; pour  $\text{C}^2\text{H}^4$  et  $\text{O}^2$  au voisinage de leur température d'ébullition normale, les variations de pression sont respectivement de 45 et 80 mm par degré, alors qu'un thermomètre à gaz ( $p_0 = 1 \text{ m}$ ) ne donnerait que 4 mm (10). L'instrument réalisé ci-dessus constitue un thermomètre s'adaptant à des mesures de haute précision et susceptible de servir à la graduation de thermomètres à résistance de platine.

**17. Thermomètres à tension de vapeur saturante pour températures supérieures à la température ordinaire.** — Pour pouvoir utiliser le thermomètre ci-dessus à des températures supérieures à  $20^\circ \text{C}$ , divers auteurs ont proposé de porter toute la partie extérieure

1. Les pressions sont limitées à environ 1 m de mercure, facilement mesurables au manomètre à mercure. Exception pour  $\text{CH}^4$ . Pour les très basses températures voir (14); voir également les publications du Laboratoire cryogénique de Leyde.



TABLEAU V. — Tensions de vapeur saturante de divers corps en fonction de la température thermodynamique.

CS <sub>2</sub>	SO <sub>2</sub>		NE <sub>3</sub>		CO <sub>2</sub>		HCl		C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>		CH <sub>4</sub>		O <sub>2</sub>		
	t °C	t °C	t °C	p mm Hg	t °C	p mm Hg	t °C	p mm Hg	t °C	p mm Hg	t °C	p mm Hg	t °C	p mm Hg	
+ 24	346,6	—	829,5	—	36 664,6	—	76 931,5	—	84 805,1	—	106 664,1	—	150 1 718	—	180 1 023
22	321,3	—	759,8	—	38 598,9	—	78 792,5	—	86 718,7	—	108 588,0	—	152 1 508	—	181 927
20	297,5	—	694,6	—	40 538,7	—	80 672,2	—	88 640,0	—	110 518,4	—	154 1 316	—	182 839
18	275,0	—	633,9	—	42 483,5	—	82 568,1	—	90 508,2	—	112 455,0	—	156 1 143	—	183 757,2
16	254,0	—	577,7	—	44 433,2	—	84 478,3	—	92 503,1	—	114 397,9	—	158 986	—	184 681,4
14	234,0	—	525,3	—	46 387,2	—	86 401,3	—	94 443,9	—	116 346,7	—	160 846,0	—	185 611,6
12	215,4	—	476,7	—	48 345,2	—	88 335,6	—	96 390,5	—	118 301,0	—	162 721,1	—	186 547,4
10	198,1	—	432,1	—	50 307,1	—	90 279,2	—	98 342,3	—	120 260,3	—	164 608,3	—	187 488,5
8	181,8	—	390,9	—	52 272,5	—	92 231,5	—	100 299,1	—	122 224,2	—	166 511,1	—	188 434,6
6	166,7	—	352,6	—	54 241,3	—	94 191,2	—	102 260,6	—	124 192,2	—	168 426,2	—	189 385,5
4	152,6	—	317,7	—	56 213,0	—	96 157,3	—	104 226,0	—	126 163,9	—	170 352,3	—	190 340,7
2	139,5	—	285,8	—	58 187,5	—	98 128,7	—	106 195,5	—	128 138,9	—	172 289,2	—	191 300,2
0	127,3	—	256,5	—	60 164,7	—	100 104,8	—	108 168,4	—	130 117,0	—	174 235,5	—	192 263,6



TABLEAU V (suite). — Tensions de vapeur saturante de divers corps en fonction de la température thermodynamique.

CS <sub>2</sub>		SO <sub>2</sub>		NH <sub>3</sub>		CO <sub>2</sub>		HCl		C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>		CH <sub>4</sub>		O <sub>2</sub>	
t	p	t	p	t	p	t	p	t	p	t	p	t	p	t	p
°C	mm Hg	°C	mm Hg	°C	mm Hg	°C	mm Hg	°C	mm Hg	°C	mm Hg	°C	mm Hg	°C	mm Hg
— 2	116,0	— 34	229,7	— 62	144,2	— 102	84,9	— 110	144,6	— 132	98,0	— 176	189,4	— 193	230,6
— 4	105,6	— 36	205,1	— 64	125,9	— 104	68,3	—	—	— 134	81,6	— 178	150,6	— 194	200,9
— 6	95,9	— 38	182,6	— 66	109,5	—	—	—	—	— 136	67,6	— 180	118,5	— 195	174,4
— 8	87,0	— 40	162,3	— 68	95,0	—	—	—	—	— 138	55,6	— 182	92,3	— 196	150,9
—	—	— 42	143,9	— 70	82,2	—	—	—	—	— 140	45,5	— 184	71,0	— 197	129,9
—	—	— 44	127,3	— 72	70,8	—	—	—	—	— 142	37,0	—	—	— 198	111,3
—	—	—	—	— 74	60,7	—	—	—	—	— 144	29,8	—	—	— 199	95,0
—	—	—	—	— 76	52,0	—	—	—	—	— 146	23,9	—	—	— 200	80,7
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	— 148	19,0	—	—	— 201	68,2
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	— 150	14,9	—	—	— 202	57,3
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	— 203	48,0
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	— 204	39,9
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	— 205	33,0
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	— 206	27,1
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	— 207	22,1
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	— 208	17,9
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	— 209	14,4
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	— 210	11,5



de l'instrument à une température supérieure à celle de l'enceinte ; cette façon de faire conduit à des solutions d'application pratique difficile sur lesquelles nous n'insisterons pas.

Par contre, pour des mesures dans lesquelles on ne recherche pas une grande précision, on peut utiliser des instruments analogues à celui de la figure 8, mais dans lesquels la partie extérieure à l'enceinte sera *totale*ment remplie de liquide ; le réservoir *a* doit contenir de la vapeur et, condition essentielle, *la surface de séparation du liquide et de sa vapeur doit se trouver à l'intérieur de l'enceinte* dont on mesure la température. Si, pour une raison quelconque (mauvais remplissage, fuites,..), la surface de séparation se trouvait à l'extérieur, on mesurerait en réalité la température à l'endroit de cette surface.

En raison de la présence de liquide entre le réservoir et le dispositif manométrique de mesure, les indications de l'instrument dépendent évidemment de la hauteur verticale de liquide située entre le réservoir et le niveau de mesure *c* ; il en est de même si l'on utilise pour la mesure de la pression un manomètre à déformation élastique.

L'appareil ne sert pratiquement qu'à des mesures industrielles ; en toute rigueur, un instrument n'est exactement gradué que pour une dénivellation déterminée du réservoir par rapport au manomètre ; si cette dénivellation vient à être modifiée, il en résultera des corrections de graduation dont on calculera aisément la valeur ; pour les liquides ordinaires, la correction de pression est voisine de 0,01 kg pour une modification de hauteur de 10 cm ; dans le cas de thermomètres à vapeur de mercure, elle sera 14 fois plus grande.



### 18. Thermomètres industriels à tension de vapeur.

**Liquides de remplissage.** — Les thermomètres industriels à tension de vapeur saturante comportent un petit tube réservoir, en acier inoxydable pour les températures élevées, relié au manomètre (type Bourdon) par un tube de faible section. Avec les réserves formulées au paragraphe précédent, l'indication de l'instrument est uniquement fonction de la température du réservoir, les variations thermiques du manomètre et du tube de liaison sont sans influence.

Il importe évidemment pour éviter toute fuite de souder à l'autogène toutes les parties de l'instrument ; les déformations résiduelles du réservoir n'interviennent pas, seules les qualités de fidélité du manomètre et sa sensibilité limitent la précision, sous réserve bien entendu que le liquide de remplissage ne s'altère pas.

Divers liquides peuvent être utilisés ; en fait bien peu sont rigoureusement stables au-dessus de 300°, à l'exception toutefois du mercure qui permet d'atteindre 700° C. Dans le choix du liquide, on est en outre limité par les considérations suivantes : d'une part les températures à mesurer doivent être en pratique comprises entre la température d'ébullition normale et la température critique ; en outre, du fait de la loi de variation de la pression de vapeur avec la température (16), la dérivée  $dp/dt$  croît très rapidement avec  $t$ , ce qui entraîne une graduation à divisions très serrées aux basses températures et très espacées aux températures élevées. Pratiquement, un même instrument ne peut servir que sur un intervalle de 150 degrés environ.

Nous avons résumé dans le tableau VI les valeurs des tensions de vapeur de quelques liquides utilisés dans la construction des thermomètres à tension de

TABLEAU VI. — Tensions de vapeur saturante, en atmosphères, de quelques liquides, au-dessus de leur température d'ébullition normale.

$t$ (°C)	alcool méthylique	benzène	eau	toluène	aniline	mercure
80	1,20	0,99	1,00	$T_c = 111^\circ \text{C}$		
100	2,25	1,77	1,96	1,3		
120	4,25	2,94	3,57	2,3		
140	7,45	4,63	6,10	3,8		
160	12,3	6,95	9,90	5,7	$T_c = 184^\circ \text{C}$	
180	19,3	10,05	15,35	7,8		
200	29,2	14,05	22,90	10,9		
220	42,1	19,1	33,04	14,4		
240	60,0	25,5	46,33	21,1		
260	$T_c = 243^\circ \text{C}$	33,4	63,36	25,1		
280	$P_c = 63 \text{ atm.}$	43,1	84,80	32,3		
300		$T_c = 288^\circ \text{C}$	119,0	$T_c = 321^\circ \text{C}$		$T_r = 35,07^\circ \text{C}$
325		$P_c = 48 \text{ atm.}$	163,2	$P_c = 42 \text{ atm.}$		2,05
350			218			4,2
375						
400						
450						
500					$T_c = 426^\circ \text{C}$	8,0
550					$P_c = 52 \text{ atm.}$	13,8
600						22,3
650						34
700						50
750						72
800						102

Bur. Stand.  
J. Research  
10, p. 178 (1933)

vapeur saturante<sup>1</sup>. De tels instruments s'adaptent très bien aux indications à distance et à l'enregistrement des températures ; ils s'adaptent également bien à la régulation des températures et fournissent une très grande sensibilité<sup>2</sup>.

**19. Thermomètre à mercure. Description.** — Bien que le thermomètre à mercure ait été abandonné comme instrument international d'interpolation, il n'en reste pas moins un appareil d'usage commode qui conserve sa place dans les laboratoires chaque fois qu'on ne recherche pas une très haute précision.

Il est constitué, comme tous les thermomètres à dilatation de liquide, par un réservoir, de plus ou moins grand volume suivant la sensibilité cherchée, auquel on soude une tige capillaire servant aux lectures des dilatations. Sur cette tige est tracée une graduation en parties d'égale longueur, représentant des degrés ou fractions déterminées de degré ( $1/5$  ou  $1/10$ ).

Une petite difficulté se présente pour éviter, dans les lectures, l'erreur de parallaxe (fig. 9) ; l'observation du niveau du mercure doit être effectuée normalement à la tige. Pour éviter cette erreur, on a proposé<sup>3</sup> le tracé d'une double graduation, disposée de part et d'autre de la tige ; pour la lecture, l'œil doit être disposé de façon à voir les deux traits avant de l'une des échelles se projeter sur les deux traits correspondants de l'échelle arrière.

Nous dirons un mot plus loin des thermomètres à mercure destinés à des buts spéciaux ; nous nous contenterons de donner ici quelques indications sur

1. Au-dessous de la pression atmosphérique. Voir le Recueil des constantes de la Société française de physique, p. 294.

2. H. ABRAHAM, C. R. Ac. Sc., 193, p. 1402 (1931).

3. PÉRARD, C. R. Ac. Sc., 196, p. 1090 (1933).



les thermomètres destinés aux températures élevées. Pour permettre le contrôle des points 0 et 100°, on réserve (fig. 9 bis), le long de la colonne de mercure, de petits réservoirs auxiliaires permettant de rassembler, sous une faible longueur, la portion de l'échelle (0-100°, 100-300°) sur laquelle ne doivent pas porter les mesures.

Pour les températures relativement faibles (jusqu'à 150 ou 200° C), la tige capillaire, au-dessus du mercure, est privée d'air par une ébullition préalable du mercure. Au-dessus de 150°C, la vaporisation du mercure peut en

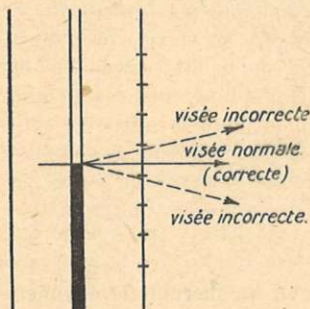


FIG. 9.

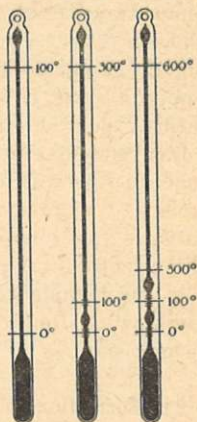


FIG. 9 bis.

traîner la condensation de gouttelettes vers la partie supérieure de la tige ; elle peut même entraîner une coupure de la colonne de mercure. Il en résulterait une erreur que l'on évite en disposant, au-dessus du mercure, un gaz neutre dont la pression peut atteindre 50 atmosphères (tableau VI) ; il est alors indispensable de prévoir à la partie supérieure de la tige un réservoir assez grand pour que la pression intérieure du gaz ne dépende pas trop de la position du mercure dans la tige capillaire.



**20. Nature de l'enveloppe du thermomètre.** — L'enveloppe du thermomètre doit être choisie de façon à supporter, sans se ramollir, les températures auxquelles on destine l'appareil ; ces températures de ramollissement sont respectivement voisines de  $500^{\circ}\text{C}$  pour les verres Iéna 16<sup>III</sup> et 59<sup>III</sup>,  $660^{\circ}\text{C}$  pour le verre Iéna 1565<sup>III</sup> et  $500^{\circ}\text{C}$  pour le verre Ilmenau.

Des tentatives ont été faites pour utiliser le quartz fondu transparent comme enveloppe ; il permet de dépasser  $750^{\circ}\text{C}$  ; malheureusement sa graduation est loin de garder la stabilité des thermomètres à enveloppe de verre, et on doit, pour l'instant, renoncer à l'utiliser pour des mesures quelque peu précises.

L'enveloppe d'un thermomètre en verre, après soufflage du réservoir, doit subir un recuit convenable et prolongé<sup>1</sup>, pour éviter les défauts inhérents à la trempe du verre ; pour éviter également dans la suite une évolution lente, il est préférable de n'effectuer le remplissage ou l'emploi qu'un temps assez long après la construction (plusieurs années dans les thermomètres de précision).

**21. Corrections à faire subir au thermomètre à mercure pour ramener ses indications à l'échelle thermodynamique.** — Dans un thermomètre à mercure, le phénomène thermométrique utilisé est la dilatation apparente du mercure dans son enveloppe de verre, c'est-à-dire la dilatation vraie du mercure (donnée par une formule parabolique) de laquelle il faut retrancher la dilatation de l'enveloppe<sup>2</sup>. Cette dernière dilatation variant d'un type de verre à l'autre, il faut s'attendre

1. Un thermomètre mal recuit peut évoluer de plusieurs dizaines de degré, surtout s'il doit servir à des températures élevées.

2. Pour la dilatation vraie du mercure, voir *Recueil de constantes de la Société française de physique*, p. 140 ; pour celle des verres : p. 187. Dans des calculs approchés le coefficient de dilatation apparente du mercure dans le verre peut être pris égal à  $1/6000$ .

à ce que les divers thermomètres à mercure ne donnent pas des indications comparables.

En outre, l'échelle que définirait la dilatation vraie du mercure ne coïncide pas avec l'échelle thermodynamique ; on doit donc trouver des écarts entre la graduation d'un thermomètre à mercure et l'échelle thermodynamique. Ces écarts sont donnés par le tableau VII pour différents verres spécialement étudiés en vue de la construction des thermomètres<sup>1</sup>.

TABLEAU VII. — Tableau de correspondance entre la température thermodynamique  $t$  et la température du thermomètre à mercure.

$t$ (°C)	Iéna 16 <sup>111</sup>	Iéna 59 <sup>111</sup>	Iéna 1565 <sup>111</sup>	Ilmenau
— 30	— 30,28	— 30,13		
0	0,00	0,00	0,00	0,00
+ 50	+ 50,12	+ 50,03	+ 50,05	+ 50,11
100	100,00	100,00	100,00	100,00
150	149,99	150,23	150,04	149,9
200	200,29	200,84	200,90	200,3
250	251,1	252,2	252,1	250,9
300	302,7	304,4	303,9	302,4
350		358,0	356,6	354,9
400		412,6	410,5	408,2
450		468,8	465,9	463,7
500		526,9	523,1	
600			644	

On remarquera que, même entre les deux points fixes 0 et 100°, les écarts entre les deux échelles ne sont pas négligeables ; ils deviennent très importants au delà de 300° C.

22. Dépression du zéro. Manière de conduire les mesures. — Un thermomètre à mercure subit des

1. HOLBORN, SCHEEL et HENNING, *Wärmnetabellen*, Braunschweig 1919).



résidus de dilatation qui entraînent un déplacement du zéro. Pour évaluer la qualité d'un verre à ce point de vue, la technique consiste : 1° à disposer le thermomètre pendant très longtemps (quelques semaines) dans la glace fondante et à noter la division d'affleurement du mercure ; 2° à porter ensuite l'instrument à 100° pendant quelques minutes ou quelques heures suivant les verres ; 3° à reporter le thermomètre dans la glace fondante. La dépression de l'instrument est fournie par l'excès de la première lecture sur la troisième. Pour les quatre verres indiqués au tableau VII, cette dépression a les valeurs suivantes : 0,04, 0,03, 0,01 et 0,04°. Un verre de mauvaise qualité peut donner des dépressions qui atteignent 0,15°.

Pour obvier à ce défaut, la conduite d'une mesure, effectuée *au-dessus de 0°*, est la suivante. On porte d'abord le thermomètre dans l'enceinte à température élevée ; on note la division d'affleurement (par exemple : + 80°,17), puis on porte aussitôt après le thermomètre dans la glace fondante et on note la division d'affleurement (par ex. : — 0°,08) ; la température à mesurer s'obtient en retranchant la seconde lecture de la première, ici 80°,25.

Bien entendu, la graduation de l'instrument devra s'effectuer de façon analogue, c'est-à-dire que le point 100° devra être repéré *avant* le point 0°.

**23. Correction de colonne émergente.** — Une grave cause d'erreur se présente lorsque toute la tige du thermomètre ne se trouve pas plongée, jusqu'à la partie supérieure de la colonne mercurielle, dans l'enceinte dont on veut déterminer la température.

Soit  $t_1$  la division du thermomètre correspondant à la partie de la tige plongeant dans l'enceinte (fig. 10 a), soit  $t$  la température lue sur la tige. Si nous plongeons



toute la tige dans l'enceinte (fig. b), la colonne de mercure comprise entre  $t$  et  $t_1$  va se trouver portée de la température de l'air extérieur  $\theta$  à la température  $t$  de l'enceinte ; il va en résulter un allongement de la colonne mercurielle, dû à sa dilatation apparente entre les températures  $\theta$  et  $t$  ; la division atteinte par le mercure sera  $t'$ , supérieure à  $t$ .

La correction  $t' - t$  correspond donc à la variation de volume apparent d'une colonne, de longueur  $t - t_1$ , portée de  $\theta$  à  $t$  ; elle est fournie immédiatement par la formule :

$$t' - t = a (t - t_1) (t - \theta).$$

Le coefficient  $a$  à adopter dans cette formule est le coefficient de dilatation cubique apparente du mercure dans le verre, égal à 0,00016 <sup>1</sup>.

Dans le calcul qui précède, nous avons admis que, dans le premier cas, la colonne extérieure était, *tout entière*, à la température de l'air extérieur

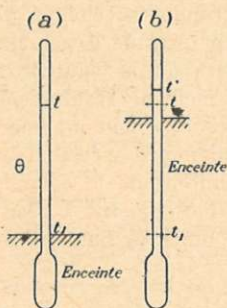


FIG. 10.

(fournie par un thermomètre auxiliaire) ; en pratique, il n'en est pas exactement ainsi. Par suite de la conductibilité du mercure, de celle du verre, en outre à cause des courants de convection, une partie de la tige extérieure du thermomètre est à une température supérieure à la température ambiante  $\theta$ .

Il semble bien difficile de faire une évaluation même grossière de la répartition des températures dans la tige extérieure ; la seule conclusion sûre que l'on

1. La différence de valeur de ce coefficient, d'un verre à l'autre, est négligeable étant donnée l'incertitude dans le calcul de la correction.

puisse tirer est que la correction calculée plus haut est *trop forte*.

Précisons l'ordre de grandeur de cette correction. Supposons le cas d'un thermomètre plongé dans l'étuve à point  $100^{\circ}$  jusqu'à la division  $t_1 = + 20^{\circ}$ ; la température extérieure est  $\theta = 20^{\circ}$ . La formule donnée plus haut fournit :

$$\Delta t = 1,6.10^{-4} \times 80 \times 80 = 1^{\circ}.$$

Pour évaluer cette correction avec plus de sécurité, au lieu de noter  $\theta$  avec un thermomètre éloigné de l'étuve, il y a avantage à le placer près de la colonne émergente, par exemple au quart de la hauteur à partir de l'étuve; on aura un meilleur résultat en évaluant la température moyenne de la colonne émergente, ou au moyen d'un thermomètre spécial dont le réservoir occupera toute la hauteur de la colonne émergente, ou mieux avec un thermomètre à résistance enroulé régulièrement sur toute la hauteur de cette colonne.

TABLEAU VIII. — Corrections de colonne émergente pour deux thermomètres gradués de 0 à  $150^{\circ}$  et de 200 à  $300^{\circ}$  C (longueur totale de la tige : 12 cm environ).

Température lue	Nombre de degrés extérieurs	Temp. moyenne de la colonne émergente	Correction observée $\Delta_o$	Correction $\Delta_c$ calculée avec $\theta = 20^{\circ}$	$\frac{\Delta_o}{\Delta_c}$
50	30	35	0,07	0,14	0,5
100	80	45	0,7	1,0	0,7
150	130	55	2,0	2,7	0,7
200	10	75	0,2	0,3	0,7
250	60	85	1,6	2,2	0,7
300	110	100	3,5	4,9	0,7



Nous empruntons à une publication du Bureau of Standards<sup>1</sup> les nombres suivants (Tableau VIII) fournis par l'expérience pour deux thermomètres (longueur 12 cm environ) gradués l'un de 0 à 150° C, l'autre de 200 à 300° C ; les divisions d'émergence sont respectivement 20 et 190°.

Les chiffres de la dernière colonne montrent que l'on a une assez bonne valeur de la correction de colonne émergente en admettant une valeur égale aux  $7/10$  de la correction calculée.

Remarquons toutefois que les thermomètres ci-dessus ont une tige relativement courte ; pour des thermomètres de précision dont la tige peut atteindre 40 cm, le coefficient à adopter serait plus élevé. Pour un thermomètre analogue à ceux de droite de la figure 9, la correction serait relativement plus faible et d'ailleurs fort incertaine si le réservoir auxiliaire n'est pas plongé dans l'enceinte.

Les considérations précédentes montrent la difficulté d'effectuer avec quelque précision la correction de colonne émergente, aussi convient-il de l'éliminer chaque fois qu'on le pourra ; dans le cas contraire, le mieux sera de graduer l'instrument dans les conditions de son emploi, en ayant soin de dessiner un repère à l'endroit de la colonne émergeant hors de l'enceinte.

#### 24. Corrections de pression intérieure et extérieure.

— Les thermomètres de précision sont en général gradués en position horizontale<sup>2</sup> ; si on les place en position verticale, le réservoir se trouve soumis à une pression (*pression intérieure*) égale au poids de la colonne de mercure qui surmonte le réservoir. Il en résulte une dilatation du réservoir et par suite un *abaissement*

1. *Technologic Paper*, n° 49.

2. Le faire préciser au constructeur.

du niveau du mercure dans la tige capillaire, sa valeur est d'environ  $10^{-4}$  degré par millimètre de hauteur du mercure au-dessus du réservoir. Un thermomètre gradué dans l'étuve à point  $100^{\circ}$  (25) en position horizontale et dont la tige a 40 cm de longueur fournira, en position verticale, une température inférieure à la précédente de  $0,04$  degré. On le voit, une telle correction n'intervient que dans les thermomètres de précision.

Pour des raisons analogues, un thermomètre plongé dans une enceinte où règne une forte pression devra subir une correction de *pression extérieure* qui tient à la compression du réservoir, entraînant une *élévation* du niveau du mercure dans la tige. La correction est du même ordre que dans le cas de la pression intérieure, c'est-à-dire d'environ  $10^{-4}$  degré par millimètre de mercure ; elle est tout à fait négligeable dans le cas des bains liquides ordinaires au sein desquels se trouve plongé le réservoir.

**25. Graduation d'un thermomètre à mercure.** — Comme nous l'avons vu (22), le repérage des points fixes sur la tige doit se faire d'abord pour le point  $100^{\circ}$ . On utilisera à cet effet l'ancienne étuve de Gay-Lussac donnée par la figure 11.

Pour des déterminations de précision, permettant en particulier l'étalonnage de l'instrument en position horizontale et en position verticale, on utilisera l'étuve employée par P. Chappuis au Bureau international des poids et mesures (fig. 12). La vapeur est fournie par la chaudière C ; elle est introduite et évacuée par deux tubes  $T_1$   $T_2$  susceptibles de tourner dans deux colliers ; un réfrigérant à circulation d'eau permet de ramener l'eau dans la chaudière.

On notera avec soin la pression barométrique du



moment en la corrigeant au besoin de la différence de pression fournie par un manomètre à eau fixé sur l'étuve ; si  $p$  est cette pression en mm de mercure, la température corrigée  $t$  sera donnée par la formule de correction indiquée dans la convention internationale (Tab. XIV, p. 215). Pratiquement, on pourra se contenter de la formule approchée :

$$t = 100^{\circ}00 + \frac{p - 760}{27,25}.$$

Une pression de 1 mm de mercure entraîne une modification du point 100° d'environ 0°,04 ; dans des mesures de précision, il importera de déterminer la pression barométrique avec une erreur ne dépassant pas 1/10 de mm.

Le point 0° sera fixé aussitôt après le point 100° en plongeant le thermomètre dans une étuve à glace fondante, remplie de

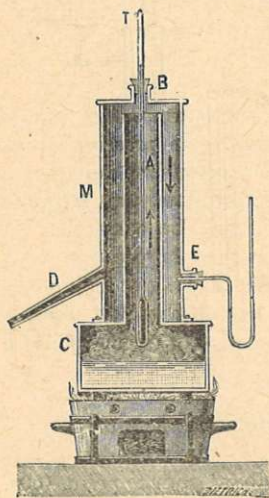


FIG. 11.

d'eau distillée et que l'on humectera d'eau distillée saturée d'air.

L'intervalle entre les points 0 et 100° est alors divisé en 100 parties égales et la graduation prolongée au delà des points fixes. Nous ne faisons pas état de la correction de calibrage résultant du fait que la tige peut avoir une section non uniforme tout le long de la graduation. Aussi bien, chaque fois que l'on dési-rera faire servir un thermomètre à mercure à des mesures de précision et surtout à des températures

supérieures à  $100^{\circ}$ , il importera de le comparer avec soin au thermomètre à résistance de platine définissant l'échelle internationale. On pourra également tenter de fixer des points supérieurs de l'échelle au moyen de points fixes : ébullition du soufre (37), de la naphthaline et de la benzophénone (Tableau XIV, p. 215).

**26. Sensibilité et précision du thermomètre à mercure.** — La sensibilité d'un thermomètre à mercure peut être rendue

aussi grande qu'on le désire à condition d'utiliser une tige suffisamment capillaire et un grand réservoir ; on peut aisément réaliser un instrument donnant  $1/1000$  de degré par mm, mais une

telle précision est assez illusoire en raison du manque de fidélité de l'instrument (résidus de dilatation) et aussi du fait du changement de forme du ménisque qui entraîne une modification de la pression capillaire et par suite de la pression intérieure (24).

**27. Thermomètres remplis de liquides autres que le mercure.** — Le mercure présente sur les autres liquides un certain nombre d'avantages dont le plus important est incontestablement de ne pas mouiller le verre, ce qui permet de définir avec précision la position du

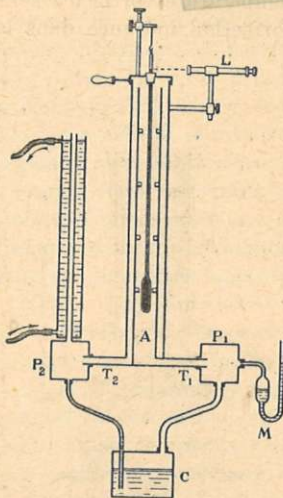


FIG. 12.



ménisque convexe ; les thermomètres remplis d'autres liquides mouillant le verre ne pourront prétendre à la même précision. Le mercure a en outre l'avantage appréciable de pouvoir servir aux températures élevées, sans que sa tension de vapeur devienne excessive ; l'examen du tableau VI montre que l'aniline, qui a une température critique égale à  $426^{\circ}$  C, ne peut pas être utilisée au delà de  $400^{\circ}$  C, encore faut-il surmonter le liquide d'un gaz inerte sous une pression de l'ordre de 50 atmosphères.

Pour les températures très élevées, on a proposé assez récemment l'emploi d'un thermomètre à enveloppe de quartz contenant du gallium comme liquide thermométrique<sup>1</sup> ; ce corps qui fond à  $30^{\circ}$  environ ne se vaporise qu'à  $1\ 700^{\circ}$  C sous la pression atmosphérique, et peut dès lors servir jusqu'à  $1\ 000^{\circ}$  C sans que l'on ait à ajouter un gaz sous pression dans la colonne de l'instrument.

Aux très basses températures, le mercure ne peut pas servir, son point de solidification se trouve en effet voisin de  $-39^{\circ}$ . Jusqu'à  $-80^{\circ}$ , on utilise l'alcool et le toluène ; jusqu'à  $-200^{\circ}$ , il convient d'adopter le pentane.

Pour graduer de tels instruments, la seule solution qui se montre sûre consiste à les comparer au thermomètre à résistance de platine<sup>2</sup>.

Les thermomètres à liquides peuvent être aisément adaptés à la régulation de thermostats ; on trouvera ailleurs la disposition adoptée dans la réalisation d'un cryostat avec régulateur au pentane (13).

## 28. Thermomètres industriels à dilatation de liquide.

1. S. BOYER, J. Franklin Institute, 201, p. 69 (1926).

2. On trouvera dans le Recueil de constantes de la Société française de physique (p. 15) les ordres de grandeur des corrections.



— Dans la construction de thermomètres destinés à fournir la température ambiante, on utilise un liquide remplissant totalement un tube manométrique ; sous l'action de la différence de dilatation entre le liquide et son enveloppe, le tube manométrique se déforme ; ses déformations sont amplifiées au moyen d'une aiguille indicatrice ou inscriptrice.

L'instrument peut s'adapter aux indications et à l'enregistrement à distance ; le réservoir, placé dans l'enceinte, est relié au manomètre extérieur de mesure par un tube capillaire, l'ensemble étant parfaitement rempli de liquide. Sans précautions spéciales, un tel instrument serait très imparfait, surtout aux grandes distances, en raison des dilatations parasites du liquide contenu dans le tube de jonction et le manomètre, sous l'influence des variations de la température extérieure. Pour supprimer cette cause d'erreur, on adopte un montage différentiel comportant un second tube manométrique identique au premier et un tube capillaire accolé au tube de jonction sur toute sa longueur jusqu'à l'entrée de l'enceinte ; les deux tubes sont remplis du même liquide que le dispositif de mesure. Le second tube manométrique est monté de façon que le déplacement qu'il imprime au système mobile se retranche de celui imposé par le tube manométrique principal<sup>1</sup>.

Le mercure, enfermé dans une enveloppe d'acier, permet d'atteindre 600° C. Un tel thermomètre présente sur le thermomètre à tension de vapeur (18) l'avantage d'une échelle régulière à divisions sensiblement égales, avantage précieux pour un appareil à lecture directe et surtout pour l'enregistrement. Dans ce thermomètre, il est indispensable que toutes les

1. Voir les notices des constructeurs : J. RICHARD, FOURNIER...



jonctions soient effectuées par soudure autogène ; un tel instrument ne peut prétendre à une extrême précision en raison des déformations permanentes et résiduelles que peut prendre le métal du réservoir, ou du tube de jonction, également en raison d'un léger manque de fidélité du manomètre de mesures ; il importe d'effectuer un contrôle fréquent de son étalonnage.

**29. Thermomètres à liquides pour buts spéciaux.** — Pour des buts cryoscopiques ou ébullioscopiques, dans lesquels on se préoccupe de mesurer une différence de deux températures, on adopte une variante du thermomètre à mercure (thermomètre Beckmann) (fig. 13 a) dans laquelle on peut faire échapper du réservoir une faible quantité de mercure, de façon à effectuer indifféremment des mesures, sur la tige capillaire (correspondant à 6 degrés seulement), au voisinage de températures  $t$  qui peuvent varier de  $-20^{\circ}$  à  $+120^{\circ}$  par exemple. Il convient de faire remarquer que le volume de mercure sur lequel porte

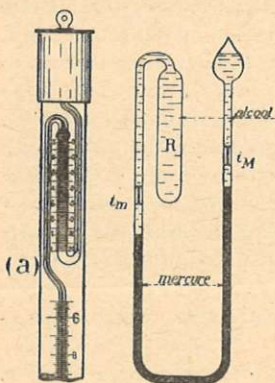


FIG. 13.

la dilatation change avec  $t$  ; la différence relative de volume correspondant aux températures extrêmes ci-dessus est d'environ 2,3 % (21) ; la mesure d'un écart en températures, égal à  $4^{\circ}$  sur l'échelle, peut de ce fait comporter une correction de  $0,09$ . Pour un thermomètre appelé à servir dans un intervalle

thermomètre à mercure (thermomètre Beckmann) (fig. 13 a) dans laquelle on peut faire échapper du réservoir une faible quantité de mercure, de façon à effectuer indifféremment des mesures, sur la tige capillaire (correspondant à 6 degrés seulement), au voisinage de températures  $t$  qui peuvent varier de  $-20^{\circ}$  à  $+120^{\circ}$  par exemple. Il convient de faire remarquer que le volume de mercure sur lequel porte

de températures plus restreint, la correction évidemment moins élevée.

La figure 13 donne également la disposition adoptée dans le thermomètre classique à maximum et minimum ; deux petits index  $i_m$  et  $i_M$ , plongés dans l'alcool, et poussés par la colonne de mercure dans son déplacement, indiquent respectivement les températures minimum et maximum atteintes. Ces index, dans lesquels on incorpore un bout de fil de fer, peuvent être ramenés au contact du mercure au moyen d'un petit aimant.

---



## CHAPITRE IV

### THERMOMÈTRE A RÉSISTANCE DE PLATINE. — THERMOMÈTRES A RÉSISTANCE MÉTALLI- QUE.

---

**30. Thermomètre à résistance de platine.** — Dès 1886, Callendar a montré que la résistance du platine pouvait se représenter par une formule parabolique en fonction de la température  $t$  fournie par le thermomètre à gaz. Nous avons vu plus haut que la 7<sup>e</sup> Conférence internationale des poids et mesures a adopté le thermomètre à résistance de platine comme instrument d'interpolation entre les trois points fixes admis dans la même convention. Ce thermomètre, qui peut servir jusqu'à 660° pour des mesures de haute précision, présente en outre l'avantage de pouvoir être utilisé jusqu'aux très basses températures.

Comme dans les chapitres suivants, nous décrirons d'abord l'appareil de précision avec quelques détails sur la technique de mesure. Nous donnerons ensuite quelques indications sur les thermomètres à résistance d'usage courant, avec leur adaptation aux divers problèmes de la pratique.

**30 bis. Pureté du platine.** — Pour que le platine utilisé définisse une échelle de températures correcte, il

importe que sa pureté soit suffisante, aussi nous devoir donner quelques indications générales sur les divers critères que l'on possède pour se faire une idée de la pureté d'un échantillon de platine.

L'analyse chimique rencontre quelques difficultés si l'on ne dispose que de faibles quantités d'échantillon et lorsqu'il s'agit de métal relativement pur. L'analyse spectroscopique permet de préciser les impuretés (le plus fréquemment calcium et fer), sans toutefois fixer leur importance.

Deux critères physiques peuvent être retenus pour se faire une idée de l'état de pureté d'un échantillon de platine. Le premier consiste à étudier la variation de la résistance électrique de l'échantillon entre 0 et 100°. Le métal le plus pur obtenu jusqu'ici au Bureau of Standards possède un rapport  $R_{100}/R_0 = 1,3925$  ( $R_{100}$  et  $R_0$ , résistances à 100° et 0°); pour la fixation de l'échelle internationale<sup>1</sup>, la pureté du métal doit être telle que ce rapport soit au moins égal à 1,391; cela entraîne, pour le point d'ébullition du soufre, un rapport  $R/R_0$  supérieur à 2,647 et, pour le point d'ébullition de l'oxygène, inférieur à 0,250.

Une deuxième méthode physique consiste à mesurer la force électromotrice thermoélectrique entre l'échantillon à étudier et un échantillon très pur, dont la pureté est supposée connue. Les deux fils utilisés sont soudés de façon à donner un couple dont la force thermoélectrique sera mesurée à une température approximativement connue: 1 000 ou 1 200° C. Entre deux échantillons pour lesquels le rapport  $R_{100}/R_0$  est respectivement égal à 1,3925 et 1,390, la force électromotrice à 1 200° est de  $70\mu V$  environ<sup>2</sup>.

1. Adoptée en 1939.

2. Ce chiffre n'a évidemment rien d'absolu; il dépend en effet de la nature des impuretés; il s'agit ici d'échantillons contenant les impuretés les plus courantes du platine (fer, calcium).



TABLEAU IX. — Résultats de divers essais de détermination de la pureté d'échantillons de platine.

Critérium de pureté	Platine étalon (Bureau of Standards)	Échantil- lon I	Échantil- lon II
Analyse chimique	aucune impureté décelable	0,99998 <sub>5</sub>	0,99907 <sub>5</sub>
Analyse spectrogra- phique	—	Très faibles traces de Fe, Ca.	Fe, très fai- ble; Ca, faible; Al, trace.
$R_{100}/R_0$	1,3925	1,3916	1,3904
F.e.m. en $\mu V$ par rapport au Pt éta- lon (à 1200° C)	0	40	70

La méthode ainsi définie est extrêmement sensible, la mesure de cette f.e.m. pouvant s'effectuer avec précision au moyen d'un simple galvanomètre branché directement aux bornes du couple. Le tableau IX fournit quelques données sur divers échantillons de platine pur étudiés par ces diverses méthodes.

31. Loi de variation de la résistance électrique du platine avec la température. — On peut, comme l'a fait Callendar, définir un coefficient  $\alpha$  analogue au coefficient de dilatation des gaz et donné par :

$$\alpha = \frac{R_{100} - R_0}{100 R_0}.$$

Si la loi de variation de résistance du platine était linéaire, la température serait définie par :

$$t_p = 100 \cdot \frac{R - R_0}{R_{100} - R_0} = \frac{R - R_0}{\alpha R_0} \left[ t_p, \text{température « platine »} \right]$$

Du fait que cette loi de variation n'est pas linéaire, il convient d'ajouter un terme correctif que Callendar a mis sous la forme :

$$\delta \frac{t}{100} \left( \frac{t}{100} - 1 \right),$$

ce qui conduit à la formule complète :

$$R_t = R_0 \left[ 1 + \alpha \left( 1 + \frac{\delta}{100} \right) t - \frac{\alpha \delta}{(100)^2} t^2 \right].$$

Si l'on rapproche cette formule précédente de la formule  $R_t = R_0 (1 + At + Bt^2)$  admise dans la convention internationale, il en résulte, entre les divers coefficients, les relations suivantes :

$$A = \alpha \left( 1 + \frac{\delta}{100} \right), \quad B = - \frac{\alpha \delta}{(100)^2}.$$

Pour le platine, dont la pureté limite a été fixée par la Convention internationale, on a  $\alpha = 0,00390$  et  $\delta$  très voisin de 1,50 (1,496) ; cela conduit à des valeurs des constantes A et B respectivement voisines de  $3,96 \cdot 10^{-3}$  et  $-6 \cdot 10^{-7}$ . La variation relative de résistance, pour un accroissement de température de 1°, est fournie par la relation :

$$\frac{dR}{dt} = 3,96 \cdot 10^{-3} - 1,2 \cdot 10^{-6} t;$$

elle varie linéairement en fonction de  $t$ , du moins dans les limites où la loi parabolique reste valable. Nous donnons (Tableau X) la résistance d'un tel échantillon de platine entre 0 et 700° C. On trouvera plus loin (45) les valeurs de cette résistance au-dessous de 0°, on y remarquera que  $dR/dt$  croît très régulièrement au fur et à mesure que la température s'abaisse ; toutefois, cette croissance cesse d'être régulière à partir de



—180° C, cela conduit à introduire (6) un terme correctif obtenu au moyen d'un étalonnage à la température d'ébullition de l'oxygène.

### 32. Réalisation d'un thermomètre à résistance de platine.

— La convention internationale précise que le diamètre du fil utilisé pour le bobinage du thermomètre doit être compris entre 0,05 et 0,20 mm. Il convient, en effet, de ne pas descendre au-dessous de la première de ces valeurs, si l'on ne veut pas voir le fil s'altérer assez rapidement et sa résistance se modifier; ne pas adopter non plus un fil de diamètre trop élevé, sa faible résistance se mesurant avec moins de précision. A titre d'indication, un fil de 0,10 mm de diamètre et de 1 m de longueur a une résistance d'environ 15 ohms à 0°.

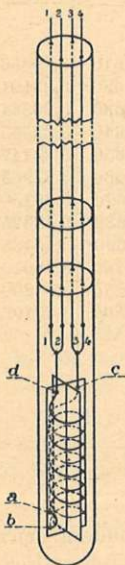


FIG. 14.

Avant de bobiner le fil sur le thermomètre, on le recuire électriquement, pendant une demi-heure au moins à des températures de 800 à 1000°. Le bobinage du fil est ensuite effectué sur un croisillon en mica ou en porcelaine<sup>1</sup>, dont la hauteur courante est d'environ 5 cm. Pour accroître la longueur du fil et, par suite, la résistance du thermomètre, on peut enrouler préalablement le fil sous forme d'hélice de diamètre faible (1 à 2 mm), le boudin ainsi constitué est alors enroulé lui-même sur le croisillon précédent.

1. La façon la plus courante d'effectuer ce bobinage consiste à plier le fil en deux et à accrocher la boucle en U médiane dans deux encoches a et b ménagées à la base du croisillon (fig. 14). Les deux extrémités du fil traversent deux trous c et d percés à la partie supérieure du croisillon.



## THERMOMÈTRE A RÉSISTANCE DE PLATINE

TABLEAU X. — Échelle de température du thermomètre à résistance de platine.

$$R/R_0 = 1,300 \text{ et } 2,645 \text{ à } 100^\circ \text{ et } 440^\circ, 60.$$

$$R = R_0 (1 + 3,95805 \cdot 10^{-3} t - 5,805 \cdot 10^{-6} t^2).$$

$t^\circ \text{ C}$	$R/R_0$	$t^\circ \text{ C}$	$R/R_0$	$t^\circ \text{ C}$	$R/R_0$	$t^\circ \text{ C}$	$R/R_0$
0	1,00000						
10	1,03900	210	1,80560	410	2,52528	610	3,19856
20	1,07893	220	1,84269	420	2,56005	620	3,23101
30	1,11822	230	1,87966	430	2,59470	630	3,26334
40	1,15739	240	1,91651	440	2,62923	640	3,29555
50	1,19645	250	1,95332	450	2,66347	650	3,32747
60	1,23539	260	1,98987	460	2,69795	660	3,35963
70	1,27422	270	2,02638	470	2,73214	670	3,39150
80	1,31293	280	2,06277	480	2,76621	680	3,42325
90	1,35152	290	2,09904	490	2,80016	690	3,45488
100	1,39000	300	2,13517	500	2,83390	700	3,48619
110	1,42836	310	2,17124	510	2,86772	750	3,64200
120	1,46661	320	2,20717	520	2,90133	800	3,79192
130	1,50474	330	2,24298	530	2,93412		
140	1,54275	340	2,27867	540	2,96819		
150	1,58045	350	2,31530	550	3,00132		
160	1,61843	360	2,34971	560	3,03459		
170	1,65610	370	2,38506	570	3,06762		
180	1,69465	380	2,42029	580	3,10053		
190	1,73108	390	2,45540	590	3,13332		
200	1,76839	400	2,49034	600	3,16585		

Aux extrémités du fil de mesure, on soudera deux fils de platine en forme d'U, lesquels seront reliés directement aux quatre bornes placées sur la monture extérieure du thermomètre. On peut également assurer la liaison des quatre extrémités de ces deux U aux quatre bornes, au moyen de fils d'or ou d'argent. L'ensemble est fixé dans une monture rigide à l'intérieur d'un tube de protection en quartz fondu (ou en porcelaine), l'isolement des quatre fils de jonction étant assuré au moyen de petits disques de mica, percés de trous.



Il est avantageux, en particulier aux basses températures, de remplir le tube de protection d'hélium<sup>1</sup> sous une pression d'environ  $\frac{2}{3}$  d'atmosphère et de sceller ensuite hermétiquement l'extrémité au moyen de cire peu fusible. La présence de l'hélium a l'avantage de réduire l'inertie thermométrique de l'instrument et, surtout aux basses températures, d'éviter la condensation de la vapeur d'eau ou des gaz (oxygène, azote), qui pourrait provoquer des contacts entre les spires de l'enroulement.

Les dimensions les plus couramment adoptées pour un tel instrument sont les suivantes : diamètre du croisillon : 5 mm, hauteur : 5 cm, longueur du tube de protection : 40 à 50 cm.

Bien entendu, ces dimensions n'ont rien d'absolu ; pour certaines mesures dans un espace limité on peut réaliser un thermomètre boudiné de dimensions nettement plus faibles.

Les quatre bornes sur lesquelles se font les connections extérieures doivent être prises de préférence en cuivre, et non en laiton, de façon à éviter le plus possible les forces thermo-électriques parasites entre ces bornes et les fils extérieurs de jonction.

Lorsque la construction du thermomètre est terminée, pour supprimer les tensions qui ont pu se produire dans les fils au cours du bobinage, il importe d'effectuer plusieurs recuits à une température supérieure à la température d'utilisation ( $700^{\circ}$ ) jusqu'à ce que la résistance du thermomètre à  $0^{\circ}$  conserve une valeur bien constante.

**33. Mesure de la résistance. Méthode potentiométrique.** — Pour des mesures de précision, on peut

1. L'hydrogène, bien que très conducteur de la chaleur, conviendrait mal, à cause de ses propriétés réductrices aux températures élevées.

adopter la méthode potentiométrique, qui consiste à faire circuler un même courant dans le thermomètre, de résistance  $X$ , et dans une résistance étalon  $R$ . On mesure au potentiomètre les différences de potentiel aux bornes de chacune des résistances  $X$  et  $R$ ; leur rapport sera égal à  $X/R$ .

En pratique, le courant circulant dans le thermomètre, compris entre 1/100 et 1/1 000 d'ampère, sera introduit par les fils 1 et 4 par exemple (fig. 14) et la différence de potentiel sera prise au moyen des fils 2

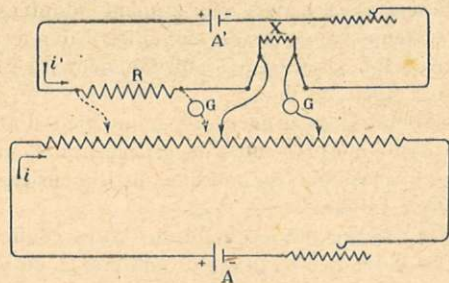


FIG. 15.

et 3. La figure 15 donne le montage d'ensemble d'une telle mesure; un commutateur permet de brancher sur le potentiomètre et sur  $G$ , soit la résistance  $X$ , soit la résistance étalon  $R$ .

Il peut arriver que le courant de mesure  $i'$  produise, dans le fil du thermomètre, un échauffement non négligeable; pour faire la correction, on peut opérer de la façon suivante: on effectue une première mesure de  $X$  avec un courant  $i'$ , soit  $R_1$ ; puis une deuxième mesure avec un courant  $2i'$ , soit  $R_2$ . Si  $X$  est la résistance du thermomètre pour un courant nul, pour le courant  $i'$  sa résistance est  $X + \varepsilon$  et, comme l'échauf-



fement est proportionnel au carré du courant, pour 2i' la résistance sera égale à  $X + 4\varepsilon$ . Des deux formules précédentes on tire immédiatement

$$X = \frac{4R_1 - R_2}{3}.$$

**34. Précision dans la mesure au potentiomètre.** — La résistance d'un thermomètre, construit comme nous l'avons indiqué plus haut, est comprise entre 10 et 50 ohms à 0°, suivant le diamètre et la longueur adoptés; elle conduit, à 660°, à des résistances d'environ 40 et 200 ohms. Pour des courants de 0,001 à 0,01 A, les f.e.m. à mesurer sont comprises entre 10mV et 2 volts.

Comme la résistance au voisinage de 0° varie d'environ 4/1000 par degré, si l'on veut mesurer la température au 1/100 de degré, il importe d'effectuer la mesure de la résistance avec une erreur relative inférieure à 4/100 000. Pour un thermomètre de résistance  $X = 10 \Omega$  et un courant de 0,001 A, cette erreur relative correspond à une erreur inférieure à 0,4 $\mu$ V, délicate à éliminer, en raison des forces thermo-électriques parasites susceptibles de se produire dans les circuits de mesure.

Cette indication montre l'intérêt qu'il y a à adopter des thermomètres de résistance relativement élevée et des courants de mesure suffisamment grands pour que les f.e.m. à mesurer soient de l'ordre de 100mV. Avec quelques précautions, l'emploi d'un très bon potentiomètre permet d'atteindre aisément le centième de degré. Nous donnerons plus loin quelques indications sur ces potentiomètres (50).

**35. Pont de Wheatstone équilibré.** — La figure 16 rappelle le schéma général d'un pont de Wheatstone;

lorsque le galvanomètre  $G$  n'est parcouru par aucun courant, l'intensité  $i$  est la même dans les résistances  $R_1$  et  $R_3$  ; elle est également la même ( $i'$ ) dans les résistances  $R_2$  et  $X$ , et l'on a immédiatement

$$i R_1 = i' R_2 \text{ et } i R_3 = i' X \text{ d'où } \frac{X}{R_3} = \frac{R_2}{R_1}.$$

En général, on s'arrange pour que les deux résistances  $R_1$  et  $R_2$  soient égales, dès lors  $X = R_3$ .

La mesure de la résistance  $X$  d'un thermomètre à résistance de platine se trouve toutefois compliquée, du fait de la nécessité d'éliminer la résistance des fils de jonction, toujours mal définie et susceptible de varier avec la profondeur d'immersion du thermomètre dans l'enceinte.

Pour des mesures de haute précision, on utilise la méthode des 4 fils, donnée par la figure 17. L'accumulateur  $A$  est relié d'abord à la borne  $c$ , les

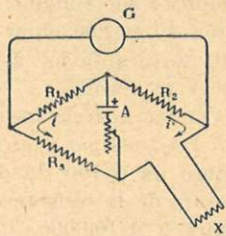


FIG. 16.

deux branches du pont étant connectées sur les bornes  $C$  et  $D$ . Lorsque l'équilibre est réalisé, on a  $R_3 + Ce = X + Df$ . On relie ensuite l'accumulateur à  $d$  et on intervertit les bornes  $C$  et  $D$  sur le pont. On a alors, lorsque le pont est équilibré :  $R_3 + Df = X + Ce$ , d'où l'on déduit immédiatement  $X = \frac{R_3 + R'_3}{2}$  ; les

mesures ainsi effectuées éliminent totalement les résistances des fils de jonction.

Il n'est pas inutile de préciser le fractionnement que l'on doit réaliser sur la résistance  $R_3$  pour que les mesures de la température puissent être faites avec la précision cherchée, de 0°01 par exemple. Pour une



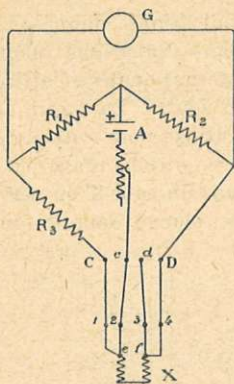


FIG. 17.

résistance de thermomètre de  $10 \Omega$  (à  $0^\circ$ ),  $0,001$  correspond à une variation de résistance de  $0,0004 \Omega$ , cela suppose une boîte de résistance fractionnée en  $0,0001 \Omega$ . Une résistance  $X_0 = 50 \Omega$  nécessite une résistance fractionnée en millièmes d'ohm seulement.

### 36. Méthode des trois fils. —

Lorsqu'on ne recherche pas une très haute précision, on peut utiliser la méthode du pont avec thermomètre à 3 fils (fig. 18). Les deux fils de jonction *Ce* et *Df* sont réalisés aussi identiques que possible. Lorsque l'équilibre du pont est obtenu, on a, (toujours si  $R_1 = R_2$ ):  $X + Df = R_3 + Ce$ , d'où

$X = R_3$  puisque nous avons supposé *Ce* et *Df* égaux. Une mesure effectuée sous cette forme nécessite un thermomètre muni de trois bornes seulement.

**37. Graduation du thermomètre à résistance de platine entre  $0$  et  $660^\circ$ .** — Pour toute la zone de températures qui s'étend de  $0$  à  $660^\circ$ , la graduation de l'instrument est faite au moyen des trois points fixes :  $0^\circ$ ,  $100^\circ$  et  $444,60$ . En ce qui concerne les points  $0$  et

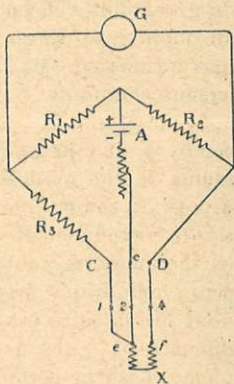


FIG. 18,

100°, nous renverrons aux indications données à propos du thermomètre à mercure (25). Nous allons rappeler ici les spécifications internationales relatives à la température d'ébullition du soufre. La figure 19 donne un dessin du thermostat utilisé pour cette graduation. Il y a avantage à utiliser un chauffage électrique; le soufre est disposé dans un tube T en verre pyrex de 4 à 6 cm de diamètre, plongé dans le four comportant, sur 20 cm environ, un enroulement de nichrome. Le tube sur lequel est fait l'enroulement est prolongé, vers le haut, sur une longueur d'au moins 25 cm et calorifugé sur toute sa hauteur, au moyen de terre d'infusoires *i* d'épaisseur suffisante (10 cm). Le soufre liquide dans le tube de pyrex doit s'élever à 4 cm au moins au-dessus de la partie supérieure de l'enroulement chauffant.

Le réservoir R est descendu à une hauteur d'au moins 8 cm au-dessus du niveau du soufre. Pour éviter le rayonnement des parties chaudes du four vers le thermomètre, on dispose, autour de celui-ci, un écran cylindrique protecteur E en tôle ou en graphite, dont le diamètre est supérieur d'au moins 1,5 cm au diamètre du tube de protection du thermomètre. De même, l'espace compris entre cet écran et le tube de pyrex doit être d'au moins 1 cm. Ce cylindre protecteur doit déborder le réservoir du thermomètre vers

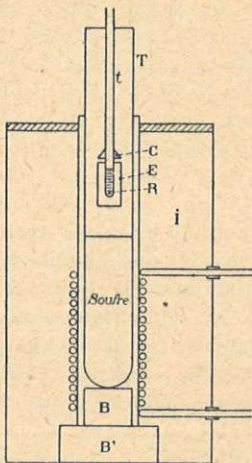


FIG. 19.



le haut et vers le bas, sur une hauteur de 1,5 à 2 cm. Le rôle de ce tube cylindrique protecteur est de permettre la circulation de la vapeur autour du réservoir du thermomètre, tout en empêchant le rayonnement du four d'atteindre directement la résistance de mesure (140).

De même, pour éviter le rayonnement du thermomètre vers les parties froides supérieures, on ajoute, au-dessus du cylindre protecteur, un écran conique *c* s'ajustant exactement à sa partie supérieure sur le tube de protection *t* et laissant, entre C et E, une hauteur d'au moins 1 cm pour permettre la libre circulation de la vapeur. Le réglage de la puissance dépensée dans l'enroulement de chauffe doit être tel que, en régime permanent, la vapeur de soufre vienne se condenser à environ 1 cm au dessus de la partie supérieure du tube réfractaire entouré de calorifuge.

Il est recommandé également de régler le régime d'ébullition, d'abord en l'absence du thermomètre et de son écran protecteur, et de plonger ensuite le thermomètre et son écran lorsque le régime permanent d'ébullition est atteint. Bien entendu, il y a lieu, comme pour le point 100°, de mesurer avec soin la pression atmosphérique du moment.

Lorsque les trois résistances auront été mesurées pour les trois points fixes utilisés, on calculera les trois coefficients de la formule d'interpolation et on dressera un tableau donnant en regard les valeurs de *R* et de *t* (de degré en degré) (Tableau X, p. 65).

**38. Thermomètres à résistance utilisés dans la pratique industrielle.** — Pour les opérations courantes de la pratique industrielle, le thermomètre décrit ci-dessus manque un peu de robustesse. On a proposé diverses solutions pour rendre l'instrument plus solide ; on





peut, en particulier, enrouler un fil fin de platine de diamètre 0,1 mm sur une tige de quartz fondu de diamètre 4 mm environ. On dispose autour de l'enroulement un tube mince de quartz fondu que l'on fond ensuite au chalumeau, de façon à enrober complètement la résistance de platine dans la silice fondue. Cette disposition a évidemment l'avantage de protéger la résistance contre les causes de détérioration. Elle fournit aussi une très faible inertie, en raison de la très grande conductibilité calorifique de la silice.

Toutefois, pour des mesures de précision, une telle disposition pourrait entraîner diverses causes d'erreur surtout aux basses températures, la différence de dilatation du platine et de la silice provoquant des tensions mécaniques de l'enroulement.

Pour des températures qui ne dépassent pas 300° C, on peut utiliser des thermomètres à enroulement de nickel. Pour de tels enroulements, une formule d'interpolation de la forme  $\log R = a + bt$  convient très bien ; la graduation pourra s'effectuer au moyen de deux des points fixes secondaires que nous reproduisons à la fin de l'ouvrage (Tableau XIV, p. 215).

### 39. Mesures au pont de Wheatstone non équilibré.

— La figure 20 rappelle le montage général du pont de Wheatstone ( $X$ , résistance du thermomètre ;  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$ , résistances en manganine). Un galvanomètre  $G$  est branché entre les deux points  $D$  et  $E$  du pont. Les résistances sont choisies de façon que, pour la plus basse température  $t_0$  que doit fournir l'instrument, le galvanomètre ne

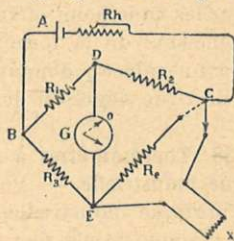


FIG. 20.

donne aucune déviation. Si la température du thermomètre s'élève,  $X$  se modifie, le pont cesse d'être équilibré et le galvanomètre  $G$  dévie. Par une graduation appropriée, on fera correspondre à chaque point de l'échelle une valeur correspondante de la température.

La graduation ainsi réalisée suppose évidemment constante la différence de potentiel entre  $B$  et  $C$ . Pour régler cette différence de potentiel avant chaque série de mesures, on débranche le thermomètre et on intercale à sa place une résistance de contrôle  $R_c$  qui correspond, en général, à la valeur de  $X$  pour la plus haute température de la graduation ; on agit sur le rhéostat  $R_h$  de façon à ramener l'aiguille à la division correspondante.

L'appareil de mesure  $G$  fonctionne en millivoltmètre. Il doit donc être compensé des variations de température extérieure. Pour un appareil non compensé avec bobinage en cuivre, dont la résistance varie de  $1/300$  par degré, une variation de la température extérieure égale à  $10^\circ$  entraînerait dans la mesure de  $X$  une erreur relative de  $1/30$ , tout à fait inadmissible.

On remarquera également que la graduation d'un tel instrument n'est pas rigoureusement linéaire ; il conviendra donc d'adopter plusieurs points repères entre lesquels on interpolera la graduation.

**40. Galvanomètre à cadres croisés.** — Dans la pratique des mesures au thermomètre à résistance, on tend de plus en plus à utiliser un galvanomètre sans spirale, fait de deux cadres différents, calés ensemble suivant un angle  $2\theta$  de  $40$  à  $50^\circ$  ; les courants sont amenés aux deux cadres par des rubans. Ces cadres se déplacent entre les pôles  $N$  et  $S$  d'un aimant (fig. 21). Certains constructeurs ajoutent un noyau central tel

que, dans l'entrefer, le champ magnétique n'est pas uniforme.

Si l'on désigne par  $i_1$  et  $i_2$  les courants dans des cadres, ces courants étant d'ailleurs de sens tel que les couples électro-magnétiques agissant sur les cadres s'opposent, l'ensemble tournera à partir de sa position d'équilibre d'un angle  $\alpha$  et les deux couples, qui s'équilibrent alors, peuvent s'écrire :

$$\Gamma_1 = K_1 i_1 \cos(\theta - \alpha), \quad \Gamma_2 = K_2 i_2 \cos(\theta + \alpha),$$

d'où l'on déduit la relation :

$$(9) \quad \frac{i_2}{i_1} = \frac{K_1}{K_2} \frac{\cos(\theta - \alpha)}{\cos(\theta + \alpha)} = f(\alpha).$$

L'appareil, appelé quelquefois quotientmètre, donne une mesure directe du rapport  $\frac{i_1}{i_2}$ .

41. Montage différentiel avec galvanomètre à cadres croisés. — Le montage est donné par la figure 22 :

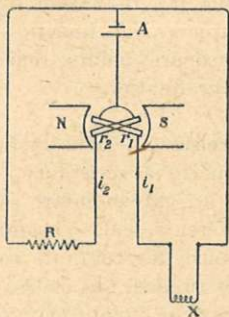


FIG. 22.

R, résistance sans coefficient de température ; A, accumulateur ;  $r_1$ ,  $r_2$ , cadres du galvanomètre ; X, résistance du thermomètre. L'instrument, dans lequel nous supposons les deux cadres identiques, indiquera une déviation nulle pour la température  $t_0$  à laquelle  $X = R$ . Si X change, l'instrument tournera d'un angle  $\alpha$  tel que l'on ait (form. 9) :



$$f (\alpha) = \frac{i_2}{i_1} = \frac{X}{R}.$$

L'indication de l'instrument est, comme on le voit, indépendante de la f.e.m. de l'accumulateur. On peut, comme dans le montage précédent, substituer à X une résistance de contrôle  $R_e$ , cette résistance ayant simplement pour but de vérifier la fidélité du galvanomètre.

Dans notre calcul, nous n'avons pas fait intervenir la résistance  $r$  de chacun des deux cadres, toujours bobinée en fil de cuivre. En réalité, la formule précédente doit s'écrire :

$$f (\alpha) = \frac{X + r}{R + r}.$$

Comme  $r$  dépend de la température extérieure, l'appareil donnera des indications qui seront fonction de cette température. A titre d'exemple, supposons  $X = 10 \Omega$  à  $0^\circ$  et  $20 \Omega$  à  $300^\circ$ ;  $R = 10 \Omega$ ,  $r = 20 \Omega$  à  $20^\circ$  et  $19,3 \Omega$  à  $10^\circ$ . Une même déviation  $\alpha$  donnera, aux deux températures extérieures  $20$  et  $10^\circ$ , deux résistances X et X' fournies par la relation :

$$\frac{X + 20}{10 + 20} = \frac{X' + 19,3}{10 + 19,3}.$$

Au voisinage de  $300^\circ$  et pour  $X = 20$ , la formule précédente donne  $X' = 19,77$ . Cette différence  $X' - X$  correspond à une erreur en température d'environ  $7^\circ$ .

**42. Montage en pont de Wheatstone avec galvanomètre à cadres croisés.** — Un tel montage est donné par la figure 23 : A, accumulateur d'alimentation ; R, résistances sans coefficient de température ; X, résistance à mesurer. L'instrument de mesure est un galvanomètre à cadres croisés dans lequel  $C_1$  (cadre directeur) est branché entre B et C ;  $C_2$  (cadre de mesure) est branché entre D et E.

La résistance  $r$  de chacun des deux cadres doit être grande, l'appareil fonctionnant, en réalité, comme un voltmètre. Si l'on désigne par  $E$  la f.e.m. de l'accumulateur, et si l'on suppose  $r$  très grand par rapport à  $R$  et  $X$ , le courant  $i_1$  dans  $C_1$  est donné par :  $i_1 = \frac{E}{r}$ .

Les courants  $i$  et  $i'$  dans les branches respectives B, D, C et B, E, C ont pour valeur :  $i = \frac{E}{2R}$   $i' = \frac{E}{R+X}$  et le courant dans  $C_2$  est donné par :

$$i_2 = \frac{R(i - i')}{r} = \frac{E}{r} \left[ \frac{1}{2} - \frac{R}{R+X} \right],$$

de sorte que la déviation de l'instrument, fonction seule-

ment du rapport  $\frac{i_2}{i_1}$ , est donnée par :

$$f( ) = \frac{1}{2} - \frac{R}{R+X}.$$

Comme on le voit, les quantités  $E$  et  $r$  s'éliminent, de sorte que l'instrument se trouve avoir l'avantage du montage à cadres croisés (non influence de la f.e.m.) et, de plus, fournit des indications indépendantes de la température de l'instrument de mesure, ce qui supprime l'obligation de compenser ce dernier. Aussi la tendance actuelle des constructeurs est d'adopter exclusivement le montage ci-dessus.

#### 43. Causes d'erreur dans les mesures industrielles.

— En dehors des causes d'erreur signalées plus haut,

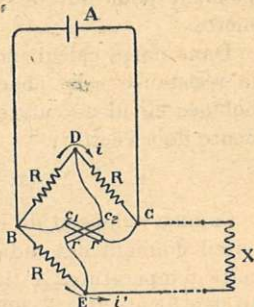


FIG. 23.



une source d'erreur, qui peut être importante, intervient dans toutes les mesures effectuées au moyen du thermomètre à résistance à 2 fils. Les fils de jonction entre les bornes de l'instrument et la résistance de mesure proprement dite sont en effet portés à des températures variant avec la profondeur d'immersion du thermomètre dans l'enceinte. Il est difficile de réduire la résistance de ces fils de jonction ; cela conduirait à leur donner une assez grande section et la résistance de mesure, du fait des pertes de chaleur par conductibilité, pourrait se trouver à une température inférieure à celle de l'enceinte. Il est prudent, dans de telles mesures, d'enfoncer le thermomètre toujours de la même quantité dans l'enceinte.

Lorsque l'appareil sert comme indicateur ou enregistreur à distance, l'addition de câbles peut modifier très notablement sa graduation. On la rétablira en diminuant par exemple une résistance de réglage placée dans le circuit de mesure. Il reste entendu, d'ailleurs, que les câbles de jonction, nécessairement en cuivre, ont un coefficient de température élevé, et qu'il importera de se protéger contre des variations notables de température, en les enterrant par exemple.

#### 44. Mesure de très faibles échauffements. Bolomètre.

— Dans certaines études destinées à mesurer les variations de température très faibles, par exemple dans les études de rayonnement ou de convection, on utilisera le dispositif déjà ancien, connu sous le nom de bolomètre. L'appareil comprend deux lames de platine identiques, de quelques  $\mu$  d'épaisseur, disposées dans chacune des branches d'un pont de Wheatstone (39) ; l'une de ces lames, noircie, sera exposée au rayonnement ; l'autre, protégée contre ce rayonnement, servira à compenser les variations de tempéra-

ture extérieure. Un tel dispositif, monté avec un galvanomètre très sensible, permet de mesurer des échafaudements nettement inférieurs au 1/100 000 de degré.

45. Thermomètres à résistance pour très basses températures. — Le thermomètre à résistance de platine gradué au moyen de la formule 5 (6) peut servir jusqu'à des températures de l'ordre de  $-200^{\circ}$  C. Nous n'insisterons pas sur les diverses formules qui ont été proposées pour prolonger sa graduation jusqu'à ces températures, nous nous contenterons de reproduire ci-dessous (Tableau XI) les valeurs du rapport  $R/R_0$ .

Au-dessous de  $5^{\circ}$  K la résistance électrique du platine devient pratiquement constante et ce métal ne peut plus servir comme résistance thermométrique ; on peut alors utiliser le bronze phosphoreux<sup>1</sup> ou le constantan.

TABLEAU XI. — Valeurs de la résistance électrique du platine au-dessous de  $0^{\circ}$

(La résistance est prise égale à l'unité pour  $0^{\circ}$ ).

$t$ ( $^{\circ}$ C)	R	$\frac{dR}{dt} 10^3$	$t$ ( $^{\circ}$ C)	R	$\frac{dR}{dt} 10^3$
0	1,000	3,97	— 140	0,430	4,21
— 10°	0,960	3,98	— 150	0,387	4,23
— 20	0,920	4,00	— 160	0,347	4,26
— 30	0,880	4,01	— 170	0,302	4,29
— 40	0,840	4,02	— 180	0,259	4,32
— 50	0,800	4,04	— 190	0,216	4,33
— 60	0,759	4,05	— 200	0,173	4,26
— 70	0,719	4,07	— 210	0,129	4,1
— 80	0,678	4,08	— 220	0,087	3,4
— 90	0,637	4,10	— 230	0,048	2,2
— 100	0,596	4,12	— 240	0,022	1,4
— 110	0,558	4,14	— 253	0,006	0,6
— 120	0,513	4,16	— 269	0,0016 <sub>s</sub>	
— 130	0,471	4,18	— 272	0,0016 <sub>s</sub>	

1. Voir KEESOM, J. de Physique, 5, p. 374 (1934).



## CHAPITRE V

### COUPLES THERMO-ÉLECTRIQUES

---

**46. Couple thermoélectrique international de précision.** — Comme dans les chapitres précédents, nous insisterons d'abord sur l'appareil adopté comme instrument international d'interpolation. Ce couple, Pt-90 Pt 10 Rh, a été proposé dès 1887 par Le Chatelier, qui a montré tout le parti qu'on pouvait en tirer dans les mesures de précision.

La Convention générale des poids et mesures l'a adopté pour toute la partie de l'échelle comprise entre 660 et 1 100° C, alors qu'elle a rejeté l'emploi du thermomètre à résistance de platine dans ce domaine de températures. Le fait tient à ce qu'une altération, même légère, du fil de platine est susceptible de modifier notablement sa résistance électrique, alors qu'elle est sans influence sensible sur la f.e.m. du couple Pt-Pt Rh.

En ce qui concerne le choix du métal allié au platine, l'iridium, comme l'a montré Le Chatelier, convient beaucoup moins bien que le rhodium, en raison de sa plus facile évaporation à haute température.

Les critères de reproductibilité d'un tel couple ont été définis comme suit. Le fil de platine pur doit remplir les conditions de pureté précisées à propos





du thermomètre à résistance (30 bis) :  $\frac{R_{100}}{R_0} > 1,000$

Pour le fil de platine rhodié la teneur en rhodium doit être telle que le couple fournit, au point de fusion de l'or, une f.e.m. comprise entre 10 200 et 10 400  $\mu$ V. En ce qui concerne le diamètre du fil, un fil trop fin conduirait à une altération trop rapide ; un fil trop gros pourrait comporter, dans certains cas, d'assez fortes corrections de conductibilité calorifique. Le diamètre adopté a été de 0,50 mm avec une marge en plus ou en moins de 0,15 mm.

Il importe de recuire le couple avant son étalonnage, de façon à détruire les tensions dues à l'écroutissage produit au moment de l'étrirage des fils. Pour cela, on le chauffera électriquement à 1 200 ou 1 300° C pendant un temps prolongé (6 à 8 heures au moins).

**47. Étude de l'homogénéité d'un couple.** — Si l'on veut faire servir un couple à des mesures précises, il faut s'assurer que les deux fils ne présentent pas de défauts notables d'homogénéité, lesquels entraîneraient des forces thermoélectriques parasites locales.

Ce contrôle est particulièrement indispensable pour

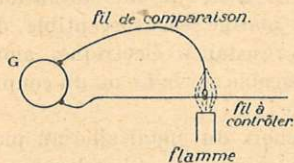


FIG. 24.

un couple qui a pu servir à des températures élevées pendant un temps prolongé : la partie du couple plongée dans l'enceinte se modifie et entraîne, pour la partie des fils située dans la zone de gradient de tempé-

rature élevée, de grands défauts d'homogénéité. La meilleure méthode de contrôle d'un fil consiste à le comparer, point par point, avec un autre fil n'ayant

pas servi (fig. 24). Le fil à étudier sera branché à l'une des bornes d'un galvanomètre sensible G et tendu horizontalement; le fil de comparaison branché à l'autre borne du galvanomètre sera muni, à son autre extrémité, d'une petite boucle que l'on fera glisser le long du fil à étudier. Le point de jonction des deux fils est chauffé dans une flamme ou, mieux, dans un petit four électrique fournissant une température de l'ordre de 1 200°. La f.e.m. thermoélectrique ainsi établie entre les deux fils que l'on compare, sera donnée directement par le galvanomètre dont il importe de connaître la sensibilité au courant et la résistance intérieure. La f.e.m. ainsi mesurée doit rester constante à quelques  $\mu$ V près. Bien entendu, si le fil présente de gros défauts d'homogénéité, on le rejettera pour toute mesure quelque peu précise.

La soudure des deux fils du couple s'effectue en les tortillant ensemble sur 3 à 5 mm, puis en plongeant la pointe du tortillon dans le dard d'un chalumeau gaz-oxygène jusqu'à constituer un globule fondu que l'on fera progresser jusqu'à la jonction des deux fils.

#### 48. Mesure de la force électro-motrice du couple.

**Méthode potentiométrique.** — Dans toutes les mesures de précision, on mesurera la f.e.m. par la méthode potentiométrique, les deux soudures froides étant toutes deux portées à la température de 0°; la figure 25 donne le schéma d'ensemble du montage. La soudure chaude S est placée dans l'enceinte; les deux fils platine-platine rhodié sont soudés ou serrés sur deux fils de cuivre allant au potentiomètre, les points de jonction constituant les deux soudures froides  $S_1$   $S_2$ . Pour réaliser commodément la température 0° autour de ces soudures, on utilise un vase Dewar contenant de la glace pure, humectée d'eau distillée; on y plonge

## COUPLES THERMO-ÉLECTRIQUES

deux tubes de verre  $T_1$   $T_2$  au fond desquels sont placées les soudures  $S_1$   $S_2$ . Deux petits tubes de protection  $t_1$   $t_2$  servent à isoler électriquement les deux fils aboutissant à une même soudure. Enfin, pour assurer un bon contact entre chacune des soudures froides et le bain de glace, on peut déposer quelques gouttes d'huile au fond des tubes  $T_1$   $T_2$ .

Le schéma du montage potentiométrique est indiqué également sur la figure 25. Le courant potentiométrique

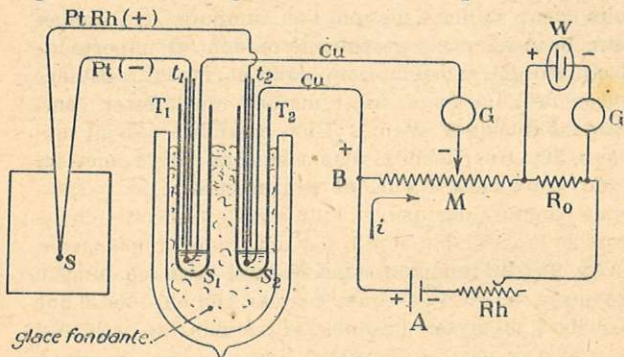


FIG. 25.

que  $i$  est maintenu constant, grâce à une pile étalon Weston  $W$  branchée aux bornes d'une résistance  $R_0$  du pont. La f.e.m. à mesurer est opposée à une partie réglable  $BM$  de la résistance potentiométrique au moyen d'un curseur  $M$ . Nous renverrons le lecteur aux ouvrages spéciaux pour tous détails relatifs aux divers modèles de potentiomètres. Le potentiomètre destiné aux mesures doit permettre d'évaluer des f.e.m. comprises entre 5 et 15  $mV$ <sup>1</sup>.

1. Pour l'usage avec des couples autres que les couples platine-rhodié.



La f.e.m. du couple étant d'environ  $10 \mu\text{V}$  par degré, le 1/10 de degré correspond pratiquement à  $1 \mu\text{V}$ . Des mesures effectuées au 1/100 de degré nécessitent l'emploi de potentiomètres spécialement étudiés pour éviter les f.e.m. parasites dans les circuits potentiométriques, lesquelles atteignent ou dépassent même  $1 \mu\text{V}$  dans un potentiomètre mal construit.

On peut improviser soi-même un montage potentiométrique donnant toute satisfaction, en disposant en série deux boîtes de résistance identiques. Le couple sera branché aux bornes de l'une des boîtes, l'équilibrage du galvanomètre est obtenu en transportant des fiches de l'une des boîtes dans leur emplacement correspondant de l'autre <sup>1</sup>. Une résistance supplémentaire, disposée dans le circuit potentiométrique, permet, grâce à une pile étalon, de contrôler et régler le courant potentiométrique.

**49. Potentiomètre incomplètement équilibré.** — En pratique, dans beaucoup de cas, on ne s'astreint jamais à ramener toujours exactement le galvanomètre G au zéro. Par exemple lorsqu'il s'agit de suivre la montée d'une température au voisinage d'une valeur donnée, on fixera le curseur du potentiomètre sur la valeur correspondante de la f.e.m. Les différences seront alors lues sur l'échelle du galvanomètre. On déterminera la constante de cette échelle, c'est-à-dire le nombre de microvolts correspondant à 1 mm de l'échelle en notant les positions du spot pour deux f.e.m. voisines indiquées par le potentiomètre. Avec un galvanomètre sensible, un degré peut correspondre à un déplacement de l'ordre du centimètre.

la marge de mesure doit être plus grande (jusqu'à 50 millivolts pour les couples nickel-chrome).

1. Il importera, bien entendu, de ne garder qu'un jeu de fiches pour l'ensemble des deux boîtes de résistance.

50. Potentiomètres à déviation. — Lorsque l'on ne désire pas faire l'acquisition d'un potentiomètre à curseur de précision, en général assez coûteux, en raison du soin à apporter aux contacts glissants, on peut adopter des potentiomètres à déviation, de construction beaucoup plus simple et dont la fabrication peut même être entreprise dans un laboratoire quelque peu outillé. Un tel potentiomètre sera, dans le cas qui nous intéresse, constitué par un circuit potentiométrique,

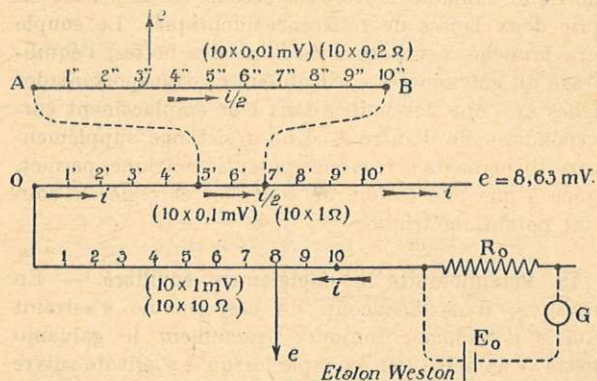


FIG. 26.

métrique, comportant une résistance  $R_0$ , destinée à l'équilibrage de la pile-étalon  $E_0$  et par un ensemble de 10 tranches de résistance, correspondant chacune à  $1 \text{ mV}$ , suivi d'un ensemble de 10 tranches correspondant chacune à  $1/10 \text{ mV}$ . Si le couple est branché entre les bornes numérotées 8 et 3' de la figure 26, la f.e.m. mesurée est égale à 8,3 millivolts, du moins si le galvanomètre marque zéro. Pour obtenir les fractions inférieures à  $0,1 \text{ mV}$ , on interpolera sur l'échelle du

galvanomètre au moyen de deux lectures effectuées sur les plots 3' et 4'. Si le galvanomètre a une résistance intérieure très grande par rapport à la résistance du circuit potentiométrique comprise entre les plots 10 et 10', ou si l'on a soin d'ajouter en série sur le galvanomètre une résistance suffisante, on pourra avoir une constante indépendante de la f.e.m. mesurée.

On peut compliquer un peu le potentiomètre en ajoutant un dispositif classique, qui comporte 10 tranches dont les extrémités A B sont branchées sur deux plots pairs ou impairs consécutifs ; on trouvera sur la figure 26 les valeurs des résistances de ces tranches. Dans le cas de figure la f.e.m. mesurée serait égale à 8,63 mV.

#### 51. Étalonnage du couple platine-platine rhodié aux trois points fixes internationaux. Méthode du creuset.

— Pour effectuer l'étalonnage du couple aux points de solidification de l'antimoine, de l'argent et de l'or, on utilisera un four chauffé électriquement au moyen d'une résistance en nichrome bobinée sur un tube réfractaire<sup>1</sup>. La fusion de ces trois corps est effectuée dans un creuset C de graphite pur (fig. 27, a), substance qui a l'avantage de se travailler commodément au tour et de ne pas contaminer les trois corps précédents.

Le tube *t* protecteur du couple traverse un couvercle de graphite placé sur le creuset<sup>2</sup>. Enfin, dans le cas de l'argent, on évite l'absorption de l'oxygène par le métal, en disposant un peu de graphite en poudre

1. Pour avoir un four de longue durée, utiliser un fil de nichrome d'assez grand diamètre : 2 ou 3 mm au moins, que l'on immobilisera sur le tube au moyen d'un peu de ciment réfractaire. Le tout sera plongé dans une enveloppe en tôle remplie de terre d'infusoires.

2. On peut éviter le contact entre ce tube protecteur et le bain de métal en le disposant à l'intérieur d'un second tube *t'* en graphite (fig. 27 b).



à sa surface. Des écrans protecteurs contre le rayonnement E E' sont disposés au-dessus et au-dessous du creuset de fusion, de façon à assurer une parfaite uniformité de température dans le four. Le circuit de chauffage comportera une bonne résistance de réglage et un ampèremètre destinés à régler le chauffage, de façon que la montée de la température ou sa descente, un

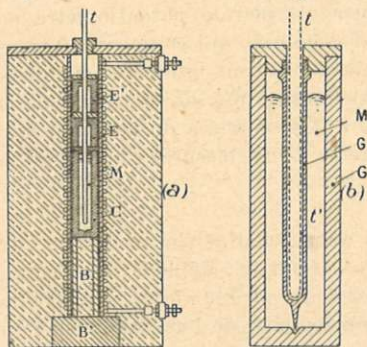


FIG. 27.

peu avant la fusion ou la solidification, s'effectuent suffisamment lentement (quelques degrés par minute). Si l'on veut en effet avoir des paliers de fusion et de solidification suffisamment nets, il importe que leur durée soit d'au moins 5 minutes.

L'antimoine, qui présente assez facilement des phénomènes de surfusion, ne devra pas être chauffé trop au-dessus de son point de fusion. Pour chacun des métaux repères, les paliers de fusion ou de solidification doivent correspondre à une constance de la température de l'ordre de  $1 \mu V$ . Par ailleurs, les paliers de fusion et de solidification doivent être identiques à moins de  $2 \mu V$  près.

On trouvera ailleurs (61) les détails sur le tube de protection du couple. Toutefois, pour éviter la rupture de ce tube protecteur, aussitôt après la fin de la solidification on réchauffera le métal jusqu'à la fusion et on sortira le tube du bain. Si le tube restait plongé dans le bain solide jusqu'à la température ordinaire, la diffé-

rence de dilatation du métal et de la porcelaine entraînerait de fréquentes ruptures.

**52. Profondeur d'immersion dans le métal.** — Si l'on veut que la température mesurée par un couple soit identique à la température du métal, on utilisera des tubes de protection de diamètre faible et suffisamment immergés dans le bain métallique (8 cm au moins pour un tube de diamètre 6 mm) (137, 138). Nous mettons en garde contre les erreurs que l'on pourrait commettre en adoptant des profondeurs d'immersion trop faibles ou des tubes de protection de trop grand diamètre. La Convention Internationale précise d'ailleurs que le couple et son tube de protection pourront être élevés ou abaissés de 1 cm dans le bain sans que la variation de la f.e.m. du palier soit supérieure à  $1\ \mu\text{V}$ . Il va de soi que la masse de métal à utiliser est relativement importante ; pour un creuset de diamètre 25 mm, de hauteur 13 cm, et pour l'or, elle est d'environ 1 kg.

**53. Méthode de fusion d'un fil.** — Lorsque l'on veut contrôler la f.e.m. d'un couple au point de fusion de l'or, sans rechercher une extrême précision, on peut utiliser la méthode de fusion d'un fil, qui présente l'avantage de nécessiter une très faible quantité de matière. Dans ce but, entre les deux fils du couple, on soude un fil d'or de diamètre 0,5 mm environ et de longueur 5 à 8 mm ; ce fil est plongé dans un four à résistance de nichrome. Aucune précaution spéciale ne sera prise pour uniformiser la température au sein du four ; il suffit de plonger les extrémités des fils du couple, entourés d'un tube protecteur, dans un bloc de graphite pur, dont les parois auront une épaisseur d'au moins 1 cm. On réglera avec grand soin une mon-





tée lente de la température (1 à 2° par minute). Le curseur du potentiomètre sera fixé sur une f.e.m. voisine de celle correspondant au point de fusion de l'or. On suivra la montée de la température sur l'échelle du galvanomètre.

On tracera la courbe qui donne la position du spot en fonction du temps, la lecture s'effectuant, par exemple, toutes les 15 secondes. On observe un palier dont la durée peut atteindre facilement deux minutes ; à la fin de ce palier, se produit une légère remontée du spot qui précède immédiatement la rupture du fil, c'est-à-dire le retour au zéro du spot du galvanomètre.

Cette méthode offre, évidemment, moins de sécurité que la méthode du creuset. Elle ne permet pas, en particulier, d'observer le palier de solidification ; bien conduite, elle fournit néanmoins des nombres concordants à 0,1 degré près<sup>1</sup>.

**54. Interpolation de la graduation du couple.** — Les trois f.e.m. mesurées pour Sb, Ag et Au permettront de calculer les trois coefficients de la formule  $e = a + bt + ct^2$ . La f.e.m. du couple sera exprimée, en  $\mu\text{V}$ , par une formule analogue à la suivante :  $e = -307,5 + 8,2294 t + 0,00165 t^2$ . On établira une table à double entrée donnant, en regard, les valeurs correspondantes de  $e$  et de  $t$ .

Il est bien entendu que l'extrapolation de la formule précédente, au-dessous du point de fusion de Sb et au dessus de celui de Au, ne pourra porter que sur un intervalle d'une cinquantaine de degrés. En particulier, dans la formule,  $e$  ne tend pas vers zéro, ce qui est contraire à l'expérience. Au-dessus du point de

1. La méthode ne convient pas pour l'argent, qui absorbe énergiquement l'oxygène de l'air. Par contre, elle convient pour le palladium et le platine.

fusion de l'or, nous avons déjà signalé qu'il y avait discordance entre l'échelle du couple platine-platine rhodié et l'échelle thermodynamique (7).

**55. Évolution des couples.** — Un couple subit, au cours de son usage, des modifications entraînant une variation de sa f.e.m. Cette évolution tient surtout à l'évaporation lente du rhodium qui modifie la teneur du fil de platine rhodié. Si le couple est très bien protégé contre l'altération chimique, cette évolution reste extrêmement lente pour des températures ne dépassant pas 1 100° C.

Des chiffres ont été publiés relativement à cette vitesse d'évolution, ils n'ont rien d'absolu ; ils dépendent, en effet, du diamètre des fils utilisés dans le couple et de la contamination par des corps étrangers. De façon générale, les couples de grand diamètre présentent une évolution beaucoup moins rapide.

Aux températures plus élevées, 1 500° C par exemple, l'évolution est extrêmement rapide, ce qui conduit à abandonner le couple comme instrument de précision. La partie portée à haute température s'appauvrit assez rapidement en rhodium, ce qui entraîne une très grande hétérogénéité du fil. Pour de telles mesures, il est bon d'envoyer un léger courant d'oxygène dans le tube protecteur. On doit en outre effectuer un contrôle très fréquent en reprenant le point d'or par la méthode du fil.

**56. Mesures de demi-précision.** — On utilise, dans les mesures courantes, des potentiomètres portatifs simplifiés dans lesquels le contrôle du courant potentiométrique est effectué au moyen d'un ampèremètre G (fig. 28) muni d'un trait de repère, de façon à éviter l'emploi d'une pile-étalon dont le transport



est délicat. Bien entendu, un tel ampèremètre limitera la précision de la méthode et ne permettra même avec un très bon instrument, de dépasser une précision de  $1/500$  ; pour un appareil de type courant, cette précision pourrait être limitée au  $1/100$ , ce qui entraîne des erreurs en température inadmissibles.

L'équilibrage du circuit du couple sera obtenu au moyen d'un galvanoscope de zéro  $g$ .

Dans beaucoup de potentiomètres simplifiés, ainsi réalisés, la résistance potentiométrique DCE est constituée par un fil circulaire sur lequel se déplace un curseur  $C$ , entraînant un index sur une graduation en degrés. Pour certaines mesures, on réalise aisément un dispositif à lecture directe, avec potentiomètre non équilibré, en fixant le curseur sur une position de la résistance DCE, les températures étant alors lues sur une graduation portée par le galvanomètre  $g$ . Si, par exem-

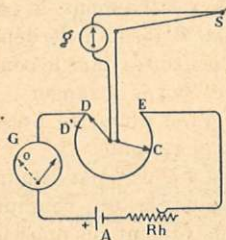


FIG. 28.

ple, les mesures doivent être effectuées entre  $800$  et  $1000^{\circ}$ , le curseur sera fixé sur le point de  $DE$  correspondant à  $900^{\circ}$  ; les déplacements du galvanomètre  $g$  de part et d'autre de sa position d'équilibre représenteront un intervalle de  $100^{\circ}$ . Avec un tel dispositif, on peut obtenir une grande sensibilité pour un intervalle de températures restreint. Le dispositif peut d'ailleurs servir pour le réglage automatique de la température d'un four, le galvanomètre  $g$  commandant le relai destiné à couper ou à rétablir le courant de chauffe.

57. Mesure de la force électromotrice au millivoltmètre. — Dans les mesures courantes on peut utiliser, comme instrument de mesure de la f.e.m. du couple, un millivoltmètre gradué jusqu'à 15 mV. L'industrie fabrique actuellement de tels millivoltmètres avec suspension à pivots. L'emploi de ces instruments nécessite quelques précautions, si l'on veut ne pas risquer de commettre d'assez grossières erreurs.

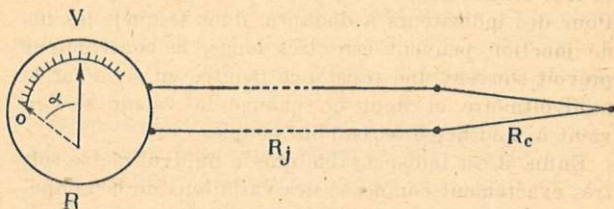


FIG. 29.

Si l'on se reporte au schéma de la figure 29, et si l'on désigne par  $e$  la f.e.m. du couple, par  $R_c$ ,  $R_j$ ,  $R$  les résistances du couple, des fils de jonction et du millivoltmètre, la déviation  $\alpha$  est fournie par la relation :

$$\alpha = k \frac{e}{R_c + R_j + R}$$

En premier lieu, si l'on vient à plonger le couple plus ou moins profondément dans l'enceinte, sa résistance peut différer de quantités qui, même pour des fils assez gros, sont de l'ordre de  $1 \Omega$ <sup>1</sup>. Si l'on veut que la déviation  $\alpha$  soit indépendante de cette profondeur d'immersion, il importe que la résistance  $R$  du millivoltmètre soit très grande par rapport à celle du couple. Un millivoltmètre de résistance  $100 \Omega$

1. Un couple de 0,4 mm de diamètre et de 1 m de longueur a une résistance d'environ  $1 \Omega$  à  $0^\circ$  et de  $4 \Omega$  à  $1000^\circ$ .



pourrait introduire des erreurs de l'ordre de  $1/100$ , c'est-à-dire de  $10^\circ$  au voisinage de  $1\ 000^\circ$ ; la précision du millièème nécessite un millivoltmètre de résistance intérieure voisine de  $1\ 000\ \Omega$ . A ce point de vue il faut également préciser que la graduation d'un tel millivoltmètre, effectuée en degrés, se trouverait défectueuse si l'on modifie le diamètre des fils des couples et leur longueur, ou la résistance des fils de jonction. Pour des indicateurs à distance, dans lesquels les fils de jonction peuvent être très longs, le constructeur prévoit souvent une résistance montée en série sur le millivoltmètre et dont on change la valeur si l'on vient à modifier le circuit du couple.

Enfin, il est indispensable que le millivoltmètre soit très exactement compensé des variations de la température extérieure. Un instrument non compensé, bobiné avec du fil de cuivre dont la résistance varie de  $1/300$  par degré, donnerait, pour une variation de la température extérieure de  $10^\circ$ , des erreurs en température qui, au voisinage de  $1\ 000^\circ$ , seraient de l'ordre de  $30^\circ$ . On pourra bobiner le cadre avec des fils de constantan ou de manganine.

Nous n'insisterons pas sur divers autres dispositifs adoptés par les constructeurs pour obtenir la compensation; au moment de l'acquisition d'un tel instrument, il est prudent de demander des garanties.

Il est en outre recommandé d'adopter des instruments comportant, en dehors de la graduation en degrés, une graduation en millivolts ou, à défaut, un point de repère sur l'échelle correspondant à une f.e.m. connue, de façon à pouvoir, à tout instant, contrôler la fidélité de l'instrument lui-même au moyen d'un montage potentiométrique.

La précision d'un tel instrument reste toujours insuffisante pour des mesures de précision. Une échelle,

de longueur 12 cm environ pour un intervalle de température de 1 200°, fournit un écart de 10° par mm. L'évaluation du degré est tout à fait illusoire, d'autant que la fidélité de l'appareil dépasse rarement 1/500.

**58. Tables de référence pour couples platine-platine rhodié à 10 0/0.** — Bien que l'utilisation du couple Le Chatelier ne soit prévue, dans la Convention internationale, que dans l'intervalle 600-1 100° C, il est possible de le faire servir dans toute l'étendue de l'échelle qui va de 0° à 1 700° C.

On trouvera à la fin de l'ouvrage la table de référence actuellement la plus sûre fournissant la correspondance entre les températures d'un couple platine-platine rhodié à 10 % et sa f.e.m. en  $\mu\text{V}$ . Cette table est établie pour un couple dont la f.e.m. au point de fusion de l'or est de 10 300  $\mu\text{V}$ , c'est-à-dire la moyenne des valeurs admises par la 7<sup>e</sup> Convention générale des poids et mesures. Au voisinage des températures 0°, 600°, 1 100° et 1 700° C les variations de la force électromotrice sont respectivement de 5,6, 10,2, 11,8 et 11,6  $\mu\text{V}$  par degré.

**59. Interchangeabilité des couples Pt-Pt Rh.** — Dans la pratique courante, il est intéressant de disposer de couples dont l'identité est aussi grande que possible, de façon à pouvoir substituer un couple neuf à un couple usagé, sans avoir à modifier l'échelle de température repérée pour l'ancien couple. L'industrie est arrivée à réaliser des couples dont les f.e.m. ne diffèrent entre elles que de quantités assez faibles, correspondant, par exemple, à 3 ou 4° à la température de fusion de l'or<sup>1</sup>.

1. Bien que nous nous soyons interdit de donner, dans notre ouvrage aucune indication commerciale, nous croyons devoir signaler que la

## COUPLES THERMO-ÉLECTRIQUES

Pour comparer deux couples on peut évidemment les étalonner individuellement, au point de fusion l'or par exemple. Il est préférable de les comparer par une méthode directe dans laquelle on oppose leurs f.e.m. Le montage de mesure est donné par la figure 30.

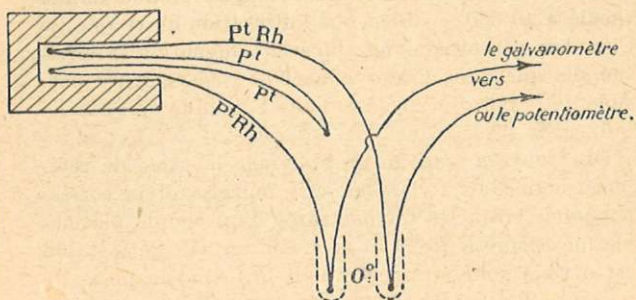


FIG. 30.

Les deux soudures Cu-Pt Rh sont plongées dans la glace ; la soudure des deux fils de platine, toujours assez identiques, peut être sans inconvénient laissée à l'air libre.

Ce montage a l'avantage de permettre l'étude de la différence des f.e.m. des couples en fonction de la température du four, laquelle n'a d'ailleurs pas besoin d'être connue avec précision. On peut alors tracer une courbe donnant la différence  $\Delta e$  en fonction, soit de  $e$ , soit de  $t$ . L'expérience montre que, du moins pour des couples assez voisins, la différence  $\Delta e$  est très sensiblement proportionnelle à  $e$  ou à  $t$ , ce qui permet d'obtenir la graduation d'un couple par rap-

Maison Marret-Bonnin est en mesure, actuellement, de livrer des couples dont l'interchangeabilité est aussi parfaite que celle des couples livrés par l'étranger.



port à un autre préalablement étalonné. Si, par exemple, un couple donne, au point de fusion de l'or, 10 200  $\mu\text{V}$  au lieu de 10 300, valeur admise dans la table de références (58), on peut admettre que les différences des f.e.m. seront respectivement 50, 100 et 150  $\mu\text{V}$  aux températures respectives 600, 1 100 et 1 700° C, ce qui conduit à des corrections de température égales à 5, 8,5, 13°. Le problème se pose d'ailleurs de la même

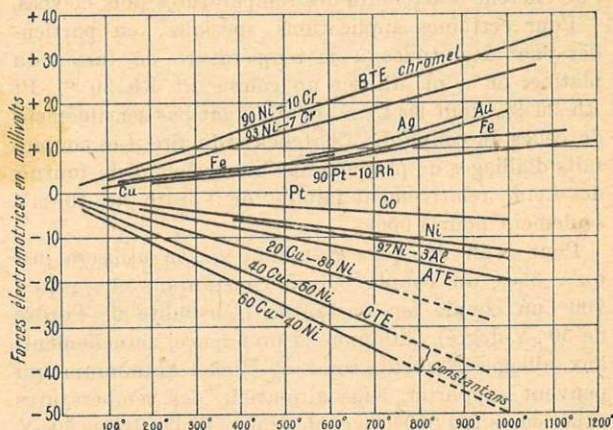


FIG. 31.

façon pour un couple qui aurait subi, depuis son étalonnage, une modification de sa f.e.m.

Pour ne pas avoir à changer la graduation faite sur le millivoltmètre de mesure, on peut ajouter ou supprimer une résistance convenable entre le couple et l'appareil de mesure.

**60. Autres alliages pour couples.** — On trouvera, sur la figure 31, les f.e.m. fournies par divers métaux ou





alliages, et rapportées au platine comme métal de référence. Pour obtenir la f.e.m. d'un couple fait de métaux différents, il suffit d'ajouter ou de retrancher les ordonnées relatives aux deux métaux, à la température considérée.

Nous allons donner quelques indications sur les métaux ou alliages utilisés, soit dans le but d'obtenir des f.e.m. plus grandes qu'avec le couple Pt-Pt Rh., soit que l'on cherche à atteindre des températures plus élevées.

Pour certaines applications spéciales, en particulier pour des études à la température de fusion du platine, on a pu utiliser un couple Pt Rh 30 %, Pt Rh 20 %, dont les f.e.m. ne diffèrent pas sensiblement de celles du couple Le Chatelier ordinaire. Les couples faits d'alliages de platine ont l'inconvénient de fournir des f.e.m. relativement faibles, de l'ordre de 10 mV seulement pour 1 000°.

Pour avoir une plus grande f.e.m., on utilisera jusqu'à 350° un couple cuivre constantan, et jusqu'à 700° un couple fer-constantan (sensibilité de l'ordre de 50  $\mu$ V-degré). On donne la préférence, actuellement, aux alliages Nickel-Chrome et Nickel-Aluminium qui peuvent supporter, sans altération, des températures supérieures à 1 000°, avec des f.e.m. de l'ordre de 50  $\mu$ V par degré. Les Aciéries d'Imphy livrent de tels couples, dont le fil positif (BTE) et le fil négatif (ATE) ont leurs f.e.m. reportées sur la figure 31. Lorsqu'on ne dépasse pas 700° et que l'on veut disposer d'une f.e.m. élevée, on associera le fil BTE avec un constantan (CTE); un tel couple a une résistance pratiquement constante à toutes les températures<sup>1</sup>.

En raison de leur prix peu élevé, ces couples peuvent être faits de fils de grand diamètre, présentant l'avantage de posséder une faible résistance. On s'af-

1. Sur le sujet voir CHEVENARD, *Chaleur et Industrie*, juillet 1923  
G. RIBAUD : *Mesure des températures*.

franchit ainsi des erreurs provenant des variations de la profondeur d'immersion dans l'enceinte à étudier. Il reste entendu, toutefois, que ces couples ne présentent pas une fidélité ni une homogénéité tout à fait comparables à celles du couple Le Chatelier, surtout s'ils sont utilisés à des températures dépassant 1 000° C.

La Maison Heraeus a mis au point, assez récemment, un nouveau couple (couple 32/40), fait d'alliage Pt-Au, fournissant 49 mV à 1 000° et 59,6 mV à 1 200°, avec une fidélité très satisfaisante.

Pour atteindre des températures de l'ordre de 2 000° C, on a utilisé un couple iridium-iridium avec 10 % de ruthénium. Un tel couple ne donne pas toute satisfaction, en raison des importants défauts d'homogénéité des fils.

Un couple tungstène associé à un alliage à 75 % de Tu et 25 % de Mo<sup>1</sup> permet d'atteindre 3 000° C avec, à cette température, une sensibilité de 6  $\mu$ V par degré et une f.e.m. de 6 mV environ. Toutefois ce couple, très oxydable, doit être utilisé dans un excellent vide ou dans une atmosphère inerte d'argon. Il présente en outre un maximum de f.e.m. (1 mV) vers 600° et un point d'inversion vers 1 200° C, ce qui limite un peu son emploi.

Enfin, pour des mesures industrielles, on a proposé l'emploi d'un couple formé d'un tube extérieur en graphite, à l'extrémité fermée duquel on fixe une tige centrale de tungstène; l'intérieur du tube est constamment rempli d'un gaz inerte sous pression, de façon à éviter l'oxydation du tungstène. Il reste entendu qu'un tel couple peut, à la rigueur, servir pour des repérages industriels assez grossiers, mais ne s'adapterait pas à des mesures de précision.

1. PIRANI et WANGENHEIM, Zts. f. techn. Phys., 6, p. 358 (1925).



Pour les basses températures, on peut employer le couple Cu-Constantan permettant d'atteindre avec, à cette température, une sensibilité d'environ  $15 \mu\text{V}$  par degré. Pour tout ce qui concerne les très basses températures, du domaine de l'hydrogène et de l'hélium liquides, nous renverrons aux articles originaux de Keesom et de ses élèves <sup>1</sup>.

#### 61. Montage des couples. Tubes de protection. —

Dans le cas du couple Pt-Pt Rh, le montage s'effectue en entourant un des fils du couple (ou les deux fils), d'un petit tube de porcelaine de diamètre intérieur 1 mm et diamètre extérieur 2 mm environ ; le tout est plongé dans un tube protecteur de diamètre intérieur 4 à 6 mm. Dans les couples industriels on dispose, autour de chacun des fils, des perles isolantes en porcelaine assurant l'isolement entre les fils et l'enveloppe extérieure.

Du moins pour les couples faits d'alliages peu coûteux, on peut adopter une disposition assez courante qui consiste à souder une tige, par exemple d'alliage nickel-aluminium, à l'extrémité fermée d'un tube nickel-chrome servant de deuxième fil du couple et en même temps d'enveloppe protectrice ; cette disposition a l'avantage d'assurer une parfaite liaison thermique entre le couple et l'enceinte.

En ce qui concerne les tubes de protection des couples, un assez grand nombre de conditions, souvent contradictoires, doivent se trouver remplies, en particulier les suivantes. Le tube doit supporter les températures d'utilisation sans se déformer ; il doit être peu sensible aux brusques variations de température ; il ne doit pas émettre de produits volatils susceptibles de souiller les fils du couple. Il ne doit pas être poreux,

1. Proc. Amsterdam, 35, p. 10 à 33 (1932).

ni attaqué par les bains et vapeurs dans lesquels il se trouve plongé. Il doit, en outre, avoir une conductibilité calorifique suffisante pour assurer une bonne et rapide liaison thermique entre le couple et l'enceinte. Toutefois, dans le cas de tubes de grande conductibilité calorifique, la longueur de ces tubes et leur profondeur d'immersion dans l'enceinte doivent être suffisantes pour que la conductibilité thermique vers l'extérieur ne risque pas d'amener d'erreurs de mesure (138).

On peut utiliser, comme tubes protecteurs de couples, des tubes en silice fondue ; ils ont l'avantage de supporter de très brusques variations de température. Ils ont, toutefois, l'inconvénient de se dévitrifier facilement s'ils sont chauffés et refroidis assez souvent à des températures dépassant  $1\ 000^{\circ}$  ; ils sont peu perméables aux gaz. Dans le cas des couples platine, l'atmosphère intérieure doit être nettement oxydante, si l'on veut éviter l'altération du couple.

Pour les températures plus élevées, on donnera la préférence aux porcelaines réfractaires, faites de proportions variables d'alumine et de silice, allant jusqu'à l'alumine presque pure. Certaines de ces masses sont poreuses et, de ce fait, assez peu sensibles aux variations brusques de température. On pourra remédier à leur porosité, du moins aux températures relativement basses, en leur adjoignant un enduit superficiel extérieur vitrifié. Dans le cas où l'on désire éviter l'attaque du couple par des gaz ou métaux volatils provenant de l'enceinte, on adoptera des masses peu poreuses dont certaines peuvent tenir le vide jusqu'à des températures de l'ordre de  $1\ 500^{\circ}$  C. Il ne faut pas oublier toutefois que ces masses, en partie vitrifiées, sont beaucoup plus sensibles aux brusques variations thermiques.



Les porcelaines ont toujours l'inconvénient, aux températures dépassant 1 200 à 1 300°, de devenir nettement conductrices de l'électricité, ce qui crée des difficultés dans la mesure des f.e.m., du moins dans des fours chauffés électriquement, des dérivations se produisant entre la résistance de chauffe et les fils du couple <sup>1</sup>.

Le graphite, qui peut être tourné en tubes d'épaisseur et diamètre variés, convient très bien comme tube protecteur, du moins pour les couples qui ne sont pas faits d'alliages de platine. Il possède une très grande conductibilité calorifique et fournit une atmosphère réductrice favorable à la bonne conservation des alliages nickel-chrome, nickel-aluminium. Les tubes en carborondum présentent les mêmes avantages que le graphite.

On peut également utiliser des tubes métalliques en nichrome comme tubes de protection. Enfin, on alliera les qualités des tubes de porcelaine, assez bons isolants électriques mais fragiles, à celles des tubes métalliques, peu fragiles, en utilisant un tube de protection central en porcelaine protégé extérieurement contre les chocs mécaniques par un tube métallique ; l'ensemble sera assujetti sur une monture, fixée à l'extrémité ouverte des tubes de protection et munie de bornes permettant la jonction avec les fils d'amenée à l'appareil de mesure.

Nous ne donnerons pas de détails sur les diverses variantes adoptées par les constructeurs pour ces montures de cannes pyrométriques. Signalons toutefois l'intérêt qu'il peut y avoir à protéger les bornes de jonction contre les chocs ou l'humidité au moyen de capuchons métalliques étanches.

1. NIKITINE, J. de Phys., 2, p. 205 (1931).

**62. Soudures froides.** — Dans la pratique industrielle et parfois aussi dans des mesures courantes de laboratoire, on ne s'astreint pas à maintenir les soudures froides à  $0^{\circ}$ . Dans ce cas il importe de remarquer que, si les soudures froides sont portées à  $\theta^{\circ}$  et la soudure chaude à  $t^{\circ}$ , on a :  $e_{\theta}^t = e_{\theta}^t - e_{\theta}^{\theta}$ . Supposons le couple branché sur un millivoltmètre comportant une graduation en degrés (avec soudures froides à  $0^{\circ}$ ) et la température des soudures froides égale à  $20^{\circ}$  ; si la lecture sur l'instrument est de  $1\ 245^{\circ}$  par exemple, on aura la température correcte de l'enceinte en *ajoutant* à la lecture  $1\ 245^{\circ}$  le nombre de degrés qui, *au voisinage de*  $1\ 245^{\circ}$ , correspond à  $110\ \mu\text{V}$ , c'est-à-dire  $9^{\circ}$  environ (Tableau XVII, p. 219) et non  $20^{\circ}$  comme on pourrait être tenté de le faire.

Dans beaucoup de cas, pour avoir la correction, on peut se contenter de multiplier la température  $\theta$  des soudures froides par un coefficient dont la valeur est donnée par le tableau suivant :

250 à 400°C	400 à 550°C	550 à 900°C	900 à 1450°C
0,60	0,55	0,50	0,45

**63. Fils de compensation.** — Il arrive fréquemment, en particulier dans le cas du couple Le Chatelier, que, pour des raisons d'économie, les deux soudures froides se trouvent placées à une distance relativement faible de l'enceinte et que leur température ne pourrait être ni réglée, ni mesurée avec précision. On reporte alors les soudures froides à une plus grande distance de l'enceinte, dans une zone où la température pourra être maintenue constante et connue. On utilise à cet effet

des fils de compensation choisis de façon qu'ils n'introduisent pas, dans le circuit, de f.e.m. susceptible de s'ajouter à celle du couple.

Dans le cas du couple Pt-Pt Rh à 10 % les fils de compensation utilisés sont : l'un un fil de cuivre branché sur le fil Pt Rh, l'autre un fil fait d'un alliage de cuivre à 2 % de nickel qui sera branché sur le fil platine (fig. 32). Dans ces conditions, la valeur de la f.e.m. est la même que si l'on avait plongé les deux soudures  $S_1$   $S_2$  à la température  $\theta$  commune aux deux soudures  $S'_1$   $S'_2$ . On remarquera que les soudures  $S_1$   $S_2$  ont une

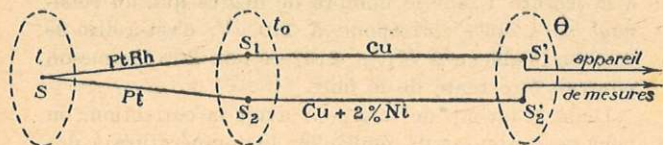


FIG. 32.

f.e.m. non nulle mais que, étant donnée la composition de l'alliage Cu Ni, les deux f.e.m. correspondantes sont en opposition et se compensent exactement. Il importe toutefois de brancher les fils de compensation dans le sens convenable, une interversion des fils ne donnerait plus la compensation mais fournirait, au contraire, une erreur deux fois plus grande.

Pour des couples autres que le couple Le Chatelier, on utilisera comme fils de compensation des fils de même substance que les fils correspondants du couple.

**64. Réalisation de la soudure froide.** — Dans une mesure industrielle, il convient de placer les deux soudures  $S'_1$   $S'_2$  à une température  $\theta$  aussi constante que possible. Dans ce but, on peut réaliser dans le sol un puits de profondeur 3 m environ ; à cette profondeur

la température restera constante à 2° près. On peut aussi, en particulier pour des installations comportant un assez grand nombre de couples, utiliser une boîte thermostat, à réglage automatique de la température, dans laquelle on mettra toutes les soudures froides des couples utilisés.

**65. Correction de soudure froide. Compensation automatique.** — Si le potentiomètre de la figure 28 a été étalonné en températures (la soudure froide étant supposée à 0°) et si l'on effectue des mesures avec les soudures froides à la température de 20°, on pourra effectuer automatiquement la correction de soudure froide, de façon à conserver la même graduation en températures sur l'échelle, en décalant le

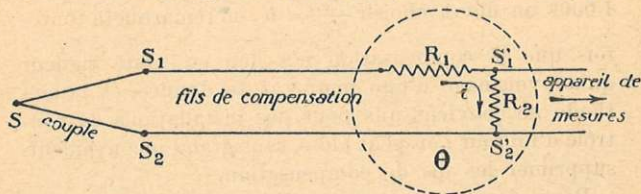


FIG. 33.

point de départ D du circuit potentiométrique opposé au couple et le fixant à la division D' correspondant à la température 20°.

On peut également effectuer une compensation *automatique* de la température de la soudure froide. Diverses solutions ont été proposées ; nous n'en retiendrons qu'une qui consiste à disposer (fig. 33) une résistance  $R_1$ , sans coefficient de température, en série sur l'un des fils du couple, et une autre résistance  $R_2$  en dérivation entre les deux fils du couple, cette dernière résistance ayant un coefficient de température  $a$  (p.





ex. nickel :  $a = 0,006$ ), l'ensemble de ces résistances étant maintenu à la température  $\theta$  de  $S'_1 S'_2$ .

Soit  $e$  la f.e.m. du couple, le courant  $i$  débité par le couple dans la résistance  $R_2$  est donné<sup>1</sup> par  $i = \frac{e}{R_1 + R_2}$ ;

la différence de potentiel entre les points  $S'_1 S'_2$  est alors fournie par :  $e' = e \frac{R_2}{R_1 + R_2}$ ;

or  $e = k (t - \theta)$  et  $R_2 = r_2 (1 + a \theta)$ . Pour obtenir la compensation il faut que l'on ait :

$$kt \frac{r_2}{R_1 + r_2} = k (t - \theta) \frac{r_2 (1 + a \theta)}{R_1 + r_2 (1 + a \theta)}, \text{ quel que soit } \theta.$$

Après simplifications il vient :  $\frac{r_2}{R_1} = at - 1$  ; pour

1 000° on devra choisir  $\frac{r_2}{R_1} = 5$  ; on remarquera toutefois que la compensation n'a lieu en toute rigueur qu'au voisinage d'une température donnée, et la méthode ne convient que pour des installations de contrôle d'un four ; on peut alors, sans grand inconvénient, supprimer les fils de compensation.

Pour des mesures au millivoltmètre, la compensation ci-dessus reste encore valable. On peut toutefois, dans ce dernier cas, réaliser un système automatique au moyen d'une bilame se dilatant sous l'effet de la température et décalant automatiquement le zéro de l'échelle du millivoltmètre. Nous reviendrons plus loin sur les dispositifs enregistreurs de température auxquels nous consacrerons un chapitre spécial.

1. L'appareil de mesures est supposé parcouru par un courant négligeable ; ceci est rigoureux dans le cas des mesures au potentiomètre. Nous admettons en outre négligeable la résistance du couple et des fils de jonction ; en fait la méthode s'adapte surtout au cas de couples Ni, Cr, Al pour lesquels cette résistance est faible.

## CHAPITRE VI

### GRANDEURS RELATIVES AU RAYONNEMENT. — PROPRIÉTÉS OPTIQUES DES CORPS. — LOI DE KIRCHHOFF.

---

66. **Grandeurs énergétiques.** — Avant d'étudier les lois du rayonnement des corps, nous rappellerons très rapidement les définitions et notations adoptées actuellement pour les diverses grandeurs physiques liées au rayonnement, du moins dans le cas des sources à rayonnement continu<sup>1</sup>.

1) *Flux total d'énergie  $\Phi$  transporté par seconde par le rayonnement d'une source.* — L'énergie rayonnée par une source dans l'espace qui l'entourne peut être recueillie et mesurée en entourant complètement la source d'un calorimètre à parois opaques : on recueillera, par seconde, un nombre de calories donné, représentant une énergie facile à calculer. Cette énergie est l'équivalent d'une puissance en mécanique, on l'exprimera en watts. Nous l'appellerons flux total d'énergie rayonné par la source (symbole  $\Phi$ ) ou encore intensité énergétique de la source.

2) *Intensité énergétique d'une source dans une*

1. Les définitions et symboles qui suivent ont été adoptés par le Congrès international de l'éclairage de 1924. Pour plus de détails se reporter à l'ouvrage : Ch. FABRY, *Introduction générale à la photométrie*. Rev. Optique, édit. (1927).

direction donnée ( $\mathcal{J}$ ). — Considérons, à partir de la source A, une direction Ax, et autour de Ax un angle solide  $d\omega$ ; si  $d\Phi$  est le flux d'énergie envoyé par la source dans cet angle solide, l'intensité de la source dans la direction Ax s'exprimera par le rapport :

$$\mathcal{J} = \frac{d\Phi}{d\omega}.$$

Cette intensité s'exprimera en watts par stéradian.

3) *Éclairement & produit par une source sur un élément de surface.* — C'est le rapport entre le flux  $\Phi$

reçu par l'élément et la surface de cet élément.  $\mathcal{E}$  s'exprimera en watts par  $\text{cm}^2$ .

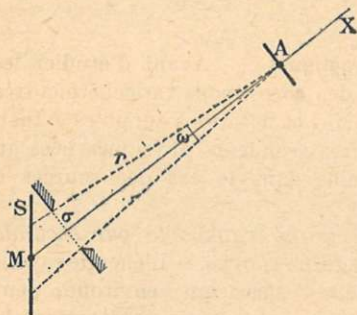


FIG. 34.

total rayonné dans toutes les directions par cette source, la radiance a pour expression le rapport :

$$R = \frac{\Phi}{s}.$$

Cette quantité, tout à fait analogue à un éclairage, s'exprimera en watts par  $\text{cm}^2$ .

5) *Brillance énergétique dans une direction donnée (B).* — Étant donnée une direction MX issue de la source (fig. 34), on suppose un écran percé d'une petite



surface  $\sigma$  placée tout près de la source et perpendiculaire à  $MX$  ; si  $\mathcal{J}$  est l'intensité de la source ainsi diaphragmée, on a :

$$B = \frac{\mathcal{J}}{\sigma},$$

ce qui revient à dire que la brillance dans la direction  $MX$  est l'énergie en watts émise, dans un angle solide unité, par 1 cm<sup>2</sup> de la projection de la source sur un plan perpendiculaire à la direction  $MX$ .

Si l'on place un récepteur en un point  $A$  de la direction  $MX$ , perpendiculairement à  $MX$ , l'éclairement  $\mathcal{E}$  de ce récepteur peut s'écrire indifféremment, en appelant  $r$  la distance de  $A$  à la source :

$$\mathcal{E} = \frac{B \sigma}{r^2} \quad \text{ou} \quad \mathcal{E} = B \Omega,$$

$\Omega$  désignant l'angle solide sous lequel la source est vue du point  $A$ . Autrement dit la brillance dans une direction donnée n'est autre que l'éclairement produit par l'unité d'angle solide de la source en un point quelconque de la direction considérée.

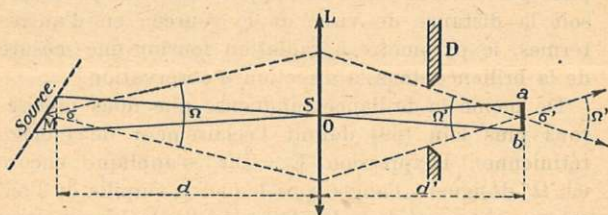


FIG. 35.

**67. Pyromètre à radiation totale.** — Cette notion de brillance étant fondamentale, nous allons étudier, à titre d'application, le problème optique qui se pose dans le cas du pyromètre à radiation totale (fig. 35).

Grâce à une lentille L on fait former une image de la source sur un récepteur  $ab$ , de surface  $\sigma'$ . La source doit avoir un diamètre suffisant pour que son image couvre totalement  $ab$ . Un diaphragme D fixé rigidement à  $ab$  limite à une valeur constante l'angle solide  $\Omega'$  d'ouverture du faisceau qui tombe sur  $ab$ .

Le flux  $\Phi$  envoyé par la source peut s'écrire :

$$\Phi = B \sigma \Omega = B \sigma \frac{S}{d^2},$$

(S, surface de la lentille qui participe à la formation de l'image). Or on a :

$$\frac{\sigma}{d^2} = \frac{\sigma'}{d'^2}$$

d'où :

$$\Phi = BS \frac{\sigma}{d^2} = B \sigma' \Omega'.$$

Autrement dit, avec les réserves faites plus haut (image de la source couvrant totalement le récepteur, angle solide  $\Omega'$  maintenu constant), le flux reçu par le récepteur est égal à la brillance de la source multipliée par une constante de l'appareil, et cela quelle que soit la distance de visée de la source ; en d'autres termes, le pyromètre à radiation fournit une mesure de la brillance dans la direction d'observation.

De même la brillance lumineuse que nous précisons plus loin (69) définit l'éclairement de l'image rétinienne ; l'expression  $E = B\Omega'$  s'applique encore ici,  $\Omega'$  désignant l'angle sous lequel la pupille de l'œil est vue d'un point de la rétine. Si l'œil observe deux plages lumineuses contiguës, le rapport des éclaircissements des images rétiniennes sera égal au rapport des brillances des deux sources. Précisons toutefois que, pour qu'il en soit ainsi, la pupille doit être entièrement couverte par les deux faisceaux.



68. **Loi de Lambert.** — Certaines sources (ce sera le cas en toute rigueur pour le corps noir) ont une brillance indépendante de la direction d'émission (loi de Lambert). Pour une telle source, un pyromètre à radiation totale donnera des indications indépendantes de la direction de visée.

Une source plane, de dimensions limitées, obéissant à la loi de Lambert, émet, dans une direction donnée, une intensité énergétique proportionnelle au cosinus de l'angle que fait la direction d'émission avec la normale à la surface émettrice, d'où le nom de « loi du cosinus » donné souvent à la loi de Lambert.

*Relation entre la radiance et la brillance d'une source obéissant à la loi de Lambert.* — Considérons une source dont la brillance  $B$  est la même dans toutes les directions. Proposons-nous de calculer sa radiance  $R$ . Considérons un élément de surface  $1 \text{ cm}^2$ ; la surface apparente de cet élément, dans la direction  $OX$  faisant

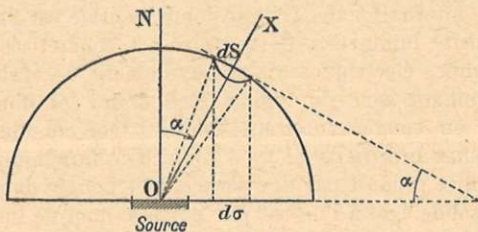


FIG. 36.

avec la normale  $ON$  un angle  $\alpha$  (fig. 36), est égale à  $\cos \alpha$ ; l'énergie émise dans le cône limité par l'élément de surface  $dS$ , pris sur la sphère de rayon 1, a pour expression  $BdS \cos \alpha$ ; or,  $dS \cos \alpha$  n'est autre que la projection  $d\sigma$  de  $dS$  sur le plan de la source;

la radiance  $R$  sera donc égale à  $B$  multipliée par la somme de tous les éléments tels que  $d\sigma$ , c'est-à-dire multipliée par  $\pi$ .  $R = \pi B$ .

**69. Mesures visuelles. Grandeurs photométriques.** — Les mesures énergétiques supposent des moyens d'investigation assez compliqués et sont sujettes à de nombreuses causes d'erreur ; aussi, chaque fois qu'on le peut, ramène-t-on les problèmes de pyrométrie optique à des mesures visuelles. Ajoutons d'ailleurs que l'œil est incapable d'évaluer des rapports de flux lumineux, même si ces flux sont de même couleur ; et que toute mesure pyrométrique visuelle précise devra se ramener à l'évaluation de l'égalité de deux flux monochromatiques de même couleur.

Dans tout ce qui suit nous nous limiterons aux grandeurs photométriques strictement indispensables pour l'étude de la pyrométrie optique.

1) *Intensité lumineuse d'une source.* — Unité : bougie internationale. L'unité fondamentale est l'unité d'intensité lumineuse. Cette unité est concrétisée par des lampes électriques étalons à filament de carbone, fonctionnant sous un régime bien défini, et dont la valeur en bougies internationales est bien connue <sup>1</sup>.

2) *Flux lumineux (F).* — L'unité de flux lumineux est le flux produit par une source de 1 bougie dans un angle solide égal à l'unité ; elle porte le nom de lumen.

3) *Éclairement (E) d'une surface.* — C'est la valeur du flux lumineux reçu par unité de surface :

$$E = \frac{F}{S}.$$

En particulier, pour une surface éclairée normale-

1. La Commission internationale de l'Éclairage, réunie à Berlin, en 1935, vient d'adopter comme étalon primaire le corps noir à la température de solidification du platine.



ment par une source d'intensité  $I$ , placée à la distance  $r$ , l'éclairement a pour expression :

$$E = \frac{I}{r^2}$$

Unités : lux : 1 lumen par  $m^2$ , ou 1 bougie à 1 mètre,  
phot : 1 lumen par  $cm^2$ , ou 1 bougie à 1 cm.

4) *Radiance (R) d'une surface lumineuse.* — C'est le flux lumineux total émis par l'unité de surface de la source :

$$R = \frac{F}{S}$$

Elle s'exprimera en lumens par  $cm^2$ .

5) *Brillance (B) d'une surface dans une direction donnée.* — Même définition que plus haut ; la brillance s'exprime en bougies par  $cm^2$ . Cette définition est évidemment valable aussi bien pour une surface qui rayonne directement (corps incandescent) que pour une surface n'émettant pas par elle-même (surface réfléchissante éclairée par une source) et aussi pour l'image d'une source fournie par un système optique.

La notion de brillance joue un rôle fondamental dans l'observation visuelle, c'est elle qui caractérise l'éclairement de l'image rétinienne (67) ; elle sera à la base de toutes les mesures de pyrométrie optique.

**70. — Courbes de répartition spectrale de l'énergie ou de la lumière émises par une source.** — Les mesures de la pyrométrie optique n'ont de sens que lorsqu'elles s'appliquent aux sources lumineuses fournissant un spectre continu (corps solides incandescents, flammes avec particules solides, soleil, corps noir).

Pour étudier la répartition spectrale d'un tel rayonnement, considérons d'abord la radiance  $R$ . Pour l'ensemble des radiations comprises entre deux lon-



guez d'onde voisines  $\lambda$  et  $\lambda + d\lambda$ , la radiance  $dR$  émise par la source dans ce petit intervalle spectral est proportionnelle à  $d\lambda$  et peut s'écrire :

$$dR = r_\lambda d\lambda.$$

La courbe spectrale de radiance énergétique s'obtiendra en portant en abscisses les valeurs de  $\lambda$  et en ordonnées les valeurs du coefficient  $r_\lambda$ . L'aire comprise entre cette courbe et l'axe des abscisses représente la radiance énergétique totale de la source, et l'on peut écrire :

$$R = \int_0^\infty r_\lambda d\lambda.$$

On peut de même considérer la brillance énergétique totale  $B$  dans une direction donnée et écrire :

$$dB = b_\lambda d\lambda.$$

On portera ici en abscisses les valeurs de  $\lambda$  et en ordonnées les valeurs de  $b_\lambda$ , et l'on a, comme plus haut :

$$B = \int_0^\infty b_\lambda d\lambda.$$

Les coefficients  $r_\lambda$  et  $b_\lambda$  dépendent évidemment de l'unité choisie pour représenter les longueurs d'onde.

Nous les désignerons par les noms de radiance *spectrale* énergétique et de brillance *spectrale* énergétique ; dans la suite les longueurs d'onde seront toujours exprimées en microns.

D'après ce qui précède, l'énergie envoyée, en 1 seconde, par un élément de surface apparente  $d\sigma$ , dans un angle solide  $d\omega$ , entre les longueurs d'onde  $\lambda$  et  $\lambda + d\lambda$  a pour expression :

$$dW = b_\lambda \cdot d\lambda \cdot d\omega \cdot d\sigma.$$

On pourra enfin donner les mêmes définitions que ci-dessus dans le cas des grandeurs photométriques visuelles. Le coefficient  $b_\lambda$  portera alors le nom de luminosité spectrale.



Entre les grandeurs correspondantes, énergétique et lumineuse, on a la relation :

$$\frac{b_{\lambda} \text{ (énergétique)}}{b_{\lambda} \text{ (lumineuse)}} = K_{\lambda}$$

$K_{\lambda}$  désignant le facteur de visibilité de l'œil pour la radiation  $\lambda$ . On sait que ce facteur est maximum pour  $0,555\mu$  et s'annule pour les extrémités du spectre visible.

**71. Propriétés optiques des corps.** — Quand une radiation monochromatique tombe sur un corps, une partie de l'intensité incidente se trouve réfléchiée par la substance, une autre est transmise à travers la substance, enfin, une troisième fraction est absorbée à l'intérieur de la substance. A chacune de ces trois énergies correspond un facteur dont la définition est donnée ci-dessous :

$$\text{Facteur de transmission } \tau_{\lambda} = \frac{\text{énergie transmise}}{\text{énergie incidente}}$$

$$\text{Facteur de réflexion } \rho_{\lambda} = \frac{\text{énergie réfléchiée}}{\text{énergie incidente}}$$

$$\text{Facteur d'absorption } \alpha_{\lambda} = \frac{\text{énergie absorbée}}{\text{énergie incidente}}$$

On a évidemment, entre ces trois facteurs, la relation :

$$\tau_{\lambda} + \rho_{\lambda} + \alpha_{\lambda} = 1.$$

Pour un corps opaque dont le facteur de transmission est nul, la relation se réduit à :  $\alpha_{\lambda} + \rho_{\lambda} = 1$ .

Le facteur de transmission d'une substance varie avec la longueur d'onde. Nous donnons (fig. 37) la courbe des facteurs de transmission de diverses substances transparentes dans le spectre visible et dans l'infra-rouge (épaisseur 1 cm). On voit que le verre, le quartz, assez transparents jusqu'à  $3\mu$ , deviennent pratiquement opaques au-delà de  $4\mu$ . Dans tous les

appareils où l'on désirera faire intervenir une notable proportion d'infra-rouge, il sera nécessaire d'utiliser des glaces de fermeture ou des pièces optiques en fluorine, ou mieux en sel gemme.

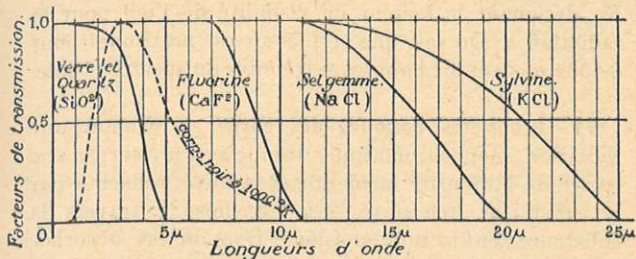


FIG. 37. — Transmission de diverses substances.

Nous rappelons également la formule qui, pour une radiation monochromatique, lie l'intensité  $I_0$  à l'entrée dans un milieu absorbant d'épaisseur  $x$  et l'intensité transmise  $I$  :

$$(10) \quad \tau_\lambda = \frac{I}{I_0} = e^{-kx},$$

$k$  désignant le coefficient d'absorption de la substance pour la radiation *monochromatique* considérée.

On peut définir pour un rayonnement complexe des facteurs  $\alpha$  et  $\tau$ , tout à fait analogues à ceux donnés plus haut. Si  $b_\lambda$  est la brillance spectrale énergétique d'un tel rayonnement on a, par définition :

$$\tau \text{ énergétique} = \frac{\int_0^\infty b_\lambda \tau_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty b_\lambda d\lambda}; \quad \tau \text{ lumineuse} = \frac{\int_0^\infty b_\lambda \tau_\lambda K_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty b_\lambda K_\lambda d\lambda};$$

on écrirait des relations analogues pour  $\alpha$  et  $\rho$ . Il importe toutefois de remarquer que, pour un milieu

absorbant, le facteur *total* de transmission n'est plus lié à l'épaisseur par une relation analogue à l'équation 10.

**72. Notion de corps noir.** — Le corps noir est un corps hypothétique qui jouit de la propriété d'absorber complètement toutes les radiations, c'est-à-dire pour lequel  $\alpha_\lambda = 1$  quelle que soit la longueur d'onde. Le noir de fumée se rapproche assez de cette définition puisque son facteur d'absorption est, pour toutes les longueurs d'onde, voisin de 0,98.

En pratique, on peut arriver à réaliser un corps noir aussi parfait qu'on le désire en utilisant une enceinte à parois opaques comportant une ouverture de dimensions très faibles. Une telle enceinte sera constituée par exemple par une enveloppe réfractaire plongée au sein d'un métal en fusion. On se rend compte qu'un rayon, pénétrant dans cette enceinte, subit à son intérieur un très grand nombre de réflexions avant de pouvoir en sortir. Chacune de ces réflexions étant accompagnée d'une absorption notable, si l'ouverture est de faible section, la fraction de l'énergie incidente qui peut sortir par cette ouverture est pratiquement négligeable. Dans chaque cas, il est possible d'ailleurs de chiffrer cette fraction faible de rayonnement à la sortie de l'enceinte <sup>1</sup>. Dans une telle enceinte on peut déposer des corps variés, de propriétés optiques et de formes quelconques, transparents, opaques ou réfléchis-

1. Pour une enceinte, à parois diffusant suivant la loi de Lambert, un rayonnement pénétrant dans l'enceinte est diffusé par la paroi avec un facteur de réflexion  $\rho$ ; une partie  $\frac{\Omega}{\pi}$  de ce rayonnement sort par

l'ouverture d'entrée,  $\Omega$  désignant l'angle solide sous lequel l'ouverture est vue de la paroi. Une telle enceinte a donc un facteur d'absorption

$$\alpha = 1 - \rho \frac{\Omega}{\pi}.$$

sants ; quand tout l'ensemble a atteint une température uniforme et constante, nous dirons que l'enceinte et son contenu sont en équilibre de rayonnement.

Un raisonnement thermodynamique montre que, à travers un élément de surface percé dans cette enceinte, la brillance spectrale est indépendante de la direction d'émission, de la forme et de la nature de l'enceinte, ce qui permet d'énoncer la loi de Kirchhoff.

**73. Loi de Kirchhoff.** — Dans toute enceinte imperméable à la chaleur, à température uniforme  $T$ , le rayonnement est indépendant de la forme de l'enceinte et des corps placés à l'intérieur ; il est caractérisé par une brillance spectrale, uniquement fonction de  $\lambda$  et de  $T$ . En particulier, il obéit à la loi de Lambert<sup>1</sup>.

En outre, si nous considérons un corps quelconque  $A$  placé dans l'enceinte  $E$  et en équilibre de température avec elle (fig. 38), dans une direction quelconque

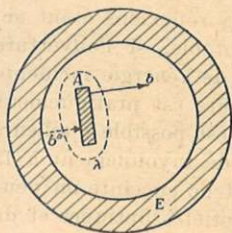


FIG. 38.

ce corps reçoit par  $\text{cm}^2$  une énergie  $b^0$  provenant de l'enceinte. Il absorbe une fraction  $\alpha$  de cette énergie. D'autre part, il émet une énergie propre  $b$ .

D'après le principe de Carnot, l'énergie qu'il rayonne doit être égale à celle qu'il absorbe et l'on doit avoir :  $b = b_0 \alpha$ .

On peut, au lieu de raisonner sur le rayonnement total émis par l'enceinte, raisonner sur une radiation monochromatique, en supposant autour du corps un filtre hypothétique ne laissant passer que la longueur d'onde  $\lambda$ .

1. Voir BLANC, *Rayonnement. Principes scientifiques de l'éclairage* (Coll. Armand Colin.) Voir également notre Cours sur le sujet. (Centre de Documentation universitaire.)



On doit alors avoir  $b_\lambda = b^\circ_\lambda \alpha_\lambda$ ; autrement dit, le corps émet, pour chaque longueur d'onde, une brillance égale à celle du corps noir multipliée par le facteur d'absorption pour la radiation considérée. Cette dernière grandeur porte souvent le nom impropre de *pouvoir émissif*<sup>1</sup>.

A partir de là, il est facile de montrer que l'expérience doit être incapable de laisser voir des contours d'objets à l'intérieur d'un four dont la température est bien uniforme. Si l'on se reporte à la figure 39, on voit que l'objet A émet : 1° son rayonnement propre  $b$ ; 2° le rayonnement  $b^\circ_\rho$  provenant de la paroi et réfléchi par le corps; 3° le rayonnement  $b^\circ_\tau$  provenant de la paroi et transmis à travers le corps. L'ensemble aura donc pour expression :  $b + b^\circ_\rho + b^\circ_\tau$ .

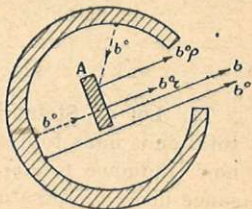


FIG. 39.

En nous souvenant que  $b$ , est égal à  $b^\circ \alpha$ , on voit que la lumière totale émise par le corps est égale à celle  $b^\circ$  émise par l'enceinte. Il n'en sera plus de même si la température du four n'est pas uniforme; si le corps a une température  $T$  et la paroi une température  $T'$ , l'ensemble du rayonnement émis par le corps deviendra  $b_T + b^\circ_{T'} \rho + b^\circ_{T'} \tau$ , lequel n'est plus égal au rayonnement de l'enceinte.

Nous reviendrons plus loin sur cette question à propos des mesures optiques de températures de fours (145). Signalons seulement que le rayonnement d'une enceinte isotherme, percée d'une ouverture, a une brillance  $b$  égale à  $b^\circ \left(1 - \rho \frac{\Omega}{\pi}\right)$  (72).

1. Il serait préférable de l'appeler « facteur d'émission ».



## CHAPITRE VII

### LOIS DU RAYONNEMENT DU CORPS NOIR ET DES CORPS INCANDESCENTS

**74. Loi de Stefan-Boltzmann.** — Le rayonnement total émis dans toutes les directions par  $1 \text{ cm}^2$  du corps noir (radiance totale) est proportionnel à la 4<sup>e</sup> puissance de la température absolue et donné par la relation :

$$R = \sigma T^4. \quad (B = \frac{\sigma}{\pi} T^4).$$

La constante  $\sigma$  qui figure dans l'expression précédente a pour valeur  $\sigma = 5,71 \cdot 10^{-12} \text{ watt/cm}^2/\text{degré}^{-4}$ .

**75. Rayonnement monochromatique du corps noir.** — Des considérations thermodynamiques permettent de montrer que le rayonnement du corps noir à la température  $T$  peut être représenté en fonction de la longueur d'onde par la relation suivante (formule de Planck) :

$$[11] \quad r_{\lambda T} = C_1 \lambda^{-5} \frac{1}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1}$$

dans laquelle  $C_1$  et  $C_2$  sont données respectivement par les relations :

$$C_1 = 2 \pi \hbar c^2 \quad C_2 = \frac{Nhc}{R} = 14320 \mu \text{ degré.}$$

( $c$ , vitesse de la lumière dans le vide =  $3.10^{10}$ ;  $R$ , constante des gaz parfaits =  $8,32.10^7$ ;  $N$ , constante d'Avogadro =  $6,05.10^{23}$ ;  $h$ , constante de Planck =  $6,55.10^{-27}$ ).

Dans tous les cas où la température n'est pas très élevée, on peut remplacer la formule de Planck par celle, plus simple, de Wien :

$$[12] \quad r_{\lambda T} = C_1 \lambda^{-3} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}$$

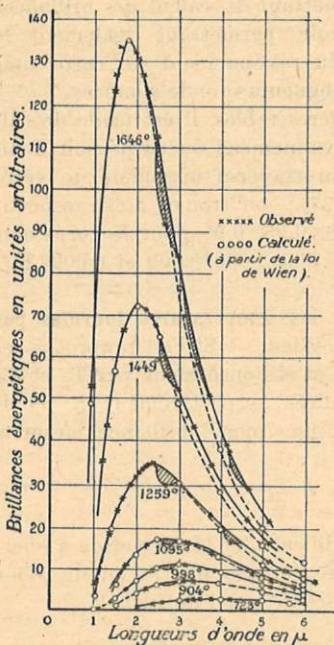


FIG. 40.

Ces formules se sont montrées en très bon accord avec l'expérience, du moins dans le domaine des températures fournies par le thermomètre à gaz (7). De la formule de Planck on peut déduire la loi du déplacement énoncée par Wien : le produit de la longueur d'onde du maximum d'émission par la température absolue est constante (2 884 micron degré) ; la radiance maximum varie comme la 5<sup>e</sup> puissance de la température absolue.

Le tracé des courbes isothermes de brillance émise par le corps noir à diver-



ses températures (degrés C) est donné par la figure 10<sup>1</sup>. Le maximum se déplace, on le voit, vers les courtes longueurs d'onde lorsque la température s'élève. Aux températures de l'ordre de celle du soleil 6 000° K, le maximum se trouve être au centre du spectre visible.

Pour toutes les considérations qui intéressent le développement des formules précédentes, nous renvoyons aux ouvrages spéciaux. On trouvera en particulier, dans l'Introduction générale à la photométrie de Ch. Fabry, les tables permettant le calcul des brillances spectrales du corps noir, permettant également le calcul de la fraction du rayonnement du corps noir comprise entre deux longueurs d'onde données.

S'aidant de ces dernières tables, il est facile de calculer la fraction du rayonnement du corps noir à diverses températures qui traverse une lame de verre d'épaisseur 1 cm (fig. 37); on trouve ainsi respectivement 0,10, 0,50, 0,88, 0,95, 0,99 pour le corps noir aux températures 600, 1 000, 2 000, 3 000 et 6 000° K.<sup>2</sup>

**76. Différences entre les températures fournies par les lois de Planck et de Wien.** — Si l'on rapproche les deux formules 11 et 12 et si l'on désigne par  $T_p$  et  $T_w$  les températures calculées respectivement à partir de ces équations, pour une même brillance mesurée, on a immédiatement :

$$e^{\frac{C_2}{\lambda T_w}} = e^{\frac{C_2}{\lambda T_p}} - 1,$$

expression qui permet de calculer la correction à effectuer à une température fournie par la loi de Wien pour obtenir celle déduite de la loi de Planck.

1. On remarquera sur ces courbes les parties en hachures qui correspondent à l'absorption, par  $CO_2$  et la vapeur d'eau, de l'air atmosphérique.

2. Une lame de fluorine d'épaisseur 1 cm laisserait passer 55 et 90 % du rayonnement du corps noir à 500 et à 1 000° K.



Tempé- ratures en °K	2 000	2 500	3 000	3 500	4 000	4 500	5 000	6 000
Corrections $T_P - T_W$	0	-0,05	-0,3	-1,5	-4,5	-8,5	-15,5	-47,0

77. Définition d'une échelle de températures élevées par les méthodes optiques. — Nous avons indiqué plus haut (7) les raisons pour lesquelles on a été conduit à rejeter la loi de Stefan et à adopter la brillance monochromatique pour l'extrapolation aux températures élevées.

Si l'on désigne par  $T_0$  la température de départ (point de fusion de l'or) et par  $T$  la température extrapolée, les brillances spectrales du corps noir à ces deux températures sont reliées par la formule :

$$\log \frac{b}{b_0} = \frac{C_2}{\lambda} \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right),$$

avec  $C_2 = 14\,320$  ( $\lambda$  exprimé en  $\mu$ ).

Le principe de la mesure est donné par la figure 41.

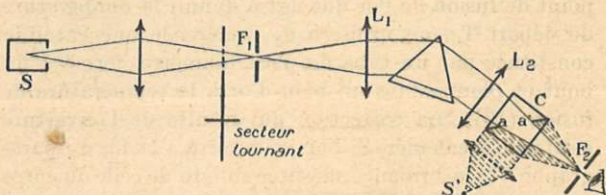


FIG. 41. — Principe de l'extrapolation optique.

On fait former, sur la fente d'entrée  $F_1$  d'un spectrophotomètre, une image de l'ouverture pratiquée dans le corps noir ; une fente de sortie  $F_2$  limite, dans le spectre obtenu, une tranche spectrale de faible largeur. L'œil placé en arrière de la fente  $F_2$  observe, à travers

le cube photométrique C, d'une part le faisceau provenant du corps noir, d'autre part le faisceau (hachures) provenant d'une source auxiliaire S' réfléchi par la surface argentée du cube<sup>1</sup>.

Dans une première mesure, le corps noir étant à la température  $T_0$ , on règle la source auxiliaire pour avoir, dans le cube, deux plages de même intensité. Ensuite, le corps noir étant porté à une température inconnue  $T$ , on ramène l'égalité des plages en réduisant la lumière du corps noir au moyen d'un disque de Talbot laissant passer une fraction connue  $\frac{1}{n}$  de la lumière émise. Les deux températures  $T$  et  $T_0$  sont alors reliées par la relation :

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_0} - \frac{\lambda}{C_2} \log n,$$

qui permet de définir  $T$ . La température ainsi définie sera repérée au moyen d'un pyromètre optique à disparition de filament.

En ce qui concerne la réalisation du corps noir, au point de fusion de l'or qui sert à définir la température de départ  $T_0$ , on utilisera de préférence une enceinte constituée par un tube de petit diamètre, fermé à un bout et plongé dans un bain d'or à la température de fusion (137). La correction qui résulte de l'ouverture est facile à calculer. Si l'on se reporte à la fin du paragraphe 73, la brillance mesurée diffère de celle du corps noir à la même température de la quantité :

$$[13] \quad \frac{db}{b} = \rho \frac{\Omega}{\pi},$$

ou, en différentiant l'équation de Wien :  $\log b = \frac{C_2}{\lambda T} + \text{cte}$

1. Pour que les deux faisceaux aient même couleur, on utilisera par exemple un verre coloré entre S' et C. Sur la question, voir J. MENDOUSSE, Ann. de Phys., 16, p. 208 (1931).



$$[14] \quad \frac{db}{b} = \frac{C_2}{\lambda T^2} dT,$$

$$\text{d'où } dT = \frac{\lambda T^2}{C_2} \rho \frac{\Omega}{\pi} = \frac{\lambda T^2}{C_2} \rho \frac{d^2}{4 l^2}.$$

Pour le point de fusion de l'or ( $T = 1400^\circ \text{K}$ ),  
 $\lambda = 0,6 \mu$ ,  $\rho = 0,5$ ,  $\frac{d}{l} = \frac{1}{20}$  il vient : ...  $dT = 0,025$ ,  
 correction tout à fait négligeable<sup>1</sup>.

**78. Précision avec laquelle est définie l'échelle optique des températures élevées.** — La définition de l'échelle des températures élevées, au moyen de la technique indiquée ci-dessus, dépend évidemment de la précision des mesures photométriques.

Dans des mesures bien conduites l'erreur photométrique, pour une série de 10 mesures, ne dépasse pas 1/500. Pour l'ensemble des deux mesures indiquées plus haut, cela fait une erreur totale de 1/250, qui correspond à une incertitude sur T donnée par l'équation 14 :

$$dT = \frac{\lambda T^2}{C_2} \times \frac{1}{250}.$$

Cette incertitude est proportionnelle à  $T^2$  et sa valeur est respectivement (pour  $\lambda = 0,6 \mu$ ) égale à :  $0,4$ ,  $0,7$ ,  $1,6$ , aux températures  $1500$ ,  $2000$  et  $3000^\circ \text{K}$ .

**79. Rayonnement des corps incandescents.** — On pourrait, pour chaque corps particulier, tracer des courbes isothermes représentant la brillance spectrale énergétique du corps. La figure 42 reproduit ces courbes dans le cas du platine. On vérifiera sur la figure (courbes  $1335^\circ \text{K}$ ) le fait général que le rayonnement du

1. Voir en outre la correction due à l'épaisseur du tube de visée (137).

corps est, pour une température donnée, toujours inférieur à celui du corps noir et qu'en outre le maximum d'émission du corps est, par rapport à celui du corps noir, décalé vers les faibles longueurs d'onde.

On a cherché à représenter les lois du rayonnement des corps incandescents par des formules analogues à

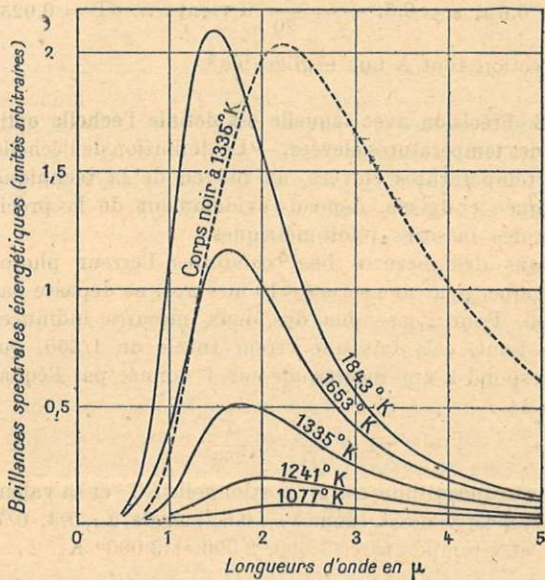


FIG. 42.

celles du corps noir ; toutes se sont montrées en désaccord avec l'expérience, du moins si l'on opère sur un intervalle de températures suffisant ; en particulier une relation analogue à celle de Stefan pour le rayonnement total doit être rejetée.

Pour traduire le rayonnement d'un corps, il est préfé-

rable de rapporter ce rayonnement à celui du corps noir dans les mêmes conditions et de faire appel à la notion de pouvoir émissif.

**80. Pouvoir émissif monochromatique.** — Si nous nous reportons à la loi de Kirchhoff (73) nous voyons qu'à toute température, et pour chaque longueur d'onde  $\lambda$ , la brillance spectrale d'un corps est égale à celle du corps noir multipliée par le facteur d'absorption  $\sigma_\lambda$ . Ce facteur porte également le nom de pouvoir émissif monochromatique ; nous le désignerons dans la suite par  $\varepsilon_\lambda$ . Si l'on se reporte à la figure précédente on aura  $\varepsilon_\lambda$  pour chaque longueur d'onde et pour la température  $1\ 335^\circ$  K, en divisant chaque ordonnée du corps à  $1\ 335^\circ$  par l'ordonnée correspondante du corps noir pour la même longueur d'onde. Le pouvoir émissif obtenu est fonction de  $\lambda$  et aussi de  $T$  ; il décroît de façon constante quand la longueur d'onde augmente, en raison du fait que le maximum d'émission se trouve avoir une longueur d'onde plus faible que celle du corps noir. Nous donnons à la fin de l'ouvrage les valeurs actuelles les plus sûres des pouvoirs émissifs monochromatiques des divers corps usuels pour le rouge. Remarquons que, pour un corps opaque, on a  $\varepsilon_\lambda = 1 - \rho_\lambda$ ,  $\rho_\lambda$  désignant le facteur de réflexion du corps pour la radiation  $\lambda$ .

**81. Température de brillance.** — Si nous pointons un pyromètre optique monochromatique ( $\lambda$ ) sur un corps lumineux et si nous lisons la température  $S$ , cela veut dire que le corps étudié a, pour la longueur d'onde  $\lambda$ , même brillance que le corps noir de température  $S$ . La température ainsi définie s'appellera *température de brillance* du corps pour la radiation  $\lambda$ , nous la désignerons par  $S_\lambda$ .

Remarquons que cette définition est valable pour

un corps ne rayonnant pas par lui-même, un mur éclairé par le soleil ou l'ampoule opale d'une lampe à incandescence par exemple. Il reste entendu que la température de brillance n'a alors rien de commun avec la température vraie; elle sert simplement à exprimer par un nombre la brillance propre de la surface visée. Cette brillance s'exprime évidemment par la relation :

$$b_{\lambda} = C^1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}$$

**82. Relation avec la température vraie.** — Considérons le cas d'un corps *incandescent*; si  $T$  est sa température vraie et  $\varepsilon$  son pouvoir émissif monochromatique, la brillance monochromatique de ce corps s'écrit évidemment, en vertu de la loi de Kirchhoff :

$$b_{\lambda} = \varepsilon C^1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}$$

équation qui, rapprochée de la précédente, fournit immédiatement :

$$(15) \quad \frac{1}{S_{\lambda}} - \frac{1}{T} = \frac{\lambda}{c_2} \operatorname{colog}_n \varepsilon_{\lambda} T.$$

Cette relation permet de déduire la température vraie d'un corps de sa température de brillance fournie par un pyromètre optique monochromatique, si l'on connaît la valeur du pouvoir émissif. Inversement la mesure de la température de brillance d'un corps, dont on connaît par ailleurs la température vraie, fournira une mesure du pouvoir émissif.

On trouvera, dans le tableau XII, les corrections à apporter aux températures de brillance lues sur un pyromètre ( $\lambda = 0,655 \mu$  environ) pour passer aux températures vraies, pour diverses valeurs du pouvoir émissif.

Ce tableau permet en outre de déduire la température vraie de la température apparente observée à travers



une lame de transmission  $\tau$  ou par réflexion sur une lame de facteur de réflexion  $\rho$  ; on prendra les valeurs de  $\tau$  et  $\rho$  dans la première colonne du tableau.

**83. Température de radiation d'une source.** — Un pyromètre à radiation totale, pointé sur un corps incandescent<sup>1</sup>, mesure le rayonnement total ou mieux la brillance énergétique de ce corps. Ici encore, si  $T_R$  est la température fournie par l'instrument, préalablement gradué sur un corps noir,  $T_R$  définira la *température de radiation* du corps.

Dire que le corps a une température de radiation  $T_R$  signifie simplement qu'il a une radiance égale à celle du corps noir à cette température, c'est-à-dire égale à  $\sigma T_R^4$ .

**84. Pouvoir émissif total. Relation entre la température de radiation et la température vraie.** — Comme dans le cas d'un rayonnement monochromatique, la loi de Kirchhoff (73) nous a montré que la radiance totale d'un corps est égale à celle du corps noir de même température  $T$  multipliée par le facteur total d'absorption  $\alpha$  du corps<sup>2</sup>. Ce facteur porte aussi le nom de *pouvoir émissif total* ( $\varepsilon_t$ ).

En d'autres termes la radiance totale du corps s'écrit  $\sigma \varepsilon_t T^4$  ; or elle s'exprime également par  $\sigma T_R^4$  (83) ; de ces deux expressions on déduit immédiatement :

$$[16] \quad T_R = T \sqrt[4]{\varepsilon_t} ;$$

1. Ce corps peut n'émettre que dans l'infra-rouge ; tel est le cas pour un gaz chaud ou une flamme ne rayonnant pas dans le spectre visible.

2. Il importe de rappeler que  $\alpha$  dépend du rayonnement incident (71) et de préciser que le facteur  $\alpha$  qui intervient ici est celui relatif au rayonnement du corps noir à la température  $T$ .



TABLEAU XII. — Corrections à ajouter à la température de brillance ( $\lambda = 0,655 \mu$ )  
pour obtenir la température vraie.

Pouvoir émissif monochro- matique	Températures de brillance lues sur le pyromètre (en degrés C)															
	800	900	1 000	1 100	1 200	1 300	1 400	1 500	1 700	1 900	2 100	2 300	2 500	3 000		
0,10	137	168	201	238	276	318	365	417	530	660	810	980	1 170	1 800		
0,20	94	111	133	157	183	210	240	271	342	423	510	615	725	1 200		
0,30	69	82	96	112	130	150	170	195	245	300	360	435	510	750		
0,40	51	61	73	85	97	110	125	145	180	222	265	315	370	495		
0,50	38	46	55	64	72	82	95	107	133	163	197	232	273	400		
0,60	27	33	39	46	53	60	69	78	97	118	142	168	195	290		
0,70	19	23	28	32	37	42	48	54	66	81	90	113	134	170		
0,80	12	15	17	20	23	26	29	33	41	50	59	70	83	115		
0,90	6	7	8	10	11	13	14	16	19	23	27	33	39	55		



formule qui permet de déduire  $T$  de  $T_R$  si l'on connaît  $\varepsilon_i$  ou, inversement, de déterminer  $\varepsilon_i$  au moyen de deux mesures au pyromètre à radiation totale.

On trouvera à la fin de l'ouvrage les valeurs des pouvoirs émissifs totaux des corps usuels ; on remarquera qu'elles sont toujours moins élevées que les valeurs des pouvoirs émissifs monochromatiques correspondants ; il en résulte que les corrections de pouvoir émissif total (Tableau XIII) sont toujours très nettement plus grandes que celles relatives au pouvoir émissif monochromatique.

TABLEAU XIII. — Corrections à ajouter à la température de radiation d'un corps pour avoir sa température vraie.

Température de radiation (°C)	Pouvoir émissif total								
	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80	0,90
700	780	500	360	260	170	135	100	55	30
1 300	1 170	750	540	395	260	205	150	85	45
1 700	1 560	1 000	720	530	350	270	200	115	60
2 200	1 950	1 250	900	660	440	335	250	140	75
2 700	2 340	1 500	1 080	775	560	400	300	170	90

85. Mesures des pouvoirs émissifs. — Les pouvoirs émissifs peuvent s'obtenir de diverses façons, en particulier en mesurant photométriquement le facteur d'absorption  $\alpha$  ; nous avons vu que, pour un corps opaque, cela revient à mesurer le facteur de réflexion  $\rho$  ( $\alpha = 1 - \rho$ ). Nous insisterons seulement sur les mesures effectuées au pyromètre et faisant appel à l'une des relations 15 et 16.

En ce qui concerne  $\varepsilon$ , on mesurera au pyromètre monochromatique la température de brillance de la surface du corps rayonnant librement ; pour avoir la



température vraie, le mieux est de réaliser dans le corps un trou de faible diamètre et assez profond ( $d = 0,2$  à  $0,3$  mm, profondeur 2 à 5 mm); le pyromètre pointé au fond du trou fournira la température vraie. La méthode, ainsi conduite, permet l'étude d'échantillons très petits, elle convient très bien pour un métal dont la grande conductibilité calorifique assure une très bonne uniformité de température dans la masse. Pour des oxydes réfractaires on opérera sur des échantillons aussi petits que possible plongés au sein d'une flamme ou chauffés électriquement lorsqu'ils sont conducteurs de l'électricité (filament Nernst).

Pour la mesure des pouvoirs émissifs totaux on opérera de même, la température de radiation étant fournie par un pyromètre à radiation totale<sup>1</sup>; pour éviter d'avoir à utiliser un trou de trop grande ouverture, la température vraie pourra s'obtenir avec un pyromètre à disparition de filament. Aux basses températures, jusqu'à  $450^{\circ}$ , on peut utiliser une étuve faite du métal à étudier dans laquelle on fera circuler une vapeur saturante ( $H^2O$ , aniline, S) et sur sa surface on pointera le pyromètre à radiation totale<sup>2</sup>.

Sur le métal on pourra déposer une couche mince d'une substance à étudier; l'épaisseur toutefois devra être suffisamment faible pour ne pas entraîner de différence de température entre l'étuve et la surface de la substance (139). Dans le cas de métaux, le pouvoir émissif total se mesure aisément en étudiant la puissance dépensée dans le vide par un fil de ce métal chauffé électriquement.

Signalons enfin que la plupart des corps n'obéissent

1. Les dimensions de la substance doivent être ici notablement plus grandes.

2. L'instrument devra être très sensible (109); on aura la température vraie en pointant dans une cavité cylindrique plongée dans la vapeur.

pas à la loi de Lambert, autrement dit leur pouvoir émissif varie légèrement avec la direction d'émission ; pour cette raison un filament incandescent n'a pas une brillance uniforme sur tout son diamètre. En outre, pour certains métaux colorés (Cu, Au), le pouvoir émissif monochromatique varie très rapidement avec la longueur d'onde dans le spectre visible.

**86. Température de couleur.** — L'expérience montre que, pour la plupart des corps solides incandescents et pour les flammes éclairantes, la courbe spectrale énergétique peut être identifiée, à un coefficient près, avec celle d'un corps noir à une température convenablement choisie. Autrement dit la lumière émise par la source a même composition spectrale, c'est-à-dire même couleur, qu'un corps noir dont la température sera appelée température de couleur de la source ( $T_c$ ).

La détermination de la température de couleur d'une source peut s'obtenir en comparant au photomètre la couleur donnée par la source et celle fournie par un corps noir de température réglable ; on agira sur cette dernière jusqu'à ce que les deux plages du photomètre aient même couleur. Dans cette mesure rien n'empêche d'utiliser comme source de comparaison une lampe à filament de tungstène préalablement étudiée ( $T_c$  en fonction du courant).

Cette notion de température de couleur est fondamentale dans l'étude du rayonnement des sources usuelles ; elle donne un moyen de fixer par un seul nombre la composition spectrale du rayonnement. Nous nous bornerons à donner, à la fin de l'ouvrage, quelques nombres qui préciseront le lien entre cette température et la température vraie.

---



## CHAPITRE VIII

### PYROMÈTRE A DISPARITION DE FILAMENT

---

87. **Pyromètre optique monochromatique.** — Les pyromètres optiques destinés à la mesure des températures peuvent être classés en deux catégories : 1° les pyromètres monochromatiques dans lesquels on utilise une partie étroite du spectre visible émis par la source (en général l'extrémité rouge), les mesures s'effectuant au moyen de l'œil ; 2° les pyromètres à radiation totale, dans lesquels on reçoit tout le rayonnement émis par la source sur des instruments sensibles permettant la mesure de faibles élévations de température.

88. **Pyromètre Le Chatelier.** — C'est à Le Chatelier (1892) que revient le mérite d'avoir étudié le premier pyromètre pratique susceptible de servir à la mesure optique des températures. Dans son appareil (fig. 43) un objectif O donne, de la source à étudier, une image sur l'arête du miroir M ; un autre objectif O' donne, d'une flamme L, une image sur l'arête de M. Les deux images précédentes sont observées au moyen d'un oculaire G au travers d'un verre rouge V. On voit ainsi, côte à côte, séparées par une ligne fine, les images de la source à mesurer et de la flamme tare.

Un diaphragme D permet de faire varier l'ouverture du faisceau provenant de la source et d'amener ainsi son image dans l'œil à avoir même éclairement que celle de la lampe tare<sup>1</sup>. La graduation H fournit le repérage des températures. Des verres absorbants E peuvent être disposés en avant de l'objectif, de façon

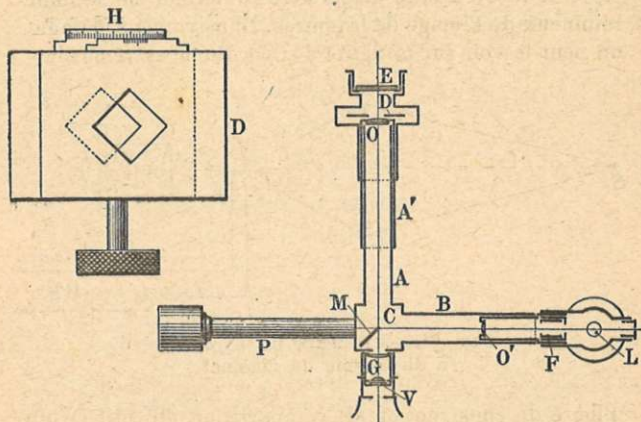


FIG. 43. — Pyromètre optique Le Chatelier.

à réduire dans des proportions connues la brillance de l'image de la source.

Ce pyromètre a été modifié de diverses façons, les modifications portant avant tout sur le système de réduction de l'intensité de la source. Nous ne nous étendrons pas sur les particularités de ces appareils, abandonnés aujourd'hui, et que l'on trouvera développées ailleurs.

1. Il importe évidemment ici que le faisceau provenant de la source pénètre intégralement dans l'œil.

## 88bis. Pyromètre à disparition de filament. Description.

— Actuellement on n'utilise plus comme pyromètre monochromatique que le pyromètre à disparition de filament (Holborn et Kurlbaum), dans lequel l'image de la source est formée sur un filament incandescent, le courant électrique dans le filament pouvant être réglé de façon à faire disparaître ce dernier sur le fond lumineux de l'image de la source. L'instrument, comme on peut le voir sur la figure 44, est d'une extrême sim-

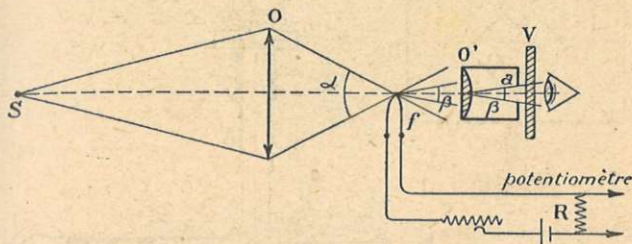


FIG. 44. — Principe du pyromètre à disparition de filament.

plicité de construction. Il comporte un objectif O qui donne de la source une image sur le filament  $f$ , alimenté par un dispositif convenable. Ce filament est observé à travers un oculaire O', au moyen de l'œil placé en arrière d'un œillette  $a$ ; un verre rouge V est disposé entre l'œil et le filament.

L'objectif est un simple objectif achromatique dont on peut modifier le tirage; le dispositif oculaire peut être constitué par une simple lentille plan convexe, dont la face plane est située du côté du filament et pour lequel l'œillette  $a$  définit un angle d'ouverture  $\beta$  du faisceau provenant du filament. Pour des appareils de précision, ou lorsqu'on désire pointer des sources de dimensions très petites, on vise le filament

au moyen d'un microscope faiblement grossissant (20 à 30 fois) et d'assez grande distance frontale (5 à 6 cm). La figure 45 donne une reproduction du pyromètre de

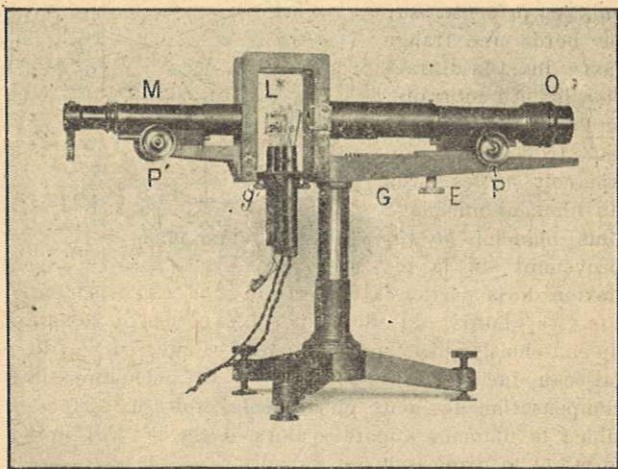


FIG. 45. — Pyromètre de précision  
du Laboratoire des hautes températures.

précision utilisé au Laboratoire des hautes températures : O, objectif ( $f = 20$  cm) ; M, microscope de visée du filament ; P, P', pignons de mise au point ; E, écrou de fixation du tube objectif sur la glissière G ; g, glissière permettant l'interchangeabilité rapide des lampes L.

**89. Conditions optiques pour obtenir une bonne disparition du filament.** — Pour que la mesure soit précise, il importe que le filament apparaisse avec une brillance uniforme, sans frange noire ou brillante sur





les bords. Une discussion complète montre que si l'angle  $\alpha$  du faisceau provenant de l'objectif et tombant sur le filament (fig. 46) est trop faible, le filament observé à travers l'oculaire présente sur les bords une frange noire due à la diffraction (a). Au contraire, si l'angle  $\alpha$  d'entrée est trop grand, on aperçoit sur les bords du filament une plage plus blanche  $bb'$  (b) provenant de la réflexion de la partie extérieure du faisceau incident sur les bords du filament.

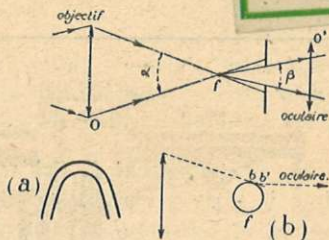


FIG. 46.

Pour un filament de diamètre 0,05 à 0,06 mm, les angles à adopter sont  $\alpha = 0,10$  à  $0,15$  radian et  $\beta = 0,02$  à  $0,05$  radian. Dans certains types courants de pyromètres à disparition de filament, les conditions ci-dessus ne se trouvent pas réalisées ; pour donner une plus grande luminosité à l'instrument le constructeur est amené à accroître beaucoup l'ouverture de l'oculaire et la disparition se trouve alors mauvaise.

**90. Filament.** — Pour des mesures de précision le diamètre de filament à adopter est d'environ 0,05 mm. Certains constructeurs, pour diminuer l'intensité nécessaire à l'alimentation du filament, ont réduit beaucoup ce diamètre (jusqu'à 0,02 mm). Cette solution néces-

site un grossissement plus grand de l'oculaire et elle a l'inconvénient de rendre la disparition très imparfaite. Les filaments employés sont faits d'un fil de tungstène placé dans une ampoule très soigneusement vidée <sup>1</sup>. Le filament est recourbé en forme d'U renversé et on s'arrange pour faire former l'image de la source sur la partie arrondie du filament dont la brillance est d'ailleurs en général très uniforme.

#### 91. Grandissement de l'objectif. Micropyromètre. —

Pour la visée de sources très petites, il y a intérêt à réaliser un fort grandissement de l'objectif, mais, étant donné la nécessité d'avoir un angle  $\alpha$  égal à 0,10 radian au moins, l'ouverture actuelle des objectifs ne permet pas de grandir plus de 4 fois l'objet. Comme, par ailleurs, la dimension de l'image doit avoir un diamètre au moins égal à trois fois le diamètre du filament, on est conduit à pointer des sources dont le diamètre ne descend pas au-dessous de 0,05 mm. Il n'en résulte pas moins que le pyromètre à disparition de filament permet la mesure précise de températures de sources très petites.

#### 92. Précision des mesures. Méthode de contraste. —

L'expérience a montré qu'avec un pyromètre très bien construit, on obtient une précision photométrique du même ordre que celle fournie par les meilleurs photomètres, c'est-à-dire environ 1/500 de la brillance pour un ensemble de 10 pointés. Si l'on se reporte à la formule donnée plus haut (77), on peut calculer à chaque température  $T$  l'erreur en température qui en résulte. Aux températures 1 000, 2 000 et 4 000° C, ces erreurs sont respectivement 0°,2, 0°,8 et 3°2.

1. Une ampoule remplie de gaz aurait l'inconvénient de fournir une température du filament qui dépendrait de l'orientation de l'instrument, ceci en raison des courants de convection.

On facilite un peu les mesures en adjoignant sur le trajet du faisceau qui provient de la source une lame de verre transparente escamotable qui absorbe 8 % de la lumière incidente. On règle le rhéostat du circuit du filament de façon à observer avec la lame le filament en clair sur un fond sombre, puis, sans la lame, le filament en sombre sur fond clair. Par tâtonnements on s'arrange pour avoir une égalité des contrastes.

La précision est un peu meilleure que dans la méthode de disparition et la fatigue de l'œil se trouve également diminuée. On peut arriver au même résultat au moyen d'une petite résistance intercalée dans le circuit d'alimentation du filament et que l'on peut court-circuiter de façon à provoquer les contrastes.

**93. Mesure de l'intensité du courant tare.** — Si l'on veut tirer tout le parti possible d'un pyromètre à filament disparaissant, il importe que l'intensité du courant tare soit repérée avec précision. Un ampèremètre, même de précision, donne une mesure insuffisante. L'expérience montre, en effet, qu'entre la variation relative du courant et la variation relative de la température, on a la relation  $\frac{di}{i} = 1,9 \frac{dT}{T}$ .

Si l'on veut avoir une incertitude de  $1^\circ$  à  $2\ 000^\circ$  K, cela suppose une mesure du courant effectuée à  $1/1\ 000$  près. En pratique il est bon de rechercher une précision meilleure et d'utiliser, à cet effet, la méthode potentiométrique.

Le courant tare circulera dans une résistance étalon de 0,1 ohm, et la différence de potentiel aux bornes de cette résistance sera repérée au potentiomètre. Un filament de diamètre 0,06 mm nécessite des courants qui vont de 0,2 à 0,5 A environ. Cela correspond aux



bornes de la résistance à des différences de potentiel de 20 à 50 mV. Un potentiomètre destiné aux mesures des f.e.m. des couples usuels convient très bien. La sensibilité du galvanomètre peut être suffisante pour obtenir sur l'échelle un déplacement de 1 cm pour une variation de température de 1°, ce qui permet d'apprécier sans difficulté le 1/10 de degré.

**94. Mesures à l'ampèremètre.** — Si les mesures sont faites à l'ampèremètre, l'appareil, du type à cadre mobile et à pivots, doit être précis et bien équilibré. A ce titre, les pyromètres industriels dans lesquels l'ampèremètre est monté sur le pyromètre lui-même ne peuvent prétendre à une très grande précision en raison, d'une part, des légers défauts d'équilibrage de l'équipage mobile qui entraînent des erreurs si l'on vient à changer l'orientation de l'instrument ; d'autre part, l'ampèremètre se trouve avoir une échelle trop petite pour définir le courant avec précision.

Une autre difficulté se présente dans les mesures au moyen d'un ampèremètre ; elle tient à ce que l'intensité dans le filament ne peut pas descendre au-dessous d'une certaine valeur, 0,20 A environ, correspondant à une température voisine de 800°. Avec un instrument ordinaire, on n'utilise donc que la moitié environ de l'échelle de l'instrument. On peut tourner la difficulté de plusieurs façons : on peut d'abord caler l'aiguille à la division 0,20 A ; cette solution a toutefois le grave inconvénient de provoquer une torsion constante des spiraux de l'équipage et une modification lente du zéro.

On peut évidemment prévoir un dispositif automatique de décalage de l'équipage d'un angle constant, de façon à contrôler le zéro de l'instrument avant chaque série de mesures.

La méthode qui semble préférable consiste à monter

Le filament dans un montage à pont (fig. 47) ( $R_1$ ,  $R_2$ , résistances sans coefficient de température). Si  $R_1$  et  $R_2$  sont convenablement choisies, l'ampèremètre restera au zéro pour une température du filament correspondant à  $800^\circ$  par exemple. Si la température du filament vient à monter, le pont est déséquilibré et l'ampèremètre dévie.

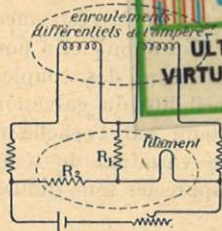


FIG. 47.

95. **Températures supérieures à  $1500^\circ$  C.** — Si l'on ne veut pas voir le filament évoluer assez rapidement, il importe de ne pas dépasser des intensités de courant correspondant à des températures mesurées de l'ordre de  $1500^\circ$  C (99). Pour les températures plus élevées on interpose, en avant du filament, un verre absorbant de facteur de transmission convenable  $\tau$ .

L'appareil, muni de ce verre absorbant, aura une autre courbe de graduation (fig. 48). Il y a lieu, d'ailleurs, de s'arranger pour que les deux graduations aient une région de températures commune. Si la graduation « basse » s'étend de  $800$  à  $1400^\circ$  C, on fera commencer la graduation « haute » à  $1300^\circ$  par exemple. La formule qui donne le rapport des intensités lumineuses du corps noir à deux températures (77) fournit immédiatement, si  $T_1$  et  $T_2$  sont les températures absolues lues respectivement sur l'échelle haute et sur l'échelle basse pour un même courant  $i$  dans le fila-

$$\text{ment}^1: \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} = \frac{\lambda}{C_2} \operatorname{colog}_n \tau.$$

Autrement dit, sur les deux échelles, les tempé-

1. Nous n'insistons pas ici sur les particularités dues au fait que le verre rouge n'est pas rigoureusement monochromatique.

tures en regard doivent obéir à la relation  $\frac{I}{T_2} - \frac{I}{T_1} = A$ ,

A étant une constante que nous appellerons « abaissement pyrométrique » du verre absorbant.

Cet abaissement pyrométrique peut d'ailleurs se déterminer par une méthode directe. A cet effet, on pointera l'instrument sur une source, on lira la tem-

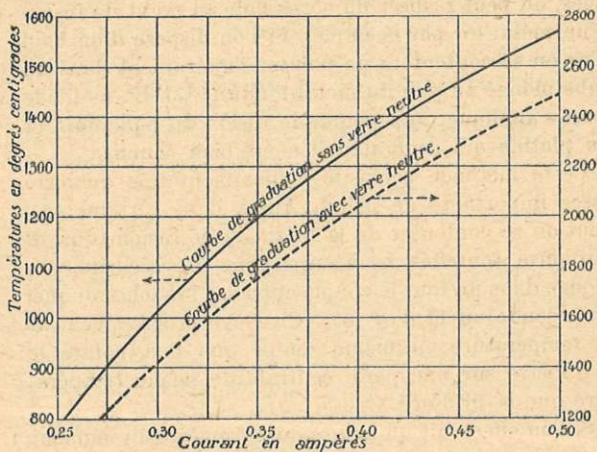


FIG. 48.

pérature sur l'échelle basse : 1 320° C par exemple. On interposera le verre absorbant et on pointera à nouveau la même source. Si le nouveau courant  $i$  obtenu correspond, sur l'échelle basse, à la température 960° C par exemple, l'abaissement pyrométrique sera égal à :

$$\frac{1}{960 + 273} - \frac{1}{1320 + 273} \text{ 1.}$$

1. Sur la figure 47, on a :  $A = 187,6 \cdot 10^{-6}$ .

Dans tous les instruments comportant deux graduations on s'assurera que la correspondance des températures sur les deux échelles obéit bien à la règle précédente.



**96. Étalonnage d'un pyromètre à disparition de filament.** — Pour obtenir certaines températures connues, on peut réaliser un corps noir au point de fusion d'un métal (or par exemple). Si l'on dispose d'un bain d'or on se contentera de pointer l'instrument dans un tube plongé au sein du métal fondu (137). La méthode peut s'appliquer aux points de fusion du palladium et du platine qui sont actuellement bien connus.

Cette méthode nécessite évidemment une quantité assez importante de métal. Aussi, dans certains cas, peut-on se contenter de la méthode de fusion d'un fil qui offre toutefois beaucoup moins de sécurité. On plonge dans un four le couple entre les branches duquel on a soudé un fil d'or (53). On élève progressivement la température en même temps que l'on pointe le pyromètre sur une paroi centrale de même température que le fil d'or<sup>1</sup>.

Si l'on effectuait un pointé du pyromètre au moment de la rupture du fil, outre que cette méthode serait peu sûre parce que trop rapide, elle entraînerait également des erreurs systématiques, en raison du fait qu'au moment de la rupture du fil, la température du four est plus élevée que celle du couple. La meilleure technique consiste à stabiliser le four à quelques degrés au dessous du point de fusion du métal. On peut alors effectuer à cette température toute une série de pointés optiques en notant la f. e. m.  $e_1$  aux bornes du couple.

1. Malgré toutes les précautions que l'on peut prendre, cette condition n'est pas facile à réaliser de façon sûre, non plus que l'uniformité de température de l'enceinte visée.

Quand les mesures optiques sont terminées, on élève alors lentement la température du four, de façon à atteindre le palier de fusion. On note alors la f.e.m.  $e_0$  aux bornes du couple. De la différence  $e_0 - e_1$  on déduit avec précision la température à laquelle ont été effectués les pointés optiques.

Cette méthode a l'avantage d'éliminer totalement les erreurs provenant des f.e.m. parasites.

On peut également utiliser la relation de définition de la température telle que nous l'avons donnée plus haut (77). A cet effet, le pyromètre étant toujours pointé sur un corps noir au point de fusion de l'or ( $T_0 = 1\,336^\circ \text{K}$ ), on détermine le courant tare nécessaire à l'équilibre. On pointe ensuite le pyromètre sur un corps noir à température élevée et on interpose entre ce corps noir et le pyromètre un secteur tournant, de façon à ramener la lampe tare à être à nouveau équilibrée. On fait enfin un troisième pointé en supprimant le secteur tournant et déterminant le nouveau courant tare correspondant à l'extinction du filament. La température ainsi repérée peut se calculer au moyen de la formule :

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_0} - \frac{\lambda}{C_2} \operatorname{colog}_n \tau.$$

( $\tau$ , facteur de transmission du secteur tournant).

Il est nécessaire, toutefois, de connaître avec exactitude la longueur d'onde effective  $\lambda$  du verre rouge utilisé. La détermination de cette longueur d'onde comporte quelques difficultés, de sorte que la méthode offre moins de sécurité que celle effectuée au spectrophotomètre (77).

Dans la plupart des cas, on se contentera de comparer le pyromètre à étalonner avec un autre pyromètre étalonné dans un laboratoire spécialement outillé. La comparaison des deux pyromètres s'effec-



tuera en les pointant successivement à l'intérieur d'un four réalisant les conditions du corps noir. Pour cette comparaison, on peut utiliser, au lieu d'un corps noir difficile à stabiliser, une lampe à ruban de tungstène, munie d'un cran repère que l'on pointera successivement avec les deux instruments. Toutefois, si les deux pyromètres ne sont pas munis de verres rouges identiques, il peut en résulter des différences d'étalonnage qui tiennent à la différence des longueurs d'ondes effectives de ces verres. Si S et S' sont les températures de brillance du tungstène pour les deux longueurs d'onde  $\lambda$  et  $\lambda'$  des instruments et  $\varepsilon$  le pouvoir émissif du tungstène, on a (82) :

$$\frac{1}{S} - \frac{1}{T} = \frac{\lambda}{C_2} \operatorname{colog}_n \varepsilon ; \quad \frac{1}{S'} - \frac{1}{T} = \frac{\lambda'}{C_2} \operatorname{colog}_n \varepsilon$$

$$\text{d'où } \frac{\Delta S}{S^2} = \frac{\Delta \lambda}{C_2} \operatorname{colog}_n \varepsilon.$$

En pratique, la différence  $\Delta S$  des températures fournies par les deux instruments dépasse rarement 1 ou 2°.

**97. Graduation d'un pyromètre.** — Lorsqu'on aura déterminé, soit au potentiomètre, soit avec un ampère-mètre de précision, les valeurs du courant tare correspondant à quelques températures connues, on pourra opérer une interpolation graphique. Le tracé d'une telle courbe, même à grande échelle, comporte des erreurs supérieures aux erreurs de mesures ; il est beaucoup préférable d'utiliser une formule d'interpolation à 3 termes :  $i = a + bt + ct^2$ , valable dans un grand intervalle de températures. Trois températures connues suffisent à calculer les trois coefficients. On dressera ensuite un tableau à double entrée reliant intensités et températures.



Pour l'instrument muni de son verre absorbant, on opérera comme nous l'avons indiqué plus haut (95) et on établira le tableau de correspondance.

Dans les appareils de type industriel, surtout ceux qui comportent une compensation de la partie « morte » de l'échelle (94), la déviation en fonction de la température peut être donnée par une loi plus compliquée que celle indiquée ci-dessus ; d'autre part les lampes tares et les verres absorbants ne peuvent jamais être réalisés identiques, ce qui oblige le constructeur à repérer trois ou quatre températures sur l'échelle et à tracer à la main les divisions de la graduation. Bien entendu le changement de la lampe tare oblige à refaire complètement la graduation.

98. Correction due à l'interposition d'une lame de verre ou d'un prisme à réflexion totale entre la source et le pyromètre. — Lorsque, pour des raisons pratiques, on est amené à disposer une lame de verre ou un prisme à réflexion totale entre la source et l'objectif du pyromètre, il est nécessaire de corriger les températures lues pour tenir compte de l'absorption introduite par ces milieux interposés. Lorsqu'un faisceau lumineux tombe sur une surface de verre, 4 % de la lumière incidente est réfléchi. Pour une lame de verre dans laquelle interviennent une réflexion à l'entrée et une à la sortie, le facteur de transmission a pour valeur 0,92. Il en est de même pour un prisme à réflexion totale. On aura la correction en température correspondant à cette absorption en appliquant la relation :

$$\frac{\Delta T}{T^2} = \frac{\lambda}{C_2} \operatorname{colog}_a 0,92 = 38 \cdot 10^{-7} \quad (\text{pour } \lambda = 0,650 \mu).$$

Cette correction est proportionnelle au carré de la

température absolue ; voici sa valeur à diverses températures pour un verre d'indice 1,50.

800°C	1 000	1 200	1 400	1 600	1 800	2 000	2 500	3 000	3 500
4,6	6,4	8	11	14	18	20	29	40	53

La correction précédente dépend un peu de l'indice de la lame ou du prisme, de son épaisseur et de la pureté du verre. Pour des mesures de précision, il vaut mieux déterminer directement la correction. A cet effet, on pointe le pyromètre sur une lampe à ruban de tungstène et l'on fait deux lectures de température, l'une avec la lame interposée, l'autre sans la lame. Les corrections pour les températures plus élevées se déduiront de la proportionnalité à  $T^2$ .

### 99. Fidélité d'un pyromètre à disparition de filament.

— Le manque de fidélité d'un pyromètre peut tenir, en premier lieu, à une modification de la lampe tare. De très grosses erreurs pourraient être commises si l'on ne prend pas soin de vieillir le filament avant sa graduation, c'est-à-dire de le porter, pendant un temps prolongé, à des températures notablement supérieures à la température limite d'utilisation.

En pratique, on maintiendra le filament pendant 24 heures à une température vraie d'environ 2 200° C ou, ce qui revient au même, à une température de brillance dans le rouge d'environ 2 000° C, correspondant, pour un filament de diamètre 0,06 mm, à un courant de 0,70 A. environ. L'expérience montre qu'une lampe ainsi vieillie se maintient remarquablement constante si l'on a soin de ne pas la porter à une température, lue sur le pyromètre, supérieure à 1500° C. Toutefois, s'il n'y a pas nécessité, on aura



une évolution encore plus lente en se limitant à une température de 1 300°. Dans ces conditions, une telle lampe tare peut fonctionner pendant plusieurs centaines d'heures sans que son étalonnage se modifie de 1°. Il est d'ailleurs commode de disposer, sur un même pyromètre, deux ou trois lampes tare (fig. 45), l'une utilisée de façon courante, les autres susceptibles de servir au contrôle de la première.

Si le pyromètre est bien construit, c'est-à-dire si l'angle  $\alpha$  d'ouverture du faisceau qui tombe sur le filament conserve une valeur suffisante (fig. 46), quel que soit le tirage de l'objectif, les indications de l'instrument sont rigoureusement indépendantes de la distance de visée. On évitera les erreurs qui tiennent à la formation de poussières sur le verre de l'ampoule et sur l'objectif ; il est recommandé, en particulier, de couvrir l'objectif chaque fois que l'appareil n'est pas en service. Ajoutons qu'exceptionnellement une évolution de l'instrument peut provenir d'un décollement des lentilles de l'objectif, par suite d'un choc ou d'un échauffement trop grand.

**100. Précautions à prendre dans l'emploi d'un pyromètre.** — Nous croyons devoir mettre en garde contre une erreur, commise souvent par les débutants, et qui provient de ce que l'objectif de l'appareil peut être insuffisamment couvert par le faisceau provenant de la source. Dans le cas de la visée à l'intérieur d'un four muni de diaphragmes, ces diaphragmes devront être calculés de façon à ne pas arrêter le rayonnement qui, parti d'un point de la paroi centrale, s'appuie sur les bords de l'objectif. De même si l'on dispose sur le trajet du faisceau un prisme à réflexion totale par exemple, ce prisme devra avoir des dimensions suffisantes pour ne pas diaphragmer le faisceau. Avant

chaque mesure il est sage de s'assurer, au moyen d'une feuille de papier blanc, que le faisceau couvre toute la surface de l'objectif.



101. **Pyromètre à disparition de filament et coin absorbant.** — Dans cet appareil, le courant dans la lampe tare est maintenu constant et l'extinction est obtenue en agissant sur un coin  $c$  en verre absorbant, d'épaisseur variable, que l'on intercale sur le faisceau, entre le filament et la source (fig. 49). La brillance

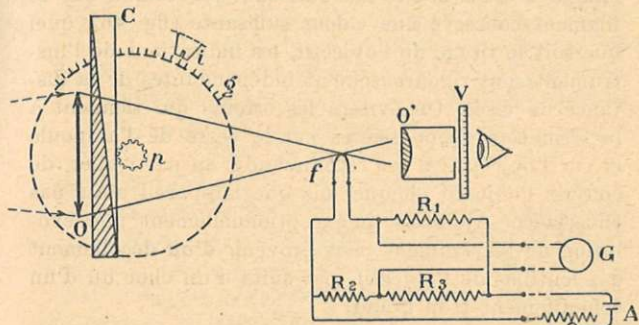


FIG. 49.

du filament sera choisie de façon à correspondre, en l'absence de verre absorbant, à une température de  $1\ 000^{\circ}\text{C}$  par exemple.

Les avantages d'un tel appareil tiennent d'une part à ce que les mesures se font à brillance photométrique constante, d'autre part à ce que la lampe, alimentée à très bas régime, ne subit aucune évolution. Il est possible, en outre, d'obtenir une interchangeabilité parfaite des lampes ; il suffit de s'astreindre à les alimenter de façon à ce qu'elles reproduisent toutes la même brillance (103).

102. Interpolation et extrapolation au moyen de l'instrument. — L'utilisation d'un coin absorbant permet, en outre, d'obtenir dans l'appareil une interpolation rigoureuse. Désignons par  $n$  la division lue sur l'échelle du coin ;  $T_0$  la température que fournirait l'instrument en l'absence de coin ;  $T$  la température de la source.

Si l'on écrit que la lumière provenant du corps noir  $T$ , transmise à travers le coin, est la même que celle émise par le corps noir  $T_0$  sans absorption, on a l'équation

$$e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} \cdot e^{-kn} = e^{-\frac{C_2}{\lambda T_0}},$$

d'où l'on déduit :

$$[17] \quad n = \frac{C_2}{k\lambda} \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) = A - \frac{B}{T}.$$

La courbe qui représente  $1/T$  en fonction de  $n$  est une droite ; il suffit donc de deux températures  $T_1$  et  $T_2$  pour effectuer, de façon sûre, la graduation de l'instrument.

L'addition d'une lame absorbante supplémentaire a simplement pour effet d'augmenter le nombre des divisions de l'échelle d'une quantité constante, que l'on peut mesurer grâce à des pointés convenables. L'extrapolation d'une température plus élevée s'obtiendra en outre en prolongeant simplement la droite obtenue dans la graduation initiale.

Pour les mêmes raisons, si l'on introduit une lame de verre ou un prisme sur le faisceau provenant de la source, on pourra garder la même graduation en températures à l'instrument, à condition de décaler simplement le zéro d'un nombre de divisions correspondant à la correction de la lame.

103. Alimentation du filament tare à brillance cons-

tante. — Pour obtenir, dans la lampe, une intensité très constante, on peut évidemment utiliser un montage potentiométrique. On arrive beaucoup plus facilement au résultat, en alimentant la lampe à résistance constante. Dans ce but, la lampe est montée dans une des branches d'un pont de Wheatstone (fig. 48) comportant trois autres résistances  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$  sans coefficient de température. Le pont ne sera équilibré que pour un courant bien défini dans la lampe, courant pour lequel la résistance du filament équilibre exactement le pont. On peut faire la discussion de la sensibilité d'un tel montage et montrer que, pour définir la brillance du filament à 1/200 près, il faut définir l'intensité ou la résistance du filament à 1/2 000 près. Un galvanoscope de zéro, de petites dimensions, permet aisément d'atteindre cette précision. Avec un galvanoscope portatif, une variation de température du filament de 1° peut correspondre à un déplacement de l'aiguille de l'instrument de plusieurs millimètres.

On peut remarquer d'ailleurs que, l'instrument intervenant uniquement comme appareil de zéro, une modification du champ ou du spiral n'entraîne aucune erreur dans les mesures. Il suffit de régler le courant de façon à ramener l'aiguille à la position qu'elle avait en l'absence de courant.

D'autre part, on peut associer à chaque lampe tare un pont réglé de façon à reproduire toujours la même brillance du filament. Dans ces conditions, on obtient un ensemble (pont et lampe) rigoureusement interchangeable.

Dans un modèle industriel de l'instrument (fig. 49), le coin est entraîné par un pignon  $p$  mû au moyen d'un tambour circulaire portant la graduation en températures  $g$ . Cette graduation est imprimée une fois



pour toutes par le constructeur et fixée ensuite sur le tambour dont on a réglé correctement le diamètre.

Si on se reporte, en effet, à la formule 17, qui peut s'écrire :  $\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} = \frac{n}{B}$ , on voit que l'échelle de températures, pour divers coins, peut être obtenue par une dilatation convenable d'une échelle établie pour un coin particulier.

Chaque graduation se déplace en face d'un repère  $i$ , de position réglable, de sorte que l'on peut fixer indépendamment le point de départ de chacune des graduations et corriger en particulier les légères différences d'absorption d'une lame absorbante à l'autre.

La pratique montre qu'avec un tel appareil, on a, pour une moyenne de 4 ou 5 mesures, une fidélité et une précision de 1° jusqu'à 1500° et de 2° au voisinage de 2000° C.

**104. Pyromètre à filaments croisés.** — Pour amener le filament tare à avoir une brillance bien définie, on

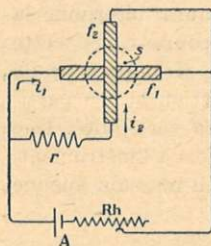


FIG. 50.

a proposé une autre méthode qui consiste à croiser deux filaments, dont les caractéristiques (section) sont un peu différentes (fig. 50). Supposons que l'on se propose de porter les deux filaments à une même température de brillance (900° C par exemple): cela correspond pour les deux filaments à des intensités  $i_1$  et  $i_2$ , les résistances respectives des filaments sont alors  $r_1$  et  $r_2$  ( $i_1 > i_2$ ,  $r_1 < r_2$ ); par addition d'une résistance convenable  $r$  sur le circuit de  $f_1$ , on peut s'arranger pour que  $i_1(r_1 + r) = i_2 r_2$ . Dans ces conditions, si les deux filaments sont dis-



posés en dérivation sur le circuit d'un accumulateur A, par action d'un rhéostat de réglage Rh, on pourra amener à avoir même brillance; leur brillance sera parfaitement définie.

Cette disposition a l'avantage de ne nécessiter aucun appareil de mesure pour définir la brillance tare; elle demande toutefois une égalisation des brillances effectuée à l'œil, ce qui diminue un peu la précision. L'instrument se prête en outre moins bien à la mesure de sources de faibles dimensions, à cause de la nécessité d'avoir des filaments d'assez grand diamètre si l'on veut que leur égalisation de brillance soit précise.

**105. Contrôle d'un pyromètre à disparition de filament.** — Le contrôle de la fidélité d'un pyromètre peut se faire, évidemment, en pointant de temps en temps une enceinte plongée dans un bain de métal (Au, Pd, Pt).

On peut également garder l'échelle de températures au moyen d'une lampe à ruban de tungstène, muni d'un cran repère, pour laquelle on aura déterminé la courbe: température de brillance-courant. Si cette lampe est en atmosphère gazeuse, il importera de l'utiliser toujours dans la même position et, en particulier, de régler avec quelque soin sa verticalité. Une telle lampe, comparée une première fois à l'instrument, permet dans la suite de s'assurer qu'il n'a subi aucune évolution.

**106. Avantages et inconvénients du pyromètre à disparition de filament.** — Le pyromètre à disparition de filament est un instrument très précis, susceptible de pointer des sources de très petites dimensions avec toute la précision que donnent les mesures photométriques. Ses observations ne sont pas troublées, comme



ce sera le cas pour le pyromètre à radiation totale, par la présence de gaz ( $\text{CO}^2$ ,  $\text{H}^2\text{O}$ ) absorbants dans l'infra-rouge. Les corrections provenant de lames de verre ou de prismes introduits sur le trajet du faisceau peuvent être effectuées avec toute la précision désirable.

Ce pyromètre a toutefois l'inconvénient de nécessiter l'intervention d'un observateur ; il ne peut en aucune façon s'adapter, comme le pyromètre à radiation totale, à des lectures directes à distance ou à un enregistrement automatique.

---



CHAPITRE IX

PYROMÈTRES A RADIATION TOTALE

107. Mesure précise d'un rayonnement total. — Comme nous le verrons plus loin, pour des raisons de sensibilité, on est amené à utiliser dans le pyromètre à radiation totale des miroirs ou lentilles destinés à concentrer le rayonnement sur le récepteur. Une telle solution a l'inconvénient d'introduire d'assez graves complications ; aussi, pour des mesures de précision, utilise-t-on un montage sans aucune pièce optique.

Dans ce montage, donné par la figure 51, le flux énergétique issu de la source (par exemple le corps noir à température T) est limité par deux diaphragmes  $\alpha_1 \beta_1$ ,  $\alpha_2 \beta_2$  séparés par une distance  $d$  et que nous supposons maintenus à température constante.

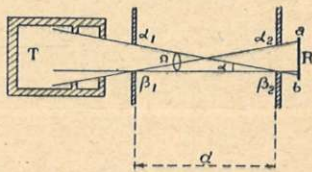


FIG. 51.

Si l'on désigne par  $s_1 s_2$  les surfaces des deux diaphragmes, le flux énergétique qui tombe sur le récepteur R est égal à  $B \frac{s_1 s_2}{d^2}$ , B désignant la brillance de la source <sup>1</sup>.

1. Dans certaines mesures le récepteur peut jouer lui-même le rôle du diaphragme  $\alpha_2 \beta_2$ .

\*

En pratique on effectuera une mesure de la déviation donnée par le récepteur lorsque la source rayonne et, enfin, lorsque l'on a disposé à gauche de  $\alpha, \beta$ , un écran opaque, refroidi par une circulation d'eau. S'il s'agit d'un corps noir de température  $T$ , la différence entre les deux mesures correspondra à une puissance :

$$[18] \quad \frac{s_1 s_2}{d^2} \frac{\sigma}{\pi} (T^4 - T_0^4),$$

( $T$ , température absolue du corps noir ;  $T_0$  température de l'écran interposé). Pour accroître l'énergie reçue, il y a intérêt à accroître  $s_1$ , mais cela conduit à augmenter les dimensions de la source.

En pratique il est bien difficile de dépasser  $\alpha = 0,1$ , c'est-à-dire un angle solide  $\Omega$  voisin de  $0,01$  (surface de  $10 \times 10$  cm à 1 m).

Dans ces conditions l'éclairement énergétique  $E$  du récepteur (66), égal à  $B\Omega$ , prendrait, pour une source de température  $T = 1\,000^\circ$  K, la valeur  $0,018$  watt/cm<sup>2</sup>.

**108. Échauffement du récepteur.** — Les mesures de rayonnement se ramènent en définitive à la mesure de l'échauffement du récepteur sous l'influence du rayonnement étudié. Sans entrer dans les détails, il nous semble utile de préciser l'ordre de grandeur de cet échauffement.

Nous supposerons le cas limite où le récepteur est noirci du côté du rayonnement et parfaitement poli sur l'autre face ; nous le supposerons dans le vide de façon à négliger le refroidissement par convection, enfin nous négligerons le refroidissement par conductibilité calorifique des fils soudés au récepteur (couple thermoélectrique...).

Dans ces conditions l'énergie reçue est dissipée par rayonnement et l'on a, pour chaque unité de surface ;

$$E = \sigma (T_0^4 - \theta^4),$$

( $T_0$ , température prise par le récepteur ;  $\theta$ , température ambiante). On peut développer  $T_0^4 - \theta^4$  en fonction de  $\Delta t = T_0 - \theta$ , il vient alors :

$$[19] \quad \Delta t = \frac{E}{4 \theta^3 \sigma} = 1\,600 \text{ E.}$$

Dans l'exemple du paragraphe précédent (source de  $10 \times 10$  cm placée à 1 m) et pour  $T = 1\,000^\circ \text{K}$  on trouve  $\Delta t = 30^\circ$ . Pour la même source à  $100^\circ \text{C}$  on aurait  $\Delta t = 0.03$  ( $E = 2.10^{-4}$  watt-cm<sup>2</sup>).

Pour un récepteur placé dans l'air le refroidissement par convection est du même ordre que celui par rayonnement, l'échauffement serait alors divisé par 2 ou 3 ; la conductibilité calorifique par les supports peut encore le réduire notablement.

**109. Mesure des flux énergétiques très faibles. — Piles thermoélectriques.** — Dans les mesures de rayonnements faibles on peut utiliser comme récepteur un bolomètre dont on mesure l'échauffement au pont de Wheatstone (44). Les perfectionnements apportés dans ces dernières années dans la réalisation des piles thermoélectriques ont permis de leur donner une sensibilité égale à celle des meilleurs bolomètres. Comme elles sont d'emploi plus simple, on les a adoptées pour toutes les mesures de rayonnements faibles.

On a proposé autrefois l'emploi de couples bismuth-argent, dont la force thermoélectrique est élevée ; on leur préfère des couples constantan-manganine dont la f.e.m. est plus faible ( $35 \mu\text{V}$  environ par degré) mais qui offrent l'avantage d'une plus faible résistance électrique, avec un très faible coefficient de température.

Si l'on se reporte à la formule précédente, on voit que la f.e.m. maximum d'un tel couple est donnée en microvolts par

$$[20] \quad e = 35 \times 1\,600 \times E = 5,5.10^4 \text{ E.}$$



Le couple Moll et Burger<sup>1</sup>, placé dans le vide, est fait de deux lames constantan et manganine, soudées bout à bout, l'épaisseur des lames et de la soudure est de  $1\mu$ , la largeur  $0,1\text{ mm}$  ; il fournit  $1\mu\text{V}$  pour une puissance reçue égale à  $10^{-8}$  watt, ce qui correspond à peu près à la sensibilité limite fournie par la formule précédente.

On peut accroître la f.e.m. en utilisant un assemblage de récepteurs placés côte à côte et soudés chacun à un couple ; les divers couples sont montés en série de façon à ajouter leurs f.e.m. On trouvera dans la notice du constructeur les caractéristiques des diverses piles Moll ; le modèle dans l'air de diamètre  $6\text{ mm}$ , comportant 18 soudures, fournit pour une surface noircie de  $10 \times 10\text{ cm}$ , portée à  $100^\circ\text{ C}$  et placée à  $1\text{ m}$ , une f.e.m. d'environ  $20\mu\text{V}$ , c'est-à-dire environ  $1\mu\text{V}$  par soudure ; la f.e.m. limite (form. 20) serait d'environ  $11\mu\text{V}$  par soudure.

De telles piles seront associées à un galvanomètre sensible ; on aura une idée de la sensibilité en se souvenant qu'un tel galvanomètre (Zernike Zc par ex.) peut fournir une déviation de  $100\text{ mm}$  par microvolt.

Un montage analogue à celui donné au paragraphe 107 présente l'avantage de fournir une loi rigoureuse en  $T^4$  ; il rencontre néanmoins d'assez sérieuses difficultés, d'une part en raison de l'absorption du rayonnement par  $\text{CO}_2$  et la vapeur d'eau interposés, et aussi en raison de l'absorption légèrement sélective du récepteur noirci utilisé dans la mesure.

**110. Pyromètre à radiation totale à tirage variable (Féry).** — Féry le premier a proposé, pour les mesures de température, un pyromètre utilisant la radiation totale de la source.

1. J. Scientific. Instrum., 3, p. 349 (1926) Voir également Rev. Scient. Instrum., 3, p. 65, 73, 189 (1932).



Nous avons donné plus haut (67) la théorie de l'instrument dans le cas d'une lentille destinée à former l'image de la source sur le récepteur thermoelectrique (lunette pyrométrique). On trouvera également, sur la figure 52, la marche géométrique des rayons dans le

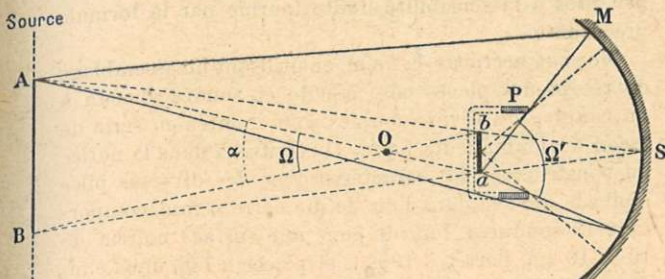


FIG. 52.

pyromètre Féry utilisant un miroir réfléchissant (téléscope pyrométrique). Dans ce dernier appareil, comme dans le précédent, l'angle solide d'ouverture  $\Omega'$  des rayons qui tombent sur un point du récepteur est rendu constant, quel que soit le tirage, grâce à un diaphragme fixe P.

L'emploi d'une lentille ou d'un miroir a, sur le montage du paragraphe 107, l'avantage de donner un flux beaucoup plus grand sur le récepteur. Ce flux est en effet égal à  $B\Omega'$  (66) au lieu de  $B\Omega$ ; la sensibilité est multipliée par  $\Omega'/\Omega$ .

Ce rapport prend une valeur très notable dans le cas d'une lentille ou d'un miroir dont le diamètre d'ouverture est égal à la distance focale. Dans ces conditions, l'énergie recueillie est 100 fois plus grande qu'en l'absence de miroir ou lentille. Les f.e.m. mises en jeu sont, ici, de plusieurs millivolts et peuvent être mesurées au moyen de millivoltmètres portatifs.

111. Dimension de la source à utiliser. — Mise au point. — D'après la figure 52, on voit immédiatement que, du moins à des distances suffisantes, le diamètre de la source à utiliser est sensiblement égal au produit de la distance de la source au pyromètre par l'angle  $\alpha$  sous lequel le récepteur est vu du centre optique de l'instrument.

En pratique, dans les divers modèles courants,  $\alpha$  varie de  $1/20$  à  $1/40$  ( $f = 10$  cm,  $ab = 2$  à  $5$  mm).

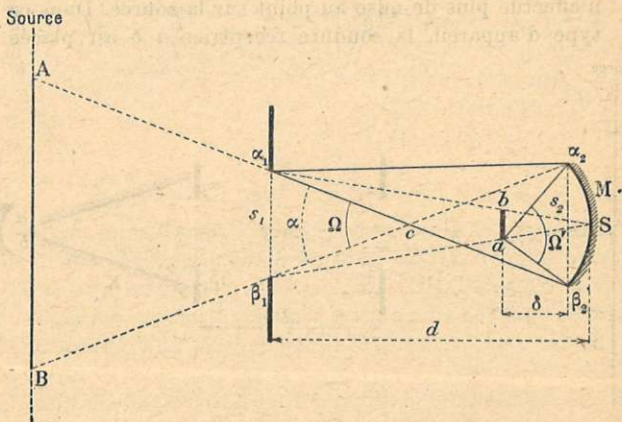


FIG. 53.

Il en résulte que le diamètre de la source à utiliser est de l'ordre de 3 à 5 cm, pour une distance de visée de 1 mètre.

Dans cet appareil (à tirage variable), on effectue une mise au point de la source sur le récepteur au moyen d'un dispositif visuel convenable. Cette mise au point a un sens précis dans le cas du télescope pyrométrique, mais n'en a pas dans le cas d'une lunette ; la distance



focale est en effet fonction de la longueur d'onde et la mise au point, effectuée pour le spectre visible, en aucune façon valable pour les radiations infrarouges, les plus actives au point de vue de l'échauffement du récepteur. Un objectif de fluorine de distance focale 20 cm dans le visible a une distance focale de 23 cm pour une longueur d'onde de  $10 \mu$ .

112. Pyromètres à tirage constant. — On a proposé des variantes du pyromètre Féry, dans lesquelles on n'effectue plus de mise au point sur la source. Dans ce type d'appareil, la soudure réceptrice  $a b$  est placée

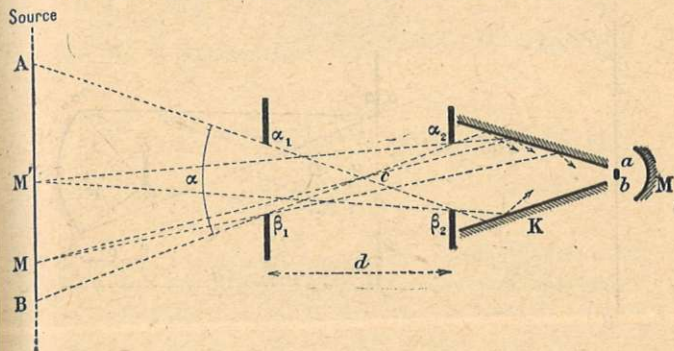


FIG. 54.

dans le plan conjugué du diaphragme d'entrée  $\alpha, \beta$ , par rapport à un miroir concave  $M$  (fig. 53). Tous les rayons qui franchissent le diaphragme et rencontrent le miroir tombent nécessairement sur le récepteur. Ici encore on recueillera sur la soudure une énergie notablement plus grande qu'en l'absence de miroir.

On peut enfin utiliser l'appareil, donné par la figure 54,

dans lequel le faisceau qui sort du second diaphragme est concentré sur le récepteur au moyen d'un cône poli K. On a ici un gain d'énergie égal au rapport entre la surface du deuxième diaphragme et la surface du récepteur.

113. Description de la lunette pyrométrique Féry. — Dans le modèle initial conçu par Féry, l'image de la source est fournie par une lentille plan convexe F en

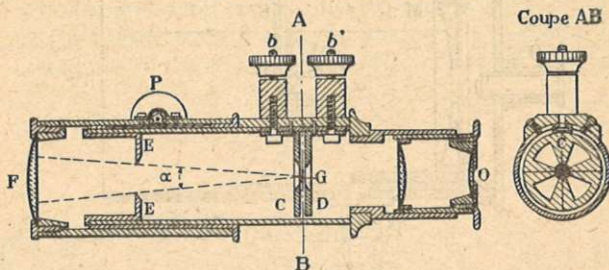


FIG. 55.

fluorine (fig. 55) et formée sur la soudure chaude G d'une pile thermoélectrique reliée aux bornes  $b$   $b'$ . La mise au point est effectuée au moyen d'un pignon P ; un diaphragme fixe E limite à une valeur constante l'angle  $\alpha$ . L'image de la source et la soudure sont observées au moyen d'un oculaire O.

Dans les pyromètres actuels, on utilise, la plupart du temps, un objectif en verre ou en quartz qui absorbe pratiquement tout le rayonnement au delà de  $4\mu$  (71). Cette absorption entraîne des inconvénients sur lesquels nous reviendrons.

114. Télescope pyrométrique Féry. — Le télescope conçu par Féry a conservé actuellement la forme de



construction que lui avait donnée son auteur (fig. 56).  
 Un miroir concave M, de position réglable au moyen  
 d'un pignon P, donne, de la source, une image sur un  
 couple thermoélectrique C dont les extrémités sont

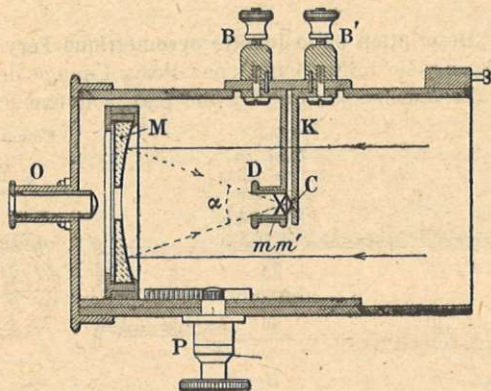
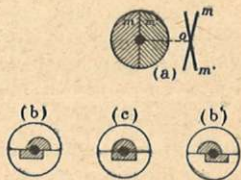


FIG. 50.

reliées aux deux bornes B B'.  
 Un diaphragme D limite à une  
 valeur constante l'angle  $\alpha$  du  
 cône qui tombe sur la soudure  
 chaude. L'observation du ré-  
 cepteur et de l'image de la

source, ainsi que la mise au point, s'effectuent au  
 moyen d'un oculaire O et d'un dispositif constitué  
 par deux miroirs semi-circulaires  $m m'$  faisant, entre  
 eux, un angle d'environ  $10^\circ$ . Ces miroirs sont percés,  
 à leur centre, d'un trou de diamètre 1,5 mm qui  
 joue le rôle de diaphragme en avant de C. Nous ne  
 donnerons pas la théorie de ce dispositif ; il nous suffira  
 de dire que si la mise au point est correctement faite,



les deux miroirs donnent deux images en coïncidence (*c*) ; si la mise au point est trop courte ou trop longue, on aura l'un des aspects *b* ou *b'* de la figure.

**115. Pyromètres à tirage fixe.** — Dans des pyromètres à tirage fixe, on ne dispose d'aucune pièce optique de mise au point ; l'instrument est simplement dirigé à la main vers la source et l'on s'arrange pour observer, au millivoltmètre, la déviation maximum. Ce type d'instrument ne permet pas, en particulier, de s'assurer que les dimensions de la source sont suffisantes.

**116. Récepteur thermoélectrique.** — Le récepteur associé à un pyromètre à radiation totale est, la plupart du temps (109), constitué par un petit disque métallique de diamètre 2 mm environ, d'épaisseur très faible (quelques  $\mu$ ), noirci au moyen de noir de fumée et soudé aux fils du couple dont le diamètre sera choisi aussi faible que possible (quelques centièmes de millimètre).

Le couple peut être pris en cuivre constantan (60). Certains constructeurs placent le récepteur dans une ampoule vidée, de façon à éliminer les courants de convection ; on accroît ainsi la sensibilité. Pour aug-

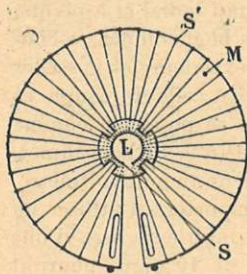


FIG. 57.

menter la f.e.m. du récepteur, on peut disposer plusieurs soudures chaudes en arrière du disque récepteur noirci, mais sans contact avec lui, les soudures froides étant disposées assez loin du disque récepteur pour ne pas subir d'échauffement. On peut, par exemple, adopter le dispositif de la figure 57, dans lequel les sou-

dures chaudes S sont disposées au centre d'une couronne faite d'un disque M en mica très mince ; avec telle disposition, on réalise un récepteur fournissant une f.e.m. de l'ordre de 50 mV pour une source à 1 500° C.



#### 117. Température du récepteur et sensibilité. —

On trouvera ailleurs le calcul de la température que doit atteindre un récepteur dans les conditions d'utilisation (109). L'expérience indique, pour ce récepteur, des températures relativement élevées, susceptibles d'atteindre 250° C. Cela correspond d'ailleurs, pour un couple cuivre constantan dont la f.e.m. est d'environ 40  $\mu$ V par degré, à une f.e.m. de l'ordre de 10 mV. On démontre également que la sensibilité de l'instrument qui, théoriquement, serait indépendante de la dimension du récepteur si l'on néglige la conductibilité calorifique des fils du couple, atteint en réalité une valeur maximum et constante au delà d'un certain diamètre du récepteur (de l'ordre de 1 à 2 mm).

#### 118. Mesure de la f.e.m. aux bornes du couple. —

Chaque fois que l'on cherche une grande précision il importe d'effectuer au potentiomètre la mesure de la f.e.m. du couple. Dans la pratique courante on utilise des millivoltmètres du type à champ radial et à pivots. De tels appareils doivent être très bien compensés contre les variations de température extérieure et posséder une résistance grande par rapport à celle du couple et des fils de jonction. Le problème se pose, ici, comme dans le cas de mesures au couple (57). Si l'on admet, pour la résistance du circuit extérieur au millivoltmètre, une valeur de l'ordre de 3  $\Omega$ , il importera d'utiliser un millivoltmètre dont la résistance intérieure sera d'une centaine d'ohms. Une résistance de 10 ohms pourrait conduire à des erreurs de l'ordre de 1 %.

119. Variation de la f.e.m. avec la température de la source. — Nous supposons, ici, que la distance et le diamètre de la source sont fixes et que, seule, la température de cette source change. Nous étudierons plus loin l'influence des divers autres facteurs.

Dans le cas d'un pyromètre à radiation totale, le système optique a un facteur de transmission qui varie notablement avec le rayonnement et, par suite, avec la température  $T$  de la source (75). En outre, la tempé-

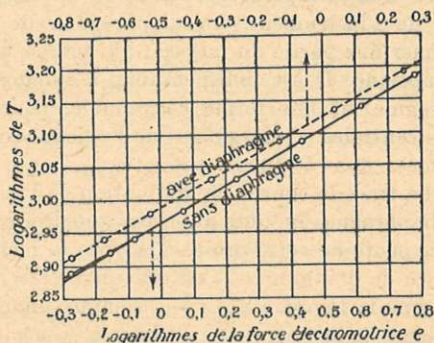


FIG. 58.

rature du récepteur  $T_0$  varie avec  $T$ . Il en résulte que la f.e.m. aux bornes de l'instrument n'est plus donnée par une loi en  $T^4$ . L'expérience montre toutefois que cette f.e.m. peut encore se représenter en fonction de  $T$  par une relation de la forme :

$$e = a (T^b - T_0^b)$$

où  $b$  est un exposant, constant pour un même instrument et qui, pour un télescope, varie entre les limites 3,5 et 4,5. Nous mettons tout de suite en garde contre les erreurs que l'on commettrait en admettant l'exposant égal à 4.

Si l'on porte en abscisses les logarithmes de la f.e.m. et en ordonnées les logarithmes de la température, la courbe de graduation est une droite de pente égale à  $b$  (fig. 58).

Toutefois, aux températures basses pour lesquelles  $T_0$  n'est pas négligeable devant  $T$ , la courbe s'écarte un peu d'une droite.

**120. Mesures aux températures élevées.** — Pour les mesures aux températures élevées, on dispose, en avant de l'instrument, un diaphragme, de façon à supprimer une partie du faisceau qui tombe sur le système optique. Il est indispensable, d'ailleurs, que ce diaphragme ait une forme convenable, pour que les parties centrales et marginales de l'objectif soient diaphragmées dans le même rapport.

Si l'on trace la courbe de graduation de l'instrument ainsi diaphragmé, on obtient encore une droite (fig. 58), mais la pente de cette droite n'est pas la même qu'en l'absence de diaphragme. Cela s'explique aisément par le fait que la température de la soudure chaude, pour une même température de la source, est plus faible qu'en l'absence de diaphragme ; on peut même prévoir que l'exposant  $b$  de la formule doit croître lorsque l'on ajoute le diaphragme.

**121. Influence de la dimension de l'image de la source sur les indications du pyromètre.** — Dans la théorie donnée plus haut (67), nous avons indiqué qu'un pyromètre à radiation totale devrait donner théoriquement une f.e.m. indépendante des dimensions et de la distance de la source, sous réserve que le récepteur soit totalement couvert par l'image de cette source.

En pratique, il n'en est pas rigoureusement ainsi ; l'expérience montre toutefois que les indications de



l'instrument sont uniquement fonction de la dimension de l'image de la source.

Pour étudier l'influence de cette dimension on peut utiliser une lame de nickel oxydé de 20 cm de longueur, 13 cm de largeur et 0,015 cm d'épaisseur, chauffée par un courant électrique (2 000 ampères). Une telle lame donne une température très uniforme. On place, en avant d'elle, une série de diaphragmes de diamètres variables entre 2 et 10 cm et refroidis par une circulation d'eau. L'expérience montre que la f.e.m. croît toujours avec la dimension de l'image pour un pyromètre à tirage variable. On trouvera le résultat des mesures pour deux pyromètres  $P_1$   $P_2$  sur la figure 59.

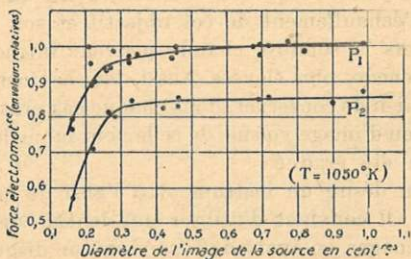


FIG. 59.

La f.e.m. croît de façon très notable lorsque l'image de la source passe de 0,15 cm (diamètre du récepteur) à 1 cm.

Si l'instrument a été gradué avec un diamètre de l'image de la source égal 4 mm, il en résulte des erreurs, sur les f.e.m., respectivement égales à 2 % et 11 % pour des images de 10 et 2 mm. On passe d'ailleurs aisément des erreurs sur les f.e.m. aux erreurs en température au moyen de la relation  $\frac{de}{e} = 4 \frac{dT}{T}$ . Pour  $T = 1\ 050^\circ\text{K}$ , par



exemple, à laquelle se rapportent les valeurs ci-dessus, l'erreur en température atteindrait 30°.

Ces erreurs proviennent de ce que la partie de l'image de la source qui ne rencontre pas la soudure est arrêtée par les parois voisines, lesquelles s'échauffent et rayonnent vers la soudure, et cela d'autant plus que l'image a un plus grand diamètre.

Les nombres ci-dessus sont valables pour un pyromètre à miroir métallique. Si l'on utilisait un miroir en verre argenté, les écarts seraient notablement plus élevés, en raison de la mauvaise conductibilité calorifique du verre.

Pour un appareil à lunette, dans lequel l'objectif est en verre ou en quartz, très absorbants dans l'infrarouge, l'échauffement de cet objectif et son rayonnement vers la soudure chaude peuvent introduire des erreurs encore plus élevées. Aussi, dans ces instruments, importe-t-il de conserver, dans chaque cas pratique, une dimension d'image voisine de celle pour laquelle le pyromètre a été gradué.

Si l'on désire un instrument à l'abri de ces causes d'erreur, il convient d'utiliser une lentille de fluorine et de ménager, en avant de la soudure, un disque métallique refroidi aussi énergiquement que possible par une circulation d'eau froide.

### 122. Graduation d'un pyromètre à radiation totale.

— La graduation d'un pyromètre à radiation totale peut s'effectuer comme pour un pyromètre monochromatique, en pointant l'instrument dans une enceinte réalisant les conditions du corps noir et chauffée électriquement; la température en sera donnée par un pyromètre à disparition de filament. Cet étalonnage présente toutefois quelques difficultés, en raison de la grande ouverture à ménager à l'entrée de l'enceinte.

Pour uniformiser la température, on a avantage à utiliser, comme enceinte, un creuset de graphite. Il importe, alors, d'éviter la présence de gaz carbonique entre l'enceinte qui rayonne et le pyromètre. On peut, à cet effet (fig. 60), incliner le four d'environ  $30^\circ$  par rapport à l'horizontale, l'entrée étant pointée vers le bas, de façon à provoquer une circulation lente de l'air extérieur le long du canal de visée.

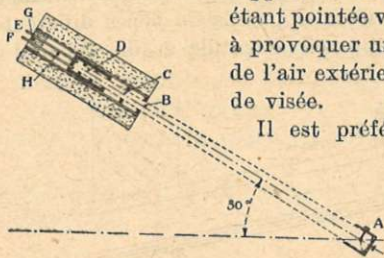


FIG. 60.

Il est préférable, chaque fois qu'on le peut, de substituer au creuset de graphite une enceinte faite d'un tube de porcelaine fermé à un bout et comportant, à l'intérieur,

un diaphragme de dimensions convenables. On n'oubliera pas, dans ce cas, que les diaphragmes ne doivent pas intercepter le faisceau utile tombant sur

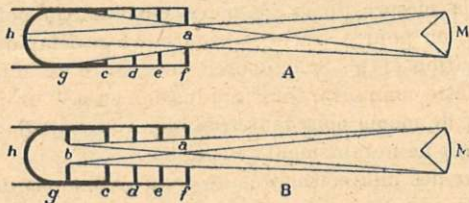


FIG. 61.

le miroir de l'instrument. Dans la figure 61, le schéma A suppose le pyromètre pointé sur le diaphragme *a* d'entrée du four ; dans le schéma B, la mise au point

est, au contraire, effectuée sur le diaphragme  $\delta$  qui limite l'entrée de l'enceinte.

Lorsqu'il s'agit de la comparaison de deux appareils du même type, on peut se contenter de pointer les deux instruments sur une lame de nickel oxydé (121). Toutefois, cette graduation pourrait être grossièrement inexacte si l'on fait appel à deux appareils de types différents, par exemple un appareil à lentille et un appareil à

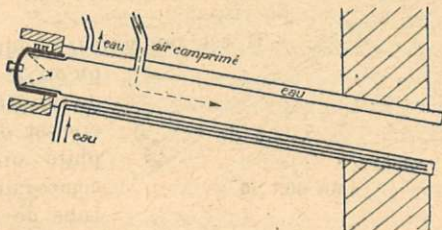


FIG. 62.

miroir, en raison de l'absorption sélective du rayonnement, différente pour chacun des appareils.

Si la mesure de la f.e.m. est effectuée au potentiomètre, on pourra tracer les courbes logarithmiques de graduation (119). Si l'appareil de mesure est un millivoltmètre comportant une graduation en  $mV$ , on pourra opérer de même pour l'interpolation, bien que la précision soit ici notablement plus faible.

Pour des millivoltmètres ne comportant pas de graduation en  $mV$  on devra se contenter de porter quelques températures sur l'échelle et d'effectuer ensuite une interpolation judicieuse.

**123. Mesures industrielles.** — Dans les mesures industrielles, la meilleure solution consiste à plonger à l'inté-



rieur du four un tube réfractaire en porcelaine, dont l'extrémité intérieure est fermée ; on pointera le pyromètre sur le fond de ce tube. Pour certaines installations fixes on peut refroidir le pyromètre par une circulation d'eau, et le pointer dans un tube non fermé, dans lequel on insufflera un léger courant d'air, de façon à éliminer les gaz absorbants qui fausseraient les mesures (fig. 61).

**124. Causes d'erreurs dans les mesures au pyromètre à radiation.** — Nous croyons utile d'insister sur les multiples causes d'erreurs rencontrées dans les mesures effectuées au moyen d'un pyromètre à radiation totale. D'une part le millivoltmètre, associé au pyromètre, doit avoir un coefficient de température négligeable et une résistance intérieure suffisamment élevée. Il importe en outre de ne pas modifier les fils de jonction entre le pyromètre et le millivoltmètre, en particulier dans le cas d'indications à distance. Nous avons signalé plus haut les erreurs qui tiennent à la dimension de l'image de la source.

L'inertie calorifique de l'instrument, due à l'échauffement progressif des diverses parties du pyromètre sous l'influence du rayonnement de la source, peut introduire des erreurs si l'on ne s'astreint pas à attendre que l'appareil ait pris sa température de régime. En outre, pour tous les appareils dans lesquels le récepteur est placé à l'air libre, l'orientation du pyromètre, modifiant les courants de convection à la surface du récepteur, peut changer la température de ce dernier et, par suite, les indications de l'instrument.

Dans un tel pyromètre, il faut également maintenir en parfait état de propreté les miroirs ou lentilles, et éviter la présence de poussières. Pour un miroir mal nettoyé, les erreurs dépassent couramment 100%. A ce propos on donnera la préférence aux miroirs en acier

inoxydable, s'altérant peu, dont la surface peut être polie avec tout le soin désirable et dont la conductivité calorifique permet une élimination facile de la chaleur absorbée.

Il importe enfin de se mettre à l'abri des erreurs qui proviennent des gaz absorbants ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ) interposés entre la source et le pyromètre. Nous rappellerons, à titre d'indication, qu'une couche d'air atmosphérique ordinaire d'épaisseur 50 cm absorbe environ 3 % du rayonnement incident, ce qui correspond en température à une correction relative d'environ 7/1 000. Bien entendu une telle cause d'erreur sera particulièrement importante au voisinage de fours industriels, où la teneur en gaz carbonique peut être notable.

**125. Avantages et inconvénients du pyromètre à radiation totale.** — Aux inconvénients signalés ci-dessus s'en ajoutent d'autres qui tiennent, en particulier, à la difficulté d'interposer des lames transparentes entre la source et le pyromètre, par exemple dans le cas d'un four à vide; une lame de verre donnerait des corrections tout à fait inadmissibles. En cas de nécessité, on devra utiliser des lames de fluorine ou de sel gemme.

En revanche, le pyromètre à radiation totale a, sur le pyromètre monochromatique, l'avantage de se prêter à des indications à distance et à l'enregistrement automatique des températures. L'instrument est un appareil à lecture directe, ne nécessitant pas d'évaluations photométriques, comme dans le cas du pyromètre monochromatique. C'est, semble-t-il, la raison pour laquelle il conserve une place dans les mesures industrielles.

**126. Autres types de pyromètre à radiation.** — Féry a préconisé l'emploi d'un instrument analogue au téles-



cope pyrométrique, mais dans lequel on substitue au récepteur thermoélectrique un spiral bimétallique S (fig. 63) constitué par deux bandes de deux métaux différents accolés, de 2 mm de largeur et 0,02 mm d'épaisseur, roulées en forme de spirale de 2 mm de diamètre. Sous l'influence du rayonnement, la spirale s'échauffe et se déforme, entraînant une pointe d'aluminium P, qui se déplace en avant d'un cadran gradué W, sur lequel elle projette son ombre. Un dispositif

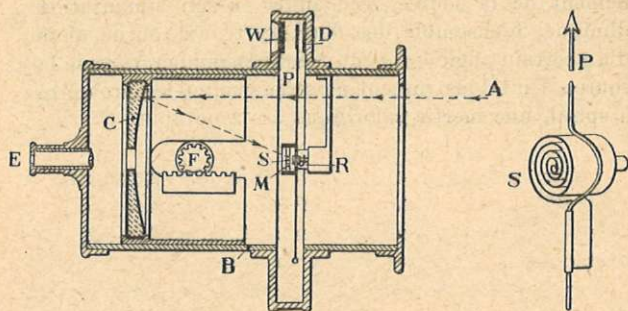


FIG. 63.

de réglage permet de corriger, avant chaque mesure, les déplacements du zéro du spiral.

Cet appareil a été imité fréquemment depuis, soit que l'on remplace le miroir concave par une lentille de verre, soit que l'on substitue à l'oculaire E un simple verre dépoli, sur lequel se projettent l'image de la source et l'ombre du spiral. Un tel instrument ne peut prétendre à une grande précision, par suite de son inertie calorifique et de son hystérésis élastique, beaucoup plus importantes que dans le pyromètre à couple. On l'utilise toutefois pour des mesures assez grossières, à cause de la simplicité de sa construction.



On a proposé également un pyromètre dans lequel le récepteur est constitué par de petits barreaux de nickel, dont la perméabilité magnétique varie avec la température. Deux barreaux sont calés suivant un certain angle sur l'axe de rotation de l'aiguille, et sont disposés dans l'entrefer d'un petit aimant. Lorsque les deux barreaux sont à la même température, ils prennent une position d'équilibre déterminée. L'un des barreaux, muni d'un petit disque noir, reçoit le rayonnement de la source, s'échauffe, et son aimantation diminue. L'ensemble des deux barreaux tourne alors d'un certain angle qui peut définir la température de la source. Un tel instrument possède, comme le pyromètre à spirale, une inertie calorifique assez notable.

## CHAPITRE X

### PYROMÈTRES A DILATATION. — PYROMÈTRES A ÉCOULEMENT DE GAZ. — PRINCIPE DE QUELQUES MÉTHODES DE MESURE DES TEM- PÉRATURES. — REPÈRES PYROMÉTRIQUES.

---

127. Pyromètres à dilatation. — Pyromètre à cadran.  
— Chacun de nous se souvient de l'antique pyromètre à cadran, figurant dans toutes les collections de physique de nos établissements d'enseignement et dont l'unique ambition était de nous laisser entrevoir, souvent bien mal, le phénomène de dilatation des solides.

Chévenard a eu le très grand mérite de faire de cet appareil un instrument précis, s'adaptant à des cas très variés de la pratique de la pyrométrie. Sa description est donnée par la figure 64.

Pour que l'instrument soit fidèle il faut disposer d'un alliage sans résidu de dilatation, à dilatation régulière ; cet alliage, réalisé par les aciéries d'Imphy sous le nom de pyros (Ni, Cr, Ta), est disposé sous forme d'un barreau E de 15 cm de longueur à l'intérieur d'un tube T en silice fondue de 140 cm de longueur, d'épaisseur 5 mm, fermé par une pastille de silice parfaitement dressée. La transmission de la dilatation du barreau de pyros jusqu'au dispositif d'amplification s'effectue au moyen d'une tige *t* en silice fondue, prolongée par un



PYROMÈTRES A DILATATION

coulisseau d'acier *c* prenant appui contre une poignée fixée au bras de levier *L*. Les indications de l'appareil sont fournies par une aiguille *A* se déplaçant sur une graduation en degrés, fixée rigidement à l'extrémité du tube *T*.

Grâce aux soins apportés à l'exécution des pivots, l'appareil a une hystérésis négligeable ; jusqu'à 1 000° C la déformation visqueuse de l'étalon pyros est nulle, à 1 100° elle reste faible, de l'ordre de 1° par heure.

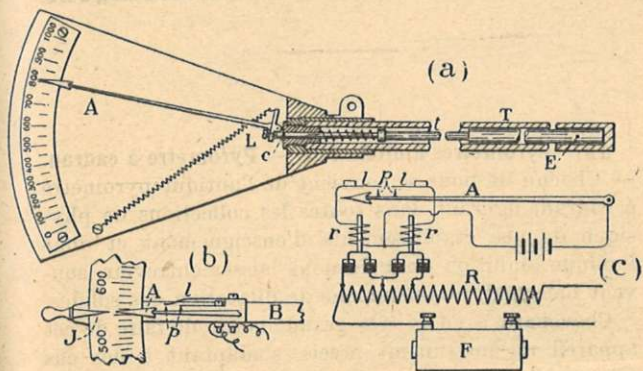


FIG. 64.

Étant données les forces mécaniques importantes mises en jeu, l'instrument s'adapte facilement à la régulation de la température d'un four ; dans ce but l'aiguille *A* peut provoquer la fermeture de contacts grâce à des pointes venant appuyer contre des lamelles flexibles *l* (fig. *b*) montées sur une monture isolante *B* ; cette monture tourne autour d'un axe situé dans le prolongement de l'axe de rotation de *A* et porte un index *J* permettant de se fixer à l'avance la température de réglage. La figure *c* donne le montage dans le cas où



l'on désire agir sur la résistance de chauffe  $R$  du four ; grâce à deux relais  $r$  on peut mettre en circuit ou supprimer deux fractions de cette résistance.

128. **Pyromètres enregistreurs à dilatation.** — L'appareil s'adapte également très bien à l'enregistrement des températures ; les forces mécaniques y sont suffisantes pour produire un tracé continu des déplacements de l'extrémité de l'aiguille, munie d'une plume encrée, sur un cylindre enregistreur  $C$  (fig. 65), mû par un mou-

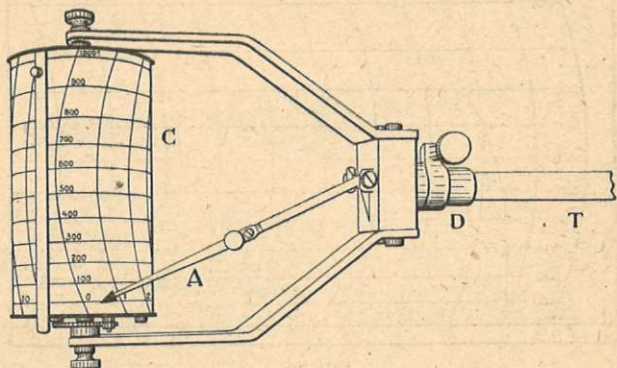


FIG. 65.

vement d'horlogerie intérieur, et portant une feuille de papier graduée en températures.

La courbe reproduite sur la figure 66 montre toute la netteté des enregistrements et en même temps l'efficacité du dispositif régulateur décrit plus haut. Les fluctuations autour de la valeur moyenne de la température de réglage (800 et 600° C) n'atteignent que quelques degrés<sup>1</sup>.

1. Les crochets importants sont dus aux chutes de température causées par l'extraction d'objets du four.

129. **Thermomètres à bilame.** — Pour la mesure des températures on peut utiliser des bilames constituées par deux lames de métaux, de coefficients de dilatation aussi différents que possible, soudées sur toute leur longueur. Une variation de la température d'une telle bilame entraîne un changement de sa courbure. On trouve dans le commerce des bilames d'épaisseurs comprises entre 0,05 et 2 mm, de largeurs variées et dont la longueur atteint plusieurs mètres. Les aciéries

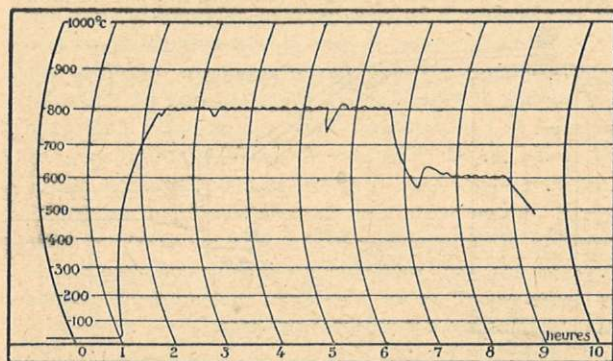


FIG. 66.

d'Imphy ont étudié de telles bilames susceptibles de servir jusqu'à 550° C.

Pour une élévation de température  $\Delta t$ , le déplacement  $\epsilon$  de l'extrémité d'une bilame rectiligne est donné par la formule :  $\epsilon = K \frac{l^2}{e} \Delta t$  ( $l$ , longueur ;  $e$ , épaisseur ;  $K$ , constante). Pour une bilame laiton-invar on a  $K = 13,10^{-6}$  ( $l$  et  $e$  en mm). Les forces mécaniques mises en jeu par ces bilames permettent de les utiliser à l'enregistrement et à la régulation des températures d'étuves ou de bains ; nous avons rencontré une autre application

dans la mesure de la température de radiation d'un four (126).

### 130. Pyromètres basés sur l'écoulement d'un gaz.

— **Pyromètre à viscosité.** — Les diverses constantes physiques d'un gaz sont fonction de la température, et l'on peut songer à les utiliser à la mesure, ou plus exactement au repérage, de cette température. On a réalisé en particulier un instrument basé sur la variation de la viscosité d'un gaz avec la température ; à cet effet on fait écouler le gaz à travers un tube de platine prolongé par une partie capillaire, enroulée sur elle-même, et logée dans la partie du four où l'on veut mesurer la température. Pour une pression donnée le débit de gaz est fonction de cette température ; en fait, pour des raisons pratiques, dans l'appareil étudié par A. Job on préfère se fixer le débit<sup>1</sup> et mesurer la pression d'écoulement. Entre 400 et 1 500° C cette pression est très sensiblement linéaire en fonction de la température et sa variation suffisamment grande pour se prêter à des mesures précises.

**131. Pyromètre basé sur l'écoulement à travers un orifice en mince paroi.** — Chopin<sup>2</sup> a proposé et réalisé un pyromètre utilisant l'écoulement d'un gaz à travers deux orifices successifs en mince paroi disposés, l'un  $S_1$  à la température ambiante, l'autre  $S_2$  à la température élevée à mesurer (fig. 67).

On sait que la vitesse  $v$  prise par un fluide traversant lentement un orifice en mince paroi est donnée par  $v = \sqrt{2gz}$ ,  $z$  représentant la hauteur du fluide équivalente à la chute de pression sous laquelle se fait l'écoule-

1. On trouvera tous détails dans P. LEBEAU, *Fours électriques et Chimie*, p. 550. Presses Universitaires, édit.

2. C. R. Ac. Sc., 186, p. 1832 (1928).



ment. Nous admettons en outre que la pression absolue du gaz qui traverse chacun des orifices  $S_1$  et  $S_2$  est la même<sup>1</sup>; dans ces conditions, les deux vitesses d'écoulement sont données respectivement par :

$$v_1 = A \sqrt{X_1 T_1}, \quad v_2 = A \sqrt{X_2 T_2},$$

( $X_1$   $X_2$ , dénivellations sous lesquelles s'effectuent les écoulements à travers les deux orifices ;  $T_1$   $T_2$ , températures absolues des deux orifices). Si l'on écrit que le débit massique de gaz est le même à travers les deux orifices il vient :

$$S_1 v_1 \frac{B}{T_1} = S_2 v_2 \frac{B}{T_2}, \quad (S_1 \text{ et } S_2, \text{ sections des deux orifices})^2.$$

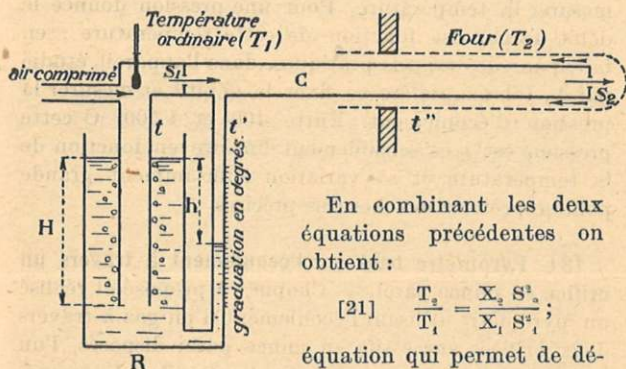


FIG. 67.

En combinant les deux équations précédentes on obtient :

$$[21] \quad \frac{T_2}{T_1} = \frac{X_2 S_2^2}{X_1 S_1^2};$$

équation qui permet de déduire  $T_1$  de  $T_2$ . Le rapport des sections peut d'ailleurs être obtenu en plaçant les deux orifices à la même température  $T_1$  ; on a ainsi :

$$1 = \frac{X'_2 S_2^2}{X'_1 S_1^2} \quad \text{d'où} \quad \frac{T_2}{T_1} = \frac{X_2 X'_1}{X_1 X'_2}.$$

1. Les hauteurs de liquide  $H$  et  $h$  sont négligeables devant la pression atmosphérique.

2. Dans la suite, nous supposons  $S_2$  indépendante de la température.

ble au 1/10 de degré ; il est indispensable que E s'adapte très bien dans le bloc de cuivre, le baros présente à ce point de vue l'avantage de se recouvrir d'une couche d'oxyde extrêmement mince. Un tel instrument, bien utilisé, permet des mesures de températures dont l'incertitude n'excède pas 10° jusqu'à 1 100° C.

**133. Méthodes d'absorption.** — Pour déterminer la température d'un gaz on peut utiliser une méthode basée sur le principe suivant. Si l'on enferme un gaz dans un récipient dont une partie est à la température absolue  $T_0$ , l'autre partie à la température  $T$ , comme la pression est la même des deux côtés, les nombres  $n_0$  et  $n$  de molécules du gaz par unité de volume sont reliés aux températures par la relation :  $n_0 T_0 = nT$ . Toute mesure qui permettra de comparer  $n$  et  $n_0$  fournira la valeur de  $T$  si l'on a  $T_0$ .

On peut faire appel en particulier aux phénomènes d'absorption de la lumière. Supposons le gaz absorbant dans le spectre visible, le chlore par exemple ; si l'on mesure les facteurs de transmission  $\tau_0$  et  $\tau$  d'une même épaisseur de gaz, aux deux températures et pour une radiation monochromatique, on a d'après les lois bien

connues de l'absorption (71) :  $\frac{\log \tau}{\log \tau_0} = \frac{n}{n_0} = \frac{T_0}{T}$ . Cette

relation suppose toutefois que l'absorption d'une molécule individuelle n'est pas modifiée par la température, ce qui n'est qu'assez grossièrement réalisé ; elle suppose en outre que les molécules utilisées ne subissent aucune dissociation à température élevée. Les rayons X ont permis de mettre en œuvre la méthode précédente dans le cas d'un gaz transparent dans le visible ; les mesures ont porté en particulier sur la détermination de la température du gaz (azote) dans la colonne positive d'un arc. Les deux tiges de l'arc sont percées d'un canal

axial par lequel on fait passer le pinceau de rayons X, deux mesures d'absorption, effectuées avec l'arc en fonctionnement ou non, permettent d'avoir la température.

On a proposé également l'emploi de particules  $\alpha$  dont on mesure l'absorption à travers le gaz. Nous passons sur les difficultés techniques inhérentes à de telles mesures.

**134. Méthode du spectre de bandes.** — On sait qu'une molécule gazeuse émet un spectre de bandes de rotation vibration ; chaque bande est constituée par un assemblage de raies résolubles caractérisées chacune par un nombre quantique  $n$ . La probabilité d'existence d'une molécule dans l'état quantique  $n$  ou, ce qui revient au même, l'intensité de la raie correspondant à  $n$  est donnée par la relation <sup>1</sup> :

$$[22] \quad J_n = A (2n+1) \frac{Kn(n+1)}{T} \quad \text{avec } K = \frac{h^2}{8\pi^2 k I}$$

( $I$ , moment d'inertie de la molécule).

Si l'on mesure l'intensité des diverses raies et si l'on porte en abscisses  $n(n+1)$  et en ordonnées  $\log \frac{J_n}{2n+1}$ , on obtient une droite dont la pente  $\frac{h^2}{8\pi^2 k I T}$  permet de calculer  $T$ .

On peut également déterminer le nombre quantique  $n_1$  relatif à la raie la plus intense ; si l'on égale à zéro la dérivée par rapport à  $n$  du second membre de l'équation 22, on obtient immédiatement :

$$T = 2 K (n_1 + 1/2)^2 = \frac{(n_1 + 1/2)^2 h^2}{4 \pi^2 k I}.$$

La méthode, qui suppose l'emploi d'un réseau suffisamment dispersif pour séparer les diverses raies d'une

1. Voir par exemple G. RIBAUD, J. de Physique, 6, p. 56 (1935).



même bande, a servi en particulier à la mesure de la température de la colonne positive de l'arc entre électrodes de carbone, par observation des bandes de CN et C<sup>2</sup> <sup>1</sup>; elle a même permis de fixer la température de l'étincelle condensée éclatant sous l'eau, par observation des bandes de OH présentes dans le spectre émis.

**135. Repères pyrométriques.** — Pour certaines opérations courantes il est commode de disposer de repères permettant de saisir le moment où une température déterminée est atteinte dans un four.

On utilise depuis très longtemps dans l'industrie des montres fusibles (Seger) ayant la forme de pyramides triangulaires, de hauteur 5 cm (2 cm pour les moins fusibles) et faites de mélanges convenables de sable pur, de feldspath, de carbonate de chaux et de kaolin; pour les moins fusibles on ajoute de l'alumine pure, pour les plus fusibles des oxydes de fer et de plomb, du carbonate de soude et de l'acide borique. Sous l'action de la chaleur elles subissent un retrait, puis s'incurvent jusqu'à ce que la pointe touche le plan de base. Il reste entendu que ces montres ne se prêtent qu'à des indications assez grossières, ne restant comparables que dans des conditions d'utilisation identiques: même atmosphère, même vitesse d'échauffement...; les gaz du four ont en particulier une influence marquée et certaines montres indiquent des températures d'affaissement qui, dans des fours à combustibles et dans des fours électriques, peuvent différer de 100°.

Les points de transformation de certains alliages se manifestent à des températures assez régulières pour qu'on puisse les faire servir à des repérages de températures. On peut en particulier utiliser le point de dis-

1. Voir ORNSTEIN, J. de Physique, 4, p. 613 (1933).





parition du ferromagnétisme de certains alliages (point de Curie). Les alliages de nickel, cobalt et chrome, peu oxydables, ont une courbe aimantation-température qui tombe très brusquement au voisinage du point de Curie<sup>1</sup>; par un choix convenable de leur composition on peut disposer de repères s'échelonnant depuis la température ordinaire jusqu'à 1 130° C (cobalt pur). En pratique, aux températures supérieures à 370° on pourra disposer dans le four deux fragments d'alliages (nickel-cobalt) dont les points de Curie encadrent la température de régime du four; chacun de ces alliages est placé au sein d'un bloc de nickel destiné à ralentir le refroidissement. Au moment d'une mesure on retire les deux blocs et on approche un aimant de chacun d'eux, de façon à contrôler la disparition du ferromagnétisme dans l'alliage (le nickel n'est plus ferromagnétique).

Dans le cas de fours à chauffage électrique, si le courant utilisé est continu, on dispose à son intérieur un barreau de l'alliage convenable, ce barreau s'aimante dans le champ produit par le courant de chauffe; une boussole placée à l'extérieur accuse, par une brusque déviation, la disparition du ferromagnétisme dans l'échantillon. Enfin si le chauffage est réalisé au moyen de courant alternatif, on dispose autour de l'enroulement de chauffe qui jouera le rôle de primaire, un enroulement supplémentaire relié à un ampèremètre thermique sensible et jouant le rôle de secondaire; le barreau d'alliage constitue le noyau du transformateur ainsi réalisé. La disparition du ferromagnétisme se traduit par une brusque modification du courant induit dans le secondaire.

1. Voir, dans la même collection, WEISS et FOEX, *Le magnétisme*, p. 101.

## CHAPITRE XI

### ERREURS DE CONDUCTIBILITÉ ET DE RAYONNEMENT DANS LES MESURES THERMOMÉTRIQUES. — MESURES DES TEMPÉRATURES DE SURFACES ET DES TEMPÉRATURES DES GAZ (FLAMMES).

---

136. Causes d'erreur dans les mesures thermométriques. — Dans beaucoup de mesures thermométriques l'instrument de mesure ne prend pas exactement la température de l'enceinte dans laquelle il se trouve plongé ; ceci se produira chaque fois que l'instrument pourra perdre vers l'extérieur de la chaleur par conductibilité ou rayonnement. Les mesures deviennent encore beaucoup plus délicates chaque fois que l'on se propose de mesurer la température en un point particulier d'une enceinte dans laquelle la température n'est pas uniforme. Enfin, dans certaines mesures, en particulier dans les mesures de températures de surface, il importe que la mise en place de l'instrument de mesures ne vienne pas perturber le régime des températures et modifier la température que l'on se propose de mesurer.

Il semble bien difficile d'exposer l'ensemble de ces causes d'erreur sous une forme didactique satisfaisante, aussi allons-nous nous borner à quelques cas types que pose la pratique courante en indiquant, à propos

de chacun d'eux, les précautions à prendre et, au besoin, la manière d'effectuer le calcul des corrections.

137. **Température au sein d'un tube réfractaire fermé plongé dans une enceinte.** — Nous supposons d'abord qu'un tel tube est plongé dans un bain de métal de façon à définir une température parfaitement uniforme  $T$  au contact de la paroi extérieure (fig. 69). Ce cas se rencontre dans les mesures au pyromètre optique au sein d'un bain métallique et dans les mesures au moyen d'un thermomètre à résistance ou d'un thermocouple entourés d'un tube protecteur.

Considérons d'abord un point  $O$  de la face intérieure du fond du tube; l'élément de surface qui l'entoure rayonne de l'énergie à l'extérieur dans un angle solide  $\Omega$ , cette énergie doit nécessairement lui être transmise par conductibilité thermique à travers le réfractaire à la faveur d'une différence de température  $\Delta T$  entre la face extérieure et la face intérieure.

On peut admettre que les parties verticales intérieures du tube rayonnent peu vers l'extérieur<sup>1</sup> et que le rayonnement est limité à la surface  $s$  du fond du tube; sa valeur est :  $\Omega s \frac{\sigma}{\pi} T^4$ . Ce rayonnement est compensé par l'apport de chaleur qui s'effectue par conductibilité à travers la surface latérale  $S = \pi dl$  du tube; cet apport d'énergie a pour valeur :  $k S \frac{\Delta T}{e}$  ( $k$ , conductibilité calc-

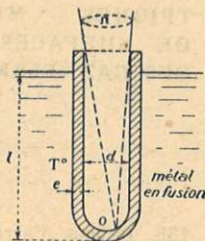


FIG. 69.

1. L'émission de chaque élément se fait sous une incidence pratique-ment rasante, sauf pour les parties voisines de la surface du bain. La correction que nous calculerons plus loin constituera une valeur inférieure.



rifique en watts  $\text{cm}^2$  degré). En égalant les deux grandeurs précédentes il vient :

$$\Delta T = \frac{e}{k} \frac{5,7}{16} \left[ \frac{d}{l} \right]^3 \left[ \frac{T}{1000} \right]^4.$$

Précisons les ordres de grandeur ; prenons  $e = 1$  cm,  $k = 0,01$  (valable pour les porcelaines courantes),  $\frac{l}{d} = 10$ ,  $T = 2000^\circ \text{K}$  ; il vient  $\Delta T = 0,6$  ; cette correction serait 5 fois plus faible au point de fusion de l'or.

Dans des mesures de précision au pyromètre optique (77) il importera de choisir  $e$  aussi faible que possible (0,3 mm) et un diamètre très faible par rapport à la longueur ; on donnera également la préférence, chaque fois qu'on le pourra, à des tubes ayant une grande conductibilité calorifique (graphite  $k = 0,1$  environ).

Dans ce qui précède nous avons supposé le tube réfractaire en contact avec un métal ; si le tube est placé à l'intérieur d'une enceinte à température  $T'$ , vide ou remplie d'un gaz, la température  $T$  prise par la paroi extérieure du tube sera nécessairement inférieure à  $T'$ , l'énergie perdue par le rayonnement du tube devant lui être apportée de l'enceinte par convection ou rayonnement. On peut négliger la convection ; un calcul simple fournit alors pour la différence  $T' - T$  la valeur  $\frac{T}{64} \left[ \frac{d}{l} \right]^3$ , toujours très faible si l'on choisit un rapport  $l/d$  supérieur à 5 ; il en est de même lorsque l'on dispose l'un autour de l'autre deux tubes protecteurs. Le seul inconvénient est ici d'accroître la durée d'établissement du régime de température.

Remarquons enfin qu'un tube de protection, plongé dans une enceinte de température non uniforme, ne marquera pas la température de l'endroit où il se trouve plongé ; la convection des gaz joue beaucoup moins que le rayonnement et le tube prendra, en fait, une

température moyenne entre les diverses températures de l'enceinte.

### 138. Influence de la conductibilité calorifique. —

Nous allons envisager d'abord le cas d'un tube de protection (ou d'un fil métallique) plongé dans une enceinte à température  $T$  et étudier la répartition des températures du fait de la conductibilité calorifique.

Considérons une tranche de 1 cm de longueur à la distance  $x$  de la paroi (fig. 70), soit  $t$  sa température absolue ; cette tranche reçoit par seconde, par rayonnement de l'enceinte, une quantité d'énergie égale à  $\varepsilon \pi d \sigma (T^4 - t^4)$  \* ; elle perd par conductibilité dans le même temps une quantité d'énergie

$k \pi d e \frac{d^2 t}{dx^2}$  ; en régime permanent ces deux quantités sont égales, ce qui conduit à l'équation :

$$[23] \quad \frac{d^2 t}{dx^2} = - \frac{\varepsilon \sigma}{ke} (T^4 - t^4).$$

On a une approximation suffisante en développant  $T^4 - t^4$  ;  $T^4 - t^4 = (T - t) (T^3 + T^2 t + T t^2 + t^3)$ , et admettant dans le second membre  $t = \frac{T}{2}$  ; on obtient ainsi sensiblement :

\*  $\varepsilon$ , pouvoir émissif total du tube ;  $\varepsilon = 0,20$  environ pour la porcelaine et le platine ;  $\varepsilon = 0,9$  pour le graphite.

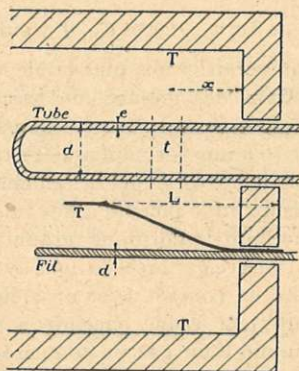


FIG. 70.



$$T^4 - t^4 = 2 T^3 (T - t).$$

L'équation 23 s'écrit alors :

$$\frac{d^2 t}{dx^2} = -A^2 (T - t) \quad \text{avec} \quad A = \sqrt{\frac{2T^3 \varepsilon \sigma}{ke}};$$

l'intégration immédiate donne :

$$\frac{T - t}{T} = e^{-Ax}.$$

La température du tube, nulle à l'extérieur de l'enceinte, croît asymptotiquement vers  $T$  pour une distance suffisante de la paroi. Si l'on veut que  $\frac{T - t}{T}$  soit inférieur à 1/1 000 il faut que la distance  $L$  à la paroi soit telle que  $AL = 7$ , ce qui fournit pour la longueur  $L$  de la zone de non uniformité la valeur :

$$L = 7 \sqrt{\frac{ke}{2T^3 \varepsilon \sigma}};$$

pour un fil de diamètre  $d$  on trouverait de même :

$$L = 7 \sqrt{\frac{kd}{8T^3 \varepsilon \sigma}}.$$

Précisons les ordres de grandeur ; pour un tube de porcelaine ( $k = 0,01$  ;  $\varepsilon = 0,2$ )

$$e = 0,5 \text{ cm} ; T = 1\,500^\circ \text{ K} : L = 5 \text{ cm.}$$

$$e = 0,5 \text{ cm} ; T = 1\,000^\circ \text{ K} : L = 10 \text{ cm.}$$

$$e = 0,1 \text{ cm} ; T = 1\,000^\circ \text{ K} : L = 5 \text{ cm.}$$

Pour un tube de graphite ( $k = 1$  ;  $\varepsilon = 0,8$ ) les longueurs précédentes seraient 5 fois plus grandes.

Pour un fil de platine ( $k = 1$  ;  $\varepsilon = 0,2$ ) on a :

$$\text{pour } d = 0,1 \text{ cm} ; T = 1\,500^\circ \text{ K} : L = 12 \text{ cm.}$$

$$d = 0,05 \text{ cm} ; T = 1\,500^\circ \text{ K} : L = 8 \text{ cm.}$$

$$d = 0,05 \text{ cm} ; T = 1\,000^\circ \text{ K} : L = 15 \text{ cm.}$$

Ce dernier exemple correspond au cas d'un fil de couple plongé dans un tube protecteur au sein d'un métal en fusion ; les chiffres obtenus montrent bien la

nécessité d'immerger profondément le tube dans le bain.

Évidemment, dans les calculs précédents nous n'avons pas fait état de la chaleur apportée au fil ou au tube par convection, de sorte que les chiffres indiqués devraient être diminués.

Il n'en reste pas moins que l'on devra, dans chaque cas pratique, prêter une grande attention à cette cause d'erreur ; le meilleur critérium, pour s'en affranchir, consiste à déplacer le couple, muni de son tube protecteur, de 1 cm environ vers l'extérieur de l'enceinte et à s'assurer que les indications de l'instrument de mesures ne se trouvent pas modifiées.

**139. Mesures des températures de surfaces.** — Chaque fois que l'on se propose de déterminer la température d'une surface, il faut assurer une liaison thermique aussi parfaite que possible entre cette surface et l'appareil récepteur. Pour une installation fixe de thermocouple destinée à fournir la température d'un tube métallique rayonnant à l'air libre, on évitera toute cause d'erreur en soudant la soudure chaude du couple sur le tube ; il sera bon également d'enrouler les fils du couple sur une certaine longueur autour du tube<sup>1</sup>.

De façon générale, pour éviter les pertes de chaleur le long des fils par conductibilité, on disposera ces fils dans une zone isotherme ayant la température à mesurer. Un exemple concret va nous permettre de préciser ; dans les études de conductibilité de matériaux réfractaires on est amené à mesurer la température en divers points répartis radialement autour d'un tube T (fig. 71) ; la disposition de gauche est défectueuse, celle de droite dans laquelle les fils sont enroulés suivant un cercle

1. Ou, dans le cas d'une surface plane, d'en faire une spirale disposée le mieux possible au contact de la surface.



est tout à fait correcte. De même dans le cas d'une surface plane chauffante surmontée d'une couche isolante

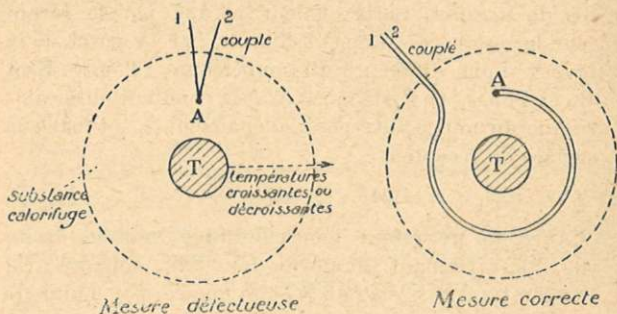


FIG. 71.

le couple sera disposé en spirale dans un plan parallèle à la surface chauffante.

Pour des mesures de température de surfaces, effectuées avec un appareil portatif (couple, thermomètre à résistance) que l'on appuiera le mieux possible contre la surface à étudier, la transmission de la chaleur entre cette surface et le récepteur thermométrique joue un rôle de toute importance.

Considérons l'élément récepteur R (fig. 72) comportant par exemple deux fils de mesures 1 et 2 ; le contact entre la partie métallique de ce récepteur et la surface S à étudier n'est jamais assuré de façon parfaite, soit qu'il subsiste une couche d'air entre elles, soit qu'on recouvre la partie métallique du récepteur d'un léger enduit isolant. Le récepteur perd par seconde une quantité d'énergie  $u$  vers la droite,

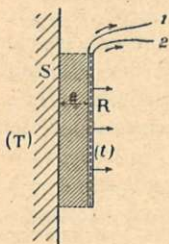


FIG. 72.





soit par rayonnement ou convection vers le <sup>sur</sup> extérieur plus froid, soit par conductibilité <sup>par le</sup> fils de mesures. Cette chaleur perdue par le récepteur lui est nécessairement fournie par la paroi, à la faveur d'une différence de température  $\Delta T$  entre S et R, et l'on a, en désignant par  $k$  la conductibilité calorifique du milieu interposé, d'épaisseur  $e$ , et par  $s$  la surface du récepteur :

$$[24] \quad \Delta T = \frac{ue}{sk}.$$

Avec un récepteur non calorifugé vers la droite (fig. 71) rayonnant librement dans l'air, supposé à la température  $\Theta$ , l'énergie  $u/s$  rayonnée par unité de surface est donnée par :  $\frac{u}{s} = \sigma (t^4 - \Theta^4)$ ;

pour  $t = 400^\circ\text{K}$ ,  $\theta = 300^\circ\text{K}$ , on a :  $\frac{u}{s} = 0,1 \text{ watt/cm}^2$ .

pour  $t = 500^\circ\text{K}$  — — — — —  $= 0,3 \text{ watt/cm}^2$ .

Les pertes par convection augmenteraient un peu ces nombres et donneraient respectivement 0,15 et 0,42 watt/cm<sup>2</sup>.

La différence  $\Delta T$  se calcule alors aisément au moyen de la formule 24. Pour un vernis isolant ou un ciment d'épaisseur 0,1 cm, avec  $k = 0,10$  on trouve respectivement, pour les deux températures  $t = 400$  et  $500^\circ\text{K}$ ,  $\Delta T = 1,05$  et  $4,02$  <sup>1</sup>.

En pratique on évitera l'emploi d'une couche calorifuge épaisse entre le récepteur et la surface ; toutefois la grosse difficulté tient à l'impossibilité d'assurer un contact parfait entre récepteur et surface ; la couche d'air interposée introduit alors de grosses causes d'erreur, surtout si la surface est rugueuse <sup>2</sup>.

1. Nous avons supposé le pouvoir émissif total de la surface du récepteur égal à l'unité ; les corrections seraient plus faibles avec un récepteur métallique poli vers la droite.

2. Les thermomètres à mercure, dits « de surface », conduisent à des erreurs sensibles.

Dans certains cas il peut être important de ne pas modifier le rayonnement de l'élément de surface sur lequel on se propose d'effectuer la prise de température, une modification de ce rayonnement étant susceptible de perturber les lignes de flux calorifique et par suite la température même que l'on se propose de mesurer<sup>1</sup>. Il faut alors utiliser un récepteur non calorifugé dont la disposition est donnée par la figure 73. Les deux

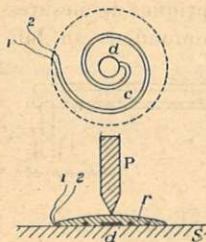


FIG. 73.

fil 1 et 2 d'un couple sont soudés à un petit disque  $d$  en cuivre (0,2 mm d'épaisseur, 4 mm de diamètre) et enroulés en spirale, puis noyés, ainsi que le disque, dans l'épaisseur d'une rondelle  $r$  en cuivre d'environ 30 mm de diamètre et 0,5 à 1 mm d'épaisseur que l'on appuiera en son centre contre la surface  $S$  au moyen d'une pointe isolante  $P$ .

Dans tous les cas où l'on pourra sans inconvénient modifier le rayonnement d'une fraction de la surface à étudier, il y aura avantage à limiter le plus possible le rayonnement du récepteur en le calorifugeant sur sa partie extérieure ; on peut même adopter une disposition de chauffage auxiliaire du récepteur de façon à éliminer totalement sa déperdition. La figure 74 donne le dispositif adopté au Bureau of Standards<sup>2</sup> ; le disque de mesures  $D$  est protégé par un disque compensateur  $D'$ , chauffé lui-même par une résistance  $R$ . La température des disques est mesurée au moyen de couples identiques  $ab$ ,  $a'b'$  ; on règle par tâtonnements le chauffage de  $R$  de façon que les températures

1 Nous ne discutons pas ici cette question ; on la trouvera traitée dans KNOBLAUCH et HENCKY, *Introduction aux mesures techniques précises de températures*. Oldenbourg, Munich et Berlin, 1919.

2. *Jour. of Research.*, 5, p. 793 (1930)



de D et D' soient identiques ; à cet effet on utilise un inverseur I connectant successivement les deux couples sur l'appareil de mesures.

De façon générale, la graduation de tels thermomètres de surface devra se faire en les appliquant contre des surfaces de températures connues obtenues par exemple au moyen d'étuves métalliques remplies de liquides ou de vapeurs saturantes.

Précisons enfin que les méthodes optiques de mesures des températures de surfaces se confondent en fait avec les mesures données plus haut des températures de brillance (81) et de radiation (83) d'un corps. On peut ainsi effectuer la mesure d'une température de paroi au

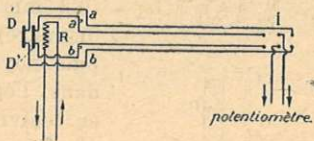


FIG. 74.

moyen d'un pyromètre à radiation totale, gradué préalablement en températures, mais à condition de connaître avec quelque précision le pouvoir émissif total de la paroi. Aux basses températures, les mesures sont délicates, d'une part à cause de la faible sensibilité des appareils (108) et d'autre part parce que les radiations qui interviennent sont assez éloignées dans l'infra-rouge (71).

Dans l'industrie, on aura la température d'un lingot incandescent par un pointé au pyromètre à disparition de filament ; les mesures sont ici fort difficiles, le pouvoir émissif dépend en effet beaucoup de l'épaisseur de la couche d'oxyde ; si cet oxyde forme une croûte non adhérente au métal, les mesures seraient grossièrement incorrectes ; un pointé au fond des fissures de la couche d'oxyde fournira sensiblement la température vraie.

140. Mesure de la température vraie d'un gaz. Écran protecteur contre le rayonnement. — Si le gaz est placé à l'intérieur d'une enceinte isotherme, la mesure ne présente aucune difficulté ; tout appareil de mesures, placé au sein du gaz, prendra en effet la température d'équilibre de l'enceinte.

Dans la pratique courante, le gaz se trouve très fréquemment à une température très différente de la paroi qui l'entoure et, si l'on opère sans précautions, un récepteur placé dans le gaz ne prendra en aucune façon la température du gaz qui l'entourne en raison du rôle important joué par le rayonnement. En particulier il ne viendrait plus à l'idée de personne de mesurer la température de l'air ambiant au moyen d'un thermomètre à mercure exposé au rayonnement solaire, la température prise par le réservoir du thermomètre étant avant tout fonction de ce rayonnement et notablement plus élevée si l'on noircit le réservoir.

De même si la paroi extérieure est plus froide que le gaz, le récepteur rayonnera vers la paroi et l'énergie qu'il rayonne doit nécessairement lui être cédée par le gaz, environnant ; cette cession de chaleur ne peut lui être faite (par convection ou rayonnement) qu'à la faveur d'une différence de température entre le gaz et le récepteur. En particulier un fil de platine plongé dans une flamme indique toujours une température notablement inférieure, la différence dépasse couramment 200°.

Il importe donc de limiter le rayonnement du récepteur vers l'extérieur ou celui de l'extérieur vers le récepteur ; à cet effet on entourera le récepteur R d'un écran protecteur  $E_1$ , fig. 75). Cet écran ne prendra évidemment pas la température du gaz qui l'entoure, précisément pour les raisons que nous avons indiquées plus haut, mais il est facile de se rendre compte qu'il

aura néanmoins pour effet de limiter le rayonnement de R. En absence d'écran le réservoir prend une température  $T$ , différente de la température  $T'$  du gaz ; si l'on désigne par  $a$  le coefficient qui régit les échanges par conductibilité et convection entre le réservoir et le gaz, l'énergie  $a(T' - T)$  fournie par le gaz est compensée par le rayonnement de R vers l'extérieur, rayonnement que nous mettrons sous la forme  $b(T^4 - \theta^4)$  ( $\theta$ , température extérieure). On peut donc écrire pour  $1 \text{ cm}^2$  :

$$[25] \quad a(T' - T) = b(T^4 - \theta^4)$$

Si l'on interpose un écran  $E_1$ , cet écran prendra une température  $T_1$ , inférieure à  $T'$  mais nettement supérieure à  $\theta$ , et l'équation d'équilibre thermique de R devient :

$$[26] \quad a(T' - t) = b(t^4 - T^4),$$

( $t$ , nouvelle température prise par R). Comme  $T_1^4$  est beaucoup plus élevé que  $\theta^4$ ,  $t$  est plus grand que  $T$  ; on améliore la mesure. Il semble impossible de chiffrer de façon précise le gain obtenu, on peut toutefois s'en faire une idée grossière. Supposons par exemple :  $T' = 1500^\circ \text{ K}$ ,  $T = T_1 = 1400^\circ \text{ K}$ , à partir des deux équations précédentes on calcule aisément  $t = 1480^\circ \text{ K}$  ; l'addition d'un écran a eu pour effet de diviser par 5 la correction.

Rien n'empêche d'ailleurs de disposer un second écran protecteur  $E_2$  autour du premier, de façon à

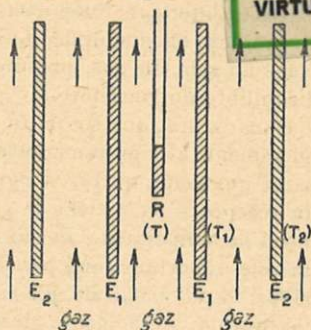


FIG. 75.



faire jouer à  $E_1$  le rôle que jouait plus haut  $R$  ; mais il importe absolument que le gaz puisse circuler librement autour de  $R$  et des écrans, il est en effet évident que si  $R$  était entouré *complètement* de l'écran  $E_1$  il prendrait, du fait de l'équilibre intérieur de rayonnement, la température de  $E_1$ , et l'on n'aurait aucun gain <sup>1</sup>.

**141. Thermomètres à aspiration.** — Les équations 25 et 26 montrent en outre que, toutes choses égales, les corrections  $T' - T$  et  $T' - t$  seront d'autant plus faibles que le coefficient  $a$  d'échange par convection sera plus élevé ; on est ainsi amené à accroître  $a$  en activant la circulation du gaz autour du récepteur et des écrans, réalisant ainsi le thermomètre à aspiration.

Ce thermomètre est utilisé depuis très longtemps en météorologie pour la mesure de la température de l'air ambiant lorsqu'on veut s'affranchir de l'erreur du rayonnement extérieur (solaire ou terrestre) ; le thermomètre à mercure utilisé est placé dans l'axe d'un tube en métal poli, un dispositif spécial permet d'aspirer l'air extérieur dans le tube.

On utilise également des instruments analogues dans l'industrie, le récepteur est ici un thermomètre à résistance ou un couple enroulé en hélice au centre d'un ou de deux manchons réfractaires concentriques dont l'extrémité ouverte est disposée à l'endroit du four où l'on désire prendre la température. L'ensemble présente un aspect analogue à celui d'une canne pyrométrique ordinaire, ouverte à l'extrémité, et munie à l'entrée d'un ajutage à travers lequel s'effectue l'aspiration, grâce à un aspirateur électrique ou à un éjecteur alimenté à la vapeur ou à l'air comprimé.

1. Se reporter aux caractéristiques données à propos de l'étuve à ébullition du soufre (37). Pour plus de détails sur la question, consulter la publication : G. RIBAUD, *Techn. moderne*, 15 avril 1939.

## 142. Mesure de la température d'une flamme.

Pour les raisons indiquées plus haut, un thermomètre à résistance ou un couple, plongés dans une flamme, indiquent une température nettement inférieure à la température de la flamme ; on peut améliorer la mesure au moyen d'écrans protecteurs ; on peut également utiliser d'autres artifices dont l'emploi se généraliserait aisément à des cas pratiques analogues.

Le coefficient  $a$  qui figure dans l'équation croît très rapidement lorsque le diamètre du fil utilisé diminue<sup>1</sup> ; des fils de couples de plus en plus fins doivent donc fournir des températures croissantes ; c'est bien ce que donne l'expérience. On peut dès lors effectuer des mesures au moyen de couples de diamètres progressivement décroissants et extrapoler à un diamètre nul ; bien que la méthode soit théoriquement correcte<sup>2</sup>, l'extrapolation qu'elle comporte offre peu de sécurité.

On a mis en œuvre une autre méthode qui consiste à chauffer le fil de mesures (platine) par un courant auxiliaire. On place d'abord le fil dans le vide et on trace la courbe  $V V'$  fournissant la résistance  $R$  du fil en fonction du courant  $I$  qui le traverse (fig. 76) ; on place ensuite le fil dans la flamme et on effectue les mêmes mesures, on obtient une courbe  $F F'$  diffé-

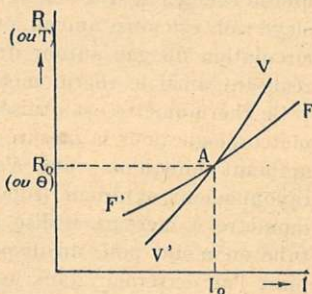


FIG. 76.

1. Il est multiplié par 50 lorsqu'on passe d'un fil de 1 mm à un fil de 0,02 mm.

2. Des particules de noir de fumée dans une flamme prennent bien la température du gaz qui les entoure.



rente de la première. Les deux courbes se coupent évidemment au point A pour lequel la température du fil est égale à celle de la flamme, le fil n'échange alors aucune énergie avec la flamme. Pour un courant inférieur à  $I_0$ , la flamme est plus chaude que le fil, la température du fil (et par suite sa résistance) est plus élevée dans la flamme que dans le vide ; c'est le contraire pour une intensité supérieure à  $I_0$ . On aura la température de la flamme en déterminant la température  $\theta$  pour laquelle le fil du thermomètre a une résistance égale à  $R_0$ .

La méthode s'adapte évidemment mal à des flammes de températures élevées en raison de l'évolution lente du fil au cours des mesures ; on lui préférera les méthodes optiques qui ont l'avantage de pouvoir servir jusqu'aux températures les plus élevées et sur lesquelles nous allons insister.

**143. Loi de Kirchhoff appliquée aux flammes. Mesure optique de la température vraie des flammes éclairantes.** — Dire que les gaz qui constituent la flamme sont en équilibre chimique à la température de la flamme revient à dire que tout se passe comme si le mélange gazeux était placé dans une enceinte noire à la température de la flamme et si ce mélange se maintenait en équilibre de rayonnement avec l'enceinte noire qui l'entoure. Cela suppose, bien entendu, que la flamme est uniquement le siège de phénomènes de rayonnement thermique ; dans ces conditions, la loi de Kirchhoff s'applique et, pour toute longueur d'onde  $\lambda$ , le facteur d'absorption  $\alpha$  de la flamme est égal à son pouvoir émissif<sup>1</sup> (73).

1. Pour toutes les flammes, le pouvoir réflecteur a toujours une valeur excessivement faible, on peut s'en rendre compte en projetant sur la flamme l'image d'une source très intense comme le soleil.



Se basant sur la validité de la loi de Kirchhoff pour les flammes, Kurlbaum (1902) a indiqué la méthode simple suivante pour la détermination optique de la température des flammes éclairantes<sup>1</sup>; le montage est indiqué sur la figure 77. Au moyen d'une lentille L

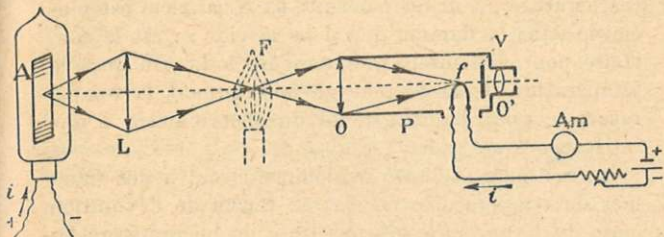


FIG. 77.

on projette sur la flamme une image d'une source auxiliaire A (corps noir, lame de tungstène incandescente, cratère de l'arc); on observe ensuite l'image de cette source au moyen d'un pyromètre optique monochromatique de longueur d'onde  $\lambda$ .

Soient  $b_\lambda$  la brillance de la flamme, T sa température,  $b_{\lambda T'}$  la brillance de la source auxiliaire (corps noir de température absolue T'). Si l'on n'interpose pas la flamme, la brillance observée dans le pyromètre est  $b_{\lambda T'}$ ; si l'on interpose la flamme, la brillance observée dans le pyromètre est égale à la brillance  $b_\lambda$  de la flamme additionnée de la brillance de la source auxiliaire transmise à travers la flamme, c'est-à-dire :

$$b_\lambda + b_{\lambda T'} (1 - \alpha_\lambda);$$

cette brillance sera égale à la brillance  $b_{\lambda T'}$  si l'on a :

$$b_\lambda = b_{\lambda T'} \times \alpha_\lambda,$$

ce qui entraîne  $T' = T$ .

1. Phys. Zeitsch., 3, p. 187 (1902).



On réglera donc la température du corps noir auxiliaire de façon que l'interposition de la flamme ne change rien à l'équilibre du filament tare dans le pyromètre.

Pour éviter des tâtonnements, on tracera la courbe qui donne le courant tare  $i$  dans le pyromètre en fonction du courant  $I$  dans la source  $A$ , d'abord en l'absence de flamme, puis avec la flamme interposée. L'intersection des deux courbes donnera la valeur de  $i$  correspondant au réglage cherché.

Pour les flammes très chaudes, on utilisera comme source l'arc ou le soleil dont on réduira la brillance au secteur tournant ou avec un coin absorbant ; les courbes seront ici tracées en fonction de cette brillance réduite.

Si l'on opère pour diverses longueurs d'onde et si la loi de Kirchhoff est valable, on doit trouver des températures de flamme identiques. C'est bien ce qu'a fourni l'expérience<sup>1</sup>.

**144. Flammes non éclairantes. Méthode de renversement des raies.** — La méthode précédente ne peut convenir que pour les flammes éclairantes. Pour les flammes transparentes dans le spectre visible, Féry<sup>2</sup>, en 1903, a proposé la méthode élégante suivante fondée sur le principe du renversement des raies ; le dispositif de mesure est donné par la figure 78. Une lentille  $L_1$  projette encore à l'intérieur de la flamme  $F$  une image d'une source lumineuse auxiliaire  $A$  ; une seconde lentille  $L_2$  projette l'image de la source et de la flamme sur la fente d'un spectroscopie  $Sp$ . La flamme est colorée au moyen d'un sel métallique fournissant une

1. BAUER, C. R. Ac. Sc., 148, p. 908 et 1756 (1909) ; Ann. de Phys., 29, p. 372 (1913).

2. FÉRY, C. R. Ac. Sc., 13, p. 909 (1903). On trouvera dans notre *Traité de pyrométrie optique* quelques indications au sujet de la priorité de la méthode.

raie de longueur d'onde  $\lambda$  ; lorsque l'intensité de A est faible, la raie émise par la flamme se détache brillante sur le fond continu plus sombre donné par A. Lorsque l'on fait croître la brillance de A, il arrive un moment où la raie disparaît, puis réapparaît en sombre

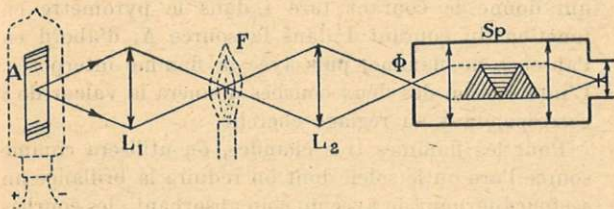


FIG. 78.

sur fond brillant. Soit  $b'_\lambda$  la brillance spectrale de A à la sortie de  $L_1$  ;  $b'_\lambda$  est constante dans une étroite région du spectre, de part et d'autre de la raie considérée. Soit  $b_\lambda$  la brillance spectrale propre de la flamme et  $\alpha_\lambda$  son facteur d'absorption ; l'image de la raie dans le spectroscopie a pour brillance :

$$b_\lambda + b'_\lambda (1 - \alpha_\lambda) ;$$

cette brillance est égale à celle  $b'_\lambda$  du fond continu voisin si l'on a :

$$b_\lambda = b'_\lambda \times \alpha_\lambda \text{ ou } \frac{b_\lambda}{\alpha_\lambda} = b'_\lambda ;$$

or  $\frac{b_\lambda}{\alpha_\lambda}$  représente, d'après la loi de Kirchhoff, la brillance du corps noir à la température des particules qui rayonnent, c'est-à-dire à la température de la flamme ; un pointé sur l'image de A, effectué au moyen d'un pyromètre monochromatique de longueur d'onde  $\lambda$ , fournira donc la température de la flamme <sup>1</sup>.

1. Comme dans la méthode précédente, une discussion simple montre que la mesure est d'autant plus précise que  $\alpha$  est plus élevée.



A condition d'opérer sur une région étroite de la flamme, la méthode fournit la même température, quelle que soit la longueur d'onde utilisée.

La méthode a été mise en œuvre récemment pour la mesure de la température des gaz dans un moteur à explosion <sup>1</sup>.

Nous donnons à la fin de l'ouvrage (Tab. XVIII, p. 221) quelques valeurs des températures de flammes ; on y trouvera également les valeurs correspondantes des températures de brillance et de couleur qu'il importe de ne pas confondre avec la température vraie <sup>2</sup>.

Pour tout ce qui concerne les mesures optiques de températures telles que celles de l'arc électrique et du soleil, nous prions le lecteur de se reporter à notre Traité de pyrométrie optique ; on trouvera à la fin du présent ouvrage (Tableau XVIII) quelques données sur les filaments de tungstène.

#### 145. Enceintes à température non uniforme. Mesures industrielles.

— Dans la plupart des cas de la pratique industrielle, la température des diverses parties d'un four n'est pas uniforme ; un pointé effectué au pyromètre optique monochromatique sur une région du four ne fournit en aucune façon la température de cette région.

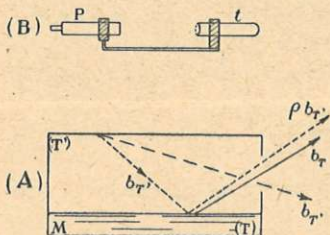


FIG. 79.

Envisageons par exemple le cas d'un four contenant un bain de métal M (fig. 79) ; une visée sur le bain

1. DONCESCU, Thèse de docteur ingénieur. Paris (1934).

2. Sur la température des flammes, voir Conférences d'Actualités scientifiques et industrielles, fascicule X (1930). Hermann. édit.



de température  $T$  fait intervenir le rayonnement propre du métal  $\epsilon_T$ , augmenté du rayonnement de la voûte  $\epsilon_T$ , réfléchi par le bain, au total (73) :  $\epsilon_0 (1 - \rho) + \epsilon_T \rho$ . Si  $\theta$  est la température lue sur l'instrument pointé sur le bain,  $S'$  celle correspondante à un pointé sur la voûte, on a (81) :

$$\epsilon_0^{\theta} = \epsilon_0^T (1 + \rho) + \epsilon_0^S \rho ; \text{ ou } e^{-\frac{C_2}{\lambda \theta}} = e^{-\frac{C_2}{T \lambda}} (1 - \rho) \rho e^{-\frac{C_2}{\lambda S}}$$

équation qui permet de calculer  $T$  si l'on connaît  $\rho$  (égal à  $1 - \epsilon_\lambda$ ).

En pratique, chaque fois qu'on le pourra, il y aura grand avantage à immerger un tube de visée dans le bain de métal et à pointer au pyromètre le fond du tube ; pour des mesures courantes, ce tube  $t$ , en silice fondue de préférence, peut être fixé rigidement au pyromètre  $P$  (fig. 79, B) et immergé pendant un temps très court. Il reste entendu qu'un tel tube, placé au sein d'un gaz, ne fournit pas la température locale (137).

## CHAPITRE XII

### ENREGISTREMENT DES TEMPÉRATURES

---

146. Enregistrement des courbes de variation de la température en fonction du temps. — La variation de la température d'un corps en fonction du temps peut être intéressante à connaître. On l'utilise, en particulier, pour définir une température de fusion ou de solidification. Dans beaucoup de cas on pourra se contenter de suivre, sur l'échelle du galvanomètre (49), le déplacement du spot lumineux en fonction du temps, en effectuant un pointé, toutes les 15 secondes par exemple.

Cette façon de faire convient bien lorsqu'il s'agit de phénomènes physiques très bien définis comme le point de fusion ou de solidification d'un corps pur, mais il n'en est pas de même pour des courbes plus compliquées, par exemple la courbe de refroidissement d'un alliage formé de deux constituants.

Il peut y avoir intérêt à tracer automatiquement de telles courbes, par exemple en enregistrant le déplacement du spot du galvanomètre, constitué ici par l'image d'un filament rectiligne incandescent vertical, sur une feuille de papier photographique entraînée par un cylindre tournant horizontal; une fente étroite horizontale limite pratiquement le spot lumineux à

## ENREGISTREMENT DES TEMPÉRATURES

un point<sup>1</sup>. Un enregistreur photographique bien construit permet l'enregistrement dans une salle éclairée.

Qu'il s'agisse de mesures visuelles ou d'enregistrements, il est important que le système mobile ait une inertie aussi faible que possible de façon à ne pas masquer les brusques variations de température ; on adoptera de préférence des galvanomètres de faible période

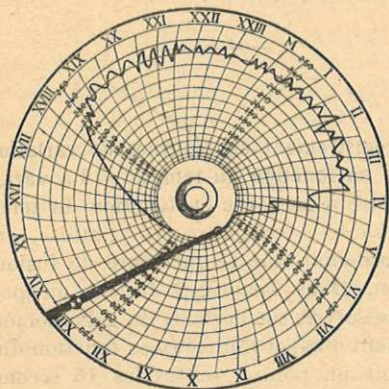


FIG. 80.

d'oscillation et amortis au voisinage de l'amortissement critique.

L'enregistrement photographique a l'avantage de n'introduire dans le tracé aucun frottement solide ; il suppose toutefois certaines complications, en particulier la nécessité d'une chambre noire pour le changement et le développement du papier photographique. Aussi chaque fois que l'on ne recherche pas une très

1. On peut contrôler la régularité de la rotation du cylindre et obtenir une échelle des temps parfaitement définie en interrompant régulièrement le faisceau au moyen d'un disque comportant 1, 2 ou 4 saillies pleines, monté sur un mouvement d'horlogerie et effectuant 1 tour par minute.



haute précision, on adoptera un galvanomètre enregistreur utilisant le tracé d'une plume sur une feuille de papier ; en vue de supprimer le frottement, tous les inscripteurs modernes sont munis d'un dispositif mécanique qui n'appuie la plume sur le papier que pendant un temps très court et à des intervalles égaux.

L'enregistrement peut ici s'effectuer sur un cylindre tournant ou sur une feuille de papier circulaire mobile autour de son centre ; les figures 66 et 80 donnent une reproduction des graphiques ainsi obtenus.

On trouvera dans les catalogues des constructeurs tous détails sur ces enregistreurs.

On trouvera également dans d'autres paragraphes (18, 28, 125, 127, 129) l'adaptation de divers thermomètres à l'enregistrement des températures.

**147. Courbes dérivées des précédentes.** — Pour mieux mettre en évidence les faibles changements d'allure dans une courbe de refroidissement ou d'échauffement, certains auteurs ont proposé de porter en abscisses, au lieu du temps  $t$ , la dérivée  $\frac{dt}{dT}$ ,  $T$  désignant la température portée en ordonnée.

A cet effet, dans les mesures directes, on détermine les temps successifs  $\Delta t$  nécessaires pour que la température varie d'une quantité donnée. Dans ce but on peut utiliser deux chronomètres ; l'un est arrêté, l'autre mis en marche au moment où le spot s'est déplacé sur l'échelle du nombre de divisions fixé.

Si l'on a obtenu par enregistrement la courbe  $T$  en fonction du temps, on pourra obtenir la courbe dérivée en déterminant graphiquement la pente de la tangente en chaque point de la courbe initiale.

**148. Méthode différentielle.** — Lorsqu'on se propos





de déceler de très faibles anomalies thermiques au sein d'une substance, il y a avantage à utiliser la méthode différentielle dont le schéma est reproduit sur la figure 81 B. L'échantillon à étudier  $E_1$  est placé dans le four au voisinage immédiat d'un autre échantillon  $E_2$  sans anomalie thermique ; si  $E_1$  n'est le siège d'aucun phénomène thermique interne, les deux échantillons auront même loi de refroidissement et par suite même température ; si  $E_1$  possède, à une température donnée, un point de transformation, il apparaîtra entre les échantillons une différence de température  $\Delta T$  que l'on mesurera au

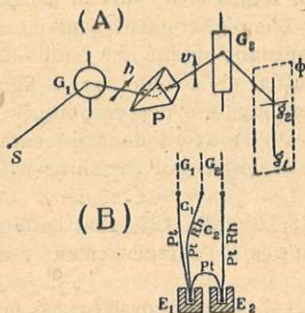


FIG. 81.

moyen du couple différentiel  $C_2$  relié au galvanomètre sensible  $G_2$  ; la température  $T$  de l'échantillon  $E_1$  sera à tout instant fournie par le couple  $C_1$  et mesurée au potentiomètre ou, à défaut, au moyen d'un second galvanomètre  $G_1$ .

On peut obtenir un tracé photographique de la courbe  $T$ ,  $\Delta T$  au moyen d'une disposition indiquée par Saladin et Le Chatelier (fig. 81 A). Un rayon lumineux tombe horizontalement et obliquement sur le miroir du galvanomètre  $G_1$ , et après réflexion rencontre un prisme à réflexion totale  $P$  dont la face hypoténuse est à  $45^\circ$  du plan horizontal. On sait qu'un tel prisme transforme le déplacement horizontal  $h$  du faisceau en un déplacement vertical  $v$  ; après réflexion sur ce prisme, le rayon tombe sur le miroir de  $G_2$  allongé verticalement, puis vient impressionner une

plaque photographique  $\Phi$  immobile et verticale <sup>1</sup>. La rotation de  $G_2$  se traduit par un déplacement horizontal  $g_2$  du spot, celle de  $G_1$  par un déplacement vertical  $g_1$  ; on aura verticalement les températures de l'échantillon, horizontalement les différences  $\Delta T$ .

Il apparaît immédiatement que la méthode différentielle ci-dessus a pour avantage de permettre, grâce au galvanomètre sensible  $G_2$ , de déceler de très faibles phénomènes thermiques que ne pourraient mettre en évidence des mesures effectuées sur  $G_1$ , dont la sensibilité doit être nécessairement réduite pour permettre d'explorer un grand intervalle de températures.

**149. Enregistrement de la variation d'un phénomène physique en fonction de la température.** — On a fréquemment besoin de tracer la courbe de variation d'une grandeur physique (tension de vapeur d'un corps pur, force électromotrice d'un couple, dilatation d'un corps solide,...) en fonction de la température. On peut évidemment tracer cette courbe par points en effectuant parallèlement une mesure de la grandeur à étudier et une mesure de la température.

Dans certains cas il est commode d'avoir un tracé direct de cette courbe. A cet effet on utilisera le dispositif optique indiqué au paragraphe précédent (fig. 81 A) ; l'un des miroirs traduira par sa rotation le phénomène à étudier, l'autre sera monté sur un galvanomètre aux bornes duquel on branchera le couple thermoélectrique destiné à fournir la température. S'il s'agit par exemple de tracer la courbe des tensions de vapeur d'un liquide, le premier miroir sera monté sur un manomètre à déformation élastique dans lequel s'exercera la tension de vapeur.

1.  $G_1$ , P et  $G_2$  sont sensiblement dans le plan de figure, S et  $\Phi$  sont en avant ; les miroirs  $G_1$  et  $G_2$  sont inclinés à environ  $45^\circ$  du plan de figure.

On peut, pour obtenir l'échelle des températures, remplacer l'ensemble couple-galvanomètre par un pyromètre à dilatation (127, fig. 64 a) dans lequel on fixera un miroir au bras de levier L.

Chenevard a fait un très large usage de cette dernière disposition, en particulier pour l'étude des f.e.m. thermoélectriques de divers alliages. Signalons également son pyromètre double enregistreur fonctionnant en réalité comme dilatomètre différentiel et permettant l'étude et le contrôle des anomalies thermiques d'alliages divers. Le schéma en est donné par la

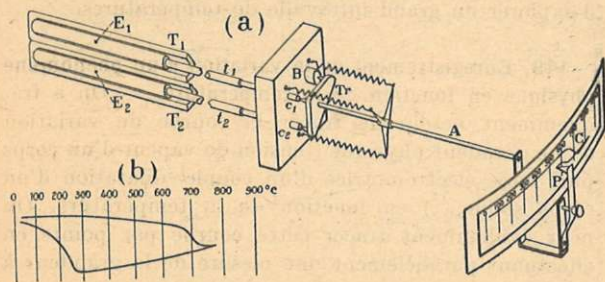


FIG. 82.

figure 82 dans laquelle  $E_1$  et  $E_2$  représentent respectivement un barreau de pyros à dilatation régulière (127) et un barreau de l'alliage à étudier. Un triangle  $Tr$  s'appuie par trois points sur un siège fixe  $B$  et sur les extrémités  $c_1$  et  $c_2$  des tiges prolongeant  $E_1$  et  $E_2$ . La dilatation du barreau de pyros entraîne un déplacement horizontal de la pointe inscriptrice  $P$  et fournit ainsi la température ; la différence de dilatation des deux barreaux se traduit par un déplacement vertical. La figure 82 (b) donne l'aspect de la courbe obtenue avec un acier nickel-chrome à 0,2 % C, 4 % Ni et 1,5 % Cr.

150. Dispositif d'enregistrement des variations thermiques rapides. — Dans certains cas particuliers, on est amené à étudier un phénomène thermique très rapide, par exemple l'échauffement adiabatique d'un gaz comprimé brusquement (mesure des chaleurs spécifiques des gaz, moteur à explosion). Dans ce cas, il importe de réduire le plus possible l'inertie du thermomètre, ainsi que celle de l'appareil d'enregistrement. On utilisera, à cet effet, un montage de pont (39) dans lequel le thermomètre à résistance utilisé sera fait d'un fil fin, ou mieux d'un ruban de platine de quelques  $\mu$  d'épaisseur, réparti dans tout le volume du gaz.

Le galvanomètre doit avoir une très faible inertie. On adopte dans ce cas un galvanomètre à corde (fig. 83),

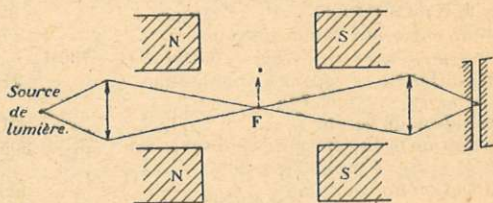


FIG. 83.

constitué par un fil très fin F qui, sous l'action d'un électro-aimant, se déplace perpendiculairement au champ sous l'influence du courant qui le traverse. L'image de ce fil est enregistrée sur un film mobile, se déplaçant perpendiculairement au plan de figure, en arrière d'une fente fixe perpendiculaire au fil.

L'appareil est étalonné en comprimant dans le récipient un gaz dont les propriétés thermiques sont très bien connues (argon).

TABLEAU XIV. — Principales températures repères (en °C)

(Les températures en caractères italiques correspondent aux points fixes internationaux).

Substances	Température d'ébullition normale	Point triple	Point critique
Hélium . . . . .	— 268,90	< — 272,2	— 267,90
Hydrogène . . . . .	— 252,76	— 259,18	— 239,91
Néon . . . . .	— 245,92	— 248,67	— 228,71
Azote . . . . .	— 195,80	— 209,86	— 147,13
Argon . . . . .	— 185,66	— 189,19	— 122,44
Oxygène . . . . .	— 182,97	— 218,4	— 118,82
Équilibre entre oxygène liquide et gazeux . . . . .	— 182,97		
$t_p = t_{760} + 0,0126 (p-760) - 0,0000085 (p-760)^2$			
Équilibre entre CO <sup>2</sup> solide et gazeux . . . . .	— 78,5		
$t_p = t_{760} + 0,01595 (p-760) - 0,000011 (p-760)^2$			
Solidification de Hg. . . . .	— 38,87		
Température de fusion de la glace . . . . .	0,00		
Transition de SO <sup>4</sup> Na <sup>2</sup> . . . . .	+ 32,38		
Équilibre entre eau liquide et vapeur . . . . .	100,00		
$t_p = t_{760} + 0,0368 (p-760) - 0,000020 (p-760)^2$			
Condensation de la vapeur de naphtaline . . . . .	217,96		
$t_p = t_{760} + 0,058 (p-760)$			
Solidification de l'étain . . . . .	231,85		
Condensation de la vapeur de benzophénone. . . . .	305,9		
$t_p = t_{760} + 0,063 (p-760)$			
Solidification du cadmium . . . . .	320,9		
— plomb . . . . .	327,3		
— zinc . . . . .	419,45		
Ébullition du soufre. . . . .	444,60		
$t_p = t_{760} + 0,0909 (p-760) - 0,000048 (p-760)^2$			
Solidification de l'antimoine . . . . .	630,5		
— l'aluminium . . . . .	660,0		
— l'argent. . . . .	960,5		
— l'or . . . . .	1 063,0		
— cuivre (atmosphère réductrice) . . . . .	1 083		
— nickel . . . . .	1 455		
— palladium. . . . .	1 555 ± 1		
— platine . . . . .	1 773 ± 1		
— rhodium . . . . .	1 966 ± 3		
— iridium . . . . .	2 454 ± 3		
Fusion du molybdène . . . . .	2 620 ± 20		
— tantale. . . . .	3 030 ± 20		
— tungstène . . . . .	3 380 ± 30		



TABLEAU XV. — Pouvoirs émissifs monochromatiques ( $\epsilon_\lambda$ ) des métaux et corps usuels (pour  $\lambda = 0,36 \mu$ ) à diverses températures vraies ( $^{\circ}\text{C}$ ).

Corps	Températures ( $^{\circ}\text{C}$ )	$\epsilon_\lambda$
Argent solide . . . . .		0,05
— liquide . . . . .		0,07
Chrome . . . . .		0,39
Cobalt . . . . .		0,36
Cuivre solide . . . . .		0,11
Cuivre liquide . . . . .	1 100	0,15
— . . . . .	1 200	0,13
Fer solide . . . . .	1 050	0,39
— . . . . .	1 530	0,36
Fer liquide . . . . .	1 535	0,36
Iridium . . . . .		0,30
Manganèse . . . . .		0,59
Molybdène . . . . .	1 000	0,40
— . . . . .	2 000	0,36
— . . . . .	2 500	0,33
Nickel . . . . .		0,37
Or solide . . . . .		0,14
— liquide . . . . .		0,22
Palladium solide . . . . .		0,33
— liquide . . . . .		0,37
Platine solide . . . . .		0,31
— liquide . . . . .		0,35
Rhodium . . . . .		0,29
Tantale . . . . .	1 000	0,44
Tantale . . . . .	2 900	0,38
Thorium . . . . .		0,36
Tungstène . . . . .	1 000	0,45
— . . . . .	2 000	0,43
— . . . . .	3 400	0,40
Carbone (graphite) . . . . .	1 000	0,90
— . . . . .	2 000	0,85
— . . . . .	3 000	0,81
Acier fondu (moyenne) . . . . .		0,40
Cupronickel fondu (55/45) . . . . .		0,28
Nichrome . . . . .	600	0,95
— . . . . .	1 200	0,80
Oxyde de cuivre . . . . .	1 000	0,80
— . . . . .	1 100	0,60

TABLEAUX NUMÉRIQUES

Corps	Températures (°C)	
Oxyde de fer. . . . .	800	0,08
— . . . . .	1 200	0,92
Oxyde de nickel . . . . .	800	0,96
— . . . . .	1 300	0,85
— . . . . . fondu . . . . .		0,68
Al <sup>2</sup> O <sup>3</sup> . . . . .	900	0,20
— . . . . .	1 700	0,40
MgO . . . . .	900	0,20
— . . . . .	1 700	0,45
ThO <sup>2</sup> . . . . .	900 à 1 700	0,40 <sup>1</sup>
TiO <sup>2</sup> . . . . .		0,52
ZrO <sup>2</sup> . . . . .	1 300 à 1 500	0,16
Porcelaines et briques . . . . .	0,25 à	0,50
Laitiers industriels (moyenne) . . . . .		0,65

1. Dépend beaucoup de la nature de la flamme.



TABLEAU XV. — Pouvoirs émissifs monochromatiques ( $\epsilon_\lambda$ ) des métaux et corps usuels (pour  $\lambda = 0,36 \mu$ ) à diverses températures vraies ( $^{\circ}\text{C}$ ).

Corps	Températures ( $^{\circ}\text{C}$ )	$\epsilon_\lambda$
Argent solide . . . . .		0,05
— liquide . . . . .		0,07
Chrome . . . . .		0,39
Cobalt . . . . .		0,36
Cuivre solide . . . . .		0,11
Cuivre liquide . . . . .	1 100	0,15
— . . . . .	1 200	0,13
Fer solide . . . . .	1 050	0,39
— . . . . .	1 530	0,36
Fer liquide . . . . .	1 535	0,36
Iridium . . . . .		0,30
Manganèse . . . . .		0,59
Molybdène . . . . .	1 000	0,40
— . . . . .	2 000	0,36
— . . . . .	2 500	0,33
Nickel . . . . .		0,37
Or solide . . . . .		0,14
— liquide . . . . .		0,22
Palladium solide . . . . .		0,33
— liquide . . . . .		0,37
Platine solide . . . . .		0,31
— liquide . . . . .		0,35
Rhodium . . . . .		0,29
Tantale . . . . .	1 000	0,44
Tantale . . . . .	2 900	0,38
Thorium . . . . .		0,36
Tungstène . . . . .	1 000	0,45
— . . . . .	2 000	0,43
— . . . . .	3 400	0,40
Carbone (graphite) . . . . .	1 000	0,90
— . . . . .	2 000	0,85
— . . . . .	3 000	0,81
Acier fondu (moyenne) . . . . .		0,40
Cupronickel fondu (55/45) . . . . .		0,28
Nichrome . . . . .	600	0,95
— . . . . .	1 200	0,80
Oxyde de cuivre . . . . .	1 000	0,80
— . . . . .	1 100	0,60



TABLEAUX NUMÉRIQUES

Corps	Températures	
	(°C)	
Oxyde de fer. . . . .	800	0,08
— . . . . .	1 200	0,32
Oxyde de nickel . . . . .	800	0,08
— . . . . .	1 300	0,85
— . . . . . fondu . . . . .		0,08
Al <sup>2</sup> O <sup>3</sup> . . . . .	900	0,20
— . . . . .	1 700	0,40
MgO . . . . .	900	0,20
— . . . . .	1 700	0,45
ThO <sup>2</sup> . . . . .	900 à 1 700	0,40 <sup>1</sup>
TiO <sup>2</sup> . . . . .		0,52
ZrO <sup>2</sup> . . . . .	1 300 à 1 500	0,16
Porcelaines et briques . . . . .	0,25 à	0,50
Laitiers industriels (moyenne) . . . . .		0,65



1. Dépend beaucoup de la nature de la flamme.

TABLEAU XVI. — Pouvoirs émissifs totaux des métaux et oxydes usuels à diverses températures vraies (°C).

Corps	Températures (°C)	$\epsilon_t$
Carbone. . . . .	1 000 à 1 500	0,52
Argent . . . . .	1 000	0,035
Fer. . . . .	1 000	0,08
— . . . . .	1 400	0,13
Molybdène poli. . . . .	1 000	0,13
— . . . . .	1 500	0,19
— . . . . .	2 600	0,29
Nickel poli . . . . .	1 000	0,056
— . . . . .	1 400	0,069
Platine . . . . .	1 000	0,13
— . . . . .	1 500	0,17
Tantale . . . . .	1 300	0,19
— . . . . .	2 000	0,26
— . . . . .	2 500	0,30
Tungstène poli . . . . .	1 000	0,15
— . . . . .	1 500	0,23
— . . . . .	3 000	0,34
Cuivre fondu. . . . .	1 100	0,15
— . . . . .	1 300	0,13
Fonte en fusion . . . . .	1 300	0,29
Oxyde de cuivre . . . . .	800	0,66
— . . . . .	1 100	0,54
Oxyde de fer. . . . .	500	0,85
— . . . . .	1 200	0,89
Oxyde de nickel . . . . .	600	0,54
— . . . . .	1 300	0,87
Chaux . . . . .	800	0,11
— . . . . .	1 700	0,14 <sup>1</sup>
Magnésie . . . . .	800	0,26
— . . . . .	1 700	0,18
Thorine . . . . .	800	0,22
— . . . . .	1 700	0,24 <sup>1</sup>
Zircone . . . . .	800	0,52
— . . . . .	1 700	0,43

1. En flamme réductrice ces valeurs sont environ deux fois plus faibles. Les objets et revêtements usuels, même blancs (papier blanc mat, plâtre, peintures) ont des pouvoirs émissifs totaux compris, à basse température, entre 0,90 et 0,98.

TABLEAU XVII. — Table de référence du couple Pt — 90 Pt, 10 Rh. (Valables pour un couple qui, au point de fusion de l'or, possède une f.e.m. égale à 10 300  $\mu$ V). Bur. Stand. J. Research. 10 (1933), p. 280.

E / Mi-cro-volts	0	1 000	2 000	3 000	4 000	5 000	6 000	7 000	8 000
0	0	146,9	265,0	373,7	477,7	578,1	675,3	769,5	861,0
100	17,7	159,4	276,2	384,2	487,9	588,0	684,8	778,8	870,0
200	34,4	171,7	287,3	394,7	498,1	597,8	694,3	788,0	879,0
300	50,2	183,8	298,3	405,2	508,2	607,6	703,8	797,2	888,0
400	65,4	195,8	309,3	415,7	518,3	617,4	713,3	806,4	897,0
500	80,0	207,6	320,2	426,1	528,4	627,1	722,7	815,6	905,9
600	94,1	219,3	331,0	436,5	538,4	636,8	732,1	824,7	914,8
700	107,8	230,9	341,7	446,8	548,4	646,5	741,5	833,8	923,7
800	121,1	242,4	352,4	457,1	558,3	656,1	750,9	842,9	932,6
900	134,1	253,7	363,1	467,4	568,2	665,7	760,2	852,0	941,4
1 000	146,9	265,0	373,7	477,7	578,1	675,3	769,5	861,0	950,2

TABLEAUX NUMÉRIQUES



E Mi-cro-volts	9 000	10 000	11 000	12 000	13 000	14 000	15 000	16 000	17 000
0	950,2	1 037,2	1 122,3	1 206,4	1 290,0	1 373,8	1 458,0	1 542,6	1 627,8
100	959,0	1 045,8	1 130,8	1 214,7	1 298,3	1 382,2	1 466,4	1 551,1	1 636,4
200	967,8	1 054,4	1 139,2	1 223,1	1 306,7	1 390,6	1 474,8	1 559,6	1 644,9
300	976,5	1 062,9	1 147,6	1 231,4	1 315,1	1 399,0	1 483,3	1 568,1	1 653,5
400	985,3	1 071,5	1 156,0	1 239,8	1 323,5	1 407,4	1 491,8	1 576,6	1 662,1
500	994,0	1 080,0	1 164,4	1 248,2	1 331,8	1 415,8	1 500,2	1 585,1	1 670,7
600	1 002,7	1 088,5	1 172,8	1 256,5	1 340,2	1 424,2	1 508,7	1 593,7	1 679,3
700	1 011,3	1 097,0	1 181,2	1 264,9	1 348,6	1 432,7	1 517,2	1 602,2	1 687,9
800	1 020,0	1 105,4	1 189,6	1 273,2	1 357,0	1 441,1	1 525,6	1 610,7	1 696,5
900	1 028,6	1 113,9	1 198,0	1 281,6	1 365,4	1 449,5	1 534,1	1 619,3	1 705,1
1 000	1 037,2	1 122,3	1 206,4	1 290,0	1 373,8	1 458,0	1 542,6	1 627,8	1 713,7

TABLEAUX NUMÉRIQUES

TABLEAU XVIII. — Températures de quelques sources ou corps incandescents ( $^{\circ}\text{C}$ ).



	T vraie	$\xi_{\lambda}(0,66\mu)$	$T_R$	$T_c$
Tungstène .....	700	666	280	705
	1 500	1 384	954	1 525
	2 000	1 809	1 590	2 050
	2 500	2 215	1 815	2 580
	3 000	2 605	2 240	3 120
Cratère de l'Arc à charbon .	3 500	3 470		
Soleil (centre) (à la surface de la terre, au zénith) ...		6 100		
Flamme Hefner (centre) ...	1 400	1 220	590	1 565
Flamme acétylène (étalon Kodak) .....		1 455		2 100
Bougie (centre) .....			605	1 650
Chalumeau $\text{H}^2 + \frac{1}{2} \text{O}^2$ ...	2 750			
— $\text{C}^2\text{H}^2 + \text{O}^2$ ....	3 100			
Brûleur Meker soufflé avec gaz de ville .....	1 840			
Brûleur Meker soufflé avec préchauffage de l'air à $1\ 000^{\circ}\text{C}$ .....	2 200			

TABLEAU XIX. — Températures de fusion de quelques réfractaires ( $^{\circ}\text{C}$ ).

$\text{SiO}^2$ (cristobalite)	1 728	$\text{ThO}^2$	$> 3\ 000$
$\text{SiO}^2$ (tridymite) .	1 670	Carbure WC	2 800 (*)
$\text{Al}^2\text{O}^3$ .....	2 050	TiC	3 200 (*)
CaO .....	2 570	ZrC	3 500 (*)
MgO .....	2 800	TaC	3 800 (*)
ZrO <sup>2</sup> .....	2 900 (?)		

(\*) se dissocient avant la fusion.

## BIBLIOGRAPHIE SOMMAIRE

---

- LE CHATELIER et BOUDOUARD. *Mesure des températures élevées*. Paris, 1900 (Épuisé).
- BURGESS et LE CHATELIER. *The measurement of high temperatures*, 1911 (Épuisé); traduction allemande, Leithäuser, 1913.
- HENNING. *Grundlagen, methoden und ergebnisse der temperaturmessung*. Braunschweig, 1915.
- FOOTE, FAIRCHILD et HARRISON. *Pyrometric practice. Technologic paper of the Bureau of Standards*, N° 170, 1921.
- Handbuch der physik. Vol. IX. HENNING. *Temperaturmessung*, pages 521 à 610. Berlin, 1926.
- G. RIBAUD. *Traité de pyrométrie optique*. Revue d'Optique, éditeur. Paris, 1931.
-

## TABLE DES MATIÈRES

---



	Pages
AVANT-PROPOS . . . . .	5
CHAPITRE PREMIER. — Échelles thermométriques	7
CHAPITRE II. — Thermomètre à gaz. . . . .	20
CHAPITRE III. — Thermomètres à tension de vapeur saturante. — Ther- momètres à dilatation de liquide . . . . .	37
CHAPITRE IV. — Thermomètre à résistance de platine. — Thermomètres à résistance métallique . . .	60
CHAPITRE V. — Couples thermo-électriques. .	80
CHAPITRE VI. — Grandeurs relatives au rayon- nement. — Propriétés opti- ques des corps. — Loi de Kirchoff. . . . .	106
CHAPITRE VII. — Loi du rayonnement du corps noir et des corps incandescents.	119
CHAPITRE VIII. — Pyromètre à disparition de filament. . . . .	133

CHAPITRE	IX. — Pyromètres à radiation totale.	155
CHAPITRE	X. — Pyromètres à dilatation. — Pyromètres à écoulement de gaz. — Principe de quelques méthodes de mesure des températures. — Repères pyrométriques . . . . .	176
CHAPITRE	XI. — Erreurs de conductibilité et de rayonnement. — Mesures des températures de surfaces et des températures des gaz (flammes) . . . . .	188
CHAPITRE	XII. — Enregistrement des tempé- ratures . . . . .	208
TABLEAUX	NUMÉRIQUES . . . . .	215
BIBLIOGRAPHIE	SOMMAIRE . . . . .	222





11  
90

DES TEMPERATURES

|| ARRANGEMENT ||

