

**COMITÉ CONSULTATIF DE THERMOMÉTRIE**

**SESSION DE 1932.**

---

**PROCÈS-VERBAUX DES SÉANCES,**

**RAPPORT ET ANNEXES.**



---

**PRÉSIDENT**

**du Comité International des Poids et Mesures :**

**M. J. E. SEARS.**

---

**Liste des Membres**

**DU**

**COMITÉ CONSULTATIF DE THERMOMÉTRIE.**

---

*Président par intérim :*

**M. G. RIBAUD**, Professeur à la Faculté des Sciences, *Paris*.

*Membres et experts :*

Pour la Physikalisch-Technische Bundesanstalt, *Braunschweig* : M. le Dr H. MOSER, Directeur de l'Abteilung III de la Bundesanstalt. *Expert* : M. le Dr W. HEUSE, ancien Membre du Deutsches Amt für Mass und Gewicht.

Pour le National Bureau of Standards, *Washington* : M. le Dr H. F. STIMSON, Physicien au National Bureau of Standards. *Expert* : M. le Dr R. E. WILSON, Membre du National Bureau of Standards.

Pour le National Physical Laboratory, *Teddington* :  
M. J. A. HALL, Senior Principal Scientific Officer au  
National Physical Laboratory. *Expert* : M. C. R. BAR-  
BER, Principal Scientific Officer de ce Laboratoire.

Pour le Conservatoire National des Arts et Métiers, *Paris* :  
M. G. RIBAUD, Professeur à la Faculté des Sciences.  
*Expert* : M. G. A. BOUTRY, Professeur au Conserva-  
toire National des Arts et Métiers.

Pour le Central Inspection Institute of Weights and  
Measures, *Tokyo* : M. le Dr R. YONEDA, Membre de  
cet Institut.

Pour l'Institut de Métrologie de l'U. R. S. S., *Moscou* :  
M. le Prof. A. C. KOLOSOV, Professeur à l'Institut de  
Métrologie. *Expert* : M. V. D. ALESSINE, Directeur  
de l'Institut de Métrologie.

M. le Prof. E. PERUCCA, Directeur de l'École Polytech-  
nique, *Turin*.

M. le Prof. J. TIMMERMANS, Secrétaire du Bureau des Éta-  
lons physico-chimiques, *Boitsfort-lez-Bruxelles*.

M. le Prof. W. SWIETOSLAWSKI, Président de la Commis-  
sion des Données physico-chimiques de l'Union  
Internationale de Chimie, *Varsovie*.

M. CH. VOLET, Directeur du Bureau International des  
Poids et Mesures, *Sèvres*.

*Invités :*

M. P. N. AGALETZKI, Chef de Laboratoire à l'Institut de  
Métrologie, *Moscou*.

M. G. BOZZA, Directeur de l'Institut de Physique tech-  
nique, École Polytechnique, *Milan*.

M. le Dr H. van DIJK, Conservateur pour la Thermométrie au Kamerlingh Onnes Laboratorium, *Leiden*.

M. le Dr Y. NAKAJI, Associate Director, Electrotechnical Laboratory, *Tokyo*.

MM. A. BONHOUR et J. TERRIEN, Adjoints du Bureau International des Poids et Mesures, *Sèvres*.

MM. H. MOREAU et M. GAUTIER, Assistants du Bureau International des Poids et Mesures, *Sèvres*.

## ORDRE DU JOUR

DE LA

SESSION.

---

1. Nomination d'un Secrétaire et d'un Rapporteur.
  2. Rapports distribués.
  3. Extension de l'Échelle internationale vers des températures plus basses.
  4. Température d'ébullition de l'hydrogène.
  5. Température de fusion de la glace dans l'échelle Kelvin.
  6. Point du soufre.
  7. Point de l'or.
  8. La constante  $C_2$ .
  9. Extension du domaine de la pyrométrie vers des températures plus basses.
  10. Travaux souhaitables.
  11. Perfectionnement des techniques thermométriques.
  12. Température des points secondaires. Acide benzoïque.
  13. L'unité à cohérence dimensionnelle de la température. Proposition de M. Avcin.
  14. Suggestions en vue de la révision du Règlement du Comité Consultatif (le Règlement actuel figure dans les *Procès-Verbaux du Comité International des Poids et Mesures*, 1937, p. 79).
  15. Questions diverses.
-

COMITÉ CONSULTATIF DE THERMOMÉTRIE.

---

SESSION DE 1952

---

PROCÈS-VERBAL

DE LA PREMIÈRE SÉANCE,

TENUE AU BUREAU INTERNATIONAL.

Lundi 23 juin 1952.

PRÉSIDENCE DE M. G. RIBAUD.

---

La séance est ouverte à 15<sup>h</sup> 10<sup>m</sup>.

Sont présents : MM. ALESSINE, BARBER, BOUTRY, HALL, KOLOSOV, MOSER, PERUCCA, RIBAUD, STIMSON, TIMMERMANS, VOLET, WILSON, Membres du Comité Consultatif et experts.

Assistent à la séance : MM. AGALETZKI, VAN DIJK, NAKAJI, BONHOURE, TERRIEN, MOREAU, GAUTIER, invités.

M. VOLET souhaite la bienvenue aux savants qui ont quitté leurs travaux pour assister à cette troisième session du Comité Consultatif de Thermométrie. Il transmet au Comité les cordiales salutations de M. SEARS, Président du Comité International des Poids et Mesures, et les vœux qu'il forme pour le succès des travaux.

Le Président de ce Comité Consultatif était jusqu'ici M. de HAAS; mais ce dernier a démissionné et n'a pas encore été remplacé par le Comité International. Dans ces circonstances, M. SEARS a prié M. RIBAUD d'assumer les fonctions de Président *ad intérim* pour cette session. M. RIBAUD, qui a bien voulu accepter cette mission, s'en déclare très honoré.

M. HEUSE s'est excusé de n'avoir pu venir. M. NAKAJI, désigné par le Central Inspection Institute of Weights and Measures pour assister à la session à la place de M. YONEDA empêché, est invité. M. BOZZA s'est également excusé. M. SWIETOSLAWSKI n'a pas répondu à notre convocation.

Le quorum prévu par le Règlement étant atteint, M. le PRÉSIDENT ouvre la séance. Sur la proposition de M. VOLET, M. BONHOUR est désigné comme Secrétaire pour la rédaction des Procès-Verbaux, et M. HALL comme Rapporteur pour l'établissement du compte rendu à présenter au Comité International. Ces nominations sont prononcées à l'unanimité.

M. VOLET signale que parmi les rapports qui ont été reçus, certains étaient rédigés en langue étrangère et ont été traduits; il demande aux intéressés si ces traductions peuvent être publiées telles qu'elles ont été distribuées. D'autres rapports ont été adressés en français et M. VOLET émet le vœu qu'à l'avenir les documents de la langue originale soient également envoyés afin de pouvoir lever le doute d'interprétation qui surgit dans certains cas. A la fin de la session, le Comité aura à décider quels sont parmi ces documents ceux qui devront être publiés en annexes aux Procès-Verbaux.

M. le PRÉSIDENT propose d'examiner d'abord la question du Règlement des Comités Consultatifs. M. VOLET suggère



que le nombre des Membres du Comité Consultatif ne soit pas limité à 10, car il lui semble qu'il serait désirable d'augmenter le nombre des laboratoires représentés *ex officio* sans pour cela diminuer le nombre des Membres appelés « spécialistes ».

M. BOUTRY estime qu'un Règlement devrait stipuler que le Directeur du Bureau International fait partie obligatoirement de toutes les Commissions en relation avec le Comité International. M. le PRÉSIDENT constate que ces suggestions reçoivent l'assentiment unanime.

L'Ordre du Jour appelle ensuite la question de l'extension de l'Échelle Internationale vers des températures plus basses; M. le Président demande à M. VAN DIJK d'exposer brièvement le rapport publié en annexe à la page T 37.

M. RIBAUD demande s'il y a depuis 1948 des faits nouveaux qui justifieraient le changement du point de l'oxygène.

M. VOLET déclare qu'au préalable on devrait envisager s'il est désirable de modifier l'Échelle Internationale de Température à chaque réunion. Il faut assurer une certaine continuité et l'on pourrait même conserver toujours la même Échelle en publiant périodiquement les écarts entre cette échelle et l'échelle thermodynamique. La première proposition du Comité Consultatif pourrait bien être de ne rien changer avant 1954. M. HALL partage cet avis et pense qu'il serait même exagéré d'effectuer des retouches tous les six ans; seules les recommandations devraient être révisées.

MM. MOSER, KOLOSsov et VAN DIJK sont également d'accord pour que l'on ne change pas la température adoptée pour le point d'ébullition de l'oxygène — 182,970°C.

M. TIMMERMANS rappelle que la Commission Internationale des Poids Atomiques, sans changer les valeurs des poids atomiques, établit périodiquement une revue des principaux travaux permettant de se faire une idée des valeurs les plus probables. Une procédure analogue pourrait être adoptée en thermométrie. M. VOLET demande en conséquence que le Bureau International reçoive les documents nécessaires pour une telle mise au point. Celle-ci serait publiée tous les deux ans à l'occasion de chaque réunion du Comité International. M. VAN DIJK signale que le point de l'oxygène choisi est probablement trop élevé d'environ 0,02 degré d'après des résultats nouveaux des laboratoires de Leyde et du Pennsylvania State College. D'autre part, la pente de la courbe d'interpolation de l'Échelle Internationale de Température n'est sans doute pas correcte au voisinage du point de l'oxygène, mais on ne sait pas bien encore comment la corriger.

M. le PRÉSIDENT ouvre la discussion sur la question de la température d'ébullition de l'hydrogène au sujet de laquelle plusieurs intéressants rapports ont été présentés et il invite M. KOLOSsov à exposer les travaux qui ont été effectués dans son pays. M. KOLOSsov résume le document publié en annexe (p. T 30). M. RIBAUD donne ensuite la parole à M. VAN DIJK, qui fait part des résultats du Kamerlingh Onnes Laboratorium relatifs au point d'ébullition de l'hydrogène et qui sont développés dans le memorandum publié en annexe (p. T 43).

M. VOLET demande si le point d'ébullition de l'hydrogène doit être un point fixe primaire ou secondaire dans l'extension prévue de l'Échelle Internationale.

M. HALL répond qu'il faut en premier lieu assurer la valeur du point de l'hydrogène dans l'échelle thermodynamique, puisque l'Échelle Internationale doit se rappro-

cher autant que possible de l'échelle thermodynamique, puis chercher les moyens techniques d'interpolation. Sur ce dernier point des travaux sont prévus au National Physical Laboratory.

M. le PRÉSIDENT demande ensuite si le Comité est d'accord pour fixer la température du point d'ébullition de l'hydrogène comme point fixe primaire. M. VAN DIJK résume les résultats obtenus jusqu'ici; l'accord est excellent sur la *température absolue* de ce point fixe. Cette température serait d'après Berlin 20,381°K, d'après Leyde 20,382°K, ces deux températures étant rapportées au point de fusion de la glace au moyen du thermomètre à gaz. Les résultats du National Bureau of Standards donneraient 20,382°K. et ceux de l'U. R. S. S. 20,374°K, si l'on tient compte du fait qu'ils ont été obtenus par rapport au point d'ébullition de l'oxygène et que ce point doit être corrigé selon les meilleures données actuelles. La moyenne serait donc 20,380°K pour l'hydrogène de composition normale. Il serait préférable d'adopter la température d'ébullition de l'hydrogène en équilibre, qui est inférieure à la précédente de 0,116 degré. On aboutit finalement à la température moyenne de l'hydrogène en équilibre de  $20^{\circ},265 \pm 0,005$  deg.

Mais les difficultés surviendront lorsqu'on voudra fixer cette température dans l'échelle Celsius, car il faudra choisir la valeur de  $T_0$ , point de fusion de la glace, et cette question n'est pas encore résolue. M. MOSER est d'accord avec les Laboratoires de Leyde et de l'U. R. S. S. sur la valeur de 20,38°K, et voudrait ne conserver que deux décimales.

Au sujet du rapport présenté par l'U. R. S. S., M. TIMMERMANS fait remarquer que le mémoire original n'est pas accessible à la plupart des délégués et souligne l'import-

tance qu'il y aurait pour les uns comme pour les autres à ce que les publications de l'U. R. S. S. puissent être reçues par tous les intéressés. M. KOLOSsov promet de les faire parvenir <sup>(1)</sup>.

M. STIMSON déclare être d'accord avec la délégation soviétique pour ajourner à 1954 toute décision sur la température d'ébullition de l'hydrogène; car il conviendrait d'abord de se mettre d'accord sur les températures de fusion de la glace et d'ébullition de l'oxygène et pouvoir étudier en détail le mémoire soviétique. Sur une remarque de M. VAN DIJK concernant l'utilité d'avoir dès maintenant une valeur de la température d'ébullition de l'hydrogène, M. HALL déclare qu'il n'est pas utile de fixer cette température d'une façon formelle pour l'Échelle Internationale et que les Procès-Verbaux donneront aux intéressés la possibilité de connaître les détails de la question.

M. BOUTRY fait remarquer que l'on va adopter un point fixe avec un corps qui n'est pas bien défini et M. le Président demande si l'on choisira l'hydrogène en équilibre ou l'hydrogène de composition normale en ortho et parahydrogène. M. HALL dit que la raison d'être de cette session est surtout de poser des questions, les décisions étant réservées à la session de 1954.

M. VOLET demande ensuite quels seront les moyens d'interpolation dans cette région de l'Échelle. M. VAN DIJK résume un travail en cours sur l'utilisation du thermomètre à résistance au-dessous du point d'ébullition de l'oxygène; il espère rédiger prochainement un memorandum sur ce sujet. M. le PRÉSIDENT lui demande de l'envoyer assez tôt

---

(1) Ce document constitue l'Annexe T 2, p. T 32.

pour qu'il puisse être publié en annexe dans les Procès-Verbaux.

A propos de l'extension de l'Échelle Internationale vers les basses températures, M. HALL attire l'attention sur une échelle non officielle mais d'usage international, qui a été établie par le Mond Laboratory à Cambridge en collaboration avec le Laboratoire Kamerlingh Onnes de Leyde et le Clarendon Laboratory d'Oxford pour le domaine de 1 à 4° K. Il présente au Comité un fascicule donnant les spécifications de cette échelle sous forme de relation entre la tension de vapeur de l'hélium et la température absolue.

M. VAN DIJK pense que les nombres publiés dans ce fascicule sont conformes aux formules d'interpolation provisoirement adoptées avec une approximation d'environ 0,001 degré et que l'exactitude des températures absolues est d'environ 0,01 degré. En réponse à une question de M. le PRÉSIDENT, il dit que cette échelle est en accord, dans la limite d'exactitude des mesures, avec la formule donnée dans son mémoire (Annexe T 3, p. T 40). Il souligne ensuite l'intérêt qu'il y a à s'accorder sur un point fixe tel que le point d'ébullition de l'hélium pour les étalonnages de thermomètres à paramagnétisme. Il est moins utile d'avoir des points fixes tels que le point de transition  $\lambda$  de l'hélium, car il est facile, aux températures inférieures au point d'ébullition de l'hélium, de calculer théoriquement avec une grande exactitude la relation entre la tension de vapeur et la température.

L'opinion générale qui se dégage de la discussion est qu'il n'y a pas lieu de fixer formellement la température d'ébullition de l'hélium; la meilleure valeur ressort clairement des documents remis. MM. STIMSON et TIMMERMANS voudraient que l'on publiât le texte complet du

fascicule présenté par M. HALL. Ce dernier demandera l'autorisation nécessaire au Laboratoire de Cambridge.

Toujours au sujet de l'extension de l'Échelle Internationale vers les basses températures, M. HALL déclare que, d'après l'avis du D<sup>r</sup> SHOENBERG, du Mond Laboratory, les difficultés les plus grandes se présentent entre 4 et 8°K. M. VAN DIJK annonce qu'il pourra proposer à l'avenir une méthode d'interpolation fondée sur le paramagnétisme qui sera utilisable jusqu'à 20°K.

M. RIBAUD aborde ensuite la question du point de fusion de la glace dans l'échelle thermodynamique et invite M. VAN DIJK à présenter l'opinion du Kamerlingh Onnes Laboratorium. M. VAN DIJK résume les commentaires publiés en Annexe, p. T 37.

M. MOSER estime qu'en principe seuls les résultats publiés par les auteurs ou les laboratoires eux-mêmes doivent être pris en considération. M. OTTO, d'après de nouveaux calculs relatifs aux mesures de la P. T. R. en 1929-1930, arrive au nombre le plus probable de 273,158°K. Avec les valeurs données par les laboratoires de Leyde, des États-Unis et du Japon (en ne tenant compte que de la dernière valeur d'Oishi en 1942), la moyenne générale serait 273,1555. Il y aurait lieu d'attendre le résultat des nouvelles mesures de M. BEATTIE aux États-Unis.

Après un échange de vues, les délégués se déclarent d'accord pour ajourner toute décision relative à la fixation de la température de fusion de la glace dans l'échelle thermodynamique.

M. STIMSON rappelle que le Comité International et la Conférence Générale ont modifié la Résolution du Comité Consultatif de 1948, d'après laquelle la température de fusion de la glace serait choisie égale à 273,15°K, et

qu'il a été décidé de fixer ultérieurement la température du point triple de l'eau, ce qui paraît d'autant plus opportun que des travaux sont en cours d'exécution au Massachusetts Institute of Technology.

M. le PRÉSIDENT demande s'il y a de nouvelles expériences sur le point du soufre. M. STIMSON relate des mesures récentes de M. BEATTIE qui tendraient à élever la température admise jusqu'ici d'environ 0,13 degré, mais ne propose pas que la valeur officielle soit modifiée. M. TIMMERMANS, en tant que chimiste, pense qu'un point fixe fondé sur les propriétés d'un métal convenable serait préférable au point d'ébullition du soufre dont la réalisation correcte n'est pas très aisée.

M. RIBAUD aborde ensuite la question des températures plus élevées et engage la discussion sur les documents relatifs aux techniques de mesure par les thermocouples. Au sujet du mémoire de M. K. OKADA reproduit en Annexe page T 77, et relatif à la profondeur d'immersion du thermocouple, il préférerait que l'on se placât dans des conditions telles que toute correction soit inutile et que l'on ne modifiât pas les spécifications de l'Échelle Internationale de Température. L'opinion exprimée par la Délégation des États-Unis dans le document publié en Annexe page T 132 aboutit à la même conclusion.

M. HALL pense que la tolérance qui a été fixée à 1 microvolt peut varier selon la précision désirée. D'autre part, il se déclare d'accord avec les modifications proposées dans le mémoire de M. CORRUCINI (Annexe T 14, p. T 132) concernant les tolérances auxquelles doit satisfaire le thermocouple aux points de solidification de l'antimoine, de l'argent et de l'or. Les tolérances adoptées en 1948 étaient fondées sur l'étude de thermocouples dont

le platine était moins pur que celui que l'on peut réaliser actuellement.

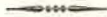
M. STIMSON estime que de telles spécifications seraient mieux à leur place parmi les Recommandations de l'Échelle Internationale de Température.

Aucune objection n'est faite à cette suggestion.

M. VOLET rappelle que l'Institut de Métrologie de l'U. R. S. S. avait proposé en 1948 l'utilisation du point de solidification du zinc,  $419,5^{\circ}\text{C}$ , comme point fixe de l'Échelle Internationale, au lieu du point de l'argent. M. HALL pense que la tendance actuelle serait de remplacer le thermocouple par le thermomètre à résistance et d'étendre le domaine couvert par ce dernier jusqu'au point de l'or. Des expériences sont en cours à ce sujet au National Physical Laboratory. Après un séjour de quelques heures à  $1000^{\circ}$  la résistance à  $0^{\circ}$  peut être modifiée légèrement, mais l'intervalle fondamental reste inchangé; M. MOSER confirme ces résultats. Pour les températures élevées, il utilise des fils de platine de plus gros diamètre (environ  $0,5\text{ mm}$ ).

M. STIMSON est d'avis que de nombreuses expériences sont encore nécessaires pour étudier le comportement du platine, l'influence des impuretés et du recuit dans l'utilisation du thermomètre à résistance. Les expériences de M. CORRUCINI et celles du National Physical Laboratory montrent que la question est très complexe. Si l'on restreint l'usage du thermomètre à résistance à des températures modérées, il semble préférable de recuire le platine à une température qui n'excède pas trop la limite supérieure du domaine d'utilisation.

La séance est levée à  $18^{\text{h}}\ 15^{\text{m}}$ .





---

## PROCÈS-VERBAL

DE LA DEUXIÈME SÉANCE

TENUE A L'INSTITUT D'OPTIQUE A PARIS.

Mardi 24 juin 1952.

PRÉSIDENTENCE DE M. G. RIBAUD.

---

La séance est ouverte à 16<sup>h</sup>5<sup>m</sup>.

Sont présents : MM. ALESSINE, BARBER, HALL, KOLOSOV, MOSER, PERUCCA, RIBAUD, STIMSON, TIMMERMANS, VOLET, WILSON, Membres du Comité Consultatif et experts.

Assistent à la séance : MM. AGALETZKI, VAN DIJK, NAKAJI, BONHOURE, TERRIEN, MOREAU, GAUTIER, invités.

M. le PRÉSIDENT donne la parole à M. VOLET, qui regrette de ne pas pouvoir présenter le procès-verbal de la première séance, celui-ci n'étant pas encore prêt. Il propose que ce procès-verbal, ainsi que celui de la séance qui commence, soient envoyés à chacun des Membres pour être examinés avant leur publication. Cette proposition est adoptée.

M. VOLET transmet les excuses de M. BOUTRY, retenu par un deuil.

M. VOLET demande au Comité de discuter la proposition du Bureau International concernant une nouvelle rédaction de l'Échelle Internationale de Température dans le domaine s'étendant au-dessus du point de l'or. La rédaction adoptée par la 9<sup>e</sup> Conférence Générale des

Poids et Mesures en 1948 (*Comptes Rendus*, p. 89), contient une limitation au spectre visible qui est inopportune. De plus, la terminologie actuellement acceptée en photométrie permet de donner une plus grande concision à ce texte. Il propose une rédaction, qui, en séance, ne soulève pas d'objection (1).

M. le PRÉSIDENT ouvre ensuite la discussion sur la température de fusion de l'or. Il demande s'il y a de nouvelles mesures qui justifieraient une modification de la valeur adoptée actuellement.

M. STIMSON n'a aucun résultat nouveau à apporter. D'après M. MOSER, une nouvelle détermination du point de l'or au thermomètre à gaz est en cours à Braunschweig. D'autre part, on a entrepris dans ce même Laboratoire une comparaison du point de l'or au point du soufre par la mesure du rayonnement total du corps noir à ces deux

---

(1) Cette rédaction est la suivante :

« d. Au-dessus du point de solidification de l'or, la température  $t$  est définie par la formule :

$$\frac{J_t}{J_{Au}} = \frac{\frac{C_2}{e^{\lambda(t_{Au} + T_0)} - 1}}{\frac{C_2}{e^{\lambda(t + T_0)} - 1}}$$

dans laquelle

$J_t$  et  $J_{Au}$  sont respectivement les luminances énergétiques monochromatiques à la longueur d'onde  $\lambda$  du corps noir à la température  $t$  et au point de solidification de l'or  $t_{Au}$ .

$C_2$  est égal à 1,438 cm. degré.

$T_0$  est la température de fusion de la glace en ° K.

$\lambda$  est exprimé en centimètres.

$e$  est la base des logarithmes népériens.

Après la session, plusieurs objections ont été formulées à propos de l'emploi de l'expression « luminance énergétique ». On peut rappeler à ce sujet que le vocable luminance a été adopté par la Commission Internationale de l'Éclairage en 1950 pour être substitué au mot brillance utilisé antérieurement.

températures. D'après M. VAN DIJK, de nouvelles mesures au thermomètre à gaz seraient en préparation au laboratoire de M. OISHI.

M. HALL fait part au Comité des projets en cours d'étude pour la comparaison, par pyrométrie monochromatique, de la température de deux corps noirs. On utiliserait le rayonnement monochromatique de longueur d'onde 3 microns. En cas de succès, ces expériences permettraient de comparer l'échelle du thermomètre à résistance et l'échelle définie par la loi de Planck.

MM. VOLET et TERRIEN parlent d'expériences similaires en projet au Bureau International. M. STIMSON annonce que des essais sont effectués pour comparer des températures absolues par l'étude de l'effet Johnson.

M. le PRÉSIDENT rappelle que la température actuellement adoptée de 1063°C pour le point de l'or résulte de mesures datant de 1912 et souligne l'intérêt des nouvelles expériences projetées.

M. le PRÉSIDENT ouvre la discussion sur la constante  $C_2$ . Un seul document a été reçu sur ce sujet (Annexe T 13, p. T 130). De nouvelles tables de rayonnement du corps noir sont en préparation aux États-Unis avec la valeur  $C_2 = 1,438 \text{ cm. deg.}$ ; il serait souhaitable que cette dernière valeur fût conservée pendant une durée suffisante. M. PERUCCA, qui a suivi les travaux relatifs à l'établissement de tables des principales constantes physiques, craint fort que les valeurs considérées les meilleures actuellement soient changées dans un très proche avenir. L'exemple de la vitesse de la lumière doit nous inciter à la prudence. M. STIMSON préférerait garder une même valeur pendant de nombreuses années, tant pour la constante  $C_2$  que pour la température des points

fixes, et publier de temps à autre les écarts les plus probables. M. le PRÉSIDENT constate que le Comité est unanime pour conserver à la constante  $C_2$  la valeur 1,438 cm. deg.

Répondant à une question de M. VOLET, M. KOLOSOSV annonce que des travaux sont exécutés en U. R. S. S. sur la pyrométrie en infrarouge.

M. le PRÉSIDENT aborde la question des travaux souhaitables.

M. HALL pense qu'il serait très important de contrôler l'identité de l'intervalle fondamental 0°-100° C dans les divers Laboratoires, contrôle particulièrement important pour la mesure de  $T_0$  qui est en cours par exemple au Massachusetts Institute of Technology. Dans ce but il lui paraît très souhaitable de faire circuler des thermomètres à résistance de platine. Des expériences de M. BARBER ont révélé que le point d'ébullition de l'eau, réalisé dans deux hypsomètres voisins, peut différer de 1 millième de degré, même si chacun d'eux assure une reproductibilité de 1 dix-millième de degré. Il propose que le thermomètre à résistance construit par M. BARBER et donné au Bureau International soit utilisé pour cette comparaison. Les voyages prévus à l'occasion de ce Comité et du Comité International d'octobre prochain favoriseraient des échanges rapides.

M. le PRÉSIDENT et M. VOLET approuvent pleinement ce projet et insistent sur l'importance de telles comparaisons internationales, qui apportent toujours de précieux enseignements. MM. STIMSON et MOSER se déclarent prêts à participer à ces comparaisons. M. MOSER rappelle que des expériences analogues avaient été entreprises il y a une vingtaine d'années.

M. HALL dit qu'après l'exécution des comparaisons envisagées, ce thermomètre à résistance reviendrait au Bureau International, où il constituerait une base de comparaison à laquelle les savants des divers Laboratoires pourraient se référer ultérieurement.

M. VOLET remercie et souligne la grande valeur qu'aura acquise cet instrument après ces comparaisons. Il lui paraît en conséquence très souhaitable que le Bureau International ait les moyens matériels d'utiliser lui-même ce thermomètre à résistance et qu'il puisse en tirer une précision analogue à celle des comparaisons auxquelles il aura participé. Il propose que le Comité Consultatif formule un vœu dans ce sens. M. le PRÉSIDENT constate que le Comité est unanimement d'accord. Il suggère que chaque Laboratoire indique au Bureau International quel serait le matériel le plus convenable.

M. HALL fait part au Comité d'une autre intercomparaison qui va être entreprise prochainement en vue de confronter les échelles pyrométriques à hautes températures au moyen de lampes à ruban de tungstène qui seront échangées entre plusieurs Laboratoires.

M. STIMSON rapporte des résultats nouveaux sur la stabilité du point d'ébullition du soufre. Il a constaté que la température d'ébullition du soufre à pression constante s'abaisse d'environ 1 centième de degré pendant quelques jours, puis reste stable pendant une semaine; à son avis, la température finale est la vraie température d'équilibre entre le soufre et sa vapeur. M. TIMMERMANS dit que le soufre, de même que l'antimoine, ne sont pas véritablement des corps purs, mais des mélanges de plusieurs molécules différentes, à l'état liquide, solide, ou à l'état de vapeur; il ne s'étonne pas que l'équilibre ne soit atteint qu'après plusieurs jours.

M. STIMSON relate des expériences de M. LeLacheur au National Research Council d'Ottawa sur le point de fusion du zinc, et pense qu'il serait bon de chercher s'il n'existe pas de point d'équilibre plus stable que le point du soufre. MM. KOLOSsov et VOLET rappellent que la délégation soviétique avait déjà proposé en 1948 que le point de fusion du zinc soit utilisé comme point fixe primaire.

M. KOLOSsov fait observer que ce Comité doit s'occuper, non seulement de thermométrie, mais aussi de calorimétrie; en conséquence, il exprime l'avis que l'on devrait établir des spécifications internationales sur la construction de l'étalon calorimétrique à acide benzoïque. M. TIMMERMANS, qui travaille à cette question depuis de nombreuses années, annonce qu'un mémoire important est en préparation.

M. le PRÉSIDENT demande aux délégués si d'autres travaux leur paraissent souhaitables. M. STIMSON est d'avis que les travaux les plus utiles sont des recherches sur le thermomètre à gaz, à condition qu'elles visent à une exactitude aussi élevée que possible. Il signale également que des essais ont été entrepris aux États-Unis sur un thermomètre à effet Johnson (bruit de fond) qui permettrait de mesurer le rapport de deux températures absolues. On a atteint dans les mesures électriques une précision de l'ordre de  $1/2000$ ; mais la précision sur la température est encore inconnue. À la demande de M. VOLET, M. STIMSON donne les explications suivantes concernant cette nouvelle technique :

« Une méthode pour déterminer des rapports de températures thermodynamiques a été développée à l'Université de Chicago. Elle est basée sur le fait que la moyenne quadratique des fluctuations de potentiel résultant des variations de la densité électronique dans une

résistance est directement proportionnelle à la température absolue de cette résistance. En mesurant les différences de potentiel aux extrémités de deux résistances portées à des températures différentes, il est possible de déterminer le rapport des températures thermodynamiques des deux résistances. L'instrument, appelé thermomètre à bruit de fond, a été installé au National Bureau of Standards, et l'on cherche, en ce moment, à déterminer sa précision ».

M. le PRÉSIDENT aborde ensuite l'examen d'un mémoire de M. AVČIN : « L'unité à cohérence dimensionnelle de la température ». Après un échange de vues, le Comité estime que cet intéressant mémoire ne concerne pas expressément les questions ordinairement débattues par ce Comité et exprime le vœu qu'il soit publié dans un journal scientifique.

M. VOLET demande si des propositions peuvent être faites au Comité International en vue d'augmenter le nombre des Laboratoires représentés *ex officio* au sein de notre Comité Consultatif. Il estime pour sa part, que le Laboratoire du National Research Council à Ottawa et le Kamerlingh Onnes Laboratorium de Leyde mériteraient d'être choisis.

Cette suggestion est approuvée. A l'article 2 du Règlement du Comité Consultatif, M. KOLOSOV propose que l'on remplace *Instituts nationaux* par *Grands Laboratoires nationaux de Métrologie et Instituts spécialisés*.

M. VOLET rappelle que les spécialistes du Comité Consultatif de Thermométrie ont été élus en 1946 et que leur mandat arrive à expiration. Ils sont nommés par le Comité International, mais le Comité Consultatif peut faire des

propositions. Un échange de vues a lieu, au cours duquel plusieurs noms ont été prononcés.

Sur l'invitation de M. le PRÉSIDENT, le Comité établit la liste des documents présentés qui devront être publiés en annexes aux Procès-Verbaux.

M. VAN DIJK est prié d'envoyer au Bureau International le mémoire dont il a parlé au cours de la discussion au sujet de l'emploi des thermomètres à résistance aux basses températures.

M. HALL rappelle que les Annexes aux Procès-Verbaux de 1948 contiennent une bibliographie et pense qu'il serait utile de la compléter. M. VOLET se déclare d'accord et demande aux divers Laboratoires de lui envoyer une liste de leurs travaux depuis 1948.

M. TIMMERMANS se fait l'interprète du Comité pour remercier M. le PRÉSIDENT de la sagesse et de la délicatesse avec lesquelles il a dirigé les travaux.

M. le PRÉSIDENT remercie tous les Membres du Comité, qui ont grandement facilité sa tâche; puis il souligne qu'on peut être satisfait des résultats obtenus.

Avant de se séparer, le Comité, sur la proposition de M. VOLET, décide d'envoyer à son ancien Président, M. de HAAS, un télégramme lui exprimant ses sentiments respectueux.

Le Comité émet le vœu d'être convoqué au mois de juin 1954, avant la réunion de la Conférence Générale.

La séance est levée à 18<sup>h</sup>25<sup>m</sup>.

---



---

TROISIÈME RAPPORT  
DU  
COMITÉ CONSULTATIF DE THERMOMÉTRIE  
AU  
COMITÉ INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES.

Par J. A. HALL, Rapporteur.

---

Le Comité a tenu deux réunions, le lundi 23 juin 1952 à Sèvres, au Bureau International des Poids et Mesures, et le mardi 24 juin à Paris, à l'Institut d'Optique, sur l'aimable invitation de son Directeur, M. P. Fleury.

Étaient présents à ces réunions : M. RIBAUD, Président, MM. ALESSINE, BARBER, HALL, KOLOSISOV, MOSER, PERUCCA, STIMSON, TIMMERMANS, VOLET, WILSON, Membres du Comité Consultatif et experts; MM. AGALETZKI, VAN DIJK, NAKAJI, BONHOURE, TERRIEN, MOREAU et GAUTIER, invités.

M. BOUTRY était présent à la première réunion.

Le Président du Comité Consultatif était jusqu'ici M. W. J. DE HAAS, mais ce dernier a démissionné et n'a pas encore été remplacé par le Comité International. Dans ces circonstances, M. J. E. SEARS a prié M. RIBAUD d'assumer les fonctions de Président *ad intérim* pour cette session. M. RIBAUD a bien voulu accepter cette mission.

M. BONHOURE fut nommé Secrétaire et M. HALL Rapporteur de la session.

EXTENSION DE L'ÉCHELLE INTERNATIONALE  
VERS DES TEMPÉRATURES PLUS BASSES.

Les résultats présentés au Comité concernant le point d'ébullition de l'hydrogène indiquaient que la meilleure valeur était  $20,38^{\circ}\text{K}$  pour l'hydrogène normal ou  $20,265^{\circ}\text{K}$  pour l'hydrogène en équilibre, mais les valeurs dans l'échelle Celsius ne pouvaient pas être fixées avant que l'on se soit accordé sur la valeur du point de fusion de la glace dans l'échelle Kelvin. L'opinion unanime fut qu'il n'était pas recommandable de fixer le point d'ébullition de l'hydrogène d'une façon formelle pour l'Échelle internationale et que les *Procès-Verbaux* donneraient aux intéressés la possibilité de connaître les détails de la question.

En vue d'étendre l'Échelle au domaine compris entre le point d'ébullition de l'oxygène et celui de l'hydrogène, des travaux sur l'interpolation au moyen du thermomètre à résistance de platine sont en cours ou en projet au Kamerlingh Onnes Laboratorium et au National Physical Laboratory.

Le Comité a pris connaissance d'une Échelle non officielle mais d'usage international, qui a été établie par le Mond Laboratory de Cambridge en collaboration avec le Kamerlingh Onnes Laboratorium de Leyde et le Clarendon Laboratory d'Oxford pour le domaine de  $1$  à  $4^{\circ}\text{K}$ . Les spécifications de cette Échelle sous forme de relation entre la tension de vapeur de l'hélium et la température absolue sont publiées en Annexe T 15 aux *Procès-Verbaux*, p. T 151.

TEMPÉRATURE DE FUSION DE LA GLACE  
DANS L'ÉCHELLE KELVIN.

L'opinion unanime a été qu'il n'était pas possible de décider avec certitude entre les valeurs 273,15 et 273,16° K. pour le point de fusion de la glace dans l'échelle Kelvin et qu'il était préférable, en tous cas, d'attendre que les travaux actuellement en cours au Massachusetts Institute of Technology fussent achevés.

Comme il paraît possible que des désaccords entre les valeurs obtenues dans divers laboratoires puissent être dus à des variations dans la réalisation du point d'ébullition de l'eau, on a recommandé de faire circuler entre tous les laboratoires intéressés des thermomètres à résistance de platine d'une stabilité reconnue. On a convenu que le thermomètre offert au Bureau International par le National Physical Laboratory, il y a deux ans, pourrait être utilisé pour ce travail et l'on espère que des observations sur ce dernier thermomètre et sur un autre d'origine américaine pourraient être achevées au N. B. S. et au Massachusetts Institute of Technology dans un délai très court. D'autres observations seraient ensuite recommandées dans des laboratoires d'Europe.

THERMOMÉTRIE A RÉSISTANCE AU BUREAU INTERNATIONAL.

Après l'achèvement des comparaisons mondiales recommandées au moyen du thermomètre à résistance étalon du Bureau International (*voir* ci-dessus), cet instrument aura acquis une valeur particulièrement grande et constituera une base de comparaison à laquelle les savants des divers laboratoires pourraient se référer ultérieurement. Le Comité a exprimé unanimement l'opinion qu'il était,

en conséquence, très souhaitable que le Bureau International ait les moyens matériels d'utiliser lui-même ce thermomètre à résistance et qu'il puisse en tirer une précision analogue à celle des comparaisons auxquelles il aura participé.

#### LE THERMOCOUPLE ÉTALON.

Une proposition du National Bureau of Standards tendant à modifier les constantes dans le critérium de pureté du thermocouple étalon a été acceptée. Les nouvelles valeurs sont :

$$\begin{aligned} E_{Au} - E_{Ag} &= 1183 + 0,158 (E_{Au} - 10300) \pm 4 \mu V, \\ E_{Au} - E_{Sb} &= 4766 + 0,631 (E_{Au} - 10300) \pm 8 \mu V. \end{aligned}$$

#### L'ÉCHELLE PYROMÉTRIQUE.

Le Comité a décidé de recommander pour la définition de l'Échelle internationale au-dessus du point de l'or, une rédaction qui ne limite pas le choix de la longueur d'onde au spectre visible.

Il a été jugé préférable de n'apporter aucun changement à la valeur de  $C_2$  adoptée en 1948. Divers Laboratoires ont annoncé qu'ils avaient en projet des déterminations de la valeur de cette constante.

#### RÈGLEMENT DU COMITÉ CONSULTATIF.

On a reconnu qu'il serait désirable que d'autres Laboratoires nationaux, en plus des six déjà représentés, pussent devenir membres *ex officio* du Comité Consultatif, par exemple le Laboratoire du National Research Council d'Ottawa et le Kamerlingh Onnes Laboratorium de Leyde. Si cette suggestion était adoptée, elle réduirait encore le nombre des sièges disponibles pour des spécialistes, et

il a paru, par conséquent, souhaitable que le nombre total des sièges soit augmenté par rapport à la limite actuelle de 10. On a aussi suggéré de remplacer, dans l'article 2 du Règlement, « Instituts nationaux » par « Grands Laboratoires nationaux de Métrologie et Instituts spécialisés ».

PROCHAINE SESSION DU COMITÉ CONSULTATIF.

Le Comité Consultatif de Thermométrie a émis le vœu d'être convoqué en juin 1954, avant la réunion de la Conférence Générale.



ANNEXE T 1.

Institut de Métrologie de l'U. R. S. S.

---

---

PROPOSITION RELATIVE

A

L'ADOPTION D'UNE VALEUR NUMÉRIQUE

POUR

LA TEMPÉRATURE D'ÉBULLITION DE L'HYDROGÈNE.

---

Actuellement les mesures de températures dans le domaine situé au-dessous de la limite inférieure de l'Échelle internationale sont invariablement basées sur deux points fixes : le point d'ébullition de l'oxygène et le point d'ébullition de l'hydrogène.

La quantité des mesures qui se font à présent dans ce domaine étant considérable, c'est un grand défaut qu'un seul de ces points ait sa température adoptée par un accord international. Il est d'un haut intérêt d'adopter aussi la température d'ébullition de l'hydrogène.

Après la découverte du phénomène de la para-ortho-conversion de l'hydrogène, trois déterminations des points d'ébullition de l'hydrogène de composition « naturelle » ont été publiées : à Leiden, en 1931, fut proposée la valeur 20,379 °K, à la P. T. R. (1931), 20,380 °K et au N. B. S. (1939), 20,39 °K.

Le point fondamental ayant servi aux deux premières déterminations est la température de fusion de la glace; la troisième détermination a été basée sur le point d'ébullition de l'oxygène ( $T = 90,19$  °K).

La différence entre la température d'ébullition de l'hydrogène en équilibre et celle de l'hydrogène naturel d'après les détermi-

nations faites au Laboratoire de Leiden et au N. B. S., atteint 0,117 degré.

La mesure de la température d'ébullition de l'hydrogène, terminée en U. R. S. S. en 1951 (*voir* Annexe T 2, p. T 32) a conduit à la valeur 20,380 °K pour l'hydrogène de composition « naturelle » (25 % de parahydrogène) et à 0,116 degré pour la différence entre cette température et celle d'ébullition de l'hydrogène en équilibre (99,97 % de parahydrogène).

Cette valeur de la température d'ébullition de l'hydrogène est liée à l'Échelle internationale par la température d'ébullition de l'oxygène, qui a servi de point fondamental pour les mesures; pour cette température la valeur  $T = 90,19$  °K a été adoptée.

Par la méthode employée, les expériences faites en U. R. S. S. diffèrent notablement des précédentes, car elles ont été effectuées à l'aide d'un thermomètre à gaz à densité constante, sans espace nuisible; c'est pourquoi les résultats sont d'avance affranchis des erreurs possibles provenant de la grandeur considérable des corrections instrumentales qu'exigent les thermomètres à gaz avec un espace nuisible.

Ayant la possibilité de comparer les résultats obtenus par des méthodes différentes, nous pouvons, d'après leur concordance, conclure avec une grande certitude que la température d'ébullition de l'hydrogène est actuellement connue avec une précision suffisante.

A la suite de la confrontation des résultats des mesures antérieures avec nos résultats de 1951, nous proposons d'adopter le point d'ébullition de l'hydrogène comme point de repère, avec la valeur 20,380 °K pour l'hydrogène de composition « naturelle » (25 % de parahydrogène) et 20,263 °K pour l'hydrogène de composition en équilibre (99,97 % de parahydrogène).



ANNEXE T 2.

Institut de Métrologie de l'U. R. S. S

---

---

LE NOUVEAU THERMOMÈTRE A GAZ

ET LA

DÉFINITION DE LA TEMPÉRATURE D'ÉBULLITION

DE L'HYDROGÈNE (1).

Par A. S. BOROVIK-ROMANOV et P. G. STRALKOV

(9 janvier 1952)

---

1. Entreprenant des mesures dans le but de lier la température d'ébullition de l'hydrogène à l'échelle internationale, nous avons dirigé nos efforts principaux vers l'élimination des erreurs provenant de l'existence des espaces nuisibles dans le thermomètre à gaz. Puisque les corrections nécessitées par la présence des espaces nuisibles sont toujours grandes et que leur détermination est assez difficile, nous avons changé le type du thermomètre à densité constante en éliminant les espaces nuisibles.

La figure 1 donne une idée du thermomètre B, que nous avons employé pour la détermination de la température d'ébullition de l'hydrogène. L'espace 1 d'un récipient en cuivre à parois épaisses, limité d'un côté par la membrane ronde 2, sert de réservoir pour de l'hélium. De l'autre côté de la membrane se trouve une chambre additionnelle 3, remplie aussi d'hélium.

---

(1) *C. R. Acad. Sc. U. R. S. S.*, Nouvelle série, 1952, extrait du t. 83, n° 1.



Un tube 4 sort de la chambre 3 et communique avec un dispositif qui permet de changer à volonté la pression dans la chambre, ainsi qu'avec un manomètre à l'aide duquel cette pression est mesurée. En réglant la pression du gaz dans la chambre 3 de manière à tenir la membrane toujours en équilibre, la pression dans la chambre et celle dans le réservoir du thermomètre seront égales. Ainsi cette dernière peut être mesurée par le manomètre

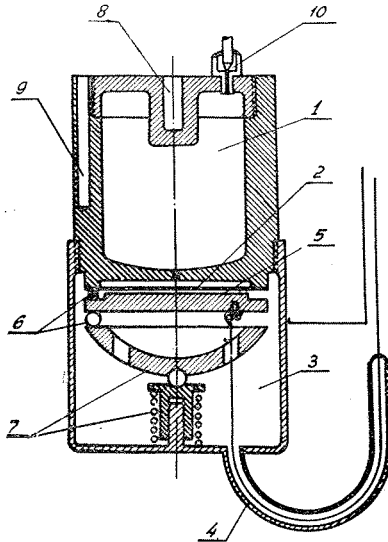


Fig. 1.

relié à la chambre. Il est évident que le volume de gaz qui transmet la pression à la surface de mercure du manomètre n'est pas nuisible.

La position de la membrane est contrôlée par la capacité du condensateur qu'elle forme avec l'électrode 5, isolée par des plaques en quartz 6. L'électrode est tenue en place par un piston à ressort 7. La capacité membrane-électrode, déterminée par la méthode des battements, permet d'observer avec sûreté des flexions de la membrane de  $1 \mu$ . Cette flexion est produite par une différence de pression inférieure à  $0,01$  mm de Hg. La sensibilité propre de la membrane fait apparaître une erreur addi-

tionnelle lors des mesures de la pression du gaz dans le réservoir et entraîne des variations de densité, qui peuvent surgir à la suite de l'inconstance de la position d'équilibre de la membrane dans les limites de sensibilité fixées par sa flexibilité. Les variations possibles de la densité sont inférieures à 0,002 %.

La stabilité de la position zéro de la membrane à différentes températures a été étudiée soigneusement. Dans ce but on déterminait sa position, en égalant les pressions dans le réservoir et dans la chambre additionnelle, liés par la soupape 10 et le tube 4. On a observé entre la température ordinaire et 90°K un déplacement de la membrane uniforme, spontané et très fidèle qui dépasse considérablement la sensibilité. Entre 90 et 13°K le déplacement ne dépassait pas le double de la sensibilité.

Le réservoir du thermomètre est pourvu d'un logement 8 pour le thermomètre à condensation et d'autres logements 9 pour les thermomètres à résistance en platine.

2. Lorsqu'on travaille avec un thermomètre à gaz dans le domaine des températures obtenues à l'aide de l'hydrogène liquide, il est plus rationnel d'employer comme point de repère la température d'ébullition de l'oxygène et non pas la température de fusion de la glace. Nous avons adopté cette procédure, en prenant la température d'ébullition de l'oxygène en conditions normales comme étant égale à 90,19°K ou  $-182,97^{\circ}\text{C}$ , en prenant pour le point de fusion de la glace 273,16°K.

3. Les températures nécessaires étaient obtenues dans des bains d'oxygène et d'hydrogène liquides; on stabilisait la température des bains en produisant une ébullition au fond. Les points d'ébullition furent établis par la méthode statique, d'après la pression des vapeurs saturées dans le thermomètre à condensation. Pour le point d'ébullition de l'hydrogène on a employé deux thermomètres à condensation; dans l'un d'eux l'hydrogène était amené catalytiquement à l'équilibre à la température ordinaire, et dans l'autre à la température d'ébullition.

La température du réservoir du thermomètre à gaz fut contrôlée complémentaiement à l'aide de deux thermomètres à résistance de platine, bien étudiés et étalonnés plusieurs fois aux points d'ébullition de l'oxygène et de l'hydrogène. La température moyenne du réservoir, observée sur les thermomètres

à résistance, correspond, dans les limites d'erreur, à la pression des vapeurs saturées du thermomètre à condensation enfoncé dans le logement du réservoir dans les points de l'oxygène et de l'hydrogène. On n'a pas relevé de divergences systématiques dépassant 0,001 degré.

On déterminait la température d'ébullition de l'hydrogène, dans les conditions normales des résultats des mesures, à l'aide d'une loi empirique sous la forme d'une série de puissances. Nous avons trouvé que la formule de Leiden de 1931 représente très bien la dépendance entre la température et la pression des vapeurs saturées dans le voisinage de la pression normale.

On remplissait le thermomètre à gaz de manière que l'hélium ait, à 90,19°K, une pression d'environ 850 mm de Hg. Avec le même remplissage on ne faisait pas plus de deux mesures de la température d'ébullition de l'hydrogène. Comme il est dit plus haut, on déterminait la pression dans le réservoir du thermomètre en la mesurant dans la chambre additionnelle du thermomètre, quand la membrane était en position d'équilibre. On faisait d'avance l'ajustement nécessaire de la pression de compensation, en comprimant ou en raréfiant le gaz par le déplacement du niveau du mercure, qu'on amenait du récipient élevé ou abaissé par la crémaillère. Plus tard l'ajustement de la pression fut sensiblement amélioré en employant un manchon métallique gaufré, pressé par une vis.

Lors de la mesure du gaz dans le thermomètre à la température d'ébullition de l'oxygène ou de l'hydrogène, on faisait quatre observations de la pression, qu'on alternait avec l'observation de la tension de vapeur dans les thermomètres à condensation et la mesure de la résistance des thermomètres de platine. La pression était mesurée par un manomètre à mercure en faisant les observations à l'aide d'un cathétomètre avec une échelle en millimètres et un vernier au vingtième; les mesures furent contrôlées par une règle en invar. Les tubes du manomètre avaient un diamètre de 15 mm. Lorsqu'on mesurait les pressions, on prenait en considération l'inconstance de la température du mercure et la dépression capillaire.

4. Après l'introduction des corrections dues à la dilatation thermique des parois en cuivre du réservoir du thermomètre et aux écarts de l'hélium à la loi des gaz parfaits, on déterminait la température thermodynamique d'après les pressions mesurées.

Les calculs ont été faits d'après la formule

$$T_{(H_2)} = T_{(O_2)} \frac{p_{(H_2)}}{p_{(O_2)}} + \Delta + T_{(H_2)} [B_{(O_2)} - B_{(H_2)}] p_0,$$

où  $T_{(H_2)}$  est la température d'ébullition de l'hydrogène,  $T_{(O_2)}$  la température d'ébullition de l'oxygène,  $\frac{p_{(H_2)}}{p_{(O_2)}}$  le rapport des pressions mesurées et corrigées,  $\Delta$  la correction due à la dilatation thermique du réservoir,  $B_{(O_2)}$  le deuxième coefficient du viriel de l'équation empirique de l'état de l'hélium à la température d'ébullition de l'oxygène,  $B_{(H_2)}$  le deuxième coefficient du viriel à la température d'ébullition de l'hydrogène,  $p_0$  la pression du gaz thermométrique à 273,16° K.

La correction  $\Delta$  fut calculée d'après les données trouvées dans la littérature. Le changement relatif du volume était  $-1,14 \cdot 10^{-3}$  ce qui équivaut à  $-0,023$  degré. On prit la valeur  $0,480 \cdot 10^{-3}$  pour  $B_{(O_2)}$  et la valeur  $-0,180 \cdot 10^{-3}$  pour  $B_{(H_2)}$ .

La correction due à l'imperfection du gaz est proche (d'après la valeur précise de la pression) de  $0,045$  degré. La somme des corrections atteint  $+0,022$  degré.

5. Au mois de décembre 1950 une série de mesures préliminaires fut exécutée : 1<sup>er</sup> remplissage : 20°,354, 20°,391; 2<sup>e</sup> remplissage : 20°,398, 20°,393; 3<sup>e</sup> remplissage : 20°,396, 20°,339. La moyenne est 20°,378 et l'erreur probable de la moyenne  $\pm 0,007$  degré.

Après l'introduction de quelques petites améliorations, principalement dans le réglage de la pression compensatrice dans la chambre additionnelle du thermomètre, au mois de juin 1951 fut exécutée une série de mesures définitives.

Comme résultat on obtint les valeurs suivantes : 1<sup>er</sup> remplissage : 20°,380; 2<sup>e</sup> remplissage : 20°,379, 20°,389; 3<sup>e</sup> remplissage : 20°,381, 20°,370. La moyenne est 20°,380 et l'erreur de la moyenne  $\pm 0,0022$  degré.

Nous avons admis pour la température d'ébullition de l'hydrogène de composition « naturelle » (25 % de parahydrogène) la valeur 20,380° K. La différence entre les températures d'ébullition de l'hydrogène de composition « naturelle » et de l'hydrogène en équilibre à la température d'ébullition (99,97 % de parahydrogène), déterminée à l'aide des thermomètres à résistance, d'après nos données, est égale à 0,116 degré. De là on a la valeur 20,264° K pour la température d'ébullition de l'hydrogène.

ANNEXE T 3.

Kamerlingh Onnes Laboratorium, Leiden.

---

SUR L'EXTENSION

DE

L'ÉCHELLE INTERNATIONALE DE TEMPÉRATURE  
AU-DESSOUS DU POINT D'ÉBULLITION DE L'OXYGÈNE

Par H. VAN DIJK.

---

Aujourd'hui tant de laboratoires sont intéressés à des recherches aux basses températures qu'il est très désirable qu'une seule et même échelle de température soit utilisée aussi bas que possible. Au cours d'une réunion tenue au National Bureau of Standards à Washington en 1949, on a suggéré que pour obtenir une bonne définition de cette échelle une proposition devrait être faite par le Laboratoire Cryogénique de Leiden assez tôt avant la Conférence Générale des Poids et Mesures à Paris en 1954, afin que la question puisse être étudiée sérieusement par avance.

POINT DE FUSION DE LA GLACE.

La question fondamentale pour définir cette échelle est de fixer la valeur de la température thermodynamique de la glace fondante.

Jiro Oishi (Japon) a fait de récentes mesures sur les isothermes de He, H<sub>2</sub>, Ne, A, Air et CO<sub>2</sub> à 0° et à 100° C et a publié ses résultats dans le *Bulletin of the Institute of Physical and Chemical Research*, t. 21, novembre 1942, p. 1119. Il a écrit un article pour la « London Conference of Refrigeration » dans lequel il détermine la meilleure valeur que l'on puisse donner

aujourd'hui au coefficient de température des gaz et à la température de la glace fondante [1], (1).

Je suis d'accord en général avec le point de vue de Oishi, que le coefficient de température des gaz déduit des résultats antérieurs à 1929 ne doit pas être pris en considération pour fixer la meilleure valeur que l'on peut donner aujourd'hui pour la température de la glace fondante et que cette meilleure valeur serait 273,15° K.

Les résultats de Heuse et Otto obtenus en 1929-1930 sont la conclusion de nombreuses années d'expériences à la P. T. R. Heuse et Otto déclarent : « die jetzige Messanordnung ist der früheren überlegen » et « die Messreihe vom Jahre 1929 erweist sich als die zuverlässigste ».

Ces résultats de 1929-1930 sont [2] :

Année.	Gaz.	$\gamma_{\beta} \cdot 10^7$ .	$\gamma_{\alpha} \cdot 10^7$ .	$\gamma \cdot 10^7$ valeur moyenne.
1929.....	He	36 608,6 (2)	36 607,2	36 607,9
1929.....	H <sub>2</sub>	36 609,6 (2)	36 611,0	36 610,3
1929.....	N <sub>2</sub>	36 605,9 (2)	36 609,3	36 607,6
1930.....	Ne	36 608,6	36 612,2	36 610,4
Moyenne.....		<u>36 608,2</u>	<u>36 609,9</u>	<u>36 609,03</u>

La valeur moyenne de  $\gamma \cdot 10^7$  pour les gaz He, H<sub>2</sub> et N<sub>2</sub> est 36 608,6. Heuse et Otto ont calculé pour les mêmes gaz et d'après les mêmes expériences par une méthode d'extrapolation :  $\gamma \cdot 10^7 = 36 610$  comme valeur moyenne.

Les meilleures valeurs de Leyde ont été obtenues en 1932-1933 par W. H. Keesom, H. von der Horst et K. W. Taconis à partir du coefficient de pression de l'hélium. En 1942 W. H. Keesom a donné comme résultats finals de ces expériences [3] :

$p_0$ (cm Hg).	$\beta \cdot 10^7$ .	$\gamma_{\beta} \cdot 10^7$ .
96,7.....	36 607,3	36 610,4
75,0.....	36 607,9	36 610,3
50,8.....	<u>36 608,6</u>	<u>36 610,2</u>
Moyenne.....		36 610,3

(1) Se reporter à la bibliographie, p. T 46.

(2) Ou 0,8 plus grand; voir C. S. CRAIGIE, dans *Temperature*, p. 122.

La méthode d'extrapolation appliquée aux mêmes résultats confirme cette même valeur de 36 610,3.

La correction  $\gamma_3 - \beta$  est pour l'hélium beaucoup plus faible que pour  $H_2$ , Ne et  $N_2$ , et aussi plus faible que  $\gamma_\alpha - \gamma$  pour He,  $H_2$ , Ne et  $N_2$ . Keesom utilise pour ses calculs finals mentionnés dans le précédent tableau la relation

$$\gamma_3 = \beta + 3,2 \cdot 10^9 p_0(\text{cm}).$$

Heuse et Otto utilisent la relation  $\gamma_\alpha = \alpha - ap_0$  et  $\gamma_3 = \beta - bp_0$  ( $p_0$  en cm de Hg) et calculent leurs corrections  $\gamma_\alpha - \alpha$  et  $\gamma_3 - \beta$  avec les données suivantes :

	$K_0 \cdot 10^5$	$K_{100} \cdot 10^5$	$a \cdot 10^7$	$b \cdot 10^7$
He .....	+69,5	+67,5	- 27,4	- 2,7
$H_2$ .....	+82,1	+90,7	- 21,4	+ 11,7
Ne .....	+61,3	+72,2	- 11,5	+ 14,7
$N_2$ .....	-62,7	+37,8	-123,5	+137,4

Il est probable que les valeurs de  $a$  et  $b$  données par Heuse et Otto sont trop grandes et devraient être environ  $a \cdot 10^7 = -119$  et  $b \cdot 10^7 = 132$ , [4]. Avec ces valeurs pour  $a$  et  $b$ , le  $\gamma \cdot 10^7$  pour  $N_2$  de Heuse et Otto devient 36 612 et leur valeur moyenne obtenue pour He,  $H_2$ , Ne et  $N_2$  est 36 610 en bon accord avec la valeur qu'ils déduisent avec la méthode d'extrapolation et aussi avec les dernières données de Leyde sur l'hélium.

Les résultats obtenus à Leyde et par la P. T. R. diffèrent de ceux obtenus par Beattie au M. I. T. dans le cas de  $N_2$ . Ces résultats et beaucoup d'autres sont discutés en détail dans le livre : *Temperature, its measurement and control* (Reinhold Pub. Corporation, New-York, 1941).

Beattie conclut de ses mesures sur  $N_2$ , en 1939, à  $\gamma \cdot 10^7 = 36\,608 \pm 2^\circ K^{-1}$  et  $T_0 = 273,165 \pm 0,015^\circ K$  [5].

Kinoshita a donné en 1948 les valeurs suivantes [6] :

Auteurs.	Années.	$T_0$ .	Calculées d'après
Heuse et Otto.....	1929-1930	273,147	} $\alpha$ et $\beta$ pour He, $H_2$ , $N_2$ , Ne
Keesom et autres...	1934	273,149	
Kinoshita et Oishi..	1937	273,165	} $\alpha$ et $\beta$ pour He, $H_2$ , $N_2$ , Ne
Beattie et autres....	1939	273,170	
Oishi.....	1942	273,145	} $\alpha$ et $\beta$ pour He, $H_2$ , Ne, A
Valeur moyenne.....		<u>273,155</u>	

Si les valeurs de Oishi doivent être préférées à celles de Kinoshita et Oishi de 1937, ainsi que semble le demander le résumé du travail de Oishi qui m'a été envoyé, les valeurs suivantes peuvent être considérées comme définitives pour  $\gamma \cdot 10^7$  :

Heuse et Otto.....	36 610	
Keesom et autres...	36 610,3	
Oishi.....	36 610,4	
Beattie et autres...	36 608	
Moyenne.....	<u>36 609,7</u>	$T_0 = 273,152$

Ainsi, il est possible d'accepter la proposition d'Oishi de prendre pour la température de la glace fondante :

$$T_0 = 273,15^\circ \text{K.}$$

Après discussion des résultats obtenus pour  $\gamma$  par de nombreux physiciens après 1900, Keesom et Tuyn remarquent dans le supplément 78 des *Communications*, Leyde, 1936, p. 33 : « La difficulté est d'assigner aux divers résultats des poids convenables ». Comme d'ailleurs nous avons maintenant à notre disposition des résultats de recherches récentes donnant les garanties d'une précision sensiblement accrue, nous préférons accepter comme valeur la plus probable le résultat des recherches les plus récentes. Toutefois nous signalerons que la moyenne brute de toutes les valeurs enregistrées serait, en donnant à chacune le même poids,  $\gamma = 0,003\,6610$ .

Bien entendu, la détermination de la température de la glace fondante fixera en même temps la valeur du coefficient fondamental de température des gaz et cette valeur sera

$$\gamma = 0,003\,660\,99, \quad \text{si } T_0 = 273,150^\circ \text{K.}$$

#### THERMOMÈTRE A HÉLIUM.

Une question très importante et d'intérêt international est que tous ceux qui utiliseront un thermomètre à gaz pour des recherches à basses températures devront corriger leurs résultats de la même manière pour être ramenés à l'échelle thermodynamique.

Pour la région des basses températures le thermomètre à hélium est celui qui convient le mieux et même, pour les tempé-



ratures de l'hélium liquide, le seul possible. Une circonstance intéressante est que les coefficients de pression et de dilatation de l'hélium gaz en sont bien connus aujourd'hui et qu'il y a bon accord entre les résultats de différents laboratoires.

Le coefficient de pression

$$(1) \quad p = \gamma + (1 + 100 \gamma) \frac{B_{100} - B_0}{100} p_0$$

et le coefficient de dilatation

$$(2) \quad \alpha = \gamma + \frac{B_{100} - B_0 (1 + 100 \gamma)}{100} p_0$$

peuvent être calculés immédiatement d'après  $\gamma$ , si  $B_{100} - B_0$  et  $B_{100} - (1 + 100 \gamma) B_0$  sont connus.

W. H. Keesom montre dans son livre *Helium* [7], qu'il y a un accord raisonnable entre les résultats les plus précis obtenus pour  $B_{100} - B_0$  et  $B_{100} - 1,366 B_0$  dans plusieurs laboratoires. En conséquence il est possible de recommander, pour une utilisation internationale, les valeurs adoptées par Keesom dans son livre, c'est-à-dire

$$B_{100} - B_0 = -0,000\ 018 \text{ en unités Amagat.}$$

$$B_{100} - 1,366 B_0 = -0,000\ 205 \text{ en unités Amagat.}$$

En utilisant ces valeurs et en prenant  $\gamma = 0,003\ 660\ 99$  il vient

$$(1 \alpha) \quad \beta_{He} = 0,003\ 660\ 99 - 3,2 \cdot 10^{-9} p_{(em)},$$

$$(2 \alpha) \quad \alpha_{He} = 0,003\ 660\ 99 - 27,0 \cdot 10^{-9} p_{(em)}.$$

Pour obtenir des points fixes définissant l'échelle internationale en dessous de la température de l'oxygène, nous avons besoin de considérer l'accord qui existe entre les résultats des mesures thermométriques des gaz à ces températures et de réduire les données fondamentales de la même manière à l'échelle thermodynamique. Dans le cas des thermomètres à volume constant ordinairement utilisés, les corrections pour l'échelle thermodynamique peuvent s'écrire

$$(3) \quad t - t_g = T - T_g - (T_0 - T_{g0}),$$

$$t - t_g = \left( \frac{B_0 - B}{1 - B_0} \right) \frac{T_0}{T_{g0}} p_0 T_g + \frac{T_{g0} - T_0}{T_{g0}} (T_{g0} - T_g).$$

Dans ces équations

$$T_g = \frac{p}{p_0} \frac{1}{\beta}, \quad T_{g0} = \frac{1}{\beta}, \quad T_0 = \frac{1}{\gamma}.$$

Les valeurs de  $\gamma$  et  $\beta$  étant fixées, nous avons besoin seulement de considérer le premier terme du second membre de l'équation (3), qui est très voisin de  $1,316(B_0 - B)T$ , si le thermomètre normal à hélium ( $p_0 = 1,316$  atm) est utilisé. Nous avons calculé cette quantité à partir des données de la Reichsanstalt [8], ou des valeurs calculées par B. Keyes [9] et aussi d'après les valeurs adoptées par Keesom [10] comme conclusion d'une étude

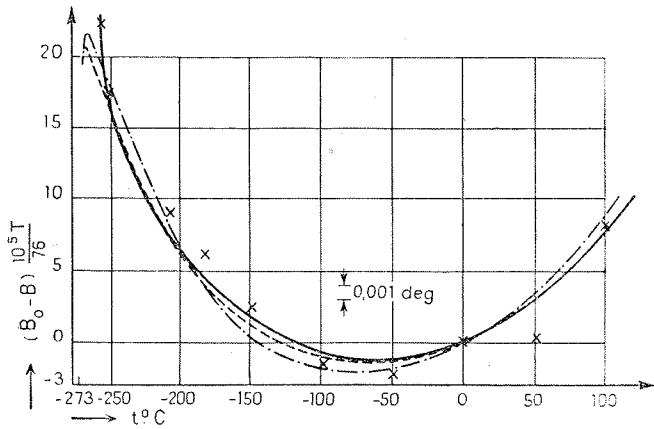


Fig. 1.

- × Otto, valeurs expérimentales P. T. R.
- Otto, valeurs calculées.
- - - Keesom, valeurs adoptées.
- · · Keyes, valeurs calculées.

soignée de toutes les données disponibles. Le résultat se trouve sur la figure 1.

La correction  $1,316(B_0 - B)T$  est faible et connue avec une précision raisonnable. Il semble possible de s'accorder sur un ensemble de corrections ou sur une relation entre  $B_0 - B$  et  $T$ , qui pourraient être recommandés par la Conférence générale des Poids et Mesures en 1954.

Les valeurs adoptées par Keesom correspondent à celles déduites des formules de Otto et Keyes à 1 ou 2 millièmes de degré près, quand  $p_0$  est pris égal à 100 cm de Hg (fig. 1).

Puisque le Comité Consultatif de Thermométrie en 1948 a

admis le principe d'une échelle thermodynamique absolue ne comportant qu'un seul point fixe fondamental,  $T_g$  pourrait être défini par l'équation

$$T_g = \frac{p}{p_0} T_0.$$

Dans ce cas  $T_{g0} = T_0$ ,  $t - t_g = T - T_g$  et l'équation (3) se réduit à

$$(3 \alpha) \quad t - t_g = \frac{B_0 - B}{1 - B_0} T_0 p.$$

En tout cas pour le thermomètre à volume constant

$$T = \frac{B_0 - B}{1 - B_0} T_0 p + T_0 \frac{p}{p_0}, \quad t = T - T_0,$$

et la définition d'une quantité  $T_g$  peut être évitée.

#### POINT D'ÉBULLITION DE L'HYDROGÈNE.

Il est désirable de fixer par un accord international et pour une utilisation internationale au moins une valeur pour le point d'ébullition de l'hydrogène et une pour l'hélium.

Au point d'ébullition de l'hydrogène les résultats obtenus à Berlin sont, en unités Amagat :

$$B_0 - B = 649 \cdot 10^{-6}, \quad B_{100} - B_0 = -16,7 \cdot 10^{-6}.$$

La correction sur les résultats du thermomètre à hélium normal est

$$T - T_{n\text{He}} = [B_0 - B + 3,73(B_{100} - B_0)] T \frac{100}{76} = 0,0158 \text{ degré}$$

pour

$$T = 20,38^\circ \text{K}.$$

Les valeurs adoptées par Keesom sont :

$$B_0 - B = 677 \cdot 10^{-6}, \quad B_{100} - B_0 = -18 \cdot 10^{-6}$$

et en conséquence :

$$T - T_{n\text{He}} = 0,0164 \quad \text{pour} \quad T = 20,38^\circ \text{K}.$$

Ces deux résultats s'accordent à 0,001 degré et l'on peut poser

$$T - T_{n\text{He}} = 0,016 \text{ degré.}$$

Si cette correction est appliquée aux résultats obtenus immédiatement par les mesures au thermomètre à gaz, nous déduisons des résultats de Heuse et Otto [11] que le point d'ébullition de l'hydrogène normal est

$$T = 20,381^{\circ}\text{K} \quad \text{ou bien} \quad t = -252,769^{\circ}\text{C},$$

en prenant  $\beta$  en accord avec ( $\alpha$ ) et  $\gamma = 0,003\,660\,99$ .

Avec les mêmes constantes, W. H. Keesom [12] concluait en 1942 des dernières expériences de Leyde que

$$T = 20,382^{\circ}\text{K} \quad \text{ou bien} \quad t = -252,768^{\circ}\text{C}.$$

Il est raisonnable de conclure de ces résultats que la température d'ébullition de l'hydrogène normal est bien connue et peut être prise comme un point fixe pour l'extension de l'Échelle internationale.

L'hydrogène est un mélange d'ortho et de parahydrogène dont la pression de vapeur saturante dépend de la composition. Les composants peuvent se transformer l'un dans l'autre. Aux basses températures il n'y a en général pas d'équilibre et le liquide  $\text{H}_2$  obtenu d'un liquéfacteur ou par simple condensation voit sa pression de vapeur changer lentement. La vitesse du changement de pression est à peu près 1 mm en 5 heures à  $20,38^{\circ}\text{K}$ . L'hydrogène normal contient 75 % d'ortho et 25 % de para, c'est-à-dire une concentration égale à la concentration d'équilibre à la température ordinaire. L'équilibre à  $20,4^{\circ}\text{K}$  correspond à une concentration de 0,21 % en orthohydrogène.

En conséquence de la faible vitesse de conversion ainsi que du taux suffisamment bien connu de conversion d'ortho en parahydrogène à  $20,4^{\circ}\text{K}$ , il ne reste plus de sérieuses objections contre l'utilisation du point d'ébullition de l'hydrogène normal comme un point fixe principal pour les basses températures. Il serait mieux cependant d'utiliser la température d'ébullition correspondant à l'équilibre  $\text{H}_2$  comme point fixe principal et celle de l'ébullition de  $\text{H}_2$  normal comme point secondaire.

La dernière valeur donnée en 1942 par Keesom pour le point d'ébullition de l'hydrogène normal ( $20,382^{\circ}\text{K}$ ) est en très bon accord avec les conclusions d'autres chercheurs. Scott, Brickwedde, Urey et Wahl [13] déduisaient en 1934 des données jusqu'alors publiées, une température de  $20,38^{\circ}\text{K}$  comme la plus probable pour l'ébullition de l'hydrogène. Henning et Otto [14] mentionnaient en 1936 la valeur  $20,380$ , valeur déduite des résultats

de Heuse et Otto en 1931. En 1939, Hoge et Brickwedde [15] donnaient 20,39°K à la suite de leurs travaux sur un thermomètre à résistance de platine. Ce thermomètre de platine avait été comparé à un thermomètre à gaz. La température absolue obtenue de cette manière reposait sur une température d'ébullition de l'oxygène de 90,19°K. La valeur 20,39°K est aussi mentionnée dans *Temperature* [16] et dans une table issue du N. B. S. en 1948 [17].

Il y a des raisons de croire que la température thermodynamique du point d'ébullition de l'oxygène est inférieure à 90,19°K. H. van der Horst [18] a donné en 1940 comme dernière conclusion aux mesures de Leyde pour le point d'ébullition de l'oxygène les résultats suivants :

Kamerlingh Onnes et Braak . . . . .	1908	—183,007° C	
Cath . . . . .	1918	—182,969	
Keesom, van der Horst et Jansen . .	1929	—182,991	
Dammers . . . . .	1935	—182,985	
		—182,988	±0,010
Moyenne . . . . .			

Toutes ces valeurs sont calculées avec  $\alpha_{nHe} = 0,003\ 660\ 72$ . Si, en accord avec l'équation (1  $\alpha$ ), la valeur  $\alpha_{nHe} = \beta_{nHe} = 0,003\ 660\ 67$  est utilisée, la moyenne devient —182,990° C correspondant à 90,16°K. Avec cette valeur pour le point d'ébullition de l'oxygène la valeur du point d'ébullition de l'hydrogène déduite des résultats de Hoge et Brickwedde sera 20,383°K en bon accord avec les derniers résultats obtenus à Leyde et à Berlin [19].

Notre dernière conclusion est que pour la température thermodynamique du point d'ébullition de l'hydrogène normal, les valeurs

$$T = 20,383^{\circ}\text{K} \quad \text{ou bien} \quad t = -252,768^{\circ}\text{C}$$

peuvent être prises.

La température d'ébullition du parahydrogène ou de l'hydrogène à l'équilibre est 0,117 degré inférieure à celle de l'hydrogène normal [20]. Elle peut être fixée à 20,265°K ou —252,885° C.

Au voisinage du point d'ébullition de l'hydrogène normal entre  $p = 700$  mm et  $p = 820$  mm la formule suivante pourrait être utilisée [19  $\alpha$ ] :

$$t = -252,768 + 0,004\ 41(p - 760) - 5,0 \cdot 10^{-6}(p - 760)^2.$$

Pour le parahydrogène ou l'hydrogène à l'équilibre depuis  $p = 715$  mm jusqu'à  $p = 790$  mm :

$$t = -252,885 + 0,00449(p - 760) - 4,6 \cdot 10^{-6}(p - 760)^2.$$

#### POINT D'ÉBULLITION DE L'HÉLIUM.

Le point d'ébullition de l'hélium liquide a été mesuré par Kamerlingh Onnes en 1910 [21]. Le résultat obtenu est  $4,29^{\circ}\text{K}$  avec reproductibilité à  $0,1$  degré. En 1915, Kamerlingh Onnes et Weber publièrent les résultats de nouvelles mesures. Keesom, Weber et Nørgaard [22] conclurent d'après ces résultats en 1929, à  $4,22^{\circ}\text{K}$ . Les dernières expériences pour fixer le point d'ébullition de l'hélium sont celles de Keesom et Schmidt en 1937 [23]. Le point d'ébullition de l'hélium était dérivé de celui de  $\text{H}_2$ , la pression du thermomètre à hélium étant lue aux deux points d'ébullition. En prenant pour la température d'ébullition de l'hydrogène  $20,381^{\circ}\text{K}$ , les auteurs déduisirent pour celle de l'hélium  $4,216^{\circ}\text{K}$ . Les mesures sur les isothermes par Keesom et Walstra [24] et une discussion prudente des données sur la chaleur de vaporisation de l'hélium par Kistemaker [25] donnent comme probable que la valeur de Keesom et Schmidt est précise à moins de  $0,005$  degré.

Pour calculer les températures voisines du point d'ébullition de l'hélium la formule suivante peut être utilisée de  $p = 460$  mm à  $p = 860$  mm :

$$T = 4,216 + 0,0013419(p - 760) - 0,687 \cdot 10^{-6}(p - 760)^2 \\ + 0,777 \cdot 10^{-9}(p - 760)^3.$$

#### BIBLIOGRAPHIE.

- [1] J. OISHI, *J. Sc. Res. Inst.*, t. 43, 1949, p. 199.
- [2] W. HEUSE et J. OTTO, *Ann. Physik*, (5), t. 2, 1929, p. 1012 et t. 4, 1930, p. 778.
- [3] W. H. KEESOM, *Helium*, p. 68 (Livre, Elsevier, Amsterdam, 1942).
- [4] J. A. BEATTIE, *Temperature (Amer. Inst. Phys.)*, t. 79, 1941) (Livre Reinhold Publishing Corporation, New-York, 1941). Voir W. H. KEESOM et W. TUYA, *Commun. Kamerlingh Onnes Lab.*, Suppl. 78, p. 26.
- [5] J. A. BEATTIE, *Temperature*, p. 87.
- [6] M. KINOSHITA, *Procès-Verbaux des Séances du Comité International des Poids et Mesures*, 1948, p. T 111.

- [7] W. H. KEESOM, *Helium*, p. 67.
- [8] J. OTTO, *Handbuch der Experimental Physik*, VIII, t. 2, 1929, p. 191.
- [9] F. G. KEYES, *Temperature*, p. 56.
- [10] W. H. KEESOM, *Helium*, p. 49.
- [11] W. HEUSE et J. OTTO, *Ann. Physik.* (5), t. 9, 1931, p. 486.
- [12] W. H. KEESOM, *Helium*, p. 187.
- [13] R. B. SCOTT, F. G. BRICKWEDDE, H. C. UREY et M. H. WAHL, *J. Chem. Phys.*, t. 2, 1934, p. 454.
- [14] F. HENNING et J. OTTO, *Phys. Z.*, t. 37, 1936, p. 633.
- [15] H. J. HOGE et F. G. BRICKWEDDE, *J. Res. N. B. S.*, t. 22, 1939, p. 351.
- [16] H. J. HOGE, *Temperature*, p. 148.
- [17] H. W. WOOLEY, R. B. SCOTT et F. G. BRICKWEDDE, *J. Res. N. B. S.*, t. 41, 1948, p. 379.
- [18] H. VAN DER HORST, *Thèse de Doctorat*, Leyde, 1940.
- [19] W. H. KEESOM, A. BIJL, et H. VAN DER HORST, *Commun. Kamerlingh Onnes Lab.*, n° 217 a, 1931.
- W. HEUSE et J. OTTO, *loc. cit.*, 1931. Pour le point d'ébullition d'oxygène, S. AOYAMA et E. KANDA, *Bull. Chem. Soc.*, Japon, t. 10, 1935, p. 472, ont obtenu la valeur  $-182,98^{\circ}\text{C}$  et des résultats de Pennsylvania State College, pas publiés jusqu'ici, donnent une valeur  $-183,00^{\circ}\text{K}$ . Voir H. J. HOGE, *Temperature*, p. 150.
- [20] K. F. BONHOEFFER et P. HARTECK, *Z. Phys. Chem.*, B 4, 1929, p. 113.
- W. H. KEESOM, A. BIJL et H. VAN DER HORST, *Commun. Kamerlingh Onnes Lab.*, Leiden, n° 217 a, 1931.
- H. W. WOOLLEY, R. B. SCOTT et F. G. BRICKWEDDE, *J. Res. N. B. S.*, t. 41, 1948, p. 379.
- [21] H. KAMERLINGH ONNES, *Commun. Kamerlingh Onnes Lab.*, Leiden, n° 119; *Proc. Roy. Acad.*, Amsterdam, t. 43, 1911, p. 1093. Voir W. H. KEESOM, *Helium*, p. 186.
- [22] W. H. KEESOM, S. WEBER et G. NØRGAARD, *Commun. Kamerlingh Onnes Lab.*, Leiden, n° 202 b; *Proc. Roy. Acad.*, Amsterdam, t. 32, 1929, p. 864.
- [23] G. SCHMIDT et W. H. KEESOM, *Commun. Kamerlingh Onnes Lab.*, Leiden, n° 250 b; *Physica*, Den Haag, t. 4, 1937, p. 963.
- [24] W. K. WALSTRA, *Thèse de Doctorat*, Leyde, 1946, p. 23.
- [25] J. KISTEMAKER, *Thèse de Doctorat*, Leyde, 1945, p. 90 et 108.

ANNEXE T 4.

Kamerlingh Onnes Laboratorium, Leiden.

SUR L'EMPLOI  
DU  
THERMOMÈTRE A RÉSISTANCE DE PLATINE  
POUR LA MESURE DES BASSES TEMPÉRATURES

Par H. VAN DIJK.

On n'emploie que du platine très pur pour les mesures de température, mais la moindre impureté a encore une influence considérable sur la valeur de la résistance à des températures très basses (par exemple en dessous de 20°K). Nous admettrons cependant que la pureté du métal soit telle que nous pouvons, dans l'intervalle de température qui nous intéresse, considérer la résistance totale R comme étant la somme d'une résistance idéale Z et d'une résistance additionnelle r, celle-ci provenant des impuretés et d'irrégularités dans la structure interne. Posons donc

$$R = Z + r \quad \text{et} \quad R_1 = Z_1 + r_1.$$

L'indice 1 se rapporte à une température fixe T<sub>1</sub> (par exemple le point d'ébullition de l'oxygène).

A partir de ces relations fondamentales on déduit

$$(I) \quad \frac{R}{R_1} = \frac{Z}{Z_1} + \frac{r_1}{R_1} \left( \frac{r}{r_1} - \frac{Z}{Z_1} \right),$$

$$(II) \quad \frac{R - R_1}{R_2 - R_1} = \frac{Z - Z_1}{Z_2 - Z_1} + \frac{r_2 - r_1}{R_2 - R_1} \left( \frac{r - r_1}{r_2 - r_1} - \frac{Z - Z_1}{Z_2 - Z_1} \right),$$

$$(III) \quad \frac{R_b}{R_{1b}} - \frac{R_a}{R_{1a}} = \frac{r_{1b}}{R_{1b}} \left( \frac{r_b}{r_{1b}} - \frac{Z}{Z_1} \right) - \frac{r_{1a}}{R_{1a}} \left( \frac{r_a}{r_{1a}} - \frac{Z}{Z_1} \right).$$



## ERRATA.

---

*Procès-Verbaux*, 1952, 2<sup>e</sup> série, t. XXIII-B, p. T 48.  
(Comité Consultatif de Thermométrie)

Annexe T 4 : *Sur l'emploi du thermomètre à résistance de platine pour la mesure des basses températures.*

Page T 49, 4<sup>e</sup> ligne à partir du bas, *lire* :  
alors moins pratique...

Page T 50, 14<sup>e</sup> ligne à partir du bas, *lire* :  
ou, en posant

$$\frac{R}{R_1} = w, \quad \frac{Z}{Z_1} = \zeta, \quad \frac{R_{60}}{R_1} = w_0 \quad \text{et} \quad \varepsilon - \varepsilon_1 \zeta = \eta.$$

Page T 52, 17<sup>e</sup> et 18<sup>e</sup> lignes à partir du haut, *lire* :

$$\begin{array}{cccc} t \dots & 100 & 0 & \dots \\ \eta \dots & -0,524 & 0 & \dots \end{array}$$

Page T 54, 14<sup>e</sup> ligne à partir du haut, *lire* :  
Dans plusieurs cas l'hypothèse  $r = R_{60} \varepsilon$  permet...

---

Les indices 1 et 2 se rapportent à deux températures différentes et les indices  $a$  et  $b$  à deux fils différents du même métal.

Les quotients  $\frac{Z}{Z_1}$  ne portent pas d'indices  $a$  et  $b$ , parce qu'ils sont considérés comme ne dépendant que de la température.

Dans les formules (I), (II) et (III),  $R$  et  $Z$  sont interchangeables parce que ces grandeurs figurent de la même façon dans les relations fondamentales.

De (I) on déduit

$$(IV) \quad \frac{r}{r_1} - \frac{Z}{Z_1} = \frac{R_1}{Z_1} \left( \frac{r}{r_1} - \frac{R}{R_1} \right).$$

Pour un intervalle de température où la règle de Matthiessen est applicable, la relation suivante est valable

$$(V) \quad r = r_1 = r_2$$

et (II) devient

$$(II b) \quad \frac{R - R_1}{R_2 - R_1} = \frac{Z - Z_1}{Z_2 - Z_1},$$

c'est-à-dire que le quotient  $\frac{R - R_1}{R_2 - R_1}$  sera la même fonction de la température pour tous les fils, pour lesquels  $\frac{Z - Z_1}{Z_2 - Z_1}$  dépendra de la même manière de la température.

En tenant compte de (IV) et (V) :

$$(III b) \quad \frac{R_b}{R_{1b}} - \frac{R_a}{R_{1a}} = \left( \frac{r_{1b}}{R_{1b}} - \frac{r_{1a}}{R_{1a}} \right) \frac{R_{1a}}{Z_{1a}} \left( 1 - \frac{R_a}{R_{1a}} \right).$$

C'est la formule de Nernst, en choisissant pour  $R_1$  la valeur de la résistance à  $0^\circ\text{C}$ . Cette formule a rendu de bons services pour des températures plus élevées que  $-200^\circ\text{C}$ ; les divergences s'avéraient importantes à des températures plus basses.

La relation (II b) n'est plus valable du moment que la règle de Matthiessen n'est pas applicable; le quotient  $\frac{R - R_1}{R_2 - R_1}$  devient alors peu pratique pour déduire directement la température.

Entre  $0$  et  $-183^\circ\text{C}$ , la relation suivante est valable pour des thermomètres à résistance de platine :

$${}_{100} \frac{R - R_0}{R_{100} - R_0} = t - \delta \left( \frac{t}{100} - 1 \right) \frac{t}{100} - \beta \left( \frac{t}{100} - 1 \right) \frac{t^3}{100^3}.$$

Le quotient  $\frac{R - R_0}{R_{100} - R_0}$  n'est la même fonction de  $t$ , que pour les résistances pour lesquelles  $\delta$  et  $\beta$  sont des constantes.

Pour cet intervalle de température la règle de Matthiessen n'est donc généralement pas applicable, ce qui est le cas, *a fortiori*, pour  $t < -183^\circ\text{C}$ .

Il résulte des expériences de P. van der Leeden [1] sur des résistances en platine assez pur que, pour  $T < 20^\circ\text{K}$  et pour toutes les résistances,  $r$  est proportionnelle à la même fonction de température, ce qui permet de poser

$$(VI) \quad r = R_{00}\varepsilon,$$

$R_{00}$  étant la résistance résiduelle de chaque fil de résistance individuel et  $\varepsilon$  une fonction de la température valable pour toutes ces résistances et s'approchant de 1 à des températures très basses.

La relation (I) devient alors

$$\frac{R}{R_1} = \frac{Z}{Z_1} + \frac{R_{00}}{R_1} \left( \varepsilon - \varepsilon_1 \frac{Z}{Z_1} \right),$$

où, en posant  $\frac{R}{R_1} = \omega$ ,  $\frac{Z}{Z_1} = \zeta$ ,  $\frac{R_{00}}{R_1} = \omega_0$  et  $\varepsilon - \varepsilon_1 \zeta = \eta$

$$(IA) \quad \omega = \zeta + \omega_0 \eta.$$

Dans cette relation  $\zeta$  représente la résistance réduite du métal pur et  $\eta$  une fonction de correction qui est caractéristique pour ce métal. La valeur de  $R_{00}$  constitue une mesure pour le degré de pureté du métal de chaque fil de résistance individuel. La formule (III) peut alors être remplacée par

$$(III A) \quad \omega_b - \omega_a = (\omega_{0b} - \omega_{0a}) \eta.$$

Cette relation se prête à la détermination de  $\eta$ , à partir de données expérimentales, et de  $\zeta$ , en utilisant la relation (IA).

Si la relation entre  $\eta$  et la température est connue on peut déduire de (III A) une formule d'interpolation pour la détermination de la température entre deux points fixes

$$(III B) \quad \omega_b - \omega_a = (\omega_{2b} - \omega_{2a}) \frac{\eta}{\eta_2}.$$

En effet, si  $\frac{\eta}{\eta_2}$  et  $w_a$  sont données en fonction de la température,  $w_b$  peut être calculée comme fonction de la température du moment que  $w_{2b}$  (c'est-à-dire la valeur de  $\frac{R_{2b}}{R_{1b}}$ ) a été mesurée pour les deux températures. Si, outre  $\frac{\eta}{\eta_2}$ ,  $\zeta$  est également connue en fonction de T, on peut choisir  $\zeta$  et  $\zeta_2$  au lieu de  $w_a$  et  $w_{2a}$ .

Il résulte de (III A) que le quotient  $\frac{w_c - w_a}{w_b - w_a}$  est une constante pour les trois fils de résistance  $a$ ,  $b$  et  $c$  pour lesquels  $r = R_{00} \varepsilon$  :

$$(III C) \quad \frac{w_c - w_a}{w_b - w_a} = K \quad \text{ou} \quad w_c = (1 - K)w_a + Kw_b.$$

Pour le platine, cette relation a été confirmée par les expériences de Van der Leeden [2] (pour  $T < 20^\circ\text{K}$ ) et de Hoge [3] (pour  $90 > T > 20^\circ\text{K}$ ). Nous avons déduit les données du tableau I des valeurs de Van der Leeden.

TABLEAU I.

T.	$\frac{Pt_2 - Pt_1}{Pt_3 - Pt_1}$	$\frac{Pt_2 - Pt_1}{Pt_3 - Pt_1}$	$\frac{Pt_1 - Pt_1}{Pt_3 - Pt_1}$
20,5.....	0,453	0,753	0,965
17,0.....	0,452	0,740	0,959
14,0.....	0,450	0,730	0,959
0,0.....	0,450	0,733	0,961

$$Pt_1 = \left( \frac{R}{R_0} \right)_{Pt_1}, \text{ etc.}$$

Une relation, analogue à (IA), est valable pour toutes les résistances de platine, pour lesquelles  $\alpha \delta$  est une constante et pour lesquelles existe en même temps une relation linéaire entre  $\beta$  et  $\delta$  [4].

Si, par exemple

$$-\alpha \delta = B \cdot 10^4 = -0,586 \cdot 10^{-2},$$

$$\beta = 0,5852 \delta - 0,7629,$$

alors

$$w = \zeta + \left\{ t + 0,7629 \frac{t^3}{100^3} \left( \frac{t}{100} - 1 \right) \right\} (\alpha - \alpha_0)$$

pour les températures :  $0 \geq t \geq -183^\circ\text{C}$  et pour  $t = 100$ .

Dans cette formule  $w = \frac{R}{R_0}$ ,  $\zeta = \frac{Z}{Z_0}$  et  $z_0$  représente le coefficient de température du platine absolument pur.

Si le terme de correction  $r$  est également proportionnel à  $\frac{R_{00}}{R_0}$  et peut donc être admis égal à  $\frac{R_{00}}{R_0} \eta$  ou à  $w_0 \eta$ , il est possible (en principe) de déterminer  $z_0$  à partir de mesures sur deux résistances, parce que

$$z_0 = \frac{w_{0b} z_a - w_{0a} z_b}{w_{0b} - w_{0a}}.$$

En outre

$$100 z = \eta_{100} w_0 + 100 z_0;$$

$\eta_{100}$  représente la valeur de  $\eta$  à la température de 100° C.

Cette dernière formule se prête à la détermination graphique de  $z_0$  et  $\eta_{100}$ . A partir de valeurs numériques [5] nous avons trouvé (voir fig. 1)

$$z_0 = 0,003928, \quad \eta_{100} = -0,524.$$

$\eta$  a été déduit de la formule

$$\eta = \eta_{100} \left\{ 1 + 0,7629 \frac{t^2}{100^3} \left( \frac{t}{100} - 1 \right) \right\} \frac{t}{100}.$$

$\frac{t}{100}$ .....	0	-50	-100	-150	-183
$\eta_{100} - 0,524 \dots$	0	+0,261	0,516	0,752	0,890

Pour les basses températures, Van der Leeden [6] a trouvé :

T (°K) .....	20	18	16	14	0
$\eta$ .....	1,117	1,096	1,071	1,049	1,000

D'après des données du N. B. S. [7]  $w_b - w_a$ , et par conséquent  $\eta$ , présentent un maximum à environ 70° K.

La relation (II) devient, dans le cas où  $r = R_{00} \varepsilon$  :

$$(II A) \quad \frac{R - R_1}{R_2 - R_1} = \frac{Z - Z_1}{Z_2 - Z_1} + \frac{R_{00}(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{R_2 - R_1} \left( \frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} - \frac{Z - Z_1}{Z_2 - Z_1} \right)$$

ou

$$(II B) \quad \frac{R - R_1}{R_2 - R_1} = \frac{Z - Z_1}{Z_2 - Z_1} + \frac{R_{00}}{R_2 - R_1} \left( \eta - \eta_2 \frac{Z - Z_1}{Z_2 - Z_1} \right)$$

dans laquelle

$$\eta = \varepsilon - \varepsilon_1 \frac{Z}{Z_1},$$

(II B) peut être écrite sous la forme suivante :

$$(II C) \quad \frac{R - R_1}{R_2 - R_1} = \frac{Z - Z_1}{Z_2 - Z_1} + \frac{R_{00}}{R_1} \frac{\eta_2}{1 - \zeta_2} \left( \frac{\eta_1}{\eta_2} - \frac{R - R_1}{R_2 - R_1} \right).$$

Le terme de correction dans les formules (II) s'annule pour les températures  $T_1$  et  $T_2$  auxquelles se rapportent les indices 1 et 2. Les résultats obtenus par Los et Morrison [8] sur six thermomètres à platine entre 20° et 90°K peuvent être représentés par une formule analogue, si l'on pose le terme de correction égal à

$$\Lambda_i \sin \frac{\pi(T - T_1)}{T_2 - T_1},$$

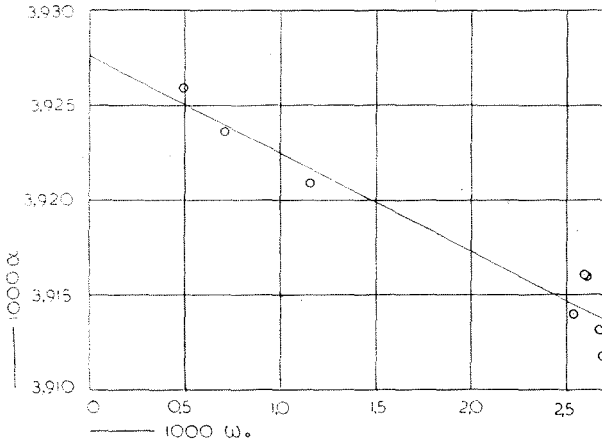


Fig. 1.

de façon que

$$(II D) \quad \frac{R_b - R_{1b}}{R_{2b} - R_{1b}} - \frac{R_a - R_{1a}}{R_{2a} - R_{1a}} = (\Lambda_b - \Lambda_a) \sin \frac{\pi(T - T_1)}{T_2 - T_1}.$$

En accord avec ce qui a été fait par Los et Morrison (qui ont toutefois utilisé une autre formule), la constante  $\Lambda_b - \Lambda_a$  peut, par exemple, être définie de telle sorte qu'un bon accord soit obtenu également en ce qui concerne la pente de la courbe à  $-183^\circ\text{C}$  :

$$\frac{\pi(\Lambda_b - \Lambda_a)}{T_2 - T_1} = \frac{1}{R_{2b} - R_{1b}} \frac{dR_b}{dT} - \frac{1}{R_{2a} - R_{1a}} \frac{dR_a}{dT}.$$

Dans cette formule,  $\frac{dR_a}{dT}$  et  $\frac{dR_b}{dT}$  peuvent être calculés en se basant sur la relation de Callendar-Van Dusen.

La combinaison de (II D) et (II C) donne

$$\left( \frac{R_{00b}}{R_{2b} - R_{1b}} - \frac{R_{00a}}{R_{2a} - R_{1a}} \right) \frac{(R_{2a} - R_{1a})\eta_2}{R_{1a}(\zeta_2 - 1)} \left( \frac{\eta_1}{\eta_2} - \frac{R_a - R_{1a}}{R_{2a} - R_{1a}} \right) = (A_b - A_a) \sin \frac{\pi(T - T_1)}{T_2 - T_1}.$$

On trouve  $\eta_2$  et  $\zeta_2$  dans les données de Van der Leeden, ce qui permet de calculer également  $\frac{\eta_1}{\eta_2}$ ;

$$\frac{\eta_1}{\eta_2} = K \sin \frac{\pi(T - T_1)}{T_2 - T_1} + \frac{R_a - R_{1a}}{R_{2a} - R_{1a}},$$

K étant une constante connue.

(III B) devient alors

$$(III D) \quad w_b - w_a = (w_{2b} - w_{2a}) \left\{ K \sin \frac{\pi(T - T_1)}{T_2 - T_1} + \frac{w_a - 1}{w_{2a} - 1} \right\}.$$

On pourrait trouver immédiatement la constante K par dérivation (pour  $T = T_1$ ).

Dans plusieurs cas l'hypothèse  $r = R_{00}$  permet une représentation satisfaisante des résultats de mesure. Toutefois, il s'avérerait désirable d'aller plus loin dans certains cas et d'admettre que la résistance additionnelle trouvant son origine dans les petites impuretés et les tensions internes, puisse être représentée par

$$r = p\varepsilon + q,$$

$p$  et  $q$  étant des constantes et  $\varepsilon$  de nouveau une fonction de la température, valable pour un certain nombre de résistances d'un même métal pur.

Il est ainsi possible de calculer une résistance idéale d'une manière satisfaisante, à partir des résultats de mesure sur des résistances en or, même quand la courbe résistance-température présente un minimum [9].

Ces modifications dans les hypothèses fondamentales n'empêchent pas qu'une relation linéaire subsiste entre les résistances de trois fils d'un même métal. Cette relation est indépendante de la température et peut être immédiatement déduite de (III A).

En effet, en substituant dans cette formule

$$w = \frac{R - q}{R_1 - q} \quad \text{et} \quad w_0 = \frac{P}{R_1 - q}$$

on retrouve les relations (III C).

Hoge [10] a également utilisé avec succès une telle relation pour calculer la résistance d'un troisième fil de platine en fonction de la température, en utilisant les relations résistance-température établies pour deux autres résistances. Ce procédé lui a permis d'atteindre une très bonne concordance entre les valeurs mesurées et calculées de la troisième résistance (entre 13,8 et 90°K). Les constantes nécessaires avaient été calculées à partir des résultats de mesure sur trois résistances à 13,813, 20,273 et 90,190°K.

La substitution de  $R_{00}$  par  $p$  est la seule modification que subit la formule (II A) dans le cas où  $r = p\varepsilon + q$ . La méthode de Los et Morrison restera par conséquent également applicable dans ce cas-ci et satisfera aux mêmes hypothèses fondamentales que la relation avec trois constantes de Hoge, utilisée pour trois résistances.

Quand la résistance des fils thermométriques à des températures très basses continue à s'approcher d'une résistance résiduelle  $R_{00}$ , on peut poser  $p + q = R_{00}$ . Dans ce cas  $\varepsilon$  s'approche de 1 et l'équation (I A) peut être remplacée par

$$(I B) \quad v = \zeta + p_0 \xi$$

dans laquelle

$$v = \frac{R - R_{00}}{R_1 - R_{00}}, \quad \zeta = \frac{Z}{Z_1}, \quad p_0 = \frac{P}{R_1 - R_{00}}$$

et

$$\xi = \varepsilon - 1 - (\varepsilon_1 - 1)\zeta.$$

Il résulte de cette relation

$$v_b - v_a = (v_{2b} - v_{2a}) \frac{\xi}{\xi_2}.$$

Cette relation est utilisable pour l'interpolation.

#### BIBLIOGRAPHIE.

- [1] P. VAN DER LEEDEN, *Thèse*, Leiden, 1940, p. 156.
- [2] P. VAN DER LEEDEN, *loc. cit.*, p. 153.
- [3] H. J. HOGE, *Rev. Sc. Instr.*, t. 21, 1950, p. 815.



- [4] H. F. STIMSON, *Procès-Verbaux des Séances du Comité International des Poids et Mesures*, 2<sup>e</sup> série, t. 21, 1948, p. T 117.  
H. F. STIMSON, Mémoire présenté au Comité Consultatif de Thermométrie, en 1952 (Annexe T 11, p. T 104).
- [5] H. J. HOGE et F. G. BRICKWEDDE, *J. Res. N. B. S.*, t. 22, R. P. 1188, 1939, p. 362.  
H. J. HOGE, *Rev. Sc. Instr.*, t. 21, 1950, p. 815.
- [6] P. VAN DER LEEDEN, *loc. cit.*, p. 156.
- [7] H. J. HOGE et F. G. BRICKWEDDE, *loc. cit.*, p. 369.
- [8] J. M. LOS and J. A. MORRISON, *Canadian J. Phys.*, t. 29, 1951, p. 142.
- [9] P. VAN DER LEEDEN, *loc. cit.*, p. 140.
- [10] H. J. HOGE, *Rev. Sc. Instr.*, t. 21, 1950, p. 815.

ANNEXE T 5.

Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig.

---

SUR LA TEMPÉRATURE ABSOLUE  
DU POINT DE FUSION DE LA GLACE

ET

SUR LES POINTS D'ÉBULLITION  
DE L'OXYGÈNE ET DE L'HYDROGÈNE

Par H. MOSER et J. OTTO.

---

I. — LA TEMPÉRATURE ABSOLUE  $T_0$   
DU POINT DE FUSION DE LA GLACE.

Il nous paraît justifié de ne pas tenir compte des mesures effectuées avant 1929 sur les coefficients de dilatation et d'augmentation de pression ( $\alpha$  et  $\beta$ ) des gaz pour le calcul du coefficient idéal de dilatation et d'augmentation de pression  $\gamma$ , par suite de la grande dispersion des résultats de ces mesures.

1. *Mesures de la P. T. R.* — Si l'on attribue aux valeurs de  $\gamma$  trouvées en 1929 et 1930 par Heuse et Otto <sup>(1)</sup> pour l'hélium, l'hydrogène, l'azote et le néon, les poids que les auteurs leur ont donnés en se basant sur le nombre des mesures et sur leur pression initiale, on trouve, à partir des valeurs moyennes

---

<sup>(1)</sup> HEUSE et OTTO, *Ann. Physik*, t. 2, 1929, p. 1012 et t. 4, 1930, p. 778.

calculées pour chacun des gaz dans le tableau 2 du deuxième Mémoire (1930), la valeur moyenne générale suivante :

$$\gamma = 3\,660,88 \cdot 10^{-6}.$$

La méthode d'extrapolation mentionnée dans le premier Mémoire (1929) page 1024, fournit, pour  $p = 0$ , des valeurs limites  $\gamma_\alpha$  et  $\gamma_\beta$  très incertaines à cause de la grande dispersion des valeurs  $\alpha$  et  $\beta$  aux faibles pressions. La valeur moyenne obtenue graphiquement par cette méthode,

$$\gamma = 3\,661,0 \cdot 10^{-6},$$

est à la vérité en accord satisfaisant avec la valeur obtenue par le calcul :  $3\,660,88 \cdot 10^{-6}$ , mais elle ne doit pas être considérée comme aussi bonne pour les raisons indiquées. C'est pourquoi dans le deuxième Mémoire (1930) les valeurs de  $\alpha$  et  $\beta$  n'ont été mesurées qu'avec la pression initiale la plus élevée, soit 995 mm de Hg.

2. *Récapitulation des résultats des mesures postérieures à 1929.* — Pour l'établissement de la moyenne on peut à notre avis considérer les valeurs suivantes :

Auteurs.	Année.	$\gamma \cdot 10^6$ .	$T_0$ .	Remarques.
Heuse et Otto.....	1929-1930	3 660,88	273,158	D'après le travail original de Otto (2) recalculé.
Keesom et coll.....	1934	3 661,03	273,147	D'après un Mémoire de H. van Dijk, 1952.
Kinoshita et Oishi...	1937	3 660,76	273,167	D'après Oishi, 1949 (3).
Beattie.....	1939	3 660,8	273,167	D'après une récapitulation de Beattie (4).
Oishi.....	1942	3 661,0	273,15	D'après Oishi (3).
Moyenne.....		3 660,89	273,158	

Nous estimons l'exactitude de cette valeur moyenne au plus à  $\pm 0,01$  degré.

(2) HEUSE et OTTO. *loc. cit.*

(3) OISHI, *J. Scient. Res. Inst.*, (Tokio), t. 43, 1949, p. 22.

(4) BEATTIE, *Temperature*, Symposium, New-York, 1941, p. 74.

Nous proposons comme température absolue du point de fusion de la glace la valeur moyenne

$$T_0 = 273,16 \text{ } ^\circ\text{K.}$$

On peut chercher à obtenir une nouvelle valeur de  $\gamma$  en partant de résultats de mesures antérieures de différents auteurs, recalculés en employant de nouvelles valeurs pour les grandeurs auxiliaires. A ce propos, nous pensons par principe que, pour l'établissement de la valeur finale de  $T_0$ , seules les valeurs données par les auteurs ou les laboratoires eux-mêmes doivent être retenues, pour autant qu'aucune erreur manifeste de mesure ou de calcul n'y a été trouvée. Pour cette raison nous ne pouvons pas adopter l'ensemble des valeurs de  $T_0$  données par Kinoshita <sup>(5)</sup>, car elles ont été recalculées par divers observateurs à partir de nouvelles valeurs de la pente des isothermes.

## II. — POINT D'ÉBULLITION DE L'OXYGÈNE.

Heuse et Otto <sup>(6)</sup>, par comparaison directe du thermomètre à tension de vapeur avec le thermomètre à hélium à volume constant, ont trouvé pour le point d'ébullition de l'oxygène les valeurs respectives  $-182,962^\circ\text{C}$  et  $-182,965^\circ\text{C}$ . Les mesures du Laboratoire de Leyde ont conduit à une valeur moyenne plus basse d'environ  $0,02$  degré. Comme il n'a pas été effectué de nouvelles mesures depuis 1935, nous sommes d'avis qu'il ne faut pas, pour le moment, changer la valeur fixée dans l'Échelle internationale à  $-182,97^\circ\text{C}$ .

## III. — POINT D'ÉBULLITION DE L'HYDROGÈNE.

Les dernières mesures du Bureau of Standards <sup>(7)</sup> et de la P. T. R. <sup>(8)</sup> sur le point d'ébullition de l'hydrogène ont donné

---

<sup>(5)</sup> KINOSHITA, *Procès-Verbaux des Séances du Comité Consultatif de Thermométrie*, 1948, p. T 111.

<sup>(6)</sup> HEUSE et OTTO, *Ann. Physik*, (5), t. 9, 1931, p. 486 et t. 14, 1932, p. 185.

<sup>(7)</sup> BRICKWEDDE, SCOTT, UROY et WAHL, *Phys. Rev.*, t. 45, 1934, p. 565.

<sup>(8)</sup> HEUSE et OTTO, *Ann. Physik*, (5), t. 9, 1931, p. 486.

la même valeur 20,38 °K. Comme les nouveaux calculs du Laboratoire de Leyde sur les mesures effectuées dans ce Laboratoire d'après les renseignements fournis par M. van Dijk dans le mémorandum déjà mentionné conduisent au même résultat, nous proposons de fixer la valeur du point d'ébullition de l'hydrogène dans l'Échelle internationale à 20,38 °K.

---

ANNEXE T 6.

National Physical Laboratory.

---

PROGRAMME

DU

NATIONAL PHYSICAL LABORATORY

CONCERNANT

L'ÉCHELLE INTERNATIONALE DE TEMPÉRATURE

---

Ce mémorandum expose le travail en cours ou projeté sur l'Échelle internationale de Température au National Physical Laboratory avec le détail de certains des résultats récemment obtenus. Il contient la substance d'un rapport présenté par C. R. Barber à un symposium sur *Les récents progrès et techniques dans la conservation des étalons* tenu à Teddington les 21 et 22 mai 1951, avec les révisions et additions dictées par l'expérience d'une année.

*Le thermomètre à résistance de platine.* — Nous avons adopté un nouveau type de thermomètre à résistance de platine qui nous permet d'obtenir une reproductibilité et une exactitude de mesure plus grandes qu'auparavant, du fait de la méthode de montage du fil contenu dans l'ampoule et de la réduction des dimensions et de la capacité thermique. Le thermomètre a un  $R_0$  d'environ  $25 \Omega$  avec une ampoule d'environ 50 mm de longueur. Le fourreau extérieur a environ 6,5 mm de diamètre et la constante de temps est d'environ 5 secondes. Le montage de l'ampoule est constitué ainsi : une bobine (diamètre : 1,2 mm) de fil de platine (diamètre : 0,75 mm) est suspendue librement dans un

tube de verre en U. Les conducteurs reliés à la bobine sont scellés dans le tube de verre de telle sorte qu'il ne peut exister aucun mouvement relatif entre les conducteurs et la bobine, ce qui élimine le risque de soumettre le fil à des contraintes. Le fil de platine utilisé pour la bobine thermométrique est plus pur que tout autre précédemment utilisé par nous et conduit uniformément à des valeurs  $\frac{R_{100}}{R_0}$  supérieures à 1,392 dans les thermomètres achevés. Les thermomètres paraissent subir un effort négligeable au chauffage et au refroidissement, car pendant les opérations d'étalonnage (chauffage au point d'ébullition de l'eau et au point du soufre et refroidissement au point de l'oxygène) les valeurs de  $R_0$  mesurées avant et après chaque point ne diffèrent pas plus que l'équivalent de 1 ou  $2 \cdot 10^{-2}$  degré et ces différences peuvent bien être dues aux erreurs des mesures de la résistance. La reproductibilité atteinte apparaît sur la figure 1, qui représente plusieurs semaines d'expérimentation sur un thermomètre-type.

En vue de comparer les échelles définies par différents thermomètres à résistance de platine, dans la région comprise entre les points de l'oxygène et de l'hydrogène, des thermomètres sont en cours de construction sur une conception modifiée plus adaptée à un travail aux températures basses. On utilise cinq fils d'origines différentes en provenance d'Angleterre (deux fils), d'Allemagne, des États-Unis et de France. Jusqu'à présent, le travail n'a pas dépassé la détermination du rapport  $\frac{R_{100}}{R_0}$  pour quelques-uns de ces fils, et ceci a conduit à une étude du recuit nécessaire pour produire la valeur la plus élevée possible de ce rapport.

Dans ce but, des spécimens du fil furent enroulés en spirales semblables à celles utilisées dans les thermomètres à résistance décrits ci-dessus, suspendus en boucle en forme d'U. Dans cette forme ils furent recuits par chauffage dans un four et les résultats acquis jusqu'à présent font penser qu'une température considérablement supérieure à 500°C est nécessaire pour obtenir dans ces conditions une valeur maximum de  $\frac{R_{100}}{R_0}$ . La figure 2 montre les résultats obtenus avec le spécimen F.I.A. fabriqué à partir du fil de 0,075 mm de diamètre fourni par le Comptoir Lyon-Alemand. Les chiffres initiaux pour  $R_0$  et  $\frac{R_{100}}{R_0}$  se rapportent au fil dans

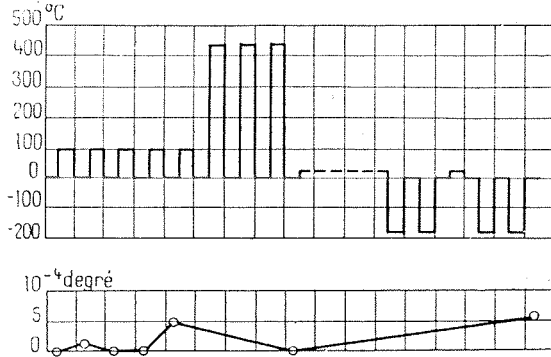


Fig. 1.

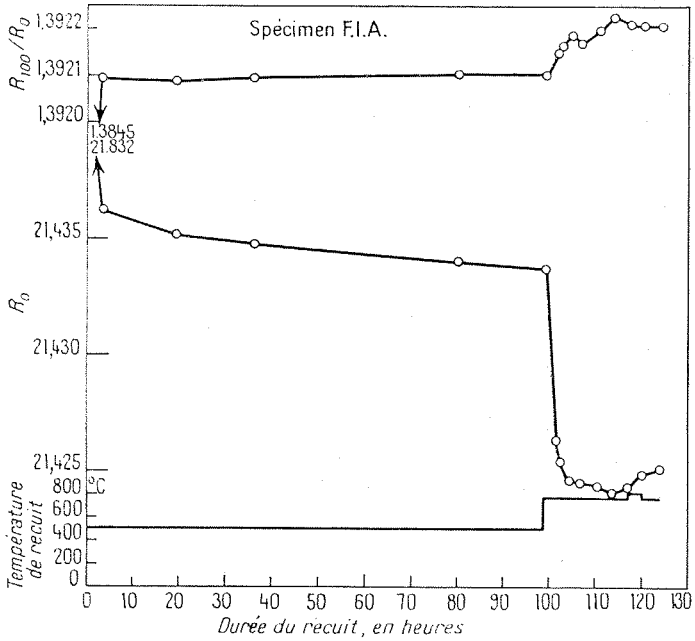


Fig. 2.



P'état où il a été reçu des fabricants<sup>(1)</sup>, à l'exception de l'effet de l'enroulement en spirale. L'échelle de temps se rapporte au temps passé aux hautes températures indiquées sur la courbe inférieure, le spécimen étant retiré du four pour chaque détermination du coefficient de résistance. L'extraction hors du four était assez lente, une durée d'environ 8 à 10 secondes s'écoulant avant que la boucle soit complètement retirée. Le fait que le fil était enroulé en une spirale assez serrée devait aussi tendre à retarder le refroidissement : en fait, en utilisant du fil de 0,2 mm de diamètre, bobiné de cette manière, on n'observa pas l'effet sur le rapport de résistance remarqué par Corruccini<sup>(2)</sup> à la suite d'un refroidissement rapide, quand le fil était chauffé électriquement et le courant coupé brusquement.

Après 99 heures de traitement à 500°C le fil sembla très proche d'un état stable, mais quand la température du traitement fut ensuite augmentée jusqu'à 800°C on obtint immédiatement une montée rapide pour le rapport et une chute pour  $R_0$ . Après 15 heures environ à cette température on crut avoir atteint une situation stable, mais une prolongation du chauffage produisit une élévation de  $R_0$  sans modification du rapport. Cela est probablement dû à la distillation du platine.

D'autres spécimens ont donné des résultats semblables (voir tableau I), mais le travail n'a pas encore été poussé suffisamment loin pour nous permettre de tirer des conclusions définitives quant aux différences entre nos résultats et ceux de Corruccini<sup>(2)</sup> obtenus avec des boucles simples d'un fil plus épais, de pureté apparemment quelque peu supérieure, eu égard aux valeurs qu'il a trouvées pour les rapports. Nous avons l'intention de poursuivre les recherches en collaboration avec la Sheffield Smelting Company, l'un des fabricants anglais de fil de platine.

*Le pont de résistance.* — Le pont qui a été régulièrement utilisé au cours des trente dernières années est le pont de Smith (type III) dont les bobines sont de conception classique, immergées dans de l'huile en agitation. Comme on l'a déjà indiqué, la stabilité de ce pont n'est pas suffisante pour permettre d'étudier la stabilité du zéro des thermomètres avec une précision de 1 ou 2

---

(1) Après recuit à 700°-800°C.

(2) *J. Res., N. B. S.*, 1951, vol. 47, n° 2, p. 94-103.

TABLEAU I.

*Recuit de fil de platine (diamètre 0,075 mm) pour thermomètres à résistance.*

Le fil a été préalablement enroulé en une hélice de diamètre 1 mm.

Spécimen.	Immédiatement après l'enroulement		Durée totale (heures).		Valeur finale		Traitement à 500°C.			Traitement à 800°C (après 500°C).			
	$\frac{R_{100}}{R_0}$	$R_0$ (ohms).	Durée totale (heures).		$\frac{R_{100}}{R_0}$	$R_0$ (ohms).	Durée totale (heures).	$\frac{R_{100}}{R_0}$ final.	$R_0$ (ohms) minimum.	$R_0$ (ohms) final.	$\frac{R_{100}}{R_0}$ final.	$R_0$ (ohms) minimum.	$R_0$ (ohms) final.
F. A. I. ....	1,3875	21,832	98	1,392 11	21,433 8	26	1,392 21	21,424 2	21,425 3				
A. I. ....	1,382	16,565	156	1,392 57	16,153 8	8+2 à 900°C	1,392 66	16,150 0	16,152 5				
S. S. I. ....	1,3837	19,026	72	1,392 39	18,613 4	8	1,392 53	18,604 9	18,605 1				

Fabricant : Comptoir Lyon-Alemand (France).

Fabricant : Signund Cohn (États Unis).

Fabricant : Sheffield Smelting Co (Angleterre).

Fabricants : Johnson Matthey (Angleterre). Spécimen J. M. I. pas encore mesuré.  
 Heraeus (Allemagne). Spécimen pas encore reçu.

dix-millièmes de degré, et en conséquence nous avons décidé de construire un nouveau pont pour lequel on rechercherait une constance de 1 millionième pendant des durées considérables. Le pont de Smith possède deux avantages importants : 1<sup>o</sup> si des bras dans le rapport de 100 à 1 sont employés, la variation des résistances de contact produit seulement  $1/100^2$  de cette variation dans la mesure finale de résistance et 2<sup>o</sup> un équilibre suffisamment indépendant des résistances de connexion est obtenu par un unique équilibrage du pont, pourvu que certaines conditions soient satisfaites en ce qui concerne l'égalité des résistances de connexion. Aussi avons-nous décidé d'employer à nouveau le pont de Smith n<sup>o</sup> 3. Le rapport  $\frac{100}{1}$  nécessite l'emploi de bobines

de  $1000 \Omega$  dans la première décade du pont et le problème principal qui s'est en conséquence présenté fut de construire de telles bobines en les rendant stables. La stabilité de la spirale libre en platine des thermomètres à résistance mentionnée ci-dessus, à savoir, environ  $1 \cdot 10^{-6}$  même si elle est chauffée à  $450^\circ$  ou refroidie à  $-180^\circ\text{C}$ , nous suggéra que la stabilité serait assurée si nous étions capables de construire pareillement des bobines de résistance pour le pont, à partir d'une matière recuite à fond. Cela fut accompli en enroulant des spirales de manganine, exemptes de contraintes, dans des disques de plexiglas (polyméthyl, méthacrylate), comme l'ont décrit Barber, Gridley et Hall <sup>(3)</sup>.

Les trois premières décades du pont :  $10 \times 1000$ ,  $10 \times 100$ ,  $10 \times 10 \Omega$  comportent de tels assemblages de bobines; la quatrième décade :  $10 \times 1 \Omega$ , comporte des bobines à spirale ouverte de 14 mm de diamètre et 75 mm de long sur des croix de mica chacune suspendue dans un logement pratiqué dans un bloc d'aluminium. Les autres décades :  $10 \times 0,1$ ,  $10 \times 0,01$  et  $10 \times 0,001 \Omega$  sont fabriquées avec des bobines construites sur le modèle classique, les deux dernières étant constituées par des résistances shuntées.

Les plots de contact, conçus par MM. H. Tinsley et Cie, sont des cylindres en cuivre au tellure, d'environ 32 mm de hauteur, chacun ayant trois rainures latérales dans lesquelles sont montés des balais doubles constitués par un jeu de lames portant sur la

---

<sup>(3)</sup> *J. Sc. Instr.*, 1952, t. 29, p. 65-69.

surface supérieure de la rainure et un autre sur la surface inférieure. Chaque plot a, en conséquence, six balais en parallèle. L'effet combiné de sept contacts de cette sorte en série ne dépasse pas  $3 \times 10^{-6} \Omega$  compte tenu du fait que le rapport du pont est  $\frac{100}{1}$ ; de plus les mesures sur le pont existant ont montré que les variations de la résistance de contact n'excèdent pas  $\pm 2 \times 10^{-7} \Omega$  et que les forces thermoélectriques sont tout à fait négligeables. Pour éviter les inconvénients de l'immersion dans l'huile, le pont est dans un bain d'air qui est maintenu par thermostat à 27°C. A cette température, le coefficient thermique des bobines de 1000  $\Omega$  est  $4.10^{-6}$ , et ainsi, pour atteindre une reproductibilité de  $0,4.10^{-6}$  (équivalente à 0,0001 degré à 0°C) la température de ces bobines doit être connue à mieux que 0,1 degré. On a établi que le contrôle de la température du pont maintenait celle-ci dans des limites de  $\pm 0,02$  degré et la stabilité des bobines paraît être suffisante pour que des mesures absolues de résistance soient faites à  $1.10^{-6}$  sans réétalonnages fréquents. Pour des mesures différentielles au thermomètre à résistance, cela devrait largement suffire pour atteindre une exactitude de  $\pm 0,0001$  degré au point triple de l'eau.

*Le point triple de l'eau.* — Conformément aux recommandations de l'Échelle internationale de Température de 1948, le point zéro de l'échelle est maintenant réalisé au moyen du point triple de l'eau (+ 0,010 0°C). Un certain nombre d'ampoules d'origines différentes ont été comparées en employant des thermomètres à résistance de platine de l'espèce déjà décrite avec des tiges de 5,5 à 7 mm de diamètre. Les ampoules furent construites par le N. B. S. à Washington, le N. P. L. et le Chemical Research Laboratory à Teddington. L'ampoule du N. B. S. avait 5 cm de diamètre et 40 cm de long avec un tube intérieur d'un calibre de 1,35 cm. Les ampoules du N. P. L. et du C. R. L. avaient 4,5 cm de diamètre et 25 cm de longueur avec des tubes intérieurs de 8 mm de diamètre. On ne peut déceler de différences supérieures à 0,0001 degré entre les valeurs données par ces différentes ampoules. Cette constatation présente de l'intérêt puisqu'elle montre que des ampoules différant largement dans leurs dimensions donnent le même résultat et que les erreurs dues à des gradients minimes de température sont négligeables dans notre technique. Elle montre aussi que la teneur en eau lourde dans

L'eau utilisée pour la préparation des ampoules américaines et britanniques ne diffère pas suffisamment pour avoir quelque effet appréciable.

*Le point d'ébullition de l'eau.* — L'appareil à point de vapeur, qui fut décrit il y a un an, a maintenant été remplacé par un modèle plus simple. Celui-ci consiste en un tube d'ébullition en verre dur, muni à l'extrémité inférieure d'un tube rentrant qui contient le réchauffeur et qui est recouvert par l'eau. Le thermomètre peut être introduit directement dans la vapeur ou dans un tube rentrant. Dans chaque cas, il est muni d'un système d'écrans contre les radiations et l'on peut relier l'appareil à une atmosphère artificielle. Il peut être utilisé avec ou sans calorifugeage ou plongé dans un bain d'huile à n'importe quelle température désirée, de telle sorte qu'on peut employer une grande gamme de puissances dissipées. Des comparaisons sont maintenant en cours entre cet appareil et un autre fabriqué en métal selon la description donnée dans le memorandum du N. B. S. (Annexe T 10, p. T 82). Les deux hypsomètres peuvent être reliés à l'atmosphère artificielle soit simultanément, soit alternativement.

Le baromètre actuellement employé pour la mesure de la pression est un baromètre du type Kew, construit à la Division de Métrologie du Laboratoire et étalonné par comparaison avec le baromètre, étalon primaire, de cette Division. On estime que la hauteur barométrique peut être mesurée à 0,01 mm près avec ce baromètre, ce qui correspond à 0,0004 degré au point de vapeur. En vue d'améliorations futures dans l'exactitude de la mesure des pressions, une redétermination de la densité du mercure a été entreprise à la Division de Métrologie.

*Le point d'ébullition de l'oxygène.* — En vue d'éviter la construction et l'étalonnage d'un manomètre de la précision d'un baromètre en connexion avec le thermomètre à pression de vapeur d'oxygène, nous avons établi un appareil dans lequel le baromètre employé pour les points de vapeur et de soufre peut être appliqué au thermomètre à pression de vapeur. Cela a été réalisé en employant un tube en U avec du mercure entre la vapeur d'oxygène et le baromètre. Par l'introduction d'un réservoir pour absorber le volume de gaz quand l'oxygène liquide se vaporise en permettant au thermomètre de venir à la température

atmosphérique, la pression atteinte est seulement d'environ 15 cm de mercure au-dessus de la pression atmosphérique. Dans l'emploi du thermomètre, la pression extérieure est ajustée de manière que les niveaux du mercure dans le tube en U soient égaux lorsqu'on les observe au moyen d'une lunette, en utilisant comme critérium de nivellement un tube en U à branches ouvertes contenant de l'eau. La pureté de l'oxygène dans le réservoir du thermomètre peut être un des facteurs de limitation pour l'exactitude dans la réalisation du véritable point d'ébullition. On peut vérifier à tout moment la pureté de l'oxygène dans cet appareil en appliquant une pression dans une troisième branche dans laquelle est intercalé un réservoir de mercure de telle sorte que l'on peut modifier les niveaux du mercure dans le tube en U et réduire le volume du thermomètre.

Par l'emploi de cet appareil, une reproductibilité de  $\pm 0,002$  degré au point de l'oxygène a été atteinte. La précision accessible actuellement paraît être limitée par la répartition de la température dans le bain d'oxygène liquide employé comme cryostat, les meilleurs résultats ayant été atteints lorsque les réservoirs du thermomètre à résistance et du thermomètre à pression de vapeur d'oxygène sont placés côte à côte dans un petit bloc de cuivre.

*Détermination de  $C_2$ .* — On étudie des projets pour une expérience de mesure du rapport des brillances de corps noirs au point d'ébullition du soufre et au point de solidification de l'or pour une radiation monochromatique dans l'infrarouge. Cela peut être considéré soit comme une détermination de  $C_2$ , en admettant les valeurs actuelles du thermomètre à gaz aux deux points fixes, soit comme une détermination du point de l'or en fonction du point du soufre en supposant exacte la valeur admise pour  $C_2$ . Les questions envisagées sont la conception d'un monochromateur adéquat et, étant donné que la méthode à employer pour comparer les deux brillances dépendra de la mesure dans laquelle les détecteurs à infrarouge disponibles (cellules photorésistantes au sulfure de plomb ou similaires) obéissent à la loi de Talbot, on construit un appareil pour étudier leur comportement sous éclairage intermittent. La méthode d'expérimentation proposée est de comparer le changement apparent dans le flux de lumière produit par un secteur rotatif d'une ouverture d'environ  $1/9$  avec le changement obtenu en substituant une ouverture carrée de 12,7 mm de côté à une ouverture carrée de 38,1 mm de côté, à une dis-

tance d'environ 132 cm d'une petite source. En formant les ouvertures au moyen de lames de couteau appliquées sur des calibres à bouts plans, le rapport des surfaces peut être aisément déterminé avec une précision de  $1 \cdot 10^{-4}$ , tandis que dans les conditions d'éclairage proposées le rapport des flux lumineux devrait être égal à  $1/9$  à  $10^{-3}$  près.

ANNEXE T 7.

Central Inspection Institute of Weights and Measures, Tokyo.

---

PROPOSITIONS PRÉSENTÉES

AU

COMITÉ CONSULTATIF DE THERMOMÉTRIE

---

1. *Sur la température de fusion de la glace dans l'échelle Kelvin.* — En ce qui concerne la valeur à adopter pour la température du point de fusion de la glace dans l'échelle Kelvin, le Comité International réuni en 1948 s'est réservé de la fixer ultérieurement. D'autre part, d'après l'étude de M. J. Oishi (Annexe T 8, p. T 73), aucune raison ne semble justifier jusqu'à présent une modification quelconque de la valeur 273,15 qui avait été recommandée par le Comité Consultatif de Thermométrie dans ses sessions de 1939 et de 1948. Aussi faudrait-il que des résultats nouveaux soient acquis avant qu'on envisage d'y apporter une modification.

2. *Sur une modification à apporter à la spécification pour la mesure des points de solidification de l'argent et de l'or dans le texte de l'Échelle internationale de Température de 1948.* — Dans la troisième partie, division 8, du texte de l'Échelle internationale de Température de 1948, on a recommandé quelques dimensions du creuset et une certaine quantité de métal à y mettre. Cependant on doit considérer qu'il est possible d'obtenir des résultats tout aussi satisfaisants en utilisant le métal en quantité plus petite que celle qui a été recommandée :

a. lorsqu'on améliore la construction du thermocouple et du tube protecteur;



- b. lorsqu'on préserve le métal de la surfusion;
- c. lorsqu'on fait solidifier le métal aussi uniformément que possible dans toutes ses parties;
- d. lorsqu'on fait diminuer les gradients de température dans le four;
- e. lorsqu'on remédie à l'erreur causée par la conduction thermique qu'on a constatée quantitativement (1).

Il serait donc désirable que chacun des laboratoires nationaux étudiat de son côté cette question.

Également dans la troisième partie, division 8, on lit une remarque sur la profondeur d'immersion du thermocouple.

Pour que l'influence de la profondeur d'immersion sur la valeur mesurée puisse être rendue inférieure à 0,1 degré, il faut que la force électromotrice ne change pas de plus de 0,5  $\mu\text{V}$  lorsque la profondeur de l'immersion est augmentée ou diminuée de 1 cm. Il serait donc désirable que cette valeur relative à la force électromotrice fût modifiée de telle façon qu'elle soit de 0,5  $\mu\text{V}$  au lieu de 1  $\mu\text{V}$  (1):

---

(1) K. OKADA, Voir Annexe T 9, p. T 77.

ANNEXE T 8.

Tokyo Institute of Technology.

---

VALEUR LA MEILLEURE DE LA TEMPÉRATURE ABSOLUE  
DU POINT DE FUSION DE LA GLACE

Par JIRO OISHI.

---

Un grand nombre de mesures ont été faites dans le passé à l'aide du thermomètre à gaz et les résultats existant jusqu'à présent devraient suffire pour fixer la valeur de  $T_0$  jusqu'à la seconde décimale. Cependant la manière dont ces mesures sont traitées par les différents auteurs provoque des discussions.

Jusqu'en 1937, il y a 108 valeurs des coefficients de dilatation et de pression des quatre gaz He, H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> et Ne, obtenues par 20 séries de mesures. Si l'on ajoute les 10 valeurs sur N<sub>2</sub> obtenues en 1939 au M. I. T. par Beattie et ses collaborateurs [2], et les 8 valeurs sur He, H<sub>2</sub>, Ne et A obtenues en 1942 par l'auteur en utilisant la méthode des isothermes, cela fait au total 126 valeurs déduites de 22 séries de mesures.

Le tableau I indique les valeurs dans l'ordre chronologique. Les résultats 1 à 21 sont extraits de la table 3*b*, colonne  $T_0$  (mean of all three) donnée dans le travail de Beattie [1]; chaque valeur de  $T_0$  est la valeur moyenne des  $T_0$  calculés en employant les facteurs de réduction <sup>(1)</sup> adoptés à la P. T. R., à Leyde et au M. I. T. Le résultat 22, calculé de la même façon, est celui de l'auteur.

---

<sup>(1)</sup> J. A. BEATTIE, *Temperature*, 1941, table 1, p. 79.

TABLEAU I.

Ordre chronologique.	Auteur.	Date.	Nombre de points.	$T_0$ (°K).
1...	Chappuis.....	1887	2	273,119
2...	Onnes, Boudin.....	1900	1	120
3...	Chappuis, Harker.....	1902	4	106
4...	Travers, Jacquered.....	1903	5	104
5...	Chappuis.....	1907	6	117
6...	Day, Clément.....	1908	4	193
7...	Holborn, Henning.....	1911	5	109
8...	Day, Sosman.....	1912	1	086
9...	Henning.....	1913	1	185
10...	Eumorfopoulos.....	1914	5	160
11...	Chappuis.....	1917	3	058
12...	Henning.....	1921	7	213
13...	Henning, Heuse.....	1921	20	171
14...	Keyes, Townshend, Young.....	1922	1	153
15...	Heuse.....	1926	4	183
16...	Keesom, van der Horst.....	1927	2	121
17...	Heuse, Otto.....	1929	24	149
18...	Heuse, Otto.....	1930	2	138
19...	Keesom, van der Horst, Taconis....	1934	3	149
20...	Kinoshita, Oishi.....	1937	8	164
21...	Beattie, Benedict, Blaisdell, Kaye....	1939	10	165
22...	Oishi.....	1942	8	144

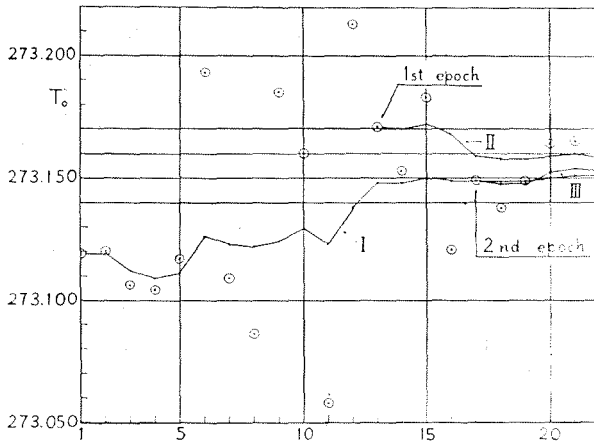


Fig. 1. — Valeurs de  $T_0$  données dans le tableau I.

Il y a deux dates importantes : la première en 1921 (n° 13, Henning et Heuse), après laquelle les mesures furent faites dans le seul but de déterminer  $T_0$ ; la seconde en 1929 (n° 47, Heuse et Otto), après laquelle les mesures dans chaque laboratoire furent exécutées avec une très haute précision.

Le tableau II rassemble par ordre chronologique, à partir de 1887, 1921 et 1929 jusqu'à maintenant, les valeurs moyennes de  $T_0$ ; ces résultats sont reportés à la figure 1.

TABLEAU II.

Ordre chro- nologique.	(I). A partir de 1887 jusqu'à maintenant.		(II). A partir de 1921 jusqu'à maintenant.		(III). A partir de 1929 jusqu'à maintenant.	
	Nombre de points.	Valeur moyenne de $T_0$ .	Nombre de points.	Valeur moyenne de $T_0$ .	Nombre de points.	Valeur moyenne de $T_0$ .
1...	2	273, 119	-	-	-	-
2...	3	119	-	-	-	-
3...	7	112	-	-	-	-
4...	12	109	-	-	-	-
5...	18	111	-	-	-	-
6...	22	126	-	-	-	-
7...	27	123	-	-	-	-
8...	28	122	-	-	-	-
9...	29	124	-	-	-	-
10...	34	129	-	-	-	-
11...	37	123	-	-	-	-
12...	44	138	-	-	-	-
13 ..	64	148	20	273, 171	-	-
14(*)	65	148	21	170	-	-
15...	69	150	25	172	-	-
16...	71	149	27	168	-	-
17...	95	149	51	159	24	273, 149
18...	97	149	53	158	26	148
19...	100	149	56	158	29	148
20...	108	150	64	159	37	152
21...	118	151	74	160	47	154
22...	126	151	82	158	55	153

(\*) Cette mesure n'a pas été faite dans le seul but de déterminer  $T_0$ .

La courbe I de la figure 1 représente l'allure de la valeur

moyenne pour toute la période; les courbes II et III celle des première et seconde époques.

La courbe I, qui a une tendance à augmenter, donne comme valeur finale  $T_0 = 273,151$ ; la courbe II qui, au contraire, a tendance à diminuer, donne  $T_0 = 273,158$ ; on peut penser que ces deux courbes convergeraient graduellement vers la vraie valeur, comprise entre 273,151 et 273,158, si de nouvelles mesures sont faites dans l'avenir.

La courbe III se situe entre les courbes I et II, avec comme valeur finale  $T_0 = 273,153$ . D'où l'on peut conclure que la meilleure valeur de  $T_0$  est obtenue à partir des résultats existant depuis la seconde époque, 1929 [3], [4].

L'auteur affirme que, tout en fixant

$$T_0 = 273,155 \text{ } ^\circ\text{K} \pm 0,015 \text{ degré}$$

comme étant la meilleure valeur de la température absolue du point de fusion de la glace, compte tenu de la précision des mesures actuelles, la vraie valeur se trouve entre 273,15 et 273,16  $^\circ\text{K}$ , et très probablement plus près de 273,15  $^\circ\text{K}$  que de 273,16  $^\circ\text{K}$ .

#### BIBLIOGRAPHIE.

- [1] J. A. BEATTIE. *The Thermodynamic Temperature of the Ice Point*, in *Temperature*, New-York, 1941, p. 74.
- [2] J. A. BEATTIE, A. BENEDICT, B. E. BLAISDELL et J. KAYE, *Temperature*, New-York, 1941, p. 85.
- [3] J. OISHI, *Bull. Inst. Phys. Chem. Res.*, t. 21, (1942, p. 111) (en japonais); *J. Sc. Res. Inst.*, t. 43, 1949, n° 1206, p. 220.
- [4] J. OISHI, *Proc. of VIIIth International Congress of Refrigeration*, 1951.

ANNEXE T 9.

Electrotechnical Laboratory, Tokyo.

---

SUR L'ERREUR DE LECTURE  
DUE A LA CONDUCTION THERMIQUE DU THERMOCOUPLE  
ET SON INFLUENCE DANS LA REPRODUCTION  
DE  
L'ÉCHELLE INTERNATIONALE DE TEMPÉRATURE  
DE 1948.

Par KIYOSHI OKADA.  
(8 mars 1952)

---

I. — PROFONDEUR D'IMMERSION DU THERMOCOUPLE.

Lorsqu'on mesure, à l'aide d'un thermocouple, la température d'équilibre de fusion ou de solidification d'un métal étalon, la température  $T_J$  approche de sa valeur finale  $t_0$  lorsqu'on augmente la profondeur d'immersion. L'erreur

$$\theta_0 = T_J - t_0,$$

produite par la conduction thermique le long du thermocouple, diminue d'une façon sensible lorsque la profondeur d'immersion augmente. Si la distribution de température à l'intérieur du four et la vitesse de refroidissement ou de chauffage sont maintenues aussi constantes que possible et si le thermocouple est immergé dans le métal à une température uniforme, l'erreur de conduction diminuera suivant une loi logarithmique avec la pro-

fondeur d'immersion. La relation entre l'erreur  $\theta_{0,a}$  et la profondeur  $a$  en centimètres est exprimée par

$$(1) \quad \theta_{0,a} = \Theta_0 e^{-\alpha a},$$

où  $\Theta_0$  est l'erreur lorsque l'extrémité seule du thermocouple est supposée être en contact avec le métal dans un four ayant une distribution de température donnée, et  $\alpha$  une constante qui dépend du thermocouple (métaux utilisés et type de construction). Cette relation a été trouvée pour un métal uniformément chauffé dans un four à distribution de température invariable et confirmée théoriquement par l'auteur [1].

Si  $\theta_{0,(a+1)}$  indique l'erreur de conduction lorsque la profondeur d'immersion est augmentée de 1 cm,

$$(2) \quad \theta_{0,(a+1)} = \Theta_0 e^{-\alpha(a+1)} = \theta_{0,a} e^{-\alpha}$$

et la variation de l'erreur s'exprime par

$$\Delta\theta_0 = \theta_{0,a} - \theta_{0,(a+1)} = \theta_{0,a}(1 - e^{-\alpha}).$$

Par suite, la valeur de l'erreur en fonction de la profondeur  $a$  devient

$$(3) \quad \theta_{0,a} = \frac{\Delta\theta_0}{1 - e^{-\alpha}}.$$

La variation de 1  $\mu$ V produite par la modification de la profondeur d'immersion d'un thermocouple PtRh10 — Pt, telle qu'elle est indiquée au paragraphe 8 de la troisième partie du texte de l'Échelle internationale de Température 1948, correspond à 0,09 degré. D'après l'expérience de l'auteur, la valeur de  $\alpha$  se situe entre 1,0 et 2,0. Les valeurs de l'erreur  $\theta_{0,a}$  calculées à partir de l'équation (3) sont indiquées dans le tableau 1.

TABLEAU I.

Valeurs calculées de l'erreur  $\theta_{0,a}$  en admettant

$\Delta\theta_0 = 0,09$  degré.

$\alpha$ .	$\theta_{0,a}$ (°C).	$\alpha$ .	$\theta_{0,a}$ (°C).
1,0	0,14	1,6	0,11
1,2	0,13	1,8	0,11
1,4	0,12	2,0	0,10

La grandeur de l'erreur indiquée au tableau I conduit à la conclusion suivante : si la reproductibilité de 0,1 degré est exigée, il est nécessaire de spécifier que la valeur de  $\Delta\theta_0$  soit inférieure à, disons 0,05 degré, ce qui signifie que la force électromotrice ne devrait pas varier de plus de 0,5  $\mu\text{V}$  lorsque la profondeur d'immersion du thermocouple varie de 1 cm. Dans ces conditions, l'auteur propose de modifier le texte comme suit :

« La profondeur d'immersion doit être telle que la force électromotrice observée du thermocouple ne change pas de plus de 0,5  $\mu\text{V}$  lorsque la profondeur de l'immersion est augmentée ou diminuée de 1 cm ».

## II. — DIMENSIONS DU LINGOT DE MÉTAL ÉTALON.

Afin de réduire l'erreur de conduction, il y a intérêt à augmenter la profondeur d'immersion en augmentant la quantité de métal étalon. En même temps, il est également nécessaire de réduire la valeur de  $\theta_0$  dans l'équation (1) en diminuant le gradient de température près de la surface supérieure du lingot. Ceci pourra être obtenu en améliorant la distribution de température dans le four et en supprimant la surfusion à la solidification du métal.

Pour s'assurer de la profondeur d'immersion à laquelle l'erreur de conduction devient négligeable, prenons comme exemple un cas de solidification de l'or; admettons que les distances du couvercle du creuset et de la surface extérieure du couvercle du four à la surface supérieure du lingot soient respectivement de 3 et 15 cm. D'après l'étude théorique de l'auteur [2], la valeur estimée de  $\theta_0$ , même lorsque la température du four est supposée être redescendue à 1050°C, reste dans les limites de 30 degrés. En admettant le cas extrême de  $\theta_0 = 30$  degrés, l'erreur de conduction  $\theta_{0,a}$  est calculée par l'équation (1) pour différentes valeurs de  $\alpha$  et de la profondeur  $a$  (voir tableau II); les résultats de ce tableau montrent que si la distribution de la température à l'intérieur du four est assez bonne pour obtenir une solidification uniforme du métal sur toute sa longueur, il n'y aura aucune erreur de conduction observable, pourvu que la profondeur d'immersion ne soit pas inférieure à 7 cm. Un lingot



de 9 cm de longueur sera par suite satisfaisant pour éviter l'erreur de conduction.

TABLEAU II.

Valeurs calculées de l'erreur  $\theta_{0,a}$ , en supposant  
 $\theta_0 = 30$  degrés et  $\theta_{0,a} = 30 e^{-2a}$ .

$a$ (cm).	1.0.	1.2.	1.4.	1.6.	1.8.	2.0.
0.....	30,0	30,0	30,0	30,0	30,0	30,0
2.....	4,05	2,72	1,82	1,22	0,82	0,55
4.....	0,55	0,25	0,11	0,05	0,02	0,01
6.....	0,07	0,02	0,01	0,00	0,00	0,00
7.....	0,03	0,01	0,00	0,00	0,00	0,00
8.....	0,01	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10.....	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00

En 1939, M. de Selincourt, du National Physical Laboratory, a décrit [3] comment il avait obtenu les lectures de la température d'équilibre de fusion et de solidification de l'or, avec une erreur probable de  $\pm 0,1 \mu V$ , en utilisant un lingot de 2,54 cm de diamètre et 7,62 cm de longueur. Dans le cas de l'auteur [4] et avec de l'or, l'erreur probable était  $\pm 0,5 \mu V$  en utilisant un thermocouple à trois bras spécialement conçu et en tenant compte de l'erreur de conduction qu'entraîne l'emploi d'un lingot de 1,05 cm de diamètre et 3,4 cm de longueur. Avec un lingot de  $1,9 \times 5,0$  cm, l'erreur probable était de  $\pm 0,2 \mu V$  pour l'argent; on a même obtenu l'erreur probable de  $\pm 0,1 \mu V$  pour la solidification de l'antimoine en supprimant la surfusion.

Sans augmenter la quantité de métal, l'erreur de conduction peut être diminuée par :

*a.* Perfectionnement dans la construction du thermocouple en amincissant l'épaisseur du tube protecteur et en rendant l'espace d'air interposé aussi faible que possible.

*b.* Amélioration de la distribution de température à l'intérieur du four, particulièrement près de la surface supérieure du lingot.

*c.* Égalisation de la température autour du lingot afin d'assurer sur toute la longueur du métal une fusion ou une solidification uniforme.

*d.* Faible vitesse de fusion ou de solidification et suppression de la surfusion du métal.

La seule augmentation de longueur du lingot aurait pour résultat de le placer dans un espace dont le gradient de température serait peu satisfaisant et de rendre ainsi l'opération de fusion et de solidification mal définie.

Dans le texte de l'Échelle internationale de Température de 1948, il est recommandé d'utiliser la quantité de métal suivante : 1600 g dans le cas de l'or et 900 g dans le cas de l'argent, contenue dans un creuset de 3,0 cm de diamètre intérieur et de 15 cm de profondeur.

Toutefois, un lingot de 850 g d'or et 460 g d'argent de 2,5 cm de diamètre et 9 cm de longueur convient tout aussi bien pour obtenir la précision requise avec le thermocouple ordinaire si les précautions nécessaires sont prises. Une quantité limitée de métal offre en outre un avantage : cela permet de s'assurer contre tout accident, tel que la contamination du lingot, en ayant deux ou plusieurs lingots du même métal, plutôt qu'un seul de dimensions plus grandes.

L'auteur souhaite recevoir l'appui des autres laboratoires pour la révision des spécifications recommandées concernant le lingot des métaux étalons.

#### BIBLIOGRAPHIE.

- [1] *Denkishikenjo-iho (Bulletin of the Electrotechnical Laboratory* 1944, n° 8, p. 310) (en japonais).
- [2] *Researches of the Electrotechnical Laboratory*, 1951, n° 516, p. 108-110 (en japonais).
- [3] *Proc. Phys. Soc.*, vol. 51, 1939, p. 635-709 (en anglais).
- [4] *Researches of the Electrotechnical Laboratory*, 1937, n° 404, p. 62-70 (en anglais).

ANNEXE T 10.

National Bureau of Standards.

---

APPAREILS ET MÉTHODES UTILISÉS  
POUR  
L'ÉTALONNAGE DES THERMOMÈTRES  
A RÉSISTANCE DE PLATINE

Par H. F. STIMSON.

(10 janvier 1952)

---

Pour l'étalonnage des thermomètres à résistance de platine dans l'échelle internationale de Température, on a défini quatre points fixes, dont l'un est un point de solidification et les autres sont des points d'ébullition. Pour obtenir ces points fixes on estime qu'il vaut mieux s'efforcer de réaliser les définitions plutôt que de suivre des procédures recommandées, qu'on a cru les meilleures autrefois. Au National Bureau of Standards le point triple de l'eau est utilisé exclusivement pour réaliser le point de glace. Les points d'ébullition du soufre et de l'eau sont réalisés dans des chaudières reliées à un réservoir d'hélium à pression contrôlée. La pression de l'hélium est commandée à la main au moyen d'un manomètre de précision, de façon à obtenir une pression de 1 atm au niveau des bobines thermométriques. Le point d'ébullition de l'oxygène est déterminé par une méthode comparative au moyen d'un comparateur à bloc de cuivre dans un bain d'oxygène liquide.

### POINT TRIPLE DE L'EAU.

Le point triple de l'eau est réalisé depuis plusieurs années dans des ampoules de verre de 5 cm environ de diamètre présentant un puits coaxial rentrant de 1,3 cm de diamètre intérieur et de 39 cm de longueur, destiné à recevoir les thermomètres. Greffé au sommet de l'ampoule s'étend un tube de 1,3 cm, qui peut être fermé par scellement à 10 cm environ au-dessus du puits après le remplissage avec de l'eau distillée purgée de gaz. Au-dessous du point de scellement se trouve un tube latéral, qui s'étend horizontalement sur 5 ou 6 cm et qui sert de poignée pour soulever et tourner l'ampoule et aussi pour la supporter lorsqu'elle est plongée dans un bain de glace râpée et d'eau. Dans les conceptions antérieures de l'ampoule à point triple, ce tube latéral se prolongeait jusqu'à un récipient annexe d'une capacité de 1 l. Ce récipient était un réservoir dans lequel toute l'eau pouvait être vidée pour redistillation à l'intérieur de l'ampoule. L'expérience a montré cependant que l'on obtenait des résultats reproductibles sans redistillation et que cet appendice présentait plus d'inconvénients qu'il n'en valait la peine.

Lorsque ces ampoules de verre sont faites et recuites, elles sont ensuite nettoyées à l'acide chromique et à l'eau distillée, puis soumises à un jet continu de vapeur d'eau pendant plusieurs jours, jusqu'à ce que la vapeur condensée sur les parois s'écoule en un film continu sur toute la surface intérieure. Elles sont alors soudées à une canalisation, qui les relie à un réservoir d'eau provenant d'un alambic spécial qui élimine 99,9 % des gaz dissous. On y fait ensuite le vide et on les emplît d'eau jusqu'à environ 2 cm du sommet; elles sont enfin fermées par scellement.

Pour préparer l'ampoule en vue des mesures, elle est immergée dans un bain de glace ordinaire pendant plusieurs minutes afin de bien refroidir l'ampoule et son contenu. Un manteau de glace épais de 3 à 10 mm est ensuite congelé au contact de la paroi extérieure du puits au moyen de glace sèche (CO<sub>2</sub> solide) placée à l'intérieur. Une méthode utilisée au National Bureau of Standards est de sécher le puits et d'y introduire un long tube de verre entrant librement et contenant un peu d'éthanol, dans lequel on peut introduire de la glace sèche râpée pour le refroidissement. On verse une quantité suffisante d'éthanol à l'exté-

rieur du tube de refroidissement pour remplir le puits lorsque le tube repose sur le fond du puits. En déplaçant le tube de haut en bas et de bas en haut on répartit le refroidissement dans tout l'éthanol extérieur, ce qui produit une couche uniforme de glace à l'extérieur du puits.

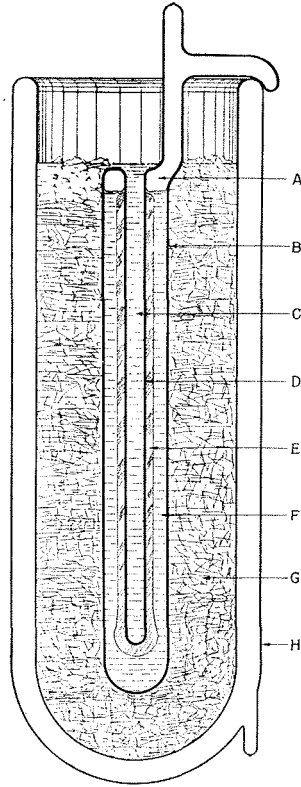


Fig. 1. — Ampoule à point triple.

A, vapeur d'eau; B, ampoule de pyrex; C, eau du bain de glace; D, puits thermométrique; E, manteau de glace; F, eau pure purgée d'air; G, glace râpée et eau; H, récipient calorifugé.

Lorsque le refroidissement avec la glace sèche vient de commencer, il peut s'écouler une minute ou davantage avant le

commencement de la congélation. Des cristaux apparaissent d'abord sous forme de fines aiguilles le long de la paroi extérieure du puits. En continuant le refroidissement, ces cristaux initiaux en forme d'aiguilles disparaissent et un manteau transparent comme du verre se forme. Lorsqu'une quantité suffisante de glace est congelée sur le puits, on enlève l'éthanol et l'ampoule est complètement immergée dans un bain de glace, de telle sorte que l'eau du bain de glace remplit le puits, ce qui améliore le contact thermique du thermomètre avec la surface eau-glace.

Le processus de solidification purifie l'eau et concentre les impuretés dans l'eau qui est au contact de la glace. Ces impuretés font baisser la température de solidification d'une quantité appréciable, à moins que l'eau ne soit très pure. Si ensuite un tube chaud est immergé dans le puits pendant quelques secondes, une quantité suffisante de glace est mise en fusion au contact du puits pour libérer le manteau et fournir une nouvelle surface eau-glace. Il est facile de voir à quel moment le manteau de glace est libéré en faisant tourner l'ampoule vivement autour de l'axe du puits et en notant si le manteau tourne avec l'ampoule. Cette nouvelle surface eau-glace fournit maintenant la température pour l'étalonnage des thermomètres.

Cette méthode de fusion interne est considérée comme très précieuse pour obtenir une température reproductible. La solidification purifie l'eau utilisée en partant du puits progressivement vers l'extérieur, et la fusion à l'intérieur produit de l'eau à partir de la glace qui est plus pure que l'eau qui entoure le manteau. Grâce à cette circonstance, il faut moins de précautions dans la préparation et le remplissage des ampoules que si d'autres méthodes étaient utilisées. L'expérience montre que la fusion interne dans les ampoules du National Bureau of Standards fournit des températures qui sont aussi identiques et reproductibles que nous sommes capables de le constater à l'heure actuelle.

Les températures en dehors des manteaux épais dans ces mêmes ampoules, d'autre part, ont été trouvées plus basses d'environ 2 millièmes de degré lorsqu'elles sont mesurées moins d'une demi-heure après la solidification, mais elles s'élèvent ensuite pendant plusieurs heures. On pense que ces températures basses sont causées par des impuretés et que l'élévation des températures est due à la diffusion des impuretés concentrées

initialement à la surface extérieure du manteau et qui s'en éloignent en se diffusant dans l'eau.

Dans le passé, les chercheurs ont généralement solidifié l'eau dans leurs ampoules à point triple en produisant une surfusion jusqu'à ce que la solidification spontanée remplisse l'ampoule d'un mélange d'eau et de glace. Lorsque l'eau, dans ces mêmes ampoules du National Bureau of Standards, était mise en surfusion à  $-10^{\circ}$  environ et que la solidification se produisait spontanément, les températures étaient trop basses de quelques dix-millièmes de degré, vraisemblablement à cause des impuretés. Ce résultat souligne à nouveau la valeur de la technique simple de fusion interne pour obtenir des températures reproductibles.

Le courant de mesure qui circule continuellement dans une bobine thermométrique élève la température du platine au-dessus de la température extérieure de l'enveloppe protectrice. Lorsqu'un courant de mesure de 2 mA circule de façon continue dans une bobine thermométrique de  $25,5 \Omega$  et de 2 cm de long, entourée d'une enveloppe protectrice de 7 mm de diamètre, la puissance dégagée provoque une élévation de température de quelques millièmes de degré. Dans l'ampoule à point triple, le parcours supplémentaire du flux de chaleur, depuis l'enveloppe du thermomètre à travers l'eau et le verre jusqu'au manteau de glace, provoque une élévation supplémentaire de température d'environ  $0,00075$  degré depuis la surface interne de la glace jusqu'à l'enveloppe du thermomètre. Dans les expériences destinées à déterminer les températures à l'extérieur des manteaux de glace, lorsqu'on prenait soin d'éviter toute fusion intérieure, il y avait une élévation supplémentaire d'environ  $0,00025$  degré depuis la surface extérieure du manteau de glace jusqu'à la surface extérieure du puits thermométrique en verre.

Pour les mesures de la plus haute précision dépendant, il est d'usage au National Bureau of Standards de déterminer la résistance de la bobine thermométrique avec deux courants thermométriques différents et d'extrapoler ensuite à puissance nulle. Cette pratique compense la totalité des chutes de température depuis la bobine de platine jusqu'à la température fixe et elle est utilisée pour les mesures de précision à toutes températures. Il est nécessaire cependant d'utiliser les constantes d'étalonnage calculées pour une puissance nulle dans les bobines thermométriques.

### MANOMÈTRE DE PRÉCISION.

Le manomètre de précision du National Bureau of Standards a été conçu pour les mesures de précision au thermomètre à gaz, mais jusqu'à présent il n'a pas été utilisé à cette fin. Le but était de rendre ce manomètre capable de déterminer une pression avec une exactitude d'un millionième, mais on n'y est pas encore entièrement parvenu. On croit cependant que des pressions pourraient être reproduites avec un appareil similaire dans un autre laboratoire, avec une exactitude correspondant à environ 0,0001 degré au point d'ébullition de l'eau.

La pression, qui est mesurée avec ce manomètre, est exercée par une colonne de mercure et elle est le produit de la hauteur de cette colonne multipliée par la densité du mercure et par l'accélération de la pesanteur. On croit que la hauteur de la colonne peut être déterminée avec cet appareil avec l'exactitude d'étalonnage des étalons à bouts, qui est jusqu'ici d'environ 2 millionièmes, mais qui pourrait être améliorée. La valeur de la densité du mercure à 0°C, selon des rapports récents, peut présenter une incertitude d'environ 1 ou 2 cent-millièmes, mais l'opinion du National Bureau of Standards est qu'on ne doit pas s'attendre à trouver des différences supérieures à environ 4 millionièmes dans différents échantillons de mercure naturel recueilli en un point quelconque du globe. La valeur de l'accélération de la pesanteur peut présenter une incertitude approchant de 1 cent-millième, mais les valeurs relatives par rapport à la valeur de Potsdam sont connues avec une exactitude supérieure. Pour ces raisons, la reproductibilité du point de vapeur dans différents laboratoires pourrait être de l'ordre de 0,0001 degré.

Les caractéristiques principales de ce manomètre qui rendent possible cette précision sont : de larges chambres pour les surfaces de mercure afin d'éliminer les incertitudes sur la dépression capillaire près du ménisque, un dispositif à capacité électrostatique pour déterminer la hauteur de la surface de mercure, et l'utilisation d'étalons à bouts carrés de 2, 4 cm de côté pour supporter ces chambres.

Les chambres contenant le mercure ont un diamètre intérieur d'environ 7,3 cm; elles sont en acier; les extrémités supérieure et inférieure ont une épaisseur d'environ 2 cm, épaisseur suffisante pour éviter une déformation appréciable sous l'influence



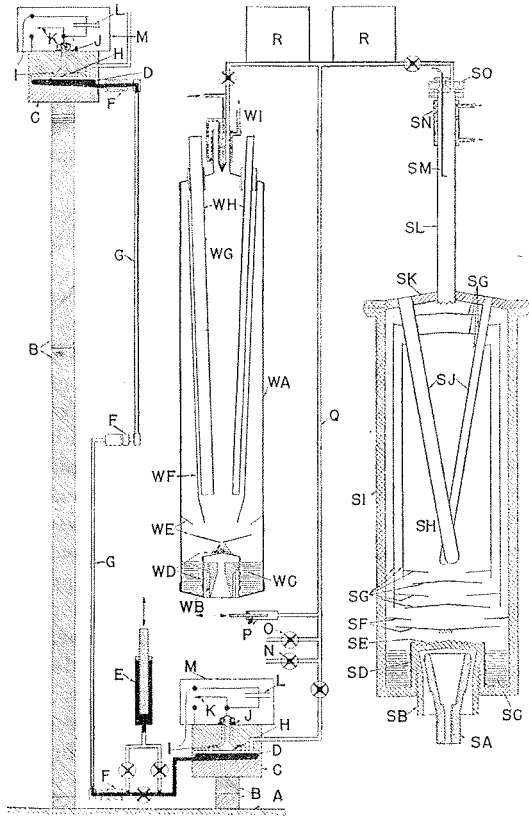


Fig. 2. — Appareillage pour les points d'ébullition.

<i>Manomètre de précision.</i>	<i>Chaudière à vapeur.</i>	<i>Chaudière à soufre.</i>
A. Socle.	WA. Paroi de la chaudière à vapeur.	SA. Chauffage électrique par rayonnement.
B. Colonnes de calibres de Hoke.	WB. Chauffage électrique.	SB. Récepteur de rayonnement.
C. Chambres d'acier pour le mercure, diamètre intérieur 73 mm.	WC. Eau pure purgée d'air.	SC. Soufre liquide.
D. Mercure.	WD. Couche de fils d'argent verticaux.	SD. Couche de fils d'aluminium verticaux.
E. Réglage du niveau de mercure.	WE. Drainage.	SE. Rainure en spirale.
F. Joints articulés.	WF. Écrans de radiation.	SF. Drainage.
G. Tube à mercure en acier.	WG. Vapeur d'eau saturée.	SG. Écrans de radiation.
H. Plaque de condensateur en acier, diamètre 35 mm.	WH. Puits thermométriques.	SH. Vapeur de soufre saturée.
I. Isolément électrique étanche.	WI. Condenseur à circulation d'eau froide.	SI. Paroi de la chaudière à soufre.
J. Isolément électrique.		SJ. Puits thermométriques.
K. Commutateur pneumatique.		SK. Couvre-cercle soudé.
L. Condensateur fixe.		SL. Cheminée du condenseur.
M. Blindage électrostatique.		SM. Couple thermoelectrique.
N. Valve du réservoir de 70 l.		SN. Chemise d'eau.
O. Valve pour le vide ou l'entrée d'hélium.		SO. Couvercle démontable.
P. Réglage fin de la pression.		
Q. Canalisation d'hélium.		
R. Pièges à condensation.		

d'un changement de pression de 1 atm. Un tube d'acier de 3 mm environ de diamètre intérieur permet au mercure de couler d'une chambre dans l'autre. Pour permettre d'élever la chambre supérieure à la hauteur voulue, ce tube a trois jonctions à axes horizontaux, généralement désignées sous le nom de : épaule, coude, poignet.

Les chambres sont supportées sur un socle en fonte par des calibres de Hoke, qui sont des étalons à bouts aussi précis que les calibres Johansson plus familiers, mais ayant une section carrée de 2,4 cm de côté, ils conviennent mieux pour constituer les colonnes qui supportent les chambres. Les colonnes de calibres sont à 18 cm l'une de l'autre sur le socle. Un calibre est fixé solidement à la base de chaque chambre et un autre calibre est assujéti solidement sur le socle au bas de chaque colonne. Les deux calibres au-dessous de la chambre inférieure sont rarement déplacés, mais les calibres intermédiaires dans la colonne qui supporte la chambre supérieure sont changés chaque fois que l'on modifie la longueur de la colonne. La série de calibres est assez abondante pour que l'on puisse choisir une colonne de calibres ayant une hauteur nominale quelconque à 1 dix-millième d'inch près. On fait adhérer les calibres les uns aux autres avec un intervalle qui est seulement de quelques centièmes de micron. Pendant 14 ans, leur longueur a été étalonnée à différentes reprises au National Bureau of Standards, et aucun n'a changé de plus de 4 millièmes.

Au-dessus du mercure se trouve une plaque d'acier isolée électriquement, de 3,5 cm de diamètre, pour déterminer la hauteur du mercure dans chaque chambre. La capacité électrostatique entre cette plaque et le mercure constitue une partie de la capacité de l'un des deux circuits d'un oscillateur à battements. Dans une enceinte au-dessus de la chambre se trouve un condensateur auxiliaire qui est ajusté de façon que sa capacité soit égale à la capacité entre la plaque et le mercure pour la hauteur de mercure désirée. Un commutateur pneumatique à mercure permet de permuter ces deux condensateurs en quelques secondes. On a trouvé commode de choisir une distance entre le mercure et la plaque d'environ 0,15 mm. A cette hauteur, un changement de distance de 1  $\mu$  fait varier la capacité de 0,2  $\mu\mu$ F, ce qui change la fréquence des battements de 60 Hz; en conséquence le manomètre est sensible à beaucoup moins que 0,1  $\mu$ .

Dans une chambre d'un tel diamètre (7,3 cm), au National

Bureau of Standards, des rides se produisent toujours à la surface du mercure. Leur longueur d'onde est petite par rapport au rayon de la plaque et l'influence des crêtes des ondulations compense assez exactement celle des creux. Aucun effet de ces ondulations sur la capacité ne peut être noté tant que le mercure reste à plus de 0,1 mm de la plaque.

La méthode pour obtenir la pression désirée au moyen de la colonne de mercure est, d'abord, de déterminer le « niveau zéro », puis d'accroître la hauteur de la chambre supérieure d'une quantité égale à la hauteur de la colonne désirée. Par des approximations successives au voisinage du niveau zéro on peut trouver le calibre convenable qui fournit une capacité mercurielle égale à la capacité auxiliaire dans chaque chambre lorsqu'on fait le vide dans les deux chambres. Lorsque cette égalité est à nouveau réalisée, avec une pression dans la chambre inférieure et le vide dans la chambre supérieure, la hauteur de la colonne de mercure est la même que la hauteur ajoutée à la colonne qui supporte la chambre supérieure.

Il est évident que le contrôle de la température est important non seulement pour la longueur des calibres d'acier, mais particulièrement pour la densité du mercure. L'effet combiné est tel qu'un changement de pression d'un millionième est produit par un changement de température d'environ 0,006 degré. La première précaution est de monter le manomètre sur un pilier bas, dans une cave au-dessous du plancher du sous-sol, où les fluctuations de température sont réduites. La cave a une profondeur de 4,5 m, une longueur de 4,3 m et une largeur de 2,1 m environ, avec deux ouvertures au travers du plancher, l'une pour entrer dans la cave et l'autre pour les tubes, les fils, etc., destinés au fonctionnement du manomètre.

Comme la cave est dans un terrain humide, il est nécessaire d'évacuer la vapeur d'eau afin de pouvoir faire fonctionner les circuits électriques et d'éviter la corrosion de l'acier. Pour ce faire, la cave est séparée en deux chambres : une supérieure et une inférieure. Dans la chambre supérieure se trouve l'évaporateur d'une machine frigorifique qui fonctionne à environ 0°C. L'air de la cave circule au contact de l'évaporateur grâce à un ventilateur actionné par un moteur situé au-dessus du plancher, et l'eau est condensée sur la surface de l'évaporateur. Ce système enlève environ 1 l d'eau par jour, mais davantage en été qu'en hiver. Après l'élimination de l'eau, l'air passe au contact d'un

réchauffeur pour compenser l'excès de refroidissement. L'air est ensuite soufflé vers le bas entre les murs de la cave et une paroi de papier recouvert d'aluminium à 7 cm du mur jusqu'au bas de la chambre inférieure. La capacité calorifique du sol sert à stabiliser la température de l'air. L'air après être entré par le fond de la chambre inférieure, s'élève jusqu'au plafond, où il est recueilli et renvoyé dans le même circuit. La température normale du sol au fond de la cave est d'environ 19°C; il est donc commode de maintenir la température du manomètre à 20°C, ce qui est également la température à laquelle les calibres sont étalonnés.

Sur le socle du manomètre, un thermomètre à résistance de platine est placé dans un bloc de cuivre. Sur la surface de ce bloc sont placées les soudures de référence de trois jeux de couples thermoélectriques à soudures multiples afin d'obtenir la température des différentes parties de la colonne de mercure. Il y a douze soudures de mesure en série sur le bras du manomètre, six soudures sur le tube entre la chambre inférieure et l'épaule, et trois soudures entre le poignet et la chambre supérieure. Ces précautions rendent possible la détermination de la température moyenne du mercure lui-même et, au cas où les températures ne seraient pas les mêmes sur les tubes reliés à la chambre supérieure et à la chambre inférieure, on pourrait tenir compte de la différence de densité. La température du manomètre dérive ordinairement d'une quantité inférieure à 0,1 degré par jour. Cette vitesse est suffisamment lente pour être suivie par des mesures occasionnelles effectuées au cours de la journée.

L'ensemble du manomètre est enfermé dans une enceinte séparée faite avec un isolant thermique de 5 cm d'épaisseur tapissé de papier recouvert d'aluminium. L'air dans l'enceinte est mis en circulation par un ventilateur qui consomme une puissance d'une fraction de watt, mais qui est entraîné par un arbre assez long pour se prolonger au-dessus du plancher jusqu'à un moteur. On a prévu un apport supplémentaire de puissance (généralement une fraction de watt) afin de maintenir la température de l'air en circulation égale à celle du socle. On a prévu également un apport de puissance à mi-hauteur du pilier pour compenser le gradient de température vers le sol.

Les deux colonnes de calibres étant séparées de 18 cm, il est important de savoir si le socle reste horizontal. Pour cette raison, le niveau zéro du manomètre est observé pendant plusieurs jours avant et après l'intervalle de temps pendant lequel le

manomètre est utilisé à 1 atm. Bien que l'expérience montre que la variation du niveau zéro est seulement de l'ordre de  $1 \mu$ , on considère désirable de maintenir, dans un proche avenir, par thermostat, la température de l'air envoyé dans la cave pour essayer d'améliorer la stabilité du zéro. L'effet du changement de niveau provoqué par le poids de 760 mm de calibre (environ 3,4 kg) a été déterminé expérimentalement et trouvé de l'ordre de  $0,2 \mu$ . La compression des 760 mm de calibre par le poids des chambres et de leur contenu de mercure a été trouvée d'environ  $0,3 \mu$ . Ces effets sont faibles, mais on peut en tenir compte.

#### CHAUDIÈRE A VAPEUR.

L'appareil pour le point de vapeur est un système fermé dans lequel de l'hélium gazeux transmet la pression de la vapeur d'eau au manomètre de précision. La chaudière est faite en cuivre fortement étamé à l'intérieur afin d'éviter la contamination de l'eau. Elle est constituée par un tube de 8,7 cm de diamètre et de 46 cm de long, fermé à ses extrémités par des chapeaux légèrement coniques d'environ  $15^\circ$  afin de mieux résister à la pression atmosphérique qui s'exerce de l'extérieur. Il y a six puits thermométriques rentrants de 35 cm de long qui s'étendent depuis le chapeau supérieur vers le bas et plongent dans l'espace où se trouve la vapeur. Ces puits, de différents diamètres, sont des tubes dont la paroi en cupronickel de 0,25 mm est également étamée sur la surface exposée à l'eau. Ces puits s'ouvrent à partir du couvercle sur un cercle d'environ 5,5 cm de diamètre, mais au fond ils sont aussi près que possible les uns des autres, sans se toucher. Ils sont entourés par un écran de radiation conique en cuivre étamé, qui est suffisamment ouvert en bas et en haut pour laisser un libre passage autour des puits.

Au fond de la chaudière se trouve un dôme chauffant en cupronickel qui fait saillie à l'intérieur, de 4 cm environ de diamètre et haut de 4,5 cm, muni à son sommet d'un chapeau plat légèrement conique. A l'intérieur de ce dôme se trouve le fil chauffant enroulé sur du mica sur une bobine de cuivre de 2,5 cm de diamètre et de 2,8 cm de long. Au-dessus la bobine est élargie sur une longueur de 8 mm et soudée sur le dôme chauffant de 4 cm qui fait saillie dans la chaudière. Grâce à cette disposition, la plus grande partie de la puissance de chauffage est fournie dans la zone de 8 mm de haut immédiatement au-dessous

de la surface de l'eau dans l'espace annulaire qui entoure le dôme chauffant au fond de la chaudière. Au contact de la partie extérieure du dôme chauffant se trouve une couche unique de fils d'argent d'environ 0,4 mm de diamètre, verticaux et serrés les uns contre les autres. Ces fils sont liés à la surface au moyen de trois boucles horizontales de fil d'argent. Les fils d'argent verticaux s'étendent depuis le bas du dôme jusqu'à environ 2 cm au-dessus du sommet du dôme et les extrémités de ces fils sont réunies ensemble en faisceau autour de l'axe. Cette disposition a été adoptée dans le but de maintenir un petit résidu de vapeur dans les anfractuosités entre le dôme et les fils afin d'éviter une vaporisation explosive.

Au-dessous de l'écran de radiation, autour des puits thermométriques, se trouvent deux écrans plats légèrement coniques, qui servent à éviter le rayonnement direct émis par les puits vers les parois extérieures de la chaudière, et qui servent aussi à drainer l'eau condensée des parois de la chaudière vers l'axe où elle tombe goutte à goutte sur le faisceau de fils d'argent au sommet du dôme. Grâce à cette disposition on a pensé que ces fils seraient maintenus humides continuellement et qu'il n'y aurait pas de surface exposée à des températures supérieures à la température de saturation.

La température de la chaudière étant supérieure à celle de son entourage, un flux de chaleur s'écoule vers l'extérieur à travers la paroi de la chaudière. Cette chaleur est fournie à l'intérieur par la condensation de la vapeur qui passe à l'état liquide et s'écoule le long de la paroi sous forme d'un film dont l'épaisseur est de l'ordre de 0,05 mm. Si l'on suppose que la surface liquide-vapeur est à la température de saturation, il y a un gradient de température à travers le film liquide et ainsi la paroi intérieure de la chaudière est probablement au-dessous de la température de saturation d'une quantité inférieure à 0,1 degré. La chaudière reçoit une petite quantité d'énergie rayonnante venant de l'écran de radiation qui est maintenu beaucoup plus près de la température de saturation grâce à la condensation de vapeur sur sa paroi intérieure et sa paroi extérieure. Le facteur d'atténuation est ici d'au moins plusieurs centaines. Les puits à leur tour rayonnent de la chaleur vers l'écran de radiation; mais, puisque la température de l'écran de radiation est elle-même très voisine de la température de saturation, les puits devraient être certainement à la température de saturation dans les limites de précision de

nos mesures de température. En fait, des calculs indiquent que le coefficient d'atténuation par les puits seuls aurait pu être suffisant, mais les écrans de radiation fournissent une atténuation supplémentaire suffisante, de telle sorte qu'il n'y a que peu de risques que les puits contenant les thermomètres soient à une température trop basse d'une quantité appréciable.

Au sommet de la chaudière l'excès de vapeur s'écoule à travers un tube court de 18 mm de diamètre intérieur et pénètre dans un condenseur. Sur l'axe de ce condenseur se trouve un tube cloisonné d'environ 10 mm de diamètre, à l'intérieur duquel de l'eau glacée, provenant de la fusion de glace, s'écoule vers le bas sur un côté de l'axe et vers le haut de l'autre côté. L'eau glacée se dirige ensuite vers une chemise d'eau à l'extérieur du tube de 18 mm. Les surfaces intérieure et extérieure refroidies par l'eau ont environ 37 mm de long et leur extrémité inférieure est à environ 12 mm au-dessus du sommet de la chaudière. Cette disposition fournit un espace annulaire séparé par une cloison radiale de 4 mm environ, dans lequel pénètre la vapeur qui se dirige vers les parois où elle se condense en liquide. Dans cet espace, la vapeur d'eau rencontre l'hélium qui vient par le haut. La hauteur de la surface de contact entre cette vapeur d'eau et l'hélium dépend de la quantité de vapeur d'eau en excès qui doit être condensée. La surface sur laquelle se produit la condensation est déterminée par la température du métal, l'épaisseur et la conductivité thermique du film liquide et par le flux de chaleur qui traverse ce film. On peut supposer que la surface de contact liquide-vapeur est à la température de saturation.

Au-dessus du condenseur, l'hélium s'étend vers le haut sur 12 cm dans un tube de 5 mm qui est soudé au tube qui amène l'eau glacée. A ce dernier point se trouve une valve de fermeture. A partir de la valve, la canalisation d'hélium se prolonge par un tube horizontal de 5 mm qui est soudé à une boîte de cuivre contenant de la glace sèche ( $\text{CO}_2$  solide) et continue vers le bas jusqu'au manomètre et à un réservoir d'hélium de 70 l situé dans l'enceinte sur le pilier à la partie basse de la cave.

Afin de régler la pression de l'hélium, on dispose de valves à aiguille qui permettent d'introduire de l'hélium dans les canalisations ou d'en enlever. Les petits changements de pression d'hélium sont réglés par un piston dont la section est  $0,75 \text{ cm}^2$  et qui peut être plus ou moins enfoncé dans une petite chambre à hélium, greffée sur la canalisation d'hélium sur le panneau de



contrôle à 4,5 m au-dessus du manomètre. Le piston est mu par une vis dont le pas est tel qu'un tour change le volume relié à la canalisation d'hélium d'environ 1 millionième. La pression dans la canalisation peut être affectée par des variations de la température du réservoir de 70 l ou par des changements plus rapides de la température des canalisations qui sont au-dessus du plancher. Les variations de pression sont décelées par l'oscillateur à battements et ordinairement elles peuvent être compensées en tournant la vis du piston d'une fraction de tour. Un contrôle aussi fin de la pression permet à l'opérateur de maintenir la pression constante à environ 1 millionième près pendant des heures ou pendant toute la durée nécessaire aux étalonnages de thermomètres.

Les écrans de radiation et les puits fournissent une protection si efficace contre une température qui serait trop basse, que l'on peut se demander si oui ou non les puits pourraient être surchauffés par le courant de mesure dans les thermomètres et si la température pourrait être supérieure à la température de saturation. Pour s'en assurer, deux bandes de toile métallique d'argent ont été placées de telle sorte que l'une fasse écouler le liquide venant de la surface du condenseur axial vers la surface de l'un des puits, et que l'autre guide le liquide depuis la surface du condenseur extérieur vers un autre puits. En permutant des thermomètres placés dans ces puits et des thermomètres placés dans des puits témoins, nous n'avons pas jusqu'ici réussi à détecter aucune différence de température d'un puits à l'autre. Ceci semble montrer non seulement que le film de liquide qui s'écoule le long des puits s'est approché de la température de saturation, mais aussi qu'il ne se produit pas de surchauffe sur les autres puits.

Entourant complètement la chaudière, se trouvent deux écrans de radiation coaxiaux en papier doublé d'aluminium et ceux-ci sont enfermés dans une chemise métallique de 14,5 cm de diamètre et de 57 cm de long. Cette disposition fournit un isolement thermique suffisant pour que 70 W seulement environ soient nécessaires pour maintenir la chaudière à 100°C. La puissance ajoutée à ces 70 W sert à maintenir un flux de vapeur vers le condenseur où la vapeur rencontre l'hélium.

Le point de vapeur étant défini comme la température d'équilibre entre l'eau liquide et sa vapeur à une pression de 1 atm, il est nécessaire de mesurer cette pression à la hauteur du centre

des bobines thermométriques lorsqu'elles sont dans les puits. Le calcul de la pression fait entrer en compte les hauteurs verticales des colonnes de vapeur d'eau, d'hélium et de mercure liquide à leur température respective, et la pression de saturation de la vapeur du mercure à la température de la chambre supérieure du manomètre.

Si l'on accroît la puissance fournie à la chaudière on augmente le flux de vapeur d'eau qui pénètre dans le condenseur et l'on élève la surface de contact entre la vapeur d'eau et l'hélium parce qu'une plus grande surface est nécessaire pour la condensation. Ceci augmente la pression quelque peu parce que la vapeur d'eau est plus dense que l'hélium. L'effet le plus important cependant est le volume d'hélium qui doit être extrait du système pour maintenir la pression constante.

Un certain flux de vapeur vers le condenseur est nécessaire pour empêcher que l'hélium ne descende par diffusion dans la chaudière jusqu'au niveau du thermomètre. L'hélium en ce lieu ferait diminuer la pression partielle de vapeur d'eau et abaisserait par conséquent la température. C'est pour cette raison que le tube relié au condenseur a été choisi aussi fin. Le fait que l'hélium est plus léger que la vapeur d'eau est favorable pour éviter des instabilités de convection. Un supplément excessif de puissance peut être indésirable cependant, parce qu'il accroît en même temps la longueur et la vitesse du courant de vapeur qui monte dans le condenseur. Ceci pourrait produire une perte de charge non mesurée due à son écoulement visqueux ou turbulent. L'expérience montre cependant que la puissance supplémentaire peut être portée à 100 W sans qu'il se produise aucune erreur appréciable dans la détermination d'une température voisine de 100°C. Ces effets ne deviennent appréciables que lorsqu'on effectue des mesures de température au voisinage de 30°C au moyen de cette chaudière. On a employé couramment 125 W dans la chaudière au point de vapeur.

#### CHAUDIÈRE A SOUFRE.

Dans l'Échelle internationale de Température de 1927, la procédure expérimentale recommandée pour le point du soufre a été spécifiée avec beaucoup de détails. Ceci se passait à une époque où la précision d'une mesure de température était considérée comme bonne lorsqu'elle était de l'ordre de 0,01 degré au point

du soufre. Depuis cette époque il a été démontré que l'on peut atteindre une précision plus grande lorsque la chaudière à soufre est reliée à une enceinte fermée. Ceci a conduit en 1948 à fixer le point du soufre à 444,600°C, nombre dans lequel les derniers chiffres représentent seulement le degré de reproductibilité du point fixe.

Jusqu'à décembre 1951, au National Bureau of Standards, le soufre était porté à l'ébullition dans des tubes de pyrex d'environ 5 cm de diamètre, en utilisant le type de chaudière mentionné dans le texte de l'Échelle internationale de Température de 1927. Jusqu'à 1946, on semble avoir préféré des écrans ouverts doublés de graphite pour constituer les écrans de radiation. Depuis lors on a utilisé des écrans de radiation en aluminium, parce qu'ils ont été considérés comme plus efficaces. Ils étaient construits de telle sorte qu'ils réalisent à l'intérieur des écrans les conditions du corps noir sans entraver la circulation de la vapeur. Ces écrans étaient constitués par des tubes d'aluminium 2S de 32 mm de diamètre et dont les parois avaient 0,5 mm d'épaisseur. Aux extrémités se trouvaient quatre disques plans à 8 mm les uns des autres, disposés en chicanes à l'intérieur du tube, de telle sorte que la radiation directe était arrêtée et que cependant le passage restait libre pour la circulation de la vapeur.

Avant mars 1950 la chaudière avait été laissée ouverte à l'atmosphère. Les mesures étaient faites pendant les nuits où l'on s'attendait à une pression barométrique stable et la pression était déterminée indirectement au moyen d'un hypsomètre. Un thermomètre étalonné préalablement dans la chaudière à vapeur était utilisé dans l'hypsomètre et les lectures étaient faites simultanément sur ce dernier thermomètre et sur les thermomètres en étalonnage dans la chaudière à soufre.

En mars 1950, la chaudière à soufre en verre a été reliée directement au manomètre de précision. Au-dessus de l'écran de radiation le diamètre du tube-chaudière en verre a été réduit à une valeur juste suffisante pour que l'on puisse y introduire l'écran de 32 mm de diamètre, dans l'espoir d'améliorer la stabilité de la surface de contact entre la vapeur de soufre et l'hélium. Des bouchons de caoutchouc maintenaient les puits thermométriques ainsi que les écrans à leur place et séparaient la chaudière de l'atmosphère. En reliant une chaudière à soufre au manomètre on avait bien éliminé l'effet des fluctuations de la pression barométrique, mais non les fluctuations de pression qui

sont provoquées vraisemblablement par la vaporisation explosive dans la profondeur du soufre liquide. En dépit de ces dernières fluctuations cependant il est apparu possible de déterminer la résistance du thermomètre dans la chaudière à soufre avec une précision correspondant à 0,001 degré.

Lorsque ce réglage reproductible de la pression a été utilisé, deux phénomènes qui avaient échappé à l'attention jusque-là sont devenus apparents. Le premier est une chute de la température d'ébullition (d'environ 0,01 degré ordinairement) qui persistait pendant plus d'une journée. L'autre est que la température d'ébullition paraissait dépendre des dimensions des écrans. On ne sait pas encore aujourd'hui si l'un et l'autre de ces phénomènes sont dus aux propriétés du soufre ou s'ils sont dus aux limitations de dimensions imposées par la grandeur de la chaudière en verre. Le soufre qui a été utilisé en premier a été analysé et on l'a trouvé remarquablement dépourvu des éléments que l'on peut s'attendre à rencontrer comme impuretés dans du soufre, mais on a constaté qu'il contenait 140 millièmes de carbone. La proportion de carbone a été alors réduite par un facteur 100 environ, mais on n'a trouvé aucun changement notable de la température du point d'ébullition. Ces phénomènes soulignent la nécessité d'une chaudière à soufre qui permette de régler les conditions nécessaires pour satisfaire à la définition qui est l'équilibre entre le liquide et la vapeur à 1 atm.

Pendant cette période on a mis en train la construction d'une chaudière à soufre plus grande, dont les premiers essais ont commencé en décembre 1951. Il est évidemment trop tôt pour établir un rapport sur ses performances dans diverses conditions, mais il semble que l'appareil ait des possibilités prometteuses. La pression dans la chaudière a une stabilité qui correspond à celle de la chaudière à vapeur et il n'y a aucun signe de vaporisation explosive.

Dans cette nouvelle chaudière le soufre liquide et à l'état de vapeur est exposé uniquement à de l'aluminium 2S, ce qui est la qualité commerciale la plus pure. La chaudière est constituée avec des feuilles de près de 1 cm d'épaisseur. Elle est haute de 45 cm et son diamètre est de 13 cm. Au fond se trouve un dôme chauffant haut de 5 cm, de 8 cm de diamètre, analogue à celui de la chaudière à vapeur. Ce dôme est entouré par une couche de fils d'aluminium de 1,5 mm, analogues aux fils d'argent de la chaudière à vapeur, et ceux-ci paraissent être efficaces pour

éviter une vaporisation explosive. La chaleur nécessaire à l'ébullition est fournie par un élément de chauffage par rayonnement dont la puissance nominale est de 600 W, mais environ 400 W seulement suffisent. Dix puits thermométriques de dimensions diverses sont attachés au couvercle et plongent vers le bas dans la vapeur. Les axes de ces puits convergent les uns vers les autres à mesure que l'on descend dans la vapeur, de telle sorte qu'ils sont plus rapprochés les uns des autres au niveau des centres des bobines thermométriques lorsqu'elles sont introduites dans les puits. Entre les puits et la paroi de la chaudière se trouvent des écrans de radiation doubles, cylindriques; en haut et en bas se trouvent quatre et six écrans coniques qui alternativement dirigent le flux de vapeur vers l'axe et vers l'extérieur tout en empêchant la radiation directe d'atteindre la région des puits. Toutes les parties de l'appareil ont été soudées à l'arc dans un gaz inerte en utilisant des baguettes de soudure du même aluminium 2 S. Les puits thermométriques ont été doublés de tubes d'acier inoxydable de 0,25 mm d'épaisseur en étirant simultanément les tubes utilisés pour les puits d'aluminium et les tubes d'acier. Ces tubes d'acier ont pour but de donner de la rigidité aux puits et d'empêcher l'aluminium d'être raboté par les tubes protecteurs des thermomètres lorsqu'ils sont chauds.

Sur l'axe, au-dessus de la chaudière, se trouve une cheminée de condensation haute de 24 cm constituée par du tube de 19 mm de diamètre et dont les parois ont 1 mm d'épaisseur. Au sommet de cette cheminée se trouve une chemise d'eau de 5 cm de long pour le refroidissement. Il peut sembler paradoxal que cette chemise soit refroidie à l'eau alors que le point de solidification du soufre est au-dessus de 100°C. Cette disposition cependant assure une conduction de chaleur depuis la partie inférieure de la cheminée, où se produit la condensation, jusqu'à la chemise d'eau. La limite supérieure de la surface de contact entre la vapeur de soufre à une pression de 1 atm et l'hélium est à un niveau où la température de la cheminée est beaucoup plus voisine de 444,6°C que la température de la chemise d'eau. La position de cette surface de contact dépend du supplément de chaleur qui doit être absorbé dans la cheminée.

#### APPAREIL A POINT D'ÉBULLITION DE L'OXYGÈNE.

A l'époque actuelle, les déterminations du point de l'oxygène

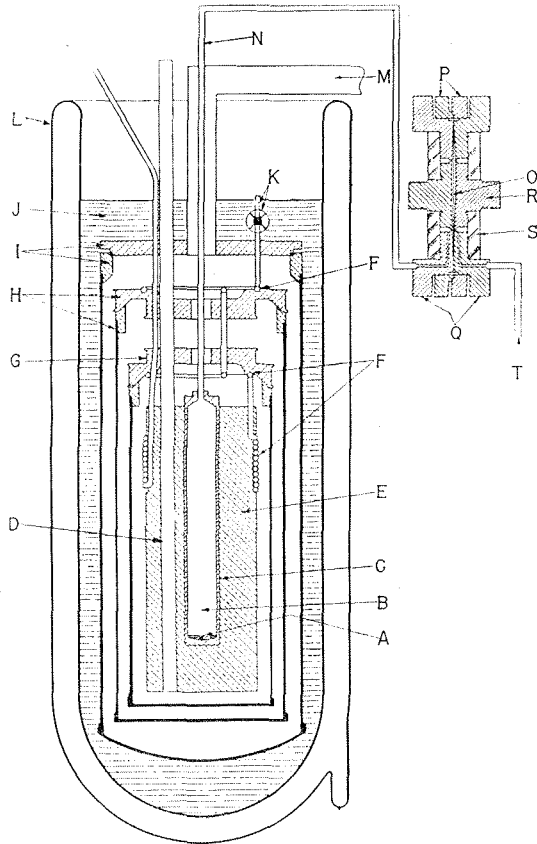


Fig. 3. — Bain d'oxygène.

A, oxygène liquide; B, oxygène gazeux; C, réservoir d'oxygène; D, puits thermométrique; E, bloc de cuivre; F, serpentin de refroidissement; G et H, deux séparateurs thermiques et écrans de rayonnement; I, enveloppe étanche au vide; J, azote liquide; K, valve de commande de l'azote liquide; L, vase de Dewar en pyrex; M, vide; N, tube transmetteur de pression; O, diaphragme tendu; P, anneaux de fixation du diaphragme; Q, corps de l'instrument; R, plaques de condensateur; S, isolement de pyrex; T, tube à hélium, vers le manomètre de précision.

au National Bureau of Standards sont des déterminations essentiellement secondaires. Les thermomètres à étalonner sont comparés à plusieurs autres thermomètres qui ont été soigneusement étalonnés au point de l'oxygène. L'un de ceux-ci est un thermomètre qui a été utilisé au National Bureau of Standards dans des mesures de détermination de la tension de vapeur de l'oxygène dans un domaine étendu de température. La comparaison des thermomètres s'effectue dans un comparateur qui est constitué par un bloc de cuivre haut de 13 cm et de 8 cm de diamètre, où ont été percés parallèlement à l'axe six puits destinés à recevoir les thermomètres. Ce bloc est immergé dans un bain d'oxygène liquide qui est agité par un courant d'oxygène gazeux introduit à la partie inférieure.

La température du bloc comparateur dépend de la température du bain d'oxygène liquide qui à son tour dépend de la pression barométrique. Lorsque les conditions sont devenues d'une stabilité acceptable, on lit simultanément la résistance des étalons et des thermomètres que l'on étalonne.

Un nouvel appareil à point d'ébullition de l'oxygène est en construction; il sera relié au manomètre de précision afin de rendre possibles des mesures primaires par comparaison directe avec le point de l'oxygène. La partie essentielle de cet appareil est un bloc de cuivre de 7 cm de diamètre et de 20 cm de long, monté dans une enceinte vide d'air à l'intérieur d'un bain d'azote liquide. Deux écrans thermiques en même temps que des écrans de radiation autour du bloc de cuivre dans l'enceinte vide d'air, doivent être chauffés électriquement et réglés automatiquement à une température étroitement voisine de celle du bloc. Ces écrans sont conçus de façon à isoler le bloc avec une perfection telle qu'il ne se produise pas de gradient de température dépassant 0,0001 degré dans la partie du bloc qui avoisine les bobines thermométriques. Une chambre est ménagée dans l'axe du bloc pour y maintenir une surface de contact liquide-vapeur d'oxygène pur au niveau des bobines thermométriques. Un tube, à une température toujours supérieure à la température de saturation, quitte l'enceinte dans son axe et transmet la pression de l'oxygène à un diaphragme sensible transmetteur de pression, par lequel l'oxygène sera séparé de l'hélium qui transmet la pression au manomètre de précision.

Certaines parties de cet appareil sont construites et éprouvées, mais il s'écoulera plusieurs mois avant qu'il soit prêt à servir.

Cet appareil est destiné en premier lieu à la réalisation du point fixe de l'échelle de température, mais l'on espère qu'avec quelques légères modifications dans le réglage automatique de température il sera utile également pour servir de comparateur à des températures intermédiaires entre le point de l'oxygène et le point de glace.





ANNEXE T 44.

National Bureau of Standards.

---

## CONSTANTES DES FORMULES D'INTERPOLATION

POUR

## THERMOMÈTRES À RÉSISTANCE ÉTALONS

Par H. F. STIMSON.

---

### INTRODUCTION.

Les formules d'interpolation pour les thermomètres à résistance étalons sont définies dans la deuxième partie de l'Échelle internationale de Température de 1948. Entre 0°C et le point de solidification de l'antimoine, la formule est

$$R_t = R_0(1 + A t + B t^2)$$

et entre le point de l'oxygène et 0°C la formule est

$$R_t = R_0[1 + A t + B t^2 + C(t - 100)t^3]$$

dans lesquelles  $R_t$  est la résistance à la température  $t$  du fil de platine entre les points de bifurcation formés par la soudure du conducteur de courant et du conducteur de potentiel d'un thermomètre à résistance étalon. La constante  $R_0$  est la résistance à 0°C et les constantes  $A$ ,  $B$ ,  $C$  doivent être déterminées à partir des valeurs mesurées de  $R_t$  au point d'ébullition de l'eau, du soufre et de l'oxygène.

Dans la quatrième partie, « Renseignements supplémentaires »,

des formules équivalentes sont données sous la forme de Callendar :

$$t = \frac{R_t - 1}{R_0 - 1} + \delta \left( \frac{t}{100} - 1 \right) \frac{t}{100},$$

$$t = \frac{R_t - 1}{R_0 - 1} + \delta \left( \frac{t}{100} - 1 \right) \frac{t}{100} + \beta \left( \frac{t}{100} - 1 \right) \left( \frac{t}{100} \right)^3.$$

Ces deux types de formules étant équivalents, les relations entre les coefficients sont

$$A = z \left( 1 + \frac{\delta}{100} \right), \quad z = A + 100B,$$

$$B = -\frac{\alpha \delta}{100^2}, \quad \delta = -\frac{100^2 B}{A + 100B},$$

$$C = -\frac{\alpha \beta}{100^4}, \quad \beta = -\frac{100^4 C}{A + 100B}.$$

Toute relation entre la résistance et la température dans une des formules peut aussi être exprimée dans l'autre; le choix d'une formule devient donc une question de commodité ou de préférence personnelle.

#### STABILITÉ DE LA RÉSISTIVITÉ.

Dans les *Procès-Verbaux des séances (Rapport et Annexes, Session de 1948 du Comité Consultatif de Thermométrie, Annexe 5)*, les formules de Callendar étaient recommandées à l'exclusion des autres formules. L'une des raisons données pour cette recommandation était « car la pratique de plusieurs années dans l'emploi des thermomètres de résistance en platine a montré que la constance des valeurs  $R_{100} - R_0$ ,  $\delta$  et  $\beta$  est observée à un plus haut degré que celle des valeurs  $R_0$ ,  $A$ ,  $B$  et  $C$ . » Ce comportement est différent de celui qui a été trouvé au N. B. S., ainsi que va le montrer la considération des résultats suivants :

Quatre thermomètres étalons ont été utilisés au N. B. S. comme étalons de travail depuis 1947 et ont été étalonnés à des intervalles de deux mois ou plus fréquemment. Après trois années d'usage on a trouvé que  $\frac{R_{100}}{R_0}$  avait changé sans aucune régularité autour d'une valeur moyenne avec un écart type inférieur à

3 millièmes, ce qui est équivalent à 0,0003 pour 100°. Une grande partie de ces écarts représente des erreurs expérimentales et il ne reste que peu de preuves, ou même aucune, de changement réel dans les constantes de ces thermomètres.

Pendant la même période les valeurs de  $R_0$  ont augmenté d'une quantité équivalant à plusieurs millièmes de degré pour tous les thermomètres et à 0,015 degré pour l'un d'eux. Ces résultats font apparaître que le platine a gardé sa résistivité initiale, mais les dimensions du fil ont changé, comme elles auraient pu le faire par exemple si le fil avait été étiré ou si du platine s'était évaporé de la surface du fil.  $R_{100} - R_0$  étant environ 40 % de  $R_0$ , le pourcentage de changement sur  $R_{100} - R_0$  pour ces thermomètres était beaucoup plus grand que le pourcentage de changement sur  $A$ . Ces thermomètres cependant étaient fabriqués avec du platine de grande pureté dont le rapport  $\frac{R_{100}}{R_0}$  était plus grand que 1,39255 et qui était probablement bien recuit. Nous ne disposons pas de renseignements analogues pour du platine moins pur, mais les résultats suivants illustrent ce qui peut advenir avec du platine non recuit.

Dans une recherche au N. B. S. (*N. B. S. J. R.*, t. 47, 1951, p. 94) un échantillon de fil de platine plus gros, d'une pureté exceptionnelle, pour lequel le rapport  $\frac{R_{100}}{R_0}$  est plus grand que 1,3927 après recuit, a montré qu'il pouvait perdre son recuit par un refroidissement trop rapide à partir de 1450°C et qu'il en résultait une valeur plus basse de  $\frac{R_{100}}{R_0}$ . Un recuit ultérieur pendant 2 heures à 500°C, ou un refroidissement lent à partir de 1450°C rétablissait cependant les valeurs élevées de  $\frac{R_{100}}{R_0}$ . Lorsque le fil était dans cet état durci, il obéissait à la règle de Mathiessen et  $R_{100} - R_0$  était plus constant que  $R_0$  ou  $A$ . La définition cependant est que « Le platine d'un thermomètre à résistance étalon doit être recuit et sa pureté doit être telle que  $\frac{R_{100}}{R_0}$  soit supérieur à 1,3910 ». Dans les divers états de dureté auxquels le fil a été soumis dans ces expériences, le fil n'était pas recuit et par conséquent n'était pas entièrement conforme à la définition du thermomètre à résistance étalon. Lorsque ce fil était recuit, soit par refroidissement lent à partir

de 1450°C, soit par 2 heures à 500°C, la valeur de  $\frac{R_{t,00}}{R_0}$  était élevée et constante à l'intérieur des limites des erreurs d'expérience.

La conclusion est que le comportement d'un fil de haute pureté bien recuit n'est pas celui qui est rapporté dans l'Annexe 5. Il ne semble exister aucune justification pour exclure la forme d'équation donnée dans les définitions. Les deux formes sont utiles et sont équivalentes, mais dans certains cas il est plus commode d'exprimer des relations avec une formule qu'avec l'autre.

#### SIGNIFICATION DES TERMES DES ÉQUATIONS.

Les formules d'interpolation pour les températures supérieures à 0° représentent une parabole ayant son sommet au voisinage de 3400°C. Les équations peuvent être écrites sous la forme suivante :

$$(1) \quad \frac{R_t}{R_0} = 1 + At + Bt^2$$

et

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

Les coefficients A et  $\alpha$  ont tous deux les dimensions de  $t^{-1}$ . Le coefficient B a les dimensions de  $t^{-2}$  et B lui-même est une quantité négative. Le coefficient  $\delta$  a les dimensions de  $t$ . Il est quelquefois plus commode ou instructif d'utiliser une forme d'équation plutôt que l'autre. Quelques-unes de ces utilisations vont apparaître dans la discussion qui suit.

L'équation  $\frac{R_t}{R_0} = 1 + At$  représente la ligne droite qui est tangente à la parabole à 0°. L'équation  $\frac{R_t}{R_0} = 1 + \alpha t$  représente la corde qui coupe la parabole à 0 et 100°. Il en résulte que si des étalonnages sont faits à 0 et à 100°, la détermination de  $\alpha$  devient très simple. La détermination de A, B et de  $\delta$  exige un étalonnage à un autre point fixe, tel que le point du soufre. A toutes températures  $t$  la quantité sans dimension  $Bt^2$  de l'équation (1) représente l'écart entre la parabole et sa tangente. B étant une quantité négative, la parabole est au-dessous de la tangente à toutes températures, excepté à 0°. La figure 1 montre la grandeur relative de ces quantités au point du soufre. D'une façon

semblable les quantités sans dimension  $-\alpha \delta \left( \frac{t}{100} - 1 \right) \frac{t}{100}$  représentent de combien la parabole est au-dessous de la corde à toutes températures  $t$ . On notera qu'entre 0 et  $100^\circ$  le facteur  $\left( \frac{t}{100} - 1 \right) \frac{t}{100}$  est négatif et la parabole est au-dessus de la corde.

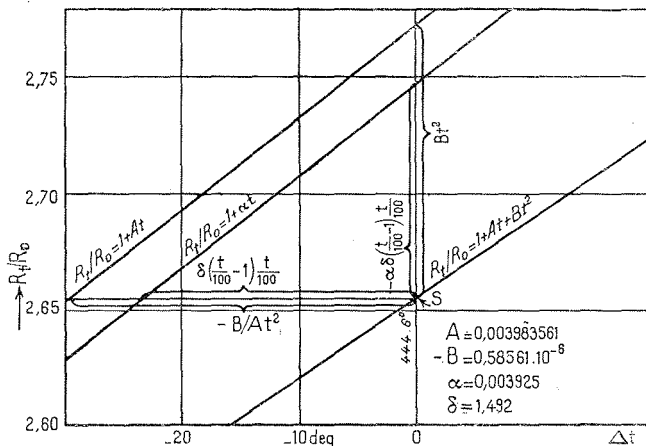


Fig. 1.

Pour des raisons de commodité dans la discussion, exprimons également les équations (1) et (2) sous la forme suivante :

$$(3) \quad t = \frac{\frac{R_t}{R_0} - 1}{A} - \frac{B}{A} t^2,$$

$$(4) \quad t = \frac{\frac{R_t}{R_0} - 1}{\alpha} + \delta \left( \frac{t}{100} - 1 \right) \frac{t}{100}.$$

Sous cette forme les relations sont exprimées avec les dimensions d'une température de telle sorte que les termes distincts peuvent avoir des significations distinctes.

Pour toutes valeurs de R correspondant à une valeur de  $t$ , le

terme  $\frac{\frac{R_t}{R_0} - 1}{A}$  de l'équation (3) représente une température sur

la tangente. D'une façon semblable, le terme  $\frac{R_t - 1}{R_0 \alpha}$  de l'équation (4) représente une température sur la corde. C'est ce que Callendar appelait « température dans l'échelle du platine », et ce peut être considéré comme une échelle définie par une solution linéaire entre la résistance et la température.

Dans l'équation (4) le terme  $\delta \left( \frac{t}{100} - 1 \right) \frac{t}{100}$  représente la différence de température  $\Delta t$  entre la parabole et la corde. A  $100^\circ \text{C}$  ce terme est évidemment zéro. Au point du soufre  $444,6$  cette différence de température  $\Delta t$  entre la parabole et la corde est égale à  $3,446 - 4,446 \delta = 15,320 \text{ } 916 \delta$ . Avec cette relation,  $\delta$  se détermine simplement. Dans l'équation (3) la quantité  $-\frac{B}{A} t^2$  est la différence de température entre la parabole et la tangente. A  $100^\circ$  cette quantité  $-\frac{B}{A} t^2$  est  $-100^2 \frac{B}{A}$  ou, en remplaçant B et A par leurs équivalents, elle se réduit à  $\delta / (1 + \delta / 100)$  ce qui est supérieur à 98,5 % de  $\delta$ . On notera que ces différences entre la parabole et les droites sont exprimées l'une et l'autre en fonction de quantités qui ont uniquement les dimensions d'une température.

Ceci est vrai aussi pour la température au sommet de la parabole, celle pour laquelle  $\frac{dR_t}{dt} = 0$  et  $A + 2Bt = 0$ . Ceci se produit à  $t = -\frac{A}{2B}$  ce qui est équivalent à  $t = \frac{3000}{\delta} + 50$ . Ici encore la température peut être exprimée en fonction de  $\delta$  seulement. Les recommandations de 1948 limitent cette température du sommet entre  $3387,8$  et  $5499,9$ . La grandeur de  $\frac{R_t}{R_0}$  au sommet est  $1 - \frac{A^2}{4B}$  ce qui est équivalent à  $1 + \alpha \left( \frac{2500}{\delta} + 50 + \frac{\delta}{4} \right)$ ; mais ici la première expression est la plus simple.

#### RÉSULTATS ET CRITÈRES D'ÉTALONNAGE.

Dans la troisième partie, « Recommandations » de l'Échelle internationale de Température de 1948, le dernier paragraphe de la première section, « Thermomètres à résistance étalons », donne quelques critères utiles qui servent « de sauvegarde contre

un défaut de construction du thermomètre achevé et contre des erreurs dans l'étalonnage aux points fixes ». En 1948 on a considéré qu'il ne serait pas nécessaire d'incorporer ces critères dans la définition du thermomètre à résistance étalon de la deuxième partie, parce que la spécification de la pureté du platine aurait été suffisante par elle-même pour que les critères indiqués à la troisième partie fussent satisfaits. (Dans la discussion qui suit, le terme « pureté » devra être entendu généralement de façon qu'il comprenne le recuit ou pureté physique en même temps que la pureté chimique.) Il sera intéressant d'examiner des graphiques montrant l'évolution de ces critères depuis l'Échelle internationale de Température de 1927 jusqu'à l'époque actuelle et d'illustrer grâce à eux, les valeurs réellement observées des constantes d'étalonnage de thermomètres. Quelques-unes des constantes d'étalonnage relatives à des groupes de thermomètres qui ont été soumis à la vérification du N. B. S. dans les années récentes vont être données, afin de montrer les tendances dans la construction actuelle des thermomètres.

La figure 2 représente  $B$  de l'équation (1) en fonction de  $A$  et de même, la figure 3 représente  $\delta$  de l'équation (2) en fonction de  $\alpha$ . Ces figures montrent les valeurs des constantes pour cinq thermomètres décrits dans une thèse de B. G. Dammers du Laboratoire de Leyde (publiée dans *Physica*, t. 2, 1935, p. 1051) et les valeurs des constantes pour huit thermomètres décrits par Hoge et Brickwedde dans *N. B. S. J. R.*, t. 28, 1942, p. 217, RP 1454.

De plus ces figures montrent les constantes pour un groupe de 17 thermomètres qui avaient été étalonnés aux quatre points fixes au N. B. S. et qui avaient été sélectionnés parce qu'ils avaient des valeurs de  $\frac{R_{100}}{R_0}$  inférieures à 1,392. Le pourcentage des thermomètres soumis à la vérification du N. B. S. et présentant de telles valeurs basses de  $\frac{R_{100}}{R_0}$  est petit, et ce groupe a été prélevé sur des centaines de thermomètres soumis à l'étalonnage. Presque tous ces 30 thermomètres ont été faits avec du platine moins pur qu'on ne sait le faire aujourd'hui et ils ne seraient pas tous conformes aux exigences de l'Échelle internationale de Température de 1948. Les points représentés sur ces figures illustrent la dispersion des valeurs des constantes que l'on peut s'attendre à trouver avec du platine provenant d'origines différentes.

Contrastant avec ces thermomètres, les figures montrent aussi deux polygones irréguliers qui renferment les valeurs des constantes de deux groupes de thermomètres étalonnés au N. B. S. à quelques années d'intervalle. Le premier groupe renferme les valeurs des constantes de 65 thermomètres étalonnés en 1946-1947 par la procédure spécifiée dans l'Échelle internationale de Température de 1927. Le deuxième groupe renferme les valeurs des

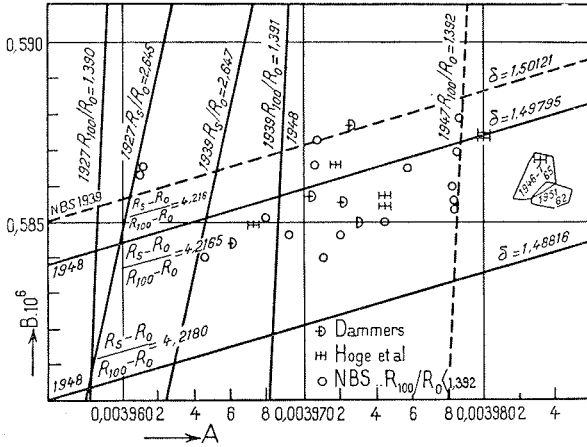


Fig. 2.

constantes de 62 thermomètres étalonnés en 1951 par la procédure décrite dans un mémorandum récent présenté par le N. B. S. Le premier groupe montre une plus grande dispersion des valeurs de  $B$  ou  $\delta$ . Une partie de cette plus grande dispersion peut s'expliquer par le fait que le point de vapeur et le point du soufre étaient déterminés l'un et l'autre dans des chaudières ouvertes à l'atmosphère. Si cette dispersion plus grande était due entièrement aux erreurs au point du soufre, il faudrait admettre une erreur équivalente à environ 0,018 degré sur la température, ou environ 0,2 mm de mercure sur la mesure de la pression. On peut s'attendre à quelques erreurs aussi au point de vapeur. Il semble plausible par conséquent qu'une partie de cette dispersion plus grande soit due aux erreurs d'expérience. On ne sait pas de combien la dispersion dans les coordonnées



de B ou  $\delta$  peut être diminuée par de plus grandes améliorations dans la procédure d'étalonnage, mais on espère quelques progrès.

On peut noter que le second groupe se place à droite du premier, ce qui correspond à une pureté plus grande du platine dont sont faits les thermomètres. Il semble probable qu'une grande partie de la dispersion dans les coordonnées de A ou  $\alpha$  soit due à des différences réelles dans la pureté du platine et non aux erreurs d'expérience. Il apparaît que la pureté du platine des thermomètres n'a pas encore atteint l'état ultime où l'on obtiendrait les valeurs imitées pour du platine parfaitement pur. Tant qu'on n'aura pas atteint cet idéal, il nous faudra encore étalonner les thermomètres à résistance de platine lorsqu'ils doivent être utilisés pour des mesures de température de précision.

On note également sur la figure 3 que les  $\delta$  deviennent plus petits lorsque les  $\alpha$  deviennent plus grands, ce qui est dans le sens d'une plus grande pureté du platine. La figure 2, cependant, laisserait apparaître la même valeur de B pour toutes les valeurs de A. Si ceci était vrai cela signifierait que le coefficient B de  $t^2$  dans l'équation (1) était indépendant du coefficient A qui représente la pureté du platine. Peut-être une meilleure interprétation de la figure 2 serait que diverses impuretés tendent à disperser les valeurs de B d'une façon irrégulière autour de la valeur propre au platine pur.

La valeur moyenne de B dans le premier groupe de 65 thermomètres est plus grande que celle qui est relative au second groupe de 62 thermomètres d'une quantité égale à  $0,584 \cdot 10^{-10}$ . On pourrait expliquer cette différence si la température moyenne du premier groupe de thermomètres avait été plus basse de  $0,029$  degré que celle du second groupe pendant l'étalonnage dans la chaudière à soufre. Ceci suggère une différence dans l'efficacité des écrans dans les chaudières à soufre. On a montré qu'une certaine modification dans la disposition des écrans élevait effectivement la température des thermomètres d'environ la moitié de cette quantité, de telle sorte qu'il semble plausible que l'efficacité des écrans jointe aux erreurs d'expérience rende compte de la plus grande partie de ce qui est observé et donne ainsi à B la même moyenne statistique pour toutes les valeurs de A.

Dans l'Échelle internationale de Température de 1927, il était déclaré « La pureté et les conditions physiques du platine avec lequel le thermomètre est construit, doivent être telles que le

rapport  $\frac{R_t}{R_0}$  ne soit pas inférieur à 1,390 pour  $t = 100^\circ$  et à 2,645 pour  $t = 444^\circ,60$ . En utilisant l'équation (1) on voit que la limite  $\frac{R_t}{R_0} = 2,645$  à  $444^\circ,6$  est la droite

$$444,6A + 197\,669,16B = 1,645.$$

La figure 2 montre que cette droite est si rapprochée de la

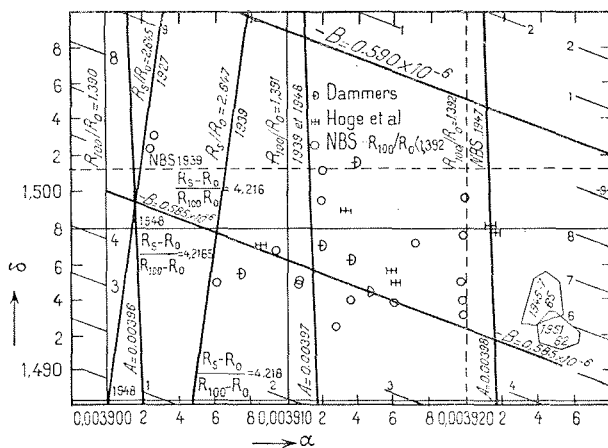


Fig. 3.

droite  $\frac{R_{100}}{R_0} = 1,390$  dans la région des valeurs moyennes de  $B$  qu'elle n'ajoute que bien peu de chose sur la limitation des thermomètres ayant la qualité de thermomètres étalons. En utilisant l'équation (2) on voit que la limite  $\frac{R_t}{R_0} = 2,645$  à  $444^\circ,6$  est la droite  $444,6x + 15,320\,916\alpha\delta = 1,645$ . Cette droite et la droite  $\frac{R_{100}}{R_0} = 1,390$  sont représentées sur la figure 3.

Dans les *Procès-Verbaux des séances*, session 1939 du Comité Consultatif, se trouve le projet de rédaction de l'Échelle internationale de Température de 1939. Ici la définition était « La

pureté et les conditions physiques du platine avec lequel le thermomètre est construit doivent être telles que le rapport  $\frac{R_t}{R_0}$  ne soit pas inférieur à 1,391 pour  $t=100^\circ$  et à 2,647 pour  $t=444^{\circ},60$  ». Les figures 2 et 3 montrent que la limite

$$\frac{R_{444,6}}{R_0} = 2,647$$

est considérablement inférieure à la limite  $\frac{R_{100}}{R_0} = 1,391$  elle-même, dans la région où viennent se placer les constantes, et est par conséquent sans valeur pour la limitation des thermomètres ayant la qualité de thermomètres étalons.

La proposition présentée par le N. B. S. et donnée dans l'Annexe T 2, page T 69 de 1939, était la suivante : « Le rapport  $\frac{R_{444,60} - R_0}{R_{100} - R_0}$  doit être compris entre 4,216 et 4,218. » Ces deux droites sont tracées sur les figures 2 et 3. On notera que ces conditions équivalent à déclarer que la « température de l'échelle du platine » de Callendar,  $t = \left(\frac{R_t}{R_0} - 1\right) / \alpha$  se trouve située entre  $421^{\circ},6$  et  $421^{\circ},8$  pour le point du soufre ou que  $\delta \left(\frac{t}{100} - 1\right) \frac{t}{100}$  se trouve entre à  $23,0$  et  $22,8$  degrés.

En 1948 la proposition présentée par le N. B. S., donnée dans les *Procès-Verbaux des séances* (Annexe 1, p. T 56), était « La pureté et l'état physique du platine d'un thermomètre à résistance étalon doivent être tels que  $\frac{R_{100}}{R_0}$  soit supérieur à 1,3920 ».

Quelques Membres du Comité ont pensé que la limitation sur la qualité du platine par cette restriction était trop sévère, et par suite d'un compromis cette valeur a été réduite à 1,3910.

Dans l'échelle adoptée en 1948, la condition que  $\frac{R_s - R_0}{R_{100} - R_0}$  soit compris entre 4,2165 et 4,2180, restreint les limites plus que la proposition du N. B. S. de 1939, mais paraît être en accord avec l'amélioration de la qualité du platine dont on peut disposer actuellement pour la construction des thermomètres. Ce critère est équivalent à la limitation des valeurs de  $\delta$  entre 1,497 95 et 1,488 16.

TERMES DES ÉQUATIONS POUR LES BASSES TEMPÉRATURES.

Les formules d'interpolation pour les températures inférieures à 0° peuvent être écrites sous les formes sans dimension :

$$(5) \quad \frac{R_t}{R_0} = 1 + A t + B t^2 + C(t-100)t^3$$

et

$$(6) \quad \frac{R_t}{R_0} = 1 + \alpha t - \alpha \delta \left( \frac{t}{100} - 1 \right) \frac{t}{100} - \alpha \beta \left( \frac{t}{100} - 1 \right) \left( \frac{t}{100} \right)^3$$

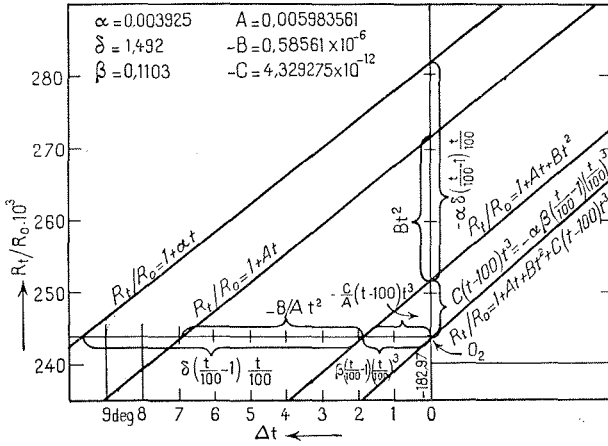


Fig. 4.

qui sont des extensions des équations (1) et (2). Écrites sous la forme ayant les dimensions d'une température, ces équations deviennent

$$(7) \quad t = \frac{\frac{R_t}{R_0} - 1}{A} - \frac{B}{A} t^2 - \frac{C}{A} (t-100)t^3,$$

$$(8) \quad t = \frac{\frac{R_t}{R_0} - 1}{\alpha} + \delta \left( \frac{t}{100} - 1 \right) \frac{t}{100} + \beta \left( \frac{t}{100} - 1 \right) \left( \frac{t}{100} \right)^3$$

qui sont des extensions des équations (3) et (4).

La figure 4 montre un graphique représentant ces différents

termes dans la région du point de l'oxygène. La droite  $\frac{R_t}{R_0} = 1 + \Lambda t$  est le prolongement de la tangente à la parabole à  $0^\circ$  et la droite  $\frac{R_t}{R_0} = 1 + \alpha t$  est le prolongement de la corde qui coupe la parabole à  $0$  et  $100^\circ$ . La courbe  $\frac{R_t}{R_0} = 1 + \Lambda t + B t^2$  est le prolongement de la parabole, et la courbe

$$\frac{R_t}{R_0} = 1 + \Lambda t + B t^2 + C(t - 100)t^3$$

est la formule d'interpolation pour les températures inférieures à  $0^\circ\text{C}$ . L'intersection de la formule d'interpolation et de la droite verticale à  $t = -182^{\circ},97$  représente la valeur de  $\frac{R_t}{R_0}$  au point de l'oxygène.

Les quantités sans dimension des équations (5) et (6) sont représentées sur la droite verticale passant par le point de l'oxygène à la température de  $-182^{\circ},97$ . Le terme  $-\alpha \beta \left(\frac{t}{100} - 1\right) \frac{t}{100}$  de l'équation (6) est représenté par la distance entre la corde et la parabole et le terme  $B t^2$  de l'équation (5) par la distance entre la tangente et la parabole. Le terme sans dimension  $C(t - 100)t^3$  de l'équation (5) et le terme  $-\alpha \beta \left(\frac{t}{100} - 1\right) \left(\frac{t}{100}\right)^3$  de l'équation (6) sont identiques et sont représentés par la distance entre la parabole et le point de l'oxygène.

Les quantités ayant les dimensions d'une température dans les équations (7) et (8) correspondent aux distances sur la droite horizontale passant par le point de l'oxygène. Ici la représentation est à première vue plus confuse parce que la différence de température  $\Delta t$ , exprimée par le terme  $-\frac{C}{\Lambda}(t - 100)t^3$  de l'équation (7), n'est pas égale à celle qui est exprimée par le terme  $\beta \left(\frac{t}{100} - 1\right) \left(\frac{t}{100}\right)^3$  de l'équation (8). Ces différences de température  $\Delta t$  sont déduites de  $C(t - 100)t^3$  ou de son équivalent  $-\alpha \beta \left(\frac{t}{100} - 1\right) \left(\frac{t}{100}\right)^3$  en divisant par  $\Lambda$  et  $\alpha$  respectivement et elles s'étendent à partir du point de l'oxygène le long de la droite horizontale jusqu'à des points qui se trouvent au delà

de la parabole. La première différence de température  $\Delta t$  est environ 1,884 degré, la seconde est environ 1,912 degré, tandis que la différence de température entre le point de l'oxygène et la parabole est environ 1,787 degré. La différence de température résiduelle  $-\frac{Bt^2}{A}$  jusqu'à la tangente est environ 4,921 degrés et la différence  $\delta \left( \frac{t}{100} - 1 \right) \frac{t}{100}$  jusqu'à la corde environ 7,725 degrés.

Le fait que ces différences de température dépendent de l'équation utilisée ne doit pas inquiéter car l'intérêt fondamental réside dans les rapports des grandeurs de ces termes au point de l'oxygène et non pas à des températures qui s'en éloignent de plusieurs degrés. Les équations sous la forme (7) et (8) montrent simplement les quantités contenues dans les équations (5) et (6) projetées sous différents angles sur la droite de température, afin de présenter un autre point de vue en indiquant les différences de température qui correspondent à la grandeur des termes de l'équation (6). C'est pour cette raison que l'échelle de coordonnée correspondant aux températures est exprimée en degrés de différence de température  $\Delta t$ , et non pas en degrés à partir du point de glace. Le rapport du dernier terme de l'équation (7) au terme précédent est environ  $\frac{1,884}{4,921} = 0,3828$  et de même le rapport du dernier terme de l'équation (8) au terme précédent est environ  $\frac{1,912}{7,725} = 0,2475$ . Ces rapports montrent que la précision relative sur la détermination de C n'est qu'environ 0,3828 de la précision relative sur la détermination de B et de même la précision relative sur la détermination de  $\beta$  n'est qu'environ 0,2475 de la précision relative sur la détermination de  $\delta$ .

#### RÉSULTATS ET CRITÈRES

##### D'ÉTALONNAGE POUR LES BASSES TEMPÉRATURES.

Les constantes supplémentaires d'étalonnage pour la partie de l'échelle internationale de Température au-dessous du point de glace, sont montrées aux figures 5 et 6 pour les mêmes thermomètres que ceux qui étaient montrés aux figures 2 et 3. La figure 5 donne C en fonction de B, et la figure 6 montre  $\beta$  en fonction de  $\delta$ . Les polygones irréguliers comprennent encore les valeurs des groupes de thermomètres soumis à la vérification du

N. B. S. La figure 5, comme la figure 2, montre que les valeurs moyennes de B sont à peu près les mêmes, surtout lorsque l'on prend en considération les défauts des écrans pour le premier groupe.

Il n'est pas facile d'indiquer les critères de 1927 et 1939 sur ces figures, parce que les conditions que  $\frac{R_{0_2}}{R_0}$  soit inférieur à 0,250 (échelle 1927) et inférieur à 0,247 (échelle 1939), mettent en jeu trois paramètres et ne peuvent par conséquent être représentés par de simples courbes dans un plan. Le critère proposé par le N. B. S. en 1939, à savoir que  $\frac{R_0 - R_{-182,97}}{R_{100} - R_0}$  doit être compris entre 1,925 et 1,928, peut être représenté sur la figure 6, comme il est indiqué. Ces critères délimitent des régions du graphique dans lesquelles ne viennent se placer les constantes d'aucun thermomètre et ne sont par conséquent pas entièrement adéquats pour servir « de sauvegarde contre des erreurs dans l'étalonnage aux points fixes ».

Dans l'article RP 1434 de Hoge et Brickwedde, un graphique montre les valeurs de  $\beta$  pour les thermomètres en fonction de  $\delta$ . Les auteurs déclarent « on trouve l'indication d'une relation entre  $\beta$  et  $\delta$ , mais là encore on ne peut affirmer que la relation est assez certaine pour servir de base à des spécifications ». La figure 6 montre ces résultats et il est évident que cette relation a été grandement influencée par le point en haut et à droite qui a une valeur exceptionnellement élevée de  $\delta$  et  $\beta$ . Etant donné qu'aucun point ne se trouve dans la partie en haut et à gauche de la région restreinte de la proposition du N. B. S. de 1939 et qu'un petit nombre de points seulement se trouve en bas et à droite, on a été conduit à la proposition du N. B. S. de 1948, qui a été adoptée telle qu'elle est montrée sur le graphique. Cette proposition, qui stipule que  $\frac{R_S - R_{0_2}}{R_{100} - R_0}$  doit être compris entre 6,143 et 6,144, est fondée sur l'expérience seulement, mais les 17 nouveaux points provenant des certificats du N. B. S. se trouvant tous à l'intérieur de cette limite, ils ajoutent une nouvelle vérification expérimentale à la relation empirique.

Ainsi qu'il est indiqué dans la quatrième partie, première section, de l'Échelle internationale de Température de 1948, « la condition que  $\frac{R_S - R_{0_2}}{R_{100} - R_0}$  soit compris entre 6,143 et 6,144 équivaut

à spécifier que  $0,5852 \delta - \beta$  soit compris entre  $0,7656$  et  $0,7598$  ». Dans l'Annexe XI des *Procès-Verbaux des séances*, session de 1948, la relation empirique  $0,5852 \delta - \beta = 0,7622$  a été proposée comme moyen de déduire des valeurs approchées pour les

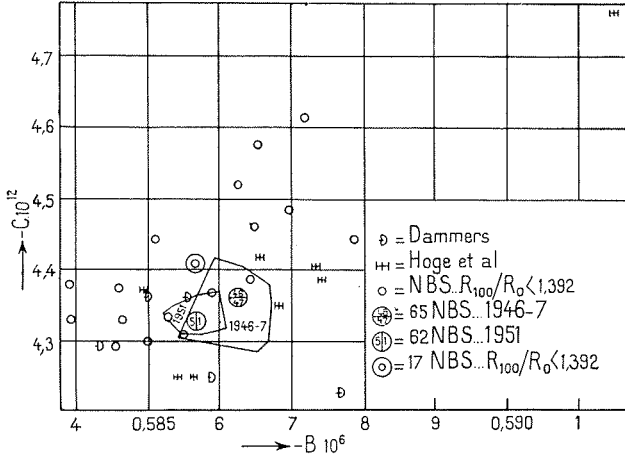


Fig. 5.

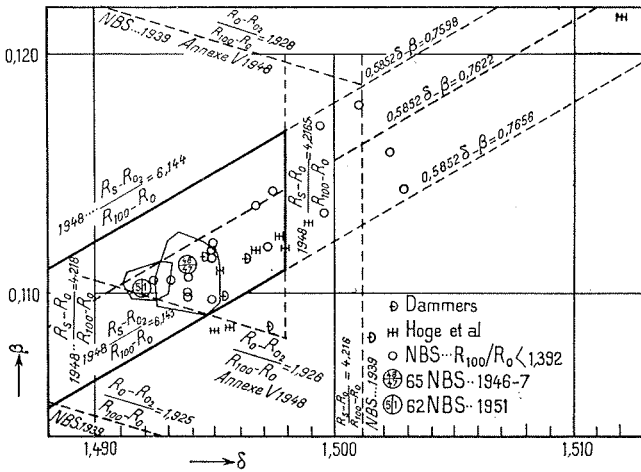


Fig. 6.



constantes  $\delta$  et  $\beta$ , lorsque les étalonnages sont faits au point de l'oxygène seulement ou au point du soufre seulement. Les nouveaux renseignements ajoutés aux graphiques depuis 1928 permettent de confirmer ce type de relations, bien qu'une valeur différente pour la constante, telle que 0,7629, se montre préférable.

La relation  $0,5852 \delta - \beta = 0,7629$  peut se réduire à la relation équivalente

$$100^{\circ} C = 0,7629 A + 0,5928 = 100^{\circ} B$$

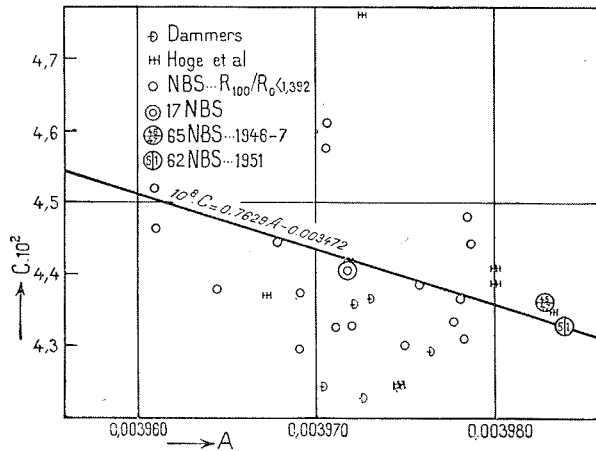


Fig. 7.

qui met en jeu maintenant trois paramètres. Si l'on accepte la conclusion que le paramètre B a une valeur moyenne constante pour toutes les valeurs de A, et si on lui assigne la valeur

$$B = - 0,5857 \cdot 10^{-6},$$

l'équation devient alors

$$10^8 C = 0,7629 A - 0,003472.$$

La figure 7 montre C en fonction de A et les valeurs individuelles pour les 30 thermomètres. Elle montre aussi les valeurs moyennes pour le groupe de 17 et les valeurs moyennes pour les autres, deux groupes tirés des certificats du N. B. S. La droite

est la conséquence de la relation empirique  $0,5852 \delta - \beta = 0,7629$ , en tenant compte de la condition mentionnée ci-dessus  $B = \text{const.}$  Cette droite s'incline comme les moyennes statistiques, si bien qu'en conclusion les relations empiriques sont confirmées par les résultats qui ont été ajoutés récemment à ces graphiques.

Tenant compte des relations indiquées entre les constantes, on peut présenter sous une autre forme le critère recommandé. On peut proposer la formulation suivante de cette recommandation : « Un critère utile qui sert de sauvegarde contre un défaut de construction du thermomètre achevé et contre des erreurs d'éta-  
lonnage aux points fixes, est que B doit avoir la valeur

$$0,5857 \cdot 10^{-6} \pm 0,0010 \cdot 10^{-6}$$

et que C doit avoir la valeur

$$4,35 \cdot 10^{-12} \pm 0,05 \cdot 10^{-12}. »$$

#### CONCLUSION.

Cette discussion a retracé une partie de l'évolution des spécifications des thermomètres à résistance étalons pour l'Échelle internationale de Température. Dans l'introduction à l'Échelle internationale de Température de 1948, on fait mention de l'incorporation de certains progrès de détail fondés sur l'expérience, afin que l'échelle soit rendue plus uniforme et plus reproductible que les précédentes. On considère comme un axiome qu'une plus grande pureté du platine amènerait de grands progrès vers une meilleure uniformité et reproductibilité dans l'échelle, mais les résultats expérimentaux susceptibles de confirmer cet axiome sont maigres. La thèse de Dammers rapporte que cinq thermomètres ont été comparés à un thermomètre à hélium à des températures au-dessous du point de glace et l'article de Hoge et Brickwedde que huit thermomètres ont été comparés entre eux au-dessous du point de glace et à quelques températures au-dessus. Ces publications donnent quelque idée de l'ordre de grandeur des écarts de reproductibilité. Malheureusement il n'en résulte pas toujours que les thermomètres montrant les plus grands écarts de reproductibilité à une température quelconque, soient ceux qui ont les plus petites valeurs de  $\frac{R_{100}}{R_0}$ .

Il semble plausible cependant que différentes impuretés dans le

platine pourraient avoir des effets caractéristiques différents sur les écarts entre les températures indiquées et celles d'un thermomètre dont le platine serait pur.

Un petit nombre d'intercomparaisons à plusieurs températures au-dessus du point de glace ont été faites au N. B. S. pendant les années récentes. Quelques différences assez surprenantes ont été trouvées, mais en général ces comparaisons tendent à corroborer l'hypothèse que les thermomètres présentant des valeurs élevées de  $\frac{R_{100}}{R_0}$  fournissent des valeurs plus uniformes de la température sur l'échelle. Un des besoins actuels est d'accroître par de nouvelles expériences le nombre des résultats mettant en relation les limitations de la reproductibilité de l'échelle telle qu'elle est actuellement définie, et les différences dans la pureté du platine et son état physique. Une telle étude conduirait à une meilleure compréhension des causes de ces limitations et permettrait de proposer des révisions des spécifications qui rendraient l'échelle encore plus uniforme et reproductible qu'elle ne l'est actuellement.

ANNEXE T 12.

National Bureau of Standards.

---

## COMMENTAIRES ET SUGGESTIONS

AU SUJET DE

# L'ÉCHELLE INTERNATIONALE DE TEMPÉRATURE

Par H. F. STIMSON.

---

### EXTENSION DE L'ÉCHELLE INTERNATIONALE DE TEMPÉRATURE.

L'Échelle internationale de Température de 1948 ne s'étend que jusqu'au point de l'oxygène et laisse ainsi de côté une région plus grande que 90 degrés dans laquelle il n'y a à présent aucune échelle internationale. On espère que, à la session de 1952 du Comité Consultatif de Thermométrie, il sera possible de proposer un plan en vue de l'extension de l'Échelle internationale de Température jusqu'au voisinage du zéro absolu et qu'en 1954 ce plan sera suffisamment bien avancé pour pouvoir être proposé au Comité International, qui le recommandera à la Conférence Générale.

L'Échelle internationale de Température couvre environ les deux tiers de l'intervalle entre le point de glace et le zéro absolu en assignant des nombres négatifs aux valeurs de la température. Aux températures inférieures au point de l'oxygène, les valeurs des températures sont exprimées généralement par des nombres positifs sur une échelle qui commence à zéro au zéro absolu et qui se rapproche autant que possible de l'échelle Kelvin. L'échelle Kelvin est aussi utilisée à toutes températures en thermodynamique.

Si l'on étend l'Échelle internationale de Température vers des températures plus basses, il semble logique d'introduire une nouvelle notation officielle et de spécifier les températures indifféremment soit par °K (Int. 1954) ou °C (Int. 1954), notation dans laquelle la relation  $^{\circ}\text{K (Int. 1954)} = ^{\circ}\text{C (Int. 1954)} + T_0$  s'applique à toutes les températures de l'Échelle internationale de Température. L'échelle Kelvin est une échelle thermodynamique idéale, définie de telle façon que les intervalles d'un degré ont la même grandeur en tous les points de l'échelle. L'échelle Kelvin internationale ne serait pas une échelle thermodynamique idéale, car elle serait affectée par toutes les irrégularités de l'Échelle internationale de Température. Lorsqu'on a défini l'Échelle internationale de Température par des points fixes spécifiés et des formules d'interpolation, l'on sait que la grandeur relative des degrés définis dans cette échelle doit presque certainement varier légèrement le long de l'échelle et l'Échelle internationale de Température doit différer légèrement de l'échelle thermodynamique idéale, excepté à des points fixes fondamentaux ou à des températures où il se trouve que les deux échelles se croisent. Si la valeur du point de glace  $T_0$  est bien choisie lorsqu'on la proposera en 1954, les relations thermodynamiques qui font intervenir la température absolue seront suffisamment exactes dans un grand nombre de cas si les températures exprimées en °K (Int. 1954) sont utilisées à la place des températures Kelvin idéales.

Lorsque l'échelle Kelvin a été définie, elle était une échelle centigrade ou centésimale dans laquelle l'intervalle de température entre le point de glace et le point de vapeur était 100 degrés. La température du point de glace dans cette échelle doit être déterminée par l'expérience, et comme tous les laboratoires n'utilisent pas la même valeur pour la température du point de glace, il n'existe pas d'uniformité internationale dans les valeurs assignées aux températures dans cette échelle.

#### PARAGRAPHE 2 DE LA RÉOLUTION 3 DE 1948.

En 1948, la Conférence Générale des Poids et Mesures a adopté une Résolution proposée par le Comité Consultatif de Thermométrie, mais légèrement modifiée par le Comité International sous la forme suivante :

« Le Comité Consultatif admet le principe d'une échelle thermody-

namique absolue ne comportant qu'un seul point fixe fondamental, constitué actuellement par le point triple de l'eau pure, dont la température absolue sera fixée ultérieurement ».

Cette Résolution rend possible la fixation d'une valeur de la température du point de glace qui soit adoptée internationalement de la même façon que les points fixes de l'Échelle internationale de Température sont adoptés internationalement. La Résolution stipule également que :

« L'introduction de cette nouvelle échelle n'affecte en rien l'usage de l'Échelle internationale, qui reste l'échelle pratique recommandée. »

L'Échelle internationale de Température peut ainsi conserver 100 degrés dans l'intervalle fondamental entre le point de glace et le point de vapeur, même si de nouvelles recherches amenaient à modifier de temps en temps l'estimation de cette valeur dans l'Échelle thermodynamique absolue.

On a toujours eu l'intention de rendre l'Échelle internationale de Température aussi voisine que possible de l'échelle thermodynamique. Bien que la Résolution stipule que le choix d'une échelle à un seul point fixe n'affecte pas l'Échelle internationale de Température, il est préférable de choisir la valeur du point de glace de telle sorte qu'elle rende les deux échelles aussi identiques que possible.

#### ÉCHELLES DE TEMPÉRATURE FUTURES.

Le rôle de l'Échelle internationale de Température dans le domaine des températures est assez analogue au rôle des unités électriques internationales dans le domaine de l'électricité. Les valeurs assignées aux points fixes de l'échelle de température correspondent aux valeurs assignées aux forces électromotrices des piles étalons. Lorsque, avec le temps, l'exactitude des mesures électriques est devenue suffisamment élevée, les unités électriques internationales ont été abandonnées et remplacées par les unités électriques absolues. Une transition analogue pourrait se produire dans le cas de l'échelle de température dans les dizaines d'années à venir. Lorsque la réalisation de l'échelle thermodynamique atteindra une exactitude voisine de la précision des mesures de température, une échelle de température absolue pourrait remplacer l'Échelle internationale de Température.

Actuellement la reproductibilité de l'Échelle internationale de Température est meilleure que l'exactitude avec laquelle on connaît l'échelle thermodynamique et c'est pourquoi l'Échelle internationale de Température est l'échelle pratique pour la spécification des températures.

Les températures sont interpolées dans l'Échelle internationale de Température actuelle par des formules d'interpolation relativement simples. On ne peut pas s'attendre à ce que ces formules soient exactes pour représenter les températures sur l'échelle thermodynamique, mais leur simplicité contribue à leur commodité. Il est certainement désirable de ne pas changer les valeurs assignées aux points fixes fondamentaux, même si quelques-uns d'entre eux sont reconnus erronés dans l'échelle thermodynamique. Puisque des changements fréquents sont une cause de confusion, il est préférable de conserver une valeur inexacte pour un point fixe dans l'Échelle internationale de Température jusqu'à ce que l'on connaisse avec certitude une nouvelle valeur qui soit nettement meilleure. Si un expérimentateur a l'impression que la différence entre l'échelle thermodynamique Kelvin et l'échelle internationale Kelvin peut avoir de l'importance dans son travail, il peut corriger les températures exprimées en °K (Int. 1954) de la différence qu'il croit exister entre ces deux échelles. Cependant cet expérimentateur prendrait l'entière responsabilité de cette correction et devrait spécifier clairement dans chacune de ses publications la grandeur de cette correction.

La valeur qu'il faudra choisir pour  $T_0$  en 1954 pour l'Échelle internationale de Température sera considérée d'un commun accord comme la meilleure approximation acceptable de la température thermodynamique du point de glace à cette date. Comme cette valeur de  $T_0$  sera la meilleure valeur acceptable pour l'Échelle internationale de Température, elle sera aussi la valeur admise et utilisée dans les calculs thermodynamiques. Ce choix de  $T_0$  pour l'Échelle internationale de Température est ainsi pratiquement équivalent au choix d'une valeur du point triple pour l'échelle thermodynamique absolue à un seul point fixe qui a été acceptée en principe dans la Résolution de 1948.

Si de nombreuses années plus tard l'on définit une nouvelle échelle absolue qui remplace les échelles précédentes, les changements de définition devraient être faits de telle sorte qu'ils réduisent le travail nécessaire pour corriger tous les résultats publiés où interviennent des températures exactes. Si la défini-

tion doit conserver la valeur de  $T_0$  de 1954, l'intervalle fondamental sera probablement changé d'une quantité dépassant considérablement l'exactitude actuelle de mesure et affectera une grande partie des températures déterminées en °C (Int. 1954) avec des thermomètres à résistance étalons. Une autre définition pourrait conserver l'intervalle fondamental actuel et modifier la valeur de  $T_0$ , ce qui changerait une grande partie des températures déterminées en °K (Int. 1954). Lorsque viendra le moment de faire ces changements de définition, le Comité Consultatif pourra les choisir de façon à minimiser le travail qu'ils nécessiteront à cette date. Notre tâche en 1954 sera de choisir une valeur de  $T_0$  qui soit suffisamment bonne pour être acceptée pendant de nombreuses années à venir.

#### VALEURS DES POINTS FIXES FONDAMENTAUX.

Parmi les points fixes fondamentaux, le point de l'oxygène et le point du soufre qui sont dans le domaine du thermomètre à résistance sont les mieux définis. Selon les résultats expérimentaux du M. I. T., la valeur assignée au point du soufre est trop basse dans l'échelle Kelvin d'environ 1/5500. D'après les rapports les plus récents de Leyde, et du Pennsylvania State College, la valeur du point de l'oxygène est trop élevée dans l'échelle Kelvin de 1/3000 ou 1/2500. Lorsqu'on disposera de confirmations suffisantes, les valeurs assignées à ces deux points fixes pourront être modifiées, mais des changements trop fréquents sont des causes de confusion.

Les valeurs assignées au point de l'or et au point de l'argent sont fondées principalement sur les mesures au thermomètre à gaz de Day et Sosman faites pendant les quatre dernières dizaines d'années. On croit que ces valeurs n'ont pas d'erreur supérieure à 1 degré, et une exactitude meilleure que 1/1336 serait nécessaire pour améliorer cette précision. Dans quelques expériences sur des thermomètres à bruit de fond actuellement en progrès au N. B. S., on s'attend d'après la sensibilité du circuit à une précision de l'ordre de 1/2000. Ces dernières mesures pourraient révéler une discordance plus grande qu'on ne la soupçonne si elle existe.



### MESURES AU THERMOMÈTRE A GAZ.

Il est tout à fait évident que des mesures exactes au thermomètre à gaz sont plus utiles que toute autre à l'époque actuelle pour définir le choix des valeurs à assigner aux points fixes de l'Échelle internationale de Température de façon qu'elle soit voisine de l'Échelle thermodynamique. Si le choix de la valeur de  $T_0$  devait être fait maintenant, il serait sans aucun doute fondé sur la considération des mesures au thermomètre à gaz faites à la P. T. R. par Heuse et Otto, à Leyde par Keesom, M<sup>lle</sup> van der Horst et Taconis, au M. I. T. par Beattie et ses élèves, et à Tokyo par Oishi.

En 1954 nous pourrions probablement bénéficier des expériences actuellement en progrès au M. I. T. avec de l'hélium dans des ampoules thermométriques en verre. Ces dernières mesures doivent être terminées cette année. Les expériences sont faites avec les thermomètres à gaz double du M. I. T., comportant des manomètres séparés affectés à chacune des deux ampoules thermométriques. On a pris un plus grand soin pour déterminer le volume de l'espace mort qui est, d'après le Professeur Beattie, l'origine des erreurs les plus importantes dans les mesures au thermomètre à gaz du M. I. T.

Bien qu'il soit difficile d'assigner des poids corrects aux différentes déterminations, une analyse critique devrait être faite par des personnes compétentes, afin d'arriver à une valeur de  $T_0$  qui paraîtrait être voisine de la valeur vraie. Une telle analyse, jointe aux résultats attendus du M. I. T., permettrait de choisir une valeur à assigner à  $T_0$  qui ait plus de chance d'être acceptée pendant une période de temps plus longue que la valeur que l'on pourrait proposer cette année. La délégation américaine, par conséquent, n'est pas en faveur d'une décision immédiate sur une valeur quelconque de  $T_0$  dès cette année, mais préfère ajourner cette décision à 1954; il ne serait pas trop tard à ce moment pour que le Comité Consultatif propose au Comité International une valeur qui serait recommandée à la Dixième Conférence Générale.

### RECHERCHES FUTURES.

D'après la considération des résultats existants, il est évident que des mesures au thermomètre à gaz d'une plus haute exactitude sont nécessaires avant que l'on puisse établir une échelle de

température absolue qui remplacerait l'Échelle internationale de Température. Les exigences sur l'exactitude expérimentale sont très grandes si l'on veut atteindre une exactitude de 0,001 degré sur la valeur de  $T_0$ . Par exemple, si un thermomètre à gaz à volume constant est utilisé, une exactitude d'environ 1 millièmième serait exigée dans les mesures de la pression. Une précision correspondante serait nécessaire pour tous les détails entrant en jeu pendant les expériences.

D'après l'examen des résultats existants, il est évident aussi que la correction due à l'imperfection du gaz thermique est aussi importante au moins que les mesures elles-mêmes sur le thermomètre à gaz. Dans les mesures de Leyde, par exemple, il apparaît que cette correction peut avoir apporté au résultat définitif une incertitude plus grande que les mesures au thermomètre à gaz proprement dites. On pourrait également accorder quelque attention aux mesures calorimétriques de la chaleur spécifique et des coefficients Joule-Thompson des gaz thermométriques. Le Comité Consultatif est un comité de calorimétrie autant que de thermométrie, de telle sorte qu'il semble logique que cette méthode de réduction soit recommandée au même titre que la méthode plus habituelle des isothermes. La chaleur spécifique de la vapeur d'ammoniac surchauffée a été déterminée calorimétriquement au N. B. S., il y a de cela 30 ans, avec une exactitude de 1 millièmième. Il paraît tout à fait réalisable d'accroître actuellement l'exactitude des expériences et d'y ajouter des mesures du coefficient de Joule-Thompson. Il va sans dire que ces recherches vont demander de nombreuses années de travail, mais le but final, une échelle de température pratique qui soit thermodynamique, mérite bien cet effort.

ANNEXE T 13.

National Bureau of Standards.

NOTE SUR LA VALEUR DE  $C_2$   
D'APRÈS LES CONSTANTES ATOMIQUES

PAR ROBERT J. CORRUCINI.

(5 février 1952)

La recommandation du National Bureau of Standards en 1948, selon laquelle la valeur de  $C_2$  doit être prise égale à 1,438 cm. degré, était fondée principalement sur l'étude d'ensemble des constantes atomiques faite par DuMond et Cohen (1). Le résultat donné par ces auteurs est inscrit dans le tableau ci-dessous, ainsi qu'une valeur ultérieure (2) résultant de la correction d'une légère erreur.

Auteurs.	Années.	$C_2$ .
DuMond et Cohen.....	1948	1,438 47 $\pm$ 0,000 19
DuMond et Cohen.....	1949	1,438 53 $\pm$ 0,000 19
Bearden et Watts.....	1951	1,438 70 $\pm$ 0,000 07
DuMond et Cohen.....	1950-1951	1,438 68 $\pm$ 0,000 06

Depuis 1948, un nombre considérable de travaux expérimentaux nouveaux sur les constantes fondamentales ont été publiés. L'exactitude de ces nouveaux travaux est si grande qu'elle rend démodés presque tous les résultats expérimentaux utilisés par DuMond et Cohen en 1948-1949. De plus, la cohérence interne des nouveaux résultats est considérablement meilleure.

(1) *Rev. Mod. Phys.*, t. 20, 1948, p. 82.

(2) *Ibid.*, t. 21, 1949, p. 651.

Les nouveaux résultats expérimentaux ont été rassemblés par Bearden et Watts <sup>(3)</sup> et par DuMond et Cohen <sup>(4)</sup>. Le rapport de 1950 par DuMond et Cohen est considéré comme provisoire et l'on prévoit qu'un rapport final paraîtra ultérieurement dans *Reviews of Modern Physics*.

Les deux articles récents utilisent à peu près les mêmes résultats expérimentaux. DuMond et Cohen critiquent quelques détails du traitement mathématique utilisé par Bearden et Watts. Néanmoins, les deux études sont en accord étroit (*voir* le tableau) et indiquent que la meilleure valeur actuelle de  $C_2$  est 1,438 7 cm.degré.

---

<sup>(3)</sup> *Phys. Rev.*, t. 81, 1951, p. 73.

<sup>(4)</sup> Ce rapport est maintenant épuisé. Un résumé est donné dans une lettre à *Phys. Rev.*, t. 82, 1951, p. 555 : *Report to the National Research Council*, décembre 1950.

ANNEXE T 14.

National Bureau of Standards.

---

SUR

L'UTILISATION DES THERMOCOUPLES

POUR RÉALISER L'ÉCHELLE INTERNATIONALE DE TEMPÉRATURE

DANS LE DOMAINE DE 630,5 A 1063°C,

Par ROBERT J. CORRUCINI.

(20 mars 1952)

---

I. — DÉFINITION DU THERMOCOUPLE ÉTALON.

La première partie de ce mémorandum est consacrée à l'étude des formules suivantes, tirées de la définition de l'Échelle internationale de Température de 1948.

$$(1) \quad E_{Au} - E_{Ag} = 1185 + 0,158 (E_{Au} - 10310) \pm 3 \mu V,$$

$$(2) \quad E_{Au} - E_{Sb} = 4776 + 0,631 (E_{Au} - 10310) \pm 5 \mu V.$$

En vue d'examiner dans quelle mesure les thermocouples des États-Unis satisfont aux exigences de ces équations, nous avons calculé les quantités

$$\Delta_{Ag} = E_{Au} - E_{Ag} - 0,158 (E_{Au} - 10310)$$

et

$$\Delta_{Sb} = E_{Au} - E_{Sb} - 0,631 (E_{Au} - 10310)$$

pour tous les thermocouples qui ont été étalonnés au National Bureau of Standards au cours des années 1926 à 1951 incluse. (Avant 1926 les points de l'or et de l'argent n'étaient pas utilisés au

N. B. S.). On verra d'après les équations ci-dessus que les quantités  $\Delta_{Ag}$  et  $\Delta_{Sb}$  sont des valeurs normalisées de  $E_{Au} - E_{Ag}$  et  $E_{Au} - E_{Sb}$ , respectivement, correspondant à la valeur normale de  $10\ 310\ \mu V$ , pour  $E_{Au}$ . Conformément aux équations (1) et (2)  $\Delta_{Ag}$  et  $\Delta_{Sb}$  devraient avoir respectivement les valeurs  $1185 \pm 3$  et  $4776 \pm 5\ \mu V$ , pour des thermocouples étalons. Dans le calcul de  $\Delta_{Ag}$  et  $\Delta_{Sb}$ , la valeur des forces électromotrices était exprimée en unités absolues, la valeur de  $E_{Sb}$  était ajustée à la température  $630,50^\circ C$ , et la valeur de  $E_{Ag}$  mesurée avant 1932 était corrigée pour l'amener à la température plus élevée qui a été établie ultérieurement en utilisant de l'argent d'inquartation plus pur (1).

Les résultats obtenus se sont montrés répartis en deux groupes : *a.* étalonnages depuis 1926 jusqu'au début de 1930 et *b.* étalonnages depuis le début de 1930 jusqu'à l'époque actuelle. Les moyennes pour le groupe *b* sont représentatives des thermocouples fabriqués à présent. Comparativement à ces dernières, les valeurs de  $\Delta_{Ag}$  et  $\Delta_{Sb}$  pour le groupe *a* sont plus élevées et plus dispersées.

Malheureusement, les étalonnages de thermocouples américains dont disposait le N. P. L. pour obtenir les équations (1) et (2) faisaient partie du groupe *a* (2). Il s'agit des thermocouples  $G_1$  et  $G_2$  qui avaient été étalonnés au cours des comparaisons internationales par Roeser, Schofield et Moser (1) et également du tableau de référence donné par Roeser et Wensel (3).

Au début de 1930, qui marque la limite entre les groupes *a* et *b*, un fabricant américain a commencé à produire des thermocouples de pureté plus élevée que ceux qui avaient été mis auparavant dans le commerce. Ces thermocouples ont été adoptés pour servir d'étalons de laboratoire au N. B. S., et de plus un grand nombre des thermocouples qui furent ultérieurement étalonnés par le N. B. S. pour le public provenaient de la même origine. On pense que l'introduction de ces thermocouples au début de 1930 explique une grande partie de la différence entre les groupes *a* et *b*.

Les caractéristiques des thermocouples du groupe *b*, qui ont été étalonnés au cours des années 1937 à 1951 incluse, sont résumées au tableau I.

---

(1) ROESER, SCHOFIELD et MOSER, *B. S. J. Res.*, t. 11, 1933, p. 1, RP 573.

(2) *Procès-Verbaux*, 1948, p. 78.

(3) ROESER et WENSEL, *B. S. J. Res.*, t. 10, 1933, p. 275, RP 530.

TABLEAU I.

Description des thermocouples.	Nombre de thermo- couples.	$\Delta_{Ag}$ .		$\Delta_{Sb}$ .	
		Valeurs extrêmes.	Moyenne.	Valeurs extrêmes.	Moyenne.
Étalons de labora- toire du N. B. S. et autres thermo- couples de haute pureté dont on sait qu'ils provien- nent de la même origine . . . . .	65	1181,1-1184,9	1182,5	4764,2-4770,7	4767,4
Autres thermo- couples . . . . .	38	1179,7-1184,9	1182,5	4764,2-4774,8	4769,2
TOTAL . . . . .	103	1179,7-1184,9	1182,5	4764,2-4774,8	4768,1

Dans le tableau I les thermocouples du groupe *b* ont été séparés en deux sous-groupes. Le premier sous-groupe comprend les thermocouples déjà mentionnés qui étaient faits avec des métaux d'une pureté particulièrement élevée. La valeur du rapport  $\frac{R_{100}}{R_0}$  des bras de platine d'un grand nombre de ces thermocouples a été mesurée et on la trouve sans exception égale ou supérieure à 1,392 0. Le second sous-groupe du tableau I comprend tous les autres étalonnages effectués au N. B. S. dans cette période. L'origine et l'histoire des thermocouples de ce groupe nous sont en général inconnues. Il est probable que sont inclus dans le second groupe quelques thermocouples ayant la même origine que ceux du premier groupe du tableau I. Quatre étalonnages, pour lesquels  $\Delta_{Ag}$  et  $\Delta_{Sb}$  différaient de quantités inhabituelles des moyennes des groupes, n'ont pas été inclus dans le tableau I.

On notera que *toutes* les valeurs de  $\Delta_{Ag}$  et  $\Delta_{Sb}$  du tableau I sont inférieures aux valeurs normales de l'Échelle internationale de Température qui sont 1185 et 4776 respectivement. Les résultats concernant les deux groupes de thermocouples sont en bon accord, bien que le premier groupe indique nettement des valeurs plus basses de  $\Delta_{Sb}$ . Parmi les 103 thermocouples considérés, 33 sont au-dessous de la limite inférieure (1182) de

l'Échelle internationale de Température pour  $\Delta_{Ag}$  et 92 sont au-dessous de la limite inférieure (4771) de l'Échelle internationale de Température pour  $\Delta_{Sb}$ . Dans le premier groupe de 65 thermocouples de haute pureté, 20 ont des valeurs de  $\Delta_{Ag}$  inférieures à 1182 et tous ont des valeurs de  $\Delta_{Sb}$  inférieures à 4771. Ainsi, la plupart des thermocouples étalons américains ne satisfont pas à la définition du thermocouple étalon de l'Échelle internationale de Température, et la proportion de ceux qui ne sont pas conformes à la définition est plus grande pour le groupe que l'on croit être d'une pureté supérieure.

Les valeurs de  $\Delta_{Ag}$  et  $\Delta_{Sb}$  ne montrent pas de relation nette avec  $E_{Au}$ , ce qui indique que les coefficients 0,158 et 0,631 des équations (1) et (2) sont satisfaisants. Ceci est vrai pour les thermocouples ayant des valeurs de  $E_{Au}$  aussi basses que 10 142 et aussi élevées que 10 371 (la majorité est dans le domaine  $E_{Au} = 10\ 300$  à 10 325).

Tous les thermocouples du tableau I, sauf un, ont des valeurs de  $\Delta_{Ag}$  comprises dans le domaine 1180-1185. Toutes les valeurs de  $\Delta_{Sb}$  restent dans le domaine 4764-4775. Les limites inférieures de  $\Delta_{Ag}$  et  $\Delta_{Sb}$  ne peuvent être placées au-dessus de 1181 et 4765 respectivement, sans exclure un grand nombre de thermocouples qui étaient à tout autre point de vue satisfaisants et normaux.

Les différences entre les moyennes générales des thermocouples américains récents, 1182,5 et 4768,1, et les normes de l'Échelle internationale de Température, 1185 et 4776, paraissent trop grandes pour s'expliquer par des erreurs d'étalonnage. On en conclut par conséquent que des différences systématiques existent entre des thermocouples caractérisés par les équations (1) et (2). Ces différences sont dans un sens tel que les thermocouples américains ont des valeurs plus élevées de  $E_{Sb}$  et  $E_{Ag}$  lorsque les résultats d'étalonnage sont normalisés à la même valeur de  $E_{Au}$ .

Ces résultats peuvent s'expliquer par des différences de pureté, comme on va le voir dans ce qui suit. Considérons deux thermocouples dont l'un sera désigné arbitrairement sous le nom de thermocouple de référence. Faisons les hypothèses raisonnables suivantes :

1<sup>o</sup> La proportion de rhodium,  $x$ , dans le bras de platine rhodié de l'un des thermocouples diffère de celle de l'alliage du thermocouple de référence d'une quantité  $\Delta x$ .

2<sup>o</sup> Les différences de pureté entre le bras de platine du ther-



mocouple de référence et le bras de platine de l'autre thermocouple sont les mêmes que les différences de pureté entre l'alliage du thermocouple de référence et l'alliage de l'autre thermocouple.

3° La différence de force électromotrice entre le fil de platine de référence et l'autre fil de platine est constante, et il en est de même en ce qui concerne la partie de la différence entre la force thermoélectrique des deux alliages qui est due à des différences de pureté. Des mesures du N. B. S. indiquent que cette hypothèse est approximativement correcte, bien qu'il y ait une exception dans le cas où le platine contient de l'argent comme impureté (<sup>4</sup>).

4° L'effet d'une quantité donnée d'impuretés sur la force électromotrice d'un bras d'alliage est environ 1/3 de l'effet correspondant sur un bras de platine (<sup>5</sup>). En conséquence, comme le platine est un bras négatif, l'effet de la présence de la même quantité d'impuretés dans les deux bras sur la force électromotrice d'un thermocouple sera moins des 2/3 de l'effet sur la force électromotrice du bras de platine.

5° Les variations de force électromotrice dues aux variations des impuretés et du contenu en rhodium sont additives.

Nous exprimons la différence des teneurs en impuretés des deux thermocouples en fonction de la quantité  $\Delta E_{\text{La}, \text{Pt}}$ , qui est la force électromotrice du bras de platine considérée moins la force électromotrice du bras de platine de référence à la température  $t_{\text{Au}}$ , la température de la soudure de la référence étant 0°C. Cette quantité est facile à déterminer et est une mesure sensible de l'impureté relative. Ensuite, commençant par la dérivation du critère du point de l'argent, nous écrivons

$$(3) \quad E_{\text{Au}} - E_{\text{Au}}^0 = \Delta x \left( \frac{\partial E}{\partial x} \right)_{t_{\text{Au}}, \alpha=10\% \text{ Rh}} - \frac{2}{3} \Delta E_{\text{La}, \text{Pt}}$$

$$(4) \quad E_{\text{Ag}} - E_{\text{Ag}}^0 = \Delta x \left( \frac{\partial E}{\partial x} \right)_{t_{\text{Ag}}, \alpha=10\% \text{ Rh}} - \frac{2}{3} \frac{t_{\text{Ag}}}{t_{\text{Au}}} \Delta E_{\text{La}, \text{Pt}}$$

Dans ces formules  $E_{\text{Au}}^0$  et  $E_{\text{Ag}}^0$  se rapportent au thermocouple de référence, tandis que  $E_{\text{Au}}$  et  $E_{\text{Ag}}$  se rapportent à l'autre thermo-

(<sup>4</sup>) CORRUCCINI, *J. Res. N. B. S.*, t. 47, 1951, p. 94; RP 2232.

(<sup>5</sup>) GOEDECKE, *Festschrift der Platinsmelze*, Siebert, Hanau, 1931, p. 72.

couple. En éliminant  $\Delta x$  des équations (3) et (4) et en écrivant le résultat sous la forme de l'équation (1) on obtient la formule

$$(5) \quad E_{Au} - E_{Ag} = (E_{Au}^0 - E_{Ag}^0) + (1 - K_{Ag})(E_{Au} - E_{Au}^0) - \frac{2}{3} \left( K_{Ag} - \frac{t_{Ag}}{t_{Au}} \right) \Delta E_{t_{Au}, Pt},$$

dans laquelle

$$K_{Ag} = \left[ \frac{\left( \frac{\partial E}{\partial x} \right)_{t_{Ag}}}{\left( \frac{\partial E}{\partial x} \right)_{t_{Au}}} \right]_{x=10\% Rh}$$

De façon analogue, pour le critère du point de l'antimoine,

$$(6) \quad E_{Au} - E_{Sb} = (E_{Au}^0 - E_{Sb}^0) + (1 - K_{Sb})(E_{Au} - E_{Au}^0) - \frac{2}{3} \left( K_{Sb} - \frac{t_{Sb}}{t_{Au}} \right) \Delta E_{t_{Au}, Pt},$$

formule dans laquelle

$$K_{Sb} = \left[ \frac{\left( \frac{\partial E}{\partial x} \right)_{t_{Sb}}}{\left( \frac{\partial E}{\partial x} \right)_{t_{Au}}} \right]_{x=10\% Rh}$$

Si maintenant nous identifions le thermocouple de référence avec les normes de l'Échelle internationale de Température, on verra que les deux premiers termes du membre de droite des équations (5) et (6) correspondent au membre de droite des équations (1) et (2) respectivement. Ainsi les termes  $0,158 (E_{Au} - 10310)$  et  $0,631 (E_{Au} - 10310)$  doivent décrire l'effet de la variation de rhodium du bras d'alliage. Nous avons estimé les constantes  $K_{Ag}$  et  $K_{Sb}$  d'après les résultats publiés sur la force électromotrice du platine opposée à des alliages platine-rhodium de diverses compositions<sup>(6)</sup>. Les dérivées  $\frac{\partial E}{\partial x}$  ne peuvent pas être estimées exactement à cause de leur variation rapide avec la composition pour  $x = 10\%$  de rhodium. Cependant, nous obtenons les valeurs  $K_{Ag} = 0,84$  et  $K_{Sb} = 0,39$ , qui s'accordent bien avec les valeurs  $1 - 0,158 = 0,842$  et  $1 - 0,631 = 0,369$  tirées des équations (1) et (2) respectivement. Ici on peut noter que les

---

(6) CALDWELL, *B. S. J. Res.*, t. 10, 1933, p. 373; RP 537.

équations (1) et (2) sont satisfaites d'une façon très approchée par des thermocouples platine-platine à 13 % de rhodium. Ainsi, pour quatre de ces thermocouples qui ont été étalonnés au N.B.S., les valeurs de  $\Delta_{Ag}$  étaient dans le domaine de 1191,8 à 1198,5 et les valeurs de  $\Delta_{Sb}$  dans le domaine de 4764,4 à 4770,6.

Le dernier terme de l'équation (5) et le dernier terme de l'équation (6) représentent chacun l'effet des variations des impuretés.

Les coefficients

$$-\frac{2}{3} \left( K_{Ag} - \frac{t_{Ag}}{t_{Au}} \right) \quad \text{et} \quad -\frac{2}{3} \left( K_{Sb} - \frac{t_{Sb}}{t_{Au}} \right)$$

sont tous deux positifs. Les impuretés usuelles, exception faite pour l'or, ont toutes pour effet d'augmenter la force électromotrice du platine. Par conséquent, les équations (5) et (6) montrent que, en l'absence d'or, les valeurs de  $\Delta_{Ag}$  et  $\Delta_{Sb}$  vont varier directement avec la quantité d'impuretés des métaux du thermocouple. Vraisemblablement il existe un domaine de valeurs admissibles de  $\Delta_{Ag}$  et  $\Delta_{Sb}$ , les limites supérieures étant fixées par la condition que  $\frac{R_{100}}{R_0}$  pour le bras de platine doit être supérieur à 1,3910, et la limite inférieure correspondant à des métaux parfaitement purs. Aucune de ces limites ne correspond nécessairement aux limites établies par les tolérances  $\pm 3$  et  $\pm 5 \mu V$  des équations (1) et (2), puisque ces dernières proviennent d'un choix arbitraire de thermocouples dont la pureté n'était pas établie d'une façon définie.

Si nous rendons le dernier terme de l'équation (5) égal à la différence entre la valeur moyenne de  $\Delta_{Ag}$  pour les thermocouples du premier groupe du tableau I (1182,5) et 1185, valeur normale de l'Échelle internationale de Température, c'est-à-dire à  $-2,5$ , nous obtenons  $\Delta E_{Au, Pt} = -61 \mu V$ . D'une façon analogue, si le dernier terme de l'équation (6) est rendu égal à

$$4767,4 - 4776 = -8,6,$$

nous obtenons  $\Delta E_{Au, Pt} = -58 \mu V$ . Ceci revient à dire qu'on devrait trouver qu'un bras de platine représentatif des métaux de grande pureté du premier groupe du tableau I serait négatif d'environ  $60 \mu V$  à la température  $t_{Au}$ , par rapport au bras de platine d'un thermocouple qui aurait des valeurs de  $\Delta_{Ag}$  et

$\Delta_{Sb}$ , conformes aux valeurs normales de l'échelle internationale de Température. Nous n'avons aucune mesure directe indiquant quelle serait la différence réelle. Les différences calculées ci-dessus d'environ  $-60 \mu V$  paraissent trop grandes, puisqu'elles correspondent à une valeur de  $\frac{R_{100}}{R_0}$  d'environ 1,389 à 1,390 pour le bras de platine d'un thermocouple qui serait conforme aux normes de l'échelle internationale de Température [selon une

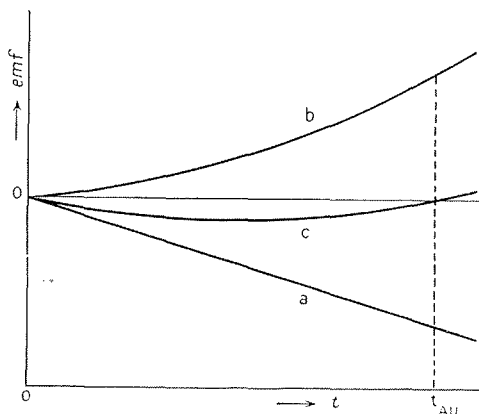


Fig. 1.

relation empirique entre  $\frac{R_{100}}{R_0}$  et la force thermoélectrique donnée dans la référence (1)].

L'explication qui a été donnée de l'effet de l'impureté sur les valeurs de  $\Delta_{Ag}$  et de  $\Delta_{Sb}$  est illustrée à la figure 1. Considérons deux thermocouples, dont l'un est impur par rapport à l'autre. Supposons que la différence de pureté est compensée à la température  $t_{Au}$  par l'utilisation d'un bras d'alliage contenant davantage de rhodium dans le cas du thermocouple le moins pur. La courbe *a* représente la différence de force électromotrice qui serait due uniquement à la différence de pureté des deux thermocouples, le thermocouple le moins pur ayant une force électromotrice plus basse. Selon notre hypothèse 3<sup>e</sup>, faite précédemment, nous avons une ligne droite. La courbe *b* représente la différence de force électromotrice qui serait due uniquement à la différence de contenu en rhodium des deux bras d'alliage. Conformément aux

résultats de la référence (6), cette quantité croit plus rapidement qu'une fonction linéaire de la température. La courbe *c*, qui est la somme des fonctions *a* et *b*, représente alors la différence réelle de force électromotrice entre les deux thermocouples. On verra que, bien que les deux thermocouples aient été normalisés à la même valeur de  $E_{Au}$ , le thermocouple le moins pur a des valeurs plus basses de la force électromotrice aux températures comprises entre 0° C et  $t_{Au}$ , c'est-à-dire qu'il a des valeurs plus grandes de  $\Delta_{Ag}$  et  $\Delta_{Sb}$ .

Le calcul mathématique proposé pour obtenir les variations de  $\Delta_{Ag}$  et  $\Delta_{Sb}$  peut ne pas être correct quantitativement. Cependant, la conclusion que  $\Delta_{Ag}$  et  $\Delta_{Sb}$  varient directement avec la concentration en impuretés devrait avoir un sens. Cette conclusion est confirmée par une Note du N. P. L. (7) où se trouve décrit un groupe de thermocouples qui a donné des valeurs de  $\Delta_{Ag}$  et  $\Delta_{Sb}$  plus grandes que les normes de l'Échelle internationale de Température. Une analyse spectroscopique de deux de ces thermocouples les a montrés impurs. L'impureté principale était du palladium, qui se trouve n'avoir que peu d'effet sur la force électromotrice du platine ou du platine rhodié à 10 % (5). Cependant, le fait que cette impureté particulière était présente peut indiquer que ces thermocouples étaient généralement impurs, mais à des concentrations trop basses pour être décelées nettement par spectroscopie. L'expérience du N. B. S. a montré que la force électromotrice de divers échantillons de platine pouvait différer au point de l'or de plusieurs dizaines de microvolts, sans que les différences de pureté soient suffisamment grandes pour être décelables par spectroscopie. La conclusion générale de la Note du N. P. L., à savoir que les valeurs plus grandes que la normale de  $\Delta_{Ag}$  et  $\Delta_{Sb}$  proviennent d'impuretés, est en accord avec l'étude que nous venons de présenter.

Il est intéressant aussi de noter l'effet d'un recuit incomplet sur les valeurs de  $\Delta_{Ag}$  et  $\Delta_{Sb}$ . Dans les années 1947-1951, 12 thermocouples, de même origine que ceux du premier groupe du tableau I, ont été étalonnés après une procédure de recuit que l'on a montré par la suite être insuffisante pour un recuit complet. (La procédure usuelle au N. B. S. est de recuire les couples thermoélectriques électriquement dans l'air, pendant 1 heure à 1450° C. Cette procédure a été suivie pour tous les thermocouples,

---

(7) *Procès-Verbaux*, 1948, p. 89.

excepté pour les 12 auxquels nous venons de faire allusion). Ces 12 thermocouples ont une valeur de  $\Delta_{Ag}$  comprise dans le domaine 1181,8 à 1184,3, la moyenne étant 1183,1. Ils avaient des valeurs de  $\Delta_{Sb}$  dans le domaine 4768,7 à 4772,6, la moyenne étant 4770,8. Ainsi les valeurs de  $\Delta_{Ag}$  et de  $\Delta_{Sb}$  étaient systématiquement plus élevées pour ces thermocouples partiellement recuits que pour les thermocouples complètement recuits du premier groupe du tableau I, et la différence sur la quantité  $\Delta_{Sb}$  était particulièrement nette. Là encore, comme en ce qui concerne les autres propriétés électriques des métaux, l'effet d'un défaut de recuit est dans le même sens que l'effet d'une impureté.

En 1948, le N. B. S. a proposé que l'on spécifie les limites par les valeurs du rapport  $\frac{E_{Au} - E_{Sb}}{E_{Au} - E_{Ag}}$  pour les thermocouples étalons (8).

Il a été montré que ce critérium n'était pas suffisamment sévère en ce qui concerne les erreurs au point de l'antimoine (2). Cependant, si l'on se réfère aux équations (5) et (6), on peut noter que

le rapport  $\frac{E_{Au}^R - E_{Sb}^R}{E_{Au}^R - E_{Ag}^R}$ , qui est égal à  $\frac{4776}{1185}$  ou 4,030, a presque la même valeur que le rapport  $\frac{1 - K_{Sb}}{1 - K_{Ag}}$ , qui est égal à  $\frac{0,631}{0,158}$  ou

4,00, et aussi presque la même valeur que le rapport  $\frac{K_{Sb} - \frac{t_{Sb}}{t_{Au}}}{K_{Ag} - \frac{t_{Ag}}{t_{Au}}}$ ,

qui est égal à  $\frac{0,369 - 0,593}{0,842 - 0,904}$  ou 3,6. Selon les équations (5) et (6),

ceci signifie que les variations du rapport  $\frac{E_{Au} - E_{Sb}}{E_{Au} - E_{Ag}}$  sont presque indépendantes de l'effet des variations de la pureté ou du contenu en rhodium, tandis que les critères donnés par les équations (1) et (2) sont indépendants de l'effet de la variation du contenu en rhodium uniquement.

L'utilité de critère correspondant aux équations (1) et (2) pour détecter des erreurs d'étalonnage et des caractéristiques anormales de thermocouples, dépend de l'étroitesse des tolérances associées à ces critères. L'analyse précédente suggère que le degré auquel on peut réduire les tolérances dépend du degré auquel sont limités l'impureté ou le défaut de recuit des bras du ther-

(8) *Procès-Verbaux*, 1948, p. 59.

mocouple. Il faudrait faire des études plus directes sur l'effet des impuretés et des tensions sur les valeurs de  $\Delta_{Ag}$  et  $\Delta_{Sb}$  et sur la reproductibilité de l'Échelle internationale de Température à des températures comprises entre les points d'étalonnage.

Entre temps, il serait souhaitable d'élargir les critères de l'Échelle internationale de Température de façon à inclure une proportion plus grande des thermocouples américains. Nous proposons

$$\Delta_{Ag} = 1184 \pm 4 \quad \text{et} \quad \Delta_{Sb} = 4772 \pm 8 \mu V.$$

Nous proposons, en outre, que  $E_{Au}^0$  soit rendu égal à la norme de l'Échelle internationale de Température 10300, plutôt que 10310. Si l'on combine ces deux modifications proposées, on obtiendrait, à la place des équations (1) et (2), les suivantes:

$$(7) \quad E_{Au} - E_{Ag} = 1183 + 0,158(E_{Au} - 10300) \pm 4 \mu V.$$

$$(8) \quad E_{Au} - E_{Sb} = 4766 + 0,631(E_{Au} - 10300) \pm 8 \mu V.$$

[La valeur de  $E_{Au}^0 - E_{Ag}^0$  de l'équation (7), qui serait 1184—1,58, a été arrondie à 1183, car cette limite permet d'inclure un nombre suffisant de thermocouples américains].

Par souci d'uniformité, nous proposons également que ces équations soient placées dans la troisième partie, « Recommandations » du texte de l'Échelle internationale de Température, comme cela fut fait pour des critères analogues relatifs aux thermomètres à résistance étalons.

Les relations entre les divers critères des thermocouples et les constantes de la formule du type de Callendar seront discutées dans la deuxième partie de ce mémoire.

En ce qui concerne la recommandation de la troisième partie de l'Échelle internationale de Température de 1948 spécifiant que les thermocouples étalons doivent être recuits dans l'air pendant 1 heure à environ 1100°C, nous avons fait quelques expériences directes sur des thermocouples de la même origine que les thermocouples de notre laboratoire qui montrent que, si une telle procédure de recuit est suffisante pour recuire complètement le platine rhodié à 10 %. En outre, nous avons obtenu quelques preuves que la quantité  $\Delta_{Sb}$ , pour des thermocouples recuits de cette façon, est supérieure d'environ 2  $\mu V$  à celle qu'on obtient avec des thermocouples de la même origine complètement recuits. Pour des métaux moins purs, le défaut de recuit après 1 heure à

1100° C serait encore plus grand que pour les métaux de haute pureté qui ont été essayés. Nos résultats ne sont pas suffisamment complets aujourd'hui pour nous permettre de fixer la procédure de recuit minimum qui conviendrait pour recuire complètement tous les thermocouples étalons. A cause du fait que les conditions requises pour un recuit complet dépendent de la concentration des impuretés présentes et aussi du degré de déformation mécanique antérieure, il serait utile de faire une étude plus complète, afin de préparer une recommandation convenable pour le recuit des thermocouples étalons.

II. — COMMENTAIRES SUR LA PROPOSITION  
DE L'INSTITUT DE MÉTROLOGIE DE L'U. R. S. S.  
POUR L'ÉTALONNAGE DES THERMOCOUPLES ÉTALONS  
AU POINT DU ZINC (9).

L'Institut de Métrologie a proposé que l'échelle de température entre 630,5 et 1063° C soit réalisée au moyen de thermocouples étalons étalonnés au point du zinc, de l'antimoine et de l'or, la température des échantillons réellement utilisés de zinc et d'antimoine étant établie au moyen d'un thermomètre à résistance étalon. Cette proposition a été présentée pour la raison que les écarts entre l'échelle qui en résulterait et l'échelle thermodynamique seraient plus petits que les écarts entre l'échelle Sb-Ag-Au et l'échelle thermodynamique. Cependant, nous ne connaissons pas de résultats expérimentaux qui soient d'une exactitude suffisante pour permettre le choix entre l'échelle Zn-Sb-Au et l'échelle Sb-Ag-Au sur la base de leur écart par rapport à l'échelle thermodynamique, et nous désirons une plus ample information concernant l'origine des résultats de cette nature qui ont été donnés dans la Note de l'Institut de Métrologie. Il semble que le choix entre les deux échelles devrait être fondé sur d'autres facteurs, dont nous allons maintenant discuter quelques-uns.

Sans faire intervenir la grandeur des écarts entre l'Échelle internationale de Température et l'Échelle thermodynamique, nous pensons qu'il est important que la partie de l'échelle définie par le thermocouple prolonge de façon continue les autres parties

---

(9) *Procès-Verbaux*, 1948, p. 95, § 4 c.



de l'échelle. En fait, c'est cette considération qui a dicté le changement de  $t_{Ag}$  de 960,5 à 960,8 °C en 1948. Pour la raison que l'échelle actuelle Sb-Ag-Au prolonge d'une façon continue les autres portions de l'échelle internationale de Température, nous croyons que l'échelle Zn-Sb-Au serait à peu de chose près identique à l'échelle Sb-Ag-Au.

Puisque ces quatre points fixes sont tous utilisés régulièrement dans l'étalonnage des thermocouples étalons au N. B. S., nous pouvons calculer les différences entre les deux échelles pour chaque thermocouple. Dans le domaine 630,5 à 1063 °C, la différence maximum se produit à environ 850°, tandis que la différence au point de l'argent serait 0,70 fois ce maximum. Nous avons calculé les différences à 850 °C pour quelques étalonnages récents sélectionnés et qui sont caractéristiques des deux groupes de thermocouples américains dont les résultats figurent au tableau I. Les résultats sont résumés dans les deux premières lignes du tableau II. On verra que, pour les thermocouples américains de plus grande pureté, l'échelle Zn-Sb-Au serait pratiquement identique à l'échelle Sb-Ag-Au.

On a fait figurer également au tableau II des résultats de calculs analogues pour les thermocouples dont il est question dans la référence (1). On a utilisé les moyennes des étalonnages des trois laboratoires nationaux et l'on a corrigé les résultats pour de l'argent d'inquartation.

TABLEAU II.

Description des thermocouples.	Nombre de thermo- couples.	Échelle Zn-Sb-Au moins Échelle internationale de Température 1948 à 850° C.	
		Valeurs extrêmes. (degré).	Moyenne. (degré)
Étalons de laboratoire du N.B.S. et autres thermocouples de haute pureté dont on sait qu'ils proviennent de la même ori- gine.....	9	-0,09 à +0,04	-0,01
Autres thermocouples.....	9	+0,03 à +0,13	+0,08
D 3024, D 3026 [P.T.R., réf. (1)].	2	+0,16 et +0,03	+0,09
G <sub>1</sub> , G <sub>2</sub> [N.B.S., réf. (1)].....	2	-0,01 et -0,11	-0,06
P <sub>16</sub> , P <sub>17</sub> [N.P.L., réf. (1)].....	2	-0,19 et -0,02	-0,10

A cause des différences systématiques, qui ont été discutées dans la première partie, entre les thermocouples américains et ceux qui satisfont au critérium de l'Échelle internationale de Température, il est probable que des thermocouples de ces deux classes montreraient des différences systématiques dans la quantité : température sur l'échelle Zn-Sb-Au moins température dans l'échelle Sb-Ag-Au. Il serait intéressant de contrôler ceci plus à fond en utilisant des étalonnages de thermocouples européens plus récents que ceux qui figurent dans la référence (1).

Les résultats du tableau II fournissent une indication indirecte sur la reproductibilité de l'Échelle internationale de Température dans le domaine 630,5 à 1063° C. L'étalement des valeurs montrées pour les différences entre les deux échelles est dû en partie aux erreurs d'étalonnage et en partie aux différences dans les caractéristiques des thermocouples. Cette deuxième cause devrait avoir un effet moindre sur la reproductibilité de l'échelle Sb-Ag-Au que sur la reproductibilité de l'échelle Zn-Sb-Au proposée, puisque l'intervalle entre les points d'étalonnage est plus petit dans la première échelle.

TABLEAU III.

Température (°C).	Étalonnage Sb-Ag-Au.			Étalonnage Zn-Sb-Au.		
	$\frac{\partial t}{\partial t_{Sb}}$	$\frac{\partial t}{\partial t_{Ag}}$	$\frac{\partial t}{\partial t_{Au}}$	$\frac{\partial t}{\partial t_{Zn}}$	$\frac{\partial t}{\partial t_{Sb}}$	$\frac{\partial t}{\partial t_{Au}}$
400.....	+2,82	-5,44	+3,62	+1,13	-0,15	+0,02
419,5....	-	-	-	+1,00	0	0
500.....	+1,90	-2,53	+1,63	+0,53	+0,52	-0,05
600.....	+1,18	-0,47	+0,29	+0,10	+0,93	-0,23
630,5...	+1,00	0	0	0	+1,00	0
700.....	+0,65	+0,81	-0,46	-0,17	+1,09	+0,08
800.....	+0,28	+1,39	-0,67	-0,29	+1,04	+0,25
900.....	+0,06	+1,33	-0,39	-0,28	+0,79	+0,49
960,8....	0	+1,00	0	-	-	-
1000.....	-0,02	+0,68	+0,33	-0,14	+0,36	+0,78
1063.....	0	0	+1,00	0	0	+1,00
1100.....	+0,03	-0,49	+1,46	-0,10	-0,24	+1,14
1200.....	+0,19	-2,16	+2,96	+0,45	-0,99	+1,54

Une deuxième base de comparaison des deux échelles est obtenue en examinant les erreurs introduites aux températures

intermédiaires par unité d'erreur aux divers points fixes. Celles-ci sont exposées dans les figures 2, 3 et 4 et dans le tableau III. Les dérivées  $\frac{dt}{dt_{Sb}}$ , etc., ont été calculées de la façon décrite dans un article récent de Corruccini (10).

On notera qu'avec l'étalonnage Zn-Sb-Au proposé, les erreurs au point de l'antimoine sont plus graves qu'avec l'Échelle internationale de Température. Les erreurs au point de l'or ont en moyenne à peu près le même effet sur les deux échelles. L'effet

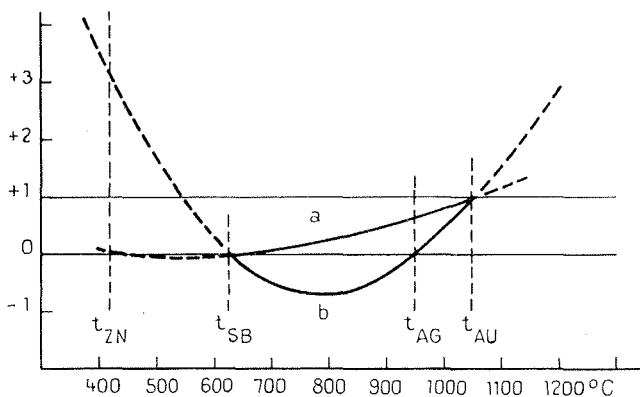


Fig. 2.

d'une erreur au point du zinc avec l'étalonnage Zn-Sb-Au est beaucoup moins grave que l'effet d'une erreur au point de l'argent sur l'étalonnage de l'Échelle internationale de Température.

Si l'on considère tous ces facteurs, l'étalonnage Zn-Sb-Au paraît n'offrir aucun avantage marqué à l'époque actuelle.

En ce qui concerne les formules du type Callendar, qui ont été proposées pour les thermocouples par l'Institut de Métrologie

$$(9) \quad t = t_{Zn} + \frac{E_t - E_{Zn}}{E_{Sb} - E_{Zn}} (t_{Sb} - t_{Zn}) + \varepsilon \left( \frac{t}{t_{Zn}} - 1 \right) \left( \frac{t}{t_{Sb}} - 1 \right),$$

le dernier terme sera plus facile à calculer si nous chassons les

(10) CORRUCCINI, *J. Res., N.B.S.*, t. 43, 1949, p. 133, RP 2014.

dénominateurs. De plus, le terme sera beaucoup plus petit et il suffira d'un plus petit nombre d'approximations successives pour

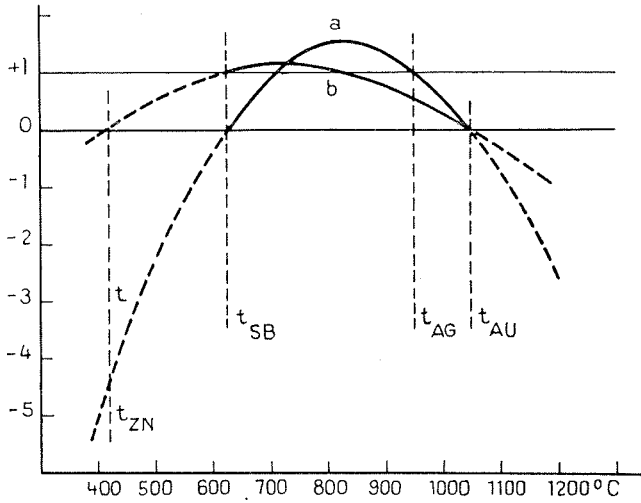


Fig. 3.

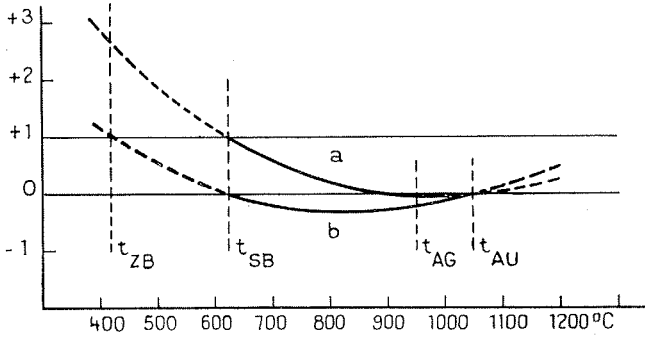


Fig. 4.

calculer  $t$ , si le terme du milieu est écrit de telle sorte que la corde à laquelle le terme  $\epsilon$  est ajouté est prise passant par les

points de l'antimoine et de l'or plutôt que par les points du zinc et de l'antimoine, de telle sorte que

$$(10) \quad t = t_{\text{Au}} - \frac{E_{\text{Au}} - E_t}{E_{\text{Au}} - E_{\text{Sb}}} (t_{\text{Au}} - t_{\text{Sb}}) + \varepsilon' (t - t_{\text{Sb}}) (t_{\text{Au}} - t).$$

La valeur maximum du terme  $\varepsilon$  de l'équation (9) est environ — 45 degrés à  $t_{\text{Au}}$ . La valeur maximum du terme  $\varepsilon'$  de l'équation (10) n'est seulement qu'environ + 7 degrés (à  $\frac{t_{\text{Sb}}}{2} + \frac{t_{\text{Au}}}{2} = 847^\circ\text{C}$ ).

L'équation du type Callendar pourrait être acceptée comme une variante de la forme quadratique et ajoutée à la quatrième partie du texte de l'Échelle internationale de Température, comme il est fait pour les formules du thermomètre à résistance. La différence de commodité des deux formules, si elle existe, aurait peu d'importance pour les utilisateurs américains de thermocouples, puisqu'ils ont coutume d'utiliser la formule pour calculer seulement un petit nombre de valeurs espacées dans le domaine 630,5 à 1063°C, après quoi toutes les interpolations ultérieures sont faites en utilisant une table de référence. [L'interpolation au moyen d'une table de référence est commode à cause de l'utilisation fréquente des thermocouples étalons tant au-dessus qu'au-dessous du domaine auquel se limite la formule de l'Échelle internationale de Température. Des tables de référence du N.B.S., élargies et révisées, ont été publiées récemment (11)].

L'expression de l'équation (10) qui correspond au coefficient  $\alpha$  de Callendar est

$$\alpha = \frac{1}{t_{\text{Au}} - t_{\text{Sb}}} \frac{E_{\text{Au}} - E_{\text{Sb}}}{E_{\text{Au}}},$$

tandis que  $\varepsilon'$ , qui correspond au coefficient  $\beta$  de Callendar, est donné par

$$\varepsilon' = \frac{1}{t_{\text{Ag}} - t_{\text{Sb}}} \left( \frac{E_{\text{Au}} - E_{\text{Ag}}}{E_{\text{Au}} - E_{\text{Sb}}} \frac{t_{\text{Au}} - t_{\text{Sb}}}{t_{\text{Au}} - t_{\text{Ag}}} - 1 \right).$$

Dans la première partie, on a montré que la quantité  $\Delta_{\text{Sb}}$  augmente avec la concentration en impuretés des métaux du thermocouple. Fixer des limites à la quantité  $\Delta_{\text{Sb}}$ , ce qui est la procédure adoptée dans l'Échelle internationale de Température,

---

(11) SHENKER, LAURITZEN et CORRUCINI, *N. B. S.*, Circulaire C 508, 1951.

équivalent à fixer des limites pour la quantité  $\omega$ . Ainsi  $\omega$ , comme le terme correspondant  $z$ , varie avec les impuretés (et les tensions). Fixer une limite supérieure à  $\omega$  équivaut à fixer une limite inférieure à  $z$ . Toute limite inférieure de  $\omega$  devrait correspondre à des métaux parfaitement purs. A la différence de la limitation de  $z$ , la limitation de  $\omega$  serait invalidée si de l'or était présent comme impureté, parce que l'effet de l'or sur  $\omega$  serait de signe opposé à l'effet d'autres impuretés et, en fait, pourrait amener des valeurs de  $\omega$  inférieures à celles qui correspondent aux métaux les plus purs. Au contraire, l'effet de l'or sur  $z$  a le même signe que l'effet d'autres impuretés.

La quantité  $\varepsilon'$  contient le rapport  $\frac{E_{Au} - E_{Sb}}{E_{Au} - E_{Ag}}$  qui constituait la base du critère proposé par le N. B. S. en 1948. Fixer des limites à ce rapport est ainsi équivalent à fixer des limites à  $\varepsilon'$ . Ce critère serait analogue à la limitation de la valeur du rapport  $\frac{R_S - R_0}{R_{100} - R_0}$  pour les thermomètres à résistance, ce qui a été recommandé dans l'Échelle internationale de Température de 1948. Cette dernière est équivalente à une limitation de  $\rho$ .

D'autre part, les critères pour les thermocouples donnés par les équations (1) et (2) correspondent à la fixation des limites pour les quantités  $\frac{R_S}{R_0}$  et  $\frac{R_{100}}{R_0}$  pour les thermomètres à résistance. Cette dernière procédure a été adoptée dans l'Échelle internationale de Température de 1927, mais la limitation de  $\frac{R_S}{R_0}$  a été abandonnée en 1948 en faveur de la limitation de  $\frac{R_S - R_0}{R_{100} - R_0}$ .

III. COMMENTAIRES SUR LA PROPOSITION DE M. TANAKA ET  
M. K. OKADA EN VUE DE L'ADOPTION DU THERMOCOUPLE A TROIS BRAS  
COMME MOYEN D'ÉLIMINER L'ERREUR DUE A UNE IMMERSION  
INSUFFISANTE DU THERMOCOUPLE (12).

Tanaka et Okada ont montré que le thermocouple à trois bras fournit un moyen de corriger les erreurs dues à une immersion insuffisante, et ils proposent l'adoption de ce thermocouple.

---

(12) *Procès-Verbaux*, 1948, p. 97-103.

S'il est vrai qu'il n'y aurait pas d'objection à mentionner ce thermocouple dans la troisième partie du texte de l'Échelle internationale de Température comme l'un des moyens d'éliminer l'erreur de conduction, il n'est cependant pas nécessaire d'imposer son usage, car il existe d'autres moyens de déceler et d'éliminer des erreurs dues à cette cause. Ainsi, dans les étalonnages du N. B. S., l'erreur de conduction est rendue négligeable par l'utilisation de profondeurs d'immersion qui sont plus de deux fois plus grandes que la plus grande immersion utilisée par Tanaka et Okada aux points de l'or et de l'antimoine.

Ces auteurs critiquent la clause de l'Échelle internationale de Température spécifiant que la profondeur d'immersion doit être telle que la force électromotrice observée du thermocouple ne change pas de plus de  $1\mu V$  lorsque la profondeur de l'immersion est augmentée ou diminuée de 1 cm, à cause du fait que cette spécification peut paraître autoriser une erreur qu'ils montrent être supérieure à  $1\mu V$  et qui peut s'élever jusqu'à  $1,6\mu V$ . Cette objection pourrait être évitée, sans sacrifier le bon conseil de la recommandation précédente, en supprimant les nombres donnés et en spécifiant simplement que l'on peut s'assurer que l'immersion est suffisante (pourvu que le thermocouple soit homogène) en notant la variation de la force électromotrice pendant que l'on change la profondeur d'immersion.



ANNEXE T 15.

Royal Society Mond Laboratory,  
Cambridge, Grande-Bretagne.

---

## LA TEMPÉRATURE

DANS

## LE DOMAINE DE L'HÉLIUM LIQUIDE

(4 juin 1949)

---

### PRÉFACE.

La méthode habituelle pour mesurer la température absolue  $T$  dans le domaine de l'hélium liquide consiste à mesurer la tension de vapeur  $p$  et à la convertir au moyen d'une relation  $p, T$  déterminée empiriquement. Dans le passé, une certaine confusion s'est produite quelquefois à cause de l'existence de plusieurs déterminations de la relation  $p, T$  qui différaient l'une de l'autre d'une façon appréciable et, à une réunion officielle groupant des représentants des Laboratoires cryogéniques de la Hollande, des États-Unis et de la Grande-Bretagne, qui s'est tenue à Amsterdam, en juillet 1948, il a été décidé d'adopter une relation qui serait utilisée à l'avenir, et de présenter cette relation sous forme de tableaux pour l'usage pratique. Les résultats expérimentaux les plus sûrs existant à l'heure actuelle ne sont pas entièrement satisfaisants; mais comme il est peu probable qu'ils deviennent périmés avant quelques années, on a pensé que le mieux était de les prendre pour base de la relation adoptée, jusqu'à ce que des résultats plus exacts soient obtenus.



Entre 0 et 1,6°K, on a décidé de fonder la relation sur la formule de Bleaney et Simon (1939)

$$\log_{10} p_{\text{mm}} = - \frac{3,117}{T} + 2,5 \log_{10} T + 2,196 - 2,27 \cdot 10^{-3} T^3 + \Delta$$

dans laquelle  $\Delta$  est un petit terme correctif qui varie en fonction de T selon une certaine courbe graphique, et  $p$  est exprimé en millimètres de mercure à 0°G. Au-dessus de 1,6°K on a convenu de fonder la relation sur l'échelle de Schmidt et Keesom (1937), donnée sous la forme d'un graphique de corrections à une échelle antérieure (Keesom, 1932); Kistemaker (1946) a suggéré des modifications entre 1,6 et 2,19°K, mais on a considéré qu'on ne devrait pas les utiliser avant qu'elles soient confirmées par une méthode indépendante sur un domaine de températures plus étendu. Entre 4,3°K et le point critique 5,2°K, les seuls résultats sont cinq paires de valeurs de  $p$  et T dues à Kamerlingh Onnes et Weber (1915); celles-ci peuvent être représentées par la formule d'interpolation

$$T = 2,967 + 1,905 \cdot 10^{-3} p_{\text{mm}} - 3,52 \cdot 10^{-7} p_{\text{mm}}^2,$$

qui s'écarte des points expérimentaux de 0,03 degré au maximum et qui se raccorde sans coude à la relation à 4,3°K.

Il y a environ sept ans, le Kamerlingh Onnes Laboratorium à Leyde a calculé un tableau (non publié) de  $p$  (en millimètres de mercure à 20°G) en fonction de T, avec des intervalles de température de 0,01 degré, fondé sur la formule de Bleaney et Simon entre 1,0 et 1,6°K et sur les résultats de 1937 entre 1,6 et 4,3°K, avec un ajustement dans la région du point  $\lambda$ . Comme ce tableau est déjà en usage à Leyde, on a convenu de le considérer comme représentant les renseignements les plus sûrs entre 1,0 et 4,3°K (1), et ce tableau est reproduit à la page T 158

---

(1) L'exactitude des calculs entre 1,0 et 1,6°K est telle que des écarts atteignant 1/300 par rapport à la formule de Bleaney et Simon restent possibles; mais les écarts de T pour  $p$  donné à partir de la formule ne dépassent pas 0,001 degré. Entre 1,6 et 4,3°K, les écarts à partir des formules explicites de Keesom et Lignac (1939) (destinées également à représenter les résultats de 1937), n'excèdent nulle part quelques millièmes de degré, ce qui n'est pas supérieur aux inexactitudes des mesures originales.

avec en plus des prolongements au-dessous de 4,0°K par la formule de Bleaney et Simon et au-dessus de 4,3°K par la formule d'interpolation mentionnée ci-dessus. Au-dessous de 0,9°K et au-dessus de 4,3°K, il est peu probable que l'on ait souvent besoin des valeurs exactes de  $p$  en fonction de T; les valeurs de  $p$  sont donc données à des intervalles de température de 0,1 degré seulement.

I. — Température en fonction de la tension de vapeur  
de Phélium liquide (1).

$p$ (mm).	0.	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.
0,0010..	0,657	662	667	671	674	678	681	684	687	690
0,0020..	0,693	696	698	701	703	706	708	710	712	714
0,0030..	0,716	717	719	721	723	724	726	728	729	731
0,0040..	0,732	734	735	737	738	740	741	742	744	745
0,0050..	0,746	747	749	750	751	752	753	754	755	756
0,0060..	0,757	758	759	760	761	762	763	764	765	766
0,0070..	0,767	768	769	770	771	772	773	773	774	775
0,0080..	0,776	777	778	778	779	780	781	781	782	783
0,0090..	0,784	785	785	786	787	787	788	789	790	790
0,010...	0,791	797	803	809	815	819	824	829	833	837
0,020...	0,841	845	848	852	855	858	862	865	867	870
0,030...	0,873	875	878	881	883	886	888	890	893	895
0,040...	0,897	899	901	903	905	907	909	911	913	915
0,050...	0,916	918	920	922	923	925	927	928	930	931
0,060...	0,933	934	936	937	939	940	941	943	944	946
0,070...	0,947	948	950	951	952	953	955	956	957	958
0,080...	0,960	961	962	963	964	965	967	968	969	970
0,090...	0,971	972	973	974	975	976	977	979	980	981
0,10....	0,982	991	000	009	016	024	030	036	042	048
0,20....	1,054	060	065	070	076	080	085	090	094	099
0,30....	1,103	107	111	115	118	122	125	129	132	136

(1) Dans cette table, les tensions de vapeur sont exprimées en millimètres de mercure à 20°C. Il en résulte qu'il faut les multiplier par le facteur 0,9638 pour les ramener à l'unité habituelle, le millimètre de mercure à 0°C, telle qu'elle découle de la définition de l'atmosphère normale.

<i>p</i> (mm).	0.	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.
0,40....	1,139	142	145	149	152	155	158	161	164	166
0,50....	1,169	172	175	177	180	182	185	187	189	192
0,60....	1,194	196	199	201	203	205	208	210	212	214
0,70....	1,216	218	220	222	224	226	228	230	232	234
0,80....	1,236	238	239	241	243	245	247	248	250	252
0,90....	1,253	255	257	258	260	261	263	265	266	268
1,0.....	1,269	284	298	312	324	336	347	358	368	377
2,0.....	1,387	396	404	412	420	428	435	443	450	457
3,0.....	1,463	470	476	482	489	495	500	506	512	517
4,0.....	1,523	528	534	539	544	549	554	559	563	568
5,0.....	1,572	577	581	586	590	594	598	603	607	611
6,0.....	1,615	618	622	626	630	634	637	641	644	648
7,0.....	1,651	655	658	662	665	668	672	675	678	682
8,0.....	1,685	688	691	694	697	700	703	706	709	712
9,0.....	1,715	718	721	724	726	729	732	735	737	740
10,0....	1,743	745	748	750	753	755	758	761	763	766
11,0....	1,768	771	773	775	778	780	783	785	787	790
12,0....	1,792	794	797	799	801	804	806	808	810	812
13,0....	1,815	817	819	821	824	826	828	830	832	834
14,0....	1,836	839	841	843	845	847	849	851	853	855
15,0....	1,857	859	861	863	865	867	869	871	873	875
16,0....	1,877	879	881	883	884	886	888	890	892	894
17,0....	1,895	897	899	901	903	904	906	908	910	912
18,0....	1,913	915	917	918	920	922	924	925	927	929
19,0....	1,930	932	934	935	937	939	940	942	944	945
20,0....	1,947	948	950	952	953	955	956	958	960	961
21,0....	1,963	964	966	967	969	970	972	974	975	977
22,0....	1,978	980	981	983	984	986	987	989	990	992
23,0....	1,993	995	996	998	999	001	002	004	005	007
24,0....	2,008	010	011	012	014	015	017	018	020	021
25,0....	2,023	024	025	027	028	030	031	033	034	035
26,0....	2,037	038	039	041	042	044	045	046	048	049
27,0....	2,050	052	053	054	056	057	058	060	061	062
28,0....	2,064	065	066	068	069	070	072	073	074	076
29,0....	2,077	078	079	081	082	083	085	086	087	088
30,0....	2,090	091	092	093	095	096	097	098	100	101

$p$ (mm):	0.	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.
31,0.....	2,102	103	105	106	107	108	109	111	112	113
32,0.....	2,114	115	117	118	119	120	121	123	124	125
33,0.....	2,126	127	128	130	131	132	133	134	135	137
34,0.....	2,138	139	140	141	142	144	145	146	147	148
35,0.....	2,149	150	151	153	154	155	156	157	158	159
36,0.....	2,160	162	163	164	165	166	167	168	169	170
37,0.....	2,171	172	174	175	176	177	178	179	180	181
38,0.....	2,182	183	184	185	186	187	188	190	191	192
39,0.....	2,193	194	195	196	197	198	199	200	201	202
40.....	2,203	213	223	233	243	253	262	271	280	289
50.....	2,298	307	315	324	332	340	348	356	364	372
60.....	2,380	388	395	403	410	418	425	432	439	446
70.....	2,453	460	467	474	481	487	494	501	507	513
80.....	2,520	526	533	539	545	551	557	563	569	575
90.....	2,581	587	593	599	604	610	616	621	627	633
100.....	2,638	644	649	655	660	665	671	676	681	686
110.....	2,692	697	701	706	711	717	722	726	731	736
120.....	2,741	746	750	755	760	765	770	774	779	783
130.....	2,788	792	797	801	806	810	815	820	824	829
140.....	2,833	837	842	846	850	855	859	863	868	872
150.....	2,877	881	885	889	893	897	902	906	910	914
160.....	2,918	922	926	930	934	938	942	946	950	954
170.....	2,958	962	965	969	973	977	981	984	988	992
180.....	2,996	999	003	007	010	014	018	021	025	028
190.....	3,032	035	039	042	046	050	053	057	060	063
200.....	3,067	070	074	077	081	084	087	091	094	098
210.....	3,101	104	108	111	114	118	121	124	128	131
220.....	3,134	138	141	144	147	151	154	157	160	164
230.....	3,167	170	173	176	180	183	186	189	192	195
240.....	3,198	202	205	208	211	214	217	220	223	226
250.....	3,229	232	235	238	241	244	247	250	253	255
260.....	3,258	261	264	267	270	273	275	278	281	284
270.....	3,287	289	292	295	298	301	303	306	309	312
280.....	3,314	317	320	322	325	328	331	333	336	339
290.....	3,341	344	347	349	352	355	357	360	363	365
300.....	3,368	371	373	376	378	381	384	386	389	391

$p$ (mm).	0.	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.
310.....	3,394	396	399	402	404	407	409	412	414	417
320.....	3,419	422	424	427	429	432	434	437	439	442
330.....	3,444	447	449	452	454	456	459	461	464	466
340.....	3,468	471	473	475	478	480	483	485	487	490
350.....	3,492	494	497	499	501	504	506	508	511	513
360.....	3,515	518	520	522	525	527	529	531	534	536
370.....	3,538	540	543	545	547	550	552	554	556	558
380.....	3,561	563	565	567	570	572	574	576	578	581
390.....	3,583	585	587	589	592	594	596	598	600	602
400.....	3,605	607	609	611	613	615	617	620	622	624
410.....	3,626	628	630	632	634	637	639	641	643	645
420.....	3,647	649	651	653	655	658	660	662	664	666
430.....	3,668	670	672	674	676	678	680	682	684	686
440.....	3,688	690	692	694	696	698	700	702	704	706
450.....	3,708	710	712	714	716	718	720	722	724	726
460.....	3,727	729	731	733	735	737	739	741	743	745
470.....	3,747	749	751	752	754	756	758	760	762	764
480.....	3,766	768	769	771	773	775	777	779	781	783
490.....	3,784	786	788	790	792	794	796	797	799	801
500.....	3,803	805	807	809	810	812	814	816	818	819
510.....	3,821	823	825	827	829	830	832	834	836	838
520.....	3,839	841	843	845	846	848	850	852	853	855
530.....	3,857	859	861	862	864	866	868	869	871	873
540.....	3,875	876	878	880	882	883	885	887	888	890
550.....	3,892	894	895	897	899	900	902	904	906	907
560.....	3,909	911	912	914	916	917	919	921	922	924
570.....	3,926	927	929	931	932	934	936	937	939	941
580.....	3,942	944	946	947	949	951	952	954	956	957
590.....	3,959	961	962	964	965	967	969	970	972	974
600.....	3,975	977	978	980	982	983	985	986	988	990
610.....	3,991	993	994	996	997	999	001	002	004	005
620.....	4,007	008	010	012	013	015	016	018	019	021
630.....	4,022	024	026	027	029	030	032	033	035	036
640.....	4,038	039	041	042	044	045	047	048	050	051
650.....	4,053	055	056	058	059	061	062	064	065	067
660.....	4,068	070	071	073	074	076	077	079	080	082
670.....	4,083	084	086	087	089	090	092	093	095	096

$p$ (mm).	0.	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.
680.....	4,098	099	101	102	104	105	107	108	110	111
690.....	4,112	114	115	117	118	120	121	123	124	126
700.....	4,127	128	130	131	133	134	136	137	138	140
710.....	4,141	143	144	146	147	148	150	151	153	154
720.....	4,156	157	158	160	161	163	164	165	167	168
730.....	4,170	171	173	174	175	177	178	180	181	182
740.....	4,184	185	187	188	189	191	192	193	195	196
750.....	4,198	199	200	202	203	205	206	207	209	210
760.....	4,211	213	214	216	217	218	220	221	222	224
770.....	4,225	226	228	229	231	232	233	235	236	237
780.....	4,239	240	241	243	244	245	247	248	250	251
790.....	4,252	254	255	256	258	259	260	262	263	264
800.....	4,266	267	268	270	271	272	274	275	276	278
	0.	10.	20.	30.	40.	50.	60.	70.	80.	90.
800.....	4,27	28	29	31	32	33	34	36	37	38
900.....	4,40	41	42	43	45	46	47	48	50	51
1000....	4,52	53	54	56	57	58	59	60	61	63
1100....	4,64	65	66	67	68	69	70	71	72	74
1200....	4,75	76	77	78	79	80	81	82	83	84
1300....	4,85	86	87	88	89	90	91	92	93	93
1400....	4,94	95	96	97	98	99	00	01	02	02
1500....	5,03	04	05	06	07	07	08	09	10	11
1600....	5,11	12	13	14	14	15	16	17	17	18
1700....	5,19	20	20	-	-	-	-	-	-	-

Pour les besoins pratiques, la forme la plus utile du tableau est celle qui présente  $T$  en fonction de  $p$ , puisque l'on a plus souvent besoin de précision dans le passage d'une tension de vapeur observée à une température absolue que dans le passage inverse. Avec l'aide du Cambridge Mathematical Laboratory, les tableaux présentés dans les pages T 153 à T 157 ont été calculés sous cette forme, d'après les renseignements exposés ci-dessus;  $p$  est toujours exprimé en millimètres de mercure à 20°C. L'exactitude des tableaux ne peut évidemment pas être meilleure que celle des résultats sur lesquels ils sont fondés, et il est peu probable que celle-ci soit meilleure que quelques millièmes de degré. Cependant, comme l'exactitude relative est quelquefois importante, on a pris soin que les erreurs de calcul dans la déduction

II. — Tension de vapeur de l'hélium liquide en fonction de la température (1).

T°K	0.00.	0.01.	0.02.	0.03.	0.04.	0.05.	0.06.	0.07.	0.08.	0.09.
0,9.....	0,041	0,047	0,052	0,058	0,064	0,071	0,079	0,088	0,098	0,109
1,0.....	0,121	0,133	0,146	0,160	0,176	0,193	0,210	0,229	0,249	0,270
1,1.....	0,293	0,318	0,345	0,373	0,403	0,435	0,468	0,503	0,541	0,583
1,2.....	0,626	0,671	0,718	0,769	0,823	0,880	0,941	1,005	1,071	1,140
1,3.....	1,212	1,287	1,365	1,447	1,533	1,624	1,720	1,821	1,927	2,037
1,4.....	2,452	2,272	2,397	2,527	2,662	2,803	2,950	3,103	3,261	3,424
1,5.....	3,593	3,767	3,947	4,133	4,325	4,524	4,731	4,946	5,169	5,400
1,6.....	5,639	5,886	6,141	6,404	6,678	6,960	7,250	7,548	7,854	8,168
1,7.....	8,49	8,82	9,17	9,53	9,90	10,29	10,68	11,08	11,49	11,91
1,8.....	12,34	12,79	13,24	13,70	14,17	14,65	15,14	15,65	16,17	16,70
1,9.....	17,25	17,81	18,39	18,98	19,58	20,20	20,83	21,47	22,12	22,78
2,0.....	23,45	24,13	24,82	25,52	26,24	26,97	27,71	28,47	29,24	30,03
2,1.....	30,83	31,65	32,48	33,33	34,19	35,07	35,96	36,87	37,80	38,74
2,2.....	39,70	40,67	41,66	42,66	43,68	44,72	45,78	46,86	47,96	49,08
2,3.....	50,22	51,38	52,56	53,75	54,96	56,19	57,44	58,71	60,00	61,30
2,4.....	62,62	63,96	65,32	66,70	68,10	69,52	70,96	72,42	73,90	75,40
2,5.....	76,92	78,46	80,02	81,60	83,20	84,82	86,46	88,12	89,80	91,50
2,6.....	93,22	94,97	96,74	98,53	100,3	102,1	104,0	105,9	107,8	109,7
2,7.....	111,7	113,7	115,7	117,7	119,8	121,9	124,0	126,1	128,3	130,5
2,8.....	132,7	134,9	137,1	139,3	141,6	143,9	146,2	148,5	150,8	153,2
2,9.....	155,6	158,0	160,5	163,0	165,5	168,0	170,6	173,2	175,8	178,5

T°K	0,00.	0,01.	0,02.	0,03.	0,04.	0,05.	0,06.	0,07.	0,08.	0,09.
3,0.....	181,2	183,9	186,7	189,5	192,3	195,1	198,0	200,9	203,8	206,7
3,1.....	209,7	212,7	215,7	218,7	221,7	224,8	227,9	231,0	234,1	237,3
3,2.....	240,5	243,7	247,0	250,3	253,7	257,1	260,6	264,1	267,6	271,2
3,3.....	274,8	278,4	282,1	285,8	289,5	293,2	297,0	300,8	304,6	308,5
3,4.....	313,4	316,3	320,3	324,3	328,3	332,4	336,5	340,7	344,9	349,1
3,5.....	353,4	357,7	362,0	366,4	370,8	375,2	379,7	384,2	388,7	393,3
3,6.....	397,9	402,5	407,2	411,9	416,6	421,4	426,2	431,1	436,0	441,0
3,7.....	446,0	451,1	456,2	461,3	466,5	471,7	477,0	482,3	487,6	493,0
3,8.....	498,4	503,8	509,3	514,8	520,4	526,0	531,7	537,4	543,1	548,9
3,9.....	554,7	560,6	566,5	572,5	578,5	584,6	590,7	596,8	603,0	609,3
4,0.....	615,6	622,0	628,4	634,9	641,4	648,0	654,6	661,3	668,0	674,7
4,1.....	681,5	688,3	695,2	702,1	709,1	716,1	723,1	730,2	737,3	744,5
4,2.....	751,7	759,0	766,3	773,6	781,0	788,4	795,8	803,3	810,8	818,3

T°K	$p$ (mm).	T°K	$p$ (mm).	T°K	$p$ (mm).
0,10.....	$3,4 \cdot 10^{-32}$	0,30.....	$3,2 \cdot 10^{-10}$	0,50.....	$1,6 \cdot 10^{-5}$
0,20.....	$7,3 \cdot 10^{-16}$	0,40.....	$2,5 \cdot 10^{-7}$	0,60.....	$2,8 \cdot 10^{-4}$
4,20.....	752	4,50.....	980	4,80.....	1250
4,30.....	825	4,60.....	1070	4,90.....	1350
4,40.....	900	4,70.....	1160	5,00.....	1460

(1) Dans cette table, les tensions de vapeur sont exprimées en millimètres de mercure à 20°C. Il en résulte qu'il faut les multiplier par le facteur 0,99638 pour les ramener à l'unité habituelle, le millimètre de mercure à 0°C, telle qu'elle découle de la définition de l'atmosphère normale.



de T en fonction de  $p$  n'excèdent nulle part une unité du dernier chiffre inscrit (1).

BIBLIOGRAPHIE.

- BLEANEY et SIMON, *Trans. Faraday Soc.*, t. 35, 1939, p. 1205.  
KAMERLINGH ONNES et WEBER, *Leiden Comm.*, 147 b, 1915.  
KEESOM, *Leiden Comm.*, Supp. 71 d, 1932.  
KEESOM et LIGNAG, *Leiden Comm.*, Supp. 93 c, 1933.  
KISTEMAKER, *Leiden Comm.*, 269 c; *Physica*, t. 12, 1946, p. 272.  
SCHMIDT et KEESOM, *Leiden Comm.*, 259 c; *Physica*, t. 4, 1937, p. 971.
- 

(1) Depuis que cette préface a été rédigée, M. Van Dijk a fait, sur l'échelle des températures dans le domaine de l'hélium liquide, un exposé dont un résumé se trouve dans *Proceedings of the International Conference on the Physics of very low Temperatures (Mass. Inst. Techn., 1949, p. 117)*.

---

# TABLE DES MATIÈRES

---

## COMITÉ CONSULTATIF D'ÉLECTRICITÉ Session de 1952.

---

	Pages.
Liste des Membres du Comité Consultatif d'Électricité.....	E 3
Ordre du Jour de la session.....	6
<b>Procès-verbal de la première séance, jeudi 26 juin 1952...</b>	<b>7</b>
Souhaits de bienvenue.....	7
Présidence assumée par M. König, en l'absence de M. Sears..	7
Télégramme adressé à M. Sears.....	8
Démission de M. Lombardi. Excuses de M. Schulze.	
Absence de M. Budeanu.....	8
Désignation du Secrétaire et du Rapporteur.....	8
Travaux effectués par divers Laboratoires sur les unités absolues (Ohm. Ampère).....	8
Conservation des unités. Étude sur l'alliage or-chrome....	10
Progrès réalisés dans l'établissement des éléments Weston.	11
Propositions des Laboratoires concernant les spécifications des étalons de résistance et de différence de potentiel.	
Recommandations diverses.....	12
Comparaisons internationales exécutées au Bureau Interna- tional en 1950.....	15
Conservation des valeurs attribuées par le Bureau Interna- tional à ses étalons.....	17
Échange de vues sur le calcul de l'unité moyenne.....	17
Proposition d'ajouter les valeurs du Bureau International à celles des Laboratoires nationaux pour l'établissement de la moyenne.....	18

	Pages.
<b>Procès-verbal de la deuxième séance, vendredi 27 juin 1952.</b>	E 19
Normalisation des dimensions extérieures des étalons de résistance.....	19
Transport des éléments Weston.....	20
Date des comparaisons futures.....	21
Échange de vues sur la conservation et l'étude, par le Bureau International, des étalons d'intensité de champ magnétique et de flux magnétique.....	21
Amélioration des installations de mesure au Bureau International.....	26
Suggestions en vue de la révision du Règlement du Comité Consultatif d'Électricité.....	27
Publication des documents.....	29
Clôture de la session.....	29
<b>Septième Rapport du Comité Consultatif d'Électricité au Comité International des Poids et Mesures; par P. de la Gorce.....</b>	<b>30</b>
<b>Annexes des Procès-Verbaux du Comité Consultatif d'Électricité.....</b>	<b>37</b>
E 1. ELECTROTECHNICAL LABORATORY, Tokyo. — <i>Détermination de l'ohm absolu</i> .....	37
E 2. PHYSIKALISCH-TECHNISCHE BUNDESANSTALT, Braunschweig. — <i>Programme pour une nouvelle détermination de l'unité absolue de résistance; par G. Zickner</i> .....	39
E 3. DEUTSCHES AMT FÜR MASS UND GEWICHT, Berlin. — <i>Résistances étalons en or-chrome; par A. Schulze</i> .....	41
E 4. ELECTROTECHNICAL LABORATORY, Tokyo. — <i>Recherches sur les éléments étalons; par Y. Ishibashi</i> .....	51
E 5. ELECTROTECHNICAL LABORATORY, Tokyo. — <i>Étalon de résistance d'un ohm</i> .....	55
E 6. ELECTROTECHNICAL LABORATORY, Tokyo. — <i>Méthode employée au Laboratoire Électrotechnique pour construire les éléments étalons Weston</i> .....	57
E 7. BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES. — <i>Normalisation des étalons de résistance</i> .....	61
E 8. BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES. — <i>Rapport sur les comparaisons des étalons nationaux de résistance électrique effectuées en février et mars 1950; par G. Leclerc et M. Gautier</i> .....	62

	Pages.
E 9. BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES. — <i>Rapport sur les comparaisons des étalons nationaux de force électromotrice effectuées en février et avril 1950; par G. Leclerc et M. Gautier.....</i>	E 74
E 10. NATIONAL BUREAU OF STANDARDS, Washington. — <i>Proposition de procédure pour la coordination des unités électriques par le Bureau International des Poids et Mesures.....</i>	87
E 11. NATIONAL BUREAU OF STANDARDS, Washington. — <i>Supplément et correction à la Note « Proposition de procédure pour la coordination des unités électriques par le Bureau International des Poids et Mesures ».....</i>	94
E 12. PHYSIKALISCH-TECHNISCHE BUNDESANSTALT, Braunschweig. — <i>Remarques sur la proposition du N.B.S. concernant la formation des valeurs moyennes internationales <math>\Omega_M</math> et <math>V_M</math>; par G. Zickner et W. Hetzel.....</i>	97
E 13. BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES. — <i>Commentaires à la procédure proposée par le National Bureau of Standards pour la coordination des unités électriques par le Bureau International des Poids et Mesures; par A. Pérard... </i>	100
E 14. INSTITUT DE MÉTROLOGIE DE L'U. R. S. S. — <i>Notes de l'Institut de Métrologie de l'U. R. S. S. sur la procédure pour la coordination des unités électriques par le Bureau International des Poids et Mesures, proposée par le National Bureau of Standards.....</i>	105
E 15. INSTITUT DE MÉTROLOGIE DE L'U. R. S. S. — <i>Notes de l'Institut de Métrologie de l'U. R. S. S. sur les commentaires du Bureau International des Poids et Mesures à la procédure proposée par le National Bureau of Standards pour la coordination des unités électriques.....</i>	109
E 16. PHYSIKALISCH-TECHNISCHE BUNDESANSTALT, Braunschweig. — <i>Appareil pour le transport des éléments étalons; par W. Hetzel.....</i>	112
E 17. INSTITUT DE MÉTROLOGIE DE L'U. R. S. S. — <i>Appareil pour le transport des éléments Weston.....</i>	114

	Pages.
E 18. INSTITUT DE MÉTROLOGIE DE L'U. R. S. S. — <i>Propositions concernant l'établissement des étalons des unités magnétiques absolues au Bureau International des Poids et Mesures</i> .....	E 115
E 19. LABORATOIRE CENTRAL DES INDUSTRIES ÉLECTRIQUES, Paris. — <i>Sur un mode de comparaison des étalons de résistance éliminant les erreurs dues à la résistance des prises de potentiel</i> ; par P. de la Gorce, R. Hérou et A. Richard.....	117
E 20. CENTRAL INSPECTION INSTITUTE OF WEIGHTS AND MEASURES, Tokyo. — <i>Sur la position d'équilibre dans l'oscillation amortie</i> ; par R. Yoneda.....	121
E 21. DEUTSCHES AMT FÜR MASS UND GEWICHT, Berlin. — <i>Sur quelques questions qui vont être traitées au Comité Consultatif d'Électricité</i> ; par A. Schulze.....	127
E 22. ELECTROTECHNICAL LABORATORY, Tokyo. — <i>Projets à présenter au Comité Consultatif d'Électricité en 1952</i> .....	130

**COMITÉ CONSULTATIF DE PHOTOMÉTRIE**  
Session de 1952.

Liste des Membres du Comité Consultatif de Photométrie..	P 3
Ordre du Jour de la session.....	6
<b>Procès-verbal de la séance, lundi 30 juin 1952</b> .....	7
Souhaits de bienvenue.....	7
Présidence assumée par M. Fleury, en l'absence de M. Crittenden.....	7
Désignation du Secrétaire et du Rapporteur.....	8
Décès de M. Bordoni.....	8
Travaux sur l'étalon primaire.....	8
Examen des résultats des comparaisons photométriques internationales de 1948 et 1952 (Importance du nettoyage des lampes. Question de l'unification mondiale des unités photométriques).....	10
Progrès dans la réalisation des étalons photométriques et normalisation des caractéristiques.....	14

	Pages.
Température de couleur des étalons (Unification de l'échelle de température de couleur. Discussion des recommandations du Bureau International).....	P 18
Transport des étalons photométriques.....	22
Organisation des comparaisons futures (Envoi des lampes au Bureau International fixé au printemps 1955).....	24
Comparaisons internationales de verres colorés (Exposé des résultats. Question de la révision de la courbe des efficacités lumineuses relatives monochromatiques. Discussion sur un échange de verres bleus).....	25
Travaux photométriques du Bureau International.....	28
Projet de révision du Règlement du Comité Consultatif de Photométrie.....	31
Proposition de nomination de M. Perucca.....	31
Questions diverses (Intercomparaison de lampes à vapeur de mercure. Les termes « luminance » et « émittance ». L'unification de l'échelle des températures de couleur. Publication des documents).....	31
Clôture de la session.....	34
<b>Troisième Rapport du Comité Consultatif de Photométrie au Comité International des Poids et Mesures; par H. Korte.....</b>	<b>35</b>
<b>Annexes des Procès-Verbaux du Comité Consultatif de Photométrie.....</b>	<b>42</b>
P 1. CONSERVATOIRE NATIONAL DES ARTS ET MÉTIERS, Paris. — <i>Réalisation de l'étalon primaire d'intensité lumineuse</i> .....	42
P 2. NATIONAL PHYSICAL LABORATORY, Teddington. — <i>Résumé du deuxième Rapport supplémentaire sur l'intercomparaison de lampes étalons pour le Comité International des Poids et Mesures (étalons d'intensité lumineuse)</i> .....	44
P 3. BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES. — <i>Rapport sur la première comparaison des étalons nationaux d'intensité et de flux lumineux (1948); par J. Terrien et H. Moreau</i> .....	46
P 4. BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES. — <i>Rapport sur la deuxième comparaison des étalons nationaux d'intensité et de flux lumineux (1950-1952); par J. Terrien et H. Moreau</i> ....	76

	Pages.
P 5. BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES. — <i>Unification des caractéristiques des lampes étalons d'intensité lumineuse</i> .....	P 101
P 6. BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES. — <i>Premier Rapport sur la comparaison internationale de verres colorés</i> ; par J. Terrien.....	104
P 7. BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES. — <i>Deuxième Rapport sur la comparaison internationale de verres colorés</i> ; par J. Terrien.....	113
P 8. BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES. — <i>Essais de photométrie hétérochrome sur des lampes à incandescence</i> ; par J. Terrien.....	124
P 9. NATIONAL PHYSICAL LABORATORY, Teddington. — <i>Comparaisons de mesures de flux sur des lampes à vapeur de mercure entre le National Physical Laboratory et le National Bureau of Standards.</i>	134

---

### COMITÉ CONSULTATIF DE THERMOMÉTRIE

Session de 1952.

---

Liste des Membres du Comité Consultatif de Thermométrie.....	T 3
Ordre du Jour de la session.....	6
<b>Procès-verbal de la première séance, lundi 23 juin 1952...</b>	<b>7</b>
Souhaits de bienvenue.....	7
Présidence <i>ad interim</i> confiée à M. Ribaud.....	8
Excuses de MM. Heuse et Bozza. M. Nakaji est invité, à la place de M. Yoneda, empêché. Absence de M. Swietoslowski.....	8
Désignation du Secrétaire et du Rapporteur.....	8
Question de la traduction des Rapports.....	8
Règlement des Comités Consultatifs (Accroissement du nombre des Laboratoires. Participation du Directeur du Bureau International aux Commissions en relation avec le Comité International).....	8
Extension de l'Échelle internationale vers les basses températures.....	9

## TABLE DES MATIÈRES

VII

	Pages.
Température d'ébullition de l'hydrogène (Travaux effectués dans divers Laboratoires. Discussion sur la fixation de la température d'ébullition de l'hydrogène).....	T 10
Température de fusion de la glace dans l'échelle thermodynamique.....	14
Point du soufre.....	15
Discussion sur les techniques de mesure par les thermocouples.....	15
<b>Procès-verbal de la deuxième séance, mardi 24 juin 1953..</b>	<b>17</b>
Excuses de M. Boutry.....	17
Projet de rédaction de l'Échelle internationale de Température dans le domaine s'étendant au-dessus du point de l'or.....	17
Température de fusion de l'or.....	18
Valeur de la constante $C_2$ .....	19
Travaux souhaitables (Comparaisons internationales de thermomètres à résistance de platine. Température des points secondaires. Étalon calorimétrique à acide benzoïque. Recherches sur le thermomètre à gaz. Thermomètre à bruit de fond).....	20
Examen d'un mémoire de M. Avčin.....	23
Adjonction du National Research Council du Canada et du Kamerlingh Onnes Laboratorium des Pays-Bas aux Laboratoires nationaux représentés au Comité Consultatif.	23
Publication des documents.....	24
Bibliographie relative à l'Échelle internationale de Température.....	24
Télégramme adressé à M. de Haas.....	24
Prochaine session du Comité Consultatif.....	24
Clôture de la session.....	24
<b>Troisième Rapport du Comité Consultatif de Thermométrie; par J. A. Hall.....</b>	<b>25</b>
<b>Annexes des Procès-Verbaux du Comité Consultatif de Thermométrie.....</b>	<b>30</b>
T 1. INSTITUT DE MÉTROLOGIE DE L'U. R. S. S. — <i>Proposition relative à l'adoption d'une valeur numérique pour la température d'ébullition de l'hydrogène.....</i>	30



	Pages.
T 2. INSTITUT DE MÉTROLOGIE DE L'U. R. S. S. — <i>Le nouveau thermomètre à gaz et la définition de la température d'ébullition de l'hydrogène</i> ; par A. S. Borovik-Romanov et P. G. Stralkov.....	T 32
T 3. KAMERLINGH ONNES LABORATORIUM, Leiden. — <i>Sur l'extension de l'Échelle internationale de Température au-dessous du point d'ébullition de l'oxygène</i> ; par H. van Dijk.....	37
T 4. KAMERLINGH ONNES LABORATORIUM, Leiden. — <i>Sur l'emploi du thermomètre à résistance de platine pour la mesure des basses températures</i> ; par H. van Dijk.....	48
T 5. PHYSIKALISCH-TECHNISCHE BUNDESANSTALT, Braunschweig. — <i>Sur la température absolue du point de fusion de la glace et sur les points d'ébullition de l'oxygène et de l'hydrogène</i> ; par H. Moser et J. Otto.....	57
T 6. NATIONAL PHYSICAL LABORATORY, Teddington. — <i>Programme du National Physical Laboratory concernant l'Échelle internationale de Température</i> .....	61
T 7. CENTRAL INSPECTION INSTITUTE OF WEIGHTS AND MEASURES, Tokyo. — <i>Propositions présentées au Comité Consultatif de Thermométrie</i> .....	71
T 8. TOKYO INSTITUTE OF TECHNOLOGY. — <i>Valeur la meilleure de la température absolue du point de fusion de la glace</i> ; par Jiro Oishi.....	73
T 9. ELECTROTECHNICAL LABORATORY, Tokyo. — <i>Sur l'erreur de lecture due à la conduction thermique du thermocouple et son influence dans la reproduction de l'Échelle internationale de Température de 1948</i> ; par Kiyoshi Okada.....	77
T 10. NATIONAL BUREAU OF STANDARDS, Washington. — <i>Appareils et méthodes utilisés pour l'étalonnage des thermomètres à résistance de platine</i> ; par H. F. Stimson.....	82
T 11. NATIONAL BUREAU OF STANDARDS, Washington. — <i>Constantes des formules d'interpolation pour thermomètres à résistance étalons</i> ; par H. F. Stimson.....	104

	Pages.
T 12. NATIONAL BUREAU OF STANDARDS, Washington. — <i>Commentaires et suggestions au sujet de l'Échelle internationale de Température; par H. F. Stimson</i> .....	T 123
T 13. NATIONAL BUREAU OF STANDARDS, Washington. — <i>Note sur la valeur de <math>C_2</math> d'après les constantes ato- miques; par Robert J. Corruccini</i> .....	130
T 14. NATIONAL BUREAU OF STANDARDS, Washington. — <i>Sur l'utilisation des thermocouples pour réaliser l'Échelle internationale de Température dans le domaine de 630,5 à 1063°C; par Robert J. Corruccini</i> .....	132
T 15. ROYAL SOCIETY MOND LABORATORY, Cambridge. — <i>La température dans le domaine de l'hélium liquide.</i>	151
TABLE DES MATIÈRES .....	1-IX

---

IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS

PARIS, 55, QUAI DES GRANDS-AUGUSTINS

---

142260

---

Dépôt légal, Imprimeur, 1954, n° 889

Dépôt légal, Éditeur, 1954, n° 518

ACHEVÉ D'IMPRIMER. LE 25 FÉVRIER 1954