

T H E S E

présentée

A L ' U N I V E R S I T E S C I E N T I F I Q U E E T

M E D I C A L E D E G R E N O B L E

pour obtenir

le grade de Docteur de 3e Cycle

par

Jacques RICHARD

-:-:-:-

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA RESISTANCE DE KAPITZA

Soutenu le 29 novembre 1972 devant la Commission d'examen

A. LACAZE                      Président

J.D.N. CHEEKE

R. RUISSON                      Examineurs

D. THOULOZE

Le travail exposé dans cette thèse a été effectué au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures, dirigé par Monsieur le Professeur LACAZE, à qui j'exprime mon entière reconnaissance. Je le remercie vivement pour l'honneur qu'il me fait d'accepter la présidence du jury.

J'adresse mes remerciements à M. CHEEKE, qui m'a dirigé et suivi lors de mes travaux. Je suis très sensible à l'honneur que me font Mrs. TPOULOUZE et BUISSON de participer à ce jury.

J'aimerais que tous les chercheurs et techniciens de ce laboratoire qui m'ont aidé croient en ma sincère reconnaissance.

Je tiens en plus à remercier particulièrement Mrs. HEBRAL, HAEN et BRIGGS pour leur aide et leurs conseils qu'ils m'ont toujours prodigués.

## I N T R O D U C T I O N

L'objet de cette étude est d'approfondir notre connaissance de la résistance de Kapitza, en particulier d'étudier sa variation avec la température de Debye, et aussi l'influence des dislocations aux hautes températures pour confirmer ou infirmer les théories actuellement en vigueur<sup>(I5, I6)</sup>. Nous étudions la résistance de Kapitza du fer, du cobalt et du nickel, corps ferromagnétiques ayant une température de Debye voisine et élevée.

Les résultats expérimentaux étant en désaccord avec la théorie nous avons pensé qu'il était nécessaire de consacrer le chapitre I aux rappels expérimentaux et théoriques. Le chapitre II résume les dernières théories de Peterson et Anderson<sup>(I5)</sup> et de Haug et Weiss<sup>(I6)</sup> qui ont un intérêt particulier dans le cadre de notre étude. Afin d'avoir une vue d'ensemble des résultats expérimentaux nous avons consacré l'appendice n° I à un tableau récapitulatif. Dans le chapitre III, nous présentons le dispositif expérimental et calculons les principales causes d'erreurs. Enfin dans le chapitre IV, nous donnons nos résultats et les confrontons aux résultats de Wey-Yen sur le nickel et aux théories de Khalatnikov et de Peterson et Anderson, amélioration de la théorie de Khalatnikov. Nous avons aussi constaté une anomalie dans la dépendance de  $\Delta T$  en fonction de  $Q$ . Ce problème est traité dans l'appendice n° 2.

## CHAPITRE I

### RESUME DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET THEORIQUES

#### INTRODUCTION

En 1941, Kapitza cherche à comprendre la forte conductibilité de l'hélium II. Pour cela, il mesure la distribution de température au voisinage de plaques métalliques chauffées, et librement suspendues dans l'hélium. Envoyant un flux de chaleur  $\dot{Q}$  dans ces plaques il observe, dans la gamme de température  $1,6 \text{ K} - T_\lambda$ , un saut de température  $\Delta T$  entre le solide et l'hélium II d'environ 2 mK pour chaque milliwatt par  $\text{cm}^2$  de surface. Kapitza déduit de ses études que cette discontinuité n'apparaît qu'à quelques centièmes de millimètre de la surface, et non pas dans la masse du bain d'hélium. Le  $\frac{\Delta T}{\dot{Q}}$  observé est en fait la résistance thermique de la surface de séparation. Cette résistance a suivant Kapitza une dépendance en température en  $T^{-3}$ .

On appelle donc résistance de Kapitza  $R_K$ , la résistance thermique d'une interface solide - hélium liquide, et l'on note

$$R_K = \frac{A \Delta T}{\dot{Q}} \quad \left( \frac{\text{cm}^2 \times \text{K}}{\text{W}} \right) \quad \text{(I) unités usuelles}$$

$A$  : aire de l'interface

typiquement vers 2 K

$$\begin{aligned} -\Delta T &= 50 \text{ mK} \\ -\dot{Q} &= 25 \text{ mW} \times \text{cm}^{-2} \end{aligned}$$

Cette résistance n'est qu'un cas particulier d'une résistance de contact idéale entre deux surfaces planes et propres de deux corps différents. Les corps en contact pouvant être un liquide et un solide ou deux solides.

$R_k$  n'est donc qu'un cas particulier d'un problème plus général. Cette résistance thermique a une dépendance en température en  $T^{-3}$ , ce qui explique que ce phénomène ne soit observable qu'aux basses températures.

$R_k$  dépend, comme nous le verrons plus tard, du rapport entre les impédances acoustiques  $Z$  des deux milieux.

$$Z = \rho c$$

$\rho$  : masse volumique  
 $c$  : vitesse du son

D'où l'intérêt d'étudier les interfaces solide-hélium où l'on a :

$\frac{Z_{\text{solide}}}{Z_{\text{hélium}}} \approx 100$  et où  $R_k$  a sa valeur maximale. Le cas particulier solide-hélium II a l'avantage d'éviter <sup>une</sup> extrapolation de température dans l'hélium.

Actuellement, du point de vue expérimental, nous connaissons  $R_k$  pour une vingtaine de corps solides, mais pratiquement toujours dans la gamme de température de 1 à 2K. Seulement, depuis quelques années des mesures sont faites en dessous de 1K sur des interfaces solide - He II où solide - He<sup>3</sup>. Notre travail consiste dans l'étude de  $R_k$  pour des interfaces solide - He II, où les solides sont le fer, le cobalt et le nickel. C'est pourquoi dans les rappels qui vont suivre, nous nous sommes limités à l'étude de ces interfaces. Le lecteur trouvera dans l'appendice I une liste à peu près exhaustive des résultats obtenus jusqu'à maintenant pour une interface solide - He II.

## II - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous allons essayer de tirer les points les plus marquants de la masse des résultats obtenus jusqu'à ces dernières années (cf. Appendice I). A vrai dire aucune théorie n'est en parfait accord avec l'expérience. La théorie de Khalatnikov<sup>(1,2)</sup> est actuellement celle qui explique le mieux les résultats, c'est pourquoi nous allons dans la suite de ce paragraphe prendre comme point de référence ses résultats.

Dans la partie théorique, on verra que :

$$h_k = \frac{I}{R_k} = \frac{16 \pi^5 k_B^4 \rho_L C_L F(c_l/c_t) T^3}{15 h^3 \rho_s c_t^3} \quad (2)$$

$k_B$  : constante de Boltzmann

$h$  : constante de Planck

$\rho_L, \rho_s$  : masse volumique du liquide, du solide

$C_L$  : vitesse du son dans le liquide

$C_t$  : vitesse transversale du son dans le solide

$F(C_l/C_t)$  : fonction du rapport  $\frac{C_l}{C_t}$  qui est une constante comprise entre 1,5 et 2.

$C_l$  : vitesse longitudinale du son dans le solide

Dans le cas de l'hélium liquide, sous pression de vapeur saturante

$$\begin{aligned} \rho_L &= 0,145 \text{ g/cm}^3 \\ C_L &= 2,38 \cdot 10^4 \text{ m/s} \end{aligned} \quad h_k = \frac{1,41 F(c_l/c_t) T^3 \times 10^{14}}{\rho_s c_t^3} \quad (3)$$

De l'étude de l'équation (2) il apparaît que

-  $h_k$  dépend des propriétés du liquide, seulement par le terme  $\rho_L C_L$

-  $h_k$  dépend des propriétés du solide, principalement par le terme  $\rho_s c_t^3$

Il est important d'avoir en mémoire qu'on observe toujours  $h_{k(\text{exp})} > h_{k(\text{th})}$

Etude de  $h_k$  suivant la variation de  $\rho_L C_L$

$\rho_L$  et  $C_L$  varient avec la pression exercée sur l'hélium. On attend théoriquement pour  $0,3 \text{ K} \leq T \leq 2 \text{ K}$

$$B = \frac{h_k(20 \text{ atmosphère})}{h_k(\text{pression de vapeur saturante})} \simeq 1,7$$

Expérimentalement, on trouve toujours  $B$  inférieur à 1,7 et plutôt près de 1. Ceci tend à indiquer que  $R_k$  varie beaucoup moins fortement avec la pression que la théorie de Khalatnikov le prévoit.

Etude de  $h_k$  suivant la variation en  $\theta_D^3$

On peut faire apparaître dans (2)  $\theta_D^3$  en remplaçant  $\rho_s C_t^3$  par sa valeur correspondante

$$\theta_D = \frac{h}{K_B} \left( \frac{3}{\frac{I}{C_l^3} + \frac{2}{C_t^3}} \right)^{1/3} (6\pi^2 n)^{1/3} \quad (4) \quad n = \frac{\rho_s N_0 (I)}{M}$$

$$h_k = \frac{36 \pi^4 K_B N_0 \rho_L C_L}{15} \frac{p F (c_l/c_t) T^3}{\rho M \theta_D^3} \quad (5)$$

en utilisant pour  $\rho_L$  et  $C_L$  les valeurs mises dans l'équation (3).

$$h_k = \frac{6,70 \cdot 10^6 p F (c_l/c_t)}{\rho M \theta_D^3} \quad (6) \text{ en } W \times cm^{-2} \times K^{-1} \text{ avec } M \text{ en gramme}$$

$C_l$  : vitesse longitudinale du son dans le solide

$C_t$  : vitesse transversale du son dans le solide

$n$  : nombre d'atomes par unité de volume

$\rho_s$  : masse volumique du solide

$N_0$  : nombre d'Avogadro

$M$  : masse moléculaire

$p$  : nombre d'atomes par molécule.

$$p = 2 + \frac{C_t^3}{C_l^3}$$

Là aussi la dépendance en  $\theta_D^3$  de  $h_k$ , n'est pas observé. Challis<sup>(39)</sup> a porté  $h_k$  en fonction de  $\theta_D$ , pour quatorze corps mesurés, en prenant pour  $h_k$  les plus fortes valeurs obtenues. Il trouve à une température de  $T = 1,5 K$ ,  $h_k = 80 \theta_D^{-0,99}$  donc presque une dépendance linéaire.

De nombreux auteurs constatent qu'il y a un meilleur accord entre les résultats expérimentaux et théoriques pour les corps ayant une assez faible température de Debye (cf. tableau n° II);

---

(I) le terme  $p$  est souvent omis, ce qui entraîne des erreurs pour les valeurs théoriques de corps composés.

## Rappels des résultats expérimentaux

### - Cuivre

On dispose pour ce corps d'un grand nombre de résultats, sans doute du fait de sa très bonne conductibilité thermique. Nous distinguons deux domaines de température.

Pour  $T$  compris entre 0,05 K et 1 K les résultats, pour divers échantillons, ne varient que d'un facteur trois et ne sont supérieurs que d'un ordre de grandeur à la valeur théorique.

Pour  $T$  compris entre 1 K et 2 K, les résultats sont plus dispersés, on a une variation d'un facteur vingt. Johnson et Little <sup>(3)</sup> observent une diminution de  $R_k$  due d'après eux à l'oxydation de la surface de leur échantillon; compte tenu de leur dispositif expérimental la variation de  $R_k$  est peut-être due plus aux dislocations qu'à la couche d'oxyde. Challis, Dransfeld et Wilks <sup>(4)</sup> observent aussi une augmentation de  $R_k$  après une attaque chimique de leur échantillon.

### Métaux supraconducteurs

Ils sont intéressants à étudier du fait de la variation observée de  $h_k$  entre l'état normal et l'état supraconducteur; variation qui

### - Plomb

$h_k$  varie fortement suivant l'état de surface ce qui empêche d'obtenir des résultats bien reproductibles. Pour le plomb dans l'état supraconducteur  $h_k$  est d'autant plus grand que l'échantillon est plus recuit; l'explication en sera donnée dans le chapitre II. Pour le plomb dans l'état normal  $h_k$  décroît légèrement si on passe de l'état écroui à l'état recuit. En fait le plomb fut particulièrement étudié pour tester la validité des prédictions d'Andreev <sup>(5)</sup> et de Little <sup>(6)</sup> (cf. partie théorique). D'après eux pour le plomb on a  $\frac{h_N}{h} = \frac{h_k \text{ normal}}{h_k \text{ supra}} = 1,2$ , les valeurs expérimentales de ce rapport sont de l'ordre de 2 ou 3. Cheeke <sup>(7)</sup> trouve même un rapport de 15 à  $T = 1,6$  K, ceci pour un échantillon ayant été coupé dans l'hélium. Comme il sera montré dans le chapitre II, c'est à la variation de conductibilité thermique qu'on impute l'existence de si forts rapports. Mais pour un échantillon libre de contrainte Challis et Sherlock <sup>(8)</sup> trouvent bien  $h_N \simeq h_s$ .

- Mercur

$h_k$  a des valeurs très diverses, variant d'un facteur 3 en amplitude, suivant la pureté des échantillons. Pour tous les échantillons  $\frac{h_N}{h_s} > 1$ . Pour  $1 K \leq T \leq 2 K$ , on a  $1,14 \leq \frac{h_N}{h_s} \leq 1,33$ .

- Etain et Indium

Ce sont deux supraconducteurs qui ont des propriétés assez semblables. On observe une faible différence entre l'état normal et l'état supraconducteur, au plus 10 %  $\frac{h_N}{h_s} = 1,1$ .

- Autres métaux

Des mesures obtenues sur d'autres métaux, il est difficile de tirer des conclusions nettes, aucune étude systématique n'ayant été entreprise et l'état de surface étant là encore souvent mal défini.

Pour le nickel Wey-Yen <sup>(9)</sup> observe une forte diminution de  $h_k$ , d'un rapport 10 après électropolissage de son échantillon, mais la dépendance de  $T$  de  $h_k$  est alors en  $T^{1,5}$ .

L'aluminium est supraconducteur à des températures inférieures à 1,19 K. Sherlock <sup>(8)</sup> qui fit des mesures jusqu'à 1 K n'observe pas de variation à la température de transition. Il ne fait pas d'étude sous champ magnétique.

D'après les mesures faites à partir d'études sur la propagation du 2e son (Brown et Osborne <sup>(10)</sup>, Challis et Sherlock <sup>(8)</sup>)  $h_k$  a une dépendance en  $T^4$ .

- Silicium, Isolants, Corps paramagnétiques

Le silicium a pour avantage qu'on peut déterminer facilement la densité des dislocations. Les résultats trouvés par Johnson et Little <sup>(3)</sup> sont indépendants de cette densité. Mais pour monter leurs échantillons, ils les pressent fortement sur un joint indium et introduisent nécessairement des dislocations, ce qui peut expliquer l'uniformité de leurs résultats. Par contre,  $h_k$  est plus élevé si la surface du monocristal est polie que si elle est attaquée chimiquement.

Les isolants ont pour intérêt qu'on n'attend pas dans leur cas de transfert de chaleur par les électrons. Mais le libre parcours moyen des phonons étant en général très grand, on peut avoir des difficultés pour la détermination exacte de la température de surface.

La théorie de la résistance de Kapitza des corps paramagnétiques est totalement différente compte tenu de l'existence des spins. GLATTLI <sup>(58)</sup> a fait des mesures intéressantes sur deux corps (CeES, et PrES).

En résumé de l'étude des résultats expérimentaux

- La dépendance de  $T$  de  $h_k$  est loin d'être toujours en  $T^3$ .
- $h_k$  expérimental est toujours supérieur à  $h_k$  théorique.
- La pureté de l'échantillon, et son état de surface sont des facteurs importants de variation de  $h_k$ .
- $h_k$  est peu sensible aux augmentations de pression sur l'hélium.
- Un accord meilleur semble exister entre la théorie et l'expérience pour des corps ayant des températures de Debye faibles.
- Aux températures inférieures à 1 K, on observe aussi un plus grand accord entre la théorie et l'expérience.
- Mis à part le plomb, on manque d'étude systématique en fonction de l'état de surface, d'où une plus grande difficulté dans l'interprétation des résultats.

La théorie à laquelle nous nous référons ci-dessus est la théorie de Khalatnikov <sup>(1,2)</sup>. Malgré ses insuffisances nous allons la résumer dans la partie théorique qui suit, ainsi que les améliorations qui furent faites ultérieurement.

## RAPPELS THEORIQUES

### I - INTRODUCTION

Les premières théories qui essaient d'expliquer l'existence de  $R_k$  sont fondées sur le modèle à deux fluides de l'hélium II. Mais l'observation de  $R_k$  entre un solide et l' $He^3$  fait abandonner ces idées.

Khalatnikov <sup>(1, 2)</sup>, le premier, développe une théorie qui rend à peu près compte du phénomène. On l'appelle la théorie de "désadaptation acoustique". Son idée fondamentale est que le transfert de chaleur entre le solide et le liquide se fait par les phonons. Mais les impédances acoustiques ( $Z = \rho c$ ) des deux milieux sont très différentes, de deux ordres de grandeur environ. Cela entraîne qu'une très faible partie des phonons incidents dans l'hélium peut se propager dans le solide. Ce qui se traduit par l'apparition d'un écart de température  $\Delta T$  à l'interface.

Comme nous l'avons vu à la lecture des résultats expérimentaux l'accord est loin d'être bon entre la théorie et l'expérience. En effet

$h_k$  expérimental est toujours supérieur à  $h_k$  théorique, ceci est dû au fait que la théorie ne tient compte que d'un seul mécanisme de transfert de chaleur.

Après un rapide rappel de la théorie de Khalatnikov, nous parlerons des théories tenant compte :

- d'une part de la variation de  $\rho_L$  et de  $c_L$  au voisinage de la surface,
- d'autre part de l'attraction existant entre les atomes libres d'hélium et la paroi solide.

Ces deux théories font intervenir l'attraction due aux forces de Van der Waals. Enfin, nous résumerons les théories d'Andreev<sup>(5)</sup> et de Little<sup>(6)</sup> sur le couplage entre les ondes de Rayleigh, engendrées par les phonons incidents dans l'hélium, et les électrons libres du solide.

## II - THEORIE DE KHALATNIKOV

Deux modes principaux d'échange de chaleur sont considérés :  
Emission d'énergie, c'est-à-dire rayonnement des phonons et des rotons par la paroi solide.

Transfert d'énergie entre le liquide et le solide du fait des collisions inélastiques des rotons et des phonons de l'hélium avec la paroi solide.

Intéressons-nous au premier mode d'échange de chaleur.

Khalatnikov<sup>(1)</sup> affirme, sans d'ailleurs le justifier totalement, que le rayonnement des rotons est négligeable à ces températures. Donc, il ne prend en compte que le rayonnement des phonons. L'interface solide-liquide est prise comme plan  $Z = 0$ .

$$\begin{aligned} Z > 0 & \quad \text{Hélium liquide} \\ Z < 0 & \quad \text{Corps solide isotrope} \end{aligned}$$

Khalatnikov considère la réflexion d'une onde plane incidente dans l'hélium.

Pour les vecteurs vitesses de déplacements on peut écrire :

dans l'hélium  $\vec{v} = \overrightarrow{\text{grad}} \varphi$

dans le solide isotrope  $\vec{u} = \overrightarrow{\text{grad}} \phi + \overrightarrow{\text{rot}} \psi$

$$\begin{cases} \overrightarrow{\text{grad}} \phi = \overrightarrow{u_L} \\ \overrightarrow{\text{rot}} \psi = \overrightarrow{u_T} \end{cases}$$

Ainsi dans le liquide une onde longitudinale incidente d'amplitude  $A_0$ , va se décomposer en une onde longitudinale réfléchie d'amplitude  $A_r$  et dans le solide en une onde longitudinale transmise (amplitude  $A_p$ ) et une onde transverse transmise (amplitude  $A_t$ ). Appliquant les conditions de continuité à l'interface  $Z = 0$  pour les composantes de déplacements et de contraintes Khalatnikov en tire les rapports  $\frac{A_r}{A_0}$ ,  $\frac{A_p}{A_0}$ ,  $\frac{A_t}{A_0}$ . Puis il calcule le taux de transmission  $W_i$  d'une onde plane, défini comme le rapport de l'énergie pénétrant par unité de temps dans le solide, à l'énergie incidente, sous un angle  $\theta$ , par unité de temps sur le solide.

Il trouve un nombre réel.

$$W_i = \operatorname{Re} \left\{ \left( 1 - \frac{A_r}{A_0} \right) \left( 1 + \frac{A_p^*}{A_0^*} \right) \right\} \quad (7)$$

Il en déduit ensuite le flux de chaleur traversant l'unité de surface du solide.

$$W = \int n(\mathbf{T}, \omega) c_L \cos \theta \hbar \omega \frac{W_i dk}{(2\pi)^3} \quad (8)$$

où l'intégration angulaire se fait pour  $0 \leq \cos \theta \leq 1$ .

$n(\mathbf{T}, \omega)$ : distribution de Bose-Einstein des phonons. Après une intégration sur les fréquences on obtient.

$$W = \frac{\rho_L c_L}{\rho_S} \frac{4\pi^5}{15} \frac{k^4 T^4}{(2\pi \hbar c_t)^3} F \quad (9)$$

Avec

$$F = \frac{1}{2} \frac{\rho_S}{\rho_L} \left( \frac{c_t}{c_L} \right)^3 \operatorname{Re} \int_0^1 \cos \theta \left( 1 - \frac{A_r}{A_0} \right) \left( 1 + \frac{A_p^*}{A_0^*} \right) d(\cos \theta) \quad (10)$$

L'intégration suivant  $\cos \theta$  se sépare alors en trois parties :

$$\begin{aligned} 1 &\geq \cos \theta \geq \sqrt{1 - \frac{c^2}{c_e^2}} && \text{action des ondes longitudinales} \\ &&& \text{et transversales} \\ \sqrt{1 - \frac{c^2}{c_e^2}} &\geq \cos \theta \geq \sqrt{1 - \frac{c^2}{c_t^2}} && \text{action des ondes transversales seules} \\ \sqrt{1 - \frac{c^2}{c_t^2}} &\geq \cos \theta \geq 0 && \text{action des ondes de Rayleigh} \end{aligned}$$

En effet dans le troisième cas l'intégrale est imaginaire pure, et d'après Khalatnikov ne contribue pas à l'équation (9)\*, si ce n'est par son pôle qui se trouve déterminé par la valeur réelle  $\cos \theta = \cos \theta_1$  vérifiant l'équation

$$\frac{\rho_s c_l \cos^2 2\theta_t}{\cos \theta_l} + \frac{\rho_s c_t \sin^2 2\theta_t}{\cos \theta_t} - \frac{\rho_l c_l}{\cos \theta} = 0 \quad (II)$$

L'équation (II) est en fait la condition d'existence d'ondes de Rayleigh dans le solide. On peut ainsi calculer  $F$ , qui dépend des constantes élastiques du solide et dont la valeur numérique est généralement comprise entre 1,5 et 2. (cf. tableau n° 2).

Dans le cas de l'équilibre thermique, un courant de chaleur égal à  $W$  (équation 9) va se diriger du solide vers le liquide, si nous avons une petite différence de température  $\Delta T$  entre les deux milieux, le flux résultant sera alors égal à  $\dot{Q}_{\text{rad}} = \frac{\partial W}{\partial T} \delta T$   
Dérivant (9) on obtient

$$\dot{Q}_{\text{rad}} = \frac{\rho_l c_l}{\rho_s} \frac{16 \pi^5}{15} \frac{k_B^4 T^3 \delta T F}{(2 \pi \hbar c_t)^3} \quad (I2)$$

d'où

$$R_K = \frac{15 \hbar^3 \rho_s c_t^3}{16 \pi^5 k_B^4 \rho_l c_l F} T^{-3} \quad (I3)$$

Echange d'énergie par l'intermédiaire des phonons et des rotons frappant les parois

Khalatnikov<sup>(1)</sup> trouve  $\frac{\dot{Q}_{\text{rad}}}{\dot{Q}_{\text{(phonons)}}} = 50 T^{-4}$

Donc, effet négligeable de  $\dot{Q}_{\text{(phonons)}}$ , sauf aux hautes températures, vers 2 K  $\frac{\dot{Q}_{\text{rad}}}{\dot{Q}_{\text{phonons}}} \simeq 3$

L'influence des rotons est encore plus faible ; elle est maximum aussi vers 2 K, on a alors :  $\dot{Q}_{\text{(phonons)}} = \dot{Q}_{\text{(rotons)}}$ .

\* Khalatnikov<sup>(2)</sup> considère bien que l'existence d'un mécanisme d'atténuation rend possible l'intégration complexe, mais en fait il n'en tient pas compte, au contraire de Peterson et Anderson.

Dans le modèle de Khalatnikov le transfert de chaleur se fait de façon prépondérante par les phonons rayonnés par la paroi.

### III - AMELIORATIONS APPORTEES A LA THEORIE DE KHALATNIKOV

#### A) Importance des forces de Van der Waals

En 1960 Challis, Dransfeld et Wilks<sup>(4)</sup> font remarquer que, du fait de l'attraction des forces de Van der Waals, la densité de l'hélium liquide  $\rho_L$  varie fortement entre la paroi solide et la masse du bain, environ 15 Å plus loin. Près du solide,  $\rho_L$  a une valeur double de celle observée dans le bain. La variation de  $\rho_L$ , et donc de la vitesse du son dans le liquide  $C_L$ , entraîne aussi un fort changement dans l'impédance acoustique ( $Z = \rho_L C_L$ ) qui près du solide est sept fois plus forte que dans le bain. Nous avons ainsi une couche intermédiaire entre le bain et le solide qui augmente le transfert de chaleur entre les 2 milieux.

Toute augmentation de pression sur l'hélium liquide, entraîne une faible augmentation de  $Z$  au niveau de la surface solide, ce qui explique en partie la faible dépendance expérimentale de  $h_k$  avec la pression.

En fait, au-dessus de 1 K, la valeur théorique est  $h_k \propto T^{4,2}$ .

Cela semble prouver que la zone d'adaptation est trop importante. Cette théorie qui rend compte de faits réels n'explique pas totalement les phénomènes observés.

Plus récemment, en 1970, Toombs et Challis<sup>(II)</sup> calculent la conductance due aux interactions entre les atomes indépendants d'hélium et le solide. Mais ils négligent les interactions entre atomes d'hélium. Du fait

du potentiel attractif de Van der Waals, les atomes d'hélium se trouvent dans des états d'énergie liés ou non-liés. Ces atomes sont alors dans le champ de phonons de la paroi vibrante et il peut y avoir passage d'un état d'énergie à un autre avec émission ou absorption de phonons, d'où transfert d'énergie entre solide et liquide.

Du fait de leurs hypothèses seule a un sens la conductance due aux transitions entre états non liés. Aux basses températures, ils retrouvent

les résultats de Khalatnikov.

Aux températures supérieures, on peut obtenir une conductance totale qui est cinq fois supérieure à celle de Khalatnikov. Anderson et Johnson <sup>(I2)</sup> traitent le même sujet ; ils arrivent à des conclusions théoriques assez proches des résultats expérimentaux, mais ils ont une hypothèse non justifiée. Soit  $\Delta$  l'énergie minimum nécessaire à un phonon issu de la paroi solide pour faire changer d'état un atome libre d'hélium. Ils considèrent que tous les phonons ayant l'énergie  $\Delta$ , ont une probabilité unité de réaliser un changement d'état parmi les atomes d'hélium. Aucune justification n'est donnée à cette hypothèse fondamentale et Toombs et Sheard <sup>(I3)</sup> montrent que cette probabilité est inférieure à 1.

L'importance des forces de Van der Waals est certaine, mais en tenir compte n'apporte pas des changements essentiels à la théorie de Khalatnikov.

#### B) Importance des ondes de Rayleigh

Le problème est abordé par Little <sup>(6)</sup>, Andreev <sup>(5)</sup> puis Challis et Cheeke <sup>(I4)</sup>. Il n'est traité dans toute son ampleur que récemment par Anderson et Peterson <sup>(I5)</sup> et aussi par Haug et Weiss <sup>(I6)</sup>. Le traitement le plus récent est discuté dans le deuxième chapitre.

Nous savons que compte tenu de la grande différence d'impédance acoustique entre les 2 milieux, les phonons incidents dans l'hélium, qui sont transmis au liquide, ont un angle d'incidence, compris dans un cône de demi-angle au sommet  $\Theta_M$ . En général  $\Theta_M$  est petit. Les phonons incidents à des angles supérieurs à  $\Theta_M$  engendrent dans le solide des ondes de surfaces ou ondes de Rayleigh. Celles-ci interagissent très faiblement avec les phonons du solide, mais plus fortement avec les électrons de conduction des métaux. Ces derniers diffusés par les phonons permettent alors le transfert d'énergie du liquide au solide. Le calcul montre un pic d'absorption des ondes de Rayleigh, pour un angle d'incidence  $\Theta_S$ .  $\Theta_S$  est donc supérieur et en général proche de  $\Theta_M$ . Dans les théories de Little et d'Andreev on ne tient pas compte des phonons incidents à des angles supérieurs à  $\Theta_S$ .

Khalatnikov, lui, tient compte des ondes de surface, mais considère qu'il y a un fort couplage entre les électrons et les phonons, ce qui n'est pas le cas.

Andreev<sup>(5)</sup> retrouve bien le résultat de Khalatnikov, avec les mêmes hypothèses. Comme le font remarquer Challis et Cheeke<sup>(14)</sup>, Andreev et Little font des calculs dans des conditions aux limites différentes. Pour les corps supraconducteurs, les électrons se couplant entre eux il ne peut y avoir d'interaction entre les ondes de surface et les électrons, d'ou, un des moyens de tester les théories d'Andreev et de Little, est de calculer  $\frac{\dot{Q}_{\text{normal}}}{\dot{Q}_{\text{supra}}}$ .

D'après Khalatnikov on a  $\frac{\dot{Q}_{\text{normal}}}{\dot{Q}_{\text{supra}}} \approx 2,4$  pour le plomb.

D'après Andreev, on trouve  $\frac{\dot{Q}_{\text{normal}}}{\dot{Q}_{\text{supra}}} \approx 1,2$  pour le plomb.

Les résultats expérimentaux pour le Plomb donnent des valeurs variant de 1,3 à 15. Mais comme Cheeke<sup>(7)</sup> le montre ces fortes valeurs sont dues à des variations de la conductibilité thermique du plomb supraconducteur (cf. Chapitre 2). Challis et Sherlock<sup>(8)</sup> avec des mesures d'atténuation de 2e son trouvent un rapport de l'ordre de l'unité.

Ainsi, il apparaît que la contribution des ondes de Rayleigh au transfert de chaleur bien que faible n'est pas négligeable. Peterson et Anderson<sup>(15)</sup> et aussi Haug et Weiss<sup>(16)</sup> démontrent, comme nous allons le voir dans le chapitre qui suit, l'importance des phonons d'angles d'incidence égaux et supérieurs à  $\theta_S$ .

## C H A P I T R E    I I

### INFLUENCE DES DEFORMATIONS SUPERFICIELLES

Dès le début de l'étude de la résistance de Kapitza apparaît de façon très nette l'importance du traitement de surface. Les résultats obtenus sur le plomb sont particulièrement significatifs à cet égard.

Cheeke<sup>(7)</sup> réussit à couper dans l'hélium liquide des échantillons de plomb. Il trouve alors  $\frac{h_N}{h_s} \simeq 10$  à une température de 1.9 K. Puis il laisse recuire pendant cinq jours à la température ambiante l'échantillon coupé. Il refait alors les mesures et obtient d'une part un  $h_N$  (recuit) légèrement inférieur à  $h_N$  (coupé), d'autre part  $h_s$  (recuit) fortement supérieur à  $h_s$  (coupé). Il obtient dans l'état recuit  $\frac{h_N}{h_s} = 2$ . Pour comprendre l'explication de ces résultats il faut avoir en mémoire que, d'après les mesures de conductivité thermique faites dans la gamme de température de 1 K à 2 K, la conductivité thermique du plomb dans l'état normal  $K_N$  dépend principalement de la pureté de l'échantillon, alors que la conductivité du plomb dans l'état supraconducteur  $K_s$  est surtout fonction des contraintes et des dislocations.

Des mesures faites par Cheeke<sup>(7)</sup>, il résulte une forte augmentation de  $h_s$  due au recuit, alors que  $h_N$  reste presque constant. Le recuit élimine les dislocations introduites en coupant l'échantillon. Pour obtenir la véritable température de la surface, nous devons faire une extrapolation de température, pour tenir compte de la résistance thermique de la partie de l'échantillon comprise entre le thermomètre et la surface. Dans le cas du plomb dans l'état normal  $K_N$  est important et cette correction est négligeable par rapport à  $R_k$ . Pour le plomb dans l'état supraconducteur  $K_s$  est faible et diminue fortement avec une augmentation de la densité des dislocations et des contraintes ; la correction est alors importante. Cheeke<sup>(7)</sup> explique les rapports  $\frac{h_N}{h_s}$  élevés par l'existence d'une grande résistance thermique, due aux dislocations et aux déformations et en série avec  $R_k$ .

Récemment Anderson et Johnson<sup>(12)</sup> firent des mesures de  $R_k$  pour un interface cuivre-He<sup>3</sup> dans la gamme de température de 0,05 K à 0,5 K. Leur importance font que nous les résumons. Ils font six mesures.

A - D'abord avec un échantillon de cuivre électropoli et fortement oxydé  
 $T = 0,1 \text{ K}$  ,  $R_k T^3 = 30 \text{ cm}^3 \times \text{K W}^{-1}$

B - Même échantillon neuf mois plus tard  
 $T = 0,1 \text{ K}$  ,  $R_k T^3 = 80$

C - Même échantillon repoli et réoxydé  
 $T = 0,1 \text{ K}$  ,  $R_k T^3 = 150$

D - Autre échantillon recuit  
 $T = 0,1 \text{ K}$  ,  $R_k T^3 = 600$

E - Même échantillon que ci-dessus mais simplement essuyé  
 $T = 0,1 \text{ K}$  ,  $R_k T^3 = 400$

F - Echantillon sablé  
 $T = 0,1 \text{ K}$  ,  $R_k T^3 = 30$

Pour Anderson et Johnson, l'augmentation de  $R_k$  entre A et B et entre B et C est due à l'élimination d'une partie des contraintes qu'a subi l'échantillon quand il a été coupé. Le recuit à la température ambiante entraîne l'accroissement de  $R_k$  entre A et B. Le même effet mais bien plus prononcé est observé dans le cas D. Dans ce cas l'échantillon recuit doit avoir une faible densité de dislocations, le seul fait de l'essuyer accroît cette densité et diminue  $R_k T^3$ , comme on le voit dans le cas E. Le sablage dans le cas F augmente l'aire de l'interface Cuivre-He<sup>3</sup>, ce qui entraîne une correction positive sur  $R_k$  par rapport aux cas A, B... E. Néanmoins on constate une forte diminution de  $R_k T^3$  due au sablage. En résumé de ces expériences, il est net que plus les échantillons sont recuits et libres de contraintes plus leur résistance de Kapitza sera grande.

Mais si ces mesures sont convaincantes, les résultats obtenus au-dessus de  $I K$  le sont beaucoup moins. Certes, Challis<sup>(17)</sup> observe bien une augmentation de  $h_k$  après avoir recuit un échantillon de cuivre, mais comme il le repolir après ce traitement, l'analyse des résultats en est faussée. Pour le plomb dans l'état normal, Challis<sup>(17)</sup> observe aussi un accroissement de  $R_k$  d'un facteur 2 à 7, après avoir laissé pendant deux mois ses échantillons se recuire à la température ambiante. Le même traitement effectué par Cheeke<sup>(7)</sup> ne produit qu'une augmentation de 5 à 10 % de  $R_k$ .

Way-Yen<sup>(9)</sup> trouve pour  $R_k$  du nickel un accroissement d'un facteur dix entre un échantillon non traité et un autre fortement électropoli. Nos résultats sur le nickel ne mettent en évidence qu'une variation de quelques pour cent entre nos échantillons recuits et nos échantillons coupés au tour. Il est important de voir que la technique de montage d'un échantillon, consistant à le presser sur un joint indium, est mal adaptée pour tester l'influence des dislocations. Johnson et Little<sup>(3)</sup> et plus récemment Mittag<sup>(18)</sup> utilisent cette technique, c'est peut-être pour cela que les premiers n'observent aucune variation de  $R_k$  pour le silicium, en faisant varier la densité de dislocations de leurs monocristaux.

A partir de leurs résultats, Johnson et Anderson<sup>(12)</sup> conclurent, sans le justifier théoriquement, que la couche qui se trouve juste au-dessous de la surface, endommagée par les contraintes et les dislocations permet une amélioration du couplage acoustique entre le solide et l'hélium liquide.

A peu près simultanément, mais indépendamment, Peterson et Anderson<sup>(15)</sup> puis Haug et Weiss<sup>(16)</sup> firent une théorie qui explique entre autre les résultats de Johnson et Anderson<sup>(12)</sup>.

#### - Amélioration de la théorie de Khalatnikov

Rappelons que dans la théorie de Khalatnikov du fait de la forte différence entre les impédances acoustiques, les phonons incidents dans l'hélium transmis au solide se trouvent dans un cône critique de très faible angle au sommet  $10$  à  $20^\circ$ . La contribution au transfert de chaleur, due aux ondes de Rayleigh, ne fait intervenir en fait que les phonons d'angles d'incidence égaux ou très

proches de l'angle de Rayleigh, angle pour lequel on a un pic d'absorption des ondes de Rayleigh.

Nous avons vu que dans la théorie de Khalatnikov le coefficient de transfert d'énergie  $W_1(\theta)$  est réel. L'intégration sur les angles  $\theta$ , ne se fait pas sur  $(0, \frac{\pi}{2})$ , car pour  $\theta > \theta(\text{Rayleigh})$  les intégrales sont imaginaires et d'après Khalatnikov, il n'y a pas de phonons transmis du liquide au solide.

L'idée de Peterson et Anderson<sup>(I5)</sup> est de calculer  $W_1(\theta)$  en faisant l'hypothèse qu'il y a atténuation des phonons dans le solide et (ou) dans l'hélium. Ils ne présument d'ailleurs pas du processus d'atténuation qui peut être dû à l'interaction électron-phonon ou à l'interaction phonon-dislocation. Cette atténuation va permettre aux ondes de Rayleigh, engendrées par les phonons incidents dans l'hélium à des angles supérieurs à l'angle de Rayleigh, de diffuser leur énergie dans le solide.  $W_1(\theta)$  est alors calculé pour tous les angles  $\theta$  et sur tous le spectre de phonons suivant en cela Khalatnikov puis  $R_k$  en est déduit.

Peterson et Anderson<sup>(I5)</sup> tracent  $R_k T^3$  en fonction de  $\frac{\lambda}{\ell}$  avec

$\lambda$	: longueur d'onde des phonons
$\ell$	: libre parcours moyen des phonons.

Ces courbes sont tracées pour des interfaces Cu-He<sup>4</sup>, Cu-He<sup>3</sup> liquide, Cu-He<sup>3</sup> solide. On constate à leur vue

- qu'il y a une décroissance importante de  $R_k T^3$  aux fortes atténuations. Cette décroissance étant surtout due aux phonons incidents dans l'hélium, à des angles supérieurs à l'angle de Rayleigh.

- que les courbes tracées pour différentes valeurs de la pression ont tendance à se rejoindre aux fortes atténuations.

L'accord aux basses températures entre leurs résultats théoriques et les valeurs expérimentales de  $R_k$  obtenues par A.C. Anderson, Connoly et Wheatley<sup>(I9)</sup> est excellent.

Haug et Weiss<sup>(16)</sup> font un calcul analogue, mais en partant de l'hypothèse que l'atténuation est bien due aux interactions dislocation-phonon. Pour faire apparaître le coefficient d'absorption, ils posent

$$k_s = k_s + i \kappa_s \quad [s = (\ell, t)] \quad (\text{Longitudinal, transversal})$$

$\kappa_s$  représentera donc le coefficient d'absorption

$\frac{\kappa_s}{k_s} = p < 1$  du fait que les nombres d'ondes sont au plus purement imaginaires.

"p" qui est un facteur d'atténuation est l'équivalent de  $\rho^{-1}$  pour Peterson et Anderson. Haug et Weiss tracent  $R_k T^3$  en fonction de p, et aussi  $W(\theta)$  en fonction de  $\theta$ , pour diverses valeurs de p. Cette dernière courbe montre de façon significative, l'importance des angles  $\theta$  supérieurs à  $\theta(\text{Rayleigh})$ , pour  $W(\theta)$  donc pour  $R_k$ .

Les résultats expérimentaux à basse température sont, on l'a vu, en très bon accord avec les valeurs théoriques, ce qui est rare pour la résistance de Kapitza, et semble donc confirmer la théorie de Peterson et Anderson<sup>(15)</sup>. Au-dessus de  $1 K$ , il est toujours plus délicat d'obtenir des conclusions nettes, c'est pour cela que nous avons entrepris notre étude, les conclusions en sont données dans le dernier chapitre.

## CHAPITRE III

### TECHNIQUE EXPERIMENTALE - PRECISION DES MESURES

#### I - PRINCIPE DE MESURE

La connaissance de la résistance de Kapitza demande la mesure d'un écart de température  $\Delta T$  et d'un flux de chaleur  $\dot{Q}$  dissipé dans le corps étudié. Nous faisons nos mesures de façon classique en envoyant un flux de chaleur constant dans l'échantillon et en mesurant l'écart entre la température du bain et celle de la surface de l'échantillon. Pour fixer l'échantillon à la cellule de mesure (cf. figure 2) trois procédés sont généralement utilisés. Certains pressent fortement leurs échantillons sur un support, l'étanchéité étant réalisée par un joint indium ou autre. Comme nous l'avons déjà fait remarquer dans le chapitre I cette méthode paraît particulièrement mal choisie pour étudier l'influence des dislocations. Une deuxième méthode consiste à coller corps et support, elle est surtout utilisée pour les corps qui ne peuvent se souder. Nous avons choisi de souder nos échantillons à un support lui-même soudé à la cellule de mesure. Un vide secondaire est ensuite fait dans cette dernière. Nous pouvons alors commencer les mesures. Pour plus de détails sur le montage même des échantillons le lecteur peut se reporter aux travaux de L.J. Challis<sup>(17)</sup> et J.D.N. Cheeke<sup>(22)</sup>.

#### A) MESURE DE $R_k(T)$

Pour mesurer  $\Delta T$ , nous réglons la température du bain d'hélium avec un système de régulation classique au laboratoire. Une première mesure est faite avec un flux de chaleur nul, puis plusieurs autres avec des flux de chaleur  $\dot{Q}$  croissants. De cela nous déduisons  $\Delta T_I$  (cf. schéma n° I). Comme le montre le schéma pour connaître  $R_k$  il faut avoir  $\Delta T$  et non  $\Delta T_I$ , d'où la nécessité de calculer la conductibilité thermique  $K(T)$ , qui nous donnera  $\Delta T'$  et on en déduira  $\Delta T$ . En principe une seule mesure avec  $\dot{Q}$  non nul permet d'obtenir  $\Delta T_I$ , mais ce que nous voulons, c'est non pas  $\frac{\Delta T_I}{\dot{Q}}$  mais: limite  $\frac{\Delta T}{\dot{Q}}$ , aussi faisons

nous plusieurs mesures de  $\frac{\Delta T}{\dot{Q}}$  pour en déduire la limite à  $\dot{Q} = 0$ . Ce rapport doit être constant mais en réalité il n'en est rien, ce problème encore mal compris est étudié en détail dans l'appendice n° 2.

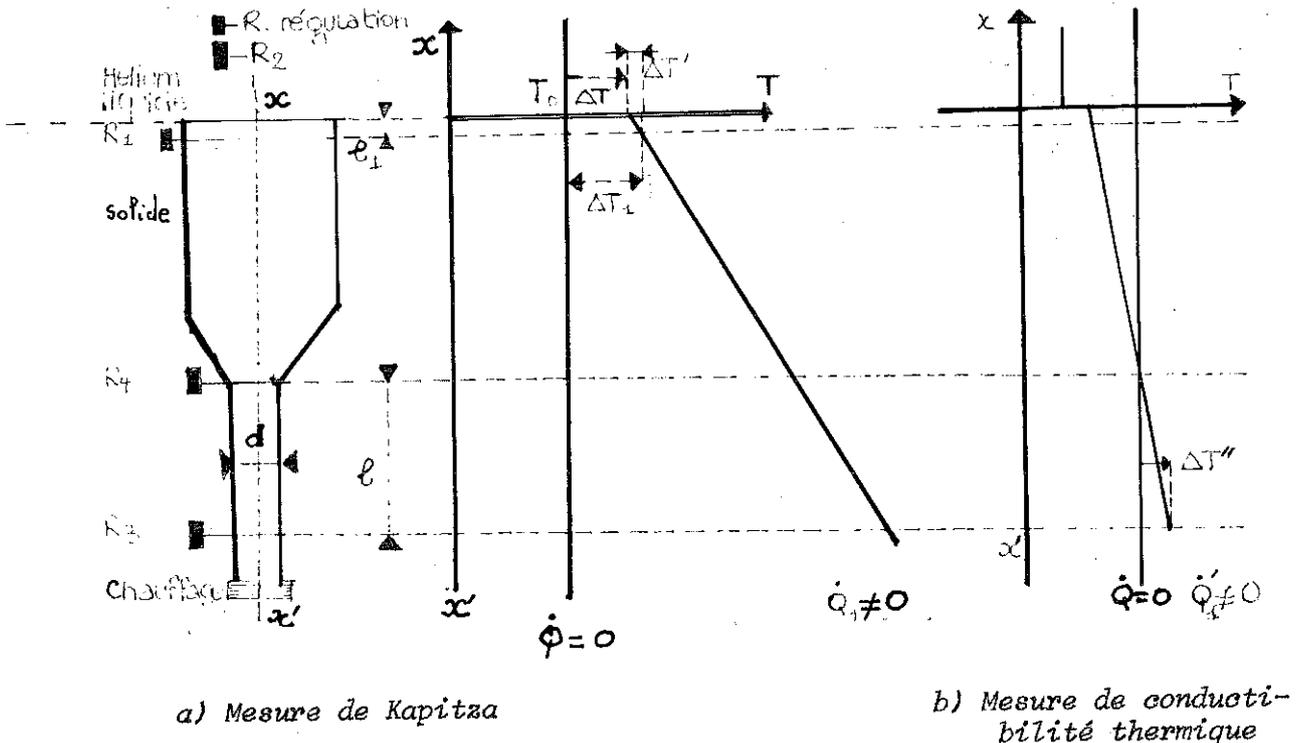


Schéma n° I

### B) Mesure de $K(T)$

Nous pouvons obtenir  $K(T)$  lors de la mesure de la résistance de Kapitza, en notant en même temps que  $R_1$ , les valeurs de  $R_3$  et  $R_4$ , mais nous avons vérifié qu'il est plus précis de faire une mesure spécifique de conductivité thermique. Pour cela, nous réglons la température au niveau de  $R_4$ , le chauffage de la régulation étant toujours dans le bain d'hélium. Après une première mesure avec  $\dot{Q} = 0$ , nous augmentons  $\dot{Q}$  et notons la valeur de  $R_3$  d'où nous tirons  $\Delta T''$  (cf. schéma n° I). Ce qui nous permet de calculer  $K(T'') = \frac{\dot{Q}_1}{\Delta T''} \cdot \frac{\rho}{s}$  avec  $s = \frac{\pi d^2}{4}$ .

La connaissance de  $K(T)$  entraîne celle de  $\Delta T'$  d'où

$$R_k(T_0) = R_k \text{ mesurée} - \frac{\rho_1}{K(T')}$$

### C) Etalonnage des résistances

Des résistances de carbone Allen-Bradley nous servent de thermomètres, nous en avons fixé 3 à l'échantillon et 2 dans le bain. Elles ne sont pas stables et nous avons besoin de les étalonner lors de chaque expérience. A cette fin on dispose d'un cathétomètre et de deux manomètres l'un à huile (phtalate de butyle) l'autre à mercure; ils nous permettent de calculer, la pression en mm d'huile et la densité du mercure par rapport à l'huile. La table contenant l'échelle de température de 1958 nous donne la température correspondant à la pression, en mm de mercure. Ainsi pour chaque mesure où  $Q = 0$ , nous connaissons la valeur des résistances et la température du bain. Un programme Algol réalisé par B. Hébral permet à l'aide des températures mesurées et des valeurs des résistances correspondantes, d'étalonner les résistances. La loi  $T = f(R)$  qui concorde le mieux dans notre gamme de température est

$$\frac{1}{T} = \sum_{l=m}^{+n} a_l (\log R)^l \quad (m, n \in \mathbb{N})$$

Le programme permet de calculer les  $a_i$  qui donnent le meilleur écart quadratique moyen, en général :  $i \in (0, 2)$ . Le programme nous donne aussi  $dT/dR$  pour chaque  $T$  et l'écart quadratique moyen.

Les cinq résistances de carbones utilisées ont les caractéristiques suivantes :

- $R$  régulation (se trouve dans l'hélium) : Allen-Bradley 47  $\Omega$  (1/10 Watt)  
Permet la régulation du bain d'hélium  
 $1.15 \text{ K} < T < 2 \text{ K} - 1.2 \cdot 10^{-4} < dT/dR < 2.2 \cdot 10^{-3}$
- $R_I$  : Allen-Bradley 47  $\Omega$  (1.10 Watt)  
Pour mesurer la température du solide près de la surface  
 $0.4 \cdot 10^{-5} < dT/dR < 0.16 \cdot 10^{-3} \quad 1.15 \text{ K} < T < 2 \text{ K}$
- $R_2$  : Allen-Bradley 68  $\Omega$  (1/10 Watt) pour mesurer la température du bain d'hélium  
 $0.25 \cdot 10^{-5} < dT/dR < 0.10 \cdot 10^{-3} \quad 1.15 \text{ K} < T < 2 \text{ K}$

- $R_3$  : Allen-Bradley 47  $\Omega$  (1/10 Watt)  
 Pour mesurer la conductibilité thermique  
 $0.35 \cdot 10^{-5} < dT/dR < 0.12 \cdot 10^{-3}$  1,15 K < T < 2 K
- $R_4$  : Allen-Bradley 47  $\Omega$  (1/8 Watt)  
 Pour mesurer la conductibilité thermique  
 $0.1 \cdot 10^{-3} < dT/dR < 0.11 \cdot 10^{-2}$  1,15 K < T < 2 K

Signalons que les résistances Allen-Bradley 47  $\Omega$  (1/10 Watt) ne se trouvent plus dans le commerce. Nous avons à leur place les résistances Allen-Bradley 47  $\Omega$  (1/8 Watt), leur pente  $dT/dR$  est, vers 1 K, plus grande de deux ordres de grandeur. Dans la gamme de température où nous travaillons la sensibilité de  $R_4$  est juste suffisante. Par contre, ces résistances peuvent être utilisées à des températures où les anciennes Allen-Bradley ne pouvaient plus l'être.

## II - MONTAGE EXPERIMENTAL - APPAREILLAGE

### A) Partie cryogénique

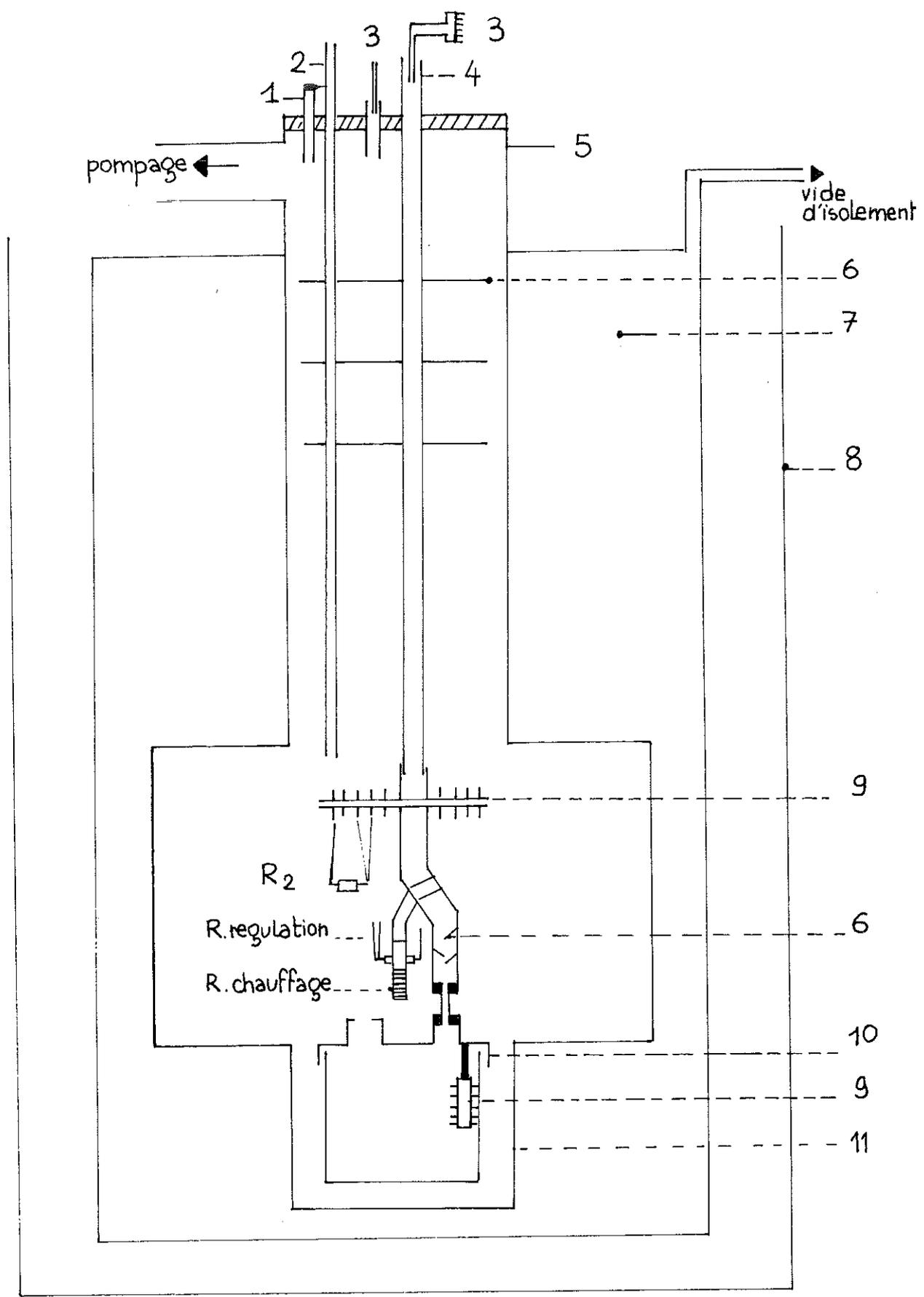
Le schéma général se trouve figure 1, le détail de la cellule de mesure figure 2. L'ensemble fut réalisé par B. Hébral. Très simple, ce montage appelle peu de commentaires. Un de ses inconvénients est que la surface de l'échantillon n'est pas protégée. En effet lors du refroidissement de l'ensemble, des molécules diverses (huile, oxygène ...) peuvent se condenser sur la surface extérieure. L'avantage par contre est de pouvoir électropolir l'échantillon une fois monté. Compte tenu de ce montage nous ne pouvons donc pas affirmer que la surface à étudier est chimiquement propre.

### B) Partie électronique

Pour connaître les valeurs des résistances  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$ ,  $R_4$ , nous avons un ensemble de mesure classique au laboratoire type (S.E.I.N., C.N.R.S.). Son principe est celui d'un pont de Wheastone alimenté par un signal alternatif de basse fréquence. Un ensemble identique permet de connaître  $R$  régulation et de réguler soit la température du bain soit celle de l'échantillon.

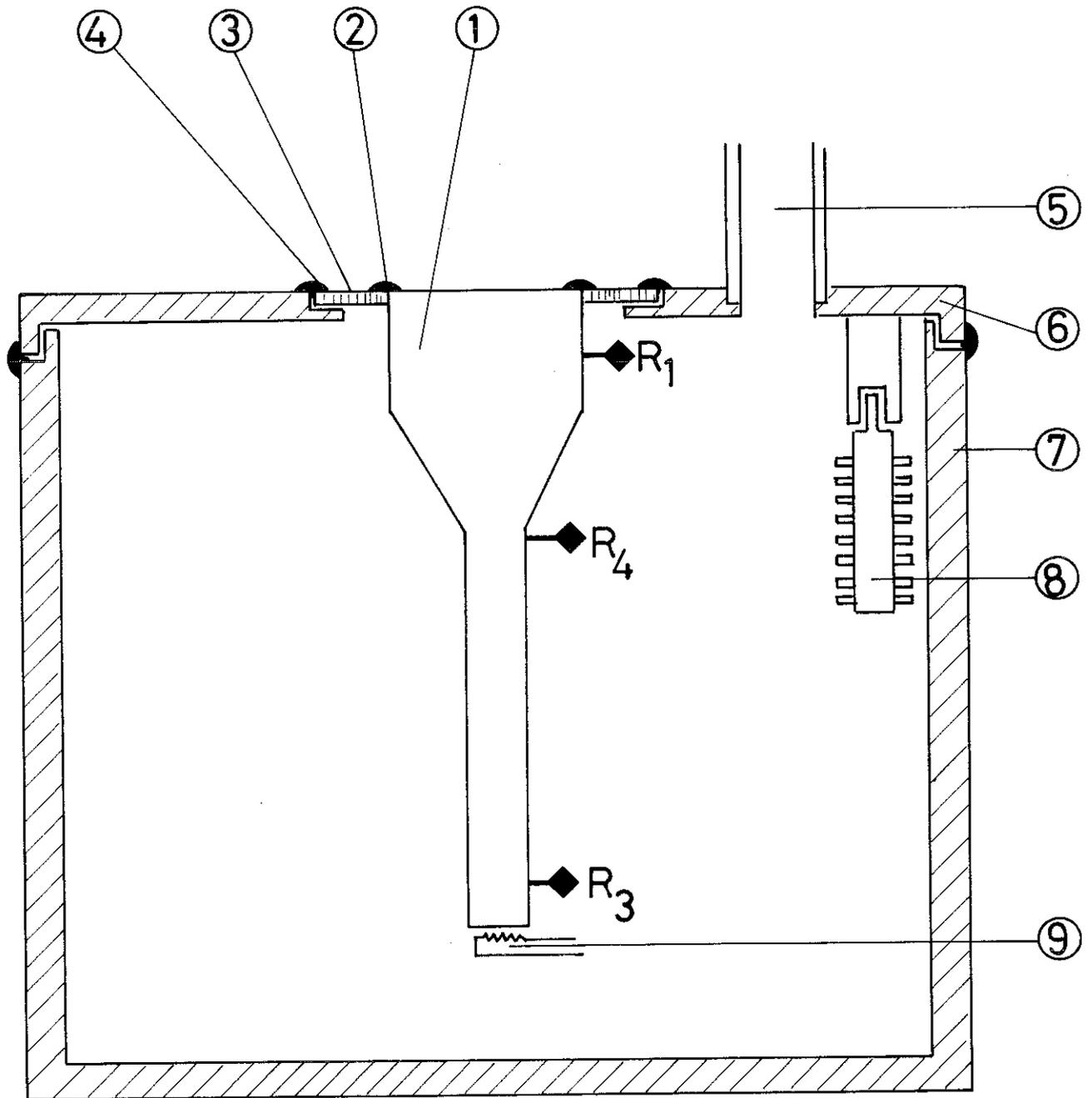
#### I) Régulation

La résistance de chauffage de régulation est constituée par le bobinage d'un fil de constantan de 5/100 mm de diamètre



- |   |                      |
|---|----------------------|
| 1 arrivée des fils de la bobine supra conductrice | 5 vase helium        |
| 2 tube pour la jauge helium                       | 6 écrans thermiques  |
| 3 fils de mesure                                  | 7 vide d'isolement   |
| 4 tuyau de pompage                                | 8 vase d'azote       |
|   | 9 masse thermique    |
|   | 10 cellule de mesure |
|   | 11                   |

Fig. n° 1



1. Echantillon
2. soudure entre échantillon et porte-échantillon.
3. porte-échantillon
4. soudure entre porte-échantillon et cellule de mesure

Fig. n° 2

### Cellule de mesure

5. tube de pompage
6. "chapeau" de la cellule de mesure
7. Cellule de mesure
8. Masse thermique
9. Chauffage de l'échantillon

autour d'un cylindre de cuivre; elle a pour valeur  $200 \Omega$ . Un simple vernis maintient le contact entre le bobinage et le cylindre. Ce cylindre est traversé dans un plan perpendiculaire à son axe par un trou contenant la résistance de régulation.

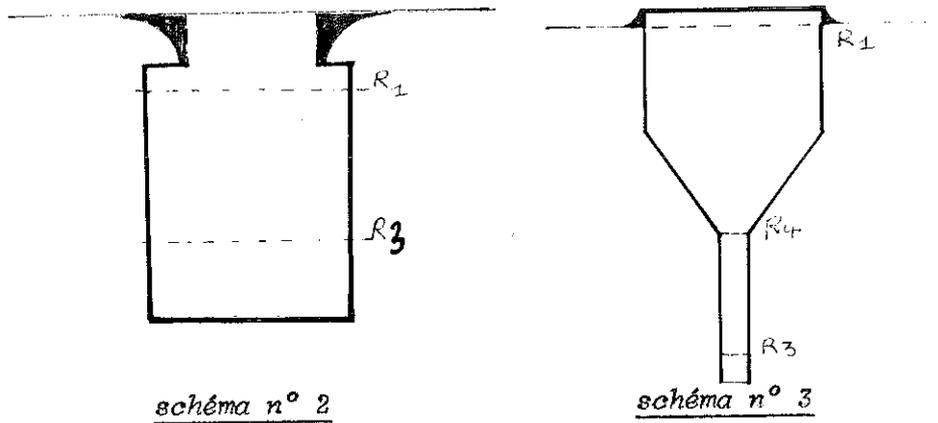
## 2) Chauffage de l'échantillon

Les difficultés de régulation, surtout pour les mesures de conductibilité thermique, ont amené B. Hébral à changer le système de chauffage. Il a fait réaliser par Bret et le service d'électronique un appareil qui permet une montée continue de la puissance dans la gamme de  $10^{-6}$  à 1 Watt. Le temps d'établissement peut varier entre 1 à 100 secondes. Ce système a été intégré à l'ensemble de mesure des résistances  $R_1, R_2, R_3, R_4$ . La valeur affichée de la puissance est en fait approximative. Un voltmètre numérique Schneider (VN 654) nous donne la tension  $U$  aux bornes de la résistance de chauffage, et la tension aux bornes d'une résistance étalon de  $100 \Omega$ , en série avec la résistance de chauffage, cette dernière tension nous permet d'obtenir le courant de chauffage  $I$  et donc la puissance  $\dot{Q} = UI$ . Le chauffage proprement dit est constitué par le bobinage d'un fil de constantan collé avec de la Stycast ( $\phi = 5/100$  mm) à un petit bloc de cuivre, celui-ci étant soudé au métal de Wood à l'échantillon. La résistance totale est de  $200 \Omega$ .

## C) Préparation des échantillons

### 1) Forme, technique de soudure

Le premier échantillon de nickel que nous avons étudié a une forme cylindrique (cf. schéma n° 2). Dans ce cas nous ne disposons que de 2 résistances pour faire toutes les mesures. Nous avons alors une précision assez faible sur la valeur de  $K(T)$ , néanmoins son calcul nous a permis de tirer des conclusions intéressantes sur les anomalies constatées sur le rapport  $\frac{\Delta T}{\dot{Q}}$  (cf. appendice n° II). Le porte-échantillon est une coupelle de maillechort de  $0,2$  mm d'épaisseur, il est soudé à l'échantillon par du plomb-étain.



- Les autres échantillons de fer, nickel et cobalt ont des formes et des dimensions identiques (cf. schéma n° 3). Ils sont tous soudés au porte-échantillon avec la même technique.

- Leur forme a été choisie pour faire des mesures de conductibilité thermique avec une meilleure précision que dans le cas d'un échantillon massif.

Un des problèmes difficile à résoudre est d'assurer l'étanchéité de la soudure entre l'échantillon et son support. Diverses colles et résines ont été essayées, avec l'aide de Pilon, mais sans succès. Nous avons alors mis au point avec l'aide de Ferrari et du service "Métallurgie" une technique de soudure, utilisant un four à haute fréquence.

Les opérations à réaliser sont les suivantes :

- Ajuster la coupelle, préalablement emboutie, en ne laissant dépasser qu'un à deux dixièmes de millimètres du solide,
- Placer un fil de cuivre dénudé ( $\varnothing$  25/100 mm) dans une gorge prévue à cet effet à environ 2 mm de la surface,
- Placer légèrement en-dessous de ce fil et contre la coupelle un anneau de soudure ( $\varnothing$  = 1 mm) de castolin,
- Poser l'échantillon sur un support, dans la cloche en verre du four, de façon à ce que la partie au plus faible diamètre soit entourée par les spires de cuivre qui guident le courant haute fréquence,
- Faire un vide secondaire de l'ordre de  $10^{-6}$  dans la cloche, et ensuite seulement effectuer la soudure.

Les avantages de cette technique sont nombreux. Les soudures sont simples, nettes et leur volume est faible. La surface extérieure est bien définie. Enfin ce qui est essentiel la méthode paraît sûre ; pour quatre échantillons testés aucun n'a fuit.

Elle a néanmoins deux inconvénients :

Il n'est pas possible d'employer cette technique pour les corps ayant une faible température de fusion. Les essais avec le bismuth furent en effet des échecs.

Le fil de cuivre qui assure le contact thermique entre l'échantillon et  $R_I$  ne peut pas être placé très près de la surface du solide car, alors totalement enfouie dans la soudure, il ne permet plus d'obtenir la vraie température du corps.

## 2) Montage des résistances de mesure

Autour des résistances de carbone  $R_I, R_3, R_4$  nous bobinions un fil de cuivre ( $\varnothing = 25/100$  mm) dont les extrémités sont ensuite soudées au fil de cuivre fixé à l'échantillon. Le contact thermique entre le fil et la résistance est maintenu par de l'araldite. Nous avons essayé aussi de la cyanolite, mais nous avons constaté que les résistances de carbone avaient alors des valeurs très inférieures aux valeurs habituelles. C'est sans doute dû au fait que la cyanolite a un coefficient de dilatation très important.

La liaison entre la résistance de carbone et l'échantillon est assurée par un fil de cuivre ( $\varnothing = 20/100$  mm), placé dans une gorge, taillée dans l'échantillon, et soudé à ce dernier au métal de Wood.

## 3) Traitement des échantillons

Le but visé est d'arriver à faire varier sur un corps donné, un seul paramètre, la densité de dislocations de la surface. Une connaissance exacte de cette dernière est illusoire, néanmoins notre traitement d'après P. Groh nous permet d'espérer une variation importante.

Notre échantillon initial est taillé au tour puis sa surface est polie mécaniquement (grain de  $1\mu$ ). Nous le recuisons ensuite dans les conditions suivantes.

- pour le fer : 8 h à 740°C , sous hydrogène pur
- pour le cobalt : 92 h à 380°C sous vide
- pour le nickel : 7 h à 1000°C sous vide.

Nous faisons ensuite la soudure entre l'échantillon et son support au four à haute fréquence. L'échantillon est ensuite monté et nous faisons un faible électropolissage, d'environ 1 mm, avec un appareil spécifique "Ellopol". Nous estimons dans ces conditions avoir une faible densité de dislocations.

Les mesures de Kapitza et de conductibilité thermique étant faites, l'échantillon est démonté. Nous faisons couper au tour le dixième de millimètre qui dépasse du porte-échantillon. La surface est repolie mécaniquement comme pour le premier traitement et les mesures sont refaites.

Même si lors du montage de l'échantillon, nous introduisons des dislocations dans la surface, la différence qu'il doit y avoir dans la densité de dislocations, entre l'échantillon recuit et celui qui est coupé, paraît très importante de l'ordre de deux à trois ordres de grandeur. Nous avons envisagé une méthode pour obtenir des renseignements sur la densité de dislocations, mais pour cela, il fallait avoir une "scie à acide" qui ne se trouvait ni au C. N. R. S. ni au C. E. N. G.

### III - PRECISION DES MESURES

Vu les anomalies rencontrées lors de la mesure du rapport  $\Delta T/\dot{Q}$  (cf. Appendice n°II), nous traitons le problème de la précision avec beaucoup plus de détails que nous ne l'aurions fait autrement.

#### A) Précision sur la mesure de la résistance de Kapitza $R_k(T)$

Dans ce paragraphe seront abordés les problèmes de la précision sur la température proprement dite et sur les variables entrant dans le calcul de  $R_k(T)$ , à savoir la surface  $S$  de l'échantillon, la puissance  $\dot{Q}$  dissipée dans ce dernier et l'écart de température  $\Delta T$ .

Rappelons que  $R_k(T) = \frac{S \Delta T}{\dot{Q}}$ .

### I) Précision sur la température T

Lors de l'étalonnage nous calculons la densité du mercure par rapport à l'huile,  $D$ , ce calcul nécessite quatre visées au cathétomètre. La précision sur la lecture au cathétomètre est de 0,04 mm

$$\frac{\Delta D}{D} = 0,2 \% \quad \text{Ce calcul est fait vers 2 K pour obtenir une meilleure précision.}$$

Nous avons ensuite à trouver la hauteur de mercure  $P(Hg)$  correspondant à une hauteur d'huile  $\Delta p_h$ . On a  $P(Hg) = \frac{\Delta p_h}{D}$

$$\frac{\Delta P(Hg)}{P(Hg)} = \frac{\Delta D}{D} + \frac{\Delta(\Delta p_h)}{\Delta p_h} \approx \begin{cases} 0,2 \% \text{ à } 2 \text{ K} \\ 1,3 \% \text{ à } 1,15 \text{ K} \end{cases}$$

Ayant la pression en mm de mercure, la table contenant l'échelle de température de 1958 de l'He<sup>4</sup>, nous permet de trouver la température mesurée  $T_m$ . Compte tenu de la valeur de  $\frac{\Delta P(Hg)}{P(Hg)}$  nous avons

$$\frac{\delta T_m}{T_m} \approx \begin{cases} 0,04 \% \text{ à } 2 \text{ K} \\ 0,2 \% \text{ à } 1,15 \text{ K} \end{cases}$$

Nous avons en général 16 points d'étalonnage, parfois un minimum de 7, nous prenons la loi à trois coefficients :

$$\frac{I}{T_c} = a_0 + a_1 \text{ Log } R + a_2 (\text{Log } R)^2$$

et l'écart quadratique moyen est alors de l'ordre de  $2 \times 10^{-3}$ . Sur les neuf étalonnages réalisés, et qui comptent donc plus d'une centaine de points, nous obtenons  $\Delta T_{\text{moyen}} = T_m - T_c \simeq 2,6 \text{ mK}$ . D'où au maximum  $\frac{\delta T}{T} \leq 0,25 \%$ .

Signalons que ces étalonnages sont faits au cours de nos expériences et donc sans gaz d'échange dans la cellule de mesure, et sur deux à quatre jours consécutifs. Nous avons fait aussi un étalonnage avec gaz d'échange et celui-ci fut réalisé en un seul jour. La comparaison entre les étalonnages avec et sans gaz d'échange donne pour une même valeur de résistance, au plus 2,5 mK d'écart. Nous n'avons pas plus d'écart

pour  $R_2$  que pour les résistances dans la cellule de mesure. Cet écart est tout à fait compatible avec le  $\Delta T$  calculé.

### 2) Précision sur $\Delta T$

Dans ce cas, étant donné que nous maintenons constante une température, soit sur  $R_1$ , soit sur  $R_2$ , l'écart de température  $\Delta T$  dépend d'une part de la précision de la régulation et d'autre part de la précision sur les valeurs des résistances.

$$\Delta T = T_{R_1} (\dot{Q} \neq 0) - T_{R_2} (\dot{Q} = 0)$$

$$\frac{\delta(\Delta T)}{\Delta T} = 2 \Delta R_1 \frac{dT_1}{dR_1} + \Delta R_2 \frac{dT_2}{dR_2}$$

Majorons l'erreur en la calculant vers 1,15 K.

$$\Delta R_1 \simeq 50 \Omega \quad \frac{dT_1}{dR_1} = 0,44 \times 10^{-5}$$

$$\Delta R_2 \simeq 100 \Omega \quad \frac{dT_2}{dR_2} = 0,3 \times 10^{-5}$$

$$\frac{\delta(\Delta T)}{\Delta T} \leq 1\%$$

### 3) Précision sur $\dot{Q}$

La puissance dissipée dans l'échantillon est  $\dot{Q} = UI$ , où  $U$  et  $I$  sont déterminés par un voltmètre numérique. En fait  $U$  est la tension aux bornes des masses thermiques de la cellule de mesure et on a  $\frac{U}{I} = \left[ R(\text{chauffage échantillon}) + R(\text{fils de constantan}) \right] \cdot R(\text{fils de constantan})$  est la résistance des 2 fils de constantan reliant le chauffage de l'échantillon aux masses thermiques. Chaque fil fait environ 5 cm et a pour diamètre 5/100 mm.  $I$  est obtenu comme il a été dit en calculant la tension aux bornes d'une résistance étalon de 100  $\Omega$ , en série avec la résistance de chauffage.

Sur la mesure de  $U$  et  $I$  nous avons au maximum une erreur relative de  $\frac{\Delta U}{U} + \frac{\Delta I}{I} \simeq 2 \times 10^{-3}$ .

Les causes d'erreurs les plus importantes sont dues à des fuites thermiques.

Perte par conduction dans les fils de constantan

Signalons d'abord que la puissance dissipée par effet Joule dans les résistances  $R_1, R_2, R_3, R_4$  est au plus de  $10^{-11}$  watt.

Nous avons aussi testé les masses thermiques pour voir s'il n'y a pas d'apport de chaleur à ce niveau. Les thermomètres soudés successivement à chacune des masses n'indiquaient pas de différence de température entre le bain et la masse.

Le calcul de la quantité de chaleur  $\Delta \dot{Q}$  dissipée par conduction dans les fils de constantan reliant les résistances  $R_1, R_3, R_4$  et  $R$  chauffage, aux masses thermiques, donne

$$\Delta \dot{Q} \approx 6 \Delta T \mu \text{ watt}$$

En majorant  $\Delta \dot{Q}$  et en le calculant vers 2 K pour des puissances telles que  $\Delta T = 0,05$  K, nous avons

$$\frac{\Delta \dot{Q}}{\dot{Q}} \approx 1,5 \cdot 10^{-3}$$

Perte par rayonnement

Les pertes par rayonnement entre l'échantillon et l'intérieur de la cellule de mesure sont très faibles. Un calcul classique (cf. référence (20) ) donne une valeur très approximative de

$\Delta \dot{Q} \leq 10^{-11} \Delta T_x T^3$  d'où  $\Delta \dot{Q} \leq 10^{-5}$  mWatt, ce qui est parfaitement négligeable comparé aux autres erreurs.

#### Perte par effet Joule dans les fils d'amenée de courant du chauffage

Nous estimons classiquement, que la moitié de la chaleur dégagée par effet Joule dans les fils va à la masse thermique et l'autre moitié à l'échantillon. La quantité de chaleur dissipée dans ce dernier est donc :

$$\dot{Q}' = \dot{Q}_x \frac{R_{\text{chauffage}} + \frac{R}{2} \text{ constantan}}{R_{\text{chauffage}} + R_{\text{constantan}}}$$

Dans les calculs de  $R_x(T)$  et de  $K(T)$  nous prenons toujours  $\dot{Q}'$  et non  $\dot{Q}$ .

Mais comme le fait remarquer E.D. West et S. Ishira <sup>(24)</sup> la longueur du fil de constantan effectif peut être plus grande qu'elle n'est en réalité, ceci à cause de l'inégalité des contacts thermiques aux extrémités des fils. En supposant que nous faisons une erreur de 0,5 cm sur la longueur des fils, nous arrivons à une perte de chaleur maximale de  $6 \times \dot{Q} 10^{-3}$  Watt.

#### Perte de chaleur par le porte-échantillon

Par l'intermédiaire de la soudure et du porte-échantillon, nous avons sans doute une des plus importantes fuites thermiques. Un calcul fait par Cheeke montre qu'à environ 2 mm de la surface extérieure de l'échantillon, le porte échantillon a la température du bain. A partir de cette donnée calculons la perte de chaleur  $\Delta \dot{Q}_2$ .

Avec  $\Delta T = 50$  mK nous avons  $\frac{\Delta \dot{Q}_2}{\dot{Q}_2} \leq 4 \times 10^{-3}$

$$K(T) \text{ maillechort} \approx 10^{-3}$$

$$e = \left[ \begin{array}{l} \text{épaisseur du} \\ \text{porte-échantillon} \end{array} \right] \approx 0,2 \text{ mm}$$

$$d \approx 2 \text{ mm}$$

D'où l'erreur relative totale faite sur  $\dot{Q}$

$$\frac{\Delta \dot{Q}}{\dot{Q}} \leq 2 \cdot 10^{-3} + 1,5 \cdot 10^{-3} + 6 \cdot 10^{-3} + 4 \cdot 10^{-3}$$

$$\frac{\Delta \dot{Q}}{\dot{Q}} \leq 1,4 \%$$

La correction  $\frac{p'}{K(T)}$  représente en général 10 % de  $R_k(T)$  mesuré, nous en avons toujours tenu compte.

#### 4) Précision sur S

S est la surface extérieure de l'échantillon, en contact avec l'hélium. Du fait du polissage elle est optiquement plane, et grâce à la technique de soudure utilisée elle est parfaitement définie. Avec une cinquantaine de mesures faites au cathétomètre nous définissons la variation absolue sur le diamètre  $\Delta \phi$  à 0,04 mm.

$$\text{D'où avec } \phi = 5 \text{ mm } \frac{\Delta S}{S} \simeq 2 \%$$

Dans le cas des échantillons recuits, où l'extrémité supérieure dépasse du support d'environ 1 à 2 dixièmes de millimètre, nous avons fait une correction sur la surface pour tenir compte de cette aire supplémentaire.

#### 5) Non linéarité de la courbe $\Delta T = f(\dot{Q})$

C'est certainement la cause d'erreur la plus forte et la plus mal comprise. Nous avons consacré l'appendice n° 2 à ce problème. Disons simplement que même avec des faibles puissances nous trouvons encore une variation importante dans  $\frac{\Delta T}{\dot{Q}}$  alors qu'il devrait être constant, l'erreur relative peut être, vers 2 K et pour de faibles puissances, de 5 %. Ces erreurs ne proviennent pas de l'incertitude sur  $\Delta T$  ni de celles sur  $\dot{Q}$ , et en conclusion nous estimons au maximum avoir

$$\frac{\Delta R_k \text{ mesuré}}{R_k \text{ mesuré}} \leq 7 \%$$

### IV - PRECISION SUR K(T)

Nous ne tenons pas à nous étendre sur ce problème, K(T) n'étant qu'un terme correctif dans le calcul de  $R_k$ .

$$K(T) = \frac{\dot{Q}}{\Delta T S}$$

D'après les calculs précédents  $\frac{\Delta S}{S} \approx 2 \%$ ,  $\frac{\Delta Q}{Q} \approx 1 \%$ ,  $\frac{\delta(\Delta T)}{\Delta T} \approx 1 \%$ .

Le fil de cuivre soudé à la résistance  $R_3$  est placé à une distance égale à un diamètre, de la partie fine de l'échantillon. Ces fils ont un diamètre de 20/100 de millimètre. La distance entre les résistances  $R_3$  et  $R_4$  est de 17 mm. D'où  $\frac{\Delta \rho}{\rho} \approx 1 \%$ , ce qui donne :  $\frac{\Delta K}{K} < 5 \%$ .

Les calculs de conductibilité thermique faits à partir des valeurs de  $R_3$  et  $R_4$  obtenues lors des mesures de  $R_k$ , sont effectivement identiques à 5 % près, à ceux faits par la méthode directe, où l'on régule la température de l'échantillon. Dans ce dernier cas, la dispersion est moindre.

#### V - PRECISION SUR LE NOMBRE DE LORENZ

Si l'on considère les électrons des métaux comme un gaz d'électrons libres et si l'on suppose que les temps de relaxation des électrons après l'application d'un gradient de température ou d'un courant électrique sont identiques, on trouve que le rapport  $L_0 = \frac{\kappa_0}{T}$  est constant pour tous les métaux.  $L_0 = 2,445 \times 10^{-8}$ ,  $\rho$  : résistivité électrique.

Aux basses températures ces hypothèses sont justifiables et l'expérience donne bien  $L = L_0$ .

En vue de calculer  $\Delta L = L - L_0$ , nous avons fait effectuer par Tur des mesures de résistivité électrique de certains de nos échantillons. Le but visé est de connaître effectivement l'erreur que nous commettons sur la mesure de  $\Delta T$  et de  $Q$ , terme rentrant aussi bien dans le calcul de  $K(T)$  que dans celui de  $R_k(T)$ . Les résultats et leur analyse se trouvent au chapitre suivant. Nous donnons ici l'erreur relative.

<u>Echantillon</u>	$\frac{\Delta L}{L_0}$
Fe coupé	2,8 %
Co coupé	4,5 %
Ni <sub>II</sub> recuit	0,4 %

Comme on le constate cette erreur est parfaitement compatible avec l'incertitude expérimentale. Divers étalonnages et diverses mesures de conductibilité thermique nous permettent donc de vérifier la validité de nos calculs d'erreur.

## CHAPITRE IV

---

### RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

Nous présenterons dans ce chapitre nos résultats de conductibilité thermique, de résistivité résiduelle, et de résistance de Kapitza, et nous discuterons les uns et les autres en fonction des résultats antérieurs et des théories actuelles.

#### I - MESURE DE CONDUCTIBILITE THERMIQUE ET DE RESISTIVITE

##### A - Rappels théoriques et expérimentaux

Classiquement la résistance thermique  $W(T)$  des métaux purs à basse température peut être considérée comme la somme de deux termes <sup>(23)</sup>.

$$W = W_0 + W_p$$

$W_0$  correspond à la diffusion des électrons par les impuretés  $W_0 = \frac{A}{T}$ ,  $W_p$  traduit la diffusion des électrons par les phonons, pour un métal monovalent  $W_p \approx BT^2$ .

Nous sommes dans le domaine de la conductibilité électronique, la contribution du réseau est généralement négligeable à ces températures pour les métaux purs étudiés. Mais il est observé <sup>(24 à 28)</sup> un terme de résistivité électrique  $\rho \approx aT^2$ , dans de nombreux éléments de transition, y compris les corps ferromagnétiques.

Deux explications sont données pour expliquer l'existence de ce terme : soit une interaction électron-électron <sup>(29)</sup> soit, et ceci seulement pour les corps ferromagnétiques, une interaction électron-magnon <sup>(30)</sup>. L'interaction électron-électron donnerait naissance à une résistivité thermique  $W_i \approx CT$ , alors que l'interaction électron-magnon entraînerait plutôt  $W_i \approx cst$ .

Les mesures de White et Tainsh<sup>(24)</sup>, de Schriempf<sup>(25)</sup> et de Beitchman<sup>(28)</sup> semblent confirmer  $C_i \approx CT$ , mais les récentes mesures de Farrel et Greig<sup>(27)</sup> sur le nickel mettent en évidence la difficulté de trancher entre les deux interprétations. Il est important de voir que le terme  $W_i$  ne représente en fait que 1 à 5 % de  $W_{total}$ . Néanmoins tous ces auteurs trouvent un nombre de Lorenz expérimental  $L = \frac{\rho_{total}}{W_{total} T}$  en accord avec la valeur théorique  $L_0 = 2,445 \cdot 10^{-8} \text{ watt} \times \text{deg}^{-2} \times \Omega$ .

Les mesures de  $\rho(T)$  et de  $W(T)$  sont généralement faites en champ nul, mais les résultats de Taylor, Isin et Coleman<sup>(31)</sup> et plus récemment de Beitchman, Trussel et Coleman<sup>(28)</sup> montrent nettement la variation de  $\rho$  et de  $K$  suivant le champ appliqué. Leurs mesures sont faites sur des monocristaux de fer d'une très grande pureté ( $RRR \approx 2\ 000$ ).

## B) Résultats

Rappelons que nos mesures sont faites sur la partie inférieure de nos échantillons (cylindre de diamètre  $\phi = 2,4 \text{ mm}$  et de longueur  $L = 20 \text{ mm}$ ).

Les mesures de conductibilité thermique  $K(T)$  sont conduites sur tous les échantillons. Le traitement de surface ne devant pas, à priori, affecter la partie inférieure de nos échantillons, nous avons décidé de mesurer la résistivité résiduelle  $\rho_0$  pour chaque corps étudié, une fois seulement après avoir effectué toutes les mesures de conductibilité thermique et de résistance de Kapitza. Mais l'observation dans le cas du fer, d'une forte augmentation de  $K(T)$  après le traitement de surface, nous a entraîné à mesurer  $\rho_0$  pour un autre échantillon recuit, de fer. De même pour le nickel nous avons obtenu  $\rho_0$  pour un échantillon recuit, puis pour le même "coupé".

Nous présentons dans la figure 3 les courbes  $K(T)$  pour les seuls échantillons où nous avons aussi les valeurs de  $\rho_0$ . Le tableau I contient, la provenance des échantillons, leur pureté, les valeurs de  $\rho_0$  et du rapport de résistivité résiduelle  $RRR$ . Dans le cas du fer la mesure de  $\rho_0$  pour "Fe recuit" est faite sur un autre échantillon que celui sur lequel ont été réalisées les mesures de  $K(T)$ .

## C) Discussion

Nous observons effectivement une dépendance linéaire

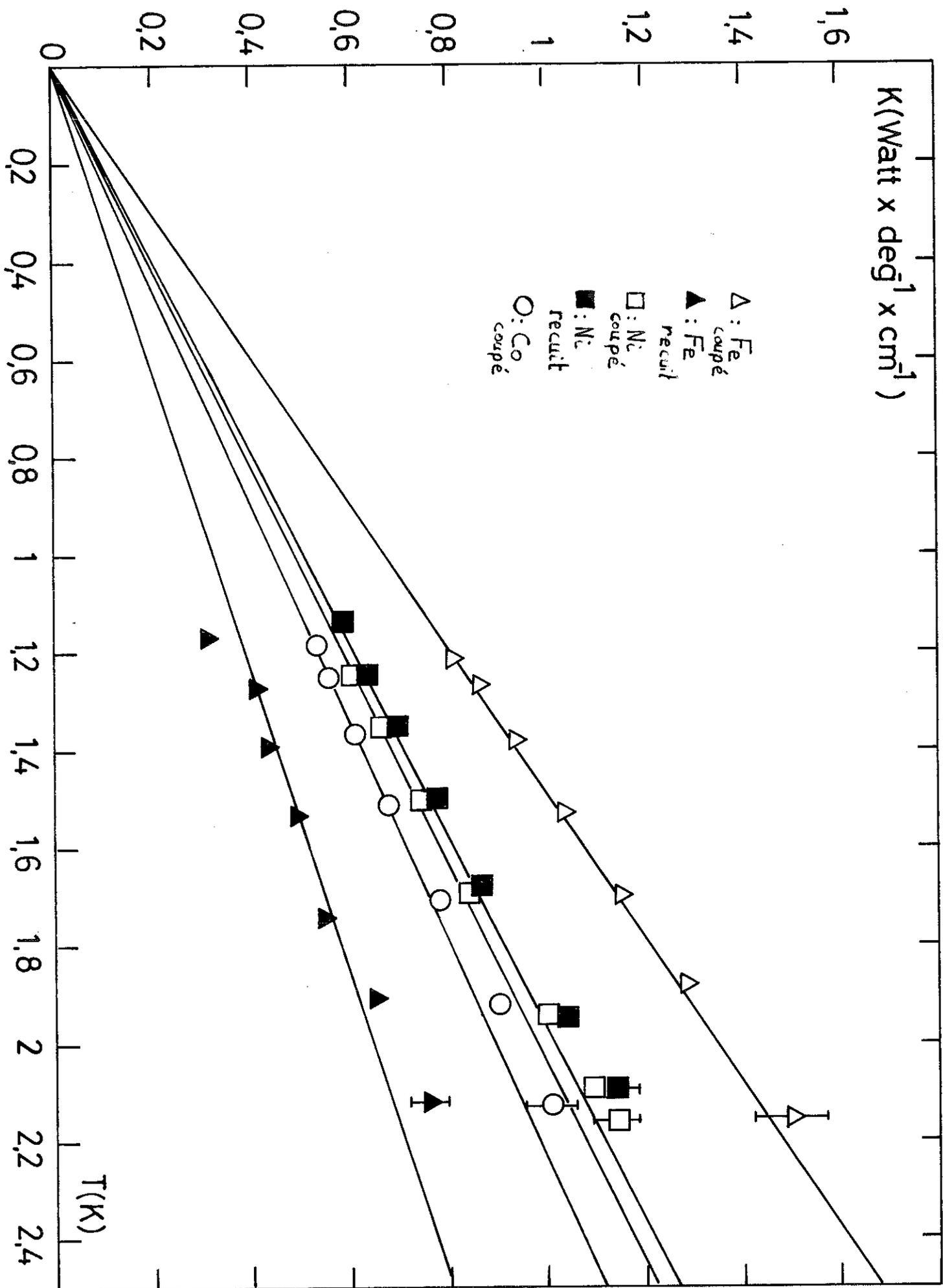


Fig. 3

de  $K$  en fonction de  $T$ , qui traduit une conductibilité électronique. La légère courbure positive observée au-dessus de  $1,7$  K peut sans doute provenir d'une contribution du réseau. Pour confirmer ou non ce fait des mesures de  $K(T)$  entre  $1$  et  $4$  K devaient être accomplies sur un autre montage, nous n'avons pu malheureusement les faire. Compte tenu de la faible valeur de  $W_2$  (cf. paragraphe A) et de la faible précision sur  $W(T)$  (5 %) nous ne pouvons mettre en évidence l'interaction électron-électron. Par contre notre accord entre le nombre de Lorenz théorique et expérimental est bien conforme aux résultats cités antérieurement<sup>(24 à 28)</sup>. Quelques mesures de  $K(T)$ , sur le fer et le cobalt, en champ magnétique ( $H = 8$  kOe) vers  $1,2$  K ne nous ont pas permis, étant donné notre précision, de mettre en évidence une variation de  $K$  avec l'augmentation du champ. Nos valeurs de  $K(T)$  sont nettement supérieures à celle de Rosenberg<sup>(32)</sup>, mais aussi inférieures à celles de White et Tainsh<sup>(24)</sup> ou celles de Farrel et Greig<sup>(27)</sup> ce qui est parfaitement conforme à nos différents rapports de résistivité résiduelle.

Dans le cas du fer, la variation observée dans la conductibilité thermique entre l'échantillon recuit et celui "coupé" n'est pas expliquée. Ce phénomène n'est pas observé dans le cas du nickel et ne paraît donc pas confirmer une influence systématique du traitement de surface sur  $K(T)$ . Là encore d'autres mesures paraissent nécessaires pour mieux comprendre le problème.

## II - RESULTATS DES MESURES DE RESISTANCE DE KAPITZA. DISCUSSION

### A) Resultats

Pour chaque corps étudié, nous avons fait au moins deux mesures, l'une sur l'échantillon recuit, l'autre sur l'échantillon "coupé". Dans le cas du nickel, nous avons étudié aussi un échantillon non traité Ni I, à la surface non polie, seulement nettoyée. Et pour avoir des points de comparaison avec Wey-Yen, nous avons électropoli fortement l'échantillon Ni II "coupé". Cette attaque enlève environ  $80 \mu$  sur la hauteur (valeur calculée à partir de deux pesées, précises au  $1/100$  de milligramme). Pour permettre au lecteur un accès direct de  $h_k$  en fonction de  $T$ , nous donnons sur les figures 4, 5 et 6,  $h_k = aT^n$ . Les valeurs  $a$  et  $n$  étant calculées à partir des courbes  $\text{Log } h_k = n \text{ Log } T + \text{Log } a$ . Les

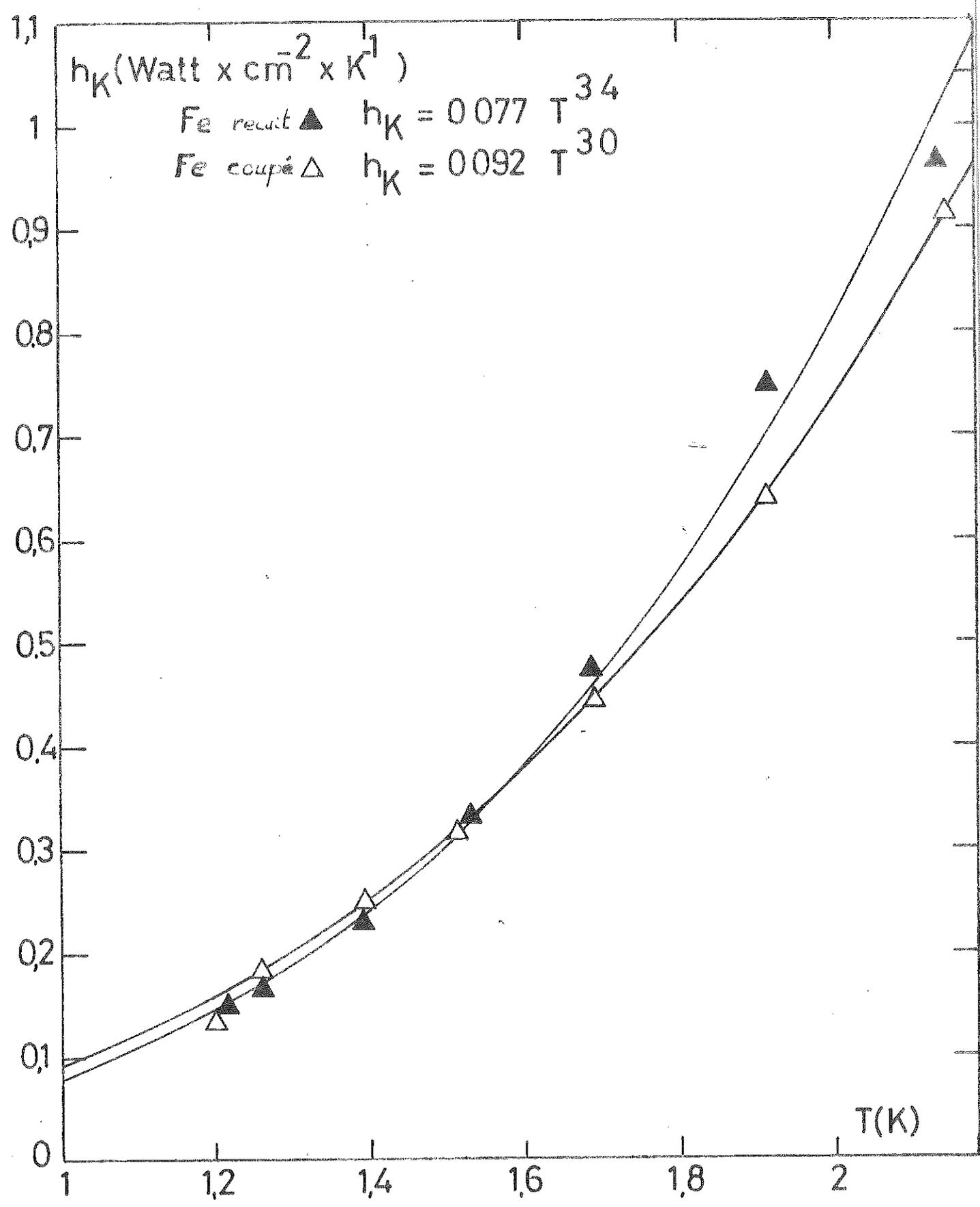


Fig. 4

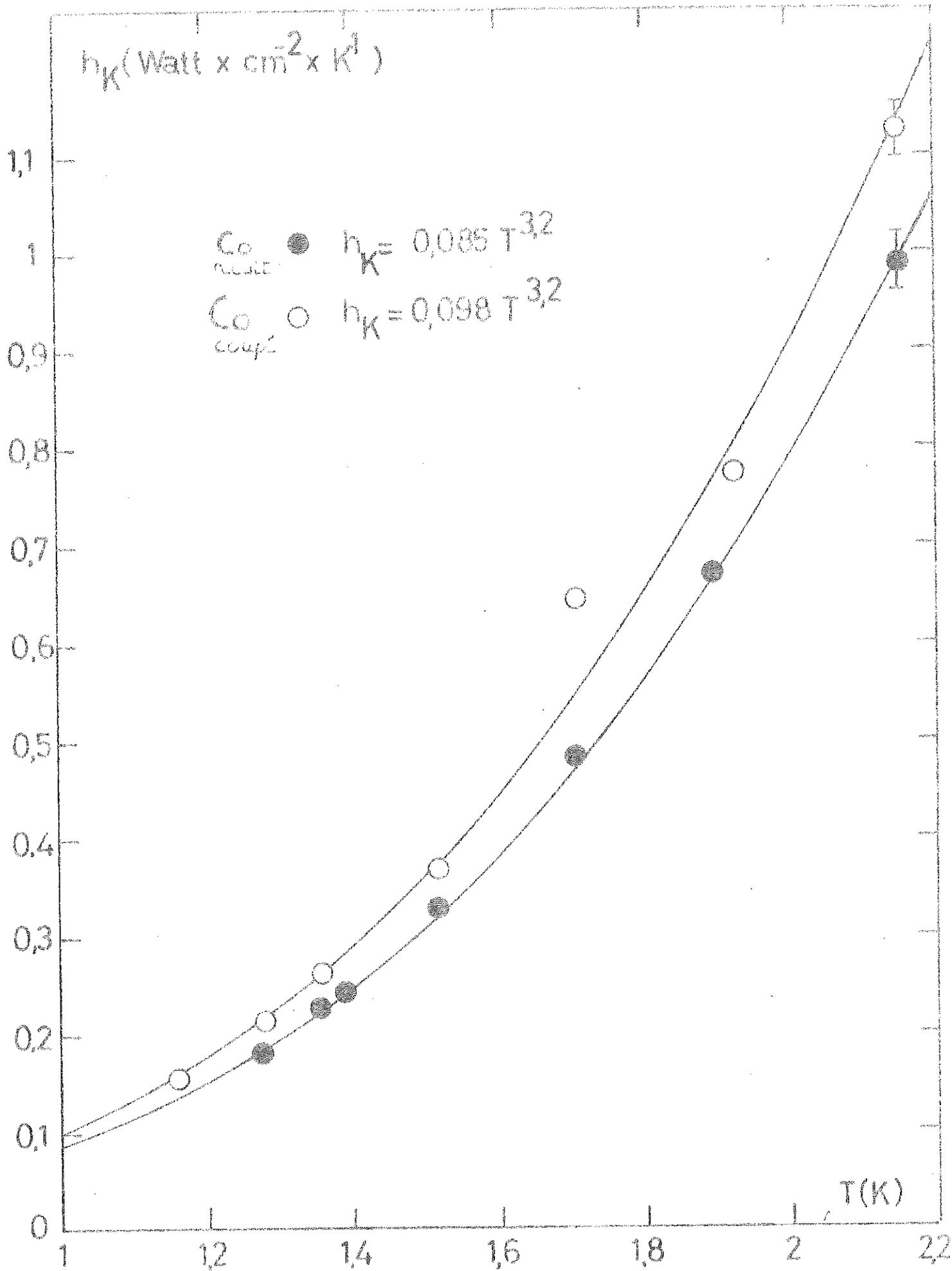


Fig. 5

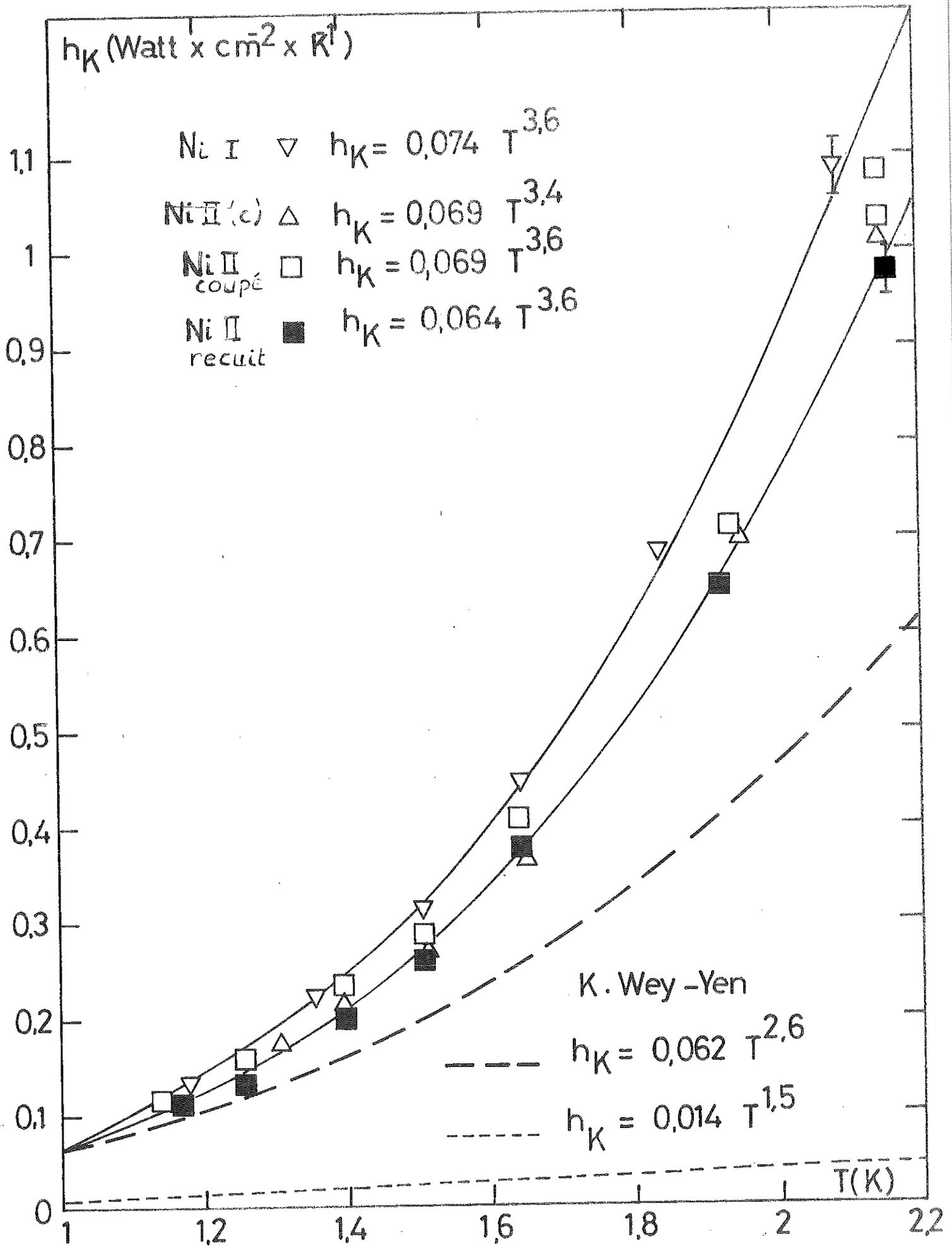


Fig. 6

Tableau n° 1

Provenance échantillon	Fer	Cobalt	Nickel							
Pureté	99.995 %		99.998 %		99.995 %					
Traitement	recuit	coupé	recuit	coupé	Ni I coupé	Ni II recuit	Ni II coupé	Ni II coupé + électrolyt		
$\rho_0$ ( $\Omega \cdot \text{cm}$ )	$8,71 \times 10^{-8}$	$3,75 \cdot 10^{-8}$		$5,17 \cdot 10^{-8}$		$4,76 \cdot 10^{-8}$				
R.R.R.	103	231		99.5		141				
$K = bT$	0.31 T	0.67 T		0.45 T		0.51 T				
$L$ ( $L = \text{nb. de Lorenz}$ ) ( $\text{W} \times \text{cm}^2$ )	$2,72 \times 10^{-8}$	$2,51 \times 10^{-8}$		$2,33 \cdot 10^{-8}$		$2,43 \times 10^{-8}$				
$h_k = aT^n$ ( $\text{W} \times \text{cm}^{-2} \times \text{K}^{-1}$ )	$0,077T^{3,4}$	$0,092T^{3,0}$	$0,085T^{3,2}$	$0,098T^{3,2}$	$0,074T^{3,6}$	$0,064T^{3,6}$	$0,069T^{3,6}$	$0,069T^{3,4}$		
$\frac{h_k^{\text{exp.}}}{h_k^{\text{th.}}}$	$\hat{a} T=2 \text{ K}$ 118	107	103	119	136	114	128	110		
$\frac{h_k^{\text{PR}}}{h_k^{\text{exp.}}}$	$\hat{a} T=2 \text{ K}$ 2,67	2,94	2,72	2,36	2,54	3,05	2,72	3,15		

constantes entrant dans le calcul théorique de  $h_k$  se trouvent dans le tableau n° 2. Les valeurs de  $C_s$ ,  $C_p$ ,  $C_t$  et  $\Theta_D$  sont issues des calculs de O.L. Anderson<sup>(33)</sup>. Pour les valeurs  $F_I$  et  $F_2$ , avec  $F_I + F_2 = F$ , on peut se reporter à la figure n° 7. (Les courbes sont tracées d'après les valeurs calculées par Challis et Cheeke<sup>(14)</sup>). Le tableau n° I rassemble les résultats expérimentaux pour les trois corps étudiés ainsi que les rapports entre les valeurs expérimentales et théoriques à  $T = 2$  K. Signalons enfin que des mesures de  $h_k$  furent réalisées vers 1,2 K sous champ magnétique ( $H \approx 8$  kOe) pour le fer et le cobalt. Mais nous n'avons observé aucune variation à la précision de nos mesures.

## B) Discussion des résultats

### I) Comparaison avec les travaux de K. Wey-Yen sur le nickel

Rappelons brièvement les expériences de Wey-Yen. Celui-ci mesure d'abord un échantillon cylindrique ( $\phi = 10$  mm,  $L = 28$  mm), de pureté 4N. Rien n'est dit ni sur le recuit, ni sur le polissage

de surface, d'autre traitement étant indiqués, nous pensons donc que cet échantillon est mesuré comme reçu, après avoir été coupé au tour. Puis il électropolit trois fois cet échantillon enlevant successivement 14, 56 et 140  $\mu$ , mais quelle<sup>que</sup> soit la valeur enlevée, il trouve les mêmes  $h_k$ , dix à vingt fois plus faibles que lors de sa première expérience. Il apparaît donc une forte similitude entre nos échantillons Ni I et Ni II "coupé", et son premier échantillon, ainsi qu'entre ses échantillons électropolis et notre échantillon Ni II "coupé" puis électropoli<sup>(4)</sup>. Mais jamais le recuit ou l'électropolissage ne diminue pour nous  $h_k$  d'un facteur 10 à 20.

Le principal problème qui se pose dans l'interprétation de ces résultats est la méconnaissance que nous avons tout comme Wey-Yen, de la densité des dislocations de surface. Certes, recuit ou électropolissage peuvent peut-être entraîner une variation d'un autre paramètre que la densité de dislocation, mais nous pensons néanmoins que ce paramètre change fortement et ceci, compte tenu des résultats d'Anderson et de Peterson<sup>(15)</sup>.

Plusieurs hypothèses sont possibles.

- ou bien nous avons une densité de dislocations très faible pour nos deux échantillons.

(4) Ni II(c) = Ni II "coupé" puis électropoli

- ou bien au contraire cette densité est trop forte,

- ou bien enfin, son importance est très faible sur le comportement de  $h_k$ .  
Il est certes difficile de choisir entre ces trois possibilités. Néanmoins, la première nous semble fort peu probable car il est bien connu qu'un corps coupé au tour a une forte densité de dislocations.

Cependant, quelle que soit notre densité de dislocations, nous pensons être, quand à ce paramètre, dans des conditions identiques à celles où se trouvaient K. Wey-Yen. Notre désaccord est total avec lui et semble être dû à l'existence d'un autre paramètre que la densité de dislocations. Wey-Yen expliquait la diminution de  $h_k$  par l'existence d'une couche de Beilby (couche amorphe apparaissant à la surface extérieure d'un corps coupé, par exemple, au tour). Des investigations sur ce sujet<sup>(34)</sup> éliminent l'existence de cette couche, telle que la suppose Wey-Yen. Celui-ci parle aussi de la porosité du nickel étudié, après électropolissage. Aussi étrange que cela paraisse, il ne faut pas écarter à priori une telle explication.

Si, aux basses températures, il semble, d'après les expériences d'Anderson et Johnson (12) que l'effet des dislocations est important, aux températures supérieures à 1 K, leur effet, par contre, semble négligeable. De nos mesures sur le fer, le cobalt et le nickel, il nous est impossible de voir une variation nette et répétitive sur  $h_k$ . Il serait intéressant de reprendre ces expériences à plus basse température afin de voir si nous trouvons une variation importante suivant le traitement subi par les échantillons.

#### Comparaison avec la théorie de Khalatnikov

Rappelons que d'après les calculs de Khalatnikov, on a :

$$h_k = \frac{16 \pi^5 k_B^4 \rho_L c_L F(\rho/c) T^3}{15 \rho_s c_f^3}$$

Pour les 3 corps étudiés, nous avons sensiblement des rapports  $\frac{h_k^{exp.}}{h_k^{th.}}$  identiques (Ou  $h_k^{exp.} = h_k^{expérimental}$  et  $h_k^{th.} = h_k^{calculé}$  à partir de la théorie de Khalatnikov). En effet, nous avons  $\frac{h_k^{exp.}}{h_k^{th.}} \approx 100$ .

La limite supérieure de  $h_k$  a été calculé par Jones et Pennebaker<sup>(53)</sup> puis reprise par de nombreux auteurs. Cette limite peut être obtenue en considérant que le coefficient de transmission utilisé dans les calculs de Khalatnikov est égal à l'unité. Cette limite est souvent appelée "limite de radiation des phonons" ou encore "limite du corps noir".

On a :

$$h_k^{P.R.} = \frac{2\pi^4 k_0^2}{5\hbar \Theta_D^2} \frac{(3\pi)^{2/3} T^3}{(n)^{2/3}}$$

$$h_k^{P.R.} = \frac{1,93 \cdot 10^5}{M} \left( \frac{P.P.s}{M} \right)^{2/3} \frac{T^3}{\Theta_D^2}$$

(Toutes les constantes ci-dessus sont définies dans le chapitre I).

Si nous calculons maintenant  $\frac{h_k^{P.R.}}{h_k^{exp.}}$  nous trouvons pour les trois corps étudiés des valeurs assez semblables :

$$\frac{h_k^{P.R.}}{h_k^{exp.}} \approx 3$$

Ceci ne fait que confirmer la thèse de N. Snyder<sup>(36)</sup>. En effet, elle a remarqué que les corps ayant une forte température de Debye  $\Theta_D$  ont des valeurs de  $h_k$  expérimentales plus proches de  $h_k^{P.R.}$  que de  $h_k^{th.}$ .

Sur ce montage B. Hébral a fait aussi des mesures de résistances de Kapitza sur la glace et le plomb-indium. Compte tenu de ces mesures nous pouvons affirmer que l'uniformité de nos résultats provient bien d'une dépendance de  $h_k$  d'un paramètre physique tel que  $\Theta_D$ . Il nous semble donc que, si  $h_k$  ne varie pas avec  $\Theta_D^{-3}$ , il dépend néanmoins de  $\Theta_D^{-n}$ ,  $n$  étant à déterminer.

Anderson et Johnson<sup>(12)</sup> portent les valeurs de  $R_k T^3$  pour six corps mesurés en fonction de  $\Theta_D^2$  et ils obtiennent approximativement une droite. Les valeurs expérimentales portées correspondent aux échantillons recuits et (ou) électropoliés. Dans le cas du nickel, de l'étain et du platine, les mesures proviennent de K. Wey-Yen. Pour le nickel, nos valeurs ne se situent pas sur leur droite. L'étain a été très peu électropoli

$I, 5 \mu$  d'enlevé. Cela ne peut guère être considéré comme un électropolissage sérieux. Pour le mercure, il n'est précisé nulle part par Neeper<sup>(37)</sup> que ses échantillons sont recuits ou électropolis. L'or, d'après Whalan et Osborne<sup>(38)</sup> n'est pas recuit et très faiblement électropoli. Ainsi, les conclusions sur la dépendance en  $\theta_D^{-2}$  de  $h_k$  paraissent à première vue hâtives, il serait intéressant de reprendre le travail de Challis et de le compléter pour voir si la dépendance expérimentale de  $h_k$  en  $\theta_D^{-1}$  est toujours observée.

En conclusion de notre comparaison avec la théorie de Khalatnikov, nous ne pouvons que confirmer l'existence d'un autre mécanisme de transfert de chaleur que celui indiqué par ce dernier. Les théories de Challis, Dransfeld et Wilks<sup>(4)</sup> ou celles de Toombs et Challis<sup>(II)</sup> qui toutes deux incluent l'importance de l'attraction des forces de Van der Waals entre les atomes d'hélium et la paroi solide, apportent certainement une amélioration à la théorie de Khalatnikov. Le fait de trouver une dépendance de  $h_k$  en  $T^n$  avec  $n > 3$  ne peut que confirmer ces théories. Néanmoins ces améliorations sont insuffisantes.

C O N C L U S I O N

Des mesures de résistance de Kapitza faites sur le cobalt, le fer et le nickel, il apparaît

une relative uniformité entre les amplitudes de  $h_k$ , qui semble traduire une dépendance de  $h_k$  en fonction de  $\theta_D$ .

une variation de  $h_k$  en  $T^n$ , avec  $3 \leq n \leq 3,6$  qui est en faveur des théories de Challis, Dransfeld et Wilks.

une absence de variation de  $h_k$  avec le traitement subi par l'échantillon (recuit ou électropolissage).

Compte tenu de ces résultats, il nous semble difficile de considérer la variation de  $h_k$  pour les échantillons de nickel de Wey-Yen comme étant due à un changement dans la densité des dislocations de ses échantillons.

Pour nos échantillons recuits, comme pour ceux qui sont coupés, nous trouvons à peu près les mêmes valeurs de  $h_k$ . Ceci nous conduit à penser que l'influence des dislocations est très faible à des températures supérieures à 1 K.

La théorie de Peterson et Anderson<sup>(15)</sup> qui paraît expliquer les résultats expérimentaux aux basses températures, ne semble pas ici pouvoir convenir.

Ainsi, encore une fois dans l'étude de la résistance de Kapitza, nous sommes amenés à penser qu'il existe aux hautes températures des mécanismes de transfert de chaleur encore inconnus et qui permettraient d'expliquer le désaccord entre théorie et expérience, désaccord d'autant plus grand que la température de Debye du corps étudié est plus élevée.

TABLEAU DES VALEURS EXPERIMENTALES DE  $h_k$  ENTRE 20 COPPS SOLIDES ET L'HELIUM II

	Gamme de température	Traitement de l'échantillon et de la surface	Température	$h_k$	$h_k$
CUIVRE (S) (1) Zinoveva (1953) (45)	1 - 2 K	rien sur le traitement	1.9 K 1 K	0.063 0.033	$0.033 T^3$
White, Gonzales, Johnston (1953) (46)	1.2 - 2.1 K	Mesure de K de l'He II Cuivre sans traitement	1.9 K 1 K	0.13 0.027	$0.027 T^{2.6}$
Fairbank Wilks (1955) (47)	0.2 - 1 K	Mesure de K de l'He II Cuivre pur - Surface non traitée	1 K 0.1 K	0.022 $0.022 \cdot 10^{-2}$	$0.022 T^2$
(S) Brown et Osborne (1958) (40)	1.4 - 2.1 K	Cuivre non traité	1.9 K 1 K	2.50 0.19	$0.19 T^4$
Challis, Dransfeld, Wilks (1961) (44)	1.4 - 2.17 K	Cuivre écroui à l'acide nitrique (3 mm)	1.9 K	0.50	$0.10 T^{2.5}$
Challis (1962) (17)	1.2 K - 2 K	Cuivre poli mécaniquement Cuivre recuit puis poli	1.9 K 1.9 K	0.25 0.035	$0.05 T^{2.5}$ $0.062 T^{2.7}$
Wey-Yen (1962) (9)	0.6 K - 1 K	Cuivre pureté 3 N surface nettoyée à l'alcool	1 K 1 K	0.062 0.048	$0.048 T^{2.6}$
Johnson et Little (1963) (3)	1 K - 2 K	Cuivre oxydé pendant 1 semaine Cuivre nettoyé sous hélium avec un stylet	1.9 K 1 K	0.74 0.14	$0.14 T^{2.6}$
			1.9 K	0.14	$0.053 T^{3.6}$

(48)	Anderson, Conally, Wheatley (1964)	0.08 ± 0.9 K	Cuivre recuit de pureté 5 N et électropoli	0.8 K	0.004	T <sup>3.7</sup>	
(8)	(S) Challis et Sherlock (1969)	I - 2 K	Cuivre sans traitement	0.1 K	0.910 <sup>-5</sup>	0.075 T <sup>4.1</sup>	
(49)	Zinoveva (1970)	0.05 - 1 K	Cuivre électropoli	1.9 K	0.075	0.02 T <sup>3</sup>	
			Résultats identiques si surface lisse ou rugueuse	1 K	0.02		
				0.1 K	0.0210 <sup>-3</sup>		
<u>PLOMB</u>							
(4)	Challis, Dransfeld, Wilks (1961)	I.4 - 2.17 K	Etat normal	1.9 K	1.51	0.17 T <sup>3.4</sup>	
			Plomb écroui	1.9 K	1.15	0.19 T <sup>2.8</sup>	
(17)	Challis (1962)	I.2 - 2.17 K	Etat normal	1 K	0.19		
			Plomb recuit, pureté 4N5	1.9 K	0.5	T <sup>4</sup>	
			Etat supra	1.9 K	0.96	0.14 T <sup>3</sup>	
(50)	Gittleman-Bczowski (1962)	I.3 - 2 K	Plomb poli	1 K	0.14		
			Etat normal	1.9 K	0.56	0.082 T <sup>3</sup>	
(9)	Wey-Yen (1962)	I.2 - 2.1 K	Plomb pureté 5N7	1.9 K	0.082		
			Etat supra	1 K	0.082		
			avant électropolissage	1.9 K	0.71	0.11 T <sup>2.9</sup>	
			après électropolissage	1 K	0.11		
			après recuit	1.9 K	0.73	0.106 T <sup>3</sup>	
			4 mois à l'ambiante	1 K	0.106		
			nettoyage sous helium	1.9 K	0.19	0.024 T <sup>3.2</sup>	
			avec un stylet	1 K	0.024		

$$\frac{h_n}{h_s} = 2.3$$

Parnes (1964)<sup>(51)</sup>

Challis et Cheeke (1965)<sup>(52)</sup> 1.3 - 2 K

$$\frac{h_n}{h_s} = 1.85 \text{ quel que soit } T$$

(S) Challis et Sherlock (1969)<sup>(8)</sup> 1 - 2 K

Cheeke (1970)<sup>(7)</sup> 1.2 - 2 K

$$\frac{h_n}{h_s} = 10$$

$$\frac{h_n}{h_s} = 2.1$$

Plomb non traité	I 9 K	0.60	0.12 T <sup>2.5</sup>
Ftat normal	I K	0.12	
Plomb recuit, pureté 5N surface bombardée par des ions argon			
Ftat normal	I 9 K	2.89	0.37 T <sup>3.2</sup>
Ftat supra	I K	0.37	
	I 9 K	1.56	0.20 T <sup>3.2</sup>
	I K	0.2	
Plomb non traité	I 9 K	1.22	0.10 T <sup>3.9</sup>
Ftat normal	I K	0.10	
Plomb recuit 20 j. à 300 K, nuis coupé sous He			
normal	I 9 K	1.70	0.32 T <sup>2.6</sup>
	I K	0.32	
supra	I 9 K	0.17	0.0075 T <sup>4.9</sup>
	I K	0.0075	
Même échantillon que ci-dessus plus recuit 3 j. à 77 K 5 j. à 300 K			
normal	I 9 K	1.71	0.25 T <sup>3</sup>
	I K	0.25	
supra	I 9 K	0.81	0.10 T <sup>3.25</sup>
	I K	0.10	

(1) Les auteurs dont le nom est précédé de (S) on fait leurs mesures par des méthodes d'atténuation du 2e son.

NIOPHIUM(18)  
Mittag (1972)

Tourné au tour, nettoyé à l'acétone, et à l'éthanol	I.9 K	0.18	0.017 T <sup>3.62</sup>
Recuit (1850° - 4 h)	I.9 K	0.40	0.020 T <sup>4.65</sup>
Poli chimiquement			

ALUMINIUM(18)  
Mittag (1972)

Echantillon ultra pur (RRR = 13 000) recuit 1 heure à l'air, refroidi en 24 h.	I.9 K	0.52	0.035 T <sup>4.21</sup>
Tourné au tour, dégraissé, poli chimiquement pendant 3,5 minutes			
Alliage d'aluminium, type 6061, tourné au tour, dégraissé	I.9 K	0.6	0.09 T <sup>3</sup>
Utilisé sans traitement	I.9 K	0.76	0.058 T <sup>4</sup>
Dans l'état supraconducteur en-dessous de 1.19 K	I K	0.058	

(S) Challis et Sherlock (1969) (8)

I - 2 K

INDIUM(50)  
Gittleman et Bozowski (1962)

I.3 - 2 K

Poli mécaniquement normal	I.9 K	0.75	0.11 T <sup>3</sup>
	I K	0.11	

$$\frac{h_n}{h_s} = 1.10$$

	I.9 K	0.68	0.17 T <sup>3</sup>
	I K	0.099	

(53)  
Neeper et Dillinger (1964)

I - 2.17 K

Indium spectroscopiquement pur et recuit. Etat normal et supraconducteur	I.9 K	1.17	0.17 T <sup>3</sup>
	I K	0.17	
Même traitement autre échantillon	I.9 K	0.28	0.05 T <sup>2.7</sup>
	I K	0.05	

(S) Challis et Sherlock (1969)<sup>(8)</sup> I - 2 K Utilisé sans traitement 0.50 0.034 T<sup>4.2</sup>  
 I K Etat normal 0.034

ETAIN

Gittleman et Bozowski (1962)<sup>(56)</sup> I.3 - 2 K Poli mécaniquement normal 1.23 0.18 T<sup>3</sup>  
 I K 0.18  
 I.9 K I.17 0.017 T<sup>3</sup>  
 I K 0.17

Mey-Yen (1962)<sup>(9)</sup> I.2 - 2.1 K Pureté 4N7. Mêmes résultats 0.52 0.081 T<sup>2.9</sup>  
 avant et après électropolissage dans l'état normal ou supraconducteur I K 0.081

(S) Challis et Sherlock (1969)<sup>(8)</sup> I - 2 K Utilisé comme reçu 1.20 0.092 T<sup>4</sup>  
 I K Etat normal 0.092

MERCURE

Neeper, Pearce, Masilik (1967)<sup>(54)</sup> I.1 - 2.1 K Mercure avec 50 ppm normal 1.95 0.2 T<sup>3.3</sup>  
 I K d'impuretés 0.2  
 I.9 K 1.7 0.15 T<sup>3.3</sup>  
 I K supra 0.15

$$T = 1.9 \text{ K} \quad \frac{h_n}{h_s} = 1.14$$

NICKEL

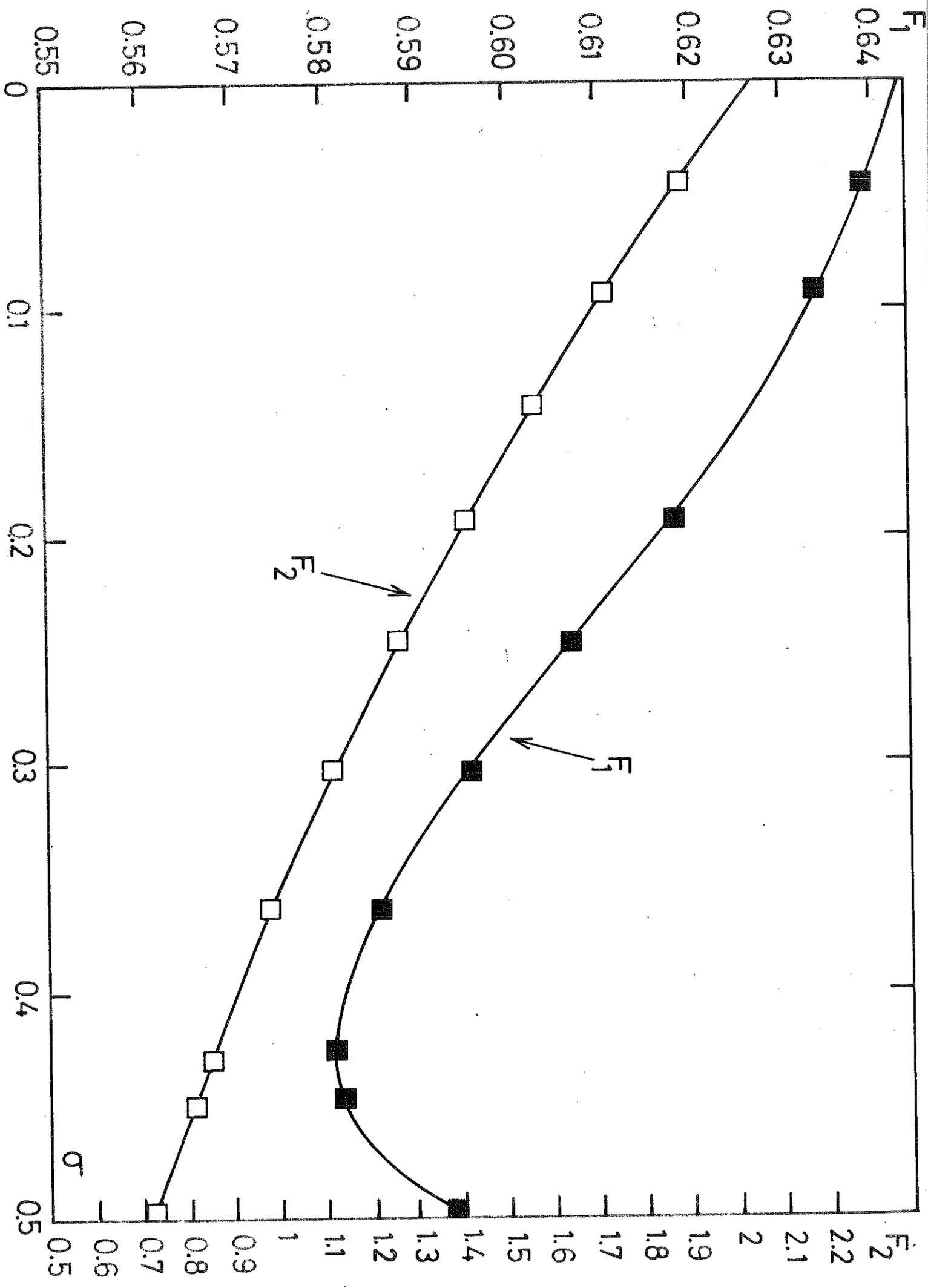
Mey-Yen (1962)<sup>(9)</sup> I.2 - 2.1 K Pureté 4N, électropoli 0.037 0.014 T<sup>1.5</sup>  
 I K 0.014  
 I.9 K 0.40 0.062 T<sup>2.9</sup>  
 I K Même pureté, avant électropolissage 0.062

<u>PLATINE</u> Wey-Yen (9)	I.2 - 2.1 K	Pureté 3 N, recuit à 500°C	I.9 K	0.21	0.047 T <sup>2.3</sup>
<u>TUNGSTENE</u>					
Johnson et Little (1963) (3)	I.2 - 2.17 K	Pureté 3N5	I.9 K I K	0.86 0.13	0.13 T <sup>3</sup>
<u>ARGENT</u> Clement et Frederking (1966) (55)	I.4 - 2.17 K		I.9 K	0.63	
<u>SILICIUM</u> Johnson et Little (1963) (3)	I.2 - 2.17 K	Monocrystal, interface (III) attaquée, avec faible ou forte densité de dislocations	I.9 K I K	0.42 0.029	0.029 T <sup>4.5</sup>
		Monocrystal, interface (III) non attaquée, faible densité de dislocations	I.9 K I K	0.37 0.048	0.048 T <sup>3.2</sup>
<u>CONSTANTAN</u> Andronikashvili et Mirskaia (1956) (56)	I.3 - 2.2 K		I.9 K I K	0.3 0.07	
<u>FLUORURE DE LITHIUM : LiF</u> Johnson et Little (1963) (3)	I.2 - 2.17 K	Monocrystal, pureté 4 N interface : plan de clivage	I.9 K I K	0.48 0.043	0.043 T <sup>3.75</sup>
<u>CHLORURE DE POTASSIUM : KCl</u> Johnson (1964) (57)	I.2 - 2.1 K	Cristal clivé dans l'hélium	I.9 K I K	0.69 0.083	0.083 T <sup>3.3</sup>
<u>SAPPHIRE : Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub></u> Gittleman et Bozowski (1962) (50)	I.3 - 2 K	Monocrystal poli à la main	I.9 K I K	0.16 0.023	0.023 T <sup>3</sup>

SAPHIR : $Al_2O_3$						
Whelan et Osborne (1972) <sup>(38)</sup>	I.2 - 2K	Echantillon commercial - poli mécaniquement	I.9K	0,15	0,018T <sup>3,4</sup>	
QUARTZ : $SiO_2$						
Challis, Dransfeld, Wilks (1961) <sup>(4)</sup>	I.4 - 2.I7 K	Monocrystal surface dépolie	I.9 K I K	0.4 0.08	T <sup>2.5</sup>	
Wey-Yen (1962) <sup>(9)</sup>	I.2 - 2.I K	Monocrystal surface polie et nettoyée à l'alcool	I.9 K I K	0.58 0.057	0.057 T <sup>3.6</sup>	
ETHYLSULFATE DE CERIUM : CeES						
Glättli (1968) <sup>(58)</sup>	I.4 - 2.I7		I.9 K	0.15	0.033 T <sup>2.4</sup>	
ETHYLSULFATE DE PRASEODYME : PrES						
Glättli (1968) <sup>(58)</sup>	I.4 - 2.I7 K		I.9 K	0.14	0.029 T <sup>2.4</sup>	
OR						
Johnson et Little (1963) <sup>(3)</sup>	I.2 - 2.I7K	Pureté 4N surface nettoyée	I.9K JK	0.86 0,13	0.13T <sup>3</sup>	
Whelan et Osborne (1972) <sup>(38)</sup>	I.2 - 2K	Pureté 4N5 poli mécaniquement + bref électropolissage	I.9K	0,4	0,05T <sup>3,5</sup>	

Corps	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	Rapport de Poisson $\sigma$	$10^{-5} C_p$ (cm <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> )	$10^{-5} C_T$ (cm <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> )	$\theta_D$ (K)	$F = F_1 + F_2$	$10^3 a$ ( $h_k = aT^3$ )
Ag	10.635	0.363	3.789	1.758	226.5	1.567	3.81
Al	2.734	0.353	6.794	3.235	426.6	1.588	2.41
Au	19.488	0.421	3.361	1.239	161.7	1.443	5.47
Bi	9.800	0.333	2.270	1.133	106	1.641	16.2
Co	8.836	0.311	5.827	3.049	453	1.695	0.951
Cu	9.018	0.345	4.726	2.298	331.2	1.650	2.12
Fe	7.860	0.285	6.064	3.325	479	1.765	0.858
In	7.471	0.425	2.738	0.988	111	1.433	27.9
Ni	8.968	0.288	5.894	3.219	476.3	1.759	0.826
Pb	11.357	0.405	2.158	0.860	91.1	1.471	28.6
Sn	7.389	0.315	3.500	1.817	201	1.803	5.71
W	18.7	0.287	5.233	2.860	374	1.759	0.565
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	3.968	0.237	10.808	6.350	1 020	1.894	0.262
H <sub>2</sub> O sol.de	0.960	0.303	3.592	1.909	201	1.716	36.1
KCl	2.038	0.268	4.090	2.312	235	1.813	10.1
LiF	2.646	0.192	7.323	4.518	734	2.033	1.17
Si	2.331	0.223	8.945	5.341	638	1.937	0.766
SiO <sub>2</sub>	2.533	0.206	6.633	4.038	552	1.986	1.67

Tableau n° 2



A P P E N D I C E    n° 2

---

ANOMALIE DE  $\Delta T$  EN FONCTION DE  $\dot{\Phi}$

---

I - INTRODUCTION

Il a été calculé par de nombreux auteurs dont Frederking<sup>(40)</sup> que pour le calcul de  $h_k$  dans la limite de radiation des phonons (cf. ch. IV) si  $h_0 = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{\dot{\Phi}}{\Delta T}$  on a :

$$h = h_0 \left( 1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta T}{T} + \left( \frac{\Delta T}{T} \right)^2 + \dots \right)$$

Ce calcul est aussi parfaitement classique en conductibilité thermique. Pour un  $h_k$  déterminé, Goodley et Irely<sup>(41)</sup> constate la linéarité jusqu'à des puissances de  $0,1 \text{ W cm}^{-2}$ .

En conductibilité thermique, tous les auteurs observent bien cette linéarité de  $\Delta T$  en fonction de  $\dot{\Phi}$ . Pour nos mesures sur les échantillons de Cu (fig. n° I3), de nickel (fig. n° I4), de fer et de cobalt (figures non publiées pour ces deux derniers corps) on remarque aussi la linéarité.

Mais Cheeke et Hébral voulant mesurer la température de la surface à l'aide d'un thermocouple furent amenés pour améliorer la précision, à augmenter les dimensions de l'aire de l'interface.

Ils s'aperçurent alors que la variation de  $\Delta T = [T_{R_1}(\dot{\Phi} \neq 0) - T_{R_1}(\dot{\Phi} = 0)]$  en fonction de la puissance dissipée  $\dot{\Phi}$ , n'était ni linéaire ni incurvée dans le sens prévu ci-dessus, mais dans le sens contraire.

Cette anomalie est souvent observée, mais pas systématiquement. D'autres auteurs tels Kapitza, Wey-Yen, Cheeke, Frederking et Mittag le remarquent également, nous allons revenir par la suite sur leurs observations.

Comme les différentes courbes des figures (n° 8 à 18) le montrent, la valeur de cette anomalie peut être telle que  $R_K$  n'est plus définie avec précision. Il est important de noter que de nombreux auteurs tels Wey-Yen<sup>(9)</sup>, Johnson et Little<sup>(3)</sup> et Mittag<sup>(18)</sup> ont des échantillons avec des dimensions telles que d'après nos mesures, ils peuvent observer l'anomalie.

En général, lors des mesures de résistance de Kapitza pour une température du bain déterminée on calcule une ou deux valeurs de  $\frac{\Delta T}{\dot{Q}}$ . Ce qui peut expliquer que cette anomalie fut peu souvent observée. Néanmoins, l'analyse des premières mesures de Kapitza<sup>(42)</sup> suggère cette même anomalie, visible en général vers 2 K. Le manque de précision dans la reproduction des courbes ne permet pas d'affirmer son existence. Cheeke, lors de ses études sur le plomb observe aussi une faible anomalie. Wey-Yen<sup>(9)</sup> publie ses courbes  $\Delta T = f(\dot{Q})$  pour des échantillons de cuivre avec  $0,57K \leq T \leq 1,21 K$ ,

Il fit trois ou quatre points par courbe et dans ce cas observe une bonne linéarité. Par contre, dans le cas du nickel, il remarque cette linéarité seulement pour  $\dot{Q} \leq 0,6 \text{ mW} \times \text{cm}^{-2}$ . Frederking et al<sup>(43)</sup> a fait des études de la résistance de Kapitza pour des flux de chaleur importants. Dans le cas d'un cylindre de Gallium ( $\phi = 1,2 \text{ mm}$ ) il observe une saturation de  $\dot{Q}$  vers des valeurs élevées de 5 à 7 watts  $\times \text{cm}^{-2}$ , ce qui correspond parfaitement à ce que nous avons remarqué mais dans des gammes de puissance supérieures. Enfin, Mittag<sup>(18)</sup> lors de ses études sur l'aluminium constate lui aussi cette anomalie.

La diversité de ces observations nous entraîne à penser que l'anomalie reflète bien un phénomène physique et non une erreur systématique due au montage. L'observation successive, sur le même montage, de l'absence et de la présence de cette anomalie confirme cette thèse.

## II - RESULTATS

Dans les figures 8 à 18 sont exposés les résultats obtenus par B. Hébral sur des échantillons de Plomb, Plomb-Indium, glace et cuivre et par J. Richard sur le fer, le cobalt et le nickel.

Dans le cas où nous indiquons  $R_K$ , nous calculons  $\Delta T$  sur le thermomètre  $R_T$ , dans une mesure de résistance de Kapitza. Par contre, sur les figures où est inscrit  $K(T)$ ,  $\Delta T$  est calculé sur le thermomètre  $R_3$ .

Dans la seule figure I8, une mesure de  $\Delta T$  est faite sur  $R_I$  ( $\Delta T = \overline{T}_{R_1}(\dot{\phi} \neq 0) - \overline{T}_{R_1}(\dot{\phi} = 0)$ ) lors d'une expérience de conductibilité thermique, en régulant sur le thermomètre  $R_4$ . Nous avons fait des mesures de conductibilité thermique pour essayer de déterminer si l'anomalie est due ou non à la résistance de Kapitza. Nous avons essayé d'isoler successivement plusieurs paramètres pour voir s'ils en étaient la cause.

Voici maintenant les résultats de cette étude. Nous avons pensé que cette anomalie était fonction de la puissance  $\dot{\phi}$  dissipée dans l'échantillon. De nombreux résultats infirment cette idée en particulier, dans le cas du Pb-In 20 % (fig. n° II) nous n'observons pas d'anomalie pour des puissances allant jusqu'à  $10 \text{ mW} \times \text{cm}^{-2}$ , alors que pour le plomb (fig. n° IO) nous l'observons vers  $2,5 \text{ mW} \times \text{cm}^{-2}$ .

Nous avons aussi constaté qu'elle ne paraissait pas dépendre de la valeur de  $h_K$ . En effet si nous prenons le cas du nickel I (figure n° I7) et du plomb (fig. n° IO), nous constatons vers la même température ( $T \simeq 1,2 \text{ K}$ ) une certaine concordance dans les valeurs de  $h_K$ , et si pour le nickel on n'a pas l'anomalie, on remarque le contraire pour le plomb.

Le rôle de la température semble prépondérant. Presque toujours on observe cette anomalie vers 2 K et non pas vers 1 K. Néanmoins, dans le cas de la glace (fig. n° 8) et du plomb (fig. n° IO) on l'a remarquée aussi vers 1 K. L'influence de l'aire de la surface a elle aussi été écartée. Il suffit de voir que pour le même échantillon de fer (ou de cobalt) on observe ou non l'anomalie suivant le traitement subi par l'échantillon (fig. n° I5 et I6).

Un autre paramètre nous a paru important, il s'agit du rapport  $\frac{d}{\bar{p}}$ , du diamètre de l'échantillon à sa longueur. Mais les résultats identiques du cobalt et du fer (fig. n° I5 et I6) récusent cette idée. Dans le cas du plomb indium 2 % nous observons même sur  $K(T)$  une légère anomalie et une autre beaucoup plus importante dans le cas de la glace. Pourtant même si l'influence de  $\frac{d}{\bar{p}}$  peut être prépondérante pour  $K(T)$  rien ne prouve qu'il doit en être de même pour  $R_K$ . En effet, il est connu que lors des mesures de conductibilité thermique, le thermomètre le plus près du chauffage doit se trouver à une distance de l'ordre de "d" à "2d" pour être dans une région d'isothermes planes. Or, ce n'était le cas ni pour le plomb-indium ni surtout pour la glace.

Mason<sup>(44)</sup> qui étudie la conductibilité thermique des corps non isotropes démontre que le flux de chaleur dans un monocristal n'est pas toujours parallèle au gradient de température. Compte tenu que la glace ou le plomb étudiés sont formés d'un agrégat de gros monocristaux, nous pouvons penser que l'anomalie observée sur  $K(T)$  est due à ce phénomène. Par contre, dans le cas des polycristaux de fer, de cobalt ou de nickel formé de petits monocristaux, nous n'avons plus cette possibilité.

Il serait intéressant de faire une expérience avec un cylindre, par exemple de laiton, ou  $d \simeq l$  et de mesurer  $R_k$  et  $K(T)$ . Compte tenu de nos résultats, cette expérience peut nous permettre de clarifier le rôle de  $\frac{d}{l}$ .

Enfin un des paramètres essentiels est l'hélium. Ce problème d'anomalie est peut-être spécifique à la résistance de Kapitza et peut donc dépendre de l'état physique ou chimique de la surface et de son interaction avec les atomes d'hélium. Certes le fait d'observer cette anomalie dans les mesures de  $K(T)$  de la glace tend à récuser cette idée, mais nous avons vu que dans le cas de la glace ceci était peut-être dû à un effet de taille.

Nous avons montré par des contre-exemples qu'on pouvait éliminer comme causes de cette anomalie un certain nombre de paramètres. Mais ces causes sont peut-être multiples et notre élimination hâtive, seuls de nouveaux résultats pourront nous le dire. De plus il existe d'autres possibilités comme le contact entre le chauffage et l'échantillon, ou la position du thermomètre  $R_I$ , etc... Dans ce dernier cas, nous avons mesuré  $\Delta T$  sur  $R_I$  lors d'une mesure de conductibilité thermique et comme nous le voyons très bien sur la figure n° 18, nous n'avons pas d'anomalie, alors que lors d'une mesure  $\frac{d}{R_k}$  nous en avons une (cf. fig. n° 18). Une conclusion s'impose, la position du thermomètre ne joue aucun rôle.

### III - CONCLUSIONS

Malgré la diversité des résultats obtenus par des auteurs différents, nous ne pouvons pas actuellement expliquer cette anomalie.

Néanmoins son origine physique paraît nette. De même elle est toujours plus importante vers 2 K que vers 1 K, et n'est observée.

que très rarement vers I K. Les nombreuses mesures de conductibilité thermique au cours desquelles nous n'observons pas cette anomalie (cf. fig. n° I3 et I4, et les résultats identiques sur le fer, le cobalt, le nickel I et le plomb indium 20 % que nous n'avons pas mis dans cette thèse) nous font penser que celle-ci est plutôt un phénomène propre à la résistance de Kapitza, donc à l'hélium. Signalons enfin que les auteurs qui observent cette anomalie (42, 43, I8, 9) ne donnent pas d'explications ou elles ne sont pas justifiées, comme pour Wey-Yen qui l'attribue à la "porosité" de son échantillon. Frederking parle aussi de porosité et d'effet de taille.

---

LEGENDE DES FIGURES DE L'APPENDICE n° 2

Toutes les courbes représentent  $\Delta T = f(\dot{\varphi})$

Fig. 8 - Résistance de Kapitza de la glace.

Fig. 9 - Conductibilité thermique de la glace.

Fig. 10 - Résistance de Kapitza du plomb écroui.

Fig. 11 - Résistance de Kapitza du plomb-indium 20 % dans l'état supraconducteur.

Fig. 12 - Résistance de Kapitza du plomb-indium 2 % dans l'état supraconducteur.

Fig. 13 - Conductibilité thermique d'un long barreau de cuivre.

Fig. 14 - Conductibilité thermique du Ni II coupé puis électropoli (Ni II c)

Fig. 15 - Résistance de Kapitza de l'échantillon de fer recuit.

Fig. 16 - Résistance de Kapitza de l'échantillon de fer "coupé".

Fig. 17 - Résistance de Kapitza du premier échantillon de nickel non traité Ni I.

Fig. 18 - Résistance de Kapitza vers 2 K de l'échantillon de Ni coupé puis électropoli (Ni II c).

Mesure de  $\Delta T$  sur la résistance  $R_1$ , lors d'une expérience de conductibilité thermique sur Ni II c, avec régulation de la température sur la résistance  $R_4$ .

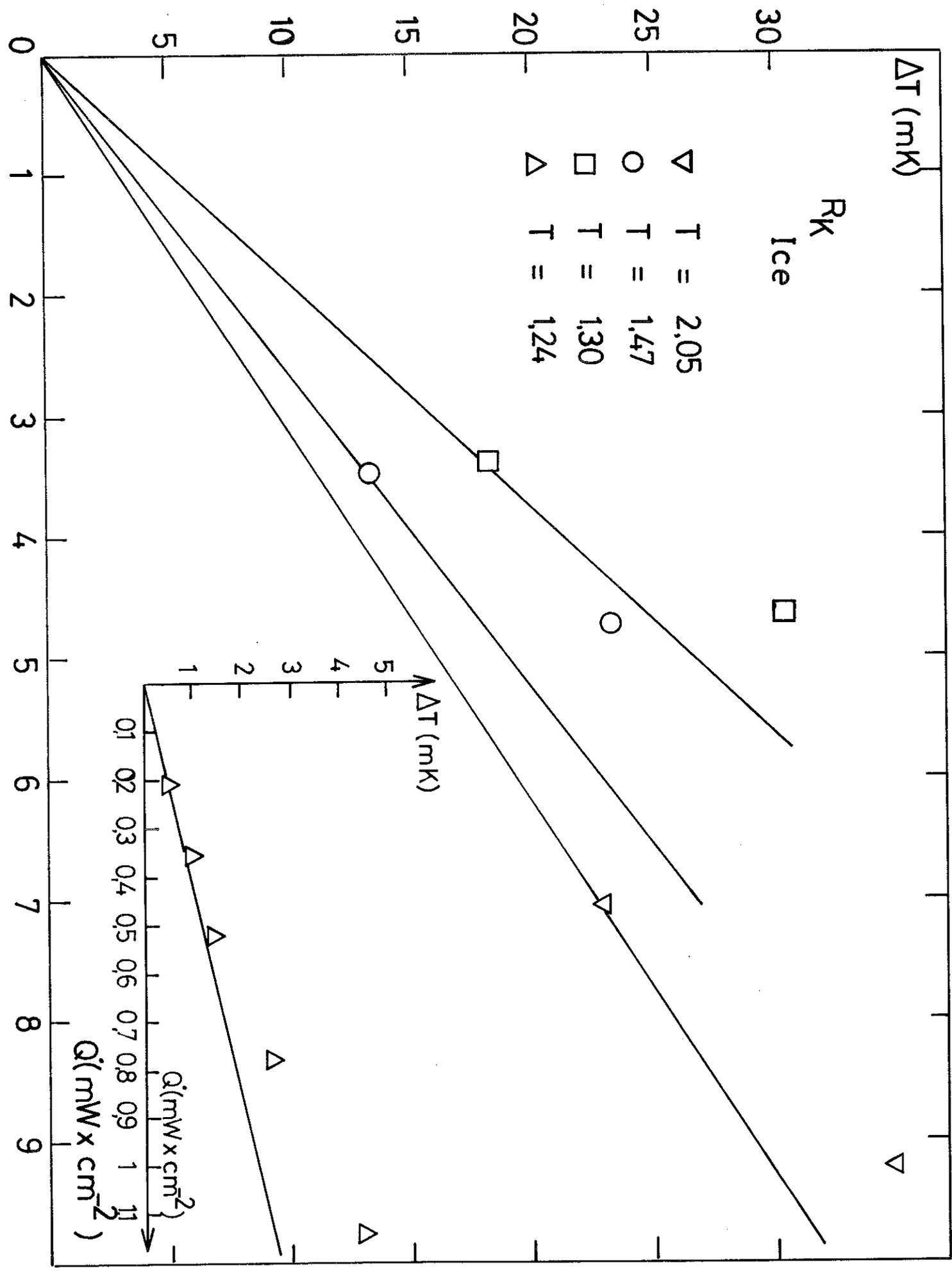


Fig. 8

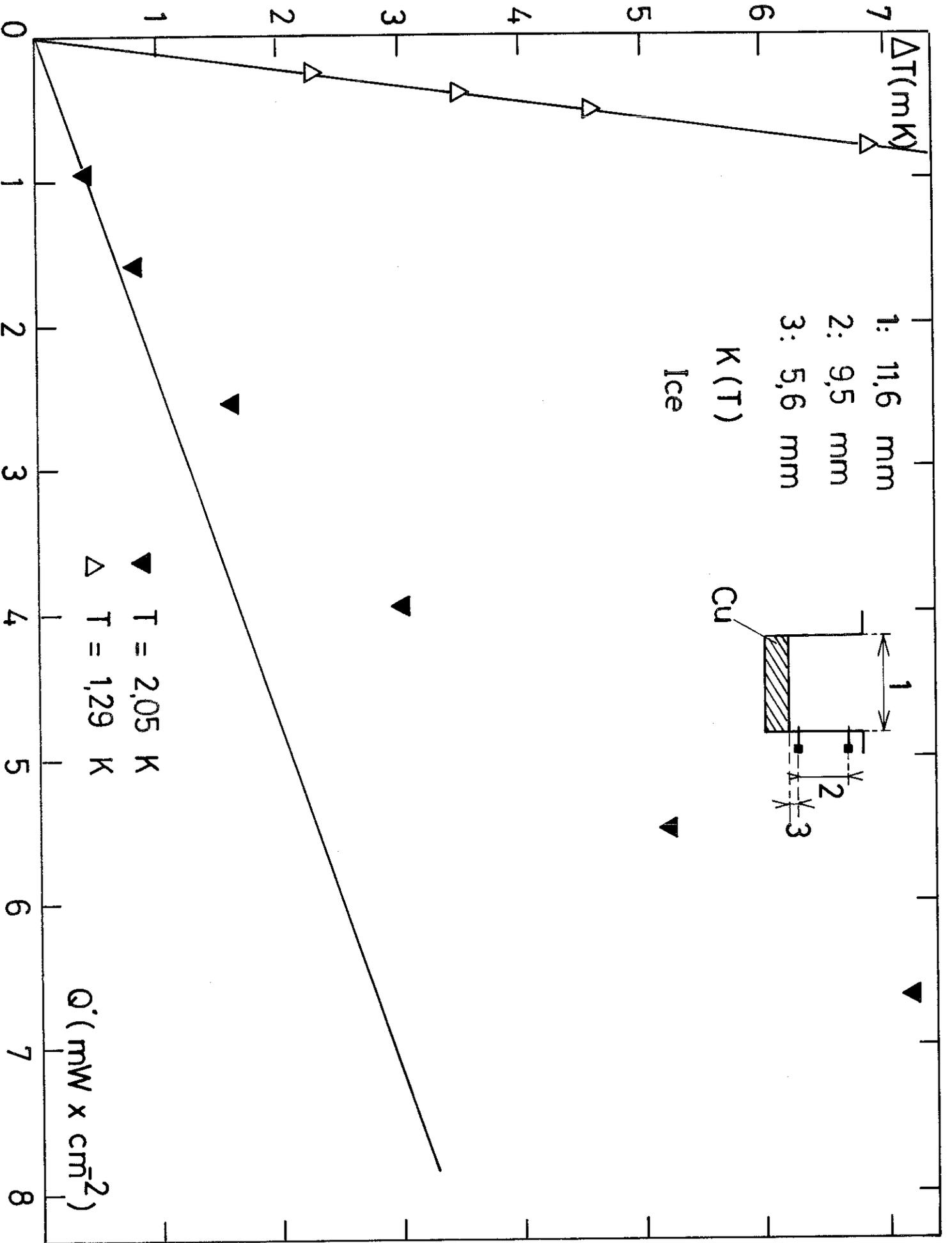


Fig. 9

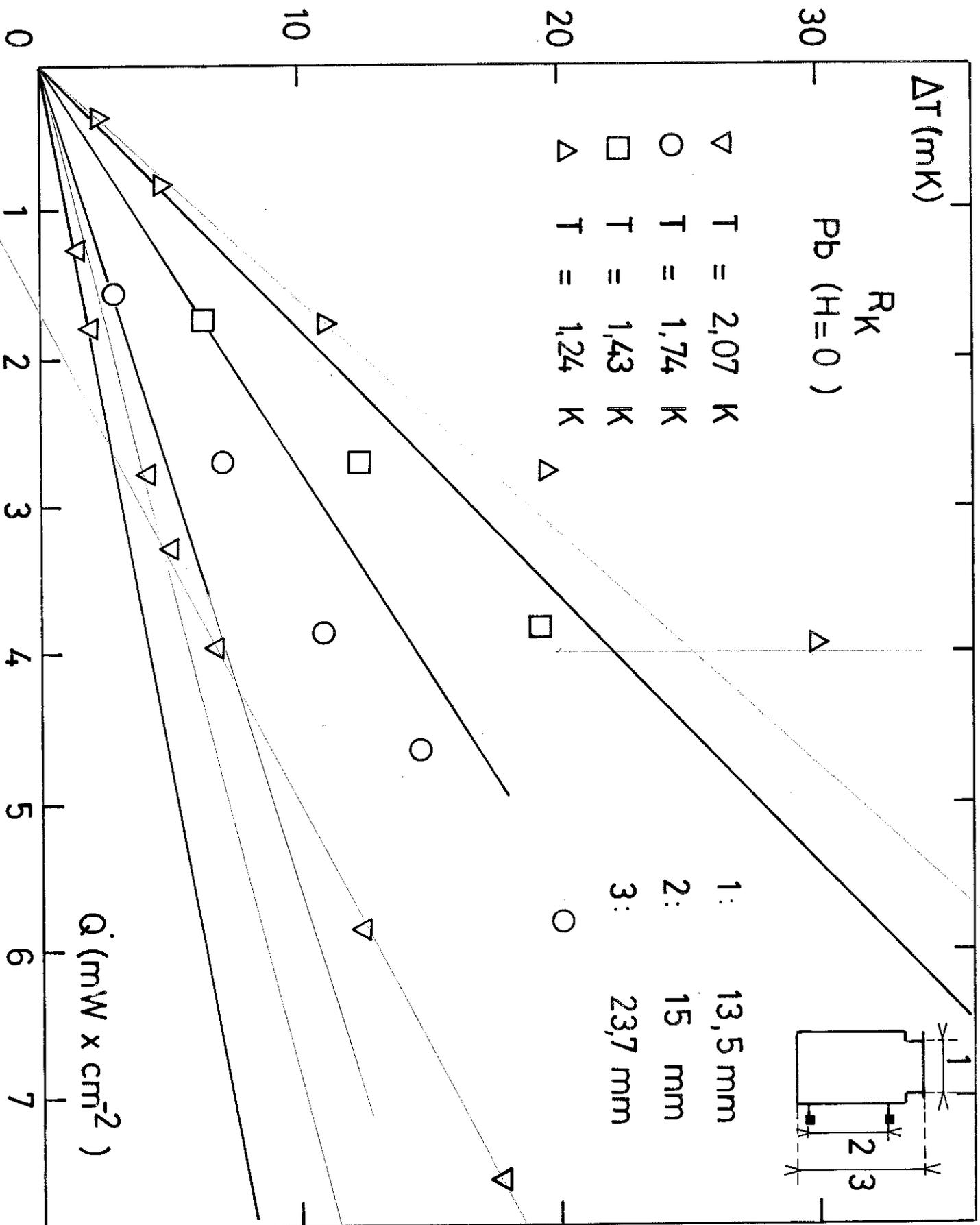


Fig. 10

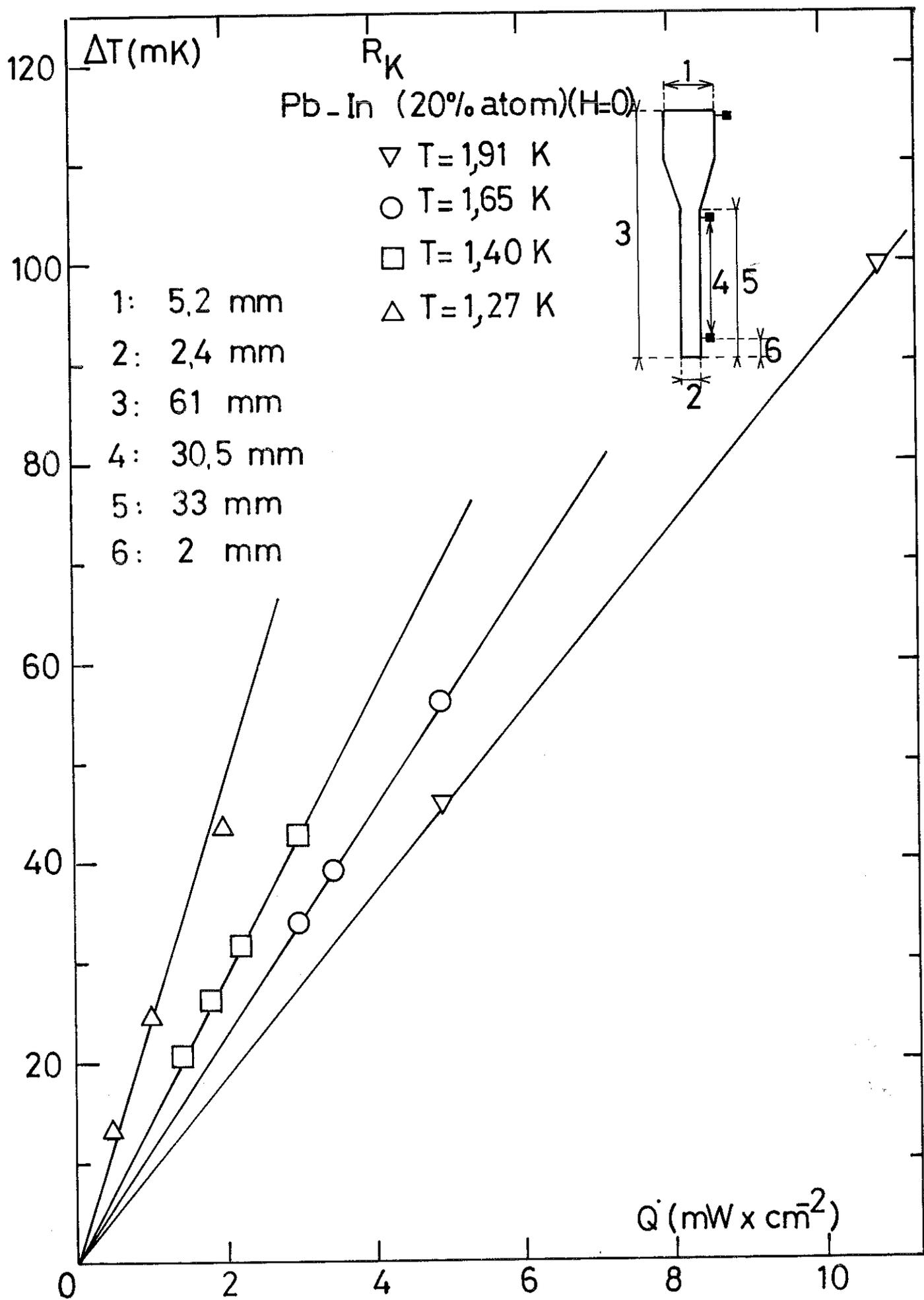


Fig. 11

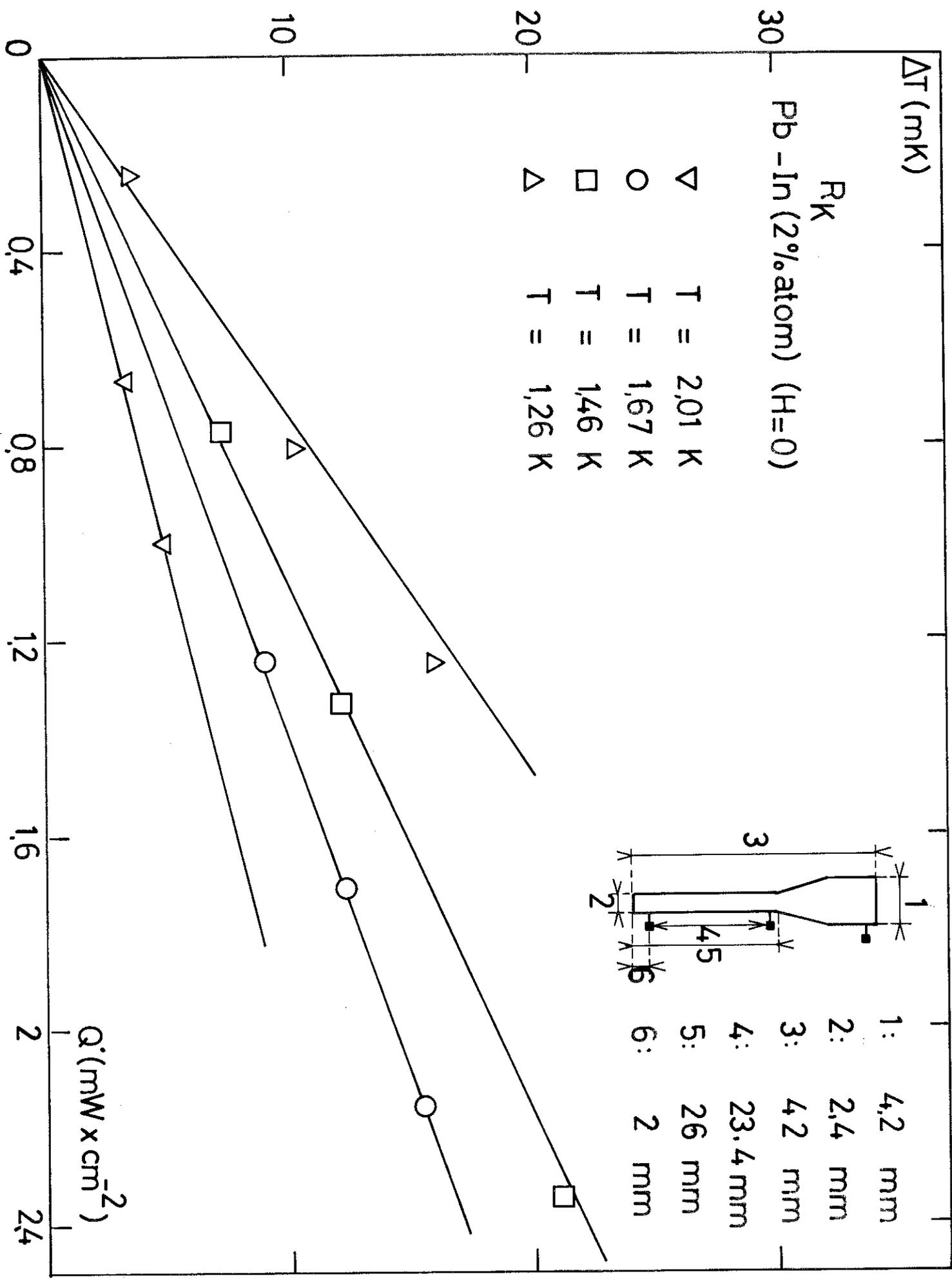


Fig. 12

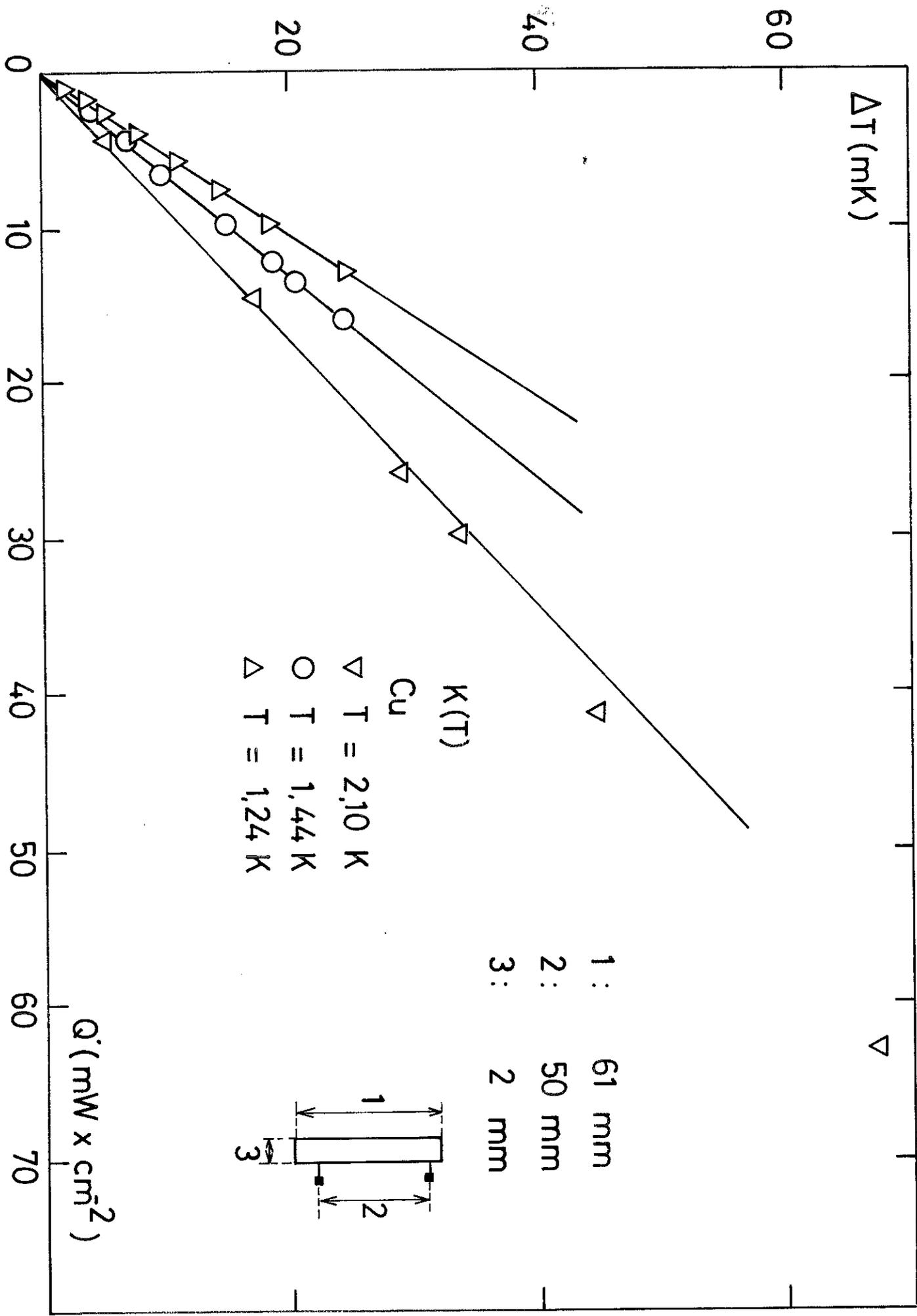


Fig. 13

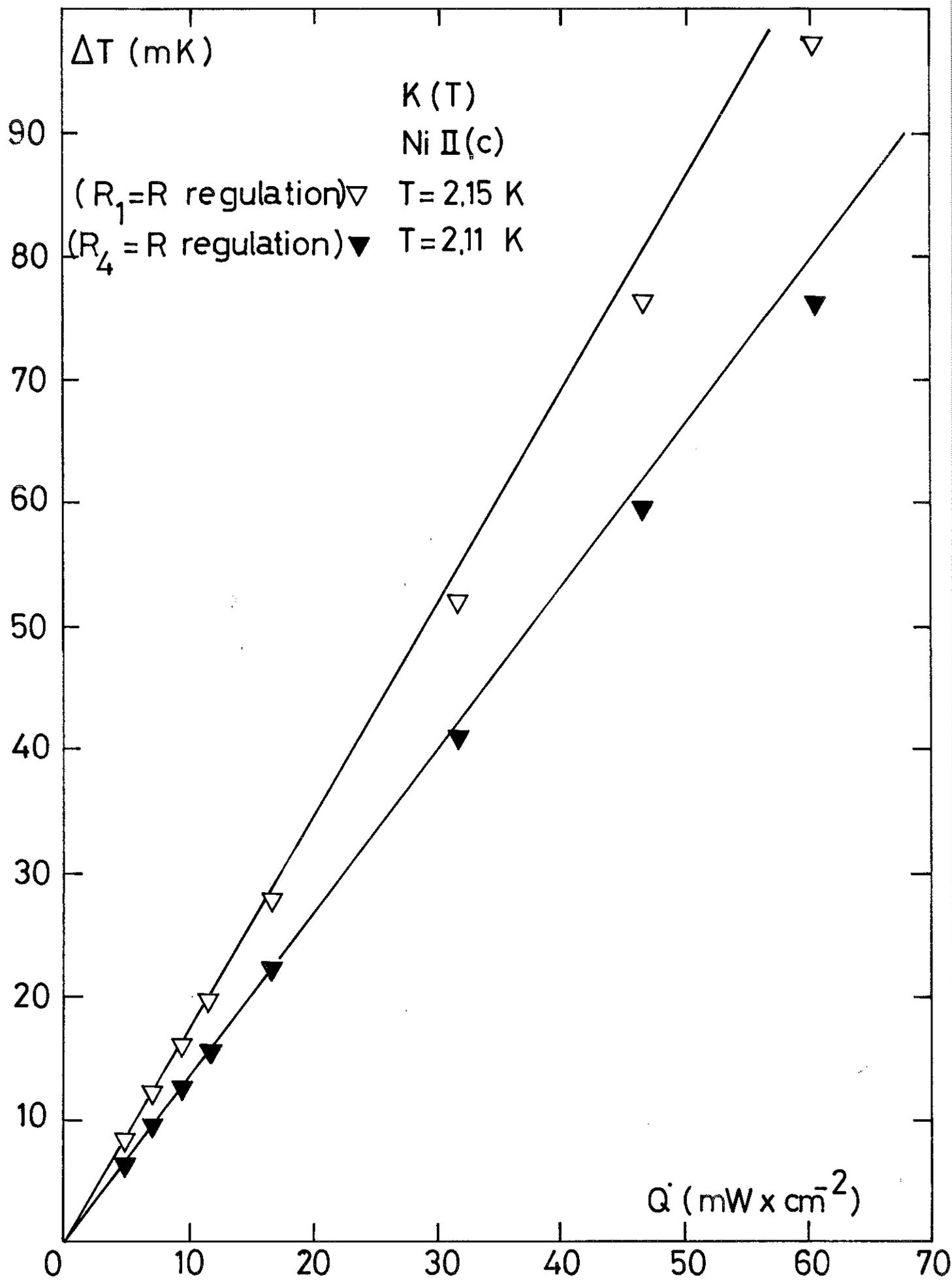


Fig. 14

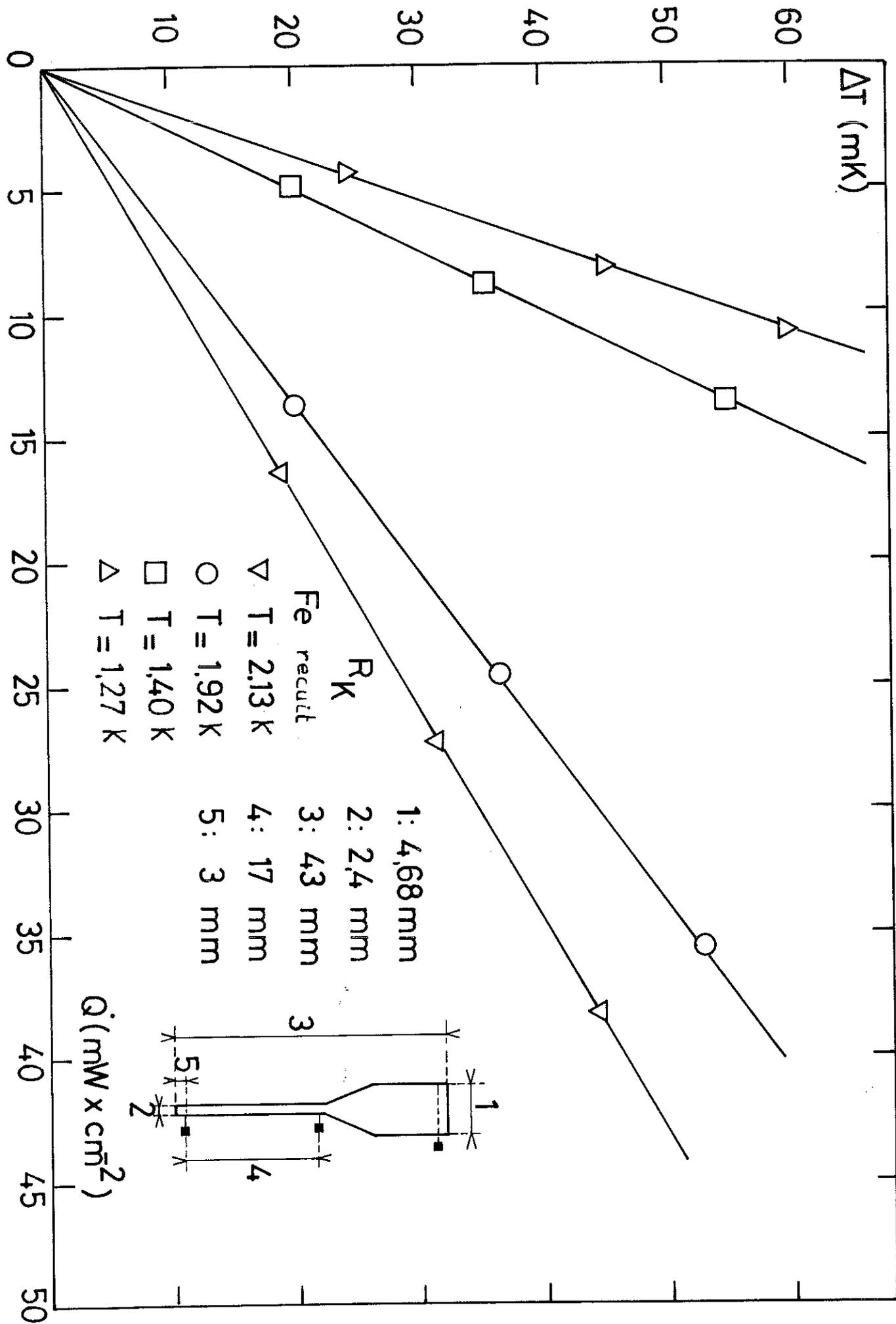


Fig. 15

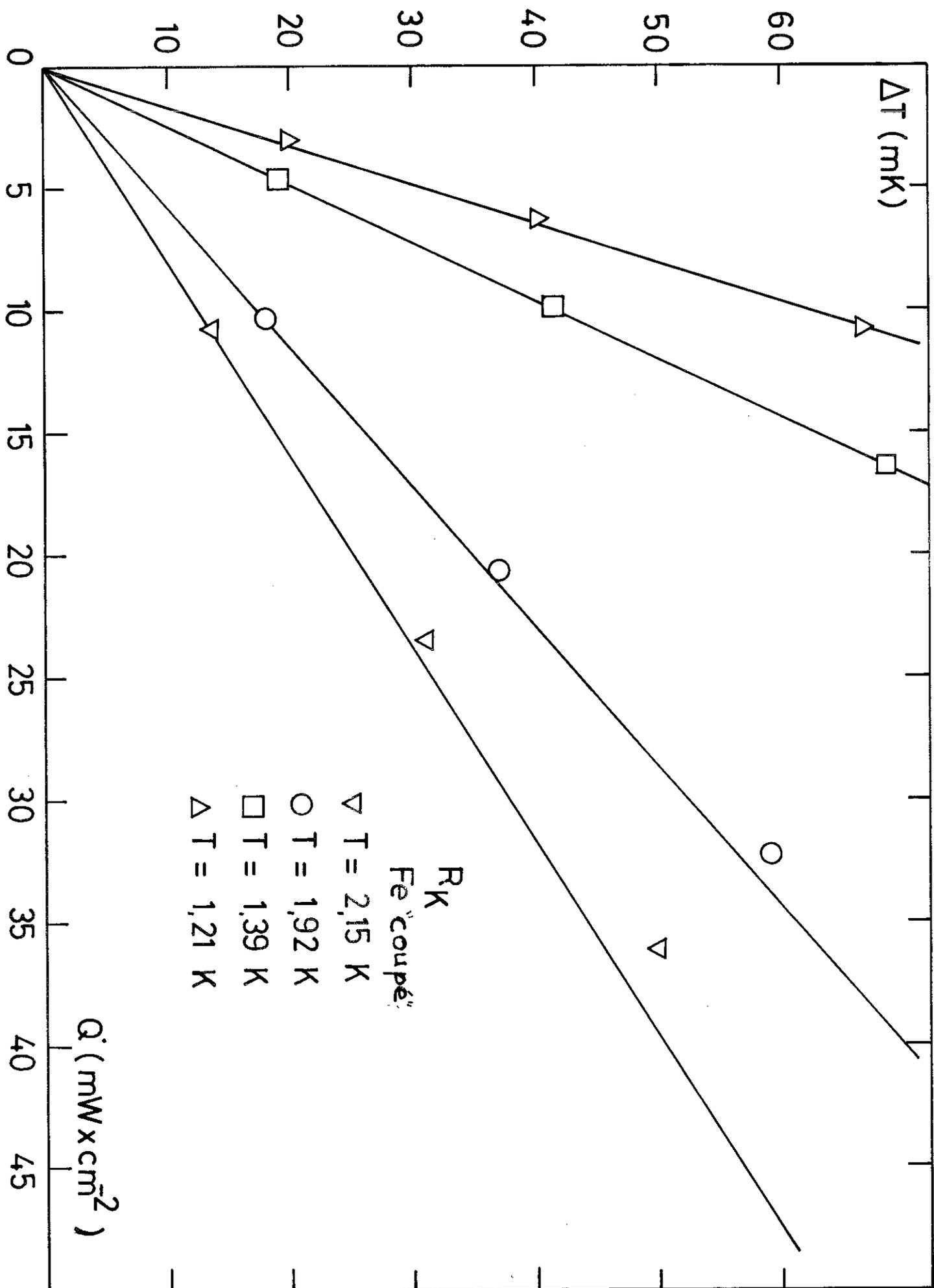


Fig. 16

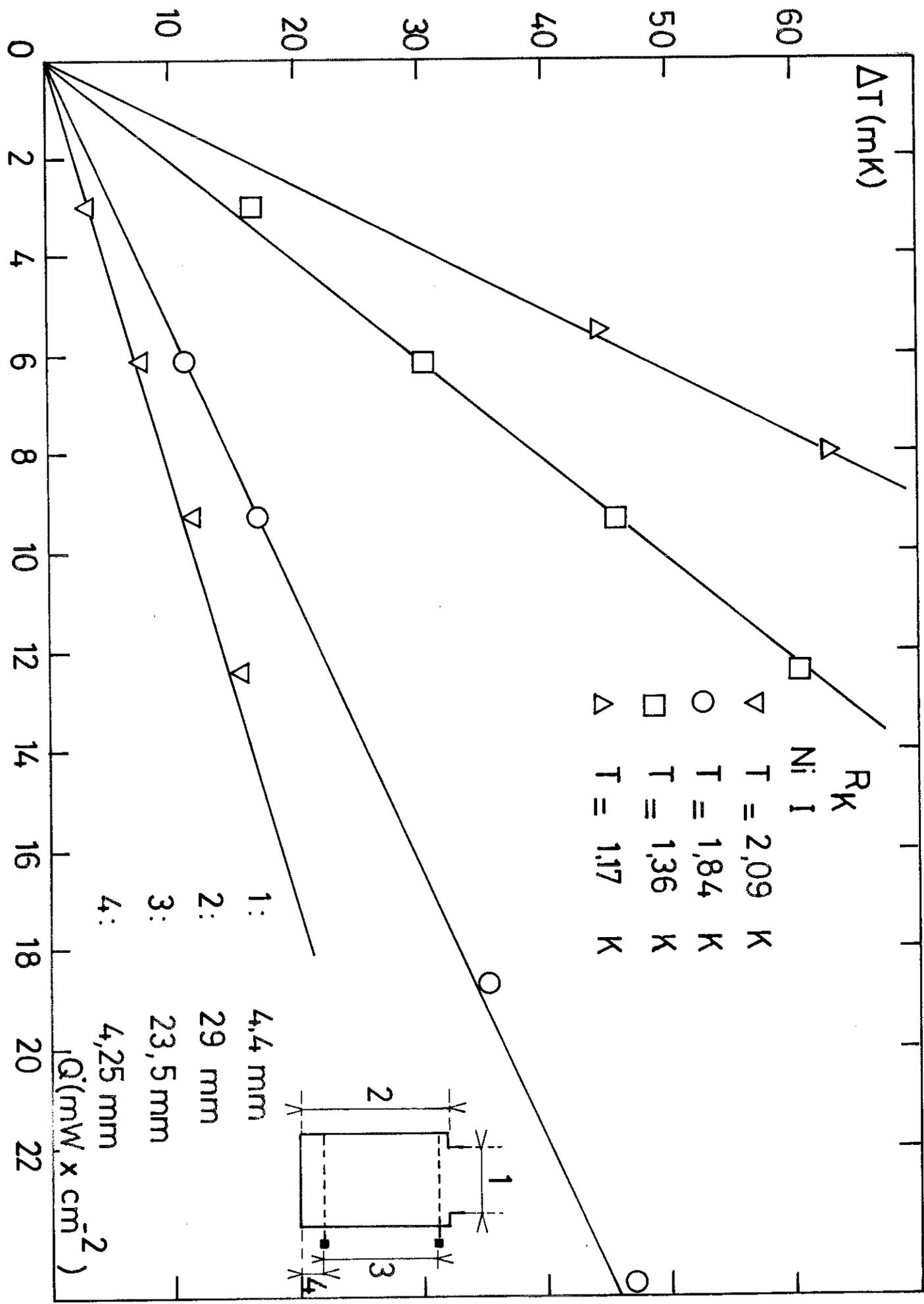


Fig. 17

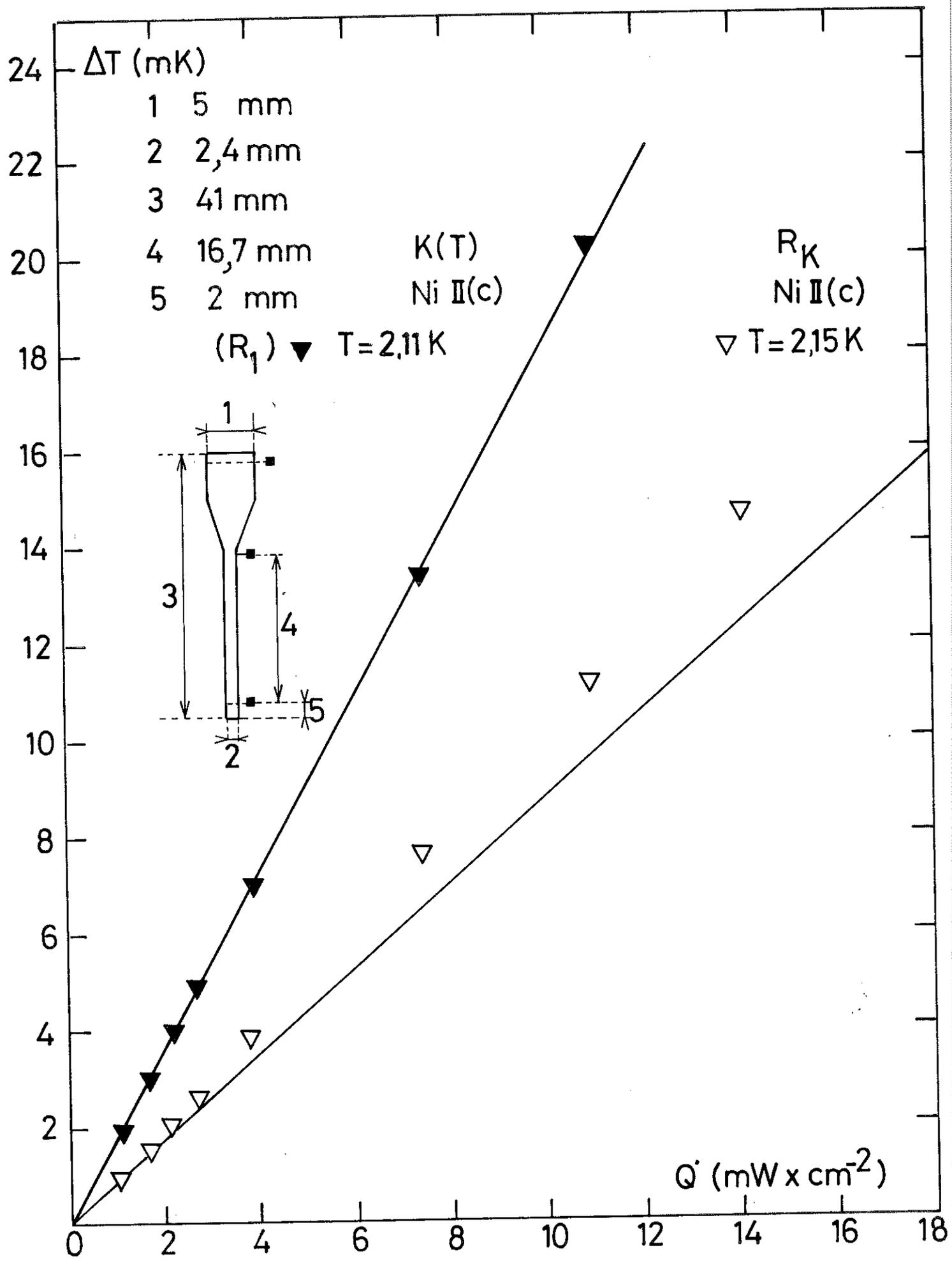


Fig. 18

B I B L I O G R A P H I E

- 1 - I.M. KHALATNIKOV, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 22, 687 (1952) (traduction anglaise)
- 2 - I.M. KHALATNIKOV, Introduction to the theory of superfluidity  
(W.A. Benjamin, Inc. New York 1965) Chap. 23
- 3 - R.C. JOHNSON and W.A. LITTLE, Phys. Rev. 130, 596, (1963)
- 4 - L.J. CHALLIS, K. DRANSFELD and J. WILKS, Proc. Roy. Soc. (London)  
A 260, 31, (1961)
- 5 - A.F. ANDREEV, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 43, 1535 (1962) (English transl.  
Sov. Phys. - J.E.T.P. 16, 1084 (1963) )
- 6 - W.A. LITTLE, Can. J. Phys. 37, 334 (1959)
- 7 - J.D.N. CHEEKE, Cryogenics 10, 463 (1970)
- 8 - L.J. CHALLIS, R.A. SPERLOCK, J. Phys. C : Solid St. Phys. 3, 1193 (1970)
- 9 - K. WEY-YEN, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 42, 921 (1962) (English transl.  
Sov. Phys. J.E.T.P. 15, 635 (1962) )
- 10 - N.J. BROWN et D.V. OSBORNE, Phil. Mag. 3, 1463 (1958)
- 11 - G.A. TOOMBS et L.J. CHALLIS, J. Phys. C : Solid St. Phys. 4, 1085 (1971)
- 12 - A.C. ANDERSON, W.L. JOHNSON, Journal of low temp. phys. 7, 1 (1972)
- 13 - F.W. SHEARD, G.A. TOOMBS, L.J. CHALLIS, Phys. Rev. Lett. 27, 1117 (1971)
- 14 - L.J. CHALLIS et J.D.N. CHEEKE, Proc. Roy. Soc. (London) 304 A, 479 (1968)
- 15 - R.E. PETERSON et A.C. ANDERSON, Phys. Letters 40A, 317 (1972)
- 16 - H. HAUG et K. WEISS, Physics Letters 40 A, 19 (1972)
- 17 - L.J. CHALLIS, Proc. Phys. Soc.(London) 80, 759 (1962)
- 18 - K. MITTAG (à paraître Cryogenics 18)
- 19 - Référence 6 de Anderson et Johnson (12)
- 20 - L. WEIL, Eléments des échanges thermiques (Gauthiers-Villars 1965)
- 21 - E.D. WEST et S. ISHIHARA Rev. Sci. Instr. 40-3 p. 1356 (1969)
- 22 - J.D.N. CHEEKE, Thèse (non publiée), Nottingham (1965)
- 23 - H.M. ROSENBERG, Low Temperatures, Solid State Physics (Clarendon Press, 1965)
- 24 - G.K. WHITE et R.J. TAINSH, Phys. Rev. Letters 19, 165 (1967)
- 25 - J.T. SCHRIEMPF, Phys. Rev. Lett. 19, 1131 (1967)  
J.T. SCHRIEMPF, Phys. Rev. Lett. 20, 1034 (1968)
- 26 - A.C. ANDERSON, R.E. PETERSON, J.E. ROBICHAUX, Phys. Rev. Lett. 20, 459 (1968)
- 27 - T. FARREL et D. GREIG J. Phys. C (Solid St. Phys.) 2, 1465, (1969)
- 28 - J.G. BEITCHMAN, C.W. TRUSSEL, R.V. COLEMAN, Phys. Rev. Letters 25, 1291 (1970)
- 29 - Référence 5 de White et Tainsh<sup>(24)</sup>
- 30 - Référence 6 de White et Tainsh<sup>(24)</sup>

- 31 - G.R. TAYLOR, ACAR ISIN, R.V. COLEMAN, Phys. Rev. 165, 621, (1968)
- 32 - H.M. ROSENBERG, Phil. Trans. A 247, 441, 1955
- 33 - O.L. ANDERSON, Physical Acoustics (Mason 1965) part III B, ch. II
- 34 - L.E. SAMUELS, Surface Chemistry of Metals and Semiconductors, p. 82 (1960)
- 35 - R.E. JONES et W.B. PENNEBAKER, Cryogenics 3, 215 (1963)
- 36 - N.S. SNYDER, Cryogenics 10, 89, (1970)
- 37 - D.A. NEEPER, D.C. PEARCE et R.M. WASILIK, Phys. Rev. 156, 764 (1967)
- 38 - M.F. WHELAN et D.V. OSBORNE, J. of Low Temp. Phys. 8, 449 (1972)
- 39 - L.J. CHALLIS, Phys. Letters 26 A, 105 (1968)
- 40 - T.H.K. FREDERKING, Chem. Eng. Prog. Symp. 64, 21 (1968)
- 41 - J.S. GOODLING et R.K. IREY, Advances in Cryogenic Engineering 14, 159  
(Plenum Press, New York, 1969)
- 42 - P.L. KAPITZA, Collected Papers of P.L. Kapitza (Pergamon Press 1965)  
Vol. 2, 615-623
- 43 - C. LINNET, T.H.K. FREDERKING, P.C. AMAR, Low Temp. Phys. (L.T. 13) Boulder)  
(1972)
- 44 - Warren P. MASON, Crystal Physics of interaction processes  
(Academic Press 1966) p. 212
- 45 - K.N. ZINOVEVA Zh. Eksp. Teor. Fiz. 25, 235 (1953)
- 46 - D. WHITE, O.D. GONZALES et H.L. JOHNSTON  
Phys. Rev. 89, 593 (1953)
- 47 - H.A. FAIRPANK et J. MILKS - Proc. Roy. Soc. (London)  
A. 231, 545 (1955)
- 48 - A.C. ANDERSON, J.I. CONNOLLY et J.C. WHEATLEY  
Phys. Rev. 135 A 910 (1964)
- 49 - K.N. ZINOVYEVA - Journal de Physique - Colloque C3 - Suppl. N°10, p. C3-91  
(1970)
- 50 - J.I. GITTLEMAN et S. BOZONSKI - Phys. Rev. 128, 646 (1962)
- 51 - L.J. BARNES, Ph. D. These (University of Wisconsin) - 1964
- 52 - L.J. CHALLIS et J.D.N. CHEEKE - Proceedings of the 11th. International  
Congress of Refrigeration - Munich 1963.
- 53 - D.A. NEEPER et J.R. DILLINGER - Phys. Rev. 135 A1028 (1964)
- 54 - D.A. NEEPER, D.C. PEARCE, P.M. WASILIK - Phys. Rev. 156, 764 (1967)
- 55 - B.W. CLEMENT et T.H.K. FREDERKING  
Bull. Intern. Inst. Refrig. Annexe p. 49 (1966)
- 56 - E.L. ANDRONIKASHVILI et G.G. MIRSKAIA - Sov. Phys. J.E.T.P. 2, 406 (1956)
- 57 - R.C. JOHNSON, Bull. Am. Phys. Soc. 9, 713 (1964)
- 58 - H. GLÄTTLI, Can. J. Phys. 46, 103 (1968)

TABLE DES MATIERES

<i>Introduction.....</i>	0
 <u>CHAPITRE I : RESUME DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET THEORIQUES</u>	
- <i>Introduction.....</i>	I
- <i>Resultats expérimentaux .....</i>	2
- <i>Rappels théoriques.....</i>	7
 <u>CHAPITRE II : INFLUENCE DES DEFORMATIONS SUPERFICIELLES</u>	
 <u>CHAPITRE III : TECHNIQUE EXPERIMENTALE - PRECISION DES MESURES.....</u>	
I - <i>Principe de mesure.....</i>	19
II - <i>Montage experimental, Appareillage.....</i>	22
III - <i>Précision des mesures.....</i>	28
 <u>CHAPITRE IV : RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION</u>	
I - <i>Mesure de conductibilité thermique et de résistivité.....</i>	35
II - <i>Resultats des mesures de Résistance de Kapitza, Discussion....</i>	38
 <i>Conclusion.....</i>	 47
<i>Appendice n° I.....</i>	48
<i>Tableau n° II.....</i>	56
<i>Figure n° 7.....</i>	56
<i>Appendice n° 2.....</i>	57
<i>Bibliographie.....</i>	74