

T H E S E

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE
L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE ET MEDICALE
DE GRENOBLE

pour obtenir

le grade de docteur en 3^{ème} Cycle

par

Catherine MARTINON

Sujet : *Etude de la température de radiation d'une source de phonons.*

Soutenue le 28 janvier 1972, devant la Commission d'Examen

M. B. DREYFUS *Président*

Mme A.M. de GOER

M. H. BUDD *Examineurs*

M. J.D.N. CHEEKE

UNIVERSITE SCIENTIFIQUE
ET MEDICALE DE GRENOBLE

LISTE DES PROFESSEURS

Président : Monsieur Michel SOUTIF
Vice-Président : Monsieur Gabriel CAU

PROFESSEURS TITULAIRES

MM. ANGLES D'AURIAC Paul
AUBERT Guy
ARNAUD Georges
ARNAUD Paul
AYANT Yves
Mme BARBIER Marie-Jeanne
MM. BARBIER Jean-Claude
BARBIER Reynold
BARJON Robert
BARNOUD Fernand
BARRA Jean-René
BARRIE Joseph
BENOIT Jean
BESSON Jean
BEZES Henri
BLAMBERT Maurice
BOLLIET Louis
BONNET Georges
BONNET Jean-Louis
BONNET-EYMARD Joseph
BONNIER Etienne
BOUCHERLE André
BOUCHEZ Robert
BRAVARD Yves
BRISSENEAU Pierre
BUYLE-BODIN Maurice
CABANAC Jean
CABANEL Guy
CALAS François
CARRAZ Gilbert
CAU Gabriel
CAUQUIS Georges
CHABAUTY Claude
CHARACHON Robert
CHATEAU Robert

Mécanique des fluides
Physique
Clinique des maladies infectieuses
Chimie
Physique approfondie
Electrochimie
Physique expérimentale
Géologie appliquée
Physique nucléaire
Biosynthèse de la cellulose
Statistiques
Clinique chirurgicale
Radioélectricité
Electrochimie
Chirurgie générale
Mathématiques Pures
Informatique (IUT B)
Electrotechnique
Clinique ophtalmologique
Pathologie médicale
Electrochimie Electrometallurgie
Chimie et Toxicologie
Physique nucléaire
Géographie
Physique du Solide
Electronique
Pathologie chirurgicale
Clinique rhumatologique et hydrologie
Anatomie
Biologie animale et pharmacodynamie
Médecine légale et Toxicologie
Chimie organique
Mathématiques Pures
Oto-Rhino-Laryngologie
Thérapeutique

MM. CHENE Marcel
 COEUR André
 CONTAMIN Robert
 COUDERC Pierre
 CRAYA Antoine
 Mme DEBELMAS Anne-Marie
 MM. DEBELMAS Jacques
 DEGRANGE Charles
 DESSAUX Georges
 DODU Jacques
 DOLIQUE Jean-Michel
 DREYFUS Bernard
 DUCROS Pierre
 DUGOIS Pierre
 FAU René
 FELICI Noël
 GAGNAIRE Didier
 GALLISSOT François
 GALVANI Octave
 GASTINEL Noël
 GERBER Robert
 GIRAUD Pierre
 KLEIN Joseph
 Mme KOPFLER Lucie
 MM. KOSZUL Jean-Louis
 KRAVTCHEKNO Julien
 KUNTZMANN Jean
 LACAZE Albert
 LACHARME Jean
 LATREILLE René
 LATURAZE Jean
 LAURENT Pierre
 LEDRU Jean
 LLIBOUTRY Louis
 Melle LUTZ Elisabeth
 MM. MALGRANGE Bernard
 MALINAS Yves
 MARTIN-NOEL Pierre
 MASSEPORT Jean
 MAZARE Yves
 MICHEL Robert
 MOURIQUAND Claude
 MOUSSA André
 NEEL Louis
 OZENDA Paul
 PAUTHENET René
 PAYAN Jean-Jacques

Chimie papetière
 Pharmacie chimique
 Clinique gynécologique
 Anatomie Pathologique
 Mécanique
 Matière médicale
 Géologie générale
 Zoologie
 Physiologie animale
 Mécanique appliquée
 Physique des plasmas
 Thermodynamique
 Cristallographie
 Clinique de Dermatologie et Syphiligraphie
 Clinique neuro-psychiatrique
 Electrostatique
 Chimie physique
 Mathématiques Pures
 Mathématiques Pures
 Analyse numérique
 Mathématiques Pures
 Géologie
 Mathématiques Pures
 Botanique et Physiologie végétale
 Mathématiques Pures
 Mécanique
 Mathématiques Appliquées
 Thermodynamique
 Biologie végétale
 Chirurgie générale
 Biochimie pharmaceutique
 Mathématiques Appliquées
 Clinique médicale B
 Géophysique
 Géographie
 Mathématiques Pures
 Mathématiques Pures
 Clinique obstétricale
 Seméiologie médicale
 Géographie
 Clinique médicale A
 Minéralogie et Pétrographie
 Histologie
 Chimie nucléaire
 Physique du Solide
 Botanique
 Electrotechnique
 Mathématiques Pures

MM.	PEBAY-PEYROULA Jean-Claude	Physique
	PERRET René	Servomécanismes
	PILLET Emile	Physique industrielle
	RASSAT André	Chimie systématique
	RENARD Michel	Thermodynamique
	REULOS René	Physique industrielle
	RINALDI Renaud	Physique
	ROGET Jean	Clinique de pédiatrie et de puériculture
	SANTON Lucien	Mécanique
	SEIGNEURIN Raymond	Microbiologie et Hygiène
	SENGEL Philippe	Zoologie
	SILBERT Robert	Mécanique des fluides
	SOUTIF Michel	Physique générale
	TANCHE Maurice	Physiologie
	TRAYNARD Philippe	Chimie générale
	VAILLAND François	Zoologie
	VALENTIN Jacques	Physique nucléaire
	VAUQUOIS Bernard	Calcul électronique
Mme	VERAIN Alice	Pharmacie galénique
M.	VERAIN André	Physique
Mme	VEYRET Germaine	Géographie
MM.	VEYRET Paul	Géographie
	VIGNAIS Pierre	Biochimie médicale
	YOCOZ Jean	Physique nucléaire théorique

PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	BULLEMER Bernhard	Physique
	RADHAKRISHNA Pidatala	Thermodynamique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM.	BEAUDOING André	Pédiatrie
	BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques Appliquées
	BIAREZ Jean-Pierre	Mécanique
	BONNETAIN Lucien	Chimie minérale
Mme	BONNIER Jane	Chimie générale
MM.	CARLIER Georges	Biologie végétale
	COHEN Joseph	Electrotechnique
	COUMES André	Radioélectricité
	DEPASSEL Roger	Mécanique des Fluides
	DEPORTES Charles	Chimie minérale
	DESRE Pierre	Métallurgie

MM.	GAUTHIER Yves	Sciences biologiques
	GEINDRE Michel	Electroradiologie
	GIDON Paul	Géologie et Minéralogie
	GLENAT René	Chimie organique
	HACQUES Gérard	Calcul numérique
	JANIN Bernard	Géographie
Mme	KAHANE Josette	Physique
MM.	MULLER Jean-Michel	Thérapeutique
	PERRIAUX Jean-Jacques	Géologie et minéralogie
	POULOUJADOFF Michel	Electrotechnique
	REBECQ Jacques	Biologie (CUS)
	REVOL Michel	Urologie
	REYMOND Jean-Charles	Chirurgie générale
	ROBERT André	Chimie papetière
	SARRAZIN Roger	Anatomie et chirurgie
	SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
	SIBILLE Robert	Construction Mécanique
	SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme	SOUTIF Jeanne	Physique générale

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

Melle	AGNIUS-DELORD Claudine	Physique pharmaceutique
Melle	ALARY Josette	Chimie analytique
MM.	AMBLARD Pierre	Dermatologie
	AMBROISE-THOMAS Pierre	Parasitologie
	ARMAND Yves	Chimie
	BEGUIN Claude	Chimie organique
	BELORIZKY Elie	Physique
	BENZAKEN Claude	Mathématiques Appliquées
Mme	BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
MM.	BLIMAN Samuel	Electronique (EIF)
	BLOCH Daniel	Electrotechnique
Mme	BOUCHE Liane	Mathématiques (CUS)
MM.	BOUCHET Yves	Anatomie
	BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques Appliquées
	BOUVARD Maurice	Mécanique des Fluides
	BRIERE Georges	Physique expérimentale
	BRODEAU François	Mathématiques (IUT B)
	BRUGEL Lucien	Energétique
	BUISSON Roger	Physique
	BUTEL Jean	Orthopédie
	CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
	CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
	CHIAVERINA Jean	Biologie appliquée (EFP)
	CHIBON Pierre	Biologie animale
	COHEN-ADDAD Jean-Pierre	Spectrométrie physique
	COLOMB Maurice	Biochimie médicale
	CONTE René	Physique

MM.	CROUZET Guy	Radiologie
	DURAND Francis	Métallurgie
	DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme	ETERRADOSSI Jacqueline	Physiologie
MM.	FAURE Jacques	Médecine légale
	GAVEND Michel	Pharmacologie
	GENSAC Pierre	Botanique
	GERMAIN Jean-Pierre	Mécanique
	GIDON Maurice	Géologie
	GRIFFITHS Michaël	Mathématiques Appliquées
	GROULADE Joseph	Biochimie médicale
	HOLLARD Daniel	Hématologie
	HUGONOT Robert	Hygiène et Médecine préventive
	IDELMAN Simon	Physiologie animale
	IVANES Marcel	Electricité
	JALBERT Pierre	Histologie
	JOLY Jean-René	Mathématiques Pures
	JOUBERT Jean-Claude	Physique du Solide
	JULLIEN Pierre	Mathématiques Pures
	KAHANE André	Physique générale
	KUHN Gérard	Physique
Mme	LAJZEROWICZ Jeannine	Physique
MM.	LAJZEROWICZ Joseph	Physique
	LANCIA Roland	Physique atomique
	LE JUNTER Noël	Electronique
	LEROY Philippe	Mathématiques
	LOISEAUX Jean-Marie	Physique Nucléaire
	LONGEQUEUE Jean-Pierre	Physique Nucléaire
	LUU DUC Cuong	Chimie Organique
	MACHE Régis	Physiologie végétale
	MAGNIN Robert	Hygiène et Médecine préventive
	MARECHAL Jean	Mécanique
	MARTIN-BOUYER Michel	Chimie (CUS)
	MAYNARD Roger	Physique du Solide
	MICLOUD Max	Maladies infectieuses
	MOREAU René	Hydraulique (INP)
	NEGRE Robert	Mécanique
	PARAMELLE Bernard	Pneumologie
	PECCOUD François	Analyse (IUT B)
	PEFFEN René	Métallurgie
	PELMONT Jean	Physiologie animale
	PERRET Jean	Neurologie
	PERRIN Louis	Pathologie expérimentale
	PFISTER Jean-Claude	Physique du Solide
	PHELIP Xavier	Rhumatologie
Melle	PIERY Yvette	Biologie animale
MM.	RACHAIL Michel	Médecine interne
	RACINET Claude	Gynécologie et obstétrique
	RICHARD Lucien	Botanique
Mme	RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire

MM.	ROMIER Guy	Mathématiques (TUT B)
	ROUGEMONT (DE) Jacques	Neuro-Chirurgie
	STIEGLITZ Paul	Anesthésiologie
	STOEBNER Pierre	Anatomie pathologique
	VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques Appliquées
	VEILLON Gérard	Mathématiques Appliquées (INP)
	VIALON Pierre	Géologie
	VOOG Robert	Médecine interne
	VROUSSOS Constantin	Radiologie
	ZADWORNY François	Electronique

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM.	BOUDOURIS Georges	Radioélectricité
	CHEEKE John	Thermodynamique
	GOLDSCHMIDT Hubert	Mathématiques
	YACOUD Mahmoud	Médecine légale

CHARGES DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES

Mme	BERIEL Hélène	Physiologie
Mme	RENAUDET Jacqueline	Microbiologie

Je suis profondément reconnaissante à Messieurs les Professeurs DREYFUS et LACAZE de m'avoir accueillie dans leur laboratoire du Centre de Recherches sur Les Très Basses Températures, à Monsieur CHEEKE et tout son groupe "Transport Thermique" qui ont guidé mes premiers pas dans la recherche, et qui, par leurs conseils, m'ont permis de mener à bien cette étude ainsi qu'à toutes les personnes qui en ont permis la réalisation.

Je remercie Monsieur le Professeur DREYFUS d'avoir accepté la présidence du jury, Madame de GOER et Monsieur BIDD pour avoir accepté d'y participer.

TABLE DES MATIERES

<u>CHAPITRE I - IMPULSIONS DE CHALEUR</u>	1
I - REALISATION DE L'EXPERIENCE.....	2
a) Génération des phonons.....	
b) Propagation des phonons.....	3
c) Détection.....	7
II - RESULTATS OBTENUS.....	7
<u>CHAPITRE II - THEORIE DE TRANSPORT DE CHALEUR</u>	11
I - TRANSPORT DE CHALEUR ENTRE DEUX SOLIDES A BASSES TEMPERATURES ; THEORIE DE LITTLE DU DESACCORD ACOUSTIQUE	11
1) Jonction parfaite et onde longitudinale.....	
2) Cas général de 2 solides en contact.....	
II - CALCUL DE r_e , r_{s1} , r_{s2} : réflexion et transmission d'une onde plane sonore à l'inter- face solide-solide.....	15
III - AUTRE FORMALISME DU TRANSPORT DE CHALEUR ENTRE DEUX SOLIDES ISOTROPES : CALCULS DE WEIS'	17
<u>CHAPITRE III - METHODE EXPERIMENTALE</u>	21
I - PREPARATION ET MONTAGE DES ECHANTILLONS.....	
1) Le substrat	
2) Le film.....	22
a) Choix du film.....	
b) Evaporation du film métallique sur le substrat.....	23
3) Le porte-échantillon.....	26
a) Montage de l'échantillon de Al_2O_3 , cylindre de 15 mm de diamètre, 15 mm de long.....	26
b) Montage de l'échantillon de quartz paral- lélépipédique de 6, 6, 11 mm.....	23
c) Autres éléments du porte-échantillon.....	

II - MONTAGE EXPERIMENTAL.....	23
1) Le cryostat.....	29
2) Générateur Hewlett Packard.....	
3) Ligne à retard AD.YU.....	
4) Oscilloscope CRC.....	30
5) Echantillonneur ATNE.....	31
6) Enregistreur Sefram.....	31
7) P 12.....	31
8) Pont classique (type C.N.R.S.), Régulation de températures.....	31
III - MESURES.....	33
1) Mesure de la température.....	
a) Mesure de la résistance Allen Bradley 390 Ω à l'aide du P 12.....	
b) Mesure de la résistance Allen Bradley 47 Ω	
2) Mesure de la résistance du film R_c	
3) Etalonnage du coefficient de réflexion en fonc- tion de la résistance.....	33
4) Mesure des coefficients de réflexion.....	36
5) Présentation des résultats.....	38
 <u>CHAPITRE IV</u>	
I - COURBES EXPERIMENTALES.....	39
II - PRECISION DES RESULTATS.....	48
1) sur T_1	48
2) sur P.....	55
3) Améliorations à apporter.....	56
 <u>CHAPITRE V - COMPARAISON EXPERIENCE THEORIE</u>	57
I - COURBES THEORIQUES.....	57
II - COMPARAISON EXPERIENCE THEORIE.....	60
III - TABLEAU CONDUCTANCES.....	62
IV - AMELIORATIONS A APPORTER.....	63
 <u>CONCLUSION</u>	65
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	66

Dans un premier chapitre, nous donnons un aperçu des expériences de propagation d'une impulsion de chaleur dans un isolant et nous montrons l'intérêt de connaître la température de radiation d'un émetteur de phonons.

Dans le chapitre II, nous traitons la théorie du transport de chaleur.

Le chapitre III nous décrit l'expérience de mesure de cette température de radiation.

Dans le chapitre IV nous donnons les résultats expérimentaux obtenus et leur précision.

Le chapitre V sera réservé à une comparaison entre l'expérience et la théorie.

1

C H A P I T R E I
=====

I M P U L S I O N S D E C H A L E U R

Dans l'expérience sur la propagation d'une impulsion de chaleur nous émettons des phonons sur une face d'un cristal isolant et nous les détectons sur la face opposée après leur propagation à l'intérieur de l'isolant.

Nous travaillons à très basses températures dans le domaine où le libre parcours moyen des phonons dans l'isolant est très grand. Nous avons ainsi peu d'interaction entre les phonons émis et les phonons existant à l'équilibre thermique dans le cristal et cela nous permet une propagation balistique des phonons.

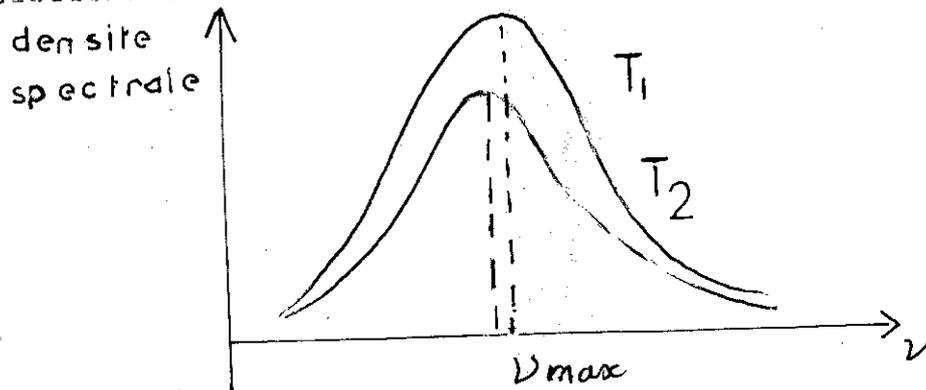
Dans le cas de l'alumine et du quartz le libre parcours moyen est supérieur à un centimètre donc de l'ordre de grandeur des dimensions de l'échantillon. Nous sommes alors dans un régime de Casimir où la diffusion des phonons par les bords du cristal va intervenir. L'expérience nous permet l'étude

- des vitesses de propagation des phonons dans l'isolant
- des interactions entre phonons émis et phonons existant dans le cristal
- de la diffusion des phonons par les défauts ou les dislocations
- du temps de relaxation des films minces métalliques évaporés sur le substrat et servant d'émetteurs de phonons.

1) REALISATION DE L'EXPERIENCE

a) Génération des phonons

Des impulsions rectangulaires électriques de 50 voltcrête, très courtes, d'une durée variant de 50 à 100 nanosecondes, à raison de 100 par seconde sont envoyées dans un film métallique fin de constantan évaporé à même la surface du cristal. Elles s'y transforment en impulsion de chaleur par effet Joule. La résistance du film reste constante avec la température et égale à 50Ω pour permettre l'adaptation électrique parfaite. Toute la puissance électrique est alors transformée en chaleur. L'utilisation d'un film mince comme élément ponctuel chauffant permet d'avoir un très bon contact émetteur - milieu de propagation. De plus, la faible masse de ces films dont l'épaisseur est de l'ordre de 500 à 1000 angströms donne des constantes de temps thermiques très faibles de 15 à 20 nanosecondes. Le film répondra très rapidement. Cela implique que pendant la durée τ_p de l'impulsion, le film pourra prendre une température d'équilibre T_1 , le substrat ayant la température T_2 . Nous pouvons dire que le spectre des phonons est essentiellement décrit par une loi de Planck.



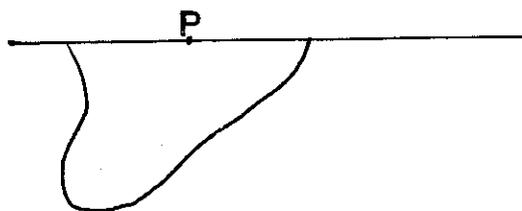
Le spectre d'émission de phonons est donné par la différence entre les spectres correspondant aux températures T_1 et T_2 . Les fréquences des phonons émis seront dans la bande $\Delta\nu$ centrée autour de $\nu_{\max} \approx \frac{2kT_1}{h} \approx 10^{11}$ à 10^{12} Hz. Nous voulons étudier la propagation de la chaleur. Il faut donc une bonne adaptation acoustique entre l'émetteur et le milieu de propagation. Nous verrons dans la théorie de Weis que les densités spectrales des phonons de l'émetteur sont décrits dans le modèle d'adaptation parfaite comme d'ailleurs le modèle de désadaptation acoustique décrit bien le transport de chaleur entre l'émetteur et le

crystal, dans notre cas constantan-alumine. En résumé, nous aurons émission de phonons de hautes fréquences mais non monochromatiques.

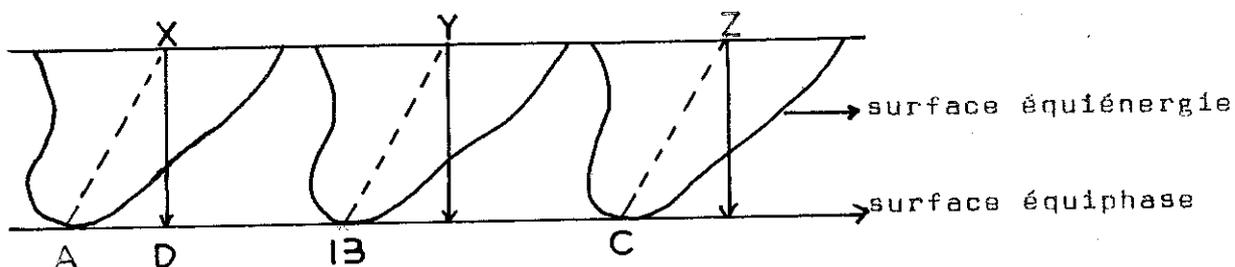
b) Propagation des phonons

Nous avons vu que l'impulsion de chaleur est une superposition de phonons de hautes fréquences. Voyons maintenant comment se propagent les ondes acoustiques dans un milieu anisotrope.

Chaque point du chauffage va agir comme une source indépendante d'ondes acoustiques. Soit P un point source dans un certain milieu. Il émet de l'énergie dans toutes les directions, à la même fréquence. Nous pouvons alors représenter la surface équiénergie



Si l'on considère toute une suite de points sources X, Y, Z émettant des radiations cohérentes nous obtenons facilement la surface équiphase.



et la relation :

$$v_{\text{phase}} = v_{\text{énergie}} \cos(\theta)$$

v : vitesses

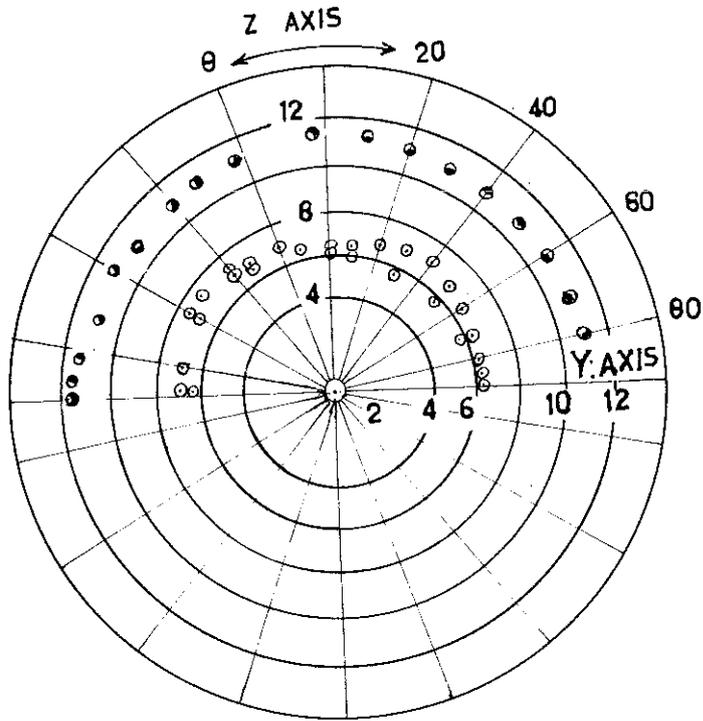
car il est facile de voir que XA est la distance parcourue par l'énergie pendant le temps que met le front d'onde pour parcourir XO . Analytiquement on peut calculer les vitesses de phase d'ondes acoustiques dans un milieu. Mais cela ne suffit pas pour connaître les vitesses d'énergie puisque l'angle entre les deux vitesses est en général inconnu.

Musgrave en 1954 (9) a calculé les surfaces d'énergie, avec un formalisme algébrique, en termes de constantes élastiques pour un milieu anisotrope.

Farnell (5) en 1961 a calculé les paramètres nécessaires pour construire cette surface de phase dans certains plans de symétrie pour le quartz et l'alumine (cf. fig. 2, 1). L'alumine se montre presque isotrope. En grandeur et en direction les vitesses d'énergie diffèrent peu des vitesses de phase. Si le milieu était isotrope elles seraient tout à fait identiques. Le quartz, lui, se montre nettement anisotrope. Nous comparerons donc nos résultats expérimentaux sur les vitesses des phonons à ces calculs. Von Gutfeld en 1964 (11) a étudié la propagation d'impulsion de chaleur dans le quartz et l'alumine et ses résultats semblaient prouver que dans le cas de phonons non monochromatiques et incohérents, la propagation se faisait avec des vitesses d'énergie.

Pourquoi avoir choisi l'alumine et le travail à basses températures ? Dans les métaux, la chaleur peut être aussi transmise par les électrons. Nous ne voulions étudier que la contribution des phonons à ce transport de chaleur. De toute manière cette étude avec les électrons aurait été techniquement impossible compte tenu du fait que la vitesse de Fermi des électrons est environ mille fois plus grande que celle des phonons ce qui donnerait des temps d'arrivée de l'impulsion de l'ordre de la nanoseconde, ce qui pour nous n'est pas actuellement détectable. Nous avons donc pris un isolant comme milieu de propagation : l'alumine.

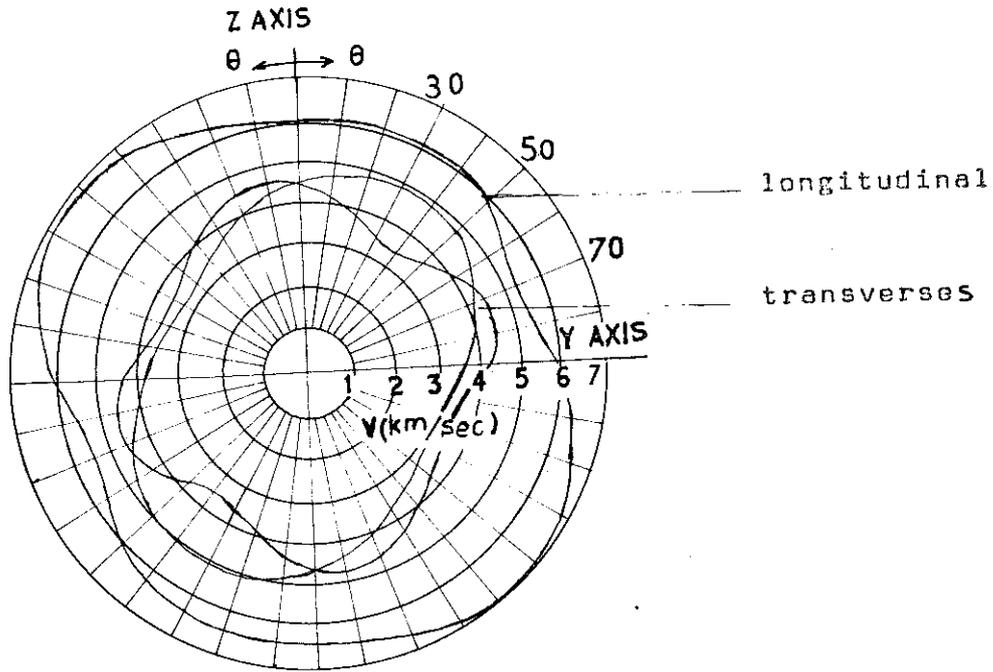
FIG 1



● LONCITUDINAL

○ TRANSVERSE

Vitesse de phase dans l'alumine dans le plan YZ



Vitesse de phase dans le quartz dans le plan YZ

FIG 2

Si l'on voulait faire propager, dans un cristal, des phonons à température ambiante de grosses difficultés apparaîtraient vu l'interaction très grande entre les phonons émis et les phonons existant dans l'isolant à l'équilibre thermique. Le libre parcours moyen des phonons deviendrait très petit et le bolomètre ne détecterait rien. Il y aurait conduction de la chaleur par diffusion et non propagation. Pour supprimer ces interactions nous travaillons alors à quelques Kelvin. A ces températures le nombre de phonons existant dans le cristal est très faible et de plus, ils sont de basses fréquences. Dans ce cas le libre parcours moyen des phonons devient grand : $\lambda \sim 2$ cm pour l'alumine, et est limité par les dimensions de l'échantillon. nous sommes dans le régime de Casimir avec une propagation ballistique des phonons et non plus diffusives. L'alumine a l'avantage d'avoir une température de Debye grande : $\theta_D = 1\ 000$ K, ce qui nous permet d'atteindre plus facilement ce régime de Casimir.

Nous prendrons des cristaux aussi purs que possible ; cela toujours pour éviter la diffusion des phonons émis.

De plus l'alumine, comme nous l'avons vu au début de ce chapitre est presque isotrope, ce qui simplifie la propagation des phonons. Pour un cristal anisotrope cette propagation dépend des directions et Taylor (10) a constaté le fait qu'il existe une très grande différence entre les intensités des phonons de différentes polarisations se propageant ballistiquement dans LiF, KCl et même Al_2O_3 . Il a expliqué cela par l'anisotropie élastique de ces matériaux et en particulier le fait que les vitesses d'énergie et de phase ne sont plus colinéaires. Les résultats expérimentaux sont en très bon accord avec les rapports d'intensité calculés.

c) Détection

Von Gutfeld a le premier utilisé comme détecteur des films métalliques et il a trouvé des temps de relaxation thermique de 10 à 20 nanosecondes. D'autres bolomètres au carbone par exemple ont été utilisés par Cannon et Chester (2) mais ont montré des temps de relaxation plus grands de 10 à 40 micros. La sensibilité de ces films est déterminée par la résistivité. On peut augmenter cette sensibilité en utilisant un film supraconducteur dans la transition. Quand l'impulsion arrive, le bolomètre voit sa température augmenter de ΔT donc sa résistance de ΔR . Si l'on fait passer un courant i constant (de 1 à 10 mA), le signal détecté sera égal à la variation ΔV .

(cf. fig. 3)

Pour travailler dans la transition, nous avons une régulation de température. Pour étudier la propagation des impulsions à des températures plus faibles que T_c du film et avoir quand même le maximum de sensibilité, nous avons la possibilité de retrouver la transition état supraconducteur - état normal en appliquant un champ magnétique grâce à une bobine supraconductrice. Ce signal ΔV est ensuite amplifié et visualisé sur un oscilloscope.

II - RESULTATS OBTENUS

Toutes les expériences faites sur les impulsions de chaleur dans le laboratoire l'ont été par J. Peyrard sur deux échantillons d'alumine avec des chauffages en constantan et des bolomètres d'étain.

Figure 4 : l'échantillon est un monocristal d'alumine fournie par Jarrie de 8,74 mm de haut et 15 mm de diamètre. L'impulsion envoyée à une tension crête de 50 volt. L'échantillon est dans

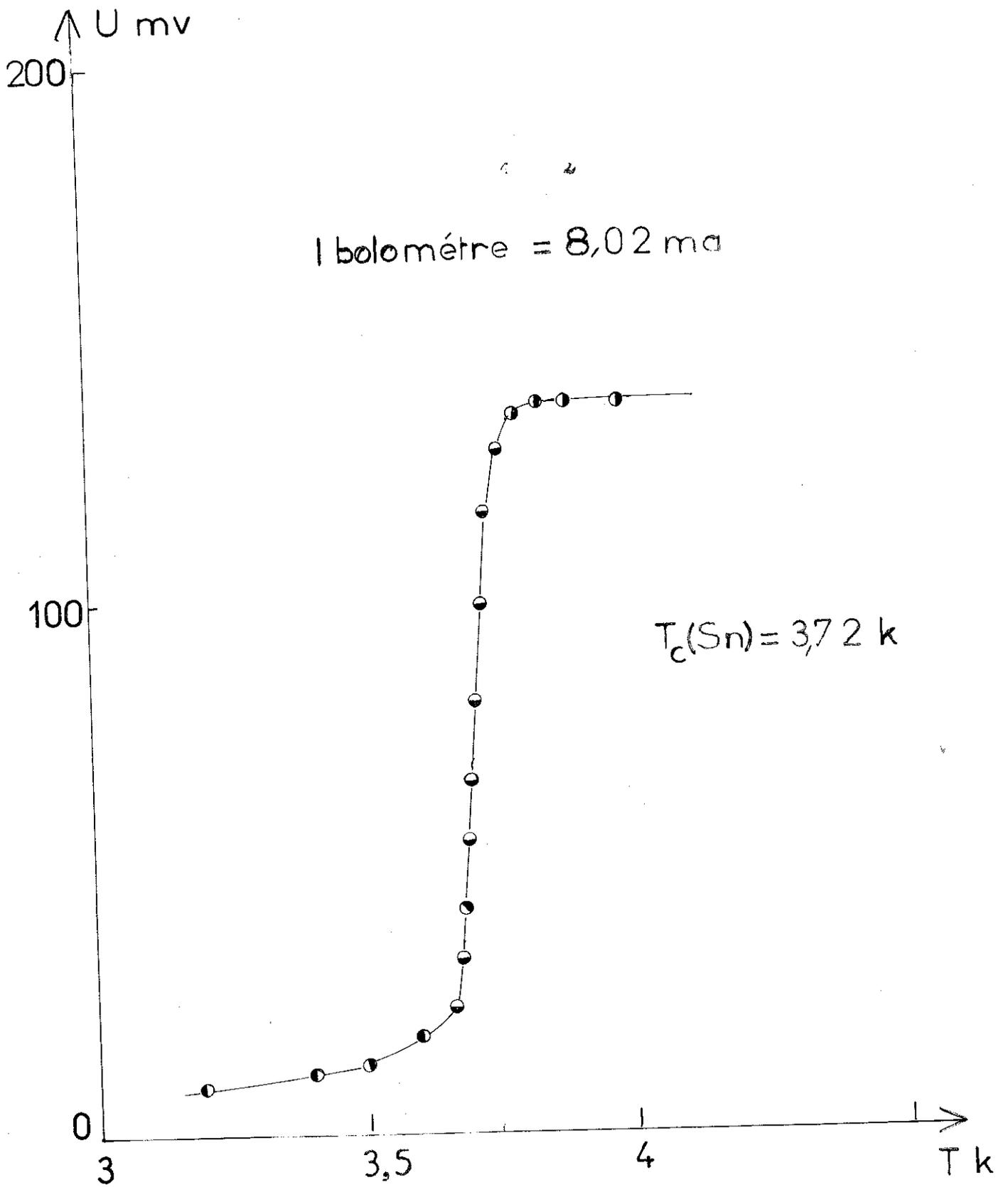


FIG 3 - Transition d'un bolomètre d'étain

le vide, et on règle pour rester dans la transition de l'étain à 3.7 K. Les vitesses trouvées sont :

$$v_e = 9,85 \text{ Km/s}$$

$$v_{t1} = 6,29 \text{ Km/s}$$

$$v_{t2} = 5,5 \text{ Km/s}$$

$$\frac{\Delta v}{v} = 5 \%$$

1 : longitudinal t_1, t_2 : transverses

Les vitesses théoriques étant de 11,63 ; 6 Km/s, dans cet échantillon l'axe de propagation des phonons émis et l'axe du cristal ne sont pas colinéaires : les deux modes transverses sont visibles.

Nous pouvons remarquer l'importance de la "queue" de diffusion des phonons contre les bords du cristal. On pourrait diminuer ce phénomène avec une plaquette très mince par rapport à sa surface ou au contraire l'accentuer en prenant comme échantillon un long barreau d'alumine.

Nous remarquerons aussi que cette diffusion des phonons par les bords est considérablement réduite si l'échantillon est plongé dans le bain d'hélium. Cela vient du fait que le désaccord acoustique entre l'échantillon et le gaz d'hélium est bien supérieur à celui entre l'échantillon et l'hélium liquide.

Figure 5 : L'échantillon fourni par la Maison Valpey Fisher, Holliston, Mass. (U.S.A.) est un cylindre de 15 mm de haut sur 15 mm de diamètre. Nous remarquons que les deux modes transverses sont dégénérés : l'axe du cristal et celui de propagation des phonons sont colinéaires. Un filtre coupant les basses fréquences a été placé sur le circuit de détection. Les vitesses trouvées sont :

$$v_3 = 10,89 \text{ Km/s}$$

$$v_t = 5,86 \text{ Km/s}$$

$$\frac{\Delta v}{v} = 5 \%$$

Elles sont en bon accord avec les vitesses théoriques.

IMPULSIONS DE CHALEUR DANS L'ALUMINE

FIG 4

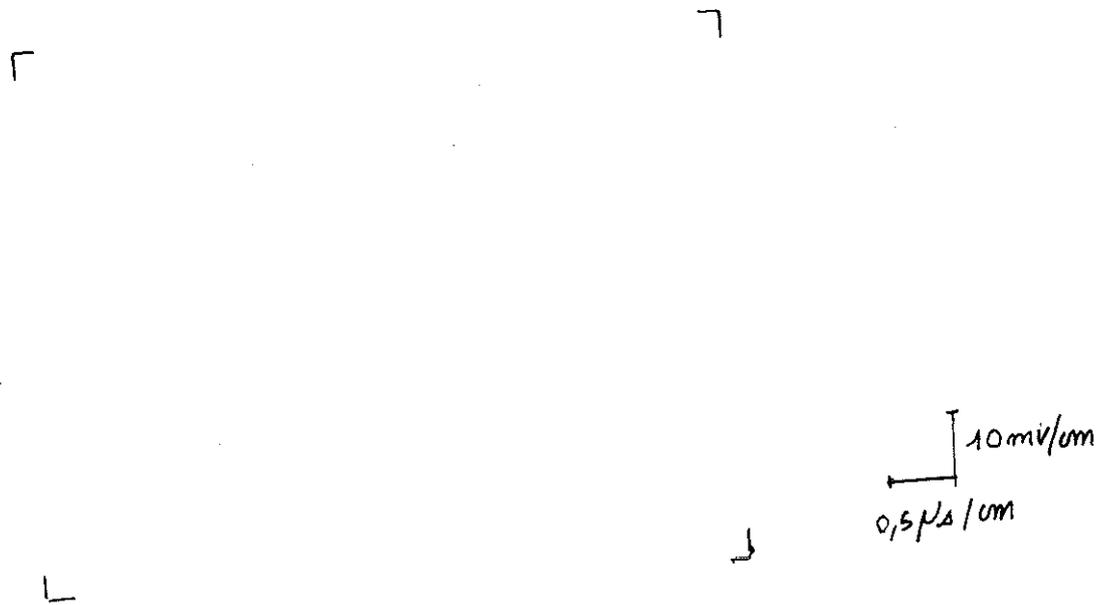


FIG 5



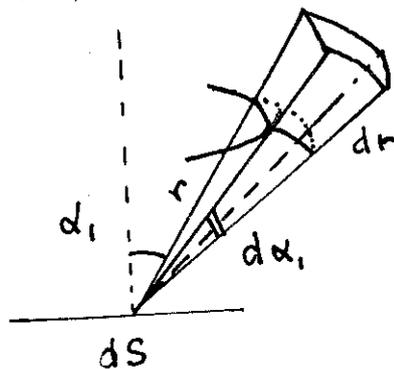
CHAPITRE II - THEORIE DE TRANSPORT DE CHALEUR

I - TRANSPORT DE CHALEUR ENTRE DEUX SOLIDES A BASSES TEMPERATURES ; THEORIE DE LITTLE DE DESADAPTATION ACOUSTIQUE (8)

Nous savons depuis Kapitza (1941) (6) qui a le premier observé le phénomène entre l'hélium II et un métal que quand on envoie un flux de chaleur à travers la surface de contact entre deux matériaux il existe un saut de température à cette interface. Le flux de chaleur rencontre une résistance à l'interface qui est due au désaccord entre les constantes élastiques des deux matériaux. Khalatnikov (7) a proposé un modèle d'"acoustic mismatch" pour la résistance thermique de contact entre solide et helium II. Cela a été généralisé à 2 solides et présenté plus simplement par Little en 1959.

1 - JONCTION PARFAITE ET ONDE LONGITUDINALE

Nous commençons par prendre deux solides isotropes en contact entre eux par une surface plane. Nous supposons que les deux modules de rigidité sont nuls. Nous allons calculer le nombre de phonons incidents sur la surface dS ayant une fréquence comprise entre ν et $\nu + d\nu$ arrivant sous un angle d'incidence compris entre α_1 et $\alpha_1 + d\alpha_1$ et par unité de temps. Soit $N_1(\nu)$ la densité des phonons dans le milieu 1



INTERFACE

Il est égal à :

$$\int_0^{C_1 \times l} (2\pi n \sin \alpha_1) n d\alpha_1 N_1(\nu) d\nu dr \frac{dS \cos \alpha_1}{4\pi r^2}$$

Ci vitesse de groupe de phonons longitudinaux dans le milieu 1. Certains de ces phonons sont réfléchis et d'autres réfractés sous un angle α_2 dans le milieu 2. Si on appelle $a_1(\alpha_1)$ le coefficient de transmission de l'énergie des phonons arrivant sur l'interface sous un angle α_1 , on peut alors calculer le flux de chaleur à l'interface

$$\begin{aligned} \frac{dQ}{dt} &= \frac{dQ_{1 \rightarrow 2}}{dt} - \frac{dQ_{2 \rightarrow 1}}{dt} \\ &= \frac{1}{2} \iiint N_1(\nu) d\nu C_1 a_1(\alpha_1) \cos \alpha_1 \sin \alpha_1 d\alpha_1 dS h\nu \\ &\quad - \frac{1}{2} \iiint N_2(\nu) d\nu C_2 a_2(\alpha_2) \cos \alpha_2 \sin \alpha_2 d\alpha_2 dS h\nu \end{aligned}$$

De plus, nous connaissons $N_i(\nu)$ qui suit la loi de distribution de Planck des phonons

$$N_i(\nu) d\nu = \frac{4\pi}{C_i^3} \frac{\nu^2 d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

On arrive à l'expression du flux de chaleur à l'interface

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{2\pi k^4 \Gamma S}{h^3 C_1^2} \left[T_1^4 f(T_1) - T_2^4 f(T_2) \right] \quad (1)$$

où $f(T) = \int_0^{\frac{h\nu_m}{kT}} \frac{z^3 dz}{e^z - 1}$ (2)

$$\Gamma = \int_0^{\pi/2} a_1(\alpha_1) \sin \alpha_1 \cos \alpha_1 d\alpha_1 \quad (3)$$

$$a_1(\alpha_1) = a_2(\alpha_2) = \frac{4 \frac{\rho_2 c_2}{\rho_1 c_1} \frac{\cos \alpha_2}{\cos \alpha_1}}{\left(\frac{\rho_2 c_2}{\rho_1 c_1} + \frac{\cos \alpha_2}{\cos \alpha_1} \right)^2} \quad (4)$$

avec ρ_i densité du milieu i .

C'est la formule de Rayleigh (1894). Ce que nous aurons comme milieu 1 sera un film mince évaporé à même le cristal pris comme milieu 2. Du point de vue macroscopique, les couches minces sont considérées comme isotropes ; nous décrirons alors les phonons émis par le modèle modifié de Debye où l'on considère que tous les phonons ont le même vecteur d'onde maximum,

$$q_{\max} = \left(6\pi \frac{N}{V} \right)^{1/3}$$

chaque polarisation ayant alors une fréquence de coupure propre $\nu_{\sigma \max}$ avec

$$h \nu_{\sigma \max} = h \omega_{\sigma \max} = h \theta_{\sigma}$$

σ : polarisation des phonons $h c_{\sigma} q_{\max}$

De plus, les fréquences de coupure des milieux de transmission seront toujours plus grandes que celles du milieu incident, cela pour éviter la limitation du spectre d'émission. Ici nous ne considérons que les ondes longitudinales, ν_{\max} est celui qui intervient dans la formule (2). Une simplification intervient lorsque $T \ll \theta_D$. Dans ce cas l'intégrale devient égale à $\frac{\pi^4}{15}$.

La formule (1) devient :

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{h^4}{h^3} \frac{2\pi^5}{15} \frac{\Gamma S}{c_1^2} \left(T_1^4 - T_2^4 \right) \quad (5)$$

en valeur numérique cqs

$$\frac{dQ}{dt} = 5,01 \cdot 10^{+16} \frac{\Gamma S}{C_1^2} (T_1^4 - T_2^4) \quad (6)$$

Le transfert maximum de chaleur est obtenu pour Γ maximum trouvé égal à $\frac{1}{2}$ par le calcul et cela quand il y a adaptation parfaite entre les deux milieux, c'est-à-dire égalité de leurs impédances acoustiques

$$\rho_2 C_2 = \rho_1 C_1$$

et de plus égalité des vitesses $C_2 = C_1$.

Il y a ici un paradoxe apparent : adaptation parfaite mais différence de température maximale. On l'explique en disant que sous la présence de flux de chaleur les deux solides sont chacun à une température d'équilibre donc que les mesures de températures doivent de faire de chaque côté à des distances inférieures ou au plus égales à $\ell \phi_1$ et $\ell \phi_2$. $\ell \phi_i$ étant le libre parcours moyen des phonons dans le milieu i . En particulier, dans le cas de deux milieux identiques la théorie des conductivités thermiques impose que la chute de température se fasse sur une distance de l'ordre du libre parcours moyen.

Si les températures du milieu émetteur deviennent plus grandes, la dispersion ne peut être négligée et les fréquences de coupure interviennent. On choisit alors le modèle de dispersion de la chaîne linéaire.

$$\omega(q, \epsilon) = C_\epsilon(\omega=0) \frac{2q_{max}}{\pi} \sin \frac{\pi q}{2q_{max}}$$

$$q_{max} = \left(6\pi^2 \frac{N}{V} \right)^{1/3}$$

$$\theta_s = \frac{h w_s \text{ mase}}{h}$$

et la formule (5) devient nettement plus compliquée.

2) CAS GENERAL DE DEUX SOLIDES EN CONTACT

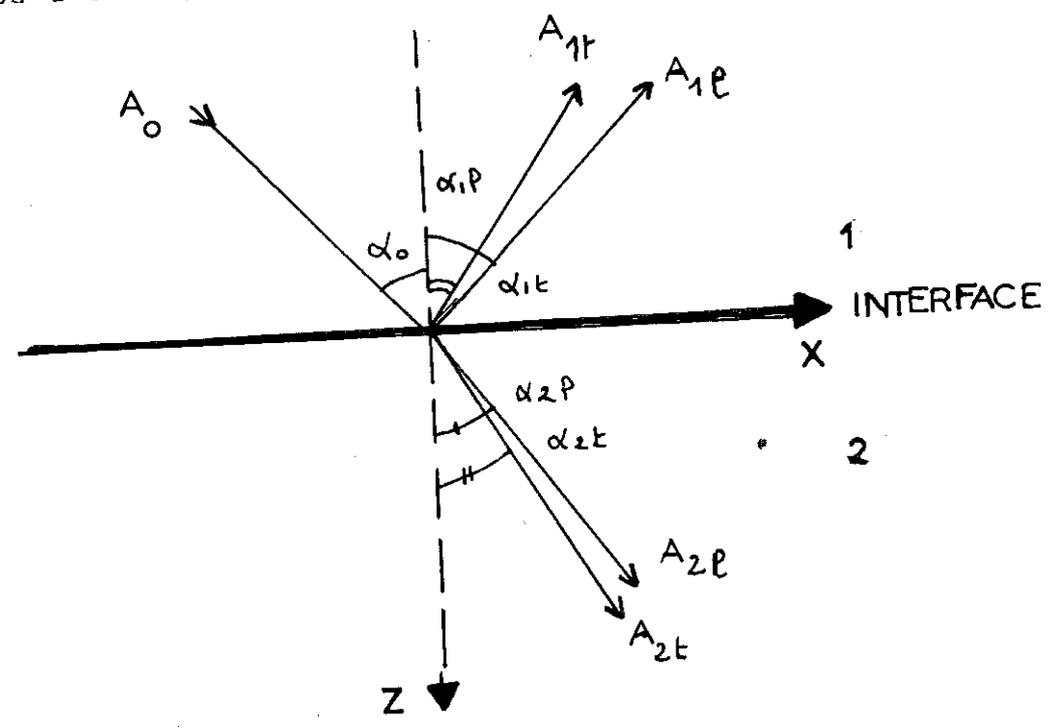
Nous conserverons la jonction parfaite mais interviendront maintenant aussi bien les ondes transverses, que longitudinales.

- ℓ indiquera encore la polarisation longitudinale,
 - S_1 la polarisation transverse dans le plan d'incidence,
 - S_2 la polarisation transverse perpendiculaire au plan d'incidence.
- La formule (6) se généralise facilement et donne :

$$\frac{dQ}{dt} = S_1 \rho_1 \cdot 10^{16} S \left[\frac{\Gamma_\ell}{C_{P_1}^2} + \frac{\Gamma_{S1} + \Gamma_{S2}}{C_{T_1}^2} \right] \left[T_1^4 - T_2^4 \right] \quad (7)$$

II - CALCUL DE $\Gamma_\ell, \Gamma_{S1}, \Gamma_{S2}$: REFLEXION ET TRANSMISSION D'UNE ONDE PLANE SONORE A L'INTERFACE SOLIDE-SOLIDE

Ce travail a été fait par B. Hébral qui a repris les calculs de Little et écrit un programme qui permettra le calcul des Γ_σ . Nous n'indiquerons ici que les grandes lignes de la méthode de calcul et pour le cas particulier où l'onde plane incidente est une onde longitudinale.



Soit A_0 amplitude de l'onde incidente.
 L'indice 1 représente l'onde réfléchie et l'indice 2 l'onde réfractée ; \vec{u} est le vecteur de déplacement de l'onde.

Nous définissons un potentiel scalaire ϕ_i et un potentiel vecteur $\vec{\psi}_i$, on peut alors montrer que les vitesses se mettent sous la forme

$$\vec{u}_i = \text{grad } \phi_i + \text{Rot } \vec{\psi}_i \quad i : 1 \text{ ou } 2$$

$$\phi_{j\sigma} = A_{j\sigma} e^{i(\vec{k}_{j\sigma} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad j : 1 \text{ ou } 2$$

$$\psi_{j\gamma} = A_{j\gamma} e^{i(\vec{k}_{j\gamma} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad j : 1 \text{ ou } 2$$

Seuls ϕ_{1e} et ϕ_{2e} existent ainsi que les composantes y du potentiel vecteur $\vec{\psi}$, cela car nous avons envisagé une onde longitudinale et plane. Nous avons donc un problème à 4 inconnues $\left(\frac{A_{1e}}{A_0}\right)^2, \left(\frac{A_{2e}}{A_0}\right)^2, \left(\frac{A_{1t}}{A_0}\right)^2, \left(\frac{A_{2t}}{A_0}\right)^2$;

avec plusieurs conditions aux limites

- loi de Descartes
- continuité des composantes tangentielle des vitesses de déplacement
- continuité des composantes tangentielle des tenseurs de contrainte.

Cela nous mène à un système de 4 équations à 4 inconnues :

$$A_{1p} \sin \alpha_0 + A_{1t} \frac{c_{1p}}{c_{1t}} \cos \alpha_{1t} - A_{2p} \sin \alpha_0 + A_{2t} \frac{c_{1p}}{c_{2p}} \frac{c_{2p}}{c_{2t}} \cos \alpha_{2t} = -A_0 \sin \alpha_0$$

$$A_{1p} \cos \alpha_0 - A_{1t} \sin \alpha_0 + A_{2p} \frac{c_{1p}}{c_{2p}} \cos \alpha_{2p} + A_{2t} \sin \alpha_0 = A_0 \cos \alpha_0$$

$$A_{1p} \cos 2\alpha_{1t} - A_{1t} \sin 2\alpha_{1t} - A_{2p} \frac{\rho_2}{\rho_1} \cos 2\alpha_{2t} - A_{2t} \frac{\rho_2}{\rho_1} \sin 2\alpha_{2t} = -A_0 \cos 2\alpha_{1t}$$

$$A_{1p} \frac{c_{1t}^2}{c_{1p}^2} \sin 2\alpha_0 + A_{1t} \cos 2\alpha_{1t} + A_{2p} \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{c_{2t}^2}{c_{2p}^2} \sin 2\alpha_{2p} - A_{2t} \frac{\rho_2}{\rho_1} \cos 2\alpha_{2t} = A_0 \frac{c_{1t}^2}{c_{1p}^2} \sin 2\alpha_0$$

Nous pourrions recommencer des calculs du même genre, avec une onde polarisée transversalement dans le plan d'incidence qui nous donne également un système comparable à 4 équations et 4 inconnues $\left(\frac{A_{1p}}{A_0}\right)^2$, $\left(\frac{A_{1t}}{A_0}\right)^2$,

$$\left(\frac{A_{2p}}{A_0}\right)^2, \left(\frac{A_{2t}}{A_0}\right)^2, \left(\frac{A_{1t}}{A_0}\right)^2, \left(\frac{A_{2t}}{A_0}\right)^2$$

avec une onde transverse et déterminer

l'ensemble nous permet d'atteindre les $\Gamma_p, \Gamma_{s1}, \Gamma_{s2}$,
 (Γ_s étant le coefficient de transmission d'énergie pour une onde incidente de polarisation)

de la formule (7).

Nous aurons donc pour

$$\frac{dQ}{dt} = \alpha (T_1^4 - T_2^4) \quad (8)$$

le coefficient α caractéristique des différents échantillons. Cela nous permettra de comparer (8) à nos résultats expérimentaux.

III - AUTRE FORMALISME DU TRANSPORT DE CHALEUR ENTRE DEUX SOLIDES ISOTROPES : CALCULS DE WEIS (13)

Ce formalisme de Weis nous conduira bien sûr aux mêmes résultats théoriques pour le transport de chaleur entre deux solides mais il a l'intérêt de montrer la grande

analogie qui existe entre ce problème et celui du rayonnement électromagnétique. Les phonons sont émis par des films métalliques chauffés qui ont une température d'équilibre T_1 pendant le passage de l'impulsion électrique. Le milieu de transmission c'est-à-dire le cristal sur lequel le film est évaporé a la température T_2 .

Pour des valeurs de T_1 très faibles devant les températures de Debye des différentes polarisations nous obtenons la formule (9) comparable à la formule (7), pour le flux d'énergie total

$$\frac{P}{A}(T_1, T_2) = \frac{\pi^2 k^4}{120 h^3} \left(\frac{\epsilon_{e12}}{c_{e1}^2} + 2 \frac{\epsilon_{i12}}{c_{i1}^2} \right) (T_1^4 - T_2^4) \quad (9)$$

où $\epsilon_{\sigma ik}$ sont les émissivités spectrales de la surface A de contact pour les phonons de polarisation σ transmis dans le milieu k. Cette formule est équivalente à la loi de Stephan-Boltzmann pour les photons

$$\frac{P(T_1, T_2)}{A} = \frac{\pi^2 k^4}{60 h^3} \frac{1}{c^2} (T_1^4 - T_2^4)$$

A part la contribution des phonons longitudinaux la seule différence vient du fait que la vitesse de la lumière est remplacée par celle du son. On peut d'ailleurs remarquer que pour une même température de radiation l'émission des phonons thermiques est 10^{10} fois plus grande que la radiation de photons, étant donné le rapport des vitesses du son et de la lumière. Nous remarquons que dans les conditions d'adaptation parfaite :

$$\epsilon_{lik} = \epsilon_{l1k} = 1,$$

ce qui est aussi la loi de radiation du corps noir.

La dépendance des émissivités en ω est assez mal connue. Nous avons donc fait le calcul sans tenir compte de cette dépendance :

De même que dans la théorie de Little, les calculs pour des températures T_1 plus élevées font intervenir les lois de la dispersion et les formules se compliquent.

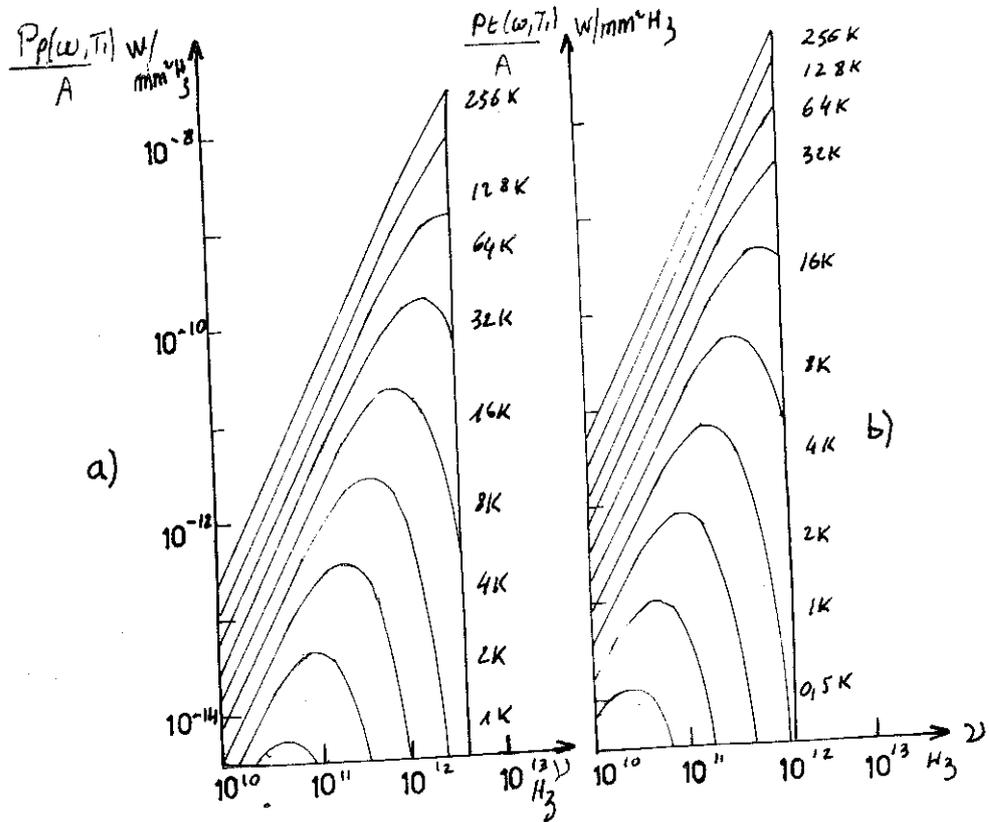
La formule (9) nous permet d'obtenir le spectre d'émission de différents matériaux ; pour cela nous plaçons dans les conditions d'adaptation parfaite avec $T_2 = 0$. Weis a ainsi étudié les spectres d'émission du plomb et du constantan pour différentes températures T_1 (cf. fig. 6). Le spectre est centré sur la fréquence ν_m qui suit la loi de Wien

$$h\nu_m \approx 2,82 k T_1$$

En réalité il faudra faire intervenir la dispersion pour les très hautes fréquences, le spectre des phonons sera alors légèrement modifié (cf. fig. 7).

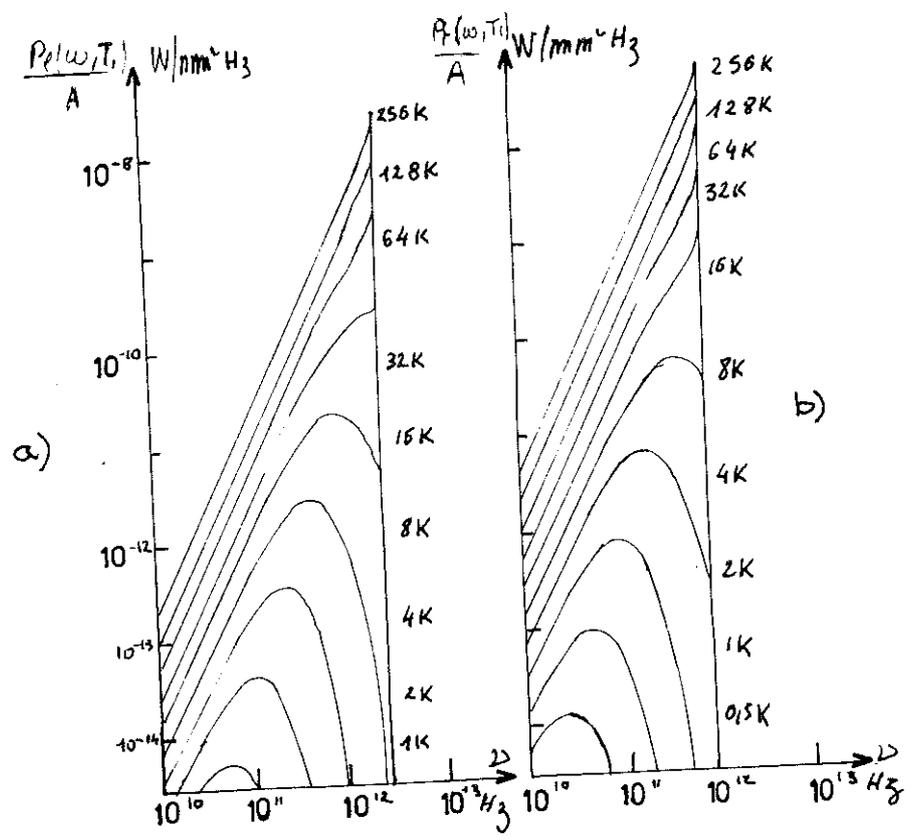
En conclusion, les deux formalismes, que ce soit celui de Little avec les coefficients de transmission d'énergie ou celui de Weis avec les émissivités spectrales nous permettrons d'obtenir les spectres d'émission des matériaux et de montrer que le flux de chaleur à l'interface A solide - solide varie en fonction de la puissance quatrième de la température du chauffage.

FIG 6



Sans dispersion a) phonons longitudinaux
b) phonons transverses

spectre d' emission du plomb



Avec dispersion FIG 7 a) phonons longitudinaux
b) phonons transverses

21

CHAPITRE III - METHODE EXPERIMENTALE

I - PREPARATION ET MONTAGE DES ECHANTILLONS

1 - LE SUBSTRAT

a/ Une condition expérimentale de mesure de température de radiation est : $\tau_p < \frac{l_\phi}{v_\phi}$, l_ϕ libre parcours moyen, et v_ϕ vitesse des phonons dans le substrat, pour que la couche prenne pendant la durée τ_p de l'impulsion une température d'équilibre T_1 , ce qui implique des substrats ayant des libres parcours moyens grands.

Nous sommes dans un régime de Casimir, et les l_ϕ peuvent être déterminés par des mesures de conduction thermique. Nous avons choisi l'alumine et le quartz où $l_\phi \gg 1 \text{ cm}$ en monocristal aussi pur que possible.

b/ Les calculs théoriques du transport de chaleur entre deux solides ont été faits en supposant une jonction solide-solide parfaite. Si nous voulons comparer nos résultats expérimentaux à la théorie, il est nécessaire d'avoir un très bon état de surface pour le substrat. L'alumine nous a été fournie par la maison Volpey Fisher Holliston - Mass. - U.S.A. -

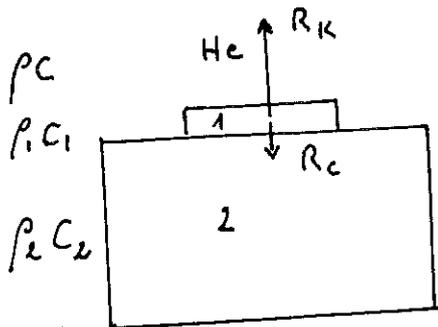
le quartz, par le laboratoire des lames minces du C.N.R.S. et taillé au service CRISTALTEC, avec un polissage de $\lambda/5$

Nous nettoyons la surface de l'échantillon avant l'évaporation du film métallique, en la soumettant à des ultra-sons dans plusieurs bains d'acétone; sans cela, le film adhère mal et la résistance de la couche varie très rapidement au cours du temps, jusqu'à devenir infinie.

2 - FILM METALLIQUE

a/ Choix du film - Nous avons vu dans la théorie de Weiss que les fréquences de coupure du milieu de transmission doivent être supérieures à celles du milieu incident, pour éviter la limitation du spectre d'émission. Il nous faut donc des couches métalliques qui aient une température de Debye très inférieure à celle du substrat. Ce substrat et le film métallique évaporé sur une face sont plongés dans l'hélium. Nous étudions l'interface film-substrat et non film-hélium ; donc cela implique que le transfert de chaleur se fasse du côté film-substrat et non du côté film-hélium. D'où une condition :

Resistance de Kapitza film-hélium \gg Resistance de contact film-cristal.



$$R_K \gg R_C$$

qui s'exprime aussi par la condition d'acoustic mismatch du côté hélium.

$$\rho c \ll \frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2}$$

ρ masse volumique g/cm^3
 c vitesses acoustiques cm/s

D'autre part, vu la très grande résistance thermique de l'hélium I, la chaleur dégagée dans la couche ne peut pas être évacuée dans le bain.

Enfin, le choix du substrat est déterminé par des conditions pratiques : en effet certains métaux s'évaporent beaucoup plus facilement que d'autres et adhèrent mieux au substrat. Les couches seront donc plus résistantes et auront moins de chance de "craquer" lors du refroidissement.

Nous avons donc étudié :

	Al ₂ O ₃	SiO ₂
Sn	X	X
Au	X	X
In	X	X
Pb	X	

b/ Evaporation du film métallique sur le substrat.

Cela se fait dans un groupe évaporateur EDWARDS I2 E6. Une modification a été apportée pour permettre l'évaporation des couches sur un substrat refroidi préalablement à la température de l'azote. La cloche à vide en verre habituelle, a été remplacée (cf. figure 8) par un manchon métallique avec hublot surmonté d'une platine d'aluminium. Cette platine comporte une boîte de cuivre de 9 cm de hauteur et de 10cm de diamètre, à fond épais de 2cm - au bout d'un tube d'abord d'aluminium puis de cuivre de 2cm de diamètre, permettant le remplissage de la boîte en azote ainsi que l'évacuation des vapeurs.

Le porte-échantillon de cuivre est vissé sur le fond de la boîte. Quand le vide sous la cloche est de l'ordre de 10⁻⁵ Torr, nous remplissons la boîte, ce qui a pour effet de faire descendre facilement la pression à 10⁻⁶ Torr.

Lors des différents tests de cette cloche métallique, nous avons vissé sur le porte-échantillon une résistance Allen Bradley 47Ω. et nous avons pu constater que la température de l'azote est atteinte environ une heure après la mise d'azote. Après l'évaporation, nous laissons réchauffer l'ensemble en continuant à pomper dans la cloche.

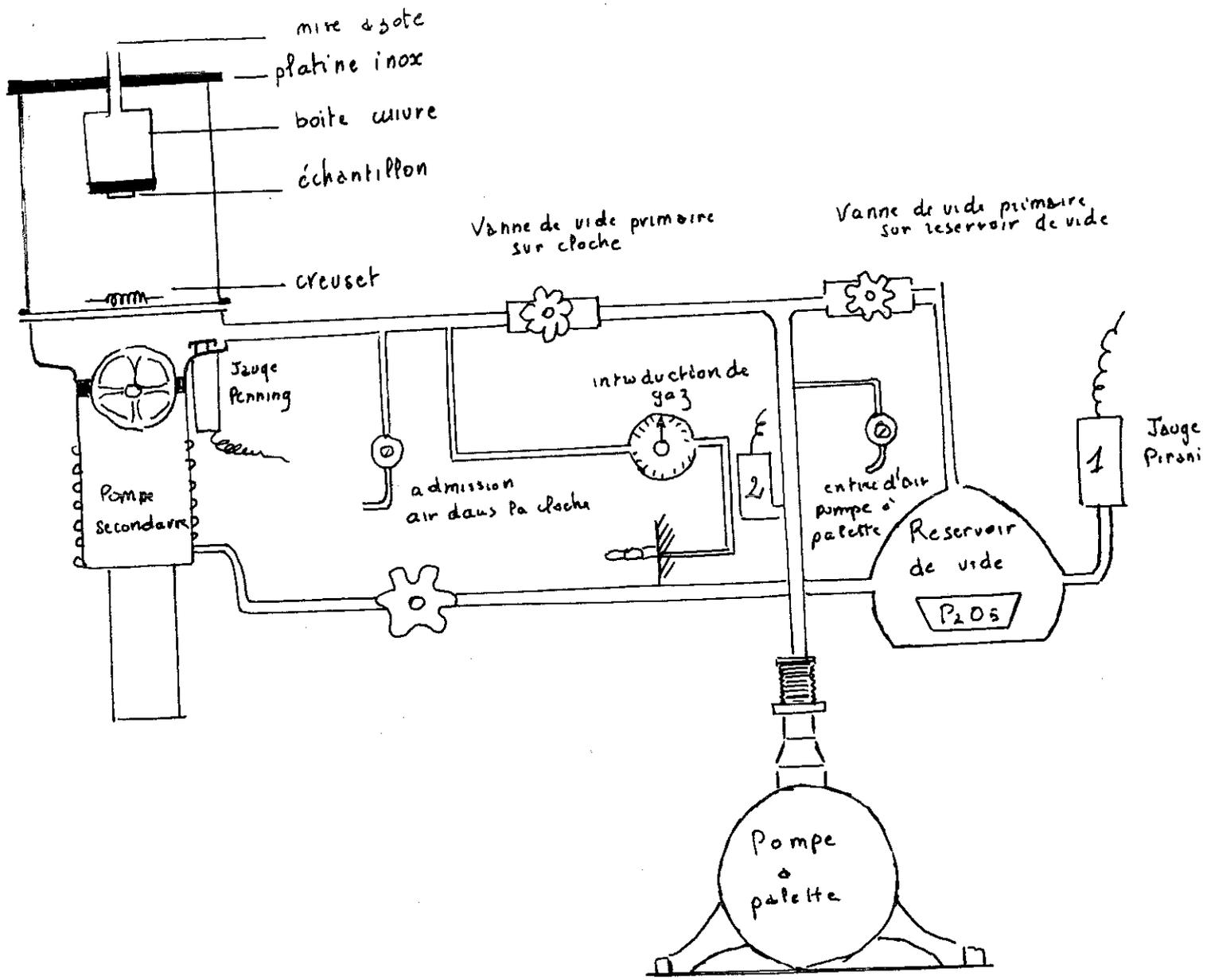


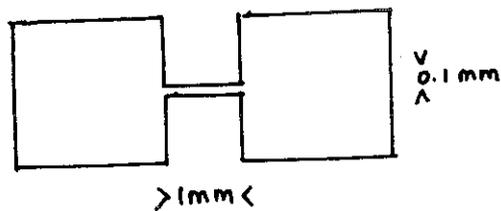
FIG 8

Groupe évaporateur Edwards

après avoir chassé l'azote de la boîte.

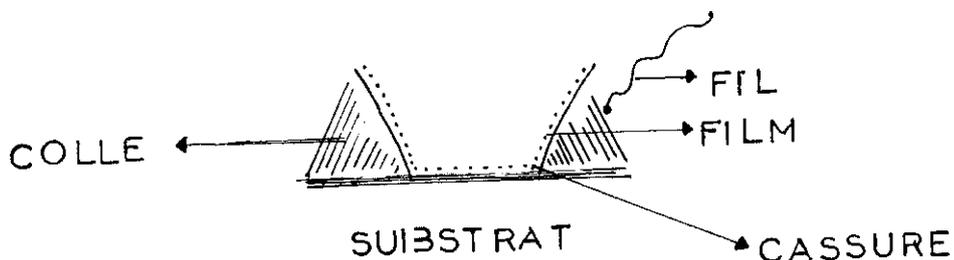
Au bout de deux heures, le substrat est réchauffé. Cette méthode, qui a l'inconvénient d'être très longue, permet d'avoir des couches beaucoup plus homogènes.

Les métaux à évaporer sont placés dans des creusets de tungstène en forme de ressort, ou dans des nacelles de molybdène, traversés par un courant de chauffage variable de 10 à 20 ampères. Le creuset doit être placé au moins à une quinzaine de centimètres du cristal, ce qui rend aussi la couche plus uniforme. Le métal se dépose sur le cristal à travers un cache métallique obtenu au C.E.N.G. (service L. E. T. I.) dont la forme est la suivante :



Nous aurons un chauffage de $0,1\text{mm}^2$ de surface, qui pourra donc être considéré comme ponctuel sur la surface du cristal - de 170mm^2 pour Al_2O_3 .

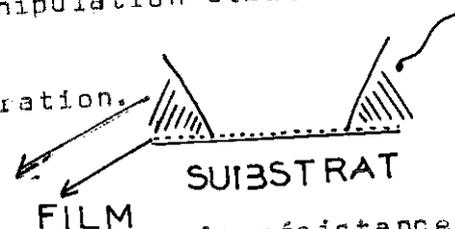
Nous n'avons pas de mesureur d'épaisseur des couches. Nous contrôlons donc l'évaporation en mesurant la résistance du film entre deux fils de cuivre de $1/10\text{mm}$ de diamètre, séparés de 2mm , qui sont collés sur le substrat par des gouttes de colle Argent durcie une heure à cent degrés dans une étuve. C'est également par ces contacts de colle que se fera l'arrivée de l'impulsion sur la couche. La résistance est mesurée à l'aide d'un voltmètre électronique Metrix 744, mais au cours de la manipulation, la résistance de la couche sera mesurée plus précisément au P12. De grosses difficultés sont alors apparues, de très nombreuses couches "craquaient" lors du refroidissement ou du réchauffement de celles-ci. Microscopiquement, nous avons :



20

Nous supposons dès lors qu'une cassure se fait au niveau de l'interface Colle-substrat. Une autre méthode a été utilisée et la probabilité d'avoir une couche qui "tenait" toute la manipulation était alors plus grande.

Les contacts sont mis après l'évaporation.



Mais survient alors le problème de connaître la résistance de la couche. Il nous faut donc faire l'évaporation à travers deux mêmes caches, sur deux substrats à la fois : l'un servant de témoin préparé avec l'ancienne méthode qui donne la résistance et l'autre étant l'échantillon à mesurer. Les deux substrats sont placés symétriquement par rapport au creuset - et il s'est avéré que la résistance de la couche témoin et celle du vrai échantillon étaient du même ordre de grandeur.

Généralement, nous choisissons une résistance de couche à l'ambiante de 20 à 50 Ω .

3 - LE PORTE-ECHANTILLON

a/ Montage de l'échantillon d' Al_2O_3 - cylindre de 15mm de diamètre sur 15mm de long.

L'échantillon est fixé dans une cavité cylindrique percée dans une boîte de cuivre, fermée à une extrémité.

A l'autre extrémité, nous avons une rondelle de cuivre de 3mm d'épaisseur, qui peut coulisser dans la gouttière.

Un câble coaxial fin (\varnothing int. = 0,9mm \varnothing ext. = 2,5mm) arrive sur cette plaquette. Le blindage est soudé directement sur le cuivre. Le conducteur central du câble traverse la rondelle

et se termine par une goutte de soudure isolée de la masse.

Une autre goutte de soudure sur la plaque elle-même, et nous avons deux pointes qui pourront venir, grâce à un système de vis (Cf. Fig. 9), s'appuyer sur les deux contacts de

colle mis sur le substrat. Ainsi se fait l'arrivée de l'impulsion sur le film.

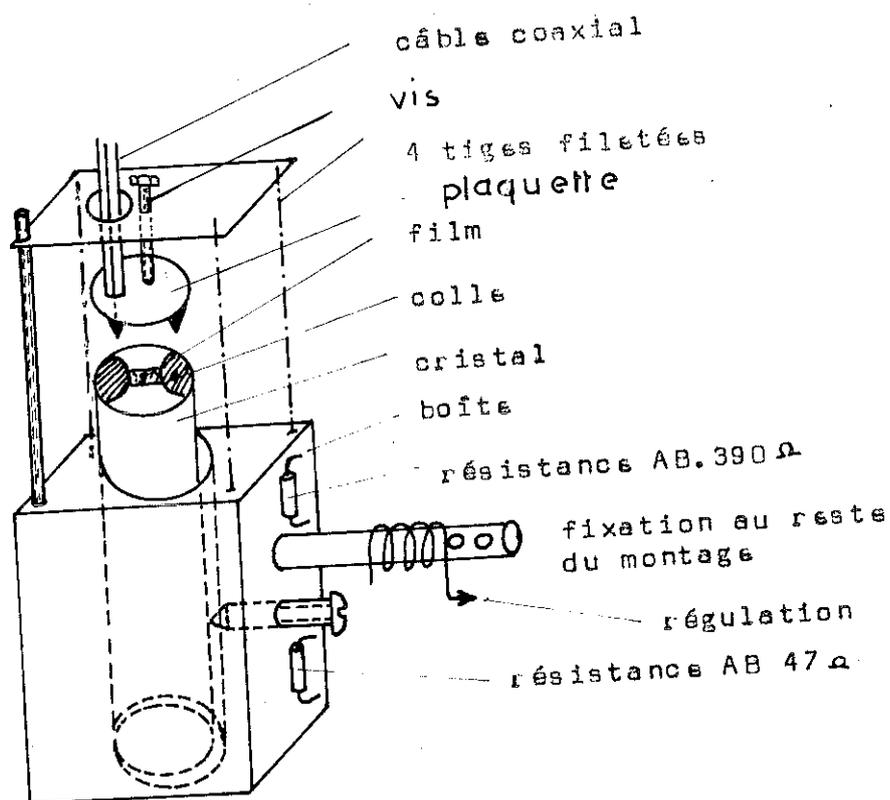


Fig. 9 - Porte échantillon

L'avantage de cette méthode est que nous avons le signal transmis depuis le générateur jusqu'à la couche en câble coaxial, donc une adaptation parfaite à 50 Ω , de la sortie du générateur jusqu'à la couche.

b/ Montage de l'échantillon de quartz parallélépipède de
6.6.11 mm .

Vu les dimensions réduites de l'échantillon les contacts film-cable coaxial ne se feront plus par pression mais par l'intermédiaire de deux fils, les plus courts possibles reliant les 2 gouttes de colle respectivement à la masse du cable et au conducteur central. Nous avons pu constater que l'adaptation reste encore bonne depuis le générateur jusqu'au film .

Dans ces deux cas, la résistance de la couche est mesurée grâce au fil collé sur l'un des contacts.

c/ Autres éléments du porte-échantillon.

Sur la boîte de cuivre sont vissés deux colliers de cuivre, serrant :

- une Allen Bradley 47 Ω
- " " " 390 Ω

Autour de la tige reliant le porte-échantillon au reste du montage, nous avons un fil de constantan enroulé : cela nous sert de régulation de température :

$$R \text{ bobinage} = 300\Omega$$

II - MONTAGE EXPERIMENTAL

I - LE CRYOSTAT

C'est un simple vase, puisque nous avons travaillé dans le bain d'hélium et sans champ magnétique. Nous avons cependant la possibilité de pompage jusqu'à une température de 2K et d'addition d'une bobine supraconductrice.

Il y a l'entrée de la ligne coaxiale par prise radiale R 112 603 étanche, et l'amenée des fils de mesure et d'alimentation de la bobine par deux fiches Jaeger. Nous avons complété l'ensemble de deux jauges de niveau d'hélium, une bien au-dessus du porte-échantillon, et l'autre au même niveau. Nous pouvons contrôler ainsi que la boîte était bien plongée dans l'hélium pendant les mesures.

2 - GENERATEUR HEWLET PACKARD MODELE 214 A

Il délivre des impulsions électriques rectangulaires dont la fréquence est variable. Nous en prenons 100 par seconde, d'une durée τ_p allant de 50 à 200 nanosecondes. La largeur de l'impulsion choisie est la plus grande qui nous permette cependant de séparer l'impulsion réfléchie de l'impulsion incidente, compte-tenu du décalage imposé par la ligne à retard - une impulsion de 80 ns a été le plus souvent choisie. La tension-crête de ces impulsions est réglable par 7 calibres de 0,1 à 100 Volt, et par un bouton fin. Les temps de montée et de descente de l'impulsion sont de 10-20 ns. La sortie de ce générateur est adaptée à 50 Ω .

3 - LIGNE A RETARD AD-Yu, modèle 20 81

Le signal sortant du générateur est envoyé par l'intermédiaire de câbles coaxiaux adaptés à 50 Ω (Radiall) sur le film métallique.

La résistance du film est différente de 50 Ω .

Nous avons vu dans la théorie qu'elle était déterminée par la résistance de contact solide solide.

A ce niveau, il y a donc désadaptation, et l'onde électromagnétique incidente est en partie réfléchie.

Nous pourrions définir alors un coefficient de réflexion R comme le rapport de la tension réfléchie sur la tension incidente.

Pour séparer l'impulsion incidente de la réfléchie, nous interposons une ligne de retard. L'entrée et la sortie

sont adaptées à 50Ω et le décalage est de 50 nanosecondes, ce qui correspond à une longueur de $11m$, d'ailleurs complétée par une dizaine de mètres de câbles coaxiaux enroulés.

4 - OSCILLOSCOPE Modèle CRC

Il permet de visualiser les signaux incidents et réfléchis. C'est sur cet oscilloscope que nous lisons la tension de l'impulsion incidente. Nous pourrions aussi lire celle de l'impulsion réfléchie, mais les valeurs des coefficients de réflexion ne seraient pas alors très précises.

5 - ECHANTILLONNEUR A.T.N.E.

Il nous permet de mesurer une différence de potentiel en améliorant au maximum le rapport signal sur bruit. Nous avons une impulsion de référence I_0 et l'on veut donc mesurer l'impulsion I_1 . I_0 déclenche un balayage. Un dispositif à seuil variable permet de régler le retard pour attendre I_1 . A cet instant, une porte rapide est ouverte sur le signal à analyser, et on envoie cette tension aux bornes d'une capacité déjà chargée par la mesure précédente. La variation de capacité est amplifiée, détectée, stockée, dans une capacité mémoire, puis envoyée dans un amplificateur de lecture.

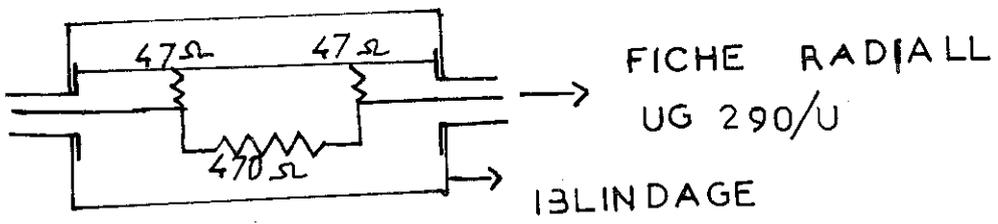
Nous avons fait des étalonnages de cet appareil pour plusieurs largeurs d'impulsions, des temps d'intégration variables, ainsi que des retards imposés, et avec différentes vitesses de balayage.

Pour un bon fonctionnement linéaire, nous avons pris :

$\tau_p = 80$ à 100 nanosecondes
 retard = 20 nanosecondes
 temps d'intégration = 1 seconde.
 vitesse de balayage = position $7,8$

un atténuateur de tension, de rapport 11 étant placé à l'entrée.

En effet, la tension maximale permise a l'entrée de l'échantillonneur est de 10V.



= atténuateur =

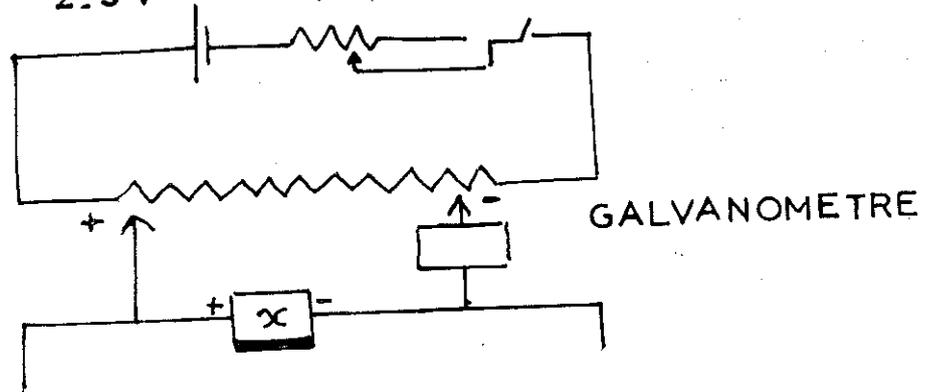
6 - ENREGISTREUR SEFRAM modèle PE

A la sortie de l'échantillonneur, les signaux sont envoyés dans un enregistreur, ce qui nous permettra de conserver la forme exacte des impulsions pour les différentes puissances.

La vitesse de déroulement du papier est prise à 50mm/mn

Cf. fig 10 - pour les schémas du montage électronique.

7 - PONT EN COURANT CONTINU P 12 (Fig. 11)
2.3V TARAGE



Il nous permettra de mesurer la résistance α de la couche métallique et la résistance Allen Bradley 390 Ω

8 - CIRCUIT DE PONT CLASSIQUE SEIN (type C.N.R.S.)

Circuit de régulation de température.

Nous les utiliserons pour la mesure de la résistance Allen Bradley 47Ω -et la possibilité de réguler la température du porte-échantillon au-dessus du bain.

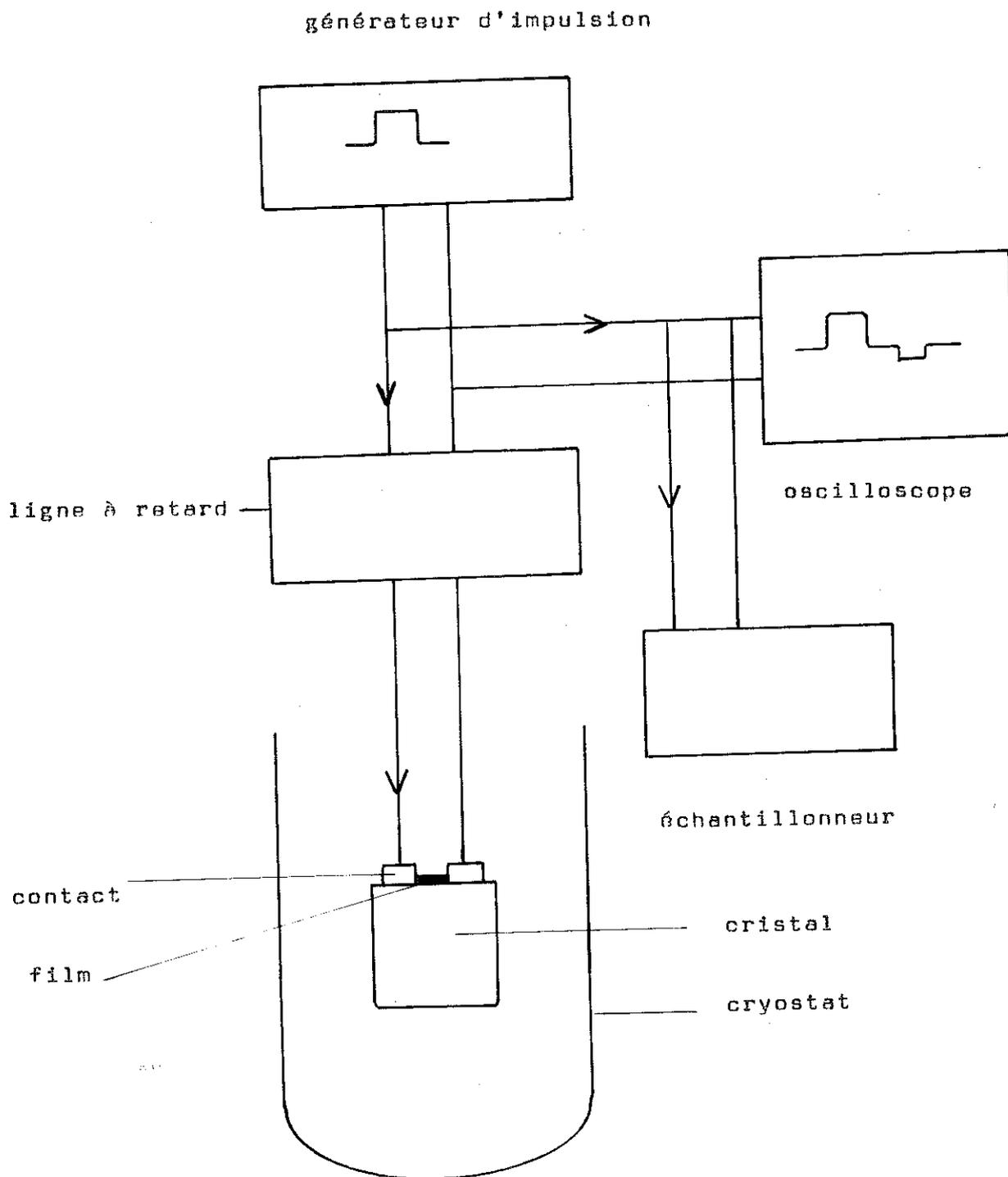


FIG 10

Montage Electronique

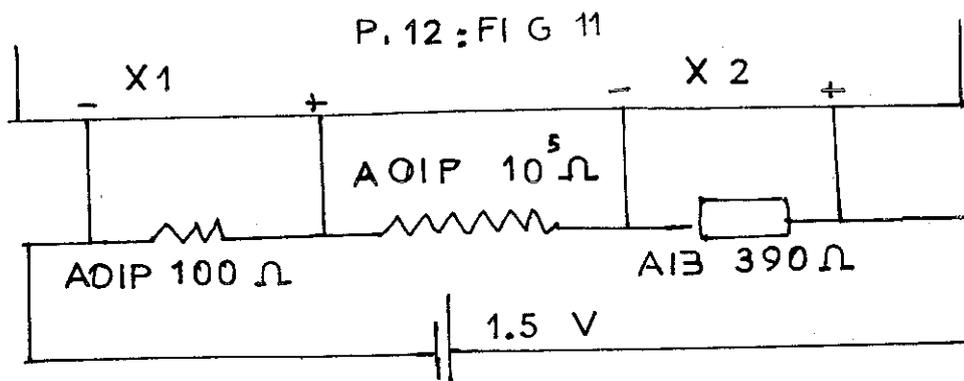
III - MESURES

1) MESURE DE LA TEMPERATURE

a) Mesure de la résistance de l'Allen Bradley 390 Ω à l'aide du P.12

Cette résistance a été étalonnée par P. Haen (cf. fig. 12) entre l'ambiante et 3,5 K. Les courants qui la traversent sont de l'ordre de 5 à 20 micro-ampères.

Nous prenons les points entre l'ambiante et 77 K, et, lors du réchauffement lent ou par régulation du porte-échantillon au-dessus du bain, entre 4,2 et l'ambiante.



b) Mesure de la résistance de l'Allen Bradley 47 Ω

Cela nous permet de suivre facilement la température du porte-échantillon. Mais son intérêt vient du fait que l'on vérifiera que la température n'a pas évolué entre la mesure de la température avec l'Allen Bradley 390 et la mesure de la résistance de la couche juste après.

2) MESURE DE LA RESISTANCE DU FILM : R_c

Cela se fait aussi au P.12. Les courants qui traversent sont de l'ordre de 100 à 200 microampères. Nous prenons les points après chaque mesure de la température avec la résistance Allen Bradley 390 Ω .

3) ETALONNAGE DU COEFFICIENT DE REFLEXION EN FONCTION DE LA RESISTANCE (Fig. 13)

Nous avons commencé par envoyer nos impulsions dans des résistances dont une extrémité est soudée au conducteur

R Ω

FIG 12

Etalonnage de la résistance Allen Bradley 390 Ω

10000

1000

300

$1/T$ K^{-1}

0,01
(10K)

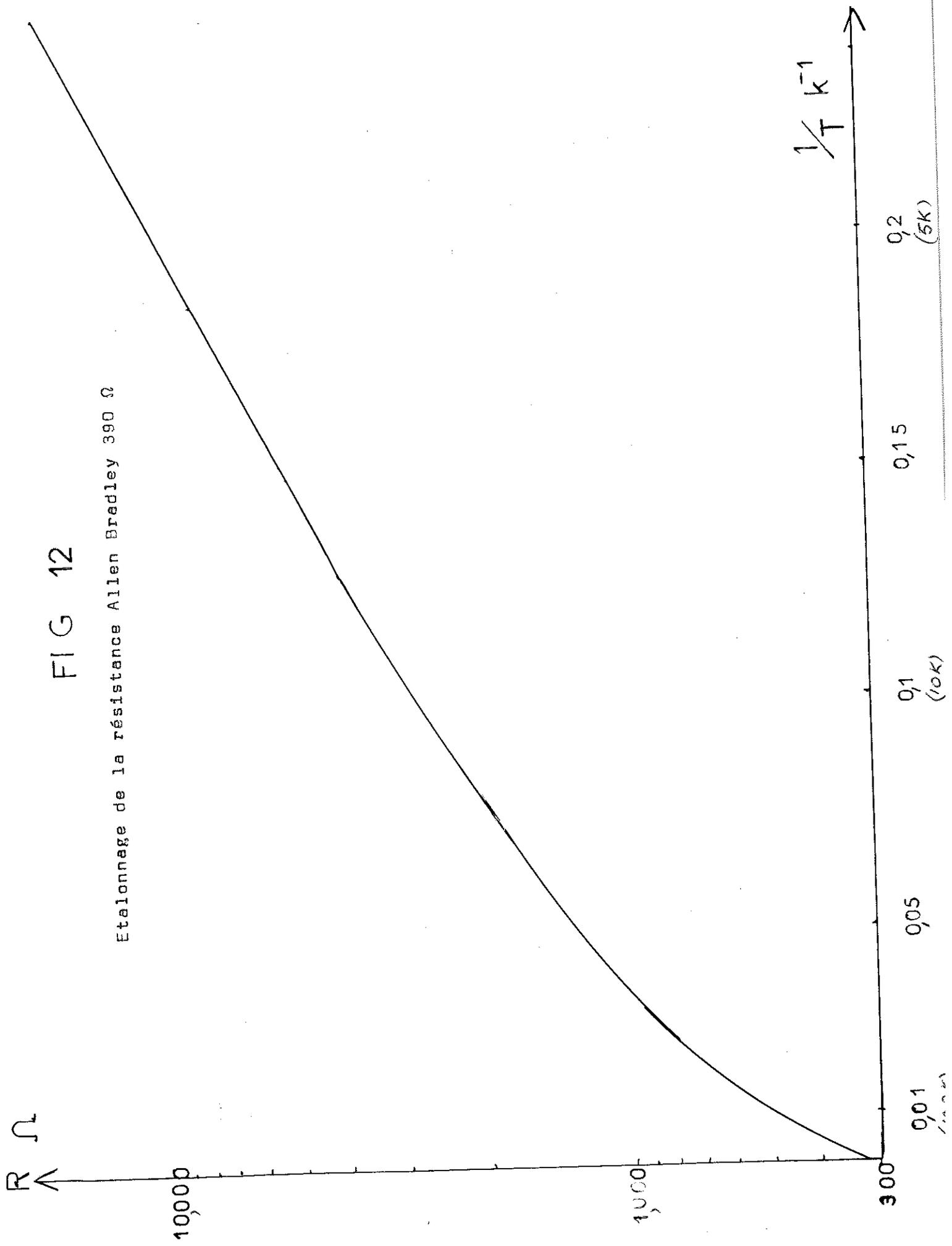
0,05

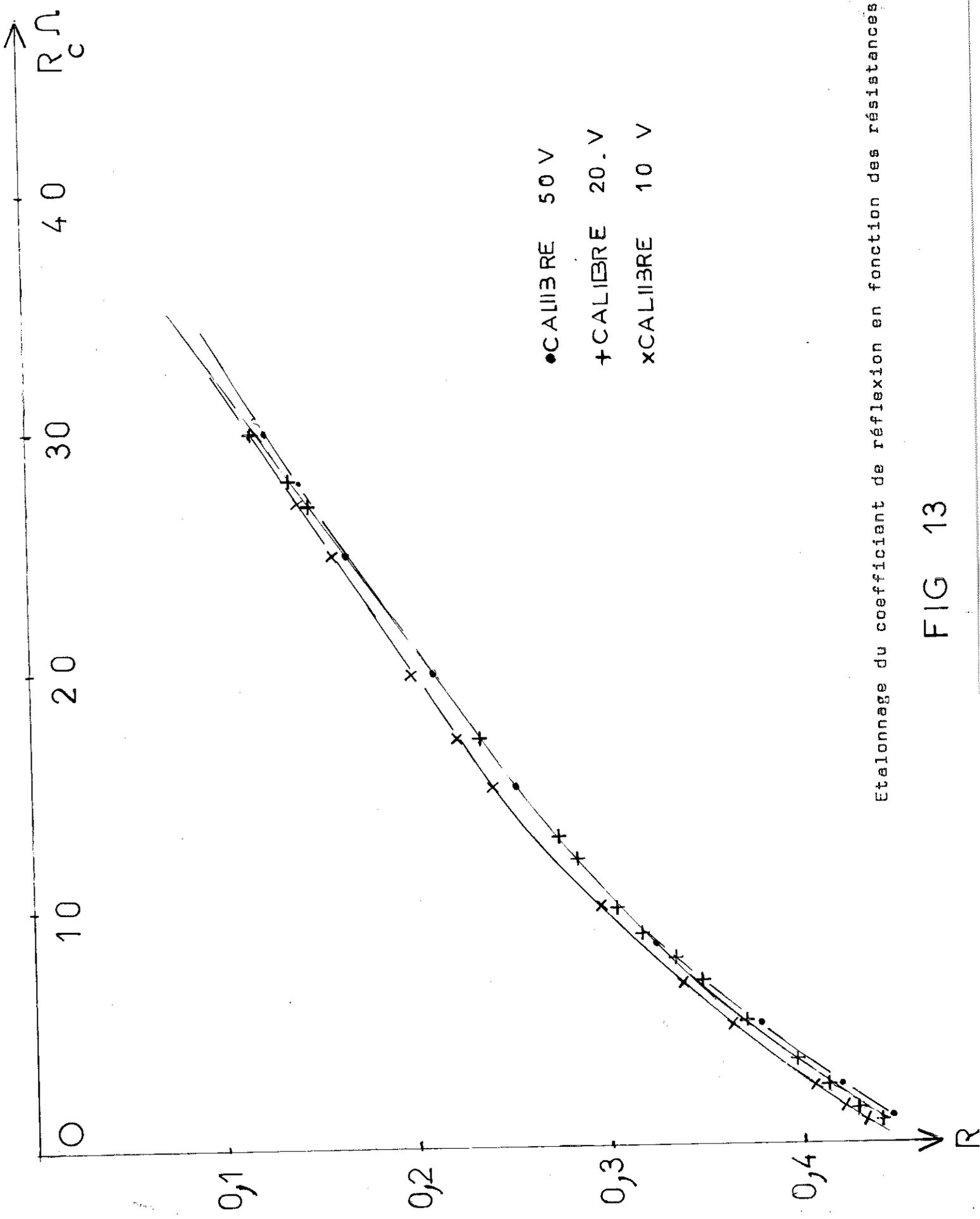
0,1
(10K)

0,15

0,2
(5K)

34

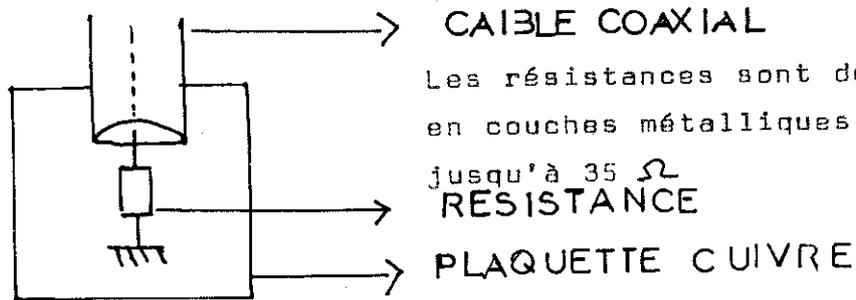




Etalonnage du coefficient de reflexion en fonction des résistances

FIG 13

central du cable coaxial, l'autre extrémité à une plaquette de cuivre mince reliée au blindage du cable; cela nous permet les fils les plus courts possibles donc de reduire les effets de self.



Nous faisons les étalonnages pour différents calibres de la tension incidente 50 V, 20 V, 10 V. Le coefficient de réflexion R est le rapport des hauteurs des impulsions réfléchies et incidentes x_2 et x_1 lues sur le papier millimétré de l'enregistreur Sefram (cf. fig. 14). Si l'impulsion incidente est bien définie avec un palier très horizontal, ce qui nous donne une seule valeur de x_1 il n'en est pas de même pour la réfléchie qui est légèrement inclinée d'où deux possibilités de dépouillement $\frac{x_2}{x_1}$ ou $\frac{x_2}{x_1}$ qui donnent d'ailleurs le même résultat à 2 % près. Pour faciliter le dépouillement, nous choisissons la seconde, compte tenu du fait que l'impulsion réfléchie est mal définie de départ car nous n'avons par un retard assez long entre les deux impulsions.

4) MESURE DES COEFFICIENTS DE REFLEXION

Pour chaque valeur différente de la tension incidente, réglable par les différents calibres sur le générateur d'impulsions, et dont la valeur - V - est lue sur l'oscilloscope, nous mesurons le coefficient de réflexion

$R = \frac{x_2}{x_1}$ en dépouillant les courbes de la même manière que les étalonnages, et en ayant conservé les mêmes réglages pour l'échantillonneur, et la même valeur de déroulement du papier de l'enregistreur.

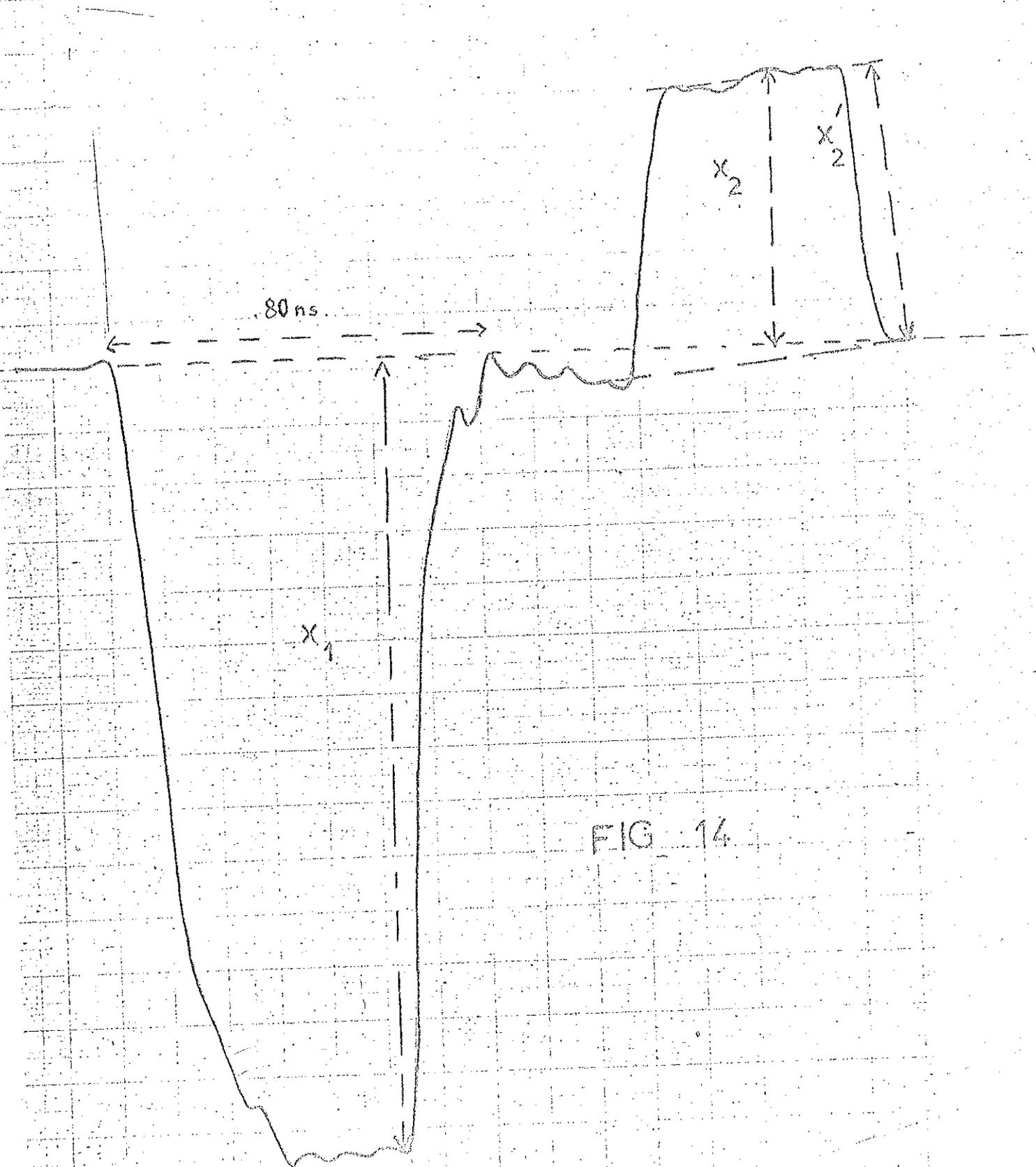


FIG 14

5) PRESENTATION DES RESULTATS

Pour chaque valeur de V , nous avons R donc R_c, T_1 .
La puissance incidente, par unité de surface, et $\frac{V^2}{R_c \cdot S}$

$$S = 0,1 \text{ mm}^2$$

surface du chauffage

Si R est le coefficient de réflexion, au point de vue tension
 R^2 l'est pour les puissances.

La puissance réfléchie par unité de surface est

$$\left(\frac{V^2}{R_c S}\right) (R^2)$$

La puissance rayonnée par unité de surface est :

$$P = \left(\frac{V^2}{R_c S}\right) (1 - R^2)$$

Nous traçons les courbes

$$T_{1K} = f(P) \quad \text{W/mm}^2$$

CHAPITRE IV : RESULTATS EXPERIMENTAUX

I - COURBES EXPERIMENTALES

Les courbes tracées sont $R_c = f(T)$
 $T_1 = f(P)$

T_1 en Kelvin

P en Watt par millimètre carré

R_c en Ohm

P est la puissance de radiation à la surface
 $S = 0,1 \text{ mm}^2$ du chauffage avec $P = \frac{V^2}{R} \cdot \frac{1}{S} (1 - R^2)$.
R coefficient de réflexion pour une tension incidente V en volt.
 T_1 est la température de radiation de la couche mince métallique
au moment de l'impulsion,
 R_c est la résistance de cette couche mince pour une certaine
température T.

Comme résultats expérimentaux, nous avons :

- a) l'or sur alumine
Fig. 15 - 16 avec les croix + représentant les
résultats expérimentaux, . ceux de Weis.
- b) le plomb sur l'alumine
Fig. 17 - 18 évaporé avec le substrat à
l'ambiante (courbe inférieure),
refroidi à la température de l'azote liquide (courbe supérieure)
- c) l'indium sur l'alumine
évaporé avec le substrat refroidi fig. 19 - 20.
- d) l'étain sur alumine , fig. 21 - 22

FIG 15

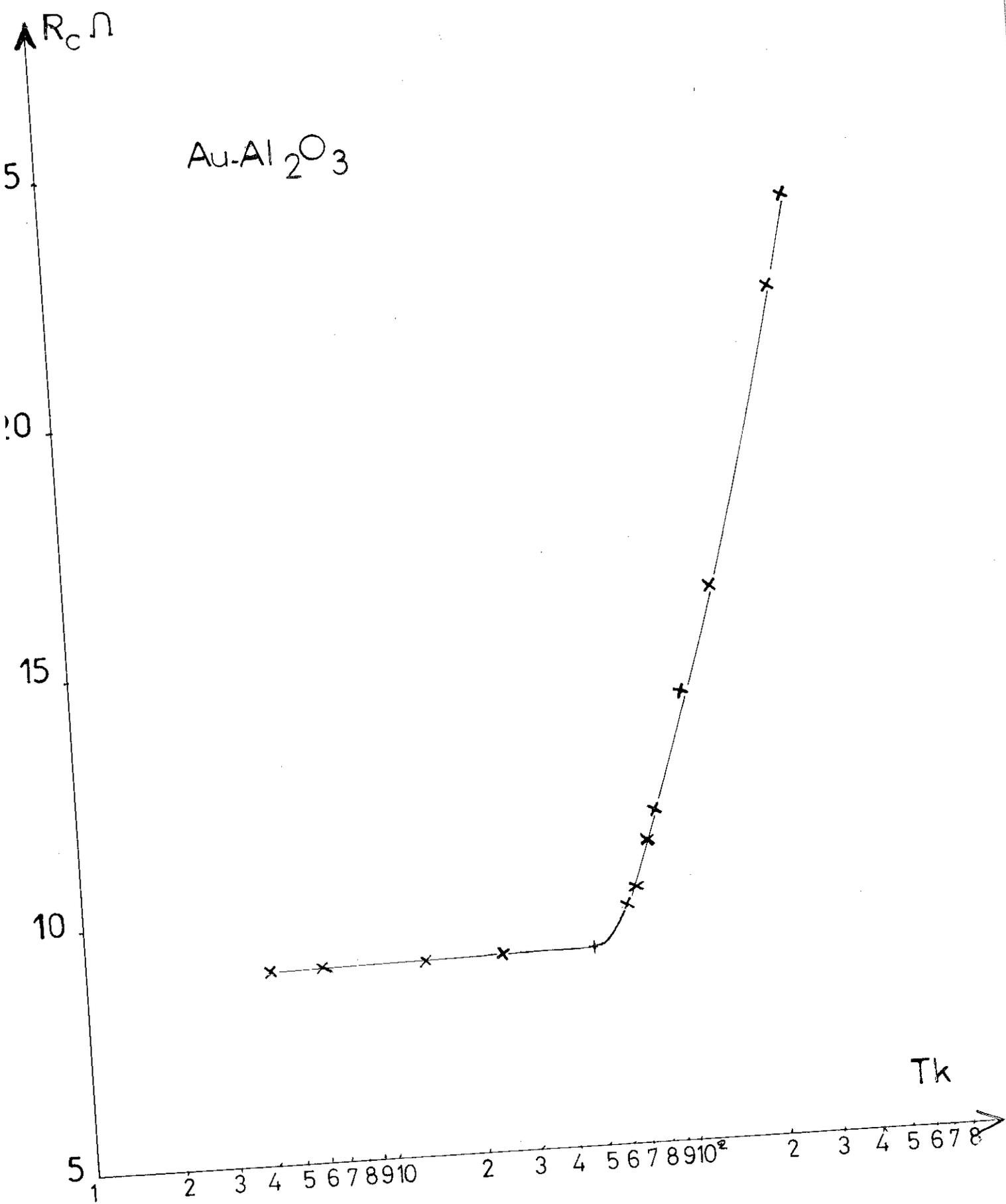


FIG 16

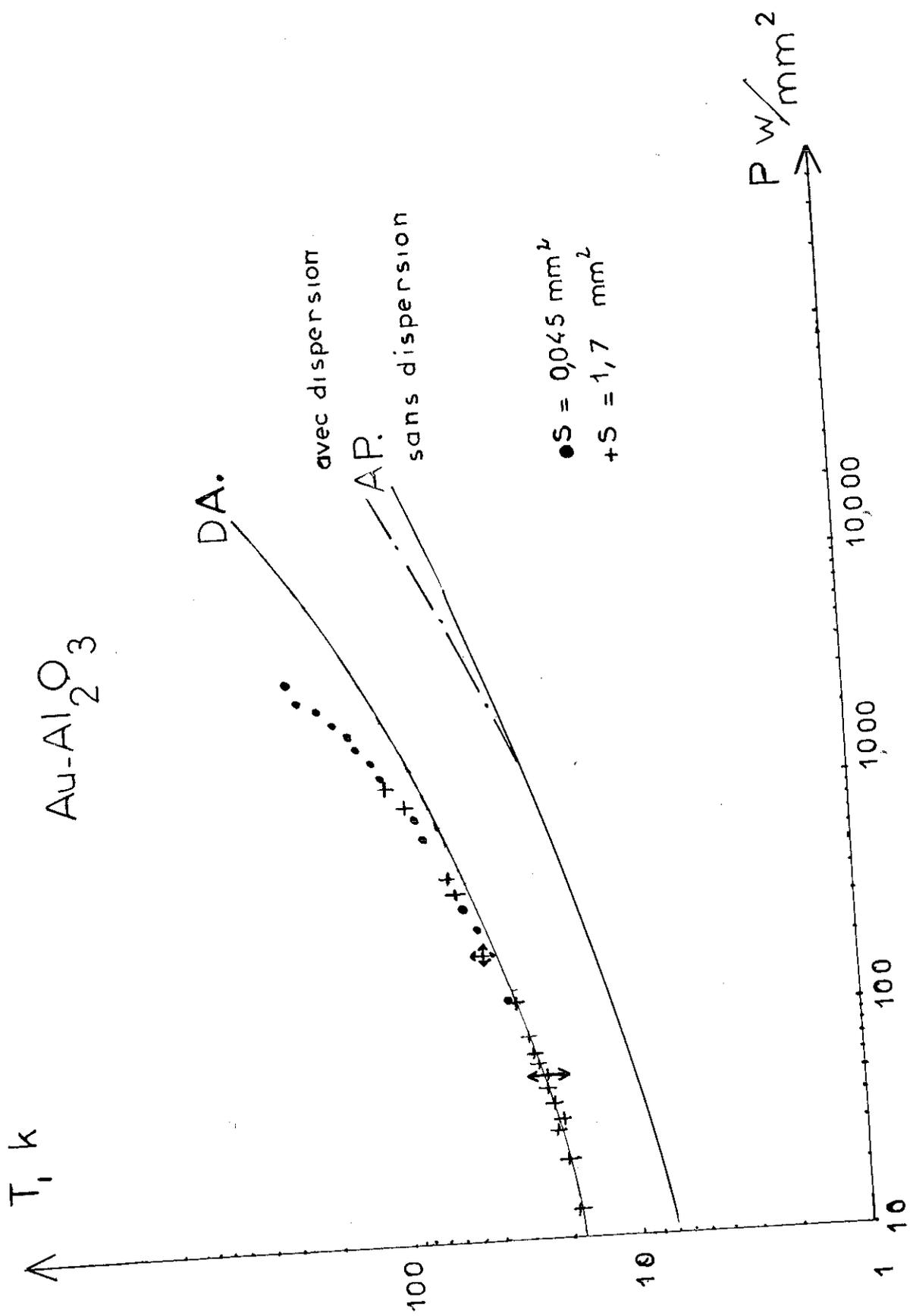


FIG 17

$R_c \Omega$

Pb - Al₂O₃

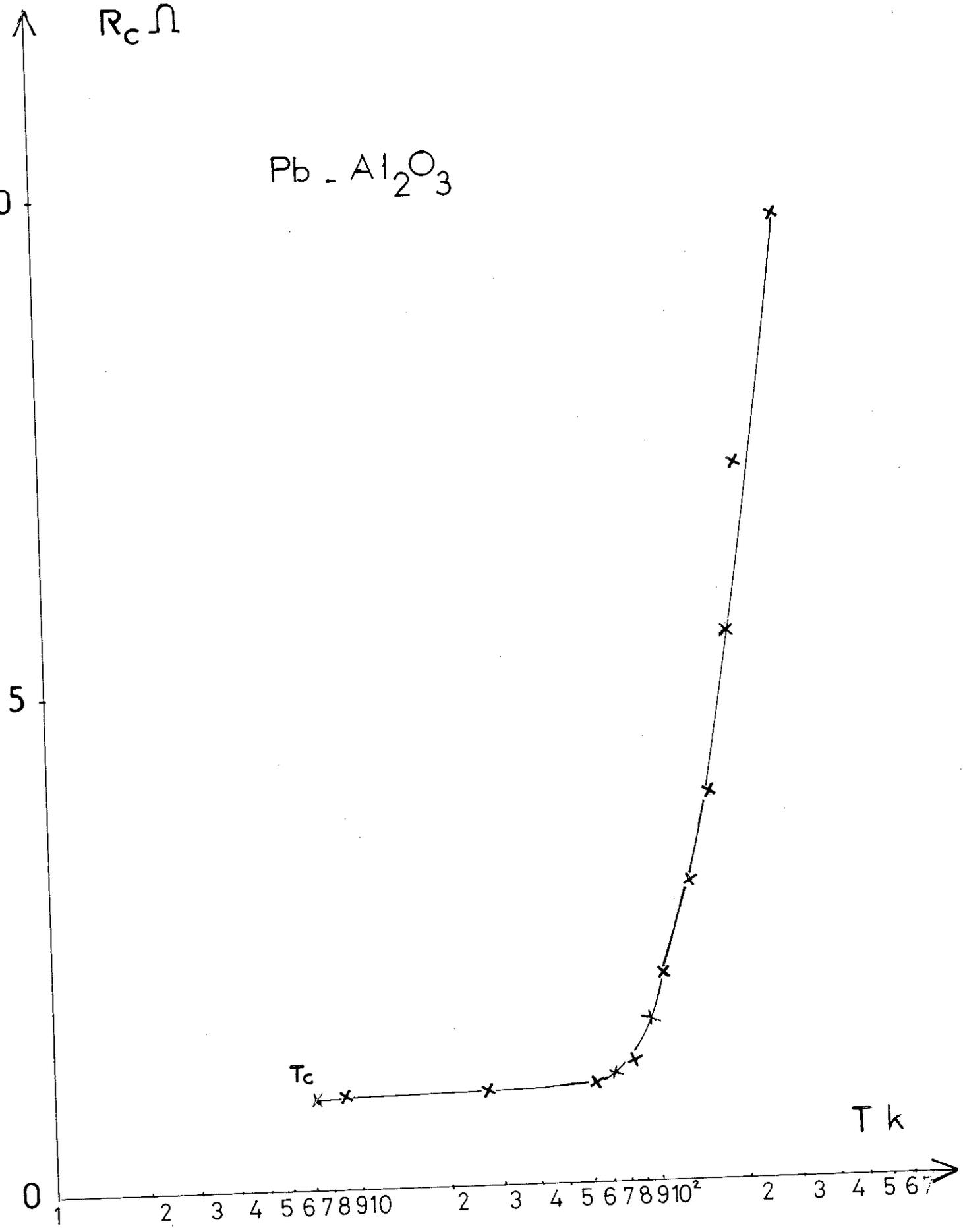
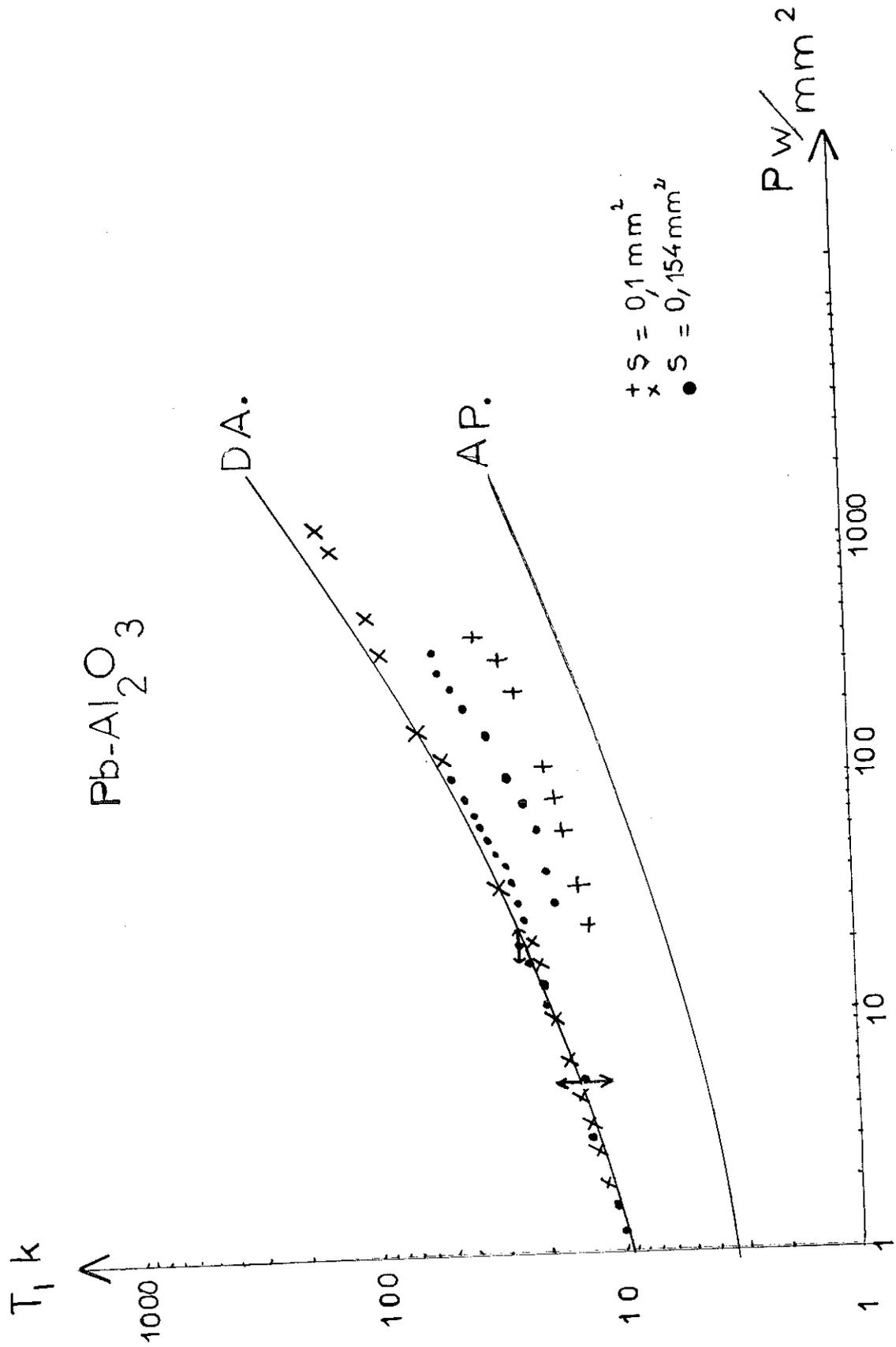


FIG 18



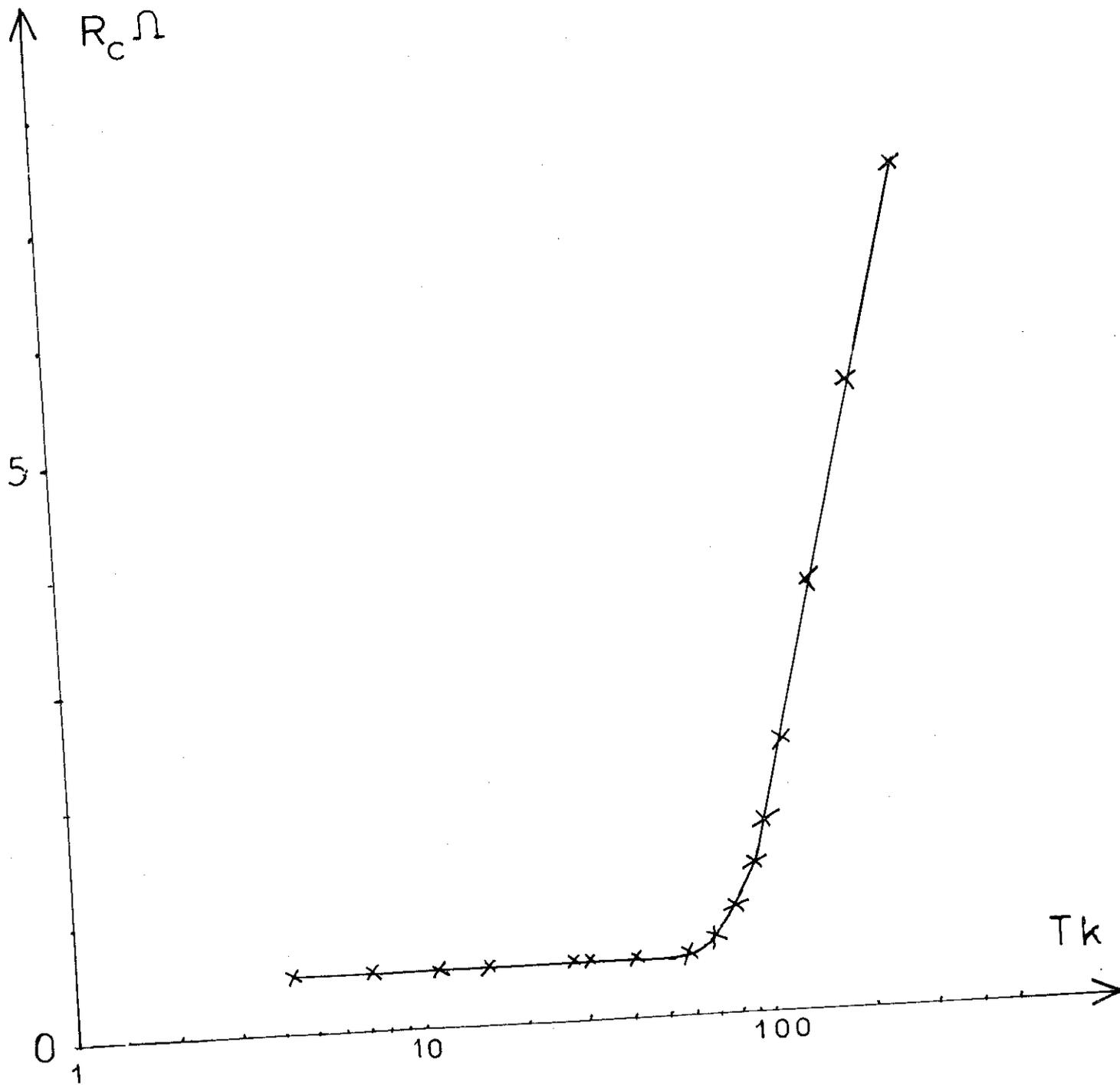
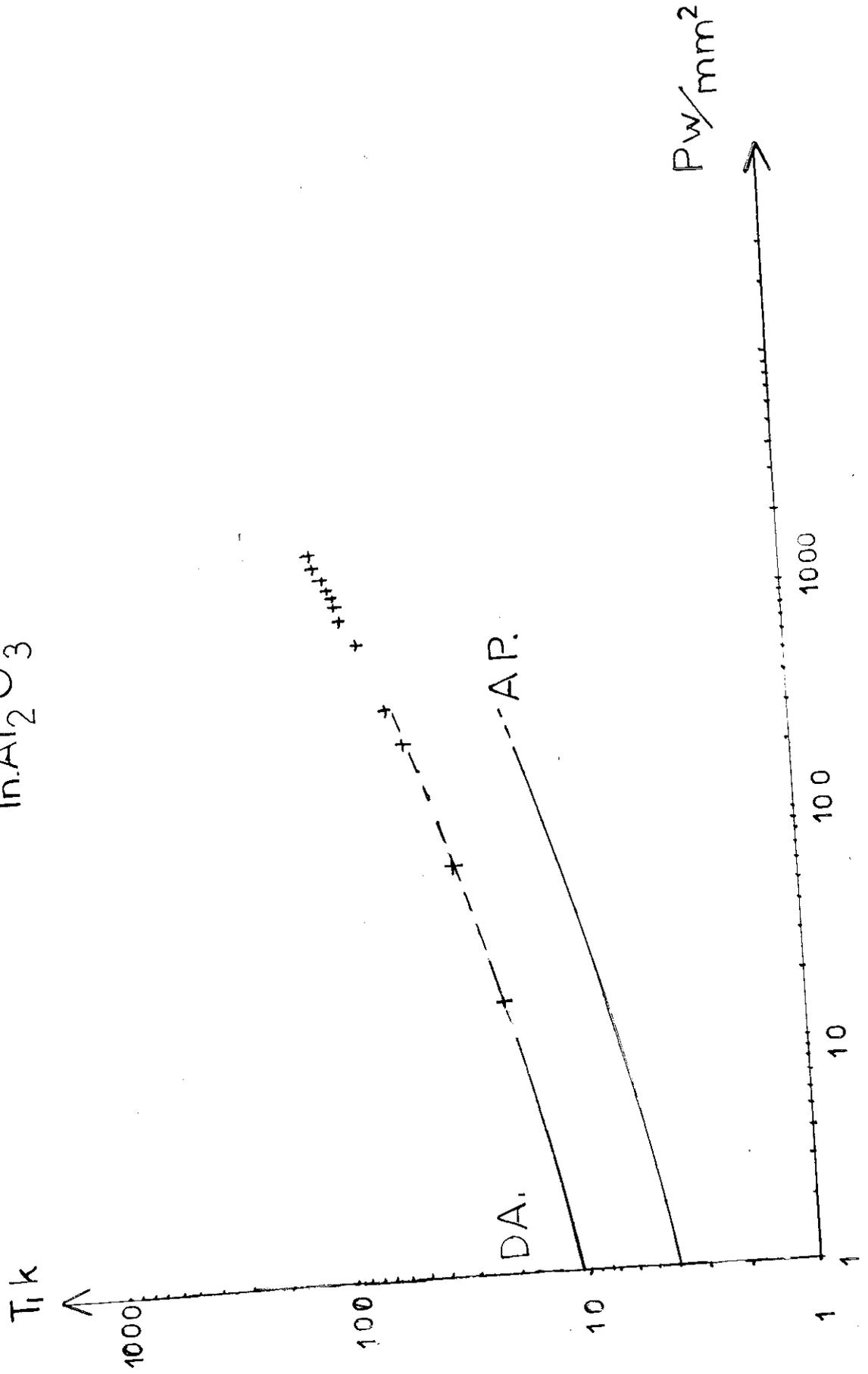


FIG 19

FIG. 20

$\ln. Al_2O_3$



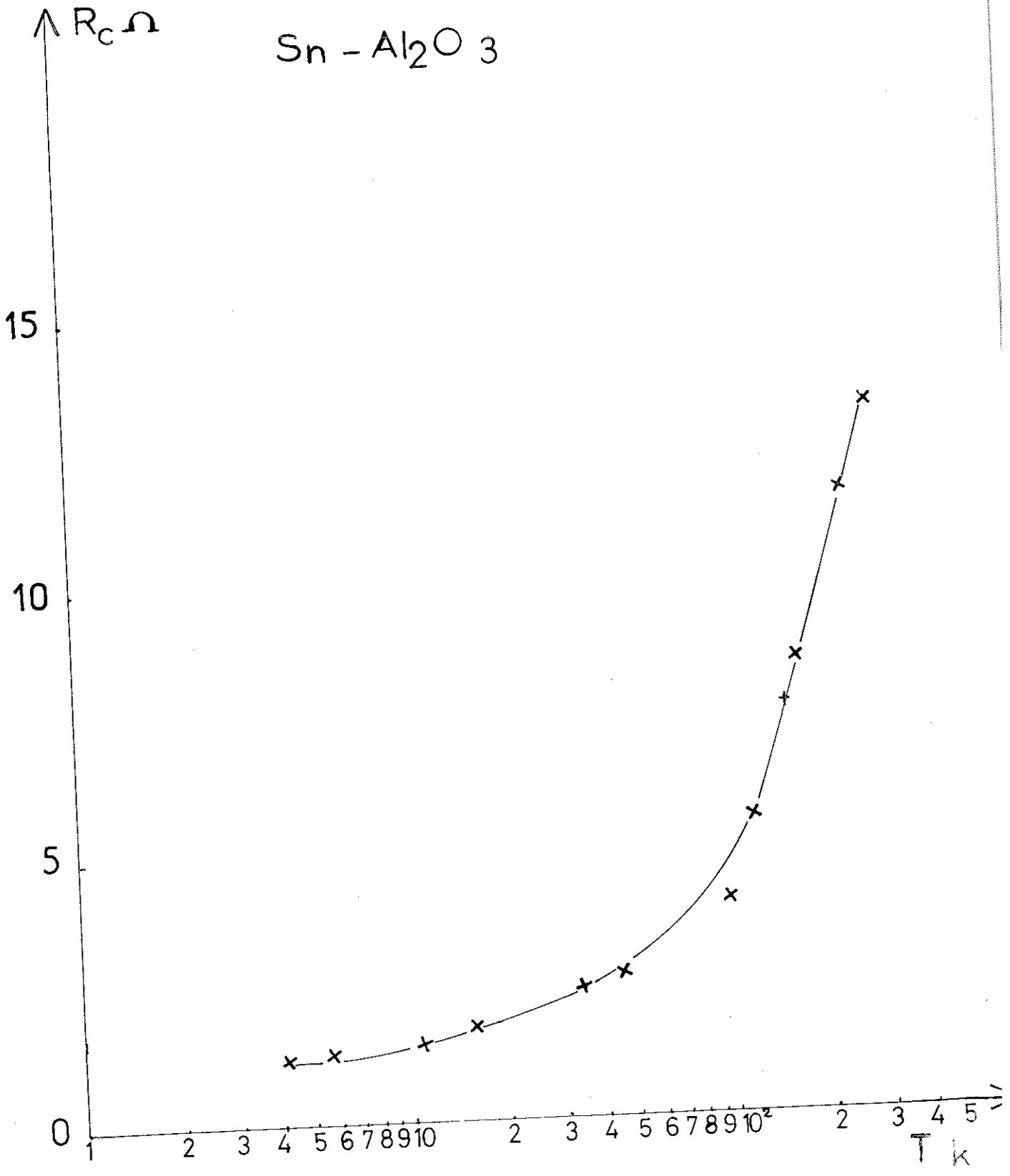
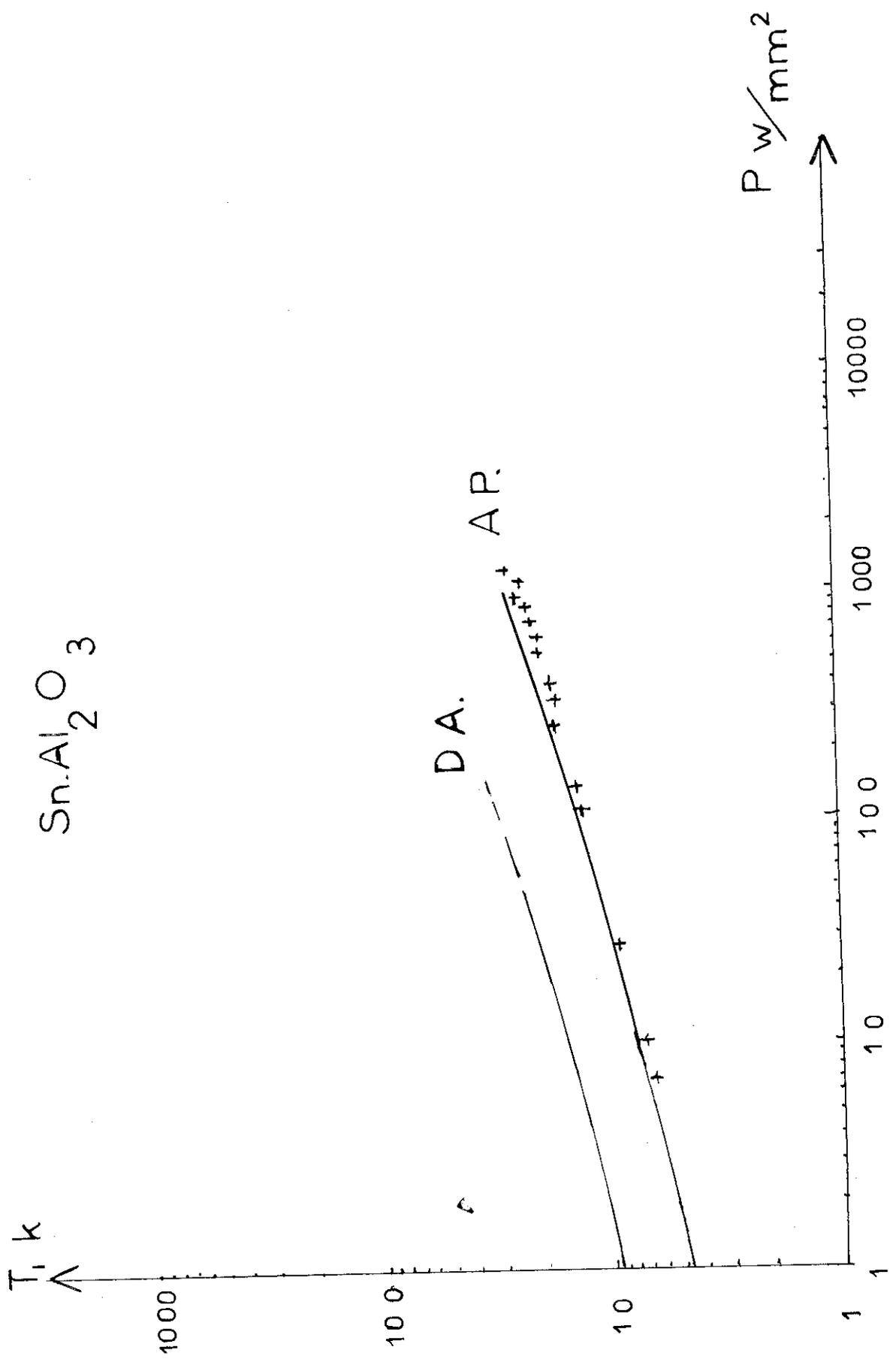


FIG.21

FIG 22



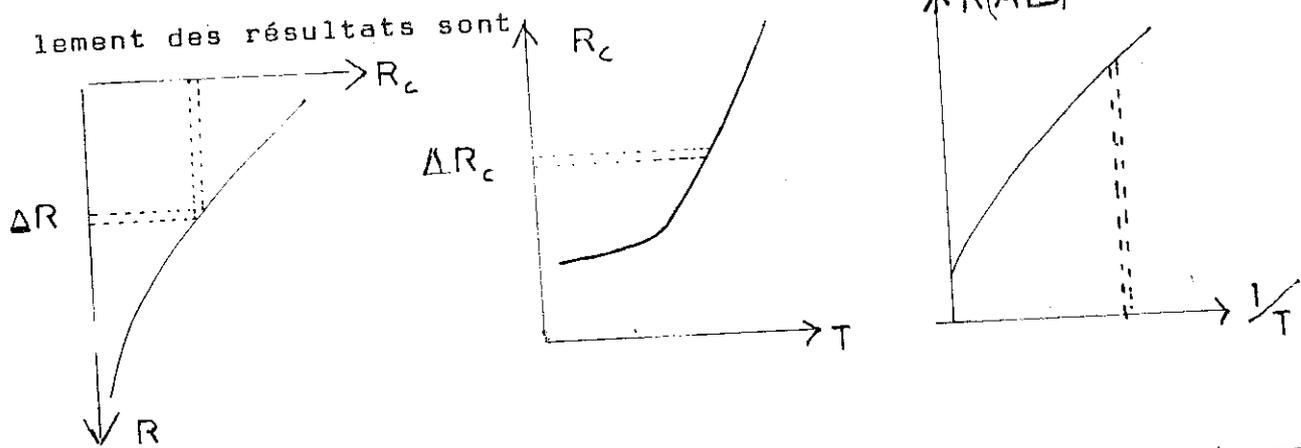
- e) l'or sur le quartz , fig. 23 - 24.
- f) l'indium sur le quartz, fig. 25 - 26.
- g) l'étain sur le quartz, fig. 27 - 28.

Les expériences $\text{Au Al}_2\text{O}_3$ et $\text{Pb Al}_2\text{O}_3$ avaient déjà été faites par Weis (14) : cela nous a permis de tester notre montage et de vérifier nos résultats sans avoir besoin de tracer de suite les courbes théoriques.

II - PRECISION DES MESURES

1) Erreur sur la mesure de T_1

Les courbes d'étalonnage employées pour le dépouillement des résultats sont



Nous avons $\Delta R = 0,004$ due à l'incertitude de mesure des hauteurs des impulsions réfléchies et incidentes sur la papier de l'enregistreur d'où $\Delta R_c \} R$ due à R

$$\Delta R_c \} R = 0,2 \Omega \quad \text{pour } R_c > 5 \Omega$$

$$\Delta R_c \} R = 0,1 \Omega \quad \text{pour } R_c < 5 \Omega$$

Nous avons aussi $\Delta R_c \} R_c$ due à l'erreur de mesure de la résistance de la couche au P12.

$$\Delta R_c \} R_c = 0,1 \Omega$$

$$\text{D'où } \Delta R_c = \Delta R_c \} R_c + \Delta R_c \} R$$

FIG 23

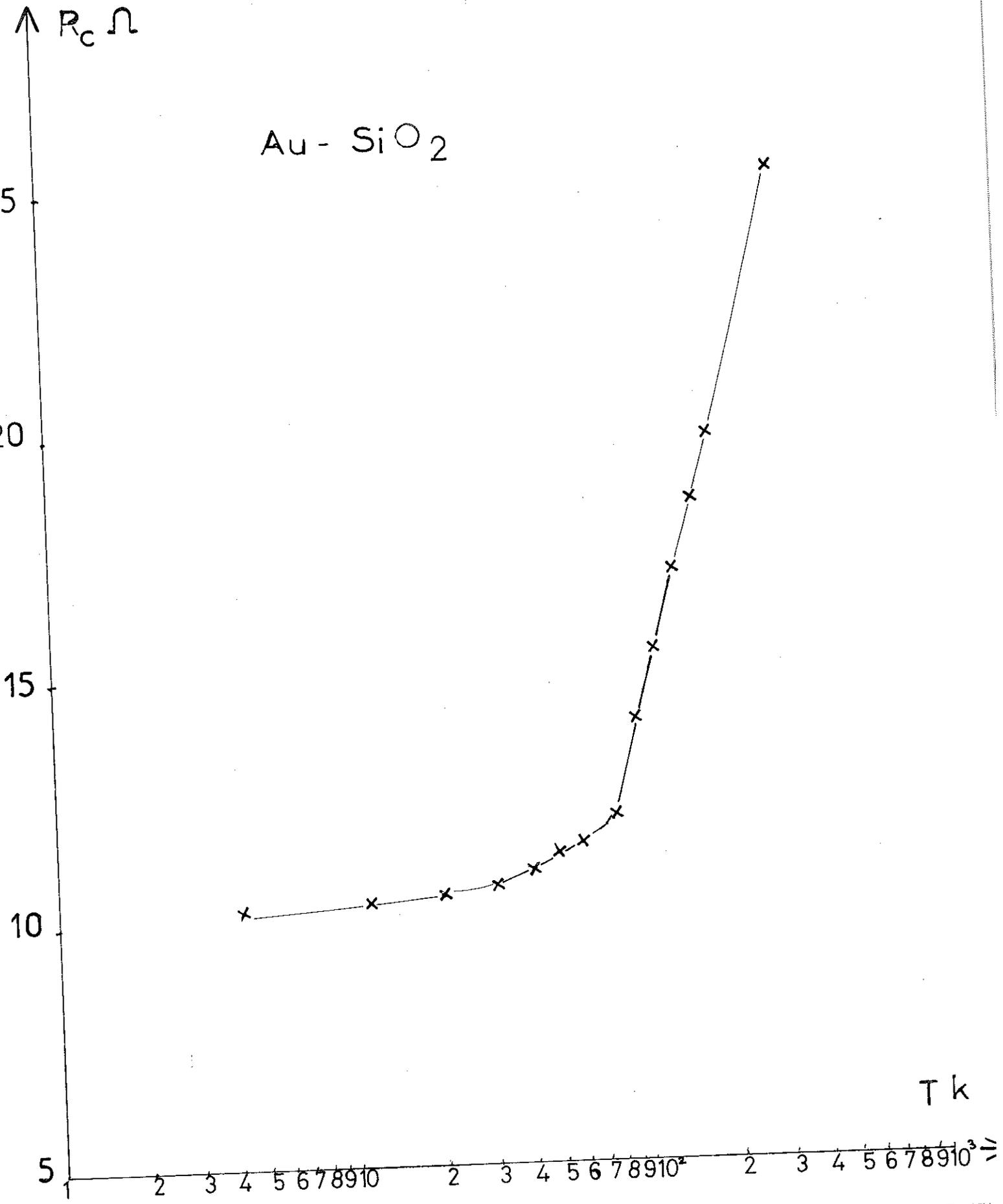
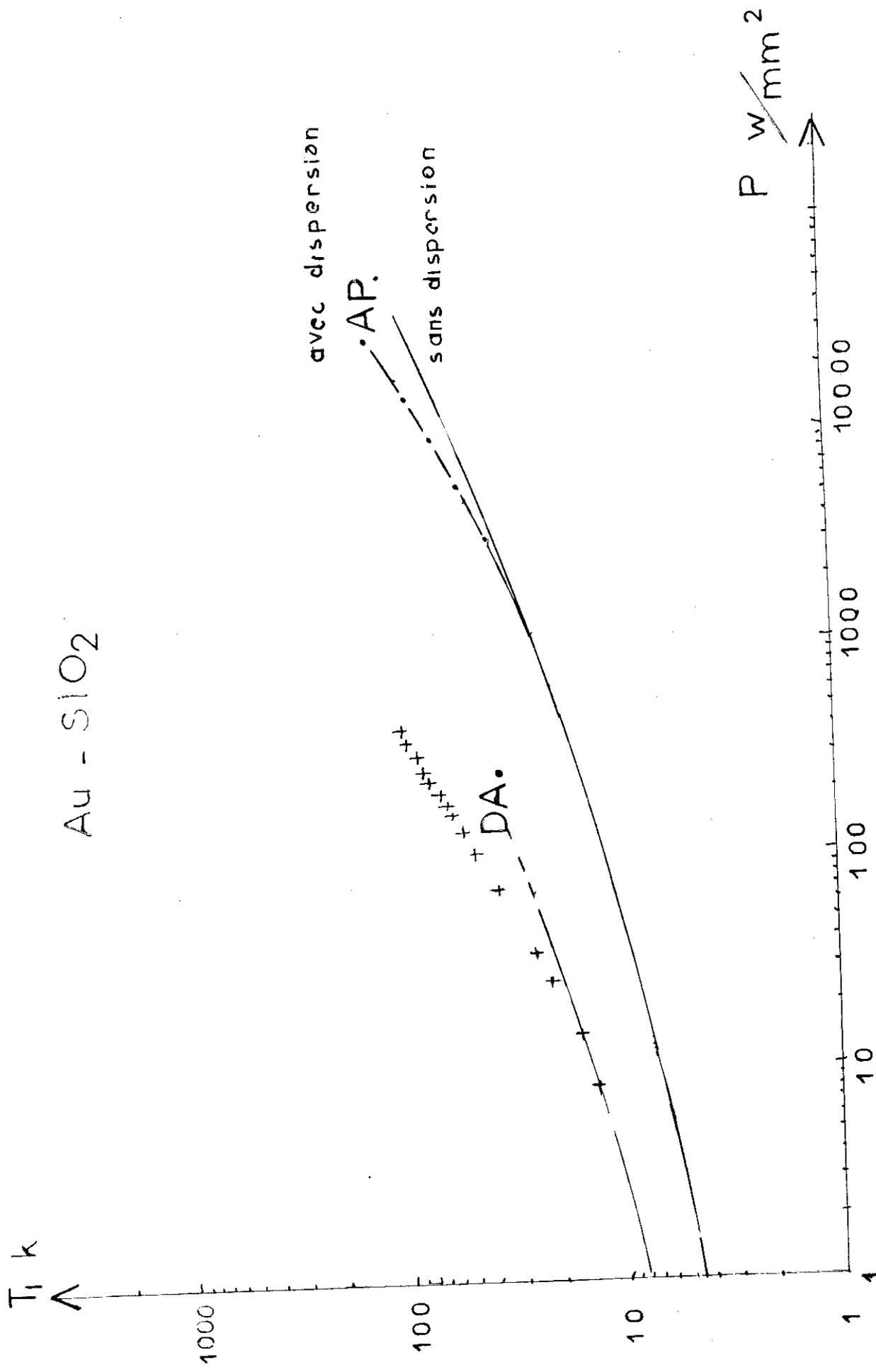


FIG 24



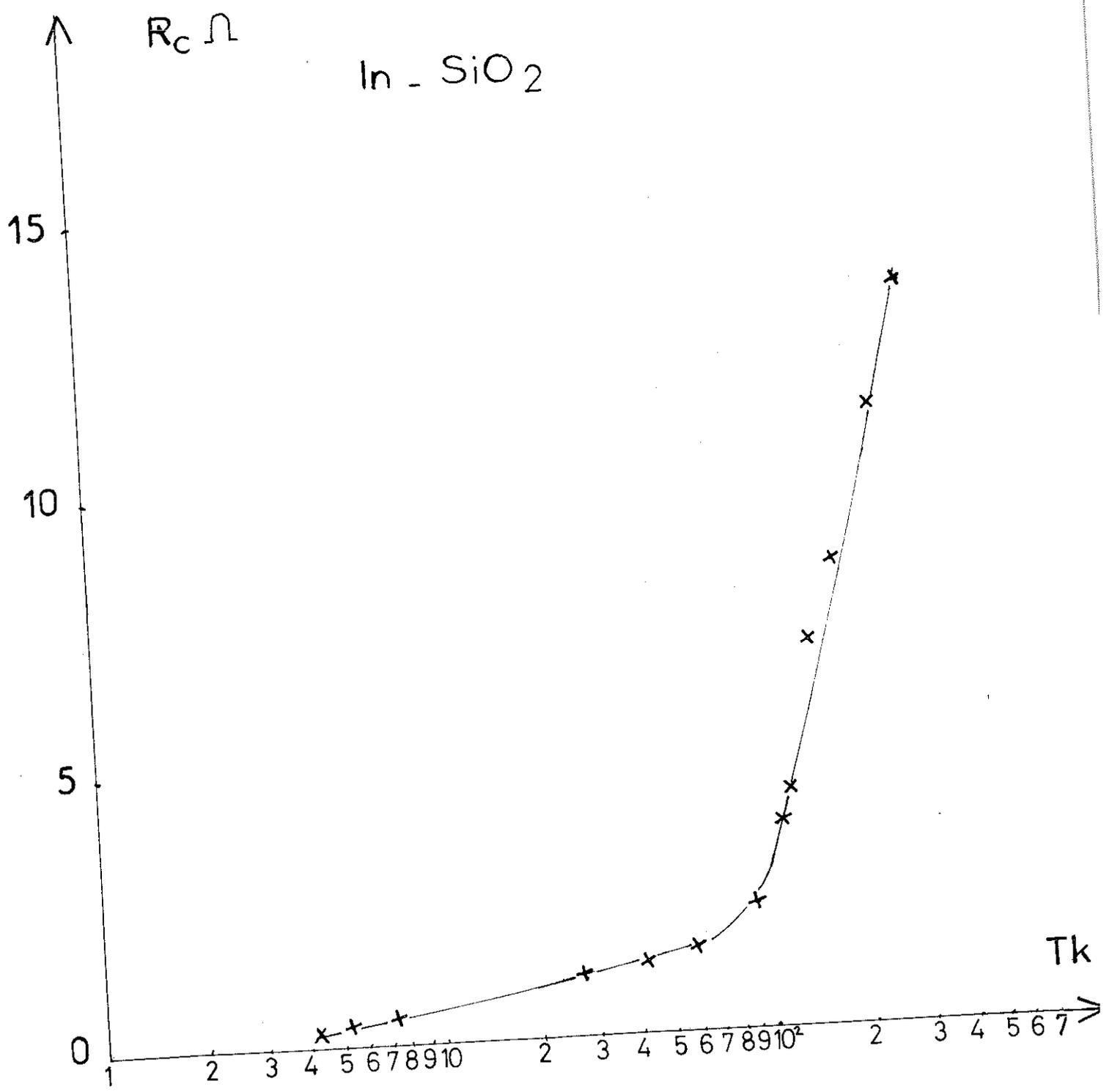


FIG 25

FIG 26

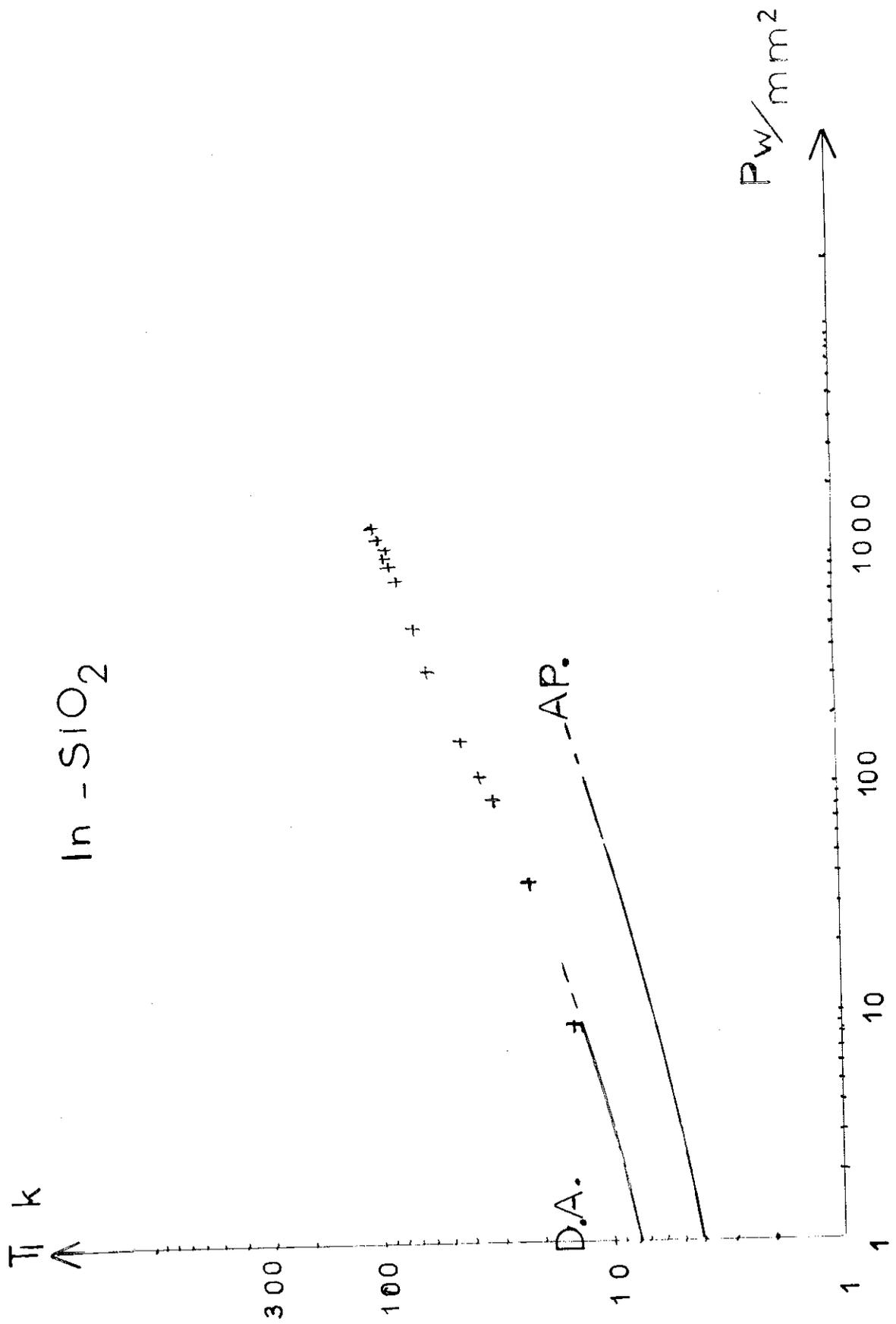


FIG 27

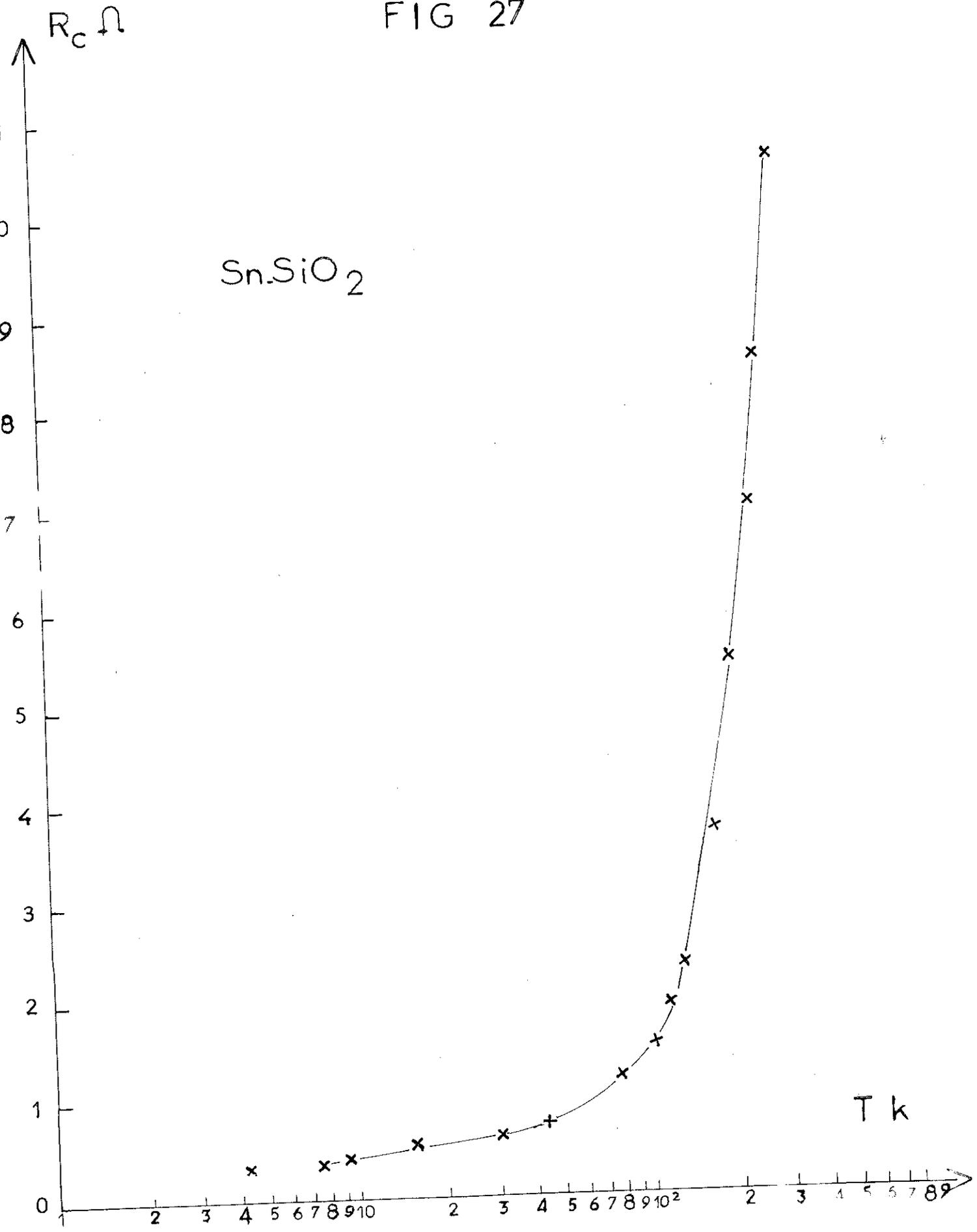
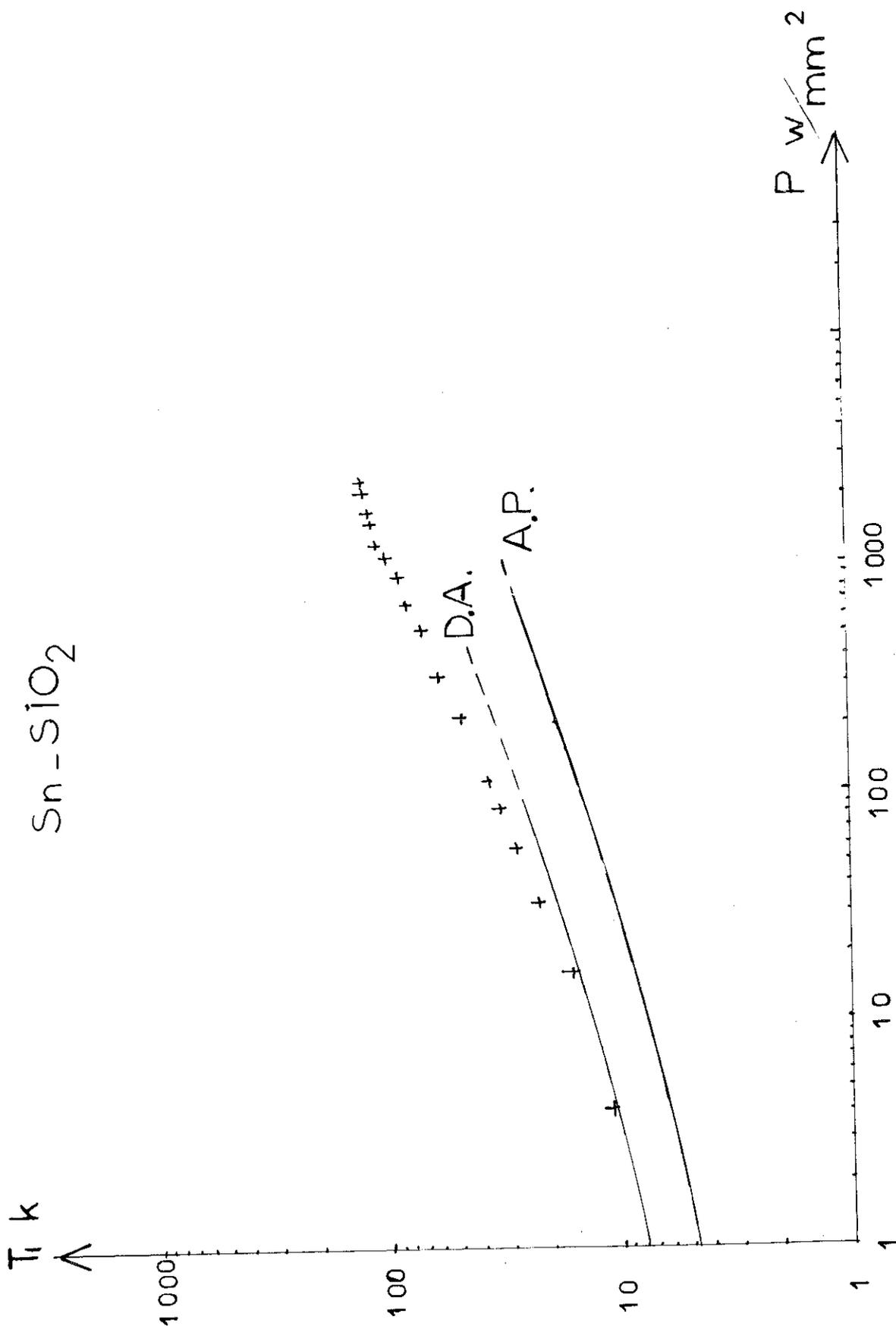


FIG 28



Dans la gamme $T > 100 \text{ K}$, $\Delta R_c = 0,3 \Omega$
 $\Delta T \} R_c = 5 \text{ K}$ incertitude à laquelle il faut ajouter l'incertitude sur l'étalonnage de la résistance Allen Bradley 390Ω qui nous permet la mesure de la température $\left. \frac{\Delta T}{T} \right\}_T = 1 \%$
 dans cette gamme nous prenons $\Delta T \} T = 1 \text{ K}$. Nous majorons l'erreur par $\Delta T = 6 \text{ K}$
 $T > 100 \text{ K}$.

Dans la gamme intermédiaire $30 < T < 100 \text{ K}$
 $R_c = 0,2 \Omega$, $\Delta T = 4 \text{ K}$. La précision est $\frac{4}{100} < \frac{\Delta T}{T} < \frac{15}{100}$.

Dans la gamme plus basse l'incertitude devient beaucoup plus grande, de l'ordre de 50 %. Les mesures deviennent presque impossibles vu la résistivité résiduelle de la couche qui apparait pour $T < 30 \text{ K}$.

2) Incertitude sur la puissance de radiation P

$$P = \frac{V^2}{R_c S} (1 - R^2)$$

$$\frac{\Delta P}{P} = 2 \frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta R_c}{R_c} + \frac{\Delta S}{S} + \left(\frac{\Delta(1 - R^2)}{1 - R^2} = \frac{2 \Delta R}{1 - R^2} \right)$$

$$\Delta R = 0,004$$

$$\frac{\Delta S}{S} = \frac{2}{100}$$

$$\frac{\Delta V}{V} = 3/100$$

V tension lue sur l'oscilloscope.

$$\underline{T > 100 \text{ K}} \quad \frac{\Delta R_c}{R_c} = \frac{3}{100}$$

$$\frac{\Delta R}{1 - R^2} \quad \text{négligeable}$$

$$\Delta R = 0,001$$

$$R = 0,3$$

$$\frac{\Delta P}{P} = 8 / 100$$

$$P \sim 2000 \text{ W/mm}^2$$

$$\Delta P \sim 160 \text{ W/mm}^2$$

$$\underline{30 < T < 100 \text{ K}}$$

$$\frac{\Delta R_c}{R_c} = \frac{10}{100}$$

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{15}{100}$$

$$P \sim 100 \text{ W/mm}^2$$

$$\Delta P \sim 15 \text{ W/mm}^2$$

3) Améliorations à apporter

La principale source d'erreur vient de la courbe

$$R_c = f(T)$$

a) du fait que ces couches ont pour $T < 30 \text{ K}$ une résistivité résiduelle,

b) du fait que nos résistances choisies étaient trop faibles à basses températures donc également à l'ambiante. Cela vient d'une difficulté technique : si la résistance est prise plus grande à l'ambiante, de l'ordre de 200Ω , son épaisseur est moindre et nous avons vu que la couche adhérerait mal et "craquait" plus facilement lors de la manipulation. De plus comme nous l'avons indiqué dans le chapitre de technique expérimentale nous mesurons la valeur de la résistance à l'aide d'un témoin, ce qui ne nous permettait pas de bien ajuster cette résistance.

CHAPITRE V - COMPARAISON EXPERIENCE - THEORIE

I - COURBES THEORIQUES

1) Courbes théoriques du modèle de désadaptation acoustique : DA

La formule [7] s'écrit dans le cas $T \ll \theta, D$

$$[8'] \quad T_1^4 - T_2^4 = \frac{(dq/dt) \lambda / s}{5,01 \times 10^{16} \left(\frac{\Gamma_e}{C_{e,2}^2} + \frac{\Gamma_{s1} + \Gamma_{s2}}{C_{t,2}^2} \right)}$$

c.g.s.

$$T_1^4 - T_2^4 = \frac{P}{5,01 \times 10^{16} \left(\frac{\Gamma_p}{C_{e,2}^2} + \frac{\Gamma_{s1} + \Gamma_{s2}}{C_{t,2}^2} \right)}$$

Nous travaillons avec l'échantillon dans le bain et avec l'hypothèse que le substrat ne se chauffe pas. T_2 reste égale à $4 \cdot 2$ donc $T_2^4 \ll T_1^4$.

La formule [8'] s'écrit

$$[10] \quad T_1^4 =$$

$$\left[\frac{P}{5,01 \times 10^{16} \left(\frac{\Gamma_e}{C_{e,2}^2} + \frac{\Gamma_{s1} + \Gamma_{s2}}{C_{t,2}^2} \right)} \right]^{1/4}$$

Nous tracerons les courbes de ce modèle sur les mêmes feuilles que les courbes expérimentales pour faciliter la comparaison. Le tableau **I** regroupe toutes les valeurs théoriques dont nous avons eu besoin pour le calcul de Γ_{σ} à l'aide du programme fait par B. Hebral et passé au calculateur.

Les valeurs numériques des vitesses longitudinales et transverses pour l'or, l'alumine sont données par Weis (13, 14), celles du quartz sont les valeurs expérimentales trouvées par Von Gutfeld dans une expérience d'impulsion de chaleur (11). Nous avons été obligés de prendre ces valeurs expérimentales

TABLEAU 1

	Pb	In	Au	Sn	Al ₂ O ₃	SiO ₂
Cp	2,0	2,77	3,24	3,32	11,1	5,9
Ct	0,7	1,11	1,2	1,67	6,09	4,4
ρ	11,34	7,28	19,32	7,3	4	2,65
		0,045		0,0956	1/2	
		0,0038		0,0206	1/2	
		0,0085		0,0363	1/2	
		0,1436	0,115	0,1937		1/2
		0,0194	0,019	0,0476		1/2
		0,0297	0,027	0,0659		1/2

Km/s

Km/s

g/cm³

SiO ₂		
Γ _E	1/2	
Γ _{S1}	1/2	
Γ _{S2}	1/2	

Al₂O₃

vue la grande anisotropie du quartz. Pour l'indium les vitesses sont calculées à partir des valeurs des constantes élastiques données par Chandrasekhar (3), celles de l'étain sortent d'une table de constantes physiques (Handbook). Les courbes théoriques n'ont pas été recalculées et nous comparerons nos résultats à ceux de Weiss pour Au sur Al_2O_3 et Pb sur Al_2O_3 .

2) Courbes théoriques du modèle d'adaptation parfaite des impédances AP $\rho_2 = \rho_1$; $C_1 = C_2$; $\Gamma_0 = \frac{1}{2}$

σ polarisation des phonons.

La formule [10] devient

$$T_1 = \left[\frac{P}{5,01 \times 10^{16} \left(\frac{1}{2C_{p,2}^2} + \frac{1}{C_{t,2}^2} \right)} \right]^{1/4}$$

Nous traçons aussi ces courbes sur les mêmes feuilles que les courbes expérimentales.

Nous pourrions aussi utiliser la formule de Weiss en prenant maintenant les émissivités spectrales égales à l'unité, c'est-à-dire la formule [9]

$$T_1 = \left[\frac{P/A}{\frac{\pi^2 R^4}{120 h^3} \left(\frac{1}{C_{p,2}^2} + \frac{2}{C_{t,2}^2} \right)} \right]^{1/4}$$

MKSA
avec

$$\frac{120 h^3}{\pi^2 R^4} = 3,9 \times 10^{-10}$$

A en mm^2 • C en mm/s

P en Watt

Avec les deux formalismes nous arrivons évidemment à la même courbe du modèle de parfaite adaptation.

II - COMPARAISON DE NOS COURBES AVEC LES COURBES
THEORIQUES DU MODELE DE LITTLE.

Nous n'avons les courbes théoriques que dans le domaine basses températures $T_1 \ll \Theta_{D1}$ où la comparaison sera alors possible. Pour des températures supérieures la loi de variation n'a pas encore été programmée.

1) Or sur alumine, fig. 16

L'accord dans la région basse température est bon et l'on peut dire que le modèle décrit bien la radiation. Weis avait la courbe théorique dans toute la gamme des températures de 4K à l'ambiante. Dans ce cas nous comparons nos résultats à cette courbe. Ils semblent suivre cette loi.

2) Plomb sur alumine fig. 183

Nous comparons de suite nos résultats avec ceux de Weis. Ils sont compatibles. Nous avons de plus retrouvé le phénomène qu'il avait déjà observé. Quand le plomb est évaporé sur un substrat à la température ambiante les résultats sont décalés vers la courbe du modèle de "perfect matching". Weis a donné l'explication suivante : la grande désadaptation entre le plomb et l'alumine est réduite par le fait qu'un film fin peut rester sur le cristal pendant l'évaporation ; par exemple : des molécules d'eau adsorbées à la surface du cristal qui ensuite réagissent avec le plomb et cela donne une sorte d'état intermédiaire entre le plomb et l'alumine. Le phénomène est supprimé avec la possibilité de refroidir avant le substrat et d'évaporer le film de plomb sur toute la surface et de découper ensuite le chauffage à la forme voulue, en travaillant sous microscope. Cette technique a été utilisée par Weis et a donné de bons résultats. Nous nous sommes contentés de laisser dégazer le substrat pendant une nuit sous un vide de 10^{-5} Torr, puis de refroidir le substrat à la température de l'azote liquide. La courbe expérimentale obtenue remonte bien vers la courbe théorique du modèle de désadaptation. Mais Weis avait pris pour ses calculs théoriques un Θ_{DP} égal à 75,9 K, valeur qui semble trop faible. Bien que nos résultats soient en accord avec les siens, pour pouvoir affirmer que

ces résultats suivent la loi de désadaptation acoustique il nous faudrait refaire les calculs des Γ_s avec la valeur classique de $\theta_0 = 100 \text{ K}$

3) Indium sur alumine, fig. 20

L'indium a été évaporé avec le substrat refroidi. Les résultats expérimentaux sont sur une courbe qui tend asymptotiquement vers la courbe théorique de désadaptation.

4) Etain sur alumine

Des difficultés apparaissent. La couche n'avait pas "craqué" mais la variation en température est très faible et vue la précision des mesures nous pouvons dire que cela suivrait plutôt le modèle d'adaptation. La couche devait être en mauvais contact avec le substrat et peut être même décollée, ou bien des molécules d'eau par exemple étaient restées sur le substrat et sous le film évaporé.

5) Or sur quartz, fig. 24

Etain sur quartz, fig. 26

Indium sur quartz, fig. 28

Les trois courbes expérimentales tendent asymptotiquement vers la courbe théorique du modèle de désadaptation acoustique.

III - VALEURS DES CONDUCTANCES DE CONTACT FILM - SUBSTRAT.

De ces courbes calculées du modèle de désadaptation acoustique à basses températures nous pouvons déduire le coefficient α tel que

$$P = \alpha (T_1^4 - T_2^4) \quad \text{d'en } W/mm^2 K^4$$

tableau 2 : coefficient α

	Al_2O_3	SiO_2
Pb	$3,7 \times 10^{-5}$	
In	$6,5 \times 10^{-5}$	$21,7 \times 10^{-5}$
Au	$12,5 \times 10^{-5}$	$20,8 \times 10^{-5}$
Sn	$12,7 \times 10^{-5}$	$22,6 \times 10^{-5}$

On peut définir la résistance de contact solide, solide R_{ss} telle que $P = \frac{1}{R_{ss}} \Delta T$ pour $T_1 = T_2 + \Delta T$ $\Delta T \ll T$

$$R_{ss} = \frac{1}{4\alpha T_2^3} \quad K \cdot mm^2 / W$$

α_k : conductance de contact en $W/mm^2 K : 4\alpha T_2^3$

tableau 3 : coefficient α_k

	Al_2O_3	SiO_2
Pb	0,011	
In	0,02	0,067
Au	0,0388	0,0545
Sn	0,0395	0,07

Nous pouvons remarquer une anomalie pour le cas Au- SiO_2 .
En effet $\alpha_{Sn} < \alpha_{Au} < \alpha_{Sn}$. Nous devrions avoir $\alpha_{Sn-SiO_2} > \alpha_{Au-SiO_2} > \alpha_{In-SiO_2}$
Il serait bon de vérifier les calculs des Γ dans le cas Or-quartz.

IV - AMELIORATIONS A APPORTER

- Le domaine $T \gtrsim \theta_{D1}$ est celui où nous avons la meilleure précision. Il serait bon de pouvoir vérifier par le calcul nos résultats dans cette zone.

- Toujours dans ce même domaine qui correspond à des grandes puissances électriques envoyées dans le film nous avons eu des difficultés de dépouillement. Comme nous l'avons indiqué dans la figure 14 le dépouillement est fait avec x_2/x_1 . x_2 est pris dès que le film a atteint sa température d'équilibre T_1 en début d'impulsion. Sur la figure 14 nous voyons que même en fin d'impulsion la résistance donne encore le même coefficient de réflexion. Il n'en est pas de même pour les couches métalliques. L'impulsion réfléchie s'incline après l'équilibre. Il nous restera à déterminer l'origine de ce phénomène. fig 29

- Les expériences ont été faites avec de l'alumine : $\theta_D = 1000K$ substrat à grande température de Debye par rapport à celles des films métalliques, puis avec du quartz : $\theta_D = 290K$, qui se rapproche de celles des couches.

Il serait intéressant d'examiner le cas d'un substrat avec un θ_D inférieur aux θ_D des films, le sélénium par exemple, ce qui permettrait de savoir si, dans le cas où la fréquence de coupure du substrat est inférieure à celles des films, le modèle de Little de désadaptation acoustique traduit encore le transport de chaleur entre deux solides à basses températures.

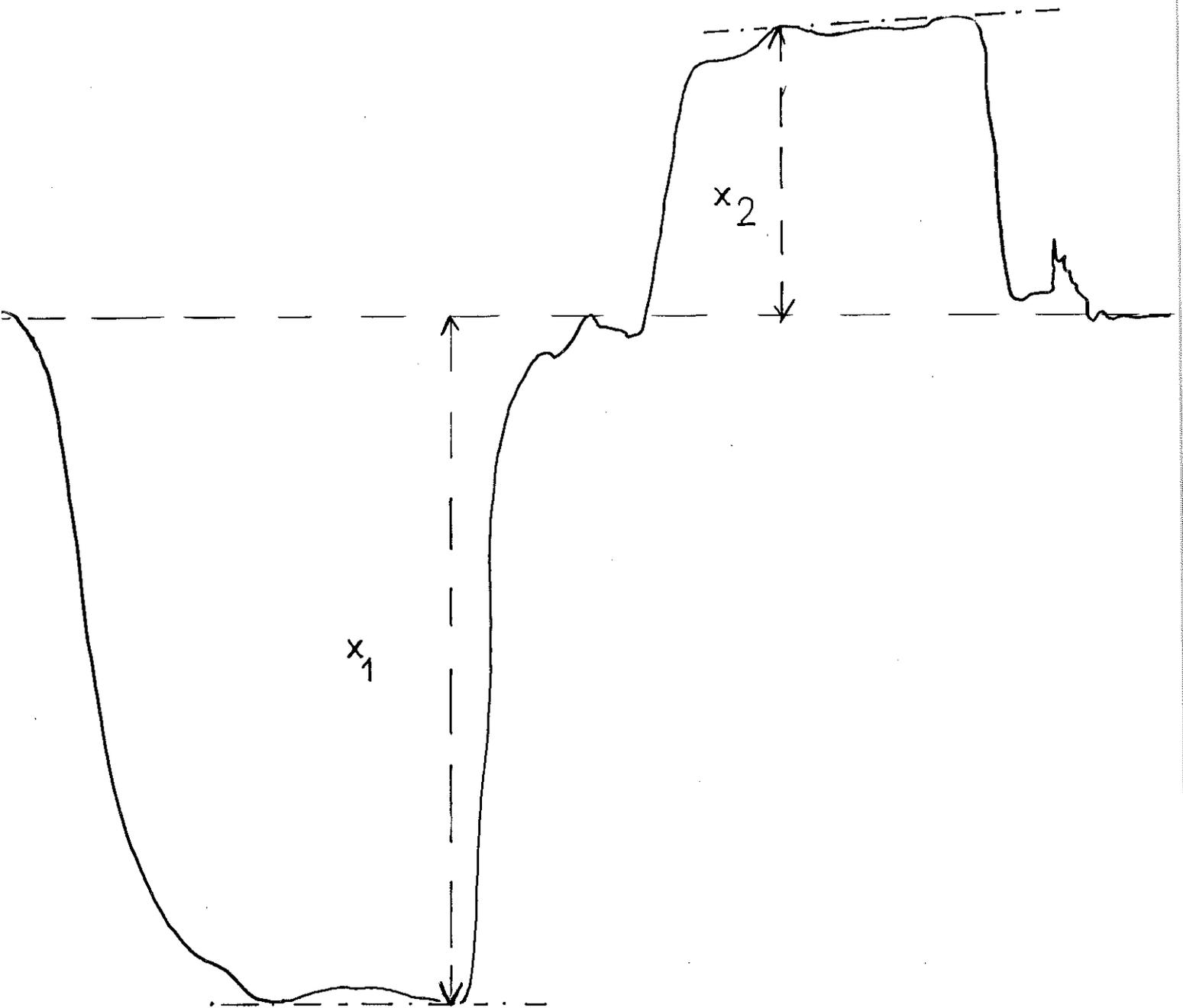


FIG. 29

C O N C L U S I O N

Ces expériences nous ont permis de déterminer les températures de radiation de films métalliques minces évaporés à même un substrat isolant pour différentes puissances électriques envoyées dans ces couches. Le substrat restant, lui, à 42K nous avons vu qu'il était possible pour ces films d'atteindre en quelques dizaines de nanosecondes des températures avoisinant 100 K. Pour ce qui est des films d'or, de plomb, d'indium sur de l'alumine et d'or, d'indium, d'étain sur quartz, les résultats expérimentaux semblent être en bon accord avec le modèle de Little de désadaptation acoustique, du moins dans le domaine de faibles puissances de radiation où nous avons les courbes théoriques calculées qui nous permettaient la comparaison, modèle qui paraît ainsi bien traduire le transport de chaleur entre deux solides en contact, tout comme le modèle d'adaptation parfaite d'impédances décrit le spectre d'émission de ces matériaux.

BIBLIOGRAPHIE

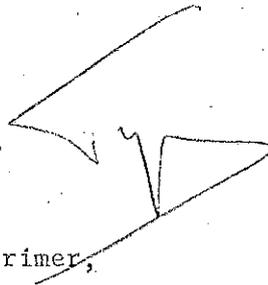
- 1 - ANDREWS J.M., STRANDBERG M.W.P., 166, Proc. I.E.E.E., 54, 523
- 2 - CANNON W.C., CHESTER M.(1967), Rev. Sci. Instrn., 38, 318
- 3 - CHANDRASEKHAR B.S., RAYNE J.A., Phys. Rev., 124, 4, 1011, 1961
- 4 - CHEEKE J.D.N., Journal de Physique, Colloque C3, Suppl. au
n° 10, tome 31, octobre 70, page C3, 129
- 5 - FARNELL G.W.(1961), Can. J. Phys. 39, 65
- 6 - KAPITZA D.L. (1941), J. Phys. (U.S.S.R.) 4, 181
- 7 - KHALATNIKOV I.M. 1952, Zh. Eksperim. i. Theor. Fiz. 22, 687
- 8 - LITTLE W.A., Can. J. Phys. Vol. 37, 339, 1959
- 9 - MUSGRAVE M.J.P. 1954 (a) Proc. Roy. Soc. A 226 339
A 226 356
A 236 352
- 10 - TAYLOR B., MARIS H.J., ELBAUM C., Phys. Rev. B, Vol. 3,
4, 1462, 1971
- 11 - Von GUTFELD R.J., NETHERCOT A.H., Phys. Rev. Lett. 12,
23, 641, 1964
- 12 - Von GUTFELD R.J., NETHERCOT A.H., Phys. Rev. Lett. 17,
16, 868, 1966
- 13 - WEIS O., Zeitschrift für angewandte Physik, 26 band Heft,
5, 325, 1969
- 14 - WEIS O., HERTH P., Zeitschrift für angewandte Physik
29, band Heft 2, 101, 1969

Dernière page d'une thèse

VU

Grenoble, le

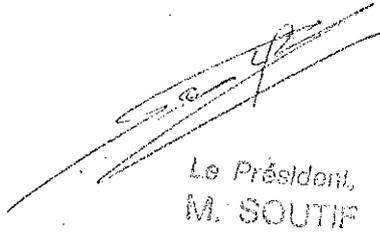
le Président de la thèse

A handwritten signature in black ink, consisting of several overlapping loops and a long horizontal stroke at the bottom.

VU, et permis d'imprimer,

Grenoble, le

le Président de l'Université
Scientifique et Médicale

A handwritten signature in black ink, featuring a long horizontal stroke with a smaller signature above it.

Le Président,
M. SOUTIF