

bun 2020224

50376  
1973  
250

**DIPLOME D'ETUDES APPROFONDIES**

**DE SCIENCES PHYSIQUES**

**Mention: Electronique**

**Techniques de mesure de  
la conductivité en champ  
fort du Silicium type N**

**Présenté par**

**J. ZIMMERMANN**

**Maître es Sciences**



**LILLE, LE 9 JUILLET 1973**

## SOMMAIRE

### INTRODUCTION

## CHAPITRE I : LA CONDUCTION EN CHAMP ELECTRIQUE FORT DANS LE SILICIUM TYPE N

### I. RAPPELS THEORIQUES

- 1 - Généralités
- 2 - Equations de conservation
- 3 - Expression de la conductivité

### II. BILAN DES ETUDES SUR LE SILICIUM EN CHAMP FORT

## CHAPITRE II : TECHNIQUES EXPERIMENTALES DE MESURE DE LA CONDUCTIVITE DU SILICIUM

### I. MESURE DE LA CONDUCTIVITE CONTINUE EN CHAMP FORT

- 1 - Description des échantillons
- 2 - Tracé des caractéristiques J(E)
- 3 - Mesure de la conductivité continue

### II. MESURE DE LA CONDUCTIVITE HYPERFREQUENCE EN CHAMP FORT

- 1 - Principe de mesure
- 2 - Mode opératoire
- 3 - Discussion des résultats et première estimation de  $\Gamma_{\epsilon}$

### CONCLUSION

### BIBLIOGRAPHIE

### ANNEXE

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

--0000000--

*La détermination de la conductivité complexe du silicium en champ fort présente un intérêt certain, tant du point de vue fondamental (phénomènes de transport de charges) que de celui des applications (réalisation de composants nouveaux semi-conducteurs).*

*Nous nous sommes intéressés au cas où l'on opère à la température ambiante et à des fréquences allant jusqu'à 70 GHz. Remarquons que ce domaine, dans lequel les applications peuvent être nombreuses est assez peu exploré jusqu'à présent. A cette fin, nous avons mis au point un certain nombre de techniques de mesure et rapportons les premières valeurs de la conductivité hyperfréquence obtenues, quand les champs électriques sont appliqués dans la direction  $\langle 111 \rangle$ . Nous décrivons un principe de mesure original et nous en montrons l'intérêt et les limitations. Nous donnons enfin une première estimation d'un paramètre essentiel : la constante de temps thermique des porteurs  $\Gamma_{\epsilon}$ .*

§§§

## CHAPITRE I

### LA CONDUCTION EN CHAMP ELECTRIQUE FORT DANS LE

#### SILICIUM TYPE N

#### I. RAPPELS THEORIQUES

##### 1 - Généralités

Nous nous intéressons ici exclusivement au cas où les champs électriques sont appliqués dans la direction  $\langle 111 \rangle$ . On sait que la structure de bande du silicium consiste en 6 ellipsoïdes centrés aux points  $(0,85 ; 0 ; 0)$  et dont le grand axe est dans la direction  $\langle 100 \rangle$ . La direction  $\langle 111 \rangle$  est donc la direction cristallographique privilégiée sous laquelle la structure de bande est vue de façon parfaitement symétrique. Quand on applique le champ électrique dans cette direction, il n'en résulte pas d'anisotropie de population des vallées.

Quand on applique un champ électrique au silicium, les porteurs acquièrent de l'énergie en étant accélérés par le champ. Ce gain d'énergie s'écoule dans le réseau par l'intermédiaire des collisions sur les phonons et les impuretés. Quand le champ électrique n'est pas trop grand ( $E < 1 \text{ kV/cm}$  à  $300^\circ\text{K}$ ), le gain et les pertes d'énergie s'équilibrent. Si le champ devient intense ( $1 \text{ kV/cm} < E < 100 \text{ kV/cm}$ ) les collisions ne suffisent plus à assurer l'écoulement de la totalité de l'énergie acquise. L'énergie du porteur augmente, et l'on observe des déviations par rapport à la loi d'Ohm. La mobilité et la conductivité décroissent quand le champ électrique augmente.

Par application du principe d'équipartition, on peut définir une température électronique  $T_e$ , dépendant du champ électrique par :

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{3}{2} k T_e (E) \quad (1)$$

En champ fort, on a  $T_e > T_L$ , température du réseau.

### 2 - Equations de conservation

On admet généralement que le moment et l'énergie des porteurs sont régis par les équations de conservation du moment et de l'énergie :

$$\frac{d\vec{m}\vec{v}}{dt} = e \vec{E} - \frac{\vec{m}\vec{v}}{\tau_m} \quad (2) \quad \text{et} \quad \frac{d\epsilon}{dt} = e \vec{v} \cdot \vec{E} - \frac{\epsilon - \epsilon_L}{\tau_\epsilon} \quad (3)$$

Les termes en  $\tau_m$  et  $\tau_\epsilon$ , rendent compte des collisions des porteurs sur le réseau et les impuretés.  $\tau_m$  et  $\tau_\epsilon$  sont respectivement les temps de relaxation du moment et de l'énergie, et l'on suppose qu'ils ne dépendent que de l'énergie des porteurs. Le fait d'écrire les équations (2) et (3) en termes de temps de relaxation n'est valable en toute rigueur que quand le champ n'apporte qu'une perturbation faible au système considéré. On conserve cette notion en champ fort parce que  $\tau_m$  et  $\tau_\epsilon$  sont liés à des grandeurs macroscopiques directement mesurables comme la mobilité et la conductivité complexe.

### 3 - Expression de la conductivité

Nous résolvons les équations de conservation dans le cas où on superpose un champ alternatif faible à la fréquence angulaire  $\omega$ , parallèlement à un champ fort continu dans la direction  $\langle 111 \rangle$  {1, 5}.

Nous avons :

$$E = E_0 + \Delta E e^{j\omega t} \quad (4) \quad \text{avec } \Delta E \ll E_0.$$

Nous pouvons alors écrire l'énergie et la vitesse d'entraînement des porteurs sous la forme :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon e^{j\omega t} \quad \text{et} \quad v = v_0 + \Delta v e^{j\omega t} \quad (5)$$

avec  $\Delta\varepsilon \ll \varepsilon_0$  et  $\Delta v \ll v_0$ . En définissant  $T_e$  par l'équation (1) on montre que :

$$\frac{dT_e}{dE} = \frac{4q^2}{3mk} \frac{\Gamma_\varepsilon}{1 + j\omega \Gamma_\varepsilon} \tau_m E \quad (6) ; \Gamma_\varepsilon \text{ étant défini par :}$$

$$\frac{1}{\Gamma_\varepsilon} = \frac{1}{\tau_\varepsilon} \left[ 1 - \frac{2q^2}{3mk} \left( \tau_\varepsilon \frac{d\tau_m}{dT_e} + \tau_m \frac{d\tau_\varepsilon}{dT_e} \right) \right] \quad (7)$$

la signification physique de  $\Gamma_\varepsilon$  apparait avec la conductivité.

Pour un champ électrique de fréquence angulaire  $\omega$ , la densité de courant s'écrira sous la forme :

$$J = \frac{nq^2}{m} \langle \tau_m \rangle E + \frac{nq^2}{m} \left\langle \frac{\tau_m}{1 + j\omega \tau_m} \right\rangle \Delta E e^{j\omega t} \quad (8)$$

Connaissant la caractéristique  $J(E)$  du matériau, nous définissons les conductivités statique et différentielle respectivement par :

$$\sigma_s(E_0) = \frac{J(E_0)}{E_0} \quad (9) \quad \text{et} \quad \sigma_d(E_0) = \left( \frac{dJ}{dE} \right)_{E=E_0} \quad (10)$$

A partir de (8), et en utilisant le fait qu'à la température ambiante nous avons  $\omega\tau_m \ll 1$ , on trouve l'expression de la conductivité réelle  $\sigma_\omega$  et de la permittivité  $\epsilon'$  :

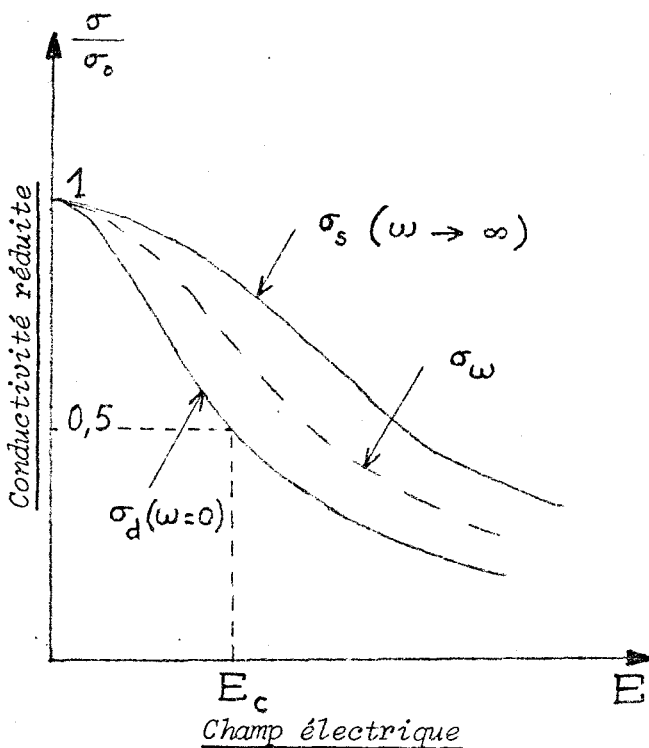
$$\sigma_\omega = \sigma_s - \frac{\sigma_s - \sigma_d}{1 + \omega^2 \Gamma_\epsilon^2} \quad (11)$$

et

$$\epsilon' = \epsilon_L - \frac{\sigma_s \tau_m}{\epsilon_0} + \frac{\sigma_s - \sigma_d}{\epsilon_0} \frac{\Gamma_\epsilon}{1 + \omega^2 \Gamma_\epsilon^2} \quad (12)$$

$\epsilon_L$  est la permittivité du réseau (12 pour le silicium). On voit sur l'équation (11) que la conductivité  $\sigma_\omega$  est comprise entre  $\sigma_s$  et  $\sigma_d$  et tend vers  $\sigma_d$  quand  $\omega$  tend vers 0. Les relations (6) et (7) montrent que  $\Gamma_\epsilon$  correspond à une constante de temps thermique des porteurs.

Il faut noter que c'est  $\Gamma_\epsilon$  et non  $\tau_\epsilon$  qui agit directement sur la valeur de  $\sigma_\omega$ . Du point de vue des applications, il semble bien que  $\Gamma_\epsilon$  soit un paramètre beaucoup plus intéressant à connaître que  $\tau_\epsilon$ . En effet, on considère toujours que la conductivité en champ fort vaut  $\sigma_d$ ; l'extension des techniques hyperfréquences vers les gammes millimétriques nécessite la connaissance des fréquences pour lesquelles la conductivité en champ fort passe de  $\sigma_d$  à  $\sigma_s$ .



### Influence de la température

On sait que quand la température diminue, la mobilité et la conductivité augmentent. Si nous définissons un champ électrique critique  $E_c$  par :

$$\sigma_d(E_c) = \frac{1}{2} \sigma_0 \quad (13)$$

ceci se traduit par le fait que  $E_c$  diminue quand la température diminue. On peut donc s'attendre à avoir des effets moins marqués à l'ambiante qu'à la température de l'azote liquide.

### II. BILAN DES ETUDES SUR LE SILICIUM EN CHAMP FORT (DIRECTION <111> )

La littérature concernant le silicium en champ fort est importante. Toutefois, les études traitant du temps de relaxation de l'énergie sont peu nombreuses. Il faut aussi souligner que le domaine que nous étudions (température ambiante, fréquences supérieures à 10 GHz) a été assez peu exploré jusqu'à présent. Les travaux sont beaucoup plus nombreux à la température de l'azote liquide et au dessous. Ces études sont intéressantes surtout du point de vue fondamental.

La méthode la plus courante pour déterminer  $\sigma_\omega$  consiste à mesurer le coefficient de réflexion en hyperfréquences d'une lame de semi-conducteur placée en travers du guide. L'impédance ainsi mesurée peut être reliée à  $\sigma_\omega$ . Le calcul est complexe et nécessite un certain nombre d'hypothèses pour simplifier les problèmes hyperfréquences : en particulier le fait de ne tenir compte que d'un seul mode de propagation introduit une erreur systématique de 5% dans la mesure de  $\sigma_\omega$  {3}. C'est cette méthode qui est utilisée par Gibson {1} pour le germanium, et par Champlin {3} pour le silicium à 77°K. La même méthode est utilisée par Glover {7} pour l'étude du GaAs et de l'InP à l'ambiante.



Gibson trouve que  $\tau_e$  et  $\Gamma_e$  (noté T dans la référence) varient de 10 à 5 psec (16 à 32 GHz) entre 500 et 5000 V/cm avec  $\Gamma_e \sim 0,7 \tau_e$ , à la température ambiante pour le germanium. Champlin trouve que  $\Gamma_e$  décroît de 10 à 1,5 psec (16 à 100 GHz) et  $\tau_e$  de 60 à 2,7 sec ( $F < 70$  GHz) pour  $E < 2000$  V/cm à 77°K pour le silicium type n. Notons que Champlin {2} détermine  $\tau_e$  à partir de mesures de conductivité continues en supposant que les distributions restent maxwelliennes, même en champ fort.

Une autre façon de faire consiste à utiliser l'échantillon comme producteur d'harmoniques. La non-linéarité de la caractéristique du matériau crée un harmonique à la fréquence 2F quand il est traversé par une onde à la fréquence F. L'amplitude et la phase de cet harmonique sont reliées à  $\tau_e$ .

Dargys {6} , étudie de cette façon le silicium et le germanium type n à 77°K. Les résultats trouvés par Dargys dans le cas du silicium sont en accord qualitatif avec ceux de Champlin. Il faut remarquer toutefois que cette méthode ne donne de résultats que pour  $\tau_e$  qu'il est, du point de vue des applications, moins important de connaître que  $\Gamma_e$ .

Enfin, on peut citer une troisième méthode {8, 9} qui consiste à utiliser l'échantillon à étudier comme mélangeur entre deux ondes aux fréquences F et 2F. L'exploitation de cette méthode repose sur le fait que pour un champ électrique hyperfréquence d'intensité moyenne on peut écrire :

$$J(E) = \sigma_0 E (1 + \beta E^2) \quad (14)$$

avec  $\beta < 0$  pour des dopages faibles. Cette méthode permet d'avoir  $\tau_e$  en fonction de la température pour des champs électriques inférieurs à 100 V/cm. Ceci est d'un moins grand intérêt pratique que les études en fonction du champ électrique.

En conclusion, nous pouvons dire que :

- les valeurs de  $\tau_{\epsilon}$  et  $\Gamma_{\epsilon}$  déjà connues en basse température varient suivant les auteurs et les méthodes de mesure dans un rapport 2 à 3 ;

- il n'existe pas, à notre connaissance, de résultats à la température ambiante et au delà pour le silicium type  $n$ .

Pour terminer, disons que le cas du silicium type  $p$  ne semble pas avoir été abordé pour l'instant, dans le sens où nous l'étudions.

## CHAPITRE II

### TECHNIQUES EXPERIMENTALES DE MESURE DE LA CONDUCTIVITE DU SILICIUM

Dans ce chapitre, nous nous proposons de décrire les méthodes expérimentales mises au point dans notre laboratoire. Il s'agit d'abord du tracé des caractéristiques continues  $J(E)$  de nos échantillons ensuite de la mesure de la conductivité hyperfréquence à 10, 33,7 et 70 GHz.

#### I. MESURE DE LA CONDUCTIVITE CONTINUE EN CHAMP FORT

##### 1. Description des échantillons

Les échantillons que nous étudions sont des parallélépipèdes de silicium type  $n$ , dopés au phosphore, dont les résistivités varient de  $1\Omega\text{-cm}$  à  $50\Omega\text{-cm}$ . Ils ont  $1\text{ mm}^2$  de section et 2 mm de long ; la plus grande longueur est parallèle à l'axe  $\langle 111 \rangle$  et à chaque extrémité on a réalisé un contact ohmique <sup>\*</sup>.

---

<sup>\*</sup> Nous tenons à remercier MM. LAGORSSE et SEGUIN de la Société L.T.T. qui nous ont procuré ces échantillons.

Comme nous appliquons sur ces échantillons des champs électriques allant jusqu'à 10000 V/cm, pour éviter un échauffement indésirable dû au champ fort, nous appliquons celui-ci sous forme d'impulsions de durée 1  $\mu$ sec avec une fréquence de répétition de 25 GHz. Ainsi, la puissance moyenne dans l'échantillon est minime et l'échauffement négligeable (élévation de température inférieure à 4°C pour un champ de 5000 V/cm).

## 2. Tracé des caractéristiques $J(E)$

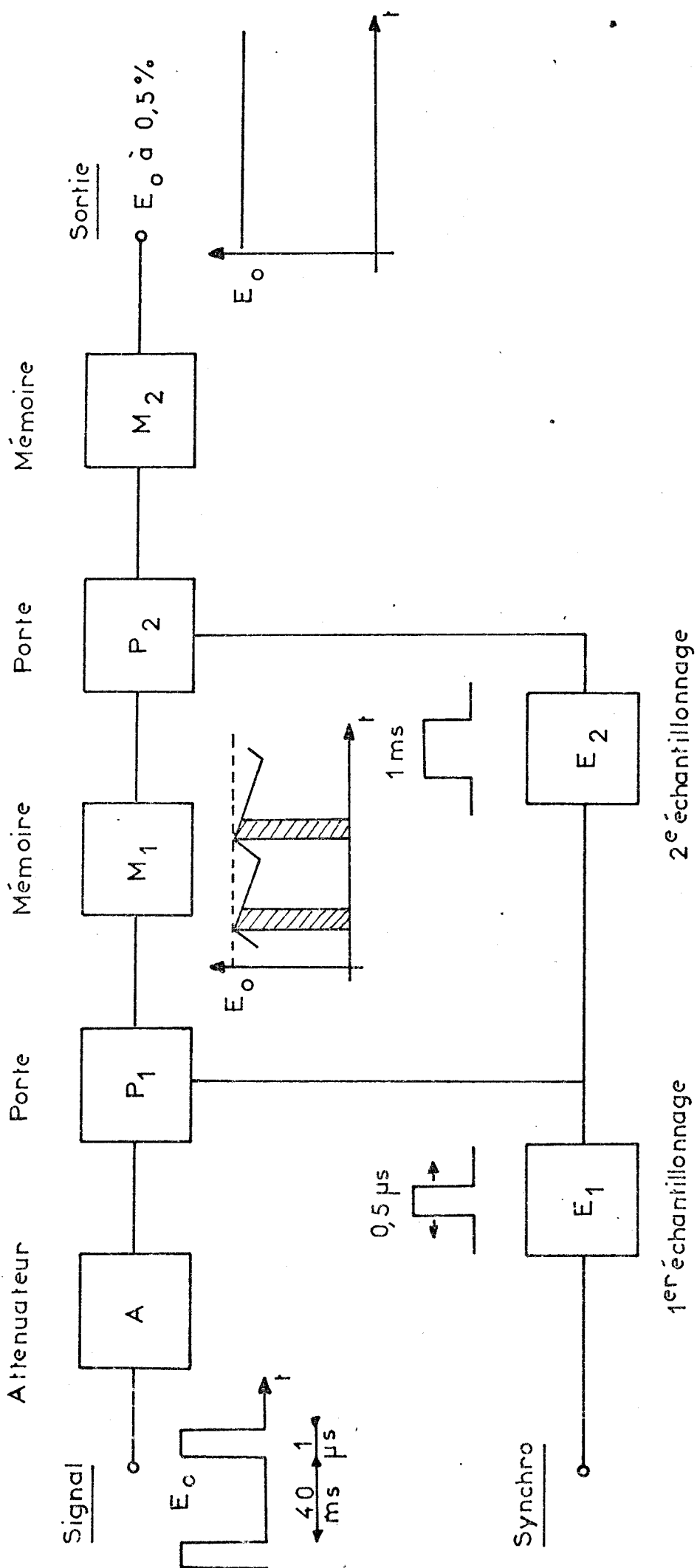
La mesure du courant et de la tension dans nos échantillons se fait après un diviseur de courant et de tension (voir schéma synoptique Fig.5).

Le courant est mesuré à l'aide d'une sonde à effet Hall Tektronix, suivie d'un amplificateur. Le signal de sortie apparaît sous forme d'une impulsion dont l'amplitude est proportionnelle au courant mesuré. Les impulsions de tension et de courant peuvent être visualisées à l'oscilloscope. On améliore la précision de la mesure par un procédé d'échantillonnage.

Le principe de l'échantillonneur est le suivant : il consiste à mesurer pendant 500 n sec (la durée de l'impulsion est de 1000 n sec) la valeur crête  $E_0$  du signal et à la mettre en mémoire ; cette valeur peut alors être mesurée directement à l'aide d'un voltmètre numérique.

Pour plus de clarté, nous donnons un schéma synoptique de l'appareil (fig. 1).

Le signal atténué est appliqué à une porte  $P_1$  (un transistor FET) et charge une mémoire  $M_1$  (une capacité suivie d'un étage haute impédance). L'ouverture de la porte  $P_1$  est commandée par un signal de synchronisation, d'une durée de 500 nsec, dont la position par rapport à l'impulsion peut être commandée à volonté à l'aide d'un dispositif de retard variable. Ce système nous permet de choisir librement l'endroit de l'impulsion où nous voulons faire la mesure. Le premier échantillonnage est suivi d'un second d'une durée de 1 m sec. La porte  $P_2$  s'ouvre à l'instant où  $P_1$  se ferme. Les durées des échan-



à retard variable  $\pm 0,5 \mu$ s

SCHEMA SYNOPTIQUE DE L'ECHANTILLONNEUR

Figure 1

tillonnages doivent être assez longues pour que  $M_1$  et  $M_2$  se chargent à mieux que  $0,99 E_0$ .

Nous montrons la caractéristique  $J(E)$  pour un de nos échantillons :

$$\rho_0 \neq 50 \text{ } \Omega\text{-cm (Fig. 2)}$$

### 3. Mesure de la conductivité continue

Les conductivités statique et différentielle sont déduites des courbes  $J(E)$  à l'aide des formules (9) et (10). Nous donnons les courbes  $\sigma(E)$  pour deux échantillons

$$\rho_0 \neq 4,5 \text{ } \Omega\text{-cm}$$

$$\text{et } \rho_0 \neq 50 \text{ } \Omega\text{-cm}$$

(Fig 3 et 4).

#### Remarque :

Nous avons défini dans la relation (2) le temps de relaxation des moments  $\tau_m$  ; il est relié à la conductivité par :

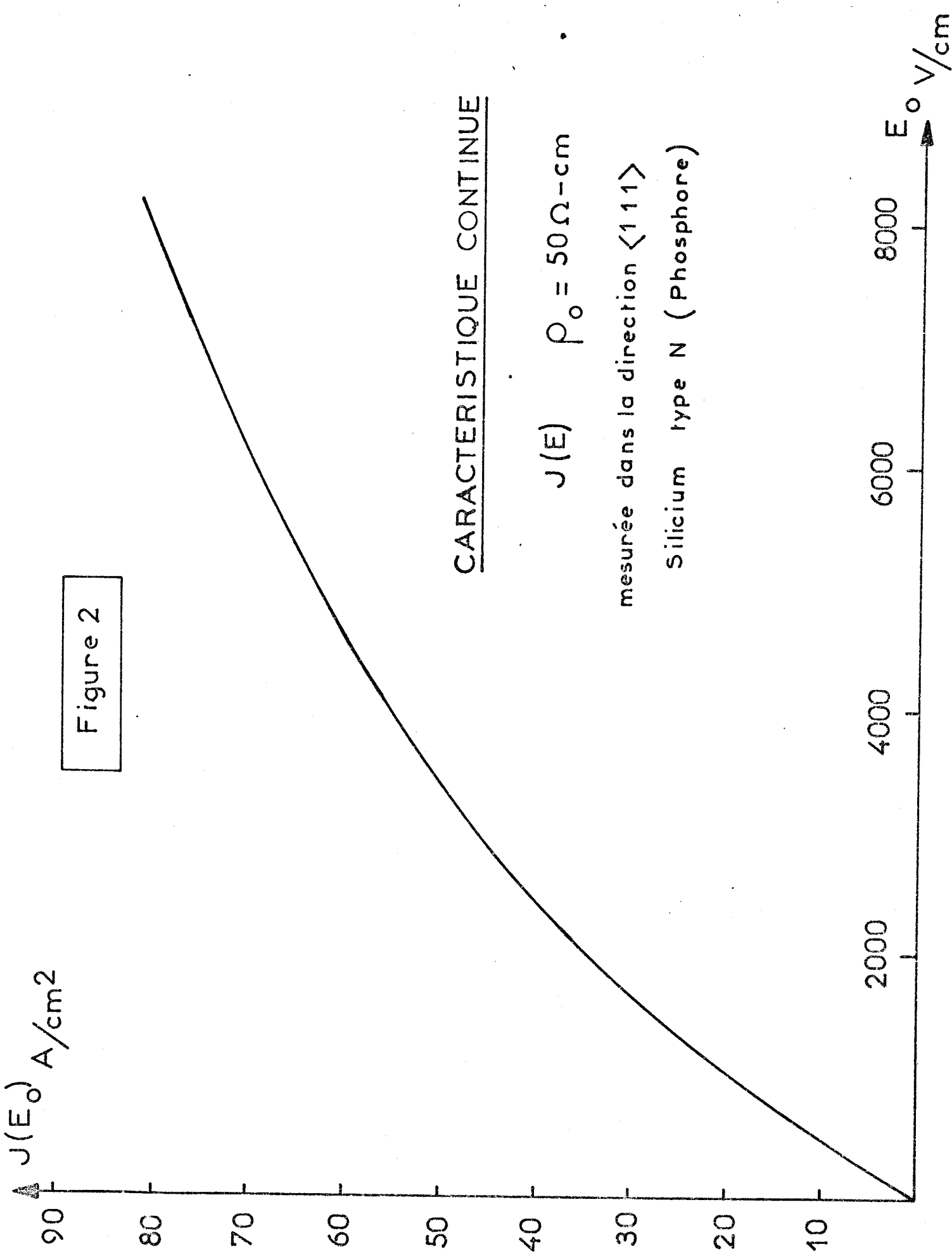
$$\sigma_s(E) = nq^2 \langle \tau_m(E) \rangle / m \quad (15)$$

On voit donc que  $\langle \tau_m(E) \rangle$  est connu à partir du tracé de  $\sigma_s(E)$  :

$$\frac{\sigma_s(E)}{\sigma_0} = \frac{\langle \tau_m(E) \rangle}{\langle \tau_{m0} \rangle} \quad (16)$$

$\langle \tau_{m0} \rangle$  peut être déterminé en champ faible par des tracés de spectre de conductivité en fonction de la fréquence [4].

Figure 2



CONDUCTIVITE CONTINUE

$$\rho_0 = 4,5 \Omega\text{-cm}$$

mesurée dans la direction  $\langle 111 \rangle$   
Silicium type N (Phosphore)

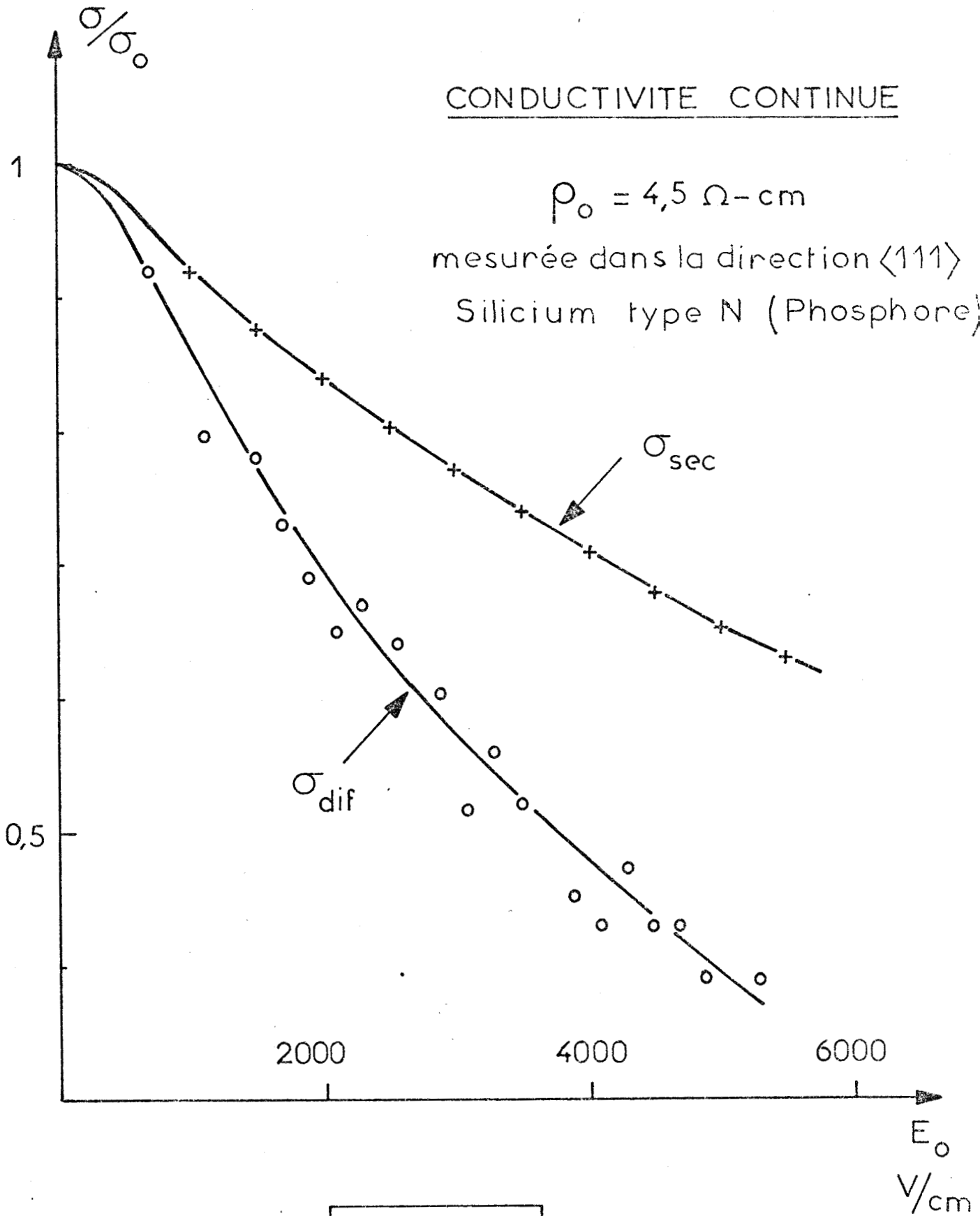


Figure 3



CONDUCTIVITE CONTINUE

$$\rho_0 = 50 \Omega\text{-cm}$$

mesurée dans la direction  $\langle 111 \rangle$   
dédiuite de la figure 2

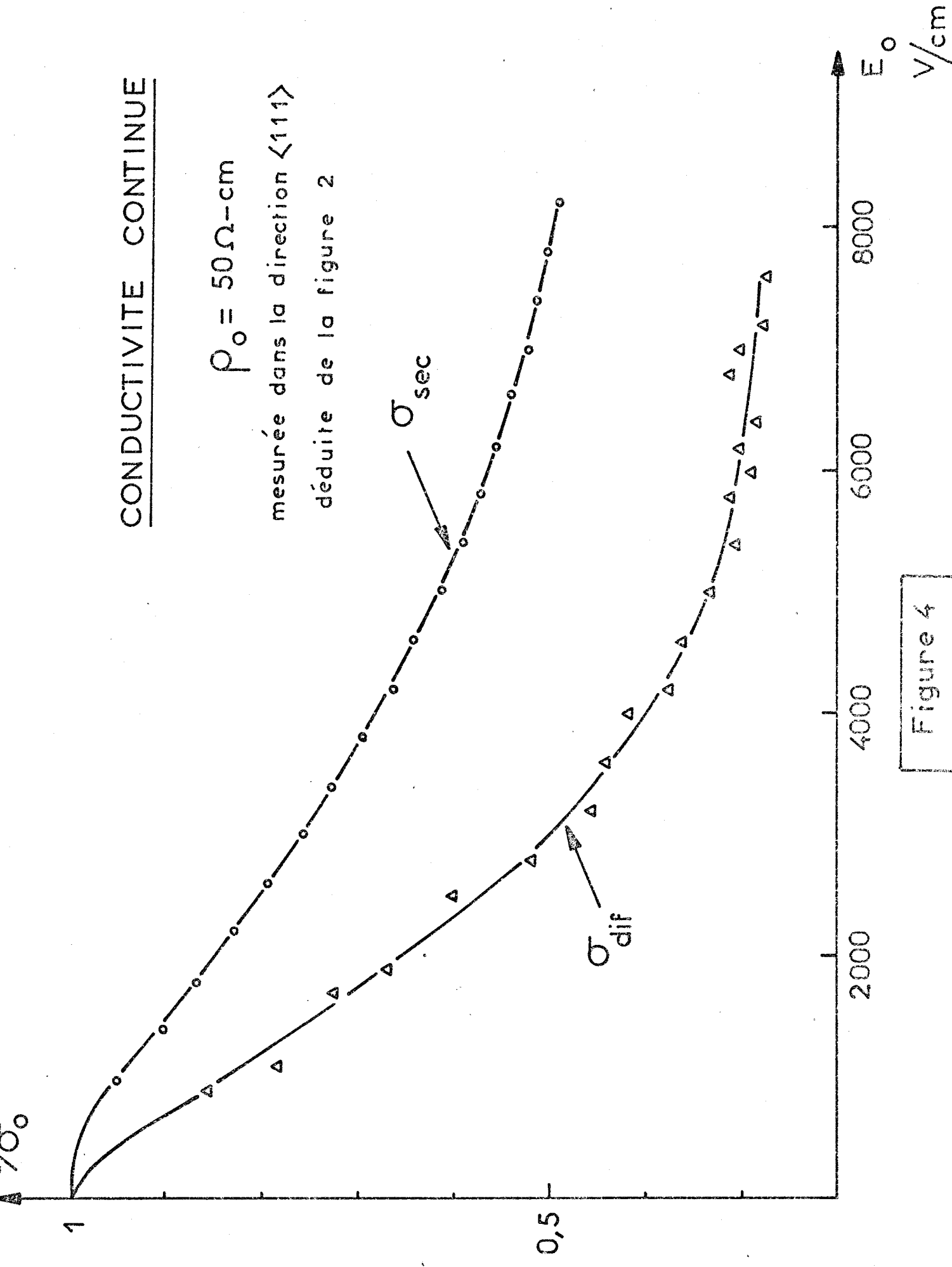


Figure 4

## II. MESURE DE LA CONDUCTIVITE HYPERFREQUENCE EN CHAMP FORT

---

---

### 1. Principe de mesure

---

On sait que la transmission d'un matériau donné, dépend de sa conductivité et de sa permittivité. En chauffant l'échantillon, à condition de ne pas augmenter le nombre de porteurs, on diminue la conductivité, et la transmission augmente.

Si par ailleurs, sur le même échantillon, on applique un champ fort, la conductivité diminue et la transmission augmente. On voit donc que, connaissant d'une part la transmission fonction de la conductivité, et la transmission fonction du champ électrique d'autre part, on peut déduire la conductivité fonction du champ électrique.

Il faut souligner que l'application du principe ci-dessus est originale. Elle nous permet de mesurer directement la conductivité à la fréquence angulaire  $\omega$  en nous affranchissant de toutes les hypothèses énoncées en I-2. La connaissance de  $\sigma_\omega$ ,  $\sigma_s$  et  $\sigma_d$  en fonction du champ électrique nous donne par un calcul très simple (relation 11) la valeur de  $\Gamma_\epsilon$ , la meilleure précision étant obtenue pour  $\omega \Gamma_\epsilon \neq 1$ . Il faut aussi remarquer que cette méthode n'est applicable que si la permittivité  $\epsilon'$  reste constante en cours de mesure. Comme nous travaillons à la température ambiante, ceci peut être obtenu en prenant des échantillons de dopages faibles :  $\rho_0 \geq 8,5 \Omega\text{-cm}$ .

#### Remarque :

Pour caractériser nos échantillons, et en particulier, connaître en champ faible les variations de  $\sigma$  et  $\epsilon'$  en fonction de la fréquence et de la température, nous avons effectué des mesures à l'analyseur de réseaux Hewlett-Packard sur les échantillons utilisés pour les études en champ fort. Nous donnons en annexe quelques résultats déjà obtenus.

## 2. Mode opératoire

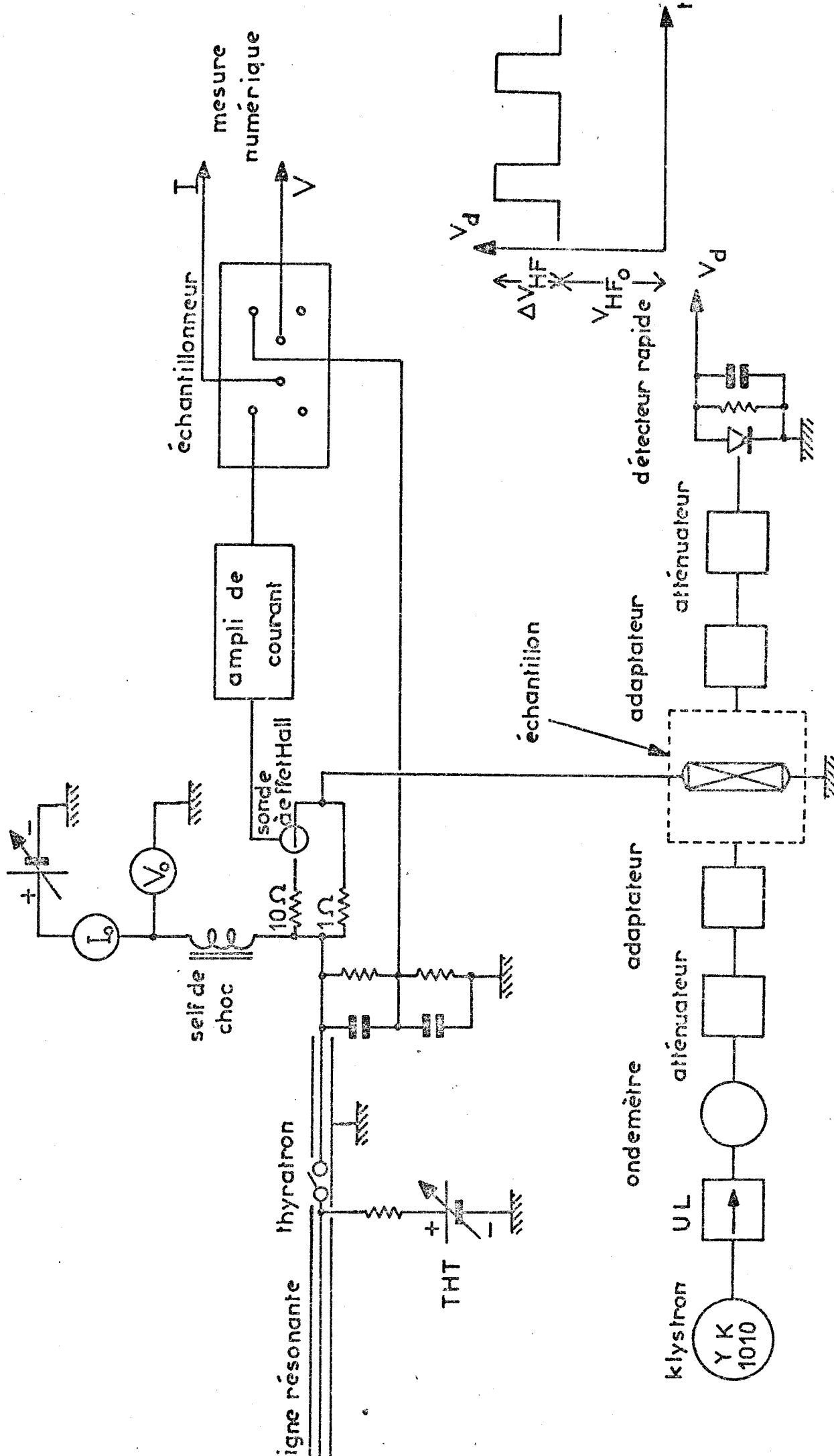
Par la méthode exposée ci-dessus nous mesurons la conductivité aux fréquences 10, 33,7 et 70 GHz.

Nous donnons un schéma synoptique complet du banc de mesure par transmission en 4 mm (fig 5).

Le générateur d'impulsions est constitué d'une ligne résonnante chargée par une alimentation THT. Un thyatron sert d'interrupteur et se ferme toutes les 40 msec ; la durée de l'impulsion est commandée par la ligne résonnante. La mesure de l'amplitude du champ se fait à l'aide de l'échantillonneur. Pour les mesures en 4 mm, nous utilisons un klystron YK 1010 stabilisé. L'échantillon est placé au centre du guide. Quand nous faisons passer un courant  $I_0$  dans celui-ci, sa résistance  $R = V_0/I_0$  augmente, et la transmission de l'échantillon augmente. Nous mesurons le niveau détecté ; nous avons l'étalonnage thermique  $V_{HF}(R)$  (fig 6).

Ensuite, quand nous appliquons la THT à notre échantillon nous détectons l'impulsion hyperfréquence, de hauteur  $\Delta V_{HF}$ , due à la variation de transmission de l'échantillon. Nous mesurons le niveau détecté  $V_{HF0} + \Delta V_{HF}$  ; nous en déduisons la courbe  $V_{HF}(E_0)$  (fig 7). De la comparaison de  $V_{HF}(R)$  et  $V_{HF}(E_0)$  nous déduisons la courbe  $R(E_0)$ .

Pour juger de l'influence de  $\epsilon'$  sur nos mesures, nous opérons à partir du coefficient de réflexion du matériau, en utilisant le même principe de mesure. L'échantillon se trouve dans l'un des bras d'un Té hybride, dans l'autre se trouve une impédance étalon du type de Ronde. En présence de champ fort nous équilibrons le pont en faisant le zéro sur le sommet de l'impulsion détectée. En chauffant ensuite l'échantillon par un courant continu, nous rétablissons l'équilibre du pont. Ceci étant fait, nous vérifions que l'équilibre est le même en module et en phase, et que la valeur de  $R$  pour le champ  $E_0$  est la même que dans la mesure par transmission. Si ces conditions



SCHEMA SYNOPTIQUE DU BANC  
DE MESURE EN 4 MM

Figure 5

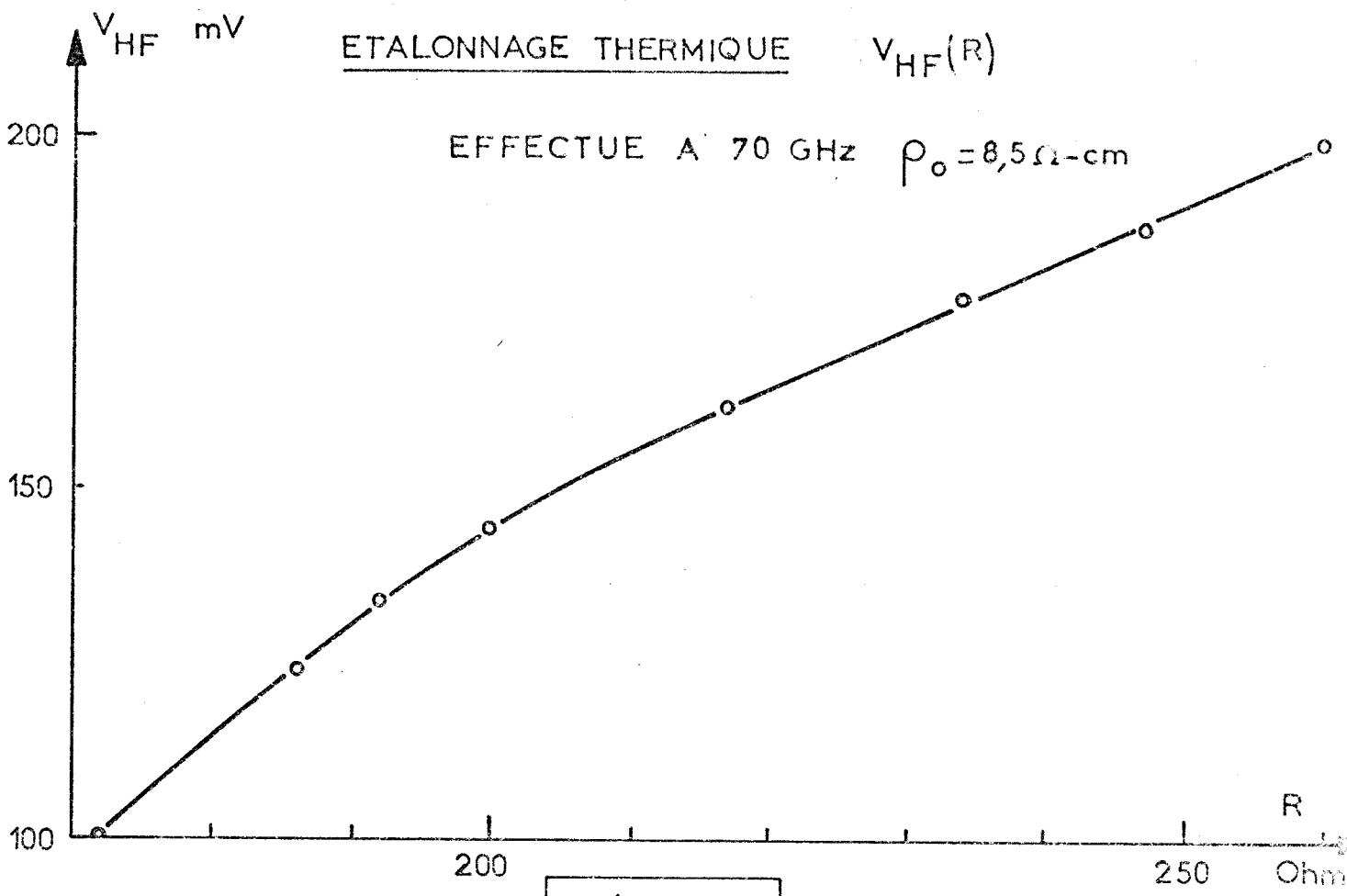


Figure 6

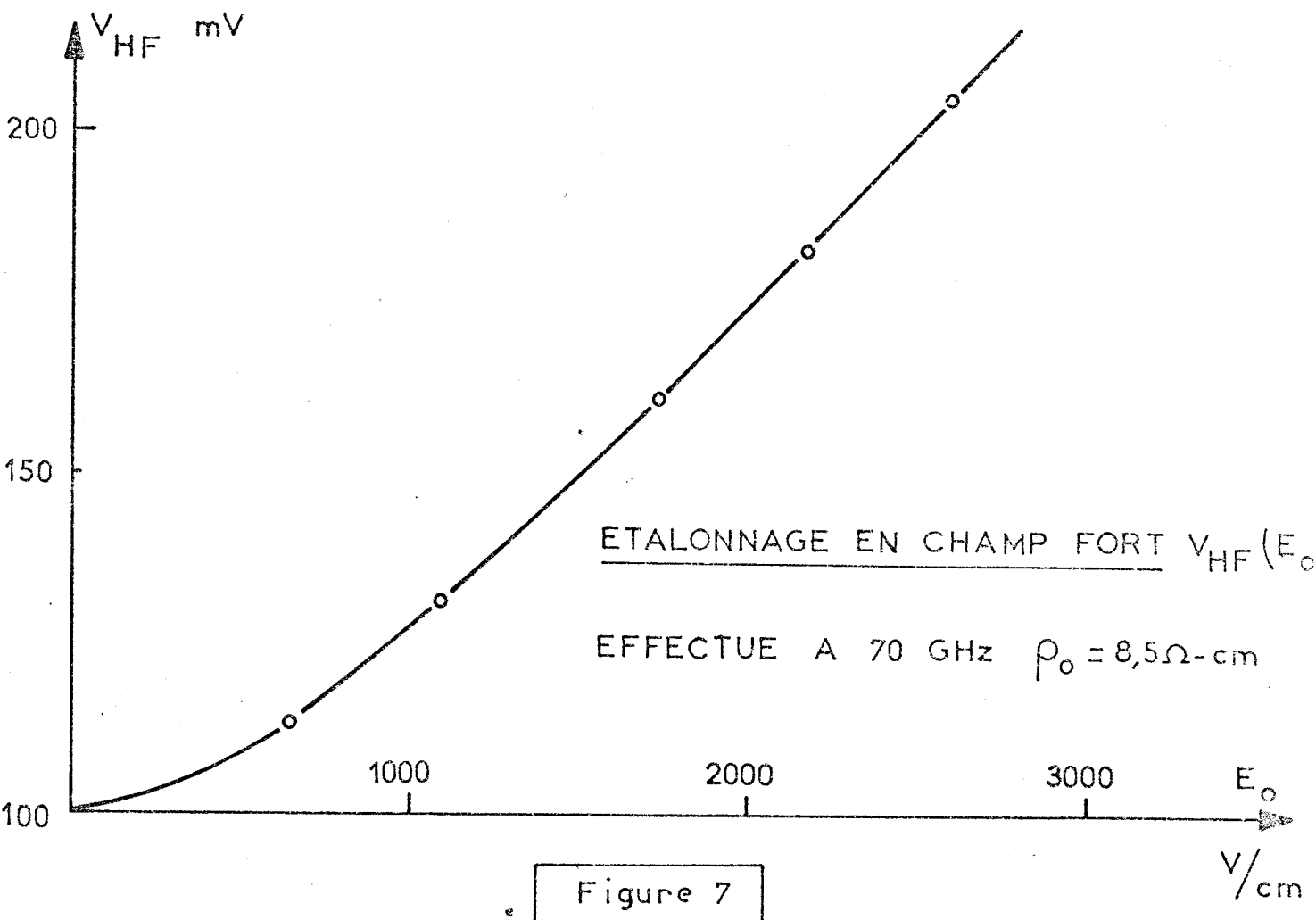


Figure 7

sont réalisées, nous pourrions conclure que  $\epsilon'$  n'intervient pas dans la mesure.

Pour illustrer ceci, nous montrons pour un des échantillons ( $\rho_0 \neq 8,5 \Omega\text{-cm}$ ), la conductivité mesurée à 33,7 GHz dans les deux cas (réflexion et transmission). On voit que l'accord est très bon et que par conséquent  $\epsilon'$  n'intervient effectivement pas dans nos mesures pour les concentrations d'impuretés inférieures à ce cas (fig 8).

### 3. Discussion des résultats et première estimation de $\Gamma_\epsilon$

Nous montrons pour un des échantillons :  $\rho_0 = 8,5 \Omega\text{-cm}$ , la variation de  $\sigma_\omega$  aux trois fréquences en fonction du champ électrique. Nous reportons également  $\sigma_s$  et  $\sigma_d$  pour le même échantillon aux fins de comparaison. Nous voyons alors le phénomène annoncé en I-1-3 (fig 9). La conductivité hyperfréquence à 10 GHz est pratiquement confondue avec la conductivité différentielle : les phénomènes de relaxation d'énergie sont assez rapides pour suivre les variations du champ électrique ; on a donc  $\omega\Gamma_\epsilon \ll 1$  à 10 GHz. A 33,7 GHz et surtout à 70 GHz, ce n'est plus le cas, et on voit que  $\sigma_\omega$  diffère notablement de  $\sigma_d$  :  $\omega\Gamma_\epsilon$  est un peu plus petit que 1 à 70 GHz.

On va donc déduire de la courbe  $\sigma_\omega$  à 70 GHz une première estimation de  $\Gamma_\epsilon(E)$  à l'aide de la relation (11). Nous donnons pour le dopage étudié la courbe  $\Gamma_\epsilon$  en fonction du champ électrique. On remarquera que  $\Gamma_\epsilon$  diminue quand le champ électrique augmente (fig 10). Nous ne donnons là qu'une estimation de ce paramètre ; en effet, nous avons signalé que la précision maximum dans la mesure de  $\Gamma_\epsilon$  est obtenue pour  $\omega\Gamma_\epsilon = 1$ . D'après les valeurs déjà obtenues, ceci serait le cas pour des fréquences comprises entre 100 et 300 GHz. Nous avons trouvé que  $\Gamma_\epsilon$  passe de 2 p sec à 1 p sec quand le champ augmente de 1000 à 3500 V/cm, valeurs plus faibles que celles trouvées par Champlin {3} à la température de l'azote liquide.

CONDUCTIVITE MESUREE A 33,7 GHz

dans la direction  $\langle 111 \rangle$

o en transmission

▲ en réflexion

$$\rho_o = 8,5 \Omega - \text{cm}$$

$$\vec{\Delta E} // \vec{E}_o$$

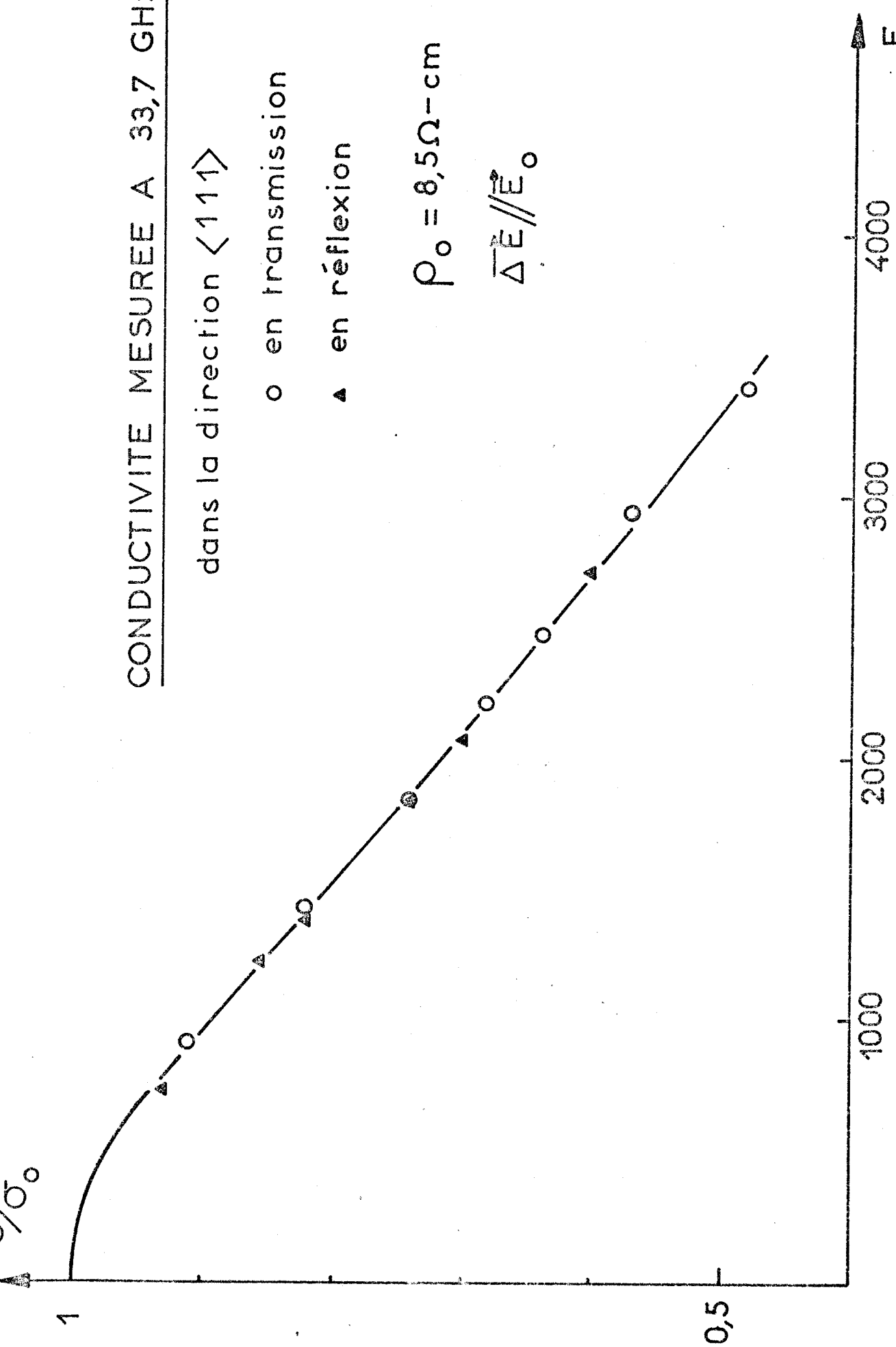
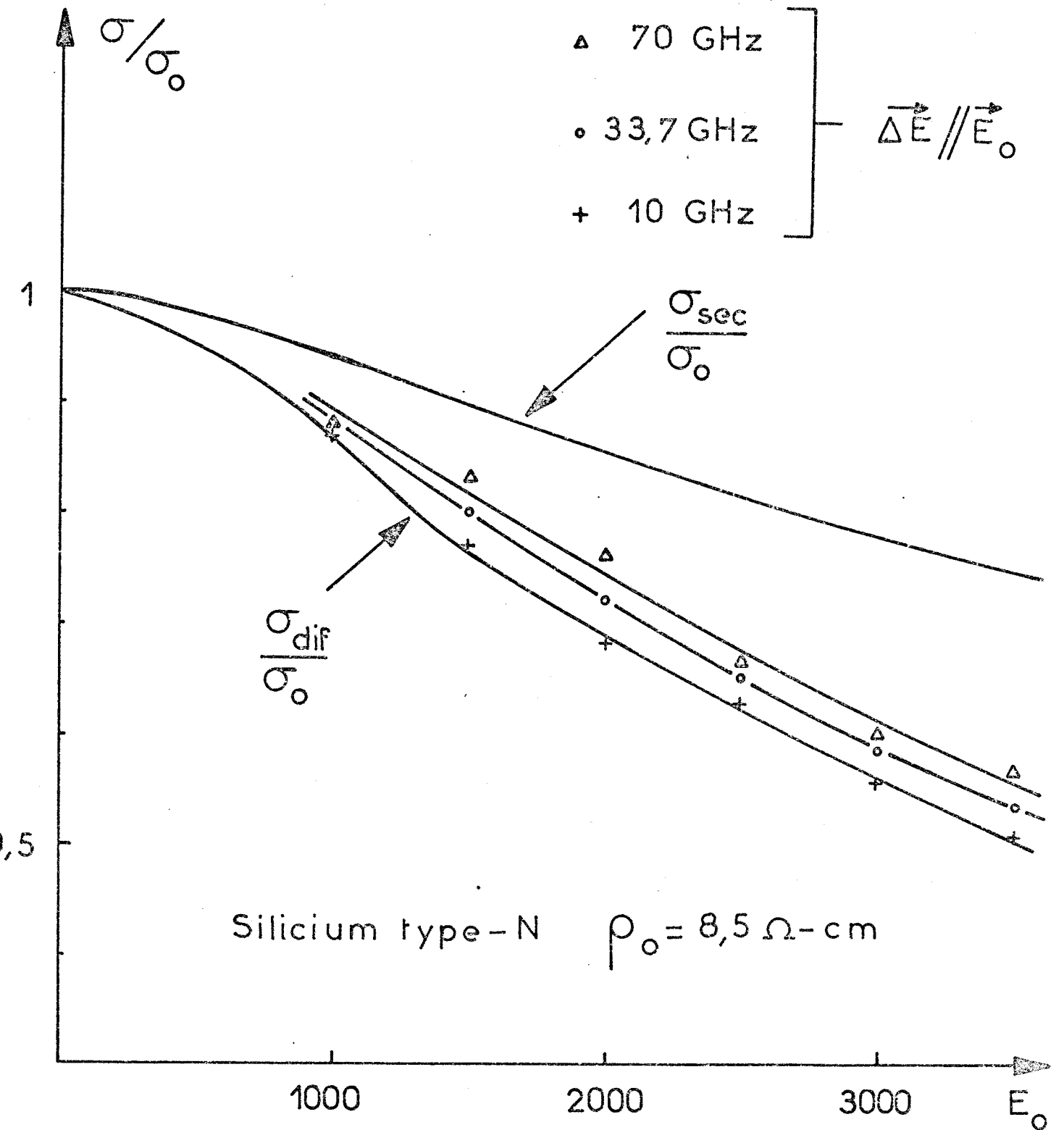


Figure 8

$E_0$   
V/cm

Figure 9



CONDUCTIVITE EN CHAMP ELECTRIQUE

FORT mesurée dans la direction  $\langle 111 \rangle$



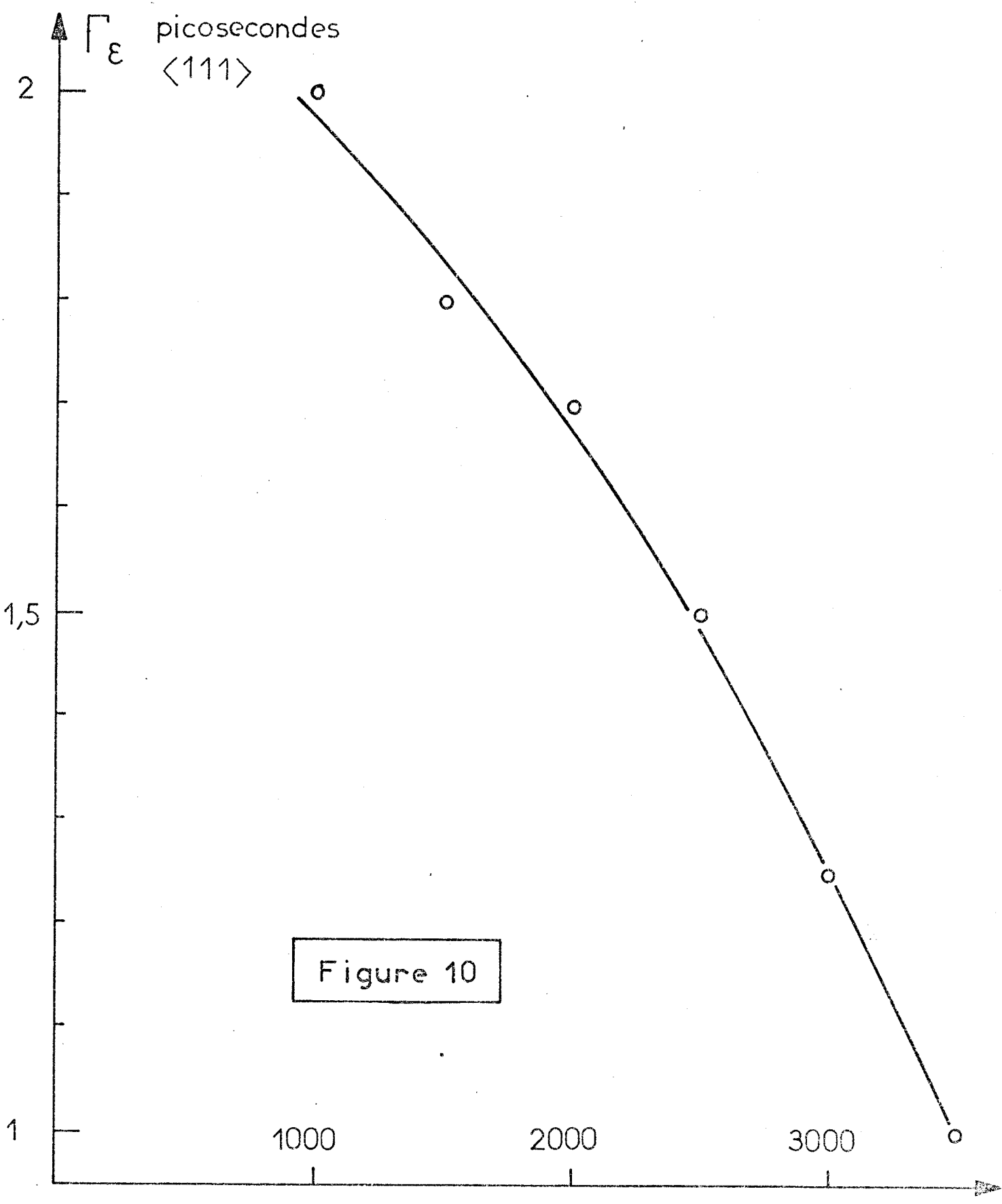


Figure 10

Constante de temps thermique des électrons en  
fonction du champ électrique à la température  
ambiante      SILICIUM Type-N       $\rho_0 = 8,5 \Omega\text{-cm}$

$E_0$   
V/cm

## C O N C L U S I O N

-=oooOooo=-

Après avoir défini  $\Gamma_{\epsilon}$ , constante de temps thermique des porteurs, nous avons montré son influence sur la conductivité hyperfréquence. En mesurant cette dernière par une méthode originale, aux fréquences 10, 33,7 et 70 GHz, nous avons déduit une première estimation de cette constante  $\Gamma_{\epsilon}$  en fonction du champ électrique à la température ambiante.

Nous allons, dans l'avenir, essayer d'obtenir une valeur plus exacte de ce paramètre en mesurant la conductivité hyperfréquence en 2 et 1 mm. Nous comptons entreprendre également cette étude lorsqu'on applique les champs électriques dans les directions  $\langle 100 \rangle$  et  $\langle 110 \rangle$ .

Ce travail s'intègre dans une étude générale des propriétés du silicium en champ fort et de ses applications.

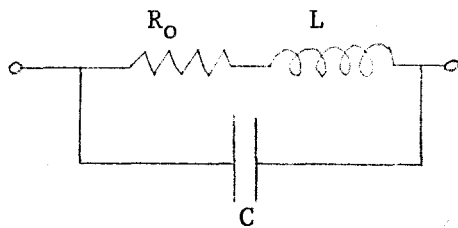
§§§

BIBLIOGRAPHIE

- {1} A.F.GIBSON, J.W. GRANVILLE, E.G.S. PAIGE  
J. Phys. Chem. Solids, vol 19, p. 198 (1961)
  
- {2} J.W. HOLM-KENNEDY, K.S. CHAMPLIN  
J. App. Physics, vol 43, p. 1878 (1972)
  
- {3} J.W. HOLM-KENNEDY, K.S. CHAMPLIN  
J. App. Physics, vol 43, p. 1889 (1972)
  
- {4} M. VINDEVOGHEL  
Thèse de 3ème cycle, Lille (1973)
  
- {5} E.M. CONWELL  
Solid State Physics : "High Field Transport  
in semi-conductors" Academic Press p. 204 (1967)
  
- {6} A. DARGYS, T. BANYS  
Phys. Stat. Solidi, vol 52 b, p. 699 (1972)
  
- {7} G.H. GLOVER  
J. App. Physics, vol 44, p. 1295 (1973)
  
- {8} K. HESS, H. KAHLERT  
J. Chem. Phys. Solids, vol 32, p. 2262 (1971)
  
- {9} K. HESS, K. SEEGER  
Z. Physik, vol 218, p. 431 (1969)

ANNEXE

Etant donné la configuration de nos échantillons (environ 2 mm de long) nous allons considérer qu'à des fréquences inférieures à 10 GHz leur présence dans une ligne coaxiale constitue une structure quasi-localisée représentable par le schéma équivalent suivant :



- $R_0$  est la résistance ohmique de l'échantillon
- $L$  est la self due au fait que l'échantillon a la forme d'un batonnet (0,7 à 0,9 nH)
- $C$  est la capacité présentée par l'échantillon due à la permittivité du silicium :  $C = \epsilon_r C_v$  où  $C_v$  est la capacité à vide qui vaut environ 0,005 pF.

L'échantillon est monté en série dans le conducteur central d'une ligne coaxiale ( $Z_c = 50 \Omega$ ).

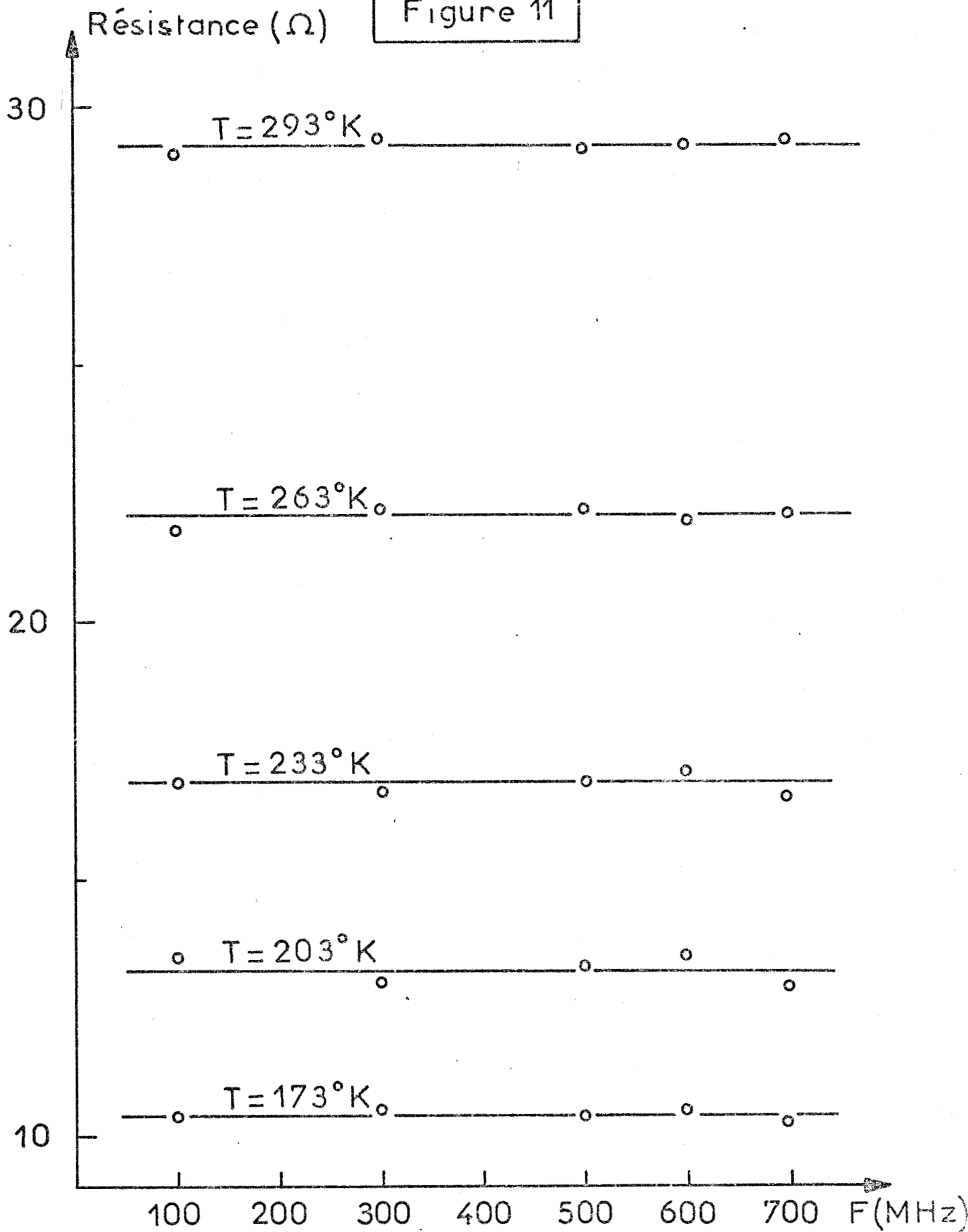
Nous avons mesuré la résistance d'un de nos échantillons entre + 20 et - 100°C. On constate qu'elle ne varie pas en fonction de la fréquence et en particulier entre 100 et 700 MHz (fig 11). Par ailleurs, nous avons déterminé  $\epsilon'$  dans quelques cas.

Vers 1 GHz, on a pratiquement  $Z_{AB} \neq R_0 + jL\omega$  ; on en déduit la valeur de  $L$ .

Pour les fréquences voisines de 10 GHz, il faut tenir compte de tous les éléments du dipôle électrique ; on en déduit la valeur de  $C$  donc celle de  $\epsilon'$  (tableau 1 pour  $\rho_0 = 1,5 \Omega\text{-cm}$ ).

Nous donnons en outre les valeurs déduites de la relation :

Figure 11



Résistance d'un échantillon ( $\rho_0 = 1,5 \Omega\text{-cm}$ ) mesurée en fonction de la température et de la fréquence

$$\epsilon'_{th} = \epsilon_L - \frac{\sigma\tau}{\epsilon_0} \quad \text{où } \epsilon_L = 12$$

T°C	: +20	: +50	: +80	: +100
R <sub>O</sub> Ω	: 28,2	: 35,1	: 42,8	: 48,3
ε'	: 9,4±1	: 9,2±1	: 9,2 ± 1	: 10,4±1
ε'_{th}	: 10	: 10,7	: 11,1	: 11,3

TABLEAU 1

