50376
1976
155

N° d'ordre : 190

50376
1976
155

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

Pour obtenir le titre de

DOCTEUR INGENIEUR

par

Sibi BONFILS

ESSAI DE DETERMINATION DU COEFFICIENT DE DIFFUSION DANS LE SILICIUM N EN REGIME DE PORTEURS CHAUDS A PARTIR DE LA TEMPERATURE DE BRUIT

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE
Section de SCIENCES
LILLE

Soutenue le 15 Juillet 1976, devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :	MM. CONSTANT	Président
	LEROY	Rapporteur
	JOURNEL	Examinateur
	NOUGIER	Examinateur

A mes Parents,

à ma Femme,

à mon Fils,

à Rachel,

à Monsieur BALIN

à tous mes Amis.

Ce travail a été réalisé au CENTRE HYPERFREQUENCES et SEMICONDUCTEURS de l'Université des Sciences et Techniques de Lille.

Que Monsieur le Professeur CONSTANT qui m'a accueilli dans son laboratoire et proposé le sujet de cette thèse trouve ici l'expression de ma sincère reconnaissance. Il me fait honneur en acceptant de présider mon Jury. Je l'en remercie.

Monsieur le Professeur LEROY m'a guidé et conseillé tout au long de ce travail. Je le remercie en toute sincérité.

Les travaux de Monsieur le Professeur NOUGIER ont en partie inspiré cette étude. Je le remercie pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de la juger.

J'exprime ma respectueuse reconnaissance à Monsieur le Professeur JOURNEL qui a bien boulu faire partie de mon Jury.

J'adresse mes sincères remerciements à tous les chercheurs du laboratoire pour la sympathie qu'ils m'ont toujours témoignée ; Monsieur et Madame VINDEVOGHEL m'ont aidé à la finition de ce travail ; durant les trois années passées au laboratoire j'ai eu d'amicales et fructueuses discussions avec Messieurs ZIMMERMANN et BECQUELIN.

Que tous en soient remerciés.

Madame CARON n'a pas ménagé ses efforts pour que ce travail soit terminé dans les délais. Qu'elle trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je tiens à remercier tout le Personnel technique pour son dévouement et sa compétente collaboration. Je pense en particulier à Messieurs JENNEQUIN, MICHON et ANDRIES de l'atelier de mécanique, Messieurs LEMAIRE et PLUQUET de l'atelier de photogravure ainsi qu'à Monsieur ARMAND.

Les échantillons utilisés dans ce travail ont été réalisés en collaboration avec le LAAS de TOULOUSE en ce qui concerne l'épitaxie planar.

Les mesa et silistances sont l'oeuvre de Monsieur VANBREMEERSCH. Qu'il trouve ici l'expression de ma reconnaissance.

NOTATIONS UTILISEES

a	atténuation parasite du bras échantillon
A	atténuation lue sur l'atténuateur étalonné
b	atténuation parasite du bras source étalon
D(E)	coefficient de diffusion
$D_e(E)$	coefficient de diffusion lié à l'étalement des porteurs
$D_b(E)$	coefficient de diffusion lié au bruit
$D_{/\!/}(E)$	coefficient de diffusion longitudinal (dans la direction du champ électrique)
$D_{\perp}(E)$	coefficient de diffusion transversal (au champ électrique)
δ	Rapport cyclique du signal qui polarise l'échantillon
δ_1	Rapport cyclique du signal qui polarise le modulateur
$E_o(x)$	Champ électrique continu
E(xt)	Champ électrique continue plus une partie alternative
ε	Permitivité du Silicium
F	Fréquence de l'oscillateur local
f	Fréquence des signaux qui polarisent l'échantillon et le modulateur
ϕ_n	flux d'électrons traversant la surface limitant l'élément de volume dv
Γ_i	Fonction d'autocorrélation de la fluctuation de courant i
G_n	Vitesse de génération des électrons
i	courant de bruit de diffusion
J	densité de courant
k_B	constante de Boltzmann
L	longueur de la zone N
μ_n	mobilité des électrons
μ_o	mobilité à champ faible
μ_d	mobilité différentielle
n	densité des porteurs libres
N_D^+	nombre d'atomes donneurs
q	charge de l'électron

ρ, ρ_{ao} Coefficient de réflexion en puissance de l'échantillon

ρ_o Résistivité des échantillons

σ écart type de la distribution des porteurs par rapport au centre du paquet

σ_d mobilité différentielle

S section de l'échantillon

τ_o temps de mesure

τ_u temps de corrélation des fluctuations de vitesse

τ_F & τ_R temps de descente et de montée du courant induit par les porteurs injectés dans le semiconducteur

$T_u(E)$ température de bruit

$T_{/\!/}(V_o)$, $T_{/\!/}(E)$ température de bruit longitudinale

$\Delta T_{/\!/} = T_{/\!/} - T_{ao}$

T_{eq} Température équivalente de bruit

T_B Température de la source étalon

T_R Température du récepteur

T_o Température ambiante

T_{ao} Température du réseau (= ou $\neq T_o$)

v_d vitesse moyenne des porteurs

v_1 vitesse instantannée du porteur 1

v_s vitesse de saturation

u_1 fluctuation de vitesse du porteur 1

ϑ_n vitesse de recombinaison des électrons

$Z(\omega)$ impédance de transfert du dispositif

∇Z_{Lx} champ d'impédance suivant ox

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

La connaissance du coefficient de diffusion joue un rôle important dans la compréhension et l'utilisation des propriétés des semiconducteurs.

D'un point de vue fondamental on peut tirer de cette connaissance des informations précieuses sur les phénomènes de transport dans ces matériaux.

Sur le plan pratique, le regain d'intérêt, ces dernières années dans l'étude de ce paramètre, principalement en régime de porteurs chauds, est à la mesure de l'essor que connaissent des dispositifs de types nouveaux fonctionnant en champ fort et utilisant des propriétés des semiconducteurs intimement liées à la diffusion (dispositifs à temps de transit, à charges d'espace, diodes à avalanche...)

Malgré l'importance du Silicium dans la construction de ces dispositifs, des études de type fondamental de la diffusion des porteurs chauds dans ce matériau restent peu nombreuses. Notre contribution va dans ce sens et s'intéresse au coefficient de diffusion longitudinal dans le silicium N suivant la direction cristallographique <111>.

Dans une première partie nous montrons l'équivalence des coefficients de diffusion distingués dans la littérature, liés l'un à la diffusion des porteurs dans les semiconducteurs, l'autre au bruit dû à la fluctuation de leurs vitesses. Un bilan des travaux sur ce sujet fait apparaître des lacunes en ce qui concerne la connaissance de ce paramètre en champs électriques très forts.

Une deuxième partie décrit la technique expérimentale mise en oeuvre pour travailler dans la gamme de champs souhaitée. Il s'agit d'un banc radiométrique fonctionnant en bande X et permettant la mesure de la température de bruit d'échantillons de semiconducteurs On opère principalement sur des épitaxies N^+NN^+ afin d'atteindre des intensités de champ élevées ($E \simeq 60$ KV/cm).

Des résultats sont obtenus à différentes températures.

La troisième partie est consacrée à l'exploitation des résultats expérimentaux en vue de déterminer la loi de variation du coefficient de diffusion avec le champ électrique. On rappelle la méthode du champ d'impédance qui permet de relier la température de bruit de diffusion au coefficient de diffusion. Nous appliquons cette méthode à l'étude de résultats obtenus sur des épitaxies de type planar. Deux cas sont envisagés : le champ dans le dispositif est uniforme ou ne l'est pas. Dans ce dernier cas, une méthode numérique de calcul de bruit est mise au point. Elle utilise certains résultats d'un programme général réalisé par ailleurs au laboratoire pour résoudre l'équation de transport des charges dans les semiconducteurs. Le procédé de détermination du coefficient de diffusion est indirect : différentes lois de variation du coefficient de diffusion fonction du champ électrique sont utilisées pour calculer la température de bruit et l'on recherche celle qui permet de retrouver les résultats expérimentaux.

CHAPITRE I

COEFFICIENT DE DIFFUSION EN REGIME DE PORTEURS CHAUDS

EQUIVALENCE DES RESULTATS DES TECHNIQUES

DU "TEMPS DE VOL" ET DE MESURE DE BRUIT

On distingue dans le littérature |3| deux types de coefficients de diffusion liés l'un à l'étalement d'un paquet de porteurs injectés en un point du semiconducteur |4, 5, 6, 7, 9|, l'autre à la corrélation des fluctuations de vitesse des porteurs |1, 2, 3|. Ces deux conceptions ont donné lieu à deux techniques expérimentales distinctes.

Dans le premier cas on détermine le coefficient de diffusion D(E) par la mesure des caractéristiques (amplitude, temps de montée et de descente) du courant induit par les porteurs injectés ; dans le deuxième cas, on le déduit d'une mesure de bruit.

Après une rapide description de ces deux techniques et un rappel de leur base théorique, nous montrons que dans certaines conditions - que nous définissons - les coefficients de diffusion ainsi mesurés sont identiques.

I.1. DETERMINATION DE De(E) PAR LA TECHNIQUE DU TEMPS DE VOL

Le principe de la méthode est le suivant. On dispose d'un échantillon de semiconducteur pourvu de deux électrodes aux bornes desquelles est appliquée une tension continue. On injecte un paquet de porteurs en un point situé près de l'une des électrodes. Pendant la dérive des porteurs vers l'autre électrode sous l'effet du champ électrique, la diffusion va provoquer l'étalement du paquet de porteurs injectés, parallélement et perpendiculairement au champ électrique. Des mesures opérées sur le courant induit par les porteurs injectés, on déduit les coefficients de diffusion transversal et longitudinal.

Après un bref rappel sur les équations de continuité dans un cristal semiconducteur, nous étudions de façon succinte le déplacement d'ensemble des porteurs et leur diffusion en présence d'un champ électrique. Nous donnons ensuite une description des techniques expérimentales correspondantes.

En dernière partie nous faisons un bilan critique des travaux effectués jusqu'à ce jour selon ces techniques.

I.1.1. Equation de continuité |0|

Nous nous plaçons dans le cas d'un semiconducteur de type N. Appelons U_n et G_n les vitesses de recombinaison et de création des électrons dans l'élément de volume dv, et $\vec{\Phi}n$ le flux d'électrons traversant la surface qui limite le volume dv. L'équation de continuité qui exprime la variation en fonction du temps du nombre de porteurs présents dans l'élément de volume dv s'écrit

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - U_n - \nabla\vec{\Phi}_n \qquad I_1$$

n représente la densité des électrons.

Si le mouvement des porteurs est dû à la présence d'un champ électrique $\vec{E}$ et d'un gradient de concentration $\vec{\nabla}n$, le flux $\vec{\Phi}n$ s'écrit

$$\vec{\Phi}n = - n\mu_n\vec{E} - D_e\ \vec{\nabla}n \qquad I_2$$

μ_n représente la mobilité des électrons, D_e le coefficient de diffusion et donc

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - U_n + \vec{\nabla}(n\mu_n \vec{E} + D_e \vec{\nabla} n) \qquad I_3$$

La résolution analytique de cette équation nécessite l'introduction d'hypothèses simplificatrices. Ces hypothèses vont dépendre du cas particulier considéré.

I.1.2. Dérive et étalement d'un paquet de porteurs en excés

a) Hypothèses de travail

Nous nous plaçons dans le cas suivant

. Le cristal est supposé unidimensionnel suivant Ox ($\nabla\Phi = \frac{\partial \Phi}{\partial x}$)

. Le champ électrique E indépendant de x est appliqué suivant la direction ox($\frac{\partial E}{\partial x} = 0$)

. On néglige les créations et recombinaisons des porteurs ($U_n = G_n = 0$)

. On néglige l'effet des charges d'espace, ce qui revient à attribuer à la diffusion seule |5| l'étalement du paquet de porteurs.

On crée dans le plan x = 0 au temps t = 0 et pendant un intervalle de temps très court des paires électron-trou. Le dispositif expérimental est supposé conçu de telle sorte qu'un seul type de porteurs pénètre dans la région de dérive.

Le paquet de porteurs en excés, ainsi créé va

1) dériver dans le champ électrique
2) s'étaler sous l'influence de la diffusion.

Nous cherchons la distribution des porteurs au temps t.

Si n(xt) est la densité des porteurs en excés, elle est régie par l'équation I_3

Avec les hypothèses posées ci-dessus, cette équation devient

$$\frac{\partial n(xt)}{\partial t} = \mu_n E \frac{\partial n(xt)}{\partial X} + D_e \frac{\partial^2 n(xt)}{\partial x^2} \qquad I_4$$

où D_e représente le coefficient de diffusion lié à l'étalement des porteurs.

b) Résolution de l'équation de continuité

Appelons $T_F|n(xt)|$ la transformée de Fourier de n(xt) par rapport à x

$$T_F|n(xt)| = n(st) = \int_{-\infty}^{+\infty} n(xt)\ \exp(-ixs)\ dx$$

pour avoir la transformée de Fourier de $\frac{\partial n}{\partial x}$, dérivons n(st) par rapport à x

$$\frac{dn(st)}{dx} = 0 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dn\ (xt)}{dx}\ \exp(-ixs)\ dx - is\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-ixs)n(xt)dx$$

d'où

$$T_F\left(\frac{dn^+(xt)}{dx}\right) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dn(xt)}{dx}\ \exp(-ixs)\ dx = is\ n(st)$$

de même

$$T_F\left|\frac{d^2n(xt)}{dx^2}\right| = -s^2\ n(st)$$

alors I_4 devient

$$\frac{dn(st)}{dt} = (is\ \mu_n E - s^2\ D_e)\ n(st)$$

on en déduit

$$n(st) = K\ \exp\ (is\mu_n E - s^2\ D_e)t$$

On déduit la constante K de n(so)

$$n(so) = K = \int_{-\infty}^{+\infty} n(xo)\ \exp(-ixs)\ dx$$

On fait l'hypothèse que le paquet injecté est de la forme

$$n(oo) = n_o\ \delta(x)\ \delta(t) \qquad \delta(x) \text{ fct de Dirac}$$

d'où $K = \int_{-\infty}^{+\infty} n_o\ \delta(x)\ \exp(-ixs)dx = n_o\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x)\exp(-ixs)dx$

soit $K = n_o$

et $n(st) = n_o \exp - \left\{ s^2 D_e t - is\mu_n E t \right\}$

Pour avoir n(xt), il suffit de prendre la transformée inverse de n(st)

$$n(xt) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} n(st) \exp(-ixs) ds$$

$$= \frac{n_o}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp - \left\{ s^2 D_e t + is(x-\mu_n Et) \right\} ds$$

posons $A^2 = s^2 D_e t$

$$2AB = is(x-\mu_n Et)$$

alors $A = s\sqrt{D_e t}$ $\qquad B = \dfrac{i(x-\mu_n Et)}{2\sqrt{D_e t}}$

et donc

$$s^2 D_e t + is(x-\mu_n Et) = A^2 + 2AB = (A+B)^2 - B^2$$

$$= (s\sqrt{D_e t} + \frac{i(x-\mu_n Et)}{2\sqrt{D_e t}})^2 + \frac{(x-\mu_n Et)^2}{4 D_e t}$$

et en posant

$$s\sqrt{D_e t} + \frac{i(x-\mu_n Et)}{2\sqrt{D_e t}} = U$$

on a

$$n(xt) = \frac{n_o}{2\pi\sqrt{D_e t}} \int_{-\infty}^{+\infty} \operatorname{Exp} - \frac{(x-\mu_n Et)^2}{4 D_e t} \cdot \operatorname{Exp}(-U^2)\, dU$$

$$= \frac{n_o}{2\pi\sqrt{D_e t}}\, e^{-\frac{x-\mu_n Et}{4D_e t}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-U^2} dU$$

On sait que

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-U^2} dU = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$$

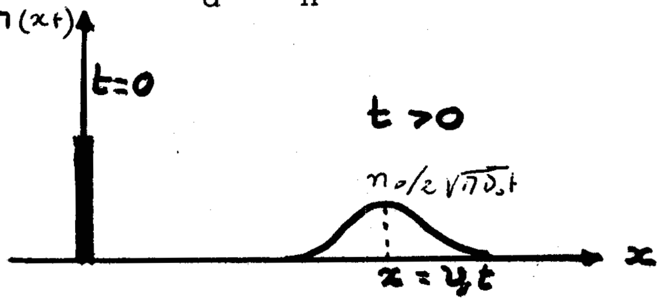
Il en résulte que

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-U^2} dU = 2\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-U^2} dU = \sqrt{\pi}$$

et

$$n(xt) = \frac{n_o}{2\sqrt{\pi D_e t}} \exp\left(- \frac{\left(x - v_d t\right)^2}{4 D_e t} \right) \qquad I_5$$

Nous avons posé $V_d = \mu_n E$ vitesse de dérive des électrons.



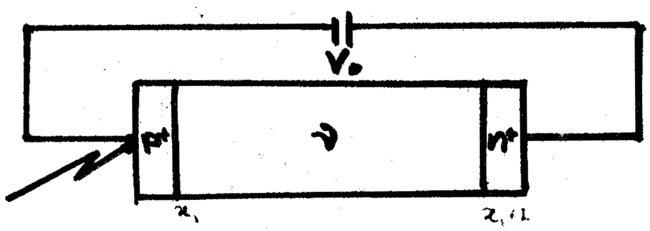
I.1.3. Techniques Expérimentales

Afin d'opérer dans les conditions définies ci-dessus les échantillons utilisés doivent répondre aux critères suivants.

- être homogènes

- posséder une forte resistivité pour que les seuls porteurs dans le matériau soient ceux qu'on y a injectés (le courant de conduction en régime permanent est nul, il n'y a pas de recombinaison des porteurs)

- du type $P^+ \nu n^+$ afin de favoriser la propagation dans la zone ν de l'un ou l'autre type de porteurs. En effet, polarisé en inverse, ces échantillons verront dériver des électrons si la création de paires électrons-trous se fait à l'électrode P. Pour les trous on opère sur l'électrode n (voir fig.)



L'exitation sur l'une ou l'autre électrode se fait soit par faisceau laser |5|, soit par irradiation avec des particules de haute énergie |4.6|. Les porteurs ainsi injectés vont induire un courant I(t) |7|

$$I(t) = Q(t) \Big/ \frac{L}{V_d}$$

où L est la longueur de la zone intrinséque, V_d la vitesse de dérive des porteurs

$$Q(t) = \int_{x_1}^{x_1+L} q\ n\ (x_1\ t)\ dx$$

quantité de charge dans l'échantillon à l'instant t

avec n(xt) calculé précédemment (I_5)
d'où

$$I(t) = \frac{n_o q}{2\sqrt{\pi D_e t}} \ \frac{v_d}{L} \int_{x_1}^{x_1+L} \exp\left[-\frac{(x-v_d t)^2}{4\ D_e t}\right] dx$$

qui devient

$$I\ (t) = \frac{Io}{\sqrt{\pi}} \int e^{-s^2}\ ds$$

$$Io = n\ q_o\ \frac{v_d}{L}\ ,\quad s = \frac{x - v_d t}{(\mu\ D_e t)^{\frac{1}{2}}}$$

Si τ_R et τ_F sont les temps de montée et de descente de ce courant Ruch et Kino |7| établissent en utilisant les propriétés de la fonction erreur

que

$$\boxed{D_e\ // = (\tau_F^{\ 2} - \tau_R^{\ 2})\ v_d^{\ 3}\ /\ 21.6\ L} \qquad I_6$$

D_e// diffusion selon la direction du champ

On relie de la sorte le coefficient de diffusion longitudinal à des grandeurs directement accessibles à l'expérience (τ_F, τ_R, V_d, L)

Un raisonnement similaire conduit Persky et Bartelink à établir pour la diffusion transversale, l'expression

$$D \perp = (v_d\ /\ 4\ L)\ \ (r_f^{\ 2} - r_o^{\ 2}) \qquad I_7$$

v_d et L ont les définitions précédentes

r_o rayon du paquet initial

r_f = $w/2\ (Lg2)^2$ avec w la largeur à mi-hauteur du courant détecté.

La détermination de $D \perp$ se ramène à celle de v_d, L, w et r_o.

Dans les deux cas on évite des courants induits importants |5| de sorte que l'effet des charges d'espace demeure négligeable.

I. 1. 4 Bilan critique

Les premières applications de cette technique dite "du temps de vol" furent pour mesurer la vitesse de dérive des porteurs. L'expérience de Hayne et Schokley |8| dès 1951 déduit la mobilité des porteurs de cette technique. De nombreux travaux s'inspirant d'elle, s'intéressèrent plus particulièrement à la vitesse de dérive en champ fort. Signalons à cet effet les récentes publications de Canali |20| qui donnent v_d dans une large gamme de champ électrique (0 à 50 KV/cm) et de température (8°K à 430°K)

Les premières déterminations de D en champ fort datent de 1965. Okamoto et All |9| montrent que le coefficient de diffusion des trous dans le germanium croit avec le champ, du moins jusqu'à 2 KV/cm. Dans le GaAs Ruch et Kino |7| établissent expérimentalement que D croit, puis décroit après être passé par un maximum quand le champ varie de 0 à 12 KV/cm.

Dans le silicium on doit les premières mesures à Sigmon et Gibbsons |4|. Effectuées entre 6 et 50 KV/cm à 300°K sur des diodes $p^+\nu n^+$ d'axe cristallographique <111>, ces mesures estimées à 30 % près, établissent la décroissance de $D_e//$ en fonction du champ électrique.

Les Travaux de Persky et Bartelink |5| en 1969 puis 1970 estiment à 9 % près la diffusion transversale ($D_{e\perp}$).

Les récents résultats de Canali |6| estimés à 25 % montrent que $D_e//$ décroit beaucoup plus vite que ne le laissaient croire les travaux de Sigmons et Gibbons. Quand le champ varie de 0 à 50 KV/cm $D_e//$ passe de 35 à 11 cm^2/s. Il se stabiliserait autour de cette valeur du moins jusqu'à 50 KV/cm. Ces résultats ont été obtenus sur des diodes $n^+\nu P^+$($\rho_o \geqslant 50$ KΩcm) de longueur 350 à 1000 µm. Le champ électrique a été appliqué suivant la direction <111>.

(voir tableau)

T a b l e a u 1

RESULTATS EXPERIMENTAUX RELATIFS AU COEFFICIENT DE DIFFUSION (METHODE DU "TEMPS DE VOL")

AUTEURS	ANNEE	ECHANTILLONS			CHAMP ELECTRIQUE		COEFFICIENT DE DIFFUSION			TEMPERATURE DE RESEAU
		Materiau	Resistivité	Dimension	Valeurs	Direction	Longitudinal	Transversal	Erreurs relatives	
OKAMOTO et ALL	1965	GeN	5,3Ωcm	0,6x0,6 x 15	0à4KV/cm	<100>	X			300,195, 77°K
RUCH et KINO	1968	GaAs $I\text{-}n^{+}$	10^6 Ωcm	Ø=3μm L=250 à 300μm	0 à 12 KV/cm	<111> <100>	X		+ 25 %	300 °K
SIGMON et GIBBONS	1969	Si-N $p^{+}\text{-}\nu\text{-}n^{+}$	0,2 10^6 Ω cm	L=366 μm	6 à 50 KV/cm	<111>	X		30 %	300 °K
PERSKY et BARTELINK	1970 1971	$p^{+}in^{+}$ Si-n	0,1 10^6 Ω cm	100 μm	0 à 11,5 KV/cm	<111>		X	9 %	300 °K
CANALI et ALL	1975	Si-N	⩾0,5 10^6 Ω cm	350 à 1000 μm	0 à 50 KV/cm	<111>	X		25 %	300 °K

BUS LILLE

Remarques : Pour le silicium

1) Quand E croît, D_e// (E) décroît, jusqu'au tiers de sa valeur champ faible. Il faut s'attendre à ce que l'amplitude des effets dûs à la diffusion (étalement du paquet de porteurs) soit réduite d'autant. En conséquence, si la sensibilité de la méthode du temps de vol est suffisante en champ relativement faible, elle peut ne plus l'être en champ fort (>20 KV/cm) et l'incertitude sur les résultats en champ fort peut en être affectée.

2) Les échantillons utilisés dans les trois cas cités sont de très forte résistivité (10 KΩcm |4|, >20 KΩcm |5|, ≥50 KΩcm |6|). Les résultats trouvés n'en conservent pas moins leur intérêt, étant donné leur caractère essentiellement fondamental. Ils constituent un important apport dans la compréhension et l'utilisation des phénomènes nouveaux observés dans les semiconducteurs (avalanche, effet tunnel, dispositifs à temps de transit...)

Sur le plan pratique cependant, l'on utilise généralement des matériaux ayant des concentrations en impuretés plus élevées. Une étude de la diffusion dans ces conditions serait utile, car elle permettrait de se placer dans le cas des dispositifs couramment employés.

I. 2. DETERMINATION DE D PAR LA MESURE DE LA TEMPERATURE DE DE DIFFUSION

On définit le bruit de diffusion comme la contribution au bruit dûe à la fluctuation de vitesse des porteurs. Nous établissons dans ce qui suit la relation qui lie le coefficient de diffusion au bruit de diffusion, puis nous faisons un bilan critique des travaux effectués jusqu'à ce jour.

I.2.1. Courant de bruit de diffusion et coefficient de diffusion

L'échantillon polarisé par un champ électrique E(x) appliqué suivant ox est supposé unidimensionnel. Nous nous intéressons au coefficient de diffusion longitudinal i.e. parallèle au champ électrique.

Considérons la tranche de semiconducteur comprise entre x et x + dx. Le porteur qui la traverse génère un courant

$$I_1 = \frac{q}{\Delta t} = \frac{q}{dx/v_1} = \frac{qv_1}{dx} \qquad I_8$$

où V_1 vitesse instantannée du porteur est la somme de la vitesse de dérive $v_d(E)$ et de la fluctuation de vitesse $u_1(x,t)$ due aux collisions que subit le porteur.

Le courant total dans la tranche vaut

$$I = \sum_1 I_1 = \frac{q}{dx} \sum_1 v_1 = \frac{q}{dx} \sum_1 v_d + \frac{q}{dx} \sum_1 u_1 \text{ (xt)}$$

posant

$I_o = \frac{q}{dx} \sum_1 v_d$ la fluctuation de courant $i(t) = I(t) - I_o$

s'écrit

$$i(t) = \frac{q}{dx} \sum_1 u_1(xt) \qquad I_9$$

La moyenne au premier ordre de i(t) étant nulle, calculons son carré moyen. Pour cela nous définissons Γ_i la fonction de corrélation de i(t) dont nous déduisons la densité spectrale correspondante

$$\Gamma_i(\tau) = \langle i(t) \,.\, i^*(t+\tau)\rangle \qquad |28|$$

$$= \frac{q^2}{dx^2} \langle \sum_1 u_1(x,t) \sum_k u_k\,(x,t+\tau)\rangle$$

$$= \frac{q^2}{dx^2} \left\langle \sum_{l} u_l (x,t)\, u_l(x,t+\tau) + \sum_{k\neq l} u_l(x,t+\tau) u_k(x,t+\tau) \right\rangle$$

$$= \frac{q^2}{dx^2} \left| \sum \langle u_l(x,t)\, u_l(x,t+\tau)\rangle + \sum_{k\neq l} \langle u_l(x,t)\, u_k(x,t+\tau\rangle \right|$$

$\langle u_l(x,t)\, u_k(x,t+\tau)\rangle$ est la fonction d'intercorrélation des vitesses des porteurs k et l.

Si on suppose qu'il n'y a pas d'interaction entre ces deux porteurs

$$\langle u_l (x,t)\, u_k (x,t+\tau)\rangle = 0$$

et donc

$$\Gamma_i(\tau) = \frac{q^2}{dx^2} \sum \langle u_l (x,t)\, u_l (x,t+\tau)\rangle \qquad I_{10}$$

Si S_i est la densité spectrale du courant i(t)

$$S_i (f) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-2j\pi f\tau)\,\Gamma_i(\tau)d\tau$$

soit

$$= 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-2j\pi f\tau) \frac{q^2}{dx^2} \sum_{l} \langle u_l(x,t) u_l(x,+\tau)\rangle d\tau$$

Toutes ces opérations étant linéaires

$$S_i(f) = \frac{2q^2}{dx^2} \sum_{l} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle u_l(x,t) u_l(x,t+\tau)\rangle \exp(-2j\pi f\tau) d\tau$$

si l'on pose

$$D_b (x,f) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle u_l(x,t)\, u_l (x,t+\tau)\rangle \exp (-2j\pi f\tau)\, d\tau$$

alors

$$S_i(f) = 4\,\frac{q^2}{dx^2}\,\sum_{1} D_b\,(x,E)$$

D_b est le coefficient de diffusion lié au bruit.

Si S est la section de l'échantillon, n(x) la densité des porteurs en x, le nombre total de porteurs dans la tranche comprise entre x, x + dx du semiconducteur est sn(x)dx. La somme $\sum_1$ portant sur ces sn(x)dx porteurs, la densité spectrale $S_i(f)$ devient

$$S_i(f) = \frac{4q^2 n(x)\ S\ D_b(x,E)}{dx} \qquad I_{12}$$

$<i^2>$ étant défini par la relation

$$<i^2> = \int_0^\infty S_i(f)\ df$$

on a $$<i^2> = \int_0^\infty \frac{4q^2 n(x)\ S}{dx}\ D_b\ (x,E)\,df$$

soit $$<i^2> = \frac{4q^2 S}{dx}\int_0^\infty n(x)\ D_b\ (x,E)\ df$$

si le bruit est défini sur une bande passante Δf

$$<i^2> = \frac{4q^2 S}{dx}\int_0^{\Delta f} n(x)\ D_b\ (E,x)\ df$$

Si D_b (E,x) est indépendant de la fréquence

et $$\boxed{<i^2> = 4q^2\ n(x)\ D_b\ (xE)\ \frac{S}{dx}\ \Delta f} \qquad I_{13}$$

Remarque

Si l'on se place à l'équilibre thermodynamique, D_b peut se déduire de la relation d'Einstein

$$D_b = \frac{k_B\ T_o\ \mu_o}{q} \qquad I_{14}$$

μ_o la mobilité des porteurs à champ nul

T_o température d'équilibre

k_B constante de Boltzmann

et donc

$$<i^2> = 4 \; (nq\mu_o \frac{S}{dx}) \; k_B \; T_o \; \Delta t$$

Soit en posant $\Delta R = {}^1/ \; (nq\mu_o \; {}^S/dx)$

$$<i^2> = \frac{4 \; k_B \; T}{\Delta R} \quad \Delta f$$

Avec ΔR la résistance de la tranche de semiconducteur comprise entre x et x + dx.

Si P est la puissance de bruit dans la tranche

$P = \Delta R <i^2> = 4 \; k_B \; T \; \Delta f$ qui est la relation de Nyquist pour le bruit thermique.

Il en résulte que à l'équilibre thermodynamique le bruit de diffusion se réduit au bruit thermique et l'on peut le déduire de la relation d'Einstein.

En régime de porteurs chauds, l'équilibre thermodynamique n'est plus réalisé.

On a alors recours, pour le calcul du bruit de diffusion à la méthode du champ d'impédance |12| rappellée au chapitre II, ce qui donne

$$T_n = \frac{Sq^2}{K_B \text{Réél} \; [Z(\omega)]} \int_o^L \; n(x) \; D_b \; (x) \; |\nabla Z_{Lx}|^2 \; dx$$

avec $Z(\omega) = \int_o^L \nabla Z_{Lx} \; dx$ |12| l'impédance dynamique du dispositif T_n la température équivalente de bruit de diffusion et ∇Z_{Lx} le champ d'impédance en x, et suivant ox

L'examen de cette expression montre qu'on peut déduire $D_b(E)$ de la mesure de la température de bruit de diffusion en présence d'un champ électrique.

La difficulté réside dans le choix des conditions expérimentales.

Il faut en effet

a) éviter l'échauffement des échantillons par effet Joule en présence d'un champ électrique, cet échauffement pouvant

- entrainer la destruction de l'échantillon
- masquer l'effet champ fort

b) s'assurer que le signal mesuré est dû au seul bruit de diffusion étant donné la présence toujours possible dans les matériaux semiconducteurs, d'autres sources de bruit. On peut citer |10|

- le bruit de grenaille (au niveau des jonctions ...)
- le bruit de génération-recombinaison (en très basse température, dans les dispositifs dipolaires ...)
- le bruit en excès ou bruit de scintillation (au niveau des contacts ...)

Pour se placer dans les conditions expérimentales idéales pour la détermination de T_n, on doit, en particulier, choisir convenablement la structure de l'échantillon.

I.2.2. Bilan critique

Les publications concernant le bruit et la diffusion en régime de porteurs chauds sont rares. Nous présentons sous forme de tableau les différents travaux en ce qui concerne le bruit (voir tableau)

La déduction du coefficient de diffusion des températures de bruit ainsi mesurées n'a pas toujours été faite. C'est en 1966, puis 1968 que Bareikis et Call |1| tirent D de leurs résultats expérimentaux sur le Ge P et N. Nougier |3|étudie également, le coefficient de diffusion dans le Ge P en fonction du champ et de la température. Rolland |3| en 1975 étend cette étude au silicium.

Ce travail s'intéressant plus particulièrement au silicium il nous est apparu nécessaire et utile de commenter les récents travaux concernant ce matériau. Les conclusions nous permettent de fixer les conditions optimales de notre travail.

AUTEURS	ANNEE	ECHANTILLONS			CHAMP ELECTRIQUE				TEMPERATURE BRUIT		TEMPERATURE DE RESEAU	FREQUENCE DE TRAVAIL
		Matériau	Concentration en impuretés ou résistivité	Epaisseur	Intensité	Direction	continu	impulsion de tensions	Longitudinal	Transversal		
ERLBACH et GUN	1962	Ge-N	8 Ωcm	5 mm	0à2 KV/cm	<100>		X θ = 7μs		X	300°K	420 MHz
BRYANT	1964	GaAs	-	-	0à2 KV/cm	-		X		X	77 et 300°K	-
BAREIKIS et COLL	1966 1968	Ge-P Si-N	20 Ωcm	1x1x1,5mm	0à4 KV/cm	<111>			X		77 et 300°K	9,6 GHz
HART	1970	Ge N			0à4 KV/cm	<111> <110> <100>		X θ = 10μs f = 9 à 210 Hz	X			30à70MHz
NICOLETA ALL	1971	Ge PπP	$Na = 10^{12}$ à 10^{13} cm^{-3}	32 μm	-	<111>	X		X		77.110,150 190 °K	0 à 22MHz
BAECHTOLD	1971	Si-N	$N_D = 10^{17}$ cm^{-3}	3 μm	0à25KV/cm	-	X		X		300°K	2et4 GHz
NOUGIER	1972	Ge-P	10à11,5 Ωcm	4 à 5 mm	0à4 KV/cm	<110>		X θ= 50μs f=0,1et10 Hz	X	X	130 à 300°K	500 MHz
GASQUET	1974	Si-N	6 Ωcm	300 μm	0à4 KV/cm	<111> <100>		θ=2à10μs	X		300°K	500 à 800MHz
ROLLAND	1975	Si-N	1à1000Ωcm	300 μm	0à4 KV/cm	<111> <110> <100>		1 Hz 2à10 μs	X	X	77 à 300°K	220.460 550.650 750.850MHz

BUS LILLE

Pozhela et Coll |19|

Les mesures sont effectuées à 9,6 GHz sur des parallélipipèdes de Si-n de dimensions 1 x 1 x 1,5 mm de résistivité 20 Ωcm et d'axe cristallographique <111>. La température de bruit mesurée suivant cette direction varie de 300 à 400 °K quand le champ passe de 0 à 4KV/cm (température ambiante). A 77°K la température de bruit croit beaucoup plus vite avec le champ électrique appliqué, (fig. I_1)

Baetchold |13|

Les échantillons sont constitués par de fines couches de Si-n épitaxiées, d'épaisseur 0,23 µm et munies de contacts ohmiques distants de 3 µm.

Avec des dimensions aussi réduites Baetchold peut travailler en continu (0 à 8 v) sans risquer d'échauffer le réseau.

Les résultats obtenus sont interprétés en champ moyen, l'auteur négligeant la non-uniformité qui apparait dit-il au seul voisinage des contacts.

Les mesures effectuées à 2 et 4 GHz utilisent une technique radiométrique en réalisant l'adaptation d'impédances des échantillons. T // passe de 360 à 1700°K quand le champ électrique varie de 5 à 26 KV/cm, (fig. I_1).

Rolland |3|

Rolland travaille sur des échantillons à effet de volume (longueur 300 µm).

Afin d'appréhender l'influence des contacts sur les effets de volume, Rolland est amené à reprendre pour le silicim l'étude des contacts selon la technique mise au point par Nougier |2|
Il confirme la validité de la loi en $^1/_F$ de la densité spectrale de courant de bruit de contact en haute fréquence (F>500 MHz) et à forte densité de courant.

Des mesures de bruit effectuées entre 220 et 850 MHz par une technique radiométrique, Rolland déduit le coefficient de diffusion en utilisant la relation

$$T_{/\!/} = \frac{qD_b}{k_B \mu_d}$$

où μ_d est la mobilité différentielle

$T_{/\!/}$, D_b, k_B, q précédemment définies.

Cette relation dite "d'Einstein modifiée" est un cas particulier de la relation gnénrale écrite plus haut (I_{16})

$\Delta T_{/\!/}$ varie de 10 à 100 quand le champ électrique passe de 0,5 à 3,6 KV/cm. A l'azote liquide (77°K) l'auteur obtient des températures de bruits environ quarante fois plus importantes qu'à la température ambiante.(fig I_1)

Des difficultés dues à l'adaptation d'impédances et à l'échauffement des échantillons limitent les intensités des champs appliqués à 4 KV/cm (échantillons de volume) et à 8 KV/cm (épitaxie de 18 µm).

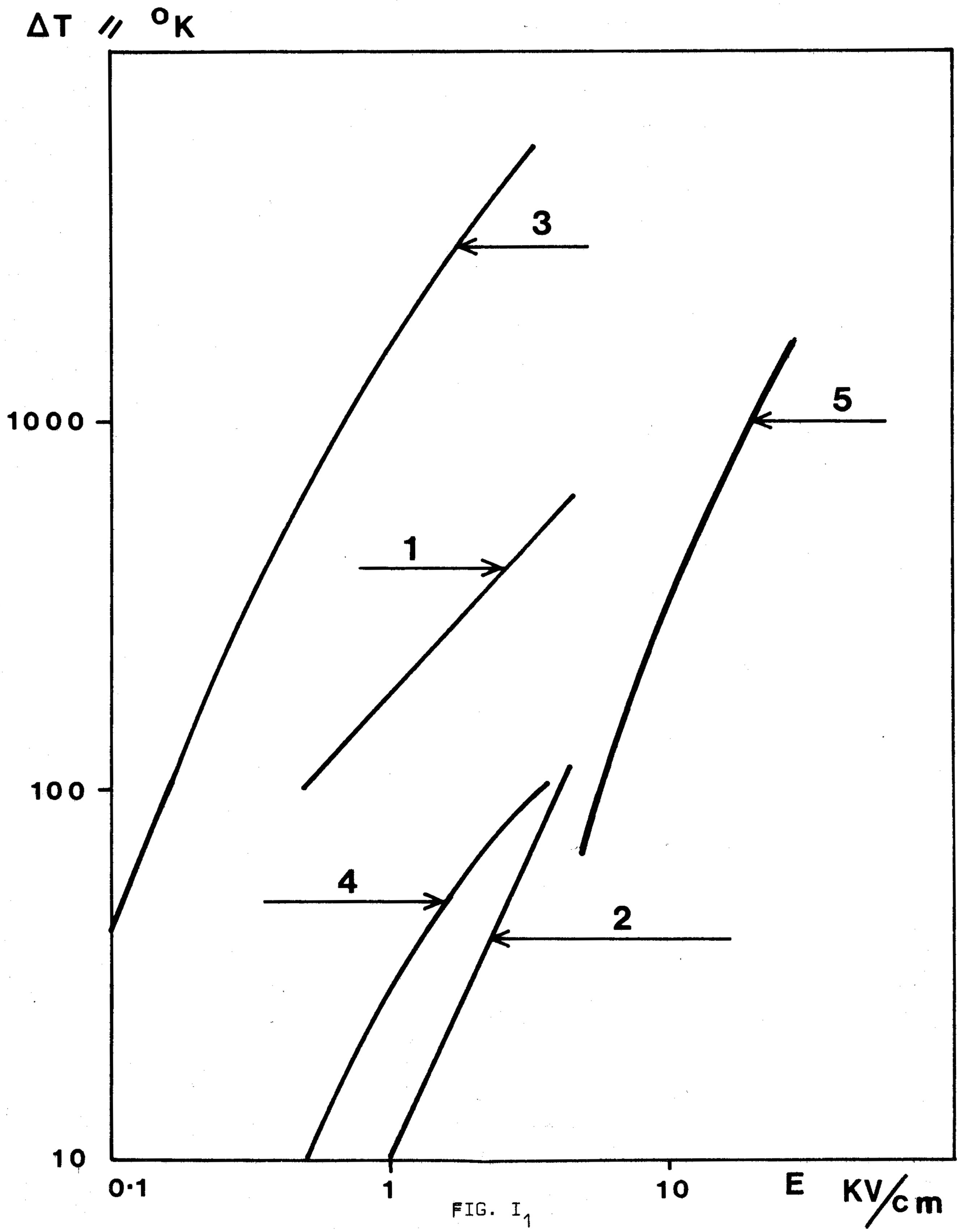


FIG. I_1

RESULTATS EXPERIMENTAUX RELATIFS A LA TEMPERATURE DE BRUIT
LONGITUDINAL DANS LE SILICIUM N DIRECTION <111>

1 et 2 Pozhelo et All |18| à 77 et 300°K (L=1,5mm, ρ_o=25Ωcm, F=9,6GHz)

3 et 4 Rolland |3| à 77 et 300°K (silistance L=300μ, ρ_o=6Ωcm, F=0,85GHz)

5 Baechtold |13| à 300°K Epitaxie L=3μ, ρ_o=0,1Ωcm, F=3 et 4GHz

BUS LILLE

I.3. EQUIVALENCE DE D_e et D_b

Aux paragraphes précédents nous avons défini les coefficients de diffusion.

- D_e lié à l'étalement d'un paquet de porteurs dans le semiconducteur
- D_b lié au bruit de diffusion.

Nous montrons ici que ces deux paramètres ont la même signification physique.

En I.1., il a été établi que la répartition des porteurs injectés au temps zéro au point x = o d'un échantillon homogène et unidimensionnel, devient au bout d'un temps τ_o

$$n(x,\tau_o) = \frac{n_o}{\sqrt{2\pi}\sqrt{2D_e\tau_o}} \exp \frac{(x-v_d\tau_o)^2}{4D_e\tau_o} \qquad I_5$$

soit

$$\frac{n(x,\tau_o)}{n_o} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp - \frac{(x-m)^2}{2\sigma^2} \qquad I_{17}$$

avec

$$\sigma = \sqrt{2D_e\tau_o} \qquad m = v_d\tau_o$$

où v_d la vitesse de dérive, vitesse des porteurs situés au centre du paquet. La distribution des porteurs autour de ce centre suit donc une loi de Gauss de moyenne m et d'écart type σ. D'après la propriété des lois normales

$$\overline{(x-m)^2} = \sigma^2 = 2D_e\tau_o \qquad I_{18}$$

Recalculons à présent cette moyenne $\overline{(x-m)^2}$ en définissant pour un porteur sa vitesse instantanée $v(t)$ et

$$x(\tau_o) = \int_o^{\tau_o} v(t)\,dt \quad , \quad m = \int_o^{\tau_o} v_d(t)\,dt \qquad |28|$$

alors

$$x - m = \int_o^{\tau_o} (v(t) - v_d)\, dt = \int_o^{\tau_o} u(t) dt$$

avec u(t) fluctuation de la vitesse du porteur autour de v_d

Il en résulte pour l'ensemble des porteurs

$$\overline{(x-m)}^2 = \langle \int_o^{\tau_o} \int_o^{\tau_o} u(t)\ u(t')\ dt\ dt' \rangle \qquad I_{19}$$

Ces opérations étant linéaires, on peut écrire

$$\overline{(x-m)}^2 = \int_o^{\tau_o} \int_o^{\tau_o} \langle u(t)\ u(t') \rangle\ dt\ dt' \qquad I_{20}$$

posons $t' = t + \theta$

alors

$$\overline{(x-m)}^2 = \int_o^{\tau_o} \left| \int_{-t}^{\tau_o - t} \langle u(t)\ \ u(t+\theta) \rangle\ d\theta \right|\ dt \qquad I_{21}$$

$\langle u(t), u(t+\theta) \rangle$ la fontion d'autocorrélation de la fluctuation des vitesses n'est différente de zéro que pour les valeurs de θ inférieures ou égales au temps de corrélation des fluctuations de vitesse τu |12, 28|

On peut donc définir δ_o tel que si $|\theta| > \delta_o$ $\langle u(t) u(t+\theta) \rangle$ soit nulle.

Il suffit pour cela de prendre $\delta \gg \tau_u$

alors

$$\int_{-t}^{\tau_o - t} \langle\rangle\ d\theta = \int_{-t}^{-\delta_o} \langle\rangle d\theta + \int_{-\delta_o}^{\delta_o} \langle\rangle\ d\theta + \int_{\delta_o}^{\tau_o - t} \langle\rangle\ d\theta$$

τ_o doit être suffisamment grande pour que $\tau_o - t > \delta_o \gg \tau_u$

ainsi

$$\int_{-t}^{\tau_o - t} \langle\ u(t)\ u(t+\theta) \rangle\ d\theta = \int_{-\delta_o}^{\delta_o} \langle\ u(t)\ u(t+\theta) \rangle\ d\theta$$

et, comme

$\langle u(t)\ u(t+\theta) = o$ pour $|\theta| > \delta_o$

$$\int_{-\delta_o}^{\delta_o} < u(t)\ u(t+\theta) > d\theta = \int_{-\infty}^{+\infty} <u(t)\ u(t+\theta)> d\theta$$

et donc

$$\overline{(x-m)^2} = \int_o^{\tau_o} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} <u(t)\ u(t+\theta)> d\theta\right] dt \qquad I_{22}$$

Nous avons défini en I.2., le coefficient de diffusion D_b par la relation

$$D_b = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} <u(t)\ u(t+\theta)> e^{-i\omega\theta}\ d\theta$$

Comme il a été dit ci-dessus, θ reste de l'ordre du temps de corrélation des fluctuations de vitesse τ_u, vraisemblablement de l'ordre du temps de relaxation des moments, voisin de 10^{-13} seconde Aux fréquences $F << \frac{1}{\tau_u}$, soit F << 10000 GHz, $\omega\theta << 1$

d'où

$$D_b = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} < u(t)\ u(t+\theta)> d\theta \qquad I_{23}$$

on en déduit

$$\overline{(x-m)^2} = 2\int_o^{\tau_o} \left| \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} <u(t)\ u(t+\theta)> d\theta \right| dt$$

$$= 2\int_o^{\tau_o} D_b\, dt = 2D_b\, \tau_o$$

soit donc

$$\overline{(x-m)^2} = 2\, D_b\, \tau_o \qquad I_{24}$$

de la comparaison de I_{18} et I_{24} on déduit

$$\boxed{D_e = D_b = D_{//}} \qquad I_{25}$$

Les coefficients de diffusion liés à l'étalement des porteurs et au bruit de diffusion sont donc identiques si

. τ_o le temps de mesure est très grand devant le temps de corrélation des fluctuations de vitesses τ_u

. F la fréquence de travail est très petite devant $1/\tau_u$

. les interractions entre porteurs sont négligeable.

Conclusion

Nous avons décrit deux techniques expérimentales qui permettent de mesurer le coefficient de diffusion des porteurs chauds dans les matériaux semiconducteurs.

Elles le déduisent

- la première des caractéristiques (amplitude, temps de montée et de descente ...) du courant induit par un paquet de porteurs injectés en un point du matériau,

- la deuxième du bruit dû à la fluctuation des vitesses des porteurs.

En dernière analyse nous avons montré l'égalité des deux coefficients distingués dans les conditions suivantes

1) τ_o temps de mesure très grand devant τ_u temps de corrélation de la fluctuation des vitesses

2) F fréquence de travail très petite devant $^1/_{\tau_u}$.

Nous rassemblons (fig.I2) les résultats obtenus sur $D_{//}$ (cas du Si n à la température ambiante) en fonction de l'intensité du champ électrique.

Ces résultats indiquent que, pour le silicium N,

- l'accord entre les auteurs est loin d'être réalisé

- les mesures de bruit appliquées à la détermination de $D_{//}(E)$ n'ont pas été effectuées pour des champs excédant 4 KV/cm.

En outre, s'il existe quelques résultats concernant D aux basses températures , on ne connait pratiquement rien de ce paramètre au dessus de l'ambiante, alors que ce dernier cas concerne le fonctionnement d'un grand nombre de dispositifs semiconducteurs.

Ces remarques ont inspiré notre travail que nous exposons maintenant dans les deux chapitres qui vont suivre.

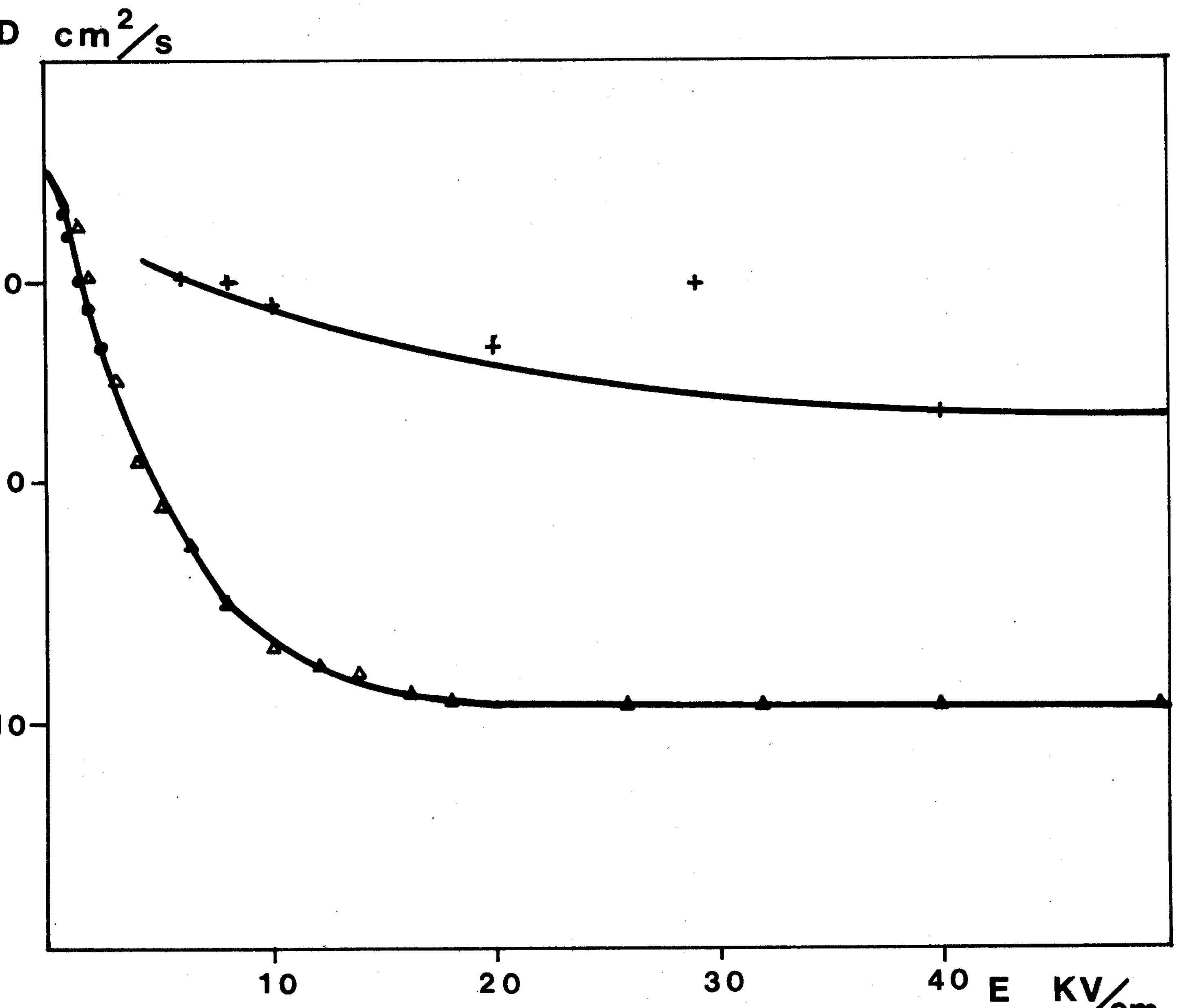


FIG. I$_2$

ULTATS EXPERIMENTAUX RELATIFS AU COEFFICIENT DE DIFFUSION DANS LE SILICIUM N DIRECTION<111>

gmon & Gibbons |4| Δ **Canali et All |6| par la technique du "temps de vol"**

● **Rolland |3| par la mesure du bruit de diffusion**

BUS LILLE

CHAPITRE II

TECHNIQUE DE MESURE DU BRUIT DE DIFFUSION

ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans ce chapitre nous décrivons la méthode expérimentale développée pour la mesure de la température de bruit de diffusion. Pour cela, nous utilisons une technique radiométrique |20|.

Dans une première partie nous donnons le principe de la méthode utilisée.

Une deuxième partie décrit les tests effectués qui nous assurent de la validité de la méthode.

En dernier lieu nous présentons les résultats obtenus en champ fort.

II.1. PRINCIPE DE LA METHODE

II.1.1. Principe du radiomètre

Nous donnons fig. II_1 le schéma de principe du radiomètre.

I comprend un mélangeur qui effectue un battement entre une source de bruit et un oscillateur local (ol). Le signal résultant est amplifié, puis après intégration est envoyé sur un appareil de mesure. Le signal ainsi obtenu est proportionnel à $T_A + T_R$ |20a|
où

T_A la température à mesurer

T_R la température du récepteur

Afin d'éviter l'erreur introduite par la température du récepteur dans ce type de radiomètre (fig.II_1), DICKE |20b| utilise un système de modulation qui permet de transmettre au récepteur alternativement (à la fréquence f) d'une part la puissance de bruit à mesurer, d'autre part la puissance de bruit d'une charge adaptée (ligne unidirectionnelle). Après changement de fréquence et amplification large bande, le signal de bruit peut être représenté comme ci-dessous($T_A > T_o$)

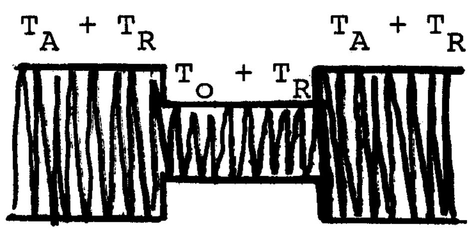


Fig II_2

Un ensemble d'amplification sélective à la fréquence f et de détection synchrome permet d'extraire de ce signal, après intégration, une tension proportionnelle à $T_a - T_o$ et indépendante de T_R.

T_A est soit la température du composant à étudier, soit celle d'une source étalon.

En comparant les niveaux en bout de chaine de la source étalon et du composant, on déduit la température de bruit de ce dernier. C'est ce type de radiomètre qui est utilisé (fig.II_3)

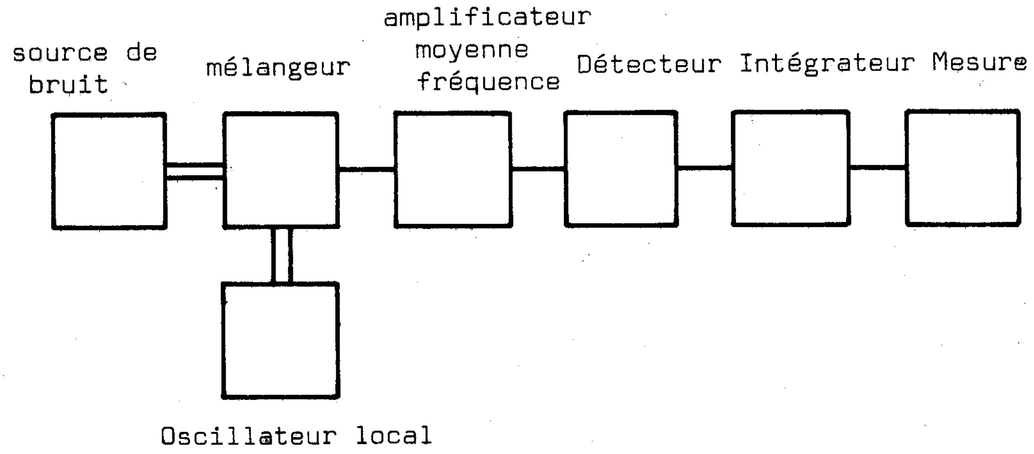


FIG. II_1

SCHEMA DE PRINCIPE D'UN RADIOMETRE

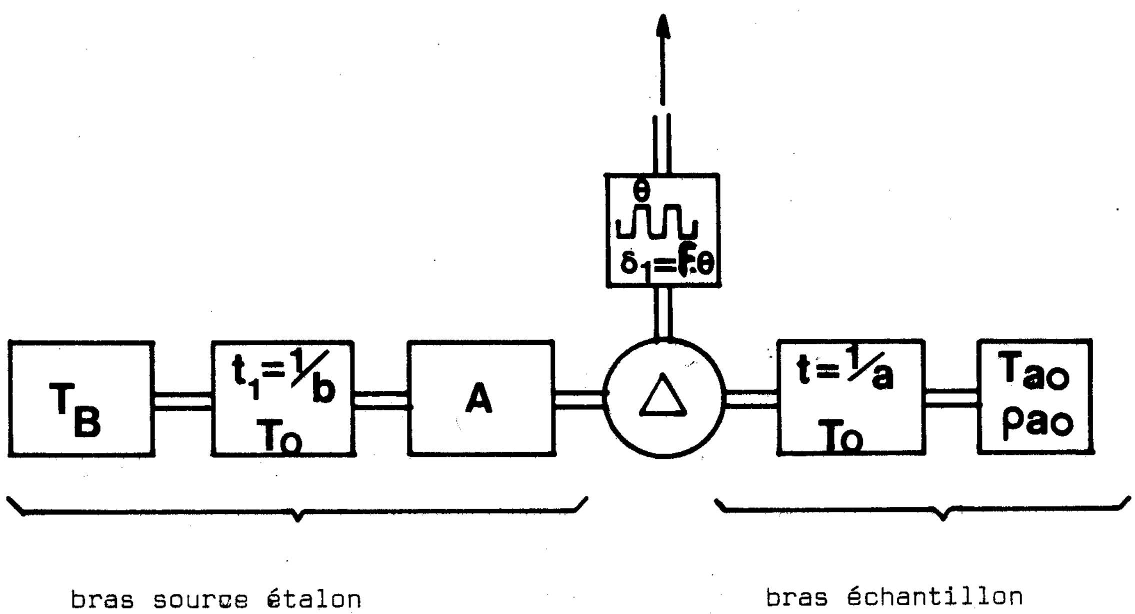


FIG. II_3

SCHEMA DE PRINCIPE DU BANC DE MESURE DE BRUIT THERMIQUE (RADIOMETRE DE DICKE)

BUS LILLE

II.1.2. Radiomètre bande X

Les mesures sont effectuées en bande X. Le choix de cette bande de fréquence est dicté par la nécessité de réduire au maximum le bruit en $1/F$ |2.3.21.22|, et d'avoir plus de sensibilité (car plus grande bande passante).

Le banc comporte les éléments suivants

- un oscillateur local : klystron 2 k 25 8,5 à 10 GHz, ou pour les mesures en fonction de la fréquence, générateur Férisol 8 à 11 GHz.

- Un mélangeur : RHG, 9,5 à 10 , 2 GHz, fréquence de sortie 60 MHz, bande passante 23 MHz facteur de bruit 7.5dB ou bien RHG 1 à 12 GHz, [redacted], 300 MHz de bande passante, facteur de bruit 9.5 dB.

- Une source de bruit étalon Phillips PPU 500 K de température 21800°K.

- Un amplificateur FI : fréquence centrale 60 MHz, 20 MHz de bande passante, 80 dB de gain.

- Un modulateur pin qui permet de dissocier le bruit à mesurer du bruit du récepteur et sert pour la détection synchrome.

- un générateur de fonction qui délivre les signaux de référence de l'amplificateur synchrome et de commande du modulateur Pin.

Ce radiomètre est suffisamment sensible pour détecter une variation de température de quelques degrés par rapport à l'ambiante.

Ci-après nous décrivons les tests effectués pour nous assurer du bon fonctionnement du radiomètre.

II.2. TESTS DE VALIDITE DU RADIOMETRE

Le principe de ces tests est le suivant :

On mesure la température d'un corps donné à l'aide d'une thermosonde et on vérifie que le radiomètre donne bien le même résultat.

II.2.1. Banc de mesure de bruit thermique et méthode de dépouillement

II.2.1.1. Banc de mesure

Le banc est schématisé fig. II3

. a est l'atténuation en puissance du bras échantillon

. b celle du bras source étalon compte tenu de la perte d'insertion de l'atténuateur étalonné. Cet atténuateur sert à égaliser en sortie, les signaux délivrés par les deux sources de bruit. On appelle A l'atténuation alors lue.

. Le commutateur sert à mettre l'un ou l'autre bras en liaison avec le récepteur.

• δ_1 rapport cyclique du signal qui polarise le modulateur

II.2.1.2. Méthode de dépouillement

Voir fig. II3

a) <u>température équivalente d'un dipole chargé par un quadripole passif disipassif</u>.

Soient T_{ao} et ρ_{ao} la température et le coefficient de réflexion en puissance du dipole, T_o la température et a l'atténuation du quadripôle.

La puissance de bruit ou ce qui revient au même, la température de bruit à l'entrée du quadripôle vaut

$$T' = (1 - \rho_{ao})\, T_{ao} + \rho_{ao} T_o$$

à la sortie du quadripôle on a |2|

$$\text{II}_{01} \qquad T_{eq} = \frac{T'}{a} + \left(1 - \frac{1}{a}\right) T'$$

soit

$$II_{02} \qquad T_{eq} = t(1 - \rho_{ao})\, T_{ao} + \rho_{ao}\, T_o + (1-t)\, T_o$$

où on a posé

$$\frac{1}{a} = t$$

b) <u>Application à notre problème</u> (fig II3)

C'est T_{eq} (II_{02}) que voit le récepteur quand le modulateur est passant.

Du côté du bras échantillon

$$II_{03} \qquad T_{eq_{si}} = t(1 - \rho_{ao})\, T_{ao} + t\, \rho_{ao} T_o + (1 - t) T_o$$

où T_o est la température ambiante.

Du côté de la source étalon

$$II_{04} \qquad T_{eq_{sE}} = E'\,(1- \rho\, e)\, T_B + t' \rho_e\, T_o + (1- t')\, T_o$$

où

$$t' = \frac{1}{bxA} = \frac{t_1}{A}$$

T_B = 21800°K est la température de la source étalon, ρ_e son coefficient de réflexion en puissance. Cette source étant adaptée, l'expression II_{04} devient

$$II_{05} \qquad T_{eq_{SE}} = t_1\, \frac{T_B - T_o}{A} + T_o$$

Quand le modulateur est bloqué, le récepteur voit T_o (ligne unidirectionelle) , la température ambiante.
En sortie de l'amplificateur synchrome on a

$$II_{06} \qquad \Delta T_{SI} = k\, t\, (1 - \rho_{ao})\, (T_{ao} - T_o)\, \frac{\sin \delta' \pi}{\pi} \quad \text{pour la source à étudier}$$

$$II_{07} \qquad \Delta T_{SE} = k\, t_1 \frac{T_b - T_o}{A} \cdot \frac{\sin \delta_1 \pi}{\pi}$$ pour la source étalon

A est ajusté pour avoir la même puissance détectée dans les deux cas. On a alors

$$\Delta T_{si} = \varepsilon\ \Delta T_{OE}$$ où $\varepsilon = 1$ au dessus de l'ambiante, $\varepsilon = -1$ en dessous

On en déduit

$$II_{08} \qquad \boxed{\Delta T = \frac{a}{b} \frac{T_B - T_o}{A} \cdot \frac{1}{1-\rho_{ao}}}$$ où $a/_b = \frac{t_1}{t}$

où $\Delta T = T_{ao} - T_o$ est l'écart de température par rapport à l'ambiante.

Trois types de mesures sont envisagés

1) Le dipôle est une charge adaptée ($\rho_{ao} = o$)

2) Le diôle est une charge quelconque que l'on adapte ($\rho_{ao}=o$)

3) Le dipôle est charge quelconque dont on mesure le coefficient de reflexion ρ_{ao} en puissance.

Le schéma définitif du banc est donné fig. II_4.

Nous avons joint une dérivation à l'oscillateur local (OL) qui permet d'adapter le dipôle ou de mesurer son coefficient de reflexion à la fréquence de travail.

II.2.2. Résultats des tests

Ils sont obtenus :

. sur une charge adaptée (OSM) de 50 Ω

. sur des échantillons de silicium montés au travers d'un guide bande X sous-dimensionné

. sur des échantillons montés sur ligne microonde

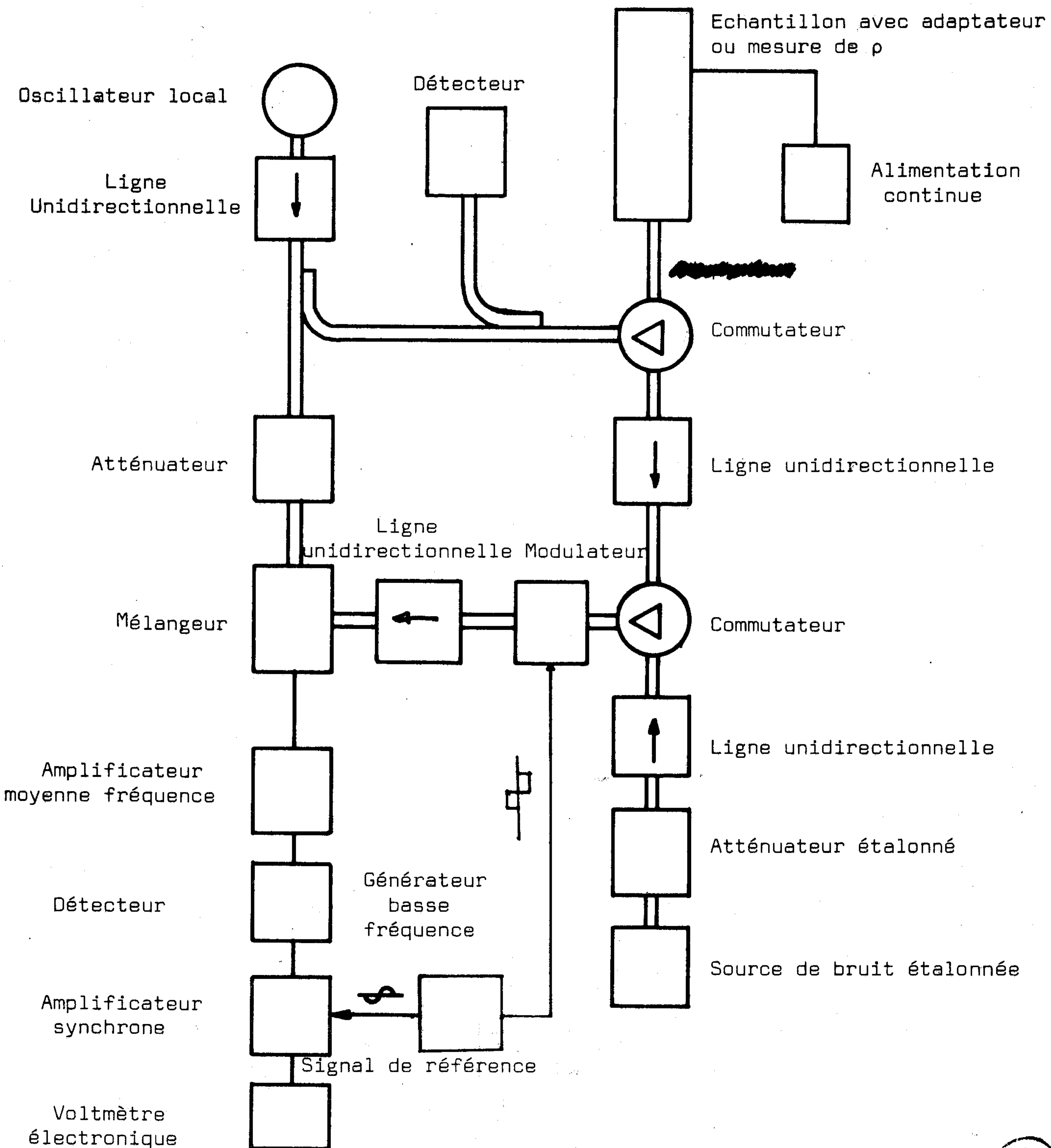


FIG. II_4

BANC DE MESURE DE BRUIT THERMIQUE

II.2.2.1. *Mesure sur charge adaptée*

La charge adaptée fait corps avec une cellule dont on élève la température à l'aide de résistances chauffantes. Un bain d'Azote liquide permet de descendre en dessous de 0°C. Un système de régulation assure la stabilisation des températures. Les mesures ont été effectuées entre -80 et 120°C. fig II_5

A connue, ΔT se calcule à partir de

$$\boxed{\Delta T = 2\,\frac{a}{b}\,\frac{T_B - T_o}{A}} \qquad II_{09}$$

voici deux exemples typiques de mesure

à 50°C A = 30 d_B

et comme t_o = 15,7°C et $b/_a$ estimé à 2 d_B ΔT = 34°C d'où

t_a = 34 + 15,7 = 49,8°C

à -50°C A = 27,3 d_B

ΔT = -63,5°C et t_a = -48°C

Nous donnons fig II_6 la courbe comparative des températures de bruit mesurées d'une part à la thermosonde, d'autre part au radiomètre. L'accord est satisfaisant.

II.2.2.2. *Mesure sur "silistance" 2mm* |23|

Les échantillons sont des parallélépipédes de silicium N tirés dans la direction <111> munis de deux contacts ohmiques dans cette direction ; 1 mm^2 de section, 2 mm de longueur 2.8, 8.5 et 25 Ω cm de résistivité à 300°K

Ils sont montés comme l'indique la fig. II_7.

La mesure de la température de réseau se fait en deux étapes.

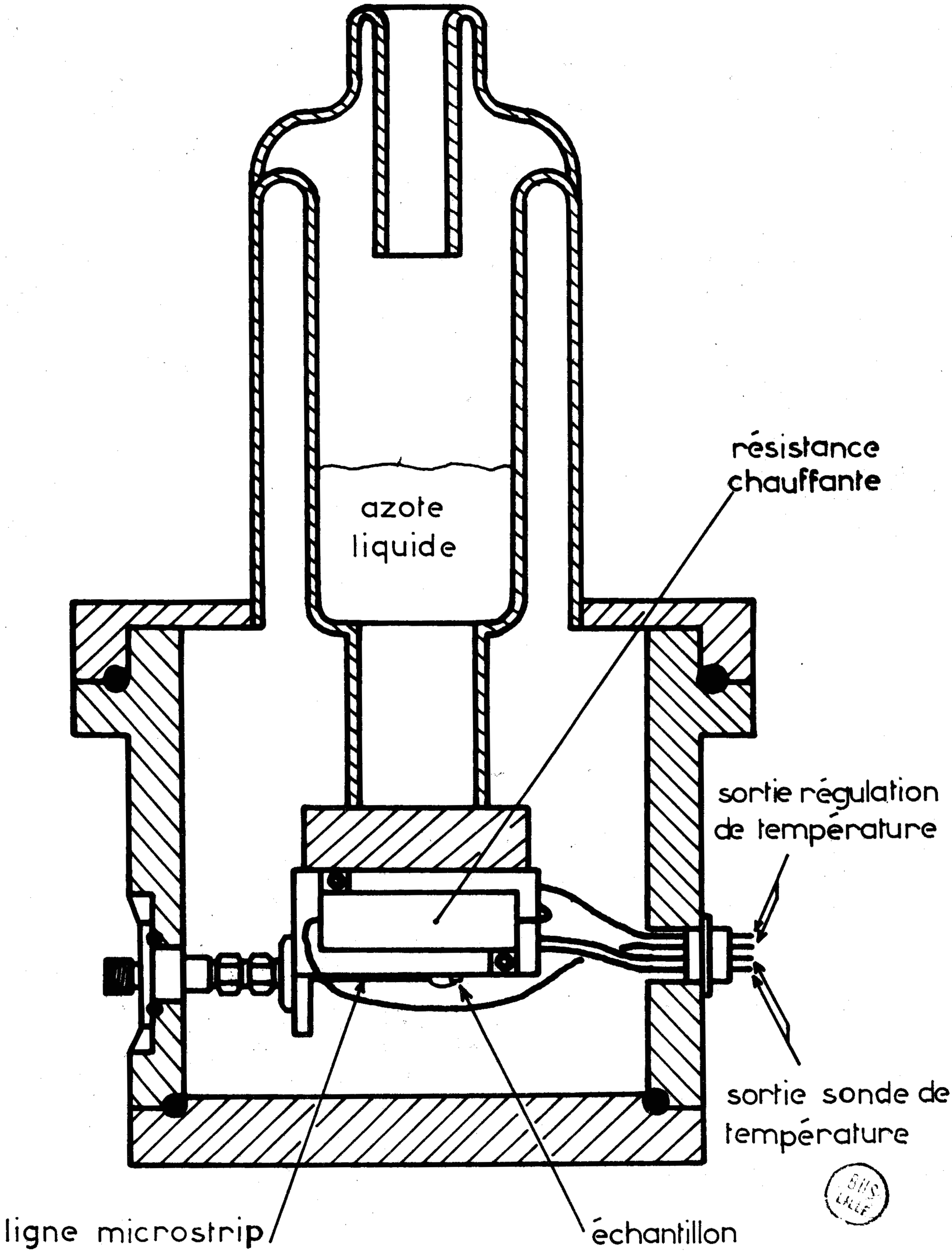


FIG. II_5

SYSTEME DE REGULATION DE TEMPERATURE POUR MESURE EN TEMPERATURE

BUS LILLE

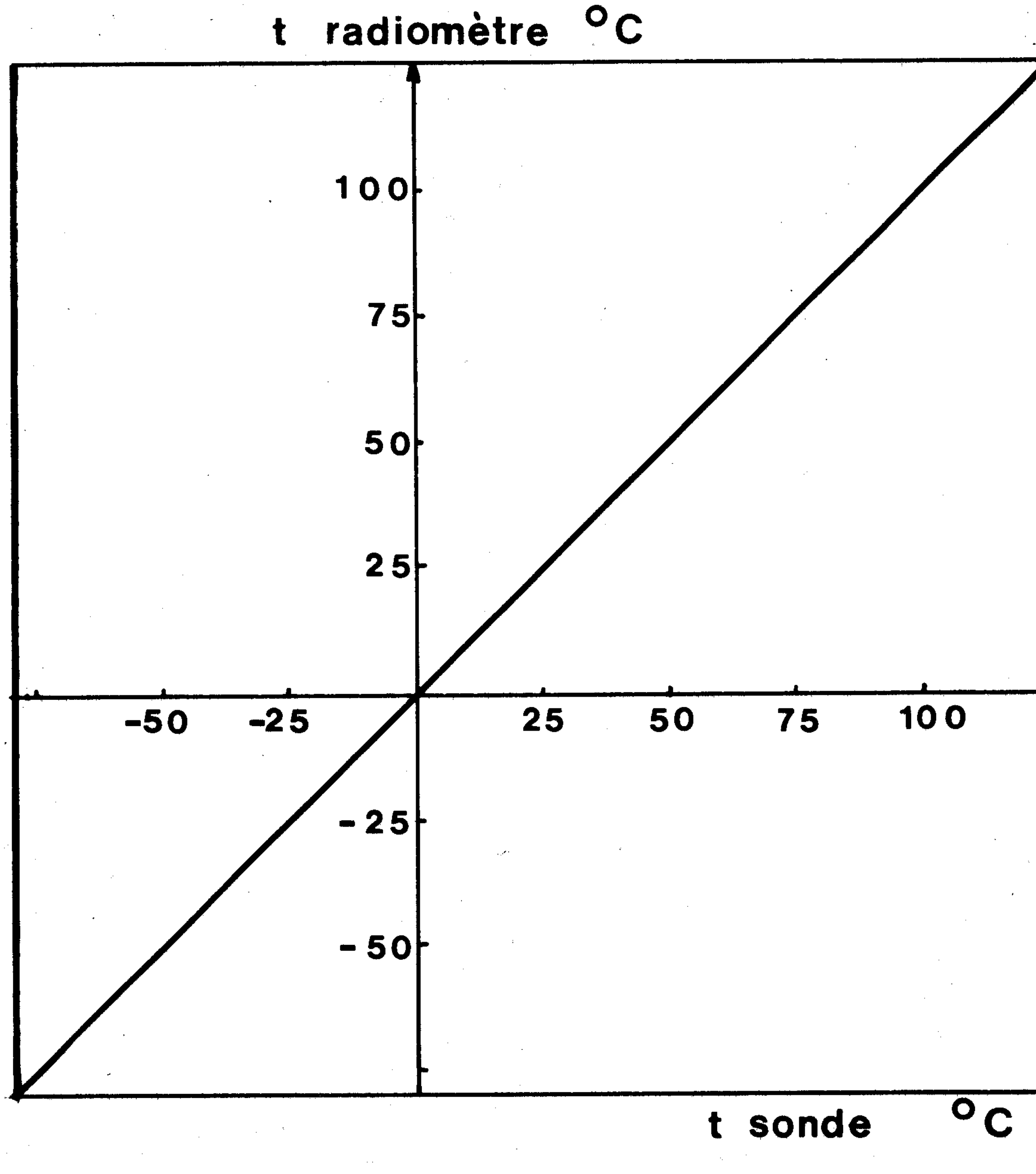
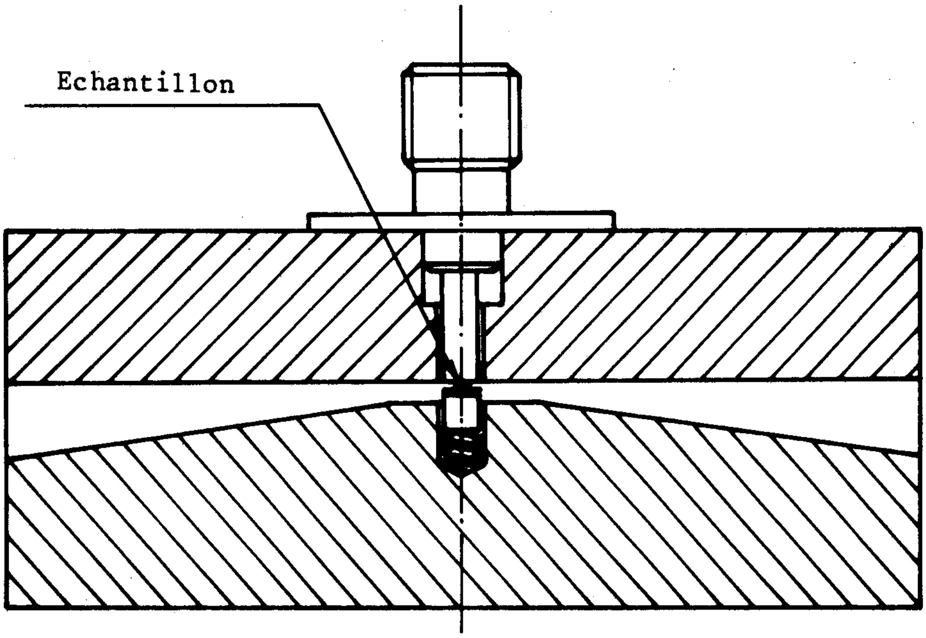


FIG. II_6

RESULTATS DES TESTS SUR CHARGE ADAPTEE

(COMPARAISON DES TEMPERATURES MESUREES AU RADIOMETRE ET A LA THERMOSONDE)

BUS LILLE



CELLULE DE MESURE

sur silistance 2 mm

Guide standard bande X sous-dimensionné

Figure II_7

BUS LILLE

1) L'échantillon est placé dans une étuve. On mesure sa résistance fontion de la température R(T) fig.II_8.

2) La cellule est ensuite montée sur le banc de mesure. L'échantillon est alors chauffé par effet Joule. On mesure le bruit qu'il emet au radiomètre ainsi que sa résistance (Fig.II_8). Le report à la courbe R(T) donne la température à laquelle l'on a porté l'échantillon. Un adaptateur Philips PM 7151 x 182 = 12,4 GHz assure l'adaptation d'impédance

Nous donnons FIG II_9, la température mesurée au radiomètre en fonction de celle lue à la thermosonde. L'accord nous parait satisfaisant sauf pour les points situés au-delà de 150°C.

II.2.2.3. Mesures sur microstrip

Les résultats en champ fort que nous donnons plus loin sont obtenus sur des échantillons montés sur micro-strip. . Des tests préliminaires ont été effectués sur ce type de cellule. On opère sur des échantillons de 350 microns décrits en $^{II}31$ et montés comme l'indique la fig. II_{10}.

La détermination des températures se fait comme en II.2.2.2. La différence est qu'ici l'on mesure le coefficient de reflexion de l'échantillon. Un court-circuit au bout du microstrip sert de référence.

Nous donnons fig. II_{11} les résultats obtenus. Sur la courbe b nous n'avons pas tenu compte de ρ dans l'expression de ΔT (II_{08}). Cette courbe montre l'effet de la désadaptation des échantillons sur les températures mesurées au radiomètre. Si l'on tient compte de ρ(figII_{11}) l'accord est tout à fait satisfaisant.

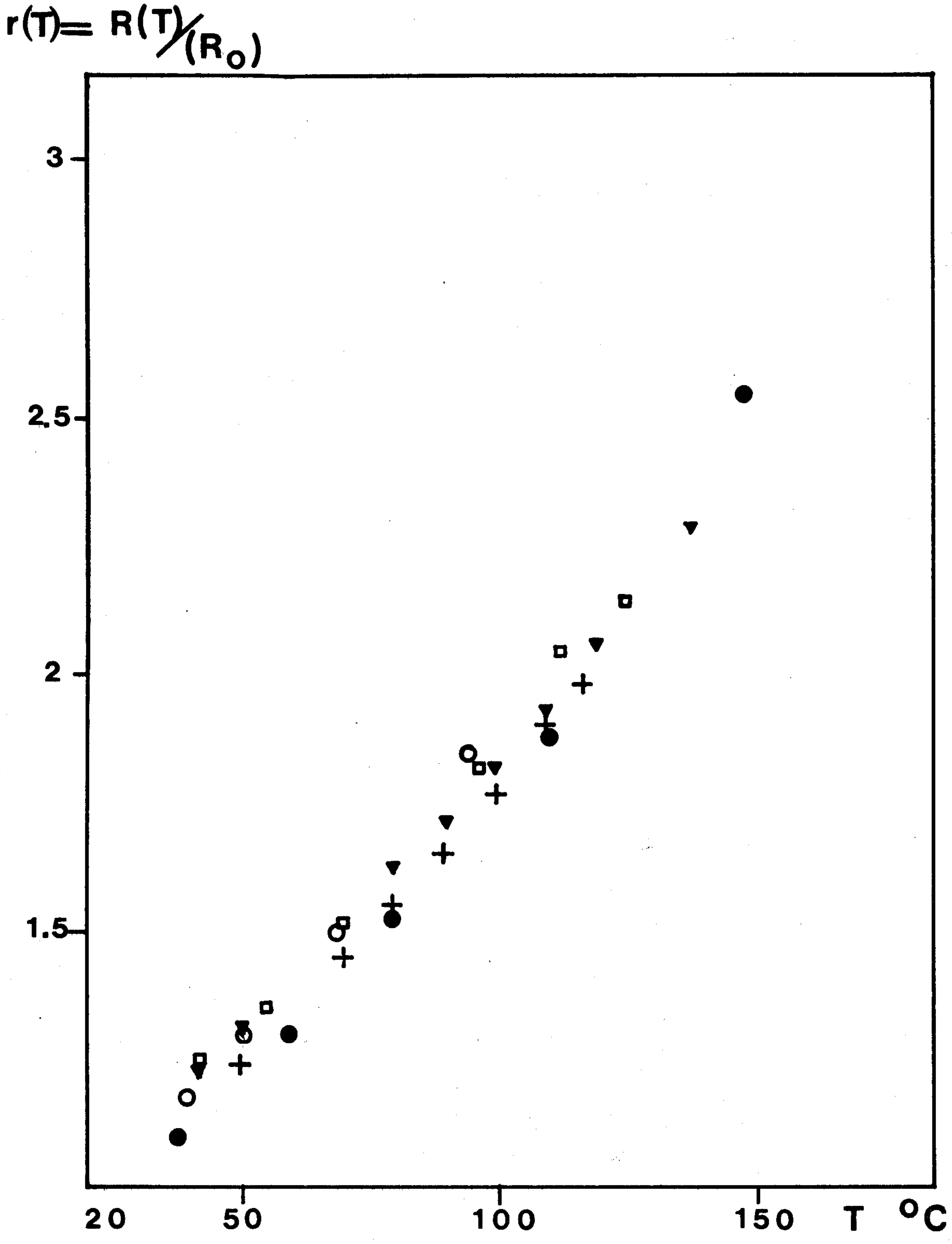


FIG. II_8

ESISTANCE REDUITE FONCTION DE LA TEMPERATURE DE RESEAU MESUREE AU RADIOMETRE ET A LA SONDE

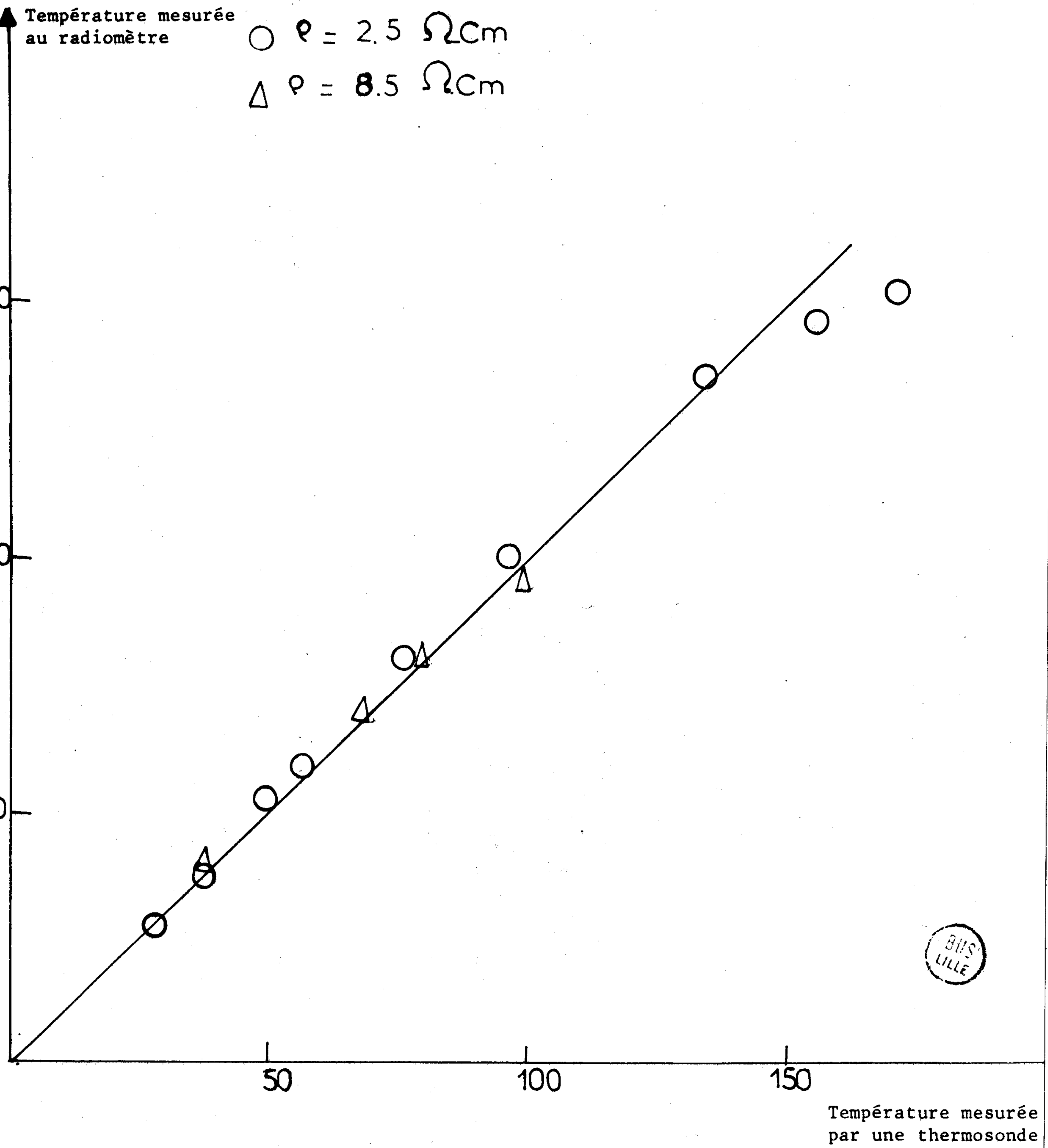
+ ρ_0 = 2.5 Ω cm , ▼ ρ_0 = 8.5 Ω cm , ■ ρ_0 = 25 Ω cm → Mesure directe

o ρ_0 = 8.5 Ω cm ● ρ_0 = 2.5 Ω cm → Mesure au radiomètre

BUS LILLE

FIGURE II_9

RESULTATS DES TESTS RELATIFS AUX SILISTANCES 2 mm



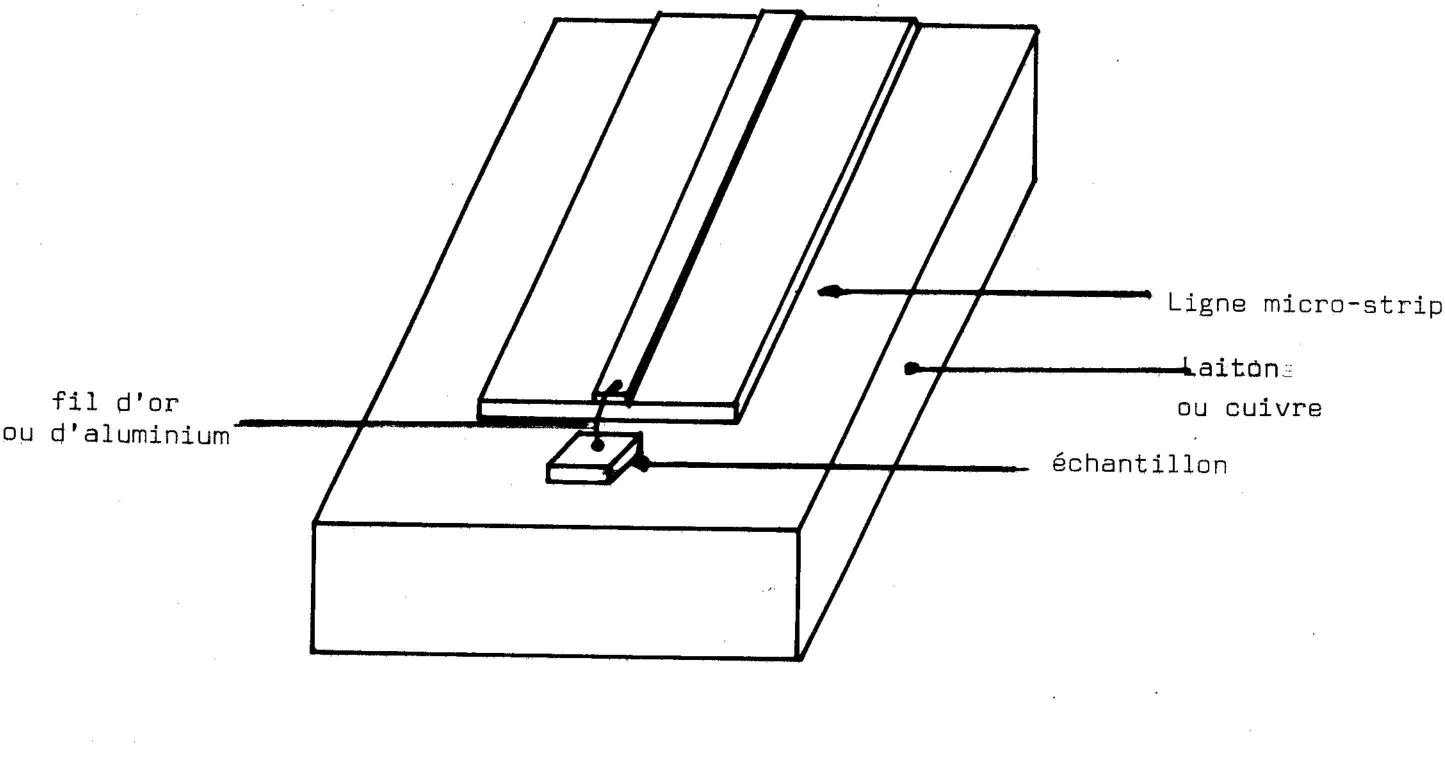


FIG. II_{10}

LIGNE MICRO-STRIP

BUS LILLE

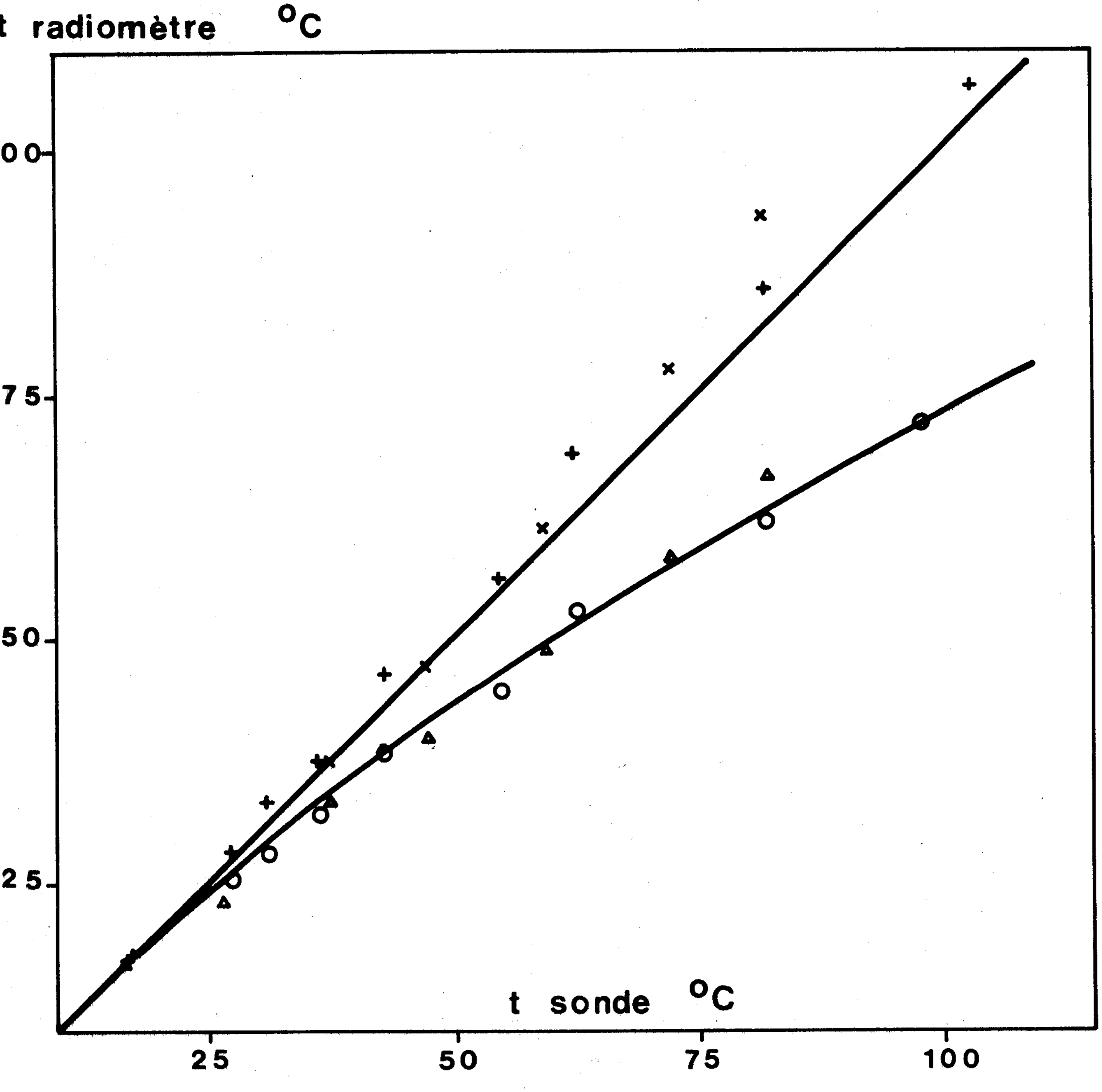


FIG. II_{11}

BUS LILLE

COURBES COMPARATIVES DES TEMPERATURES MESUREES AU RADIOMETRE ET A LA THERMOSONDE

(SUR LIGNE MICROSTRIP, MESURE DU COEFFICIENT DE REFLEXION)

o △ sans correction

x + avec correction

II.3. RESULTATS EN CHAMP FORT TEMPERATURE DE BRUIT DE DIFFUSION

Ces résultats sont obtenus sur trois types d'échantillons dont nous donnons les caractéristiques. Nous décrivons ensuite le banc de mesure et la technique de dépouillement. En dernier lieu nous donnons les résultats obtenus.

II.3.1. Les échantillons

Les mesures ont porté sur des pastilles de silicium N munies de contacts ohmiques* . Les champs sont appliqués suivant l'axe cristallographique<111>. Trois types d'échantillons sont utilisés fig. II_{12}

- Silistances de longueur L = 350 μ, de résistivité ρ_o =10Ωcm à 300°K, de section S = 25 10^{-4} cm^2.II_{12c}

- Epitaxie** planar 405 A L = 8,2 μm, ρ_o = 9 à 10 Ωcm à 300°K S =1.13 10^{-4} cm^2 fig II_{12a}

- Epitaxie Mesa 4265 L = 10μm, ρ_o = 2 Ωcm à 300°K = 1.13 10^{-4} cm^2 fig II_{12b}

Les mesures sur epitaxies ont permis d'atteindre des champs importants (E ≠ 100 KV/cm) sans échauffement notable du réseau. Signalons cependant l'inconvénient que représente la non uniformité des champs électriques dans ce type d'échantillons. Ceci rend plus difficile l'interprétation des résultats et d'éventuelles comparaisons avec les travaux d'autres auteurs. Les résultats sur les silistances vont nous servir de point de comparaison.

II.3.2. Banc de mesure de bruit de diffusion et techniques de dépouillement

II.3.2.1. Banc de mesure

voir Fig II_{13}

* Ces contacts ont été réalisés au Laboratoire du CHS par Monsieur VANBREMEERSCH à qui nous exprimons ici notre reconnaissance.

** Les plaquettes épitaxiées ont été fournies par le LAAS que nous tenons à remercier

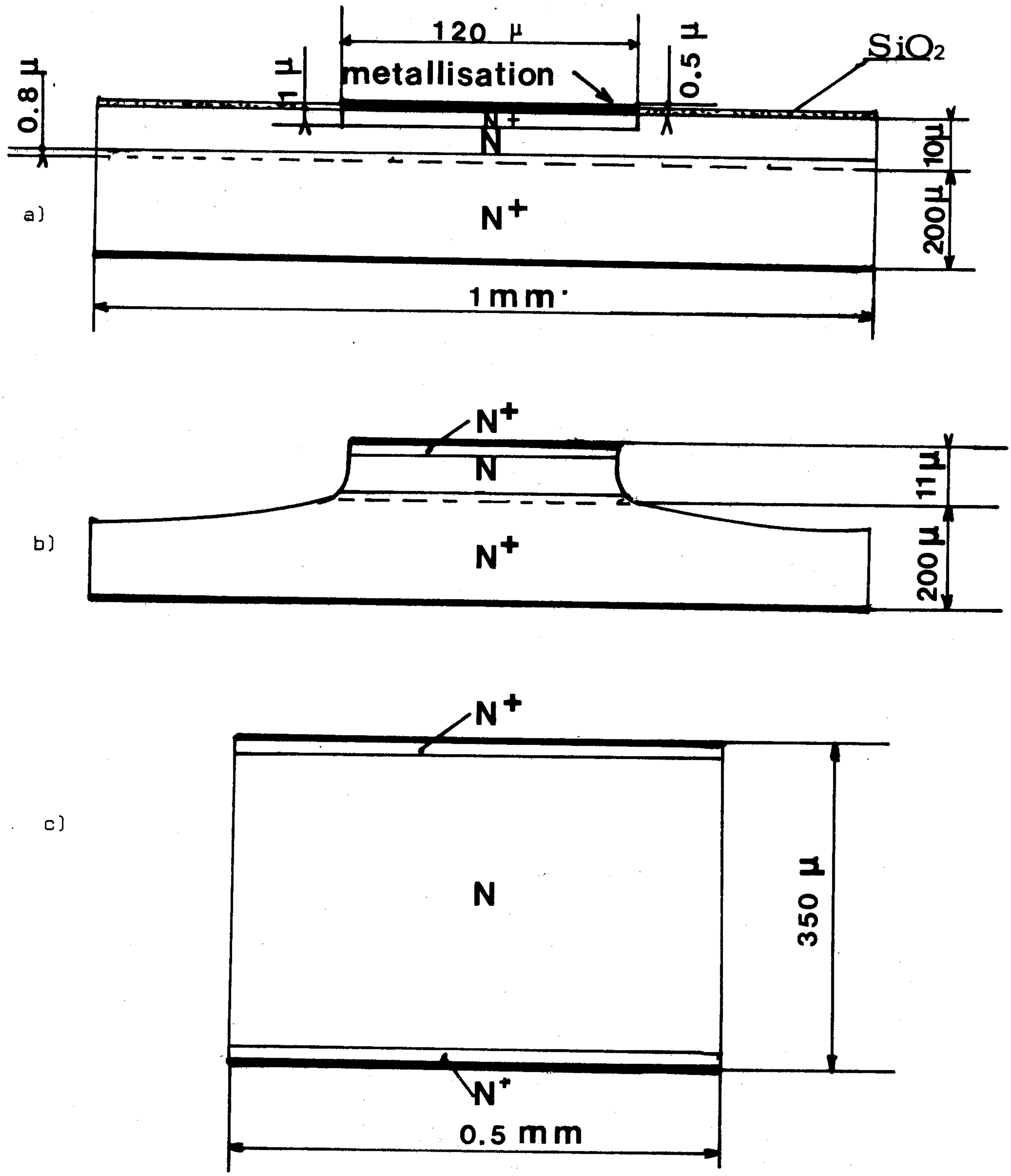


FIG. II_{12}

FORMES DES ECHANTILLONS UTILISES

a) épitaxie planar 405 A

b) épitaxie mesa 42 65

c) silistance

BUS LILLE

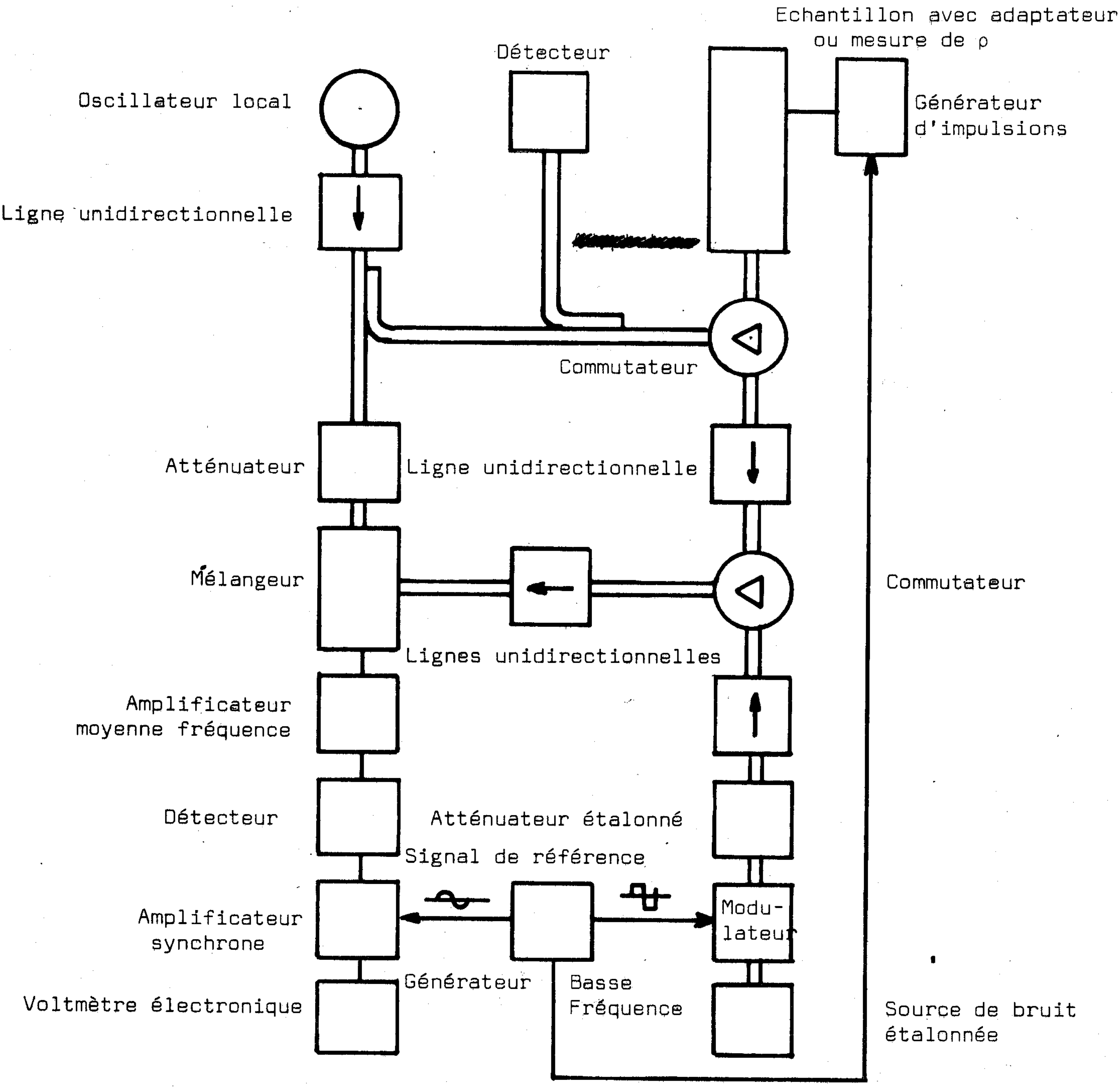


FIG. II_{13}

BANC DE MESURE DU BRUIT DE DIFFUSION

Dans ce cas le modulateur PIN est dans le bras source-étalon, le générateur de fonction commande en plus le générateur d'impulsions qui polarise l'échantillon

II.3.2.2. Méthode de dépouillement

Le banc de mesure est schématisé fig. II_{14}. T_B, T_o, a, b x A sont définies comme en II.2.1.2. T_{ao} est la température du réseau de l'échantillon, ρ_{ao} son coefficient de réflexion.
T_a la température de bruit en présence de l'impulsion ρ le coefficient de réflexion correspondant.

On cherche à calculer $\Delta T_n = T_a - T_{ao}$. Utilisant les résultats du paragraphe II.2.1.2 on a en présence de l'impulsion,

$$T_{eq} = t\,(1-\rho)\,T_a + t\rho T_o + (1-t)\,T_o$$

entre deux impulsions

$$T_{eqo} = t(1-\rho_{ao})\,T_{ao} + t\rho_{ao}T_o + (1-t)\,T_o$$

d'où les signaux détectés

. Pour l'échantillon

$$S_{si} = K\,\frac{\mathrm{Sin}\,\delta\pi}{\pi}\left[t\,(1-\rho)\,(T_a - T_{ao}) + t(\rho-\rho_{ao})\,(T_o-T_{ao})\right]$$

. Pour la source étalon

$$S_{sE} = K\,\frac{\mathrm{Sin}\,\delta\,\pi}{\pi}\,t_1\,\frac{T_B - T_o}{A} \qquad II_{07}$$

où δ_1 défini précédemment

et δ le rapport cyclique du signal qui polarise l'échantillon.

On régle l'atténuation A de façon à avoir

$$S_{si} = S_{SE}$$

Dans ces conditions

$$\boxed{\Delta T_n = \frac{1}{1-\rho}\left[\frac{a}{b}\cdot\frac{1}{\mathrm{Sin}\,\delta\pi}\,\frac{T_B-T_o}{A} + (T_{ao}-T_o)\,(\rho-\rho_{ao})\right]} \qquad II_{14}$$

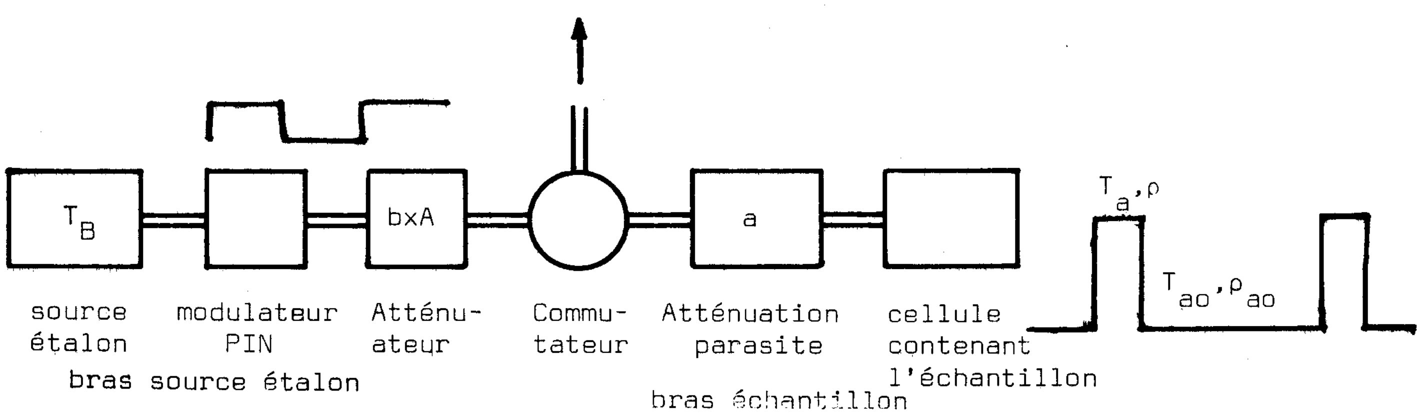


FIG. II_{14}

SCHEMA DU BANC DE MESURE DU BRUIT DE DIFFUSION

BUS LILLE

Différents cas particuliers sont envisagés

. si $T_{ao} = T_o = 300°K$

$$\Delta T_{/\!/} = \frac{1}{1-\rho} \frac{a}{b} \frac{1}{\sin \delta\pi} \frac{T_B - T_o}{A} \qquad II_{15}$$

les inconnues de ce problème sont A et ρ.

A est déterminé en égalisant les niveaux des deux sources en sorties.

ρ peut être annulé par adaptation d'impédance, ou bien mesuré et introduit dans l'expression de $\Delta T_{/\!/}$.

Si T_{ao} est différent de T_o on mesure A, ρ, ρ_{ao} et $\Delta T_{/\!/}$ est donné par l'expression II_{14}.

II.3.3. Etude relative à l'échauffement du réseau

Il est souhaitable que les impulsions appliquées à l'échantillon n'échauffent pas le réseau. Pour une intensité de champ électrique donnée le bruit de diffusion n'est décelable par l'appareillage que pour des impulsions de rapport cyclique suffisant. On contrôle l'échauffement éventuel du réseau par deux méthodes complémentaires.

1) On trace la caractéristique I(v) en régime d'impulsion dans des conditions telles qu'on soit certain de ne pas chauffer le réseau. On reporte sur cette courbe les points correspondants aux impulsions appliquées lors de la mesure du bruit de diffusion. Les différences observées permettent de déceler l'échauffement de l'échantillon.

La figure II_{15} montre que les épitaxies ne s'échauffent pas (ce résultat se confirme par ailleurs si l'on utilise la résistance thermique mesurée : Rth $\neq\!\!\!\neq$ 40°/w).

La fig II_{16} indique qu'avec notre appareillage, il est difficile d'effectuer des mesures de bruit sur les silistances sans échauffer le réseau.

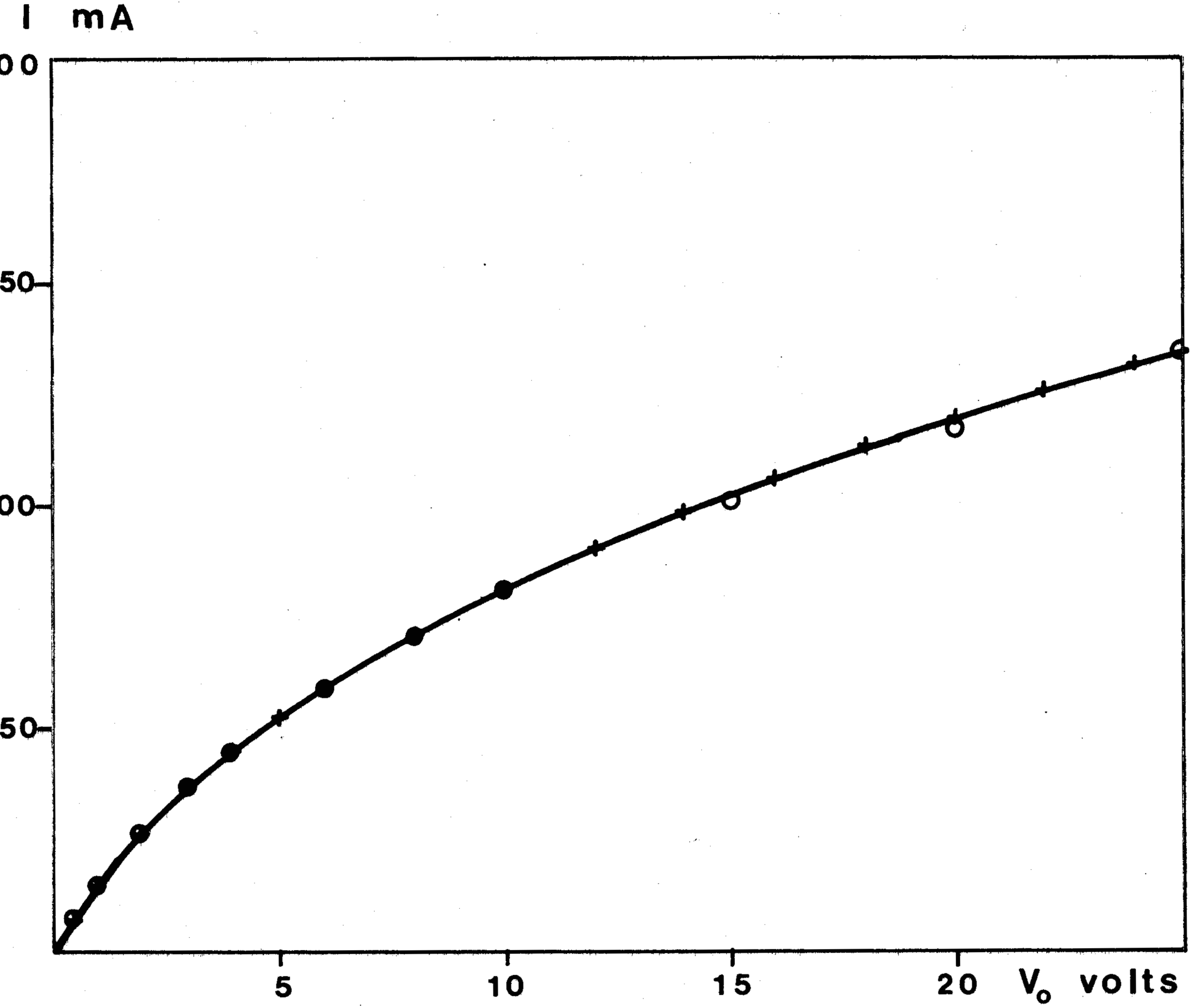


FIG. II_{15}

CARACTERISTIQUES COURANT TENSION DE L'EPITAXIE PLANAR

+ avec impulsion à faible taux de répétition (F=40Hz, θ=2µs)

O avec impulsion de mesure (F=1KHs,θ variable)

BUS LILLE

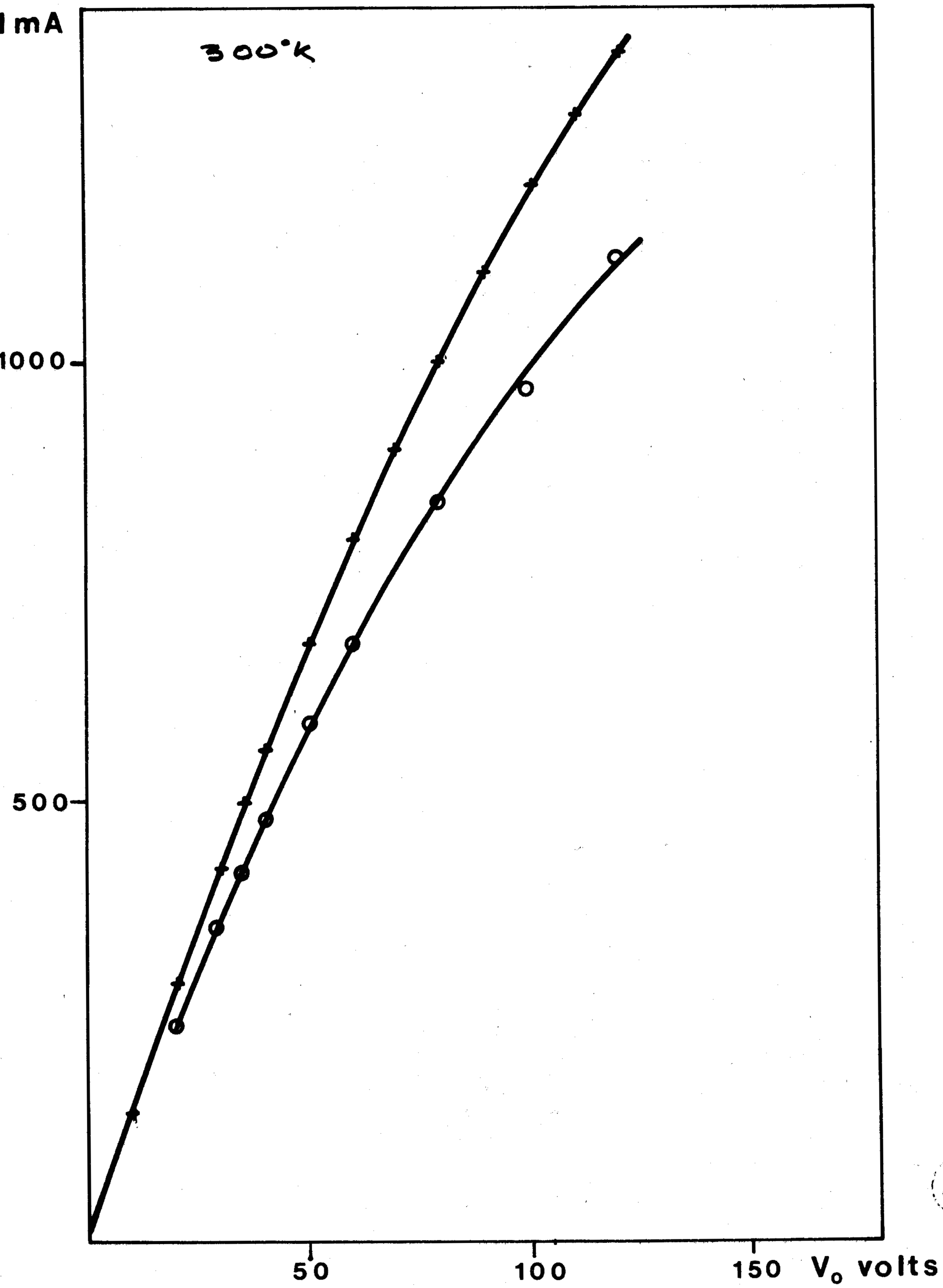


FIG.II$_{16}$

CARACTERISTIQUES COURANT-TENSION DE L'ECHANTILLON TYPE SILISTANCE (350µm)
+ à faible taux de répétition (f=40Hz, θ = 2µs)
O avec impulsion de mesure de bruit de diffusion (f=1KHz, θ variable)

2) On effectue des mesures de températures de bruit pour une tension appliquée donnée en fonction de la puissance moyenne, cette dernière variant avec la durée des impulsions, la fréquence étant fixée par ailleurs. Il y a échauffement de réseau si la température de bruit varie avec la puissance moyenne appliquée. Nous donnons fig. II_{17} les résultats obtenus sur une épitaxie dont le réseau ne s'échauffe pas jusqu'à des puissances moyennes appliquées avoisinant 150 mW.

Pour les résultats donnés ci-dessous nous n'avons guère dépassé 10 à 20 mW de puissance moyenne.

II.3.4. Résultats expérimentaux

La température de bruit de diffusion ($T_{//}(V_o)$) d'échantillons de silicium en champ fort a été mesurée, sur des silistances, sur des épitaxies à la température ambiante, et à des températures comprises entre 80°K et 373°K. On a travaillé à des fréquences allant de 8 à 11 GHz.

II.3.4.1. Le réseau est maintenu à la température ambiante

Dans la plupart des cas, la fréquence de fonctionnement du radiomètre est 9,7 GHz. Pour les mesures de bruit en impulsion, l'impédance des échantillons n'est en général pas adaptée.

On a le choix entre deux possibilités

- réaliser l'adaptation des impédances des échantillons,

- mesurer leur coefficient de réflexion en puissance en présence de l'impulsion et l'utiliser dans l'expression II_{15}.

Ces deux possibilités ont été utilisées sur les épitaxies type planar et Mesa.

Les résultats des fig II_{18} , II_{19} et II_{20} relatifs à l'épitaxie planar montrent qu'il est nécessaire dns ce type de mesure de tenir compte du coefficient de réflexion ou alors de procéder à une

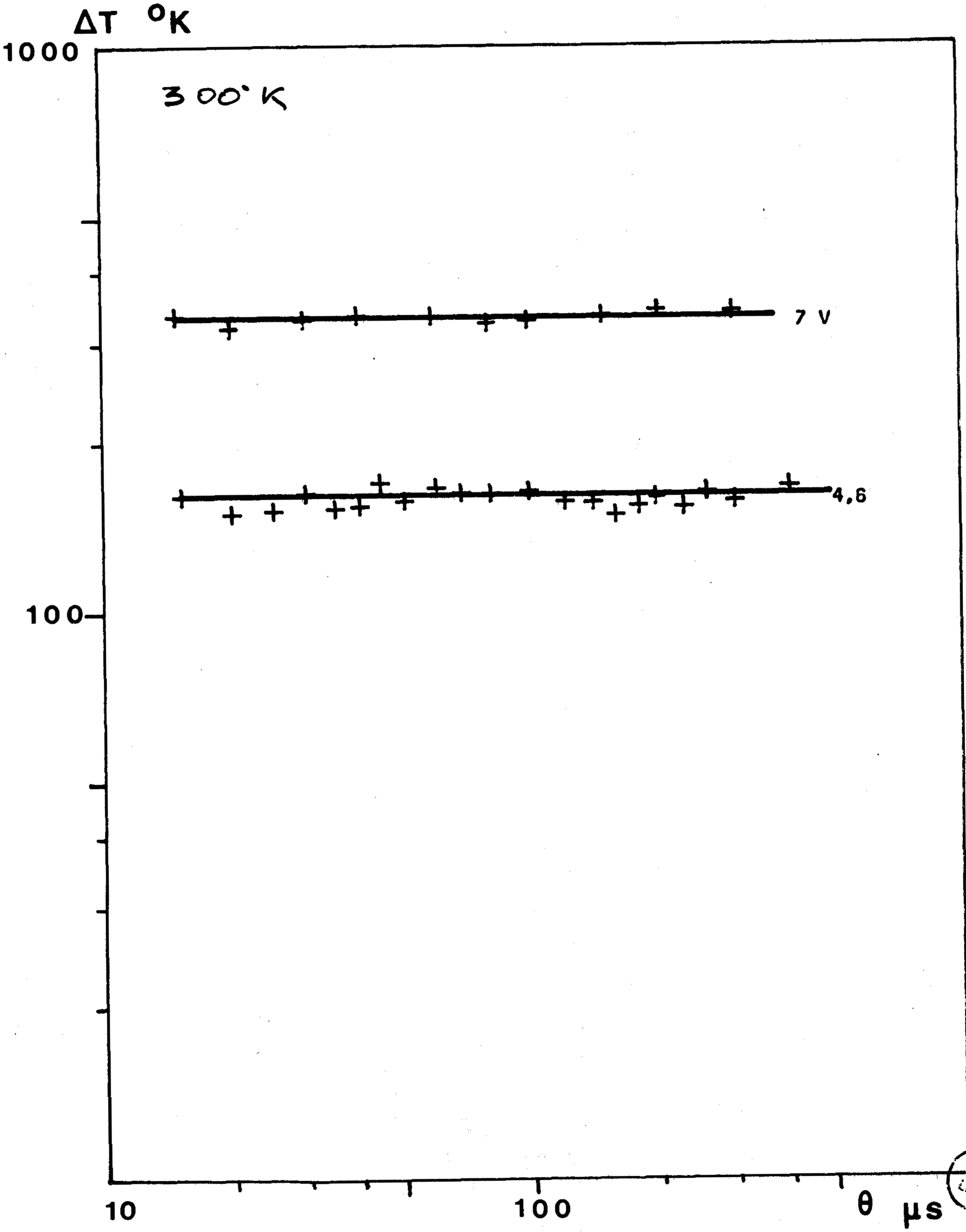


Fig II_{17}

MPERATURE DE BRUIT FONCTION DE LA DUREE DES IMPULSIONS A FREQUENCE ET AMPLITUDE CONSTANTES

Epitaxie Planar

BUS LILLE

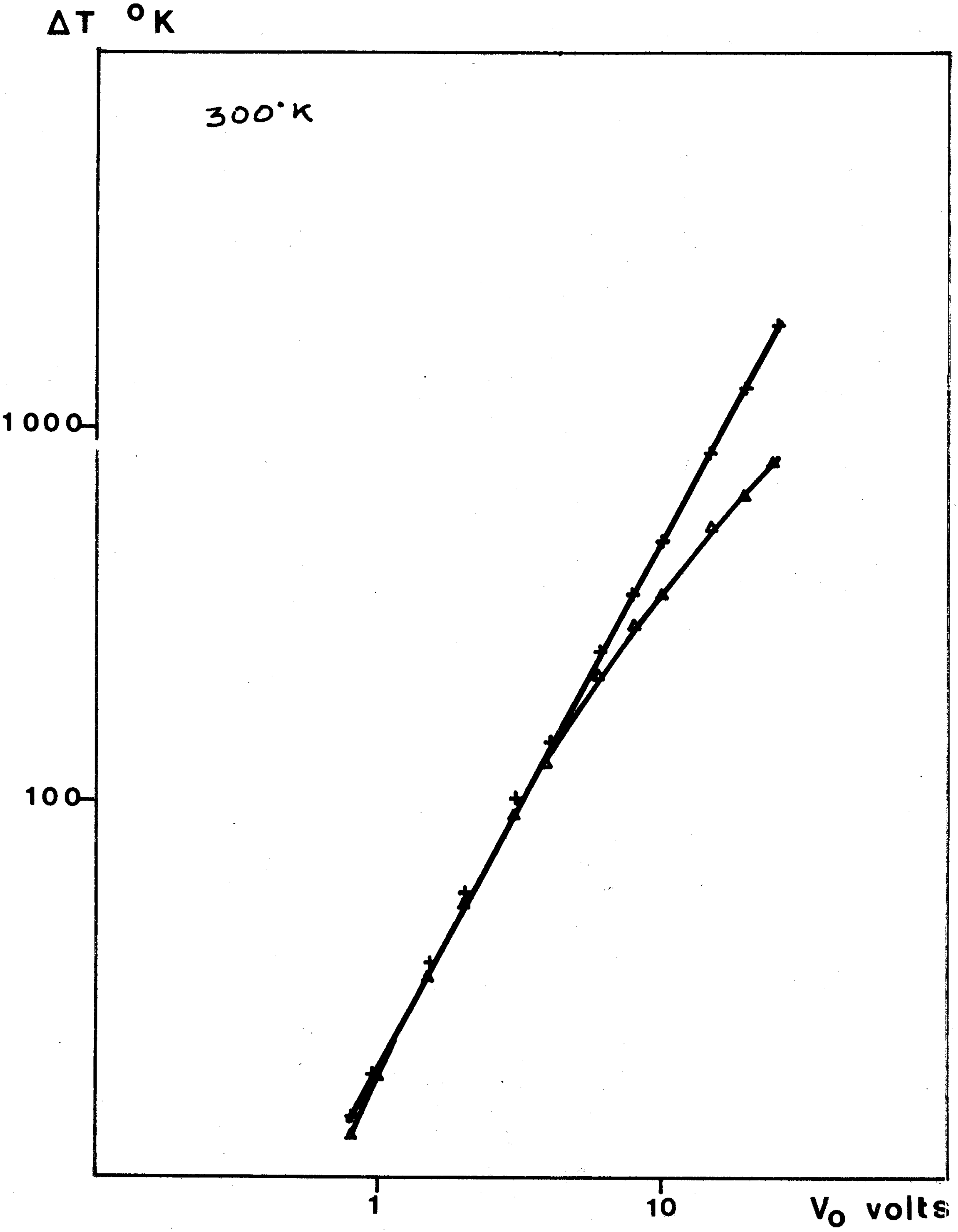


FIG II 18

Δ Température de bruit vue par le récepteur sans adaptation d'impédance et sans correction

✚ Correction avec le coefficient de réflexion

Epitaxie planar

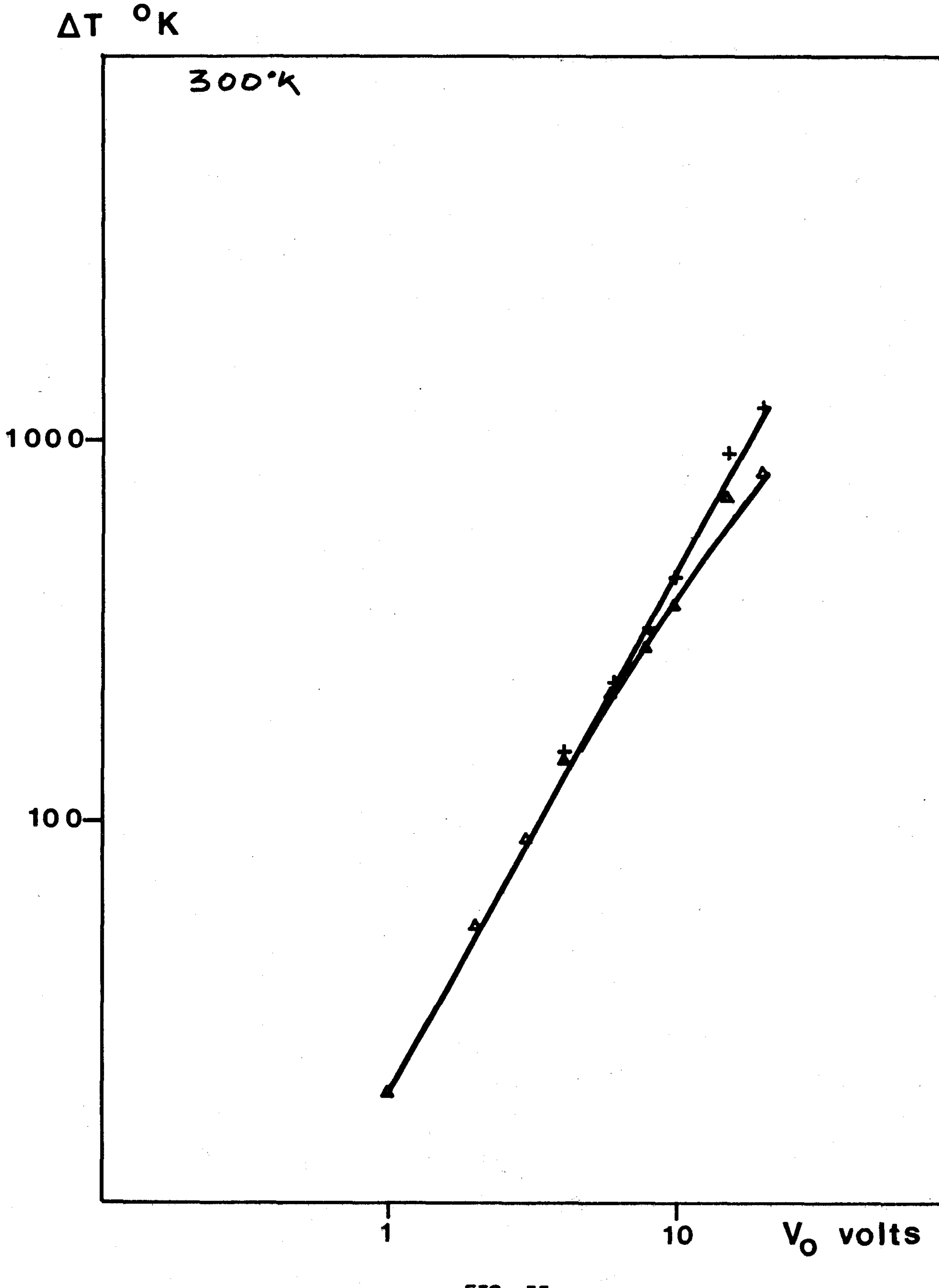


FIG. II_{19}

BUS LILLE

Δ Température de bruit vue par le récepteur sans adaptation d'impédance et sans correction

+ Correction avec le coefficéent de réflexion

Epitaxie Planar

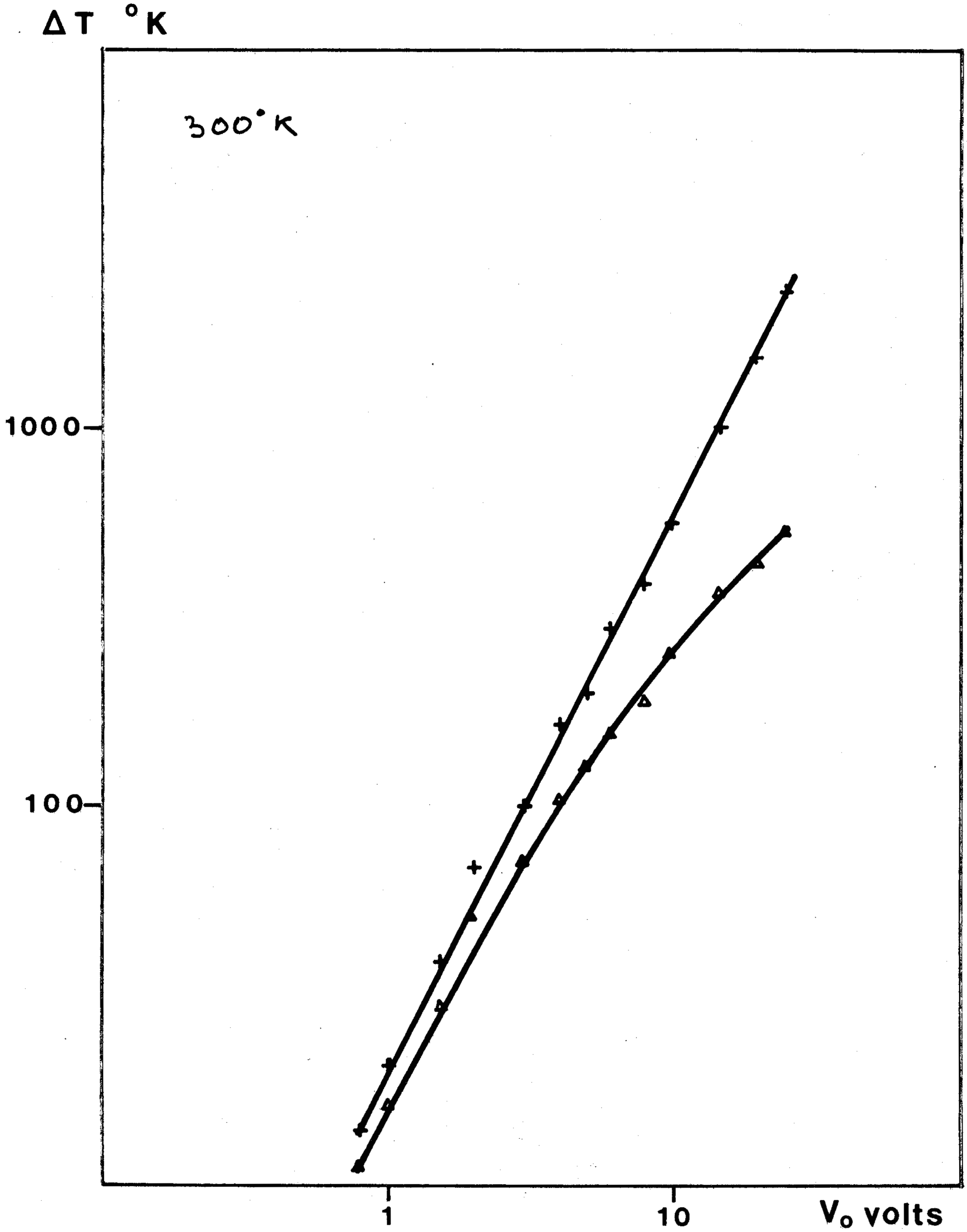


FIG. II_{20}

BUS LILLE

Température de bruit vue par le récepteur sans adaptation d'impédance et sans correction

Correction avec le coefficient de réflexion

Epitaxie planar

adaptation des impédances.

Fig II_{21}, nous donnons les résultats obtenus sur les mêmes échantillons en recherchant une puissance de bruit maximale à l'aide d'un adaptateur à double slug. On constate (FigII_{22}) que les deux méthodes donnent des résultats analogues.

La même étude a été faite pour l'épitaxie Mesa : Fig II_{23}, II_{24} et II_{25}.

La fig. II_{26} est relative aux silistances 420 A.

Nos résultats et ceux d'autres auteurs |3|, |18|, |13| sont présentés fig. II_{27} (l'abcisse est graduée en champ moyen $E = V_{o}/_{L}$).

On constate que les valeurs trouvées sont du même ordre de grandeur.

Par ailleurs nous avons effectué une étude expérimentale en jouant sur la fréquence de fonctionnement du radiomètre (fig II_{28}). On constate que les températures de bruit des épitaxies ne varient sensiblement pas entre 8 et 11 GHz pour les tensions atteintes.

II.3.4.2. *Résultats fonction de la température du réseau*

Des études ont été effectuées à 80°K et à 373°K sur les épitaxies (fig. II_{29}, Fig II_{30} et fig. II_{31}).

Nous avons également travaillé en fonction de la température du réseau (fig II_{32}). On constate que la température de bruit $\Delta T_{//}$ augmente lorsque la température du réseau décroit.

Nous comparons nos résultats avec ceux d'autres auteurs (fig II_{33}) lorsque le réseau est à 80° K. On note une importante dispension des résultats.

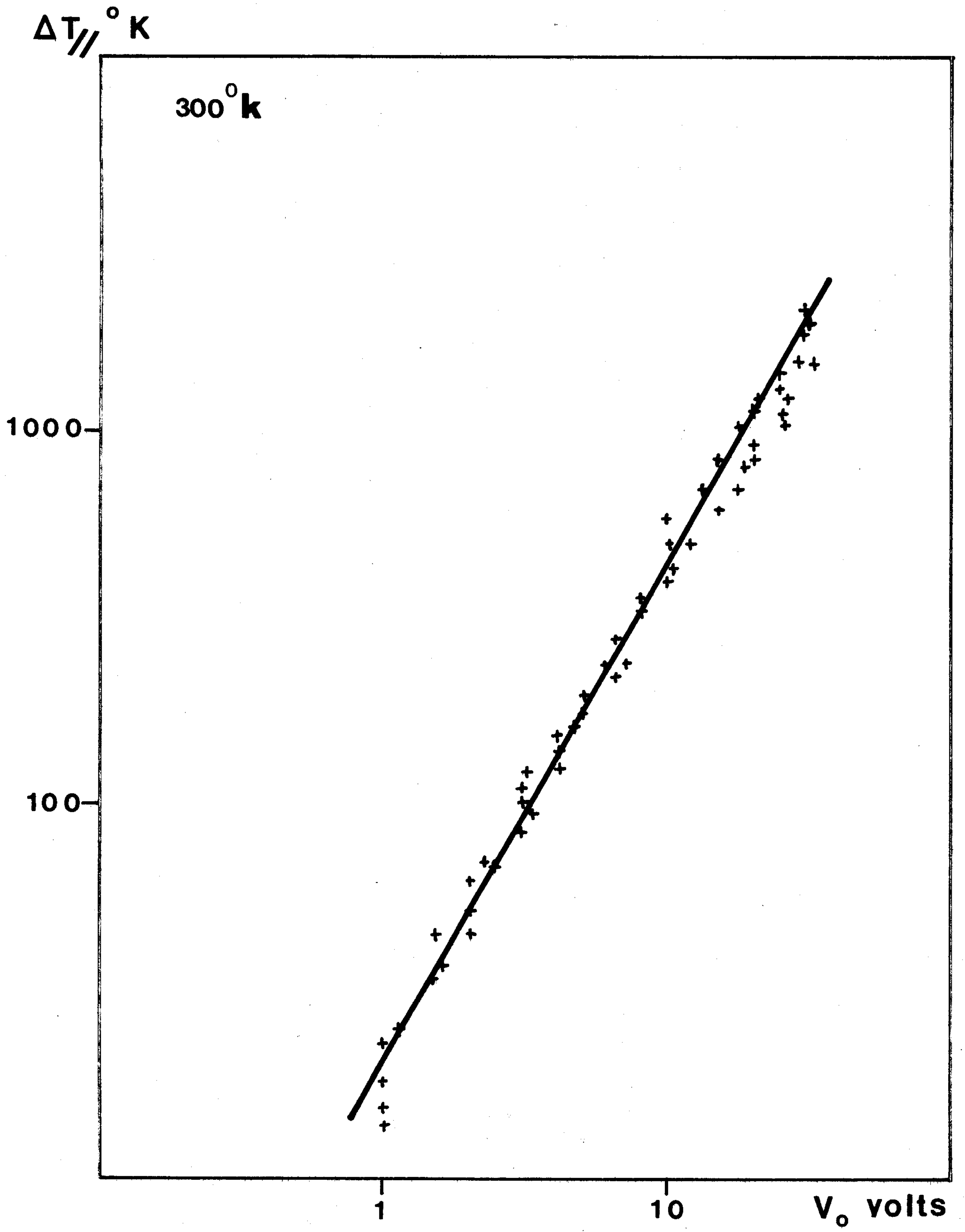
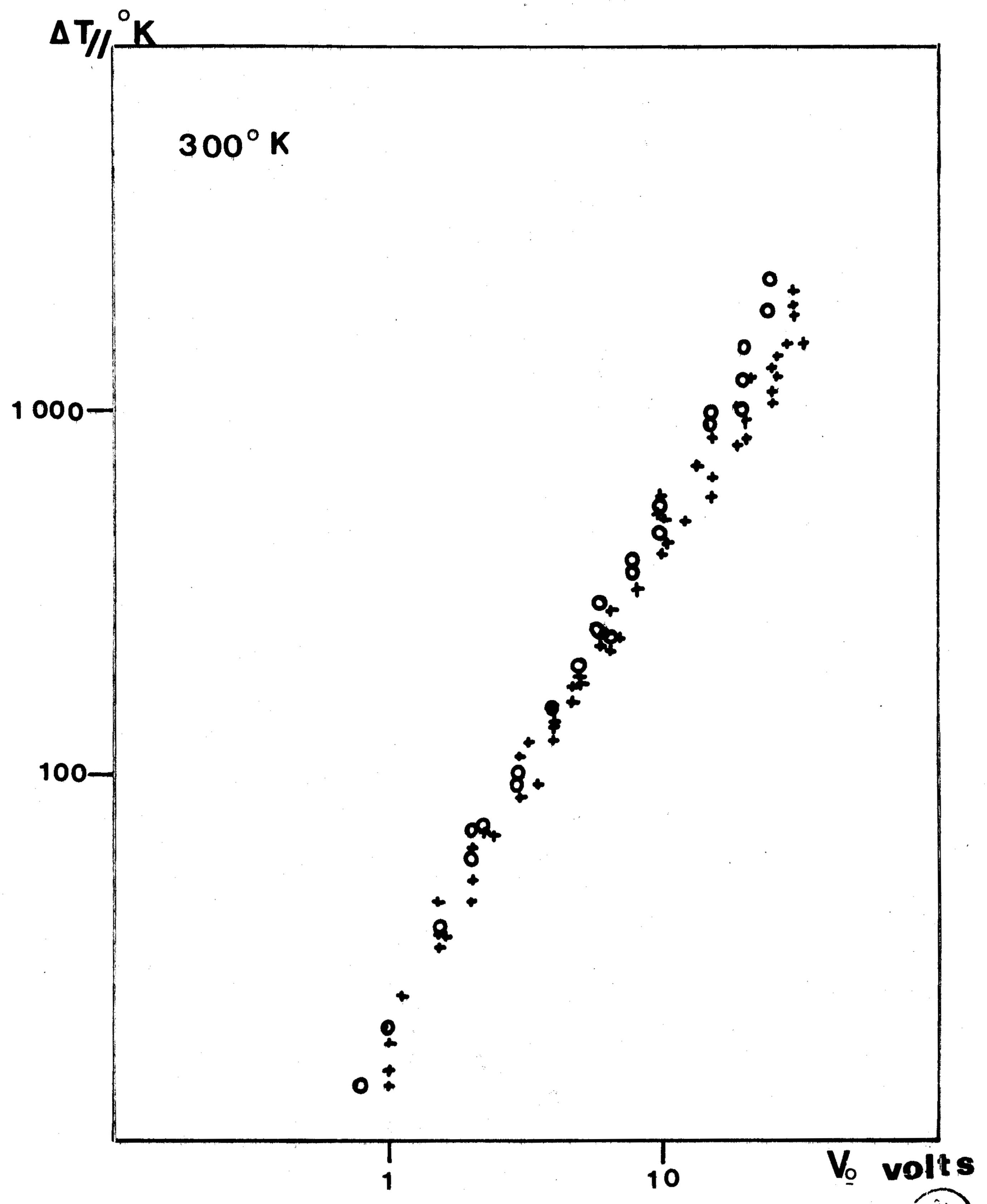


FIG. 21

TEMPERATURE DE BRUIT SUR EPITAXIE PLANAR AVEC ADAPTATEUR A DOUBLE SLUG

BUS LILLE



BUS LILLE

FIG. II$_{22}$

COURBE COMPARATIVE DES RESULTATS AVEC ADAPTATEUR ET MESURE DU COEFFICIENT DE REFLEXION

+ avec adaptateur

o avec mesure du coefficient de reflexion

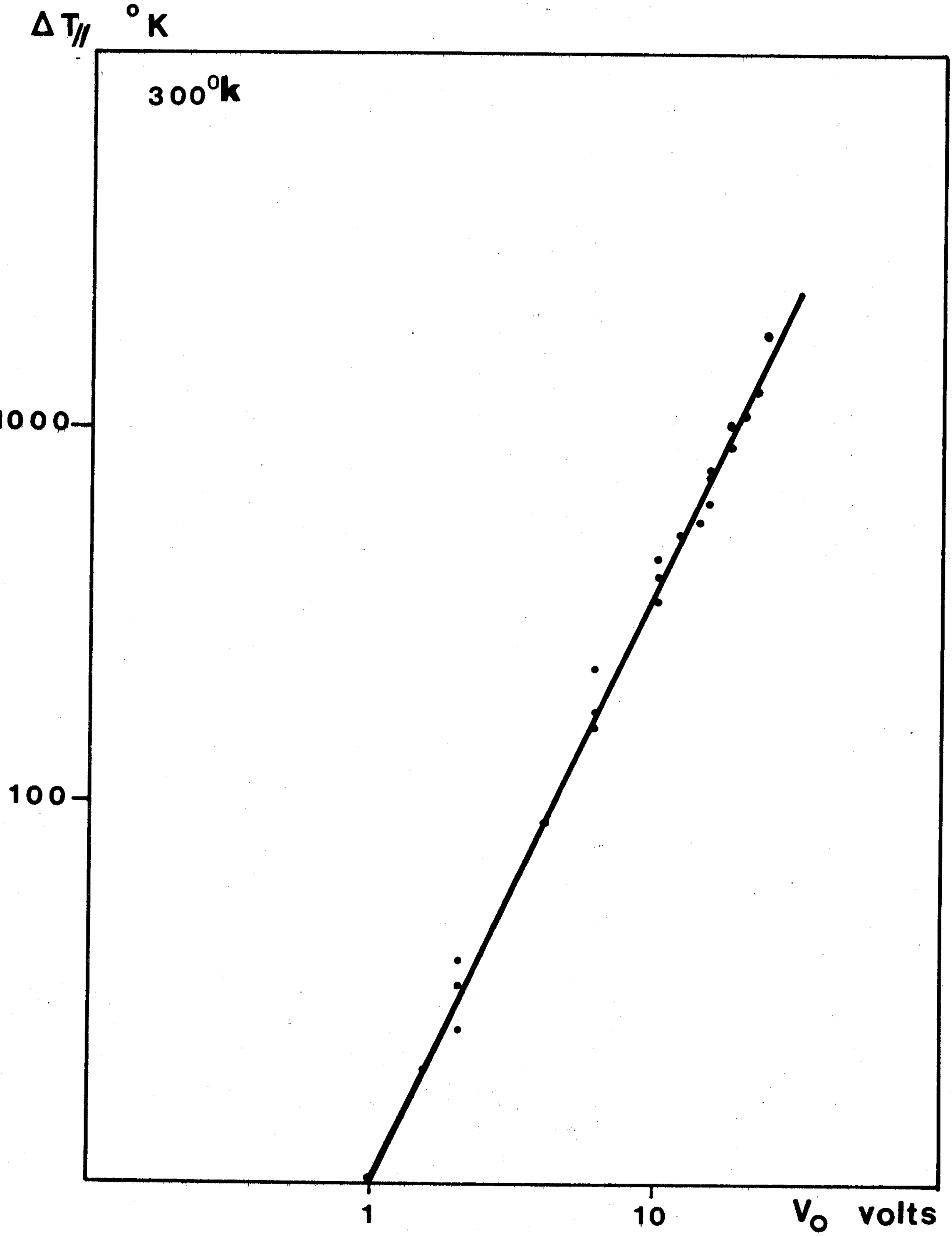


FIG. II_{23}

TEMPERATURE DE BRUIT SUR EPITAXIE MESA MESUREE AVEC L'ADAPTATEUR A DOUBLE SLUG

BUS LILLE

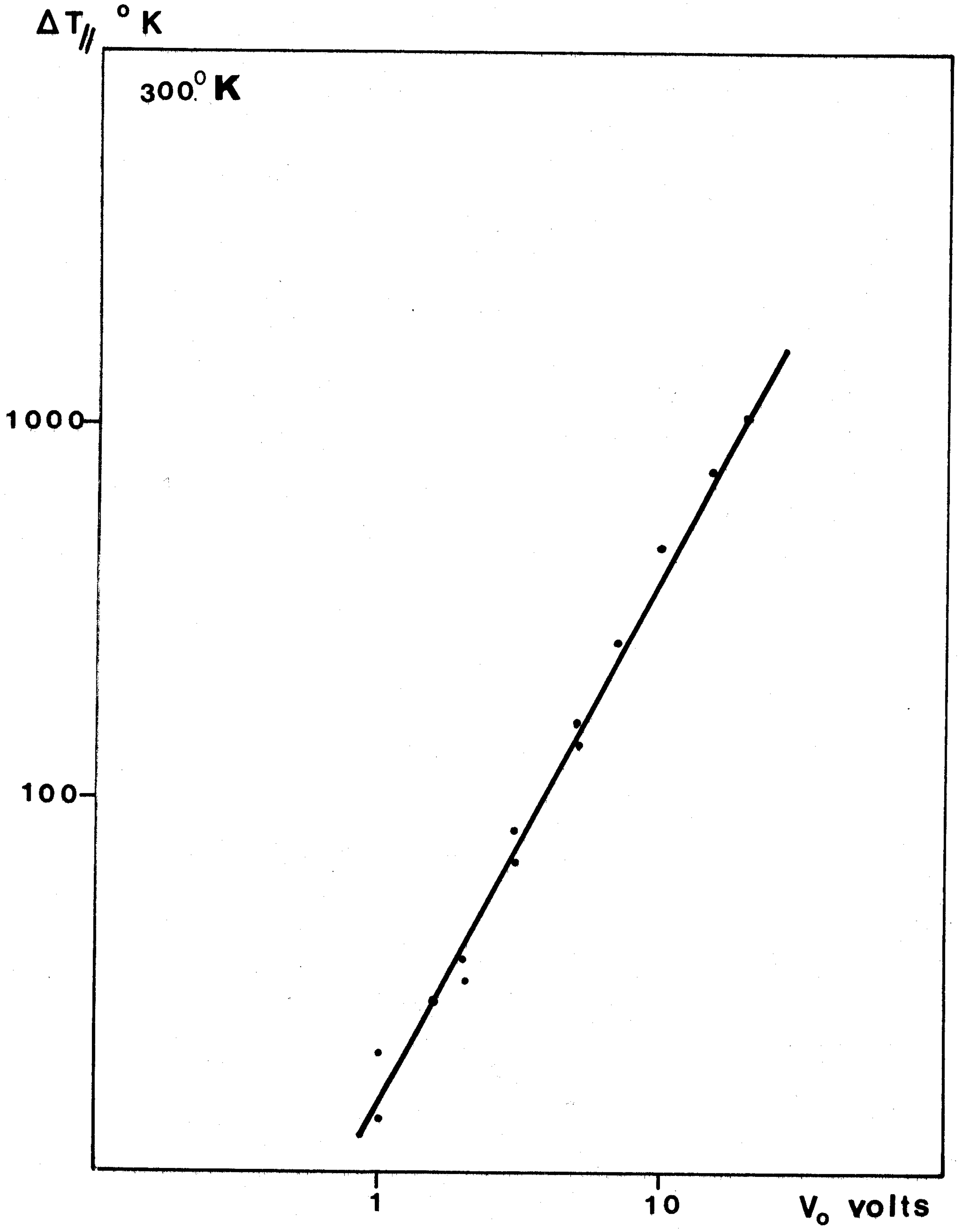


FIG. II_{24}

$\Delta T_{//}$ OBTENUES SUR EPITAXIE MESA AVEC MESURE DU COEFFICIENT DE REFLEXION

BUS LILLE

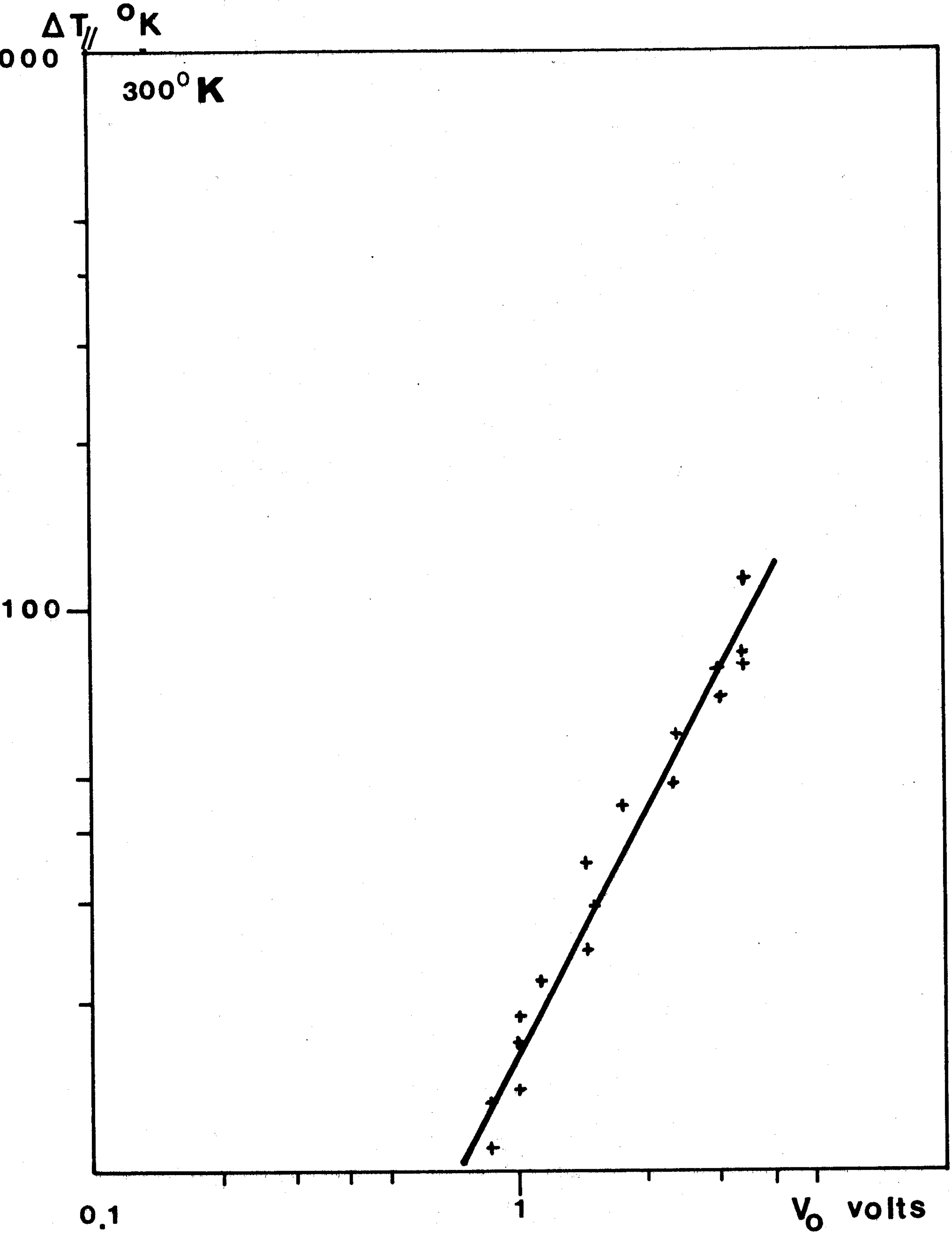


FIG. II$_{26}$

TEMPERATURE DE BRUIT SUR SILISTANCE

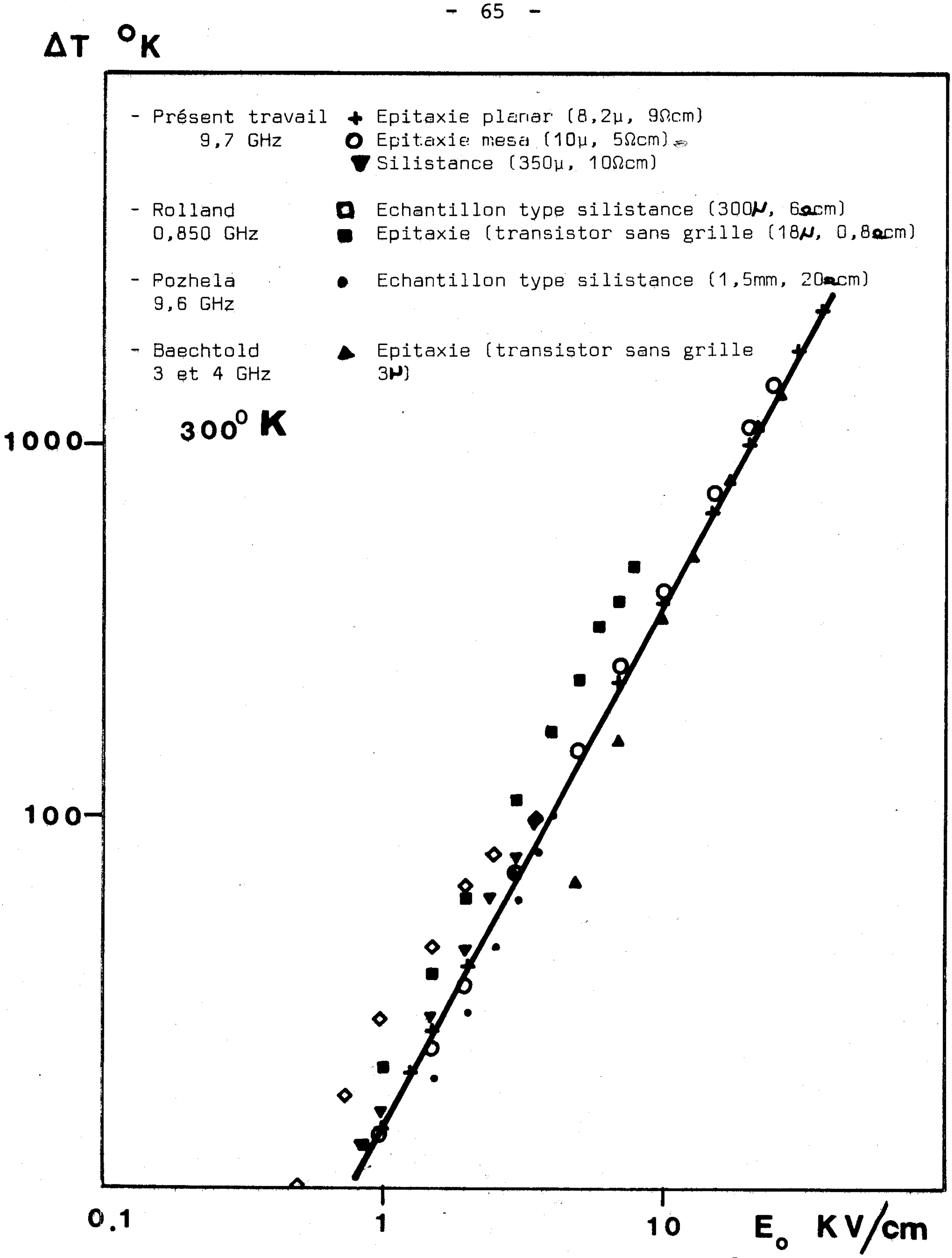


FIG. 27

COURBE COMPARATIVE DES RESULTATS SUR LA TEMPERATURE DE BRUIT LONGITUDINALE DANS LE SiN

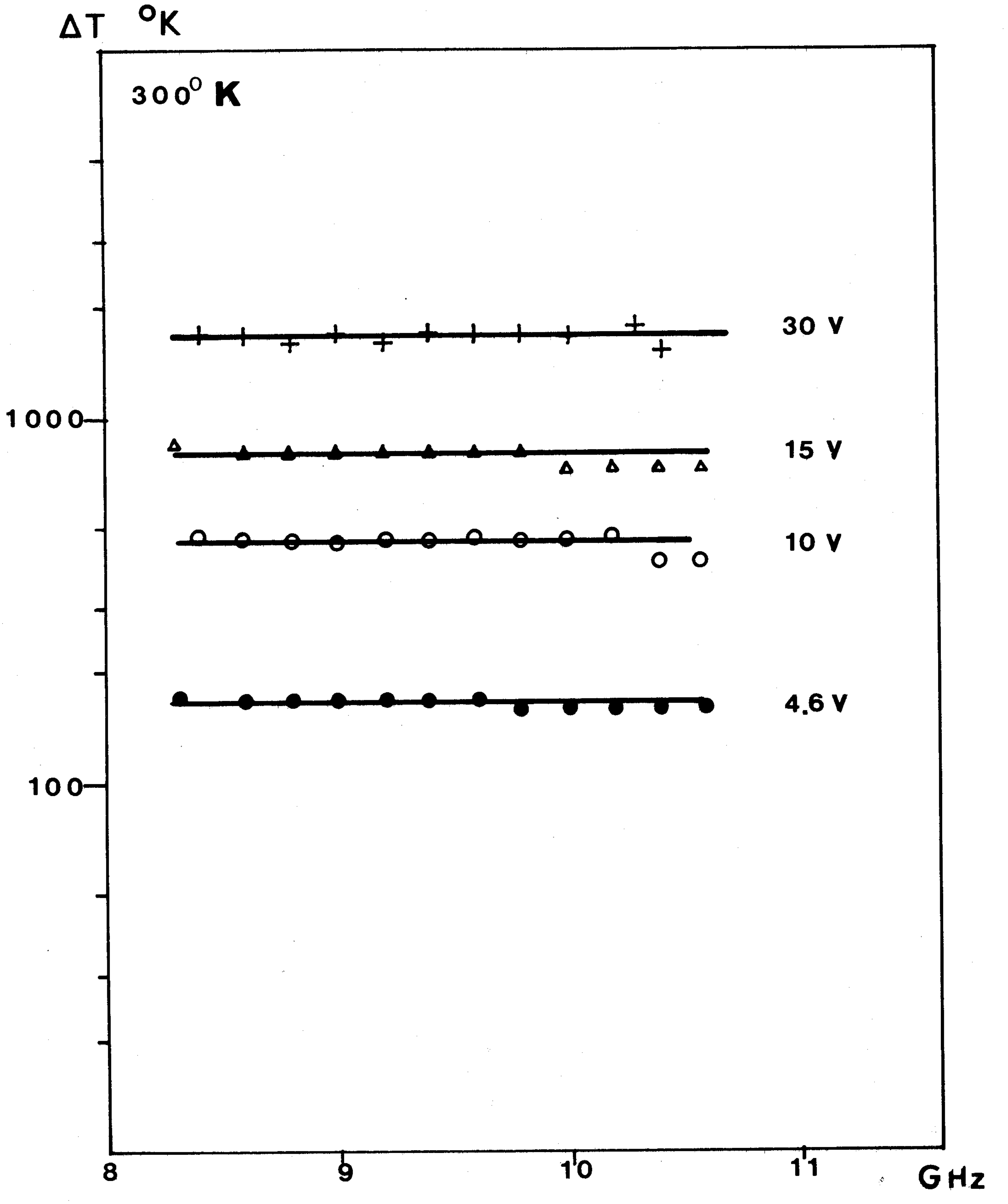


FIG. II_{28}

TEMPERATURE DE BRUIT FONCTION DE LA FREQUENCE (Planar)

BUS LILLE

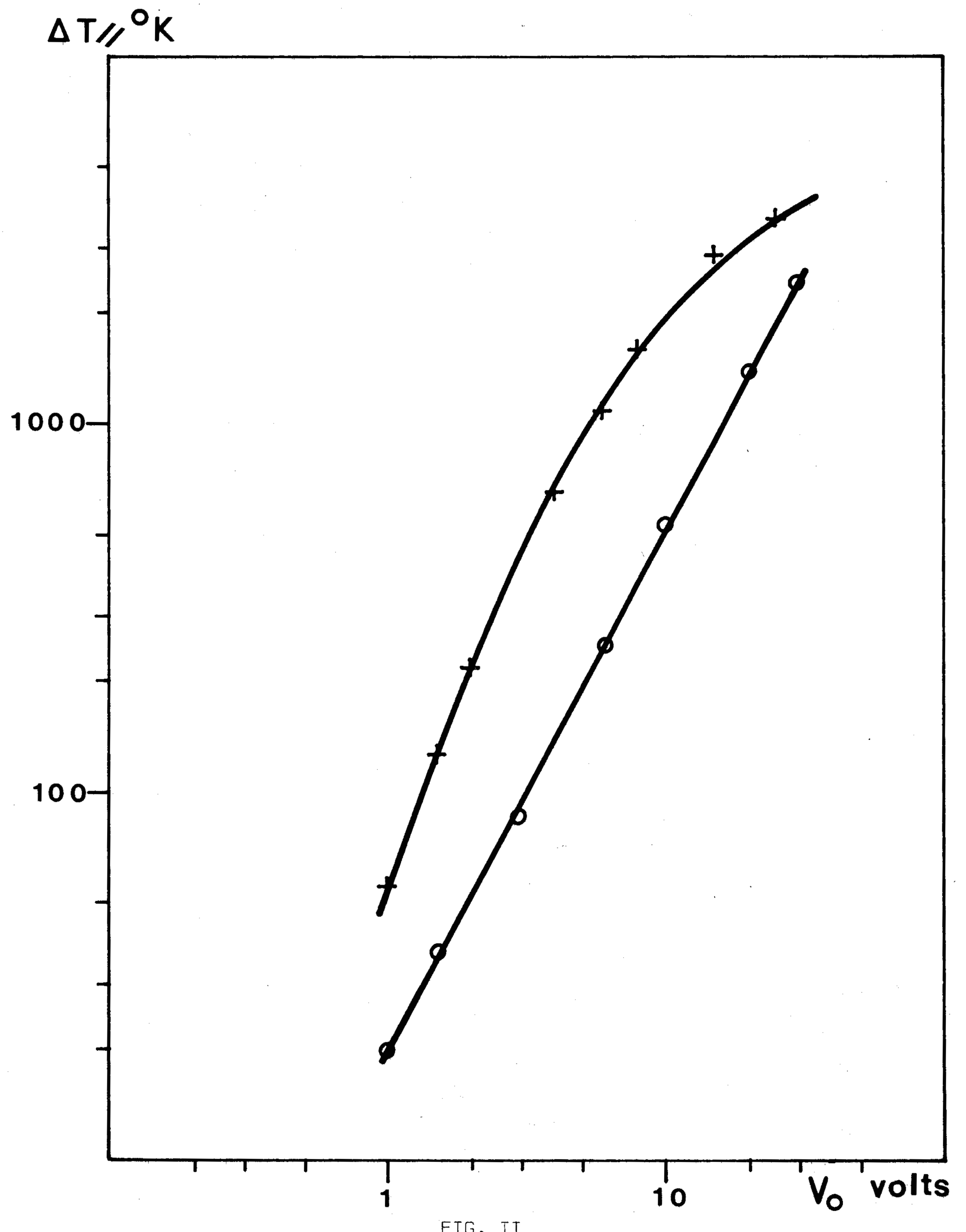


FIG. II_{29}

TEMPERATURE DE BRUIT A 300° (o) ET 80° (+) SUR EPITAXIE PLANAR

LILLE

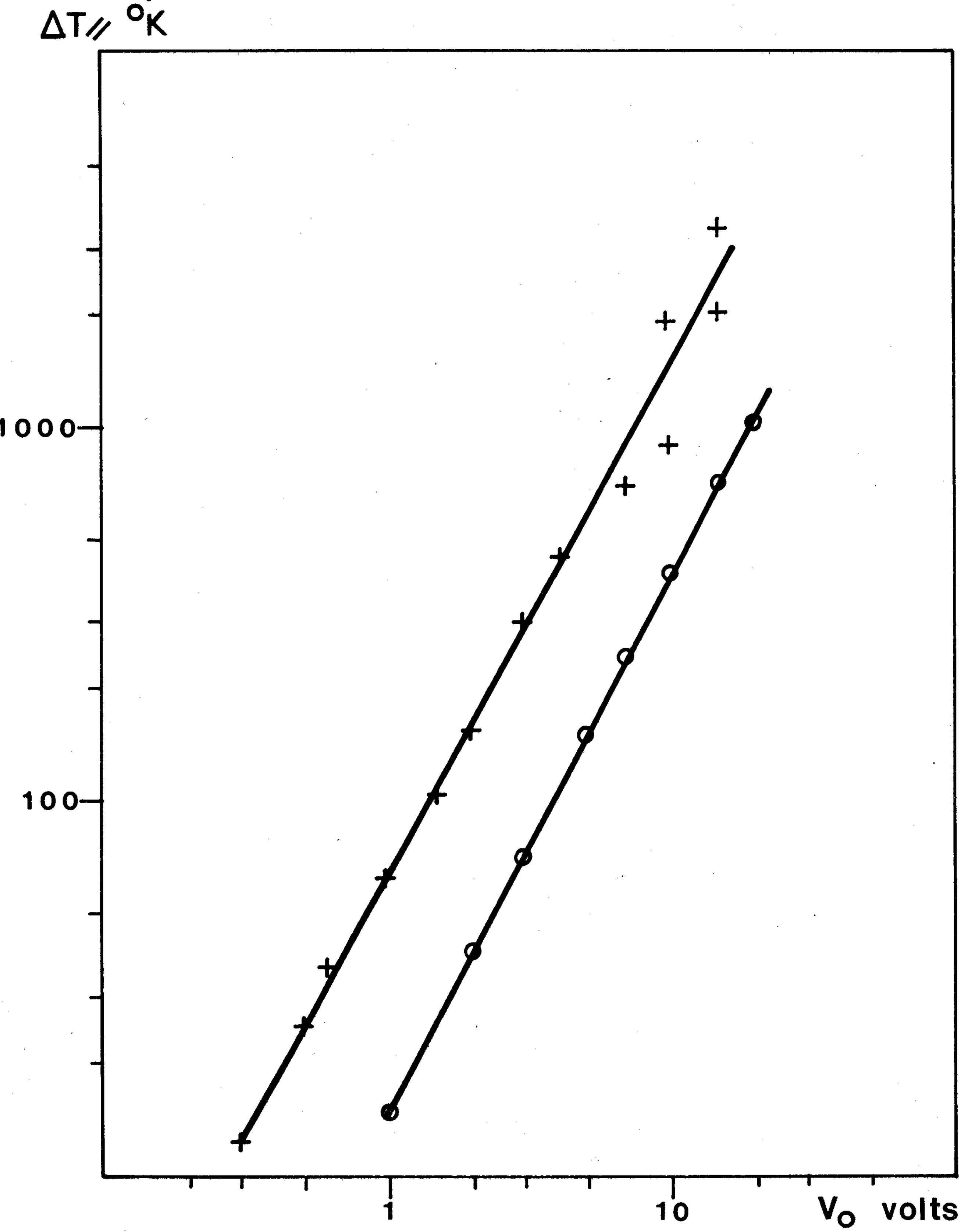


FIG.II$_{30}$

BUS LILLE

$\Delta T_{//}$ A 80 ET 300°K SUR EPITAXIE MESA

O 300°K

+ 80°K

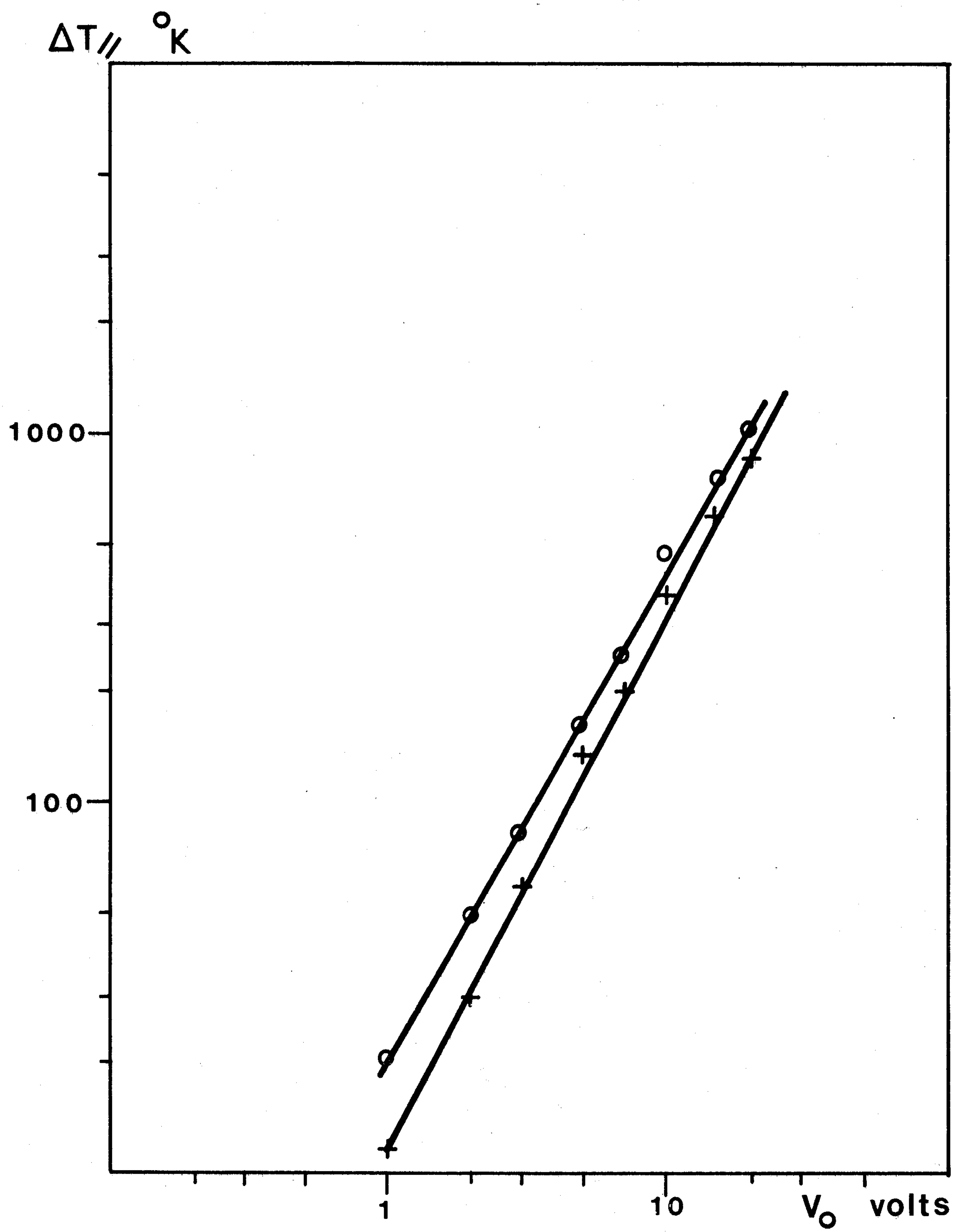


FIG. II_{31}

BUS LILLE

$\Delta T_{//}$ A 300 ET 373°K SUR EPITAXIE MESA

O 300°K
+ 373°K

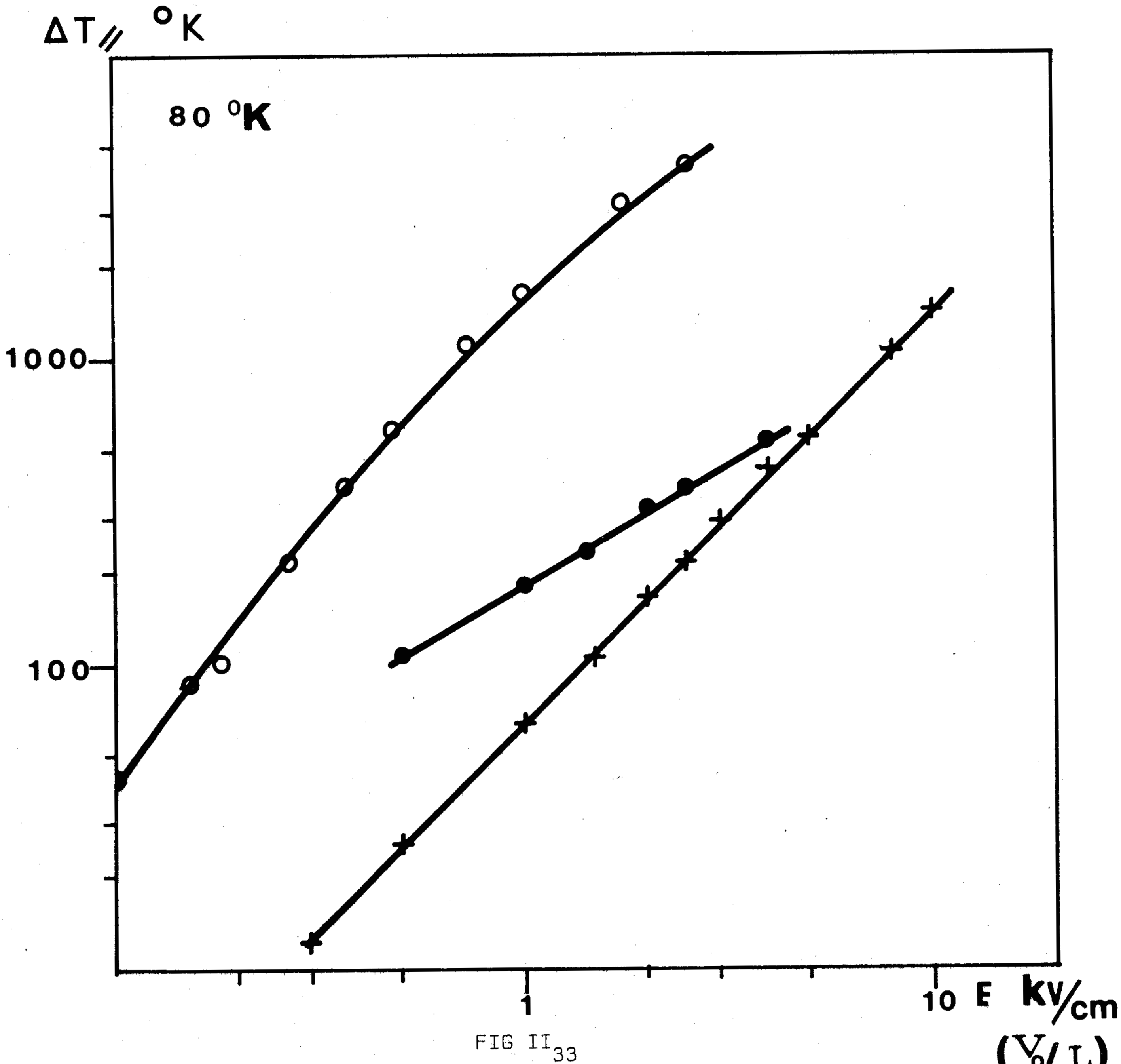


FIG II$_{33}$

TEMPERATURES DE BRUIT A 80°K

○ Rolland (ρ_o = 6Ωcm, L = 300μ, F = 0,85 GHz)

● Pozhela (ρ_o = 25Ωcm, L = 1,5mm F = 9,6 GHz)

✚ Présent travail (ρ_o = 2Ωcm, L = 10μ, F = 9,7 GHz)

BUS LILLE

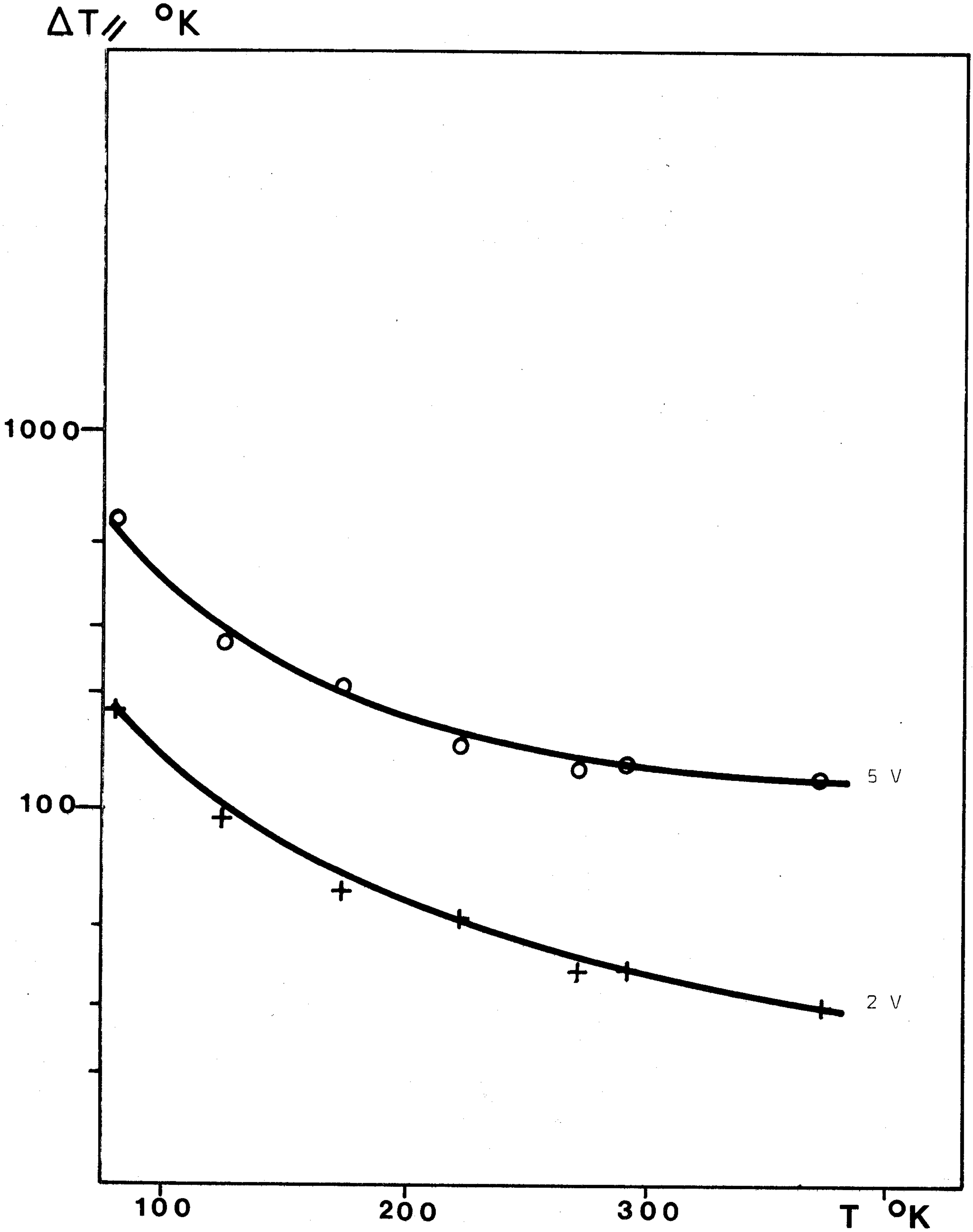


FIG. II_{32}

VARIATION DE $\Delta T_{//}$ AVEC LA TEMPERATURE DE RESEAU

Epitaxie Mesa

BUS LILLE

CONCLUSION

Dans ce deuxième chapitre nous avons décrit la technique expérimentale mise au point pour mesurer le bruit de diffusion dans le silicium.

Nous avons insisté sur les nombreux tests de validité réalisés qui portent

- sur le radiomètre lui-même utilisé pour mesurer la température de cellules ayant divers types de structures.
- Sur la mesure de la température de bruit d'échantillons semiconducteurs en régime de porteurs chauds.

Des valeurs de la température de bruit sont obtenues sur le silicium n, pour un champ électrique (direction <111>) d'intensité supérieure à 50 KV/cm. On a opéré à des températures de réseau comprises entre 80 et 373°K. Les fréquences de travail sont situées entre 8 et 11 GHz.

Les résultats obtenus à la température ambiante sont compatibles avec ceux d'autres auteurs.

Il serait intéressant d'effectuer une étude complémentaire à basse température en fonction de la fréquence et de la concentration d'impuretés pour pouvoir réaliser une comparaison plus complète avec les résultats d'autres auteurs.

CHAPITRE III

APPLICATION A LA DETERMINATION DU COEFFICIENT DE DIFFUSION

Dans ce chapitre, nous utilisons les résultats précédents pour déterminer le coefficient de diffusion longitudinal dans le Silicium N. Après un bref rappel de la méthode du champ d'impédance qui permet de relier la température de bruit de diffusion et le coefficient de diffusion, nous étudions ce dernier paramètre dans deux cas.

- Le champ dans le dispositif est uniforme.

- Le champ varie avec x.

Pour ce dernier cas, nous décrivons la méthode numérique mise au point, et l'utilisons pour interpréter nos résultats et déterminer une loi de variation du coefficient de diffusion en fonction du champ électrique.

III.1. TEMPERATURE EQUIVALENTE DE BRUIT DE DIFFUSION ET CHAMP D'IMPEDANCE

Pour la simplicité des calculs nous nous plaçons dans le cas d'un semiconducteur unidimensionnel, unipolaire dans lequel on néglige les phénomènes de génération et recombinaison.

III.1.1. Fluctuation de tension et champ d'impédance

III.1.1.1. Définition de Z_{Lx} |12, 24, 28|

Soit un barreau de semiconducteur polarisé par une tension V_o. Plaçons (fig. III_1) un générateur de courant ΔI entre le point d'abscisse x et la masse.

ΔI donnera lieu à une variation de tension ΔV. On relie les deux grandeurs par la relation

$$\Delta V = Z_{Lx} \Delta I \qquad III_1$$

Z_{Lx} représentant l'impédance de transfert entre x et L.

III.1.1.2. Champ d'impédance

Représentons la fluctuation par un générateur de courant i localisé entre x et x + d_x, i va donner lieu à une variation de tension δV. Il s'agit de calculer δV (fig. III_2)

Pour nous ramener au cas simple précédent, utilisons le théorème de superposition des états (fig III_3)

$$\delta v^+ = Z_{Lx} i$$

$$\delta v^- = -Z_{Lx + dx} i = -(Z_{Lx} - \frac{\delta Z_{Lx}}{\delta x} dx)\, i$$

FIG. III_1

Définition de Z_{Lx}

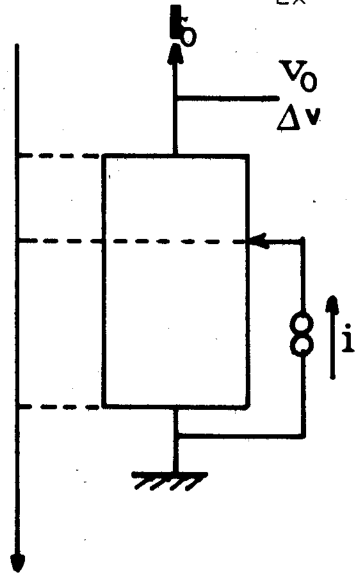
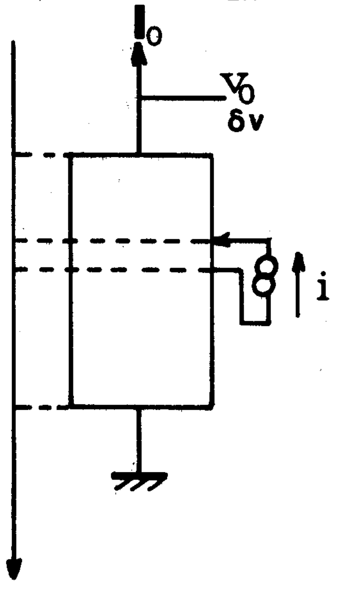


FIG. III_2

Définition de ∇Z_{Lx}



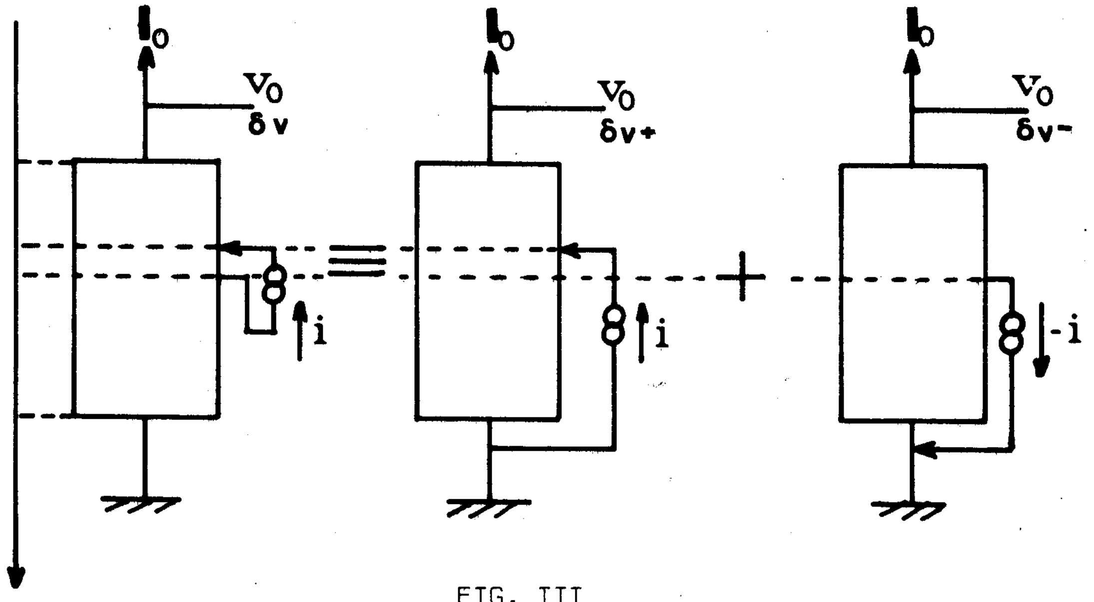


FIG. III_3

Calcul de δV

BUS LILLE

d'où

$$\boxed{\delta v = \delta v^{+} + \delta v^{-} = i \frac{\delta Z_{Lx}}{\delta x} dx} \qquad III_2$$

Soit à 3 dimensions

$$\boxed{\delta v = i \nabla Z (\vec{r}, N) d\vec{r}} \qquad III_3$$

∇Z_{Lx} représente le champ d'impédance suivant ox.

Le carré moyen de δv s'écrit

$$\boxed{<\delta v^2> = <i^2> |\nabla Z_{Lx} \; dx|^2} \qquad III_4$$

III.1.2. Tension de bruit de diffusion

i est une grandeur fluctuante dont la nature n'a pas été précisée. Si l'on s'intéresse aux fluctions des vitesses des porteurs i peut être définie par l'expression (II_5)

$$<i^2> = 4q^2 \, n(x) \, D_{//}(E) \frac{S}{dx} \Delta F \qquad II_5$$

On déduit de 34 et 25

$$<\Delta v^2> = 4q^2 \, S \, \Delta F \int_0^L n(x) \, D_{//}(E) \, |\nabla Z_{Lx}|^2 dx \qquad III_5$$

qui est le carré moyen de la tension de bruit dans tout le dispositif.

III.1.3. Température équivalente de bruit de diffusion

Le théorème de Nyquist donne pour les circuits complexes d'impédance $Z(\omega)$

$$<\Delta v^2> = 4 \, k_B \, T_n \, \text{Réel} \, |Z(\omega)| \, \Delta F \qquad III_6$$

Tn étant la température équivalente de bruit du circuit.

III_5 et III_6 nous donnent

$$T_n = \frac{q^2 S}{k_B \text{ réel } [Z(\omega)]} \int_0^L n(x) \; D_{/\!/} \; (E) \; |\nabla Z_{Lx}|^2 \, dx \qquad III_7$$

$$Z(\omega) = \int_0^L \nabla Z_{Lx} \, dx |12|$$

Le calcul de T_n suppose donc la connaissance de

1) ∇Z_{Lx} le champ d'impédance

2) n(x) la densité des porteurs libres du dispositif

3) la loi de vatiation de D avec le champ électrique.

En d'autres termes si l'on connait T_n, ∇Z_{Lx} et n(x) il est possible de déduire $D(E_o)$.

Dans ce qui suit nous étudions le champ d'impédance, présentons une méthode numérique de résolution de l'équation de transports des charges puis nous abordons la détermination du coefficient de diffusion.

III.2. CALCUL DU CHAMP D'IMPEDANCE

III.2.1. Principe du calcul de ∇Z_{Lx}

En III.1.1.2. nous avons défini le champ d'impédance dans la relation

$$\delta v = i \, \nabla Z_{Lx} \, \delta x$$

soit

$$\nabla Z_{Lx} = \frac{\delta v}{i \delta x}$$

Si l'on raisonne en champ électrique, on dira que la fluctuation de tension δv résultant du générateur de courant i crée un champ électrique e(x) fluctuant qui vient se superposer à $E_o(x)$ alors

$$\delta v^+ = \int_x^L e(s) \, ds$$

$$\delta v^- = -\int_{x+dx}^L e(s) \, ds$$

on en déduit

$$\delta v = \int_x^L e(s) \, ds - \int_{x+dx}^L e(s) ds = \int_x^{x+dx} e(s) \, ds$$

soit

$$\delta v = e(x) \, \delta x$$

et

$$\nabla Z_{Lx} = \frac{\delta v}{i \delta x} = \frac{e(x)}{i} \qquad III_8$$

On est donc ramené au calcul de e(x) que l'on peut déduire de l'équation petit signal du dispositif

III.2.2. Equation Petit Signal

On suppose que le champ dans le dispositif est de la forme

$$E(xt) = E_o \, (x) + e_1 \, (x) \exp(j\omega t)$$

avec $e_1 \ll E_o$

alors $J(xt) = J_o \, (x) + J_1 \exp (j\omega t)$ densité de courant

$n(xt) = n_o \, (x) + n_1(x) \exp(j\omega t)$ densité des porteurs

$v(xt) = v_o \, (x) + v_1(x) \exp(j_\omega t)$ vitesse des porteurs

J le courant total est la somme des courants de conduction, de diffusion, et de déplacement

$$J = q\,nv + qD\,\frac{\partial n}{\partial x} + \frac{\varepsilon\,\partial E}{\partial x} \qquad III_9$$

soit en remplaçant les termes par leurs valeurs et regroupant les termes continus et les termes alternatifs

$$J_o = qn_o v_o + qD_{/\!/}(E_o)\frac{\partial n_o}{\partial v}$$

$$J_1 = (qn_o v_1 + n_1 v_o) + qD_{/\!/}(E_o)\frac{\partial n_1}{\partial x} = j\omega\,\varepsilon\,e_1$$

Par ailleurs avec

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho_o}{\varepsilon} = -\frac{nq}{\varepsilon}$$

on déduit l'équation petit signal

$$\boxed{J_1 = \varepsilon D_{/\!/}(E_o)\,\frac{\partial^2 e_1}{\partial x^2} + \varepsilon\;V(E_o)\,\frac{\partial e_1}{\partial\, x} + (\sigma_d(E_o) + j\omega\varepsilon)\;e_1(x)} \qquad III_{10}$$

avec

$$\sigma_d\,(E_o) = nq\mu_d(E_o)$$

et

$$\mu_d = \frac{dV_o(E_o)}{dE_o} \qquad \text{mobilité différentielle}$$

Pour connaître $e_1(x)$ il suffirait de résoudre cette équation différentielle dont les coefficients sont fonction de E_o.

. Si E_o ne dépend pas de x (champ uniforme) ces coefficients sont des constantes et l'on peut résoudre analytiquement III_{10}

. Si E_o est fonction de x (champ non uniforme) $e_1(x)$ ne peut être calculé analytiquement ; il faut rechercher une solution numérique.

Dans ce qui suit nous distinguons ces deux cas.

III.2.3. Cas des champs uniformes

C'est le cas des dispositifs homogènes caractérisés par le profil de dopage N_D (x) = constant à tout champ, N_D étant le nombre des atomes donneurs.

La solution gênérale de III_{10} est

$$e_1(x) = \lambda e^{\gamma x} + \frac{J_1}{\sigma_d + j\omega\varepsilon}$$

où

$$\gamma = \frac{v(E_o)}{2D(E_o)} - \frac{v(E_o)}{2D(E_o)} \sqrt{1 + \frac{4D(E_o)}{v(E_o)} \quad (\alpha + j\beta)}$$

avec

$$\alpha = \frac{\sigma_d(E_o)}{\varepsilon v(E_o)} \quad , \beta = \frac{\omega}{v(E_o)}$$

La constante λ se détermine avec les coditions aux limites. On introduit à ce niveau une conductivité σ_i |27| d'injection définie comme suit

$$J_1 = (\sigma_i + j\omega\varepsilon)\ e(o)$$

On en déduit λ et donc

$$e_1(x) = \frac{J_1}{\sigma_d + j\omega\varepsilon} \quad |1 + I^* e^{\gamma x}|$$

avec $I^* = \dfrac{\sigma_d - \sigma_i}{\sigma_i + j\omega\varepsilon}$ caractérisant l'injection.

En posant dans notre cas i = AJ_1, on déduit III_8 et III_{11}

$$\nabla Z_{Lx} = \frac{1}{S(\sigma_d + j\omega\varepsilon)} |1 + I^* e^{\gamma x}|$$

$$Z(\omega) = \int_o^L \nabla Z_{Lx}\, dx = \frac{1}{S(\sigma_d + j\omega\varepsilon)} \left[L + I^* \frac{e^{\gamma x} - 1}{\gamma}\right]$$

Si $I^* = o$ soit $\sigma_i = \sigma_d$

On a

$$\nabla Z_{Lx} = \frac{1}{S(\sigma_d + j\omega\varepsilon)}$$

$$Z(\omega) = \frac{L}{S(\sigma_d + j\omega\varepsilon)}$$

ce qui donne pour la température de bruit

$$T_n = \frac{Sq^2 N_D D_{/\!/}(E_o)}{k_B \text{réel}\,|Z(\omega)|} \int_o^L |\nabla Zx|^2 dx$$

$$= \frac{q^2 N_D D_{/\!/}(E_o)}{K_B \sigma_d} \text{ ou, avec } \mu_d = \frac{\sigma d}{N_D q} ,$$

$$\boxed{\frac{D(E_o)}{\mu_d(E_o)} = \frac{k\, T_{/\!/}(E_o)}{q}}$$

Cette relation désignée dans la littérature sous le nom de relation d'Einstein modifiée est celle utilisée par Nougier |2|, puis Rolland |3| pour déterminer le coefficient de diffusion dans des échantillons de volume. Elle a l'avantage d'être particulièrement simple.

III.2.4. Cas des champs non uniformes

C'est le cas d'échantillons présentant des inhomogénéités dans la densité des porteurs libres ; c'est en particulier le cas en présence d'une injection de porteurs. Dans ces conditions les coefficients de III_{10} dépendent de x, de sorte que l'équation différentielle n'est plus soluble analytiquement.

Nous avons mis au point une technique de calcul dont nous donnons ci-dessous le principe.

III.2.4.1. Principe de calcul

L'échantillon est divisé en N tranches de largeur Δx ; on admet que dans chaque tranche la densité des porteurs et le champ électrique sont uniformes. On résoud alors pour les différentes tranches l'équation différentielle III_{10} avec les conditions aux limites voulues. Le bruit dans tout le dispositif est calculé en supposant les différentes sources décorrélées, ce qui est justifié si Δx est très grande devant le libre parcours moyen des porteurs |12|.

III.2.4.2. Méthode de calcul

L'équation III_{10} devient dans la tranche k

$$J_1 = -\varepsilon D(E_{ok})\frac{d^2e(z)}{dz^2} + \varepsilon v(E_{ok})\frac{de_k(z)}{dz} + (\sigma_d(E_{ok}) + j\omega\varepsilon)\, e_k(z) \qquad III_{13}$$

Pour la commodité des écritutes on prend

$$D(E_{ok}) = D_k,\ \sigma_d(E_{ok}) = \sigma_{dk},\ v(E_{ok}) = v_k$$

Remarquons par ailleurs que nous avons défini pour la tranche k un nouveau système de coordonnée (E_o, z) avec z variant de o à Δx

En réalité nous commencons par résoudre cette équation différentielle dans la première tranche dont nous connaisons bien les conditions aux limites.

On passe alors aux tranches suivantes et on déduit une relation de récurrence sur e_k.

Pour la tranche o donc

$$J_1 = -\varepsilon D_o \frac{\partial^2 e_o(z)}{\partial z^2} + \varepsilon v_o \frac{\partial e_o(z)}{\partial z} + (\sigma_{do} + j\omega\varepsilon)\, e_o(z)$$

on en déduit :

$$e_o(z) = \lambda_o e^{\gamma_o z} + \frac{J_1}{\sigma_{do} + j\omega\varepsilon} \quad \text{avec} \quad \gamma_o = \frac{v_o}{2D_o} - \frac{v_o}{2D_o}\sqrt{1 + \frac{4D_o}{\varepsilon v_o^2}(\sigma_{do} + j\omega\varepsilon)}$$

$$e_o(0) = \frac{J_1}{\sigma_i + j\omega\varepsilon} \quad \text{où } \sigma_i \text{ définie en } III_{23},$$

soit donc

$$\lambda_o + \frac{J_1}{\sigma_{do} + j\omega\varepsilon} = \frac{J_1}{\sigma_i + j\omega\varepsilon}$$

et

$$\lambda'_o = \frac{\lambda_o}{J_1} = \frac{\sigma_{do} - \sigma_i}{(\sigma_{do} + j\omega\varepsilon)(\sigma_i + j\omega\varepsilon)}$$

$$e_o(z) = \lambda'_o \left(e^{\gamma_o z} + \frac{1}{\sigma_{do} + j\omega\varepsilon}\right)$$

En résolvant l'équation différentielle pour la tranche 1, on trouve

$$e_1(z) = \lambda_1 e^{\gamma_1 z} + \frac{J_1}{\sigma_{d1} + j\omega\varepsilon}$$

A la frontière des tranches 0 et 1, le champ $e(z)$ doit être le même

$$e_1(0) = e_0(\Delta x)$$

soit $$\lambda_1 + \frac{J_1}{\sigma_{d1} + j\omega\varepsilon} = J_1 \left(\lambda'_0 e^{\gamma_0 \Delta x} + \frac{1}{\sigma_{d0} + j\omega\varepsilon} \right)$$

et $$\lambda'_1 = \lambda'_0 e^{\gamma_0 \Delta x} + \frac{\sigma_{d1} - \sigma_{d0}}{(\sigma_{d1} + j\omega\varepsilon)(\sigma_{d0} + j\omega\varepsilon)}$$

$$e_1(z) = J_1 \left(\lambda'_1 e^{\gamma_1 z} + \frac{1}{\sigma_{d1} + j\omega\varepsilon} \right)$$

pour la tranche 2

$$e_2(z) = \lambda_2 e^{\gamma_2 z} + \frac{J_1}{\sigma_{d2} + j\omega\varepsilon}$$

$$e_2(0) = e_1(\Delta x) \quad \text{donc}$$

$$\lambda'_2 = \lambda'_1 e^{\gamma_1 \Delta x} + \frac{\sigma_{d2} - \sigma_{d1}}{(\sigma_{d2} + j\omega\varepsilon)(\sigma_{d1} + j\omega\varepsilon)}$$

on tire de ces expressions les relations de récurrence

$$e_k(z) = J_1 \left[\lambda'_k e^{\gamma_k z} + \frac{1}{\sigma_{dk} + j\omega\varepsilon} \right]$$

avec

$$\lambda'_k = \lambda'_{k-1} e^{\gamma_{k-1} \Delta x} + \frac{\sigma_{dk} - \sigma_{dk-1}}{(\sigma_{dk} + j\omega\varepsilon)(\sigma_{dk-1} + j\omega\varepsilon)}$$

Δx est la largeur des tranches.

On peut nettement simplifier ce problème en tenant compte des réalités physiques

. le champ dans la première tranche reste en général suffisamment faible pour qu'on puisse se ramener au cas particulier étudié en III.2.3.2. A savoir $\sigma_i = \sigma_d$

dans cette hypothèse $\lambda_o = o$

Par ailleurs σ_{dk} et σ_{dk-1} sont déterminées à la frontière commune aux deux tranches k et k-1 ; le champ E_o n'y ayant pas de discontinuité on doit avoir $E_{ok} = E_{ok-1}$ et donc $\sigma_{dk} = \sigma_{dk-1}$

Il en résulte $\lambda_o = \lambda_1 = \lambda_k = o$

ce qui donne cette expression simple de $e_k(z)$

$$e_k(z) = \frac{J_1}{\sigma_{dk}+j\omega\varepsilon} \qquad \text{III}_{16}$$

III.2.4.3. Calcul de T_n

Nous inspirant de III_{13}, nous calculons la température équivalente de bruit de la tranche k

$$T_{nk} = \frac{q^2 S}{K_B \text{Réel}|Z_k|} \int_o^{\Delta x} n_k \, D_k \, |\nabla Z_k|^2 \, dz$$

Δx étant suffisamment petite pour avoir n_k, D_k constants,

$$T_{nk} = \frac{q^2 S \, n_k \, D_k}{k_B \text{Réel}|Z_k|} \int_o^{\Delta x} |\nabla Z_k|^2 \, dz$$

on est ramené au calcul de ∇Z_k

$$\nabla Z_k = \frac{e_k(z)}{SJ_1} = \frac{1}{S(\sigma_{dk}+j\omega\varepsilon)} \qquad \text{d'après III}_{16}$$

Il en résulte

$$T_{nk} = \frac{q^2 S n_k D_k}{k_B \text{Réel}|Z_k|} \; \frac{\Delta x}{S^2(\sigma_{dk}^2+\omega^2\varepsilon^2)}$$

$$Z_k = \int_o^{\Delta x} \nabla Z_k \, dz = \frac{\Delta x}{S(\sigma_{dk}+j\omega\varepsilon)}$$

d'où

$$R_k = \text{Réel}\ [Z_k] = \frac{\Delta x\ \sigma_{dk}}{S(\sigma_{dk}^2+\omega^2\varepsilon^2)}$$

$$X_k = \text{Ima}[Z_k] = -\ \frac{\Delta x\ \omega\varepsilon}{S(\sigma_{dk}^2+\omega^2\varepsilon^2)}$$

d'où $\boxed{T_{nk} = \dfrac{qD_k}{k_B\mu_{dk}}}$ avec $\mu_{dk} = \dfrac{\sigma_{dk}}{n_k q}$

Pour l'ensemble de l'échantillon

$$T_n = \frac{\sum_k T_{nk} R_k}{\sum_k R_k}$$

les différentes sources k étant décorrélées

Ce résultat peut s'obtenir plus simplement, en remarquant que, le champ étant uniforme dans les différentes tranches, on peut appliquer à chaque tranche la relation d'Einstein modifiée établie en III.2.3.2. Avec l'hypothèse des sources décorrélées on aboutit à la même expression de T_n.

Tous ces calculs, comme on a pu s'en rendre compte, supposent connus n_k, E_{ok}, $D(E_{ok})$ et $\mu_d(E_{ok})$.

Dans la suite de l'exposé nous décrivons la technique de calcul des cartes de densité des porteurs libres et de champ dans les dispositifs étudiés. En dernier lieu nous donnons une méthode de détermination de $D_{/\!/}(E_o)$ à partir de $T_n(E_o)$.

III.3. RESOLUTION DE L'EQUATION DE TRANSPORT DES CHARGES DANS UN ECHANTILLON DE SILICIUM N^+NN^+ DETERMINATION DES CARTES DE CHAMP ET DE DENSITE DE PORTEURS LIBRES

Les résultats que nous donnons ici ont été obtenus |25| en résolvant de façon numérique l'équation de transport des charges(III_9) En la combinant avec l'équation de Poisson

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon} \quad (n - N_d)$$

on obtient

$$J = qv(E)\left[N_D + \frac{\varepsilon}{q}\frac{\partial E}{\partial x}\right] - qD_{/\!/}(E)\left[\frac{dN_D}{dx} + \frac{\varepsilon}{q}\frac{\partial^2 E}{\partial_x 2}\right] + \varepsilon\,\frac{\partial E}{\partial t} \qquad III_{19}$$

où les différents termes sont définis comme en III_{22}

Pour résoudre cette équation on se donne un profil de dopage $[N_D(x)]$, fig. III_4, des lois de variation de la vitesse v(E) et du coefficient de diffusion $D_{/\!/}$ (E) avec le champ électrique ainsi que le courant qui traverse le dispositif.

On exprime les dérivées sous formes de différentielles finies

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{E^t_x + \Delta x \quad - \quad E^t_x - \Delta x}{2\Delta x}$$

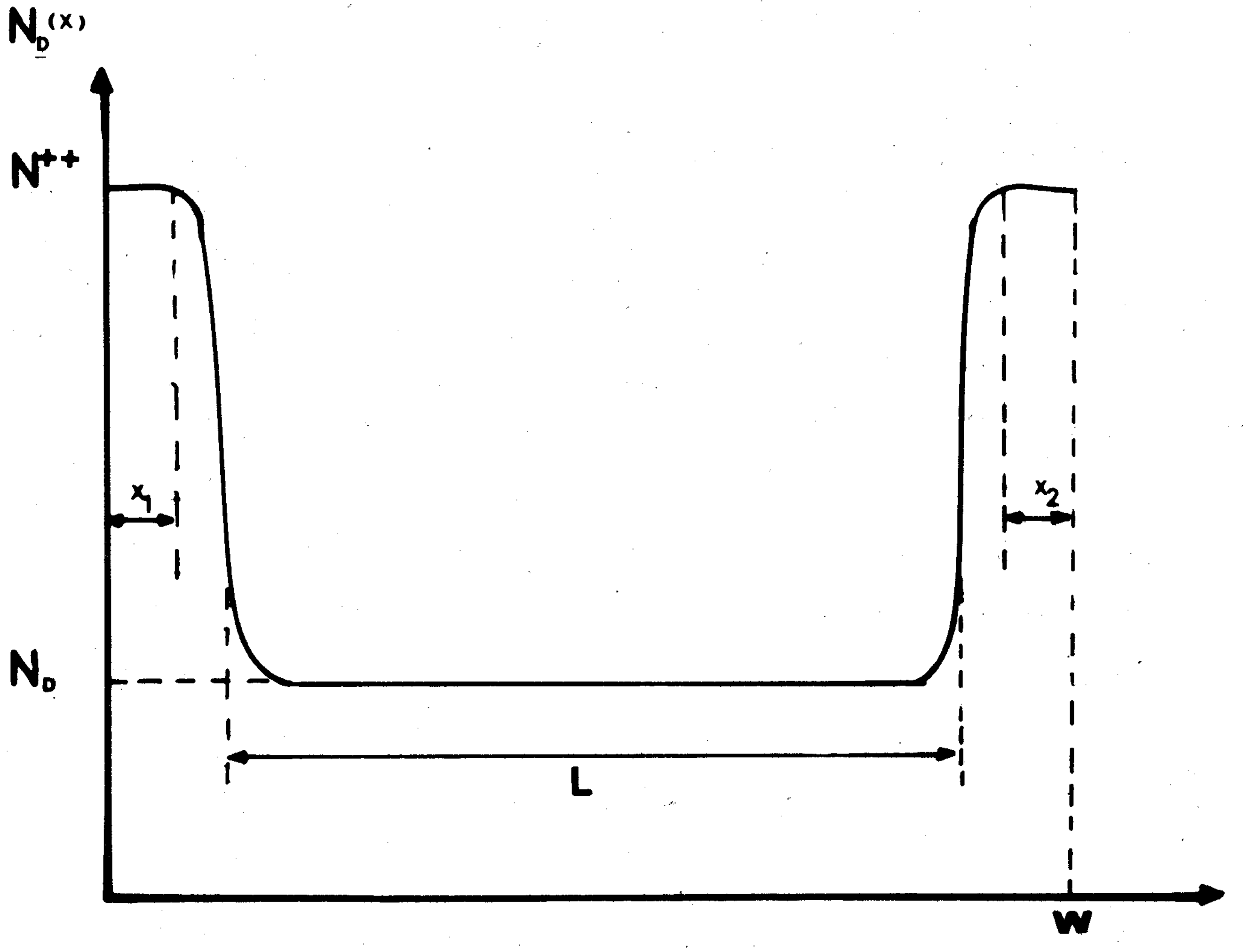
$$\frac{\partial^2 E}{\partial^2 x^2} = \frac{E^t_x + \Delta x \quad + \quad E^t_x - \Delta x - Z\, E_x^t}{\Delta x^2}$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{E_x^t \quad - \quad E_x^{t-\Delta t}}{\Delta t}$$

$$\frac{dN_D}{dx} = \frac{N_D(x) \; - \; N_D(x-\Delta x)}{\Delta x}$$

où Δx est le pas sur l'espace

Δt le pas sur le temps



L longueur de la zone active

W longueur de l'épitaxie

FIG. III 4

PROFIL DE DOPAGE

BUS LILLE

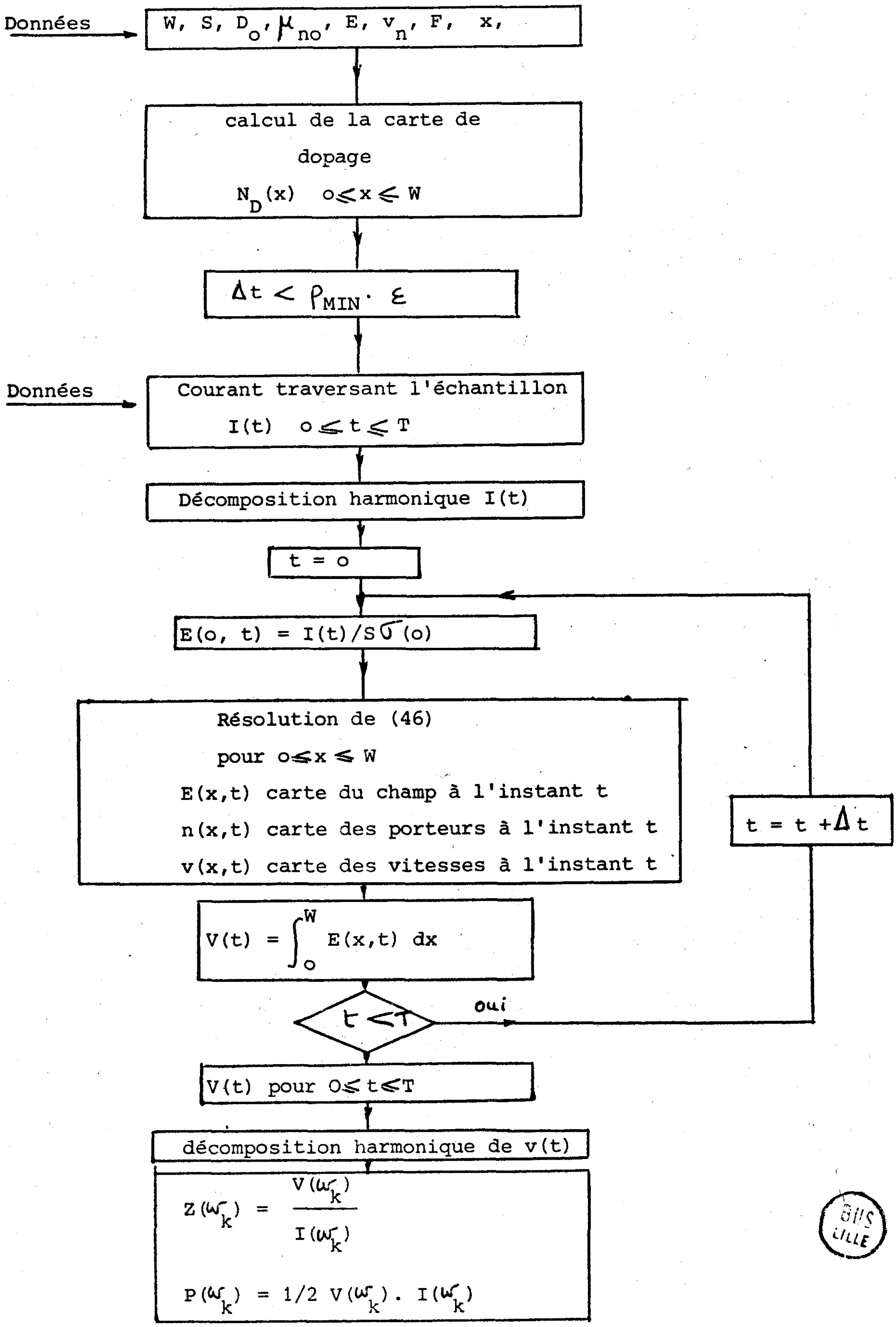


FIG. III_5

ORGANIGRAMME DU PROGRAMME NUMERIQUE GENERAL

BUS LILLE

On suppose en plus que pendant l'intervalle de temps Δt, $v(E)$ et $D_{//}(E)$ ne varient pas, c'est à dire

$$v(E_x^{\,t}) = v(E_x^{\,t-\Delta t}) \quad , \quad D(E_x^{\,t}) = D(E_x^{\,t-\Delta t})$$

L'équation III_{19} se résoud alors par la méthode du double balayage de Choleski . L'organigramme est donné fig III_5

Dans cette étude nous avons utilisé

- Pour la vitesse la loi empirique de Canali |26|

$$v(E) = \frac{\mu_o E}{|1+(E/E_c)^{\beta}|^{1/\beta}} \qquad III_{20}$$

avec $\mu_o = 1385\ cm^2\ v^{-1}\ S^{-1}$

$E_c = 7100$ v/cm

$\beta = 1.2$

Pour la diffusion

- $D(E) = D_o$

- Les récents résultats de Canali sur le silicium

Nous avons principalement étudié une épitaxie planar N^+NN^+ de résistivité 10 Ωcm dont les dimensions géométriques sont les suivantes

. diamètre 120 microns

. surface 1.13 $10^{-4}cm^2$

. longueur de l'épitaxie 10 microns

. longueur moyenne de la zone N,8.2 microns

Le programme nous donne

. la caractéristique courant -tension du dispositif Fig III_6 I(v)

. la carte de champ,Fig. III_7 $E_o(x)$

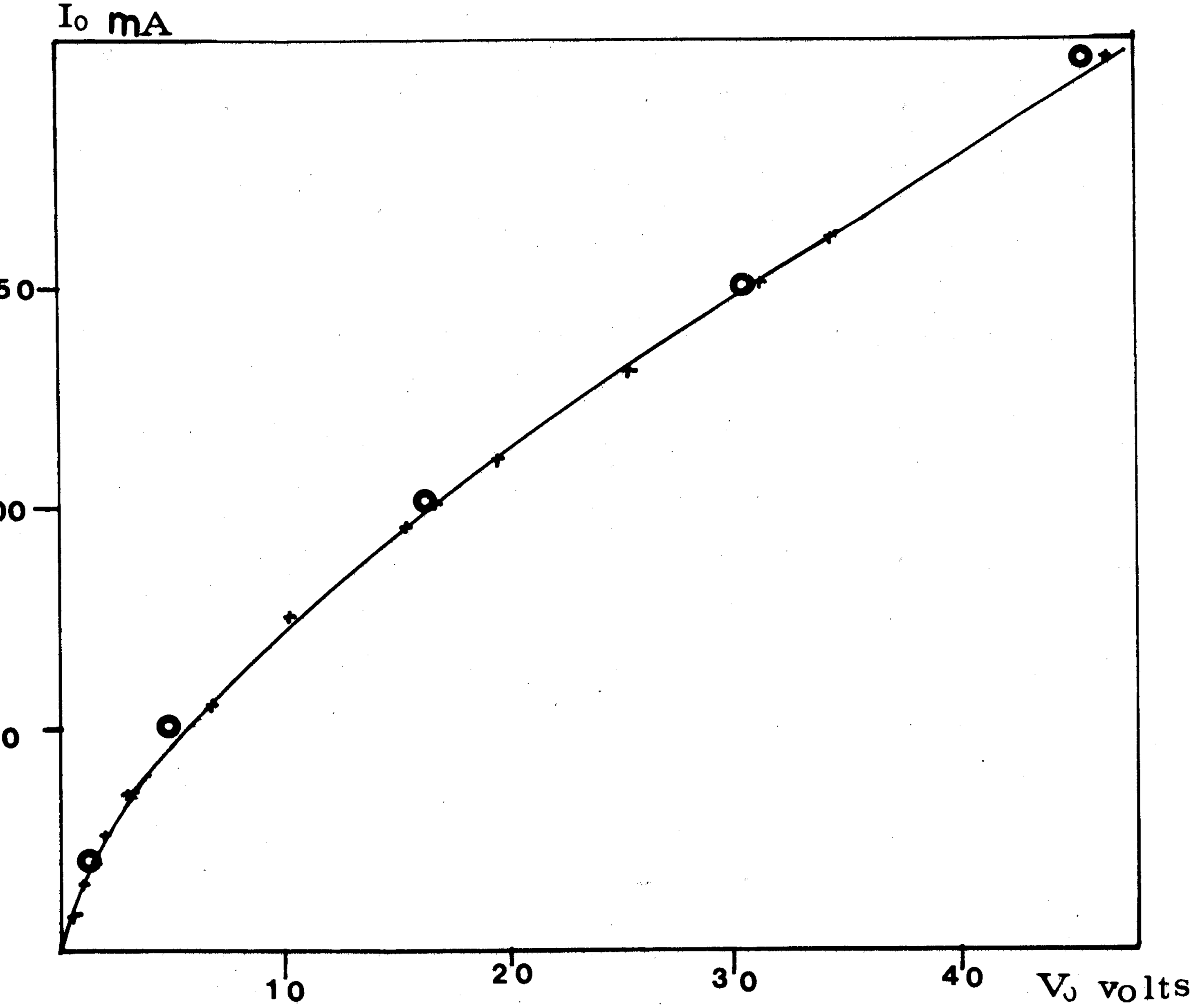


FIG. III 6

CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION
RESULTATS NUMERIQUES

INFLUENCE DE LA DIFFUSION

o $D = D_o = 35\ cm^2/s$

+ $D = D$ (Canali)

BUS LILLE

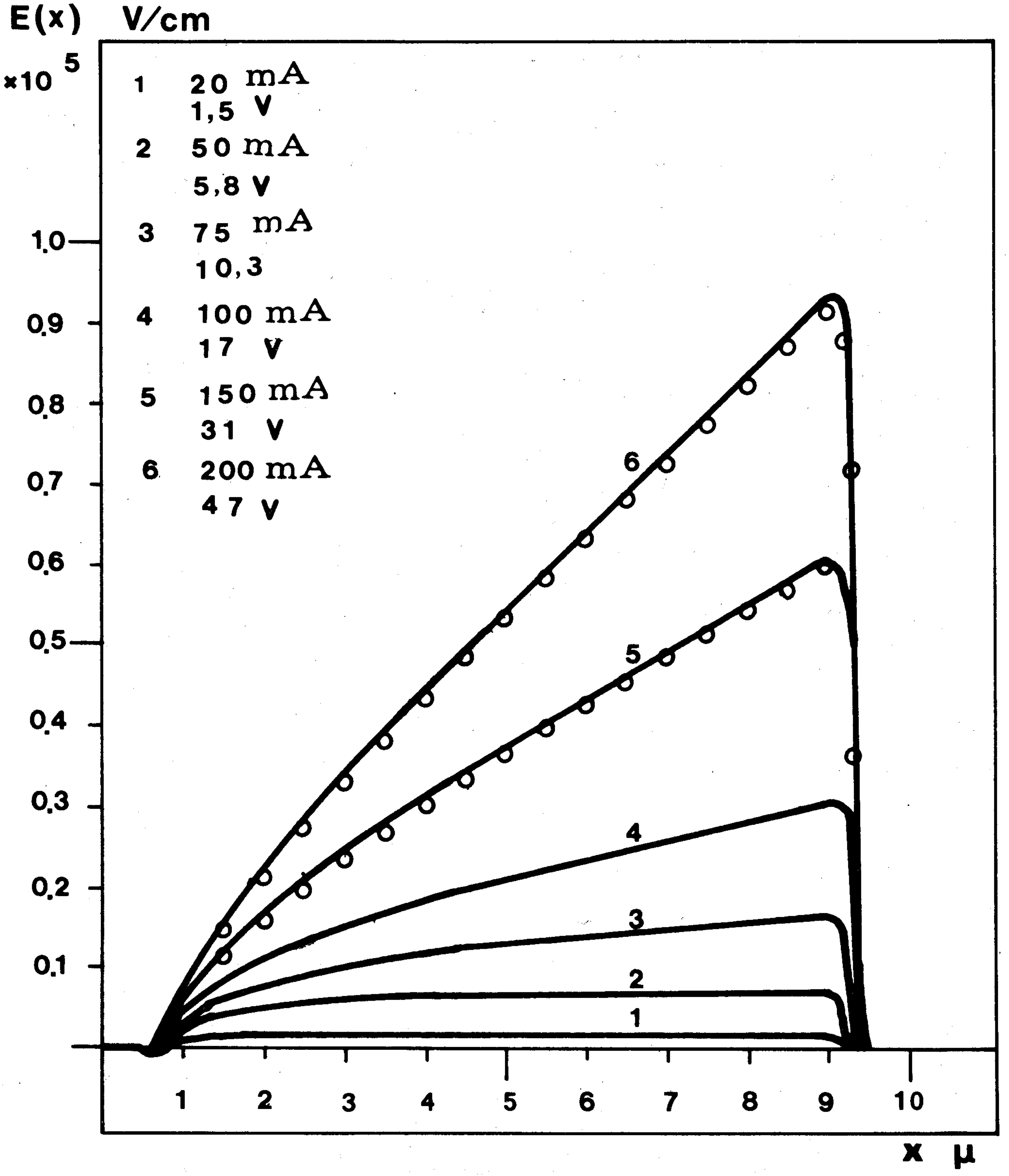


FIG. III_7

CARTE DE CHAMP

Influence de la diffusion ○ $D = D_o = 35\ cm^2/s$
— D = D (Canali)

BUS LILLE

. la carte des densités de porteurs libres; Fig III_8 nx

. l'impédance différentielle de l'échantillon; Fig. III_9 $Z(\omega)$.

La fig III_{10} compare les caractéristiques courant-tension théorique et expérimentale. L'accord entre les deux résultats montre que le modèle théorique utilisé décrit bien la réalité.

Par ailleurs, les paramètres $E_o(x)$, $n(x)$ et $Z(\omega)$ devant être utilisés pour le calcul du bruit, nous avons étudié l'inflence de la diffusion sur eux. Les FIG. III_6, III_7, III_8, III_9 montrent que ces différents paramètres varient peu avec le coefficient de diffusion.

Ces résultats sont très intéressants dans la mesure où ils semblent montrer que si le bruit dépend de la diffusion, il en dépend principalement par le terme $D(E)$ qui apparait dans l'expression de $T_n(E)$ (III_7), ce qui parait légitimer nombre d'études de bruit qui négligent la diffusion pour les calculs d'impédance.

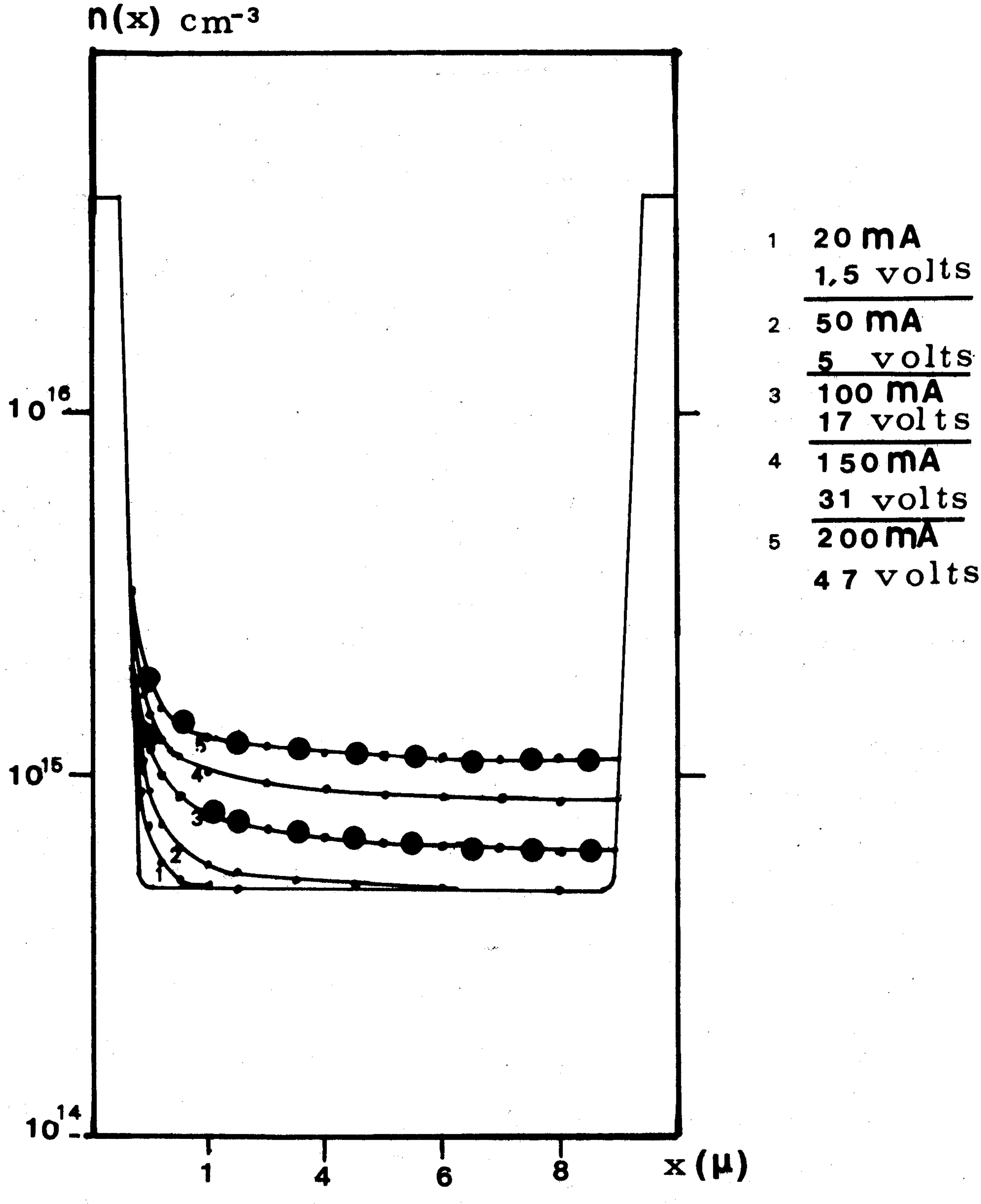


FIG. III_8

CARTE DES DENSITES DE PORTEURS

Influence de la diffusion

○ $D = D_o = 35\ cm^2/s$

● D = D (Canali)

BUS LILLE

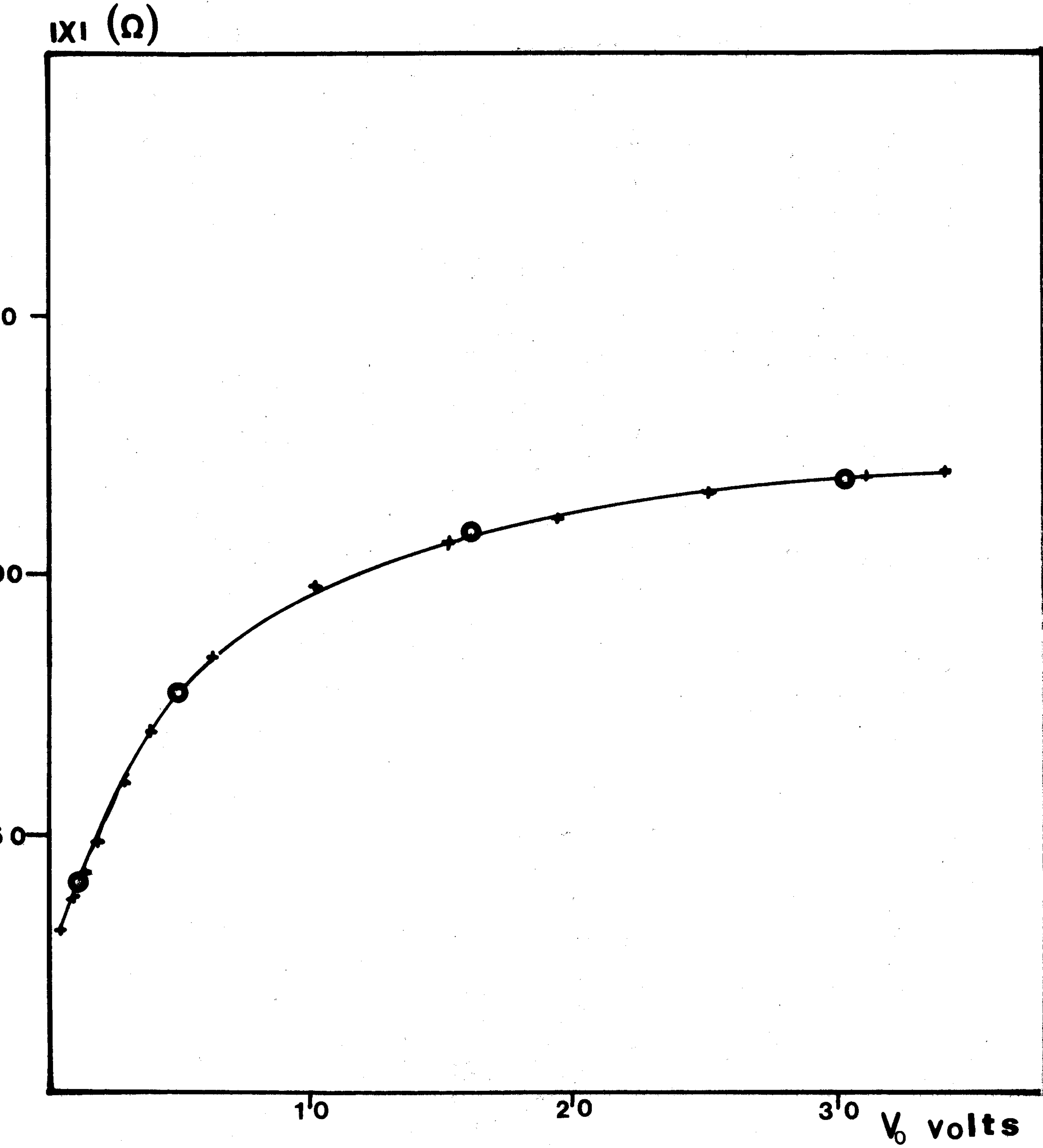


FIG. $III_{9\ b}$

PARTIE IMAGINAIRE DE L'IMPEDANCE DU DISPOSITIF

Influence de la diffusion

- O $D = D_o = 35\ cm^2/s$
- + $D = D$ (Canali)

BUS LILLE

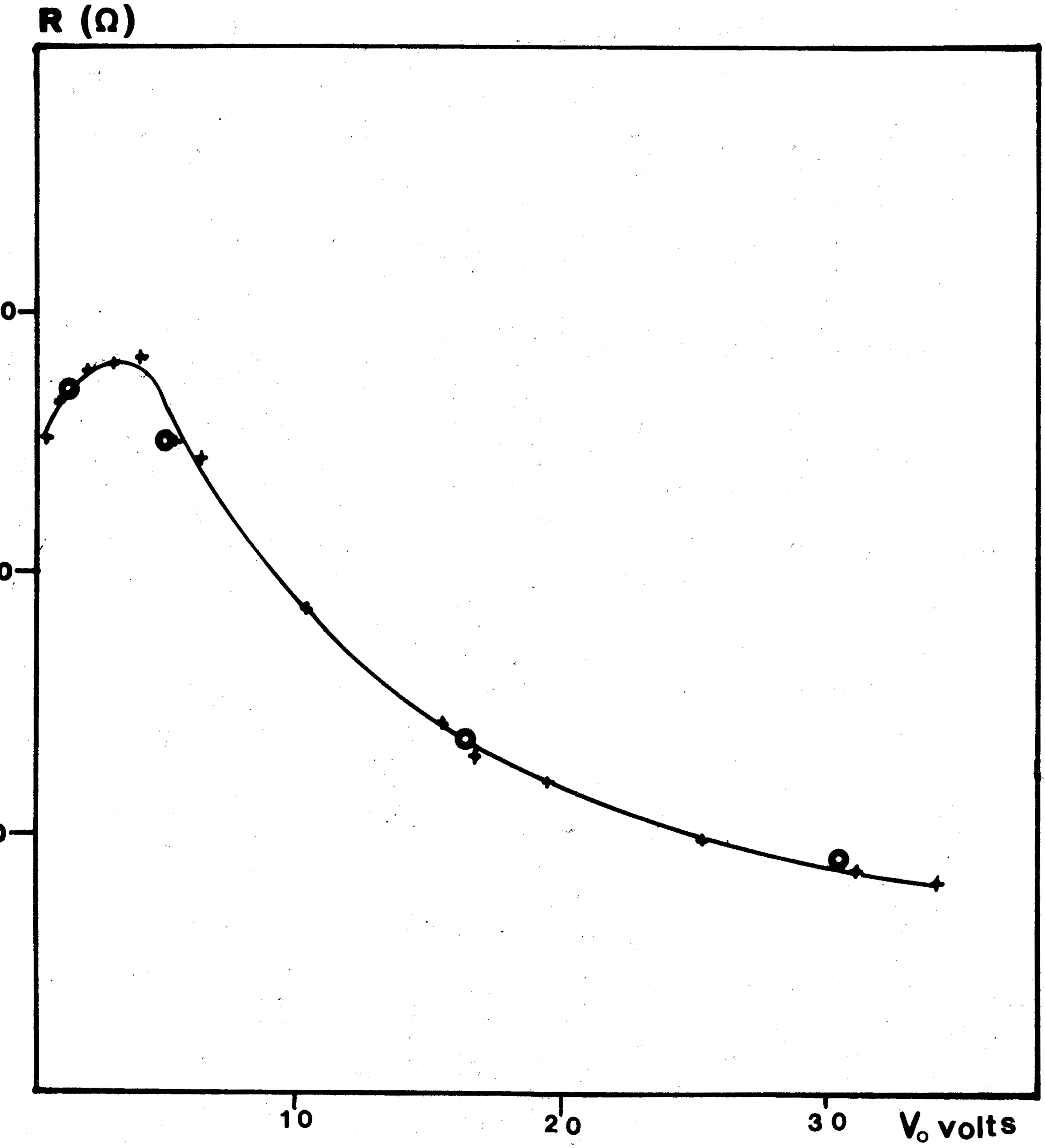


FIG. $III_{9\ a}$

PARTIE REELLE DE L'IMPEDANCE DU DISPOSITIF

o $D = D_0 = 35\ cm^2/s$

Influence de la diffusion

+ $D = D$ (Canali)

BUS LILLE

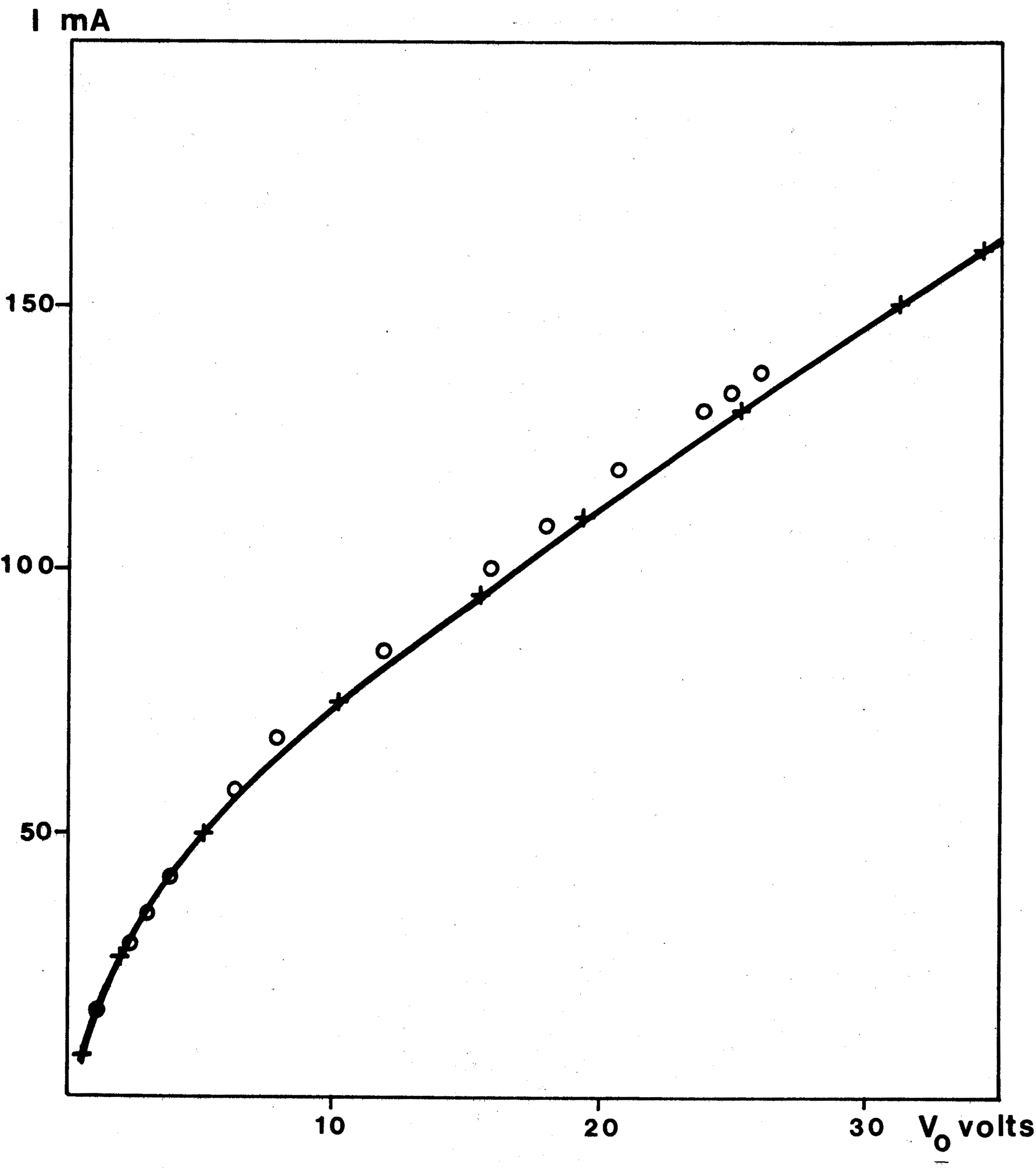


FIG. III_{10}

CARACTERISTIQUES COURANT-TENSION

O Expérimental

+ Numérique

BUS LILLE

III.4. DETERMINATION DU COEFFICIENT DE DIFFUSION

Cette étude se limite aux résultats à la température ambiante sur des épitaxies planar. Dans un premier temps, le champ électrique est supposé uniforme. En deuxième lieu on aborde le cas général des champs non uniformes. On fait ensuite une ananlyse critique de la méthode numérique utilisée dans ce dernier cas.

III.4.1. Etude dans l'hypothèse d'un champ uniforme

Dans ce cas le champ électrique dans le dispositif est donné par le rapport $V_{o/L}$: où V_o est la tension appliquée et L la longueur de la zone active ; $D_{//}(E_o)$ est donné par la relation II_{12} |2,3|

$$D_{//}(E_o) = \frac{kT_{//}(E_o)}{q} \mu_d(E_o)$$

où

$$\mu_d(E_o) = \frac{dV_d(E_o)}{dE_o}$$

Nous prenons pour $V_d(E_o)$ l'expression III_{20}. La figure III_{11} présente nos résultats concernant $D_{//}(E_o)$ obtenus à partir des relations précédentes ainsi que ceux de Rolland |3| et de Canali |6|

On note un excellent accord entre ces résultats lorsque le champ est inférieur à 20 KV/cm. Au delà apparait une divergence qui semble croitre avec le champ.Ceci peut s'expliquer par le fait qu'au delà de certaines valeurs de tension appliquée, l'hypothèse de champ uniforme ne correspond plus à la réalité (FIG III_7). Dans le cas présent,ces valeurs ne dépassent guère 10 à 13 volts, ce qui correspond pratiquement à des champs voisins de 20 KV/cm.

III.4.2. Etude générale valable en régime de champ non uniforme

Quand le champ n'est pas uniforme la relation II_{12} ne s'applique plus; $D_{//}(E_o)$ et $T_{//}(E_o)$ sont reliés par l'équation intégrale III_7. On est alors amené à utiliser la méthode numérique décrite en III.2.4.3., en décomposant l'échantillon en cent tranches d'égale épaisseur. On procéde de la façon suivante : on se donne

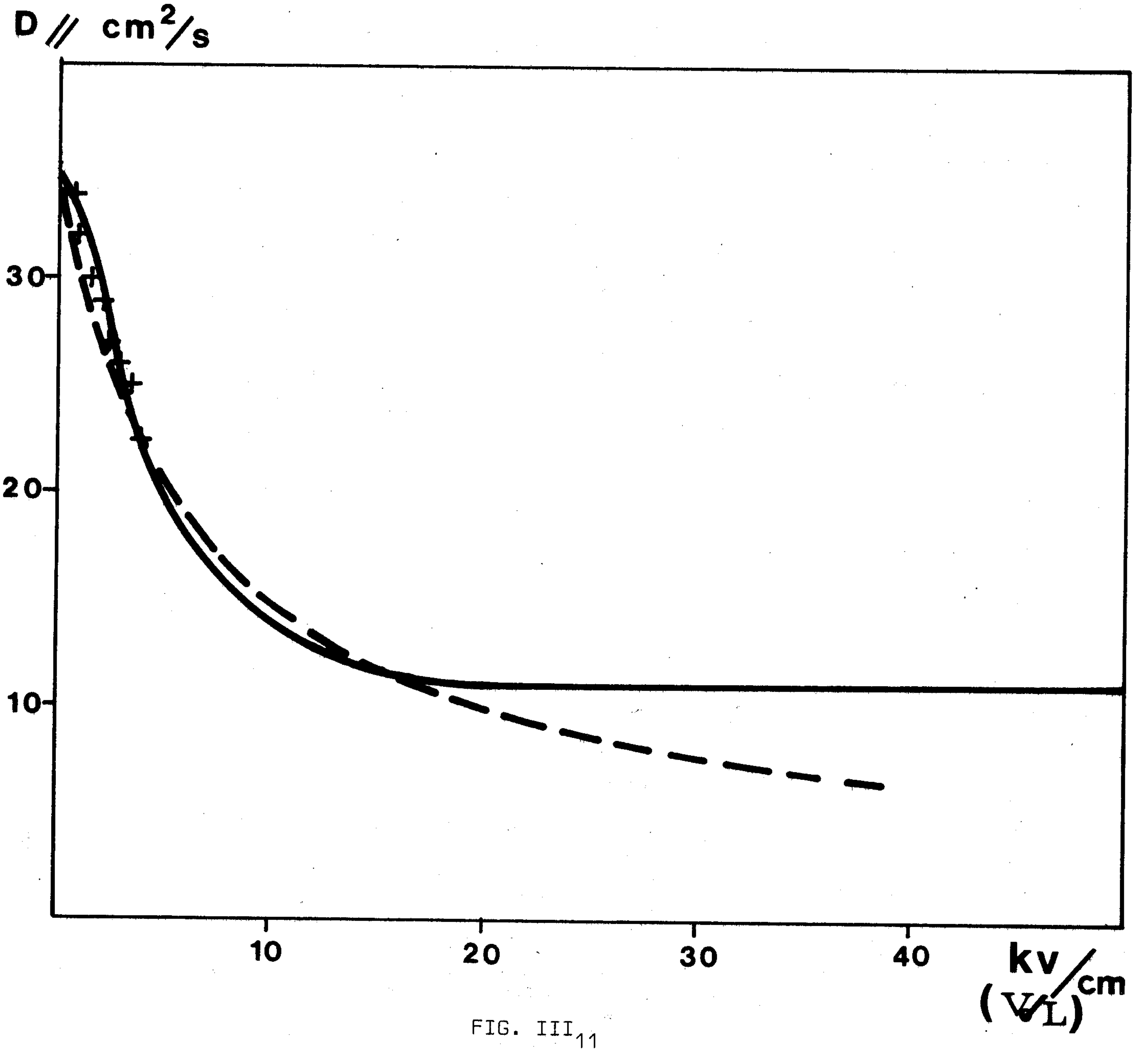


FIG. III$_{11}$

COEFFICIENT DE DIFFUSION FONCTION DE V_o/L

— — —	Présent Travail	Mesure de bruit
+	Rolland	Relation d'Einstein modifiée
———	Canali	Technique du temps de vol

BUS LILLE

différentes lois de variation du coefficient de diffusion avec le champ électrique et on calcule $T_{//}(V_o)$ pour une tension donnée à partir de III_{17} et III_{18}. ce résultat est comparé aux résultats expérimentaux.

On opère avec les trois lois suivantes (fig III_{12})

1) $D_{//}(E_o) = D_o = 35\ cm^2/s$

2) $D_{//}(E_o) = \dfrac{D_o}{1+\mu_o(E_o/V_s)}$ avec $\mu_o = 1385$, $V_s = 10^7$ cm/s

3) $D_{//}(E_o)$ donné par Canali |6|

La figure III_{13} donne les résultats obtenus.

Il apparait que :

- la température de bruit est un paramètre particulièrement sensible au coefficient de diffusion

- la loi $D_{//}(E_o) = \dfrac{D_o}{1+\mu_o(E_o/V_s)}$

approxime bien la variation du coefficient de diffusion pour des champs atteignant 20 KV/cm

- dans la limite des tensions appliquées, nos résultats confirment la loi de diffusion établie par Canali |6|.

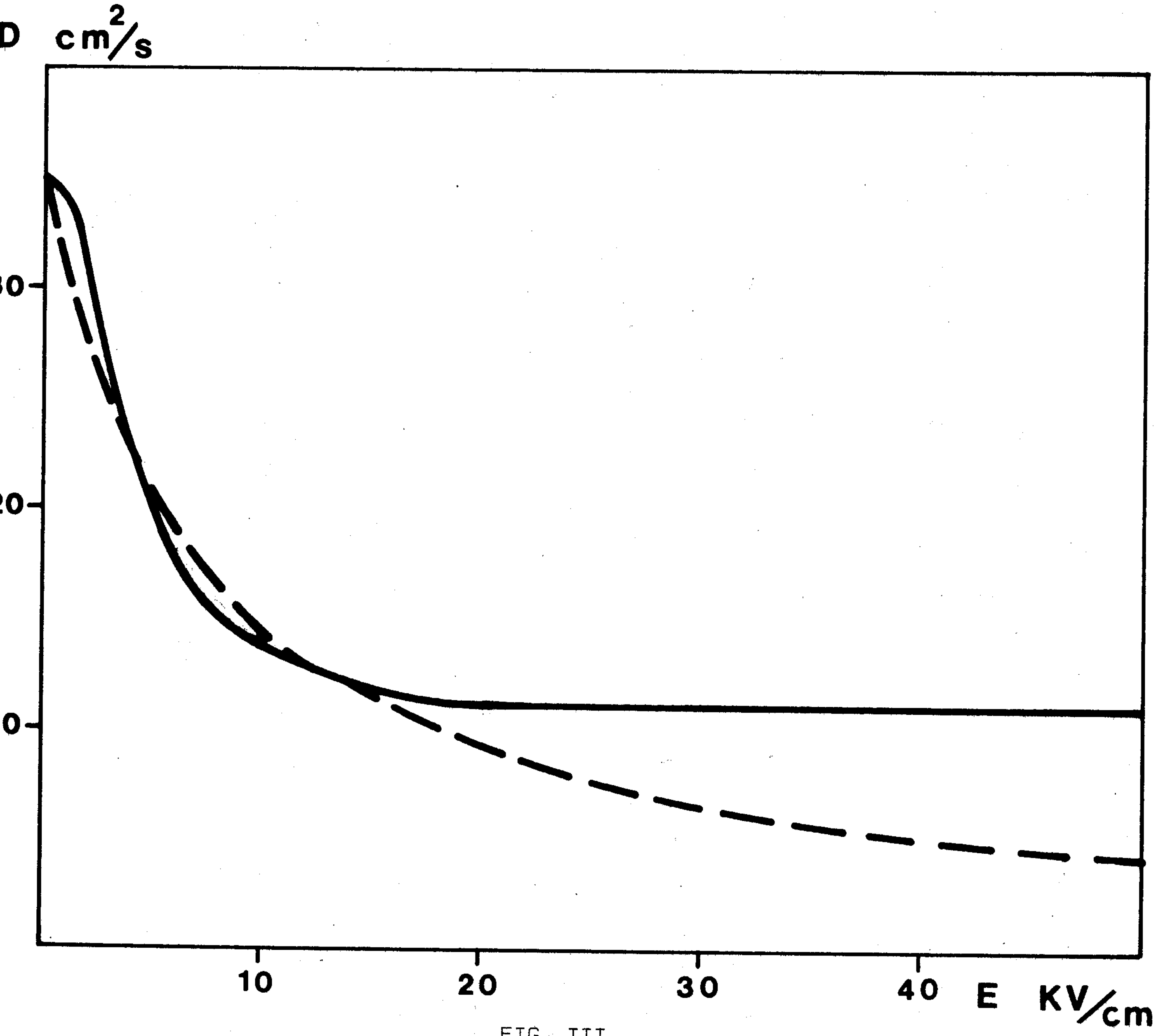


FIG. III$_{12}$

LOIS DE VARIATION DE $D_{//}(E)$ UTILISEES POUR CALCUL NUMERIQUE

— — — $D(E_o) = D_o / (1 + \mu_o E_o / v_s)$

——— $D(E_o)$ = D Canali

BUS LILLE

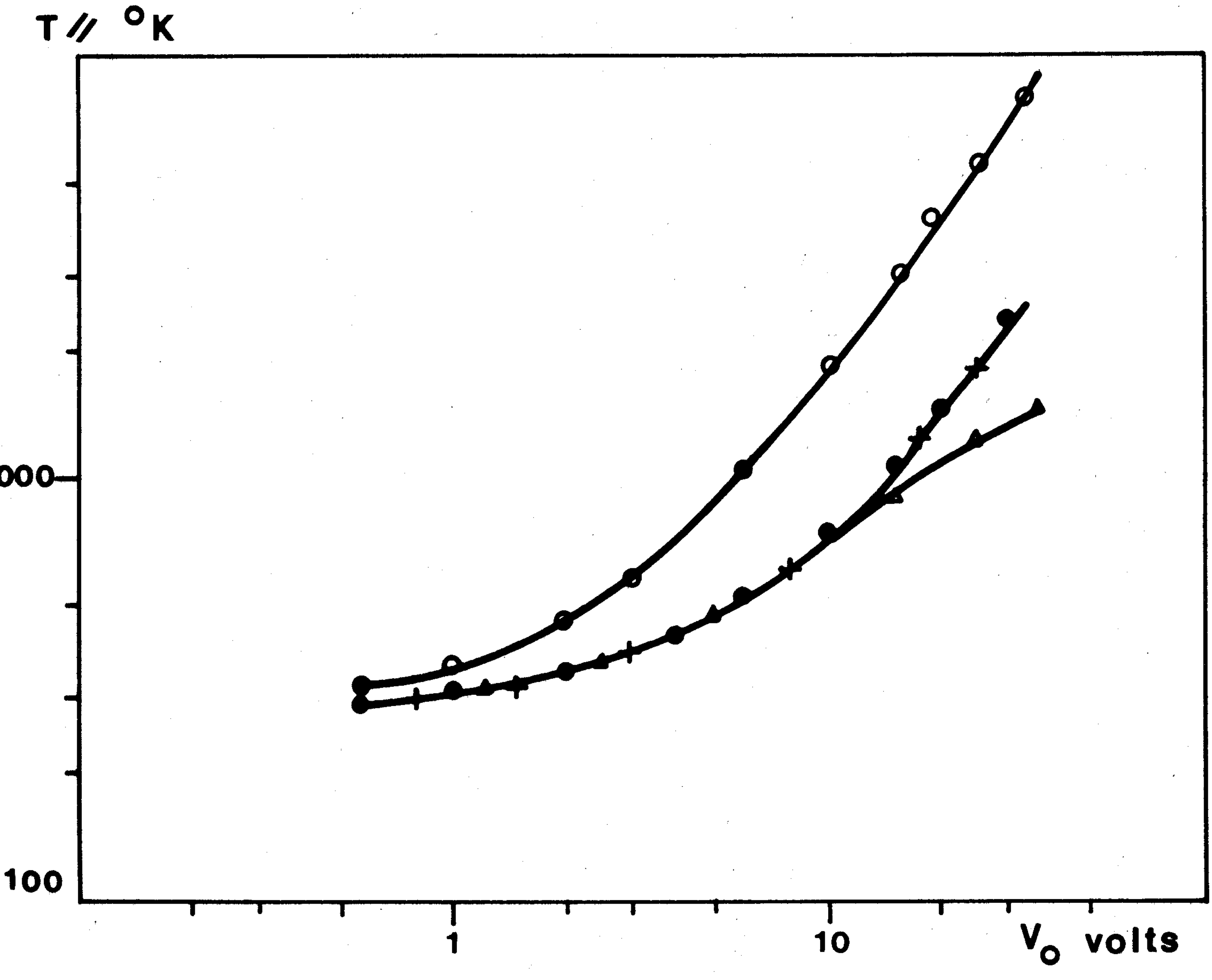


FIG. III_{13}

TEMPERATURE DE BRUIT FONCTION DES TENSIONS APPLIQUEES

Calculée numériquement à partir de

- ○ $D(E_o) = 35\ cm^2/s$
- ● $D(E_o)$ = D Canali
- ▲ $D(E_o) = D_o / (1 + \mu_o E_o / v_s)$

✚ Résultats expérimentaux

BUS LILLE

III.4.3. Critique de la méthode numérique

L'étude numérique dont nous venons de donner les résultats tient imparfaitement compte des effets relatifs au temps de transit. En cela, elle ignore l'influence de ces effets sur la variation en fréquence de l'impédance différentielle, et donc de la température de bruit calculée. Cette approximation se justifie cependant en remarquant qu'aux tensions de polarisation atteintes, la mobilité différentielle demeurant non nulle, les effets de temps de transit restent fortement amortis. En conséquence notre méthode numérique donne des résultats satisfaisants.

En effet, l'impédance que nous calculons est analogue à celle que donne le programme numérique général (fig III_{14a}, III_{14b}) la conductance de l'échantillon varie peu aux fréquences où nous opérons et pour les tensions atteintes (fig III_{15}), la température de bruit expérimentale ne semble pas dépendre de la fréquence (figII_{28})

Cependant, une étude approfondie du bruit dans nos dispositifs, en particulier à plus forte tension appliquée, nécessiterait la mise en oeuvre d'une méthode numérique complète tenant compte du temps de transit, basée sur le calcul du champ d'impédance et tirant directement le coefficient de diffusion du bruit mesuré. En effet, l'autre limitation de notre méthode de calcul est la nécessité d'une loi de variation du coefficient de diffusion que l'on confirme ou infirme en comparant la température de bruit qu'elle permet d'obtenir aux résultats expérimentaux.

Aux températures de réseau et champs où cette loi est inexistante, il serait intéressant de mettre au point un processus itératif donnant le coefficient de diffusion à partir de nos résultats expérimentaux.

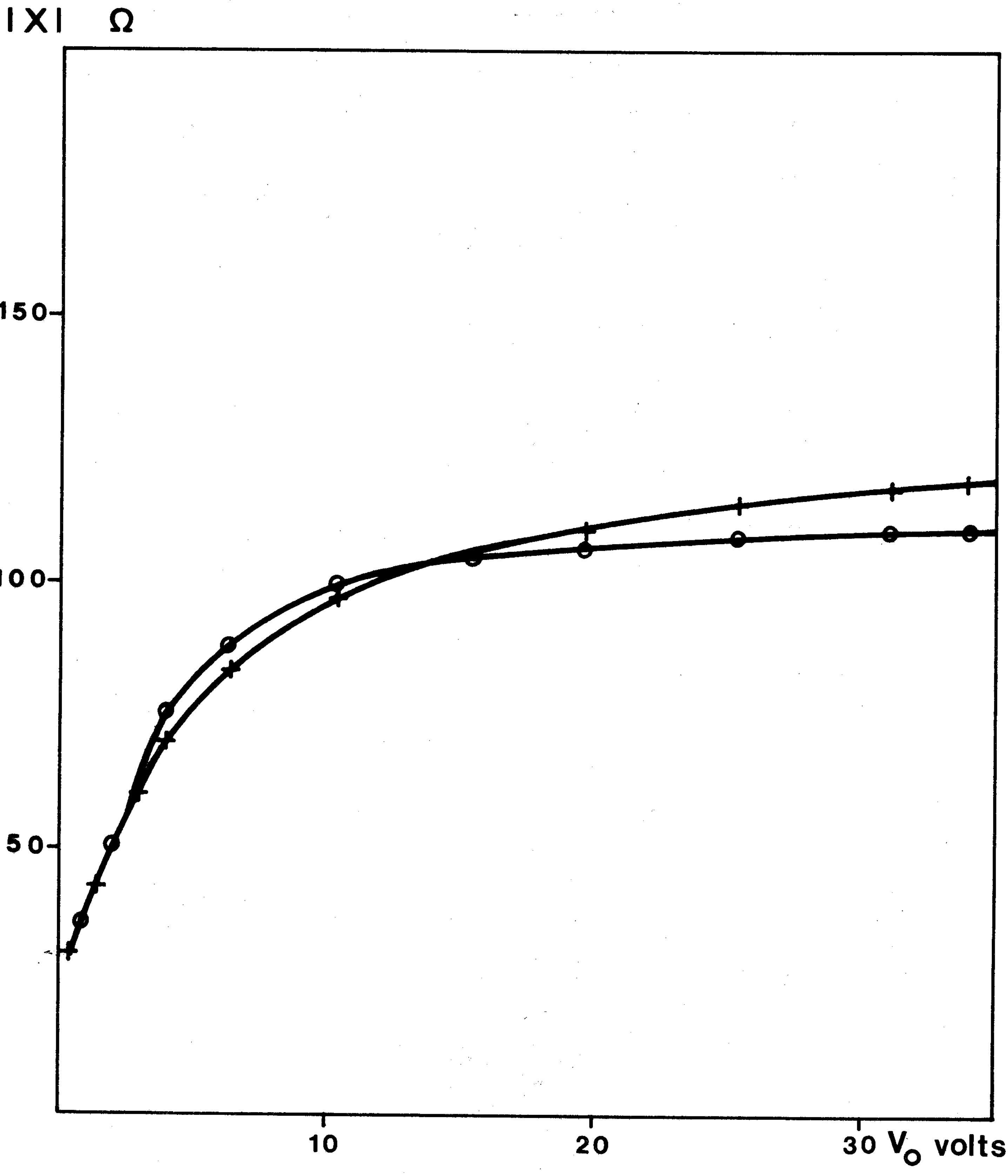


FIG III $_{14\ b}$

PARTIE IMAGINAIRE DE L'IMPEDANCE DU DISPOSITIF

o Notre méthode
+ méthode numérique générale

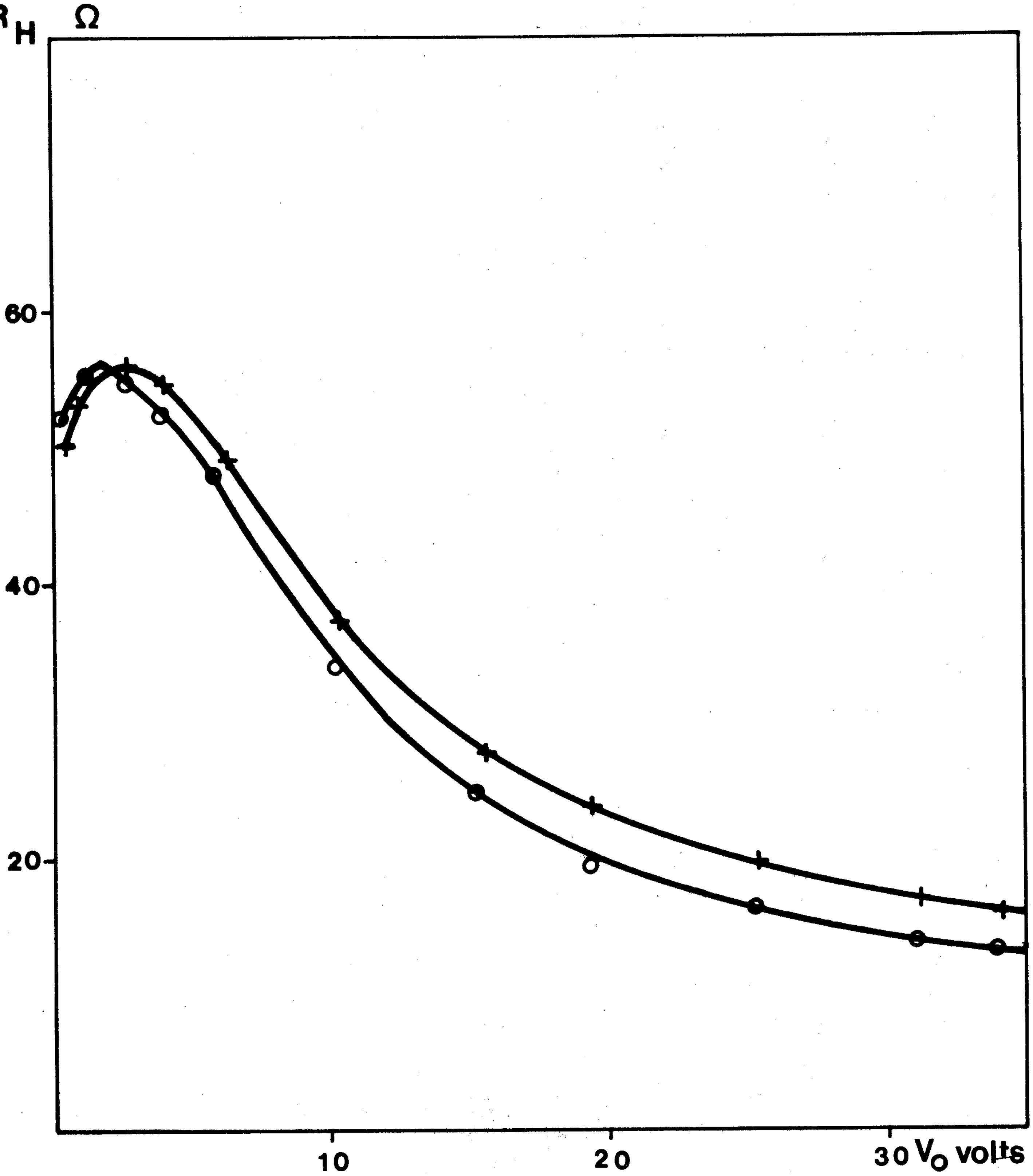


FIG. $III_{14\ a}$

BUS LILLE

PARTIE REELLE DE L'IMPEDANCE DU DISPOSITIF

O Notre méthode

+ Méthode numérique générale

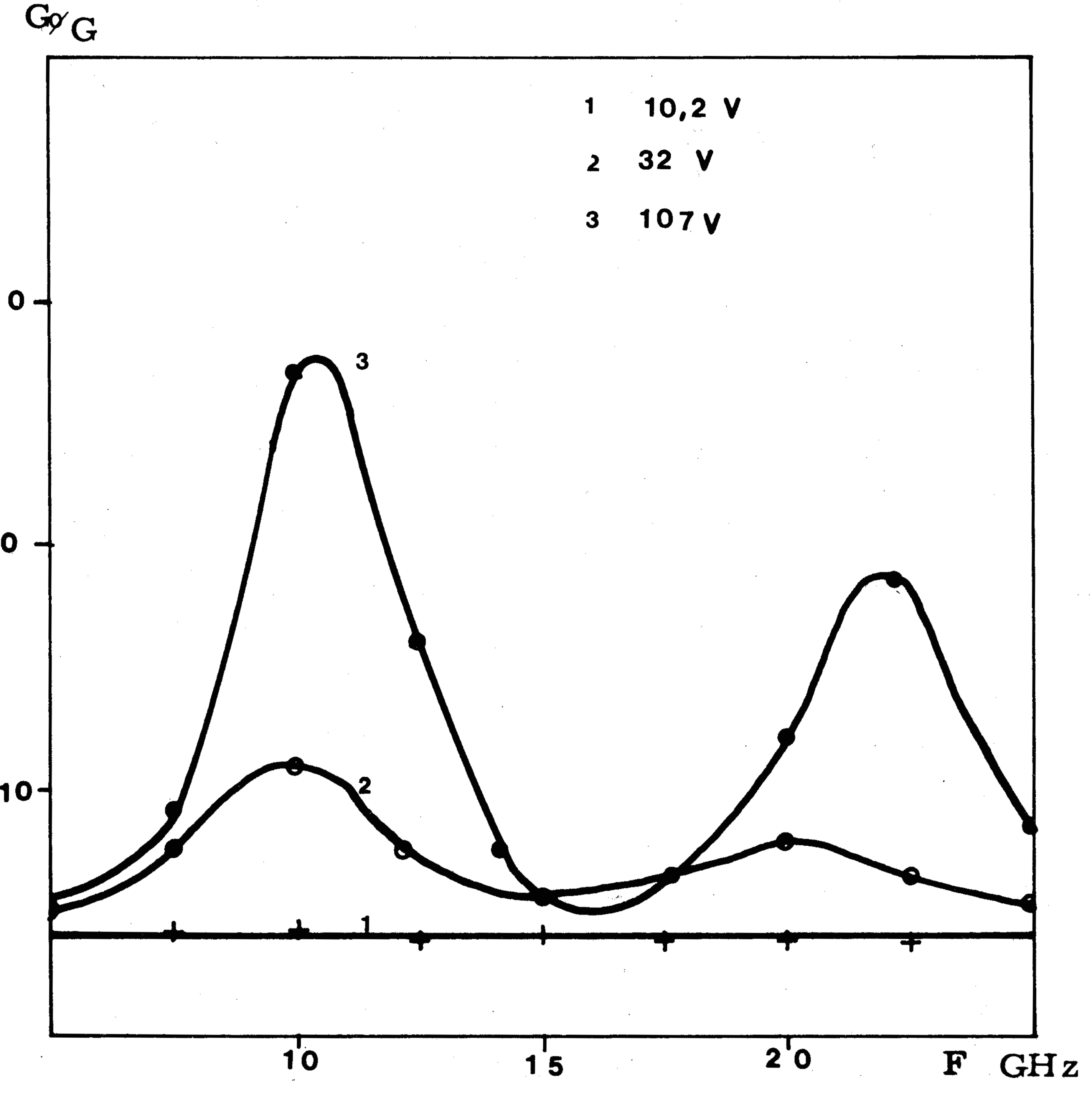


FIG. III_{15}

VARIATION DE LA CONDUCTANCE EN FONCTION DE LA FREQUENCE
A DIFFERENTES TENSIONS APPLIQUEES

BUS LILLE

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons décrit la méthode du champ d'impédance qui permet d'exprimer la température de bruit en fonction du coefficient de diffusion et d'autres paramètres caractéristiques du semiconducteur. Nous en avons déduit une méthode simplifiée qui donne des résultats satisfaisants dans le cas considéré. Elle a permis en particulier de confirmer la loi de variation du coefficient de diffusion donnée par Canali |6| à la température ambiante.

Une analyse critique de cette méthode nous a montré que pour une étude approfondie de la diffusion des porteurs chauds (à forte tension appliquée, en fréquence...) il serait intéressant de mettre en oeuvre une méthode numérique complète qui tient compte du temps de transit et tire $D_{//}(E_o)$ directement de nos résultats expérimentaux.

CONCLUSION

Le travail présenté est une contribution à l'étude de la diffusion des porteurs en champ électrique fort dans le silicium N.

Nous avons établi dans la première partie que si le temps de mesure est très grand devant le temps de corrélation des fluctuations de vitesse (τ_u), la fréquence de travail très petite devant $1/\tau_u$, les coefficients de diffusion déduits des techniques du temps de vol et de mesure de bruit de diffusion sont identiques. Un bilan critique nous a montré que les mesures de bruit appliquées à la détermination du coefficient de diffusion sont inexistantes au-delà 4 KV/cm.

Nous avons réalisé un banc radiomètrique en bande X destiné à mesurer la température de bruit d'échantillons semiconducteurs en régime de porteurs chauds. Ce dispositif nous a permis d'obtenir un certain nombre de résultats expérimentaux sur divers types de composants ayant des géométries et des concentrations en impuretés différentes. On a travaillé en fonction de la température de réseau (80 à 370°K) et de la fréquence (8 à 11 GHz).

Les résultats à 300°K sur des épitaxies planar ont été utilisés pour déterminer le coefficient de diffusion longitudinal. La relation d'Einstein modifiée nous a permis de retrouver les résultats de Canali |6| jusqu'à des champs de 20 KV/cm soit dans notre cas pour des tensions de l'ordre de 13 volts. Au delà, les effets d'injection créent une forte inhomogénéité dans la densité des porteurs, entrainant la non uniformité du champ électrique dans le dispositif.

Une méthode numérique a été mise au point pour ces cas. Elle utilise certains résultats d'un programme général réalisé au laboratoire pour résoudre l'équation de transports des charges dans un modèle semiconducteur à une dimension. On a pu de la sorte confirmer la loi de variation du coefficient de diffusion obtenue par Canali |6| avec la technique du temps de vol.

Nous montrons par ailleurs que cette méthode approchée (car négligeant les effets de transit) est justifiée dans le domaine des tensions exploré et aux fréquences où nous travaillons.

Pour l'étude expérimentale complète que nous envisageons (à d'autres fréquences, à plus forte tension appliquée de même qu'en température) un calcul numérique plus rigoureux utilisant les résultats de la méthode du champ d'impédance décrite dans ce travail est en cours de réalisation.

Par ailleurs, dans le cadre de l'étude des phénomènes de transport dans le silicium entreprise au laboratoire, une méthode différente de connaissance des phénomènes de diffusion, basée sur la simulation numérique du comportement des porteurs dans le semiconducteur est sur le point d'aboutir. Ces informations vont être utilisées par d'autres chercheurs du laboratoire chargés de la modélisation des composants semiconducteurs (diodes ATT, limiteurs à effet de volume).

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

|0| <u>VAPAILLE</u> *"Physique des dispositifs à semiconducteurs" Electronique du Silicium homogène Masson et Cie*

|1| <u>BAREIKIS et ALL</u> *Conf. Internal. Phys. Semicond. Moscou 1968 P 760-764*

|2| <u>NOUGIER</u> *Thèse d'Etat Montpellier 1972*

|3| <u>ROLLAND</u> *Thèse d'Etat Montpellier 1974*

|4| <u>SIGMON et GIBBONS</u> *Applied Physics Letters Vol 15, 15 nov 1969 P 321.*

|5| <u>PERSKY et BARTELINK</u>
- Applied Physics Letter Vol 16, N° 5 March 1970 P. 191
- J.A.P. Vol 42 N°11 Oct 1971 P. 4414

|6| <u>CANALI et ALL</u> *Applied Physics Letters Vol 27, N° 5 Sept 1975 P. 278*

|7| <u>RUCH et KINO</u> *Physical Revew 15 oct 1968, Vol 174 N°3 P. 921*

|8| <u>HAYNES et SCHOCKLEY</u> *Phys. Rev. 81, 1951 P. 835*

|9| <u>OKAMOTO et ALL</u> *J.A.P. Vol 36 N° 12 Dec 1965-66 P. 3716*

|10| <u>VANDERZIEL</u> *Proceding of IEEE 58,8, Aout 1970 P. 1178*

|11| <u>NOUGIER et ROLLAND</u> *Solid State Electronics 1973, Vol 16 P. 1399*

|12| <u>W. SCHOCKLEY, John A. COPELAND, R.P. JAMES</u> *Quantum Theory of atoms, molecules and the solid state (Academie press 1966)*

|13| <u>BAECHTOLD</u> *IEEE TED Dec 1971 P.1186*

|14| <u>ERLBACH et GUN</u> *Physical Rev. April 1962 Vol 8 N° 7 P. 280*

|15| **BRYANT** *Bull. of American Phys. Soci. 9,62 (1964)*

|16| **HART** *Canadian Journal of Physics Vol 48 1970 P. 531*

|17| **NICOLLET et ALL** *Solid State Electronics 1971 Vol 14 P. 667*

|18| **POZHELA et ALL** *Soviet Physics semiconductor Vol 2 N° 4 oct 1968 P. 503*

|19| **CANALI et ALL** *J. Phy. Chem. Sol. N° 32 PP 1707 1971*

|20a| **A. CHADELAS** *"Mémoire CNAM" présenté à Lille en 1968*

|20b| **DICKE** *Rev. of Scient. Instrument, Juillet 1964 pp 268 à 275*

|21| **R.H. MATTSO and VAN DER ZIEL** *J.A.P. Vol 24 N° 2 Fév 1953*

|22| **VAN DER ZIEL** *"Noise, sources, caracterisation and measurements" Prentice Hall Electrical Engineering Series*

|23| **BONFILS** *D.E.A. Faculté des Sciences et Techniques Lille*

|24| **F. MALOBERTI, V. SVELTO** *Alta frequenza Vol XL N 8 Agosto 1971*

|25| **BOITTIAUX** *Thèse d'Etat à paraître*

|26| **CANALI, MAJNI, MINDER, OTTAVIANI** *IEEE Transactions on Electron devices Novembre 1975*

|27| **BENGT, KÄLLBÄCK** *Electronics Letters 21 sept. 1956 Vol 8 N°19*

|28| **NOUGIER** *Cours D.E.A. " Signaux et bruit " Université des Sciences et Techniques de Montpellier*

|29| **BECQUELIN** *Thèse 3e cycle à paraître*

TABLE DES MATIERES

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE
Section de SCIENCES
LILLE