N° d'ordre

UNIVERSITE DES SCIENCES

ET TECHNIQUES DE LILLE

CENTRE DE 3e CYCLE D'ELECTRONIQUE

THESE DE 3e CYCLE

Sur le bruit associé au transfert de charges dans les structures Métal-Isolant-Métal

Membres du Jury :	M. CONSTANT	Président
	M. RACZY	Rapporteur
	M. MONTEL	Examinateur

Présentée à Lille, le 3 Mars 1972

par

Yves M. BRUN

Ingénieur I.S.E.N.

UNIVERSITE DES SCIENCES
ET TECHNIQUES DE LILLE.

DOYENS HONORAIRES

MM. H. LEFEBVRE, PARREAU

PROFESSEURS HONORAIRES

M. ARNOULT, Mme BEAUJEU, MM. BEGHIN, BROCHARD, CAU, CHAPPELON, CHAUDRON, CORDONNIER, DEHEUVELS, DEHORNE, DEHORS, FAUVEL, FLEURY, P. GERMAIN, HEIM DE BALSAC, HOCQUETTE, KAMPE DE FERIET, KOURGANOFF, LAMOTTE, LELONG, Mme LELONG, MM. LIEBAERT, MARTINOT-LAGARDE, MAZET, MICHEL, NORMANT, PARISELLE, PASCAL, PAUTHENIER, PEREZ, ROIG, ROSEAU, ROUBINE, ROUELLE, WIEMAN, ZAMANSKY.

PROFESSEURS TITULAIRES

M. ANGRAND Jean Pierre	Géographie et Aménagement Spatial
M. BACCHUS Pierre	Astronomie et Calcul Numérique
M. BEAUFILS Jean Pierre	Chimie Générale
M. BECART Maurice	I.U.T. Lille
M. BLOCH Vincent	Psychophysiologie
M. BIAYS Pierre	Géographie et aménagement Spatial
M. BONNEMAN Pierre	Chimie Industrielle
M. BONTE Antoine	Géologie Appliquée
M. BOUGHON Pierre	Mathématiques
M. BOURIQUET Robert	Biologie Végétale
M. CAPET Marcel-Francis	Institut de Préparation aux Affaires
M. CELET Paul	Géologie Générale
M. CONSTANT Eugène	Electronique
M. CORSIN Pierre	Paléobotanique
M. DECUYPER Marcel	Mathématiques
M. DEDECKER Paul	Mathématiques
M. DEFRETIN René	Biologie Animale - Directeur de l'Institut de Biologie Maritime de Wimereux
M. DELATTRE Charles	Géologie Générale

M. DURCHON Maurice	Biologie Animale
M. FLATRES Pierre	Géographie et Aménagement Spatial
M. FOURET René	Physique
M. GABILLARD Robert	Electronique
M. GEHU Jean Marie	Institut Agricole
M. GLACET Charles	Chimie Organique
M. GONTIER Gérard	Mécanique des Fluides
M. GUILLAUME Jean	Biologie Végétale
M. HEUBEL Joseph	Chimie Minérale
Mme LENOBLE Jacqueline	Physique
M. MONTREUIL Jean	Chimie Biologique
M. POUZET Pierre	I.U.T. Lille
Mme SCHWARTZ Marie Hélène	Mathématiques
M. TILLIEU Jacques	Physique
M. TRIDOT Gabriel	Chimie Minérale Appliquée
M. VIDAL Pierre	Automatique
M. VIVIER Emile	Biologie Animale
M. WATERLOT Gérard	Géologie et Minéralogie
M. WERTHEIMER Raymond	Physique

PROFESSEURS A TITRE PERSONNEL

M. BOUISSET Simon	Physiologie Animale
M. DELHAYE Michel	Chimie Physique et Minérale 1er Cycle
M. LEBRUN André	Electronique
M. LINDER Robert	Biologie Végétale
M. LUCQUIN Michel	Chimie Physique
M. PARREAU Michel	Mathématiques
M. PRUDHOMME Rémy	Sciences Economiques et Sociales
M. SAVARD Jean	Chimie Générale
M. SCHALLER François	Biologie Animale
M. SCHILTZ René	Physique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

M.	BELLET Jean	Physique
M.	BODARD Marcel	Biologie Végétale
M.	BOILLET Pierre	Physique
M.	DERCOURT Jean Michel	Géologie et Minéralogie
M.	DEVRAINNE Pierre	Chimie Minérale
M.	LOMBARD Jacques	Sciences Economiques et Sociales
Mle	MARQUET Simone	Mathématiques
M.	MONTARIOL Frédéric	Chimie Minérale Appliquée
M.	PROUVOST Jean	Géologie et Minéralogie
M.	VAILLANT Jean	Mathématiques

MAITRES DE CONFERENCES (et chargés des fonctions)

M.	ADAM Michel	Sciences Economiques et Sociales
M.	ANDRE Charles	Sciences Economiques et Sociales
M.	AUBIN Thierry	Mathématiques Pures
M.	BEGUIN Paul	Mécanique des Fluides
M.	BILLARD Jean	Physique
M.	BKOUCHE Rudolphe	Mathématiques
M.	BOILLY Bénoni	Biologie Animale
M.	BONNEMAIN Jean Louis	Biologie Végétale
M.	BONNOT Ernest	Biologie Végétale
M.	BRIDOUX Michel	I.U.T. Bethune
M.	BRUYELLE Pierre	Géographie et Aménagement Spatial
M.	CAPURON Alfred	Biologie Animale
M.	CARREZ Christian	Calcul Numérique
M.	CHOQUET Marcel	I.U.T. Lille
M.	CORDONNIER Vincent	Calcul Numérique
M.	CORTOIS Jean	Physique
M.	COULON Jean Paul	Electrotechnique
M.	DEBRABANT Pierre	Sciences Appliquées
M.	ESCAIG Bertrand	Physique
Mme	EVRARD Micheline	I.U.T. Lille
M.	FAIDHERBE Jacques	Biologie Animale
M.	FONTAINE Jacques	I.U.T. Lille

M. FROELICH Daniel	Sciences Appliquées
M. GAMBLIN André	Géographie et Aménagement Spatial
M. GOBLOT Rémi	Mathématiques
M. GOSSELIN Gabriel	Sciences Economiques et Sociales
M. GOUDMAND Pierre	Chimie Physique
M. GRANELLE	Sciences Economiques et Sociales
M. GRUSON Laurent	Mathématiques
M. GUILBAULT Pierre	Physiologie Animale
M. HERMAN Maurice	Physique
M. HUARD DE LA MARRE Pierre	Calcul Numérique
M. JOLY Robert	Biologie (Amiens)
M. JOURNEL Gérard	Sciences Appliquées
Mle KOSMANN Yvette	Mathématiques
M. LABLACHE-COMBIER Alain	Chimie Générale
M. LACOSTE Louis	Biologie Végétale
M. LANDAIS Jean	Chimie Organique
M. LAURENT François	Automatique
M. LAVAGNE Pierre	Sciences Economiques et Sociales
Mle LEGRAND Solange	Mathématiques
M. LEHMANN Daniel	Mathématiques
Mme LEHMANN Josiane	Mathématiques
M. LENTACKER Firmin	Géographie et Aménagement Spatial
M. LEROY Jean Marie	E.N.S.C.L.
M. LEROY Yves	I.U.T. Lille
M. LHENAFF René	Géographie et Aménagement Spatial
M. LOCQUENEUX Robert	Physique
M. LOUAGE Francis	Sciences Appliquées
M. LOUCHEUX Claude	Chimie Physique
M. MAES Serge	Physique
Mme MAILLET Monique	Sciences Economiques et Sociales
M. MAIZIERES Christian	Automatique
M. MALAUSSENA Jean Louis	Sciences Economiques et Sociales
M. MESSELYN Jean	Physique
M. MIGEON Michel	Sciences Appliquées
M. MONTEL Marc	Physique
M. MONTUELLE Bernard	I.U.T. Lille
M. MUSSCHE Guy	Sciences Economiques et Sociales

M. NICOLE Jacques	E.N.S.C.L.
M. OUZIAUX Roger	Sciences Appliquées
M. PANET Marius	Electrotechnique
M. PAQUET Jacques	Sciences Appliquées
M. PARSY Fernand	Mécanique des Fluides
M. PONSOLLE Louis	Chimie (Valenciennes)
M. POVY Jean Claude	Sciences Appliquées
M. RACZY Ladislas	Radioélectricité
Mme RENVERSEZ Françoise	Sciences Economiques et Sociales
M. ROUSSEAU Jean Paul	Physiologie Animale
M. ROYNETTE Bernard	Mathématiques
M. SALMER Georges	Electronique
M. SEGUIER Guy	I.U.T. Bethune
M. SIMON Michel	Sciences Economiques et Sociales
M. SMET Pierre	Physique
M. SOMME Jean	Géographie et Aménagement Spatial
M. THOMAS Daniel	Chimie Minérale Appliquée
M. TOULOTTE Jean Marc	Sciences Appliquées
M. TREANTON Jean René	Sciences Economiques et Sociales
M. VANDORPE Bernard	Sciences Appliquées
M. VILETTE Michel	I.U.T. Bethune
M. WATERLOT Michel	Géologie Générale
Mme ZINN JUSTIN Nicole	Mathématiques.

A mes Parents

A Annie et Virginie

Ce travail a été effectué dans le cadre du Centre de Recherche sur les Propriétés Hyperfréquences des Semiconducteurs et des Milieux Condensés de l'Université des Sciences et Techniques de Lille.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur RACZY pour l'aide et les conseils efficaces qu'il n'a cessé de me prodiguer tout au long de ce travail. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je remercie Monsieur le Professeur CONSTANT qui me fait l'honneur de présider mon jury.

J'exprime ma gratitude à Monsieur le Professeur MONTEL qui a bien voulu participer à mon jury.

Je voudrais également remercier mes camarades de laboratoire ainsi que le personnel technique et administratif.

PLAN

INTRODUCTION

La tendance à l'intégration de plus en plus poussée des ensembles électroniques, a suscité l'étude fondamentale des films diélectriques, en vue de leur application aux circuits passifs et actifs. Les travaux effectués ont mis en évidence dans certaines structures Métal-Isolant-Métal (M.I.M.), des phénomènes particulièrement intéressants, tels que le développement d'une conductivité importante sous l'action d'un champ électrique et l'apparition d'une résistance dynamique négative controlée en tension.

L'étude bibliographique montre que malgré les nombreux travaux effectués dans ce domaine, aucune interprétation quantitative totalement satisfaisante n'a été donnée. Ceci est du, d'une part aux difficultés d'ordre technologique (manque de reproductibilité des échantillons), et d'autre part au fait qu'il n'existe pas de théorie de l'état amorphe aussi complète que celle de l'état cristallin.

La caractérisation des structures M.I.M. a, en général, été effectuée par des mesures de permittivité en basse fréquence, ou de conductivité en continu. Nous avons essayé d'aborder le problème de manière différente en étudiant simultanément les phénomènes de bruit et de conductivité en continu.

Dans une première partie, nous rappelons brièvement les résultats publiés, dont nous avons eu connaissance, relatifs aux structures M.I.M. pour lesquelles l'épaisseur d'isolant est supérieure à 100 Angströms, de façon à éliminer l'effet tunnel direct.

Nous décrivons ensuite les systèmes permettant d'effectuer les mesures de densités spectrales du courant de bruit et la fonction d'autocorrélation associée. Les limites d'emploi et l'erreur commise sur les mesures sont précisées.

Dans une troisième partie, après avoir défini le modèle de bandes d'énergies adopté pour l'étude des structures M.I.M., nous donnons les résultats concernant les principaux mécanismes de transfert des charges, susceptibles d'interpréter les phénomènes de conductivité observés. Nous étudions plus particulièrement le passage des électrons par effet tunnel à travers une succession de barrières élémentaires, et nous calculons le bruit associé à ce processus de conduction.

Enfin, dans le dernier chapitre, nous présentons et interprètons les résultats expérimentaux obtenus sur les couches minces de monoxyde de Silicium (SiO) et de fluorure de Magnésium (MgF_2).

CHAPITRE I

L'étude des phénomènes de conduction anormaux dans les structures M.I.M. a été entreprise à partir de 1962 par divers chercheurs (1 à 12). La méthode d'étude habituellement suivie consiste à tracer la caractéristique statique courant-tension.

Sous l'action d'un champ électrique croissant appliqué sur un échantillon vierge placé sous vide, on observe dans un premier temps un phénomène de "formation" qui se traduit macroscopiquement par une augmentation notable de la conductivité. Puis lorsqu'on dépasse un certain seuil il apparait dans la caractéristique courant tension une zone à résistance dynamique négative.

Analysons les particularités de cette caractéristique.

I - Conductivité avant formation

Les échantillons étudiés immédiatement après fabrication présentent généralement, en basse tension, une faible conductivité (densité de courant de l'ordre de 10^{-7} A.cm^{-2} pour des tensions appliquées de 1 volt).

La plupart des auteurs (1, 9) signalent une loi de variation exponentielle du courant avec la tension appliquée :

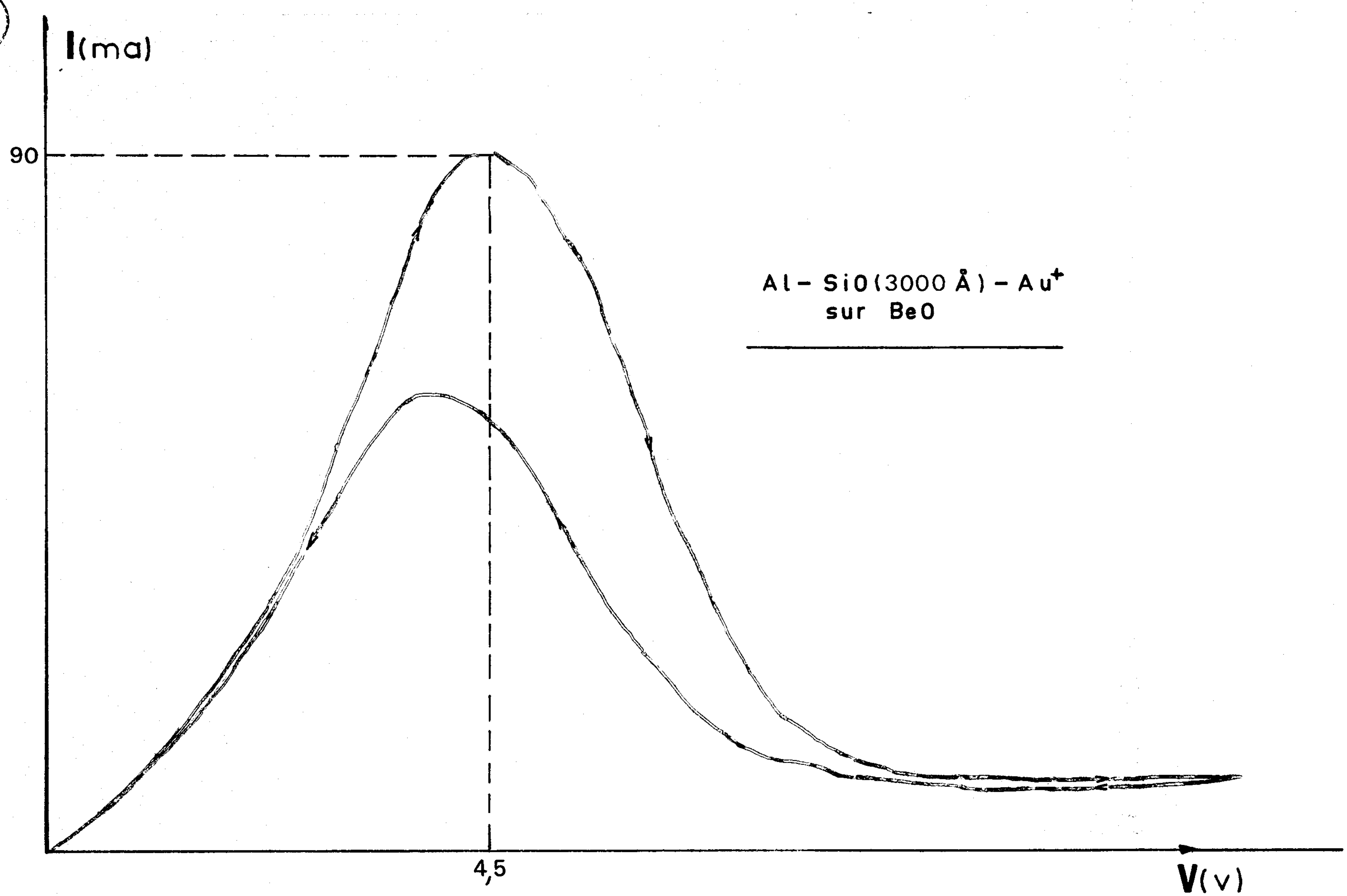
$$I \sim \exp - \frac{\phi_o - \beta V^{1/2}}{k T}$$

Cette loi est caractéristique de l'effet Schottky ou Poole-Frenkel (cf Chap III.I.4). Les énergies d'activation ϕ_o du processus sont comprises entre I,7 eV (4) et 0,4 eV (1 - 7).

II - Formation

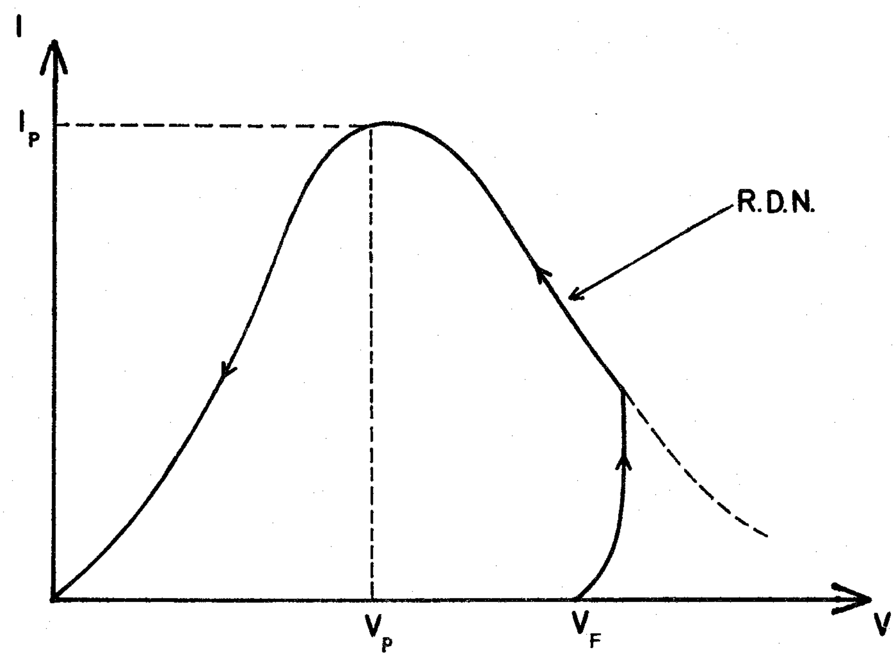
Les échantillons sont placés sous vide (pression inférieure à 10^{-3} torr*) et polarisés. Lorsque la tension appliquée dépasse une certaine valeur V_F, le courant qui traverse la structure augmente rapidement avec le temps. Ce développement de la conductivité est appelé "formation" (Forming process (1)).

* 1 torr = 1 mm de mercure



I(ma)
90
4,5
V(v)
Al - SiO(3000 Å) - Au+
sur BeO

Les caractéristiques (I, V) tracées montrent une zone à résistance dynamique négative controlée en tension (RDN).



La densité de courant crête (I_p), après formation, peut être importante (10A cm^{-2} (8)).

Le phénomène de formation a été étudié de façon détaillée par Hickmott en 1964 (9) et Simmons, Verderber et Eales en 1967 (1). Les résultats que nous avons obtenus par ailleurs (5 - 6) sont en bon accord avec leurs observations.

III - Facteurs exercant une influence sur la formation

1) Tension maximum appliquée

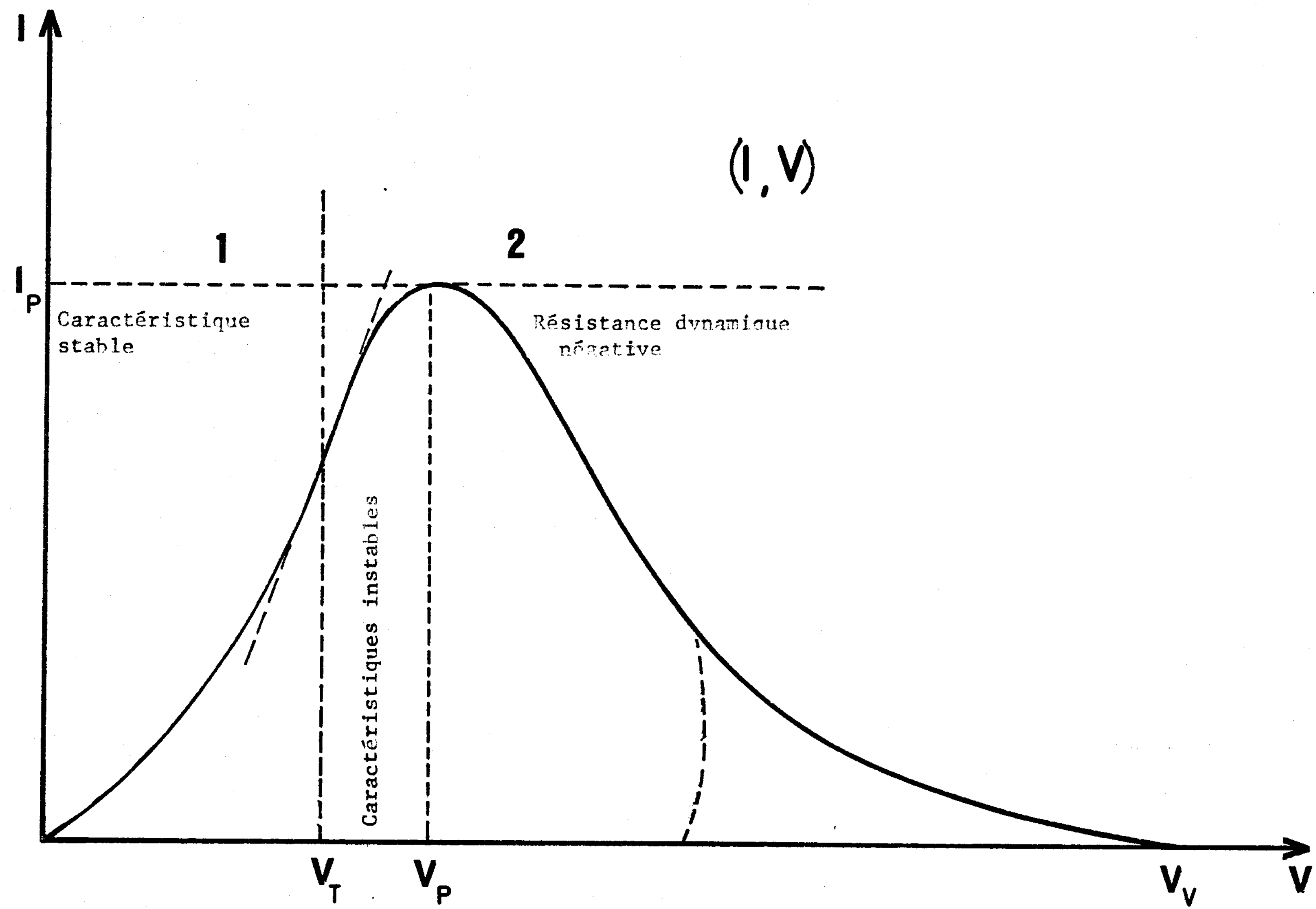
Le courant maximum, I_p, qui traverse un échantillon, traduit son "degré de formation". Si une tension supérieure à V_F est appliquée le degré de formation augmente de façon irréversible.

2) Température

La formation est d'autant plus rapide et complète que la température ambiante est plus élevée. Cependant, la tension V_F dépend peu de la température (Augmentation d'environ 10% de V_F lorsque la température passe de 180°C à - 50°C (1)). Aux basses températures (t < - 80°C) le phénomène peut être complétement inhibé (6).

3) Pression

Le phénomène de formation est très sensible à la pression partielle d'oxygène régnant dans l'enceinte de mesure. Pour des pressions partielles


(I, V)
I
I_P
1
2
Caractéristique stable
Résistance dynamique négative
Caractéristiques instables
V_T
V_P
V_V
V

supérieures à 10^{-2} torr, le phénomène de formation est très atténué (5) et peut disparaitre complétement (1). Par contre, les phénomènes sont peu modifiés par la présence de gaz tels que l'azote, l'hydrogène, l'hélium.

4) Epaisseur d'isolant

La tension V_F ne dépend pratiquement pas de l'épaisseur de l'isolant (augmentation de 10% lorsque l'épaisseur d'isolant passe de 300 à 2 500 Å (1)). V_F est de l'ordre de 5 Volts pour des structures Cu - SiO - Au.

Le degré de formation est d'autant plus faible que l'épaisseur d'isolant est plus importante.

5) Electrodes

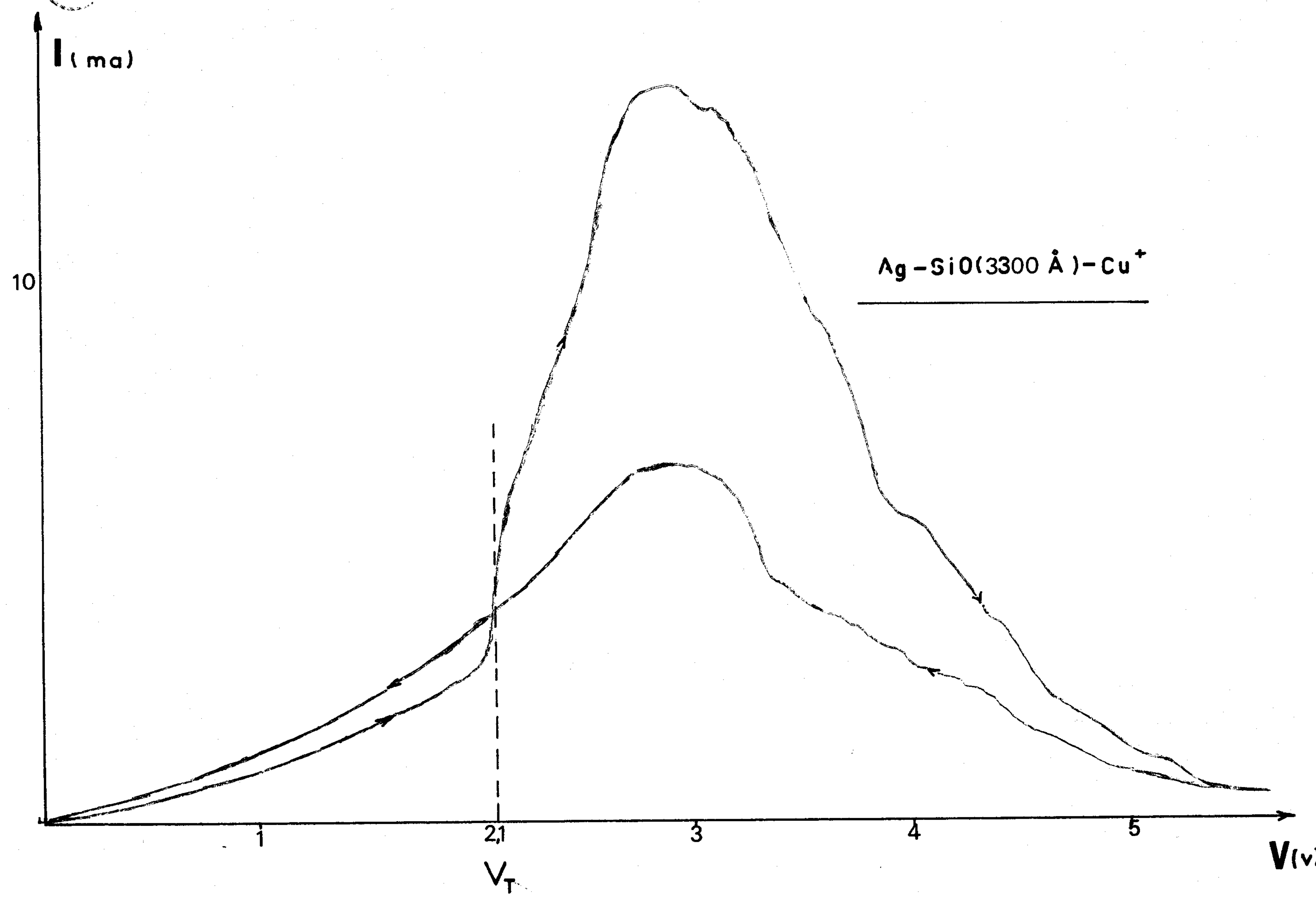
Dans des structures de types M_1 - I - M_2, où M_1 est un métal trivalent (Al - Mg ...) et M_2 un métal monovalent (Ag, Au, Cu ...) la formation n'intervient pas (1) ou est faible (8 - 9) lorsque M_1 est polarisé positivement. La tension V_F est supérieure aux valeurs habituellement observées lorsque M_2 est polarisé positivement (8 - 9) (Al - SiO - Au^+ : V_F ≠≠ 5 volts, Al^+ - SiO - Au V_F ≠≠ 7 à 15 Volts).

Lorsque le métal M_2 a d'abord été polarisé positivement et si ensuite la polarité est inversée, les caractéristiques obtenues sont identiques tant que la tension ne dépasse pas la tension maximum appliquée précédemment. Sinon le degré de formation diminue et la zone à RDN peut disparaitre au bout de quelques cycles (1).

Ce phénomène de formation a été interprété dans la plupart des cas (1 - 8 - 9) en termes d'injection d'ions métalliques à partir de l'électrode polarisée positivement.

IV - Caractéristiques (I, V) après formation - RDN

Les caractéristiques (I, V), obtenues sur les dispositifs M.I.M. après formation peuvent être divisées en deux régions, suivant que la tension de polarisation est inférieure ou supérieure à V_T (cf figure ci-contre).


I (ma)
10
Ag - SiO(3300 Å) - Cu+
1
2,1
3
4
5
V(v)
V_T

1) Région 1 : $V < V_T$

Lorsque la tension appliquée au dispositif ne dépasse pas V_T, et lorsque le temps de formation a été suffisamment long, cette partie de la caractéristique est très stable et parfaitement reproductible au cours d'un grand nombre de cycles de la tension de polarisation entre 0 et $V < V_T$ (1-2-9).

Certains auteurs (1 - 2 - 6) proposent une relation empirique courant tension de la forme

$$I = K \; s \; h \, (kV)$$

alors que d'autres (5 - 15) obtiennent des caractéristiques (I, V) de type Poole - Frenkel

$$I = I_o \exp \, (A \; V^{1/2})$$

La vitesse de balayage des caractéristiques affecte peu leur forme mais provoque une diminution du courant lorsque la fréquence du signal de polarisation devient supérieure à quelques dizaines de kilohertz (14).

a) épaisseur de l'isolant

La tension V_T est indépendante de l'épaisseur d'isolant. Sa valeur est habituellement comprise entre 0,6 et 0,9 V_p, la moyenne se situant à

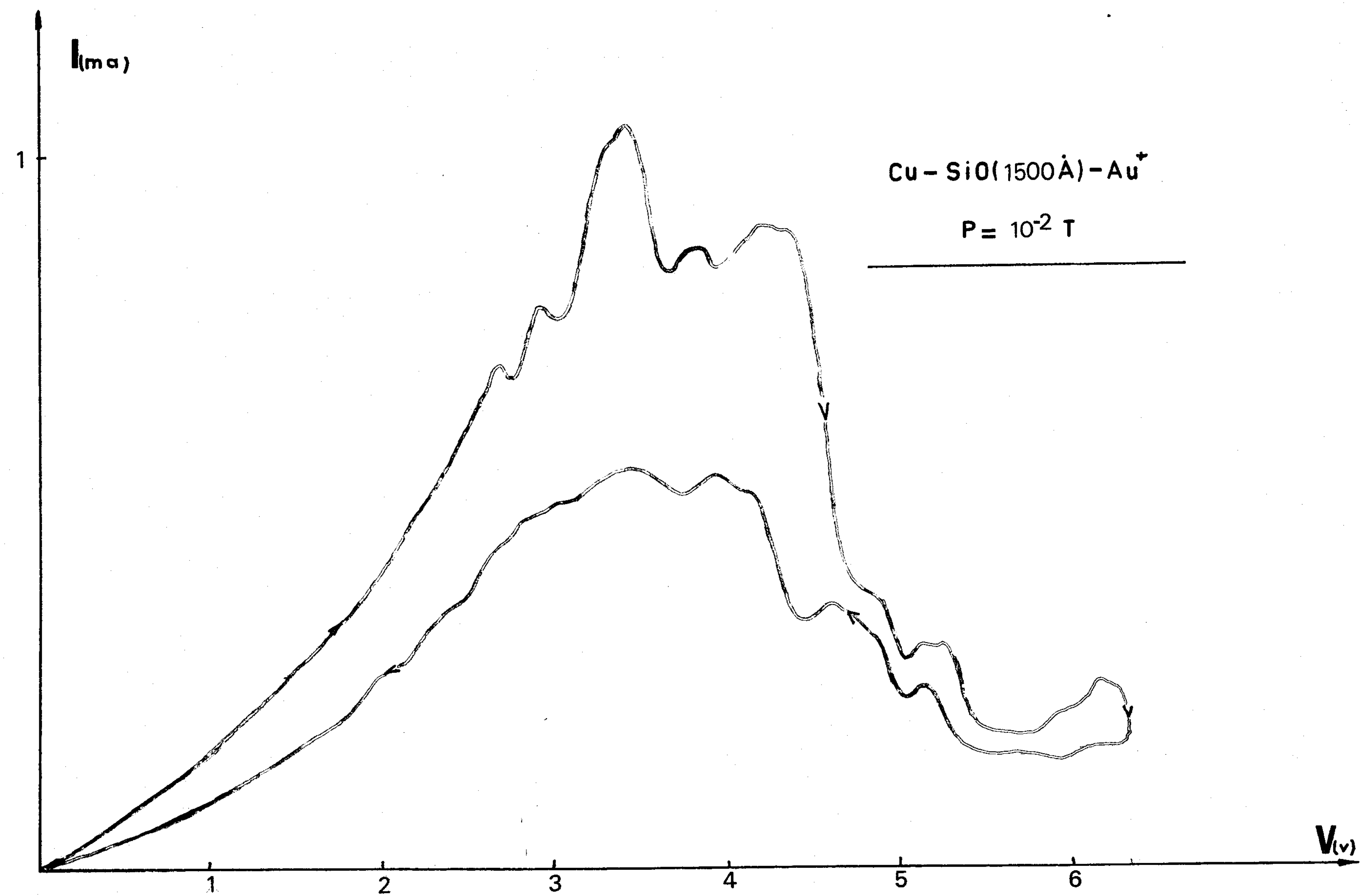
$$V_T \# 0,7 \; V_p$$

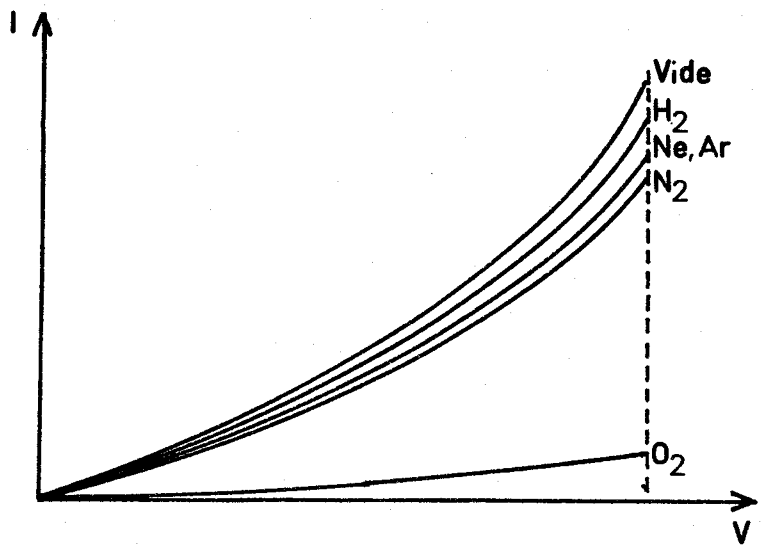
b) température

Les variations de courant sous l'influence de la température sont en général extrêmement faible et semblent caractéristiques d'une conduction par effet tunnel (1 - 2) (cf Chap III - I - 4).

c) pression

Comme dans le phénomène de formation, on note encore ici l'influence très importante de la présence d'oxygène sur la conductivité (13).


I(ma)
1
V(v)
1
2
3
4
5
6
Cu - SiO(1500 Å) - Au+
P = 10-2 T



2) Région 2 : $V > V_T$

Dans cette zone, les caractéristiques (I, V) sont instables et extrêmement bruyantes, particulièrement dans la zone à RDN.

En corrélation étroite avec l'existence de la RDN, on peut noter l'apparition, au niveau de la contre-électrode, lorsqu'elle est polarisée positivement, de phénomènes d'électroluminescence en différents points de sa surface et d'émission électronique (11 -12 -14).

Les divers facteurs influençant la forme des caractéristiques (I, V) sont :

a) l'épaisseur et la nature de l'isolant

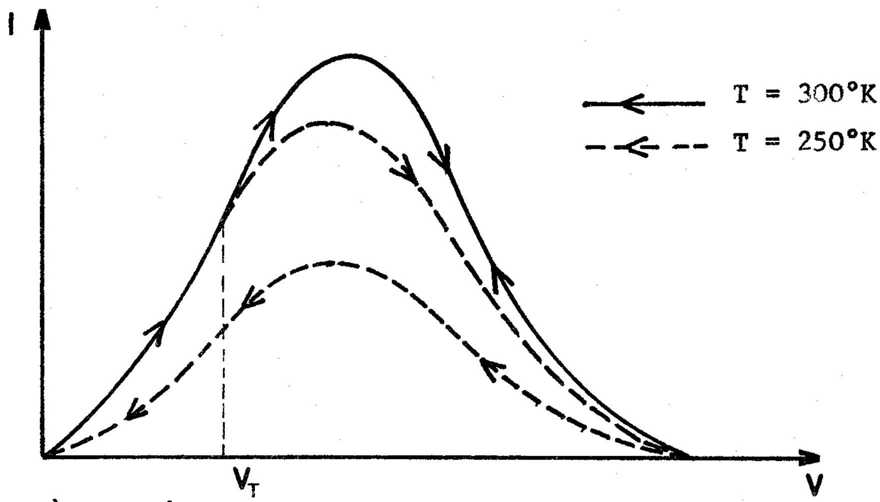
La valeur de la tension pic ne dépend pas de l'épaisseur de l'isolant, mais de sa nature (1). Hickmott (8) met en évidence une relation empirique entre V_p et la permittivité ε_r de l'isolant à l'état massif

$$V_p \neq\neq A - B\ \varepsilon_r^{1/2}$$

b) température

Les tensions V_p et V_T ne varient pas de façon appréciable (1 - 8) sous l'influence de la température.

Une diminution de celle-ci, à partir de l'ambiante, ne provoque pas de disparition de la R.D.N. jusqu'à - 120°C (11) mais réduit considérablement la valeur du courant pic et il apparaît un phénomène de mémoire thermique.

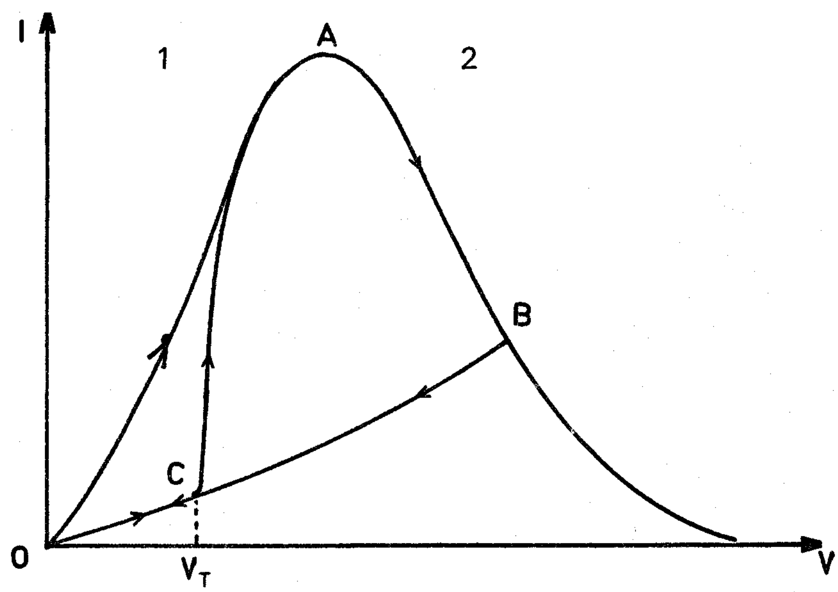


c) pression

Ici encore la conduction ne semble affectée que par la présence d'oxygène. Lorsque la pression devient supérieure à 10^{-2} torr environ, le courant pic diminue fortement et la caractéristique I, V devient de plus en plus bruyante. La R.D.N. peut disparaître complétement à la pression atmosphérique.

Un autre phénomène intéressant, observé par Simmons et Verderber (2) est celui de mémoire.

Phénomène de mémoire



Lorsqu'on applique au dispositif une tension en dent de scie, dont le temps de retour à zéro est faible (< 1 ms) le point de fonctionnement décrit le cycle O A B C O.

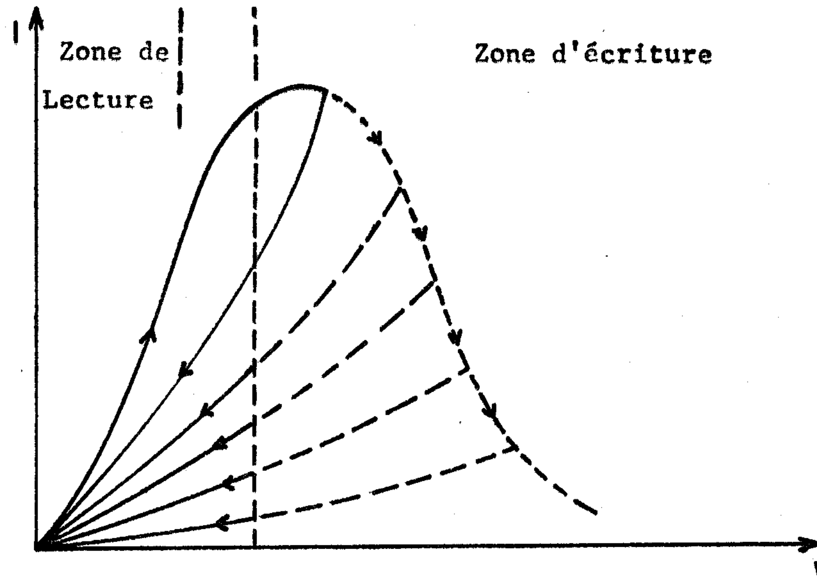
Pour un nouveau balayage, le trajet parcouru est O C A B C O.

La forme de la caractéristique I, V dans la région 1 reste la même

$$I = K \text{ sh } kV$$

où K et k sont fonctions de la valeur crête de la dernière impulsion appliquée.

Ce dispositif constitue donc une mémoire résistive dont l'état peut être modifié de façon continue par une tension impulsionnelle.



Pour interpréter l'ensemble des phénomènes observés il est nécessaire de déterminer la nature exacte du ou des mécanismes de transport de charges à travers le matériau isolant.

L'étude de la conductivité entreprise conjointement avec une étude du bruit permet une approchee plus efficace du problème.

CHAPITRE II

DISPOSITIFS DE MESURE DE BRUIT

I Introduction

1 - Définitions

Une source de bruit peut être considérée comme un générateur délivrant une tension e(t), fonction aléatoire du temps, associé à une impédance Z. Cette fonction présente un certain nombre de propriétés que nous rappelons brièvement.

a) Propriétés temporelles :

- $< e(t) > = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} e(t) \, dt$: moyenne temporelle du signal

- $< e^2(t) > = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} |e(t)|^2 \, dt$: puissance moyenne fournie par la source de bruit

- $R_e(\tau) = < e(t).e^*(t - \tau) >$: fonction d'autocorrélation du signal

b) Propriétés spectrales :

On définit la densité spectrale de puissance du signal par :

$$S_e(f) = < e(f) \, , e^*(f) >$$

Densité spectrale de puissance et fonction d'autocorrélation constituent une paire de transformées de Fourier.

$$S_e(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_e(\tau) \exp(-2 \Pi j f \tau) \, d\tau$$

$$R_e(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_e(f) \exp(2 \Pi j f \tau) \, df$$

c) Propriétés statistiques

- F(e) : probabilité pour que la tension e(t) soit inférieure à e
- $p(e) = \frac{d}{de} \left(F(e) \right)$: densité de probabilité de e

2 - Représentation des dipôles bruyants

a) Générateurs équivalents

Un réseau dipolaire peut toujours être caractérisé, soit par un générateur de Thévenin (fig - II - I - 1a), de force électromotrice e, placé en série avec l'impédance Z du dipole, soit par un générateur de Norton (fig - II - I - 1b), de courant i placé en parallèle sur l'impédance Z

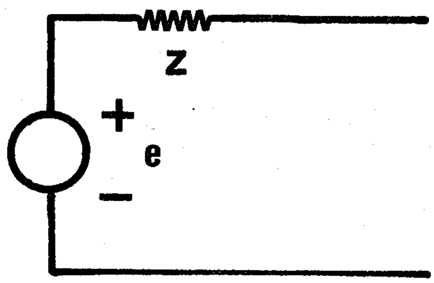


Figure II - I - 1 a

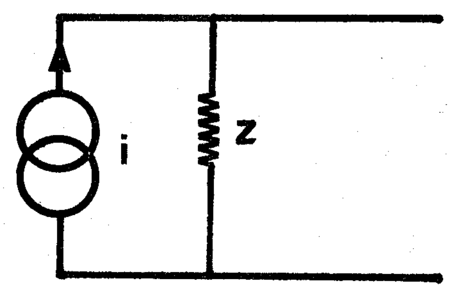


Figure II - I - 1 b

Les sources de bruit étant définies par leur densité spectrale de puissance, il est intéréssant d'associer dans un but de simplification, un générateur sinusoïdal $e_1(f)$, tel que :

$$| e_1 (f) |^2 = < e^2(f) >$$

on a alors $\qquad e_1 (f) = Z\, i_1 (f)$

$$< e^2 (f) > = | Z |^2 < i^2_f >$$

Dans la suite, pour tous les calculs de circuits, nous utiliserons ce générateur e_1 et nous repasserons aux densités spectrales en calculant $e_1(f) \cdot e^*_1(f) = <e^2_f>$

b) Résistance équivalente de bruit

Il est commode pour caractériser le bruit des dipoles, de le comparer au bruit thermique délivré par une résistance.

La résistance équivalente de bruit est donnée par

$$R_{eq} = \frac{< e^2 (f) >}{4 \ kT}$$

c) Courant de diode saturée équivalent

Dans le cas de dipoles polarisés par un courant I, il est plus intéressant de comparer le bruit fourni, à celui d'une diode saturée.

Le courant équivalent de diode saturée est donnée par

$$I_{eq} = \frac{< i^2 (f) >}{2e}$$

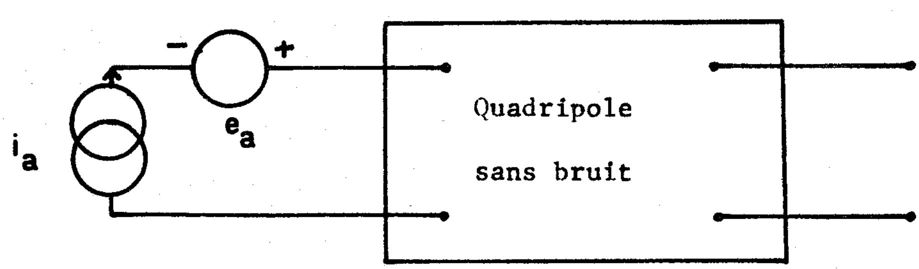
et le rapport de bruit est :

$$n = \frac{I_{eq}}{I}$$

3 - Représentation des quadripoles

On montre qu'un quadripôle bruyant peut toujours être mis sous la forme d'un quadripôle parfait, associé à deux générateurs de bruit partiellement corrélés.

Parmi les représentations équivalentes possibles, la plus intéressante, pour l'étude des amplificateurs est :



Pour que le circuit soit entièrement défini il faut connaître :

- les paramètres du quadripole
- les densités spectrales de puissance $< i_a^2 >$, $< e_a^2 >$
- le terme de corrélation $< i_a \, e_a^* >$

Le terme de corrélation peut être défini par le coefficient de corrélation

$$c_A = \frac{< i_a \cdot e_a^{*} >}{(< i_a^2 > \cdot < e_a^2 >)^{1/2}} \qquad \text{\{eq II . 1\}}$$

ou par l'admittance de corrélation

$$Y_{CA} = \frac{< i_a \cdot e_a^{*} >}{< e_a^2 >} = c_A \left(\frac{< i_a^2 >}{< e_a^2 >} \right)^{1/2} \qquad \text{\{eq II . 2\}}$$

Cette notion est très utile pour résoudre les problèmes de circuits en présence de bruit. (Annexes I - III).

4 - Grandeurs mesurées

Physiquement, c'est la connaissance de la densité spectrale de puissance du générateur de Norton qui est la plus intéressante. Cette mesure peut être effectuée

a) directement par analyse spectrale du signal

b) indirectement, en mesurant la fonction d'autocorrélation et en calculant sa densité spectrale de puissance.

II Mesure directe de $< i^2_f >$ par analyse spectrale

Il est possible de mesurer soit $< e^2_f >$ soit $< i^2_f >$ et de passer de l'un à l'autre par :

$$< i^2_f > = | Y |^2 < e^2_f >$$

Dans le cas des couches minces d'isolant étudidiées, la détermination précise de l'impédance interne est difficile (19,5) (angle de perte élevé, bruit important ...). Nous nous sommes donc efforcés de mettre au point un système permettant la détermination directe de $< i^2_f >$.

1 - Chaine de mesure envisagée

Pour obtenir, au niveau de la lecture, une information proportionnelle à $< i^2_f >$ il est nécessaire d'effectuer les opérations suivantes (fig II - II - 1)

- Amplification du signal source
- Analyse spectrale (système sélectif)
- Détection quadratique
- Intégration et lecture.

L'information en bout de chaîne est de la forme

$$\theta' = k^2 < i^2 (f) > B \, . \, A^2$$

où

B est la bande passante équivalente du système sélectif,
A est le gain de chaîne
k l'atténuation étalonnée.

A et B n'étant pas connus de façon précise, nous procédons par comparaison avec un générateur de bruit, étalonné et stable.

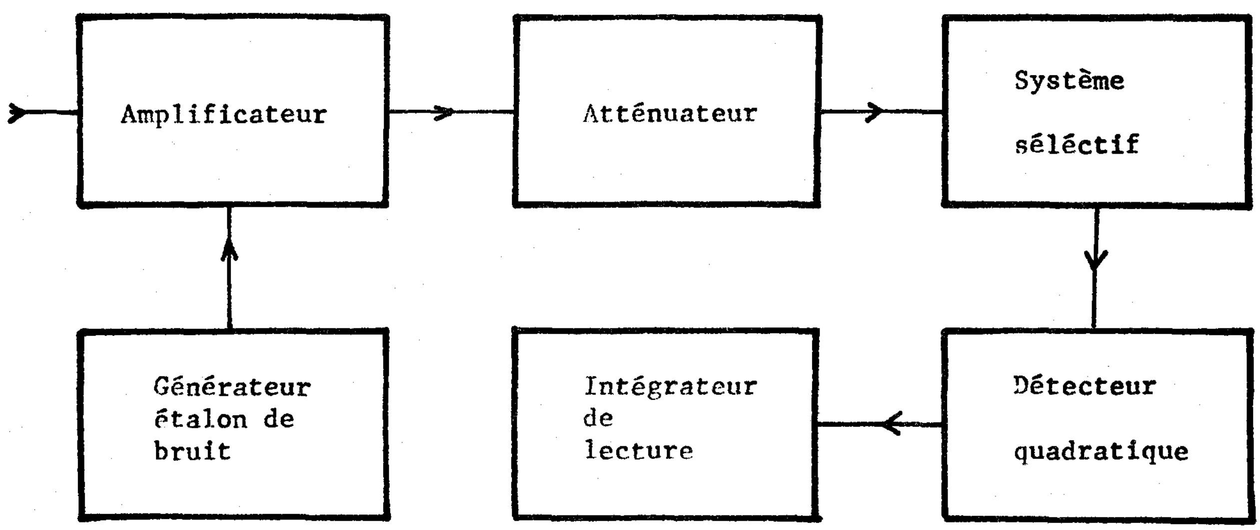


Fig. II - II - 1.

2 - Schéma de principe de la mesure

Soient (fig II - II - 2)

Y_x l'admittance interne de l'échantillon

$< i^2_x >$ la densité spectrale du courant de l'échantillon

Y_p l'admittance de sortie du système de polarisation

$< i^2_p >$ la densité spectrale du courant d'alimentation

Y_e l'admittance d'entrée de l'élément actif préamplificateur

g_k la conductance de polarisation de cet étage

c_k la capacité parasite d'entrée du préamplificateur

$< i^2_a >$ et $< e^2_a >$ les densités spectrales des générateurs de bruit équivalents au préamplificateur

Y_{ca} l'admittance de corrélation de ces générateurs

$< i^2_g >$ la densité spectrale du générateur de bruit étalon.

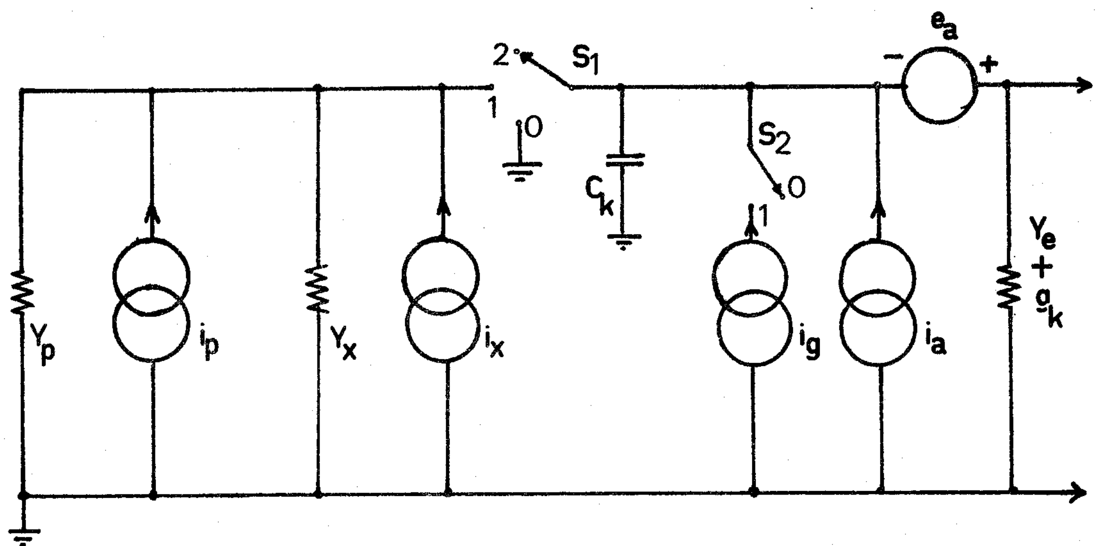


Fig. II - II - 2

a) tension apparaissant à l'entrée de l'amplificateur

Nous supposons que l'amplificateur est branché sur une source extérieure de bruit, d'admittance interne Y_1 et de densité spectrale $< i^2_1 >$ (fig II - II - 3).

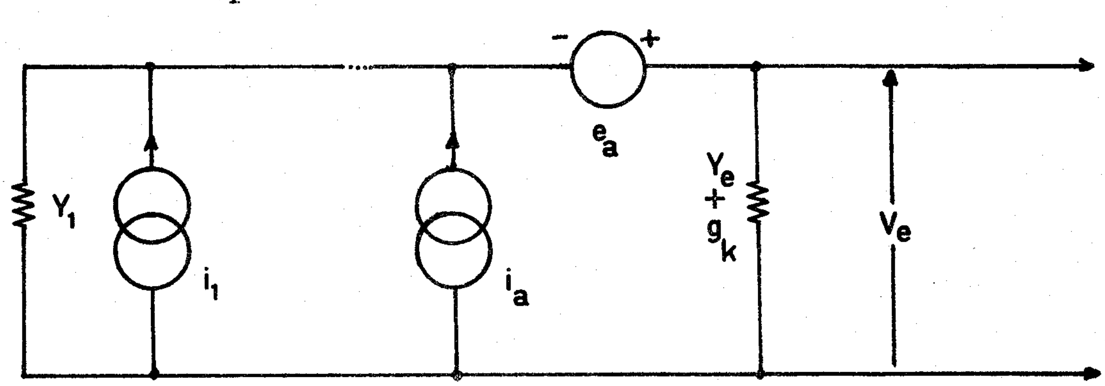


Fig. II - II - 3

$$V_e = e_a \frac{Y_1}{Y_1 + Y_e + g_k} + (i_a + i_1) \cdot \frac{1}{Y_e + Y_1 + g_k}$$

en faisant $V_e V_e^*$ et en supposant les générateurs i_a et e_a non corrélés à i_1, il vient :

$$V_e V_e^{*} = e_a^2 \left| \frac{Y_1}{Y_1 + Y_e + g_k} \right|^2 + \frac{i_a^2 + i_1^2}{|Y_e+Y_1+g_k|^2} + 2 \text{ Reel} \left(e_a^{*} \; i_a \frac{Y_1}{|Y_1+Y_e+g_k|^2} \right)$$

où

$$\langle V_e^2 \rangle = \langle e_a^2 \rangle \left| \frac{Y_1}{Y_1+Y_e+g_k} \right|^2 . \left(1 + 2 \text{ Re} \left[\frac{Y_{ca}}{Y_1} \right] \right) + \frac{\langle i_a^2 \rangle + \langle i_1^2 \rangle}{|Y_1 + Y_e + g_k|^2}$$

(eq II . 3)

b) calcul de $\langle i_x^2 \rangle$

Pour obtenir la densité spectrale du courant de bruit $\langle i_x^2 \rangle$, il est nécessaire de réaliser successivement les mesures suivantes (voir fig. II - II - 2).

Entrée court-circuitée ($S_1 = 0$, $S_2 = 0$)

$$\theta_1 = \langle e_a^2 \rangle$$

Entrée reliée au générateur et à l'échantillon ($S_1 = 1$, $S_2 = 1$)

$$i_1 = i_x + i_g + i_p \qquad Y_1 = Y_x + Y_p + j\omega C_k \qquad Y_k = g_k + j \omega C_k$$

$$\theta_2 = \langle e_a^2 \rangle \left| \frac{Y_x + Y_p + j \omega C_k}{Y_x + Y_p + Y_e + Y_k} \right|^2 \left(1 + 2\text{Re} \left\{ \frac{Y_{ca}}{Y_x + Y_p + j \omega C_k} \right\} \right) +$$

$$+ \frac{\langle i_x^2 \rangle + \langle i_g^2 \rangle + \langle i_p^2 \rangle + \langle i_a^2 \rangle}{| Y_x + Y_p + Y_e + Y_k |^2}$$

Entrée reliée à l'échantillon seul ($S_1 = 1$, $S_2 = 0$)

$$\theta_3 = \langle e_a^2 \rangle \left| \frac{Y_x + Y_p + j \omega C_k}{Y_x + Y_p + Y_e + Y_k} \right|^2 \left(1 + 2 \text{ Re} \left\{ \frac{Y_{ca}}{Y_x + Y_p + j \omega C_k} \right\} \right)$$

$$+ \frac{\langle i_x^2 \rangle + \langle i_p^2 \rangle + \langle i_a^2 \rangle}{|Y_x + Y_p + Y_e + Y_k|^2}$$

Entrée reliée au générateur seul ($S_1 = 2,\ S_2 = 1$)

$$i_1 = i_g \qquad Y_1 = j\omega\, c_k$$

$$\theta_4 = \langle e_a^2\rangle \left|\frac{j\omega\, c_k}{Y_e + Y_k}\right|^2 \left[1 + 2R_e\left\{\frac{Y_{ca}}{j\omega\, c_k}\right\}\right] + \frac{\langle i_a^2\rangle + \langle i_g^2\rangle}{|Y_e + Y_k|^2}$$

Entrée ouverte ($S_1 = 2,\quad S_2 = 0$)

$$i_1 = 0$$

$$Y_1 = j\omega\, c_k$$

$$\theta_5 = \langle e_a^2\rangle \left|\frac{j\omega\, c_k}{Y_e + Y_k}\right|^2 \left(1 + 2\, R_e\left\{\frac{Y_{ca}}{j\omega\, c_k}\right\}\right) + \frac{\langle i_a^2\rangle}{|Y_e + Y_k|^2}$$

De ces cinq mesures, en posant

$$\alpha = \frac{\theta_3 - \theta_1}{\theta_2 - \theta_3}, \qquad \beta = \frac{\theta_5 - \theta_1}{\theta_4 - \theta_5} \qquad \text{et } \gamma = \alpha - \beta$$

on tire (cf Annexe I)

$$\langle i_x^2\rangle = \gamma\langle i_g^2\rangle - \langle i_p^2\rangle + 2\,\langle e_a^2\rangle\, R_e\{(Y_x + Y_p)(Y_e + g_k - Y_{ca})^*\} \qquad \{\text{eq II} \ .\ 4\}$$

3 - Précision des mesures

Il apparaît deux causes d'erreur :

a) erreur de mesure

Chaque mesure θ est entachée d'une erreur $\Delta\theta$ qui a pour cause l'imprécision de la lecture et l'insuffisance d'intégration avant lecture.

Le calcul de $\Delta\gamma/\gamma$ (cf Annexe II) donne les résultats suivants

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma} = 2\ .\ \frac{\Delta\theta}{\theta}\ .\ F \qquad \{\text{eq II} \ .\ 5\}$$

où

$$F \leqslant 1 + 2\,\frac{\beta}{\gamma} + \frac{1}{\gamma}\,\frac{\theta_1}{\theta_4 - \theta_5} + \frac{\alpha}{\gamma}\,\frac{\theta_1}{\theta_2 - \theta_3} \qquad \{\text{eq II} \ .\ 6\}$$

Ces deux relations permettent de déterminer l'erreur dont est entachée chaque valeur de $S(f)$, et éventuellement de retoucher le courant de bruit étalon pour rendre la mesure plus favorable (cf Annexe II).

b) erreur systèmatique

Dans la relation (II , 4), $<i_p^2>$ peut être connu de façon précise, mais le terme

$$\Delta = 2 <e_a^2> R_e \{(Y_x + Y_p)\ (Y_e + g_k - Y_{ca})^*\}$$

dépend du type d'amplificateur choisi par Y_{ca}, et de l'échantillon mesuré par Y_x. Ces éléments ne peuvent être connus que de façon approximative et on écrira :

$$<i_x^2> \;=\; \gamma <i_g^2> \;-\; <i_p^2>$$

en vérifiant que $\Delta << <i_x^2>$ (cf Annexe II)

4 - Préamplificateur

Actuellement, le marché offre des transistors bipôlaires et des transistors à effet de champ, à faible bruit. Nous avons réalisé plusieurs prototypes utilisant les deux types de composants et nous avons finalement retenu le transistor à effet de champ, qui présente les avantages suivants

- courant $<i_a^2>$ très faible
- $<e_a^2>$ plus réduit en B.F. que pour les transistors bipolaires
- $<e_a^2>$ constant en H.F.
- admittance d'entrée faible
- bonne stabilité thermique.

Les versions retenues couvrent les gammes

1 Hz - 300 KHz : amplificateur source commune

20 KHz - 5 MHz : amplificateur cascode.

Les performances de ces amplificateurs, ainsi que le calcul de Δ sont présentés Annexe III.

$$\Delta \text{ . (source commune) } \neq\neq <i_b^2> \left| \frac{G_{vo}}{4} \right| \frac{C_x}{C_{GS}} \qquad \{\text{eq II . 7}\}$$

$$\Delta \text{ (cascode) } \neq\neq <i_b^2> \frac{g_x}{g_e} \qquad \{\text{eq II . 8}\}$$

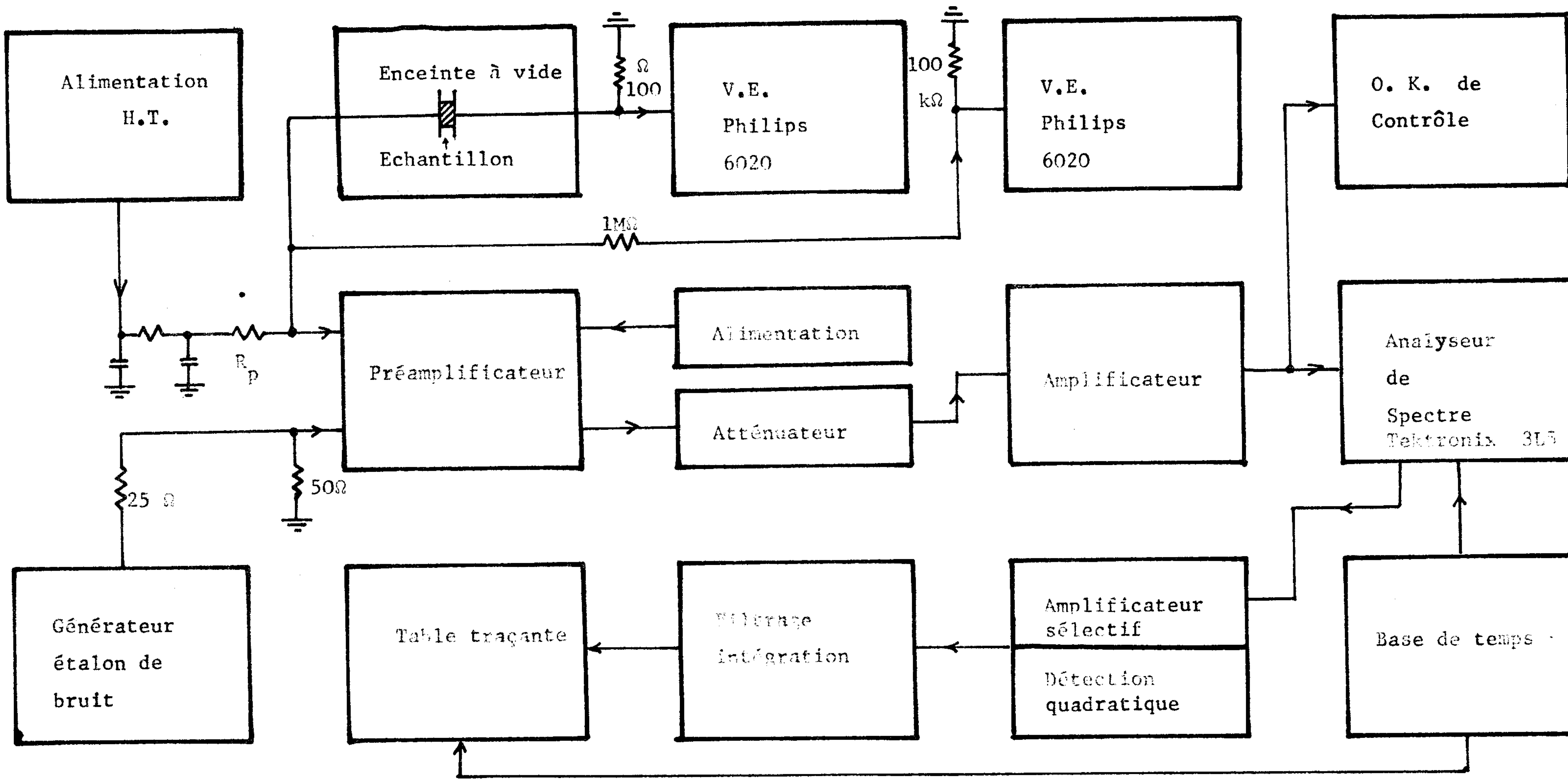


Figure II - II - 4

Les relations (II . 6), (II . 7) et (II . 8), permettent de déterminer l'erreur maximale dont est entaché le calcul de $<i_x^2>$ et définissent donc la gamme possible de mesure pour un échantillon et une précision donnés.

5 - Chaine de mesure complète

Le schéma de la chaîne de mesure est donné figure II.II.4. La gamme possible de mesure s'étend de 60 Hz à 1 MHz avec l'analyseur de spectre Tektronix 3L5 et peut être élargie de 20 Hz à 5 MHz en remplaçant cet appareil par les filtres convenables.

Pour tester les performances de cette chaine, nous avons mesuré le bruit thermique délivré par des résistances de valeurs comprises entre 1 kΩ et 100 kΩ. La précision sur $<i_x^2>$ était meilleure que 5% pour toute la gamme de fréquences supérieures à 200 Hz et environ 10% entre 20 et 200 Hz.

III Mesure de la fonction d'autocorrélation $R(\tau)$

Une autre façon de connaitre la densité spectrale de puissance d'un signal est d'en mesurer la fonction d'autocorrélation et d'effectuer sa transformée de Fourier.

1 - Corrélateur

Nous disposons, pour effectuer la mesure de $R(\tau)$, d'un corrélateur en temps réel Hewlett - Packard 3721 A. Les performances de cet appareil sont les suivantes :

- Bande passante : 0 - 250 KHz
- Impédance d'entrée : 1 MΩ, 100 pf
- Résolution horizontale : 100 niveaux discrets (sur 10 cm)
- Résolution verticale : 256 niveaux discrets (sur 8 cm)
- Sensibilité : 5 $(mV)^2$/cm à 5 V^2/cm
- Increment Δt : 1 µs à 1 seconde ($\tau_{max} = 100\ \Delta t$).

Deux problèmes se posent lorsque la mesure est effectuée : l'exploiter, c'est à dire calculer l'intensité spectrale et tenir compte dans ce calcul de la présence des amplificateurs.

2 - Problèmes liés à l'exploitation des mesures

On peut envisager trois méthodes pour effectuer le calcul de la transformée de Fourier de $R(\tau)$.

a) Transformation par calculateur numérique.

Cette méthode, lourde à exploiter pratiquement, permet une grande précision si le choix des fenêtres de calcul est convenable.

b) Transformation par calculateur analogique.

La fonction d'autocorrélation est enregistrée sous forme digitale dans une mémoire qui est lue périodiquement. On procède à l'analyse spectrale du signal issu de cette lecture.

Cette méthode est rapide et assez précise, mais n'a pu être mise en place, jusqu'à maintenant, sur le corrélateur.

c) Approximation de $R(\tau)$.

Pour exploiter nos mesures (chap IV) on considère la fonction $R(\tau)$ comme une somme de fonctions analytiques simples. Une bonne approximation de $R(\tau)$ est obtenue en l'écrivant sous la forme suivante :

$$R_1(\tau) = K_1\ \delta(\tau) + \sum_i A_i\ \exp - \left| \frac{\tau}{\tau_i} \right|$$

où $K_1\ \delta(\tau)$ traduit le bruit blanc

et $A_i \exp - \left| \frac{\tau}{\tau_i} \right|$ traduit le bruit en f^{-2} : $\dfrac{2\ A_i\ \tau_i}{1 + 4\Pi^2\ \tau_i^2\ f^2}$

Cette méthode, bien que moins précise que les deux précédentes, présente l'avantage d'être immédiatement applicable et de permettre la détermination des principaux paramètres $A_i \tau_i$. Lorsque ceci est fait, il est facile de passer aux densités spectrales.

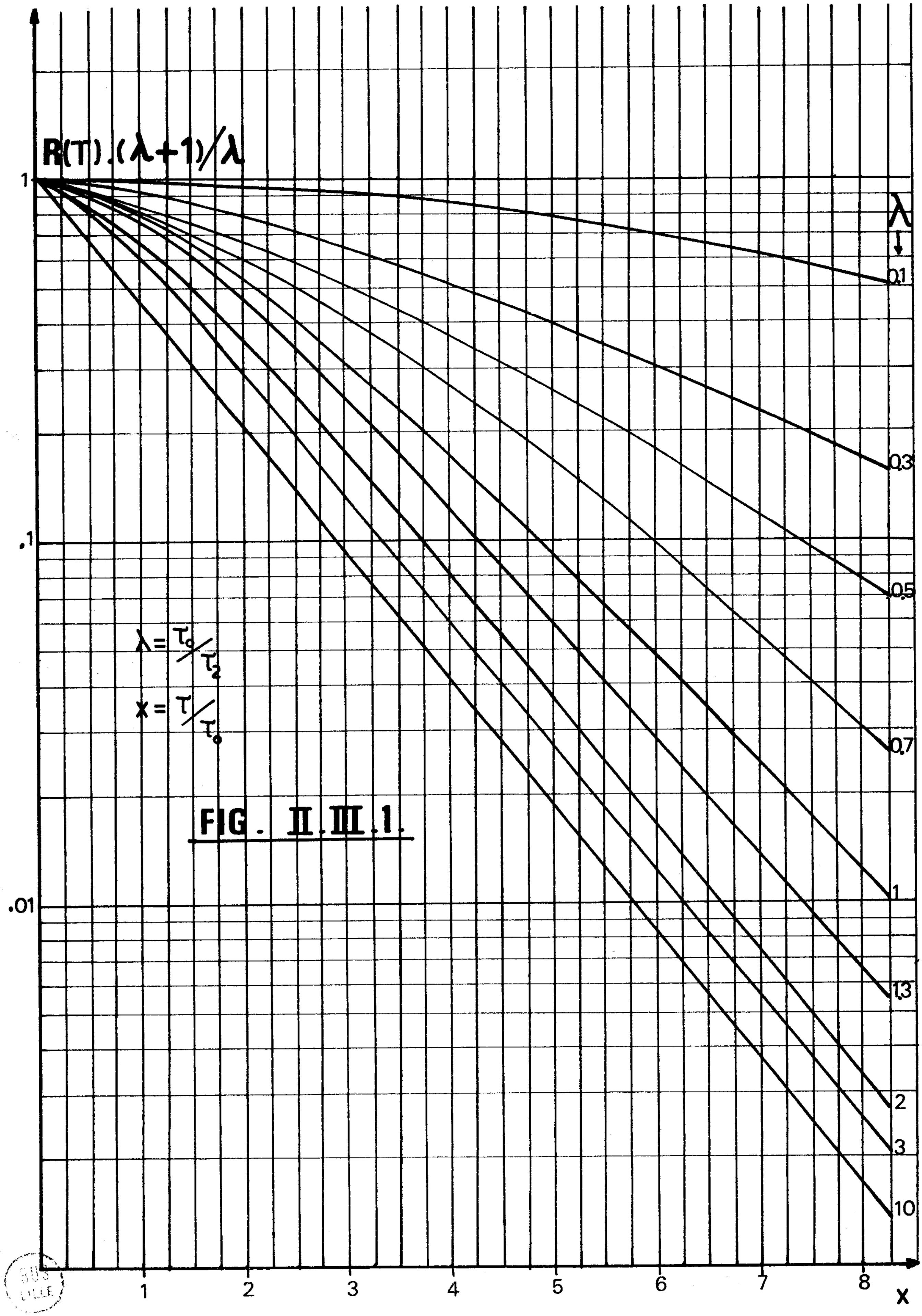


FIG. II.III.1.

3 - Influence des amplificateurs

La mesure de $R(\tau)$ utilise la totalité de la puissance du signal, et non plus seulement la puissance disponible dans une bande étroite de fréquences, comme c'était le cas dans l'analyse spectrale. Une conséquence de ceci est que cette méthode de mesure sera plus sensible aux irrégularités de gain de chaîne, et en particulier aux limitations de bande passante.

Le gain peut s'écrire :

$$\left|\frac{A\,(2\,\Pi\, j\, f)}{A_o}\right|^2 = \frac{1}{1+\left(\frac{f_1}{f}\right)^2} \cdot \frac{1}{1+\left(\frac{f}{f_2}\right)^2}$$

où f_1 et f_2 sont respectivement fréquence de coupure BF et HF.

a) limitation H.F.

$$R_1(\tau) = K_1\delta(\tau) + A \exp - \left|\frac{\tau}{\tau_o}\right|$$

$$S_1(f) = K'_1 + \frac{2\,A\,\tau_o}{1 + 4\Pi^2\, f^2\, \tau_o^2}$$

après passage dans l'amplificateur

$$S_2(f) = K'_1 \frac{A_o^2}{1+\left(\frac{f}{f_2}\right)^2} + 2\,A\,A_o^2 \frac{\tau_o}{1 + 4\,\Pi^2\,\tau_o^2\, f^2} \cdot \frac{1}{1+\left(\frac{f}{f_2}\right)^2}$$

d'où en posant $x = |\tau/\tau_o|$ et $\lambda = 2\Pi f_2\tau_o = \tau_o/\tau_2$ on a pour $\lambda \neq 1$:

$$R_2(\tau) = \pi f_2\, A_o^2\, K'_1\, e^{-\lambda x} + A A_o^2 \frac{\lambda}{1-\lambda^2} \{e^{-\lambda x} - \lambda e^{-x}\}$$

et pour $\lambda = 1$

$$R_2(\tau) = \pi f_2\, A_o^2\, K'_1\, e^{-x} + \frac{A A_o^2}{2} (1 + x)\, e^{-x}$$

Le bruit blanc est transformé en bruit en f^{-2} (temps caractéristique τ_2). Le deuxième terme de $R_2(\tau)$ est tracé figure (II - III - 1) où on voit qu'il faut $\lambda \geqslant 10$ pour que la fonction d'autocorrélation initiale ne soit pas déformée

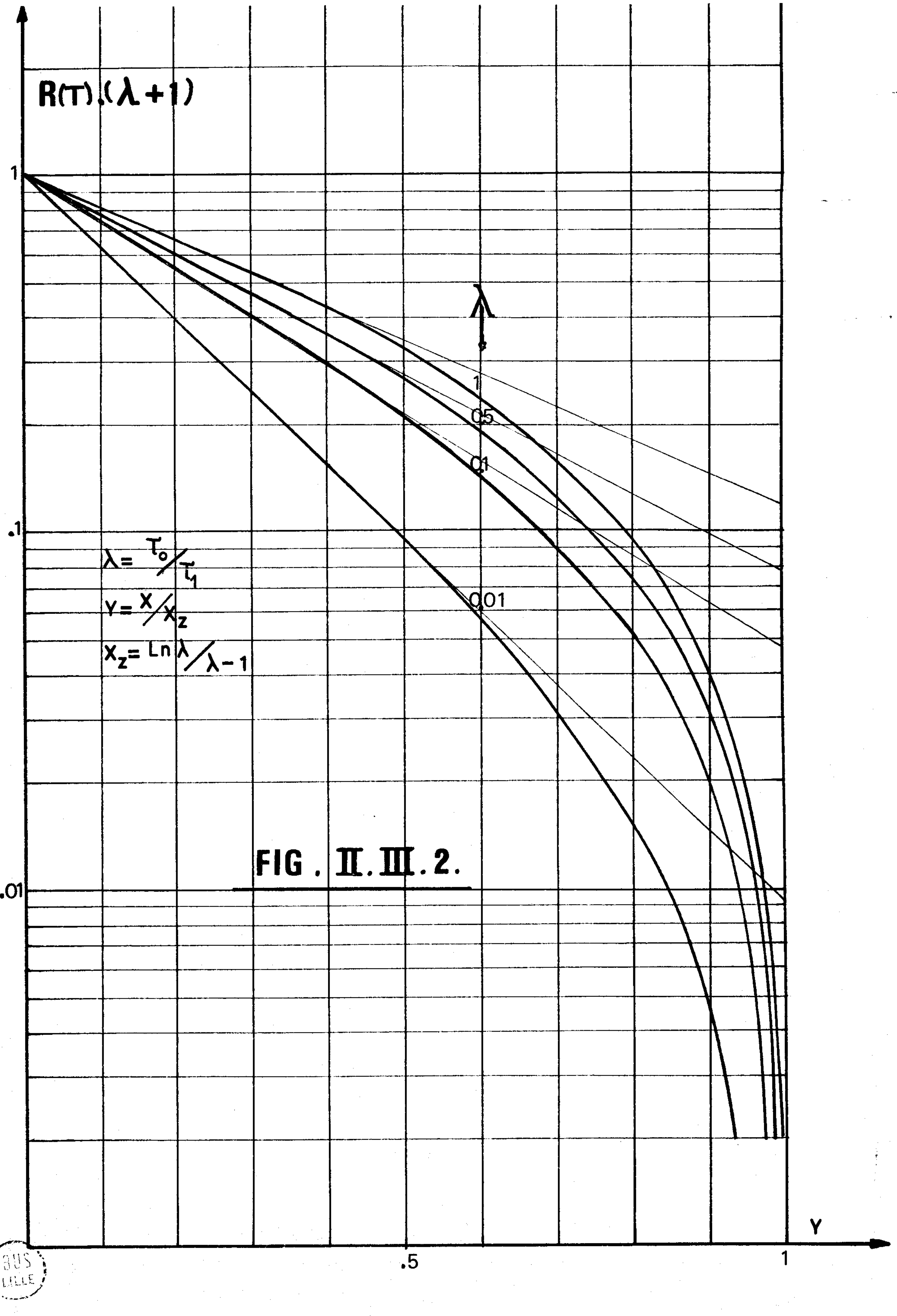


FIG. II.III.2.

b) <u>limitation B.F.</u>

Cette limitation basse fréquence de la bande passante n'a aucun effet sur le bruit blanc. Nous étudions donc seulement son influence sur :

$$R_1(\tau) = A \exp - \left|\frac{\tau}{\tau_o}\right|$$

Après passage dans l'amplificateur, il vient :

$$R_2(\tau) = A \frac{A_o^2}{1 - \lambda^2} (e^{-x} - \lambda e^{-\lambda x})$$

$$\lambda = \tau_o/\tau_1 \qquad \tau_1 = 1/\ 2\Pi\ f_1$$

$$x = |\tau/\tau_o|$$

et pour $\lambda = 1$

$$R'_2(\tau) = \frac{AA_o^2}{2} (1 - x)\ e^{-x}$$

$R'_2(\tau)$ s'annule pour $\tau = \tau_z$

$$\left.\begin{array}{llll} x_z = \dfrac{1}{\lambda - 1} \ln \lambda & \lambda \neq 1 & \tau_z = \tau_1 \dfrac{\lambda}{\lambda - 1} \ln \lambda \\ x_z = 1 & \lambda = 1 & \tau_z = \tau_1 \end{array}\right\} \quad \text{(eq II - 9)}$$

τ_z et τ_1 sont mesurables de façon précise. On peut à partir de II - 9, calculer λ et τ_o, puis A. La fonction d'autocorrélation $R_1(\tau)$ est entièrement définie. Pour des valeurs de $d < 1$, nous avons représenté (figure II - III - 2) les variations de

$$Y = R'_2(\tau)\ .\ (1 + \lambda) = \frac{1}{1 - \lambda} (e^{-x} - \lambda e^{-\lambda x})$$

en fonction de

$$X = \frac{x}{x_z}$$

Pour $\lambda < 1$ il faut remarquer que $Y_\lambda(X) = Y_{1/\lambda}(X)$ et $x_z(\lambda) = \frac{1}{\lambda} x_z\ (\frac{1}{\lambda})$

Conclusion

Nous consignons dans le tableau çi-dessous les performances des deux procédés de mesure.

Analyse spectrale	Analyse temporelle
Précision	
de l'ordre de 5%.	meilleure que 5% si le calcul de la transformée de Fourier est fait précisement. De l'ordre de 10 à 15 % dans notre cas.
Gamme de mesure	
20 Hz à 5 MHz	0 à 250 KHz
Constante de temps d'intégration	
1 seconde à 3 minutes	36 ms à 10^7 secondes.
Temps nécessaire pour effectuer les mesures	
au moins 5 n fois la constante de temps pour n points de mesures sur le spectre.	5 fois la constante de temps donne tout le spectre.
Dérives thermiques	
Importantes : 2 à 3 heures de stabilisation thermique.	pratiquement nulles (fonctionnement digital).
Souplesse d'emploi	
Manipulation longue et difficile mais mesures directement utilisables.	Manipulations relativement rapides mais mesures difficiles à exploiter pour calculer le spectre. Permet cependant le calcul direct des τ caractéristiques du bruit.
Détection de parasites récurrents	
pratiquement impossible si ces parasites sont de faible amplitude.	immédiate

Il apparaît que ces deux méthodes se complètent avantageusement : le corrélateur est particulièrement efficace dans le domaine des basses et très basses fréquences (f < 20 KHz), alors que l'analyse spectrale est mieux adaptée au dessus de quelques dizaines de kilohertz.

CHAPITRE III

PHENOMENES DE CONDUCTION ET BRUIT ASSOCIE DANS LES STRUCTURES METAL-ISOLANT-METAL (M.I.M) EN COUCHES MINCES.

Dans une première partie, après avoir rappelé et discuté le modèle de bandes d'énergies adopté pour l'étude des structures MIM, nous donnons les résultats concernant les principaux mécanismes de conduction.

Nous étudions plus particulièrement le passage des électrons par effet tunnel, à travers une succession de barrières élémentaires.

Dans la dernière partie, nous calculons le bruit associé à ce processus de conduction.

I - Mécanismes possibles de transfert de charges :

1 . Barrière de potentiel - Jonction métal isolant.

Nous adoptons le modèle de Sommerfeld pour caractériser les métaux et nous supposons que l'isolant possède une structure cristalline.

Lorsque Métal et Isolant sont suffisamment éloignés l'un de l'autre, les niveaux de Fermi ne coïncident pas, le système n'est pas en équilibre (fig. III - I - 1).

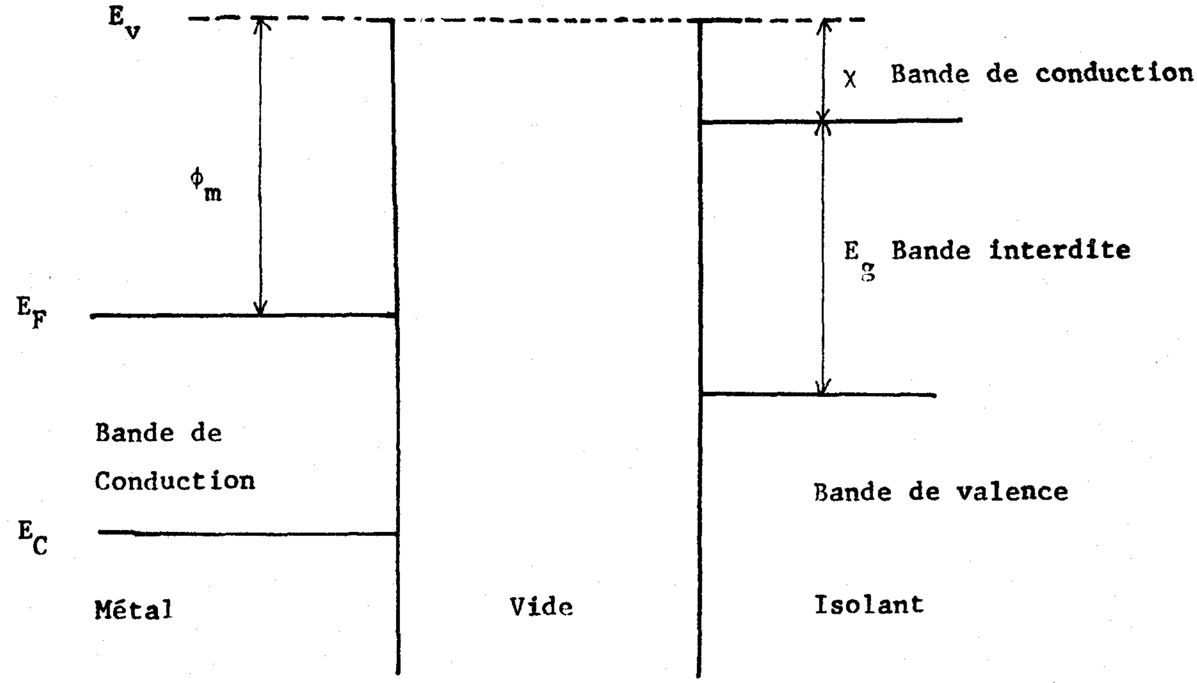


Fig. II - I - 1

ϕ_m = potentiel d'extraction du métal

χ = affinité électronique de l'isolant

Lorsque Métal et Isolant sont rapprochés, la forme du diagramme de bande dépend de la structure de l'isolant. Si celui-ci est parfait, (bande de conduction vide, bande de valence pleine, bande interdite large), l'équilibre thermodynamique ne peut s'établir (fig. III - I - 2 a). Si, au contraire, l'isolant comporte des défauts de structure, tant en surface qu'en volume près de la surface de contact, le transfert de charges électriques peut être assuré, et il se crée une charge d'espace (fig. III - I - 2 b et c) qui amène les deux corps à l'équilibre thermodynamique (alignement des niveaux de Fermi).

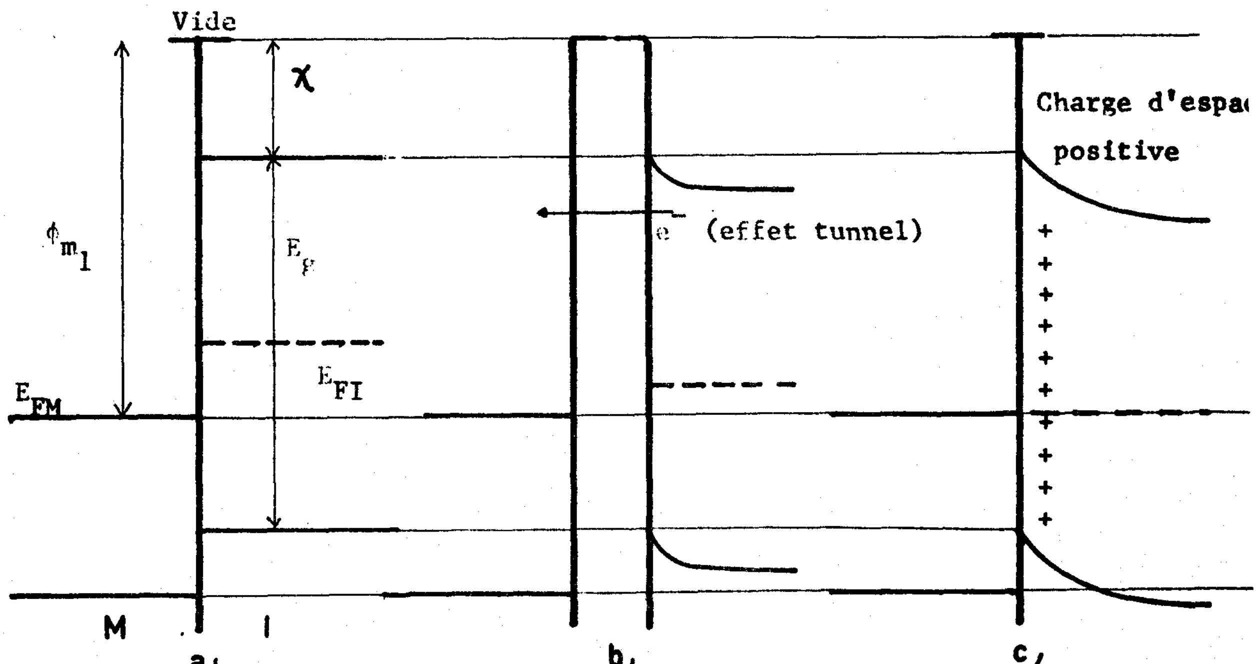


Fig. III - I - 2

Dans le premier cas, la hauteur de la barrière de potentiel est constante et égale à $\phi_m - \chi$.

Dans le deuxième cas, la hauteur de barrière (repérée par rapport au niveau de Fermi du métal) est égale à $\phi_m - \chi$ à l'interface et $\frac{1}{2}$ Eg en volume.

2 . Jonctions Métal-Isolant-Métal.

Le diagramme des bandes d'énergie pour la structure complète est déterminé par le même mécanisme (fig. III - I - 3 a).

Sous l'action d'une différence de potentiel V, les niveaux de Fermi des deux métaux se décalent de eV (fig. III - I - 3 b).

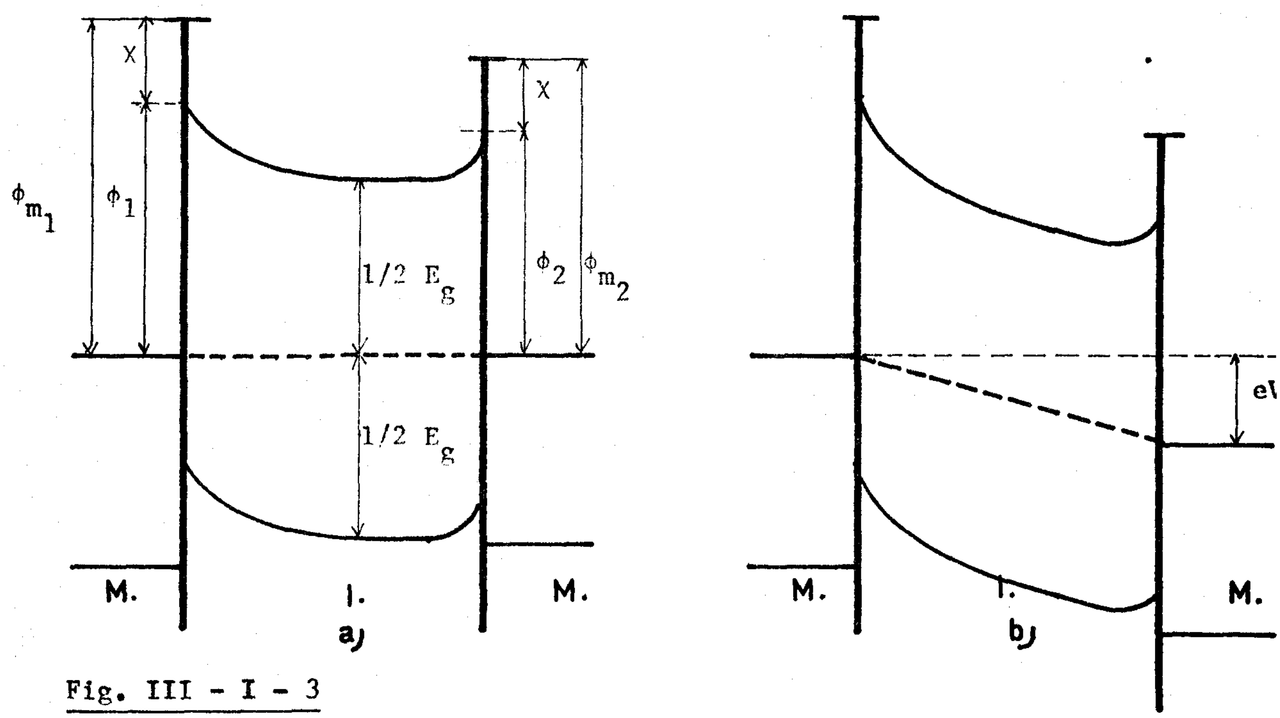


Fig. III - I - 3

3 . Structure de bande des isolants réels :

La représentation adoptée pour définir l'isolant correspond à celle d'un matériau monocristallin. Il est évident qu'un tel modèle ne décrit pas de façon satisfaisante un isolant réel, très impur et mal cristallisé, ou amorphe comme c'est le cas le plus fréquent.

Dans un matériau monocristallin, l'énergie Eg (largeur de bande interdite) correspond au minimum d'énergie nécessaire pour rompre une liaison de valence et faire passer l'électron dans la bande de conduction, où il se comporte comme une particule libre, soumise au potentiel du réseau (fig. III . I . 4).

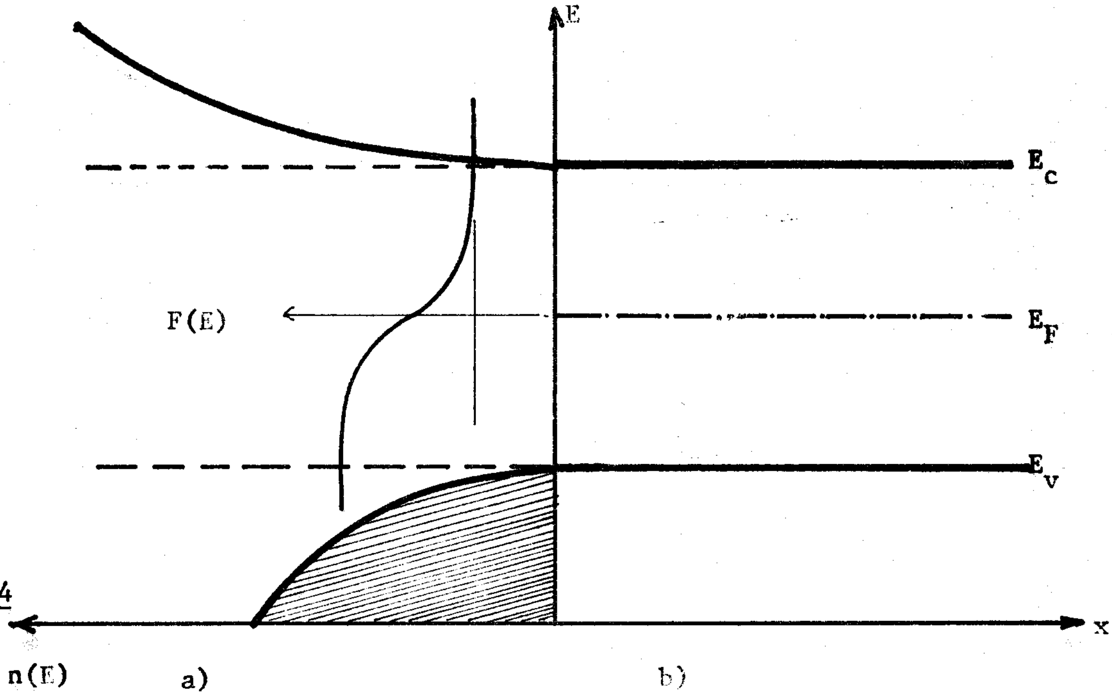
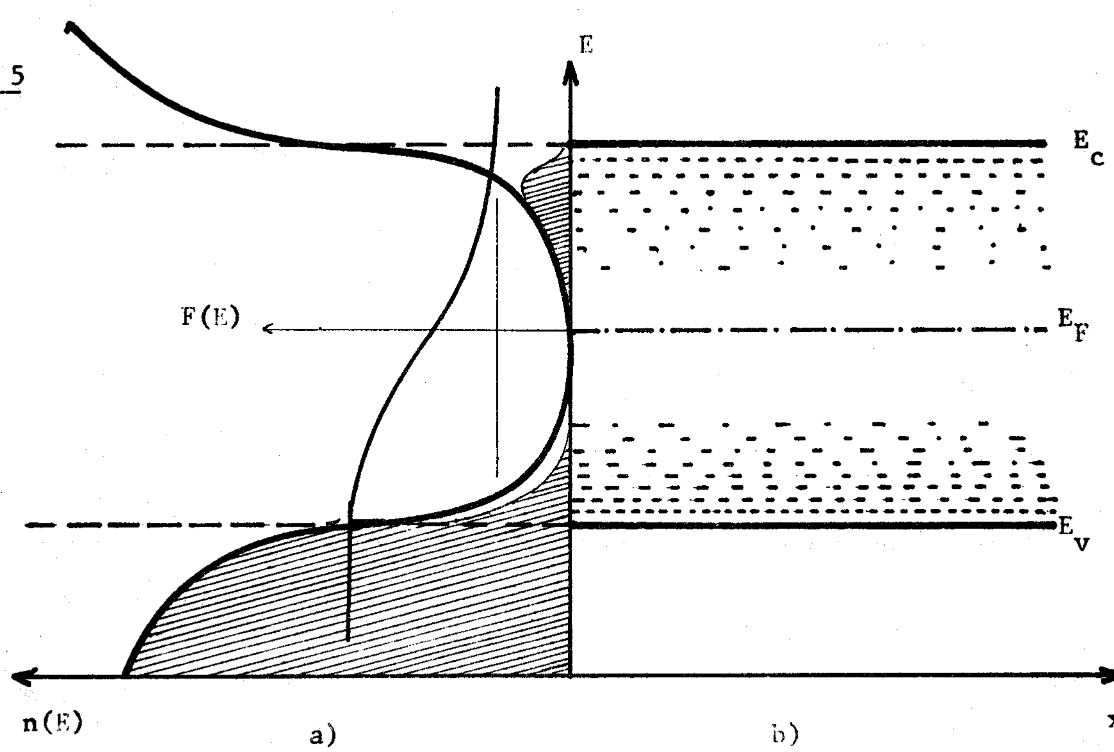


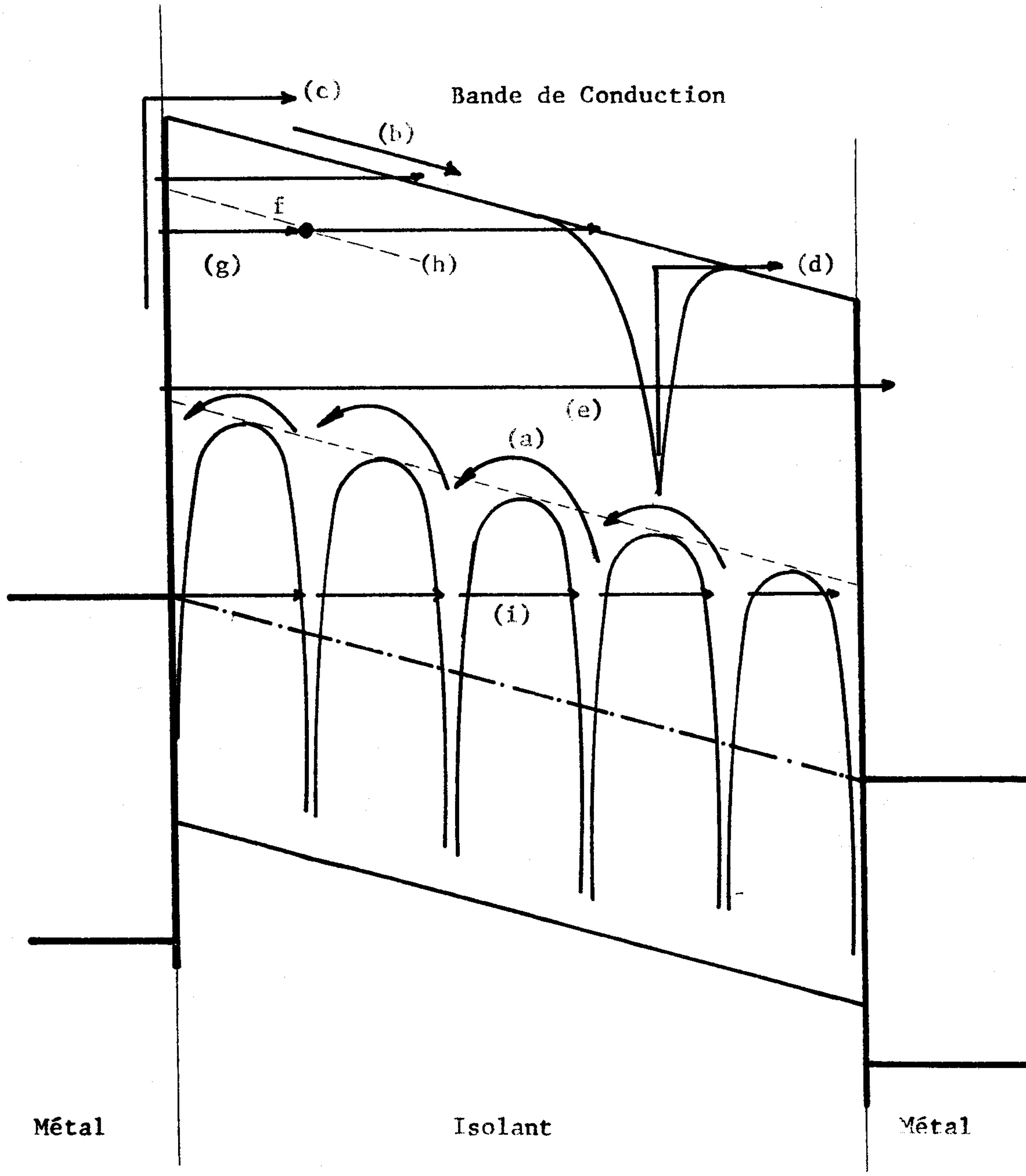
Fig. III - I - 4

Dans un matériau amorphe, l'ordre à courte distance et les liaisons sont en principe différents pour chaque atome (22). L'énergie correspondant à la rupture des liaisons n'est pas unique mais se présente sous forme d'un continuum. Il existe donc une densité d'états non nulle dans la bande interdite (fig. III - I - 5 a).

Fig. III - I - 5



Le matériau isolant amorphe ne se comporte cependant pas comme un métal (23). Ceci est du au fait que les états se trouvant entre Ev et Ec, sont localisés dans une région très réduite du point de vue dimensionnel (région à peine plus grande qu'une unité structurale) (fig. III - I - 5 b) et il ne peut y avoir transfert de charges au sens ordinaire. Cependant, il peut y avoir passage entre deux de ces états, soit pas activation thermique, soit par effet tunnel (fig. III . I . 5 b).



a conduction ionique

b conduction limitée par charge d'espace

c effet Schottky

d effet Poole Frenkel

e effet tunnel direct

f effet tunnel indirect

g effet tunnel sur un piège ou niveau localisé

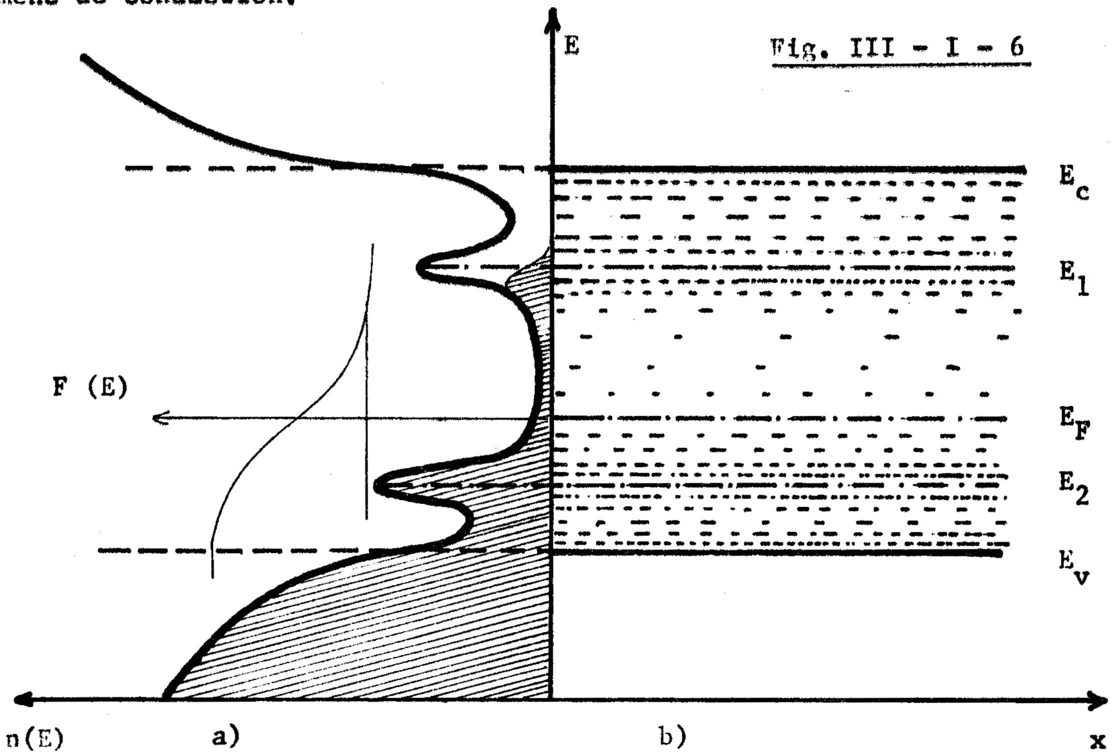
h effet tunnel à partir d'un piège ou niveau localisé

i effets tunnel successifs ou conduction par sauts.

Figure III - I - 10

Lorsque la structure du matériau n'est pas totalement désordonnée, la densité de niveaux d'énergie possible présente un certain nombre de maxima (fig. III . I . 6 a et b). Il en résulte l'apparition d'un phénomène de conduction.

Fig. III - I - 6



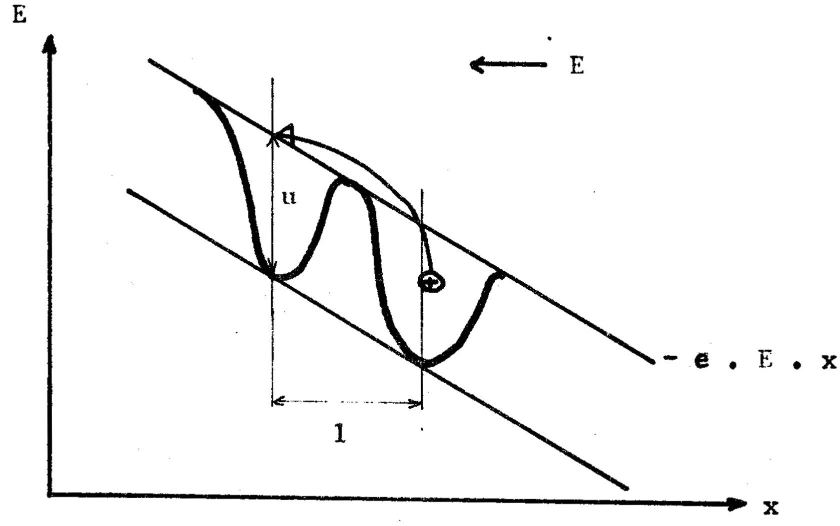
4 . Mécanismes de transfert de charges : (fig. III - I - 10)

Nous exposons ici les principaux mécanismes de transfert de charges, habituellement rencontrés dans l'étude des isolants (28).

a) Conduction ionique

Les ions sont injectés à partir de l'électrode polarisée positivement et progressent dans l'isolant à travers les lacunes et défauts interstitiels du réseau (fig. III - I - 7).

Fig. III - I - 7



La densité de courant résultant d'un tel mécanisme est :

$$J = \frac{N}{n} \left(\frac{kT}{h}\right)^3 \frac{e}{f^2} \exp\left(-\frac{u}{kT}\right) \mathrm{sh}\left(\frac{V}{L}\frac{e\,l}{2kT}\right)$$

où

N : densité de défauts

n : traduit le fait qu'un atome possède 2 n voisins

f : fréquence de vibration du réseau

u : hauteur de la barrière de potentiel

l : distance moyenne entre les défauts

L : épaisseur de l'isolant.

b) Conduction limitée par charge d'espace

On considère le contact métal isolant comme ohmique. Sous l'action du champ, les porteurs provenant du métal sont injectés dans la bande de conduction de l'isolant. Il se forme alors une charge d'espace qui peut être augmentée par la présence de pièges. Pour un tel mécanisme, les caractéristiques I = f(V) sont données par :

$$J = A(T) \frac{V^2}{L^3}$$

où

A(T) dépend de la température, de la mobilité des porteurs et de la densité des pièges vides.

c) Conduction par effet Schottky

Ce mécanisme est caractérisé par l'injection thermique d'électrons dans la bande de conduction de l'isolant. Pour que ce mécanisme soit effectivement présent, il faut que l'électron possède dans le cristal une composante de vitesse suivant le sens du transport, telle que l'énergie cinétique qui en résulte soit au moins égale à la hauteur de la barrière de potentiel (fig. III - I - 8).

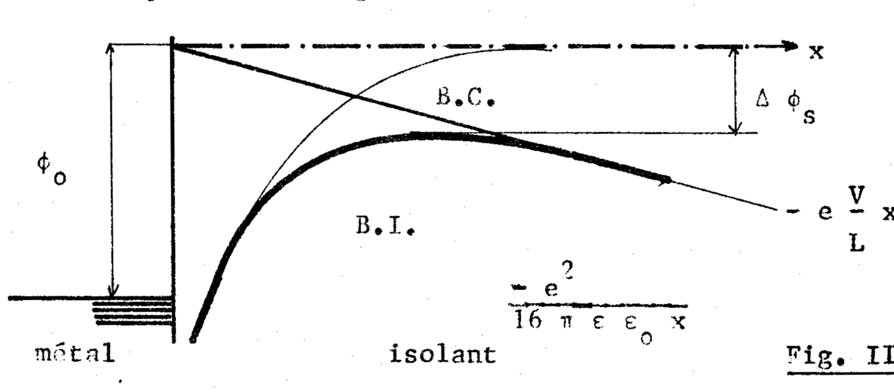


Fig. III - I - 8

La hauteur de la barrière est modulée par le champ appliqué (phénomène d'abaissement de barrière par la force image (5)). Le courant résultant d'un tel mécanisme de conduction est :

$$J = \frac{4 \Pi m e}{h} \left(\frac{kT}{h}\right)^2 \exp\left(- \frac{\phi_o - \Delta\phi_s}{kT}\right)$$

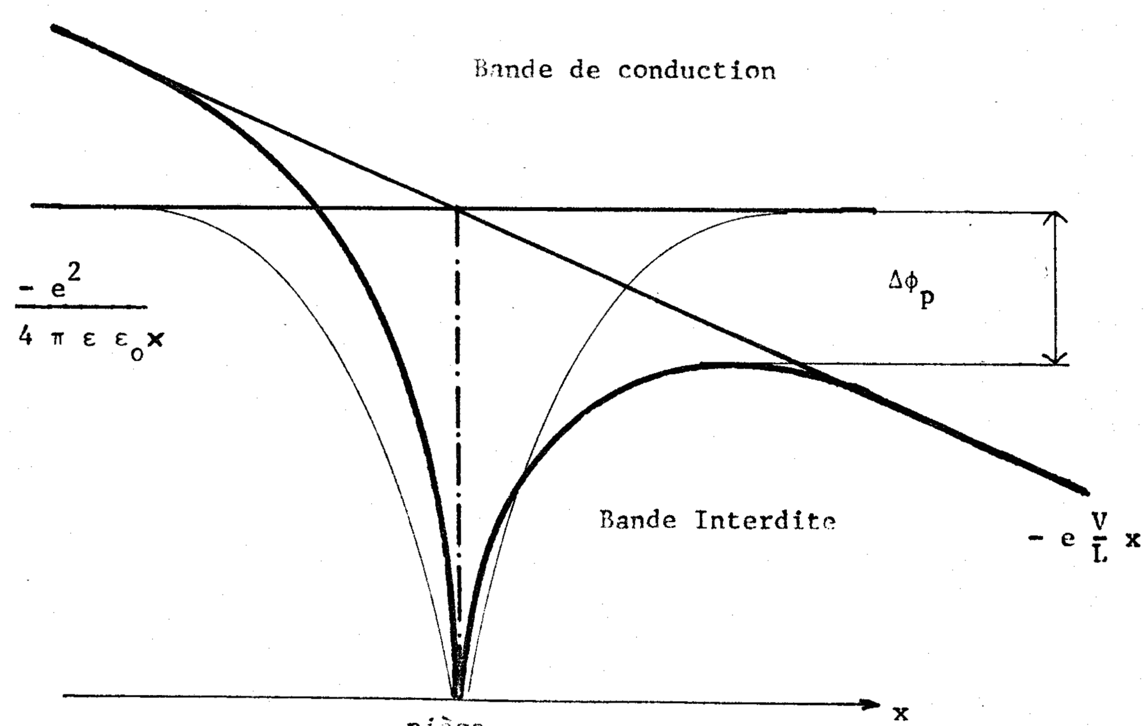
$$\Delta\phi_s = e \beta_s \left(\frac{V}{L}\right)^{1/2} \qquad \beta_s = \left(\frac{e}{4 \Pi \varepsilon_r \varepsilon_o}\right)^{1/2}$$

d) <u>Conduction par effet Poole-Frenkel</u>

Ce mécanisme est analogue à l'effet Schottky (6), mais les porteurs proviennent de l'excitation thermique de pièges situés dans la bande interdite de l'isolant (fig. III - I - 9).

$$J = J_o \exp\left(- \frac{\phi_{pf} - \Delta\phi_p}{kT}\right)$$

$$\Delta\phi_p = e \beta_p \left(\frac{V}{L}\right)^{1/2} \qquad \beta_p = \left(\frac{e}{\Pi \varepsilon_r \varepsilon_o}\right)^{1/2} = 2 \beta_s$$



<u>Fig. III - I - 9</u>

e) Effet tunnel

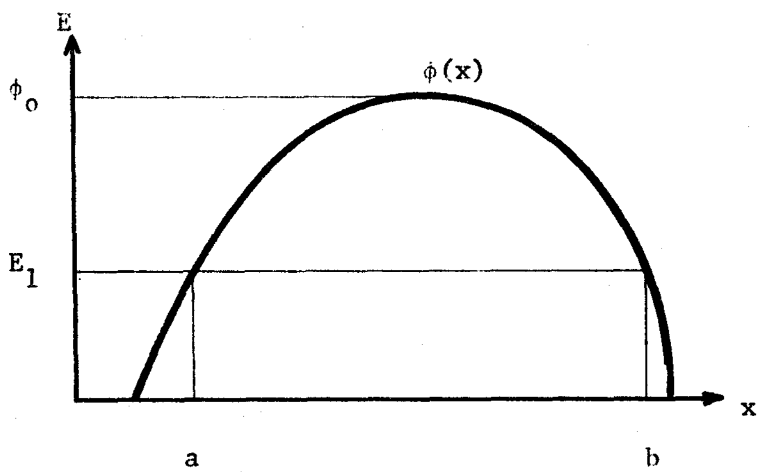
Une particule possédant une énergie E inférieure à la hauteur de la barrière de potentiel possède une probabilité, D(E), de passage à travers cette barrière (18). D(E) est encore appelé "transparence" de la barrière.

Dans le cas où les longueurs d'onde brogliennes sont petites vis à vis des dimensions caractéristiques du système, on peut exprimer la transparence par

$$D\,(E_1) = \exp\left[-\frac{4\,\pi}{h}\,(2\,m^{*})^{1/2}\int_a^b (\phi\,(x) - E_1)^{1/2}\,dx\right]$$

où a et b sont racines de $\phi(x) = E_1$

m^{*} la masse effective de l'électron dans l'isolant.



Le courant circulant du métal 1 vers le métal 2 est donné par

$$J_{12} = e\int_o^{\phi_o} N_1(E)\;P_2(E)\;dE$$

où $P_2(E)$ est la probabilité pour qu'il existe un niveau d'énergie E libre dans le métal M_2

$P_2(E) = 1 - F_2\,(E)$ ($F_2(E)$: fonction de Fermi du métal 2)

et $N_1(E) = \int_o^E N_1\,(E,\, Ex)\;D(Ex)\;\;d\,(Ex)$

N_1 (E, Ex) = nombre d'électrons de M_1 ayant leur énergie totale comprise entre E et E + dE et leur composante d'énergie, due à une vitesse dans le sens du transfert, comprise entre Ex et Ex + dEx.

Dans ces conditions, le courant total à température nulle est donné par

$$J = \frac{e^3}{8\,h\,\Pi\,\phi_o} \left(\frac{V}{L}\right)^2 \frac{m}{m^*} \exp\left(-\frac{8\,\Pi}{3\,h}\,\frac{(2\,m^*)^{1/2}}{e}\left(\phi_o\right)^{3/2}\,\frac{L}{V}\right)$$

aux fortes tensions, et par :

$$J = 2^{1/2}\,\phi_o^{1/2}\left(\frac{m}{m^*}\right)^{1/2}\,\frac{e^2}{h^2}\,\frac{V}{L}\,\exp\left(-\frac{4\Pi\,L}{h}\,(2\,m^*\,\phi_o)^{1/2}\right)$$

aux faibles tensions.

<u>Influence de la température</u>

Lorsque la température varie, la répartition énergétique est modifiée et on montre que (5)

$$J\,(T,\,V) = J\,(0,\,V)\,\frac{a\,\Pi\,k\,T}{\sin\,(a\,\Pi\,k\,T)} \not\simeq J\,(0,\,V)\,(1 + \alpha\,T^2)$$

$$\alpha = \frac{1}{6}\,(\,a\,\Pi\,k\,)^2$$

avec aux champs forts :

$$\alpha = \frac{1}{6}\left(\frac{2\,\Pi^2\,k^2}{h\,e}\right)^2 .\;2\,m^*\,\phi_o\left(\frac{L}{V}\right)^2$$

et aux champs faibles :

$$\alpha = \frac{1}{6}\left(\frac{2\,\Pi^2\,k^2}{he}\right)^2 .\;2\,m^*\,\phi_o\left(\frac{e^2\,V}{\phi_o^{\,2}}\,L\right)^2$$

Les applications numériques montrent que les variations du courant "tunnel" restent très faibles lorsque la température varie.

Par ailleurs, l'examen des courbes expérimentales courant-tension de structures M.I.M conduit à des conclusions analogues. Cependant, il ne peut s'agir d'un effet tunnel simple, l'épaisseur d'isolant étant trop importante.

Il faut donc, puisque tous les autres mécanismes de conduction donnent naissance à de fortes dépendances courant-température, envisager un processus de conduction plus complexe. Nous étudions la conduction par sauts tunnel (hopping process) à travers une succession de barrières suffisamment transparentes pour permettre l'apparition de courants notables (24).

II - Mécanisme de conduction par sauts "tunnel" :

1 . Hypothèses.

Nous supposons qu'il existe à l'intérieur de l'isolant un certain nombre de défauts répartis régulièrement, identiques et fixes.

Nous nous plaçons dans le cas où la structure de bande de l'isolant ne subit pas de distorsions du fait de la présence de charges aux interfaces ou en volume. Nous négligeons l'effet d'abaissement de barrière par la force image et nous adoptons pour les défauts une répartition linéaire. (Fig. III - II - 1).

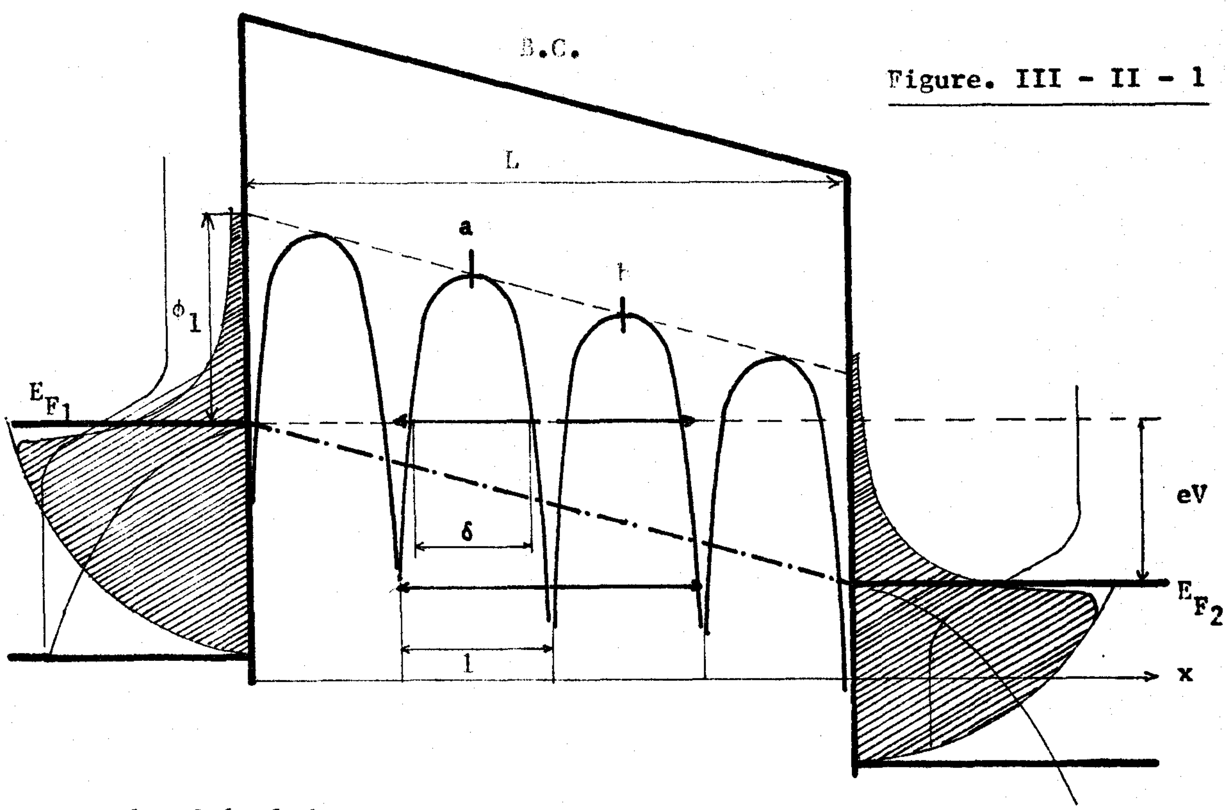


Figure. III - II - 1

2 . Calcul du courant.

La probabilité, pour un électron issu du niveau de Fermi du métal, de franchir une barrière de hauteur moyenne ϕ_o et d'épaisseur δ, est donnée par :

$$D = \exp \left\{ - \frac{4\Pi}{h} (2m^* \phi_o)^{1/2} \delta \right\}$$

avec

$$\phi_o = \frac{1}{\delta} \int_o^\delta \phi(x) \, dx$$

Considérons un électron situé en x, au niveau de Fermi de M_1, entre deux barrières de potentiel. La probabilité pour qu'il se déplace dans le sens positif est donnée par

$$P_{ox} = D_{\phi_b} (E_{F_1})$$

et la probabilité pour qu'il se déplace en sens inverse par

$$P_{xo} = D_{\phi_a} (E_{F_1})$$

Nous supposons que seuls les électrons situés au niveau de Fermi des métaux participent à la conduction. De plus, aux faibles températures, tous les niveaux d'énergie situés au dessous du niveau de Fermi sont occupés. Lorsque le métal M_2 est polarisé positivement, les électrons dont l'énergie est celle du niveau de Fermi de M_2 ne rencontrent pas dans M_1 des places disponibles pour participer à la conduction. La probabilité du passage $M_1 \rightarrow M_2$ est beaucoup plus grande que celle de $M_2 \rightarrow M_1$ et le courant circulant au point x est constitué d'électrons provenant de M_1. (Fig. III - II - 1).

$$I = I_o (P_{ox} - P_{xo}) = I_o \{ D_{\phi_b} (E_{F_1}) - D_{\phi_a} (E_{F_1}) \}$$

$$\frac{I}{I_o} = \exp \left\{ - \frac{4\Pi}{h} \delta_b (2 m^* \overline{\phi}_b)^{1/2} \right\} - \exp \left\{ - \frac{4\Pi}{h} \delta_a (2 m^* \overline{\phi}_a)^{1/2} \right\}$$

avec

$$\overline{\phi}_a = \phi_o - \frac{eV}{L} (x + \frac{1}{2})$$

$$\overline{\phi}_b = \phi_o - \frac{eV}{L} (x - \frac{1}{2})$$

et en supposant $\delta_a \neq \delta_b = \delta$

$$\frac{I}{I_o} = \exp \left\{ - c \left(\phi_o - \frac{eV}{L} x\right)^{1/2} \left(1 - \frac{eVl}{2L} \frac{1}{(\phi_o - \frac{eV}{L} x)}\right)^{1/2} \right\}$$

$$- \exp \left\{ - c \left(\phi_o - \frac{eV}{L} x\right)^{1/2} \left(1 + \frac{eVl}{2L} \frac{1}{\left(\phi_o - \frac{eV}{L} x\right)}\right)^{1/2} \right\}$$

Le courant est limité par la barrière la plus élevée, c'est à dire pour $x \to 0$:

$$\frac{I}{I_o} = \exp \left\{ - c\, \phi_o^{1/2} \left(1 - \frac{eVl}{2\,L\,\phi_o}\right)^{1/2} \right\} - \exp \left\{ - c\, \phi_o^{1/2} \left(1 + \frac{eVl}{2\,L\,\phi_o}\right)^{1/2} \right\}$$

et en développant $\left(1 \pm \frac{eVl}{2L\,\phi_o}\right)^{1/2}$ en série, il vient :

$$I = I_o \exp(-c) \cdot \mathrm{sh}\, \gamma V \qquad \{eq\ III\ .\ 1\}$$

avec

$$c = \frac{4\Pi}{h} (2\, m^{*} \phi_o)^{1/2}\, \delta \qquad \{eq\ III\ .\ 2\}$$

$$\gamma = \frac{\Pi e}{h} \left(\frac{2\, m^{*}}{\phi_o}\right)^{1/2} \frac{\delta l}{L} \qquad \{eq\ III\ .\ 3\}$$

Influence de la température.

En supposant les défauts fixes, l'influence de la température sur la conductivité reste faible. On peut écrire :

$$I\,(T, V) = I\,(0, V)\,(1 + \alpha_e\, T^2)$$

où α_e peut être calculé de manière approchée à partir des caractéristiques de la barrière élémentaire.

Cas d'une barrière coulombienne.

Une forme particulièrement intéressante est celle de la barrière coulombienne.

Dans les expressions {III . 2} et {III . 3} ϕ_o représente la valeur moyenne de la hauteur de barrière :

$$\phi_o = \frac{1}{\delta} \int_{-\frac{\delta}{2}}^{\frac{\delta}{2}} \phi(x)\, dx$$

avec $\phi\left(\frac{\delta}{2}\right) = \phi\left(-\frac{\delta}{2}\right) = 0$

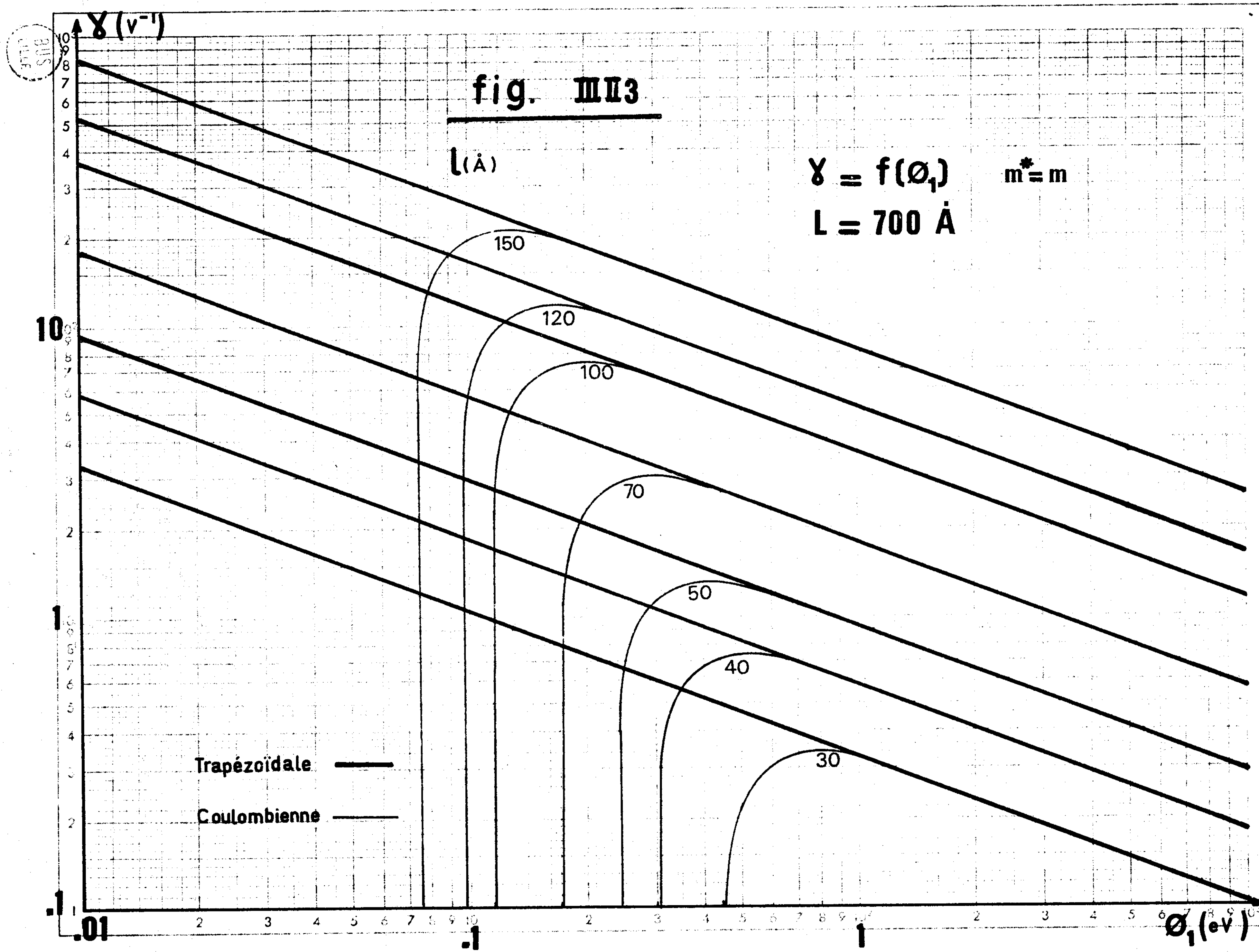


fig. III.3
γ (V^{-1})
l (Å)
$\gamma = f(\varnothing_1)$
$m^* = m$
L = 700 Å
150
120
100
70
50
40
30
Trapézoïdale
Coulombienne
$\varnothing_1$ (eV)
10
1
.1
.01

Pour une barrière coulombienne (fig. III - II - 2)

$$\phi(x) = \phi_1 - \frac{A}{x + \frac{1}{2}} + \frac{A}{x - \frac{1}{2}}$$

avec $A = \dfrac{e^2}{4 \Pi \varepsilon_r \varepsilon_o}$

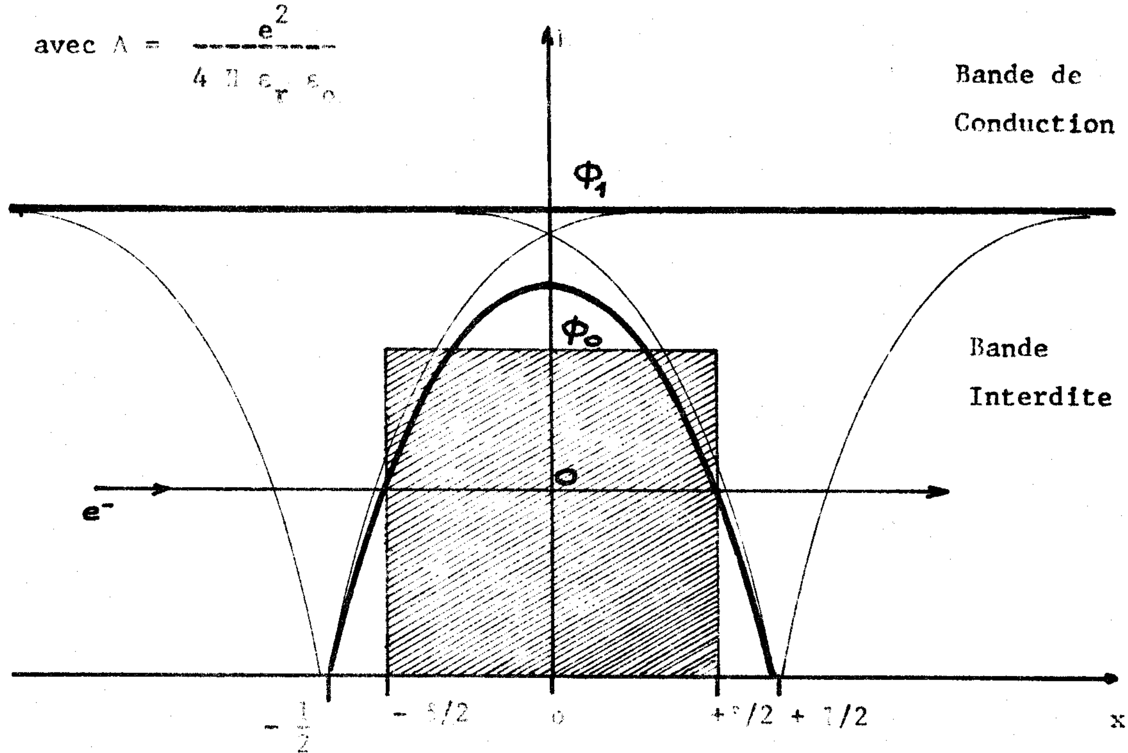


Figure III - II - 2

et on obtient

$$\delta = 1 \left(1 - \frac{e^2}{\Pi \varepsilon_r \varepsilon_o \phi_1 1}\right)^{1/2} \qquad \{eq\ III\ .\ 4\}$$

et

$$\phi_o = \phi_1 - \frac{e^2}{2 \Pi \varepsilon_r \varepsilon_o} \frac{1}{\delta^2} \ln \left(\frac{1 + \delta}{1 - \delta}\right) \qquad \{eq\ III\ .\ 5\}$$

Sur la figure III - II - 3, nous avons tracé les courbes

$$\gamma = f(\phi_1)$$

$$\gamma = \frac{\Pi e}{h} (2 m^*)^{1/2} \frac{1}{(\phi_o)^{1/2}} \frac{\delta 1}{L}$$

pour une barrière trapézoïdale où

$$\delta \neq 1 \quad \text{et} \quad \phi_o = \phi_1$$

et pour une barrière coulombienne, où δ et ϕ_o sont calculés à partir des expressions (III - 4 et 5). Dans ce dernier cas, il faut remarquer que γ tend vers zéro lorsque ϕ diminue. En effet, pour que le processus par "sauts tunnel" existe, l'électron ne doit pas pénétrer dans la bande interdite de l'isolant, c'est à dire passer au dessus de la barrière. Il faut donc que :

$$\phi_1 l > \frac{e^2}{\Pi \varepsilon_r \varepsilon_o}$$

III - Bruit associé au processus de conduction par sauts :

Le processus de conduction par effet tunnel est accompagné d'un bruit de grenaille (26). Il en est de même lorsque la conduction est assurée par sauts tunnel.

Outre cette forme de bruit, il peut exister dans les structures MIM un bruit lié aux fluctuations de la forme des barrières de potentiel, en surface et en volume.

1 . Bruit associé à l'effet tunnel :

Nous rappelons ici les résultats concernant les phénomènes de bruit associé à l'effet tunnel.

Le temps de transit, entre les électrodes, par effet tunnel est très faible (de l'ordre de 10^{-14} secondes pour des épaisseurs voisines de 100 Angströms) et le passage se fait sans interaction avec l'isolant, le courant instantané I(t) est donc constitué d'une suite poissonienne d'impulsions de courant et par suite, la densité spectrale de puissance du courant de bruit est :

$$< i^2_f > = 2 e I \qquad \{eq\ III\ .\ 6\}$$

Comme le courant global est en fait constitué de deux courants indépendants circulant en sens inverse, on a :

$$< i^2_f > = 2 e (I_{12} + I_{21}) \qquad \{eq\ III\ .\ 7\}$$

les deux courants sont liés par la relation de Boltzmann

$$I_{12} = I_{21} \exp \left(\frac{eV}{kT}\right)$$

$$I = I_{12} - I_{21}$$

d'où la relation de Pucel (27)

$$< i^2_f > = 2 \, e \, I \coth \left(\frac{eV}{2 \, kT} \right) \qquad \{eq\ III\ .\ 8\}$$

Dans le cas de polarisations assez fortes, on retrouve la loi de Schottky.

2 . Bruit de grenaille associé à la conduction par sauts :

Nous supposons que la conduction est assurée par effet tunnel entre M_1 et les pièges, puis entre les pièges et M_2 (fig. III - III

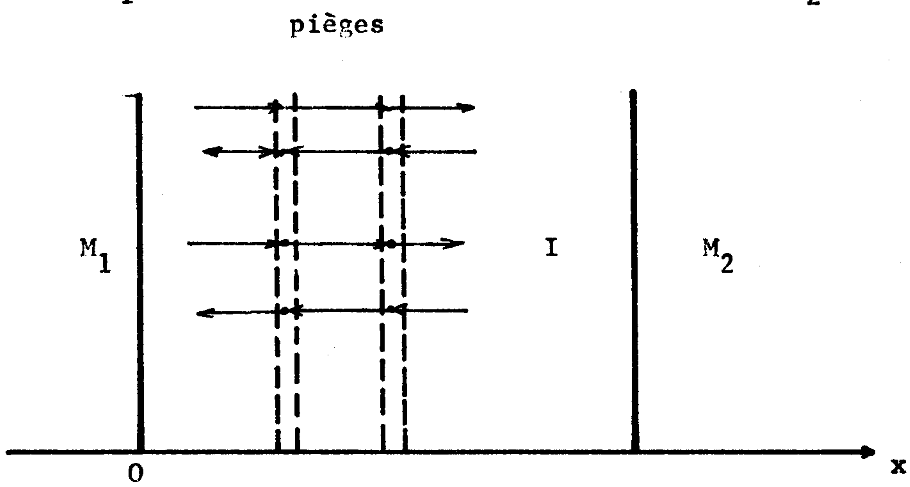


Figure III - III - 1

Le temps de piègeage au milieu de l'isolant est aléatoire mais toujours beaucoup plus grand que le temps de passage par effet tunnel.

Le courant apparait comme une suite d'impulsions telles que

$$\int i \, dt = e \quad \text{(charge de l'électron)}$$

et pour chaque impulsion élémentaire de courant

$$\int_{1 \text{ impulsion}} i \, dt = \frac{e}{m+1} \quad \text{(où m est le nombre de pièges)}$$

Si le taux d'émission $\lambda = \frac{I}{e}$ des électrons, et la fonction densité de probabilité, $g(\tau) \, d\tau$, du temps de piègeage sont connus, on peut calculer la densité spectrale de puissance du courant de bruit (25) dans le cas où m = 1.

$$< i^2_f > = 2 \int_0^\infty \lambda \left(\frac{e}{2}\right)^2 \left| 1 + e^{-j\omega\tau} \right|^2 g(\tau) \, d\tau \qquad \text{\{eq III . 9\}}$$

Pour une répartition poissonienne des temps de piègeage

$$g(\tau)\, d\tau = \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_o}\right) . \, d\left(\frac{\tau}{\tau_o}\right)$$

on a :

$$< i^2_f > = eI \, \frac{2 + \omega^2 \tau_o^2}{1 + \omega^2 \tau_o} \qquad \text{\{eq III . 10\}}$$

pour $f << \frac{1}{2 \Pi \tau_o}$ $\quad < i^2_f >_{BF} = 2 \, eI$

et pour $f >> \frac{1}{2 \Pi \tau_o}$ $\quad < i^2_f >_{HF} = eI$

Il est possible de généraliser les calculs précédents au cas de m pièges (26).

On obtient alors

$$< i^2_f > = 2 \, eI$$

$$< i^2_f > = \frac{2 \, eI}{m + 1} \qquad \text{\{eq III . 11\}}$$

dans le cas d'une distribution régulière des pièges.

$$< i^2_f > = 2 \, eI \, \frac{1 - e^{-<m>}}{<m>} \qquad \text{\{eq III . 12\}}$$

dans le cas d'une distribution poissonienne.

Le piègeage a pour effet de diminuer le bruit de grenaille en haute fréquence et la détermination expérimentale du spectre de bruit des structures MIM va permettre une identification de ce processus de conduction.

3 . Bruit associé aux fluctuations de barrière de potentiel :

L'expérience montre que le phénomène de grenaille n'est pas responsable de la totalité du bruit fourni par les structures M.I.M.

Nous envisageons ici le bruit associé aux fluctuations de la barrière élémentaire, en largeur et en hauteur.

a) Bruit dû aux fluctuations de la largeur de barrière de potentiel

Le courant dans la structure MIM est de la forme (cf. eq III - 1)

$$I = I_o \exp - c \quad \mathrm{sh}\, \gamma V$$

avec

$$c = \frac{4\Pi}{h} (2 m^{*} \phi_o)^{1/2} \delta$$

$$\gamma = \frac{\Pi e}{hL} \left(\frac{2 m^{*}}{\phi_o}\right) \delta\, 1$$

L'expression du courant en fonction du temps est

$$I = <I> + i(t)$$

où i(t) représente les fluctuations de courant.

La largeur de barrière est :

$$l = <l> + l(t)$$

Dans le cas d'une barrière trapézoïdale, $\delta = 1$

$$\frac{dI}{dl} = - c <I> + \frac{2}{\bar{l}} \frac{\gamma V}{\mathrm{th}\, \gamma V} <I>$$

$$i(t) = l(t) <I> \left\{ \frac{2}{\bar{l}} \frac{\gamma V}{\mathrm{th}\, \gamma V} - c \right\}$$

et en posant $R_{i_1}(\tau) = < i(t) \,.\, i(t - \tau) >$

$$R_1(\tau) = < l(t) \,.\, l(t - \tau) >$$

$$R_{i_1}(\tau) = R_1(\tau) \left(\frac{2\, \gamma V}{l\ \mathrm{th}\, \gamma V} - c\right)^2 \cdot <I>^2 \qquad \text{\{eq III - 13\}}$$

La puissance totale de bruit résultant de ce type de fluctuations est :

$$P = K \left(\frac{2\, \gamma V}{l\ \mathrm{th}\, \gamma V} - c\right)^2$$

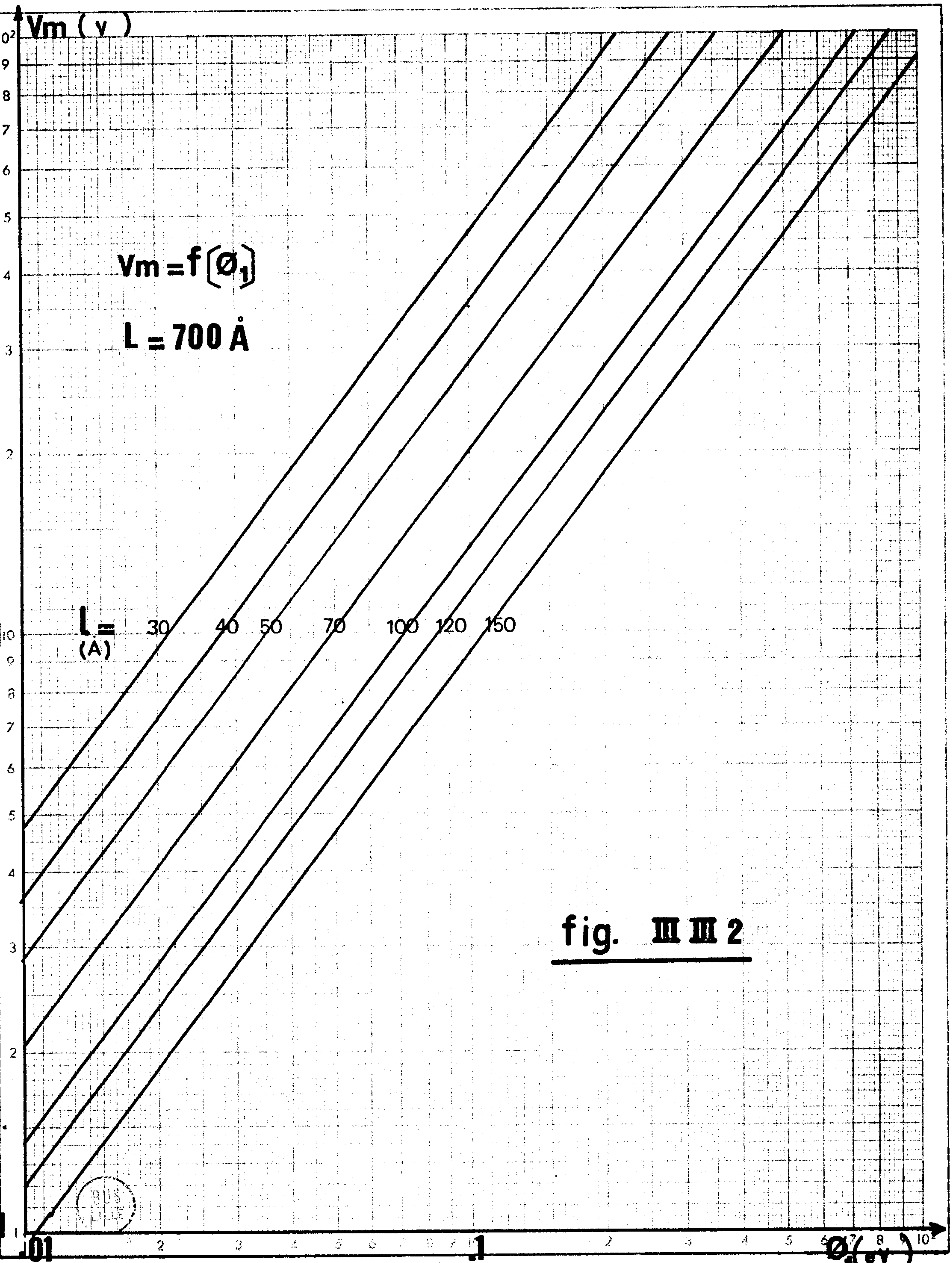


fig. III III 2

N° 1013

qui s'annule pour $V = V_m$, tel que

$$\frac{\gamma V_m}{\text{th } \gamma V_m} = \frac{1c}{2}$$

si $\gamma V_m \gg 1$ $$V_m \neq\neq \frac{1c}{2\gamma} = 2 \cdot \frac{L}{1} \cdot \frac{\phi_o}{e}$$ {eq III . 14}

Ce phénomène pourra être détecté en traçant

$$\frac{P}{\bar{I}^2} = f(V)$$

qui passe par un minimum pour $V = V_m$.

Nous donnons figure (III - III - 2) les variations de V_m avec la hauteur de barrière ϕ_o.

b) <u>Bruit dû aux fluctuations de la hauteur de barrière</u>

En posant

$\phi_o = \langle\phi_o\rangle + \phi_o(t)$ et $R_\phi(\tau) = \langle\phi_o\ (t)\ \phi_o(t-\tau)\rangle$

On obtient de la même manière

$$R_{i_2}\ (\tau) = R_\phi(\tau)\ \langle I\rangle^2\ \frac{1^2}{4\ \phi_o^{\ 2}}\ \left\{ c + \frac{\gamma V}{1 \text{ th } \gamma V} \right\}^2$$ {eq III . 15}

Pour effectuer ces calculs, nous avons supposés les deux fluctuations indépendantes. Dans le cas d'une barrière de forme connue, il est possible de tenir compte d'une corrélation possible entre ces deux formes. Nous avons effectué le calcul pour une barrière coulombienne. Il est alors possible de montrer que R_{i_1} (τ) se met sous la forme :

$$R_{i_1}(\tau) = R_1\ (\tau)\ \ \langle I\rangle^2\ Y^2$$ {eq III . 16}

avec

$$Y = A_1\ B_1 + A_2\ B_2 + A_3\ B_3$$

$$A_1 = \frac{\gamma V}{\delta \text{ th } \gamma V} - c \qquad B_1 = \frac{\delta}{1} + \frac{2\ A}{\phi_1\ \delta}$$

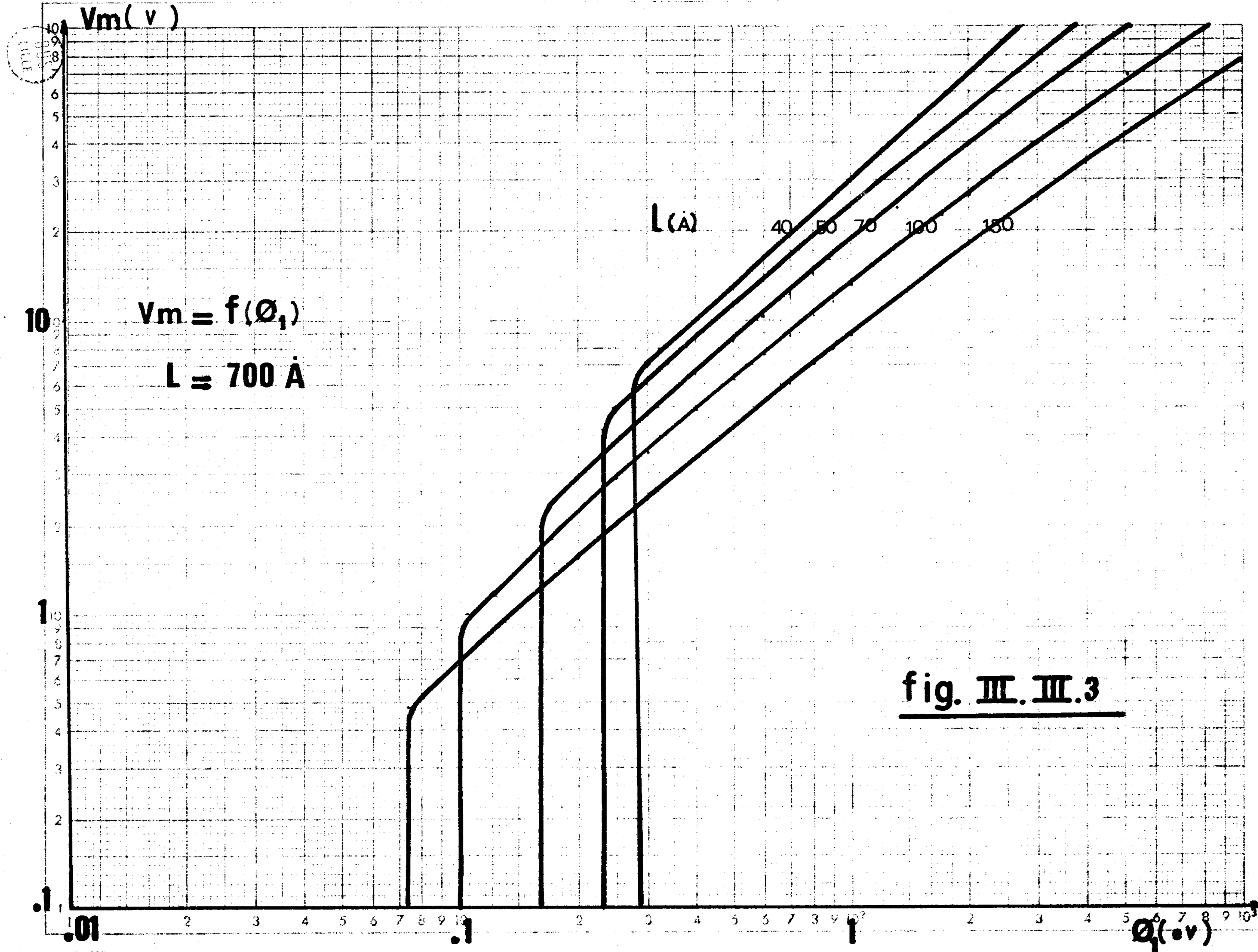


fig. III. III.3

$$A_2 = \frac{\gamma V}{1 \text{ th } \gamma V} \qquad\qquad B_2 = 1$$

$$A_3 = -\frac{\delta}{2\,\phi_o}\left\{ C + \frac{\gamma V}{\delta \text{ th } \gamma V} \right\} \quad B_3 = \frac{2A}{\delta^2}\left(\left(\frac{\delta}{1} + \frac{2A}{\phi_1 \delta}\right) \ln \frac{1+\delta}{1-\delta} - 1\right)$$

où $A = \dfrac{e^2}{4\,\Pi\,\varepsilon_r\,\varepsilon_o}$, δ et ϕ_o sont calculés par {eq III . 4} et {eq III . 5}.

On peut montrer que dans ce cas Y = 0 possède une solution si

$$1 > \frac{A}{2\,\phi_o}\left\{ \ln\left(\frac{1+\delta}{1-\delta}\right) - 1 \right\}$$

Nous donnons sur la figure (III - III - 3) les variations de V_m avec la hauteur de barrière ϕ_1.

Conclusion

On peut calculer γ à partir du tracé des caractéristiques courant tension :

$$I = I_o \text{ s n } \gamma V$$

V_m est déterminé en traçant $P/\langle I\rangle^2 = f(V)$.

Cette courbe passe par un minimum pour $V = V_m$

Sachant que

$$\gamma = \frac{\Pi e}{hL}\left(\frac{2m^*}{\phi_o}\right)^{1/2} \delta \,.\, 1$$

$$Vm \neq\!\neq 2 \,.\, \frac{L}{1}\,\frac{\phi_o}{e}$$

Il est possible de déterminer ϕ_o et 1, c'est à dire la hauteur et la largeur des barrières élémentaires. Ces résultats peuvent être vérifiés en traçant le spectre de bruit en haute fréquence, où, comme nous l'avons montré (eq III - 11) on a :

$$\langle i_f^{\,2}\rangle_{H.F} = 2e\,\frac{\langle I \rangle}{m+1}$$

avec pour un modèle linéaire

$$m + 1 = \frac{L}{1}$$

CHAPITRE IV

ETUDE EXPERIMENTALE

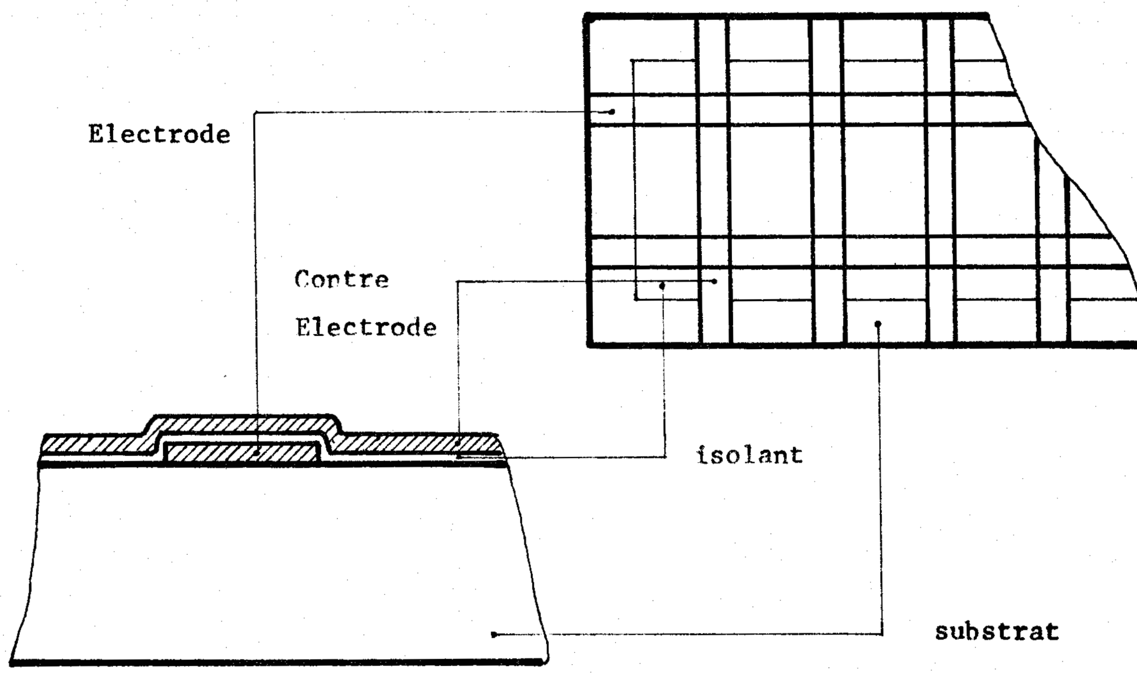
La fabrication des dispositifs M.I.M. est un problème important, puisque les propriétés des éléments réalisés et leur reproductibilité en dépendent dans une large mesure. Nous indiquons, très rapidement ici, les méthodes utilisées au laboratoire.

I - Fabrication

Les électrodes métalliques sont généralement formées par évaporation sous vide des métaux désirés. L'isolant est obtenu, soit par oxydation thermique (26) ou anodique (8) de la première électrode déposée, soit par évaporation sous vide élevé (1 - 5). C'est cette méthode que nous avons employée.

Nous disposons d'un bâti à vide propre équipé d'un groupe de pompage à diffusion permettant d'obtenir des pressions résiduelles inférieures à 10^{-7} torr (10^{-8} par adjonction d'un piège Meissner). L'évaporation est réalisée soit grace à un canon à électron, soit à partir de creusets convenables (tungstène pour les métaux usuels, molybdène pour SiO) chauffés par effet Joule. Cet ensemble est complété par un système de caches métalliques et porte-substrat tournant, qui évite le retour à des pressions supérieures à 10^{-5} torr, entre les évaporations successives.

Les structures M.I.M. sont déposées sur un substrat:d'Alumine frittée, oxyde de Béryllium, verre. Le nombre d'éléments fabriqués simultanément peut être choisi entre 8 et 32 et la surface est de 4 à 0,04 mm^2, suivant les caches utilisés. Les prises de contact sont assurées par pression et renforcées par un "collage" à la laque d'argent.



Les paramètres controlés pendant l'évaporation sont (5) : les grandeurs électriques des dispositifs de chauffage, l'épaisseur grace à une microbalance à quartz la vitesse d'évaporation, la pression résiduelle grace à une jauge Pirani (de 5 à 10^{-3} torrs) et une jauge triode à ionisation (de 10^{-3} à 10^{-8} torr).

Les conditions d'évaporation habituellement respectées sont, pour les métaux :

Pression inférieure à 5 10^{-5} torr
Vitesse de dépot supérieure à 10 Å s^{-1}
Epaisseur déposée supérieure à 1000 Å

et pour les isolants :

Pression inférieure à 10^{-6} torr
Vitesse de dépot comprise entre 1 et 20 Å s^{-1}
Epaisseur déposée comprise entre 200 et 5000 Å.

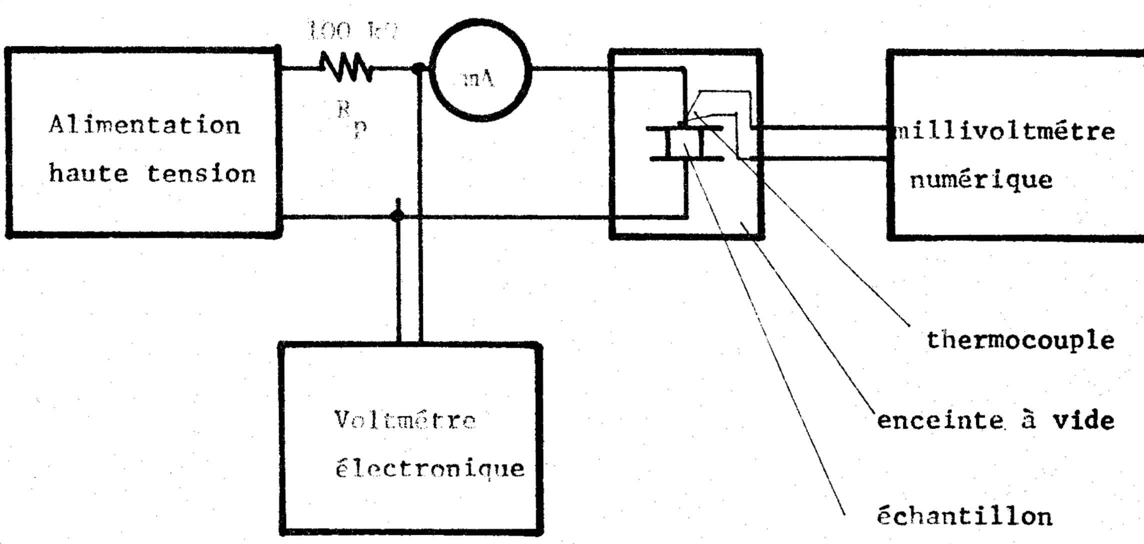
II - Mesures de conductivité

Pour identifier le processus de conduction majoritaire dans les structures M.I.M., nous avons étudié les caractéristiques (I, V) et (I, T) d'un grand nombre d'échantillons. Les études ont été menées, tant sur SiO (5) que sur MgF_2(6) pour des épaisseurs d'isolant variant entre 200 et 3000 Angströms.

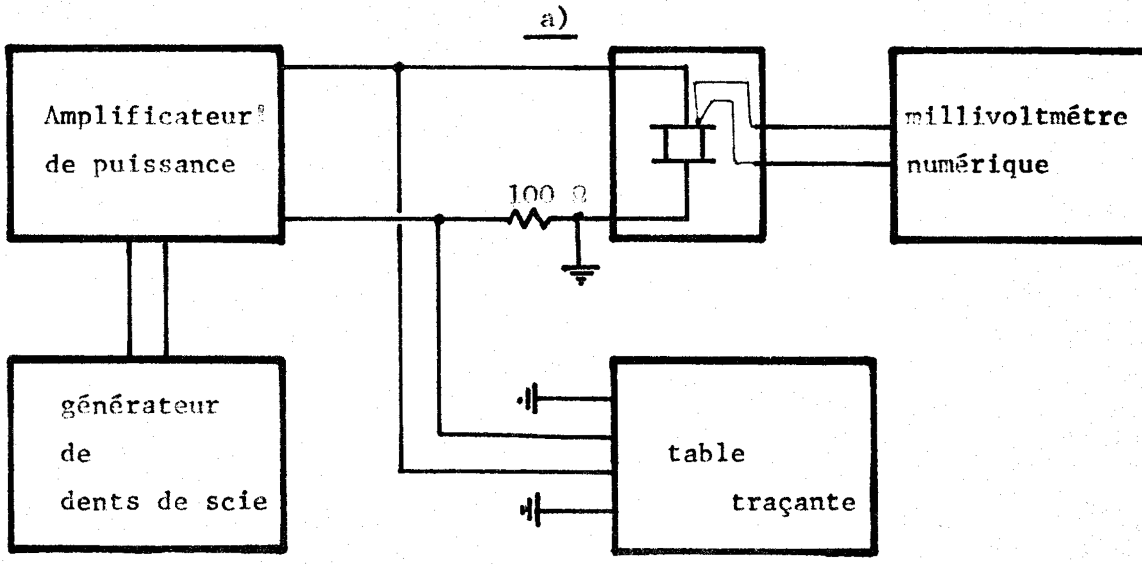
1 - Montages expérimentaux

Comme nous l'avons vu (chapitre I - II) la conductivité des structures M.I.M. dépend fortement de leur passé. En particulier, il apparaît aux basses tensions, deux types de conduction bien distincts : avant et après le phénomène de formation.

Suivant l'état de l'échantillon sous test, deux types de montage sont employés (Figure IV - II - 1 a et b).



a)



b)

Fig. IV - II - 1

Le substrat, étudié sous vide, est fixé sur la platine de mesure, dont on peut faire varier la température dans la gamme - 150°C + 100°C (Fig IV - II - 2).

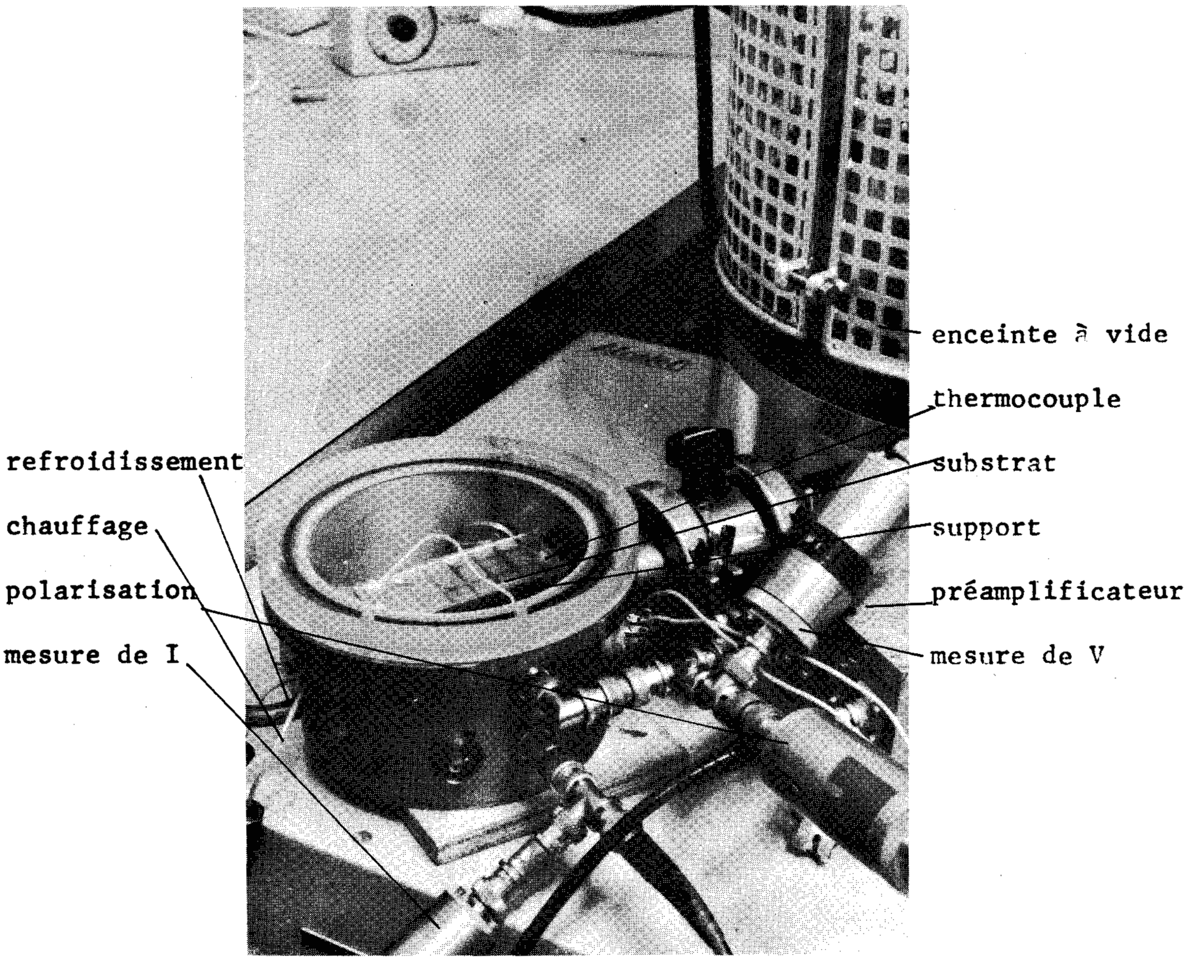


Fig IV - II - 2

Le contrôle de température est effectué à l'aide d'un thermocouple préalablement étalonné. Pour obtenir une meilleure précision, le thermocouple est le plus petit possible et fixé à la surface du substrat, près de l'échantillon. Les contacts thermiques entre la platine de mesure et le substrat, et entre le thermocouple et le substrat sont assurés par de la graisse aux silicones ou de la laque d'argent.

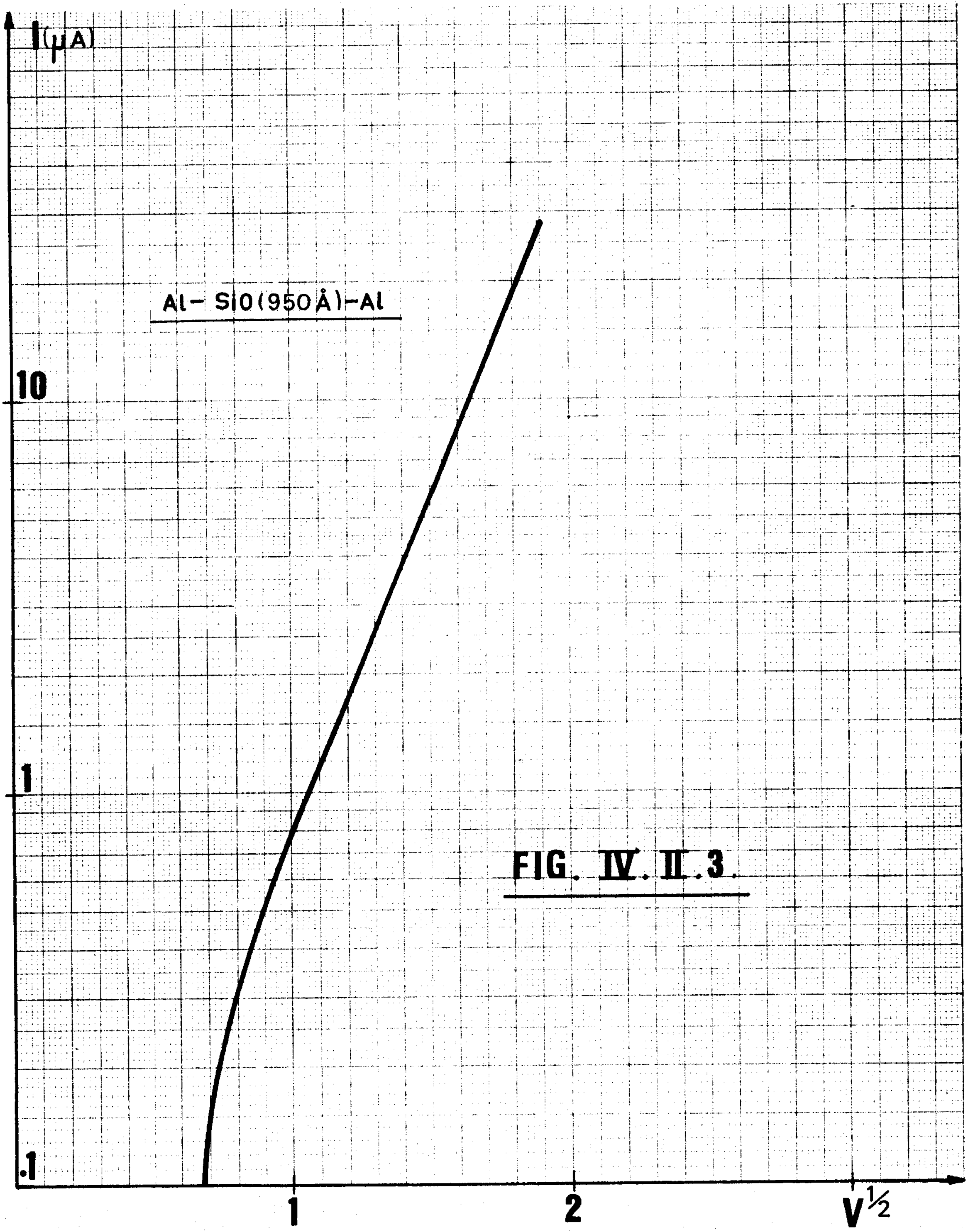


FIG. IV. II. 3.

2 - Conduction avant formation

a) Conduction faible

Les échantillons mesurés sous vide immédiatement après fabrication présente une faible conductivité. Les courbes I, V sont caractéristiques d'une conduction par effet Schottky ou Poole-Frenkel (figure IV - II - 3).

Aux champs faibles ($E < 10^4$ V/cm)

$$I \sim V$$

Aux champs plus élevés

$$\log I \sim V^{1/2}$$

Sur la figure IV - II - 4, nous avons tracé

$$\log \frac{I}{T} = f \left(\frac{1}{T} \right)$$

Les hauteurs de barrières ϕ_1 calculées à partir de ces courbes sont comprises entre 1,5 et 3 eV suivant les échantillons. Nous n'avons pu relier les variations de ϕ_1 à aucun paramètre caractéristique des structures (épaisseur d'isolant, nature des électrodes ...). Il semble que ce soient les paramètres d'évaporation des échantillons qui en sont responsable.

Les courbes IV - II - 4 montrent que la conduction est assurée par effet schottky et les valeurs de ϕ_1 trouvées sont comparables à celles rencontrées dans la plupart des publications (6 - 28).

Les mesures (I, V) et (I, T) effectuées en champ élevé ($E > 10^6$ V/cm) mettent en évidence le même type de conduction, et les hauteurs de barrière calculées sont sensiblement les mêmes dans les deux cas.

b) Conduction élevée avant formation

Lorsque les échantillons non formés ont subi un vieillissement durant quelques jours, il est possible d'observer des densités de courants plus élevées que précédemment, sans toutefois qu'apparaisse le phénomène de résistance dynamique négative.

Le mécanisme responsable de la conduction n'est pas identique pour tous les échantillons. Nous avons rencontré deux types de phénomènes :

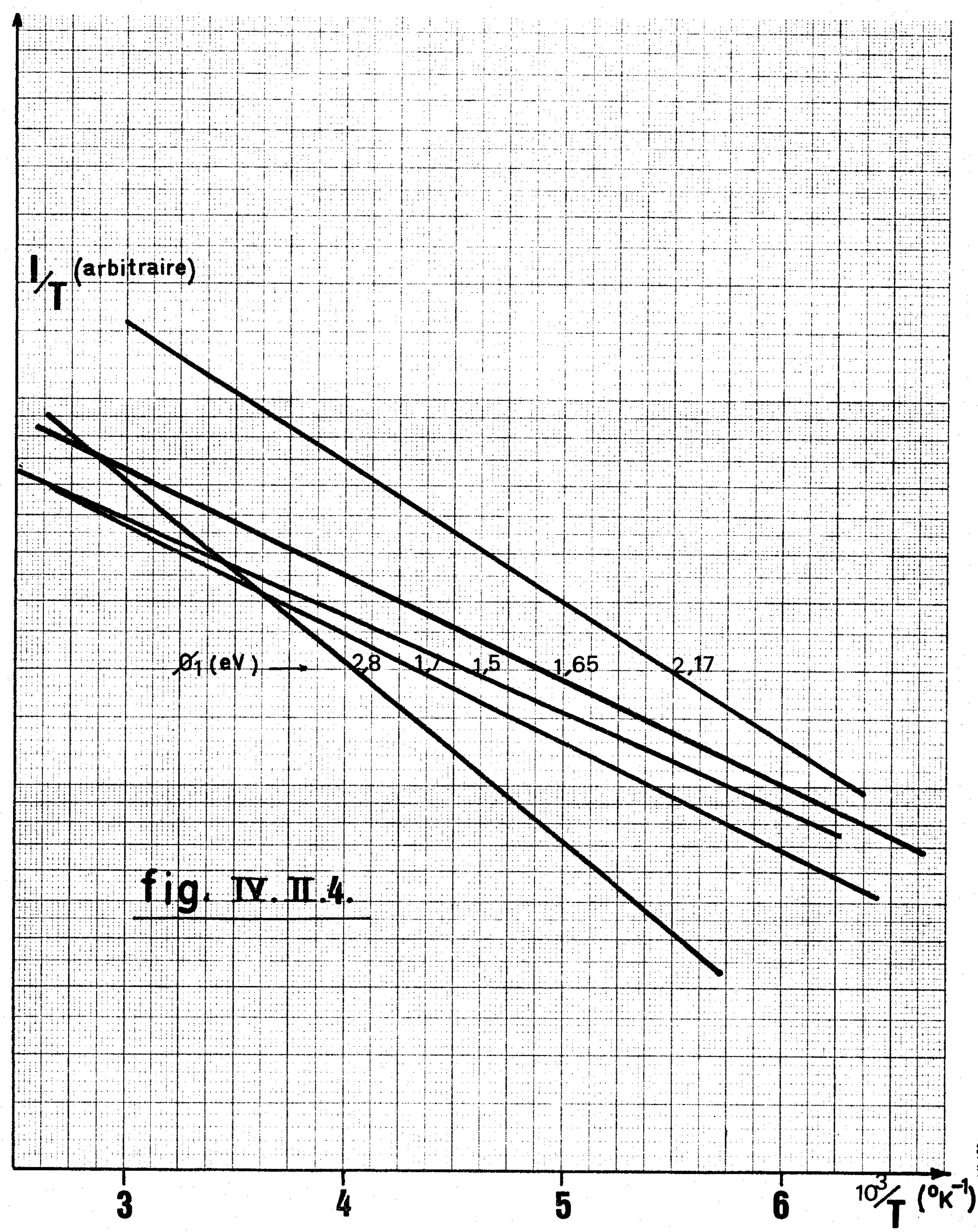

I/T (arbitraire)
$\emptyset_1$ (eV) →
2,8
1,7
1,5
1,65
2,17
3
4
5
6
$10^3/T$ ($^oK^{-1}$)
N° 130

fig. IV. II. 4.

- le premier (figure IV - II - 5) s'apparente à une **conduction** limitée par charge d'espace, dans un isolant contenant des **pièges (28) où**

$$I = A\, V^b$$

les valeurs de b trouvées sont comprises entre 1 et 17 **sui**vant les échantillons.

Nous présentons sur la figure IV - II - 6 les courbes **(I, T), qui** montrent une modification probable de la structure dans la zone **des tempé**ratures comprises entre - 20 et - 40°C.

Des résultats identiques ont été obtenus par SERVINI et JONSCHER **(33)** par la méthode des "courants stimulés thermiquement" (T.S.C.) **et ont été** interprétés en termes de transfert électronique entre pièges **voisins, sans** que le mécanisme de conduction soit entièrement élucidé.

- le second phénomène conduit à une loi de **conduction telle** que

$$Ln(I) = f\,(V^{1/2})$$

est linéaire (figure IV - II - 7). Cette loi est caractéristique **d'un effet** Schottky ou Poole-Frenkel (cf chapitre III - I - 4) pour **lesquels on a :**

$$I = I_o \exp - \frac{\phi_1 - \beta V^{1/2}}{kT}$$

Les mesures de conductivité en alternatif (34 - 36) on montré **que** $0,5\ eV < \phi_1 < 0,8\ eV$.

$$\beta = e\,\left(\frac{e}{a\,\pi\,\varepsilon_r\varepsilon_o\,L}\right)^{1/2}$$

avec a = 1 pour l'effet Poole-Frenkel

a = 4 pour l'effet Schottky.

En prenant $\varepsilon_r(SiO) = 5$, les valeurs de β déduites des courbes **I, V donnent**

$$1 < a < 1,3$$

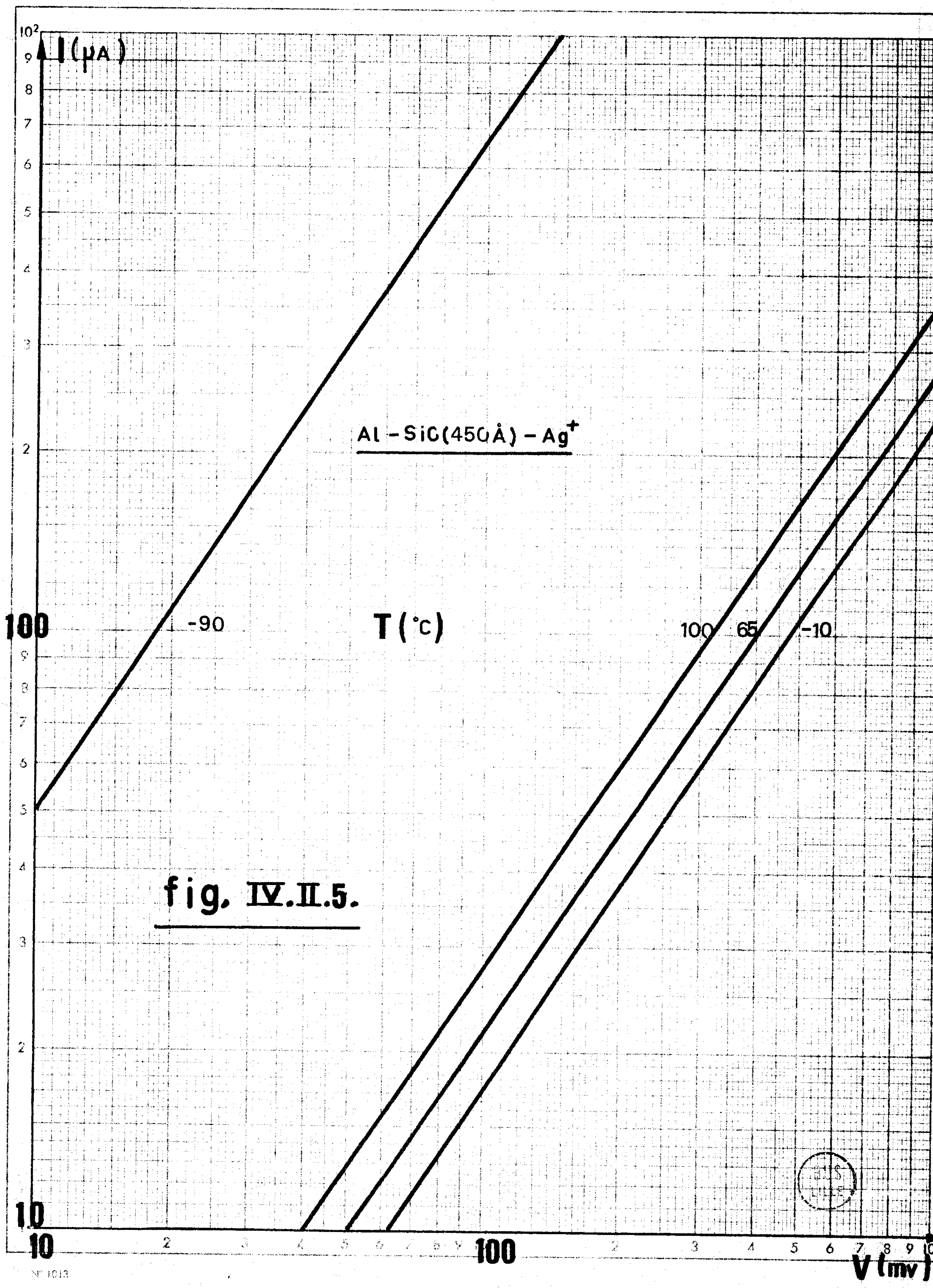
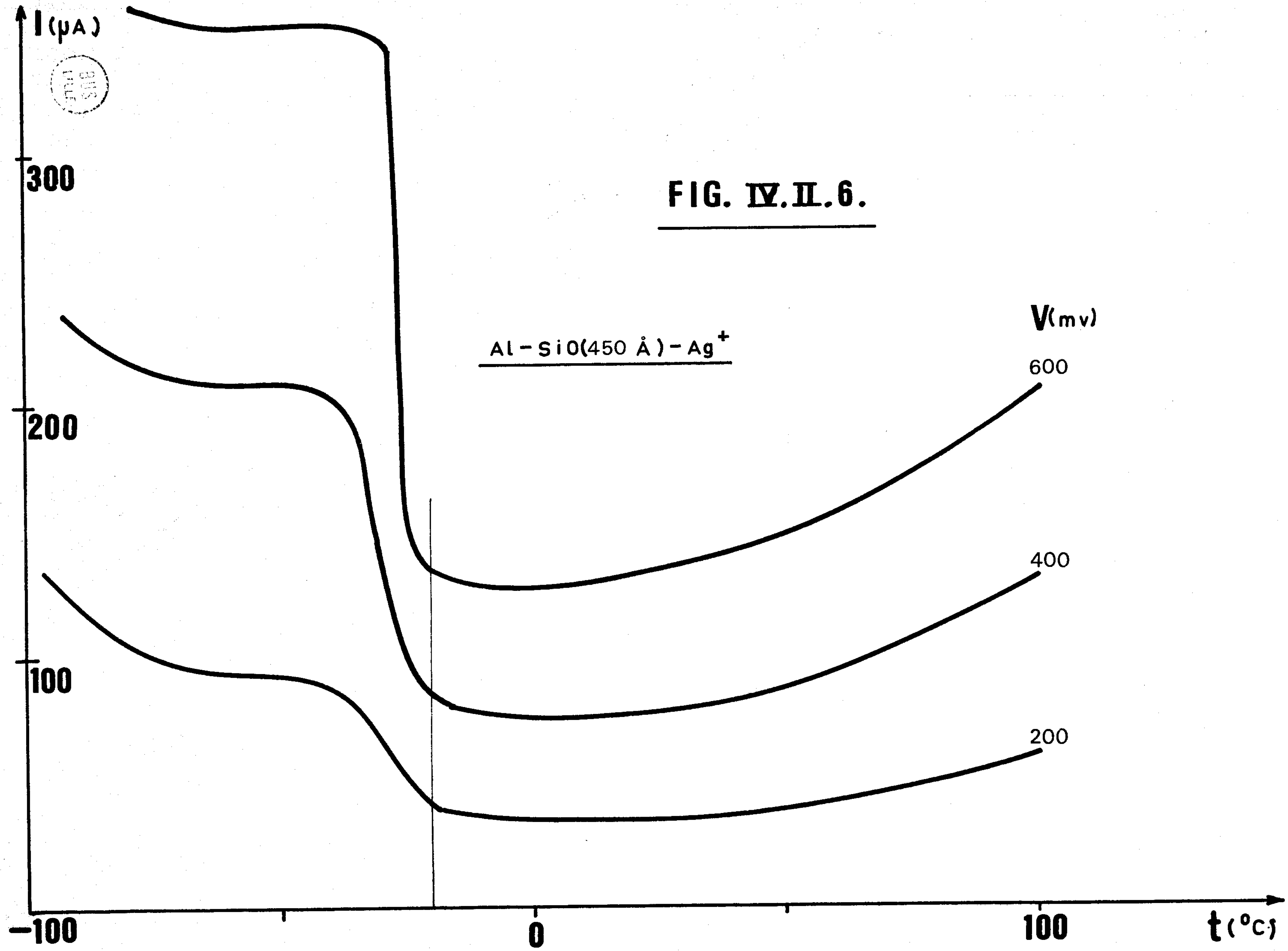


fig. IV.II.5.

FIG. IV.II.6.



52

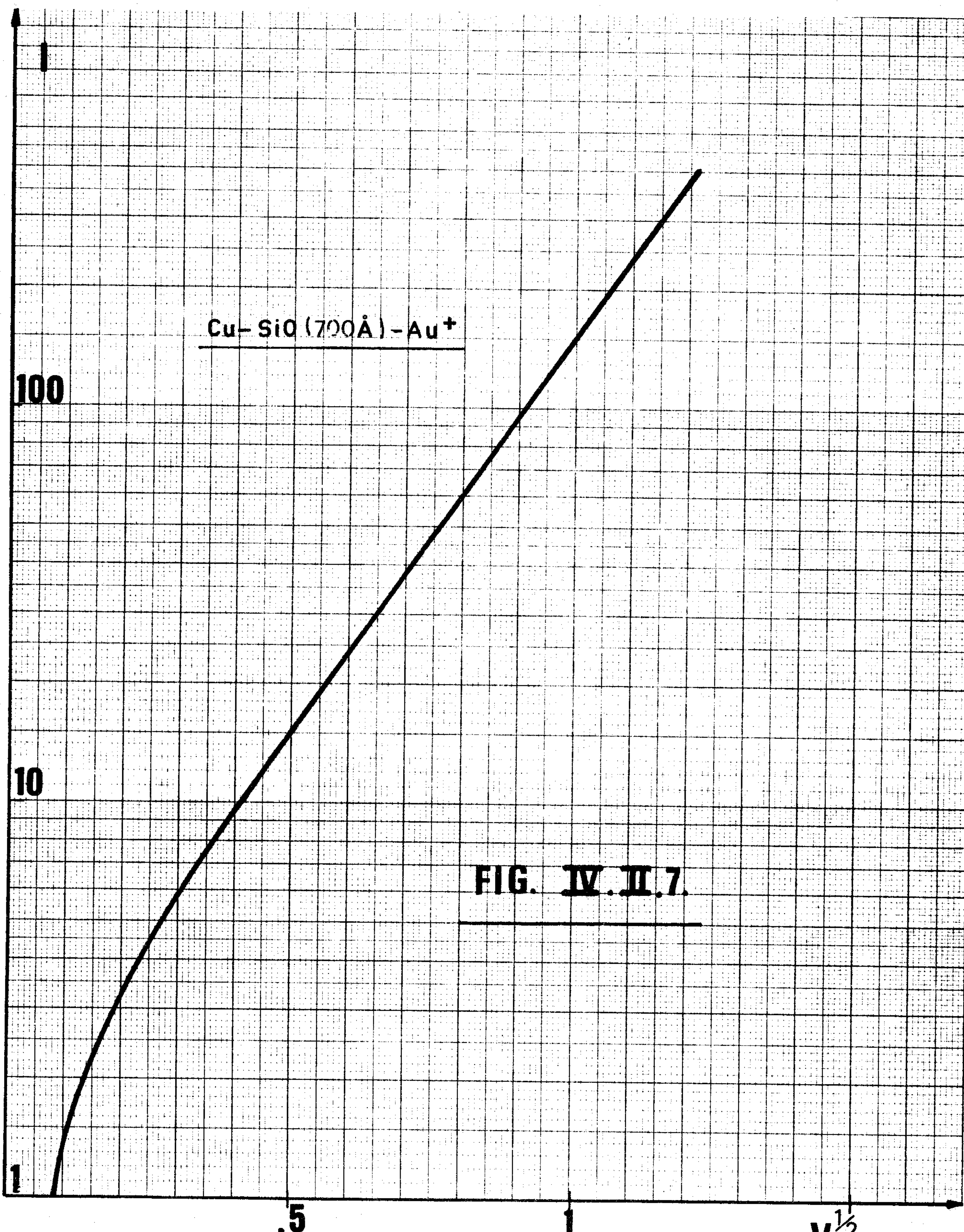
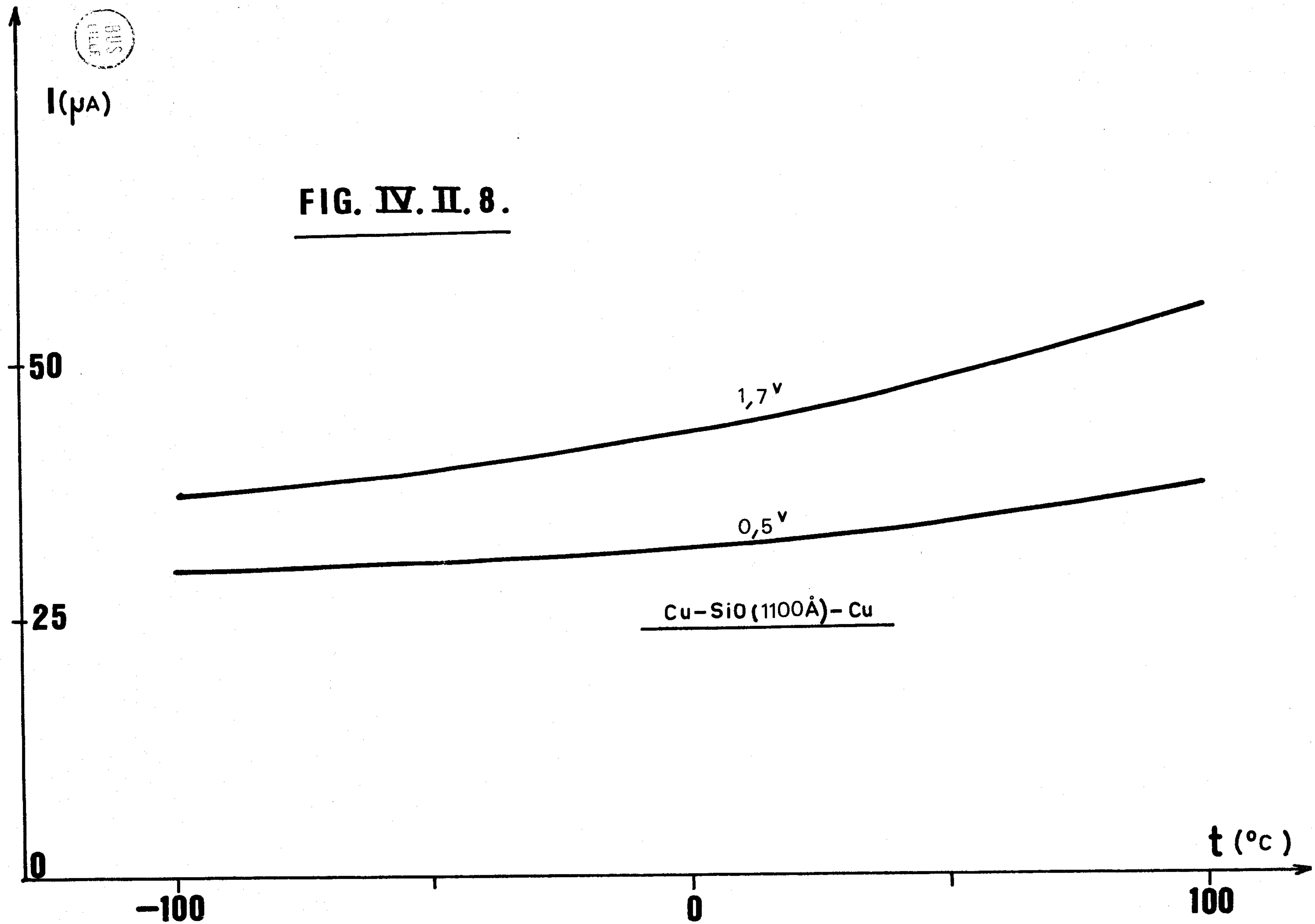


FIG. IV.II.7.

FIG. IV. II. 8.



Il semble donc que la conduction soit assurée par effet Poole-Frenkel. Cependant, les lois théoriques I = f(T) sont mal vérifiées (Fig IV - II - 8).

3 - Conduction après formation

a) forme des caractéristiques (I, V)

Lorsque la formation est complète, la structure M.I.M. présente une conductivité élevée en basse tension et une zone de résistance dynamique négative (figure IV - II - 9).

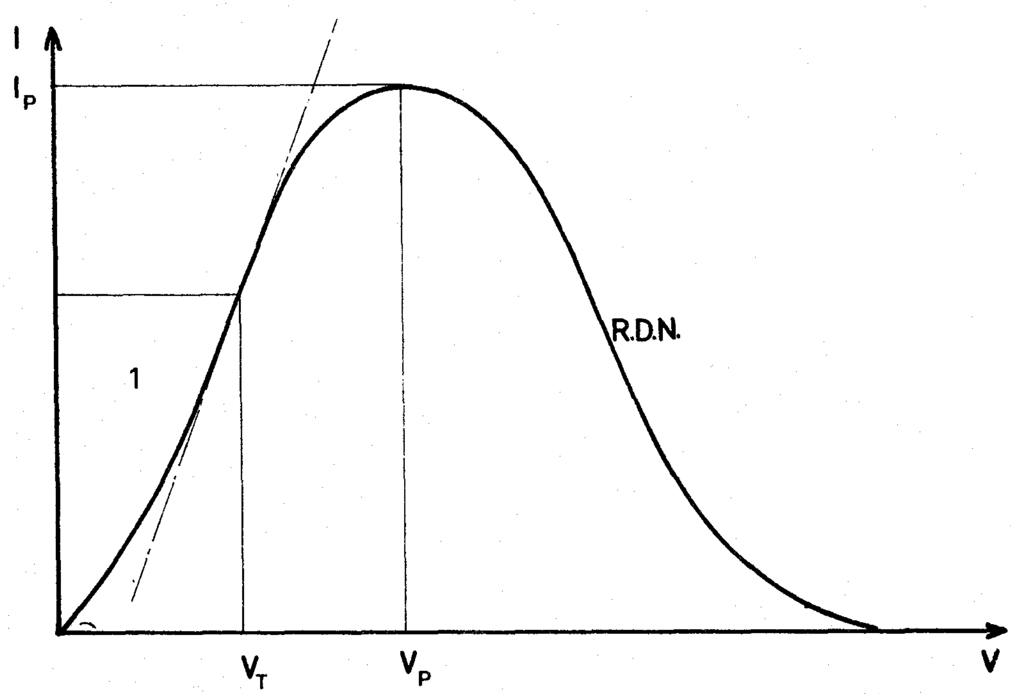


Fig IV - II - 9

Dans cette caractéristique, nous nous intéressons uniquement aux caractéristiques (I, V) situées dans la région (1) ($V < V_T$).

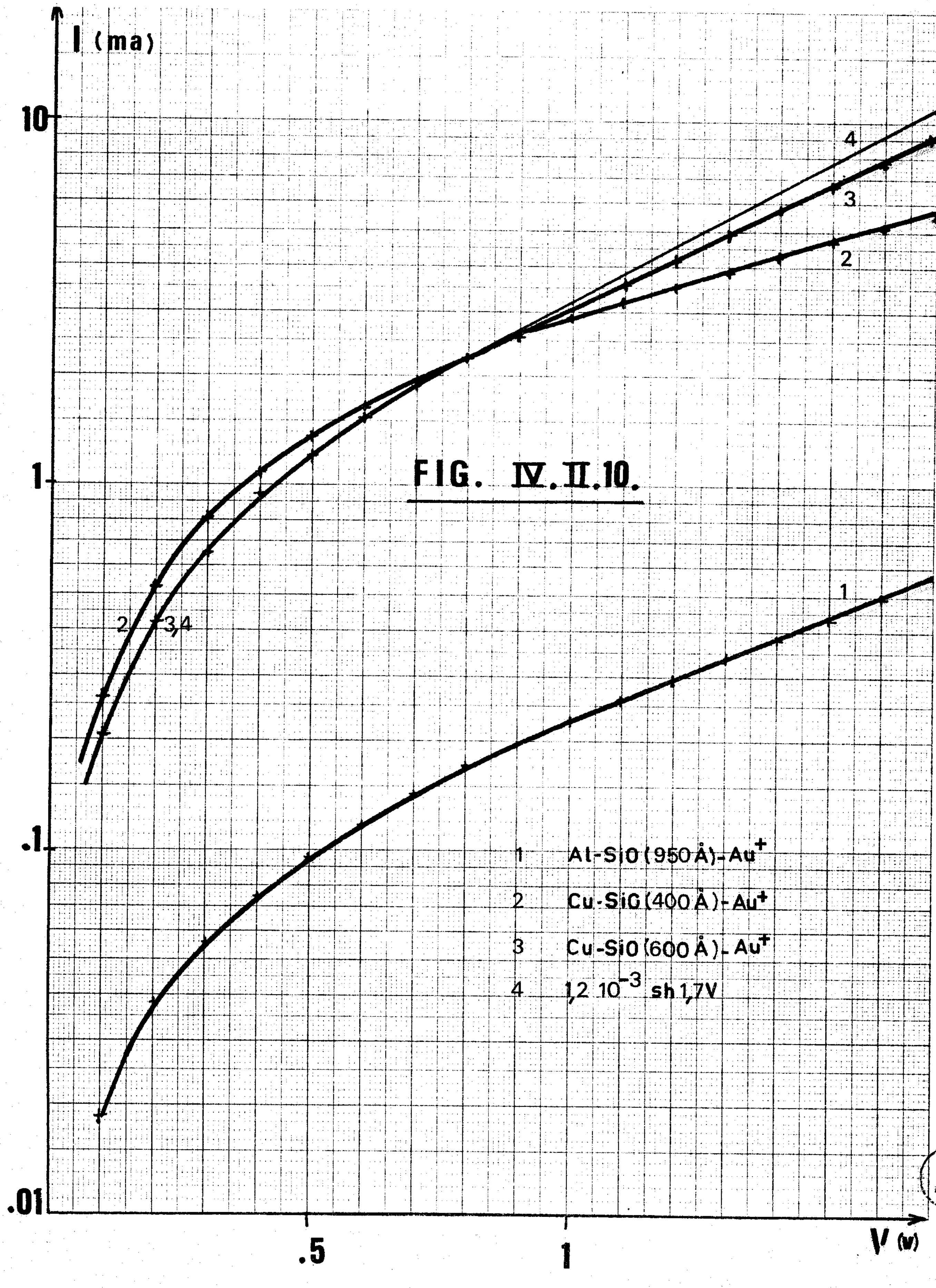
Dans cette zone, les courbes (I, V) se stabilisent rapidement lorsque la pression est faible ($P < 10^{-4}$ torr).

Nous présentons (fig IV - II - 10) quelques courbes (I, V) qui montrent que la loi

$$I = I_o \text{ sh } \gamma V$$

est assez bien vérifiée, à l'erreur près introduite par les résistances parasites (essentiellement dues aux électrodes) en série avec l'échantillon (courbe 3 et 4).

I_o et γ sont déterminés graphiquement à partir des courbes relevées à l'enregistreur (fig IV - II - 11).



I (ma)
10
1
.1
.01
.5
1
V (v)
4
3
2
2
3,4
1
1 Al-SiO (950 Å)-Au+
2 Cu-SiO (400 Å)-Au+
3 Cu-SiO (600 Å)-Au+
4 1,2 10-3 sh 1,7V

FIG. IV.II.10.

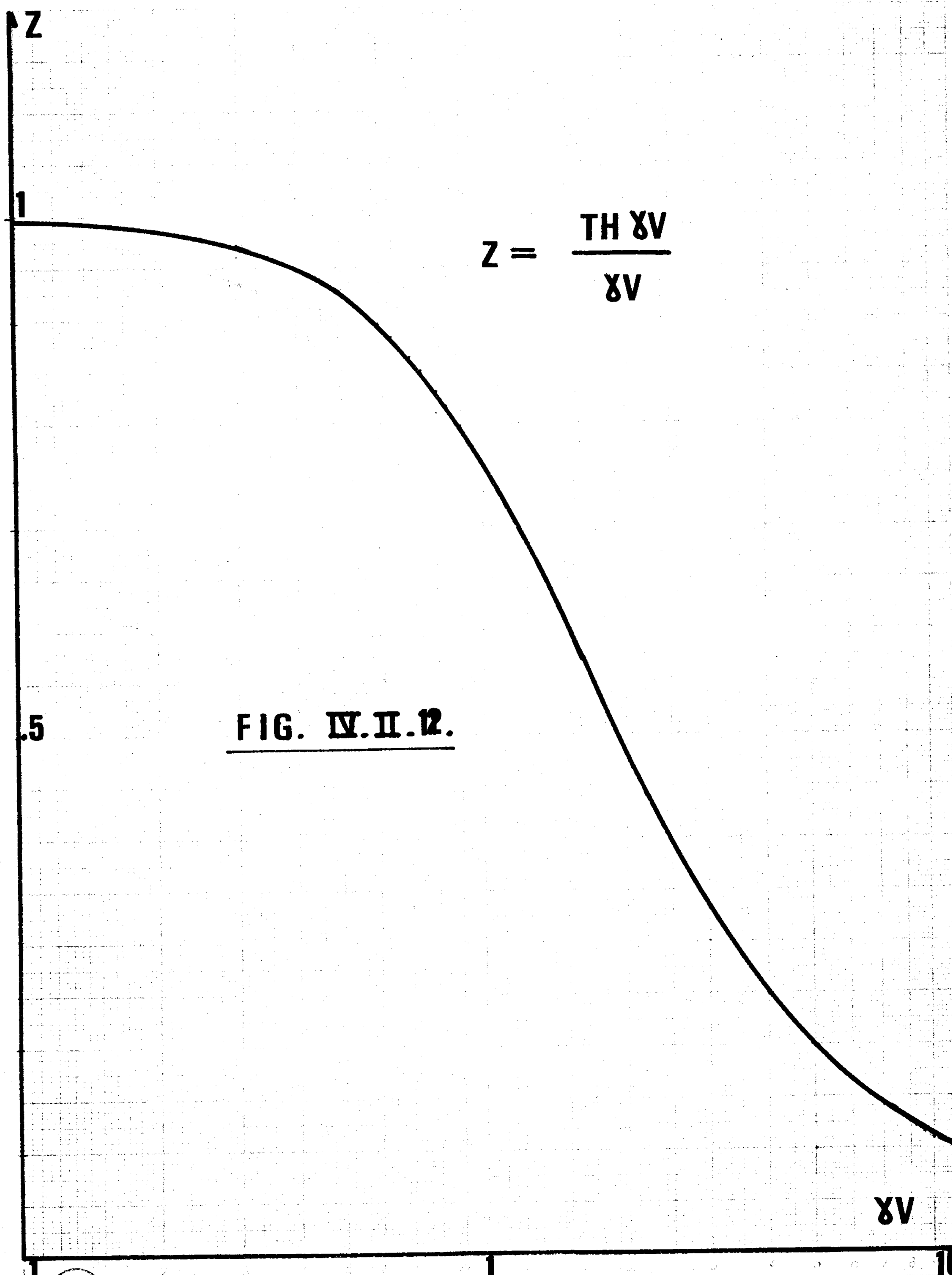


FIG. IV.II.12.

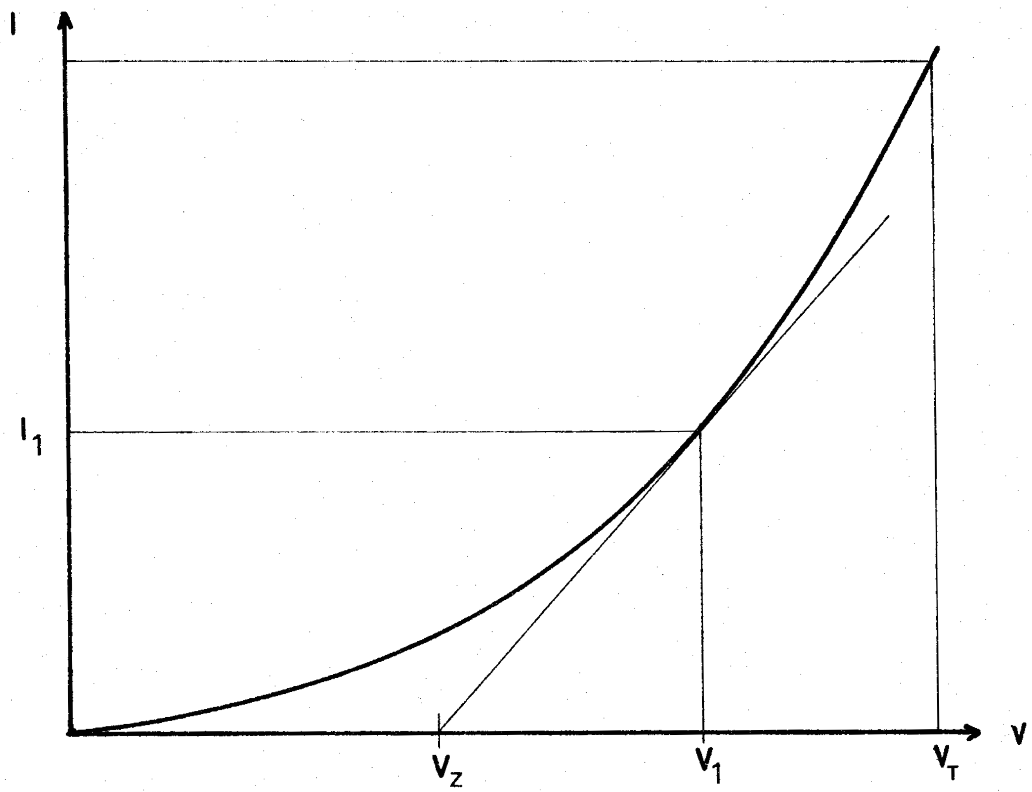


Fig. IV - II - 11

On peut montrer que

$$\frac{V_1 - V_z}{V_1} = Z = \frac{\text{th}\ \gamma\ V_1}{\gamma V_1}$$

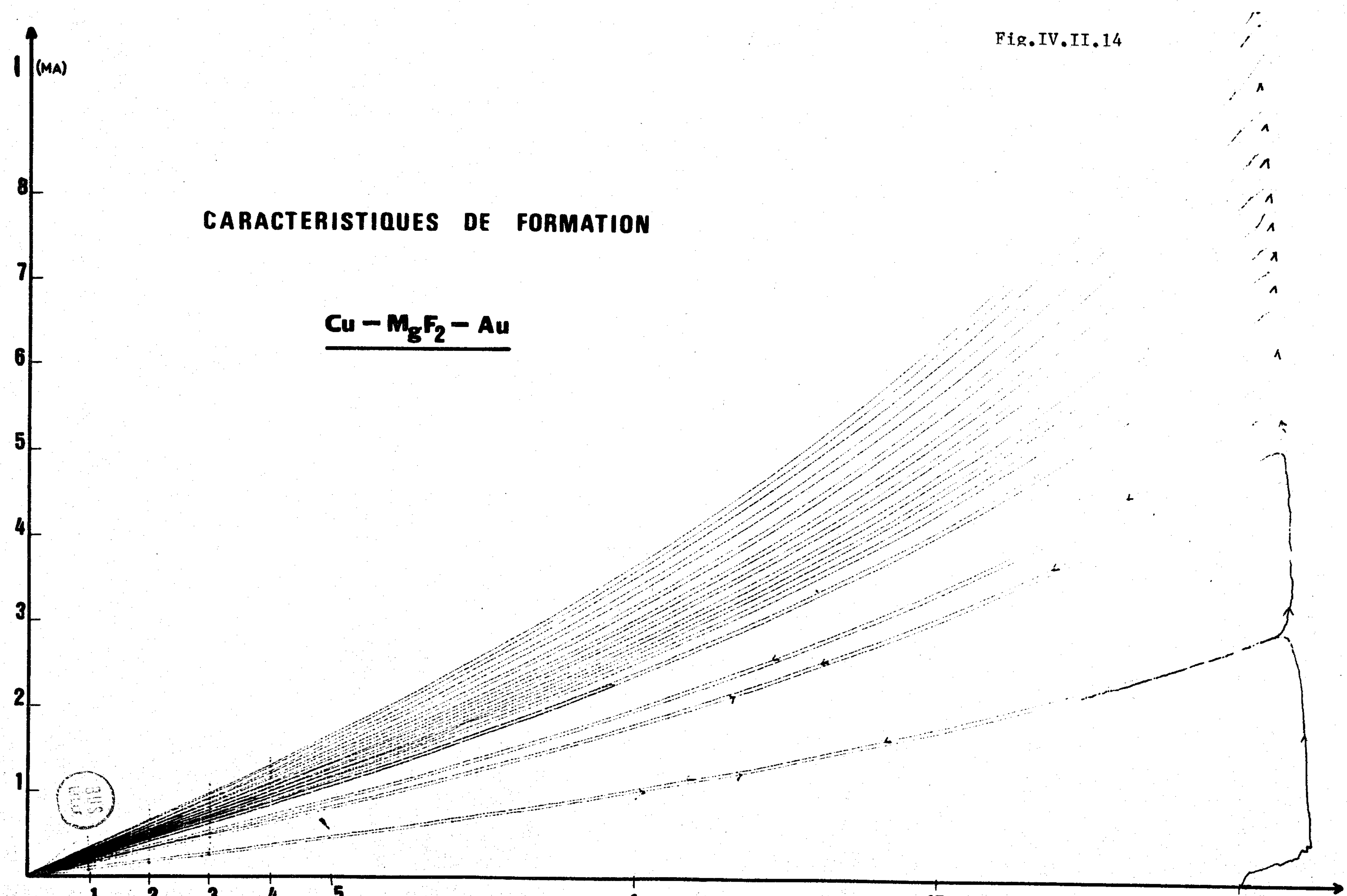
ce qui permet de calculer γ et I_o de façon rapide et suffisamment précise (fig IV - II - 12). Les valeurs de γ calculées sont généralement comprises entre 0,5 et 2. Celles de I_o sont extrêmement dispersées (10 µA à 10 mA) et pronfondément influencées par les conditions de mesure.

b) variation de γ et I_o pendant la formation

A partir du réseau de courbes (I, V) (fig IV - II - 14) obtenues (6) pendant la "formation" d'une structure Cu - MgF_2 - Au, nous avons tracé γ et I_o en fonction du nombre de balayage en tension (fig IV - II - 15).

On remarque que γ varie peu après le premier balayage, alors que I_o varie fortement. Dans l'hypothèse d'une conduction par sauts tunnel, ceci montre que la position des pièges et la hauteur qui les sépare sont fixes. C'est seulement le nombre de "chaines" conductrices qui augmente au cours du processus de formation.

Fig.IV.II.14


I (MA)
8
7
6
5
4
3
2
1
1
2
3
4
5
CARACTERISTIQUES DE FORMATION
Cu – MgF2 – Au

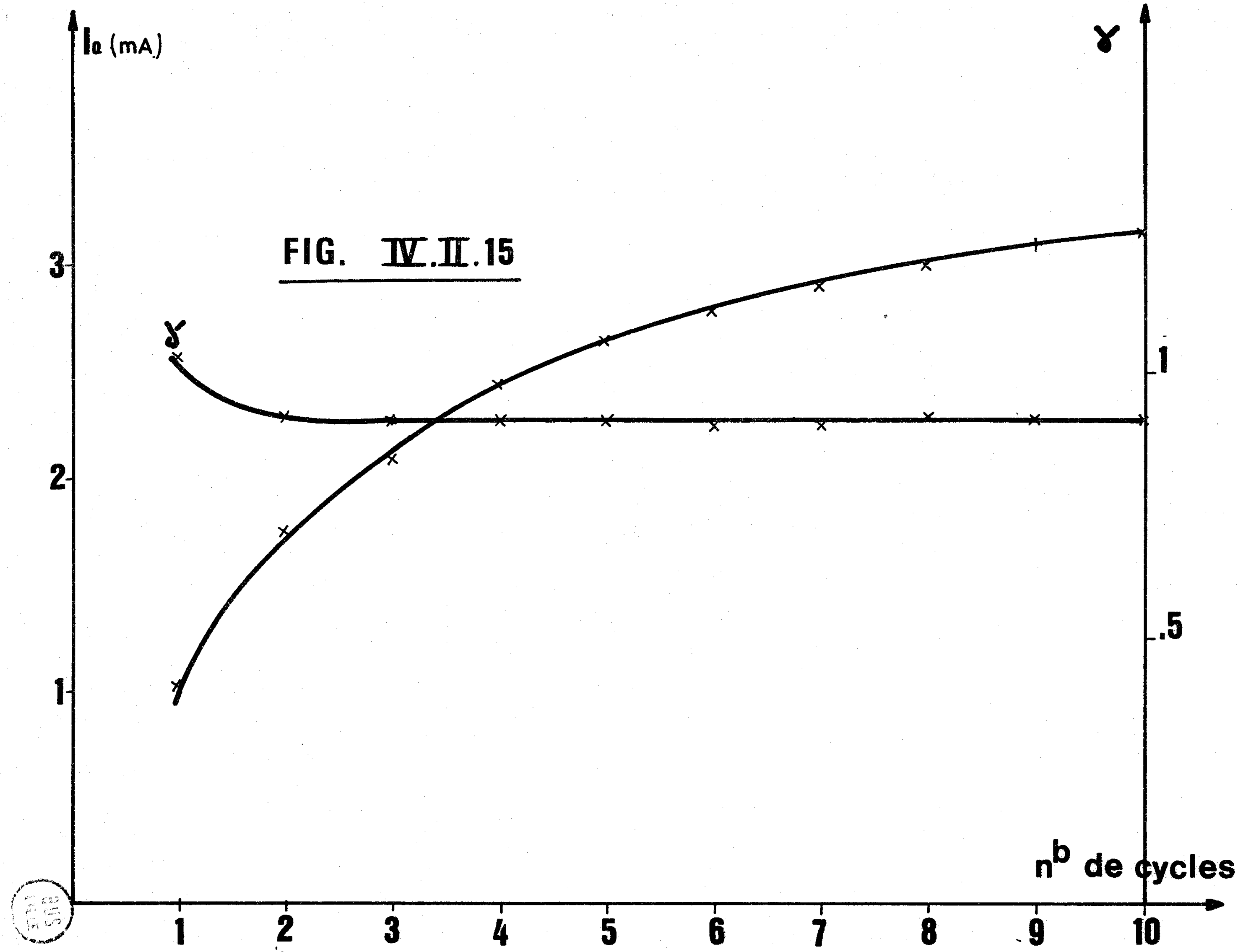
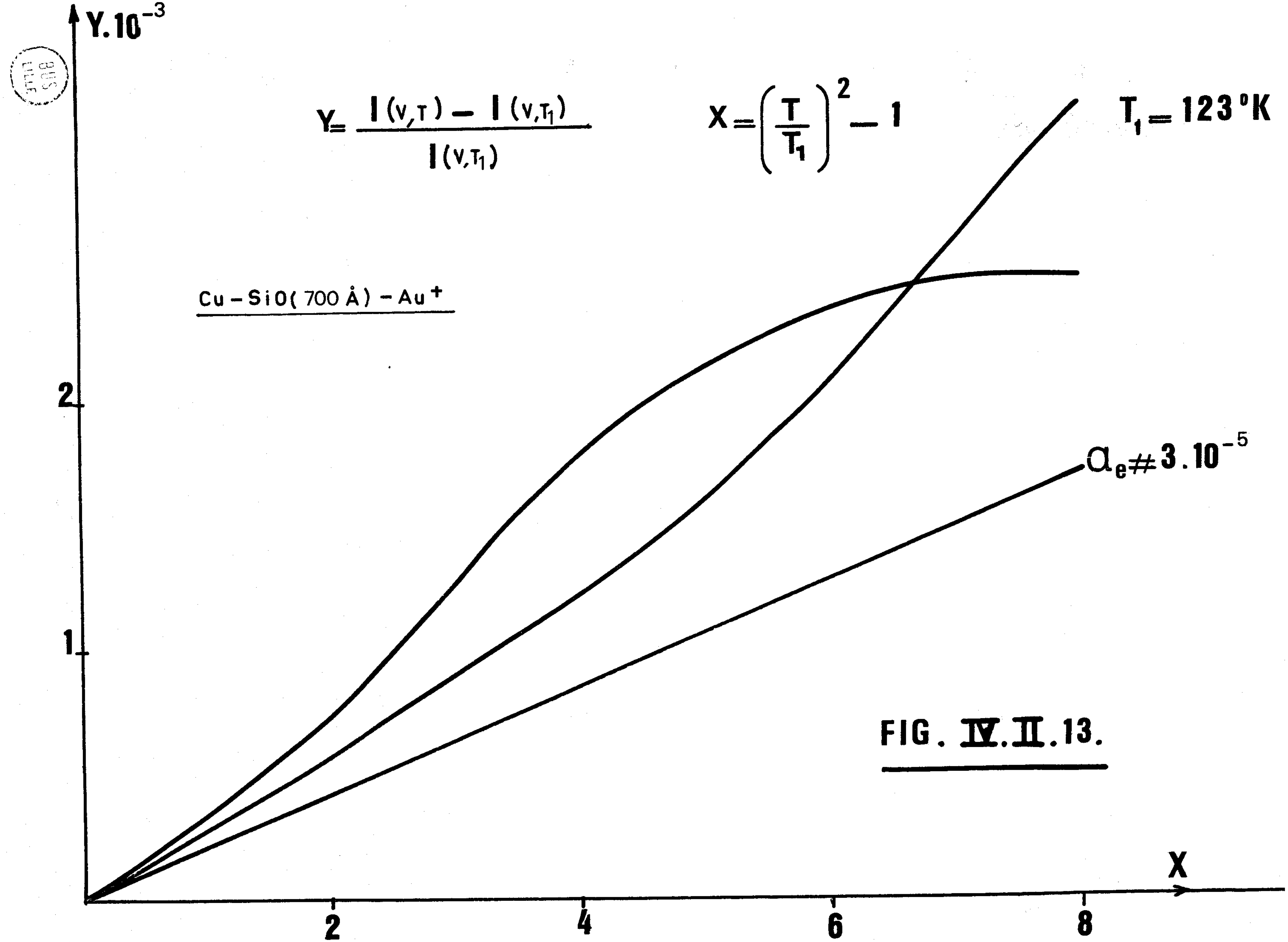


FIG. IV.II.15



Y.10^-3
Y= I(v,T) − I(v,T1) / I(v,T1)
X=(T/T1)^2 − 1
T1=123°K
Cu-SiO(700 Å)-Au+
αe#3.10^-5
X
2
1
2
4
6
8

FIG. IV.II.13.

Les caractéristiques (I, V) sont stables lorsque toutes les "chaines" susceptibles de conduire sont formées.

c) variation de I_o et γ pour $V > V_T$

Lorsque la tension appliquée dépasse largement V_T, la caractéristique (I, V) de retour au repos est différente de celle obtenue à l'aller et dépend de la tension crête atteinte. Dans ce cas, nous avons pu remarquer que cette différence résulte d'une variation de I_o et non de γ. Ce phénomène peut être interprêter de façon identique : lorsque la tension de polarisation dépasse V_T, un certain nombre de filaments sont rendus non conducteurs, soit par rupture, soit par piègeage d'électrons dans l'isolant.

Lorsque la pression, et en particulier la pression partielle d'oxygène augmente, on constate uen forte diminution de I_o, mais γ varie très peu. Dans ce cas, la rupture des filaments conducteurs est, dans notre hypothèse, localisée, à la jonction métal-isolant, où la présence d'oxygène diminue la charge d'espace statique à l'interface .

Les mesures I = f(T) montrent que le courant varie peu en fonction de la température, ce qui confirme un processus de conduction lié à l'effet tunnel.

Cependant, la loi

$$I(V, T) = I(V, 0) \{1 + \alpha_e T^2\}$$

caractéristique de ce type de mécanisme, n'a pu être vérifiée de façon systèmatique (fig IV - II - 13).

4 - Conduction en champ élevé

L'étude des structures M.I.M. en champ élevé ($E > 10^6$ V/cm) met en évidence une conduction par effet Schottky (5). Les hauteurs de barrière les plus habituellement rencontrées sont comprises entre 1,5 et 3 eV. Elles correspondent aux valeurs calculées précédemment (Chap IV-II-2-a).

Conclusion

Nous avons montré que pour des tensions de polarisation $V < V_T$ le courant, après "formation", obéit, dans les structures M.I.M. à la loi

$$I = I_o \, sh \, \gamma V$$

et nous avons étudié les variations de γ et I_o en fonction des paramètres de mesure.

Des travaux effectués par ailleurs (15) sur des couches de SiO évaporées soit par effet Joule (SiOj) soit par bombardement électronique (SiO_B) ont montré que le comportement des structures M.I.M. dépend fortement du mode d'évaporation, pour des tensions appliquées supérieures à la tension de formation V_F.

Pour $V < V_F$ la conduction est assurée par effet Poole-Frenkel, mettant en jeu des énergies d'activation de 0,75 eV dans les deux types de couches.

Pour $V > V_F$, le phénomène de formation intervient uniquement dans les structures M.SiOj.M.

D'autre part, la microanalyse nucléaire et l'absorption infrarouge (16) ont montré que le phénomène de RDN résulte essentiellement de l'existence de liaisons particulières du silicium dans l'oxyde (phase instable Si_2O_3) et la conduction se développe dans ces "chaines".

Les mesures que nous avons effectuées sur γ et I_o pendant et après "formation" confirment cette hypothèse de conduction par saut tunnel le long des "chaines formées". Cependant, comme ces effets de conductivité anormale et de RDN sont observés sur d'autres isolants que SiO (MgF_2, Al_2O_3, Ta_2O_5 ...) l'hypothèse de formation de "chaines" conductrices, à partir d'un type particulier de liaison chimique, ne peut être généralisée.

Pour compléter cette tentative d'interprétation, il est nécessaire de posséder une information plus complète sur les paramètres caractéristiques des barrières de potentiel (hauteur, épaisseur ...). Cette information nous est donnée par les mesures de bruit.

II - Mesures de bruit

Les mesures de bruit exigent une bonne stabilité du point de fonctionnement, ce qui interdit d'appliquer aux structures M.I.M. des tensions supérieures à V_F, pour les échantillons non formés, et à V_T pour ceux qui le sont. Nous nous sommes limités à des tensions de polarisation inférieures à 3 volts dans le premier cas, et à 1,7 volt dans le second.

1) Mesure de bruit avant formation

Nous présentons et interprètons successivement les mesures de bruit dans les phases suivantes : avant, pendant et après "formation". Les échantillons sont placés sous vide, immédiatement après leur fabrication. Les caractéristiques (I, V) sont relevées point par point, pendant que s'effectue la mesure de bruit.

Avant l'application de la tension de polarisation, les échantillons présentent un bruit relativement faible, de l'ordre de grandeur du bruit thermique de leur impédance.

Lorsqu'on applique une tension de polarisation d'environ 3 volts, on constate que le bruit fourni par les échantillons devient très élevé et apparait comme la superposition, à une tension de bruit de forme habituelle, d'impulsions de forte amplitude (fig IV - II - 1). Ce type de bruit est généralement appelé bruit d'éclatement (Burst Noise)(29 - 31).

Fig. IV - II - 1

On remarque en même temps que courant et tension de polarisation sont peu stables à long terme. Ce phénomène semble d'autant plus marqué que l'épaisseur d'isolant est plus importante.

Au bout d'un laps de temps, qui peut varier de quelques minutes à plusieurs heures, le point de polarisation se stabilise et on constate la disparition des impulsions, l'autre composante de bruit n'ayant apparemment pas été affectée.

Si la tension de polarisation ramenée à zéro et l'échantillon court-circuité pendant quelques secondes, le niveau de bruit reste plus important qu'avant la mise initiale sous tension, le retour au niveau initial s'effectue en un temps assez long, souvent supérieur à la dizaine d'heures.

Ces phénomènes, bien que purement qualitatifs, peuvent être interprêtés en termes de piègeage de charges sur des sites correspondant à des niveaux d'énergie profonds, situés dans la bande interdite de l'isolant.

a) spectre

Nous présentons figure IV - III - 2 une série de spectres relatifs à une structure Cu - SiO - Au, l'épaisseur d'isolant est de 700 Å. On remarque qu'en basse fréquence, la densité spectrale de courant de bruit est :

$$<i_f^2> \sim f^{-2}$$

et aux fréquences plus élevées

$$<i_f^2> \sim f^{-\alpha}$$

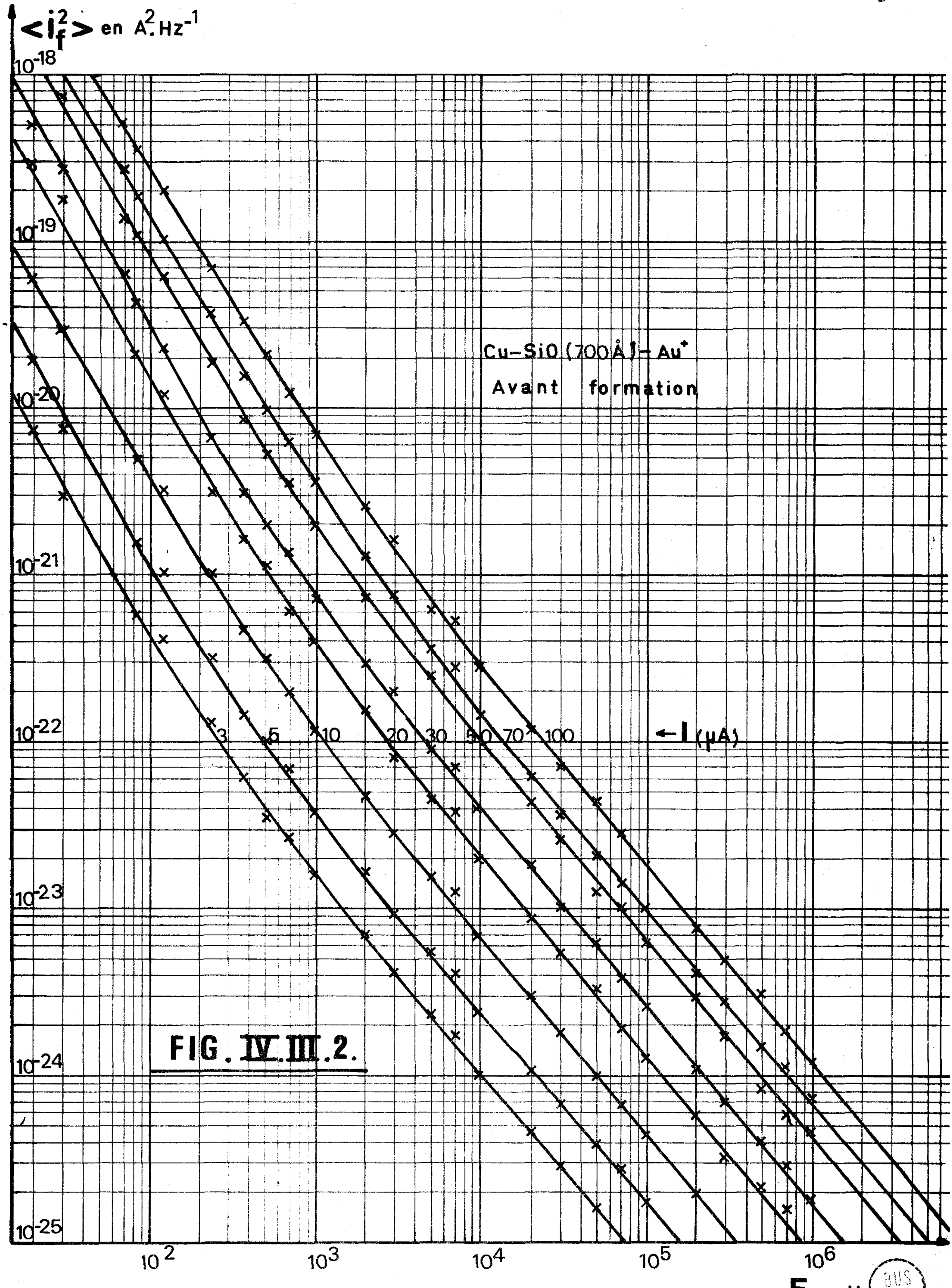
avec ici $\alpha \# 1,2$. La valeur de α varie, suivant les échantillons, de 0,7 à 1,3 environ, sans que nous ayons pu relier ces valeurs à une grandeur physique caractéristique des couches.

Sur la figure IV - III - 3, nous avons tracé la densité spectrale du courant de bruit en fonction du courant de polarisation. On voit qu'en basse fréquence

$$<i_f^2> \sim I^2$$

et aux hautes fréquences

$$<i_f^2> \sim I^{\beta}$$



<i_f^2> en $A^2.Hz^{-1}$
10^{-18}
10^{-19}
10^{-20}
10^{-21}
10^{-22}
10^{-23}
10^{-24}
10^{-25}
10^2
10^3
10^4
10^5
10^6
F en Hz
Cu–SiO (700 Å) – Au+
Avant formation
3
5
10
20
30
50
70
100
← I (µA)

FIG. IV.III.2.

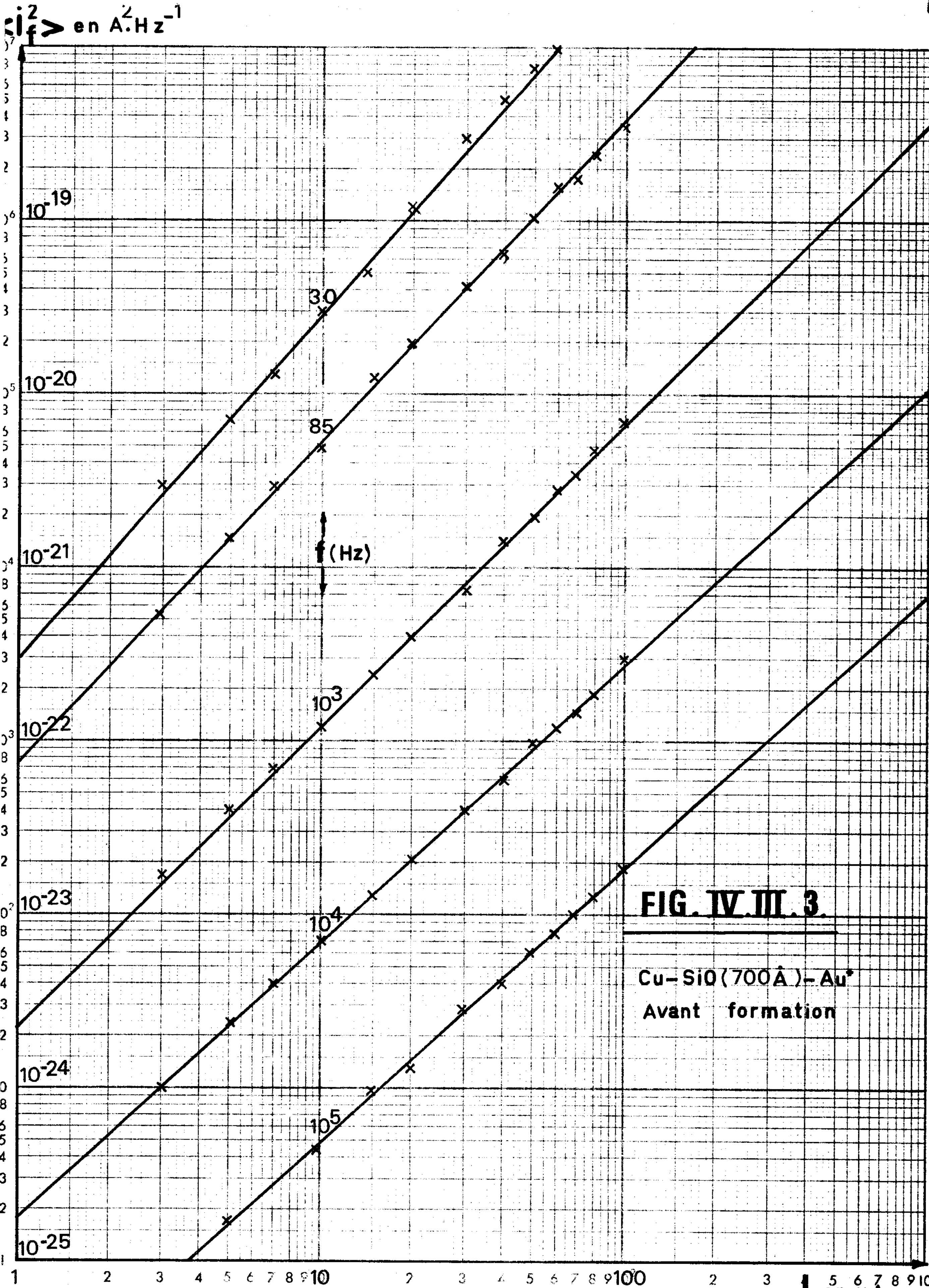
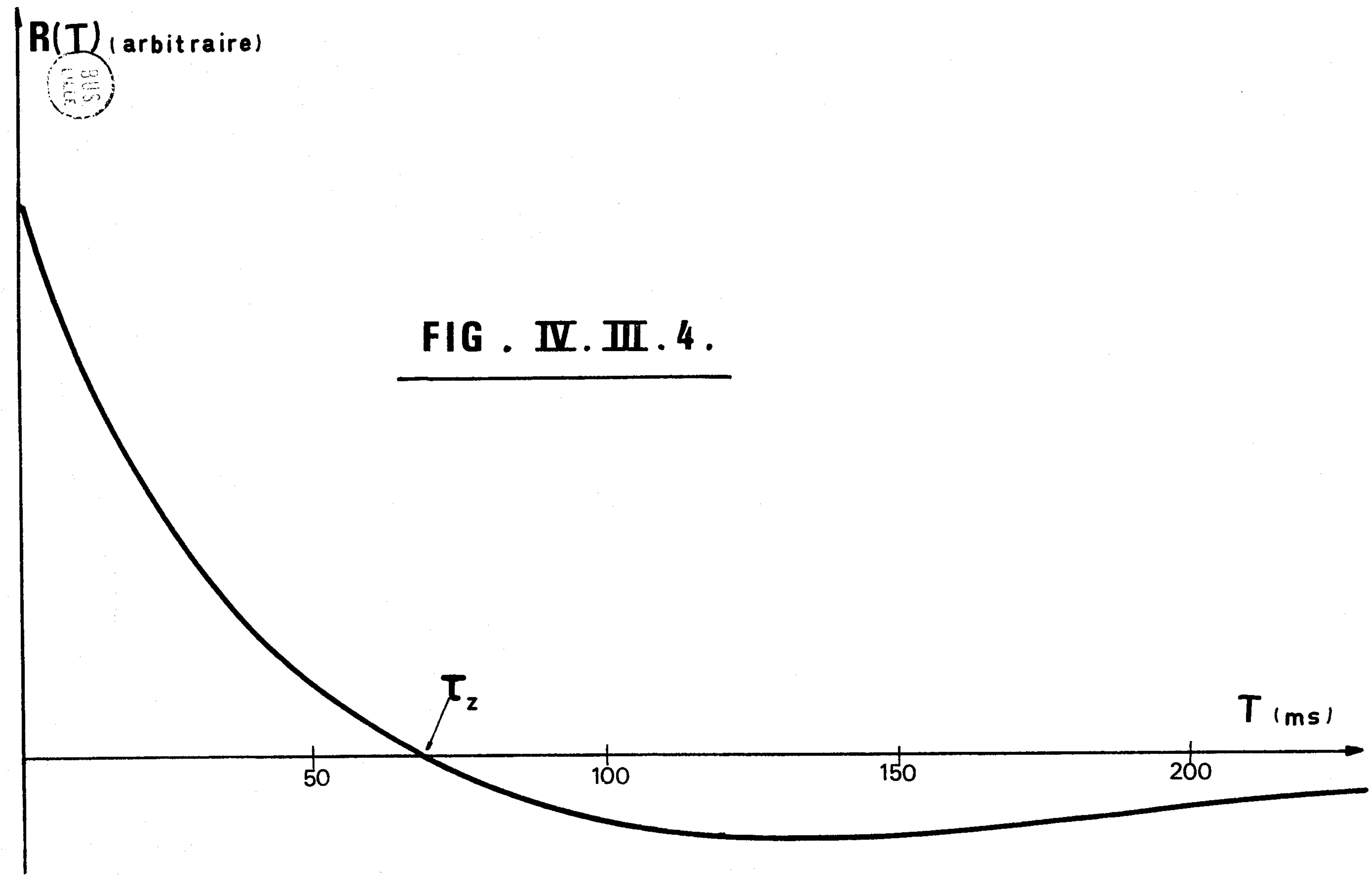


FIG. IV.III.3.

Cu – SiO (700 Å) – Au*
Avant formation


R(T) (arbitraire)
FIG . IV . III . 4 .
τ_z
T (ms)
50
100
150
200

Nous avons trouvé β généralement compris entre 1,2 et 1,8. Des résultats semblables ont été trouvés par R. J. J. Zijlstra (31) pour des couches plus minces (128Å) d'oxyde de Tantale (Ta - Ta_2O_5 - Au), cet auteur donne $\alpha \# 0,8$, $\beta \# 1,7$.

b) fonction d'autocorrélation

La fonction d'autocorrélation du bruit décroit rapidement avec le retard τ (fig IV - III - 4). Pour les valeurs de τ supérieures à une vingtaine de millisecondes, il semble que, dans la plupart des cas, $R(\tau)$ puisse se mettre sous la forme

$$R(\tau) = A_1 \exp - \left|\frac{\tau}{\tau_1}\right| + A_2 \exp - \left|\frac{\tau}{\tau_2}\right|$$

avec $\tau_1 \# 30$ à 50 ms
$\tau_2 \# 100$ à 400 ms

La détermination des constantes τ_1 et τ_2 est en général assez imprécise, à cause de l'influence des amplificateurs (cf. chap. II - III - 3).

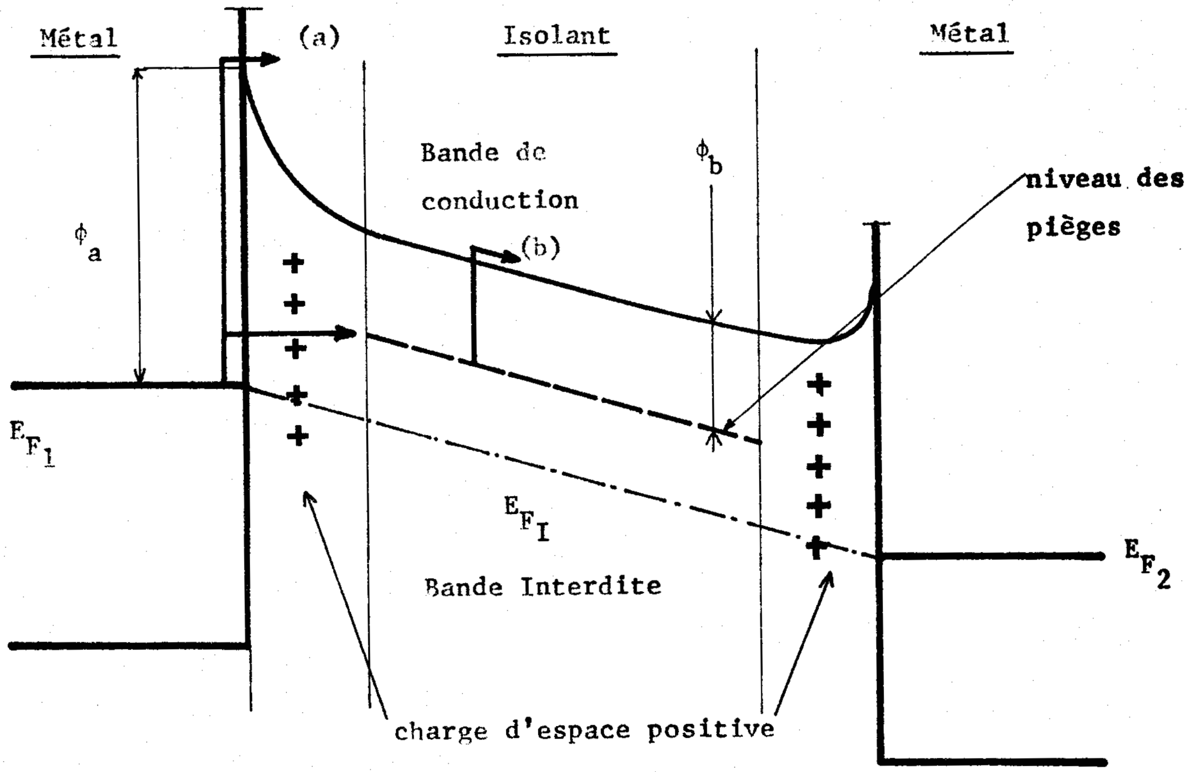
Pour les retards inférieurs à 10 ms, il ne semble pas que la fonction d'autocorrélation puisse être assimilée à une fonction de type exponentiel à constante de temps unique.

c) interprétation

Les mesures de conductivité avant formation ont permis de mettre en évidence un mécanisme d'injection thermique des électrons dans la bande de conduction de l'isolant, soit directement (a) à partir de la cathode (effet Schottky, $\phi_a \# 2$ eV), soit (b) à partir de pièges situés dans la bande interdite de l'isolant (effet Poole-Frenkel, $\phi_b \# 0,6$ eV).

Les mesures effectuées par ailleurs (34 - 35 - 36) montre la présence d'une charge d'espace positive assez importante au niveau des jonctions métal-isolant. Cette polarisation interfaciale est confirmée par la présence d'un bruit dont la densité spectrale varie en I^2/f^2 en basse fréquence (26).

Le diagramme des bandes d'énergie dans les structures M.I.M. réelles est donc :



Cette forme de diagramme peut interpréter l'écart constaté entre la forme des courbes (I, T) obtenues et celles prévues à partir des lois théoriques de l'effet Poole-Frenkel. En effet, dans l'expression

$$I = I_o \exp - \frac{\phi_b - \beta V^{1/2}}{kT}$$

I_o est proportionnel au nombre d'électrons incidents sur les pièges, c'est à dire du courant injecté par cathode, et le deuxième terme la probabilité pour que ces électrons quittent le piège.

Dans le cas où l'isolant contient, au niveau des jonctions avec les métaux, une charge d'espace appréciable, le courant injecté à travers celle-ci dépend de la température.

Le courant devient :

$$I = I_o(T) \exp - \frac{\phi_b - \beta V^{1/2}}{kT}$$

et les courbes

$$\ln(I) = f\left(\frac{I}{T}\right)$$

ne sont plus linéaires. Ce que nous vérifions expérimentalement sur les courbes (fig. IV - II - 8).

2) Mesures de bruit pendant la formation

Les résultats concernant ce phénomène sont purement qualitatifs, car aucune mesure de spectre ou de fonction d'autocorrélation, ne peut être faite pendant le temps de formation, à cause du manque de stationnarité des grandeurs de polarisation.

Lorsque la différence de potentiel appliquée à la structure M.I.M. augmente, un bruit d'éclatement réapparait et devient extrêmement important lorsque la tension de formation V_F est atteinte (figure IV - III - 5).

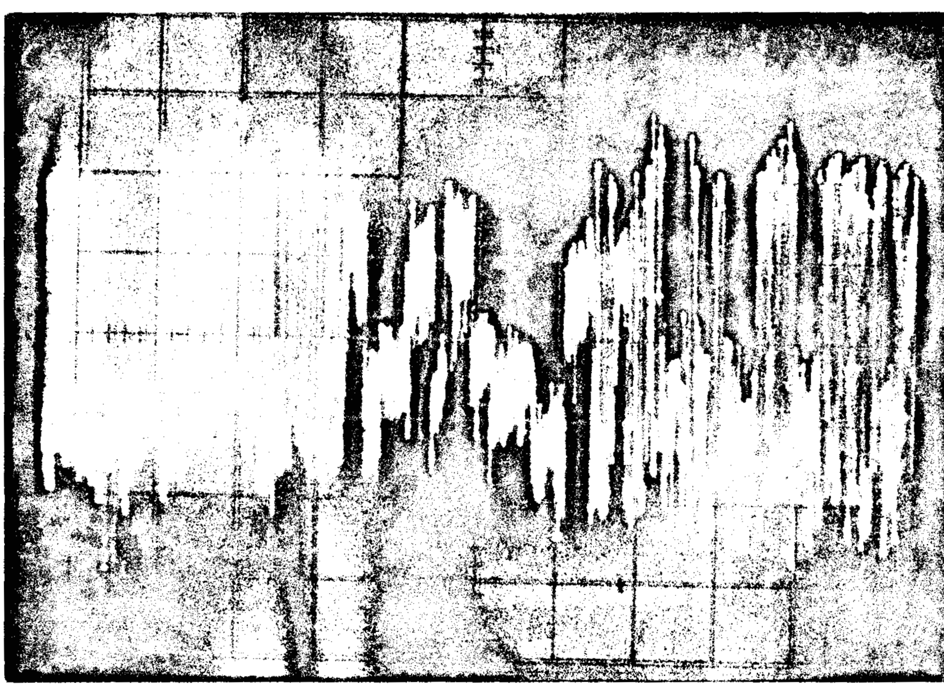
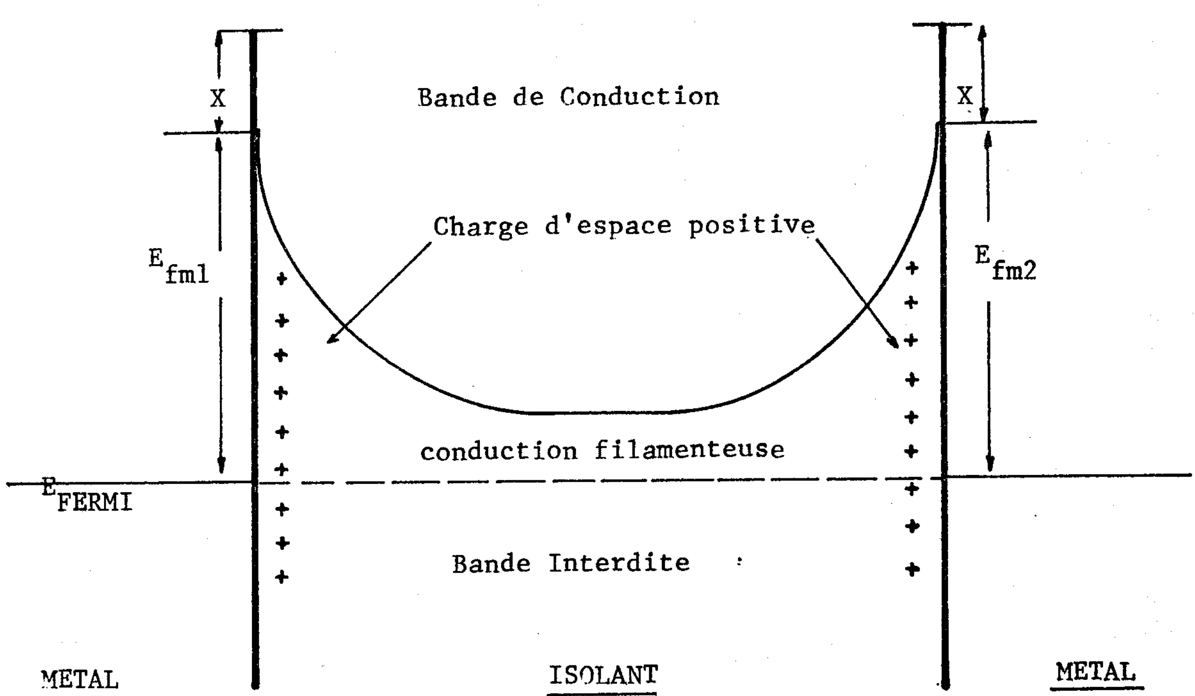


Fig. IV - III - 5

Ensuite, au fur et à mesure que le degré de formation augmente, ce type de bruit tend à disparaître.

Nous avons effectué une série de mesure de la fonction de densité de probabilité de la tension de bruit. Sa nature gaussienne semble conservée, même en présence du bruit d'éclatement. Ces mesures sont entachées d'une erreur importante à cause de l'évolution du phénomène pendant le temps nécessaire à leur relevé. Cependant, en multipliant les expériences et en s'appuyant sur les observations faites à l'oscillographe, on peut affirmer que l'amplitude des impulsions d'éclatement n'a pas une valeur unique ou quelques valeurs discrètes bien définies, comme c'est habituellement le cas pour ce type de bruit (29, 30).



X
Bande de Conduction
X
Charge d'espace positive
E fm1
E fm2
conduction filamenteuse
E FERMI
Bande Interdite
METAL
ISOLANT
METAL

Lorsque, après formation complète de l'échantillon à la tension V_F, on augmente la différence de potentiel, on voit réapparaitre le bruit d'éclatement.

La pression ambiante a une grande influence sur le déroulement du processus de formation (chap I - III - 3). Si l'échantillon est placé dans un vide primaire (10^{-2} à 10^{-1} torr), le phénomène de formation est plus lent et le degré atteint plus faible. On peut également noter que le nombre moyen d'éclatements par seconde est beaucoup plus élevé qu'il n'était sous vide.

Tous les phénomènes, aussi bien de conductivité, que de bruit, observés pendant la formation, peuvent être expliqués en termes d'injection d'ions positifs dans l'isolant, à partir de l'anode.

Il est possible de montrer (37) que l'énergie d'activation caractéristique de ce processus d'injection est plus élevée, à cause du phénomène de force image, pour les ions multivalents que pour les ions monovalents. Ceci explique les tensions de formation plus élevées constatées lorsque l'anode est en aluminium.

D'autre part, les variations du degré de formation avec la pression peuvent s'interpréter par la diffusion, à travers les électrodes, d'atomes d'oxygène qui diminuent la charge d'espace aux interfaces, en se recombinant avec les ions positifs injectés. Le bruit d'éclatement et ses variations en fonction de la pression témoignent de ce phénomène.

Cependant, l'injection d'ions métaliques dans l'isolant n'est pas la seule condition nécessaire au développement de la conductivité. Nous avons montré que ce phénomène est aussi conditionné par la nature et le processus de fabrication de l'isolant, le degré de formation étant d'autant plus important que la composition de l'oxyde de silicium se rapproche davantage de $SiO_{1,5}$ (15 - 17), la forte conductivité constatée après formation s'expliquant par une conduction filamenteuse.

Le diagramme d'énergie après formation est donné ci-contre.

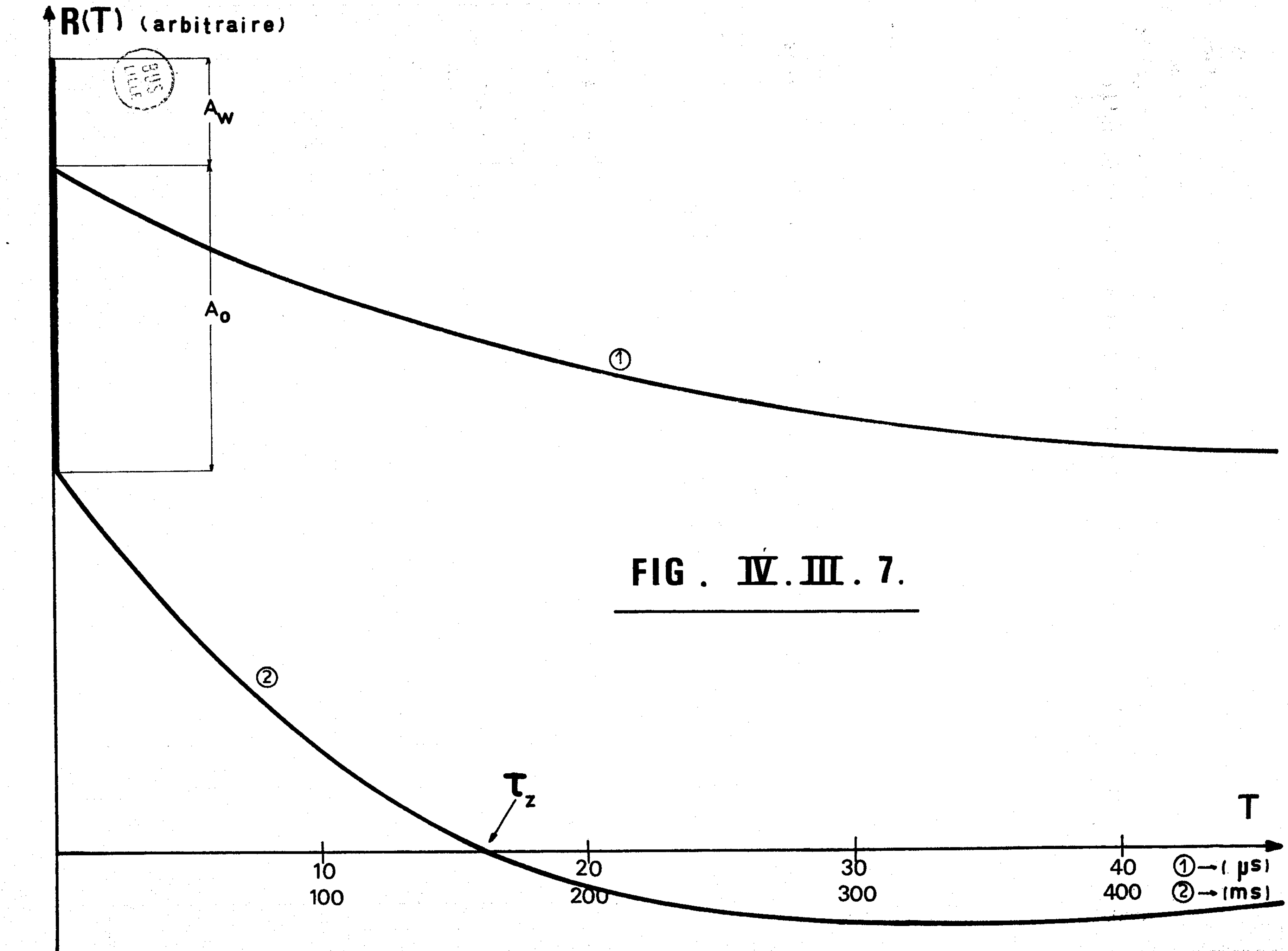
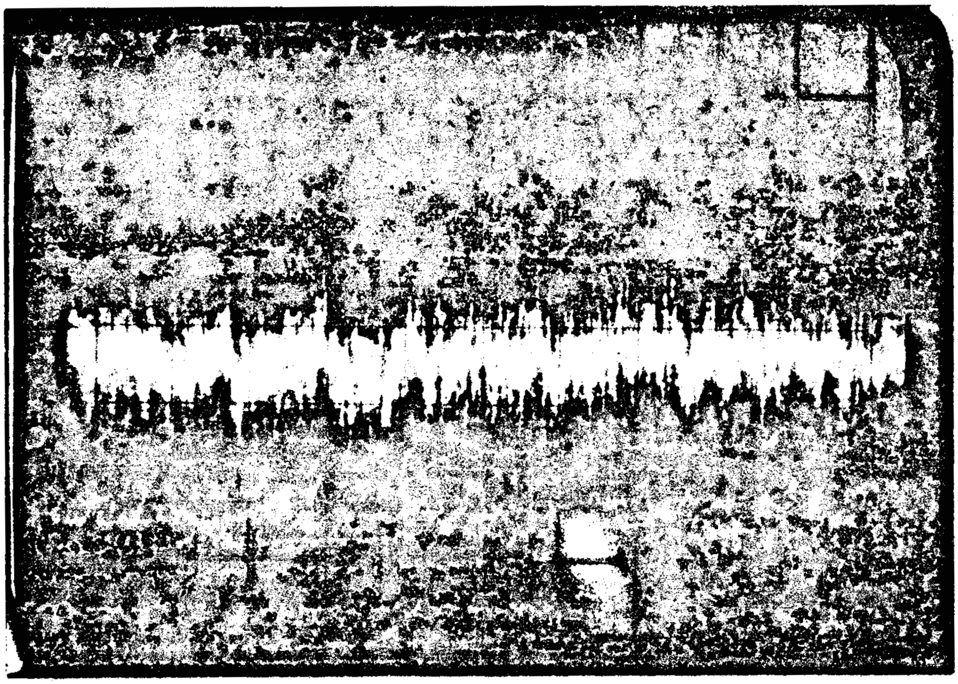

R(T) (arbitraire)
BUS LILLE
A_w
A_o
①
②
τ_z
T
10
100
20
200
30
300
40
400
① → (µs)
② → (ms)

FIG. IV.III.7.

3°) Mesure de bruit après formation

a) Etude de la fonction d'autocorrélation

Après développement de la conductivité, la tension d'alimentation est ramenée à 1,7 volt environ. La puissance de bruit globale délivrée par l'échantillon est dans ce cas beaucoup plus élevée qu'avant formation, mais le niveau crête à crête de la tension de bruit n'est pas modifié dans les mêmes proportions ce qui traduit la présence d'un bruit à plus haute fréquence.



Le changement intervenu dans la nature du bruit se traduit sur sa fonction d'autocorrélation (Fig. IV - III - 7) par l'apparition d'une région à forte décroissance pour des retards faibles ($\tau < 100\ \mu s$).

L'analyse détaillée des enregistrements de $R(\tau)$ obtenus, montre qu'on peut écrire, dans cette région :

$$R(\tau) = A_W\ \delta(\tau) + A_O \exp - \left|\frac{\tau}{\tau_O}\right| + f(\tau)$$

où $f(\tau)$ est une fonction lentement variable pour les retards considérés.

Le terme $A_w \cdot \delta(\tau)$ traduit la présence d'une composante de bruit à densité spectrale constante, alors que le deuxième terme résulte d'un signal dont la densité spectrale est de la forme : $\{1 + (f/f_o)^2\}^{-1}$

Si B est la bande passante équivalente du système amplificateur-corrélateur, on peut faire correspondre à $R(\tau)$ une densité spectrale de puissance de la forme (cf Chapitre III)

$$S(f) = \frac{A_w}{2B} + \frac{2 A_o \tau_o}{1 + 4 \pi^2 f^2 \tau_o^2}$$

si bien que

$$<i_f^2> = \frac{A_w}{B} + \frac{4 A_o \tau_o}{1 + 4\pi^2 f^2 \tau_o^2}$$

où A_o, A_w, τ_o peuvent être calculés à partir des enregistrements de $R(\tau)$.

$$<i_f^2>_{BF} = 4 A_o \tau_o + \frac{A_w}{B}$$

$$<i_f^2>_{HF} = \frac{A_w}{B}$$

et

$$\frac{<i_f^2>_{BF} - <i_f^2>_{HF}}{<i_f^2>_{HF}} = 4 B \tau_o \frac{A_o}{A_w} \qquad \{eq. IV - III - 1\}$$

Dans l'hypothèse d'une conduction assurée par sauts tunnel entre pièges, on a (cf Chapitre III . III . 2)

$$<i_f^2>_{BF} = 2 q I \qquad \{eq. III - 6\}$$

$$<i_f^2>_{HF} = \frac{2 q I}{m + 1} \qquad \{eq. III - 11\}$$

$$\frac{<i_f^2>_{BF} - <i_f^2>_{HF}}{<i_f^2>_{HF}} = m = \text{nombre moyen de pièges}$$

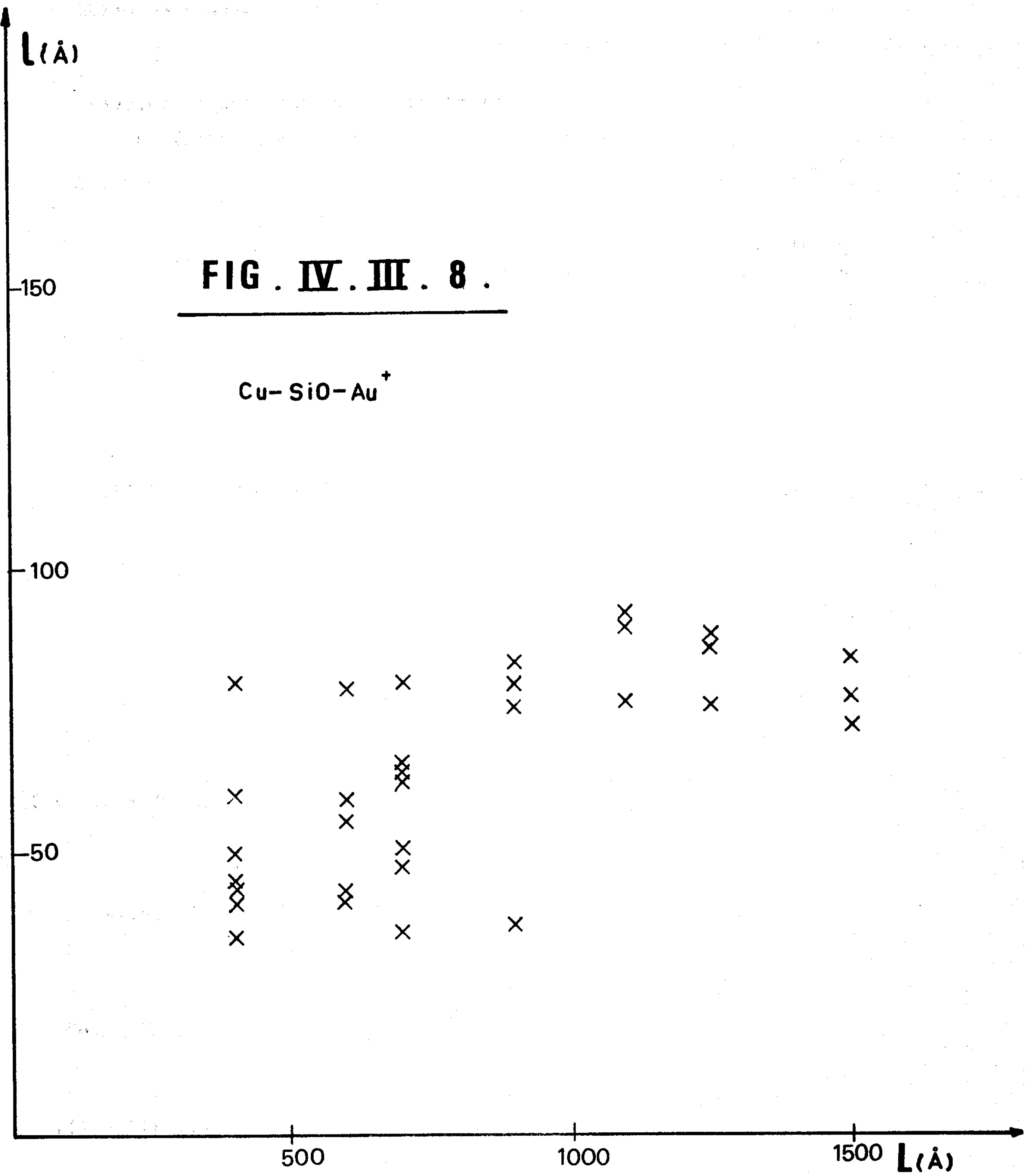


FIG. IV.III.8.

et en identifiant à l'équation (IV - III - 1), il est possible de calculer m à partir de la fonction d'autocorrélation du courant de bruit :

$$m = 4\,\tau_o\, B \frac{A_o}{A_w}$$

La distance moyenne entre deux pièges est donnée par

$$l = \frac{L}{m + 1}$$

Nous avons reporté sur la figure IV - III - 8 les valeurs de l déduites des enregistrements de fonction d'autocorrélation. On voit que les valeurs de l trouvées sont assez dispersées. Toutefois, la distance entre deux pièges successifs est, dans la plupart des cas, comprise entre 40 et 70 Ångstroms. Nous donnons dans le tableau ci-dessous la valeur moyenne de l pour différentes épaisseurs d'isolant, dans des structures Cu - SiO - Au, où l'électrode d'or est polarisée positivement.

L en Å	400	600	700	900	1100	1250	1500
$\bar{l}$ en Å	50	54	58	66	86	82	78

La précision sur les valeurs de l calculées est médiocre, en particulier pour les couches d'isolant les plus épaisses car alors les puissances A_o et A_w deviennent faibles par rapport à la puissance totale $R(\tau = 0)$ et l'erreur commise sur cette mesure et difficilement chiffrable et peut être considérable.

- Influence de la température

On note une influence marquée de la température sur la fonction d'autocorrélation du courant de bruit, en particulier dans la région des retards faibles (constante de temps τ_o). Nous avons reporté, figure IV - III - 9, les valeurs de τ_o en fonction de la température, lorsqu'elle décrit un certain nombre de cycles entre - 150°C et 100°C. On voit que les valeurs de τ_o sont différentes suivant le cycle décrit.

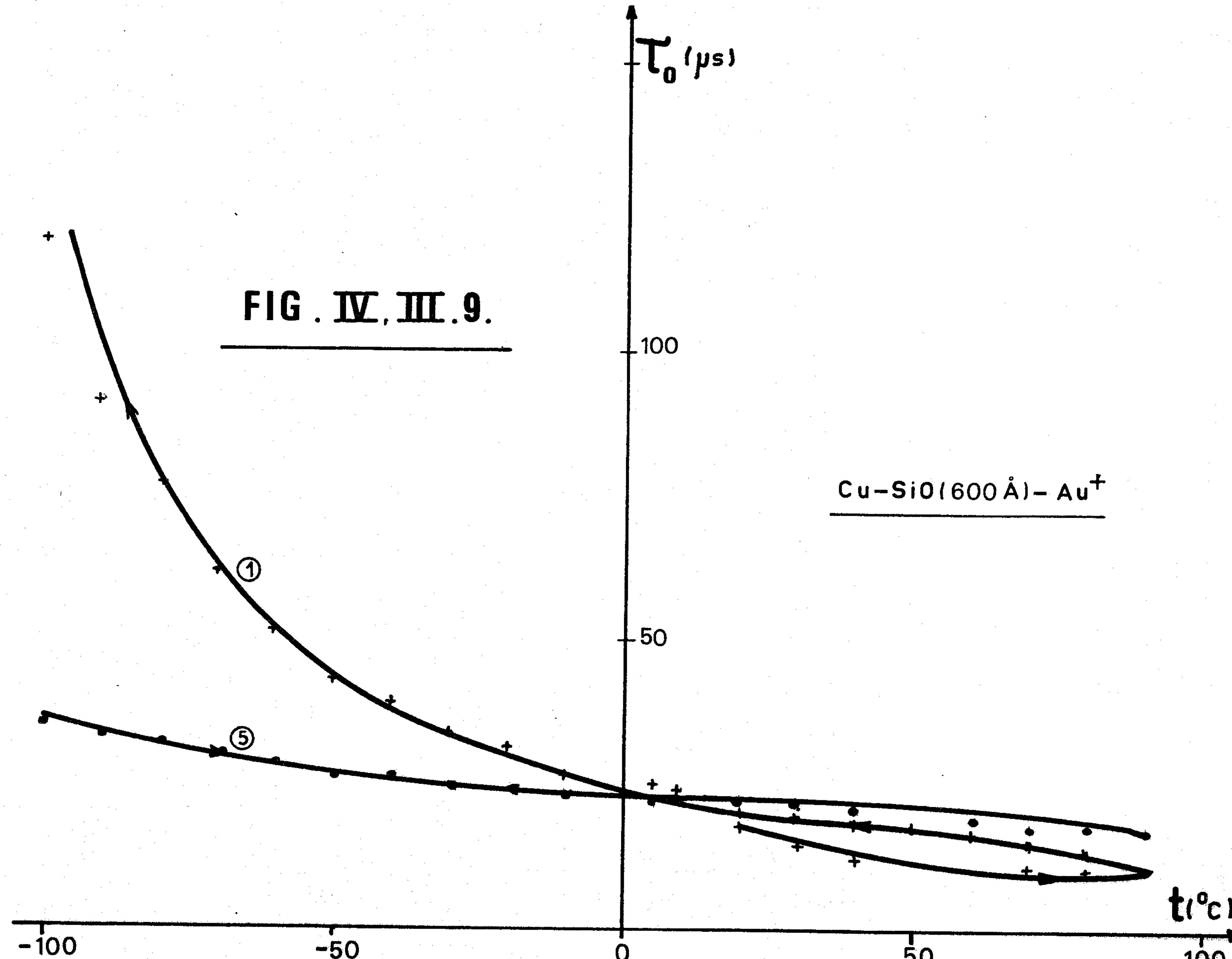


FIG. IV.III.9.

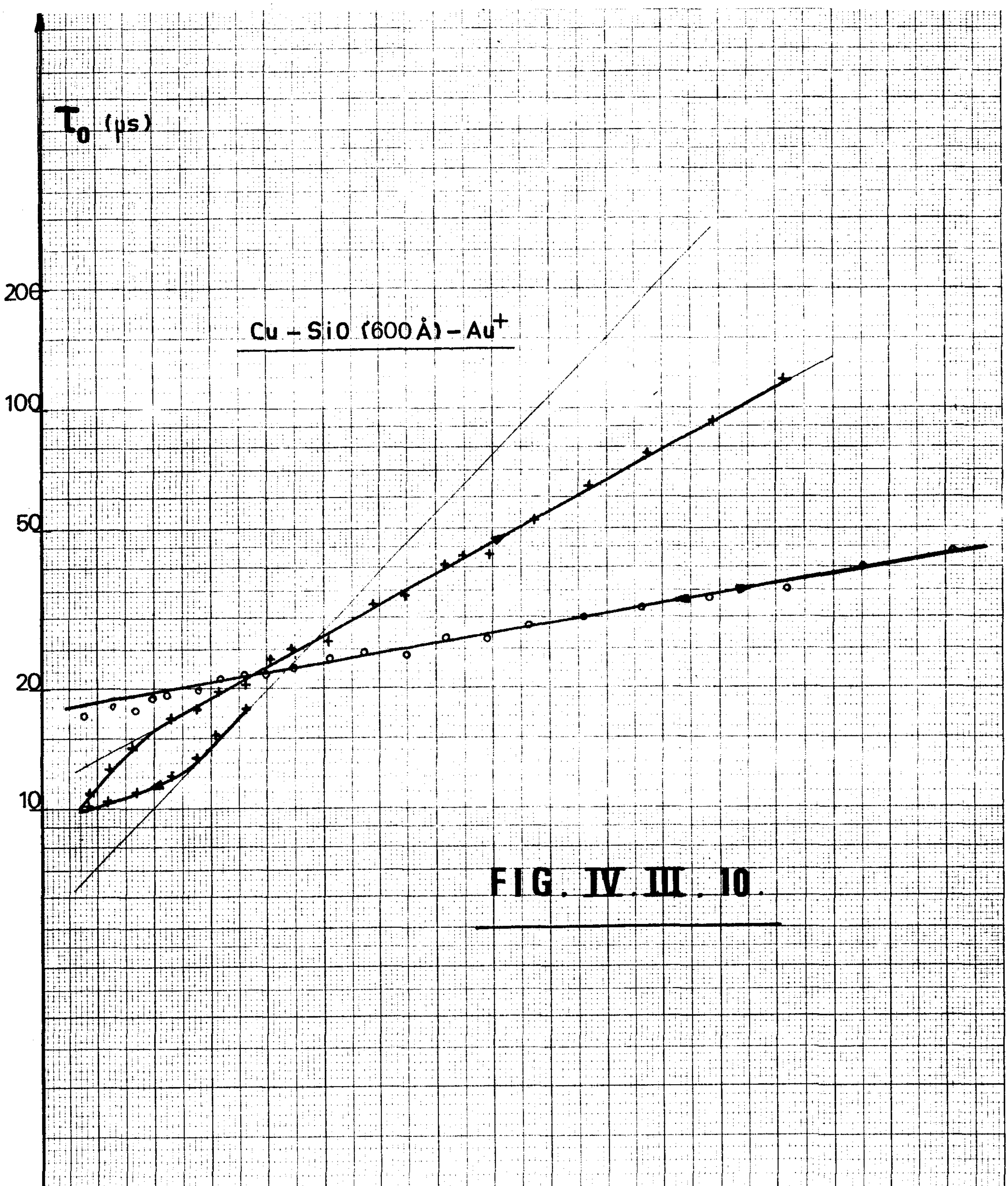


FIG. IV. III. 10.

Nous avons tracé sur la figure IV - III - 10 les courbes

$$\ln\tau_o = f\left(\frac{1}{T}\right)$$

pour le premier cycle (courbe 1) et le cinquième (courbe 2) qui est stable.

On peut écrire

$$\tau_o = \tau'_o \quad \exp \quad \left(\frac{E_o}{kT}\right)$$

avec $E_o \neq\neq 10^{-1}$ eV pour le premier cycle et

$E_o \neq\neq 2\ 10^{-2}$ eV pour le cinquième.

Il faut toutefois noter que ces mesures en températures sont difficiles car il faut non seulement assurer l'homogénéité de température dans une enceinte à vide, mais aussi la stabilité sur un temps suffisant pour permettre l'enregistrement complet du spectre.

- Influence de la pression

La densité spectrale de bruit augmente fortement en basse fréquence lorsque la pression croît. Cependant, à cause de l'instabilité du courant de polarisation, les mesures deviennent difficiles et peu reproductibles.

IL est plus facile d'étudier les variations des paramètres de $R(\tau)$. Dans la région des retards élevés ($\tau > 10$ ms) la fonction d'autocorrélation, peut, comme dans l'étude des échantillons non formés, se mettre sous la forme

$$R(\tau) = A_1 \exp -\left|\frac{\tau}{\tau_1}\right| + A_2 \exp -\left|\frac{\tau}{\tau_2}\right|$$

les valeurs de τ_1 et τ_2 étant identiques à celles trouvées précédemment (20 ms $< \tau_1 < 50$ ms, 100 ms $< \tau_2 < 400$ ms).

Nous donnons (figure IV - III - 11) les valeurs de τ_2 relevées en fonction de la pression, à tension de polarisation constante. Les variations observées permettent d'attribuer le bruit très basse fréquence ($\tau_2 \geq 100$ ms) à un phénomène de piègeage d'oxygène à l'interface métal isolant.

Les autres constantes de temps qui apparaissent dans $R(\tau)$, ne subissent aucune variation notable avec la pression.

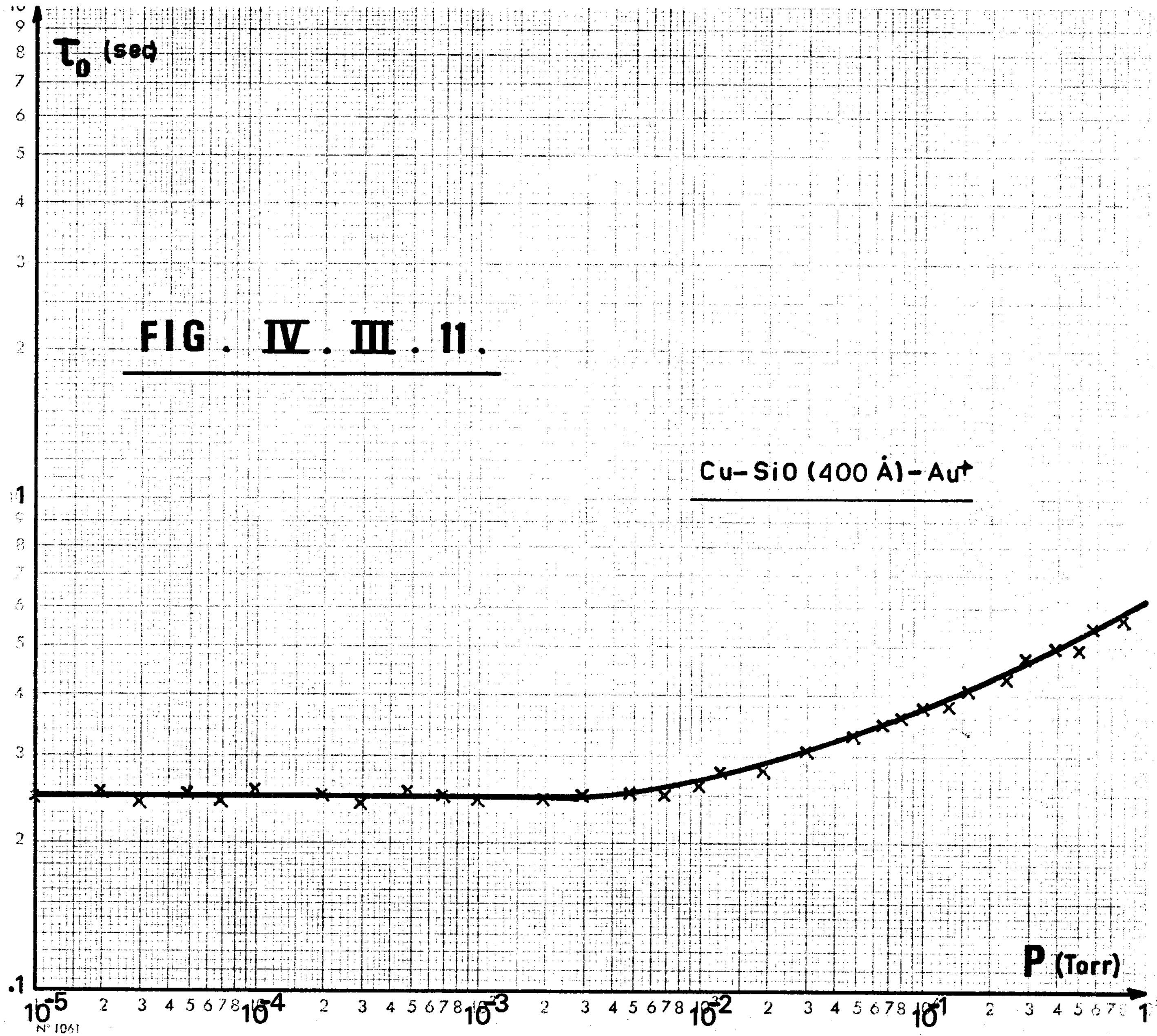


FIG. IV. III. 11.
Cu–SiO (400 Å)–Au+
τ_0 (sec)
P (Torr)

b) étude de la densité spectrale du courant de bruit

Nous présentons successivement les courbes

- $\langle i_f^2 \rangle = f(F)$ (figure IV - III - 12)
- $\langle i_f^2 \rangle = f(I)$ (figure IV - III - 13)
- $\dfrac{\langle i_f^2 \rangle}{I^2} = f(V)$ (figure IV - III - 15)

relatives à l'échantillon, Cu - SiO (700 Å) - Au, étudié avant formation.

Les figures IV - III - 12 et 13 montrent qu'en basse fréquence ; (f < 500 Hz), la densité spectrale du courant de bruit est de la forme :

$$\langle i_f^2 \rangle = \text{Const} \cdot \frac{I^2}{f^2}$$

Aux fréquences plus élevées (3 KHz < f < 100 KHz) on a

$$\langle i_f^2 \rangle = \text{Cons} \cdot \frac{1}{f^\alpha}$$

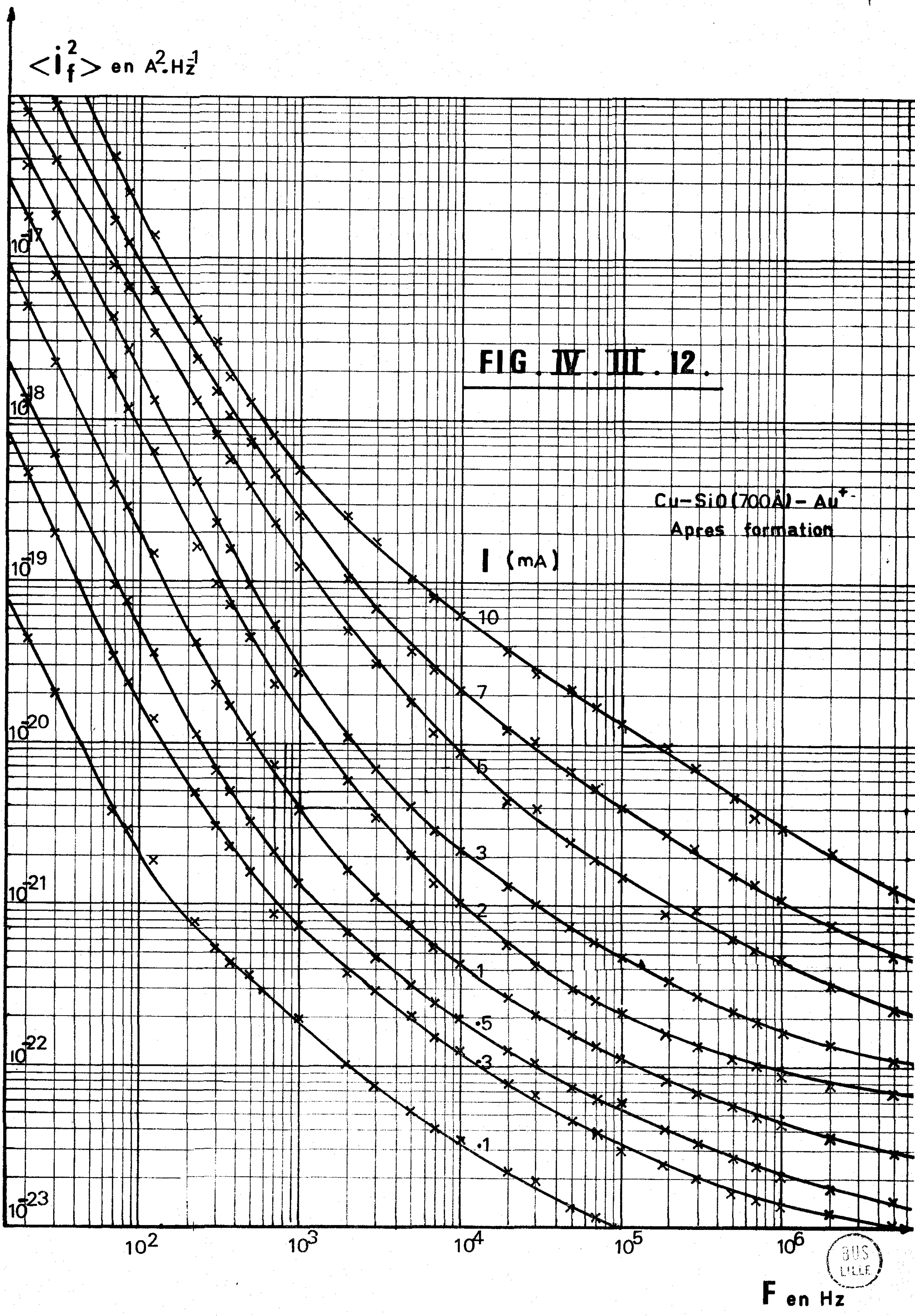
Les valeurs de α trouvées, sont en général comprises entre 0,6 et 0,9 (ici 0,7). Les variations de $\langle i_f^2 \rangle$ en fonction du courant n'indiquent pas une relation simple.

En haute fréquence (f > 500 KHz) la densité spectrale du courant de bruit semble tendre vers une valeur constante pour un point de fonctionnement statique donné. Pour les fréquences supérieures à 1 MHz et les courants inférieurs à 2mA, on a sensiblement un bruit de grenaille.

$$\langle i_f^2 \rangle = \text{Cst} \cdot I$$

Dans l'hypothèse d'une conduction par sauts tunnel, la densité spectrale du courant de bruit, en haute fréquence, est :

$$\langle i_f^2 \rangle \frac{2\,q\,I}{m+1} = 2\,q\,I \cdot \frac{1}{L}$$



$\langle i_f^2 \rangle$ en $A^2.Hz^{-1}$
10^{-17}
10^{-18}
10^{-19}
10^{-20}
10^{-21}
10^{-22}
10^{-23}
10^2
10^3
10^4
10^5
10^6
F en Hz
Cu-SiO(700Å)-Au^{+-}
Apres formation
I (mA)
10
7
5
3
2
1
.5
.3
.1

FIG. IV. III. 12.

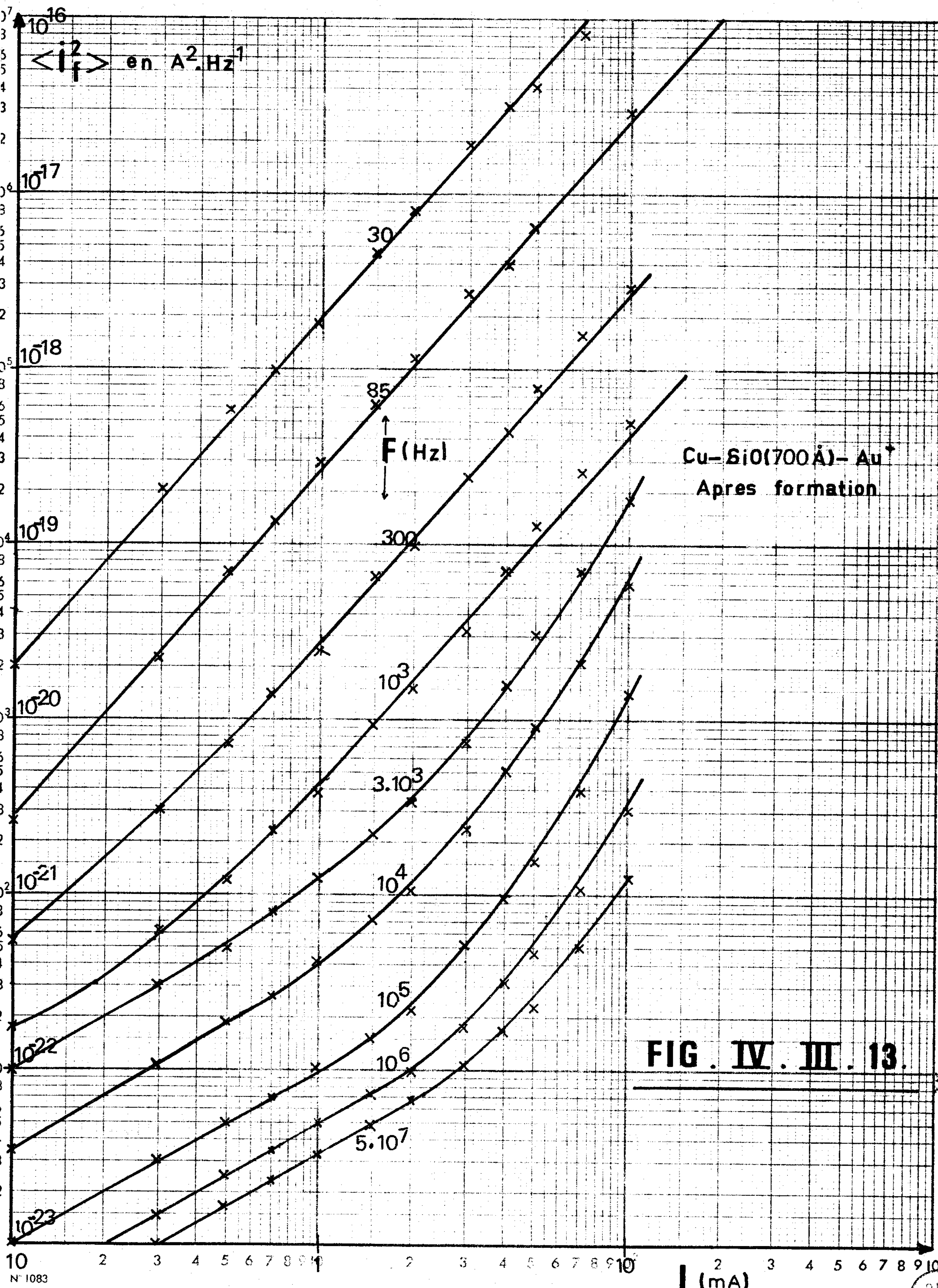

10^{-16}
$<i_f^2>$ en $A^2.Hz^{-1}$
10^{-17}
10^{-18}
10^{-19}
10^{-20}
10^{-21}
10^{-22}
10^{-23}
30
85
F (Hz)
300
10^3
3.10^3
10^4
10^5
10^6
5.10^7
Cu-SiO(700 Å)-Au
Apres formation
10
1
10^3
I (mA)
N° 1083

FIG . IV . III . 13.

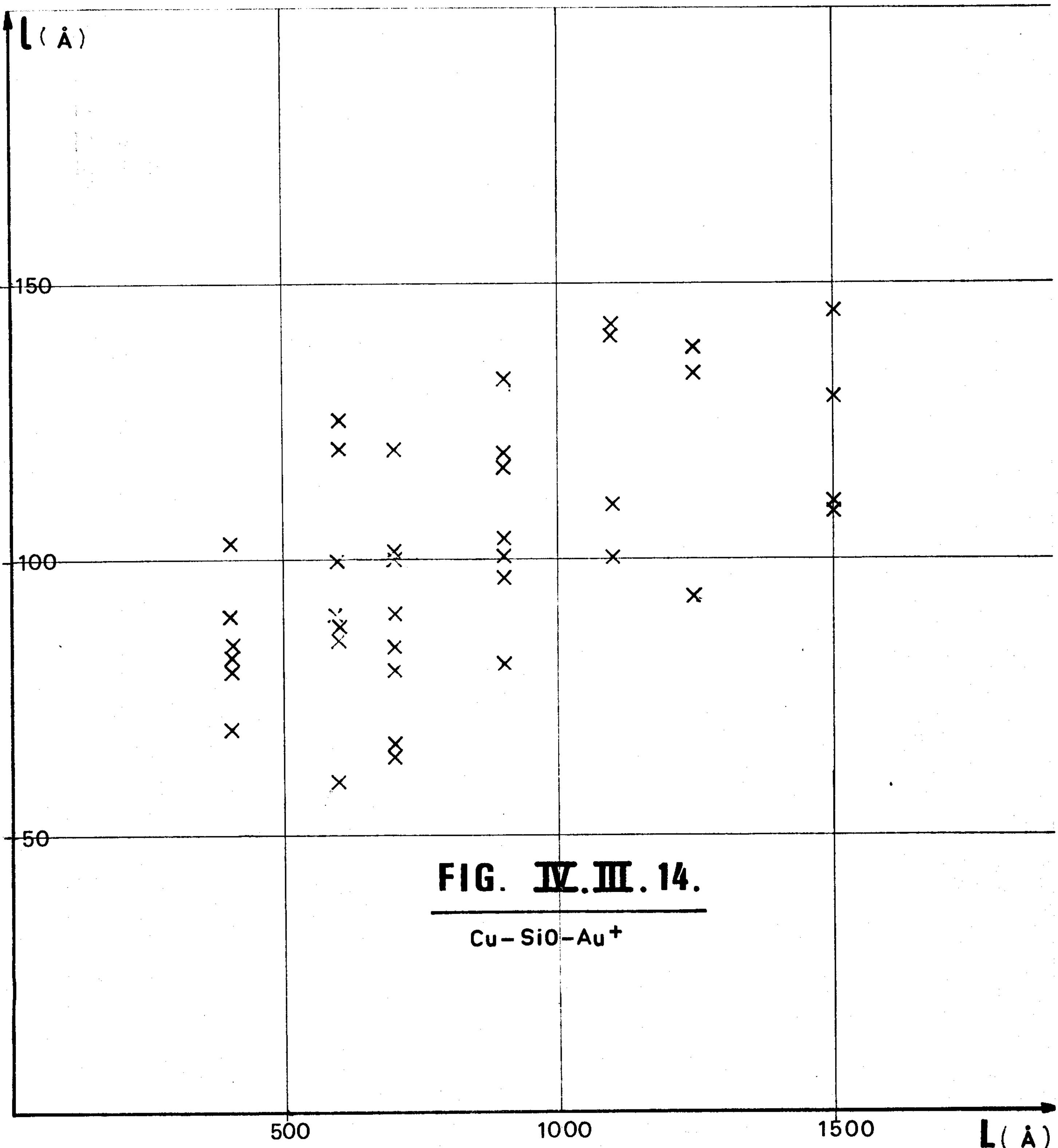


FIG. IV.III.14.

Cu – SiO – Au⁺

Sur la figure (IV - III - 14) nous avons tracé pour différents échantillons, les valeurs de l calculées à partir de

$$l = \frac{L}{2\,q\,I} \cdot \langle i_f^2 \rangle_{5\ \mathrm{MHz}}$$

On voit que l est généralement compris entre 80 et 130 Å. Nous donnons (ci-dessous) la valeur moyenne de l pour différentes épaisseur d'isolant.

L en Å	400	600	700	900	1100	1250	1500
$\bar{l}$ en Å	85	97	88	106	123	122	123

Les valeurs élevées de $\bar{l}$ s'explique d'une part par le manque de précision de l'appareillage en extrêmité de gamme et d'autre part par le fait que la densité spectrale mesurée à 5 MHz reste encore supérieure à la valeur asymptotique haute fréquence due au seul bruit de grenaille.

Pour expliquer ce paramètre important qu'est la distance moyenne entre les sites, nous disposons d'une troisième source d'informations donnée par les courbes $\langle i_f^2 \rangle / I^2 = f(V)$ (fig. IV - III - 15).

Celles-ci présentent un minimum pour $V = V_m$ et pour des fréquences supérieures à 300 Hz. Ce phénomène peut être attribué aux fluctuations de l'épaisseur des barrières (cf. Chap. III - III - 3).

Dans l'hypothèse d'une barrière trapézoïdale, on a :

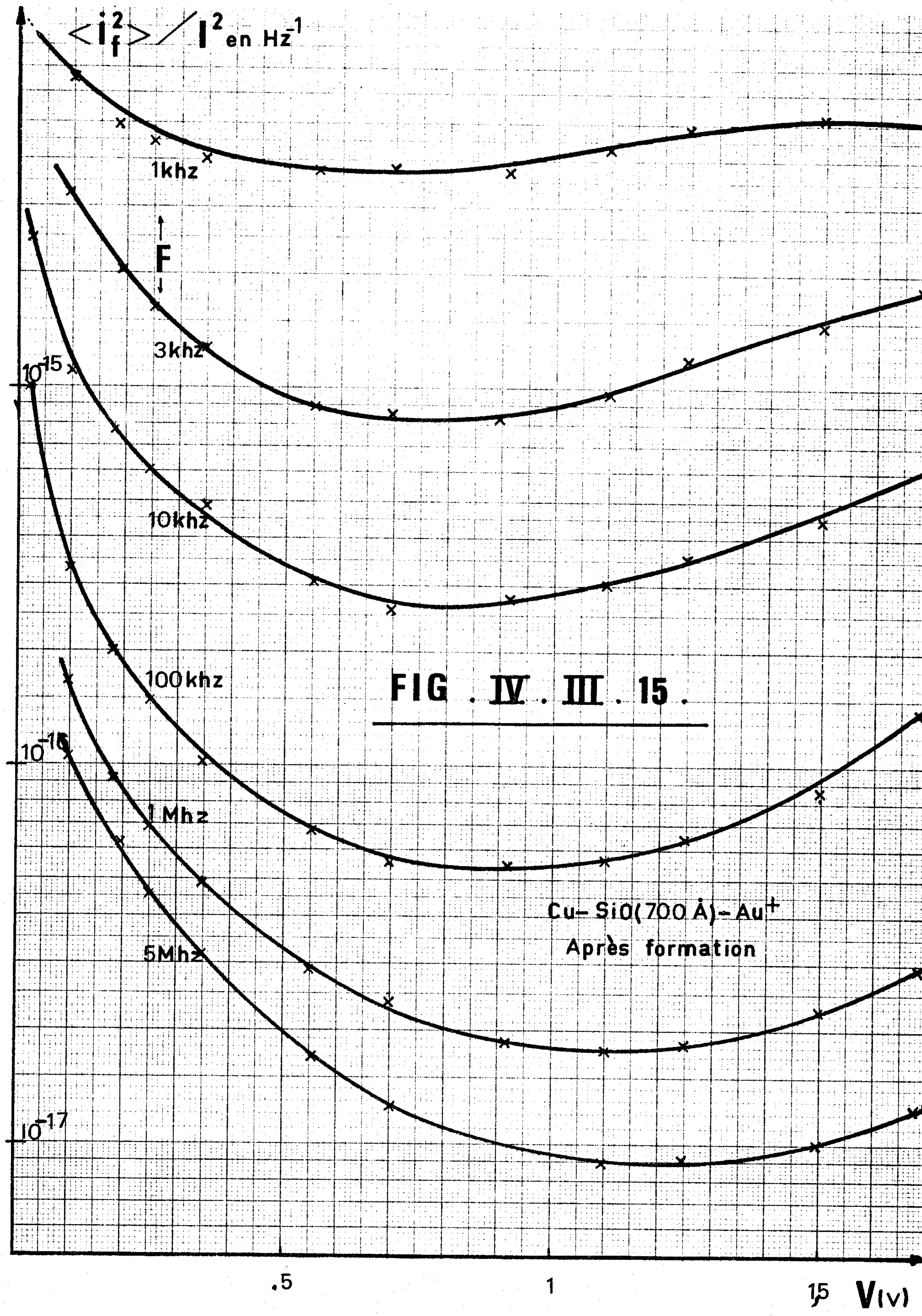
$$\gamma = \frac{\pi e}{hL} \left(\frac{2m^*}{\phi_o}\right)^{1/2} l^2 \qquad \text{(eq. III - 3)}$$

et

$$V_m = \frac{L}{l} \frac{\phi_o}{e} \qquad \text{(eq. III - 14)}$$

d'où

$$\frac{\phi_o}{e} = \left(\frac{\gamma\, V\, m^2}{4\, L} \; \frac{1}{(2\, m^*\, e)^{1/2}} \; \frac{h}{\pi} \right)^{2/3}$$



$<i_f^2>/I^2$ en Hz^{-1}
1khz
F
3khz
10^{-15}
10khz
100khz
10^{-16}
1Mhz
5Mhz
Cu- SiO(700 Å)- Au+
Après formation
10^{-17}
.5
1
1,5
V(v)

FIG . IV . III . 15 .

En prenant $\frac{m^*}{m} \# 0,2$ (18) on trouve

$\phi_o = 2\ 10^{-2}$ eV

$l = 35$ Å

Les valeurs de ϕ_o et l calculées à partir de mesures effectuées sur d'autres échantillons donnent :

10^{-2} eV $< \phi_o < 3,5\ 10^{-2}$ eV

25 Å $< l <$ 45 Å

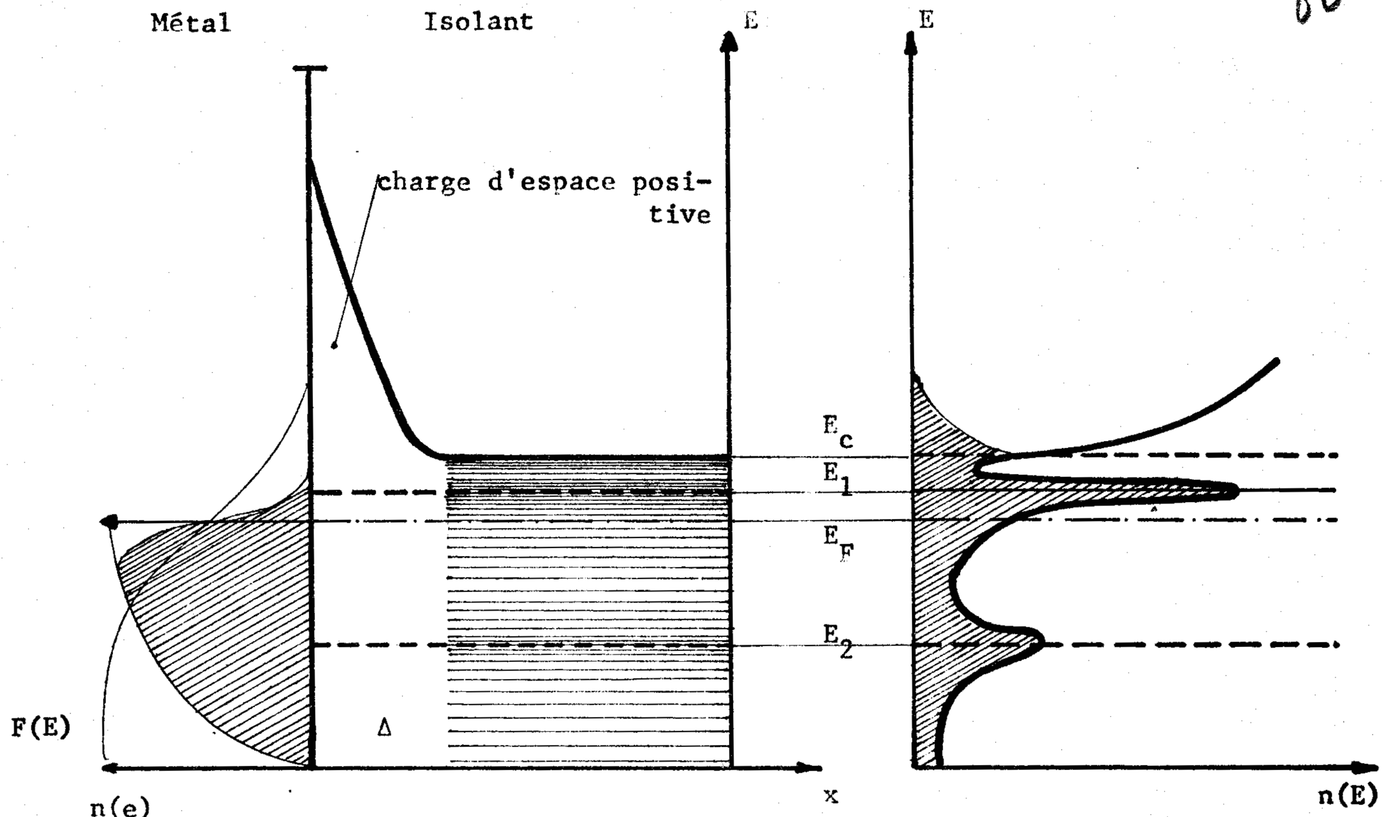
Ces valeurs sont en bon accord avec les mesures effectuées par LECOY (26) sur des couches d'alumine plus minces ($l \# 40$ Å, $L \# 80$ Å).

Méthode	$\bar{l}$ en Å pour L=700Å
$R(\tau)$	58
$<i_f^2>$	83
V_m	35

Des distances entre pièges supérieures à une cinquantaine d'Angstroms sont difficilement admissibles, car alors la transparence des barrières devient très faible (18).

Les hauteurs de barrière ϕ_o déduites des courbes $<i_f^2> / I^2 = f(V)$ paraissent faibles mais ne contredisent pas les valeurs trouvées par certains chercheurs, (33 - 34) à partir de travaux sur la conductivité en courant alternatif, qui interprètent leurs résultats en faisant appel à un mécanisme de conduction par sauts d'électrons à travers des barrières d'énergie de 10^{-2} eV.

A partir des mesures de $\bar{l}$ et ϕ_o, et de l'hypothèse de structure amorphe pour l'isolant, nous donnons une répartition des états d'énergie possible pour les électrons injectés dans l'isolant.



Le niveau d'énergie situé à 2 10^{-2} eV au dessous de la bande de conduction de l'isolant est du à sa structure amorphe (15) et se présente certainement plutôt sous forme de bande étroite.

Les électrons injectés à partir de la cathode traversent la zone à charge d'espace positive ($\Delta \simeq 100$ Å) créé lors de la formation. Ceci est confirmé par la forme des spectres basse fréquence (25 - 26), où on

$$\langle i_f^2 \rangle = Cst \;.\; I^2/f^2$$

et par les variations de la constante de temps τ_2 en fonction de la pression, qui mettent en évidence un phénomène de piègeage à l'interface métal-isolant.

Au-delà de cette charge d'espace le transfert s'effectue par une série de sauts (effet tunnel) entre des états localisés dont la densité volumique est élevée, et pour lesquels les valeurs de l'énergie sont confinées dans une bande étroite située à quelques centièmes d'électron-volt au-dessous de la bande de conduction de l'isolant. La distance moyenne entre ces sites est de l'ordre de 30 à 50 Angströms.

Le processus de conduction par sauts tunnel n'intervient que sur une distance de l'ordre de L - 2Δ (où Δ ≠≠ 100 Å (2)). Ceci constitue un élément supplémentaire permettant d'interpréter les écarts constatés sur les valeurs de l calculées à partir des différentes méthodes.

Enfin, lorsque le champ électrique augmente, la transparence des barrières élémentaires croît ($V > V_T$) et il s'établit un régime de conduction filamenteuse. La RDN serait due à une rupture thermique de ces filaments (38).

Cependant, il ne nous est pas possible d'émettre des hypothèses personnelles sur ce phénomène car nous nous sommes limités à des tensions de polarisation inférieures à V_T.

CONCLUSION

Ce travail est une contribution à l'étude des phénomènes de conduction anormale présentée par certaines structures Métal - Isolant - Métal.

Notre étude a reposé essentiellement sur la détermination conjointe de la conductivité statique et de la densité spectrale de bruit ou de sa fonction d'autocorrélation pour des couches minces de monoxyde de Silicium dont l'épaisseur est comprise entre 300 et 1500 Å. Pour cela nous avons réalisé une chaine de mesure de bruit dans la gamme de fréquence 20 Hz - 5 Mhz, la précision de mesure est de l'ordre de 5% dans la majorité des cas.

L'analyse critique des différents mécanismes de transport possibles nous a conduit à admettre que seul un processus de transfert par effet tunnel à travers une succession de barrières élémentaires d'énergie permet d'interprèter les résultats expérimentaux. Nous avons calculé le courant traversant les structures pour une distribution simple des sites et le bruit associé lorsque la barrière est coulombienne ou de forme trapèzoïdale.

L'étude expérimentale de la conduction en continu et du bruit aux très basses fréquences, en présence d'oxygène sous pression variable a permis de mettre en évidence des phénomènes de piègeage de chargesaux interfaces Métal-Isolant.

Enfin, à partir des spectres de puissance et de la fonction d'autocorrélation du courant de bruit, nous avons présenté trois méthodes permettant de déterminer la distribution des pièges dans l'isolant :

- Mesure de $<i_f^2>$ en H.F.
- Calcul des caractéristiques de $R(\tau)$
- Détermination de la tension correspondant au minimum de $<i_f^2>/I^2$.

La meilleure précision est obtenue par les deux dernières méthodes et nos résultats confirment les valeurs proposées par LECOY pour des couches d'Alumine d'épaisseur inférieure à 100 Angströms.

Cette étude donne une interprètation cohérente des phénomènes tant que la tension de polarisation reste inférieure à V_T. Pour les valeurs supérieures et en particulier dans la zone à résistance dynamique négative, nous pensons qu'il est nécessaire de définir un modèle théorique plus élaboré qui tient compte de la structure amorphe de l'isolant.

BIBLIOGRAPHIE

(1) R. R. VERDERBER - J. G. SIMMONS - B. EALES.
"Forming Process in evaporated SiO thin Pilms"
Phil. Mag. G. B. Vol 16. pp 1049 - 1061 - 1964

(2) J. G. SIMMONS - R.R. VERDERBER.
"New conduction and reversible memory phenomena in thin insulating films"
Proc. Roy. Soc. A 301 pp 77 - 102. 1967

(3) T. E. HARTMAN - J. C. BLAIR - R. BAUER.
"Electrical conduction through SiO films"
Journ. Applied Physics - Vol 37 n° 6, pp 2468 - 2474. 1966

(4) A. G. ZHDAN - M. E. CHUGUNOVA - M. I. YELINSON.
"The electrical properties of thin SiO films obtained by suttering in vacuum"
Radio. Eng. and Elect. Physics - Vol 13 n°2 pp 257 - 265. 1968

(5) Y. M. BRUN.
"Propriétés électriques des couches minces isolantes en champ fort"
D.E.A. Faculté des Sciences de Lille, 1969.

(6) Y. DRUELLE.
"Contribution à l'étude des phénomènes de transport dans les structures Métal-Isolant-Métal"
D.E.A. Faculté des Sciences de Lille, 1970.

(7) M. STUART
"Conduction in silicon oxide films"
Brit. Journ. Applied Physics - Vol 18 - Research Notes, pp 1637 - 1640. 1967.

(8) T. W. HICKMOTT
"Low frequency negative resistance in thin Anodic oxide films"
Journ. Applied Physics - Vol 33 n°9 - pp 2669 - 2682. 1962.

(9) T. W. HICKMOTT
"Impurity conduction and negative resistance in thin oxide films"
Journ. Applied Physics - Vol 35 n° 7 - pp 2118 - 2122. 1964.

(10) T. W. HICKMOTT
"Potential distribution and negative resistance in thin oxide films"
Journ. Applied Physics - Vol 35 n° 9 - pp 2679 - 2689. 1964.

(11) T. W. HICKMOTT
"Electron emission, electroluminescence, and voltage - controlled negative resistance in Al - Al_2O_3 - Au diodes"
Journ. Applied Physics - Vol 36 n°6 - pp 1885 - 1896. 1965.

(12) T. W. HICKMOTT
"Electroluminescence and conduction in Nb - Nb_2O_5 - Au diodes"
Journ. Applied Physics - Vol 37 n°12 - pp 4380 - 4388. 1965.

(13) J. BERNARD - M. DECKER - Y. MENTALECHETA
"Evolution des caractéristiques I. V. de structures Al - Al_2O_3 - Au en fonction de la pression et de la nature des gaz"
CR. Acad. Sc. Paris. t 270 - pp 1419 - 1422. 1970.

(14) G. A. FILARETOV - V. I. STAFEEV - Y. U. BUBNOV - T. N. CHIZHIK
"Electroluminescence of Al - Al_2O_3 - M film diodes"
Soviet Physics - Semiconductors - Vol 1 n°10 - pp 1242 - 1244. 1968.

(15) A. CACHARD - J. PIVOT - C. H. S. DUPUY
"Influence du mode d'évaporation de l'oxyde sur les mécanismes de conduction de systèmes métal-oxyde-métal"
CR. Acad. Sc. Paris. t 270 - pp 1058 - 61. 1970.

(16) A. CACHARD - J. A. ROGER - J. PIVOT - C. H. S. DUPUY
"Attribution possible de la résistance différentielle négative des diodes métal - SiO - métal à des filaments conducteurs de composition $SiO_{1,5}$"
C.R. Acad. Sc. Paris. t 272 - pp 859 - 862. 1971.

(17) R. R. SUTHERLAND - K. O. LEGG - R.A. COLLINS
"Switchingeffect in metal-insulator-metal thin film devices"
Thin solid Films - (6) - R 39 - R 42. 1970.

(18) R. HRACK
Czech. Journ of Physics - B 16 - pp 402 - 408. 1968.

(19) F. ARGALL - A. K. JONSCHER
"Dielectric properties of thin films of aluminium oxide and silicon oxide"
Thin solid Films - 2 - pp 185 - 210. 1968.

(20) A. VAN DER ZIEL
"Noise in junction and M.O.S. F.E.T.'s at high temperatures"
Solid State Electronics - Vol 12 - pp 861 - 866. 1969.

(21) R. KÄSSER
"A new noise equivalent circuit for junction F.E.T. with uncorrelated noise sources"
P.I.E.E.E. - July 1967 - pp 1171 - 1172.

(22) H. FRITZSCHE
La recherche - vol 1 - pp 527 - 536. 1970.

(23) MOTT
Journ. of non crystalline solids - vol 2 et 4. 1969.

(24) C. ROUSTANT
"Contribution à l'étude de la conduction électrique et l'électroluminescence des structures Al - Al_2O_3 - Métal"
Thèse 3e Cycle - Université de Montpellier. 1968.

(25) P. J. PUSHPAVATI - A. Van Der ZIEL
"Apparent shot noise suppression in insulating layers caused by traps"
Physica - Vol 30 - pp 1901 - 1902. 1964.

(26) G. LECOY
"Contribution à l'étude du bruit de fond associé à différents processus de transport dans les films minces isolants et semiconducteurs"
Thèse d'état - Université de Montpellier. 1969.

(27) PUCEL
"The equivalent Noise Current of Esaki Diodes"
Proc. of I.R.E. - 49 - p 1080. 1961.

(28) K. L. CHOPRA
"thin film phenomena"
Mc GRAW - HILL BOOK C°. 1969.

(29) R. C. JAEGER - A. J. BRODERSEN
"Low frequency noise sources in Bipolar Junction transistors"
I.E.E.E. Transactions on electron devices. Ed. 17 - n°2 - pp 128 - 136.
Feb 1970.

(30) S. T. HSU - R. J. WHITTIER
"Characterisation of burst noise in silicon devices"
Solid State Electronics - Vol 12 pp 867 - 878. 1969.

(31) S. T. HSU - R. J. WHITTIER - C. A. MEAD
"Physical models for burst noise in semiconductors devices"
Solid State Electronics - Vol 13 - pp 1055 - 71. 1970.

(32) R. J. J. ZIJLSTRA
"Noise in currents through thin insulating layers"
Physica - 28 - pp 971 - 976. 1962

(33) A. SERVINI - A. K. JONSCHER
"Electrical conduction in evaporated silicon oxide films"
Thin solid films - Vol 3 pp 341 - 365. 1969.

(34) A. R. MORLEY - D. S. CAMPBELL - J. C. ANDERSON
"Conduction process in vacuum deposited films of silicon oxide"
Journ of materials science - 4 - pp 259 - 265. 1969.

(35) J. ANTULA
"Effect of positive ionic space charge on electrical capacitance
and shottky current in thin Al_2O_3 films"
Thin Solid Films - 4 - pp 281 - 289. 1969.

(36) P. J. HARROP
"A. C. Conduction in amorphous films"
thin solid films - 2 - pp 457 - 466. 1968.

(37) E. L. MILNE - P. GIBBS
Journ. Applied Physics - 35 - p 2314. 1964.

(38) G. DEARNALEY - D.V. MORGAN - A. M. STONEHAM
"A model for filament growth and swtiching in amorphous films"
Journ of Non-cryst. Solids 4. 593 - 612. 1970.

- Annexe I - Détermination de $<i_x^2>$ -

Nous calculons dans cette annexe l'expression de $<i_x^2>$, à partir des données expérimentales définies dans le chapitre II.

$$\theta_1 = <e_a^2>$$

$$\theta_2 = <e_a^2> \left|\frac{Y_x + Y_p + j\omega C_k}{Y_x + Y_p + Y_e + Y_k}\right|^2 \left(1 + 2 R_e \left\{\frac{Y_{ca}}{Y_x + Y_p + j\omega C_k}\right\}\right)$$

$$+ \frac{<i_x^2> + <i_g^2> + <i_p^2> + <i_a^2>}{|Y_x + Y_p + Y_e + Y_k|^2}$$

$$\theta_3 = <e_a^2> \left|\frac{Y_x + Y_p + j C_k \omega}{Y_x + Y_p + Y_e + Y_k}\right|^2 \left(1 + 2 R_e \left\{\frac{Y_{ca}}{Y_x + Y_p + j\omega C_k}\right\}\right)$$

$$+ \frac{<i_x^2> + <i_p^2> + <i_a^2>}{|Y_x + Y_p + Y_e + Y_k|^2}$$

$$\theta_4 = <e_a^2> \left|\frac{j\omega C_k}{Y_e + Y_k}\right| \left(1 + 2 R_e \left\{\frac{Y_{ca}}{j\omega C_k}\right\}\right) + \frac{<i_a^2> + <i_g^2>}{|Y_e + Y_k|^2}$$

$$\theta_5 = <e_a^2> \left|\frac{j\omega C_k}{Y_e + Y_k}\right|^2 \left(1 + 2 R_e \left\{\frac{Y_{ca}}{j\omega C_k}\right\}\right) + \frac{<i_a^2>}{|Y_e + Y_k|^2}$$

$$\theta_2 - \theta_3 = \frac{<i_g^2>}{|Y_x + Y_p + Y_e + Y_k|^2}$$

$$\theta_3 - \theta_1 = \frac{<i_x^2> + <i_p^2> + <i_a^2>}{|Y_x + Y_p + Y_e + Y_k|^2}$$

$$+ <e_a^2> \left(\left| \frac{Y_x + Y_p + j\omega C_k}{Y_x + Y_p + Y_k + Y_e} \right|^2 - 1 + 2 \left| \frac{Y_x + Y_p + j\omega C_k}{Y_x + Y_p + Y_e + Y_k} \right|^2 R_e \left\{ \frac{Y_{ca}}{Y_x + Y_p + j\omega C_k} \right\} \right)$$

d'où

$$\alpha = \frac{\theta_3 - \theta_1}{\theta_2 - \theta_3} = \frac{<i_x^2> + <i_p^2> + <i_a^2>}{<i_g^2>} + \frac{<e_a^2>}{<i_g^2>} \left(\left| Y_x + Y_p + j\omega C_k \right|^2 - |Y_x + Y_e + Y_p + Y_k|^2 + 2 R_e \left\{ \frac{Y_{ca} |Y_x + Y_p + j\omega C_k|^2}{Y_x + Y_p + j\omega C_k} \right\} \right)$$

et

$$\beta = \frac{\theta_5 - \theta_1}{\theta_4 \quad \theta_5} = \frac{<i_a^2>}{<i_g^2>} + \frac{<e_a^2>}{<i_g^2>} \left(|j\omega C_k|^2 - |Y_e + Y_k|^2 + 2R_e \left\{ \frac{Y_{ca} |j\omega C_k|^2}{j\omega C_k} \right\} \right)$$

$$\gamma = \alpha - \beta = \frac{<i_x^2> + <i_p^2>}{<i_g^2>} + \frac{<e_a^2>}{<i_g^2>} \left(|Y_x + Y_p + j\omega C_k|^2 - |Y_x + Y_e + Y_p + Y_k|^2 - |j\omega C_k|^2 + |Y_e + Y_k|^2 + 2 R_e \left\{ \frac{Y_{ca} |Y_x + Y_p + j\omega C_k|^2}{Y_x + Y_p + j\omega C_k} - \frac{Y_{ca} |j\omega C_k|^2}{j\omega C_k} \right\} \right)$$

$$|Y_x + Y_e + Y_p + Y_k|^2 = |Y_x + Y_p + j\omega C_k|^2 + |Y_e + g_k|^2 + 2R_e \{(Y_x+Y_p+j\omega C_k)(Y_e+g_k)^*\}$$

$$|Y_e + Y_k|^2 = |Y_e + g_k|^2 + |j\omega C_k|^2 + 2\, R_e \{j\omega C_k\, (Y_e + g_k)^*\}$$

d'où

$$\gamma = \frac{<i_x{}^2> + <i_p{}^2>}{<i_g{}^2>} + \frac{<e_a{}^2>}{<i_g{}^2>} \left(2\, R_e\{-\, (Y_e + g_k)^*(Y_x + Y_p)\} + 2\, R_e\, \{Y_{ca}\, (Y_x + Y_p)^*\} \right)$$

$$\gamma = \frac{<i_x{}^2>}{<i_g{}^2>} + \frac{<i_p{}^2>}{<i_g{}^2>} + \frac{<e_a{}^2>}{<i_g{}^2>} \,.\, 2 \,.\, R_e\, \{(Y_x + Y_p) \,.\, (Y_{ca} - Y_e - g_k)^*\}$$

et

$$<i_x{}^2> \;=\; \gamma<i_g{}^2> \;-\; <i_p{}^2> + 2\, <e_a{}^2>\, R_e\{(Y_x + Y_p)(Y_e + g_k - Y_{ca})^*\}$$

ou

$$<i_x{}^2> \;=\; \gamma\, <i_g{}^2> \;-\; <i_p{}^2> \;+\; \Delta$$

avec

$$\Delta = 2\, <e_a{}^2>\, R_e\, \{(Y_x + Y_p)(Y_e + g_k - Y_{ca})^*\}$$

Le terme Δ dépend de l'échantillon et du préamplificateur, et est étudié Annexe III.

- Annexe II - Calcul de $\Delta\gamma/\gamma$ -

Nous calculons ici l'erreur commise sur le coefficient γ dans l'expression de la densité spectrale $\langle i_x^2 \rangle$ {eq. II . 4}.

$$\gamma = \alpha - \beta \qquad \alpha = \frac{\theta_3 - \theta_1}{\theta_2 \quad \theta_3} \qquad \beta = \frac{\theta_5 - \theta_1}{\theta_4 - \theta_5}$$

$$d\gamma = d\theta_1 \left(\frac{1}{\theta_4 - \theta_5} - \frac{1}{\theta_2 - \theta_3} \right) + d\theta_3 \, \frac{\theta_2 - \theta_1}{(\theta_2 - \theta_3)^2} + d\theta_4 \, \frac{\theta_5 - \theta_1}{(\theta_4 - \theta_5)^2}$$

$$- d\theta_2 \, \frac{\theta_3 - \theta_1}{(\theta_2 - \theta_3)^2} - d\theta_5 \, \frac{\theta_4 - \theta_1}{(\theta_4 - \theta_5)^2}$$

En supposant que $\frac{\Delta\theta_1}{\theta_1} = \dots = \frac{\Delta\theta 5}{\theta_5} = \frac{\Delta\theta}{\theta}$, ce qui est légitime, puisque toutes les mesures se font, grâce aux atténuateurs dans la même gamme.

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma} = 2 \, \frac{\Delta\theta}{\theta} \, \theta_1 \left(\frac{\theta_4 - \theta_1}{(\theta_4 - \theta_5)^2} + \frac{\theta_3 - \theta_1}{(\theta_2 - \theta_3)^2} \right) + \frac{2\Delta\theta}{\theta} \left(\frac{(\theta_2 - \theta_1)(\theta_3 - \theta_1)}{(\theta_2 - \theta_3)^2} \right.$$

$$\left. + \frac{(\theta_4 - \theta_1)(\theta_5 - \theta_1)}{(\theta_4 - \theta_5)^2} \right)$$

En remplaçant les θ par leursvaleurs déduites des expressions du paragraphe (II . II . 2b), il vient :

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma} = 2 \, \frac{\Delta\theta}{\theta} \, F(u, v)$$

avec

$$F(u, v) = u \frac{\langle e_a^2\rangle}{\langle i_a^2\rangle} (v^2|Y_e + Y_k|^2 + v(v+1)|Y_x + Y_p + Y_e + Y_k|^2$$

$$+ 2v(v+1) + 1 + |Y_e + Y_k|^2 \frac{\langle e_a^2\rangle}{\langle i_a^2\rangle} v + 2v + 1$$

où

$$u = \frac{\langle i_x^2\rangle + \langle i_p^2\rangle}{\langle i_g^2\rangle} \qquad v = \frac{\langle i_a^2\rangle}{\langle i_x^2\rangle + \langle i_p^2\rangle}$$

<u>Etude de F(u, v)</u>

On peut choisir $\langle i_g^2\rangle$ tel que $u \ll 1$, ce qui entraine $\gamma \ll 1$

et

$$u.v = \frac{\langle i_a^2\rangle}{\langle i_g^2\rangle} \# \beta < \gamma \ll 1$$

or

$$F(u, v) = \frac{\langle e_a^2\rangle}{\langle i_a^2\rangle} uv^2 |Y_e + Y_k|^2 + \frac{\langle e_a^2\rangle}{\langle i_a^2\rangle} v|Y_e + Y_k|^2$$

$$+ 1 + 2v + u + 2\,uv(v+1) + uv(v+1)\frac{\langle e_a^2\rangle}{\langle i_o^2\rangle} |Y_p + Y_x + Y_k + Y_e|^2$$

$$F(u, v) \# \frac{\langle e_a^2\rangle}{\langle i_a^2\rangle} v|Y_e + Y_k|^2 + 1 + 2v + uv(v+1)\frac{\langle e_a^2\rangle}{\langle i_a^2\rangle} |Y_p+Y_x+Y_k+Y_e|^2$$

$$F(u, v) \# 1 + 2v + \frac{\langle e_a^2\rangle}{\langle i_a^2\rangle} v|Y_e + Y_k|^2 + \beta(v+1) |Y_e + Y_k + Y_x + Y_p|^2$$

et

$$\frac{\langle e_a{}^2\rangle}{\gamma\langle i_g{}^2\rangle}\ |Y_e + Y_k|^2 \ \# \ \frac{\langle e_a{}^2\rangle}{\gamma}\ \frac{1}{\theta_4 - \theta_5} = \frac{\theta_1}{\gamma(\theta_4 - \theta_5)}$$

$$\frac{|Y_e + Y_k + Y_p + Y_x|^2}{\langle i_g{}^2\rangle} = \frac{1}{\theta_2 - \theta_3}$$

$$F = 1 + 2\,\frac{\beta}{\gamma} + \frac{\theta_1}{\gamma(\theta_4 - \theta_5)} + \frac{\alpha}{\gamma}\ \frac{\theta_1}{\theta_2 - \theta_3}$$

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma} = 2\,\frac{\Delta\theta}{\theta}\ .\ F$$

- Annexe III - Préamplificateur à effet de champ -

1) Schéma équivalent

Le schéma équivalent naturel d'un transistor à effet de champ, polarisé dans la zone de saturation et fonctionnant à des fréquences inférieures au dizième de f_p (fréquence de coupure de la pente), est le suivant :

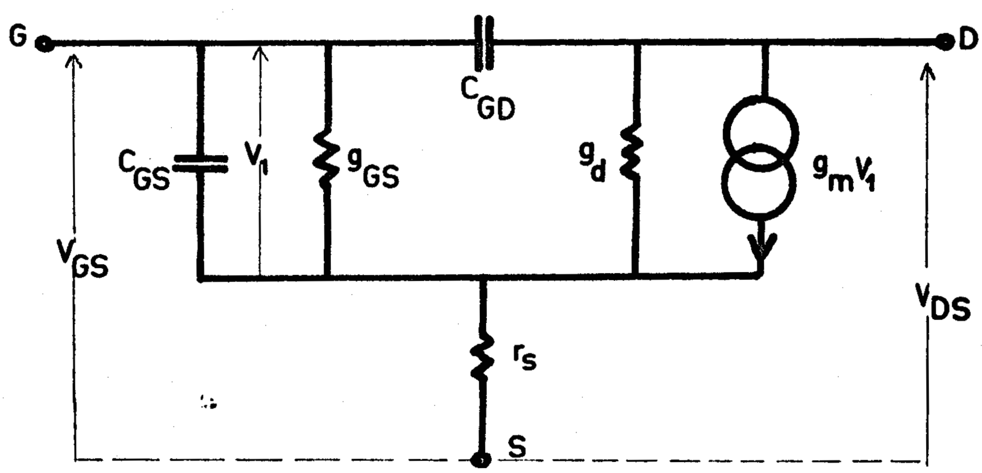


Fig A - III - 1

C_{GD} : Capacité grille-drain

C_{GS} : Capacité grille-source

r_s : Résistance parasite de source + résistance de polarisation

g_{GS} : Conductance parasite d'entrée

g_D : Conductance de sortie

g_m : Pente

Nous indiquons pour les deux types de transistors choisis les valeurs habituelles :

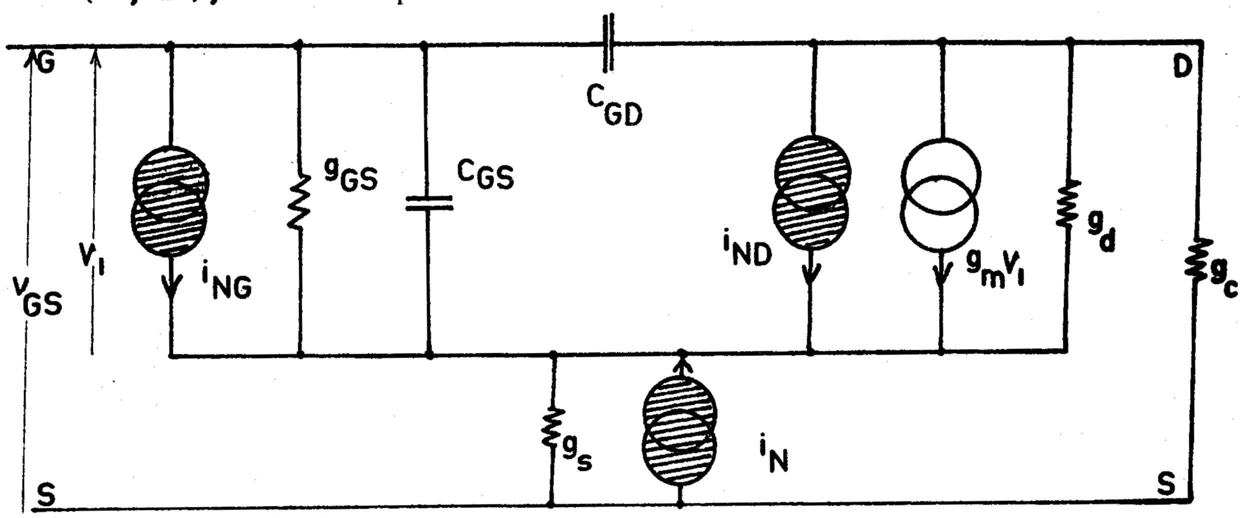
	2N 3967 A	2N 5395
C_{GD}	5 pf	15 pf
C_{GS}	4,8 pf	15 pf
r_s	25 Ω	10 Ω
g_D	35 μ℧	15 μ℧
g_M	3,5 10^{-3} ℧	7 10^{-3} ℧

Ces valeurs sont valables jusque

$$f_o \# \frac{f_p}{10} = \frac{0,1}{2\pi} \frac{g_m}{C_{GD}}$$

2) Schéma équivalent avec générateurs de bruit

En faisant intervenir les générateurs de bruit équivalents (20, 21), le schéma précédent devient :



A - III - 2

Le calcul (20) des densités spectrales des générateurs donne :

$$\langle i^2_{NG} \rangle = 2e\, I_g + \frac{4\,kT}{g_m} h_1\, C^2_{GS}\omega^2$$

$$\langle i^2_{ND} \rangle = 4\,kT\, g_m\, h_2$$

$$\langle i^2_{N} \rangle = 4\,kT\, g_s$$

$$\langle i_{ND} . i_{NG}^{*} \rangle = j\omega C_{GS} \,.\, 4\,kT \,.\, h_3$$

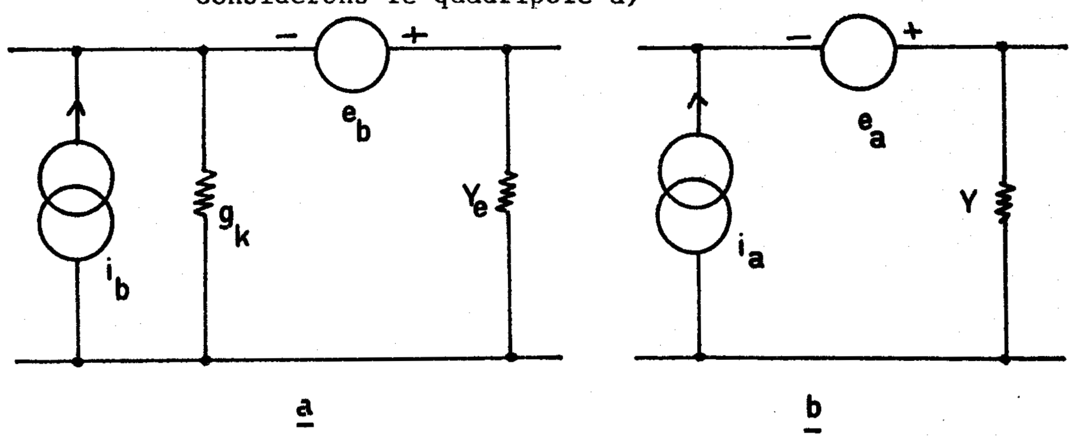
où $h_1 \# 0,12$ $h_2 \# 0,66$ $h_3 \# 0,11$

I_g est le courant grille de polarisation.

Ces expressions sont valables jusqu'à f_o environ.

3) Transformation du schéma équivalent :

Considérons le quadripole a)



que nous pouvons mettre sous la forme b) à condition d'écrire

$$Y = Y_e + g_k$$

$$<e_a^2> = <e_b^2>$$

$$<i_a^2> = <i_b^2> + <e_b^2> |Y_1|^2 \left(1 + 2 R_e \{ \frac{Y_{cb}}{Y_1} \} \right)$$

$$Y_{ca} = Y_{cb} + g_k$$

4) Calcul du bruit ramené à l'entrée

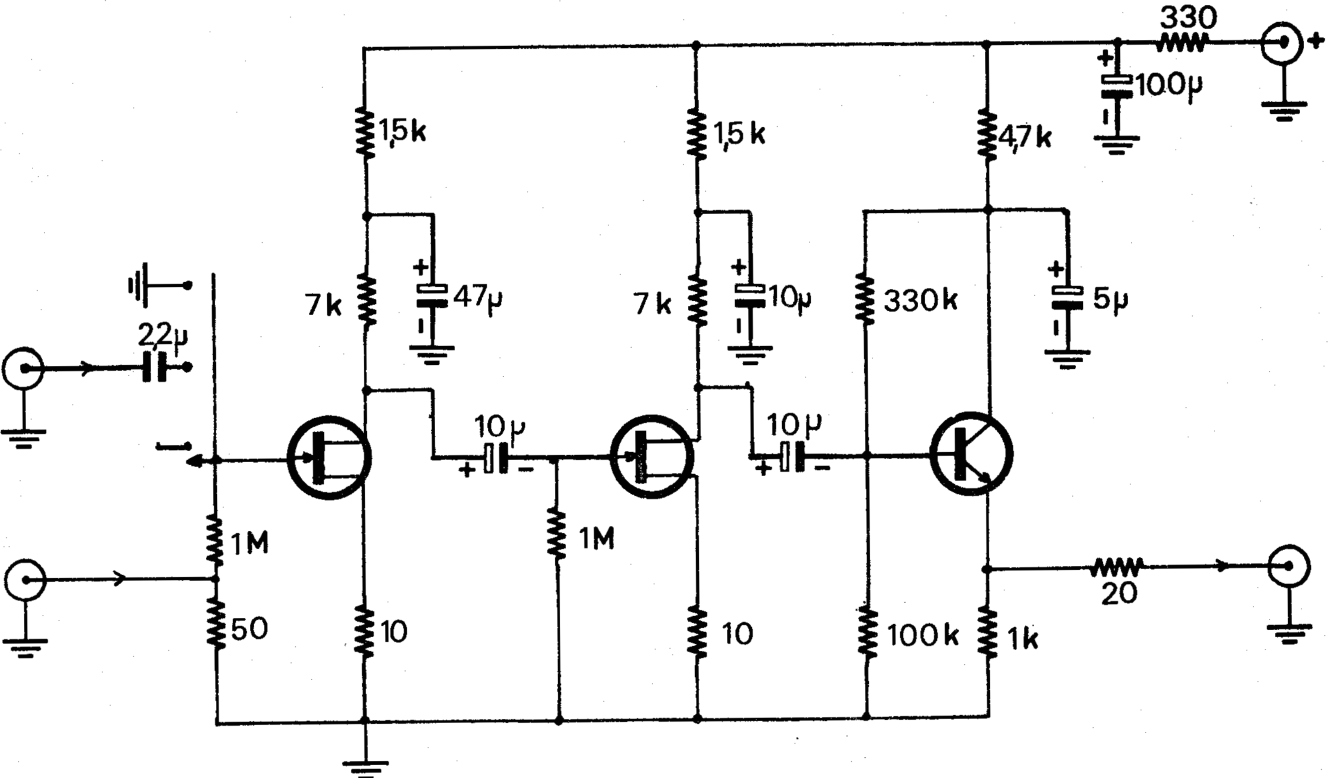
Soient e_b et i_b les générateurs équivalents de bruit, ramenés à l'entrée, abstraction faite de la conductance de polarisation g_k.

Nous avons calculé ces paramètres de bruit pour les montages fondamentaux à transistor à effet de champ.

a) Transistor de source commune :

$$<e_b^2> = \frac{4kT}{g_m} \left(h_2 + \frac{g_c}{g_m} (1 + g_m r_s)^2 + g_m r_s + h_1 C_{GS}^2 \omega^2 r_s^2 \right)$$

$$<i_b^2> = 16\ kTg_m \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right)^2 \left(\frac{h_1}{4} + h_2 + h_3 + \frac{g_m r_s}{4} + \frac{(1 + 0,5\ g_m r_s)^2}{g_m} \right)$$



Préamplificateur source commune.

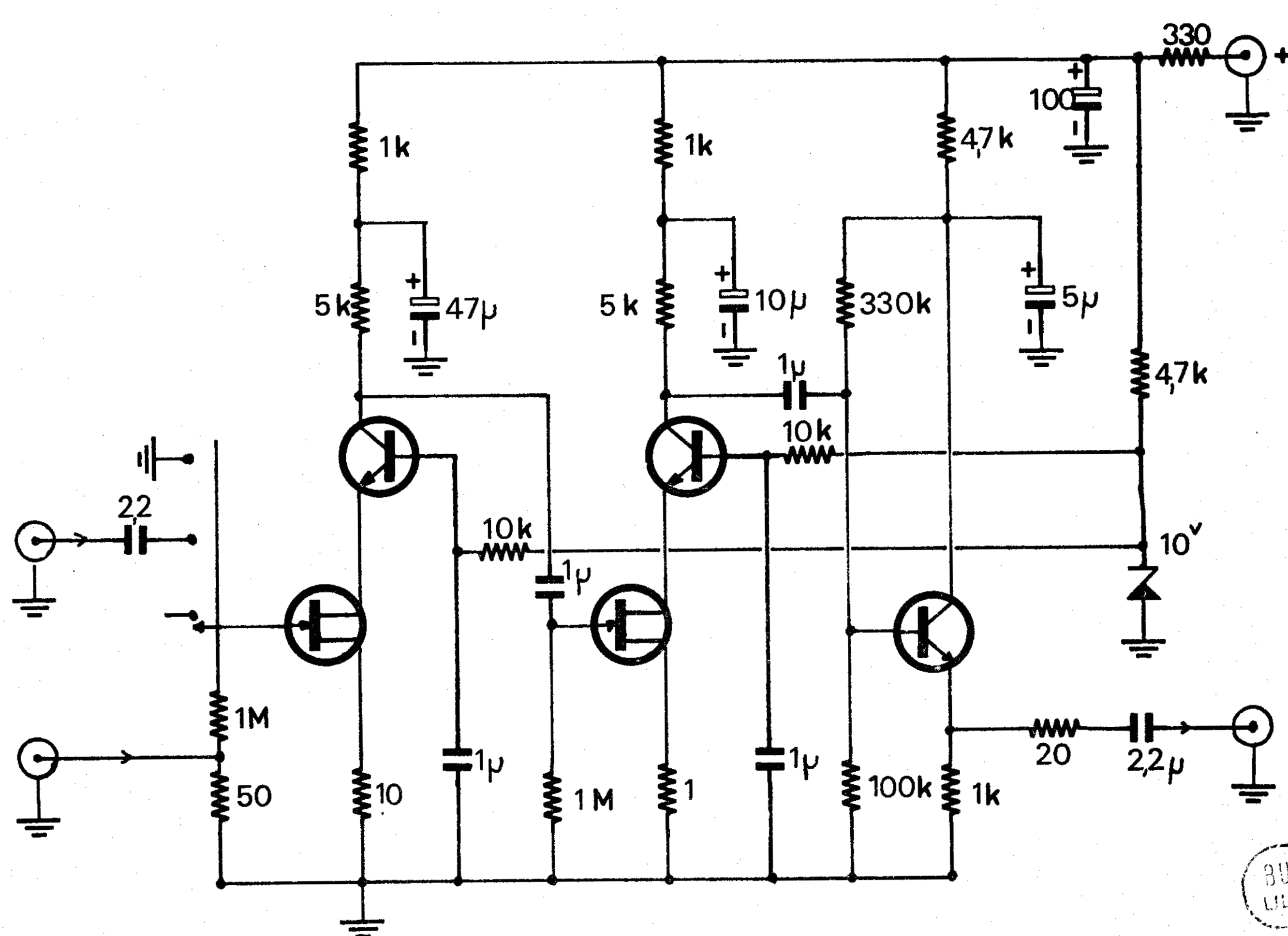


Figure A. III. 4. Préamplificateur cascode.

b) Transistor en grille commune

$$\langle e_b{}^2 \rangle = \frac{4\,kT}{g_m}\left(h_2 + g_m r_s\right) + \frac{4\,kT}{g_m}\, C^2_{GS}\, \omega^2\, r_s{}^2 \left(h_1 + h_2 + \frac{g_c}{g_m}\right)$$

$$\langle i_b{}^2 \rangle = 4\,kT\, g_m \left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^2 \left(h_1 + h_2 + 2\,h_3 + \frac{g_c}{g_m}\right) + 4\,kT\, g_c$$

c) Transistor en drain commun

$$\langle e_b{}^2 \rangle = \frac{4\,kT}{g_m}\left(h_2 + \frac{g_c}{g_m}\,(1 + g_c r_s)\right)$$

$$\langle i_b{}^2 \rangle = 16\,kT\, g_m \left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^2 \left(h_2 + \frac{g_c}{g_m}\,(1 + g_c r_s)\right)$$

Pour résoudre notre problème de mesure, nous avons adopté deux types d'amplificateurs :

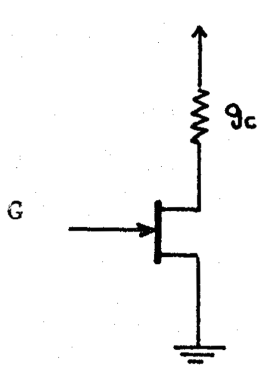
- un amplificateur de source commune B.F.
- un amplificateur H.F. cascode.

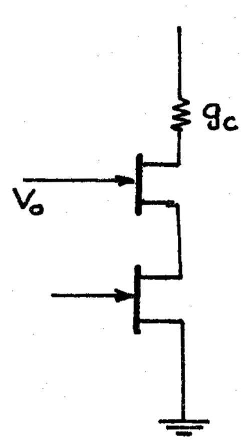
Nous donnons (figures A.III.3 et 4) les schémas et performances de ces deux amplificateurs. Dans le tabeau (A.III.5) nous comparons les performances théoriques de ces montages et nous donnons les résultats des calculs concernant les admittances de corrélation.

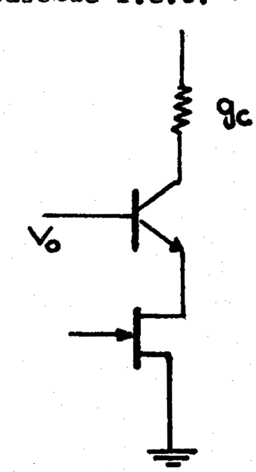
Montage

Source commune | Cascode 2 f.e.t. | Cascode f.e.t. + trans.

Schémas :







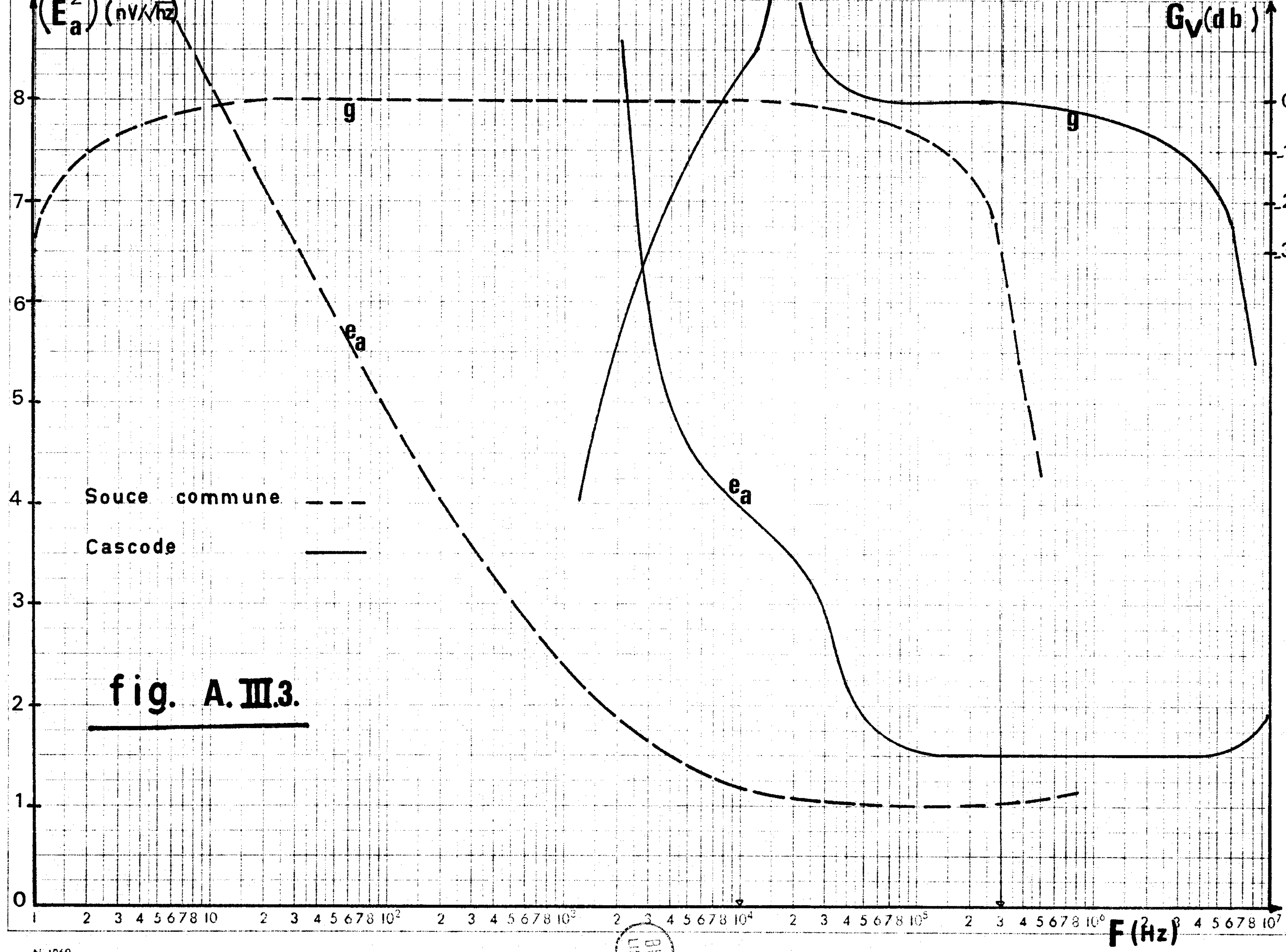

(E_a^2) (nV/√hz)
G_V(db)
0
-1
-2
-3
8
7
6
5
4
3
2
1
0
g
e_a
Souce commune
Cascode
1 2 3 4 5 6 7 8 10 2 3 4 5 6 7 8 10^2 2 3 4 5 6 7 8 10^3 2 3 4 5 6 7 8 10^4 2 3 4 5 6 7 8 10^5 2 3 4 5 6 7 8 10^6 2 3 4 5 6 7 8 10^7
F (Hz)
N 1069

fig. A.III.3.

Gain B.F.			
	$G_{Vo} = -\dfrac{g_m}{g_c(1 + g_m r_s)}$	$-\dfrac{g_m}{g_c(1 + g_m r_s)^2}$	$-\dfrac{\alpha_o g_m}{g_c(1 + g_m r_s)}$
Capacité d'entrée			
	$C_e = C_{GS}(2 + \lvert G_{Vo}\rvert)$	$3\ C_{GS}$	$2\ C_{GS}$
Tension de bruit			
	$\langle e_b{}^2\rangle \neq\!\neq \dfrac{4kT}{g_m}(h_2 + g_m r_s + \dfrac{g_c}{g_m})$	$\neq\!\neq \dfrac{4kT}{g_m}(h_2 + h_1 + \dfrac{g_c}{g_m})$	$\dfrac{4kT}{g_m}(h_2 + g_m r_s + \dfrac{g_e}{2\beta_o g_m})$
Courant de bruit			
	$\langle i_b{}^2\rangle \neq\!\neq 16\ kTg_m (\dfrac{\omega}{\omega_p})^2 \{h_2 + h_3 + \dfrac{h_1}{4} + \dfrac{g_m r_s}{4}\}$	$\neq\!\neq 16\ kTg_m (\dfrac{\omega}{\omega_p})^2 \{h_2 + h_3 + \dfrac{h_1}{4} + \dfrac{g_m r_s}{g_m} + \dfrac{g_c}{g_m}(1 + g_m r_s)\}$	$16\ kTg_m (\dfrac{\omega}{\omega_p})^2 \{h_2 + h_3 + \dfrac{h_1}{4} + \dfrac{g_m r_s}{4} + \dfrac{g_e}{2\beta_o g_m}\}$
Capacité de corrélation			
	$C_{cb} \neq\!\neq C_{GS} + C_{GD}$	$C_{GS} + C_{GD}$	$C_{GS} + C_{GD}$
Conductance de corrélation			
	$g_{cb} \neq\!\neq -4\dfrac{\omega^2 C^2_{GS}}{g_m + 2\ g_e}$	$-\dfrac{4}{3}\ \dfrac{\omega^2 G^2_{GS}}{g_m}$	$-4\dfrac{\omega^2 C^2_{GS}}{g_m + 2\ g_e}$

Tableau A III . 5 .

5) Application au calcul de Δ

Les résultats précédents (Tableau A III 5) permettent de calculer Δ

$$\Delta = 2\langle e_a^2\rangle \; R_e \{(Y_x + Y_p)(Y_e + g_k - Y_{ca})^* \}$$

$$Y_{ca} = g_{ca} + j\omega C_{ca} \qquad\qquad Y_x + Y_p = g_x + j\omega C_x$$

$$Y_e = j\omega C_e$$

$$R_e \{(Y_x + Y_p)(Y_e + g_k - Y_{ca})^*\} = g_x(g_k - g_{ca}) + C_x (C_e - C_{ca})\omega^2$$

$$g_{ca} = g_{cb} + g_k \qquad\qquad C_e \# (2 + |G_{vo}|)\, C_{GS} \qquad\qquad C_{ca} \# 2\, C_{GS}$$

$$\Delta = 2\langle e_a^2\rangle \{ - g_{cb}\, g_x + C_x\, C_{GS}\, |G_{Vo}|\, \omega^2 \}$$

a) Source commune :

En prenant pour $\langle e_a^2\rangle$ une valeur approchée

$$\Delta \# \frac{4\ kT}{g_m} h_2 \cdot 4\, \omega^2\, C^2_{GS} \left\{ \frac{g_x}{g_m + 2g_c} + \frac{|G_{Vo}|}{4} \cdot \frac{C_x}{C_{GS}} \right\}$$

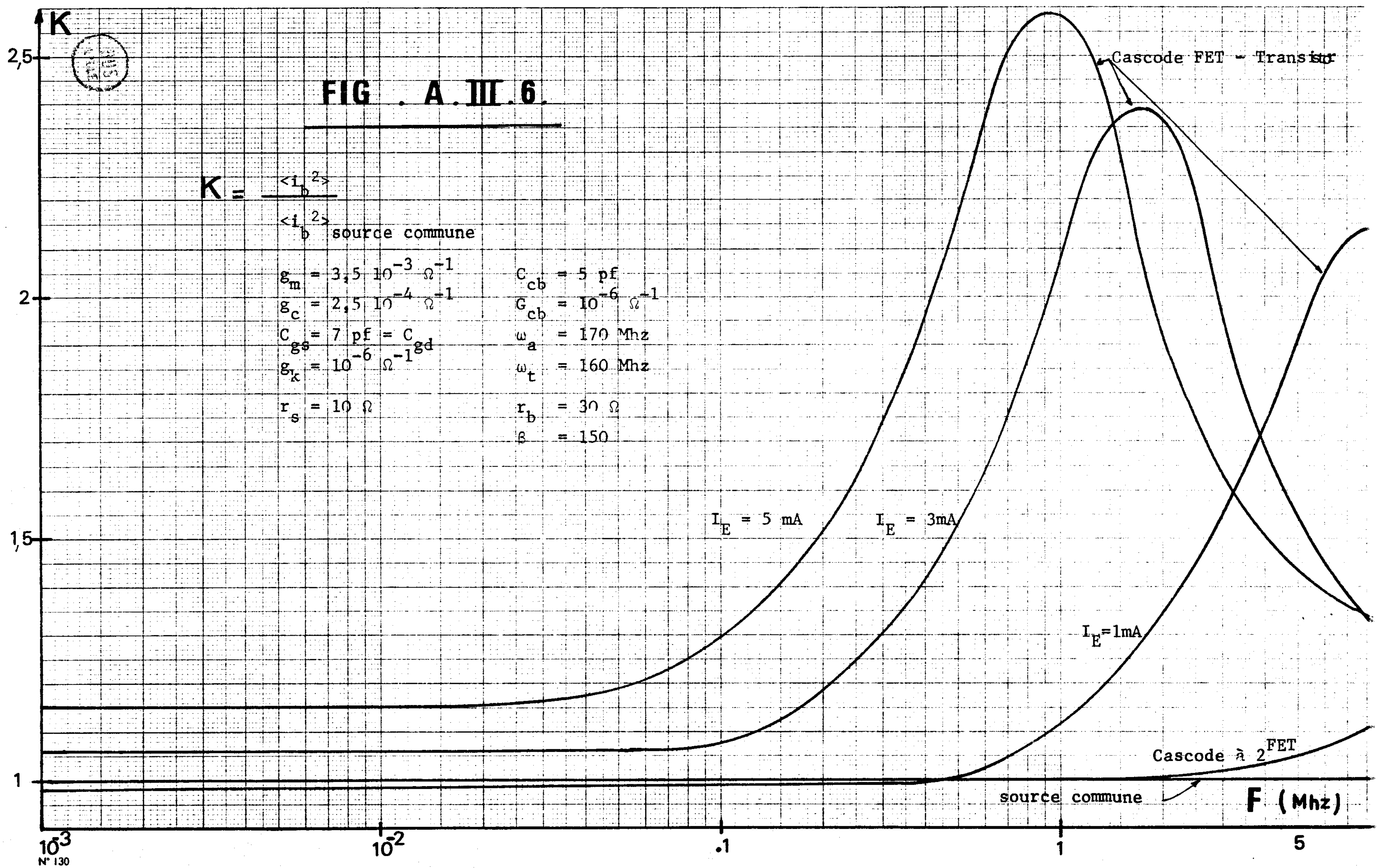
$$\Delta \# \langle i_b^2\rangle \left\{ \frac{g_x}{g_m + 2\, g_c} + \frac{|G_o\,|}{4} \frac{C_x}{C_{GS}} \right\}$$

Dans les échantillons habituels, $C_x >> C_{GS}$

$$\Delta_{\text{source commune}} \# \langle i_b^2\rangle \left| \frac{G_{Vo}}{4} \right| \frac{C_x}{C_{GS}}$$

b) Cascade F.E.T. - Transistor bipolaire :

Dans ce cas $g_{cb} = - 4 \dfrac{\omega^2\, C_{GS}^2}{g_m + 2\, g_e}$ $\qquad |G_{Vo}| = 0$



K
2,5
2
1,5
1
FIG . A.III.6.
K = <i_b^2> / <i_b^2> source commune
g_m = 3,5 10^-3 Ω^-1
g_c = 2,5 10^-4 Ω^-1
C_gs = 7 pf = C_gd
g_x = 10^-6 Ω^-1
r_s = 10 Ω
C_cb = 5 pf
G_cb = 10^-6 Ω^-1
ω_a = 170 Mhz
ω_t = 160 Mhz
r_b = 30 Ω
β = 150
Cascode FET - Transistor
I_E = 5 mA
I_E = 3mA
I_E=1mA
Cascode à 2 FET
source commune
F (Mhz)
10^3
10^-2
.1
1
5
N° 130

et

$$\Delta_{cascode} \# \langle i_b{}^2\rangle \cdot \frac{g_x}{g_m + 2\, g_e} \# \langle i_b{}^2\rangle \frac{g_x}{g_e}$$

Observons que le montage cascode, utilisant un transistor à effet de champ et un transistor bipolaire, est très favorable en ce qui concerne le terme Δ, puisque, aux courants de polarisation pratiques, $g_c \ll g_e$

$$\Delta_{cascode} \ll \langle i_b{}^2\rangle$$

Nous donnons figure A . III . 6 les variations de $\langle i_b{}^2\rangle$ pour les différents montages.

Conclusion

Ce sont les valeurs comparées de :

bruit ramené à l'entrée

bruit B.F.

capacité d'entrée

valeur de Δ

qui nous ont amenées à employer deux amplificateurs fonctionnant dans les gammes :

- 1 Hz - 300 KHz source commune
- 20 KHz - 5 MHz cascode.