

SOMMAIRE

INTRODUCTION

A. HISTORIQUE DES STRUCTURES METAL ISOLANT METAL

1. Forme des dispositifs M I M
2. Conductivité basse tension et "formation"
3. Caractéristiques I, V statiques
4. Facteur influençant la caractéristique I, V
5. Effet de mémoire statique
6. Influence de la polarité sur la caractéristique statique
7. Capacité
8. Conclusion.

B. THEORIE ELEMENTAIRE DE LA CONDUCTION DANS LES STRUCTURES M I M

1. Barrière de potentiel

1. Travail de sortie
2. Affinité électronique
3. Jonction Métal Isolant
4. Jonction métal Isolant Metal
5. Action d'une différence de potentiel extérieure
6. Présence de niveau piégés
7. Influence de charges statiques
8. Expression du potentiel
9. Influence de la force image
10. Mécanismes possibles de transfert.

2. Effet tunnel

1. Formulation générale

- 1.1. Equation de base
- 1.2. Calcul de $P(E)$ et $N(E, E_x)$
- 1.3. Caractéristique $J = f(V)$
- 1.4. Calcul de $D(E)$
- 1.5. Conclusion

2. Cas d'une barrière trapézoïdale
 - 2.1. Caractéristique à basse température
 - 2.2. Influence de la température

3. Effet schottky

1. Loi de Richardson
2. Loi de Schottky
3. Conclusion

C. FABRICATION DES STRUCTURES M I M

1. Technique d'évaporation

1. Substrat
2. Nettoyage du substrat
3. Forme des échantillons produits
4. Principe de l'évaporation
5. Contrôles effectués pendant l'évaporation
6. Conclusion

2. Structure de l'isolant

D. MESURES ET INTERPRETATION

1. Relevé des caractéristiques courant tension

1. Echantillon formé
2. Tension de formation
3. Caractéristiques basse tension de l'échantillon formé
4. Caractéristiques haute tension

2. Interprétation des résultats

1. Processus de formation
2. Modèle de bande d'énergie
3. Mécanisme de passage à travers la barrière

CONCLUSION

BIBLIOGRAPHIE

INTRODUCTION

L'amélioration constante des techniques de vide et de l'évaporation permettent la réalisation des couches minces diélectriques dont l'importance est grande tant dans le domaine des composants passifs (condensateurs, passivation des éléments semiconducteurs...) que dans la prospection de nouveaux éléments actifs. Dans ce domaine, l'étude fondamentale des propriétés électriques des structures Métal - Isolant - Métal (M.I.M.) est entreprise depuis quelques années dans plusieurs laboratoires (1 à 14). Mais les nombreuses difficultés d'ordre technique et théoriques ne permettent pas encore d'interpréter de façon satisfaisante les mécanismes de transfert de charges dans les couches minces d'oxydes dont l'épaisseur est comprise dans l'intervalle 100 - 5000 Å.

Nous avons choisi d'étudier les propriétés du monoxyde de silicium en couches minces, l'évaporation sous vide de ce matériau plus aisée que celle d'autres oxydes (Al_2O_3 , BeO , Ta_2O_3 , ZnO ...).

Dans une première partie nous présentons les divers travaux relatifs aux structures MIM.

Dans une seconde partie nous examinons les principaux mécanismes de conduction susceptibles d'interpréter les résultats expérimentaux, et développons plus particulièrement les calculs relatifs à l'effet tunnel et à l'émission thermoélectronique.

Nous donnons ensuite les méthodes de fabrication des structures MIM réalisées au laboratoire et examinons l'influence des divers paramètres physiques sur la qualité des couches isolantes.

Enfin dans la dernière partie nous présentons les résultats expérimentaux et essayons d'interpréter ces résultats.

HISTORIQUE DES STRUCTURES
METAL-ISOLANT-METAL

Des caractéristiques à résistance dynamique négative (R.D.N.) contrôlée en tension ont été obtenues par de nombreux chercheurs dans les structures Métal-isolant-métal (7 à 19).

Les principaux isolants employés sont Al_2O_3 , SiO_2 , Ta_2O_5 , ZrO_2 , TiO_2 , $MgO - Al_2O_3$, MgO , B_2O_3 ... L'épaisseur de la couche isolante varie en général de quelques dizaines à plusieurs milliers d'Angströms (Å), suivant les oxydes employés.

Nous nous proposons dans cette partie de résumer rapidement les résultats publiés, dont nous avons eu connaissance.

I. FORME DES DISPOSITIFS M.I.M.

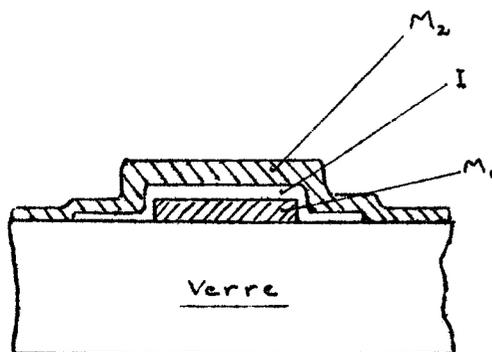


Figure 1

Les électrodes métalliques sont obtenues par déposition sous vide d'un métal.

La couche isolante (I) étant obtenue soit par oxydation de M_1 soit par déposition sous vide.

II. CONDUCTIVITE BASSE TENSION ET "FORMATION"

Lorsqu'une différence de potentiel de quelques dizaines de millivolts est appliquée entre M_1 et M_2 , il apparaît un courant très faible (quelques dizaines de picoampères pour une tension de 1 volts appliquée à une couche de 500 Å de monoxyde de silicium).

Le dispositif étant placé dans un vide meilleur que 10^{-2} torr (1 torr = 1 mm de Hg). La conductivité augmente rapidement avec le temps lorsque

la tension appliquée dépasse un certain seuil V_F , V_F est appelée tension de formation. La conductivité arrive à son maximum en quelques secondes lorsque la température est de l'ordre de 300°K .

III. CARACTERISTIQUES I, V STATIQUES

La caractéristique $I = f(V)$ montre pour un échantillon formé une zone à RDN contrôlée en tension : A.B (cf. fig. 2).

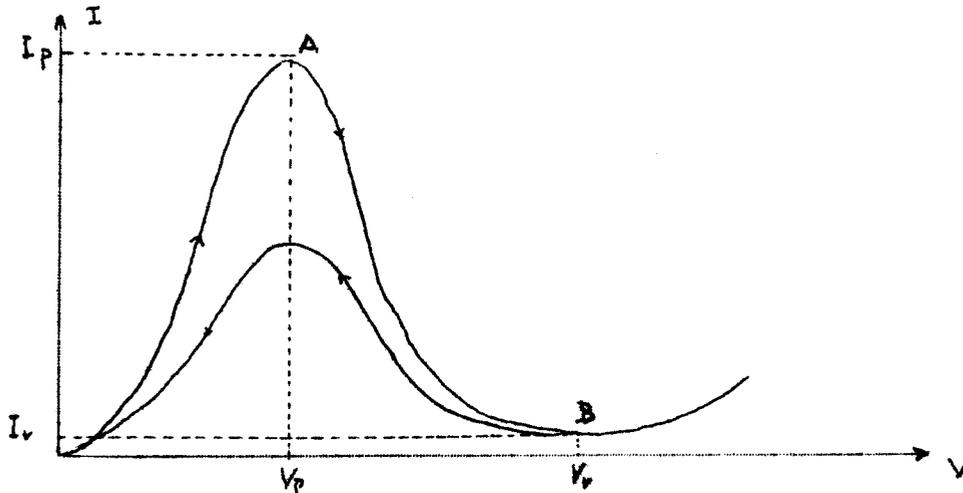


Figure 2

I_p V_p sont respectivement le courant maximum traversant l'échantillon et la tension correspondant à ce courant.

I_v V_v sont le courant minimum (courant vallée) pour une tension supérieure à V_p

Une telle caractéristique est assez semblable à celle obtenue pour une diode à effet Esaki (diode tunnel). Cependant les ordres de grandeurs sont assez différents puisque I_p peut être de l'ordre de $0,1$ A et V_p de 4 volts.

IV. FACTEURS INFLUENCANT LA CARACTERISTIQUE I, V

Le degré de formation du dispositif est caractérisé par le courant maximum qui le traverse. Les paramètres influençant le degré de formation sont :

- la température
- la tension maximum appliquée

- la pression
- l'épaisseur d'isolant
- la nature des électrodes métalliques
- la nature de l'isolant.

IV.1. Température

Le degré de formation est d'autant plus élevé que la température de formation est élevée ⁽¹²⁾. Cependant un dispositif formé à la température ambiante et présentant une RDN aura à basse température les mêmes caractéristiques I,V avec un courant pic plus faible ⁽⁷⁾.

IV.2. Tension maximum appliquée ⁽¹⁴⁾

Pour un échantillon formé à une tension V_F , l'augmentation de la tension appliquée augmentera de façon irréversible, le degré de formation.

IV.3. Pression ⁽¹³⁾

Les dispositifs MIM étudiés ne présentent le phénomène de formation que lorsque la pression est inférieure à 10^{-2} torr. Mais un échantillon formé à basse pression pourra être amené à la pression atmosphérique sans que la RDN disparaisse. Cependant dans ce cas la valeur du courant pic sera diminué.

IV.4. Epaisseur de l'isolant ⁽¹²⁾

V_p ne dépend pas de l'épaisseur de l'isolant. Il ne peut donc s'agir d'un phénomène de conductivité à relié au champ électrique. Seule la tension appliquée intervient.

IV.5. Nature des électrodes

Tous les auteurs sont unanimes à reconnaître que certains métaux favorisent la formation alors que pour d'autres elle n'apparaît pas. Les métaux favorisant la formation sont en général monovalents (Au, Cu, Ag...) alors que ceux ne donnant pas naissance à une RDN sont en général trivalents (Al, In). Dans le cas où l'un des métaux est trivalent et l'autre monovalent (par exemple Al - isolant - Au) le phénomène de formation n'intervient que lorsque l'électrode

correspondant au métal monovalent est polarisée positivement.

IV.6. Nature de l'isolant

La nature de l'isolant a une influence sur la valeur de V_p . Hickmott (12) donne la relation empirique

$$V_p^2 \approx A - B \epsilon_r$$

ϵ_r étant la permittivité relative de l'isolant.

V. EFFET DE MEMOIRE STATIQUE

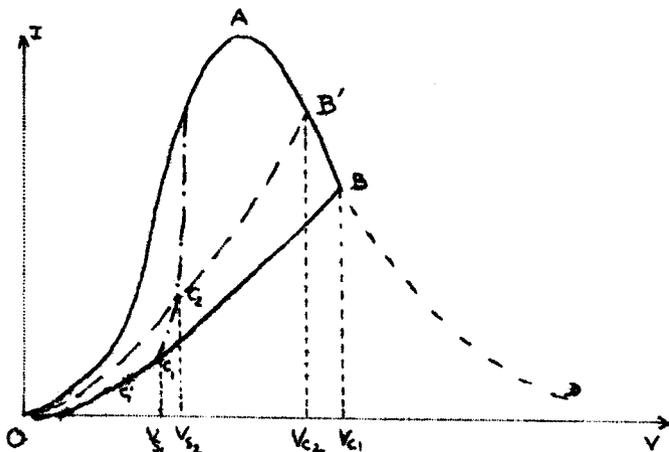


Figure 3

Une structure MIM formée présente une caractéristique continue telle que oAD (fig. 3)

Si on applique au dispositif une tension en dent de scie (fig. 4) de valeur crête V_{c1} , la caractéristique décrite sera OABO, la pente BO correspondant à la chute de la dent de scie.

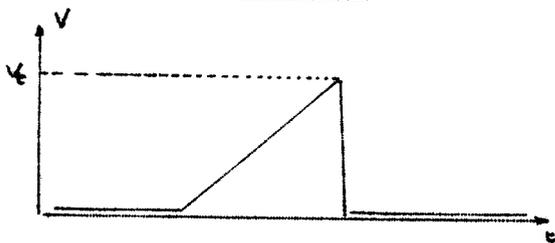


Figure 4

Si maintenant on applique une tension dont la valeur crête est inférieure à V_{s1} la caractéristique décrite sera OC_1 . Cette caractéristique est stable tant que la tension crête ne dépasse pas V_{s1} .

Si la valeur crête de la tension appliquée dépasse V_{s1} (par exemple V_{c2}) La caractéristique décrite sera $OC_1 AB' OC_2 O$. Cette caractéristique sera stable tant que la tension crête appliquée sera inférieure à V_{s2} .

SIMONS et VERDERBER (14) donnent la relation empirique

$$I = K(V_c) \text{ sh } k(V_c) V$$

où V_c est la dernière tension crête ayant apportée un changement de caractéristique.

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

VI. INFLUENCE DE LA POLARITE SUR LA CARACTERISTIQUE STATIQUE

Si un dispositif $M_1 - I - M_2$ est formé avec par exemple une tension positive, appliquée sur M_2 , il présentera les mêmes effets de RDN lorsque M_1 sera rendu positif. Cependant, suivant la nature des métaux, la caractéristique est susceptible d'évaluer et le dispositif pourra même être "déformé", si la tension "inverse" appliquée est supérieure à la tension initiale de formation.

VII. CAPACITE

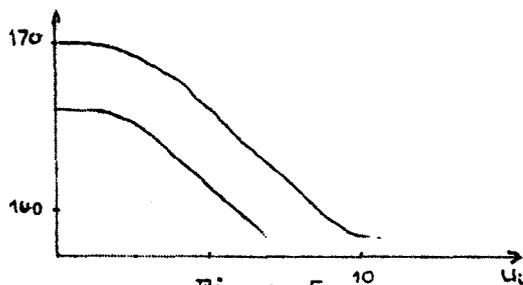


Figure 5

TOSSER et THUREAU (15) ont étudié l'influence de la tension crête appliquée sur la capacité mesurée à polarisation nulle. Ils trouvent des dérivés irréversibles de capacité lorsque la tension crête appliquée (u_1) varie (fig. 5.

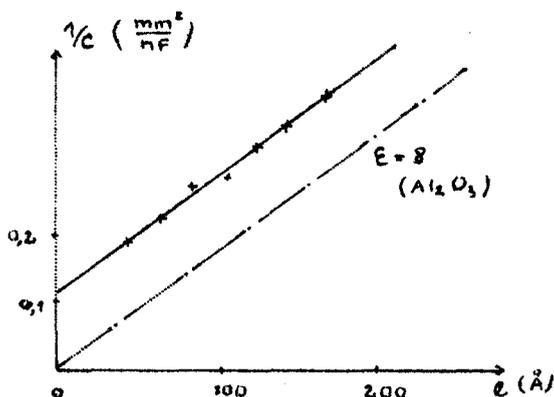


Figure 6

MEAD (5) puis MENTALECHTA (18) donnent les variations de capacité avec l'épaisseur pour l'oxyde d'aluminium. La courbe représentée fig. 6 ne passe pas par l'origine ce qui semble indiquer que la permittivité de l'isolant en couche mince diffère notablement de la permittivité du matériau massif.

8. CONCLUSION

Les variations de la capacité avec l'épaisseur d'isolant et avec la tension appliquée ne sont pas expliquées de façon quantitative.

Le phénomène de R.D.N. et de haute conductivité dans le diélectrique n'ont jusqu'à maintenant reçu aucune explication quantitative entièrement satisfaisante et rendant compte de tous les effets observés.

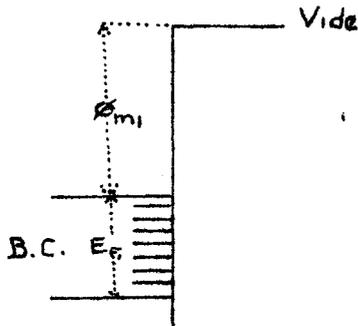
Il nous paraît nécessaire, après avoir rappelé les définitions concernant les barrières M.I.M., d'étudier théoriquement les modes de conduction possibles dans de telles structures.

THEORIE ELEMENTAIRE DE LA CONDUCTION
DANS LES STRUCTURES METAL ISOLANT METAL

I. BARRIERE DE POTENTIEL

Nous rappelons brièvement les principales définitions relatives à la théorie des bandes d'énergie dans le solide.

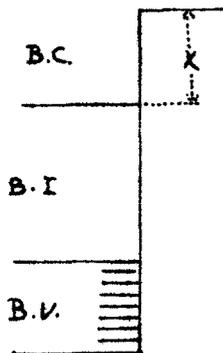
1. Travail de Sortie



C'est l'énergie ϕ_{m1} qu'il faut fournir au zéro absolu à un électron se trouvant au niveau de Fermi pour l'amener dans le vide avec une vitesse nulle.

Figure 11

2. Affinité électronique



C'est l'énergie qu'il faut fournir au zéro absolu, à un électron pour l'amener du bas de la bande de conduction de l'isolant dans le vide avec une vitesse nulle.

Figure 12

3. Jonction Métal - Isolant

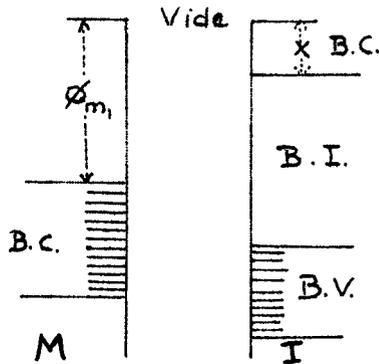


Figure 13 a

Lorsque métal et isolant sont éloignés les niveaux de vide sont alignés (fig. 13 a).

Quand on rapproche l'isolant du métal les niveaux du vide restent alignés. Le niveau de Fermi du métal est alors situé à une distance

$$\phi_1 = \phi_{m1} - x$$

par rapport au bas de la bande de conduction de l'isolant. ϕ_1 représenté la barrière d'énergie métal - isolant.

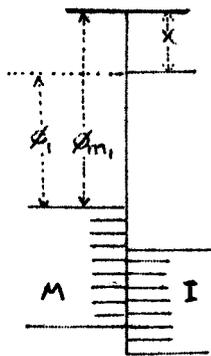


Figure 13 b

4. Fonctions métal isolant métal

- a) Structure symétrique

Par le même mécanisme de jonction métal isolant que précédemment les niveaux de vide $M_1 - I$ et $M_2 - I$ sont alignés (fig. 14). De plus, à l'équilibre thermodynamique, les niveaux de Fermi des deux métaux sont alignés.

La barrière d'énergie sera rectangulaire puisque les métaux sont identiques.

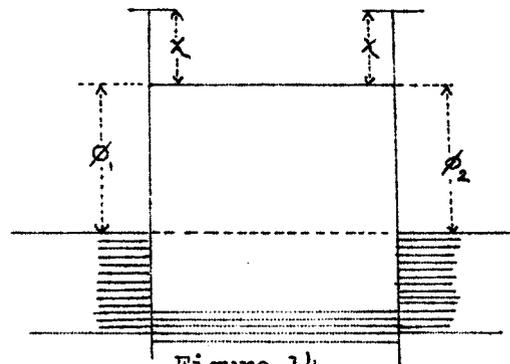


Figure 14

b) structure dissymétrique

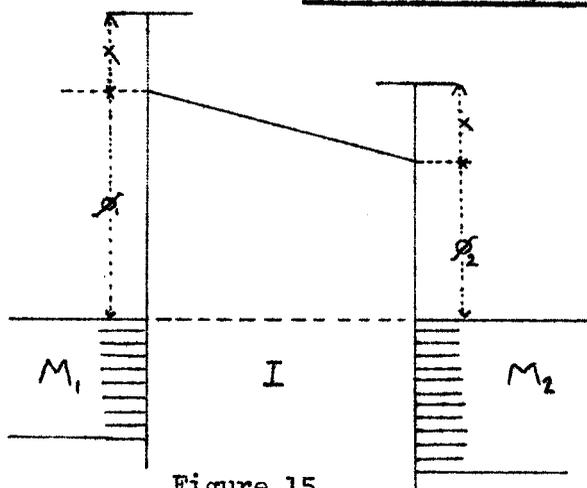


Figure 15

La bande de conduction de l'isolant se déforme de façon à ce que les niveaux de Fermi des deux ^{métaux} ~~instants~~ soient alignés. Dans ce cas (fig. 15) la barrière d'énergie est trapézoïdale. Il existe un champ électrique interne

$$E_i = \frac{\phi_1 - \phi_2}{eL}$$

5. Action d'une différence de potentiel extérieure

Lorsqu'une différence de potentiel U est appliquée à la structure, la barrière de potentiel se déforme de telle manière que les niveaux de Fermi des deux métaux soient décalés de eV .

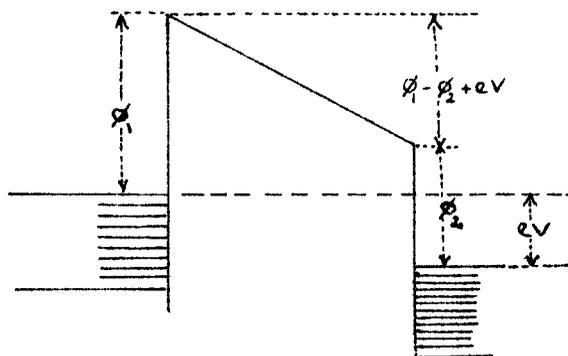


Figure 16 a

$$U_B > U_A$$

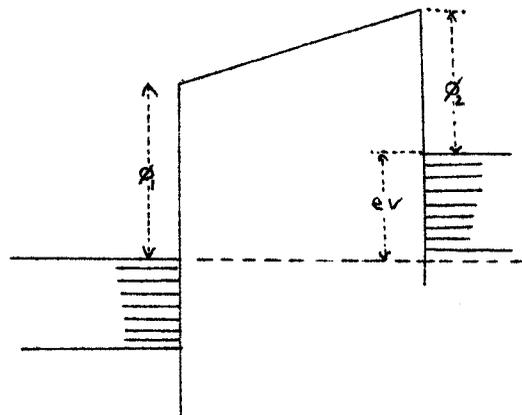


Figure 16 b

$$U_B < U_A$$

6. Présence de niveaux piégés

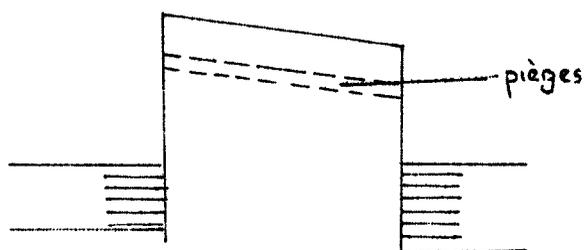


Figure 17

L'isolant est susceptible de renfermer des impuretés auxquelles est associé un ou plusieurs niveaux énergétiques dans la bande interdite de l'isolant.

7. Influence des charges statiques

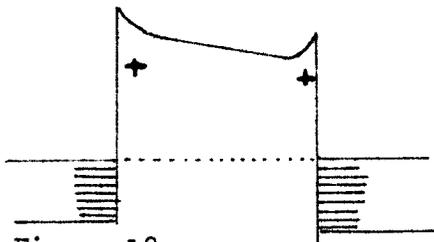


Figure 18

Sous l'effet d'un champ appliqué, une charge statique peut se former au voisinage des électrodes. Il en résulte une déformation de la barrière de potentiel (fig. 18). Nous traiterons ce cas plus en détail dans la suite.

8. Expression des potentiels

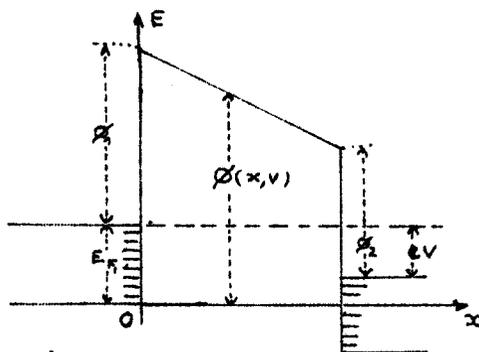


Figure 19

Soit $\phi(x, V)$ la valeur de l'énergie à l'abscisse x correspondant, au base de la bande de conduction de l'isolant. Par convention les énergies sont repérées à partir du bas de la bande de conduction de M_1 et les abscisses à partir de l'interface $M_1 - I$.

a) Calcul de $\phi(x, V)$

Lorsque la polarisation est nulle

$$\phi(x, 0) = \phi_1 + E_{F1} - \frac{\phi_1 - \phi_2}{L} x \quad (1)$$

Si une différence de potentiel est appliquée :

$$\phi(x, V) = \phi_1 + E_{F1} - \frac{\phi_1 - \phi_2}{L} x - \frac{eU}{L} x \quad (2)$$

$$U = U_{M2} - U_{M1}$$

9. Influence de la force image

Tout électron participant à la conduction induit dans chaque électrode métallique une charge positive (appelée charge image), dont la position est symétrique de la sienne par rapport à la surface de l'électrode considérée.

Le champ créé par ces charges est

$$E_{im} = \frac{e}{4\pi \epsilon \epsilon_0 (2x)^2} - \frac{e}{4\pi \epsilon \epsilon_0 (2(L-x))^2}$$

Ce champ total est :

$$E_T = -\frac{U}{L} + \frac{e}{16\pi \epsilon \epsilon_0} \left(\frac{1}{x^2} - \frac{1}{(L-x)^2} \right)$$

or
$$\frac{d\phi(x, v)}{dx} = eE \tag{3}$$

$$\phi(x, v) = E_{F1} + \phi_1 - \frac{\phi_1 - \phi_2}{L} x - \frac{eU}{L} x - \frac{e^2}{16\pi \epsilon \epsilon_0} \left(\frac{1}{x} - \frac{1}{L-x} \right) \tag{4}$$

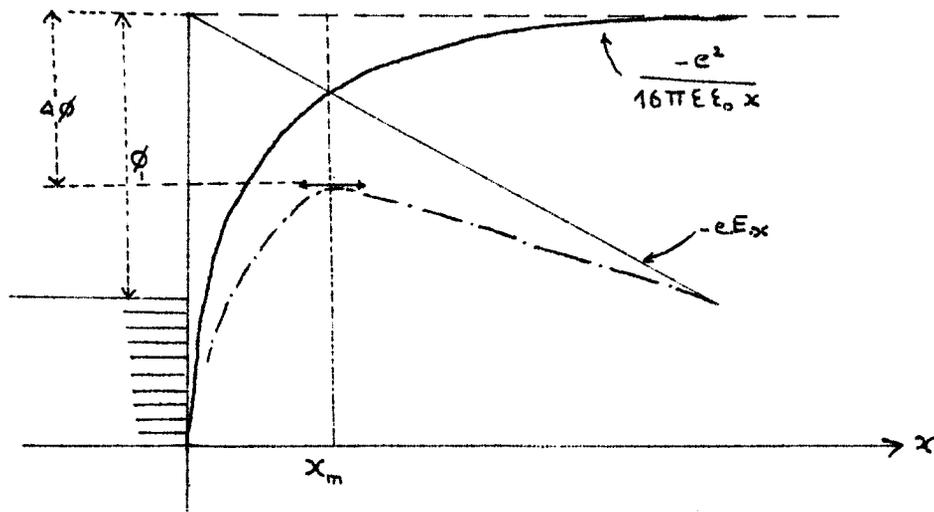


Figure 20

Remarque :

Dans l'équation (4), pour $x \rightarrow 0$ $\phi(x) \rightarrow \infty$, en fait physiquement il n'en est rien ; ceci est dû au fait que l'on ne connaît pas la nature de la force image au voisinage immédiat des électrodes.

Conséquence : abaissement de la barrière de potentiel

Calculons la hauteur de la barrière de potentiel à l'abscisse x_m correspondant au maximum .

$$\frac{d \phi(x, v)}{dx} = 0 - \frac{eU}{L} - \frac{\phi_1 - \phi_2}{L} + \frac{e^2}{16 \pi \epsilon \epsilon_0} \left(\frac{1}{x_m^2} - \frac{1}{(L-x)^2} \right)$$

En posant $L - 2 x_m = y$

il vient :
$$\frac{e d^2}{\pi \epsilon \epsilon_0 y} = (d^2 - y^2)^2$$

Si l'on suppose que $L - x_m \gg x_m$, et pour une tension appliquée positive suffisante on obtient :

$$x_m = \left(\frac{e^3}{16 \pi \epsilon \epsilon_0} \right)^{1/2} \left(\frac{L}{U'} \right)^{1/2} \quad (5)$$

avec
$$U' = \frac{\phi_1 - \phi_2}{e} + U$$

d'où l'abaissement $\Delta\phi$ de la barrière :

$$\Delta\phi = \left(\frac{e^3}{4 \pi \epsilon \epsilon_0} \right)^{1/2} \left(\frac{U'}{L} \right)^{1/2} \quad (6)$$

On peut remarquer que pour des champs appliqués importants l'abaissement de barrière n'est pas négligeable et les mécanismes de transferts de charges peuvent être fortement modifiés.

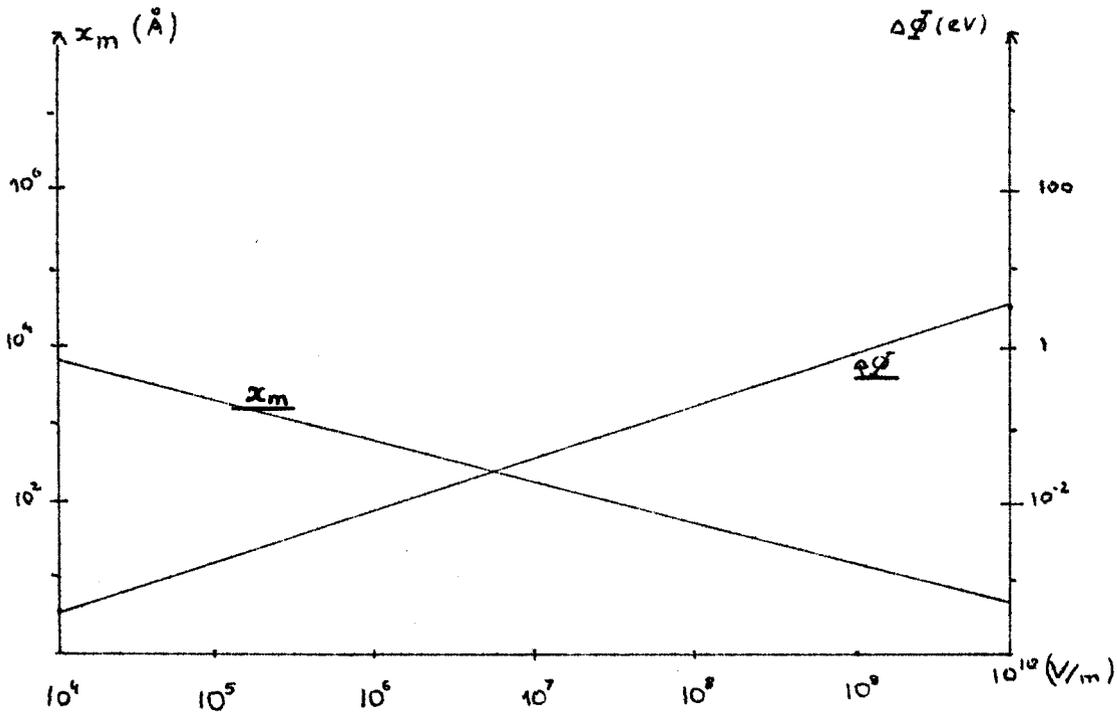
Dans le cas du monoxyde de silicium

$$x_m \approx 0,85 \cdot 10^{-5} \left(\frac{V'}{L} \right)^{1/2}$$

$$\Delta\phi = 17 \cdot 10^{-6} \left(\frac{V'}{L} \right)^{1/2}$$

x_m en Å
 $\Delta\phi$ en eV

V'/L en V/m



10. Mécanismes possibles de transfert

Un électron se trouvant dans la bande de conduction du métal M_1 ne pourra passer dans le métal M_2 que par deux moyens (fig. 21)

a) Fonctionnement de la barrière avec passage dans la bande de conduction de l'isolant (c'est l'effet schottky).

b) passage à travers la barrière de potentiel : c'est l'effet tunnel.

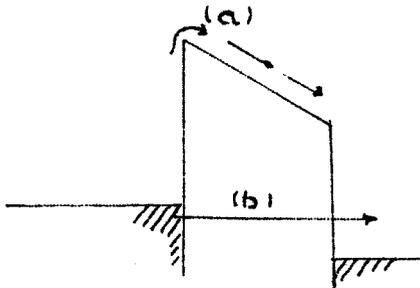


Figure 21

Cependant, lorsque la barrière est déformée (présence de charges statiques, de niveaux piégés...), on peut envisager :

c) Passage par effet tunnel entre M_1 et les niveaux piégés, puis passage dans la bande de conduction de l'isolant.

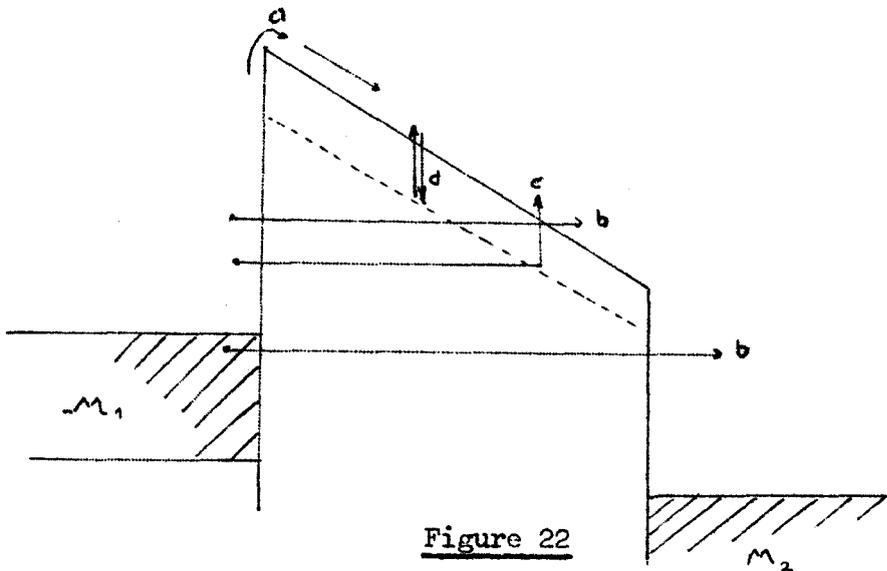


Figure 22

d. Ionisation par le champ électrique d'impuretés ou d'imperfections contenues dans l'isolant.

Conclusion :

Il nous paraît donc nécessaire de mener l'étude des effets "tunnel" et Schottky.

Dans une première partie, nous écrivons l'équation générale exprimant la conduction à travers les structures M I M. Nous en ferons ensuite l'application dans l'effet tunnel et l'effet schottky pour une barrière trapézoïdale.

II. EFFET TUNNEL

L'énergie d'une particule s'écrit dans le cas où la relation parabolique entre l'impulsion et l'énergie est vérifiée :

$$E = \frac{1}{2 m^*} (P_x^2 + P_y^2 + P_z^2) \quad (7)$$

où m^* est la masse effective de l'électron.

Soit $E_x = \frac{1}{2 m^*} P_x^2$ la composante d'énergie suivant x.

En mécanique classique, une particule possédant une énergie E_x inférieure à la hauteur maximum de la barrière d'énergie ne peut la franchir en aucun cas ; elle est réfléchiée. En mécanique quantique au contraire une telle

particule possède une certaine probabilité de passage à travers la barrière. Cette probabilité est $D(E_x)$ encore appelée "transparence" de la barrière.

1. Formulation générale

Les calculs exposés dans cette partie ne fait appel à aucune hypothèse en ce qui concerne la forme de la barrière d'énergie.

1.1. Equation de base

Soit E l'énergie totale de l'électron considéré et soit E_x sa composante d'énergie suivant l'axe des abscisses.

Soit $M_1(E, E_x)$ le nombre d'électrons de M_1 ayant leur énergie totale comprise entre E et $E + dE$ et leur composante d'énergie suivant l'axe des x comprise entre E_x et $E_x + dE_x$

Le nombre d'électrons frappant l'interface $I - M_2$ avec une vitesse positive (l'électron se propage de M_1 à M_2) est donné par :

$$M_1(E) = \int_0^E M_1(E, E_x) D(E_x) dE_x \quad (8)$$

Le courant circulant de M_1 vers M_2 est donné par :

$$J_{12} = e \int_0^{E_m} M_1(E) P_2(E) dE$$

où E_m est l'énergie maximum de la barrière et $P_2(E)$ est la probabilité pour qu'un électron, possédant dans M_1 une énergie totale E , trouve dans M_2 un niveau libre à cette même valeur d'énergie.

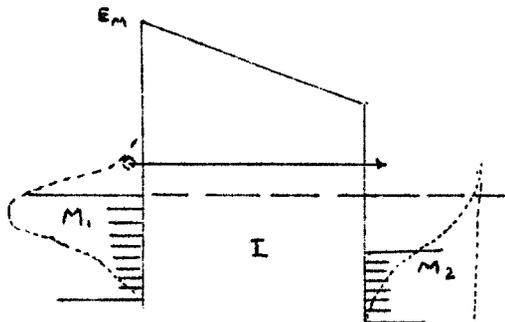


Figure 23

Ce courant total est donné par

$$J = J_{12} - J_{21} \quad (9)$$

$$J_{12} = e \int_0^{E_m} N_1(E) P_2(E) dE \quad (10)$$

$$J_{21} = e \int_0^{E_m} N_2(E) P_1(E) dE \quad (11)$$

1.2. Calcul de P(E) et N(E, E_x)

a) Calcul de P(E)

- Soit $F(E) = \frac{1}{1 + \exp \frac{E - E_{F1}}{kT}}$

La fonction de Fermi donnant la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie E.

- Nous avons : $P(E) = 1 - F(E)$

$P_1(E) = 1 - f_1(E) = f_1(-E)$

$P_2(E) = 1 - f_2(E) = f_2(-E)$

L'origine des énergies se trouvant au bas de la bande de conduction de M₁ nous aurons :

$f_2(E) = f_1(E + e U')$

$U' = U + \frac{\phi_1 - \phi_2}{e}$

d'où

$P_1(E) = \frac{1}{1 + \exp \left(\frac{E_{F1} - E}{kT} \right)}$ (12)

$P_2(E) = \frac{1}{1 + \exp \left(\frac{E_{F1} - E - e U'}{kT} \right)}$ (13)

b) Calcul de M(E, E_x)

Dans le cas où l'on adopte la relation parabolique

$E = \frac{p^2}{2 m_1}$

m_1^* est la masse effective de l'électron dans le métal M_1 . En fait on peut considérer (cf. (1)) que cette masse est peu différente de celle de l'électron libre. ($m_1^* \neq m$)

Un calcul simple montre que :

$$N_1(E, E_x) dE dE_x = \frac{4 \pi m}{h^3} F_1(E) dE dE_x \quad (14)$$

1.3. Caractéristiques I = f(V)

Nous avons :

$$J_{12} = e \int_0^{E_m} N_1(E) P_2(E) dE$$

$$N_1(E) = \frac{4}{h^3} m F_1(E)$$

$$J_{12} = \frac{4 \pi m e}{h^3} \int_0^{E_m} F_1(E) P_2(E) dE$$

d'où le courant total :

$$J = \frac{4 \pi m e}{h^3} \int_0^{E_m} (F_1 P_2 - P_2 F_1) \left\{ \int_0^E D(E_x) dE_x \right\} dE \quad (15)$$

Il est possible de montrer que :

$$\frac{d}{dE} \left\{ \text{Log} \left(\frac{1 + \exp(E_{F1} - E)/kT}{1 + \exp(E_{F1} - E - eU)/kT} \right) \right\} = - \frac{1}{kT} (F_1 P_2 - P_2 F_1)$$

En portant dans l'intégrale et après avoir effectué l'intégration par parties il vient :

$$J = \frac{4 \pi m e kT}{h^3} \int_0^{E_m} G(E) D(E) dE$$

$$G(E) = \text{Log} \frac{1 + \exp(E_{F1} - E)/kT}{1 + \exp(E_{F1} - E - eV)/kT}$$

$D(E)$ = transparence de la barrière pour un électron d'énergie E .

1.4. Calcul de $D(E)$

Dans le cas où les largeurs d'onde brogliennes sont petites vis à vis des dimensions caractéristiques déterminant les conditions du problème, le système peut être considéré comme quasi classique ⁽¹⁹⁾. Dans ces conditions la transparence s'exprime par :

$$D(E) = \exp - \frac{4\pi}{h} \sqrt{2m^*} \int_a^b (\phi(x) - E)^{1/2} dx \quad (16)$$

Où a et b sont racines de l'équation

$$\phi(x) = E$$

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

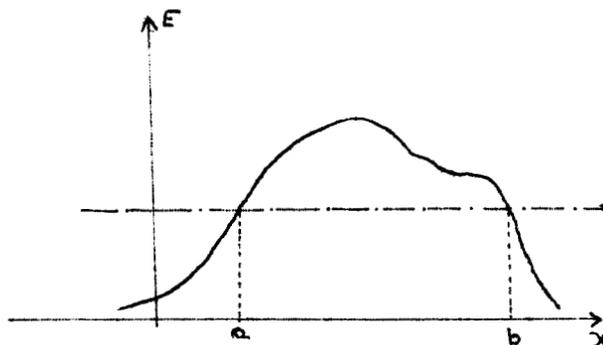


Figure 24

1.5. Conclusion

Dans le cas où la barrière d'énergie est de forme quelconque la densité de courant circulant dans la structure $M_1 - I - M_2$ est donnée par

$$J = \frac{4\pi me kT}{h^3} \int_0^\infty G(E) D(E) dE \quad (17)$$

$$G(E) = \text{Log} \frac{1 + \exp (E_{F1} - E)/kT}{1 + \exp (E_{F1} - E - e U')/kT} \quad (18)$$

$$D(E) = \exp - \frac{4\pi}{h} \sqrt{2m^*} \int_a^b (\phi(x) - E)^{1/2} dx \quad (19)$$

Lorsque l'on intègre (17) seulement jusque E_M , on trouve les relations $J = f(V)$ de l'effet tunnel. Si l'on intègre de E_M à l'infini en faisant $D(E) = 1$ on trouve les caractéristiques dues à l'effet schottky.

Il faut remarquer, qu'un développement analytique complet n'est possible que si la barrière de potentiel $\phi(x)$ a une forme simple. Dans le cas général seul un traitement numérique sur ordinateur permet d'obtenir la solution.

Nous effectuons les calculs dans le cas d'une barrière trapézoïdale qui correspond à une structure M I M idéale.

2. Cas d'une barrière trapézoïdale

Nous avons (eq. 2)

$$\phi(x, U) = E_{F1} + \phi_1 - \frac{\phi_1 - \phi_2}{L} x - \frac{eU}{L} x$$

$$(x, U) = E_{F1} + \phi_1 - \frac{eU'}{L} x \quad \text{avec} \quad U' = U + \frac{\phi_1 - \phi_2}{e}$$

dans l'expression 16

$$D(E) = \exp \left\{ - \frac{4\pi}{h} (2m^*)^{1/2} \int_0^{x_1} (E_{F1} + \phi_1 - \frac{eU'}{L} x - E)^{1/2} dx \right\}$$

* Pour les basses tensions

$$(U' \ll \phi_1) \quad x_1 = L$$

$$D(E) = \exp - \frac{8\pi L}{3 h e U'} (2m^*) \left((E_{F1} + \phi_1 - E)^{3/2} - (E_{F1} + \phi_1 - E - e U')^{3/2} \right) \quad (20)$$

* Pour les fortes tensions

$$(e U' \gg \phi_1).$$

$$D(E) = \exp - \frac{8\pi L (2m^*)^{1/2}}{3 h e U'} (E_{F1} + \phi_1 - E)^{3/2} \quad (21)$$

Nous calculons, en portant dans (17) ces expressions de la transparence, la densité

de courant due à l'effet tunnel aux basses températures. Nous donnons ensuite l'influence de la température sur la densité de courant.

2.1. Caractéristiques à basse température

L'équation 17

$$J = \frac{4 \pi m e kT}{h^3} \int_0^\infty \text{Log} \frac{1 + \exp (E_{F1} - E)/kT}{1 + \exp (E_{F1} - E - e U')/kT} D(E) dE$$

prend une forme plus simple en remarquant que

$$kT \ll \implies \left| \frac{E_{F1} - E}{kT} \right|$$

Si $E_{F1} - E > 0$ $\exp \frac{E_{F1} - E}{kT} \gg 1$

si $\frac{E_{F1} - E}{kT} < 0$ $\exp \frac{E_{F1} - E}{kT} \ll 1$

L'expression du courant se réduit à :

$$J = \frac{4 \pi m e}{h^3} \int_0^{E_{F1}} (E_{F1} - E) D(E) dE \tag{22}$$

2.1.a. Cas des basses tensions ($eU' > \phi_1$)

$$D(E) = \exp - \frac{8 \pi L}{3 h e U'} (2 m^*)^{1/2} (E_{F1} + \phi_1 - E)^{3/2}$$

$$(E_{F1} + \phi_1 - E)^{3/2} \neq \phi_1^{3/2} \left(1 + \frac{E_{F1} - E}{\phi_1}\right)^{3/2}$$

$$\neq \frac{3}{2} \phi_1^{1/2} (E_{F1} - E)$$

$$J = \frac{4 \pi m e}{h^3} \exp - \frac{8 \pi L (2 m^*)^{1/2} (\phi_1)^{3/2}}{3 h e U'} \int_0^{E_{F1}} (E_{F1} - E) \exp \left\{ - \frac{4 \pi L (2 m^* \phi_1)^{1/2}}{h e U'} (E_{F1} - E) \right\}$$

L'intégration donne :

$$J = \frac{e^3}{8\pi h \phi_1} \left(\frac{U'}{L}\right)^2 \frac{m}{m^*} \exp - \left(\frac{8\pi \phi_1^{3/2} (2m^*)^{1/2}}{3 h e} \left(\frac{L}{U'}\right) \right) \quad (23)$$

qui est la formule de Fowler - Nordheim. Pour caractériser l'effet tunnel aux fortes tensions il faudra tracer

$$\text{Log} \left\{ \frac{J}{\left(U - \frac{\phi_1 - \phi_2}{e} \right)^2} \right\} = f \left(\frac{1}{\left(U - \frac{\phi_1 - \phi_2}{e} \right)} \right)$$

Dans le cas où l'on a un effet tunnel la courbe tracée sera une droite dont la pente permettra de calculer ϕ_1 .

2.1.b. Cas des faibles tensions ($eU' < \phi_1$)

$$D(E) = \exp - \frac{8\pi L}{3 h e U'} (2m^*)^{1/2} \left\{ (E_{F1} + \phi_1 - E)^{3/2} - (E_{F1} + \phi_1 - E - e U')^{3/2} \right\}$$

$$J = \frac{4\pi m e}{h^3} \int_0^{E_{F1}} (E_{F1} - E) D(E) dE$$

développons $(E_{F1} + \phi_1 - E)^{3/2} - (E_{F1} + \phi_1 - E - e U')^{3/2} = A$

$$A = (E_{F1} + \phi_1 - E)^{3/2} \left(1 - \left(1 - \frac{e U'}{E_{F1} + \phi_1 - E} \right)^{3/2} \right)$$

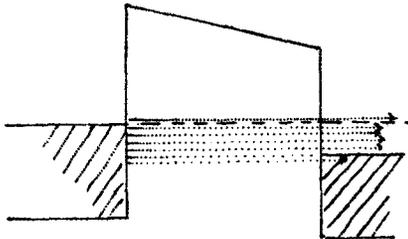
$$A = (E_{F1} + \phi_1 - E)^{3/2} \left(\frac{3}{2} \frac{e U'}{E_{F1} + \phi_1 - E} \right)$$

$$A = \frac{3 e U'}{2} (E_{F1} + \phi_1 - E)^{1/2}$$

$$A = \frac{3 e U'}{2} \phi_1^{1/2} \left(1 + \frac{E_{F1} - E}{\phi_1} \right)^{1/2} = \frac{3 e U'}{4 \phi_1^{1/2}} (E_{F1} - E) + \frac{3 e U'}{2} \phi_1^{1/2}$$

d'où :

$$J = \frac{4 \pi m e}{h^3} \exp - \frac{4\pi(2 m^* \phi_1)^{1/2}}{h} L \int_0^{E_{F1}} (E_{F1} - E) \exp - \left\{ \frac{2\pi L(2m^*)^{1/2}}{\phi_1^{1/2} h e U'} (E_{F1} - E) \right\} dE$$



Le cas des faibles tensions correspond à la figure 24' où il est montré que le flux d'électrons participant à la construction est limité par E_{F1} et $E_{F1} - eU$ qui deviennent les nouvelles bornes d'intégration.

- 24' -

$$J = \sqrt{2} \frac{m}{(m^*)^{1/2}} \phi_1^{1/2} \frac{e^2}{h^2} \left(\frac{U'}{L} \right) \exp \left\{ - \frac{4\pi L}{h} (2 m^* \phi_1)^{1/2} \right\} \quad (24)$$

Cette relation montre que pour des tensions appliquées faibles le courant tunnel est une fonction linéaire de la tension appliquée. Cette particularité permet de caractériser l'effet tunnel.

2.1.c. Tensions intermédiaires $U' \approx \phi_1$

Pour les valeurs de tensions de l'ordre de ϕ_1/e le traitement analytique n'est pas simple.

Il serait possible de trouver une expression analytique en développant $D(E)$ en série. Mais les approximations de calcul conduisent à des résultats qui diffèrent sensiblement des valeurs déduites d'un traitement sur ordinateur à partir de l'expression (15)⁽¹⁾.

2.2. Influence de la température

Lorsque la température s'élève, l'énergie d'agitation thermique modifie la répartition énergétique. Les conditions d'intégration de l'équation 22 sont différentes. Il est possible de montrer ^(1, 2) que le courant à la température T , $J(T, U)$ peut s'exprimer par le courant à faible température ($J(0, U)$) par

$$J(T, U) = J(0, U) \frac{a \pi kT}{\sin a \pi kT}$$

a dépend de la valeur de la tension mais en général $a \pi kT$ reste très faible et le développement en série de $\frac{a \pi kT}{\sin a \pi kT}$ peut être effectué

$$J(T,U) = J(o,U) (1 + \gamma T^2) \quad (25)$$

$$\gamma = \frac{1}{6} (a \pi k)^2 \quad (26)$$

a) Tensions faibles et intermédiaires

Dans ce cas Hrack⁽¹⁾ montre que :

$$a = \frac{2 \pi L k (2m^* \phi_1)^{1/2}}{h (eU' + \phi_1 - \phi_2)} \left(1 - \left(\frac{\phi_2 - eU}{\phi_1}\right)^2\right) \quad (27)$$

b) cas des tensions élevées

$$a = \frac{2 \pi k L}{h e U'} (2m^* \phi_1)^{1/2} \quad (28)$$

$$\gamma = \frac{1}{6} \left(\frac{2 \pi^2 k}{h e}\right)^2 2 m^* \phi_1 \left(\frac{L}{U'}\right)^2$$

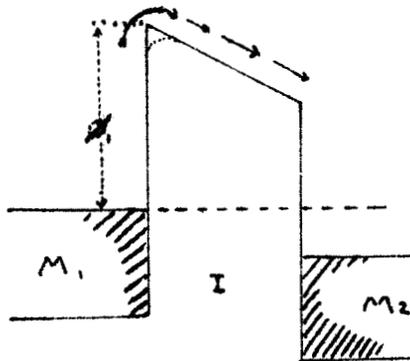
γ est de l'ordre de 10^{-5} pour des champs appliqués de 10^6 V/cm dans le monoxyde de silicium.

Pour des champs électriques suffisamment élevés le terme en γT^2 est pratiquement toujours négligé. Le courant "tunnel" se caractérise par le fait qu'il est pratiquement insensible aux variations de températures. Il n'en est pas de même pour l'effet schottky que nous allons maintenant étudier.

III. EFFET SCHOTTKY

L'agitation thermique permet aux électrons d'acquérir une énergie supérieure à ϕ_1 et le passage se fait audessus de la barrière de potentiel. Dans l'équation :

$$J = \frac{4 \pi m e kT}{h^3} \int_0^\infty G(E) D(E) dE$$



Nous faisons $D(E) = 1$,

et nous intégrons de $E_{F1} + \phi_1$ à l'infini

$$J = \frac{4 \pi m e k T}{h^3} \int_{E_{F1} + \phi_1}^{\infty} G(E) dE \quad (29 a)$$

$$G(E) = \text{Log} \left\{ \frac{1 + \exp (E_{F1} - E)/kT}{1 + \exp (E_{F1} - E - eU)/kT} \right\} \quad (29 b)$$

1. Loi de Richardson

On effectue le développement en série de l'expression (29 b)

$$\text{Log} \left(1 + \exp \frac{E_{F1} - E}{kT} \right) = \sum_n (-1)^{n-1} \frac{1}{n} \exp n \left(\frac{E_{F1} - E}{kT} \right)$$

En regroupant les deux développements et après intégration, il vient :

$$J = \frac{4 \pi}{h^3} m e k^2 T^2 \sum_n \frac{(-1)^{n-1}}{n^2} \exp \frac{-n \phi_1}{kT} \left(1 - \exp - \frac{neU}{kT} \right) \quad (30 a)$$

En se limitant au premier ordre :

$$J = \frac{4 \pi}{h^3} m e k^2 T^2 \left(1 - \exp - \frac{eU}{kT} \right) \exp - \frac{\phi_1}{kT} \quad (30)$$

qui est la relation de Richardson appliqué aux structures M - I - M.

2. Loi de Schottky

Nous avons vu (cf. eq 4) que la force image a pour effet d'abaisser le maximum de la barrière de potentiel d'une valeur

$$\Delta \phi = \left(\frac{e}{4 \pi \epsilon \epsilon_0} \right)^{1/2} \left(\frac{U'}{L} \right)^{1/2} \quad (\text{en eV})$$

Si dans la relation de Richardson on remplace ϕ_1 par $\phi_1 - \Delta \phi$ il vient :

$$J = \frac{4 \pi m e}{h^3} k^2 T^2 \left(1 - \exp \frac{-eV}{kT}\right) \exp - \frac{\phi_1}{kT} \exp \left(\frac{eV}{k^2 T^2} \frac{1}{4 \pi \epsilon \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (31)$$

qui est la loi de Schottky appliquée aux structures M I M.

a) cas des faibles tensions - $\frac{eV}{kT} \ll 1$

Dans le cas où les tensions sont faibles l'abaissement de la barrière est négligeable

$$J \neq \frac{4 \pi m e^2 kT}{h^3} V \exp - \frac{\phi_1}{kT} \quad (32)$$

Comme pour l'effet tunnel le courant est directement proportionnel à la tension. Mais ici il dépend de la température par le terme $kT \exp - \frac{\phi_1}{kT}$ alors que dans l'effet tunnel le courant dépend peu de la température.

b) cas des fortes tensions ($\frac{eV}{kT} \gg 1$)

Dans ce cas nous avons, compte tenu de l'abaissement de barrière :

$$J = \frac{4 \pi m e}{h^3} k^2 T^2 \exp - \frac{\phi_1}{kT} \exp \left\{ \frac{e}{4 \pi \epsilon \epsilon_0 k^2 T^2} \frac{V}{L} \right\}^{1/2} \quad (33)$$

3. Conclusion

L'effet schottky sera identifié par une étude des caractéristiques J, U en fonction de la température. Cependant, dans certaines structures d'autres paramètres peuvent être fonction de la température (mobilité des ions, piégeage..). Pour identifier l'un ou l'autre effet de façon plus certaine il faut tracer :

$$\text{Log } J = f(U^{1/2})$$

qui est une droite dans le cas où l'effet schottky est prédominant. Où

$$\text{Log } \frac{J}{U^2} = f\left(\frac{1}{V}\right) \text{ qui est une droite dans le cas où l'effet tunnel est prédominant.}$$

Ceci sera fait au cours de l'étude expérimentale des dispositifs MIM. Cependant avant d'aborder cette partie, nous allons exposer la méthode de fabrication des structures M-I-M.

FABRICATION ET STRUCTURES
DES DISPOSITIFS MIM

La fabrication des dispositifs MIM est un problème important puisque, dans une certaine mesure, les propriétés des structures dépendent de la réalisation technologique.

Les électrodes métalliques sont en général formées par évaporation sous vide du métal désiré. Le dépôt isolant peut être réalisé de différentes façons.

a) Oxydation thermique (18)

Ce procédé ne permet pas de réaliser des épaisseurs supérieures à une certaine d'Å

b) Oxydation anodique

Pour réaliser des épaisseurs plus importantes les échantillons sont placés dans une cuve électrolytique contenant, en général, un acide faible étendu d'eau.

Cette méthode présente le grave inconvénient d'introduire de nombreuses impuretés dans l'isolant.

c) Oxydation en plasma d'oxygène sec (17)

Cette technique utilise les ions produits par décharge électrique haute tension en atmosphère raréfiée d'oxygène. L'oxydation est limitée et ne permet de réaliser que de faibles épaisseurs (quelques dizaines d'Angstroms)

d) Evaporation sous vide

Cette méthode a le gros avantage de permettre la réalisation d'épaisseur plus importantes d'isolant. De plus l'opérateur est libre du choix de chaque

métal et de l'isolant ce qui n'était pas le cas dans les méthodes précédentes.

I. TECHNIQUES D'EVAPORATION :

1. Substrat

Le choix de substrat est imposé par la considération d'état de surface. Les meilleurs résultats sont, jusqu'à présent, obtenu sur substrat de verre. Nous utilisons des plaquettes porte-objet de microscope (dimension 76 x 26 mm²)

2. Nettoyage du substrat

Afin d'obtenir une bonne adhérence des matériaux déposés, il est nécessaire de procéder à un nettoyage soigneux des substrats. Nous employons pour cela un bac à ultrasons ; le bain est en général un mélange Alcool éthylique - trichloroéthylène. Un second nettoyage est pratiqué à l'alcool éthylique R.P. Les résultats obtenus ne diffèrent pas notablement par l'emploi de bains différents (Alcool, eaux distillée...) pourvu que le nettoyage soit effectué de façon sérieuse.

On procède à un nettoyage ionique par décharge électrique haute-tension en atmosphère raréfiée (10^{-3} mm de Hg). Il est également possible d'effectuer un étuvage des substrats à 400°C. Ces procédés ont l'inconvénient d'oxyder les métaux aussi ne sont-ils employés qu'avant la première évaporation.

3. Forme des échantillons produits (fig. 25)

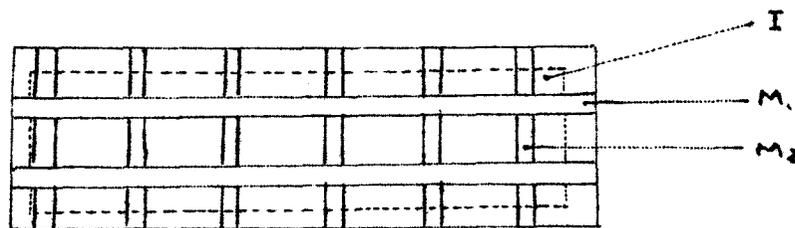


Figure 25

Les trois composants sont déposés par évaporation sous vide, à travers des caches adéquats. Les couches métalliques, relativement épaisses (1000 Å) sont déposées sous un vide de $5 \cdot 10^{-6}$ torr environ. L'isolant, dont l'épaisseur

est en général comprise entre 100 et 3000 Å, est déposé sous un vide de quelques 10^{-7} torr.

Suivant les besoins, la surface des structures MIM déposés peut être de 4 mm^2 ou $0,04 \text{ mm}^2$. Le nombre d'éléments par substrat varie entre 8 et 32 selon les caches utilisés.

4. Principe de l'évaporation (fig. 26 planche 9)

Le bâti d'évaporation permet de réaliser un vide de l'ordre de 10^{-7} torr. en une heure environ. En employant des dispositifs complémentaires (piège Messmer refroidissement à l'azote liquide...) le vide peut être amené à quelques 10^{-9} torr. L'obtention de ces performances est conditionnée par les soins apportés au nettoyage de l'enceinte. Le bâti d'évaporation doit être soigneusement protégé contre toute pollution minérales (poussières, grains métalliques...) et organique (huiles, eau...).

En début de manipulation le substrat vierge est placé dans l'enceinte au dessus d'un cache métallique. Le matériau à évaporer est placé dans un creuset qui sera chauffé par effet Joule. Suivant les substances à évaporer la nature, la forme et les dimensions du creuset sont très variables. Lorsque la pression désirée est atteinte, le matériau à déposer est chauffé afin d'éliminer toute inclusion de corps étrangers (gazeux en particulier) Pendant cette opération, le cache métallique A est placé au dessus du creuset, afin de recueillir les impuretés.

Ce cache sera retiré au début de l'évaporation.

5. Contrôles effectués pendant l'évaporation

Afin d'obtenir la reproductibilité des structures réalisées, il est nécessaire de contrôler le plus grand nombre de paramètres possibles durant l'évaporation. Le matériel dont nous disposons actuellement permet les mesures de pressions, épaisseur de matériau déposé et vitesse de déposition.

a) Pressions

Le contrôle est effectué grâce à une jauge Pirani pour le vide primaire ($5 - 10^{-3}$ torrs) et par une jauge triode à ionisation type Bayart-Alpert

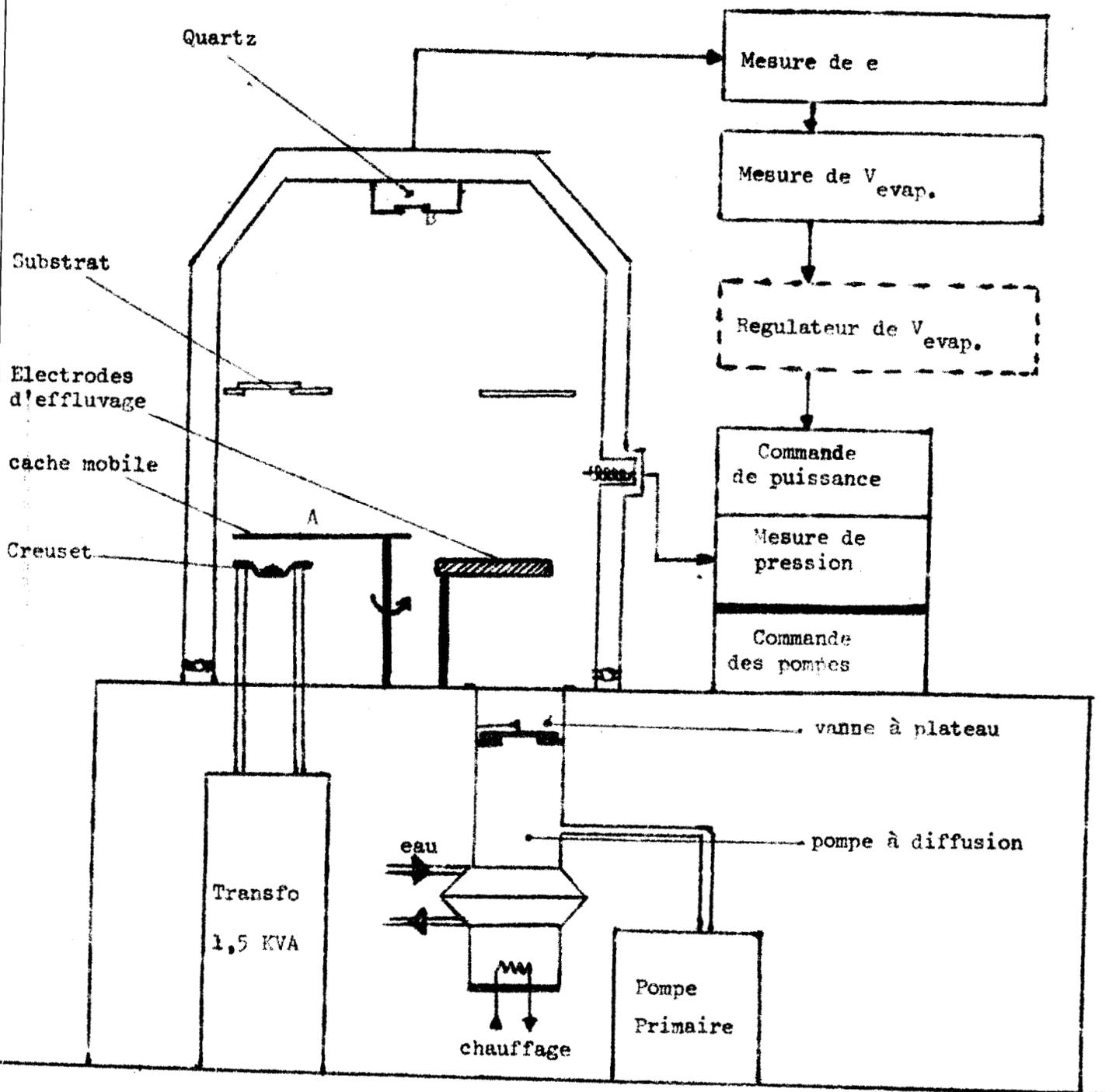


Fig. 9 - Synoptique de l'enceinte à vide et de ses commandes.

pour le vide secondaire (10^{-3} , 10^{-8} torr).

b) épaisseurs déposés

Ce contrôle extrêmement important est effectué pendant l'évaporation, grâce à une balance à quartz.

Un oscillateur à quartz est placé dans le haut de l'enceinte (B. Fig 9). Pendant l'évaporation, une des électrodes de ce quartz reçoit une masse dm du produit évaporé. La déviation en fréquence, df , de l'oscillateur dépend de la masse déposée par :

$$\frac{df}{f} = - \frac{dm}{Sd}$$

d étant l'épaisseur du quartz

S sa surface

d sa densité

dm la masse déposée.

Un dispositif électronique permet de convertir df en une tension qui est lue :

$$dV = k dm$$

Remarque :

La mesure ne donne qu'une indication relative car la masse volumique du matériau en couche mince peut être sensiblement différente de celle de matériau massif, et la position relative du substrat et du quartz introduit un facteur multiplicatif de correction dans la valeur de l'épaisseur déposée sur le substrat. On doit procéder à un étalonnage par méthode optique. Il s'est avéré que l'épaisseur vraie était proportionnelle à l'épaisseur mesurée aux erreurs d'expérience près.

c) Vitesse d'évaporation

Cette mesure est réalisée par dérivation de la tension obtenue à la sortie de la balance à quartz. Comme précédemment cette mesure n'est que relative.

Il est important de connaître et de maintenir constant ce paramètre car il détermine en grande partie la structure des substances déposées (cf. partie II).

Pour cela nous avons réalisé un dispositif régulateur commandant la puissance de chauffage des creusets (*)

d) Conclusion

Les problèmes technologiques qui se posent sont difficiles et longs à résoudre.

Il serait nécessaire de contrôler et d'imposer le maximum de paramètres afin d'obtenir la reproductibilité des échantillons d'une évaporation à l'autre.

Un dispositif permettant de réaliser toutes les opérations successives d'évaporation sans rompre le vide est actuellement à l'essai :

Nous réalisons également un four qui imposera la température des substrats dans la gamme (50 - 200°C).

Enfin, afin de limiter l'influence des gaz résiduels, un "rinçage" à l'argon de l'enceinte à vide est prévu.

Malgré ces précautions, une étude préalable de la structure moléculaire des corps déposés est nécessaire afin de pouvoir interpréter les propriétés électriques de structures M.I.M.

(*) Lefevre - Stage I.U.T. 1969

II. STRUCTURE DE L'ISOLANT

Nous avons choisi le monoxyde de silicium (SiO) parce qu'il se prête mieux que les autres oxydes à l'évaporation sous vide.

Cependant le fait même d'évaporer une substance, en modifie la constitution ⁽³⁰⁾. Il n'est pas possible de prédire la constitution de la vapeur en équilibre avec la phase condensée. Il s'agit très certainement d'un composé $\text{O} + \text{Si} + \text{SiO}$. Au niveau du substrat, suivant la nature et la température de celui-ci, il peut y avoir condensation préférentielle de l'un des composés. La nature du corps déposé va donc varier au cours de l'opération, même si tous les paramètres sont tenus rigoureusement constants. De plus il peut y avoir oxydation (par l'oxygène résiduelle) et inclusion d'impuretés.

Enfin, la présence des électrodes modifie la composition de l'isolant dans dans la zone du contact.

Il résulte des phénomènes décrits que la nature de l'isolant dépend énormément des conditions de fabrication. Il est donc nécessaire d'insister sur la mise au point d'une technologie suffisamment soignée qui permette la reproductibilité des expériences.

D. MESURES ET INTERPRETATION

Pour identifier le mécanisme de conduction il est nécessaire de connaître les caractéristiques courant-tension des dispositifs MIM fabriqués.

La mesure de capacité en fonction de la fréquence donne une information sur l'état interne de la structure.

Enfin l'étude du bruit peut éventuellement contribuer à l'analyse des mécanismes de conduction.

I. RELEVÉ DES CARACTÉRISTIQUES COURANT - TENSION

1. Echantillon non formé

Le montage de mesure est donné figure a - planche I. La caractéristique $I = f(V)$ est relevée point par point. Nous donnons (planche I, fig. b) une caractéristique obtenue pour un échantillon Cu - SiO - Au. SIMMONS et VERDERBER (14) montrent que la conduction dans ce cas est assurée par effet schottky. A partir de la relation

$$J = \frac{4\pi me^2}{h^3} kT V \exp - \frac{\phi_1}{kT}$$

Nous pouvons déduire la hauteur de la barrière de potentiel. On trouve :

$$\phi_1 = 2,8 \text{ eV.}$$

Ce résultat est compatible avec les valeurs communément admises. En effet, dans le cas du monoxyde de silicium X est de l'ordre de 1 à 2 eV (114 -) et ϕ_m de 4 à 4,5 eV. Ce qui donne une valeur de ϕ_1 comprise entre 2 et 3,5 eV.

2. Tension de formation

Contrairement aux observations de certains auteurs (14) nous n'avons pas noté de tension précise de formation pour un type d'échantillon donné. Cette

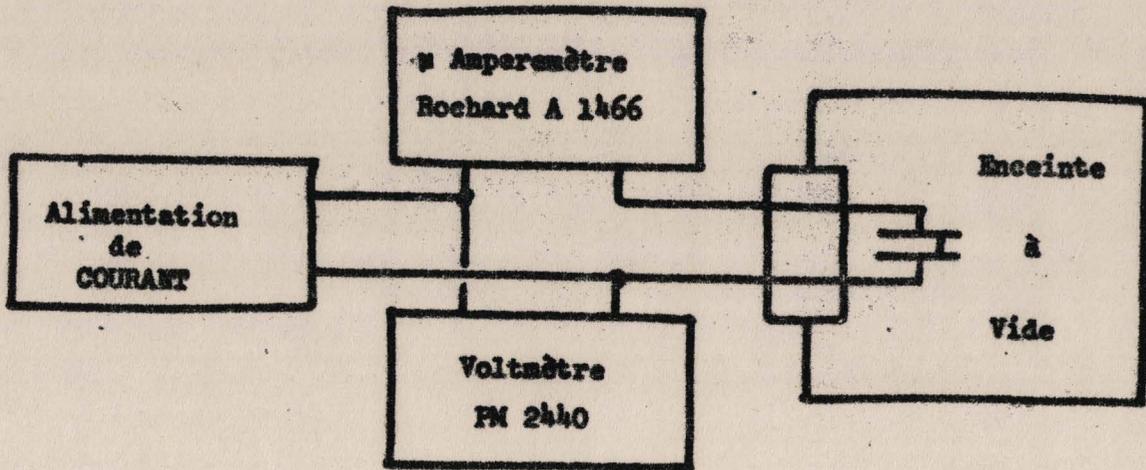


Fig. a

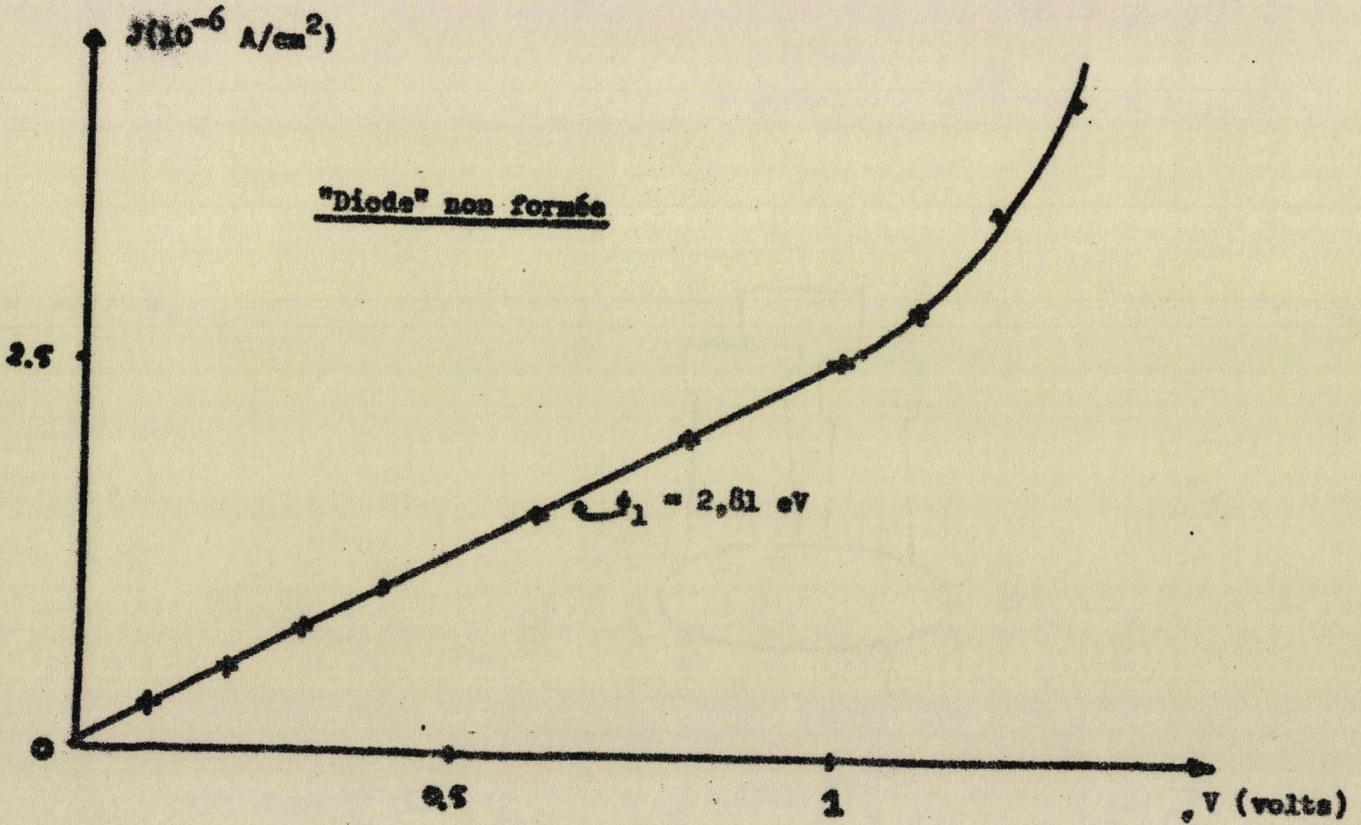


Fig. b

tension de formation intervient pour des tensions de l'ordre du volt. Nous avons cependant noté que cette tension est d'autant plus faible que l'échantillon a séjourné plus longtemps à l'atmosphère, entre le moment de la fabrication et celui de la mise sous tension ; certains échantillons étant déjà formés à ce moment là. Il semble que la structure de l'isolant varie dans le temps (réarrangements de structure, diffusion naturelle d'impuretés...).

Nous avons remarqué par ailleurs que nos dispositifs peuvent être formés à la pression atmosphérique, ce qui n'avait pas été constaté de façon systématique ⁽¹⁴⁾. Ces courants alors obtenus sont moins importants. Le temps de formation à la pression atmosphérique est plus long que dans le vide (10 secondes pour environ 1 seconde à 10^{-6} torr).

3. Caractéristique basse tension de l'échantillon formé

Le montage adopté pour relever de telles caractéristiques est présentée (planche II - fig. b). On distingue trois parties dans cette courbe

OA caractéristique basse tension

AB caractéristique à RDN

BC caractéristique haute tension

3.a) Caractéristique basse tension

Nous présentons une caractéristique $J = f(V)$ pour une couche de SiO de 900 Å d'épaisseur (fig. a - Pl. III). Nous avons tracé $\text{Log } J = f(V^{1/2})$ pour le même échantillon (fig. b - Pl. III).

Nous obtenons une droite qui paraît significative d'un effet schottky. La hauteur de barrière correspondant à une telle caractéristique serait $\phi_1 = 0,54$ eV. Une telle hypothèse ne permet d'interpréter la caractéristique dans son ensemble que si l'on suppose des phénomènes de polarisation aux interfaces, difficiles à mettre en évidence dans ces structures de faible épaisseur. Une hypothèse plus vraisemblable sera donnée dans la suite.

3.b) Caractéristique dans la zone de R.D.N.

Nous donnons (fig. b - Pl. IV) une caractéristique mettant en évidence la zone de R.D.N. pour une couche relativement épaisse (2700 Å)

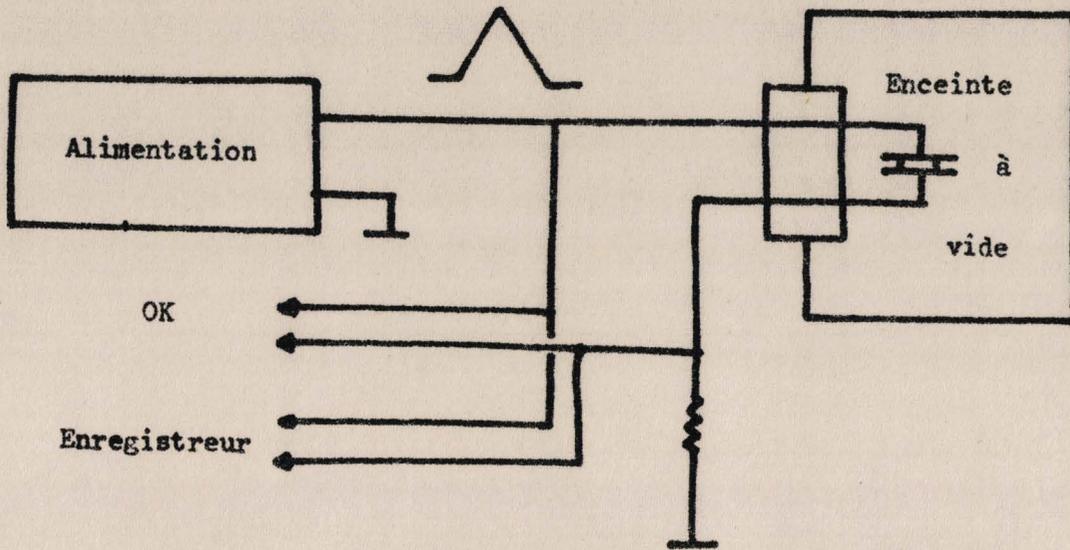


Fig. a

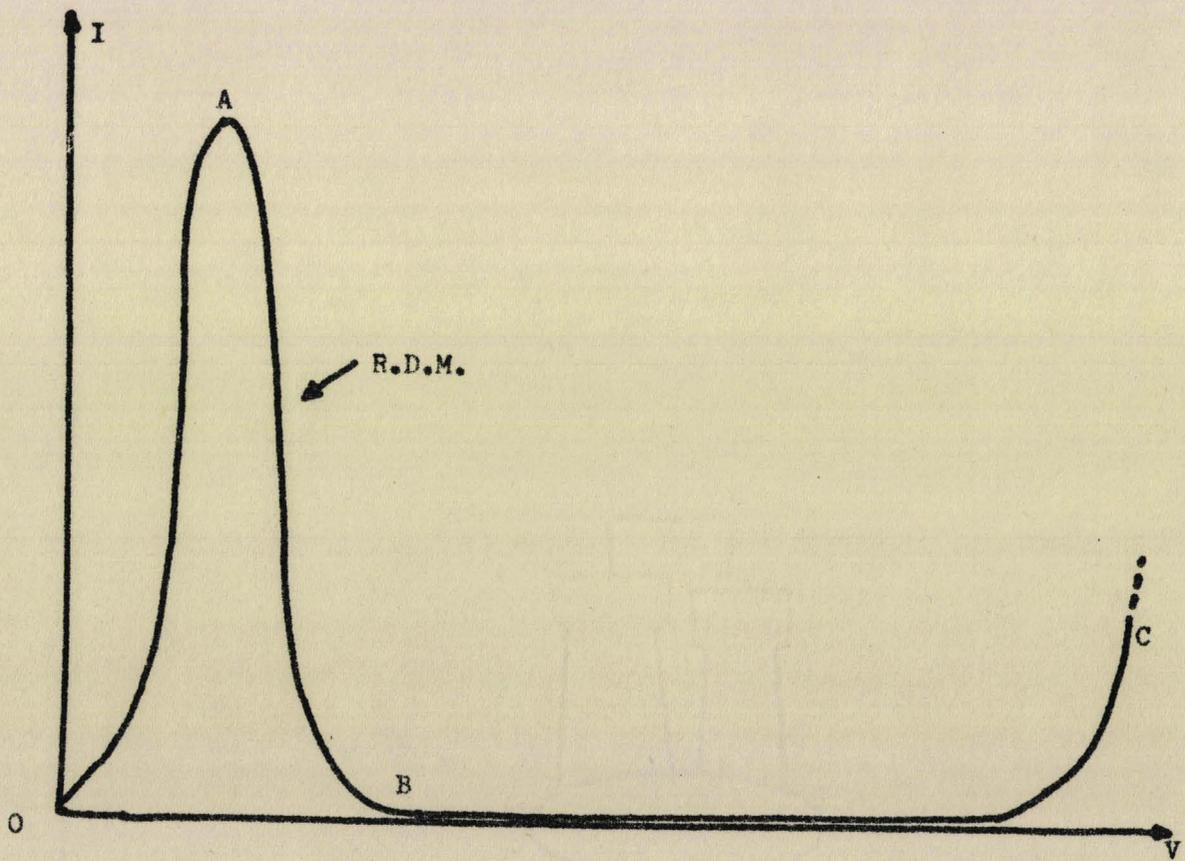


Fig. b

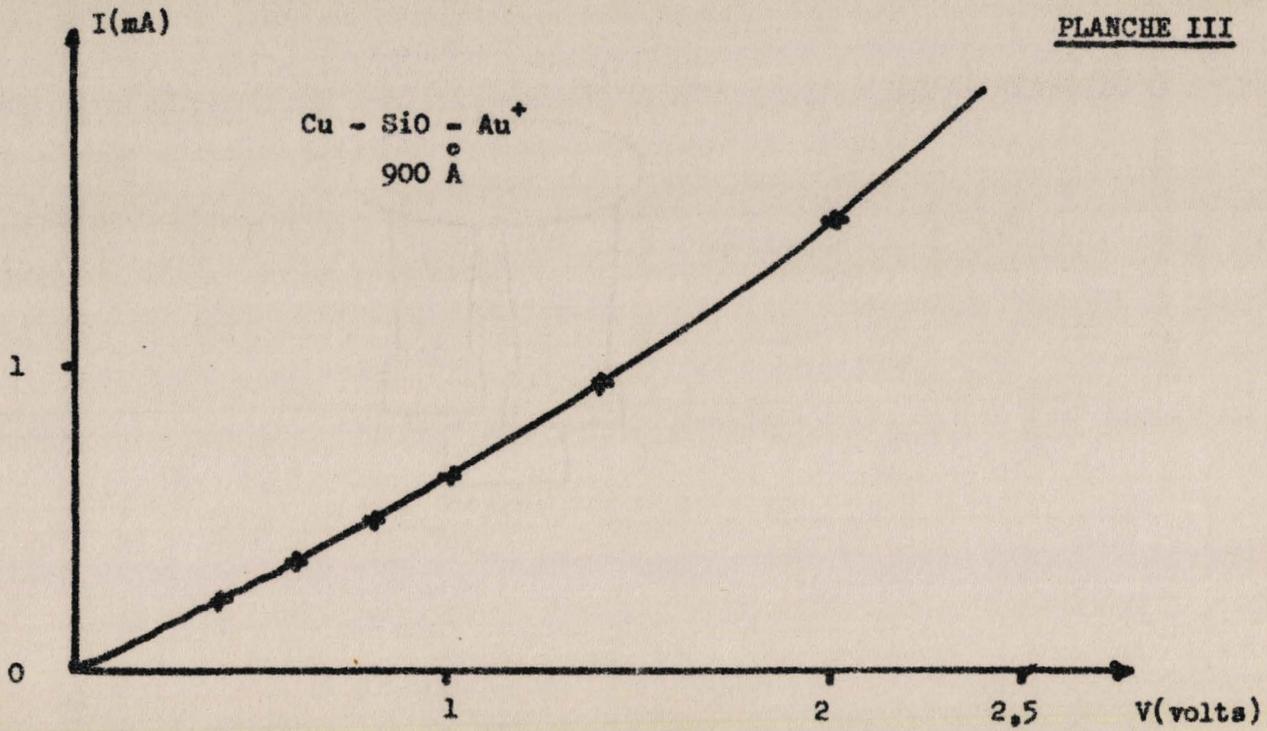


Fig. a

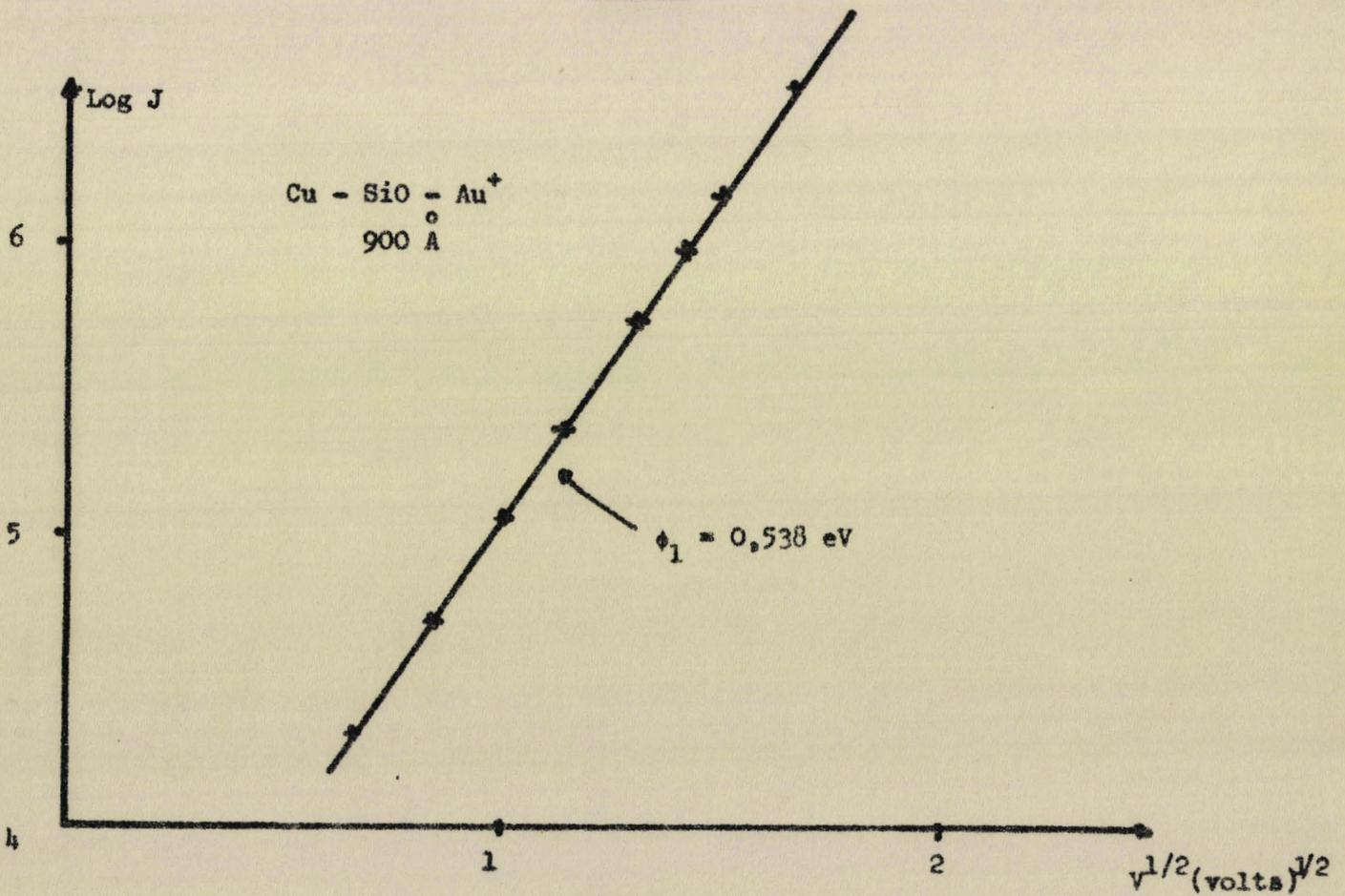


Fig. b

Les densités de courant sont importantes (de l'ordre de $2A/cm^2$).

Remarque : Dans le cas où le dispositif se trouve à la pression atmosphérique, les caractéristiques ~~densités~~ sont instables et bruyantes dans la zone de RDN et le courant pic est beaucoup plus faible (fig. a - Pl. IV). A des pressions de l'ordre de 10^{-3} torr la caractéristique obtenue ne présente guère de différence avec celle obtenue à 10^{-6} torr.

4. Caractéristique haute tension (Pl. V)

Nous avons tracé pour une couche de SiO de 900 \AA . $\text{Log } J = f(V^{1/2})$ (fig. b). Nous sommes visiblement en présence d'un effet schottky. La valeur de ϕ_1 correspondante est $\phi_1 = 2,84 \text{ eV}$. Cette valeur est comparable à celle obtenue avec la diode non formée (2,8 eV).

Remarque : L'effet de R.D.N. disparaît définitivement lorsque une haute tension est appliquée à l'échantillon.

Une telle caractéristique n'est pas symétrique. Nous constatons (fig. a) que pour un même champ appliqué le courant est plus élevé lorsque l'électrode d' Au^+ est polarisée positivement. De ces caractéristiques nous pouvons déduire $\phi_{Au} - \phi_{Cu} = 67 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$. Ce qui concorde avec les valeurs expérimentales habituellement trouvées (8 - 14).

Signalons enfin que le claquage destructif de l'échantillon intervient pour des champs de l'ordre de $2,5 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$

II. INTERPRETATION DES RESULTATS

De nombreux essais d'interprétation de processus de formation et des propriétés non linéaires des structures M I M ont été tentés à ce jour (7 à 18). Les travaux effectués par SIMMONS et VERDERBER (14) semblent les plus satisfaisants du point de vue qualitatifs.

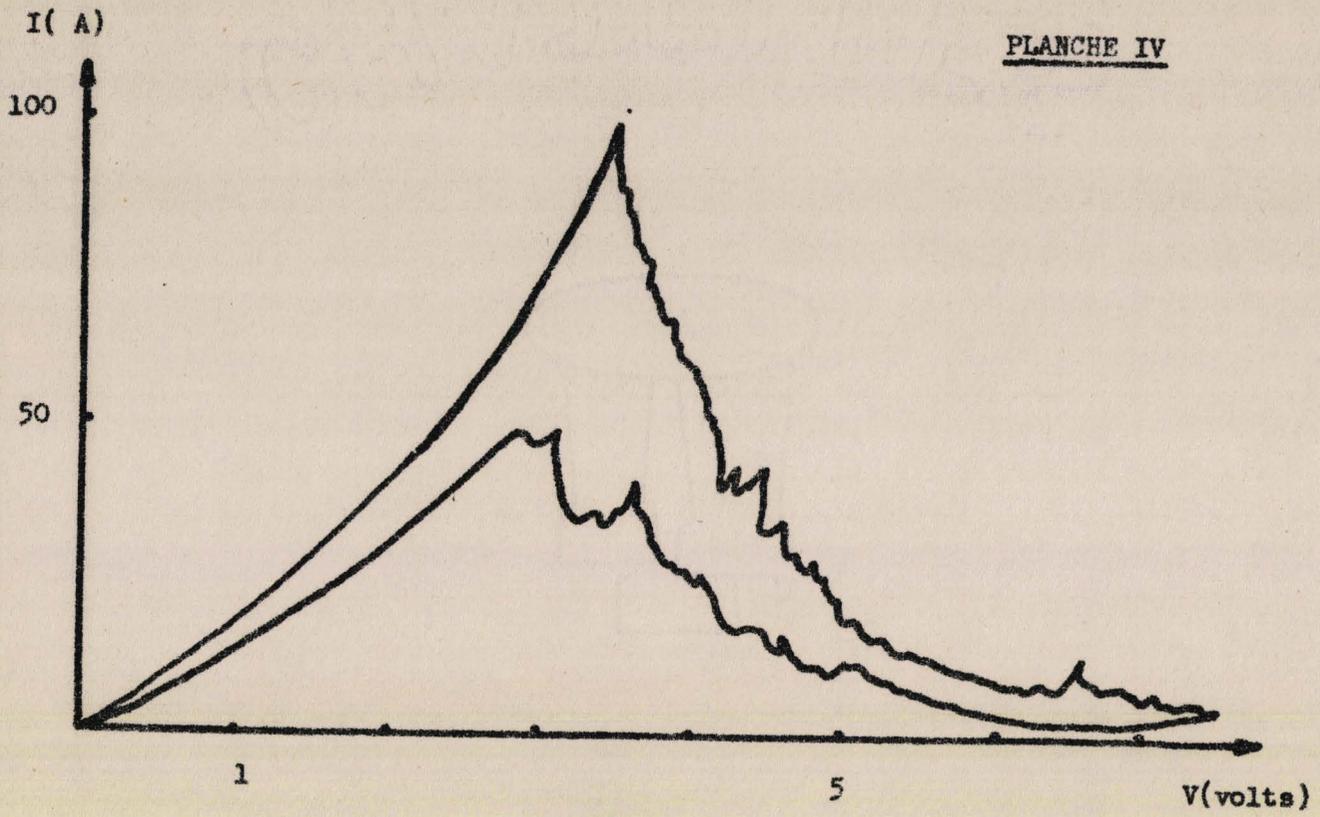


Fig. a

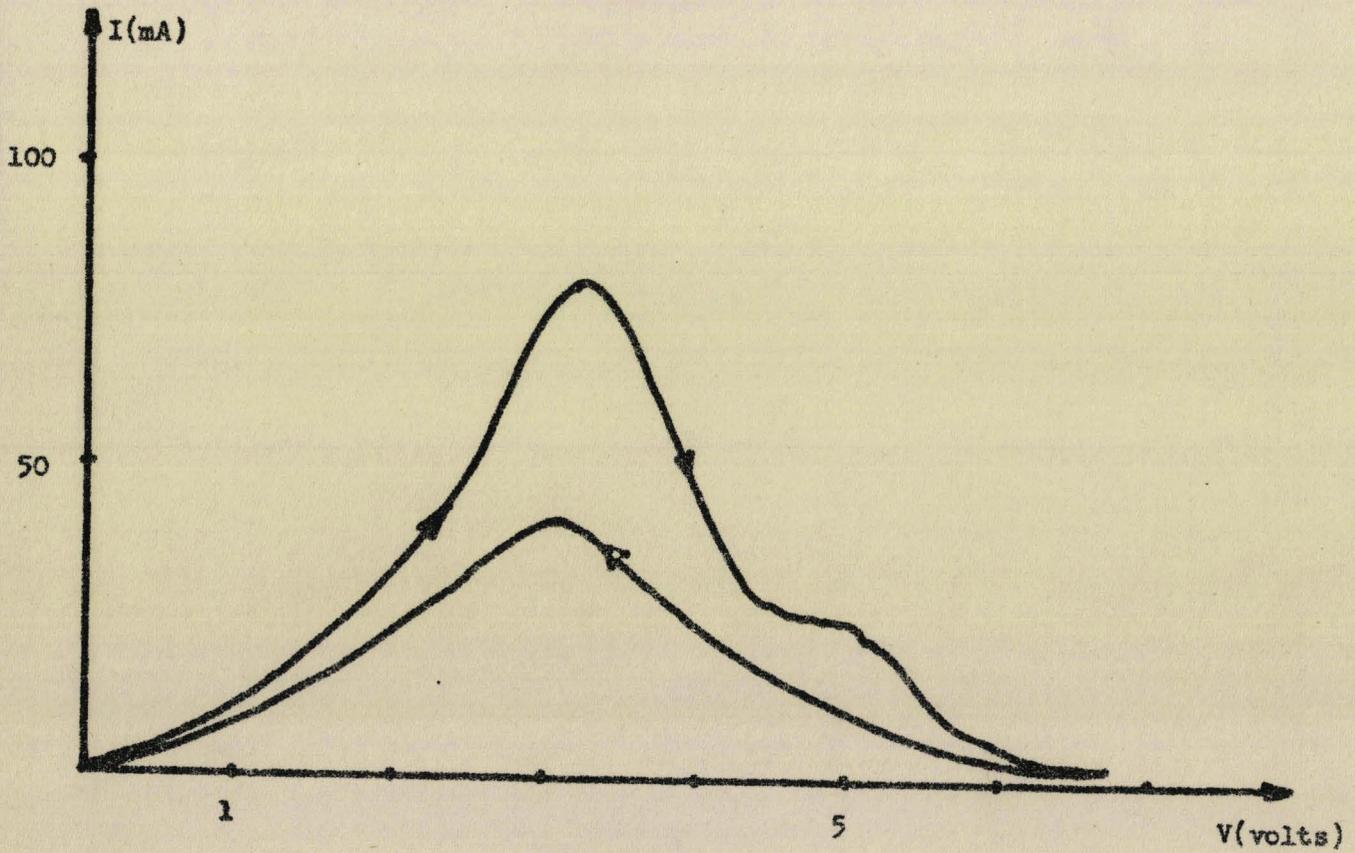


Fig. b

PLANCHE V

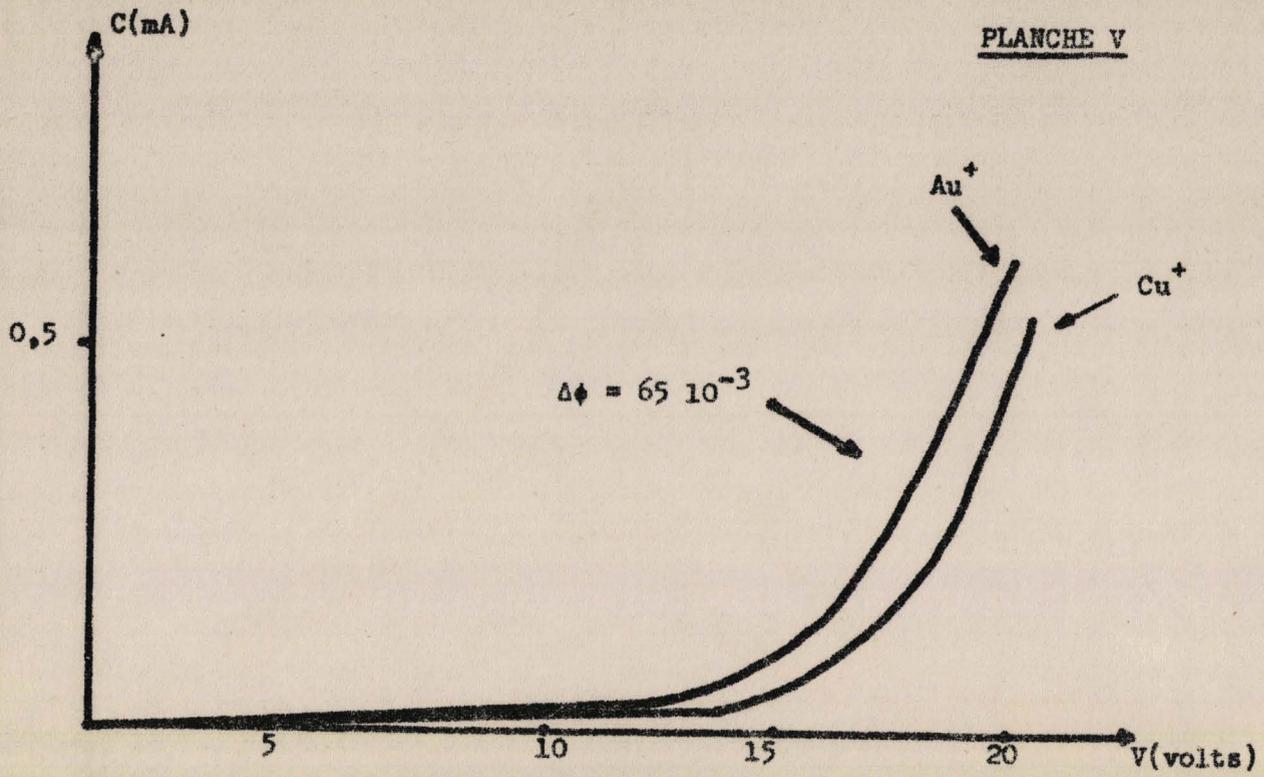


Fig. a

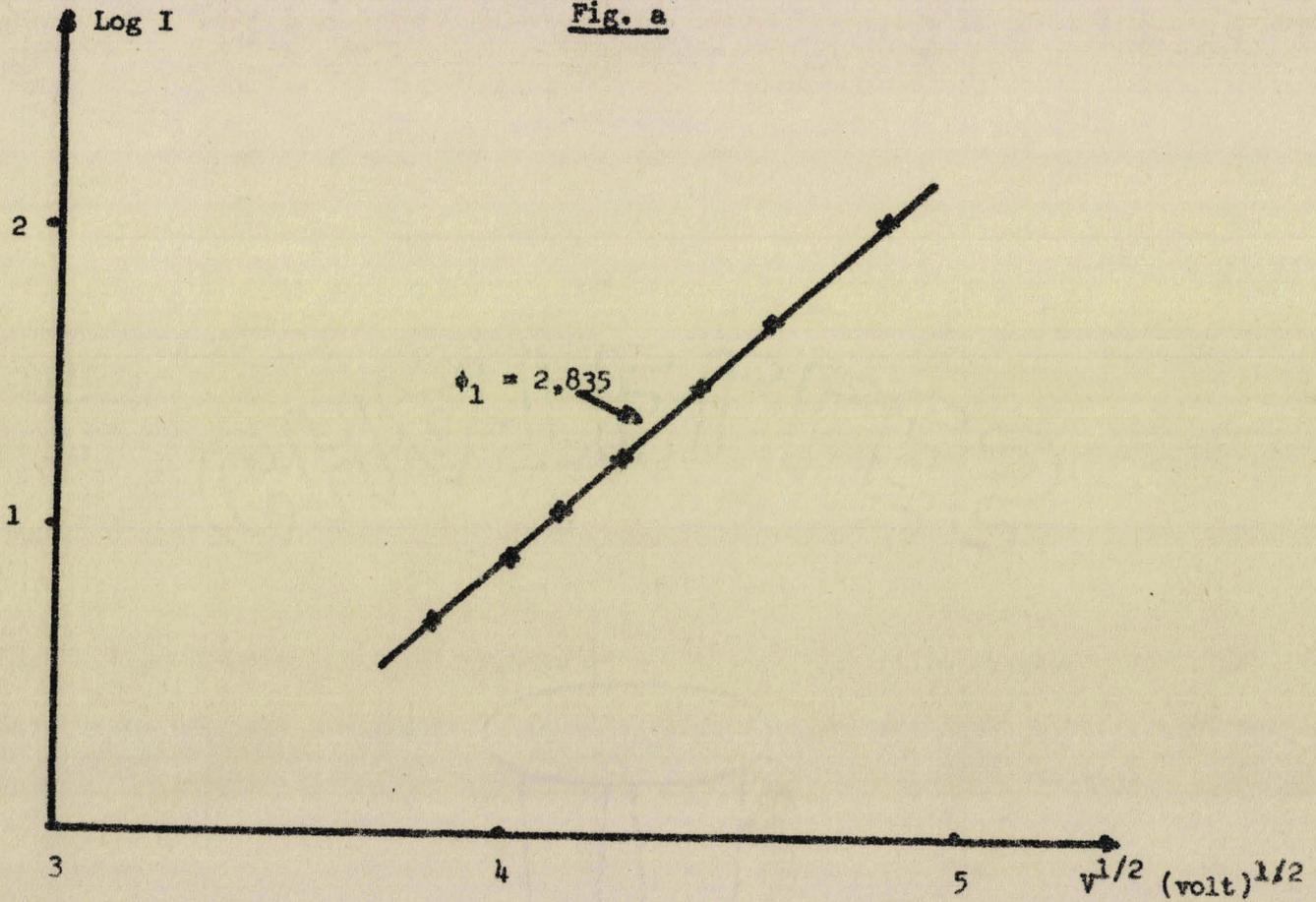


Fig. b

1. Processus de formation

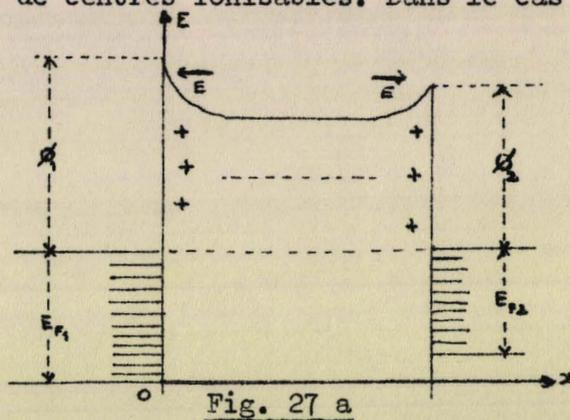
Le fait que certains métaux provoquent le phénomène de formation, et d'autres non, incite à penser que nous sommes en présence d'une injection d'ions métalliques à partir d'une électrode (12). Ceci est confirmé par le fait que la formation n'a pas lieu à basse température.

Cependant, ceci n'explique pas que les métaux monovalents seuls donnent le phénomène de formation.

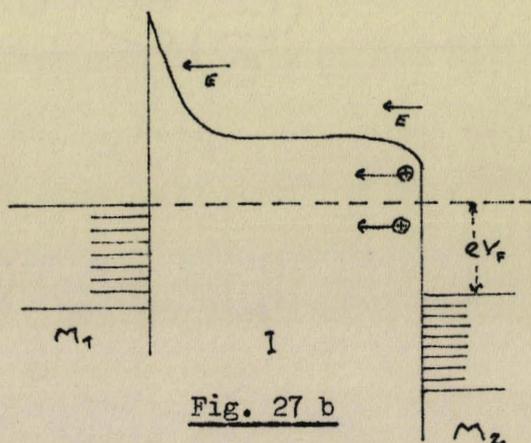
2. Modèle de bande d'énergie

2 a) Zone de déplétion et formation

Dans un isolant parfait il n'est pas possible de créer une zone de déplétion puisqu'il n'existe pas de centres ionisables. Dans le cas du monoxyde de silicium obtenu par évaporation, la présence d'atomes de silicium d'une part, et d'impuretés aux interfaces d'autre part conduit à la structure non formée représentée figure 27 a.



L'application d'un champ électrique rendant positive l'électrode d'or, annule la charge au voisinage de cette électrode, rendant positive la diffusion d'ions métalliques à travers l'isolant. Ces ions vont combler les lacunes existant au sein du matériau isolant et l'on peut admettre en première approximation une répartition uniforme des ions d'or (14)



Ces ions agissent comme des centres donneurs, mais, contrairement à ce qui se passe dans un cristal, il ne possède pas un niveau énergétique bien défini car leur entourage atomique n'est pas bien défini (structure amorphe ou polycristalline). Les énergies correspondantes sont réparties dans une bande d'états localisés situés à l'intérieur de la bande interdite de l'isolant (fig. 28)

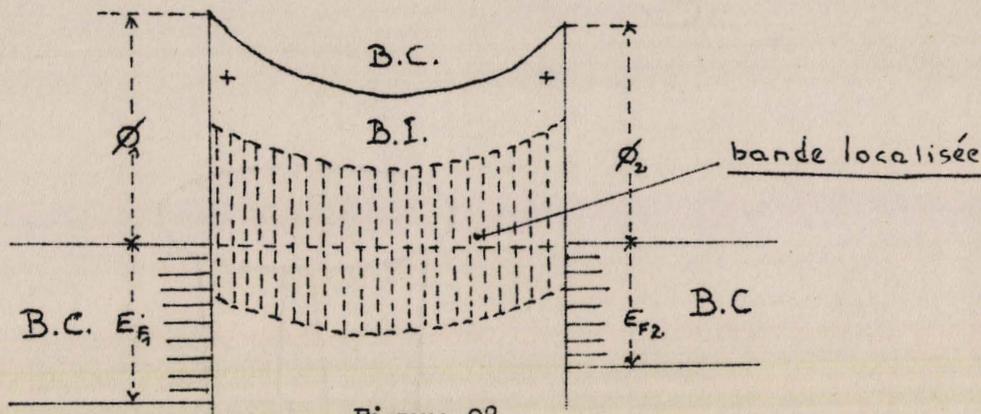


Figure 28

3. Mécanisme de passage à travers la barrière

Du point de vue microscopique, les ions positifs d'or injectés forment des puits de potentiels (fig. 29). Le passage des électrons peut s'effectuer par effet tunnel à travers ces barrières élémentaire : passage à énergie constante

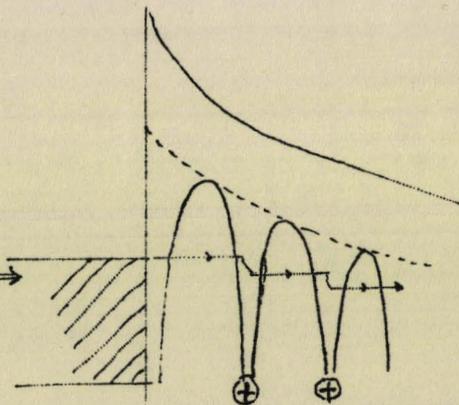


Figure 29

4. Interprétation de la R.D.N.

Le libre parcours des électrons dans l'isolant sans piège est très faible, si bien que les électrons participant à la conduction ne peuvent passer que s'ils sont issus d'un niveau énergétique situé au dessous du sommet de la bande localisée. Un résultat classique montre que la densité électronique est maximum au voisinage du niveau de Fermi

Lorsqu'une tension est appliquée sur l'électrode M_2 (fig. 30 a) le sommet de la bande localisée par rapport au niveau de Fermi de M_1 . Pour une tension appliquée suffisante, le niveau de Fermi de M_1 se trouve au dessus du sommet de la bande localisée (fig. 30 b). Les électrons peuvent pénétrer jusqu'au point A, mais ne peuvent continuer leur chemin dans l'isolant (leur libre parcours étant faible) et seront piégés par les ions positifs d'où la décroissance de courant (R.D.N.)

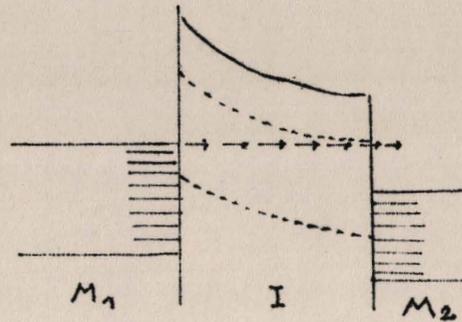


Figure 30 a

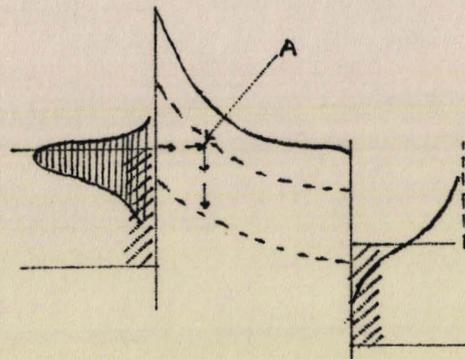


Figure 30 b

CONCLUSION

Le modèle proposé précédemment permet une analyse qualitative des phénomènes, mais, du point de vue quantitatif, les résultats que l'on peut en tirer sont assez loin de la réalité.

Il semble nécessaire, afin d'améliorer ce modèle, d'effectuer des mesures apportant des informations supplémentaires sur la structure des éléments M I M. Les mesures de bruit ont été entreprises (planche VI et VII) et devront être menées de façon systématique afin d'identifier le phénomène de conduction. Quant aux mesures de capacité elles devraient amener des précisions sur l'état de l'isolant, la présence et la nature des charges stockées. Elles ont été considérablement gênées jusqu'à maintenant par les pertes élevées ($\tan \delta = 100$ à $f = 1$ KHz) présentées par l'élément, la réalisation d'un pont de mesure de haute qualité permettra de résoudre ce problème.

PLANCHE VI

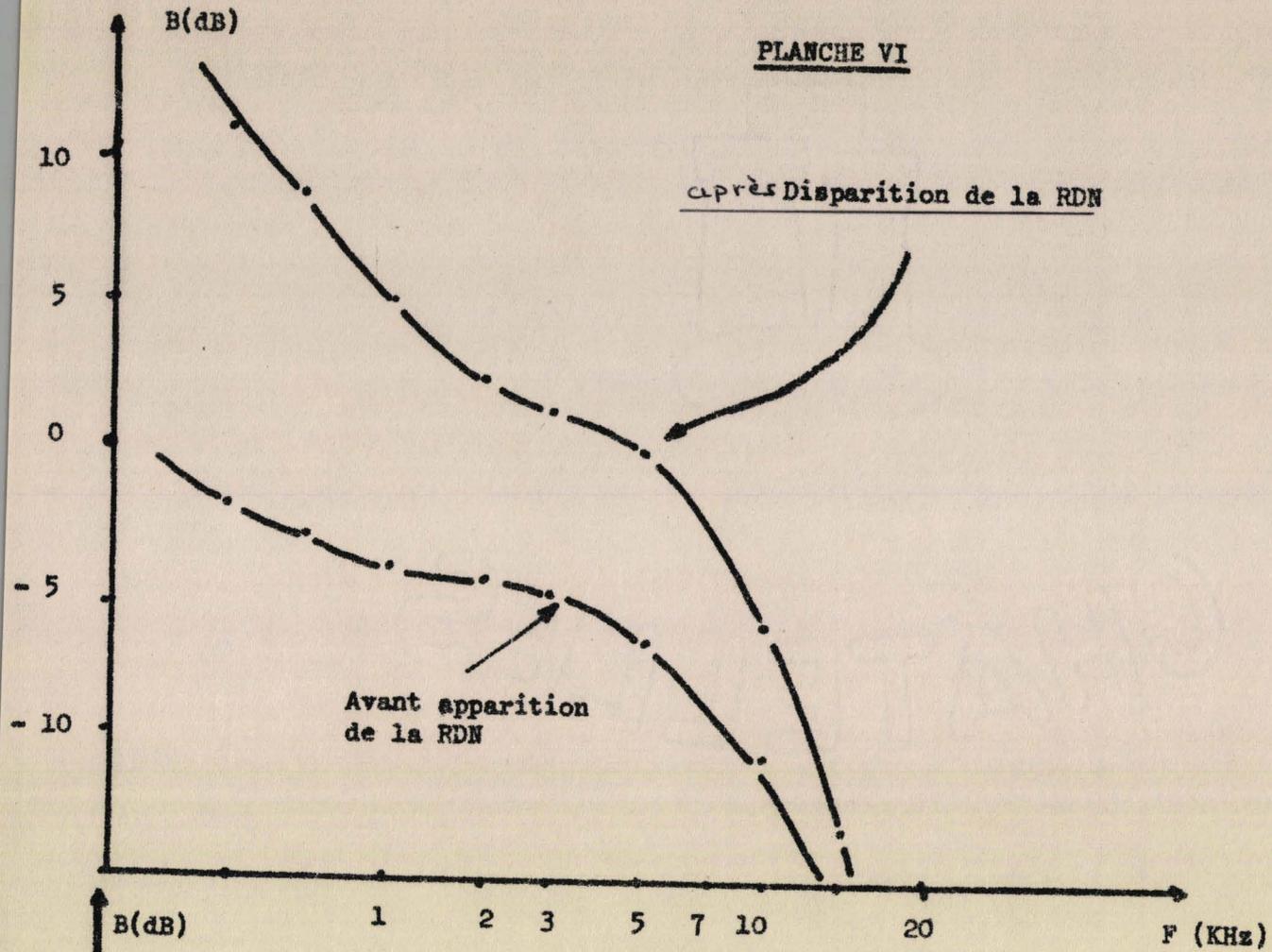


Fig. a

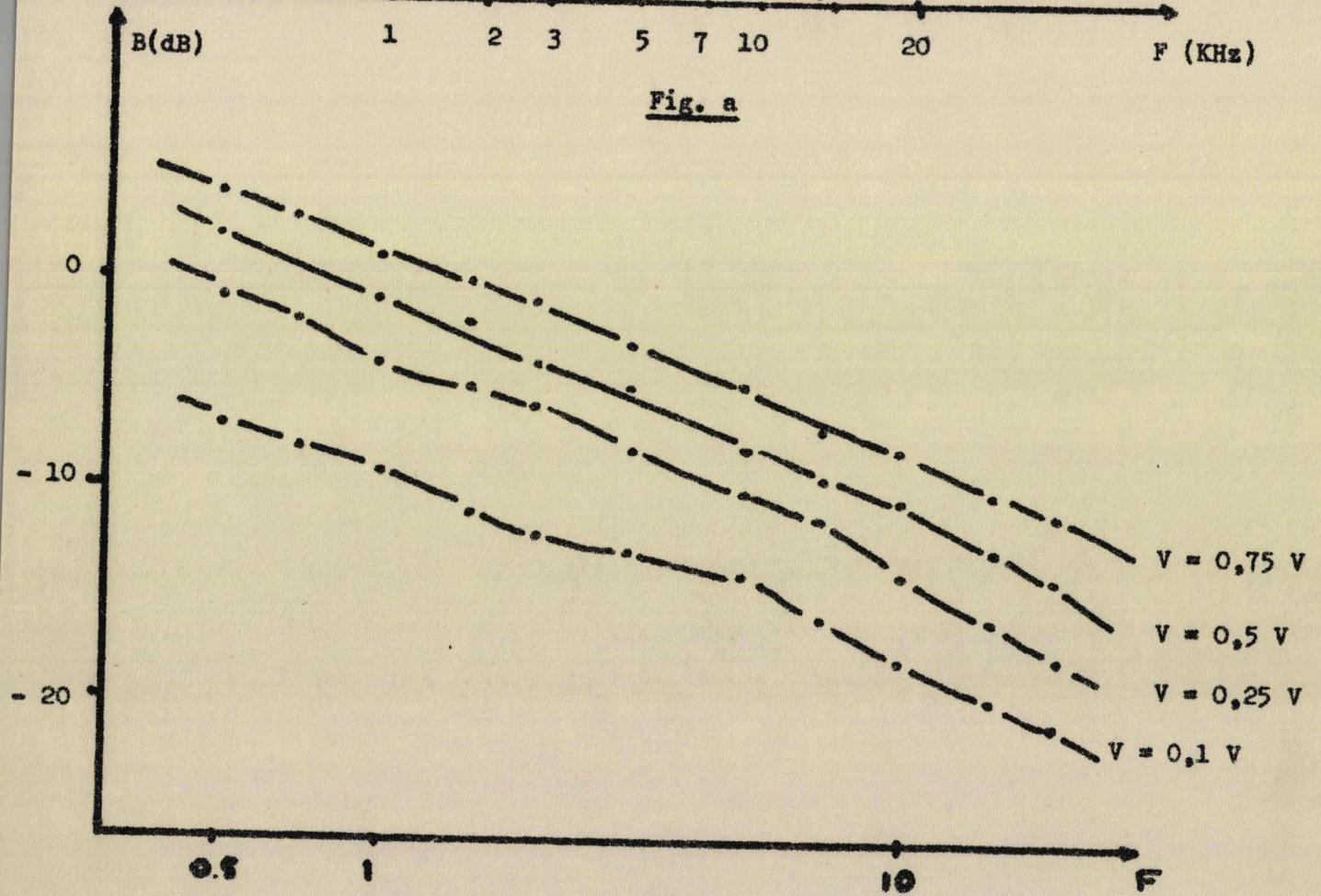
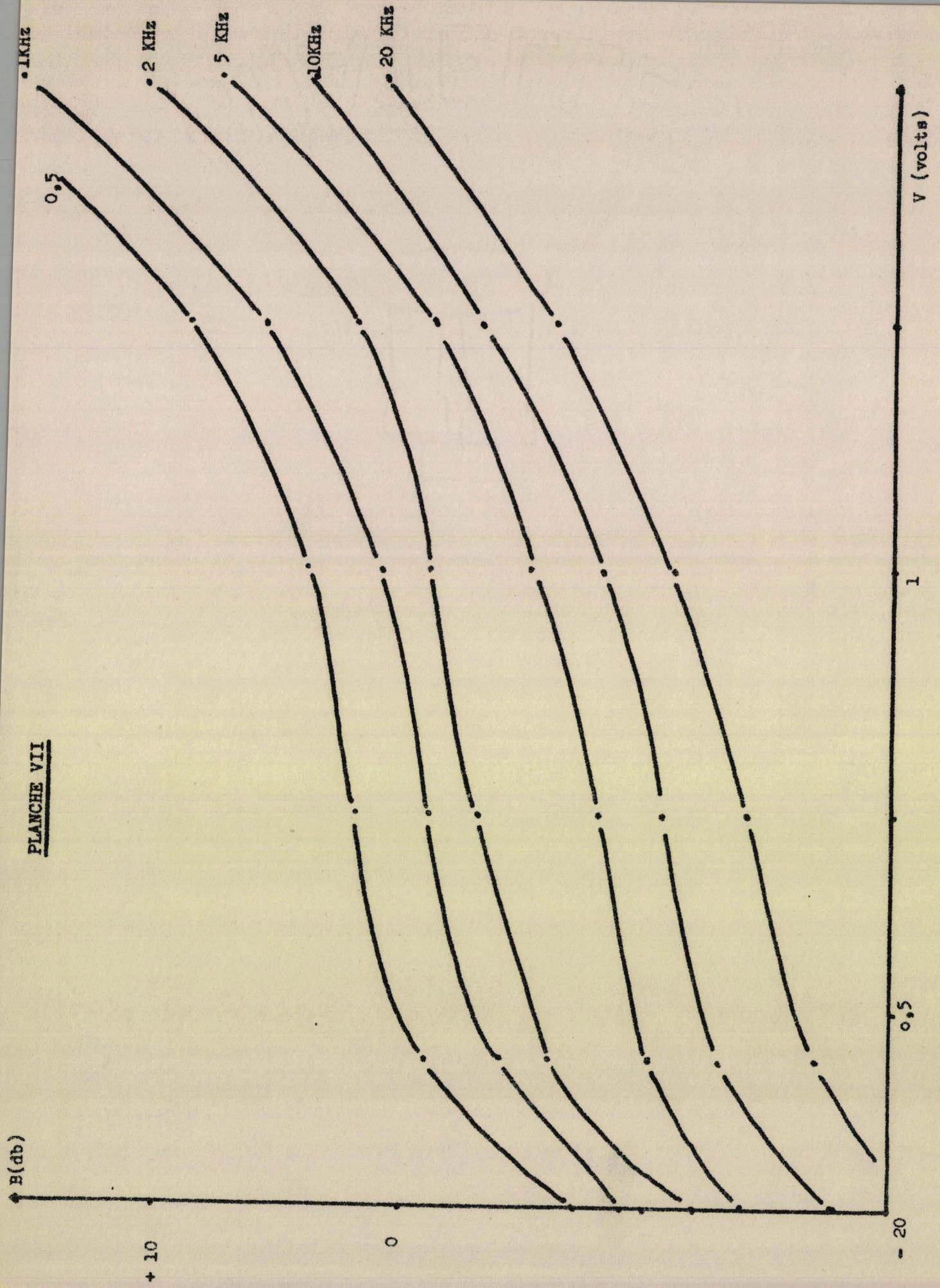


Fig. b

PLANCHE VII



BIBLIOGRAPHIE

- (1) R. HRACK, Czech. Jour. Phys. B 16, (1968), p. 4L2-408
- (2) R. STRATTON, Jour. Phys. Chem. Solids., Vol. 23, (1962) p. 1777 - 1790
- (3) M. V. COLEMAN & D.J. THOMAS, Phys. Stat. Sol. Vol. 22, (1967) p. 593-602
- (4) D.S. ALLAM & K.E.G. PITT, Thin Sol. Films, Vol. 1, (1967) p. 245-254
- (5) C.A. MEAD, Phys. Rev. Let., Vol. 6, n°10, (1961), p. 545-546
- (6) C.A. MEAD, Jour. of Appl. Phys., Vol. 32, n°4, (1960), p. 646-652
- (7) T.W. MICKMOTT, Jour. of Appl. Phys., Vol. 33, n° 9, (1962, p. 2669 - 2681
- (8) T.W. MICKMOTT, Jour. of Appl. Phys., Vol. 35, n° 7, (1964), p. 2118 - 2122
- (9) T.W. MICKMOTT, Jour. of Appl. Phys., Vol. 35, n° 7, (1964), p; 2679 - 2689
- (10) T.W. MICKMOTT, Jour. of Appl. Phys., Vol. 36, n° 6, (1965), p. 1885 - 1896
- (11) T.W. MICKMOTT, Jour. of Appl. Phys., Vol. 37, n° 12, (1966), p. 4380 - 4308
- (12) R.R. VERDERBER, J.G. SIMMONS & B. EALES, Phys. Mag. G.B., Vol. 16, (1967)
- (13) J.G. SIMMONS, R.R. VERDERBER, The radio and electronic engineer, Vol. 8, (1967), p. 81 - 89
- (14) J.G. SIMMONS, R.R. VERDERBER, Proc. Roy. Soc. (1967), A 301, p. 77 - 102
- (15) TOSSER & THUREAU, Jour. de Phys. N°8-9, p. 642-652
- (16) TOSSER, Jour. de Phys. Tome 29, Juillet 1968, p. 671 - 683
- (17) ROUZEYRE, Thèse Montpellier
- (18) MENTALECHTA, Thèse Alger
- (19) LEBRUN, Onde Electrique, N°439, (1963) p. 1022 - 1039
- (20) LANDAU & LIFCHITZ, Mecanique quantique, Edi. MIR, Moscou
- (21) BERNARD, DELACOTTE & MENTALECHTA, Rapport institut d'études nucléaires
Alger
- (22) I.T. JOHAUSEN, Jour. of Appl. Phys. Vol. 37, n° 3, 1966, p. 499 - 507
- (23) L.W. MORDHEIM, Proc. Roy. Soc. (London) (1968), p. 626 - 639

- (24) O'DWYER, Jour. of App. Phys. vol. 37, n° 2, (1966), p. 599 - 601
- (25) MEHERHÜFER, Jour. of Appl. Phys., Vol. 34, n° 9, (1963), p. 2535-2543
- (26) POLLACK, Traus of Metallurgical Soc., cf AIME, n° 233 (1965) p. 297 - 501
- (27) SERAPHIM, Amer. Soc. Metal. (1964)
- (28) RIDLEY, Proc. Phys. Soc. Vol. 82, (1963) p. 954 - 966
- (29) ARGALL & JONSCHER, Thin Sol. Film, Vol. 2 (1968) p. 185 - 210
- (30) GUILLAUD, Jour. du C.N.R.S., N° 65, (1963) p. 465 - 518

