

10/79

UNIVERSITE D'ALGER

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

Filière électronique

المدرسة الوطنية للعلوم الهندسية  
 Thèse  
 -----  
 ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE  
 de fin d'études  
 BIBLIOTHÈQUE

ETUDE ET FABRICATION  
 DE CELLULES SOLAIRES  
 A STRUCTURE M.I.S.

المدرسة لوطنية للعلوم الهندسية  
 المكتبة  
 -----  
 ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE  
 BIBLIOTHÈQUE

PROPOSÉE PAR :

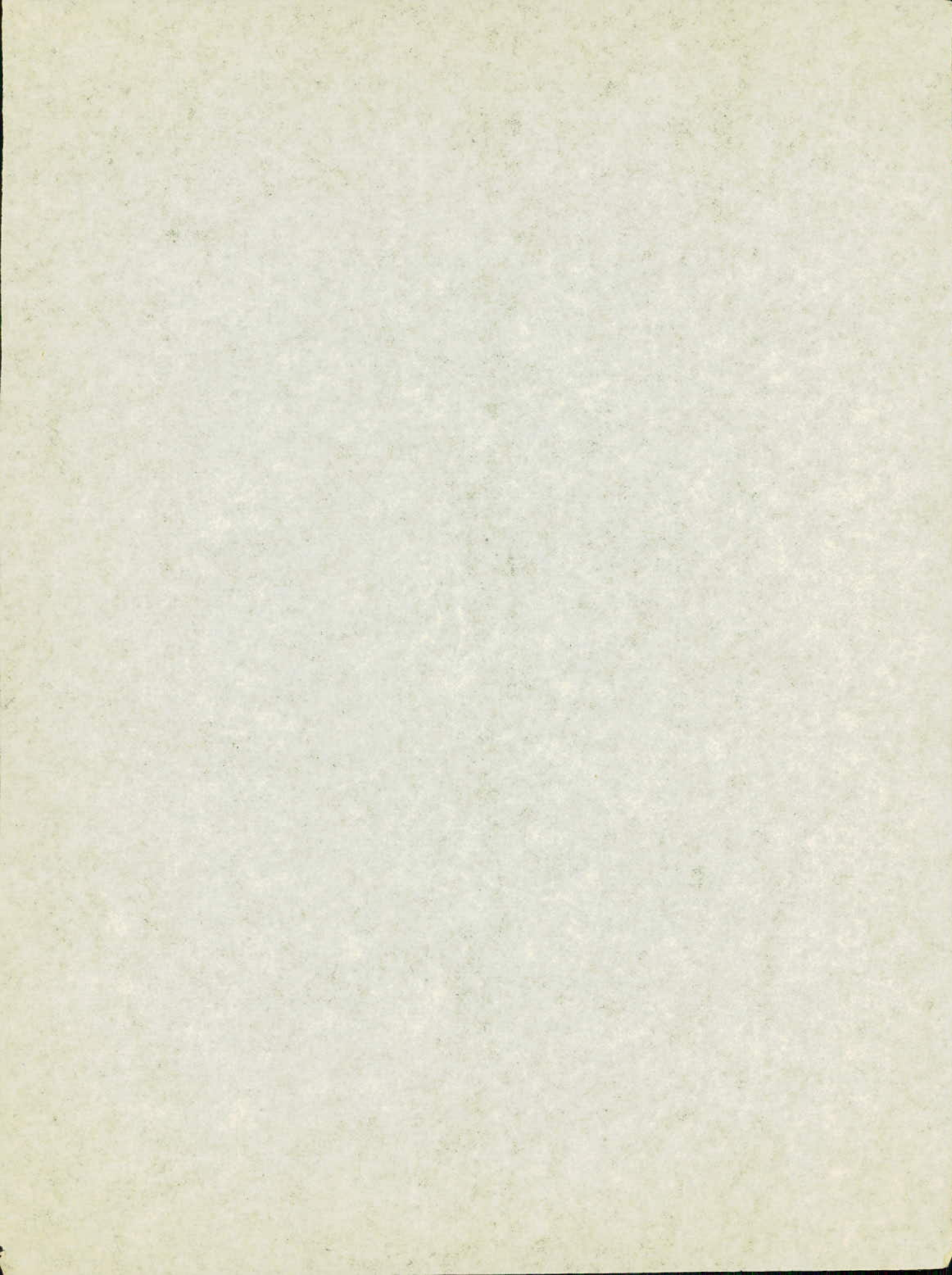
M. M. HADDADI

ETUDIÉE PAR M. M. :

GUEHRIA MOHAMED FAOUZI

MAHIOUT BRAHIM

Promotion janvier 1979



UNIVERSITE D'ALGER

---

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

Filière électronique

---

Thèse  
de fin d'études

---

ETUDE ET FABRICATION  
DE CELLULES SOLAIRES  
A STRUCTURE M.I.S.

---

PROPOSÉE PAR :

M<sup>r</sup> M. HADDADI

ETUDIÉE PAR M<sup>rs</sup> :

GUEHRIA MOHAMED FAOUZI

MAHIOUT BRAHIM

Promotion janvier 1979

---

DEDICACES

A LA MEMOIRE DE MON PERE  
AU COURAGE ET AU SACRIFICE DE MA MERE  
A MES FRERES ET SOEURS ET LEURS ENFANTS

Med. FAOUZI GUEHRIA

A MES PARENTS A QUI JE DOIS TOUT  
A MES FRERES ET SOEURS ET MES NEVEUX  
A MES AMIS.

BRAHIM MAHIOUT.

## R E M E R C I E M E N T S

Nous tenons à remercier chaleureusement Monsieur Mourad HADDADI, Chercheur au Centre des Sciences et de la Technologie Nucléaires, pour tous les soins dont il nous a entouré tout au long de ce Projet. Nous lui sommes très reconnaissants de nous avoir guidé en maître, pour aboutir dans notre étude.

Nous remercions Monsieur BENMALEK, Chef du service "Cristaux et Couches Minces" d'avoir bien voulu nous recevoir dans ses laboratoires et d'avoir mis à notre disposition tous les moyens nécessaires à la réalisation de ce travail.

Nous tenons également à exprimer notre gratitude à tous les professeurs qui ont contribué à notre formation à l'Ecole Nationale Polytechnique.

Nos remerciements vont également à Madame CHAIB Lila, qui a bien voulu accepté d'assurer la frappe du manuscrit avec tant d'application.

Nous remercions aussi tout le personnel du service "Cristaux et Couches Minces" du Centre des Sciences et de la Technologie Nucléaires pour son amicale collaboration.

# TABLE DES MATIERES

Page

INTRODUCTION : .....	1
<u>CHAPITRE I</u>	
<u>TECHNIQUE DU VIDE ET EVAPORATION.</u>	
I.1. - Généralités .....	3
I.2. - Production du Vide .....	5
I.3. - Evaporation sous vide .....	11
<u>CHAPITRE II</u>	
<u>LES JONCTIONS P.N.</u>	
II.1. - Les jonctions P.N. ....	15
II.2. - Les jonctions P.N. non polarisées .....	27
II.3. - Les jonctions P.N. polarisées .....	33
II.4. - Effet Tunnel .....	36
<u>CHAPITRE III</u>	
<u>CELLULES M.S.</u>	
III.1. - Rappel sur l'effet photovoltaïque .....	39
III.2. - Structure M.S. idéalisée .....	42
III.3. - Comparaison entre jonctions P.N. et M.S. ....	49
<u>CHAPITRE IV</u>	
<u>RECOMBINAISON EN SURFACE.</u>	
IV.1. - Origine des centres de recombinaison et de génération .....	50
IV.2. - Recombinaison en surface en régime permanent .....	50

IV.3. - Cinétique du processus de recombinaison en surface .....	54
VII.1. - Pastille n°1 : .....	92
VII.2. - Pastille n°2 : .....	94
VII.3. - Pastille n°3 : .....	94
VII.4. - Pastille n°4 : .....	99
VII.5. - Pastille n°5 : .....	99
CONCLUSION GENERALE : .....	105

## INTRODUCTION

Toutes les formes d'énergie primaire : charbon, pétrole, gaz naturel, énergie hydraulique, géo-thermique, éolienne, dérivent d'une seule et même source originelle : le soleil. Nous disposons à travers l'énergie solaire d'un réservoir fantastique, inépuisable. L'intérêt de l'utilisation de l'énergie solaire ne peut être mis en cause actuellement.

Devant les besoins de l'industrie de plus en plus énormes et le spectre de l'épuisement des ressources fossiles telles que le pétrole et le charbon, le recours à l'énergie solaire se fait de jour en jour plus pressant.

La disponibilité sur place même, de cette fabuleuse énergie dans l'immense zone saharienne dépourvue d'infrastructure électrique et où un projet d'installation de lignes de transport d'énergie serait trop onéreux, fait que le Gouvernement Algérien envisage des projets de construction de microcentrales électrosolaires. Celles-ci seront destinées à fournir l'énergie électrique nécessaire par exemple aux stations de pompage d'eau, aux relais de télévision, aux stations de météorologie, aux installations des P et T etc ... qui ne demandent que peu d'énergie.

Mais avant d'entreprendre de telles installations de transformation de l'énergie solaire, il s'agit d'abord de maîtriser la fabrication de ses composants, c'est-à-dire la fabrication des cellules photovoltaïques.

Tout en tenant compte de la fourniture prochaine par le complexe d'électronique de SIDI-BELABBES (SONELEC) de pastilles de silicium, seul semi-conducteur dont les caractéristiques ne sont pas très affectées par les hautes températures du Sud Algérien, il est apparu intéressant de se pencher sur la fabrication de cellules solaires au silicium.



Notre étude comporte une partie théorique et une partie pratique. Cette dernière consiste à réaliser et à caractériser des cellules M.I.S. (Métal - Isolant - Semiconducteur). Le semi-conducteur étant du silicium, l'isolant du  $\text{SiO}_2$  et le métal soit de l'or soit de l'aluminium. Dans notre étude le  $\text{SiO}_2$  est obtenu par oxydation thermique et le métal est déposé sous vide par évaporation thermique.

C'est dans ce cadre que ce projet de fin d'étude a été proposé pour être étudié avec l'étroite collaboration entre le département d'électricité de l'E.N.P. et le service "Cristaux et Couches Minces" du Centre des Sciences et de la Technologie Nucléaires.

C H A P I T R E 1

TECHNIQUES DU VIDE ET EVAPORATION

I.1. - GENERALITES SUR LE VIDE

I.1.1. - La Pression

La pression d'un gaz est une grandeur qui mesure la force moyenne exercée sur un objet par les chocs dûs aux mouvements désordonnés des molécules. Pour une enceinte donnée, la pression est d'autant plus élevée que les chocs sont plus nombreux, c'est-à-dire que le nombre de molécules est plus grand. Faire le vide consiste donc à aspirer toutes les molécules d'une enceinte donnée.

I.1.2. - Unités de pression

$$1 \text{ atmosphère normale} = 760 \text{ mmHg} \approx 760 \text{ torr}$$

$$1 \text{ pascal} = 1 \text{ N.m}^{-2}$$

$$1 \text{ barye} = 0,75 \cdot 10^{-3} \text{ mmhg}$$

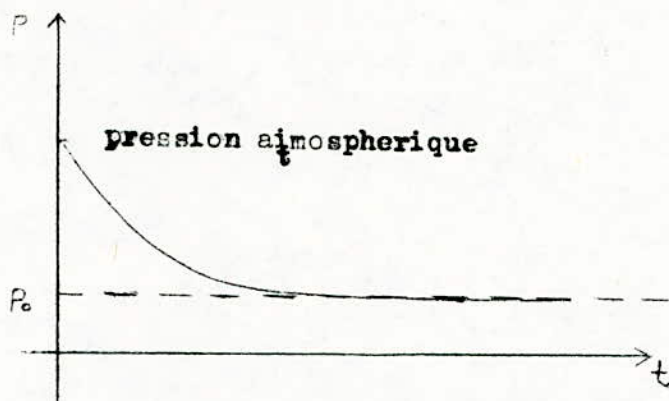
I.1.3. - Vitesse de pompage

On appelle vitesse de pompage "v", ou vitesse d'extraction à une pression donnée, le volume V de gaz extrait par seconde par la pompe.

$$v = \left( \frac{dV}{dt} \right)_p \quad V : \text{volume de gaz extrait.}$$

#### I.1.4. - Pression limite d'une pompe

Une pompe présente une pression limite pour laquelle sa vitesse de pompage devient nulle.



Variation de la pression d'une pompe en fonction du temps.

$p_0$  : pression limite d'une pompe.

$p_0 = 10^{-2}$  Torr pour une pompe mécanique

$p_0 = 10^{-6}$  Torr pour une pompe à diffusion d'huile

#### I.1.5. - Pression d'amorçage

Certaines pompes peuvent refouler directement dans l'atmosphère les gaz qu'elles extraient. D'autres au contraire exigent pour fonctionner une pression inférieure à la pression atmosphérique : Elles doivent être amorçées. C'est le cas de pompes à diffusion d'huile qui sont amorçées par une pompe mécanique.

## I.2. - PRODUCTION DU VIDE

### I.2.1. - Pompes mécaniques

Elles permettent d'obtenir un vide préliminaire. Elles amorcent les pompes à diffusion d'huile qui permettent d'obtenir un vide poussé. La pompe mécanique aspire l'air et le rejette dans l'atmosphère. Il existe plusieurs type de pompes mécaniques. Nous citerons les pompes à palettes, les pompes Roots, les pompes à piston oscillant.

Le premier type de pompe est constitué d'un rotor cylindrique R muni de palette P et P' reliées entre elles par un ressort, tourne à l'intérieur d'un stator S. Le rotor excentré par rapport au stator. L'extrémité des palettes est maintenue au contact des parois grâce à la force centrifuge, et permet de comprimer l'air contenu dans la chambre C jusqu'à la pression atmosphérique (fig.1). Cet air s'échappe à l'extérieur par un orifice muni d'une soupape M noyée dans de l'huile. (L'huile a pour rôle d'assurer l'étanchéité). La hauteur d'huile est repérée par un niveau N. L'air est enfin refoulé à l'extérieur par l'échappement E. Cette pompe est utilisée soit pour obtenir un vide préliminaire ( $10^{-2}$ Torr) soit pour amorcer une pompe à diffusion d'huile.

### I.2.2. - Pompes à diffusion d'huile

Une pompe à diffusion d'huile est constituée comme l'indique la figure (2). L'huile est située à la partie inférieure de l'appareil. Elle est chauffée puis évaporée par une résistance chauffante.

La vapeur monte et sort à la partie supérieure sous forme de jets supersoniques qui se condensent le long des parois refroidies, puis le liquide revient à la chaudière. Les gaz se trouvent ainsi entraînés à la partie inférieure de la pompe, vers un ajustage où ils sont repris par une pompe primaire qui les éjecte à l'extérieur.

A la partie supérieure un piège à azote liquide empêche le reflux de vapeurs d'huile à l'intérieure de l'enceinte, ceci pour éviter de polluer la cloche à vider. On peut obtenir un vide de  $10^{-6}$ Torr.

- Différents types d'huile de pompes à diffusion : Les huiles employées doivent avoir une tension de vapeur aussi faible que possible à  $20^{\circ}\text{C}$ . Elles doivent être stables, malgré leur emploi conjugué à des pressions basses et des températures élevées. On distingue :

- Les huiles provenant du pétrole (Huile Apiezon) dont la pression de vapeur à  $20^{\circ}\text{C}$  est de  $3.10^{-7}$ mmhg.

- Les esters phtaliques.

- Les huiles silicones.

### I.2.3. - Pompes ioniques ou à sorption

Si par un procédé quelconque (bombardement électronique ou décharge entre électrodes froides), on produit dans un gaz des ions que l'on capte par un champ électrique, on réalise une pompe ionique dont l'efficacité est accrue par un allongement des trajectoires des électrons au moyen d'un champ magnétique. On peut associer à ce phénomène la sorption des molécules et mieux des ions par une surface métallique convenable, notamment le titane. On obtient ainsi un dispositif capable de pomper tous les gaz, y compris les gaz rares ; ce dispositif constitue la pompe à sorption.

- Les pompes modernes de ce type comprennent souvent un étage utilisant l'effet getter, c'est-à-dire l'absorption chimique des molécules gazeuses par une vapeur métallique, produite commodément par sublimation à l'aide d'un filament chauffant de tungstène enrobé d'un métal convenable (Zr, V, Ti...). Le titane est couramment utilisé et donne avec N, O, C, H des composés condensables.

Fig 1 POMPE A PALETTES

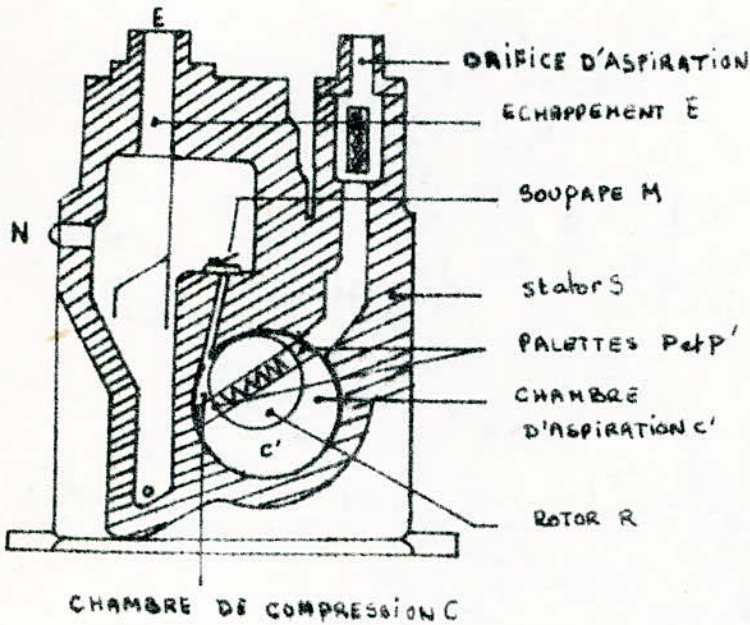


fig 2 POMPE A DIFFUSION

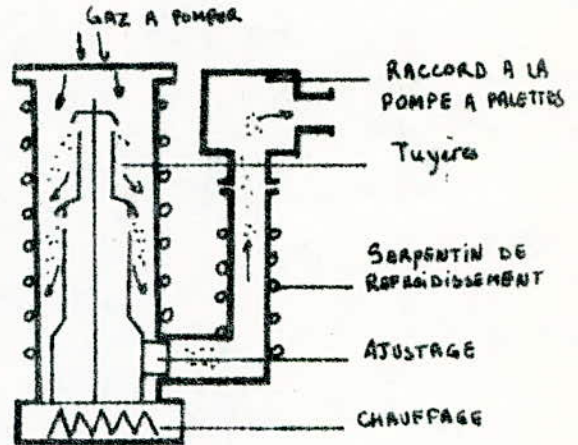
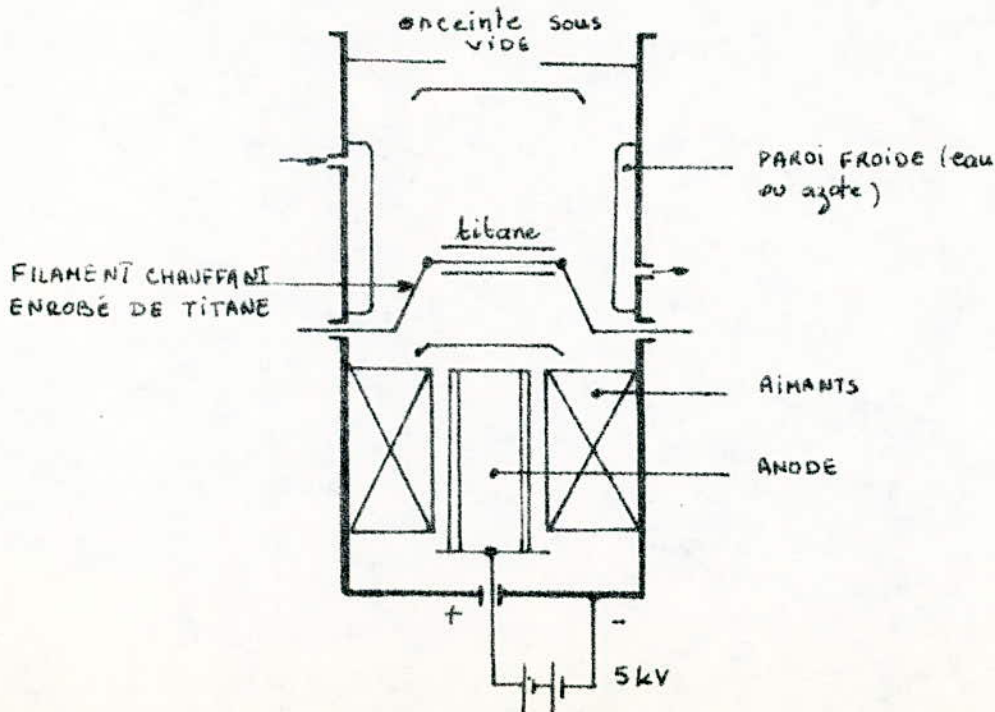


fig 3 POMPE IONIQUE



La figure n°3 donne le schéma d'une telle pompe. La partie supérieure est le compartiment d'évaporation du titane, muni d'écrans en haut et en bas pour limiter le vagabondage de la vapeur, qui absorbe les gaz réactifs, manifestant peu d'action sur  $\text{CH}_4$  et  $\text{H}_2$  et pas du tout sur les gaz rares. Ceux-ci sont absorbés avec les autres molécules résiduelles dans la partie inférieure, siège d'une décharge froide entre l'anode centrale et les aimants périphériques, qui jouent le rôle de cathode en même temps qu'ils produisent le champ magnétique destiné à courber et allonger les trajectoires des électrons. Le titane qui vient se déposer sur les parois suffit à assurer la sorption recherchée.

#### I.2.4. - Accessoires utilisés

- Les électrovalves
- Les joints fixes
- Les joints démontables
- Les robinets et les vannes
- Les manomètres permettant de mesurer la pression de la cloche etc ...

#### I.2.5. - Produits d'étanchéité

- La piceïne : Elle est solide à  $20^\circ\text{C}$  et fond à  $50^\circ\text{C}$ . Sa pression de vapeur est :
  - $10^{-8}$  mmHg à  $20^\circ\text{C}$
  - 1 mmHg à  $50^\circ\text{C}$

- L'Araldite : Adhère solidement au verre et fond à 120°C
- La graisse Apiezon :  $5.10^{-6}$  mmHg à 20°C
- La graisse de silicone : Pression de vapeur très faible.

## I.2. - MODE OPERATOIRE

### I.2.1. - Matériel utilisé

Une station d'évaporation et de pompage SERIE 401, MARQUE : VACUUM-ELECTRONICS-CORPORATION. Le schéma de cette machine est reproduit à la figure n° 4.

### I.2.2. - Utilisation

Au début de l'opération on vérifie que la cloche est bien baissée et que la machine est prête à fonctionner. Toutes les valves (1, 2, 3) sont alors fermées. (Voir figure 4).

a - On ouvre la valve (2) et on fait démarrer la pompe mécanique. Lorsque la pression est de l'ordre de  $10^{-2}$  Torr dans la cloche, on ferme la valve (2) et on ouvre la valve (1). En même temps on fait démarrer la pompe à diffusion d'huile. L'huile s'échauffe sous vide primaire pendant 20 minutes, puis on ouvre la valve (3) qui est reliée à l'enceinte à vider. La cloche se vide jusqu'à une pression de  $10^{-6}$  Torr. Le système reste en marche pour maintenir cette pression basse.

b - Lorsqu'on veut arrêter le dispositif, on ferme la vanne (3), on arrête le chauffage de la pompe secondaire et on laisse refroidir celle-ci sans arrêter la pompe primaire. Lorsque la pompe à diffusion ne fonctionne pas, elle doit être sous vide pour éviter au maximum l'oxydation ou la contamination de l'huile.



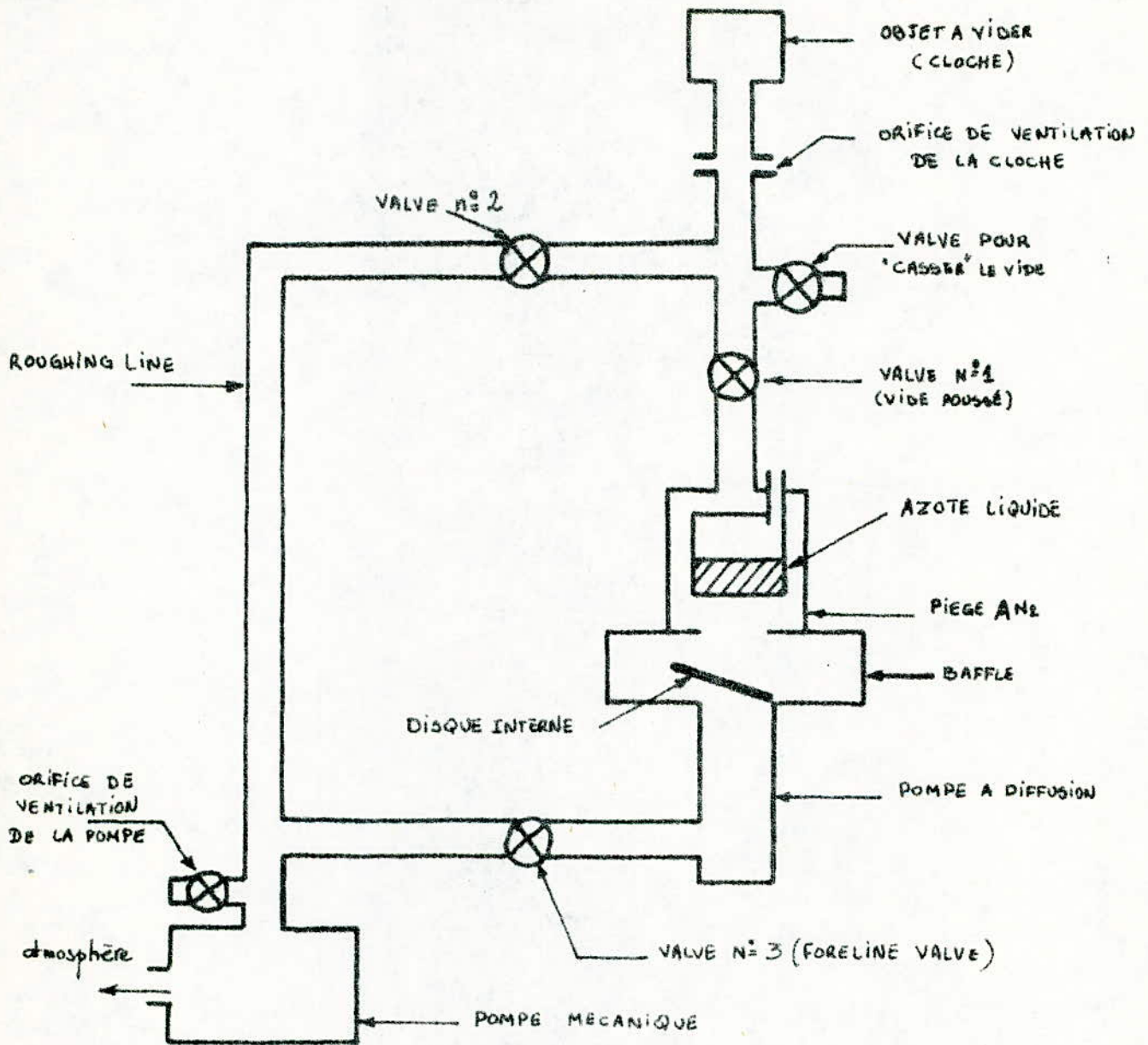


Figure 4 SCHEMA DU SYSTEME A VIDE

Notons enfin que les pompes à diffusion d'huile permettent d'obtenir un vide poussé jusqu'à  $10^{-7}$  Torr, les pompes à getter permettent d'obtenir un ultra-vide jusqu'à  $10^{-11}$  Torr.

### I.3. - EVAPORATION SOUS VIDE

Dans notre étude pratique nous aurons à déposer sous vide poussé une mince couche d'or. Celle-ci peut être obtenue par plusieurs méthodes, nous nous limiterons à l'étude de l'évaporation sous vide.

- Les trajectoires des particules évaporées sont d'autant plus rectilignes (absence de collisions) que le vide est plus poussé. Au début d'une évaporation, pendant le dégazage et l'évaporation du métal, le substrat doit être protégé par un cache mobile commandé de l'extérieur soit par un aimant (le cache doit alors être en métal magnétique), soit par un passage tournant étanche. Le chauffage du support peut être produit soit par une résistance chauffante soit par une lampe infrarouge placée à l'intérieur de l'enceinte. La cloche d'évaporation doit être en verre pyrex ou en métal. Elle est posée sur la platine par l'intermédiaire d'un joint. Cette cloche en verre doit être protégée à l'extérieur par un grillage à mailles suffisamment fines pour protéger l'opérateur d'une impulsion éventuelle de la cloche.

#### I.3.1. - Matériel utilisé

Une pompe mécanique. Une pompe à diffusion d'huile. Une cloche et divers accessoires.

#### I.3.2. - Mode opératoire

Le filament de tungstène en berceau est relié aux deux bornes d'un circuit de chauffage. Ce creuset contient le métal à évaporer. L'objet à recouvrir est soigneusement nettoyé. On le met à l'intérieur de la cloche.

Fig 5 SYSTEME D'ÉVAPORATION

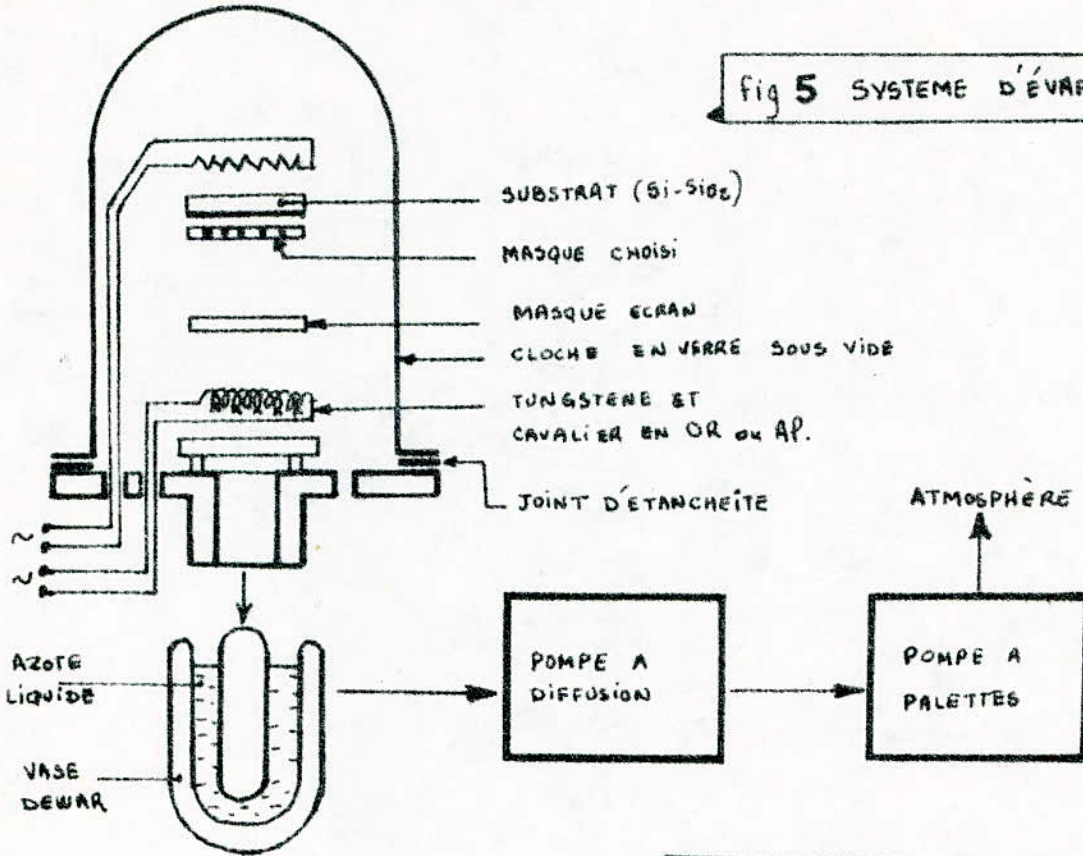
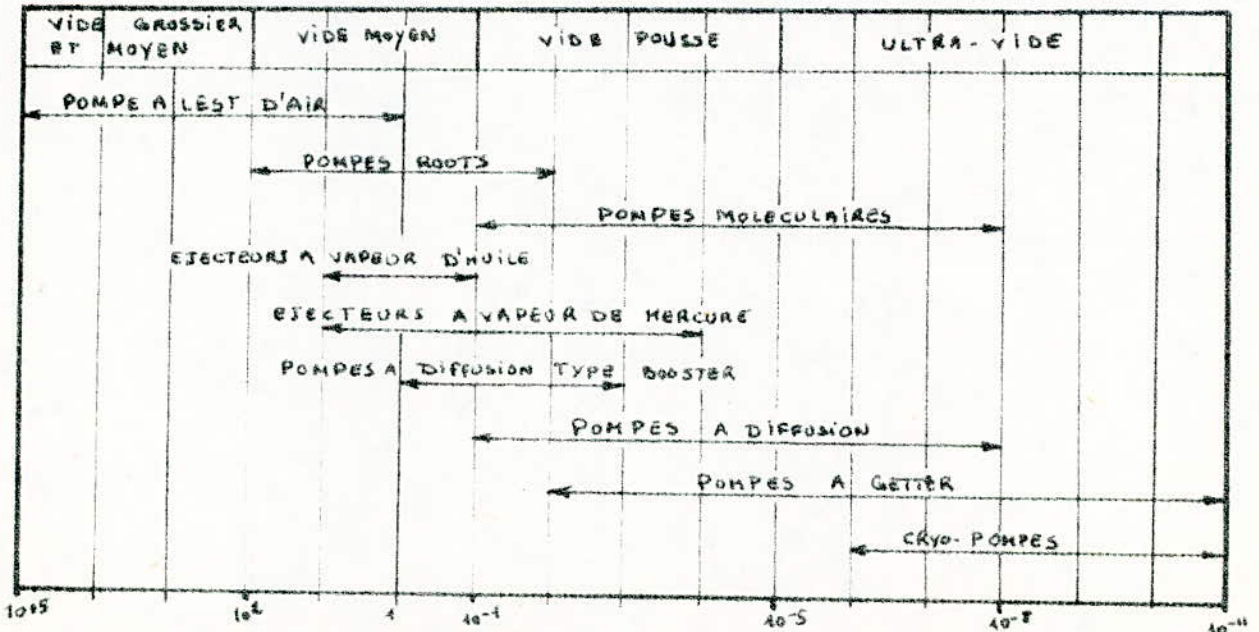


Fig 6 VALEURS DE PRESSIONS OBTENUES PAR DIFFÉRENTES POMPES



\* Les valeurs de pressions sont données en fascal : 1 fascal = 10<sup>-5</sup> atm ≈ 7,6 · 10<sup>-3</sup> Torr

On met le cache pour protéger l'objet, puis on fait un bon vide ( $10^{-6}$ Torr). Le creuset est chauffé progressivement. Les impuretés contenues dans le métal à évaporer se déposent sur le cache. De l'extérieur on enlève le cache et on met le masque qui permet de donner des évaporations locales choisies à l'avance. Le métal s'évapore et se dépose sur la plaque à recouvrir. Le substrat est placé à une distance faible de la source par rapport à la dimension de la cloche. L'écran reprend sa position initiale quand l'épaisseur du dépôt est atteinte. Figure 5.

### I.3.3. - Contrôle de l'épaisseur déposée

Une couche de métal déposée par évaporation peut avoir une structure continue ou discontinue (lacunaire, poreuse, granulaire). Dans le premier cas il est possible de déterminer l'épaisseur géométrique. Dans le cas de couches discontinues on définit une épaisseur équivalente.

Les propriétés des couches minces dépendent de leur épaisseur et de leur nature. Ceci montre l'intérêt de la notion d'épaisseur. Dans la partie pratique de notre étude, nous serons amenés à contrôler l'épaisseur de la couche de métal évaporé.

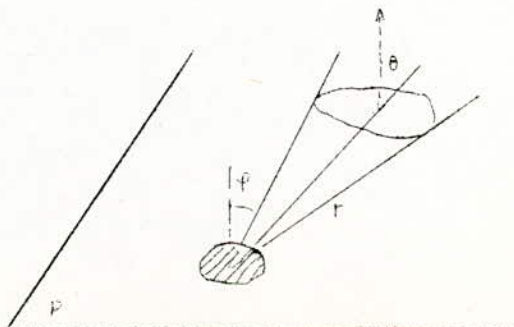
Théoriquement on peut calculer l'épaisseur d'un dépôt à condition de connaître la vitesse d'évaporation (m grammes par seconde) et la géométrie du système. L. Holland a donné la solution pour de nombreuses géométries :

#### a. - Source plane

$$e = \frac{m}{\pi \rho} \frac{\cos \theta}{r^2} \cos \varphi$$

#### b. - Source ponctuelle

$$e = \frac{m}{\pi \rho} \frac{\cos \theta}{r^2}$$



- On peut aussi déposer une couche de produits radioactifs et mesurer point par point, suivant une direction donnée, l'émission radioactive qui est proportionnelle à la masse déposée donc à l'épaisseur.

D'autres méthodes de contrôle de l'épaisseur existent comme par exemple le contrôle par faisceaux lumineux, par quartz, par interférométrie.

## CHAPITRE II

### LES JONCTIONS P - N

#### II.1. - SEMI-CONDUCTEURS EXTRINSEQUES

L'étude des semi-conducteurs intrinsèques montre que tant que la température reste dans des limites raisonnables, la conduction intrinsèque demeure faible. Pour palier à cet inconvénient, on est amené à utiliser un moyen qui permet d'augmenter considérablement cette conduction : le dopage.

On a deux types de dopages :

Le dopage N qui se fait grâce à l'injection d'impuretés pentavalentes (Sb - As - Bi - P) et le dopage P qui peut être obtenu par introduction d'impuretés trivalentes (Al, B, Ga, In). La contamination normalement utilisée est comprise entre  $10^{15}$  et  $10^{18}$  atomes/cm<sup>3</sup>. Sachant que le nombre d'atomes contenus dans un cm<sup>3</sup> de Si est de  $5 \cdot 10^{22}$ , pour une contamination de  $10^{16}$  atomes/cm<sup>3</sup>, on aura un taux de dopage de  $2 \cdot 10^{-7}$ . En d'autres termes, le dopage se fait avec 2 impuretés pour  $10^7$  at. de Si.

##### II.1.1. - Dopage N

On introduit par exemple  $10^{16}$  atomes de Sb dans un cm<sup>3</sup> de Si. Les atomes de Sb, dont les dimensions sont comparables à celles de Si, vont se substituer aux atomes de Si en certains points du réseau. Vu la faible concentration en impuretés, on peut admettre que chaque atome de Sb est entouré par 4 atomes de Si. Un électron sur les 5 appartenant à Sb ne pourra pas s'intégrer dans la structure. Il va alors décrire une grande orbite autour de l'ion Sb<sup>+</sup>.

## II.2. - JONCTION P-N NON POLARISEE

On considère deux barreaux de semi-conducteur de types P et N pris séparément, entre lesquels on réalise un "contrat parfait".

Dans le barreau de type P, on a dans un  $\text{cm}^3$  de semi-conducteur :

$$\text{II.2. } \left\{ \begin{array}{l} p = N_A + n \approx N_A \text{ trous mobiles (porteurs majoritaires)} \\ n = \frac{n_i^2}{p} \approx \frac{n_i^2}{N_A} \text{ électrons libres (porteurs minoritaires)} \\ N_A \text{ ions accepteurs négatifs fixes.} \end{array} \right.$$

Dans un  $\text{cm}^3$  du semi-conducteur de type N, on trouve :

$$\text{II.3. } \left\{ \begin{array}{l} n = N_D + p \approx N_D \text{ électrons libres (porteurs majoritaires)} \\ p = \frac{n_i^2}{n} \approx \frac{n_i^2}{N_D} \text{ trous mobiles (porteurs minoritaires)} \\ N_D \text{ ions donneurs positifs fixes.} \end{array} \right.$$

Les trous mobiles de la zone P situés au voisinage de la jonction auront tendance à diffuser à travers celle-ci pour neutraliser l'excédent d'électrons de la zone N afin d'établir un équilibre des concentrations.

De même, les électrons de la zone N vont diffuser vers la zone P et ce pour les mêmes raisons.

Du côté P, les trous qui diffusent vers la zone N, laissent après leur départ, un grand nombre d'ions accepteurs fixes chargés négativement. Il apparaît alors dans la zone P, une zone privée de porteurs mobiles mais contenant des charges négatives fixes.

Cette zone limitée en profondeur est appelée zone déserte, de transition, de depletion, d'appauvrissement ou encore zone de charges d'espace. Un phénomène semblable a lieu dans la zone N. Il se crée, de ce fait, du côté N, une zone de charges d'espace positives (figure II.7.).

Du fait que globalement la neutralité électrique doit être assurée, il s'ensuit que la charge statique négative totale ( $eN_A L_p$ ) créée dans la zone P doit être égale à la charge statique positive totale ( $eN_D L_n$ ) créée dans la zone N ; ce qui entraîne la relation fondamentale :

$$\text{II.37.} \quad L_p N_A = L_n N_D$$

Le phénomène de diffusion considéré plus haut entraîne nécessairement un déséquilibre électrique et provoque par conséquent l'apparition d'un phénomène antagoniste qui vient limiter le processus.

#### II.2.1. - Apparition d'un champ électrique $E_i$

Du fait de la précédente accumulation de charges fixes, de part et d'autre de la jonction, il apparaît un champ électrique interne  $\vec{E}_i$  dirigé des charges positives (zone N) vers les charges négatives (zone P).

Les densités volumiques respectivement dans les zones P et N sont  $-eN_A$  et  $+eN_D$ . Dans ce cas la loi de Poisson donne :

$$\text{II.38.} \quad E_p(x) = - \int \frac{eN_A}{\epsilon} dx = - \frac{eN_A}{\epsilon} x + K_1$$

$$\text{II.39.} \quad E_N(x) = - \int \frac{eN_D}{\epsilon} dx = - \frac{eN_D}{\epsilon} x + K_2$$

en tenant compte des conditions aux limites :

$$\text{II.40.} \quad E_p(x = -L_p) = E_N(x = L_n) = 0$$



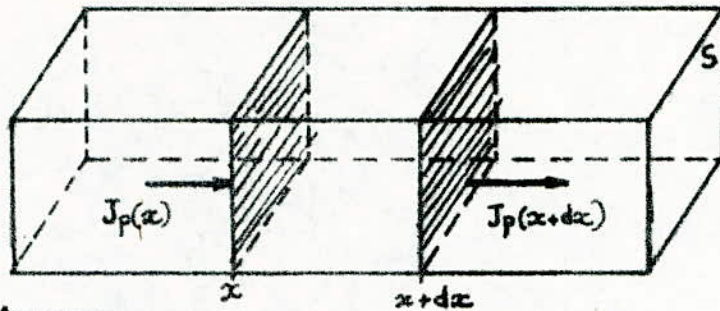


fig II.6. Bilan pour les trous

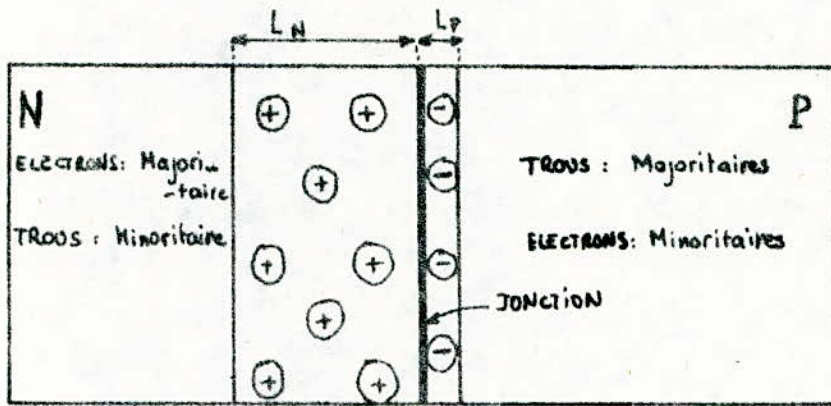


fig II.7. Jonction P-N - Cas où  $N_A \gg N_D$

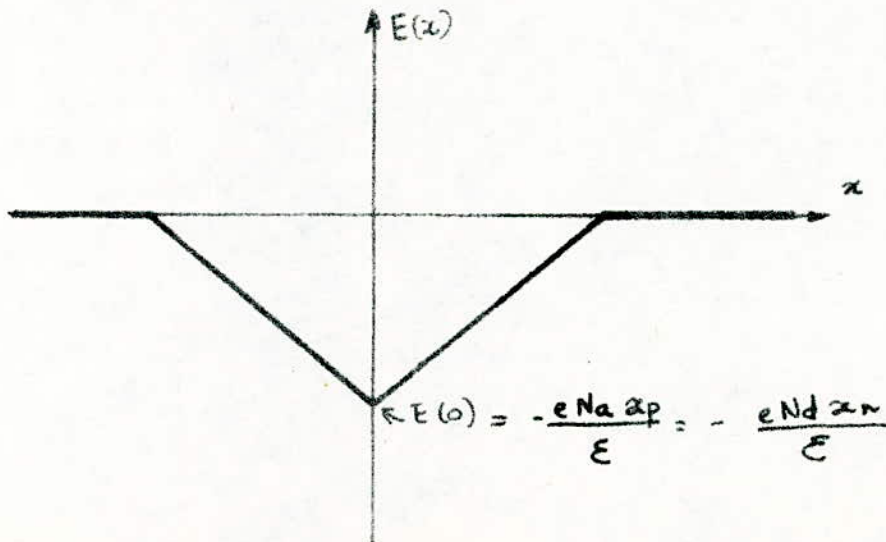


fig II.8. Champ électrique interne  $E(x)$

on tire les expressions finales de  $E_p(x)$  et  $E_N(x)$  ; (figure II.8.).

$$\text{II.41.} \quad E_p(x) = - \frac{eN_A}{\epsilon} (L_p + x)$$

$$\text{II.42.} \quad E_N(x) = - \frac{eN_D}{\epsilon} (L_n - x)$$

Le champ électrique interne est maximum pour  $x = 0$  et vaut :

$$E_{i\max} = - \frac{eN_A}{\epsilon} L_p = - \frac{eN_D}{\epsilon} L_n$$

### II.2.2. - Apparition d'une barrière de potentiel $V_d$

L'existence du champ électrique  $E_i$  entraîne nécessairement celle d'un potentiel  $V_d$  appelé potentiel de diffusion ou barrière de potentiel. L'origine d'un tel potentiel est choisie en  $x = -L_p$  de sorte que  $V_d = V(x = L_n)$ .

En tenant compte de la loi de Poisson où :

$$\text{II.43.} \quad V_p(x) = - \int E_p(x) dx \quad \text{et} \quad V_N(x) = - \int E_N(x) dx$$

de là, la relation  $L_p N_A = L_n N_D$  et que  $V(x = -L_p) = 0$ , on trouve les expressions finales des potentiels  $V_p$  et  $V_N$  ;

$$\text{II.44.} \quad V_p(x) = \frac{eN_A}{2\epsilon} (x + L_p)^2$$

$$\text{II.45.} \quad V_N(x) = \frac{eN_D}{2\epsilon} (-x^2 + 2L_n x + L_n L_p)$$

Le potentiel de diffusion  $V_d = V_N(x = L_n)$  aura pour expression :

$$\text{II.46.} \quad V_d = \frac{eN_D}{2\epsilon} (L_n^2 + L_n L_p) = \frac{eN_D}{2\epsilon} L_n^2 \left(1 + \frac{L_p}{L_n}\right)$$

où encore :

$$\text{II.47.} \quad V_d = \frac{eN_D}{2\epsilon} L_n^2 \left(1 + \frac{N_D}{N_A}\right)$$

Si  $W$  est l'épaisseur de la région de charges d'espace, on peut trouver une expression entre  $V_d$  et  $W$ .

$$\text{II.48.} \quad W = L_n + L_p \quad N_A L_p = N_D L_n \implies \frac{L_n}{N_A} = \frac{L_p}{N_D} = \frac{W}{N_A + N_D}$$

$$\text{II.49.} \quad \text{d'où : } V_d = \frac{e}{2\epsilon} \cdot \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} W^2$$

De même, connaissant les taux de dopage on peut montrer que :

$$\text{II.50.} \quad V_d = \frac{KT}{e} \log \frac{N_A N_D}{n_i^2}$$

$$\text{II.51.} \quad \text{Si } N_A \gg N_D \implies W \approx L_n \implies V_d = \frac{e}{2\epsilon} N_D W^2$$

### II.2.3. - Courant de saturation $I_s$

Le champ  $\vec{E}_i$  et la barrière  $V_d$  sont de sens tels qu'ils s'opposent à toutes nouvelles migrations des porteurs majoritaires, mais favorisent celles des porteurs minoritaires. Ceci donne naissance à un courant  $I_{\min}$  dirigé de la zone N vers la zone P, appelé courant de saturation  $I_s$ .

Mais du fait, qu'à une température donnée, il existe toujours, de part et d'autre de la jonction, un certain nombre de porteurs majoritaires qui possèdent une énergie suffisante pour franchir la barrière  $V_d$ , on assiste à la naissance du courant  $I_{\text{maj}}$  dont le sens est opposé à celui de  $I_s$ .

Il s'ensuit donc que sous l'effet conjugué de  $I_s$  et  $I_{\text{maj}}$ , on tend presque instantanément vers un équilibre final stable qui sera atteint lorsque

$$I_s = I_{\text{maj}}$$

Si on considère un nombre total  $N_0$  de porteurs majoritaires qui arrivent au niveau de la barrière, seuls ceux d'entre eux possédant une énergie au moins égale à  $eV_d$  peuvent prétendre franchir la barrière. Le nombre  $N_{\text{maj}}$  de ces derniers porteurs est fixé par la loi de Boltzmann :

$$\text{II.52.} \quad N_{\text{maj}}(V_d, T) = N_0 \exp\left(-\frac{eV_d}{KT}\right)$$

Il s'ensuit alors que :

$$\text{II.53.} \quad I_{\text{maj}} = a N_o \exp \left( - \frac{eV_d}{KT} \right) = I_o \exp \left( - \frac{eV_d}{KT} \right)$$

Comme à l'équilibre on a :  $I_s = I_{\text{maj}}$ , on tire alors :

$$\text{II.54.} \quad I_s = I_o \exp \left( - \frac{eV_d}{KT} \right)$$

On montre également que :

$$\text{II.55.} \quad I_s = S e \left( \frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A} \right) n_i^2$$

Où S est la surface de la jonction .

#### II.2.4. - Apparition de la capacité statique

On a vu qu'après réalisation de la jonction, il se forme une charge d'espace semblable à celle que l'on voit sur les condensateurs plans.

Si  $N_A \gg N_D$ , on peut supposer dans ce cas que la tension  $V_d$  est appliquée entièrement sur la zone de largeur  $L_n$ .

La capacité statique de cette zone sera alors :

$$C_N = \frac{dQ_N}{dV_d} = \frac{dQ_N}{dL_n} \cdot \frac{dL_n}{dV_d}$$

$$Q_N = + e N_D L_n \implies \frac{dQ_N}{dL_n} = + e N_D$$

D'après la relation (II.47.) on tire :

$$L_n = \left[ \frac{2 \epsilon V_d}{e N_D \left( 1 + \frac{N_D}{N_A} \right)} \right]^{1/2} \implies$$

$$\frac{dLn}{dV_d} = \frac{1}{2} \left[ \frac{2 \epsilon}{e N_D V_d \left( 1 + \frac{N_D}{N_A} \right)} \right]^{1/2}$$

Il s'ensuit alors pour  $C_N$  :

$$\text{II.57. } C_N = \left[ \frac{e N_D \epsilon}{2V_d \left( 1 + \frac{N_D}{N_A} \right)} \right]^{1/2}$$

On démontre de la même façon que :

$$\text{II.58. } C_P = \left[ \frac{e N_A \epsilon}{2V_d \left( 1 + \frac{N_A}{N_D} \right)} \right]^{1/2}$$

Pour obtenir les vraies valeurs de  $C_N$  et  $C_P$ , il faudra multiplier les valeurs obtenues par  $S$ , section de la jonction.

Les deux précédentes expressions concernent le cas d'une jonction abrupte.

Dans le cas d'une jonction linéairement dopée on trouve l'expression :

$$\text{II.59. } C = \left( \frac{e \epsilon N_D}{2 V_d} \right)^{1/3}$$

### II.3. - JONCTION P - N POLARISEE

On agit sur la hauteur de la barrière de potentiel, en appliquant à la diode ainsi réalisée, une tension extérieure  $V$ .

#### II.3.1. - Polarisation directe : (figure II.9. et figure II.10)

La tension extérieure est de sens opposé à celui de  $V_d$ . L'effet de  $V$  rabaisse la barrière de potentiel permettant le passage à travers la jonction à un plus grand nombre de porteurs majoritaires.

On a ainsi pour les trous :

$$p'_0 = N_A e^{-\frac{e(V_d - V)}{KT}} = N_A e^{-\frac{eV_d}{KT}} \cdot e^{\frac{eV}{KT}}$$

$$p'_0 = p_0 e^{\frac{eV}{KT}}$$

$$p(x) = p_0 + p_0 \left( e^{\frac{eV}{KT}} - 1 \right) e^{-x/L_p}$$

Pour  $E = 0$  on a  $J_p(x) = -e D_p \frac{dp}{dx}$  d'où :

$$\text{II.60.} \quad J_p = \frac{eD_p}{L_p} p_0 \left( e^{\frac{eV}{KT}} - 1 \right) e^{-x/L_p}$$

Et pour la densité de courant due aux électrons on a :

$$\text{II.61.} \quad J_n = + \frac{eD_n}{L_n} n_0 \left( e^{\frac{eV}{KT}} - 1 \right) e^{-x/L_n}$$

La densité de courant totale pour  $E = 0$  et  $x = 0$  sera donc :

$$J_T = J_p + J_n$$

$$\text{II.62.} \quad J_{\text{tot}} = e \left[ \frac{p_0 D_p}{L_p} + \frac{n_0 D_n}{L_n} \right] \left( e^{\frac{eV}{KT}} - 1 \right) = I_s \left( e^{\frac{eV}{KT}} - 1 \right)$$

$$n_0 \approx \frac{n_i^2}{N_A} \quad \text{et} \quad p_0 \approx \frac{n_i^2}{N_D} \quad \text{étant les porteurs minoritaires.}$$

Le courant de saturation est :

$$\text{II.63.} \quad I_s = S_e \left[ p_0 \frac{D_p}{L_p} + n_0 \frac{D_n}{L_n} \right] = e n_i^2 \left( \frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A} \right) S$$

Le courant qui traverse la jonction est :

$$\text{II.64.} \quad I = I_s e^{\frac{eV}{KT}}$$

$$\frac{dI}{dV} = I_s \frac{e}{KT} e^{\frac{eV}{KT}} = I \cdot \frac{e}{KT} = \frac{I}{r_{\text{dyn}}}$$

La résistance dynamique de la diode est donc :

$$\text{II.65.} \quad r_{\text{dyn}} = \frac{KT}{e} I$$

On montre encore que la quantité de charges positives qui aura diffusée dans la région N s'exprime par :

$$\text{II.66.} \quad Q_p = e p_0 \left( e^{\frac{ev}{KT}} - 1 \right) L_p$$

Or pour  $E = 0$  et  $x = 0$  on a :

$$J_p = \frac{eDp}{L_p} p_0 \left( e^{\frac{ev}{KT}} - 1 \right) \implies J_p = \frac{DpQ_p}{L_p^2}$$

$$\text{II.67. or} \quad L_p^2 = D_p \tau_p \implies J_p = \frac{Q_p}{\tau_p} \implies Q_p = \tau_p J_p$$

La capacité de diffusion s'exprimera donc par :

$$\text{II.68.} \quad C_{\text{diff}}^p = \frac{dQ_p}{dV} = \tau_p \frac{dJ_p}{dV} = \tau_p \cdot \frac{1}{r}$$

De même la capacité de diffusion pour les électrons sera alors :

$$\text{II.69.} \quad C_{\text{diff}}^n = \frac{\tau_n}{r_n} \quad \text{où} \quad r_n = \frac{dJ_n}{dV}$$

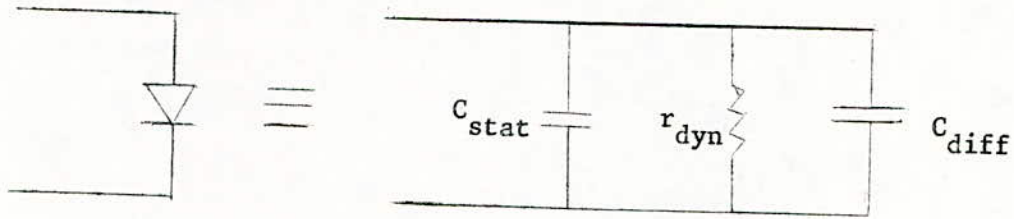
La capacité totale de diffusion sera donc la capacité équivalente à ces deux capacités mise en parallèle soit alors :

$$\text{II.70.} \quad C_{\text{tot}}^{\text{diff}} = \frac{\tau_p}{r_p} + \frac{\tau_n}{r_n}$$

Les valeurs obtenues sont des valeurs de capacité par unité de surface. La capacité statique aura pour expression :

$$\text{II.71.} \quad C = \left( \frac{e \epsilon N_D}{2} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{(V_d - V)^{1/2}}$$

Le schéma équivalent de la diode en directe sera donc pour les petits signaux.



### II.3.2. - Polarisation inverse

La tension extérieure est placée dans le même sens que  $V_d$ . Elle s'ajoute donc à celle-ci empêchant ainsi les porteurs majoritaires de traverser la jonction. Voir figure (II.11.) et figure (II.12.). Il n'y a pratiquement pas de courant qui traverse la jonction. La diode est bloquée.

$r_{dyn} = \frac{dI}{dV}$  devient infinie et la capacité statique aura pour expression :

$$II.72. C = \left( \frac{e \epsilon N_D}{2} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{(V_d + V)^{1/2}}$$

Le schéma équivalent de la diode sera donc une capacité.

### II.4. - EFFET TUNNEL

Cet effet n'a lieu que dans le cas de semi-conducteurs dégénérés. En supposant que le niveau de Fermi est uniforme dans les zones P et N d'une diode et en se basant sur les résultats obtenus au paragraphe II.1.5., on montre que le niveau de Fermi va dépasser la bande interdite. Le dopage du matériau utilisé impose :  $N_D \gg N_C$  et  $N_A \gg N_V$ . Dans ce cas la largeur de la zone de depletion est très mince : figure (II.3.). Une épaisseur de la région de charges d'espace de l'ordre de 100 Å est raisonnable.

L'étude de la caractéristique  $I = f(V)$ , figure (II.14.) montre qu'au départ et du fait de la faible épaisseur de la zone déserte, un grand nombre de porteurs arrivent à traverser la bande interdite, ce qui explique l'allure de la courbe  $0 < V < V_p$ .



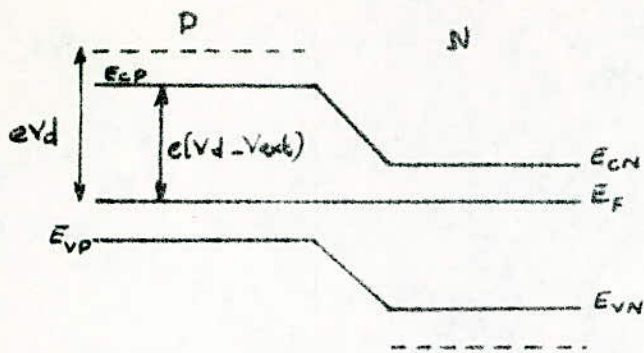


fig II-9. La polarisation directe: la barrière de potentiel diminue

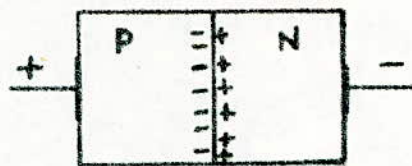


fig II-10. Jonction P-N polarisée en directe

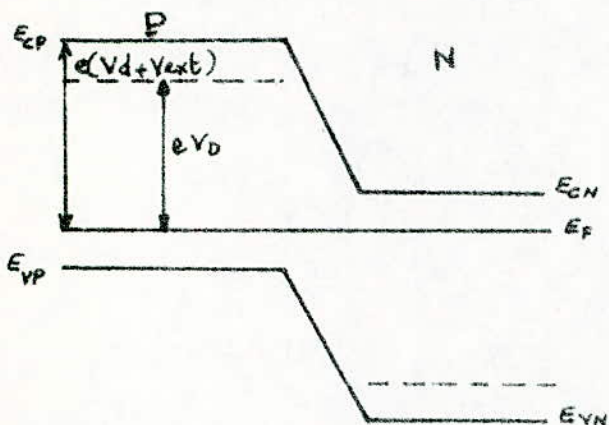


fig II-11. La polarisation inverse: la barrière de potentiel augmente



fig II-12. Jonction P-N polarisée en inverse.

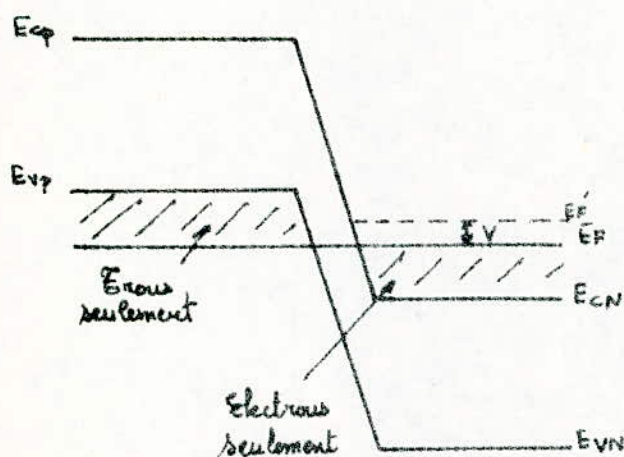


fig II-13. Diagramme énergétique d'une diode tunnel.

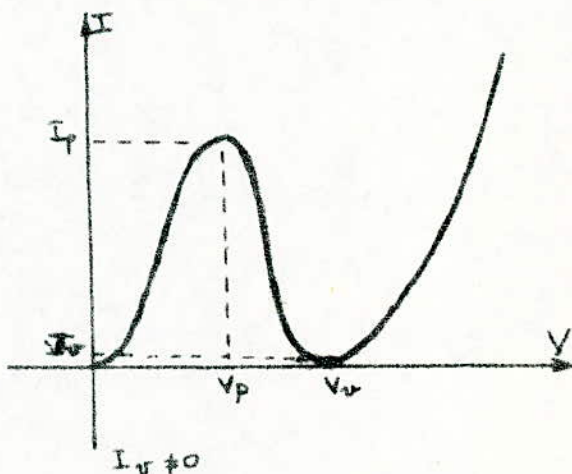


fig II-14. Caractéristique  $I=f(V)$  d'une diode tunnel.

Si on augmente encore  $V$ , le niveau de Fermi se mettra en face de  $E_{vp}$ . Le courant chute brutalement quand le niveau de Fermi sera en face de la bande interdite, ce qui explique la décroissance de la courbe pour  $V_p < V < V_v$ . Quand  $V$  dépasse  $V_v$ , on revient au cas de la caractéristique d'une diode polarisée en directe.

Pour  $V_p < V < V_v$   $r = \frac{dI}{dV} < 0$ . Dans cet intervalle de tension, la diode tunnel pourra jouer le rôle d'un amplificateur.

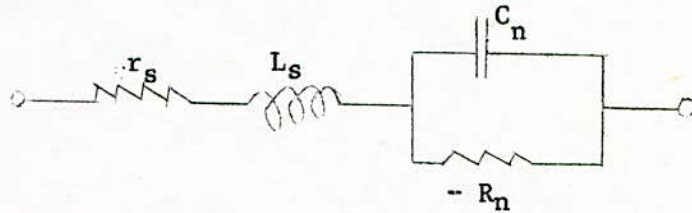
$V_p$  et  $V_v$  sont les tensions de pic et de vallée de la diode,  $I_p$  et  $I_v$  sont les courants de pic et de vallée de la diode.

Pour le silicium et pour  $N_A$  ou  $N_D$  de l'ordre de  $10^{19}$  at/cm<sup>3</sup> on a :

$$V_p \approx 80 \text{ mV}$$

$$V_v \approx 500 \text{ mV}$$

Schéma équivalent en H.F.



$$r_s < 1 \Omega$$

$$L_s < 0,1 \text{ mH}$$

$$R_n \approx 20 \Omega$$

$$C_n \approx 0,5 \text{ pF}$$

### C H A P I T R E III

#### CELLULES M - S

##### III.1. - RAPPEL SUR L'EFFET PHOTOVOLTAÏQUE

Si, comme on l'a vu dans le chapitre II, par un moyen quelconque nous fournissons à un électron de la bande de valence d'un semi-conducteur une énergie lumineuse  $G_L = h\nu$  supérieure ou égale à  $E_g$  (énergie gapp), l'électron excité passe de la bande de valence à la bande de conduction, laissant libre un trou dans la bande de valence. L'énergie  $G_L$  nécessaire pour créer une paire électron-trou par absorption d'un photon est liée à la fréquence de rayonnement du photon incident. En d'autres termes la longueur d'onde du rayonnement  $\lambda = c/\nu$ , doit être inférieure à  $\lambda_s$  (longueur d'onde seuil) déterminée à partir de la largeur de la bande interdite du semi-conducteur (1,7  $\mu\text{m}$  pour  $G_e$  et 1,1  $\mu\text{m}$  pour  $S_i$ ). Chaque matériau absorbe l'énergie lumineuse avec un certain coefficient  $\alpha$ , fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente. Pour  $\lambda > \lambda_s$ , la valeur de  $\alpha$  sera très petite. Sa valeur devient très grande quand  $\lambda < \lambda_s$ . Ainsi pour le Silicium, sa valeur varie de  $10^3$  à  $5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$  quand  $\lambda$  varie de 0,8  $\mu\text{m}$  à 0,4  $\mu\text{m}$ . On note que plus la longueur d'onde diminue et plus les radiations seront absorbées au voisinage de la surface du semi-conducteur. Si après avoir créé un certain nombre de paires électron-trou dans le semi-conducteur, on interrompt le faisceau lumineux, les porteurs créés disparaissent rapidement car le temps de recombinaison est très court. Le retour à l'équilibre se fait exponentiellement avec la durée de vie des porteurs ( $\tau_n$  et  $\tau_p$ ).

La conversion photovoltaïque nécessite deux processus de base :

- Création de paires électron-trou par absorption de photons
- La diffusion des charges minoritaires libérées par effet photoélectrique jusqu'aux frontières de la couche de charge d'espace. Séparation des charges et collecton avant leur recombinaison.

Pour obtenir le deuxième processus, il faudra créer une inhomogénéité dans le matériau.

Ceci peut être obtenu de différentes manières et avec des efficacités variables :

- \* Dopage par impuretés donnatrices ou acceptrices. Ce qui correspond à la création de champ électrique interne  $E_i$ . Tous les porteurs de charges créés par absorption de la lumière pourront être dissociés avant recombinaison par ce champ interne à condition qu'ils aient été créés à une distance de la zone de champ inférieure à la longueur de diffusion ( $L_p, L_n$ ).
- \* Création d'une hétérojonction.
- \* Fabrication d'une structure présentant un champ  $E_i$  à partir de deux semi-conducteur de largeurs de bande  $E_g$  différentes mélangés en proportions variables dans la longueur du matériau.
- \* Réalisation d'une jonction métal-semiconducteur (diode schottky M.S). L'ajustement des niveaux de Fermi, pour le métal et pour le semi-conducteur, conduit en général à la formation d'une barrière de potentiel dont la valeur est fonction des travaux de sortie  $\phi_m$  et de l'affinité électronique  $X$  du semi-conducteur dans le cas du contact supposé idéal. Le cas qui nous intéresse le plus est celui de la réalisation de contact M.S. Les photopiles, quelque soit leur mode de fabrication, présentent un effet redresseur dans leurs caractéristiques courant-tension. Si on applique une tension aux bornes d'une photopile, et qu'on la maintienne dans l'obscurité, elle est le siège d'un courant d'obscurité  $J_o(V)$  important dans le sens direct et très faible en polarité inverse (courant de fuite). Sous éclairnement, le courant photoélectrique  $J_L$  provenant de la séparation des porteurs par le champ interne, va se superposer à  $J_o(V)$  dans des proportions plus ou moins grandes. La sensibilité d'une photopile est déterminée par l'importance du courant résultant pour un éclairnement donné. La figure (III. 1.) donne les caractéristiques courant-tension d'une cellule solaire dans le cas où une tension  $V$  variable est appliquée à la structure. La caractéristique de la diode éclairée ne passe plus par l'origine, il existe donc une tension à vide  $V_{co}$  aux bornes de la cellule (pour une intensité nulle). C'est la tension de circuit ouvert, lorsque la cellule fonctionne en générateur de puissance.

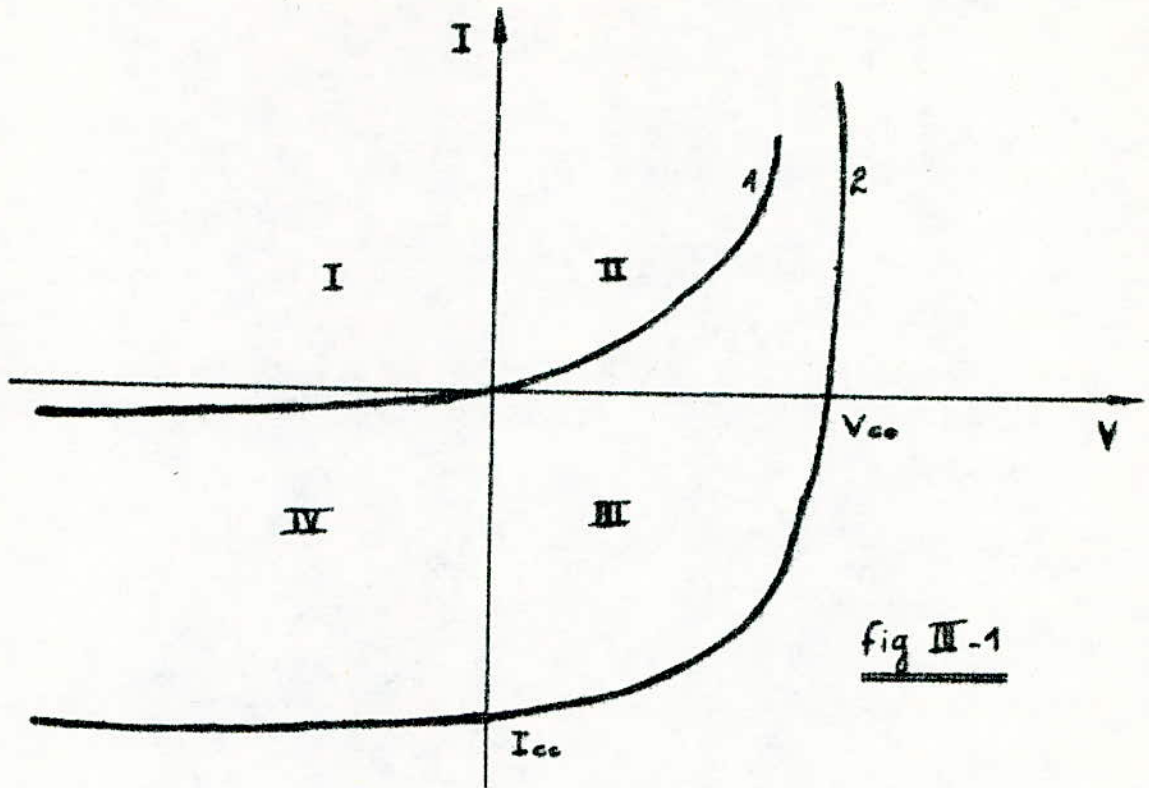


fig III-1

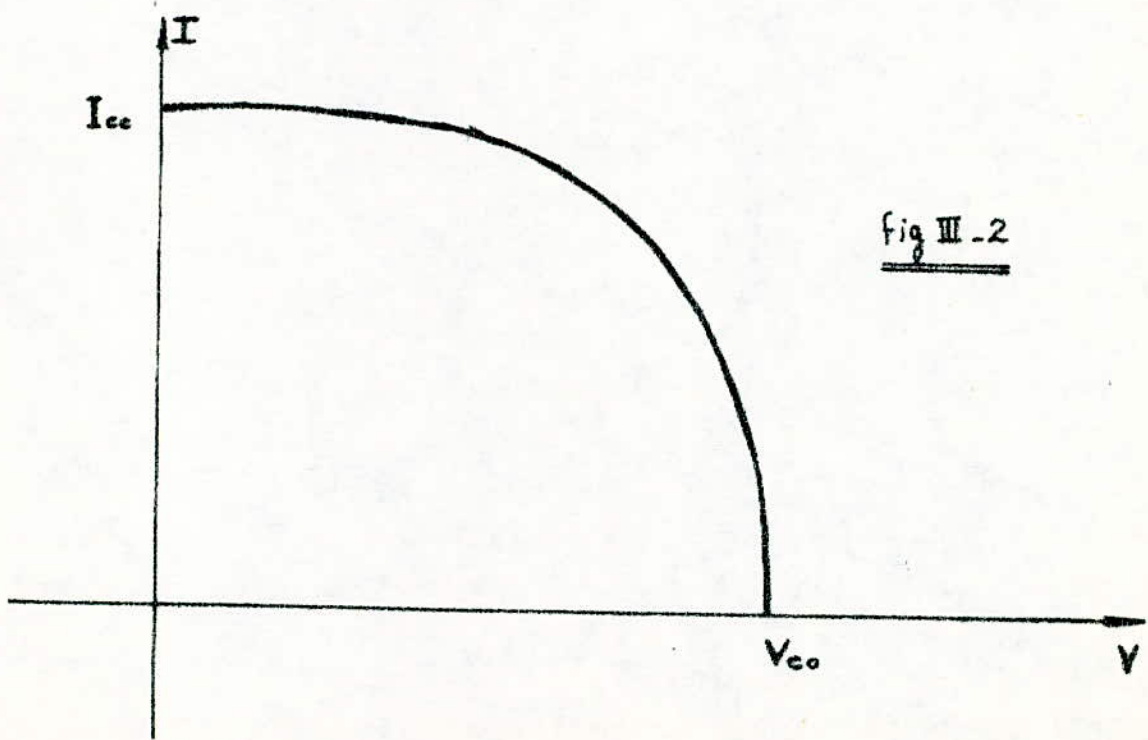


fig III-2

Dans le quadrant IV, la courbe (1) correspond au courant de fuite d'obscurité ; la courbe (2) montre la modification due au courant  $J_L$ . L'expression du courant total  $J$  se met sous la forme :

$$\text{III.1.} \quad J = J_0(V) - J_L$$

En fait, lorsque la cellule fonctionne comme générateur photovoltaïque, on ne considère que la région III (figure III.2.) et le courant débité par la cellule sera :

$$\text{III.2.} \quad J = J_L - J_0(V)$$

$J$  et  $V$  au point de fonctionnement dépend de l'impédance de charge sur laquelle se referme la cellule.

A partir de cela les conditions impératives pour l'optimisation de cellules solaires consistent donc :

a. - à faire en sorte que  $J_L$  soit le plus grand possible pour un éclairage donné.

b. - à diminuer au maximum  $J_0(V)$  correspondant au courant interne direct de la cellule lorsque celle-ci développe une tension  $V$ .

### III.2. - STRUCTURE M.S. IDEALISEE

La figure (III.3.) montre le schéma de bande d'un contact idéal métal-semiconducteur type n. Un tel diagramme ne peut en fait correspondre à la réalité car aucun interface n'est parfait, toutefois cette représentation est suffisante pour mettre en évidence les limitations inhérentes aux structures M.S. en tant que générateurs photovoltaïques. Au moment de la réalisation du contact s'effectue un transfert d'électrons et de trous entre métal et semi-conducteur jusqu'à ce que le champ  $E_1$  créé dans le semi-conducteur soit suffisant pour équilibrer le courant de diffusion dû au gradient de concentration. Les niveaux de Fermi du métal et du semi-conducteur,  $E_{FM}$  et  $E_{FS}$ , sont alignés à l'équilibre thermique et une barrière de potentiel  $\phi_B$  se forme entre métal et semi-conducteur de sorte que :

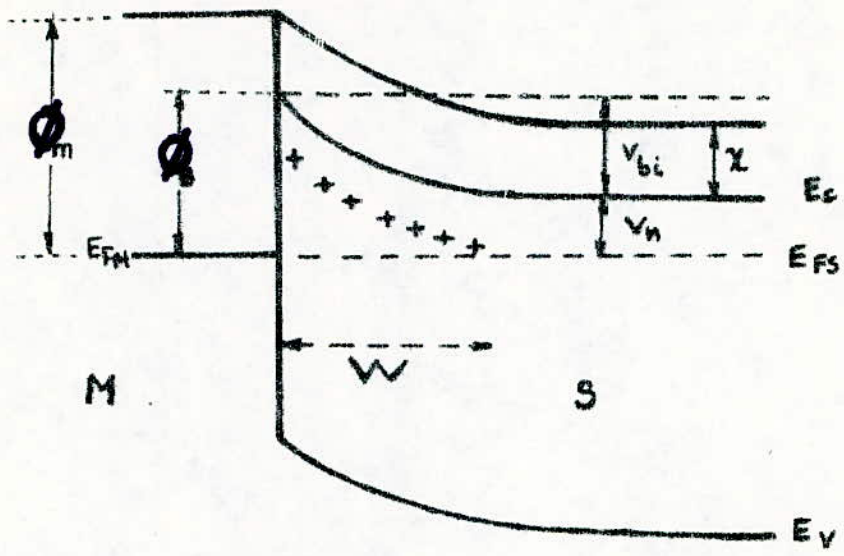


Fig III-3.

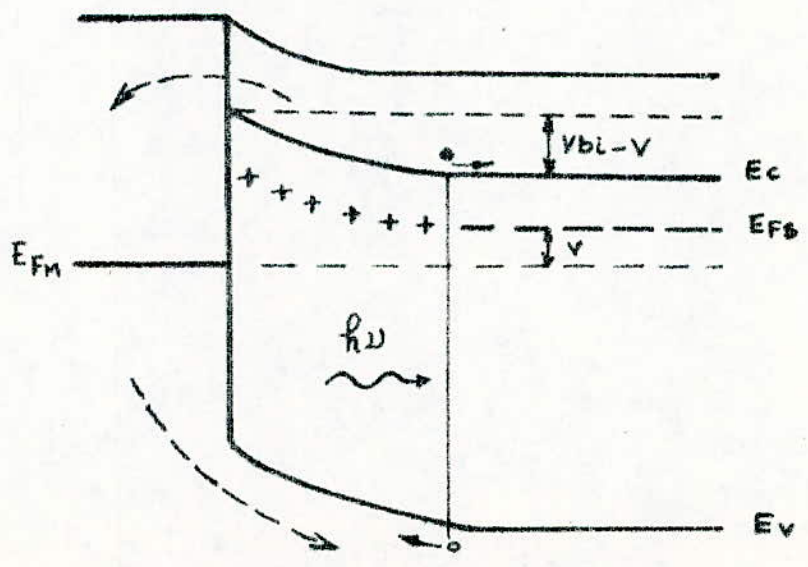


Fig III-4.

$$\text{III.3.} \quad e\phi_B = e(\phi_m - X)$$

Considérons le cas où  $\phi_m > X + V_n$

$V_n$  étant la position du niveau de Fermi du semi-conducteur par rapport à la bande de conduction. Les électrons du métal qui possèdent une énergie supérieure à  $e\phi_B$  peuvent passer dans la bande de conduction et les électrons de la bande de conduction du semi-conducteur peuvent rejoindre le métal en franchissant une barrière de potentiel :

$$\text{III.4.} \quad eV_{bi} = e(\phi_B - V_n)$$

Ces deux courants se compensent à l'équilibre thermodynamique.

Lorsque sous obscurité on applique une tension  $V$  à la diode dans le sens direct (métal positif par rapport au semi-conducteur), des électrons sont injectés du semi-conducteur vers le métal et des trous du métal vers le semi-conducteur. Le courant correspondant aux trous injectés dans le semi-conducteur est, tout comme dans le cas de la jonction P.N., limité par la diffusion dans la région de bande plate du semi-conducteur. Celle-ci étant la zone pour laquelle, pour une certaine valeur de  $V$ , on arrive à contrebalancer la différence des énergie d'extractions.

Le passage des porteurs majoritaires (électrons pour un semi-conducteur de type N) n'est pas limité par diffusion comme dans le cas du Chapitre II. Car ici, le métal se comporte comme un puit infiniment profond pour les électrons. Par conséquent, ce courant de majoritaires sera plus important que celui des minoritaires.  $J_o(V)$  sera dans ce cas plus grand que dans le cas de la jonction PN. Le courant total  $J^n(V)$  dû au transport d'électrons peut s'écrire comme :

$$\text{III.5.} \quad J^n(V) = J_{SM}^n - J_{MS}^n$$

Où  $J_{SM}^n$  et  $J_{MS}^n$  sont respectivement la densité de courant d'électrons du semi-conducteur allant vers le métal et la densité de courant d'électron du métal allant vers le semi-conducteur.



Ils peuvent s'écrire dans notre cas :

$$\text{III.6. } J_{SM}^n = A^* T^2 \exp(-e \phi_B / KT) \exp(eV / KT)$$

$$\text{III.7. } J_{MS}^n = A^* T^2 \exp(-e \phi_B / KT)$$

D'où le courant total d'électrons :

$$\text{III.8. } J^n(V) = A^* T^2 \exp(-e \phi_B / KT) [\exp(eV / KT) - 1]$$

Dans cette expression, on a négligé l'abaissement de la hauteur de la barrière de potentiel par la force image.  $A^*$  est la constante de RICHARDSON effective qui varie d'un matériau à l'autre, qui tient compte de la variation de la température de la hauteur de la barrière. figure(III.5.6. 7.).

$$\text{III.9. } A^* = 4 \pi q m^* k^2 / h^2$$

Pour des électrons libres,  $A^* = A = 120 \text{ A/Cm}^2 / \text{°K}^2$ .

A étant la constante de RICHARDSON pour l'émission thermionique sous vide.

En toute vigueur, le dernier terme de l'équation III.6. doit être remplacé par  $\exp(eV / nkt)$ . n étant le facteur de "perfection" qu'on exprime par :

$$\text{III.10. } n = 1 + \frac{\partial \phi_B}{\partial V}$$

Sa valeur se situe en général entre 1 et 2.

Au courant total d'électrons  $J^n(V)$  va s'ajouter un courant dû à l'injection de trous dans le semi-conducteur  $J^p(V)$ .

Ce courant de minoritaires est limité par la diffusion :

$$\text{III.11. } J^p(V) = \frac{e p_o D_p}{L_p} [\exp(eV / KT) - 1]$$

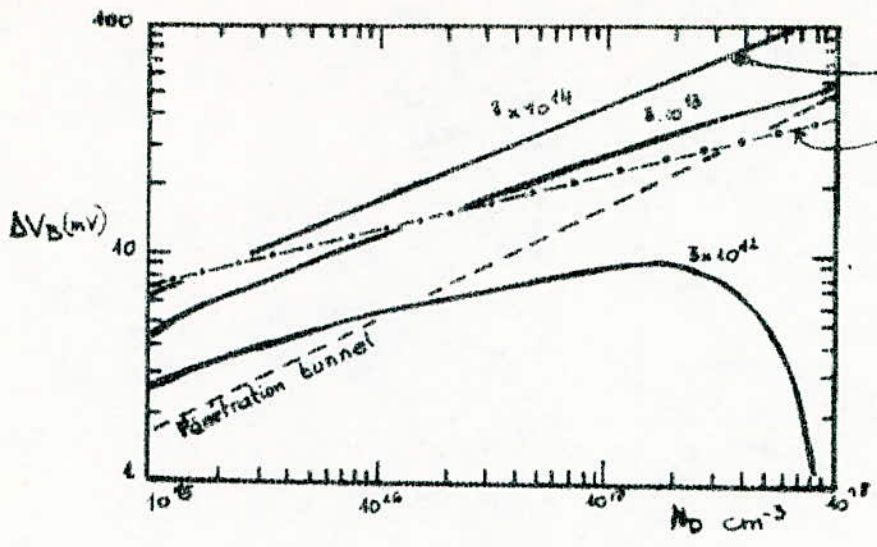


Fig III 5  
 variation de la hauteur de la barrière en fonction de la densité de charge d'espace

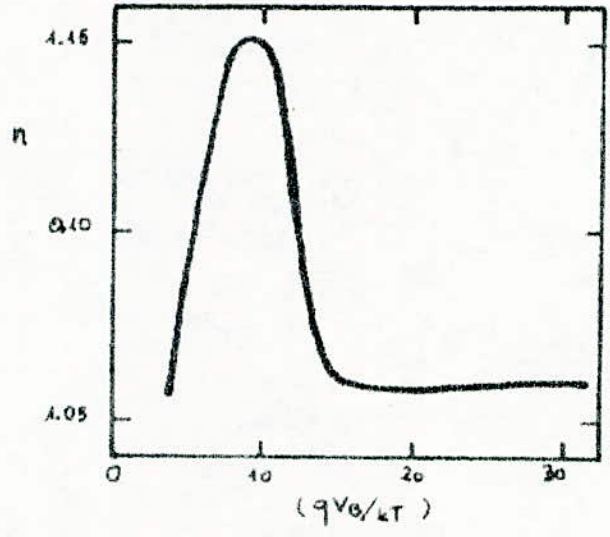


Fig III.6  
 Valeurs du paramètre  $n$  fonction de la hauteur de la barrière réduite ( $qV_0/kT$ )

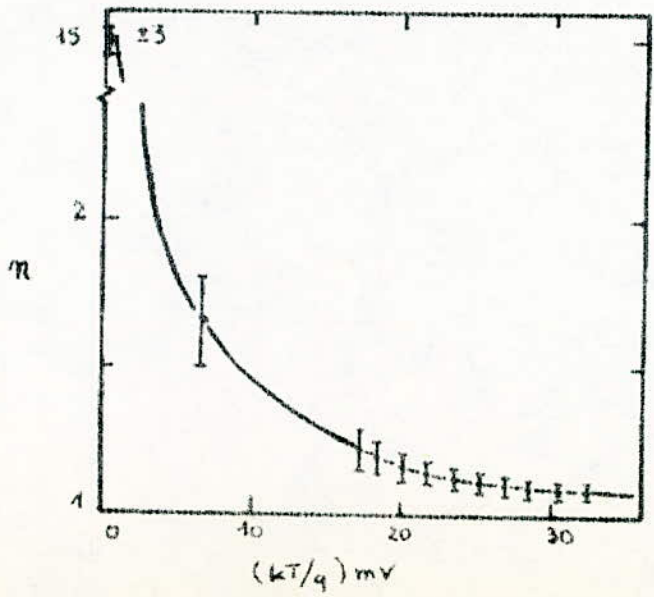


Fig III.7  
 Dépendance en température du paramètre  $n$ .  
 $I = I_s \exp(qV/nkT)$

Le courant d'obscurité  $J_0(V)$  sera la somme des équations (III.11.) et (III.8.) ;

$$\text{III.12. } J_0(V) = A^* T^2 \exp(-e\phi_B/KT) [\exp(eV/KT) - 1] + \implies$$

$$\frac{ep_0 D}{L p} [\exp(eV/KT) - 1]$$

L'expression précédente de  $J_0(V)$  nous permettra au paragraphe (III.3.) de faire une comparaison entre la jonction P.N et la structure Schottky M.S idéale.

Pour que l'effet photovoltaïque ait lieu dans une structure M.S , il faut que l'épaisseur du métal soit suffisamment faible pour laisser la lumière pénétrer dans le semi-conducteur.

L'éclairement crée des paires électrons-trous dans le semi-conducteur qui peuvent être séparées par le champ interne existant sur une distance  $W$ . Ceci n'est vrai que si la paire a été créée à une distance inférieure à la longueur de diffusion des porteurs. Un courant photoélectrique prend naissance ( $J_L$ ). La cellule solaire ainsi constituée développe une tension  $V$ , ce qui entraîne une modification du schéma de bande comme l'indique la figure (III.4.). Le potentiel de surface  $V_{bi}$  est devenu ( $V_{bi} - V$ ). Les traits en pointillés indiquent le flux de particules internes à la cellule et qui est dû justement à l'existence de  $V$ . En toute rigueur, l'éclairement modifie la population en porteurs minoritaires, et il faut résoudre de nouveau l'équation de diffusion qui donne le courant de diffusion de trous :

La densité de trous  $p(x)$  dans le semi-conducteur doit satisfaire à l'équation suivante :

$$\text{III.13. } D_p \frac{d^2 p(x)}{dx^2} - \frac{p(x) - p_0}{\tau_p} + \alpha \Phi \exp(-\alpha x) = 0$$

Le premier terme de cette équation correspond aux variations (dues à la diffusion) du nombre de porteurs minoritaires, le deuxième est relié à la durée de vie des porteurs, le troisième donne la densité  $g(x)$  de paires électrons-trous créés par unité de temps à la distance  $x$ .  $\Phi$  représente la densité de flux lumineux à  $x = 0$ . Donc :

$$\text{III.14.} \quad J_w^p = D_p \left. \frac{dp(x)}{dx} \right|_{x=W}$$

L'expression de  $p(x)$  se déduit de III.13., ce qui permet de calculer  $J_w^p$  :

$$\text{III.15.} \quad J_w^p = e \left[ \frac{\alpha \phi L_p \exp(-\alpha W)}{1 + \alpha L_p} - \frac{p^* D_p}{L_p} \right]$$

où  $p^* = p(W) - p_0$ .

Si on suppose que le quasi-niveau de Fermi pour les minoritaires est constant dans la zone désertée et est égal à celui du métal on obtient :

$$\text{III.16.} \quad p^* = p_0 \left[ \exp\left(\frac{e\psi}{kT}\right) - 1 \right]$$

La densité de porteurs minoritaires provenant des paires électron-trou créées par la lumière peut être obtenue à partir de  $g(x)$  de l'équation (III.13.). On obtient par intégration :

$$\text{III.17.} \quad J_L^p = e\phi \left[ 1 - \exp(-\alpha W) \right]$$

Si on néglige les recombinaisons en surface et dans la zone de charge d'espace l'équation III.2. s'écrit :

$$\text{III.18.} \quad J = J_L^p + J_w^p - J^p(V)$$

Soit :

$$\text{III.19.} \quad J = e\phi \left[ 1 - \frac{\exp(-\alpha W)}{(1 + \alpha L_p)} \right] - A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_B}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{e\psi}{kT}\right) - 1 \right] -$$

$$\frac{e p_0 D_p}{L_p} \left[ \exp\left(\frac{e\psi}{kT}\right) - 1 \right]$$

On montre que pour un contact idéal or-silicium type n le dernier terme de l'équation III.19. est négligeable. Par contre le deuxième terme augmente rapidement avec la température. Donc le courant de la cellule est très sensible à ce paramètre.

### III.3. - COMPARAISON ENTRE PN ET MS

Les photopiles à jonction P.N ou à contact M.S présentent toutes deux un effet redresseur dans leur caractéristiques courant-tension.

En comparant les équations  $J_o(V) = J_p + J_n = J_s (e^{ev/KT} - 1)$  (III.13) et (III.12), on montre que le premier terme de l'équation (III.12) est prédominant et est supérieur au second de plusieurs ordre de grandeur. Or le deuxième terme de (III.12) étant du même ordre de grandeur que l'équation (III.13). Donc on peut dire que le courant d'obscurité d'une structure M.S est bien supérieur à celui d'une jonction P.N. ce qui constitue un désavantage pour les photopiles M.S. On peut conclure que la tension de circuit ouvert  $V_{co}$  sera plus faible pour la structure M.S. en tant que convertisseur photovoltaïque.

## C H A P I T R E    I V

### RECOMBINAISON EN SURFACE

#### IV.1. - ORIGINE DES CENTRES DE RECOMBINAISON ET DE GENERATION

Quand on introduit dans du silicium des impuretés de la colonne III et de la colonne V, elles créent des niveaux d'énergie dans la bande interdite. Par suite de la similarité de ces éléments avec  $S_i$ , les niveaux d'énergie qui leur sont associés sont peu profonds, c'est-à-dire qu'ils sont proches de la limite de la bande de valence ou de celle de conduction. D'autres impuretés comme l'or dans le silicium, créent des niveaux près du milieu de la bande interdite. Par conséquent, ils agissent efficacement comme centres de recombinaison et de génération. L'or a deux niveaux d'énergie, un niveau accepteur (qui peut être neutre ou chargé négativement) près du milieu de la bande interdite et un niveau donneur (qui peut être neutre ou chargé positivement) à environ 0,2 ev au dessous du milieu de la bande interdite.

Dans l'injection à faible niveau, on peut décrire le comportement de l'or dans  $S_i$  avec une bonne approximation en considérant seulement le niveau accepteur dans le type N et le niveau donneur dans le type P.

#### IV.2. - RECOMBINAISON EN SURFACE EN REGIME PERMANENT

Supposons qu'on dispose d'une plaque de semi-conducteur uniformément éclairée et que la recombinaison en surface des porteurs excédentaires soit augmentée sur un côté de la plaque, comme le montre la figure (IV.1). Par suite de l'accroissement du taux de recombinaison sur la face correspondante au plan  $x = 0$ , la concentration excédentaire en porteurs minoritaires est plus faible dans ce plan que dans le volume du semi-conducteur. Il en résulte un courant de minoritaires et de majoritaires vers la surface où ils se recombinent. Parcequ'un électron se recombine avec un trou, la densité de courant de trous  $J_p$ , est égale à la densité de courant d'électrons  $J_n$ .

En conséquence, le courant résultant est nul. Dans tout ce qui suit, on considère que le semi-conducteur est de type N. La distribution de trous est obtenue à partir d'une solution de l'équation de continuité (Chap. II) :

$$\text{IV.1.} \quad \frac{dp}{dt} = -\frac{1}{e} \frac{\partial J_p}{\partial x} + G_L - U$$

Où  $U = R - G_{th}$  est le taux de recombinaison résultant  $G_{th}$  est le taux de génération dans l'obscurité, suscité par un mécanisme thermique ;  $R$  taux de recombinaison.

$$J_p = -e D_p \frac{\partial p}{\partial x} + \mu_p e p E$$

On montre que dans le cas d'un faible niveau d'injection, le courant dû au champ électrique est négligeable par rapport au courant dû à la diffusion. Dans ce cas l'équation IV.1. devient donc :

$$\text{IV.2.} \quad \frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + G_L - \frac{p - p_0}{\tau_p}$$

$G_L$  étant le taux de génération suscité par la lumière absorbée. L'équation IV.2 du transport des minoritaires représente simplement l'équation de diffusion en y ajoutant les termes de génération et de recombinaison.

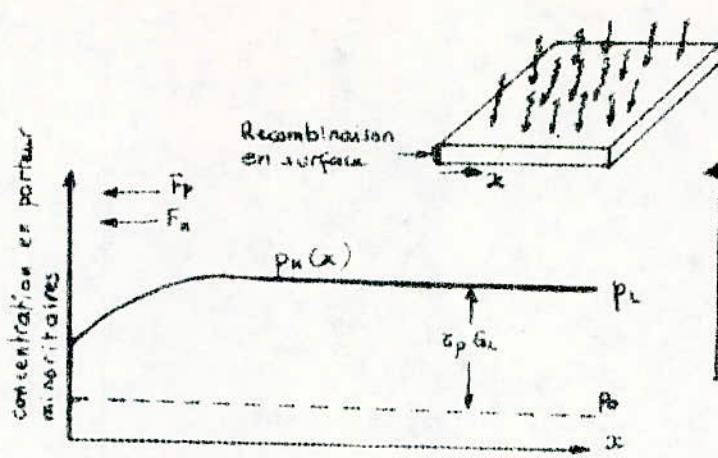
En revenant au problème de la recombinaison en surface qui nécessite en régime permanent que  $\frac{\partial p}{\partial t} = 0$  et en prenant pour conditions aux limites :

$$\text{IV.2.a.} \quad p(\infty) = p_L = p_0 + \tau_p G_L$$

$$\text{et} \quad D_p \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x=0} = s_p [p(0) - p_0] \quad \text{IV.2.b.}$$

La solution de l'équation IV.2. est donc :

$$\text{IV.3.} \quad p(x) = p_L - (p_L - p_0) \frac{s_p \tau_p / L_p}{1 + s_p \tau_p / L_p} e^{-x/L_p}$$



lumière absorbée de façon uniforme

Fig IV-1. Distribution des porteurs minoritaires en régime stationnaire dans un S.C. uniformément éclairé en présence d'une recombinaison en surface.

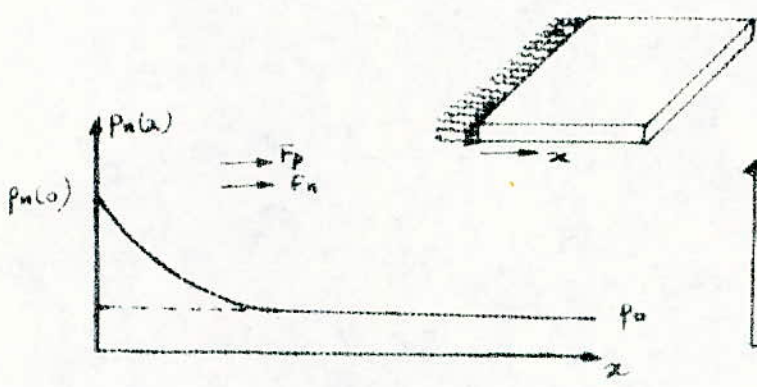
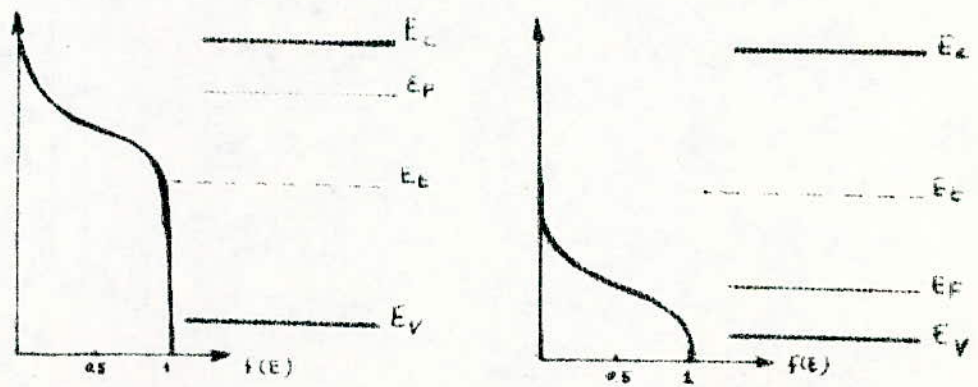


Fig IV-2. Représentation de la distribution des porteurs minoritaires dans un échantillon éclairé d'un seul côté.



$f(E_C) = 1$   
S.C. de type n

$f(E_C) = 0$   
S.C. de type p

Fig IV-6. Etat de charge des centres de la bande interdite dans un semi-conducteur de type n et p à l'équilibre



La seconde condition aux limites indique que les porteurs minoritaires qui atteignent la surface s'y recombinent. Comme dans le cas de la recombinaison en volume (Chap.II.), on suppose que le taux de recombinaison à la surface est proportionnel à la concentration excédentaire en porteurs minoritaires ( $p - p_0$ ). La constante de proportionnalité  $s_p$  qui a pour unité le cm/s est appelée : vitesse de recombinaison en surface. Si au lieu de l'éclairement précédent on n'éclaire la même plaque de semi-conducteur que sur un seul côté, toute la lumière est absorbée dans une très fine couche proche de la surface du semi-conducteur (fig.IV.2). Dans cette couche mince s'accumule une forte concentration excédentaire en porteurs minoritaires. L'excès de porteurs minoritaires diffuse alors vers les régions non perturbées du semi-conducteur. Puisqu'aucun courant ne pénètre dans l'échantillon, la distribution de la concentration en porteurs majoritaires doit être telle que le flux résultant d'électrons et de trous soit de même sens et de même valeur. La distribution des minoritaires en régime permanent dans le volume du semi-conducteur doit satisfaire l'équation :

$$\text{IV.4.} \quad D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p - p_0}{\tau_p} = 0$$

Ainsi que les conditions aux limites :

$$p(0) = \text{constante, fonction de l'intensité de la lumière}$$

et

$$p(\infty) = p_0$$

La solution est alors donnée par :

$$\text{IV.5.} \quad p(x) = p_0 + [p(0) - p_0] e^{-x/L_p}$$

Dans chacun des deux cas précédents, le retour vers l'équilibre est lié au même paramètre, la durée de vie (ou la longueur de diffusion) des porteurs minoritaires.

IV.3. - CINÉTIQUE DU PROCESSUS DE RECOMBINAISON EN SURFACE

On rencontre deux sortes de recombinaisons en surface :

a - Recombinaison par transition directe :

Les électrons de la bande de conduction et les trous de la bande de valence se recombinent directement.

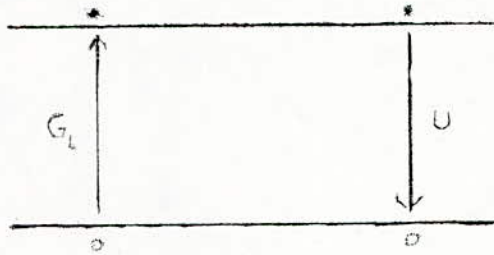


fig. IV.3. - Recombinaison par transition directe.

La recombinaison par transition directe a pour valeur  $U$ . Dans un tel processus, les électrons perdent une énergie de l'ordre de celle de  $E_g$ . Cette énergie peut être émise sous forme de lumière ou dissipée sous forme de chaleur.

$$R = \alpha n \cdot P$$

$\alpha$  est une constante de proportionnalité.

A l'équilibre on a :

$$R = G_{th} = \alpha n_0 p_0$$

Dans le cas de l'injection de faible niveau  $n \approx n_0$ .

Par conséquent :

$$U = R - G_{th} = \alpha n_0 (p - p_0)$$

D'où la durée de vie du mécanisme de recombinaison :

$$\tilde{\tau}_p = \frac{1}{\alpha n_0}$$

Ce type de recombinaison n'est important que dans certains types de semi-conducteur tel que  $G_a A_s$ . Ce n'est pas le cas du silicium et du germanium qui se rapprochent le plus du second type de recombinaison.

b. - Recombinaison et génération mettant en oeuvre des centres recombinaisons (TRAPPING CENTERS)

Les imperfections dans le semi-conducteur peuvent rompre la périodicité parfaite du réseau cristallin, et introduire dans la bande interdite des niveaux d'énergie comparables à ceux des atomes donneurs ou accepteurs. Ces niveaux d'énergie agissent comme des "relais" au cours des transitions des électrons et des trous entre les bandes de conduction et de valence. Parce que la probabilité de transition dépend de la distance entre ces niveaux et la limite des bandes, les imperfections peuvent rendre ces transitions plus probables et, par conséquent, avoir une influence importante sur la durée de vie dans le semi-conducteur. La théorie du mécanisme de recombinaison et de génération dans laquelle interviennent ces centres recombinaisons, développée par Hall, Shockley et Read, a expliqué avec un remarquable succès un grand nombre de phénomènes dans les cristaux et les dispositifs à semi-conducteur.

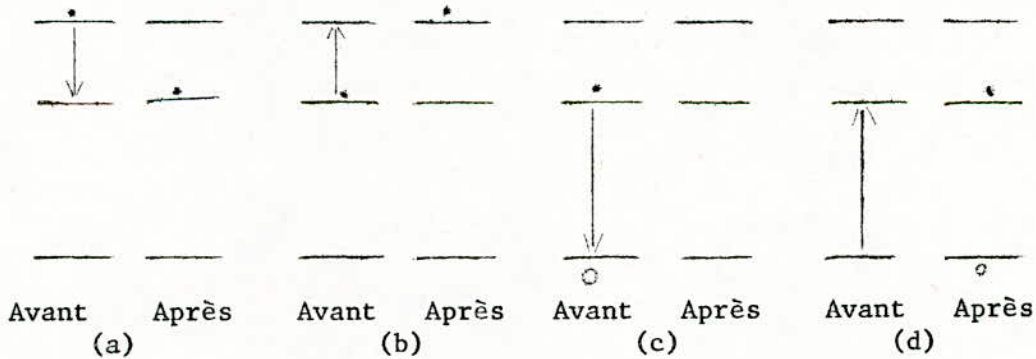


fig.IV.4. - Recombinaison et génération grâce aux centres.

- \* Le mécanisme (a) correspond à la capture de la bande de conduction par l'intermédiaire d'un centre.
- \* Le mécanisme (b) correspond à l'émission d'un électron qui passe d'un centre à la bande de conduction.
- \* Le mécanisme (c) correspond à la capture d'un trou de la bande de valence par un centre, transition équivalente à celle d'un électron qui passe d'un centre à la bande de valence.

\* Le mécanisme (d) correspond à l'émission d'un trou qui passe d'un centre à la bande de valence, transition équivalente à celle d'un électron qui passe de la bande de valence à un centre et qui laisse un trou dans la bande de valence.

Le taux de capture de l'électron - mécanisme (a) - est proportionnel à la concentration en électrons libres  $n$  dans la bande de conduction et aussi à la concentration en centres qui ne sont pas occupés par des électrons. Ceci est dû au fait qu'un électron ne peut occuper qu'un seul centre à la fois. Si la concentration en centres de recombinaison dans le semi-conducteur est  $N_s$ , la concentration en centres inoccupés est  $N_s(1 - f)$  où  $f$  est la probabilité d'occupation d'un centre par un électron. A l'équilibre on a :

$$\text{IV.6.} \quad f = \frac{1}{1 + e^{(E_s - E_f) / KT}}$$

$E_s$  étant le niveau d'énergie du centre.

Le taux de variation du mécanisme (a) est donné par :

$$\text{IV.7.} \quad r_{ce} = v_{th} \sigma_n n N_s (1 - f)$$

$v_{th}$  est la vitesse d'origine thermique des porteurs

$$v_{th} = \sqrt{3KT/m} \approx 10^7 \text{ cm/s à la température ambiante.}$$

$\sigma_n$  est la section efficace de capture d'un centre.

Le taux d'émission d'électrons - mécanisme (b) - est proportionnel à la concentration en centres occupés par des électrons, c'est-à-dire  $N_s.f$ .

D'où :

$$\text{IV.8.} \quad r_{ee} = e_n N_s.f.$$

$e_n$ , probabilité d'émission, est la probabilité d'avoir un saut à partir d'un centre occupé vers la bande de conduction. Elle dépend donc de la densité des états inoccupés dans la bande de conduction et de la position du centre dans la bande interdite.

Le taux de capture efficace des trous-mécanisme (c) - est par analogie avec le mécanisme (a) donné par :

$$\text{IV.9.} \quad r_{ct} = v_{th} \sigma_p p N_s \cdot f.$$

Le taux d'émission des trous - mécanisme (d) - est donné par :

$$\text{IV.9'.} \quad r_{et} = e_p N_s (1 - f)$$

$e_p$  est la probabilité d'émission des trous.

A l'équilibre, aucun mécanisme de génération externe n'intervient,  $G_L = 0$ , les taux des deux mécanismes à partir desquels les transitions à l'intérieur et à l'extérieur de la bande de conduction ont lieu doivent être égaux ; par conséquent on a :  $r_{ce} = r_{ee}$  ce qui nous fournit :

$$e_n = v_{th} \cdot \sigma_n N_c e^{-(E_c - E_s)/KT} = v_{th} \cdot \sigma_n n_i e^{(E_s - E_{fi})/KT} \quad \text{IV.10.}$$

La probabilité d'émission des électrons  $e_n$  augmente exponentiellement lorsque le niveau d'énergie  $E_s$  des centres se rapproche de la limite de la bande de conduction  $E_c$ . De façon identique, à l'équilibre, les deux mécanismes par lesquels les trous entrent et quittent la bande de valence, doivent avoir des taux identiques, donc  $r_{ct} = r_{et}$ .

De cette manière, on obtient :

$$e_p = v_{th} \cdot \sigma_p N_v e^{-(E_s - E_v)/KT} = v_{th} \cdot \sigma_p n_i e^{(E_i - E_s)/KT} \quad \text{IV.11.}$$

$e_p$  augmente exponentiellement lorsque le niveau d'énergie  $E_s$  des centres tend vers la limite de la bande de valence. Considérons maintenant un cas en dehors de l'équilibre, comme par exemple, un semi-conducteur uniformément éclairé avec un taux de génération par unité de volume  $G_L$ . En plus des transitions (a), (b), (c) et (d), les électrons passent de la bande de valence à celle de conduction sous l'effet de la lumière.

En régime permanent :

$$\text{IV.12.} \quad \frac{dn}{dt} = G_L - (r_{ce} - r_{ee}) = 0$$

$$\text{IV.13.} \quad \frac{dp}{dt} = G_L - (r_{ct} - r_{et}) = 0$$

Les équations (IV.12) et (IV.13) correspondent à l'équilibre quand  $G_L = 0$ . Dans des conditions hors d'équilibre, on élimine  $G_L$  entre les deux précédentes équations. On tire alors :

$$r_{ce} - r_{ee} = r_{ct} - r_{et}$$

et par conséquent la probabilité d'occupation  $f$  des centres dans des conditions de non équilibre :

$$IV.14. \quad f = \frac{\sigma_n n + \sigma_p N_v e^{-(E_s - E_v)/KT}}{\sigma_n [n + N_c e^{-(E_c - E_s)/KT}] + \sigma_p [p + N_v e^{-(E_s - E_v)/KT}]}$$

En substituant  $f$  dans l'expression du taux de recombinaison résultant  $U = r_{ce} - r_{ee} = r_{ct} - r_{et}$  on tire :

$$IV.15. \quad U = \frac{\sigma_p \delta n v_{th} N_s [pn - n_i^2]}{\sigma_n [n + N_c e^{-(E_c - E_s)/KT}] + \sigma_p [p + N_v e^{-(E_s - E_v)/KT}]}$$

Cas particulier :  $\sigma_p = \sigma_n = \sigma$  entraîne :

$$IV.16. \quad U = \sigma v_{th} N_s \frac{pn - n_i^2}{n + p + 2 n_i \text{ch} \left( \frac{E_s - E_i}{KT} \right)}$$

D'après cette relation, il est aisé de remarquer qu'un centre de recombinaison est plus efficace lorsque les deux probabilités d'émission sont sensiblement égales, c'est-à-dire, que son niveau d'énergie est proche du milieu de la bande interdite.

#### IV.4. - DUREE DE VIE DANS LE CAS DE FAIBLE NIVEAU D'INJECTION

Pour un semi-conducteur de type N on a  $n \gg p$ . En outre pour des centres recombinants efficaces,  $n \gg n_i e^{(E_s - E_i)/KT}$ . Dans ces conditions :

$$IV.17. \quad U = \frac{\sigma_p \delta n v_{th} N_s [np - n_i^2]}{\sigma_n n} = \sigma_p v_{th} N_T [p - p_0]$$

Comme on a supposé que  $U = [p - p_0] / \tau_p$  on trouve :

$$IV.18. \quad \tau_p = 1/\sigma_p v_{th} N_s$$

La durée de vie est indépendante de la concentration en électrons. Ainsi dès qu'un trou est capturé par un centre, il est suivi immédiatement par la capture d'un électron, ce qui complète le processus de recombinaison. En d'autres termes, la capture de porteurs minoritaires est la cause qui limite le processus de recombinaison.

Si la recombinaison était limitée par le taux de capture de trous,  $U$  devrait être égale au taux du mécanisme (c). Cependant, pour que  $r_{ct}$  conduise à l'équation IV.17., il faut que  $f \approx 1$ . Ce qui veut dire que le semi-conducteur de type N, la plupart des centres sont occupés par des électrons, figure IV.6. Un raisonnement analogue pour un semi-conducteur de type P conduit à :

$$IV.19. \quad U = \sigma_n v_{th} N_s [n - n_0]$$

par conséquent la durée de vie dans un semi-conducteur de type P est donnée par :

$$IV.20. \quad \tau_n = 1/\sigma_n v_{th} N_s$$

#### IV.5. - RECOMBINAISON EN SURFACE

Jusqu'ici nous n'avons considéré que des centres recombinants distribués uniformément dans le semi-conducteur. Considérons maintenant le cas où une concentration importante de centres existe dans une couche mince d'épaisseur  $x$ , près de la surface de l'échantillon, figure (IV. 7). Afin de faire disparaître l'écart entre la concentration excédentaire en porteurs dans cette couche superficielle et dans le reste du semi-conducteur, des porteurs vont diffuser à partir du volume du semi-conducteur.

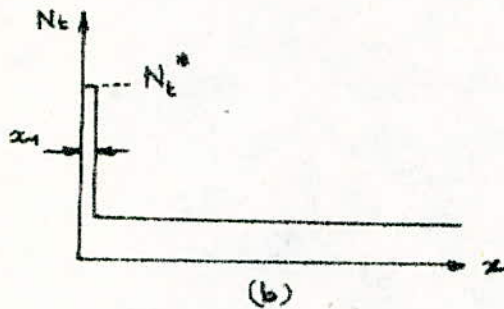
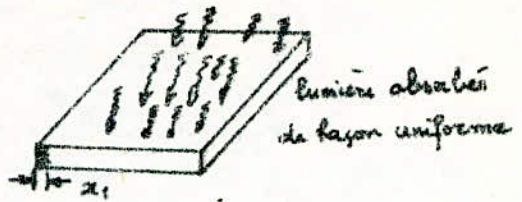
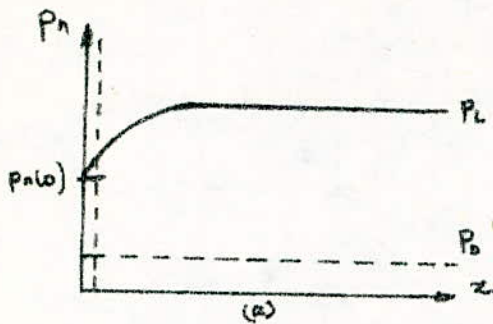


Fig III-7. Causes de recombinaison accrue près de la surface par suite d'une densité de centres recombinants élevée et distribution de l'excès de porteurs minoritaires (une zone de charge d'espace en surface n'est pas présente).

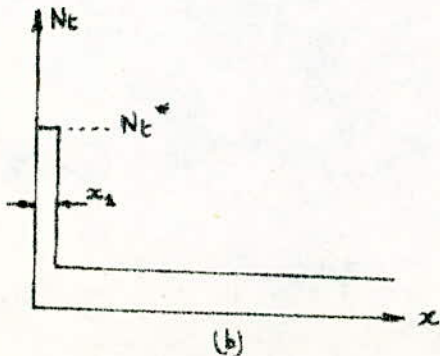
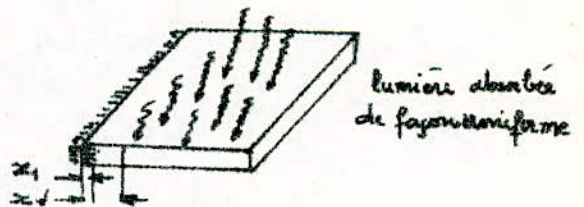
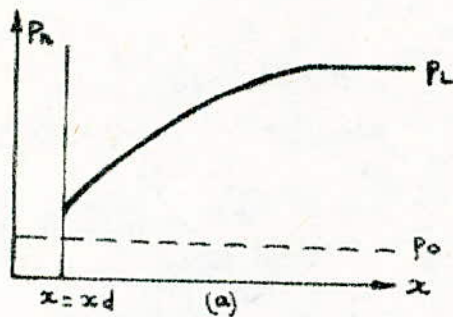


Fig III-8. Causes de recombinaison en surface accrue près de la surface par suite d'une densité en centres élevés et distribution résultante de l'excès de porteurs minoritaires (région de charge d'espace en surface induite par des ions négatifs).



Le flux de porteurs, qui circule vers cette surface, fournit les porteurs qui participent à la recombinaison. Leur nombre par unité de surface et par unité de temps est donné par :

$$IV.21. \quad U_s = \sigma_p v_{th} N_s x_1 [p(o) - p_o]$$

$p(o)$  étant la concentration moyenne en porteurs minoritaires dans la couche superficielle. Puisque le flux de porteurs minoritaires dans cette région doit être égale à  $U_s$ , on tire :

$$IV.22. \quad D_p \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x=0} = \sigma_p v_{th} N_s x_1 [p(o) - p_o]$$

En comparant avec la condition IV.2.b., on voit que la vitesse de recombinaison en surface des trous est donnée par :

$$IV.23. \quad s_p = \sigma_p v_{th} N_{ss} \quad \text{où} \quad N_{ss} = N_s x_1$$

Dans la réalité, il arrive souvent que des ions négatifs se trouvent à la surface du semi-conducteur de type N. (figure IV.8). Les électrons sont alors repoussés de la surface et les trous y sont attirés. La neutralité électrique n'est plus assurée dans une zone d'épaisseur  $x_d$  proche de la surface appelée zone de charge d'espace en surface.

Dans ce cas le taux de recombinaison en surface est :

$$IV.24. \quad U_s = \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} N_{ss} [p_s n_s - n_i^2]}{\sigma_n [n_s + n_i e^{(E_s - E_i)/KT}] + \sigma_p [p_s + n_i e^{(E_i - E_s)/KT}]}$$

$n_s$  et  $p_s$  désignent les concentrations superficielles en électrons et en trous.

Cas particulier :  $\sigma = \sigma_p = \sigma_n$  et  $E_s = E_i$

$$IV.25. \quad U_s = \sigma v_{th} N_{ss} \frac{p_s n_s - n_i^2}{n_s + p_s + 2n_i} = s_o \frac{p_s n_s - n_i^2}{n_s + p_s + 2n_i}$$

$s_0 = \sigma v_{th} N_{ss}$  est la vitesse de recombinaison en surface en l'absence de zone de charge d'espace superficielle. Si le taux de recombinaison dans la zone de charge d'espace n'est pas trop élevé, le flux de porteurs minoritaires peut être confondu avec celui des porteurs minoritaires atteignant la limite de la zone de charge d'espace superficielle. Donc :

$$IV.26. \quad D_p \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x = x_d} = s_0 \frac{p_s n_s - n_i^2}{n_s + p_s + 2n_i}$$

Si on suppose que le produit des concentrations en électrons et en trous est constant dans la zone de charge d'espace superficielle même en dehors de l'équilibre on arrive à :

$$p_s n_s = p(x_d) n(x_d) = p(s_d) \cdot N_D$$

comme  $p_0 N_D \approx n_i^2$  on obtient :

$$IV.27. \quad D_p \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x = x_d} = s_0 \frac{N_D}{n_s + p_s + 2n_i} [p(x_d) - p_0]$$

$$IV.27'. \quad D_p \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x = x_d} = s [p(x_d) - p_0]$$

en posant : 
$$s = s_0 \frac{N_D}{n_s + p_s + 2n_i}$$

qui n'est autre que la vitesse de recombinaison en surface. Elle est maximale lorsque  $(n_s + p_s)$  est minimale, et ceci lorsque  $n_s \approx p_s \approx n_i$  d'où

$$s_{\max} = s_0 \frac{N_D}{4n_i}$$

## C H A P I T R E   V

### CELLULES SOLAIRES M.I.S.

#### V.1. - INTRODUCTION

Lors de l'étude des cellules M.S idéales, dans le chapitre III, on a remarqué que les performances photovoltaïques de ces dispositifs étaient limitées. L'étude de la structure  $S_i$ -  $SiO_2$  présage certaines améliorations qui pourraient survenir dans les caractéristiques I.V des cellules photovoltaïques M.I.S. Afin de tenter d'expliquer ce phénomène, on a été amené à développer certaines approches théoriques dont :

- \* Influence de l'interaction des niveaux localisés (à l'interface isolant semi-conducteur) avec le métal ou le semi-conducteur.
- \* Modification de la hauteur de la barrière de potentiel à l'interface en fonction des charges fixes dans l'isolant ou à l'interface isolant-semi-conducteur.
- \* Contrôle du courant de porteurs majoritaires et de porteurs minoritaires par la couche mince isolante déposée entre métal et semi-conducteur.

D'autres solutions expérimentales tout aussi importantes seront décrites dans le chapitre VI.

#### V.2. - INFLUENCE DES NIVEAUX LOCALISES A L'INTERFACE ISOLANT-SEMI-CONDUCTEUR

Nous avons vu, dans le chapitre IV, qu'un élément étranger, ou même un défaut de réseau dans le cristal semi-conducteur, peut introduire des niveaux d'énergie dans la bande interdite. On pourrait s'attendre à ce que la discontinuité importante introduite par la surface du cristal, là où se termine le réseau du semi-conducteur, puisse aussi introduire des densités importantes de niveaux dans la bande interdite.

Ces niveaux sont appelés états de surface. Si ces états de surface avaient des niveaux d'énergie proches du milieu de la bande interdite, nous devrions nous attendre à ce qu'ils se comportent comme des centres de recombinaison efficaces. Il existe des échanges de charges entre ces niveaux d'énergie et le semi-conducteur ou le métal. Un état de surface est considéré comme un état donneur s'il peut être neutre et devenir positif en donnant un électron. Il est considéré comme un état accepteur s'il peut être neutre et devenir négatif en acceptant un électron. Dans les structures M.I.S. peuvent également intervenir des charges fixes apparemment situées près de l'interface isolant-semi-conducteur. L'ensemble de ces charges fixes est appelé charge d'états de surface et sa densité par unité de surface est désignée par  $Q_{ss}$ . Elle est fixe, insensible aux modifications de champ électrique. Elle n'est pas modifiée dans les conditions qui conduiraient au déplacement d'éventuels ions de sodium présents dans l'isolant (cas de  $SiO_2$ ). Sa densité n'est pas influencée de façon importante par l'épaisseur de l'isolant, ni par le type et la concentration en impuretés dans le semi-conducteur. Elle dépend étroitement des conditions d'oxydation et de recuit ainsi que de l'orientation cristalline du semi-conducteur : figure (V.1) et figure (V.2.). En général, en ce qui concerne les niveaux localisés à l'interface, on utilise une distribution linéaire pour l'énergie de ces états de surface. En réalité la forme de la distribution d'états de surface obtenue expérimentalement n'est pas linéaire : figure (V.3.). La théorie de FONASH propose de représenter la distribution des niveaux localisés par la fonction :

$$V.1. \quad N_{ss} \cosh \left[ (E - \phi_0)/E_0 \right]$$

$\phi_0$  étant un paramètre qui permet de centrer la distribution par rapport à la bande interdite et  $E_0$  permet d'agir sur la forme de la courbe. Ainsi pour  $E_0 \approx 10eV$ , la distribution est linéaire.  $N_{ss}$  est la densité d'états de surface au milieu de la bande interdite (Chapitre IV).

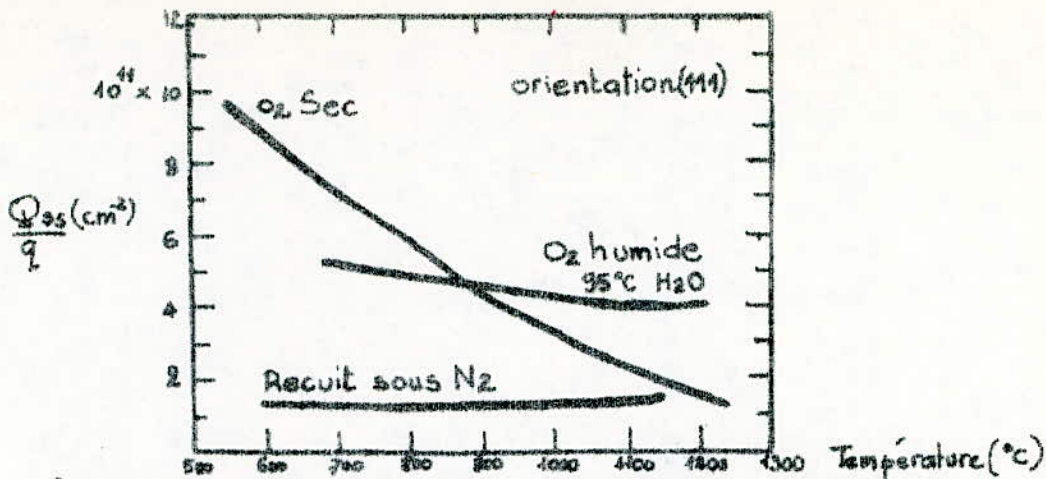


Fig. I-1. Densité d'états de surface en fonction de la température et du gaz ambiant lors du traitement thermique.

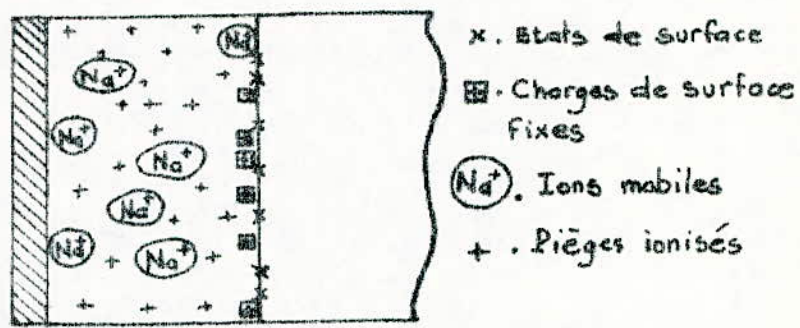


Fig. V-2. Classification de base des états et charges dans une diode non idéale (M.I.S.)

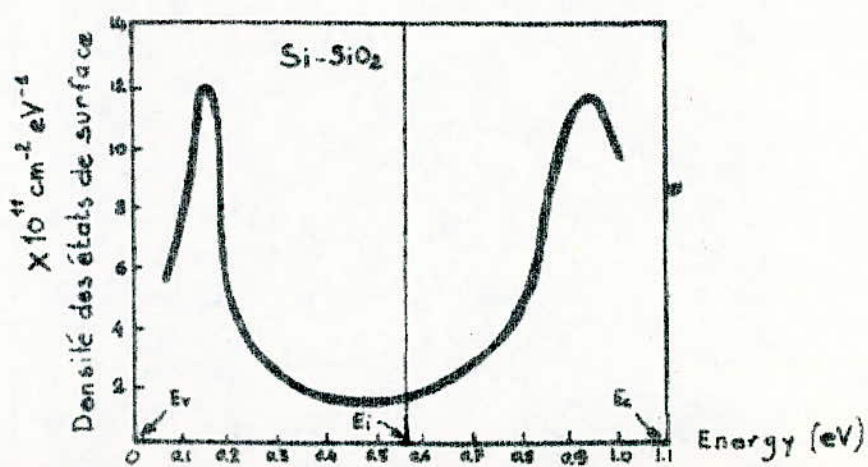


Fig. V-3. Variation de la densité d'états de surface du système Si-SiO<sub>2</sub>

Le diagramme de bande d'énergie d'une structure métal-isolant-semi-conducteur type N à l'équilibre thermodynamique est donné par la figure (V.4.). Les états de surface  $y$  sont représentés par une distribution en cosinus hyperbolique centrée en  $\phi_0$ .  $\phi_0$  étant mesurée à partir du haut de la bande de valence, à la surface du semi-conducteur. Au dessous de  $\phi_0$ , les états d'interface doivent être remplis afin d'assurer la neutralité à la limite de l'interface dans le cas où les états sont considérés comme états accepteurs. Pour la même raison et dans le cas où ils sont considérés comme états donneurs, les états d'interface au-dessus de  $\phi_0$  doivent être vides. Si l'échantillon développe une tension  $V$  à ses bornes, le diagramme de bande d'énergie devient celui de la figure (V.5.). Cette tension se répartit entre le semi-conducteur ( $V_s$ ) et l'isolant ( $V_I$ ) :

$$V.2. \quad V = V_s + V_I$$

La population des états localisés proche de la surface du semi-conducteur est caractérisée par la position du quasi niveau de Fermi des états de surface  $E_{FI}$ . La densité de charge  $Q_{ss}$  dans les niveaux de surface s'obtient par intégration de l'équation (V.1.) entre  $\phi_0$  et  $E_{FI}$ .

$$V.3. \quad Q_{ss} = \int_{\phi_0}^{E_{FI}} -eN_{ss} \cosh\left(\frac{E - \phi_0}{E_0}\right) dE$$

En notant que  $E_{FS} - E_{FI} = E_{FSS}$ ,  $E_{FS}$  étant le niveau de Fermi du semi-conducteur, on trouve alors que :

$$V.4. \quad Q_{ss} = -eN_{ss} E_0 \sinh\left(\frac{E_g - \phi_B - \phi_0 + V_s - E_{FSS}}{E_0}\right)$$

Les charges présentes dans la zone de charge d'espace sont reliées au champ  $E_s$  dans le semi-conducteur à l'interface par :

$$V.5. \quad Q_{sc} = \epsilon_s E_s$$



$\epsilon_s$  étant la constante diélectrique relative au semi-conducteur.  $E_s$  est obtenu par intégration de l'équation de Poisson le long de la zone de charge d'espace en faisant l'hypothèse que dans les limites d'intégration, le quasi niveau de Fermi des trous  $E_{FP}$  est constant et égal à celui en surface  $E_{FPS}$ . Le calcul tient compte de la distribution des porteurs majoritaires et minoritaires.

$E_s$  est alors donné par :

$$E_s = \left( \frac{2eN_D KT}{\epsilon_s} \right)^{1/2} \left[ \exp\left(-\frac{V_{bi} - V_s}{KT}\right) + \left(\frac{V_{bi} - V_s}{KT}\right) - 1 + \frac{p_0}{n_0} \right. \\ \left. \exp \frac{E_{FPS}}{KT} \left( \exp \frac{V_{bi} - V_s}{KT} - 1 \right) \right]^{1/2} \quad \text{V.6.}$$

L'équation (V.5.) devient alors :

$$Q_{sc} = (2e\epsilon_s KT N_D)^{1/2} \left[ \frac{V_{bi} - V_s}{KT} + \frac{p_0}{n_0} \exp \frac{E_{FPS}}{KT} \left( \exp \frac{V_{bi} - V_s}{KT} - 1 \right) \right. \\ \left. + \exp\left(-\frac{V_{bi} - V_s}{KT}\right) - 1 \right]^{1/2} \quad \text{V.7.}$$

La densité de charge équivalente à l'interface est  $Q_{sc} + Q_{ss}$ . Il doit lui correspondre une charge  $Q_m$  sur le métal et de signe opposé :

$$Q_m = - (Q_{sc} + Q_{ss}) \quad \text{V.8.}$$

Le potentiel  $(\Delta - V_I)$  dans l'isolant est obtenu en appliquant le théorème de Gauss :

$$\frac{\Delta - V_I}{d} = - \frac{Q_m}{\epsilon_i} \quad \text{V.9.}$$

$d$  étant l'épaisseur du film isolant et  $\Delta$  est donné dans le cas d'un équilibre thermodynamique par :

$$\Delta = \phi_m - \phi_b - X \quad \text{V.10.}$$



Dans le cas de non équilibre on aura :

$$V.11. \quad \Delta - V_I = -V_I + \phi_m - \phi_B - X = -\frac{d}{\epsilon_i} \cdot \implies$$

$$Q_m = \frac{d}{\epsilon_i} (Q_{sc} + Q_{ss})$$

En tenant compte de l'équation (V.2.) on a :

$$V.12. \quad V_S = V - V_I$$

Ainsi par soustraction de l'équation (V.11.) à partir de l'équation (V.12.) et en remplaçant  $Q_{ss}$  et  $Q_{sc}$  par leurs expressions dans les équations (V.4.) et (V.7.), on obtient :

$$V_S = V + \phi_b - \phi_m + X - \frac{d}{\epsilon_i} e E_0 N_{ss} \sinh \left[ \frac{(E_g - \phi_b - E_{FSS} - \phi_o + V_S)/E_o}{kT} \right]$$

$$+ \frac{d}{\epsilon_i} (2e\epsilon_s kT N_d)^{1/2} \left[ \frac{V_{bi} - V_S}{kT} + \frac{P_o}{n_o} \exp \frac{V}{kT} \cdot \left( \exp \frac{V_{bi} - V_S}{kT} - 1 \right) \right. \\ \left. + \exp \left( -\frac{V_{bi} - V_S}{kT} \right) - 1 \right]^{1/2} \quad V.13.$$

A partir de cette équation qui est une relation générale entre  $V$  et  $V_S$ , on peut trouver la relation entre  $\phi_b$  et  $\phi_m$  lorsqu'on a :  $V = V_S = 0$

$$\phi_m = \phi_b + X + \frac{d}{\epsilon_i} Q_{ss} + \frac{d}{\epsilon_i} (2e\epsilon_i kT N_d)^{1/2} \left[ \frac{V_{bi}}{kT} + \frac{P_o}{n_o} \left( \exp \frac{V_{bi}}{kT} - 1 \right) \right. \\ \left. + \exp \left( -\frac{V_{bi}}{kT} \right) - 1 \right]^{1/2} \quad V.14.$$

$\phi_b$ , la hauteur de la barrière de potentiel à l'équilibre varie avec la valeur  $Q_{ss}$  à l'équilibre et augmente ou diminue suivant le signe des charges à l'interface isolant-semi-conducteur.

$Q_{ss}$  dépend du quasi niveau de Fermi des états de surface  $E_{FSS}$  selon l'équation (V.4.).

$E_{Fss}$  dépend en général de  $V$ . Lorsque, sous éclairage, la structure développe une tension  $V$ , il existe un état d'équilibre entre ces états de surface d'une part et le métal et les niveaux de conduction et de valence dans le semi-conducteur d'autre part.

### V.3. - INFLUENCE DES CHARGES FIXES SUR LA HAUTEUR DE LA BARRIERE DE POTENTIEL

L'existence de charges fixes (positives ou négatives)  $Q_{fix}$  dans la couche mince isolante peut aussi modifier la hauteur de la barrière de potentiel  $\phi_b$  à l'équilibre. Ceci revient à remplacer dans l'équation (V. 14.) le travail de sortie du métal par un travail de sortie effectif  $\phi_m^{eff}$  :

$$V.15. \quad \phi_m^{eff} = \phi_m - \phi_{fix} \cdot d_{eff} / \epsilon_i$$

$d_{eff}$  est la distance effective de localisation des charges fixes  $Q_{fix}$  à partir du métal.

Dans ce cas, et en l'absence de niveaux de surface ( $Q_{ss} = 0$ ), la hauteur de la barrière de potentiel  $\phi_b$  est augmentée par la présence des charges fixes positives dans le cas d'un semi-conducteur de type P ou par la présence de charges fixes négatives dans le cas d'un semi-conducteur de type N.

### V.4. - CONTROLE DU COURANT DE MAJORITAIRES OU DU COURANT DE MINORITAIRES PAR LE FILM ISOLANT

Des analyses numériques ont été effectuées pour la théorie de FONASH, concernant la structure M.S. de cellules photovoltaïques. Grâce à ces analyses, la densité de courant  $J$  débité par la cellule et la tension  $V$  développée aux bornes de l'échantillon peuvent s'exprimer respectivement par :

$$V.16. \quad J = J_L - T_c A^* T^2 \exp\left(-\frac{\phi_B}{KT}\right) \left[ \exp\left(\frac{V_s}{KT}\right) - \exp\left(-\frac{V_i}{KT}\right) \right] \\ - T_v \frac{P_0 D_p}{L_p} \left[ \exp\left(\frac{V}{KT}\right) - 1 \right]$$

et par :

$$V = V_S + \phi_m^{eff} - V_{bi} - V_n - X - Q_{ss} \left( \frac{d}{\epsilon_i} \right) - (2KT\epsilon_s eND)^{1/2}$$

$$X \left( \frac{d}{\epsilon_i} \right) \left\{ \frac{V_{bi} - V_S}{KT} + \frac{N_A^2}{N_D^2} \exp\left( \frac{E_{FPS}}{KT} \right) \left[ \exp\left( \frac{V_{bi} - V_S}{KT} \right) - 1 \right] \right.$$

$$\left. + \exp\left( -\frac{V_{bi} - V_S}{KT} \right) - 1 \right\}^{1/2} \quad V.17.$$

Dans l'équation (V.16.),  $T_c$  et  $T_v$  sont des coefficients de transport qui caractérisent respectivement le transport des électrons et des trous à travers la couche mince que constitue le film isolant. Ils traduisent donc l'effet de la couche interfaciale. Pour un contact M.S parfait on a alors  $T_v = T_c = 1$ .

A partir des mêmes analyses numériques, on montre que le courant total d'obscurité  $J_o(V)$  de l'équation (III.12.) peut également s'exprimer par :

$$J_o(V) = T_c A^* T^2 \exp(-e\phi_B/KT) \left[ \exp(eV_S/KT) - \exp(-eV_i/KT) \right]$$

$$+ T_v \frac{ep_c D_p}{L_p} \left[ \exp(eV/KT) - 1 \right] \quad V.18.$$

On a vu également dans le chapitre III qu'une des limitations des cellules de Schottky M.S est de présenter un courant total d'obscurité  $J_o(V)$  élevé. Ainsi pour réduire ce courant d'obscurité dans une cellule solaire M.I.S., il faut jouer sur les coefficients  $T_c$  et  $T_v$ . Le film isolant introduit dans la structure M.S, doit être tel qu'il entraîne dans le cas du semi-conducteur de type N, une limitation du courant des électrons du semi-conducteur vers le métal ( $J_{SM}^e$ ) sans pour cela trop limiter le courant de trous puisque ce courant de trous à l'interface ( $J_o^p$ ) correspond au courant de cellule.

Les deux derniers termes de l'équation (V.16.) s'opposent à la densité de courant généré par la lumière ( $J_L$ ). Pour améliorer le rendement de la cellule, il faut donc diminuer les modules de ces deux termes en faisant varier  $T_c$  et  $T_v$ . Si la cellule est fabriquée sur un semi-conducteur de type N, il a été montré qu'il est nécessaire de maintenir  $T_v$  voisin de sa valeur maximale ( $T_v = 1$ ), et d'agir essentiellement sur la valeur de  $T_c$ .

Cette valeur de  $T_c$  peut être contrôlée par le film isolant d'épaisseur  $d$ . En général le transport à travers un tel film comprend le processus de saut (hopping) d'un site possible à un autre aussi bien pour les courants de trous que les courants d'électrons, l'effet tunnel assisté d'impuretés etc ... Le plus simple contrôle de  $T_c$  dans le but de réduire sa valeur peut être obtenu si le mécanisme de transport à travers le film isolant était un effet tunnel direct (Chapitre II).

La situation avantageuse où on a réduction de  $T_c$  et où  $T_v \approx 1$  peut être atteinte en employant une couche isolante dont le gapp est un peu plus relevé que celui de la figure (V.5.) . De cette façon, la bande de conduction de l'isolant sera substantiellement au-dessus de la bande de conduction du semi-conducteur, tandis que la bande de valence sera comparable en énergie à la bande de valence du semi-conducteur. Si la barrière trapézoïdale de la figure (V.5.) peut être utilisée pour le modèle d'effet tunnel direct à partir de la bande de conduction du semi-conducteur jusqu'au métal, en passant par la couche isolante, et lorsqu'on a  $T_v \approx 1$  ;  $T_c$  sera alors donné par :

$$T_c = \int_0^{\infty} \exp \left[ -W_{WKB}(E_x, V_1) \right] \left[ \exp \left( -\frac{E_x}{KT} \right) - \exp \left( -\frac{E_x}{KT(1 - \frac{m_s^*}{m_i^*})} \right) \right] \frac{dE_x}{KT} \quad V.19.$$

$m_i^*$  et  $m_s^*$  sont respectivement les masses effectives de l'électron dans l'isolant et dans le semi-conducteur.

Le coefficient  $T_c$  est obtenu par une sommation sur toutes les énergies  $E_x$  supérieures à la barrière de potentiel dans le semi-conducteur, en utilisant l'approximation WKB pour la barrière créée par le film isolant.

$W_{WKB}$  est donné par la formule suivante :

$$W_{WKB} = \frac{2}{\hbar} (2m_i^*)^{1/2} \cdot \frac{2}{3} \left( \frac{d}{\Delta - V_i} \right) \left\{ \left[ X - X_i + \Delta - V_i - \left( \frac{\Delta - V_i}{d} \right) x_1 - E_x \right]^{3/2} - \left[ X - X_i + \Delta - V_i - \left( \frac{\Delta - V_i}{d} \right) x_2 - E_x \right]^{3/2} \right\} \quad V.20.$$

$X_i$  étant l'affinité électronique de l'isolant.

$X_1$  et  $x_2$  sont les points d'intersection de la barrière de potentiel dans l'isolant avec l'horizontale d'énergie  $E_x = 0$ .

Les trois effets que nous venons de présenter peuvent exister conjointement dans une structure M.I.S., toutefois nous allons préciser séparément leurs conséquences en étudiant l'équation (V.16.).

#### V.5. - CONSEQUENCES DES TROIS PRECEDENTS EFFETS

##### V.5.1. - $N_{ss} = 0$ et $N_{FIX} = 0'$ .

Le seul effet intervenant est le contrôle du courant par la film isolant. Dans le cas où  $T_c = T_v = 1$  (pas de film isolant ou film isolant très mince), la densité de courant d'obscurité  $J_0(V)$  est la somme des courants thermionique et de diffusion ; c'est-à-dire pratiquement le courant thermionique (chapitre III). Si on augmente l'épaisseur  $d$  de l'isolant, on voit d'après la figure (V.5.) que la densité de courant total  $J_0(V)$  va diminuer en fonction de  $d$ . Cette variation est très rapide ; de l'ordre de plusieurs décades pour une variation de quelques Angströms pour  $d$ . La tension en circuit ouvert correspondante  $V_{co}$  augmente, donc le rendement de la cellule augmente.

En étudiant l'équation (V.13.) on remarque que pour  $N_{ss} = 0$  et  $N_{FIX} = 0$  on a  $V = V_s$  car :

$$\ast N_{SS} = 0 \implies Q_{SS} = 0 \text{ et } Q_{SC} = 0$$

$$\ast N_{FIX} = 0 \implies \Delta = 0 \implies \phi_m = \phi_b + X$$

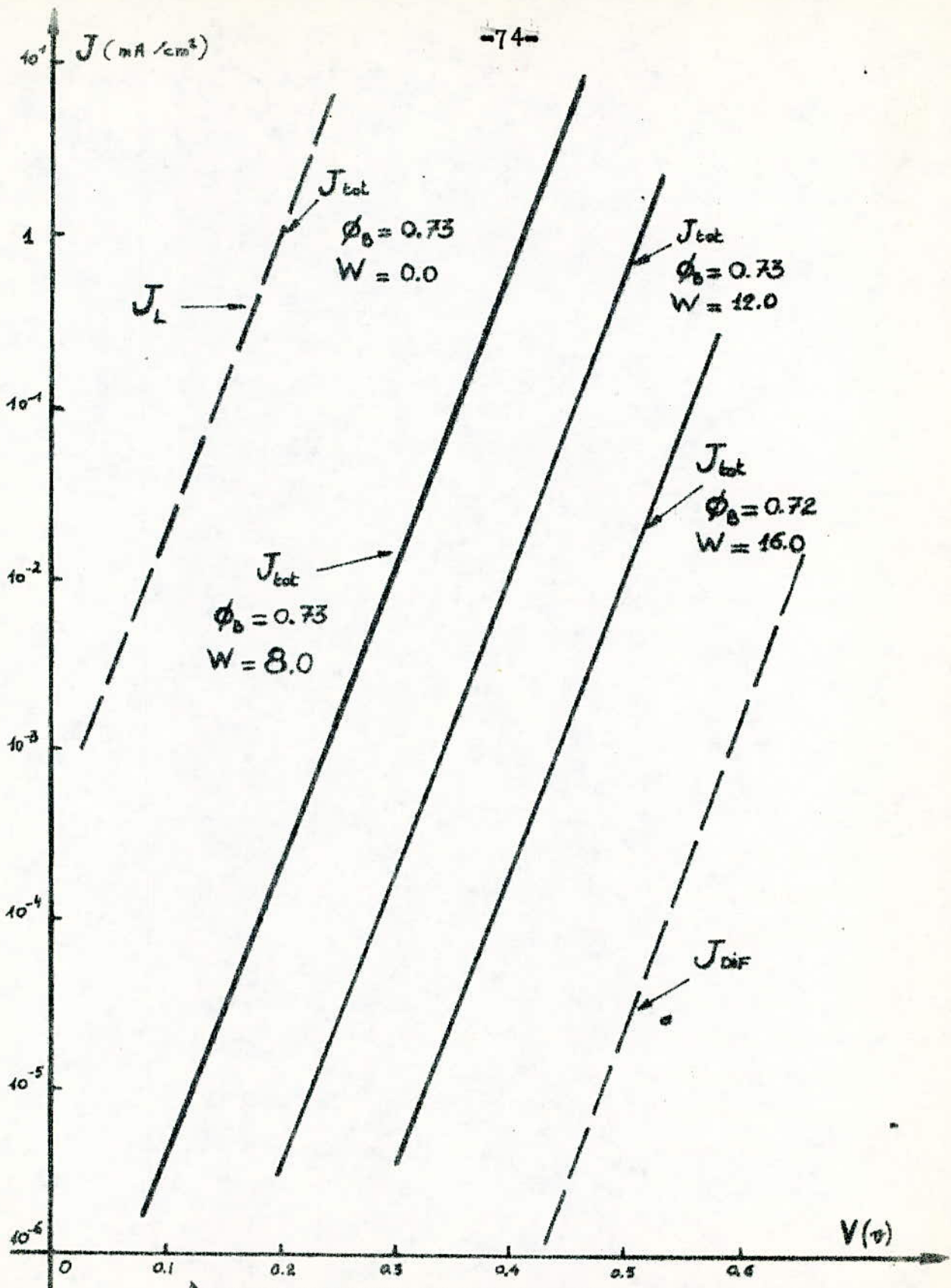


Fig II-6. En réduisant  $T_c$ , en exigeant un effet tunnel direct,  $J_{tot}$  peut être réduit et  $V_{cc}$  amélioré

Si cet effet de contrôle du courant est le seul mis en jeu, la tension  $V_{co}$  ne pourra en aucun cas excéder le potentiel de surface  $V_{bi}$ .

V.5.2. -  $N_{SS} = 0$   $N_{FIX} \neq 0$   $T_c = T_v = 1$

D'après l'équation (V.14.), on a montré que la hauteur de la barrière de potentiel  $\phi_b$  à l'équilibre augmente sous l'influence des charges fixes négatives.

La figure (V.7.) montre un exemple de variations de  $V_{bi}$  et  $\phi_b$  avec les charges fixes à l'interface.

Les valeurs numériques utilisées pour le contact  $S_i - A_u$  sont les suivantes :

$$\phi_m = 4,8 \text{ eV} \quad d = 30 \text{ \AA} \quad \epsilon_i = 6 \quad N_D = 10^{21} \text{ m}^{-3}$$

Dans ce cas, le courant total  $J_o(V)$  diminue par l'intermédiaire de l'augmentation de  $\phi_b$ .

$V_{co}$  augmente mais reste encore, ici, plus petite que  $V_{bi}$ .

D'après l'équation (V.13.), la tension  $V$  développée par la cellule correspond pratiquement à la tension  $V_s$  développée dans le semi-conducteur.

V.5.3. -  $Q_{FIX} = 0$  et  $T_c = T_v = 1$

Dans ce cas l'influence du film mince isolant est d'introduire par l'intermédiaire des niveaux localisés des charges variables à l'interface. De l'équation (V.13.), on déduit que la tension  $V$  développée par la cellule est une fonction de la tension  $V_s$  développée dans le semi-conducteur :  $V = f(V_s)$ .

Dans un matériau de type N, l'existence des états localisés à l'interface isolant-semi-conducteur peut entraîner un fort effet de piégeage pour les électrons. En introduisant ces états localisés, on remarque d'après l'équation (V.16.), que leur influence modèlera le champ de sorte à obtenir  $V > V_s$ .

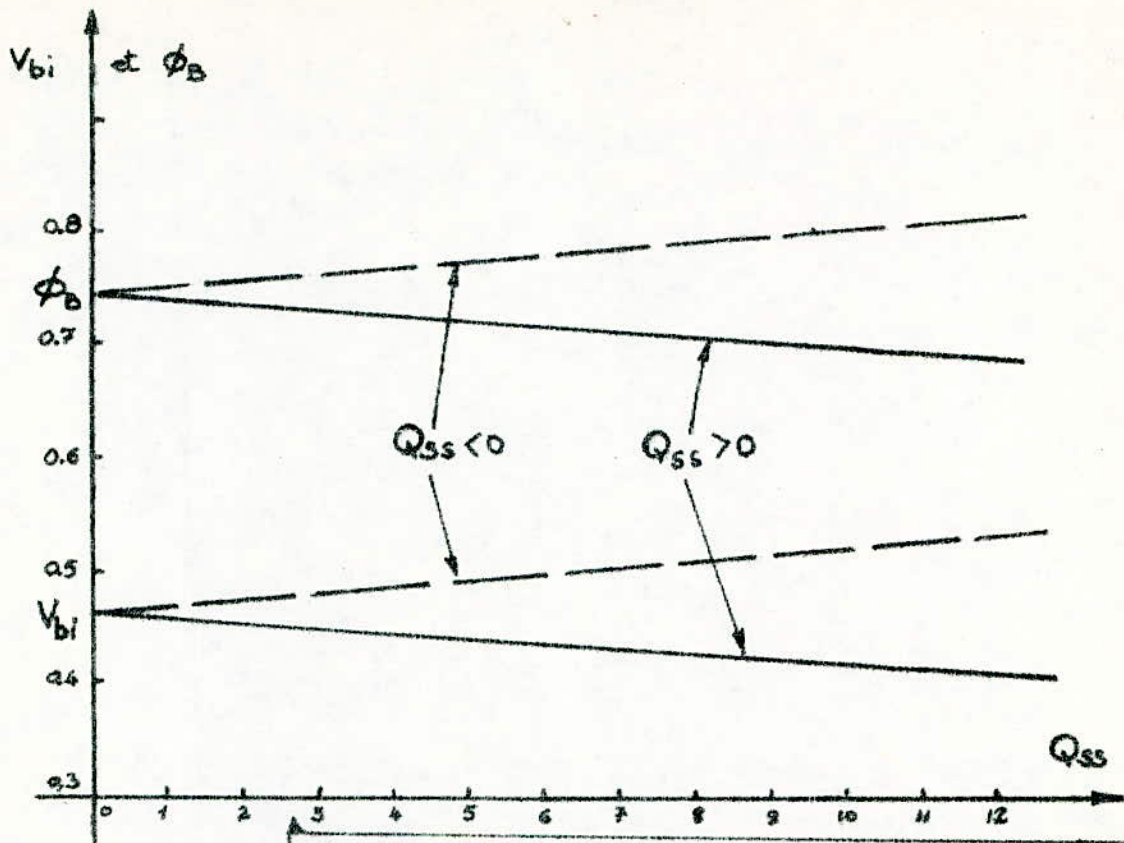


Fig. V.7. Variation de  $V_{bi}$  et  $\phi_B$  en fonction de la charge fixe à l'interface

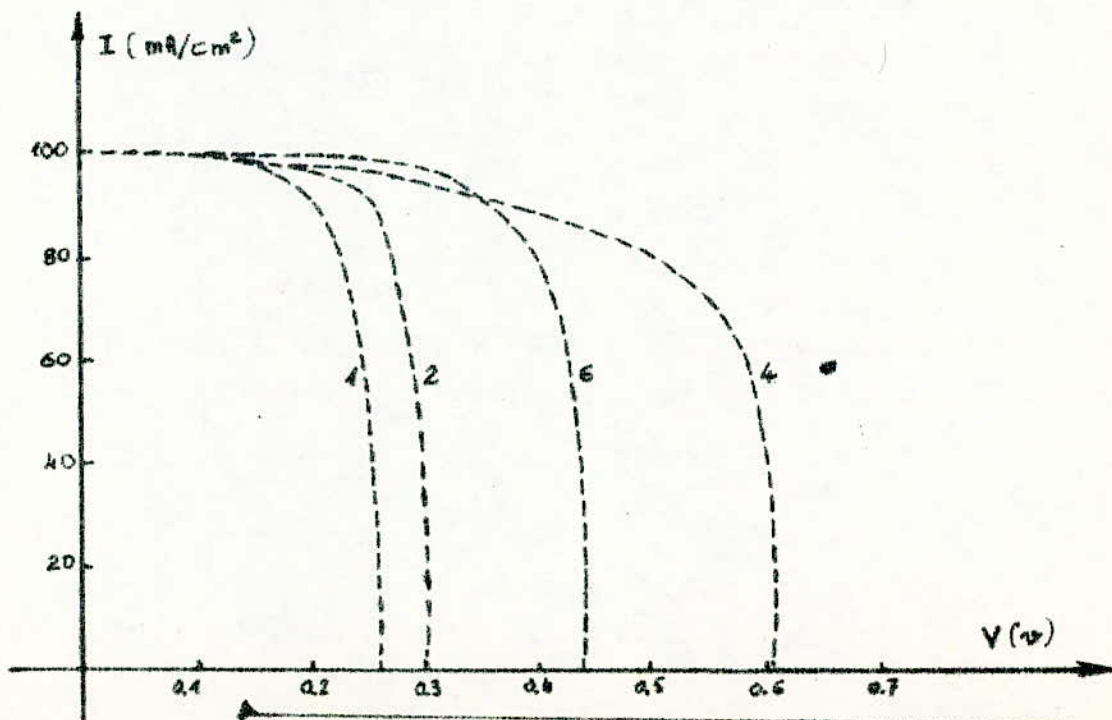


fig. V.8. Caractéristique  $I = F(V)$  d'une cellule MIS  
1. Diode idéale. 2, 6, 4 non idéales



L'occupation de ces états localisés tend à suivre le quasi niveau de Fermi des électrons dans le semi-conducteur. On note en outre que pour une même tension totale  $V$  développée par la cellule, le courant  $J_0$  qui est une fonction de  $V_s$  uniquement sera diminué, entraînant ainsi une amélioration du rendement de la cellule. Dans ce cas, la tension de circuit ouvert  $V_{CO}$  n'est plus limitée par le potentiel de diffusion  $V_{bi}$ . De plus cet effet qui se traduit par le maintien et même l'augmentation du champ électrique dans la zone de charge d'espace du semi-conducteur, rend plus favorable la conversion photovoltaïque. La figure (V.8.) montre les caractéristiques courant-tension théoriques d'une cellule solaire de structure Si-film isolant-Au.

La courbe 1 correspond à une cellule M.S idéale. Les courbes 2 à 6 correspondent au cas où la population des états localisés suit le niveau de Fermi du semi-conducteur ( $E_{FSS} = 0$ ).

Les trois effets que nous avons décrits séparément expliquent l'intérêt du film mince interfacial déposé entre métal et semi-conducteur pour l'amélioration des structures de type Schottky en tant que convertisseurs photovoltaïques.

L'étude de la détermination de l'épaisseur optimale du film isolant a été effectuée par certains auteurs.

Toutefois une telle simulation fait intervenir un très grand nombre de paramètres. La comparaison avec les résultats expérimentaux s'est avérée très délicate surtout si l'on ne considère que les courbes  $I = f(V)$  ou de puissance développées par la structure.

## C H A P I T R E VI

### REALISATION DE STRUCTURES SCHOTTKY M.I.S.

#### VI.1. - MATERIEL UTILISE

La réalisation de n'importe quelle sorte de jonctions nécessite avant tout que la fabrication de ces dispositifs se fasse dans un milieu contrôlé où les risques de pollutions soient le plus possible minimisés. Il apparaît dès lors primordial d'exécuter les différentes manipulations sous un vide d'autant plus poussé que l'on désire obtenir un contrôle sévère des différents paramètres qui entrent en jeu dans l'élaboration de la jonction.

Pour le type de manipulation qu'on devait exécuter, on disposait d'un banc de production de vide comprenant une pompe mécanique et une pompe à diffusion d'huile de type VEECO qui nous permettaient d'atteindre environ  $10^{-6}$  Torr.

Comme on l'a déjà noté, ce système nécessite un circuit de refroidissement à eau courante ainsi qu'une surveillance attentive du niveau de l'azote liquide ; ce dernier produit est utilisé ici pour condenser les molécules d'huile qui aident à la réalisation du vide désiré. A cet ensemble, s'ajoute une cloche en quartz de 45cm de diamètre et de 50cm de hauteur. Le soulèvement ou le rabaissement de la cloche se fait grâce à une commande automatique. Pendant la production du vide, cette cloche repose sur un plateau en acier inoxydable. L'étanchéité de la cloche est assurée par un gros joint en viton recouvert d'une fine couche de graisse apiezon. A l'intérieur de la cloche on note la présence d'une "charpente" en acier inoxydable dont la partie supérieure comporte une perforation devant servir à supporter la pastille de silicium.

Solidaire à ce plateau, un porte-masque se place en dessous de la pastille. Les mouvements de rotation de ce porte-masque se font par le biais d'un système d'engrenages qu'on commande de l'extérieur de la cloche. De conception similaire à ce porte-masque, le porte-cache se trouve à 10cm environ en dessous du plateau. Situé également à 3cm environ des creusets, il permet d'éviter la contamination de la pastille de silicium tout à fait au début de l'évaporation.

Deux creusets en tungstène nous permettent d'effectuer les différentes évaporations du métal. Leurs alimentations indépendantes sont contrôlées de l'extérieur. Chaque creuset est relié électriquement au transformateur d'alimentation par le biais d'une borne en cuivre fixée au plateau sur lequel repose la cloche. Son isolement électrique est assuré par un joint en viton recouvert d'une mince couche de graisse apiezon afin de permettre une meilleure adhérence et par conséquent une meilleure étanchéité.

Au-dessus du porte-échantillon on a placé un four constitué par une résistance chauffante de  $90\Omega$ . Ce four est destiné à chauffer la plaquette de silicium avant l'évaporation pour permettre une amélioration de l'adhésion du métal sur le semi-conducteur ou sur l'isolant. Ce four est alimenté indépendamment du reste par un auto-transformateur réglable (0-130V). Afin de contrôler la température du substrat lors des différentes évaporations, il nous est apparu nécessaire d'insérer un thermocouple étalonné entre le four et la pastille de semi-conducteur. Sa sortie étant évidemment reliée à un galvanomètre se trouvant en dehors du système à vide.

L'enceinte d'évaporation et son aménagement intérieur permettent d'effectuer les différentes opérations et manipulations. Pour éviter la répétition abusive du retour à l'atmosphère, il aurait été souhaitable de disposer de quatre creusets. Mais cela n'était pas possible du fait de l'encombrement à l'intérieur de la cloche et également à cause des problèmes d'alignement source-substrat puisqu'on ne disposait pas de creusets mobiles et d'un système d'alignement efficace.

Pour notre part, l'emploi de deux creusets s'est avéré satisfaisant. Cependant, un retour à l'atmosphère, non désiré, était obligatoire car après deux évaporations, les débris du métal évaporé rendaient la visibilité à l'intérieur de la cloche très difficile. Lors de cette "cassure du vide", un nettoyage soigneux de la paroi intérieure de la cloche s'impose.

L'effet de ce retour à l'atmosphère aurait très peu d'incidences sur le mode de fabrication s'il était possible de "casser le vide" par introduction d'azote pur, sec à l'intérieur de l'enceinte. L'azote ne réagissant pas avec le substrat. De plus ce genre d'opération favorisera la fixation de l'azote sur la surface intérieure de la cloche (source de pollution) au dépens d'autres impuretés plus nuisibles. Les évaporations successives qu'on doit entreprendre nécessitent l'utilisation d'un porte-masque et d'un porte-cache mobile ainsi qu'un porte échantillon fixe. Le fait d'avoir un porte-masque mobile et deux creusets nous permet d'effectuer deux évaporations successives sans retour à l'atmosphère.

La commande des différentes valves se fait manuellement en agissant sur des interrupteurs qui commandent des électrovalves. Un bon fonctionnement de celles-ci est assuré par une alimentation en air comprimé.

Le vide obtenu lors du passage primaire est de l'ordre de  $10^{-2}$  Torr. Le pompage secondaire, effectué avec le support de la pompe à diffusion nous permet d'atteindre  $10^{-6}$  Torr. La pression à l'intérieur du système à vide est contrôlé grâce à une jauge extérieure (VACCUM-VEECO) étalonnée.

En tenant compte du prix des pastilles de silicium et des pertes éventuelles à subir lors des premières évaporations, notre souci s'est également porté sur la conception d'un masque.

Celui-ci devait nous permettre de faire varier les épaisseurs des différents dépôts sur la même plaquette de semi-conducteur. Grâce à la rotation du porte-masque on évite ainsi un retour à l'atmosphère plus fréquent, entre les évaporations.

Ce masque a été tracé avec une grande précision sur du papier calque. On a reproduit ensuite ce masque, en utilisant la technique de la photogravure, sur une mince plaque en laiton ; figure (VI.1.a). Grâce à l'emploi de ce masque, on arrive ainsi à produire 11 cellules sur chaque pastille de silicium de 56 mm de diamètre. Chacune de ces cellules a un diamètre de 6 mm et comporte 4 contacts ohmiques. Lors des différentes évaporations à effectuer sur la face avant de la pastille de silicium, quatre positions différentes du masque nous permettent d'atteindre le but qu'on s'était fixé au départ.

Ainsi lorsque le disque n°1 du masque vient en face de la pastille, on obtient après évaporation 5 cellules d'épaisseur  $x_1$ . Après rotation du masque, le disque n°2 sera en regard de la pastille et nous permettra d'avoir 3 cellules d'épaisseur  $x_2$ . La rotation suivante du masque nous fournira 3 autres cellules d'épaisseur  $x_3$ .

La dernière rotation correspond à l'évaporation des 44 contacts ohmiques d'épaisseur  $x_4$  plus importante que  $x_1$ ,  $x_2$  ou  $x_3$ .

Les deux creusets utilisés et ce jeu de masque, nous permettent aussi d'avoir la possibilité de changer la nature du métal déposé. C'est ainsi que lors de nos derniers essais on a pu faire des évaporations d'or et d'étain.

La conception de ce masque devait donc nous permettre de faire une approche comparative entre les différentes cellules de différentes épaisseurs, ainsi que des résultats obtenus lors de l'évaporation de l'or ou de l'étain.

## VI.2. - FABRICATION DE CELLULES PHOTOVOLTAIQUES

### VI.2.1. - Présentation de l'échantillon de Silicium

Les échantillon de silicium sur lesquels nous avons effectué la structure M.I.S. sont des pastilles monocristalines de diamètre égal à 56 mm. Elles ont une orientation cristallographique  $[1.1.1.]$  et leurs deux face sont polies.

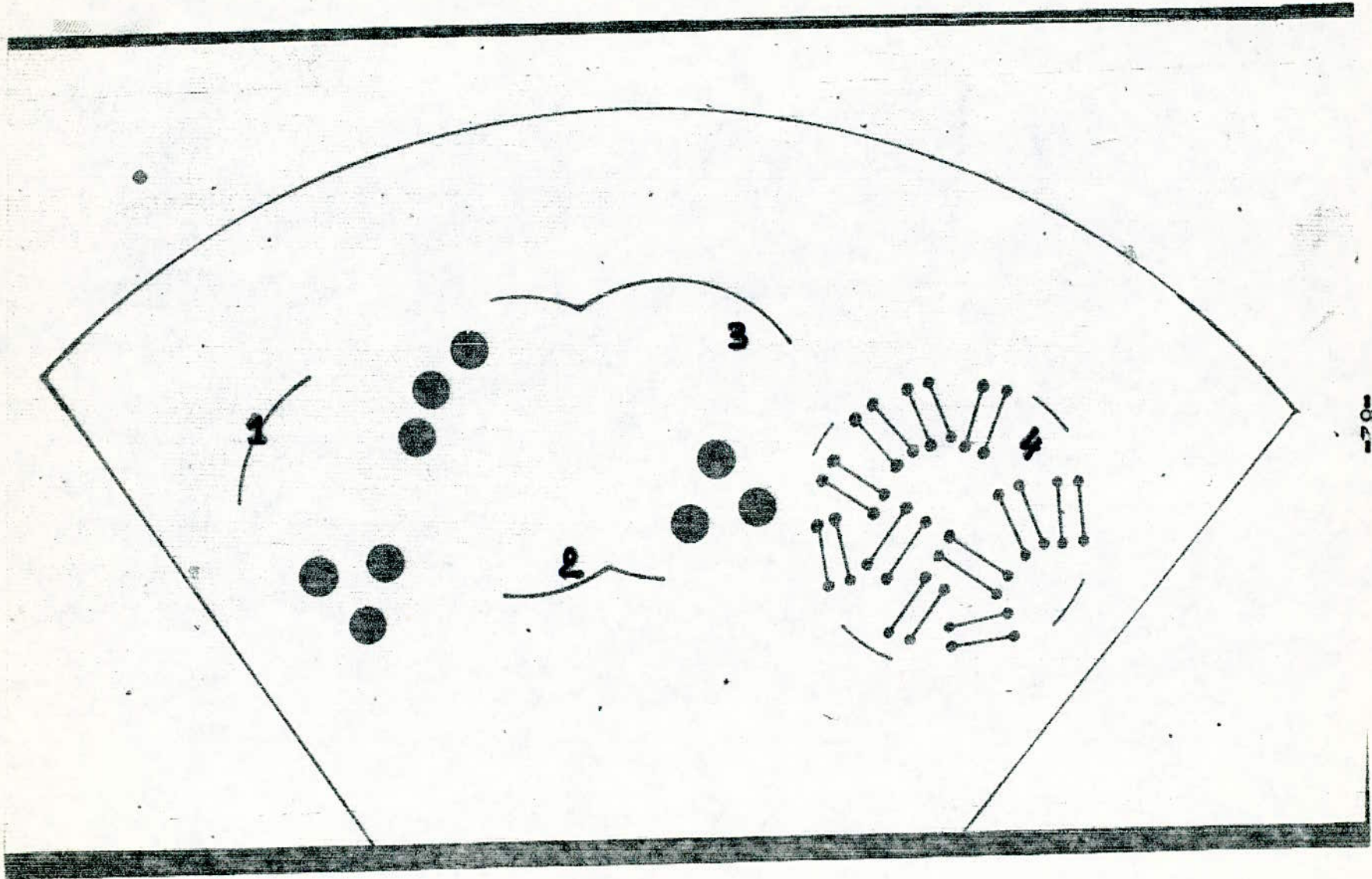


fig VII-1-b- LE MASQUE

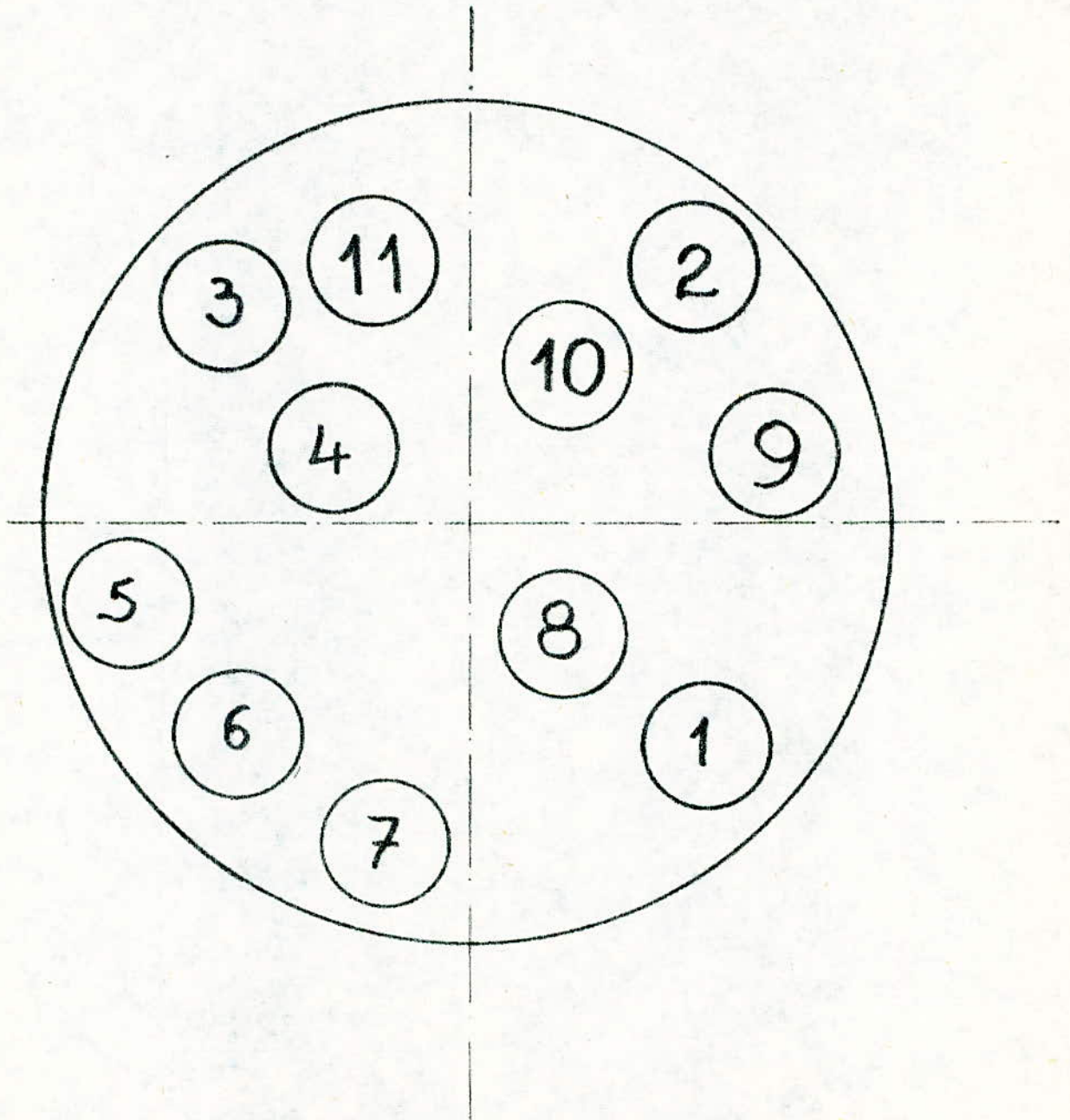


Fig. 1.b. Numérotation des pastilles (cellules) sur la plaquette de Si

Leur épaisseur est d'environ 300  $\mu\text{m}$ . Dopées P au borne, leur résistivité moyenne varie entre 3 et 20  $\Omega\cdot\text{cm}$ . Dans le but d'une simple vérification, on a utilisé la méthode de Seebeck pour déterminer leur type.

Cette méthode consiste à créer un gradient de température entre deux points assez proches sur la face du semi-conducteur. La borne positive d'un voltmètre, dont le zéro se trouve au milieu de l'échelle des déviations, est branchée au point froid repéré sur le semi-conducteur. De même le point chaud de l'échantillon est branché à l'autre borne du voltmètre : figure (VI.2.).

La déviation de l'aiguille du voltmètre vers ses valeurs positives indiquera que le substrat est de type P.

Dans le cas où le voltmètre dévie vers ses valeurs négatives, cela traduira le type N du semi-conducteur. La détermination des caractéristiques du semi-conducteur n'a pas pu être effectuée par la méthode de l'effet Hall, à cause des dimensions de la pastille, en particulier son épaisseur. Il fallait également disposer de générateur de courant et d'électro-aimant de grande précision.

#### VI.2.2. - Traitement des pastilles avant la fabrication

Le nettoyage des pastilles de silicium est extrêmement important pour l'obtention d'une surface nette et d'une bonne reproductibilité des cellules. Il sera effectué juste avant que le processus de fabrication, proprement dit, ne commence. Ce nettoyage est rendu nécessaire car le long séjour des pastilles à l'atmosphère, fait qu'une couche d'oxyde de silicium s'est déposée de façon naturelle sur les deux faces de l'échantillon. De même la manipulation de ce dernier sans prendre de précautions particulières engendre la fixation d'empreintes et d'autres saletés sur le substrat. On est alors amené à dégraisser d'abord le semi-conducteur et ensuite à le décaper.



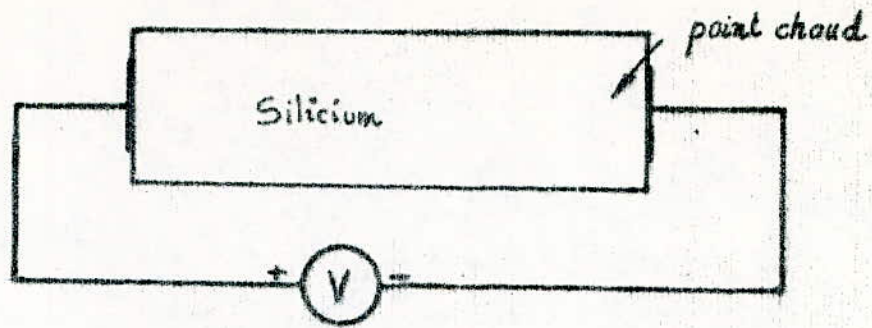


fig VI-2 Méthode de Seebeck

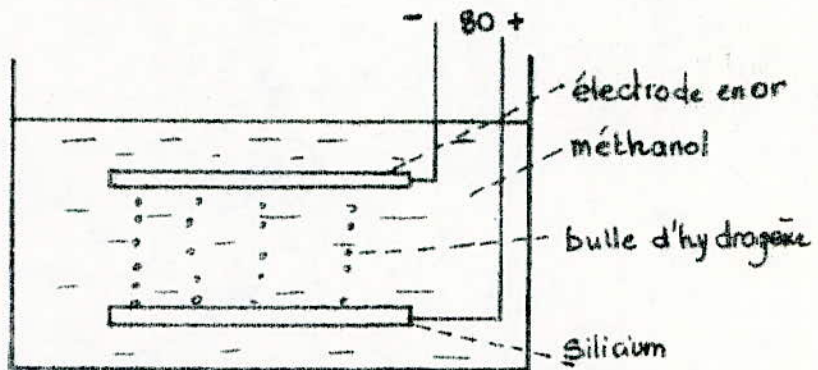


fig VI-4 Vérification de l'existence de la couche d'oxyde

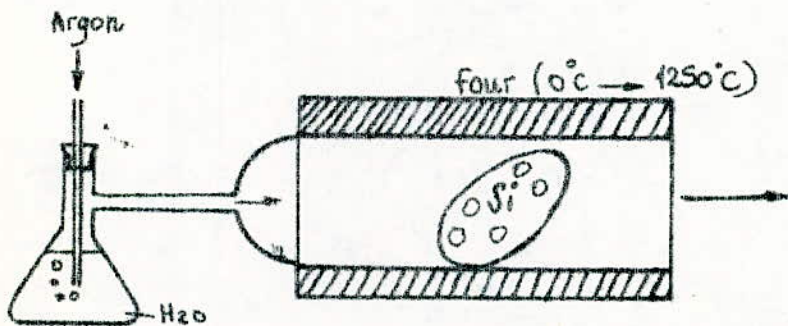


fig VI-3. Four d'oxydation thermique

a. - Dégraissage

Il existe plusieurs façons de dégraisser le substrat. Pour notre part, on a retenu une seule qui semble donner de bons résultats. Les deux surfaces du substrat après cette opération de dégraissage deviennent très propres et toutes les deux uniformément brillantes et nettes. Pour cela, on introduit complètement la pastille de silicium dans un bēcher rempli de trichlorométhylène. Ce bēcher est ensuite mis dans un bain ultrasonique pour une durée de 10 mn. Après cela, la pastille est retirée très lentement hors du trichloroéthylène puis plongée dans un récipient contenant de l'eau desionisée et hautement purifiée pendant une durée de 10mn. La pastille de silicium est ensuite plongée dans un autre bēcher contenant de l'acétone. Le tout est introduit dans un bain ultrasonique pendant une durée de 10mn. Un nouveau rinçage à l'eau termine ce processus de dégraissage.

Si le nettoyage laisse subsister encore quelques parcelles de saleté, il est conseillé de mettre le semi-conducteur dans un bēcher contenant de l'alcool pour subir un dernier bain ultrasonique.

Si après cela, la surface du substrat n'est pas encore très nette, l'échantillon est remué dans de l'acétone et présenté très rapidement devant un jet d'air pur filtré. Dans cette partie de la fabrication, la manipulation de la pastille doit se faire en utilisant une pincette de sorte à éviter de fixer de nouvelles empreintes.

b. - Décapage

C'est là une des étapes les plus difficiles du traitement de la pastille de silicium où un maximum de soins et de précautions doit être pris. Dans nos premières opérations de décapage, la pastille était plongée dans une solution contenant :

2 HNO<sub>3</sub> (86%) , 1 HF (48%) , 1 CH<sub>3</sub> COOH (98%) , et ceci pendant trois minutes.

Il est nécessaire ici de mettre la solution décapante dans un récipient en plastique afin d'éviter que sa paroi ne soit attaquée par l'acide fluorhydrique. L'échantillon est continuellement agité dans ce récipient de sorte que ses deux faces soient attaquées de la même manière. A la fin de ces trois minutes de réaction, la pastille est plongée dans un récipient d'eau desionisée pour une durée d'au moins 10 mn.

L'observation des résultats, de ce décapage, au microscope nous a indiqué que les deux faces de la plaquette n'ont pas été attaquées de la même manière. De plus, la surface du substrat comportait des rugosités et de petits trous qui montrent que la solution décapante était trop forte et la durée trop longue. Même en réduisant la durée de la réaction, les résultats obtenus n'étaient pas satisfaisants.

On s'est alors proposé de changer les proportions de chacun des trois produits qui entrent dans la composition de la solution. On a alors notamment augmenté la proportion d'acide acétique qui n'a pour rôle ici que de diminuer la vitesse de réaction.

Ainsi, on a essayé une seconde solution composée par :

5,5  $\text{HNO}_3$  , 6  $\text{HF}$  , 6  $\text{CH}_3\text{COOH}$

En diminuant la proportion d'acide nitrique dans la solution, les résultats se sont légèrement améliorés.

La solution qui a donné le plus <sup>de</sup> satisfaction est la suivante :

2,2  $\text{HNO}_3$  , 2  $\text{HF}$  , 2,5  $\text{CH}_3\text{COOH}$

La durée de la réaction étant alors d'une minute et demie.

Afin d'éviter que les deux faces de l'échantillon ne soient différemment attaquées lors de la réaction, la plaque de silicium a été maintenue debout en la fixant entre deux branches d'un cable en Teflon, en deux points diametralement opposés. Les contacts avec le Teflon étant léger de sorte à permettre à ces contacts de subir la réaction. Le choix du Teflon a été fixé par le fait que ce produit ne réagit avec aucun des produits de la solution, évitant ainsi un nouveau risque de pollution de la pastille.

Après l'opération décapage proprement dite, la plaquette de semi-conducteur est plongée dans de l'eau désionisée pendant 15mn. On rince ensuite la pastille dans de l'acétone, produit très volatile, dont les molécules entraineront avec eux, lors de leur évaporation, les molécules d'eau. L'échantillon est ensuite séché par un jet d'air filtré avant d'être placée sur le porte-échantillon .

### VI.2.3. - Fabrication de structures M.I.S.

#### a. - Contact ohmique de base

Après l'opération dégraissage et décapage, la pastille est placée à l'intérieur de la cloche, le plus rapidement possible. Le cache placé juste au-dessus du creuset à chauffer. L'alimentation du creuset se fait lentement de sorte à permettre aux impuretés accrochées sur le métal et sur le creuset à s'évaporer et à se fixer sur le cache. On augmente le courant pour faire seulement fondre le métal. Au bout d'un bref instant, on écarte le cache pour faire évaporer le métal. Et ceci en ayant pris soin d'écartier complètement le masque afin de permettre l'établissement sur toute la surface du semi-conducteur.

Lors de nos premiers essais, on a remarqué que lorsqu'on dépose une très fine couche de métal sur le semi-conducteur, cela entraîne la pénétration de ce métal à la surface du semi-conducteur lors du chauffage qu'on devait faire pendant la phase oxydation thermique. Deux solutions ont été envisagée :

- Diminuer la température d'oxydation thermique
- Renforcer l'épaisseur de la couche déposée

On a opté pour la seconde solution. C'est ainsi qu'en tenant compte du prix de revient des cellules, on a envisagé de renforcer ce contact de base en ajoutant à l'or, une bonne proportion d'étain.

Sur le même creuset, on place des paillettes d'or et d'étain. Le creuset est chauffé très lentement. Comme la température d'ébullition de l'étain est nettement plus faible que celle de l'or, on s'efforcera de faire évaporer d'abord l'étain en maintenant l'or encore solide. Une fois que tout l'étain s'est évaporé on pousse davantage le chauffage afin de faire évaporer l'or. L'évaporation de l'or devant se faire très rapidement et juste après l'évaporation de l'étain.

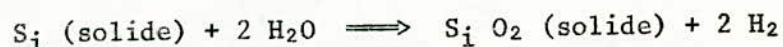
Par économie d'or, le même procédé a été appliqué pour obtenir les électrodes de la face active du semi-conducteur.

Cette combinaison or-étain a été choisie en tenant compte de ses propriétés mécaniques et électriques.

En faisant évaporer l'or en dernier cela nous permet d'empêcher l'oxydation de l'étain lors de la phase d'oxydation thermique.

#### b. - Oxydation thermique

Après le dépôt du contact de base, la plaquette de silicium est placée dans un four où règne une température d'environ 400°C. L'oxydation thermique du silicium se fait selon la réaction chimique suivante :



Un courant d'argon barboté dans de l'eau pure traverse le four. L'argon ne joue ici que le rôle d'agent transporteur de l'oxydant (H<sub>2</sub>O).

La durée de l'opération nous permet d'estimer grossièrement, à partir des courbes d'oxydation, l'épaisseur d'oxyde formée : figure (VI.3.) et figure (VI.4.)

On peut montrer que, compte tenu des densités et poids moléculaires respectifs du silicium et de la silice, l'on consomme, lors de la croissance d'une couche d'oxyde d'épaisseur  $x_o$ , une couche de silicium de  $0,44 x_o$ .

L'oxydation se produit par diffusion de  $H_2O$  à travers l'oxyde plutôt que par le déplacement du silicium. L'épaisseur optimale d'oxyde qui permet d'augmenter le rendement des cellules photovoltaïques M.I.S. a été calculée par VIKTOROVITCH (figure VI.6.). Elle se situe entre 10 et 40 Å. Une fois l'oxydation de la pastille terminée, on peut contrôler que toute la surface du silicium a été oxydée : figure (VI.5.). Les endroits où l'hydrogène s'échappe seront les points où il n'y a pas eu d'oxydation.

c. - Dépôts sur la face active de la cellule

Une fois oxydée, la pastille est remise dans la cloche qui a été préalablement nettoyée à l'alcool. La deuxième face de l'échantillon sera prête pour subir les dépôts très minces d'or. Une fois les disques d'or évaporés, on établit les électrodes de contact en employant la même technique que celle qui a servi pour le contact de base (or-étain). Pendant les évaporations la pression descend à environ  $10^{-3}$  Torr. Le contrôle de l'épaisseur ne peut être estimé que relativement par rapport au poids du métal à évaporer. Sans oublier que la densité du métal obtenue après évaporation est très différente de la densité du métal non évaporé.

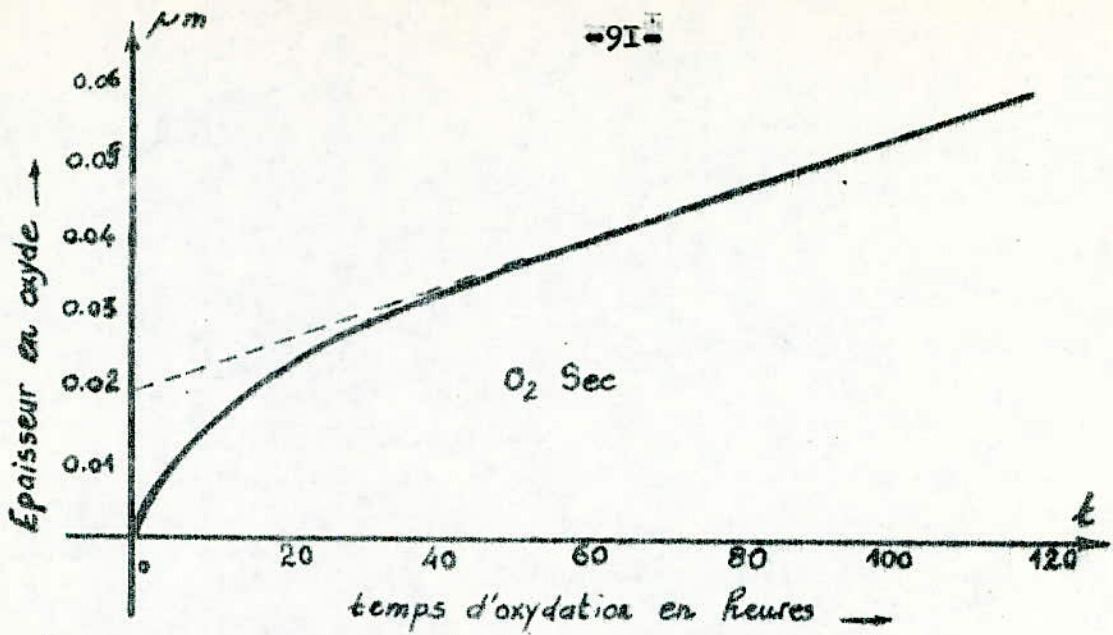


fig VI.4 Oxydation thermique

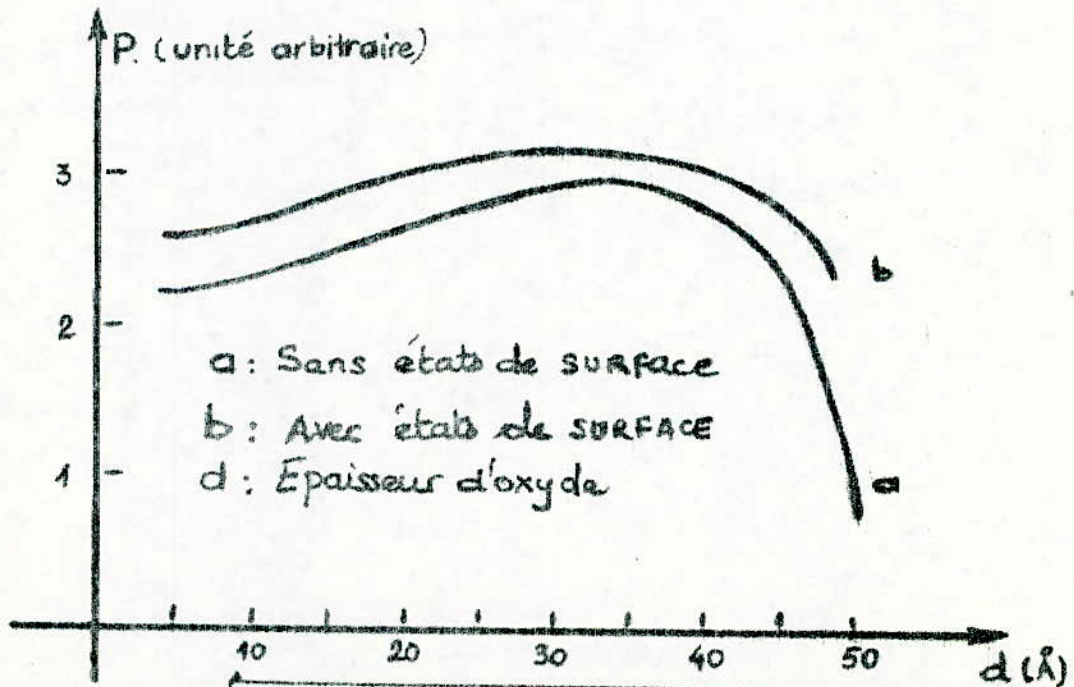


fig VI.6 Puissance de sortie d'une cellule M.I.S.

## C H A P I T R E VII

### CARACTERISATION DES CELLULES FABRIQUEES

#### VII.1. - MATERIEL UTILISE

Dans cette partie de notre étude nous avons essayé de tracer dans la mesure du possible, les caractéristiques  $I = f(V)$  aussi bien sous éclairement que sous obscurité,  $C = f(V)$  sous obscurité et en polarisation inverse et enfin  $\frac{1}{C} = f(V)$ .

Les caractéristiques  $I = f(V)$  avaient pour but de nous renseigner sur l'éventuel effet photoélectrique dû à la cellule ainsi que pour la détermination du rendement de la conversion photovoltaïque.

La figure (VII.1.) montre le montage effectué pour tracer les courbes  $I = f(V)$ . On disposait pour faire ces mesures des appareils suivants :

- Micromanipulateur de marque : THERMOCHUCK - TEMPTRONIC
- Voltmètre digital de marque : HEWLETT - PACKARD
- Boîte avec inverseur contenant des résistances dont la précision est de l'ordre de 2%.

Les caractéristiques  $C = f(V)$  avaient un intérêt indirecte. Ainsi en traçant les courbes  $\frac{1}{C} = f(V)$  on pouvait avoir des renseignements sur le taux de dopage du semi-conducteur et sur la valeur de la hauteur de potentiel  $\phi_B$ . Cette dernière valeur peut être également approximée lors du tracé de la courbe  $I = f(V)$  sous obscurité. De même la détermination de  $\phi_B$  à partir de  $\frac{1}{C} = f(V)$  peut nous fournir la concentration en impureté à la limite de la zone de charge d'espace  $N(W)$ .



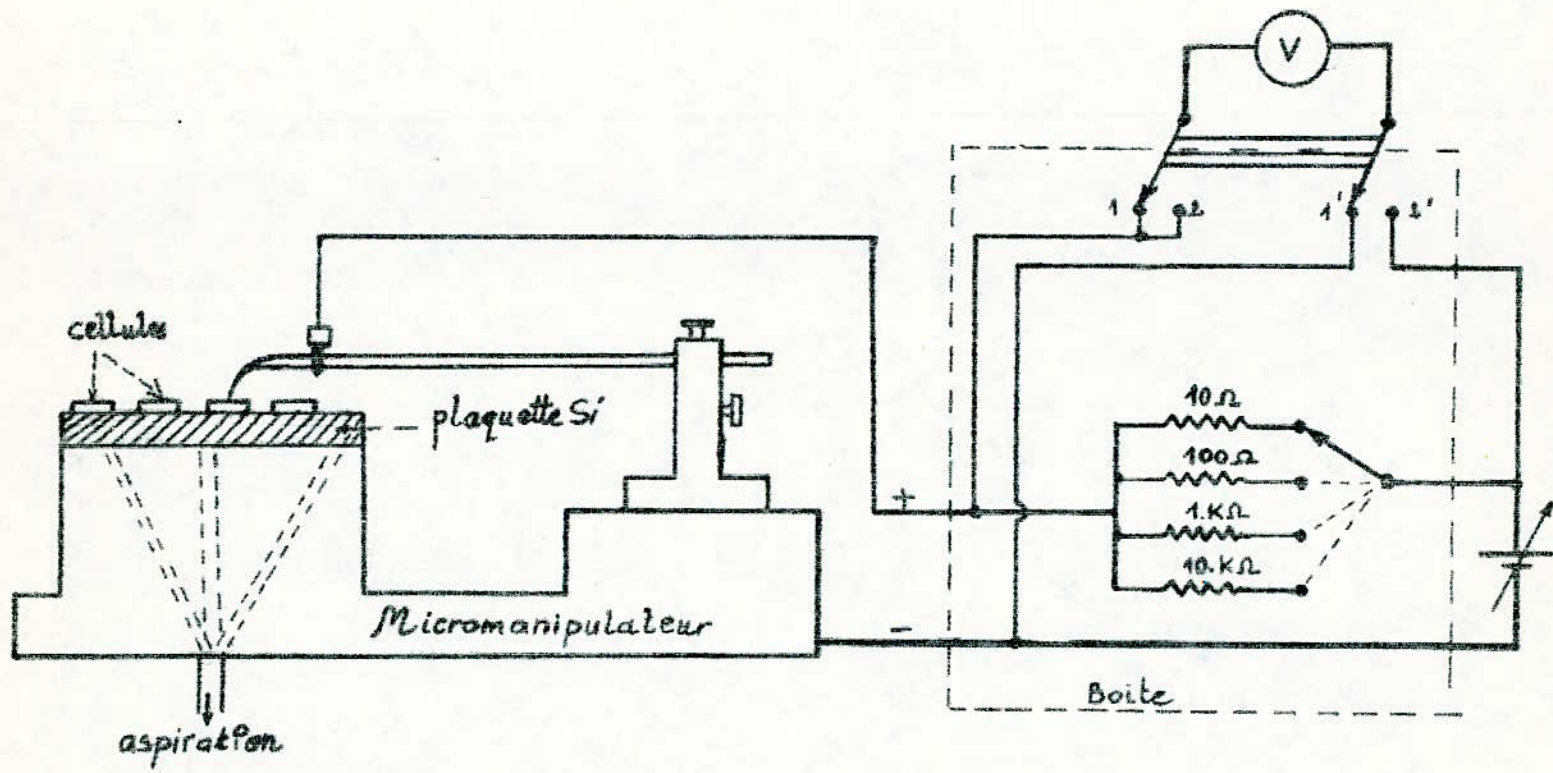


Fig VII-1. Schéma de mesure des caractéristiques  $i = f(v)$  :  
 Micromanipulateur - Boite - Voltmètre - Alimentation.

Le matériel utilisé pour le tracé de  $C = f(V)$  est :

- Micromanipulation de marque : TEMPTRONIC
- Voltmètre de marque : HEWLETT - PACKARD
- Capacimètre de marque : PRINCETON APPLIED RESEARCH

Nous rappelons que les différents paramètres déterminé à partir des courbes  $I = f(V)$  et  $C = f(V)$  sont donnés par les relations théoriques :

$$J_o(V) = A^* T^2 \exp(-e\phi_B/KT) \left[ \exp\left(\frac{eV}{KT}\right) - 1 \right] + \frac{e p_o D}{L_p} \left[ \exp\left(\frac{eV}{KT}\right) - 1 \right] \quad \text{VII.1.}$$

$$1/C^2 = \frac{2}{e N_A \epsilon_o \epsilon(S_i O_2)} (V + \phi_B) \quad \text{VII.2.}$$

$$N(W) = \frac{2}{e \epsilon_o \epsilon(S_i O_2)} \cdot \frac{dV}{d(1/C^2)} \quad \text{VII.3.}$$

## VII. - CHARACTERISATION

### VII.1. - PASTILLE N° 1

La pastille de silicium en question a été décapée selon la première solution employée. La durée de l'oxydation thermique était d'environ 5 heures. Lors de ce premier essai le four à l'intérieur de la cloche n'était pas installé. La pastille n'a donc pas pu être chauffée avant les dépôts d'or. Suite à cela, la surface de l'échantillon présentait des aspérités et le métal déposé avait tendance à s'effacer facilement. On n'a pas pu tracer  $I = f(V)$  à cause d'un très mauvais contact. On a noté que pour  $C = f(V)$ , la courbe était presque une droite qui se situe à 165 pF pour un cm de fil d'or évaporé. L'épaisseur de l'oxyde était d'environ 20 microns. Il n'y avait pas d'effet photoélectrique. Les cellules se sont comportée comme des circuits RC où  $C \approx 165$  pF.

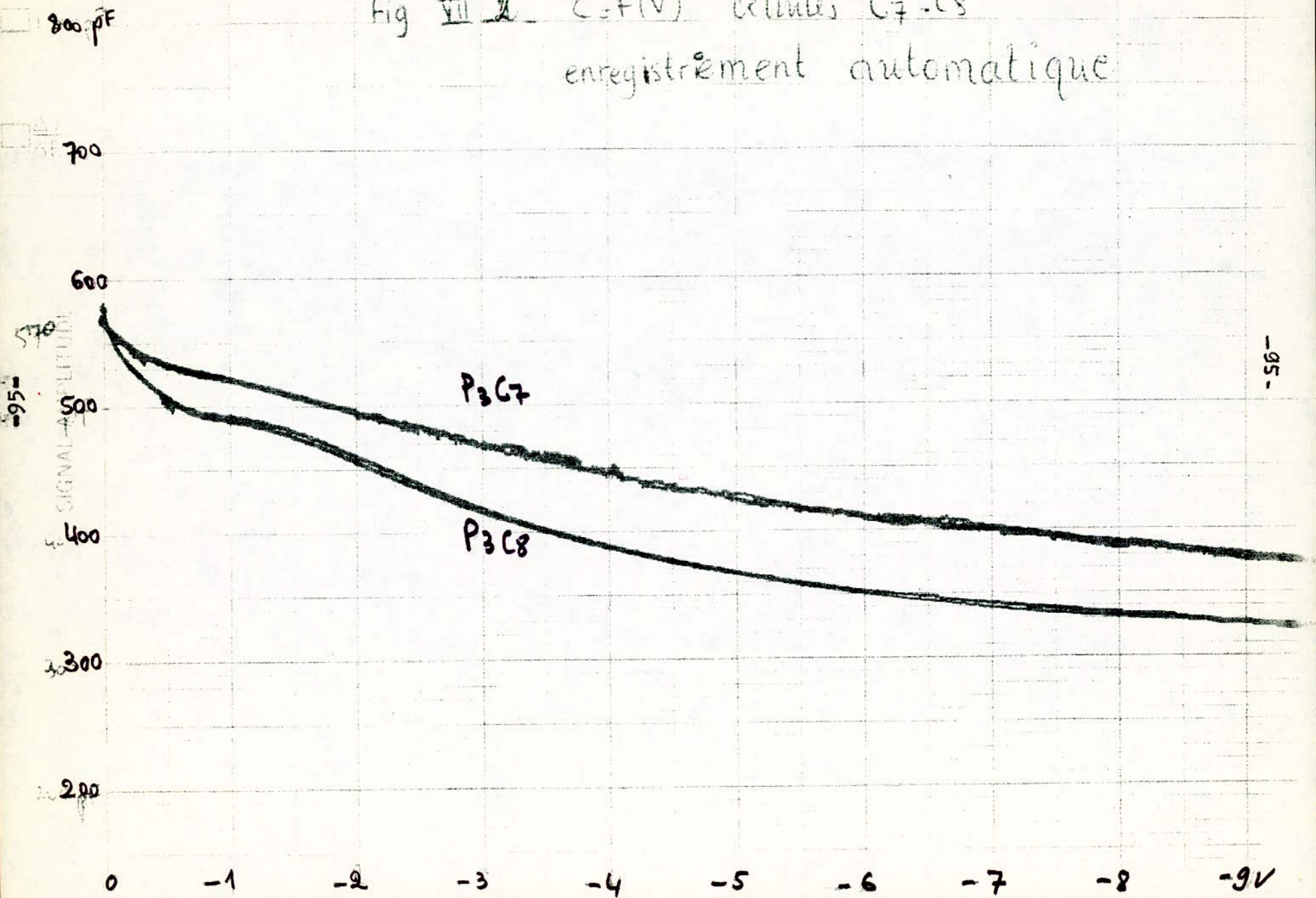
### VII.2. - Pastille N° 2

On a appliqué la seconde solution de décapage. Après avoir fait le contact de base, on a placé la pastille dans le four vers 400°C. L'or a un peu pénétré dans le silicium et la face active du semi-conducteur présentait des irrégularités et des tâches. On a arrêté là le processus de fabrication.

### VII.3. - Pastille N° 3

La pastille a été décapée selon la solution adoptée définitivement. La durée d'oxydation était de 3 heures. La température du four d'oxydation était de l'ordre de 200°C. Lors des dépôts d'or, le four à l'intérieur de la cloche indiquait environ 200°C. Des mesures faites sur les cellules 7 et 10 (en adoptant la numérotation de la figure (VI.1.b) ont montré qu'on a obtenu des diodes de puissance pouvant supporter aisément -10 v. Le tracé des caractéristiques  $C = f(V)$  sur enregistreur automatique (figure VII.2.) ou point par point (figure VII.3.) montre l'effet redresseur de la diode. Le coude de la diode se situe aux environ de 4v. La résistance dynamique est de l'ordre de 10 K $\Omega$ . Trop grande. Devant l'imprécision de la courbe  $I = f(V)$  pour les faibles tensions, on n'a pas pu déterminer de façon fidèle  $\phi_B$  ni même en donner une grossière estimation car les courbes  $I = f(V)$  tracées sur papier semi-log n'étaient pas linéaires comme dans le cas de cellules MS. De plus la pente des droites  $1/C^2 = f(V)$  n'est plus constante, dans ce cas il n'est pas possible de retrouver par la théorie classique la valeur de  $N_A$  : figure (VII.4.5.). Il n'y a pas d'effet photoélectrique. La feuille d'or évaporée est d'environ 1cm<sup>2</sup>. La capacité statique est de l'ordre de 200pF. Ce qui nous fournit une approximation de l'épaisseur de l'oxyde comme étant de l'ordre de 17  $\mu$ m.

Fig VII 2 C-F(V) cellules C7-C8  
enregistrement automatique



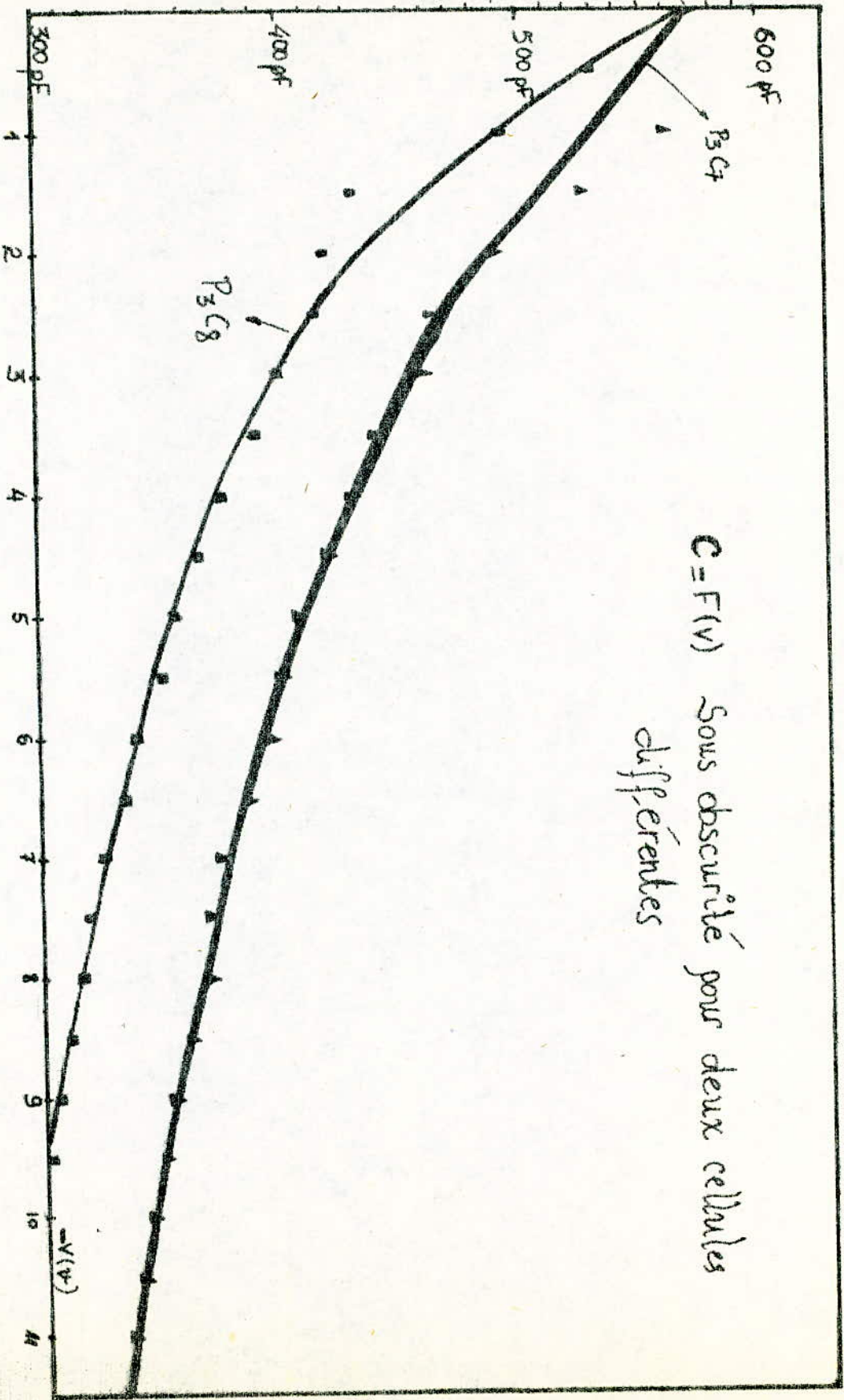


Fig VII.3

$I = F(V)$  pour deux cellules  $C_7$  et  $C_8$ . Elles supportent  
-10V en inverse. On a pratiquement deux diodes de puissance.

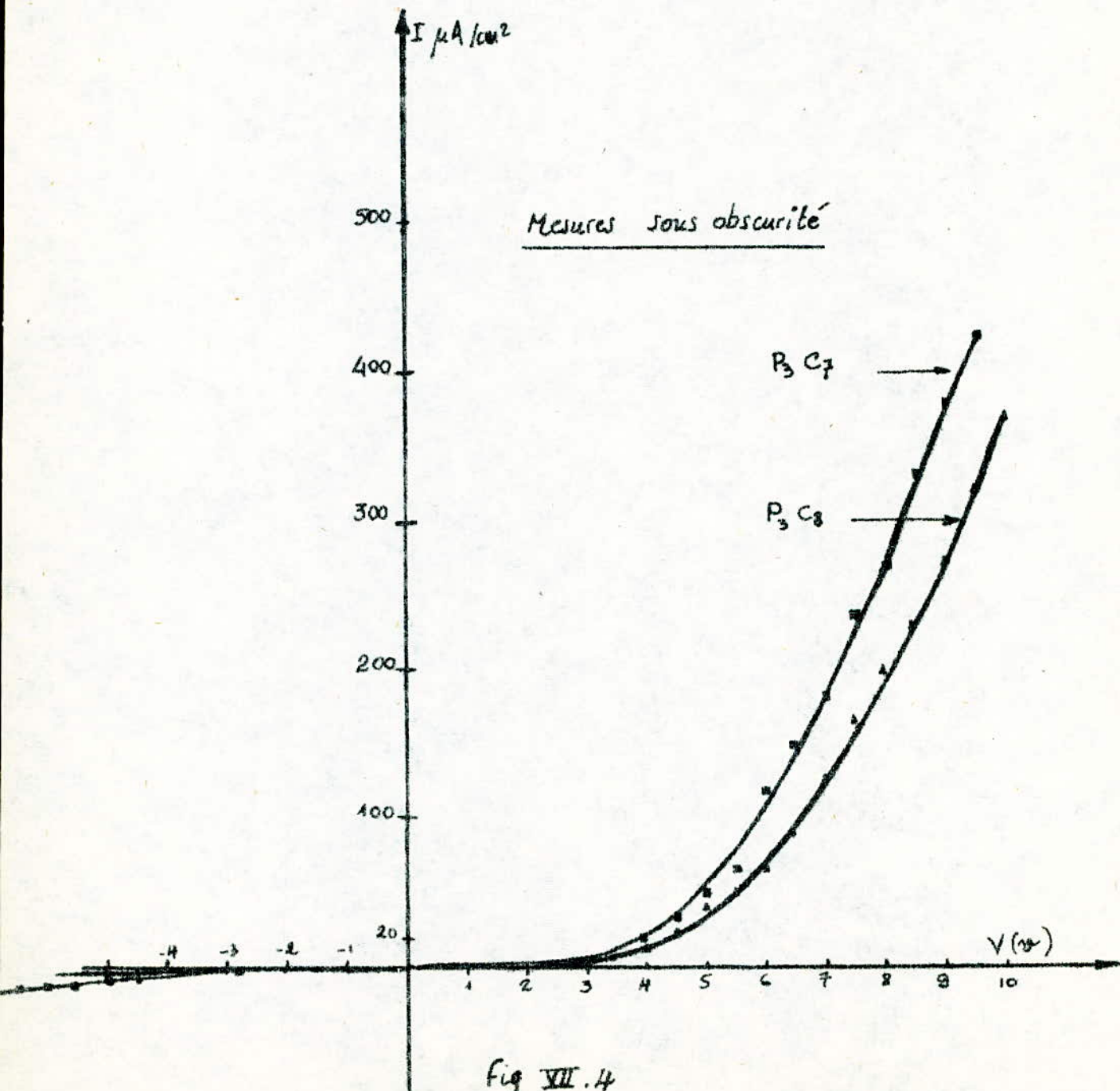


Fig VII.4

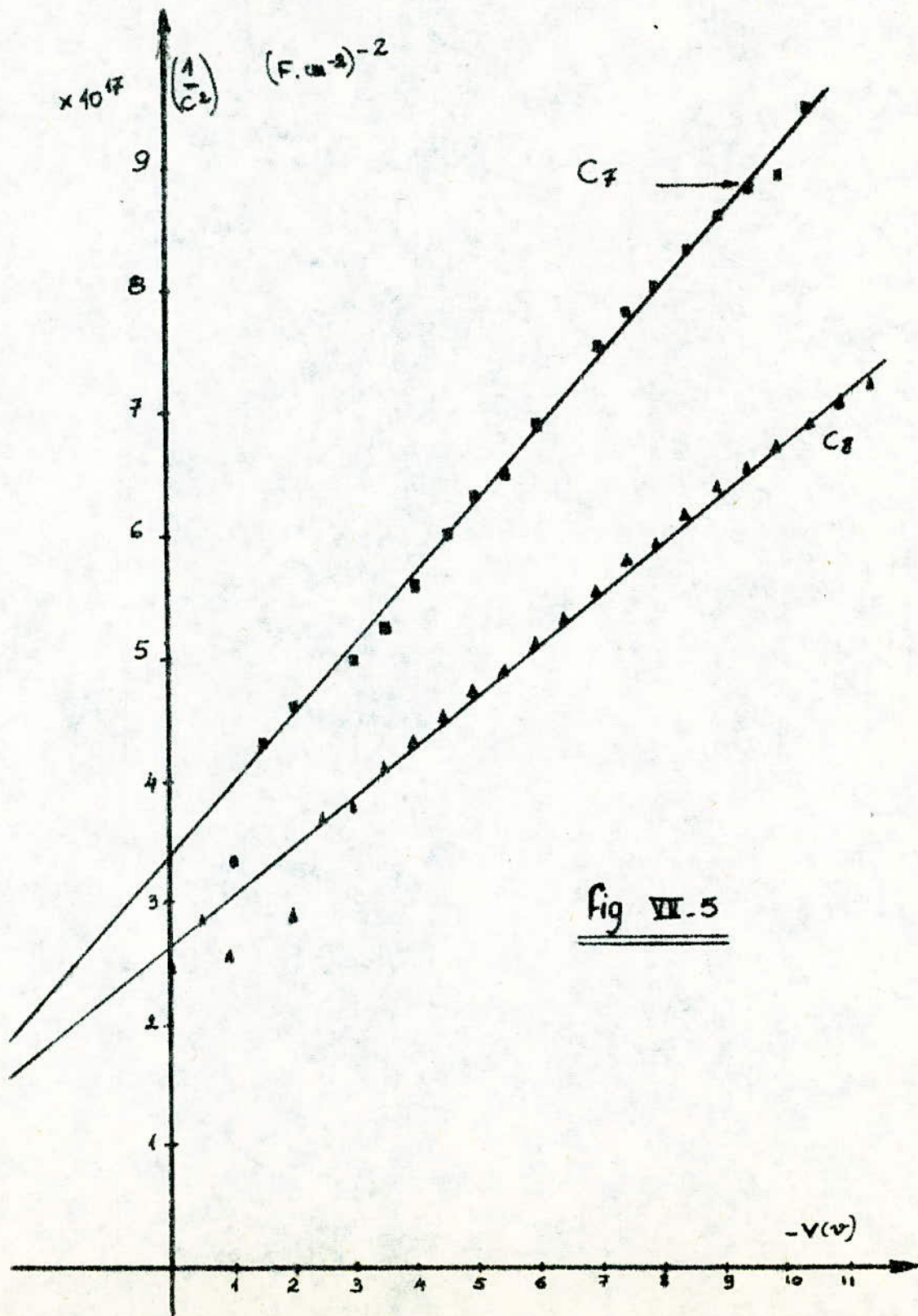


Fig VII-5

#### VII.4. - Pastille N° 4

Cet échantillon a été traité de la même manière que le précédent sauf pour la durée de l'oxydation. Celle-ci est ici d'environ 2H30mm. Les caractéristiques obtenues figure (VII.6) et figure (VII.7) montrent qu'on a fabriqué un circuit RC où  $R \approx 100 \Omega$  et  $C \approx 84 \text{ nF}$ . Pour une capacité statique de l'ordre de 84 nF, on a une épaisseur de l'oxyde de l'ordre de 40  $\mu\text{m}$ . Cet accroissement de l'épaisseur de  $\text{S}_i\text{O}_2$  ne peut être expliqué que par le fait que le courant d'argon ait augmenté car ce paramètre échappe aussi à notre contrôle. Ceci malgré que la durée de l'oxydation a été réduite dans ce cas.

#### VII.5. - Pastille N° 5

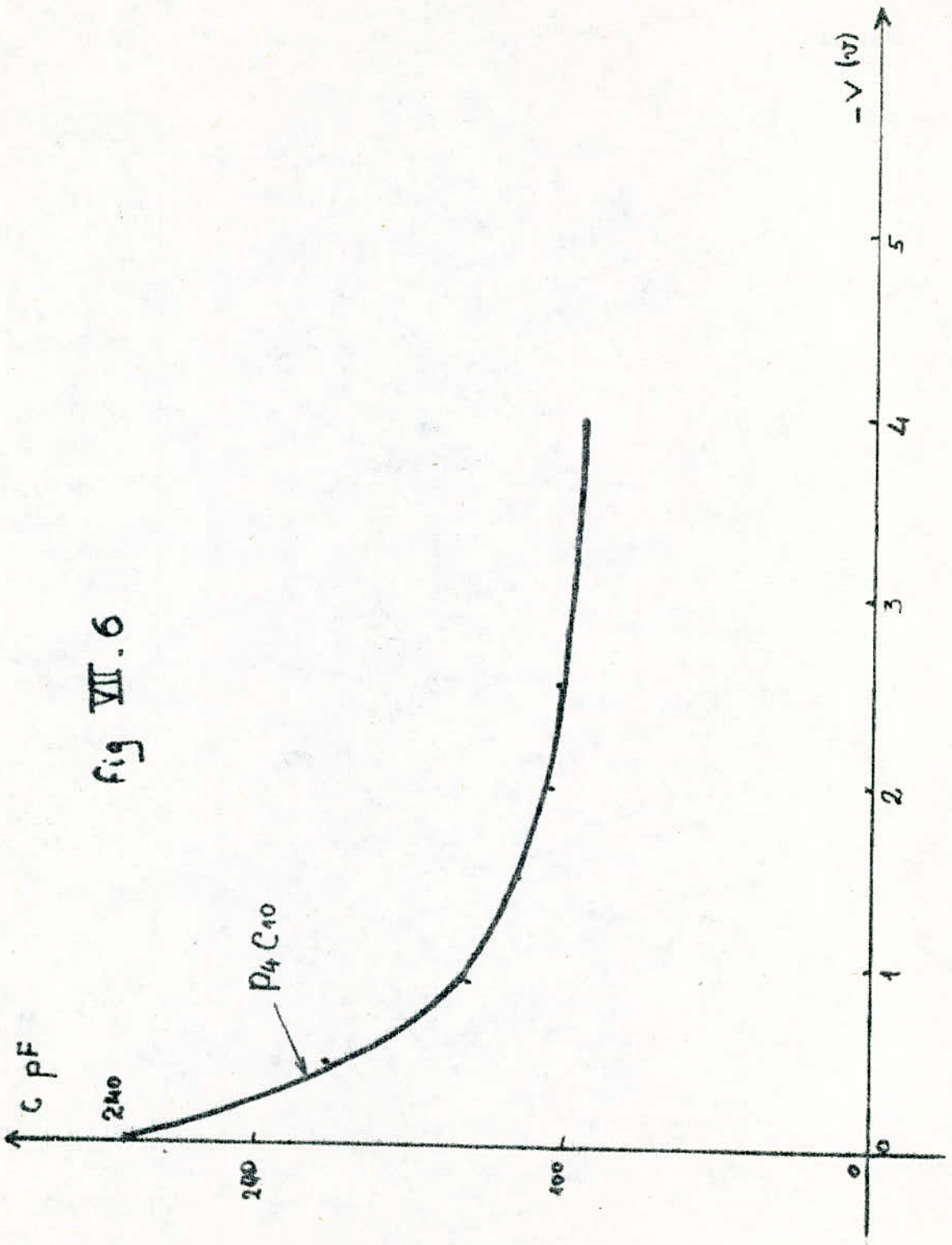
Cette pastille a été fabriqué dans les mêmes conditions que la précédente pastille sauf pour la durée de l'oxydation qui a été réduite à 1 heure. Les cellules 5-6-7 présentent un léger effet photoélectrique du même ordre de grandeur pour toutes les trois : figure (VII.8.9.10). La tension de circuit ouvert est de l'ordre de 300mv. Le courant de court-circuit est proche de 33  $\mu\text{A}$ . Le rendement pour un éclairnement de  $8,1 \cdot 10^{-1} \text{W/cm}^2$  est de l'ordre de 0,1%.

En prenant la cellule N°5 sans polarisation, on trouve une capacité statique de l'ordre de 300pF. Ce qui correspond à une épaisseur du film isolant de l'ordre de 12  $\mu\text{m}$ . On voit ici nettement l'effet de l'épaisseur du film isolant.

Avant le dépôt de métal sur les cellules 1.2.3.4.8.9.10.11, une panne au niveau du four intérieur à la cloche est advenue. Le substrat avait une température de l'ordre de 50°C. Les caractéristiques concernant ces cellules montrent qu'elles se comportent comme un circuit RC où  $R \approx 100 \Omega$  et  $C \approx 300\text{pF}$ . Il n'y a pas eu d'effet photoélectrique pour ces dernières cellules.



fig VII.6



I (mA)

Fig VII-7-11

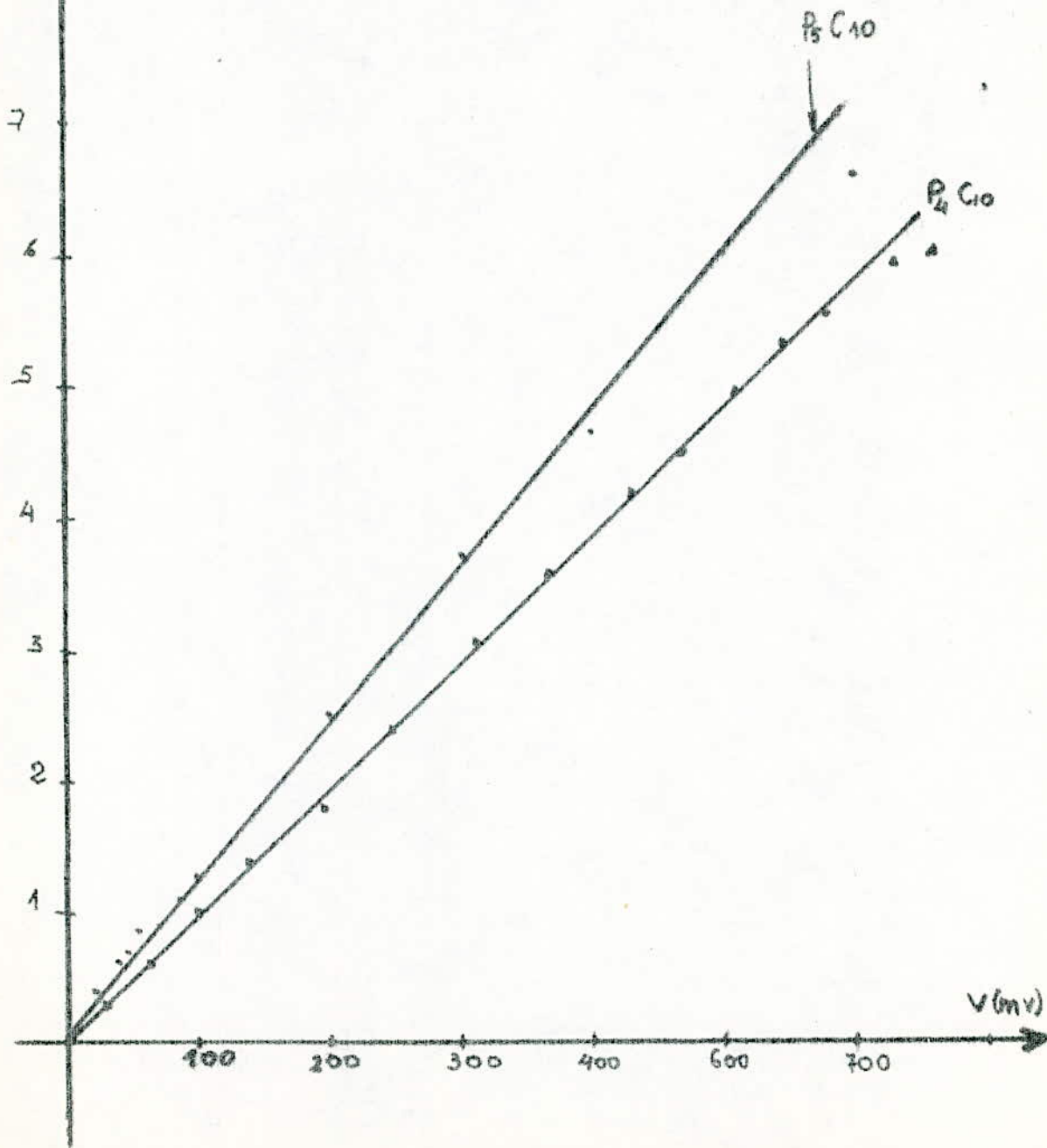
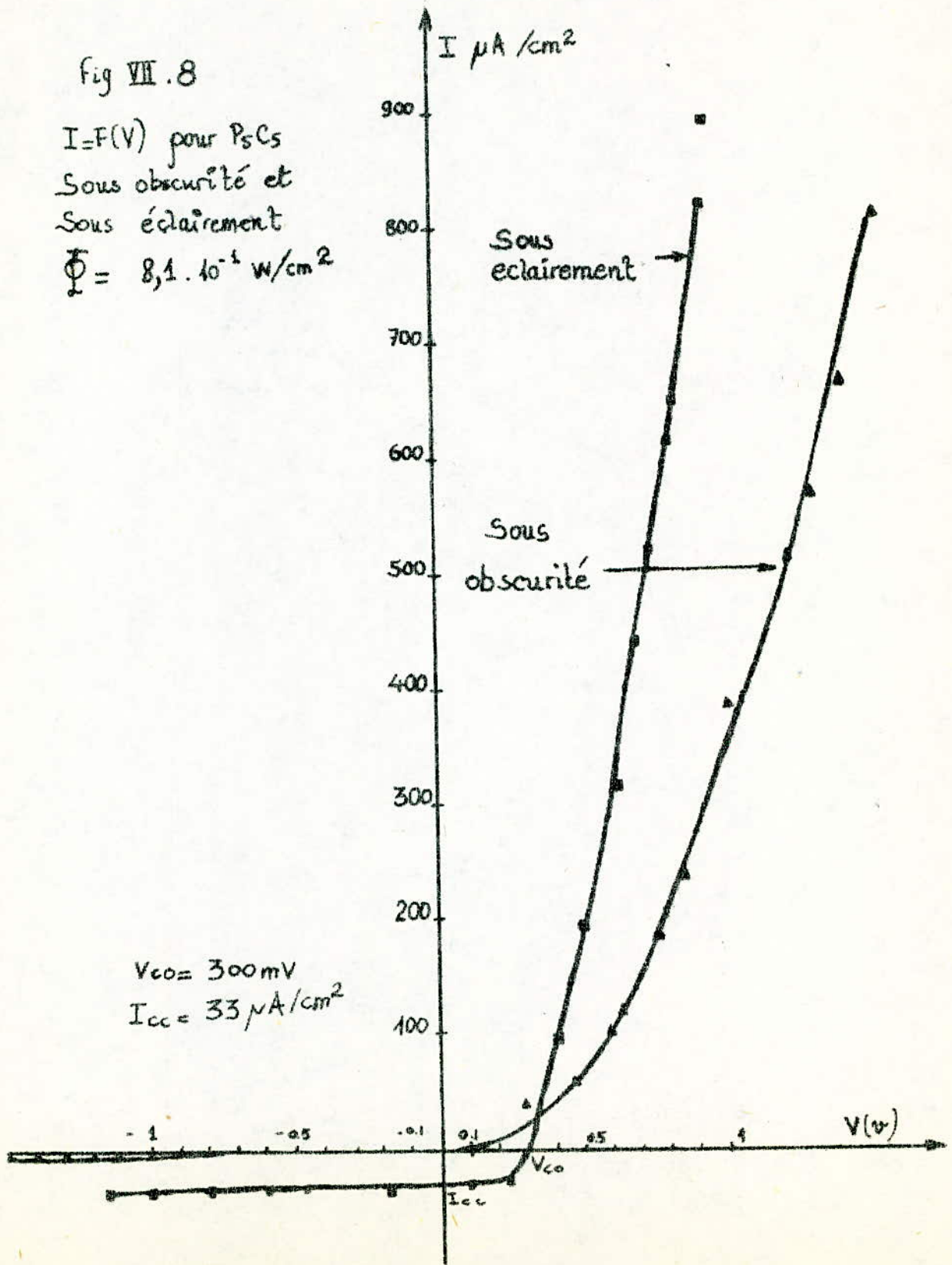


Fig VII.8

$I = F(V)$  pour PsCs  
Sous obscurité et  
Sous éclaircissement  
 $\Phi = 8,1 \cdot 10^{-4} \text{ W/cm}^2$



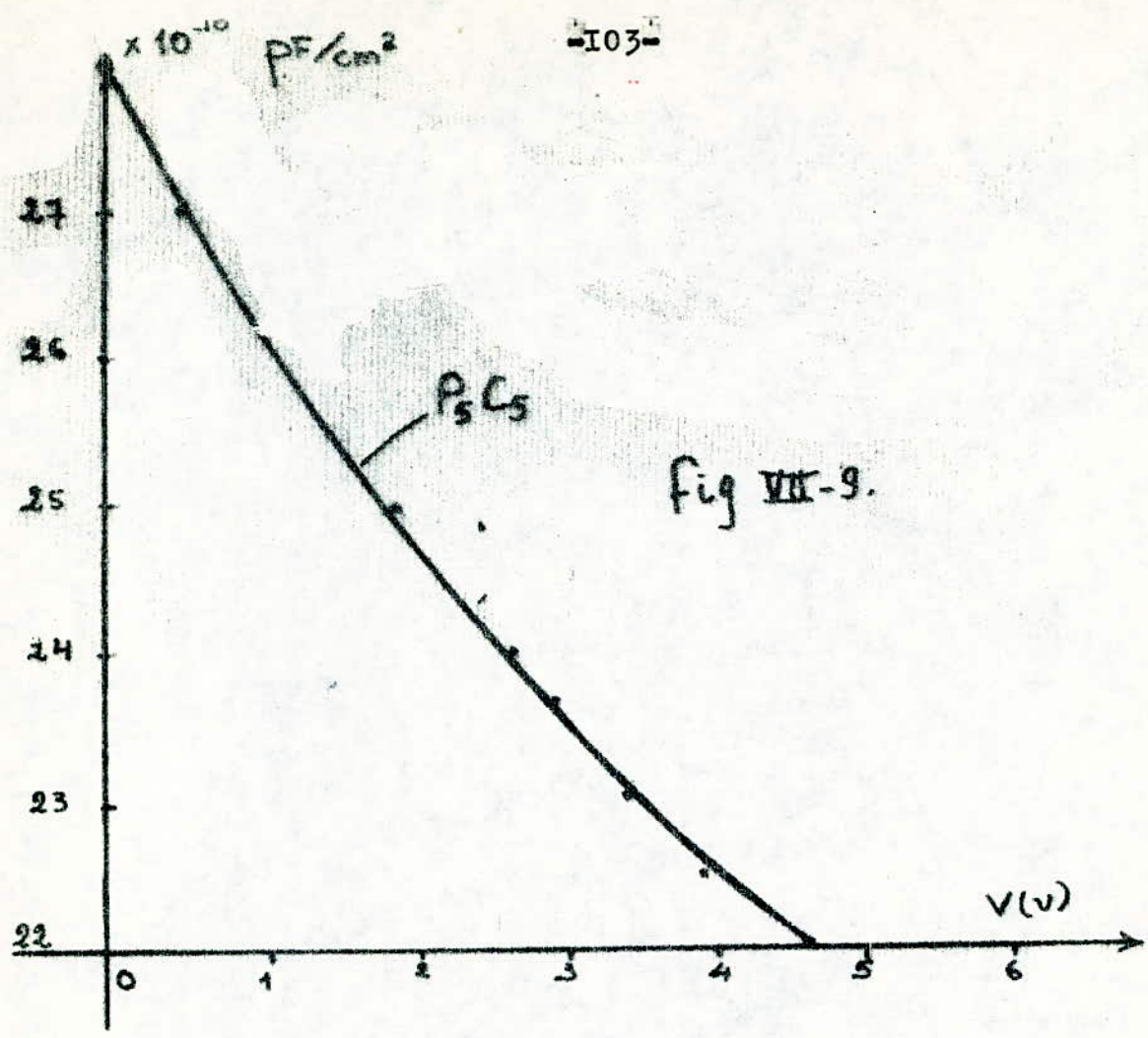


fig VII-9.

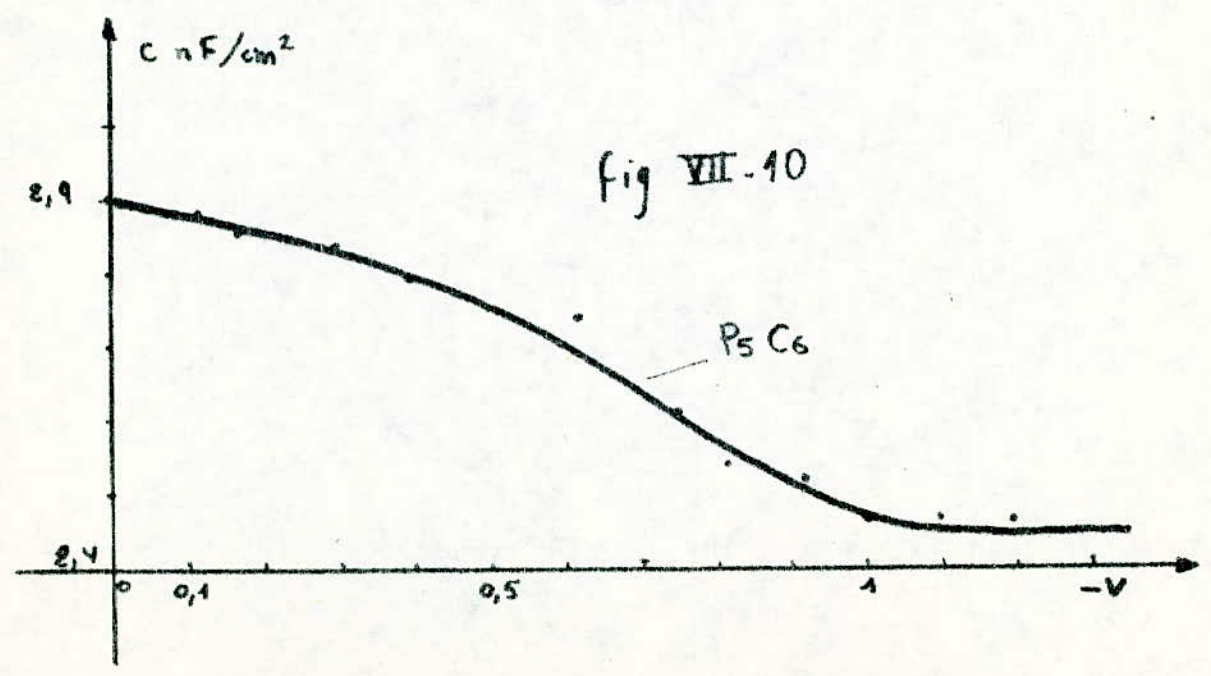


fig VII-10

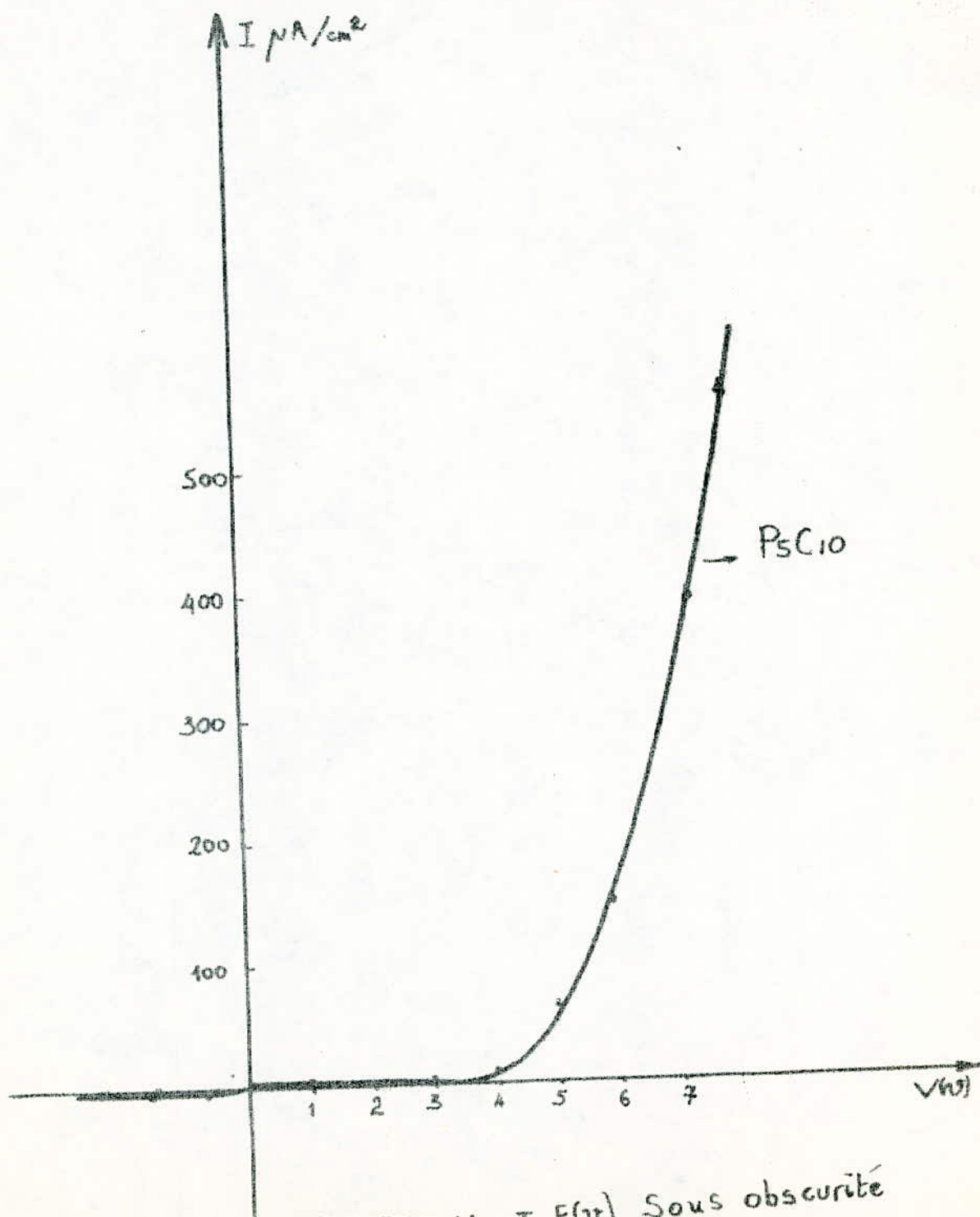


Fig VII.11  $I = F(\nu)$  Sous obscurité

CONCLUSION GENERALE

Cette étude nous a montré que les structure M.I.S. peuvent convenir à la conversion photovoltaïque. Mais les faibles rendements obtenus sur nos échantillons indiquent qu'il est nécessaire d'améliorer notre mode de fabrication.

En effet, le banc que nous avons décrit ne nous permet pas d'avoir un contrôle précis de tous les paramètres de la fabrication.

Il est en effet, nécessaire de mesurer les épaisseurs des couches métalliques déposées. Il est tout aussi important de mesurer avec précision l'épaisseur de l'isolant. Si on ajoute à cela qu'il faudrait pouvoir changer la nature du film isolant, nous voyons qu'il faut disposer d'un canon à électrons pour pouvoir effectuer ces opérations. De plus pour éviter toute contamination des échantillons, il faudrait effectuer toutes les manipulations dans une salle à atmosphère contrôlée.

Ces conditions remplies, il serait à ce moment tout à fait possible d'envisager les moyens d'augmenter le rendement des dispositifs fabriqués.

Néanmoins pour notre formation, on peut dire que ce projet a été pour nous l'occasion, combien instructive, pour comprendre toutes les difficultés auxquelles on se heurte lors de la fabrication de composants électroniques.

Beaucoup de choses restent à faire dans ce domaine et nous espérons pour notre part que tous les efforts du service "Cristaux et Couches Minces" du Centre des Sciences et de la Technologie Nucléaires soient récompensés dans un proche avenir.

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

### CHAPITRE I

- \* F. JUILLET F.VAN. NIENWENHUYZE  
Techniques et Applications de l'ultravide.
- \* R. DAVID A. RICHARDT MASSON AVRIL 1969  
Le Vide - Formation et Contrôle des Couches Minces.

### CHAPITRE II

- \* G. FOURNET  
Physique du Solide EYROLLS 1974
- \* B. SANSAL.  
Cours P.022 - ENP 1975.

### CHAPITRE III

- \* A.S. GROVE  
Physique et Technologie des dispositifs à semi-conducteur
- \* R.K. WILLARDSON A.B. BEER DUNOD 1970.  
Semi-conductors and semimetals.  
Vol 7 Part A Page 75 Academic Press.

### CHAPITRE IV

- \* A.S. GROVE Cité au Chapitre III.
- \* J. BARDEEN  
Surface state and rectification at a metal-semiconductor Contact  
Physical Review Vol 71 N° 10 Page 717 1947.

### CHAPITRE V

- \* S.M. FONASH  
- The role of the interfacial layer in the metal-semi-conductor solar cell.  
JAP Vol 46 N° 3 Page 1286 Mars 1975.

- Outline and comparison of the possible effects present in a metal-there film insulator-semiconductor solar cell  
J.A.P. Vol 47 N° 8 Août 1976 Page 3597.

- Theory of capacitance and conductance behavior of Schottky-barrier and conducting M.I.S. diodes with interface traps.  
J.A.P. Vol 48 N° 9 Page 3953 Septembre 1977.

\* VIKTOROVITCH and KAMARINOS

Improvement of the photovoltaic efficiency of a metal-insulator-semiconductor structure :

Influence of the interface states

J.A.P. Vol 48 N° 7 Page 3060 Juillet 1977.

\* S.M. SZE.

Physics of semiconductor Devices Page 425

Wiley-Interscience 1969.

\* S. FARHANG - Thèse de doctorat 3ème Cycle.

Étude de cellules solaires à barrière de Schottky (M.I.S) sur substrats monocristallins.

Ecole centrale de Lyon Juillet 1978.

## CHAPITRE VI

\* P.A. TOVE M.P. ALI

Correlation between Schottky electron and hole currents form a metal contact on chemically etched silicon.

Solid State Electronics Vol 21 Page 912.

\* R. BESSON

Technologie des Composants Electroniques. T.II.

Radio 1972.