

CEA-R 2519 - DEVIN Bernard, PHUC Nguyen Xuan

LES EFFETS DES TACHES (OU GRAINS) ET LE TRAVAIL DE SORTIE
MOYEN D'UN EMETTEUR POLYCRISTALLIN.

Sommaire. - La conversion directe de l'énergie thermique à haute température en énergie électrique par diodes à plasma est étudiée au Service d'Electronique Physique du Commissariat à l'Energie Atomique.

On étudie l'adaptation de ces diodes aux réacteurs nucléaires, notamment en vue de fournir l'énergie de servitude dans les véhicules spatiaux.

Parallèlement aux réalisations et essais semi-industriels, une part importante de l'activité du Service est orientée vers l'étude fondamentale des phénomènes physiques liés à la conversion thermoionique dans le but d'améliorer les performances actuelles.

1964

p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

CEA-R 2519 - DEVIN Bernard, PHUC Nguyen Xuan

THE EFFECTS OF SPOTS (OR GRAINS) AND THE MEAN WORK FUNCTION OF A POLYCRYSTALLINE EMITTER

Summary. - The direct conversion of thermal energy at high temperature to electrical energy using plasma diodes is studied in the Electronic Physics Service of the French Atomic Energy Commission.

Research concerns the adaptation of these diodes to nuclear reactors with a view especially to providing power for operating the instruments of space vehicles.

In parallel with the semi-industrial realizations and tests, an important part of the activity of the service is directed towards fundamental research into physical phenomena connected with thermionic emission with a view to improving present performances.

1964

p.

Commissariat à l'Energie Atomique

**LES EFFETS DES TACHES (OU GRAINS)
ET LE TRAVAIL DE SORTIE MOYEN
D'UN ÉMETTEUR POLYCRISTALLIN**

par

Bernard DEVIN et Nguyen Xuan PHUC

Rapport CEA - R 2519

CENTRE D'ÉTUDES
NUCLÉAIRES DE SACLAY

1964

Ca

Les rapports du COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE sont, à partir du n° 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 16, rue Lord Byron, PARIS VIIIème.

The C.E.A. reports starting with n° 2200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 16, rue Lord Byron, PARIS VIIIème.

- Rapport R 2519 -

Service d'Electronique Physique
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay

LES EFFETS DES TACHES (OU GRAINS) ET LE TRAVAIL DE SORTIE MOYEN
D'UN EMETTEUR POLYCRISTALLIN

(Patch effects and average work functions of polycrystalline thermionic emitters)

par

Bernard DEVIN et Nguyen Xuan PHUC

- Juillet 1964 -

S O M M A I R E

AVANT-PROPOS

I - INTRODUCTION

II - DONNEES THEORIQUES

II 1. Influence du champ appliqué

II 1.1. Champ fort et accélérateur

II 1.2. Champ fort et retardateur

II 1.3. Champ faible

II 1.4. Cas intermédiaire

II 2. Travail de sortie statistique moyen

III - CRITIQUE DES METHODES USUELLES DE DETERMINATION DU TRAVAIL DE SORTIE

III 1. Détermination de Φ par la mesure du courant de saturation

III 2. Détermination de $\bar{\Phi}$ par les mesures en champ retardateur

IV - METHODES DE DETERMINATION DE $f(\gamma)$

V - APPLICATIONS AUX CONVERTISSEURS THERMOIONIQUES

V 1. Hétérogénéité fondamentale des émetteurs

V 1.1. Surfaces uniformes monocristallines à froid

V 1.2. Surfaces mono et polycristallines à chaud

V 1.3. Influence du temps

V 2. Influence sur les convertisseurs thermoioniques

V 2.1. Dégradation du rendement

V 2.2. Adsorption de césium

V 2.3. Ionisation à la surface

AVANT PROPOS

Les phénomènes de base dans un convertisseur thermoïonique à césium peuvent être classés en deux groupes :

- L'émission des électrons d'une électrode chaude (émetteur)
- Le transport de ces électrons à une électrode plus froide (collecteur) à travers l'espace interélectrode contenant des ions de césium.

Les études poursuivies par le groupe sur les émetteurs portent essentiellement sur deux points :

I - ETUDE DES METAUX REFRACTAIRES POLYCRISTALLINS

- L'effet des taches sur les émetteurs nus (patch effect)
- L'effet des taches sur les émetteurs recouverts de césium.

II - ETUDE DES METAUX REFRACTAIRES MONOCRISTALLINS

- L'anisotropie du travail de sortie avec les structures cristallines des surfaces parfaites
- L'anisotropie du travail de sortie avec les structures cristallines des surfaces recouvertes de césium.

LES EFFETS DES TACHES (OU GRAINS) ET LE TRAVAIL DE SORTIE MOYEN D'UN EMETTEUR POLYCRISTALLIN

I - INTRODUCTION

La surface des émetteurs thermoélectroniques est loin d'être parfaite. Elle représente une certaine hétérogénéité superficielle qui fait que le travail de sortie varie d'un point à un autre. Les équipotentielles ne sont pas planes au voisinage immédiat de la surface (fig. 1).

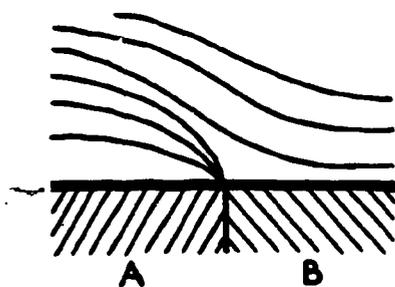


Fig. 1 - Surfaces équipotentielles au voisinage de deux zones à travail de sortie différent

$$\phi_A > \phi_B$$

A une température donnée, les aires responsables de l'émission sont celles qui correspondent à un bas travail de sortie; elles correspondent aux taches claires observées au microscope à émission. Les autres aires ayant un grand travail de sortie émettent moins d'électrons et correspondent aux taches plus ou moins sombres.

L'irrégularités des travaux de sortie d'une surface émissive hétérogène peut provenir de l'adsorption non uniforme de gaz (par exemple de l'oxygène de l'air résiduel dans une enceinte vide); les cathodes polycristallines parfaitement exemptes de gaz, dégagées de toute couche d'écrouissage à chaud (le tungstène chauffé à 2000° K) peuvent produire des taches plus ou moins claires par suite de leur structure cristalline. Au hasard de la croissance des grains élémentaires, deux faces de travail de sortie très différent peuvent être voisines.

L'anisotropie du travail de sortie avec l'orientation cristalline a fait l'objet de plusieurs études théoriques et expérimentales. Une étude bibliographique détaillée sur ce sujet

et un essai d'interprétation du travail de sortie avec de nouvelles théories de surfaces des métaux seront envisagés dans la deuxième partie de notre programme d'études.

D'après Smith (1) pour le tungstène par exemple :

Direction	φ^* (ev)	A^* (A/cm ² . °K ²)
100	4.52	105
111	4.38	52
112	4.65	120
116	4.29	40
110	4.58	8

La loi de Richardson $I = AT^2 \exp - \frac{\varphi}{kT}$ montre que l'intensité varie rapidement avec φ , ce qui explique que les grains apparaissent sous forme de taches contrastées au microscope à émission thermoélectronique (fig. 2).

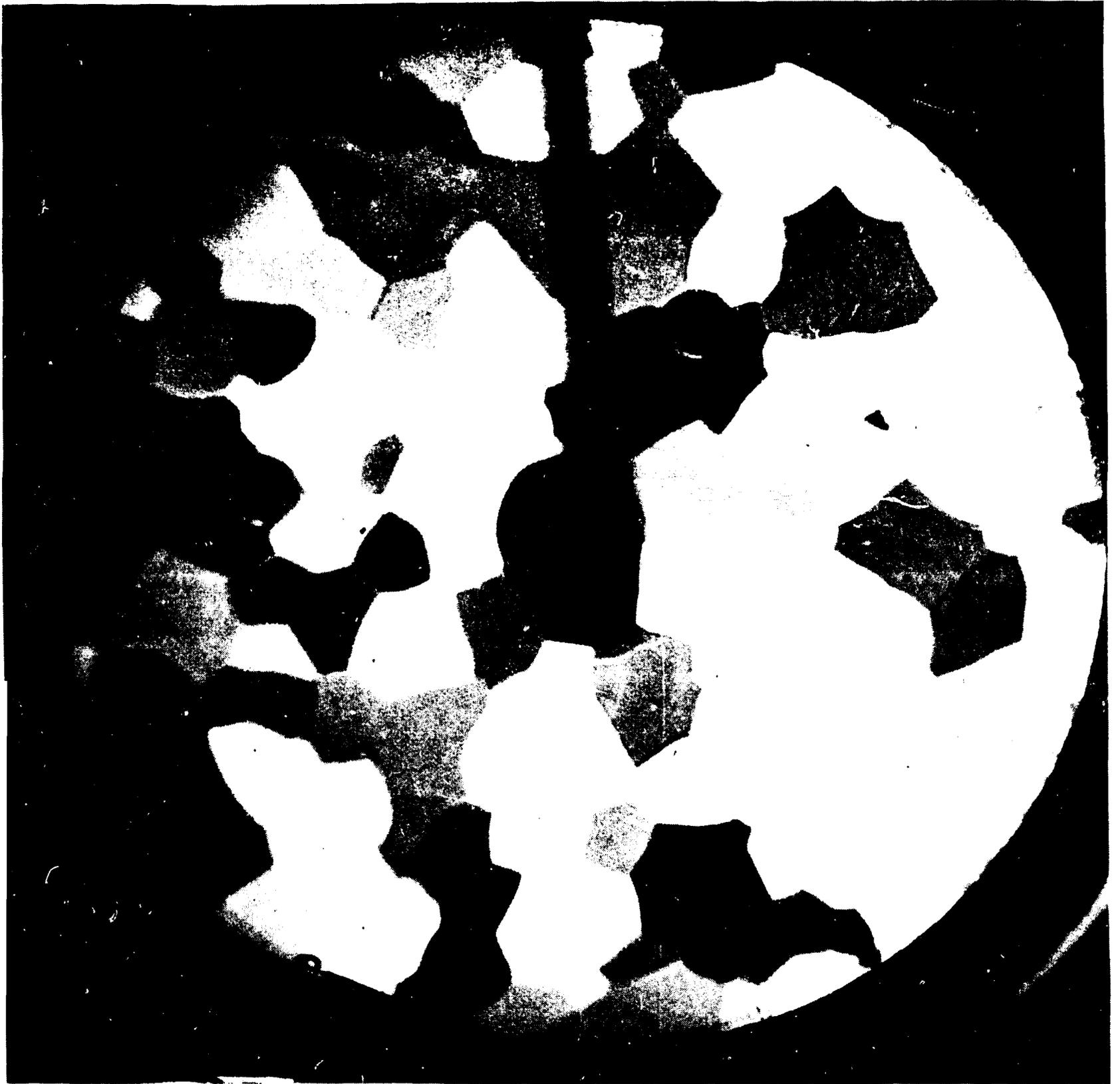


Fig. 2 -

Image d'une portion de surface de tungstène polycristallin obtenue au microscope à émission

Grandissement : 200

Dimension de la tache élémentaire : 20 à 50 μ

II - THEORIE GENERALE DU PHENOMENE DES TACHES OU GRAINS

III. Influence du champ appliqué

La densité de courant émis est donnée par l'équation de Richardson :

$$J = AT^2 \exp \frac{- eVm}{kT}$$

où - V_m est le sommet de la barrière de potentiel que l'électron doit franchir rapporté au niveau de Fermi de l'émetteur;

- A : constante égale à $120 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{ }^\circ\text{K}^2$;
- T : température absolue de l'émetteur : $^\circ\text{K}$
- k : constante de Boltzmann = $1,38 \times 10^{-23} \text{ J/}^\circ\text{K}$
= $0,86 \times 10^{-4} \text{ eV/}^\circ\text{K}$;

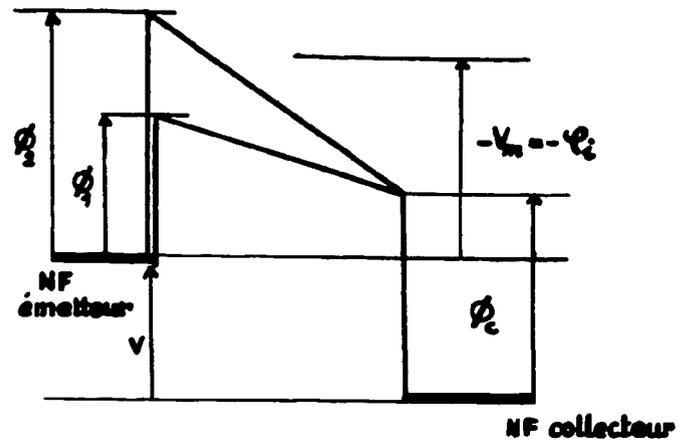
Les électrodes situées au voisinage de l'émetteur régissent le courant électronique en modifiant la hauteur de cette barrière.

Nous considérons que le champ appliqué est "fort" (accélérateur ou retardateur) lorsqu'il masque complètement l'influence du champ superficiel entre grains à travail de sortie différent et l'influence de la charge d'espace. Il est faible dans le cas contraire. Nous étudierons à part la condition intermédiaire où le champ n'est pas de même sens ni de même intensité à la surface de chaque grain, ce qui est généralement le cas des convertisseurs thermoioniques à plasma.

II 1.1. Champ fort et accélérateur (fig. 3)

Les grains émettent des électrons indépendamment les uns des autres. Le diagramme de potentiel est particulier à chaque grain. Le sommet de la barrière de potentiel est le potentiel de surface ψ_i .

Fig. 3 - Diagramme de l'énergie potentielle pour un électron par rapport à deux grains (champ accélérateur et fort)



La densité de courant mesurée par unité de surface est la somme des courants élémentaires émis par chacun des grains composant la surface unitaire.

Soit $f(\varphi_i)$ la fraction de la surface ayant le travail de sortie φ_i , le courant élémentaire relatif à φ_i s'écrit :

$$j_i = f(\varphi_i) AT^2 \exp \frac{-e\varphi_i}{kT}$$

et la densité de courant :

$$J = AT^2 \sum f(\varphi_i) \exp \frac{-e\varphi_i}{kT}$$

$f(\varphi_i)$ est encore la densité de probabilité de trouver une zone à travail de sortie φ_i à chaque surface de l'émetteur.

L'effet Schottky abaisse les travaux de sortie des grains d'une même quantité donnée par :

$$\Delta\varphi = (eE)^{1/2}$$

où $\Delta\varphi = 3.79 \times 10^{-4} \sqrt{E}$ où E est le champ électrique en V/cm . En tenant compte du coefficient de réflexion moyen \bar{r}_i , la densité de courant émis par le i ème grain est donnée par :

$$j_i = A(1 - \bar{r}_i) T^2 \exp \frac{-e\{\varphi_i - (eE)^{1/2}\}}{kT}$$

Note : Condition équivalente

Dans les convertisseurs thermoioniques à faible espacement interélectrode, les dimensions des grains sont grandes comparées à la distance émetteur-collecteur de telle

sorte que l'on est dans le cas où les grains se comportent comme des diodes élémentaires en parallèle (2). (fig. 4). Les lignes de champ dans l'espace interélectrode sont schématisées par la fig. 4 bis.

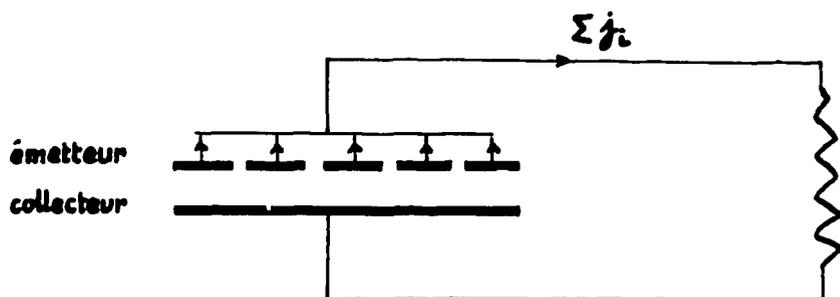
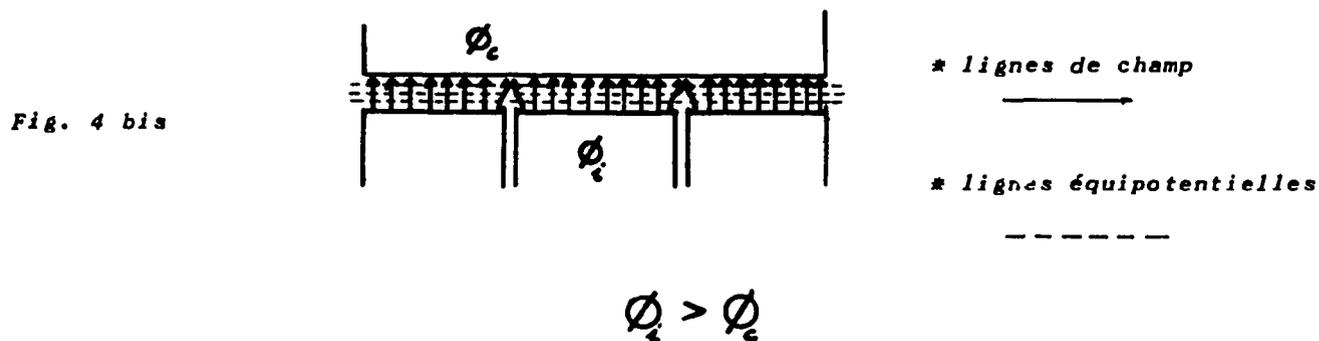


Fig. 4 - Diodes élémentaires en parallèle



Dans la mesure du travail de sortie par la méthode de Richardson, on obtient une valeur moyenne du travail de sortie ($\bar{\Phi}_R$) qui est relié au courant ci-dessus par :

$$(1) \quad AT^2 (1 - r) \exp \left\{ \frac{-e (\bar{\Phi}_R - (eE)^{1/2})}{kT} \right\} = AT^2 \sum_i f_i (\varphi_i) (1 - \bar{r}_i) \exp \frac{-e (\varphi_i - (eE)^{1/2})}{kT}$$

$$\text{avec } \sum_i f_i (\varphi_i) = 1$$

Le travail de sortie ainsi défini n'est pas une moyenne statistique.

En admettant que, comme l'ont montré les expériences de Shelton (3) la constante A est bien universelle ($120 \text{ Amp/cm}^2 \cdot \text{°K}^2$) pour les métaux et que le coefficient de réflexion \bar{r}_i est le même selon les différentes faces, l'équation (1) se réduit à :

$$(2) \quad \exp - \frac{e \bar{\Phi}_R}{kT} = \sum f_i (\varphi_i) \exp \frac{-e \varphi_i}{kT}$$

ϕ_R représente alors, à la température T et seulement à cette température, le travail de sortie d'une surface homogène émettant le courant J .

En passant à la limite la sommation est remplacée par une intégrale qui conduit à l'expression permettant de définir ϕ_R

$$(3) \quad \exp \frac{-e\phi_R}{kT} = \int_0^\infty f(\psi) \exp \frac{-e\psi}{kT}$$

Nous garderons ce mode d'écriture par la suite.

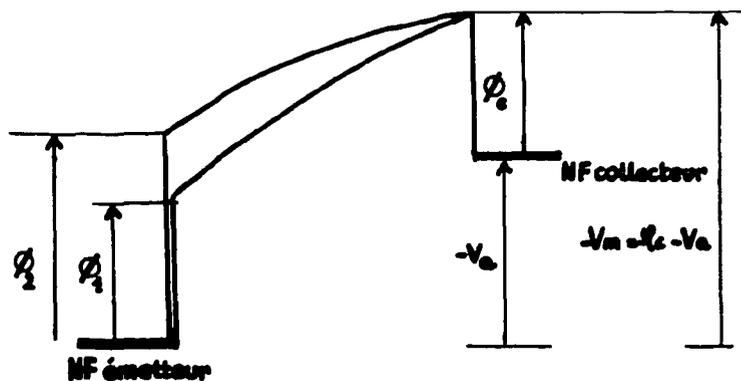
L'expression de ϕ_R ne peut être calculée explicitement que si l'on connaît la courbe de distribution $f(\psi)$. En admettant que l'on connaisse l'expression analytique de la distribution $f(\psi)$, le premier membre de l'expression précédente sera égal à la transformée de Laplace de la fonction $f(\psi)$ qui est une expression uniquement en fonction de $s = \frac{e}{kT}$

$$(4) \quad \exp \frac{-e\phi_R}{kT} = g(s) = \int_0^\infty f(\psi) \exp(-s\psi) d\psi$$

II 1.2. Champ fort et retardateur (fig. 5)

En champ retardateur on a le diagramme d'énergie suivant pour deux grains :

Fig. 5 - Diagrammes de l'énergie potentielle pour un électron par rapport à deux grains (champ retardateur et fort)



Le courant émis par le ième grain

$$j_i = f(\varphi_i) AT^2 \exp \frac{-e V_m}{kT} = f(\varphi_i) AT^2 \exp \frac{-e(\varphi_c + V_a)}{kT}$$

La densité de courant émis par l'émetteur :

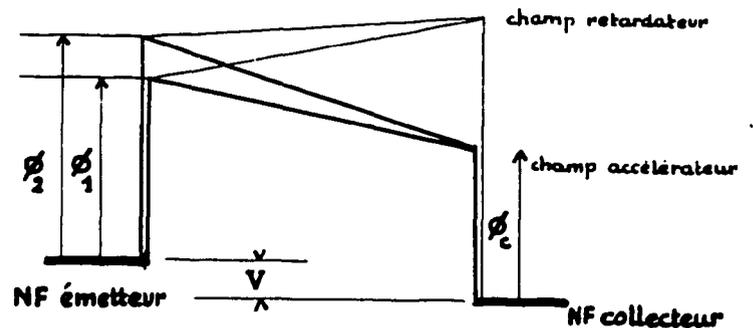
$$J = \int_0^\infty f(\varphi_i) AT^2 \exp \frac{-e(\varphi_c + V_a)}{kT} d\varphi_i$$

$$(5) \quad J = AT^2 \exp \frac{-e(\varphi_c + V_a)}{kT}$$

Il dépend du travail de sortie du collecteur et de la température de l'émetteur. L'hétérogénéité de l'émetteur n'a aucune influence dans ce cas et la définition d'un travail de sortie moyen est sans signification pour l'émetteur.

II 1.3. Champ faible à la surface (fig. 6)

Fig. 6 - Diagramme de l'énergie potentielle pour un électron par rapport à deux grains (champ accélérateur et faible)



Ce cas est difficile à formuler. Car l'effet Schottky est différent pour chaque grain(3) et le champ au voisinage de la surface provenant de la déformation des équipotentielles est difficile à connaître avec précision. Herring et Nichols donnent la condition suivante pour que les différents grains émettent indépendamment. Soit E le champ appliqué :

$$\text{champ } E \gg \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad \partial \phi \text{ étant la différence de travail de sortie entre deux grains}$$

voisins et ∂y étant le diamètre des grains. Dans le cas où le champ appliqué est faible

vis-à-vis des champs locaux des grains, les grains n'émettent plus indépendamment les uns des autres. Certains grains à forts travaux de sortie peuvent diminuer l'émission des grains adjacents à faibles travaux de sortie grâce aux champs latéraux; les grains à fort travail de sortie repoussent des électrons provenant des zones à faible travail de sortie en jouant un rôle analogue à celui de la grille d'une triode, inversement les grains à faible travail de sortie captent les électrons émis par les grains à fort travail de sortie (fig. 6 bis).

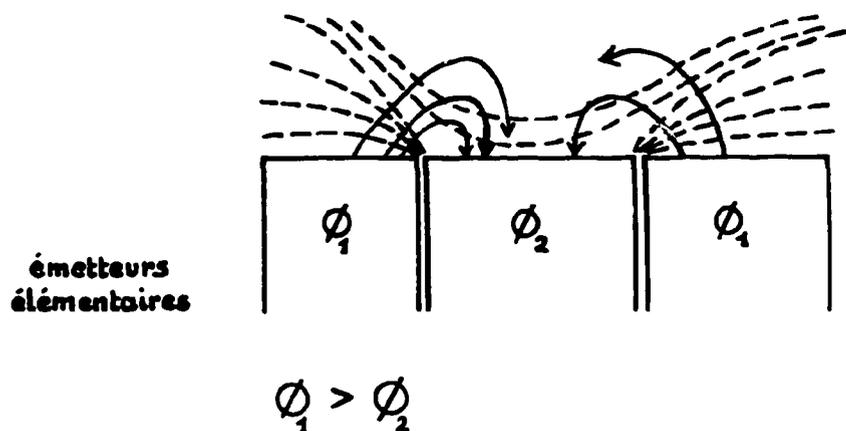


Fig. 6 bis - Lignes de champ et lignes équipotentielle dans le cas intermédiaire

lignes de champ : —————
 lignes équipotentielle : - - - - -

II 1.4. Cas intermédiaire (fig. 7)

Le potentiel en face de l'émetteur a une valeur telle qu'il crée un champ accélérateur pour un certain nombre de grains et retardateurs pour d'autres. Si ce champ est faible vis-à-vis des champs locaux, le problème est très compliqué pour les raisons citées dans le paragraphe précédent.

Lorsque ce champ est suffisamment fort, les grains se comportent indépendamment quant à l'émission.

Ce cas se présente dans une diode à plasma où le champ dépend de la différence relative du potentiel de plasma et du potentiel à la surface de chaque grain.

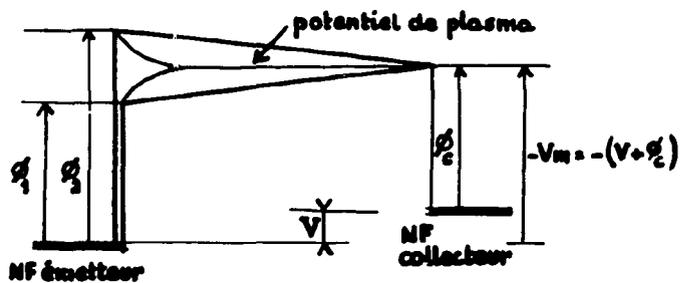


Fig. 7 - Diagramme d'énergie pour un électron par rapport à deux grains dans le cas intermédiaire

Le courant électronique total est la somme des courants de deux groupes de grains : ceux soumis à un champ accélérateur (2) et ceux soumis à un champ retardateur (1) - $V_m = -(V + \phi_c)$. Abstraction faite du terme de réflexion ($1 - \bar{r}_i$) on a :

$$J = J_1 + J_2 \quad \begin{cases} J_1 = AT^2 \int_0^{V_m} f(\varphi) \exp \frac{-eV_m}{kT} d\varphi \\ J_2 = AT^2 \int_{V_m}^{\infty} f(\varphi) \exp \frac{-e\varphi}{kT} d\varphi \end{cases}$$

$$J = AT^2 \left[\exp \frac{-e(V + \phi_c)}{kT} \int_0^{V_m} f(\varphi) d\varphi + \int_{V_m}^{\infty} f(\varphi) \exp \frac{-e\varphi}{kT} d\varphi \right]$$

Le premier terme du crochet dépend du travail de sortie du collecteur et de la fraction de surface occupée par des grains ayant un travail de sortie inférieur à V_m .

La définition du travail de sortie moyen $\bar{\Phi}_R$ sera :

$$J = AT^2 \exp \frac{-e\bar{\Phi}}{kT} = AT^2 \left[\exp \frac{-e(V + \phi_c)}{kT} \int_0^{V_m} f(\varphi) d\varphi + \int_{V_m}^{\infty} f(\varphi) \exp \frac{-e\varphi}{kT} d\varphi \right]$$

$$(6) \quad \exp \frac{-e\bar{\Phi}_R}{kT} = \exp \frac{-e(V + \phi_c)}{kT} \int_0^{V_m} f(\varphi) d\varphi + \int_{V_m}^{\infty} f(\varphi) \exp \frac{-e\varphi}{kT} d\varphi$$

Nous verrons que si $f(\varphi)$ a une forme particulière symétrique par exemple une distribution de grains et que V_m est la valeur du travail de sortie la plus probable, on peut alors calculer l'expression explicite de $\bar{\Phi}_R$ ainsi que le courant émis. Cette méthode permet d'analyser complètement le potentiel du plasma par rapport au niveau de Fermi même dans les cas où l'émetteur est le siège d'émission ionique et électronique.

II 2. Travail de sortie statistique moyen

Le travail de sortie moyen défini comme la moyenne statistique de différents travaux de sortie, ne peut être mesuré que par la méthode de différence de potentiel de volta.

Il se définit comme

$$\bar{\Phi} = \frac{\sum f(\varphi_i) \varphi_i}{\sum f(\varphi_i)}$$

à la limite

$$\bar{\Phi} = \int_0^{\infty} f(\varphi) \varphi d\varphi$$

Le travail de sortie déterminé par cette méthode apparaît comme le travail de sortie statistique moyen d'une surface émettrice polycristalline. Le travail de sortie $\bar{\Phi}_R$ d'une surface polycristalline mesurée à partir des droites de Richardson sera égale à cette valeur $\bar{\Phi}$ à un terme correctif $\Delta \bar{\Phi}$ près qui dépend de la dispersion des travaux de sortie des grains par rapport à $\bar{\Phi}$. Ce terme correctif varie avec la température. Les abaques permettant de déterminer $\Delta \bar{\Phi}$ seront donnés plus loin.

Méthode de mesure de la différence de potentiel de Volta

Soit un condensateur dont les armatures sont formées de deux métaux différents M et M' mis en contact par une connexion de métal M (12) (fig. 8).

Fig. 8

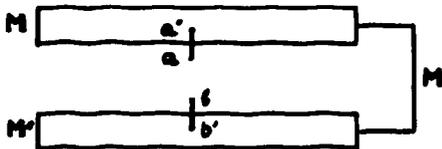
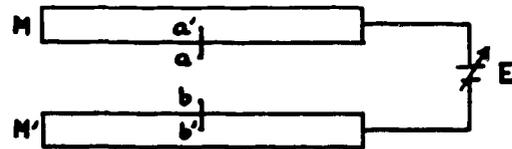


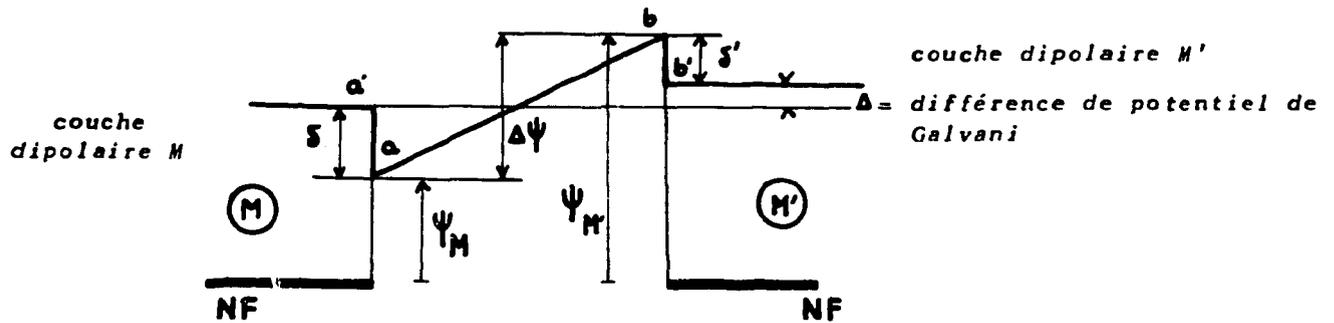
Fig. 9



Le diagramme des énergies pour un électron dans ce cas : (fig. 10) (11)

Fig. 10 - Différence de potentiel de contact ou de Volta

$$\Delta\psi = \psi_{M'} - \psi_M$$



D'après le diagramme des énergies, la différence de potentiel de Volta ou différence de potentiel de contact est égal à la différence des travaux de sortie $\Delta\psi = \psi_{M'} - \psi_M$ des métaux M et M' dans le vide.

En a a' existe un saut de potentiel inconnu δ dû à la couche dipolaire, entre M M' un saut inconnu Δ (différence de potentiel de galvani = différence de potentiel macroscopique de deux métaux), en b b' existe le saut δ' . On a

$$V_a^1 + \delta + \Delta - \delta' = V_b^1 \quad (1)$$

Insérons une force électromotrice E dans le fil M (fig. 9), les potentiels deviennent : V_a^2 et V_b^2 et l'on a :

$$V_a^2 + \delta - E + \Delta - \delta' = V_b^2 \quad (2)$$

ou encore en retranchant (2) à (1) :

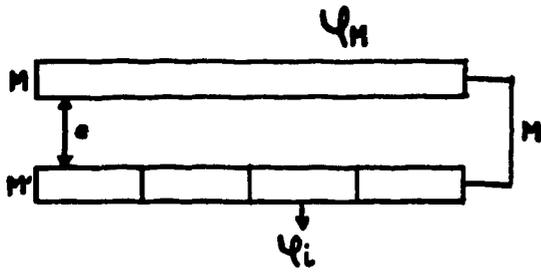
$$V_a^2 - V_b^2 = E + V_a^1 - V_b^1$$

$V_a^1 - V_b^1$ représente la différence de potentiel de contact $\Delta\psi$. On peut régler la force électromotrice E à une valeur qui annule la différence de potentiel de contact $\Delta\psi$; dans ce cas :

$$V_a^2 = V_b^2$$

Le potentiel en a est égal à celui en b. Les charges aux deux armatures sont égales et nulles. La charge du condensateur ne varie pas si l'on déplace l'armature M' par rapport à l'armature M.

Fig. 12



Considérons un émetteur polycristallin constituant l'armature d'un condensateur en regard d'une armature homogène (fig. 11).

Ayant de différents travaux de sortie, M' présente donc de différents potentiels de contact par rapport au métal M. On a ici de condensateurs plans en parallèle.

Par une source extérieure, on peut annuler la différence de potentiel de contact

$$\Delta \Phi = \bar{\Phi} - \varphi_M$$

$\bar{\Phi}$ étant le travail de sortie moyen qui est défini comme suit. La charge totale étant la somme des charges élémentaires :

$$Q = \sum q_i = \sum C_i V_i = \sum S \frac{\epsilon_0 f_i}{e} (\varphi_i - \varphi_M)$$

f_i étant la fraction de surface ayant φ_i , S la surface totale de l'armature

$$C = \frac{\epsilon_0 S}{e} \text{ pour un condensateur plan.}$$

$$Q = S \frac{\epsilon_0}{e} \sum f_i (\varphi_i - \varphi_M) = S \frac{\epsilon_0}{e} \sum f_i \varphi_i - S \frac{\epsilon_0}{e} \sum f_i \varphi_M$$

or

$$Q = \frac{\epsilon_0}{e} S \Delta \Phi = \frac{\epsilon_0}{e} S (\bar{\Phi} - \varphi_M)$$

par unité de surface :

$$\frac{Q}{S} = \frac{\epsilon_0}{e} \frac{\sum f_i \varphi_i}{\sum f_i} - \frac{\epsilon_0}{e} \varphi_M = \frac{\epsilon_0}{S} (\bar{\Phi} - \varphi_M)$$

on en déduit l'expression du travail de sortie moyen qui est bien une moyenne statistique des φ_i affectés de leur poids f_i

$$\bar{\Phi} = \frac{\sum f_i \varphi_i}{\sum f_i}$$

La source extérieure étant égale à $\Delta \Phi = \bar{\Phi} - \varphi M$, connaissant E on en déduit :

$$\Phi = E + \varphi M$$

φM étant le travail de sortie de l'armature référentielle.

Φ définie ainsi constitue la valeur du travail de sortie la plus probable.

Expérimentalement, on peut mesurer la différence de potentiel de Volta par la méthode du condensateur vibrant due à Lord Kelvin (12).

En effet, si les armatures constituant les surfaces métalliques ne sont pas chargées, il n'y aura aucun courant quand on connecte ces deux armatures.

Pour une certaine valeur de force électromotrice E , valeur qui annule la différence de potentiel de contact, l'électromètre reste au zéro, quand on déplace les deux armatures l'une par rapport à l'autre. La méthode est schématisée dans la figure 12 :

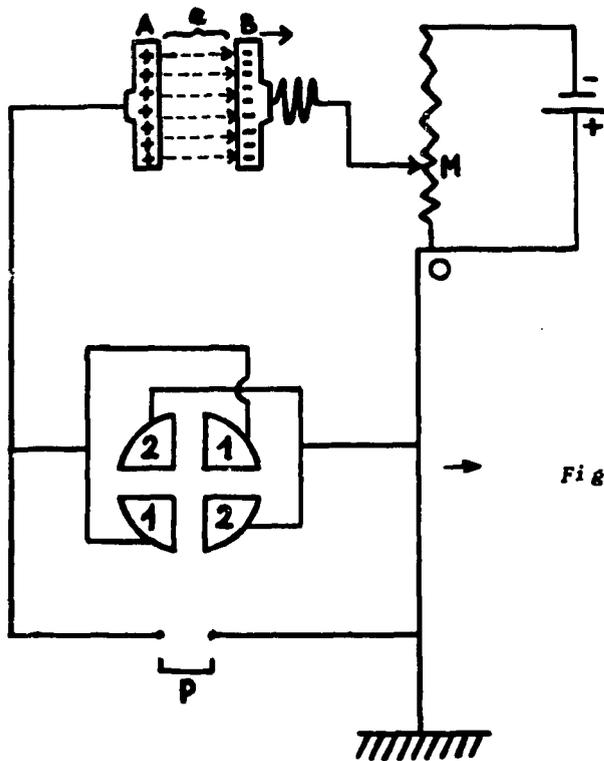


Fig. 12 - Méthode expérimentale de mesure de la différence de potentiel de Volta due à Lord Kelvin

L'armature A fixe est reliée à la paire de quadrants N° 1 isolable de l'électromètre.

L'armature B, mobile, est reliée au point M du potentiomètre dont l'extrémité O est à la cage et au sol. On peut porter B à un potentiel connu. Le pont P étant enlevé, on isole la paire de quadrants N° 1; en déplaçant B par rapport à A en général l'aiguille de l'électromètre dérive.

On peut ajuster une valeur de potentiel E de l'armature B en déplaçant M de telle sorte que l'électromètre reste au zéro quand on fait varier la distance e entre les deux armatures A et B.

III - CRITIQUE DES METHODES USUELLES DE DETERMINATION DU TRAVAIL DE SORTIE

III 1. Détermination de Φ par la mesure du courant de saturation

Cette méthode permet de connaître deux termes : A_R et Φ_R qui, introduits dans l'équation de Richardson, rendent compte de l'émission électronique observée, dans une gamme restreinte de température. En général, cette équation n'est pas valable sur une plage étendue de température si l'on conserve une valeur constante au travail de sortie Φ_R . La dépendance entre Φ_R et T peut être expliquée en grande partie par l'influence de la distribution $f(\varphi)$.

Nous comparerons le travail de sortie ainsi mesuré Φ_R au travail de sortie statistique moyen obtenu par la méthode de Volta ci-dessus.

En fait la relation qui les lie est l'équation (3) qui peut être traitée analytiquement dans quelques cas simples :

Soit d'après la formule (4) de II.1

$$\exp \frac{-e \Phi_R}{kT} = g(s) = \int_0^{\infty} f(\varphi) \exp(-s\varphi) d\varphi$$

avec $s = \frac{e}{kT}$

1er cas

Pour un monocristal la distribution $f(\varphi)$ a une forme très aigue qui s'approche d'une impulsion rectangulaire. Plus la surface est homogène, plus la distribution $f(\varphi)$ devient aigue. Il est intéressant de considérer le cas où $f(\varphi)$ a la forme d'une impulsion rectangulaire (fig. 13).

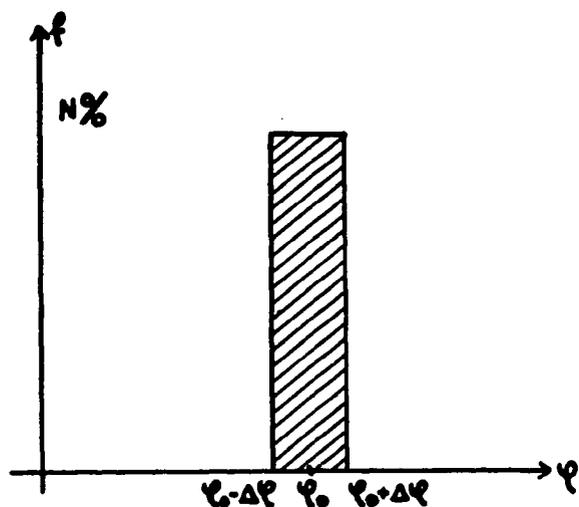


Fig. 13 - Distribution du travail de sortie ayant la forme d'une impulsion rectangulaire

Considérons le cas où $f(\varphi)$ est une impulsion de largeur $2\Delta\varphi$ et de hauteur $\frac{1}{2\Delta\varphi}$ centrée sur la valeur φ_0 , travail de sortie moyen du monocristal.

La fonction représentant $f(\varphi)$ a pour expression :

$$f(\varphi) = \frac{1}{2\Delta\varphi} \left[\gamma(\varphi - \varphi_0 + \Delta\varphi) - \gamma(\varphi - \varphi_0 - \Delta\varphi) \right]$$

Sa transformée de Laplace sera (7) :

$$g(s) = \frac{1}{2\Delta\varphi \times s} \left[\exp(\varphi_0 - \Delta\varphi) s - \exp - (\varphi_0 + \Delta\varphi) s \right]$$

On en déduit :

$$\exp \frac{-e\bar{\Phi}}{kT} = \frac{1}{2\Delta\varphi \times s} e^{-\frac{e\varphi_0}{kT}} \left[e^{\frac{e\Delta\varphi}{kT}} - e^{-\frac{e\Delta\varphi}{kT}} \right]$$

$$= \exp\left(\frac{-e\varphi_0}{kT}\right) \frac{e^{\frac{e\Delta\varphi}{kT}} - e^{-\frac{e\Delta\varphi}{kT}}}{\frac{2e\Delta\varphi}{kT}}$$

$$= \exp\left(\frac{-e\varphi_0}{kT}\right) \frac{\text{sh} e \frac{\Delta\varphi}{kT}}{e^{\frac{\Delta\varphi}{kT}}}$$

d'où

$$\bar{\Phi}_R = \varphi_0 - \frac{kT}{e} \log \frac{\text{sh} \frac{e \Delta \varphi}{kT}}{e \frac{\Delta \varphi}{kT}}$$

Posons :

$$x = e \frac{\Delta \varphi}{kT}$$

$$\bar{\Phi}_R = \varphi_0 - \Delta \bar{\Phi}_R$$

et

$$\Delta \bar{\Phi}_R = \frac{kT}{e} \log \frac{\text{sh} x}{x}$$

(2)

Le courant total sera :

$$J = J_0 \frac{\text{sh} x}{x}$$

Les variations de $\Delta \bar{\Phi}$ et de $\frac{\text{sh} x}{x}$ en fonction de x sont données par les graphiques de la figure 14. Si la dispersion du travail de sortie ($\Delta \varphi$) devient faible, x tend vers 1 et $\Delta \bar{\Phi}_R$ tend vers 0, on retrouve le travail de sortie du monocristal :

$$\bar{\Phi}_R = \varphi_0$$

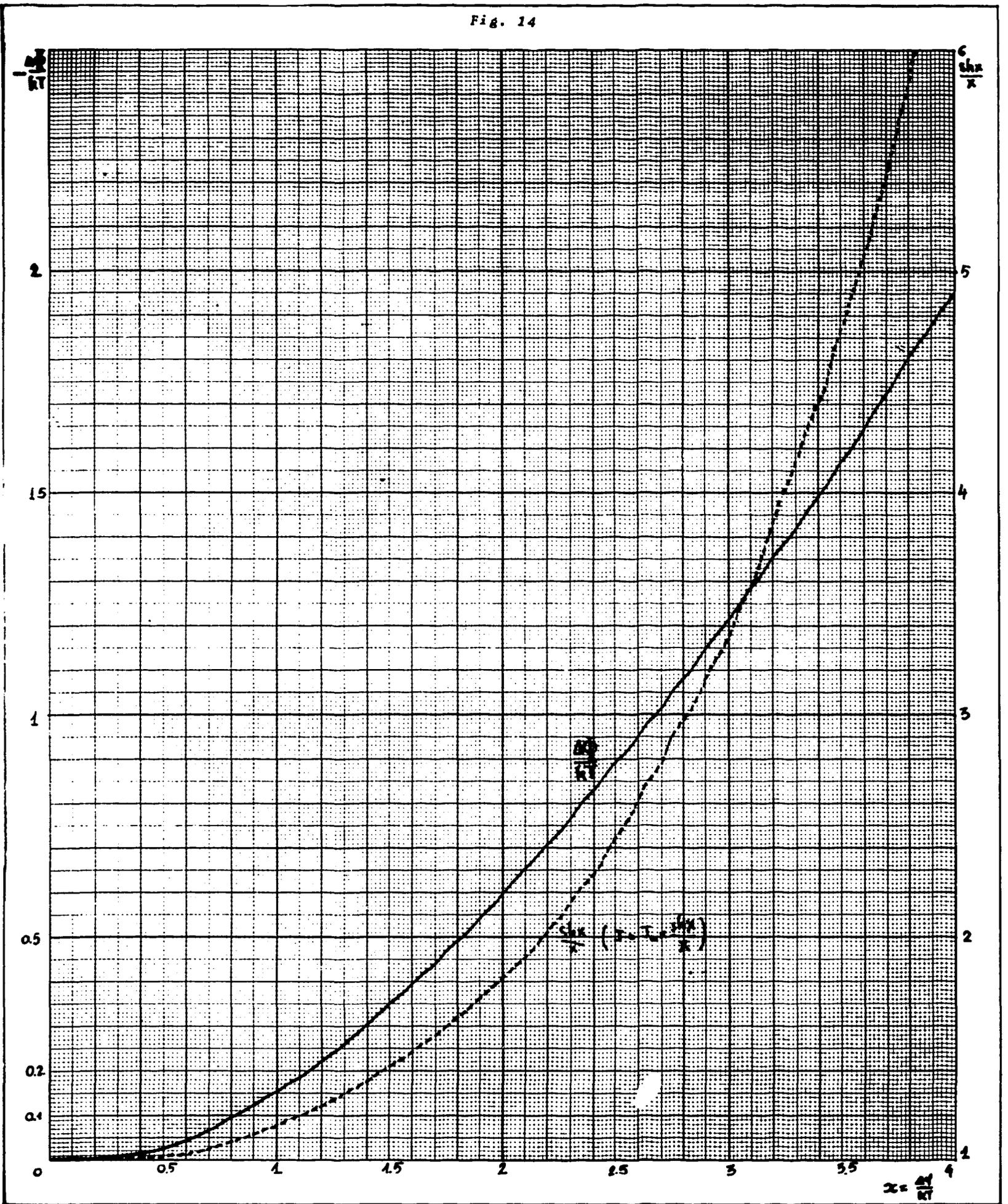
Pour un monocristal les travaux de sortie déterminés par deux méthodes, soit par la différence de potentiel de contact soit par des mesures thermoélectroniques, sont égaux. Pour un polycristal, la mesure du travail de sortie par la première méthode doit être corrigée du facteur correctif $\Delta \bar{\Phi}$.

Notons que ce terme correctif dépend de la température. Pour une dispersion $\Delta \varphi$ de 0,2 eV à 2000° K, le terme correctif est

$$\Delta \bar{\Phi}_R = - 0,17 \frac{kT}{e} \quad \text{soit} \quad \frac{0,17}{11.600} T$$

$$1,5 \cdot 10^{-5} T$$

Fig. 14



2ème cas :

Pour le cas fréquent d'une surface complexe hétérogène, la fonction de distribution se rapproche d'une courbe de Gauss d'après les mesures de G. Haas sur le carbure d'uranium (fig. 18).

Considérons une distribution de Gauss centrée sur le travail de sortie Ψ_0 , valeur moyenne des travaux de sortie des grains (fig. 15), soit $2 \Delta\psi$ la largeur de la courbe de Gauss caractérisant la distribution des travaux de sortie autour de la valeur Ψ_0 . $f(\psi)$ a pour expression :

$$f(\psi) = N \exp \left[- \frac{(\psi - \psi_0)^2}{2 (\Delta\psi)^2} \right] \quad (1)$$

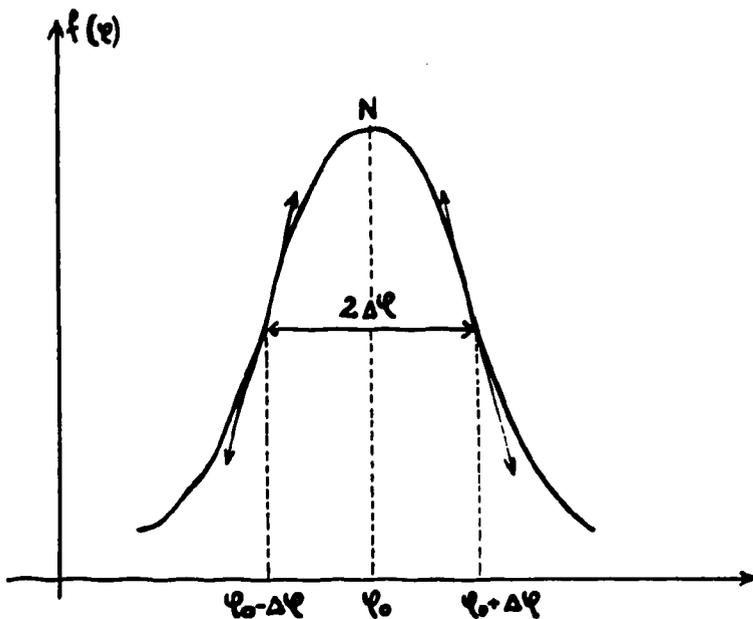


Fig. 15 - Distribution ayant l'allure d'une courbe de Gauss

Physiquement pour $\psi = 0$ f doit être égale à 0 (il n'y a pas de zone à travail de sortie nul)

$$\psi = \infty \quad f = 0.$$

Dans ce cas $f(0) = N \exp - \frac{\psi_0^2}{2 (\Delta\psi)^2}$; ce qui suppose que : $\frac{\psi_0^2}{2 (\Delta\psi)^2}$ doit être grand, pour que $f(0)$ soit négligeable quand $\psi = 0$.

L'exponentiel $\exp - z^2$ décroît très vite avec x ; en effet pour $z = 3$, $\exp(-9) = 0,0001234$, $f(0) = N \times 10^{-4}$; $f(\)$ est négligeable pour des valeurs de $z = \frac{\psi_0}{\sqrt{2} \Delta\psi}$

données par des courbes expérimentales. La représentation (1) est valable donc pour représenter les distributions expérimentales.

On doit avoir la condition :

$$\int_0^{\infty} f(\varphi) d\varphi = 1 \quad (2)$$

par suite

$$N \int_0^{\infty} \exp - \frac{(\varphi - \varphi_0)^2}{2 (\Delta\varphi)^2} d\varphi = 1 \quad (2')$$

Posons

$$\frac{\varphi - \varphi_0}{\sqrt{2} \Delta\varphi} = \psi \quad \begin{array}{l} \varphi = 0 \quad \psi = \frac{-\varphi_0}{\sqrt{2} \Delta\varphi} \\ \varphi = \infty \quad \psi = \infty \end{array}$$

$$d\varphi = \sqrt{2} \Delta\varphi d\psi$$

(2') s'écrit :

$$N \sqrt{2} \Delta\varphi \int_{\frac{-\varphi_0}{\sqrt{2} \Delta\varphi}}^{\infty} \exp - \psi^2 d\psi = 1$$

ou

$$N \sqrt{2} \Delta\varphi \left[\int_{\frac{-\varphi_0}{\sqrt{2} \Delta\varphi}}^0 + \int_0^{\infty} \right] = 1$$

$$\int_{\frac{-\varphi_0}{\sqrt{2} \Delta\varphi}}^0 \exp - \psi^2 d\psi = \int_0^{\frac{\varphi_0}{\sqrt{2} \Delta\varphi}} \exp - \psi^2 d\psi = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \Theta \left(\frac{\varphi_0}{\sqrt{2} \Delta\varphi} \right)$$

⊗ (x) étant la fonction d'erreur définie par $\Theta(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$

$$\int_0^{\infty} \exp - \psi^2 d\psi = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$$

La condition (2') s'écrit :

$$N \Delta \varphi \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[1 + \Theta \left(\frac{\varphi_0}{\sqrt{2} \Delta \varphi} \right) \right] = 1 \quad (2'')$$

On a à chercher la transformée de Laplace $g(s)$ de la fonction $f(\varphi)$:

$$g(s) = N \int_0^{\infty} \exp \frac{-(\varphi - \varphi_0)^2}{2 (\Delta \varphi)^2} \exp - s \varphi \, d\varphi \quad \text{avec } s = \frac{e}{kT} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} g(s) &= N \int_0^{\infty} \exp - \frac{1}{2 (\Delta \varphi)^2} (\varphi^2 - 2 \varphi \varphi_0 + \varphi_0^2) \exp - s \varphi \, d\varphi \\ &= N \exp \frac{-\varphi_0^2}{2 (\Delta \varphi)^2} \int_0^{\infty} e^{-\frac{1}{2 (\Delta \varphi)^2} [\varphi^2 - 2 \varphi_0 \varphi + 2s (\Delta \varphi)^2 \varphi]} \, d\varphi \quad (4) \end{aligned}$$

L'exposant de l'exponentielle s'écrit :

$$\begin{aligned} & - \frac{1}{2 (\Delta \varphi)^2} \left\{ \varphi^2 - 2 \left[\varphi_0 - (\Delta \varphi)^2 s \right] \varphi \right\} \\ & = - \frac{1}{2 (\Delta \varphi)^2} \left\{ \left(\varphi - \left[\varphi_0 - (\Delta \varphi)^2 s \right] \right)^2 - \left[\varphi_0 - (\Delta \varphi)^2 s \right]^2 \right\} \end{aligned}$$

(4) s'écrit alors : $g(s) = N \exp \frac{-\varphi_0^2}{2 (\Delta \varphi)^2} \exp \frac{\left[\varphi_0 - (\Delta \varphi)^2 s \right]^2}{2 (\Delta \varphi)^2}$

$$\times \int_0^{\infty} \exp - \left\{ \frac{\varphi - \left[\varphi_0 - (\Delta \varphi)^2 s \right]}{\sqrt{2} \Delta \varphi} \right\}^2 \, d\varphi$$

$$g(s) = N \exp (-\varphi_0 s) \exp \frac{(\Delta \varphi)^2 s^2}{2} \int_0^{\infty} \exp - \left\{ \frac{\varphi - \left[\varphi_0 - (\Delta \varphi)^2 s \right]}{\sqrt{2} \Delta \varphi} \right\}^2 \, d\varphi \quad (5)$$

Faisons le changement de variable :

$$\xi = \frac{\varphi - \varphi_0 + (\Delta\varphi)^2 s}{\sqrt{2\Delta\varphi}} \quad \text{pour } \varphi = 0 \quad \xi = \frac{-\varphi_0 + (\Delta\varphi)^2 s}{\sqrt{2\Delta\varphi}}$$

$$\text{pour } \varphi = \infty \quad \xi = \infty$$

$$d\varphi = \sqrt{2\Delta\varphi} d\xi$$

(5) s'écrit donc :

$$g(s) = \sqrt{2N\Delta\varphi} \exp - \varphi_0 s \exp \frac{(\Delta\varphi)^2 s^2}{2} \int_{\frac{-\varphi_0 + (\Delta\varphi)^2 s}{\sqrt{2\Delta\varphi}}}^{\infty} \exp - \xi^2 d\xi$$

$$= \sqrt{2N\Delta\varphi} \exp - \varphi_0 s \exp \frac{(\Delta\varphi)^2 s^2}{2} \left[\int_{\frac{-\varphi_0 + (\Delta\varphi)^2 s}{\sqrt{2\Delta\varphi}}}^{\infty} \exp - \xi^2 d\xi \right. \quad (6)$$

$$\left. + \int_0^{\infty} \exp - \xi^2 d\xi \right]$$

La première intégrale :

$$\int_{\frac{-\varphi_0 + (\Delta\varphi)^2 s}{\sqrt{2\Delta\varphi}}}^{\infty} \exp - \xi^2 d\xi = + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(1 - \left(\frac{\varphi_0 - (\Delta\varphi)^2 s}{\sqrt{2\Delta\varphi}} \right) \right)$$

La deuxième intégrale :

$$\int_0^{\infty} \exp - \xi^2 d\xi = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$$

(6) s'écrit donc :

$$g(s) = N\Delta\varphi \sqrt{\frac{\pi}{2}} \exp - \varphi_0 s \exp \frac{(\Delta\varphi)^2 s^2}{2} \left[1 + \left(\frac{\varphi_0 - (\Delta\varphi)^2 s}{\sqrt{2\Delta\varphi}} \right) \right]$$

En tenant compte de (2'') :

$$g(\varphi) = \exp - \varphi_0 s \exp \frac{(\Delta \varphi)^2 s^2}{2} \frac{1 + \Theta \left(\frac{\varphi_0 - (\Delta \varphi)^2 s}{\sqrt{2} \Delta \varphi} \right)}{1 + \Theta \left(\frac{\varphi_0}{\sqrt{2} \Delta \varphi} \right)}$$

Revenons au calcul du travail de sortie moyen $\bar{\Phi}$:

$$\exp \frac{-e\bar{\Phi}}{kT} = g \left(\frac{e}{kT} \right) = \exp \frac{-e\varphi_0}{kT} \exp \frac{1}{2} \left(\frac{e\Delta\varphi}{kT} \right)^2 \times \frac{1 + \Theta \left(\frac{\varphi_0 - \frac{e\Delta\varphi}{\sqrt{2} kT}}{\sqrt{2} \Delta \varphi} \right)}{1 + \Theta \left(\frac{\varphi_0}{\sqrt{2} \Delta \varphi} \right)}$$

Quand $\Delta\varphi$ tend 0, on voit que $\bar{\Phi}$ tend vers φ_0 , valeur moyenne du travail de sortie et ici également valeur la plus probable.

$$\bar{\Phi}_R = \varphi_0 - \frac{kT}{e} \frac{1}{2} \left(\frac{e\Delta\varphi}{kT} \right)^2 - \frac{kT}{e} \log \frac{1 + \Theta \left(\frac{\varphi_0 - \frac{e\Delta\varphi}{\sqrt{2} kT}}{\sqrt{2} \Delta \varphi} \right)}{1 + \Theta \left(\frac{\varphi_0}{\sqrt{2} \Delta \varphi} \right)} \quad (7)$$

Soit J_0 la densité de courant correspondante à φ_0 :

$$J_0 = A T^2 \exp - \frac{\varphi_0}{kT}$$

$$J = J_0 \times \exp \frac{1}{2} x^2 \times \frac{1 + \Theta \left(\frac{\varphi_0 - \frac{x}{\sqrt{2}}}{\sqrt{2} \Delta \varphi} \right)}{1 + \Theta \left(\frac{\varphi_0}{\sqrt{2} \Delta \varphi} \right)} \quad (8)$$

en posant $x = \frac{e \Delta \varphi}{kT}$

à partir de (7) et (8), traçons les abaques des termes correctifs :

$$\Phi_R = \varphi_0 + \Delta \bar{\Phi}_R$$

avec :

$$\Delta \bar{\Phi}_R = \frac{-kT}{e} \left[\frac{1}{2} x^2 + \log \frac{1 + \Theta \left(\frac{\varphi_0}{\sqrt{2\Delta\varphi}} - \frac{x}{\sqrt{2}} \right)}{1 + \Theta \left(\frac{\varphi_0}{\sqrt{2\Delta\varphi}} \right)} \right] \quad (9)$$

et

$$J = J_0 \cdot x \cdot K$$

$$K = \exp - \frac{\Delta \bar{\Phi}_R}{kT} = \exp \frac{1}{2} x^2 \cdot x \frac{1 + \Theta \left(\frac{\varphi_0}{\sqrt{2\Delta\varphi}} - \frac{x}{\sqrt{2}} \right)}{1 + \Theta \left(\frac{\varphi_0}{\sqrt{2\Delta\varphi}} \right)} \quad (10)$$

Pour des calculs numériques, nous sommes amenés à introduire la fonction :

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2}}$$

Nous avons une relation entre $\Theta(\)$ et $\phi(\)$. En effet, on a :

$$\Theta(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\xi} e^{-y^2} dy$$

Faisons le changement de variable :

$$\frac{x^2}{2} = y^2 \quad y = \frac{x}{\sqrt{2}} \begin{cases} \text{pour } y = 0 & x = 0 \\ y = \xi & x = \xi \sqrt{2} \end{cases} \quad dy = \frac{1}{\sqrt{2}} dx$$

$$\Theta(\xi) = 2 \int_0^{\xi\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2}} dx$$

on a alors :

$$\Delta \bar{\Phi}_R = \frac{-kT}{e} \left[\frac{1}{2} x^2 + \log \frac{1 + 2 \int_0^{\frac{\varphi_0}{\Delta \varphi} - x} \phi(x) dx}{1 + 2 \int_0^{\frac{\varphi_0}{\Delta \varphi}} \phi(x) dx} \right] \quad (12)$$

Cas particulier

Quand x est petit devant $\frac{\varphi_0}{\Delta \varphi}$, ou

$$\frac{\Delta \varphi}{kT} \ll \frac{\varphi_0}{\Delta \varphi}$$

c'est-à-dire

$$\Delta \varphi \ll \sqrt{\varphi_0 \times (kT)}$$

La variation du travail de sortie moyen est parabolique

$$e \Delta \bar{\Phi}_R \sim - \frac{kT x^2}{2}$$

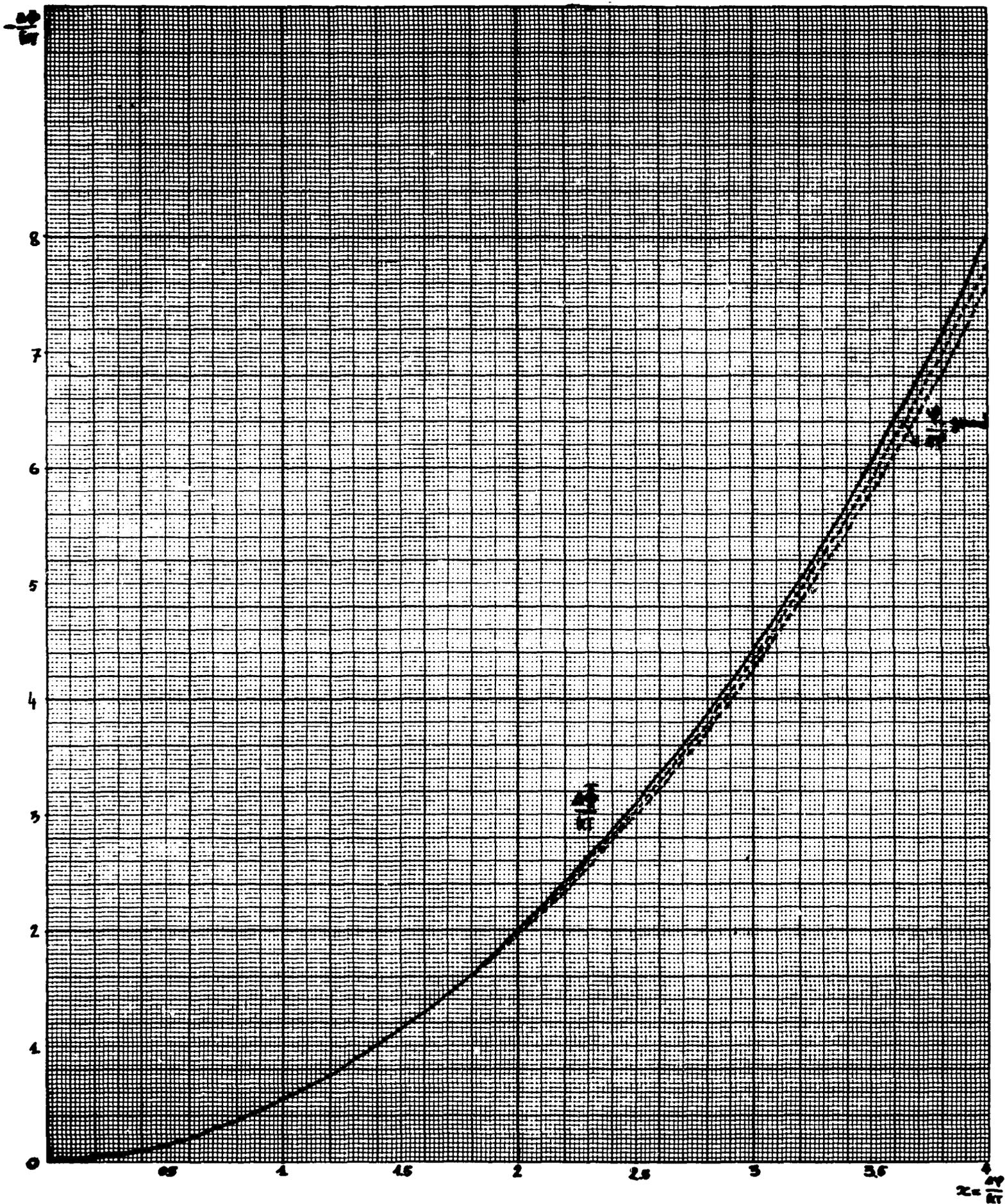
$$\boxed{- \frac{e \Delta \bar{\Phi}_R}{kT} \sim \frac{x^2}{2}}$$

Le courant varie proportionnellement au terme correctif $\exp + \frac{1}{2} x^2$

$$\boxed{J \simeq J_0 \exp \frac{x^2}{2}}$$

Dans le cas général à partir de l'expression (11) on peut tracer le réseau de courbes $-\frac{\Delta \bar{\Phi}_R}{kT}$ en fonction de x dépendant des paramètres $\frac{\varphi_0}{\Delta \varphi}$ (fig. 16). La déviation par rapport à la variation parabolique de $-\frac{\Delta \bar{\Phi}_R}{kT}$ n'aura lieu que pour des valeurs de $\frac{e \Delta \varphi}{kT}$ grandes

Fig. 16



devant $\frac{\varphi_0}{\Delta\varphi}$. Cette déviation est faible et de l'ordre de - 0,4 pour $\frac{\varphi_0}{\Delta\varphi} \approx 5$

On peut conclure que la variation de $-\frac{\Delta\bar{\Phi}_R}{kT}$ est pratiquement parabolique.

3ème cas :

Si la distribution $f(\varphi)$ a une forme quelconque, soit une courbe continue, soit une courbe en marches d'escalier, on peut décomposer $f(\varphi)$ en tranches verticales de largeur $2\delta\varphi$. On procède comme dans le premier cas pour chaque tranche; mais ici la somme des aires des tranches élémentaires sera égale à 1. On peut dire que le terme correctif est toujours négatif, ce qui signifie que ce sont les zones à bas travail de sortie qui sont prépondérantes et que leur influence diminue lorsque la température s'élève comme le montre le terme en kT au dénominateur.

III 2. Détermination par les mesures en champ retardateur

On détermine le travail de sortie en mesurant le courant collecté par l'échantillon qui joue alors le rôle de collecteur (fig. 5). La densité de courant recueillie est liée au travail de sortie du collecteur par l'équation

$$J = A T e^2 \exp - \frac{e(\varphi_c + V_a)}{k T e}$$

(On suppose émetteur et collecteur plans et parallèles, de même dimension). Une disposition cylindrique est possible avec la relation

$$J_{\text{collecté}} = \frac{S_e}{S_c} A T e^2 \exp - \frac{e(\varphi_c + V_a)}{k T e}$$

S_e : surface de l'émetteur, S_c : surface du collecteur.

Le collecteur peut alors être caractérisé par son travail de sortie moyen en champ retardateur $\bar{\Phi}_r$ tel que

$$\exp - \frac{e(\bar{\Phi}_r + V_a)}{k T e} = \int_0^\infty f(\varphi) \exp - \frac{e(\varphi_c + V_a)}{k T e} d\varphi$$

ou, comme précédemment avec $s = \frac{e}{k T e}$:

$$- \frac{e \Phi_r}{T e} = g(\delta) \text{ transformée de Laplace de } \int_0^{\infty} f(\varphi) \exp -\delta \varphi d\varphi$$

avec la différence fondamentale que δ dépend de la température de l'émetteur. On a donc ainsi la possibilité de vérifier expérimentalement la dispersion $\Delta \varphi$ d'un matériau dont l'allure $f(\varphi)$ est connue (type impulsion, type Gauss, etc.) en comparant l'écart $\Phi_0 - \Phi_r$ mesuré à la valeur calculée par les formules 2 et 9 (par exemple) du paragr. III 1.

IV - DETERMINATION DE LA DISTRIBUTION $f(\varphi)$

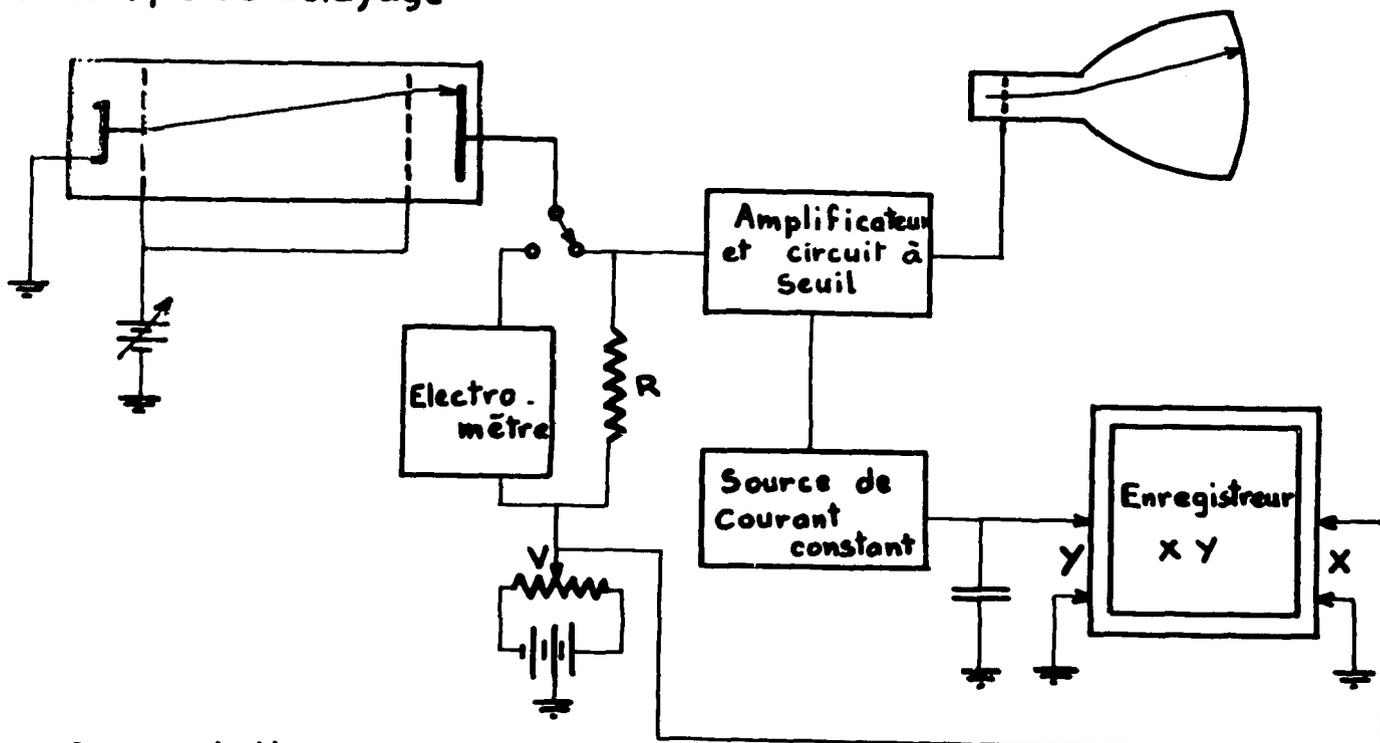
La distribution $f(\varphi)$ est déterminée par des mesures expérimentales.

George Haas et R E Thomas (4) ont déterminé la distribution $f(\varphi)$ par la méthode de balayage électronique (électron beam scanning technique) (fig. 17) sur une surface hétérogène

Fig. 17 - Tube comportant un faisceau électronique de balayage

Tube comportant un faisceau électronique de balayage

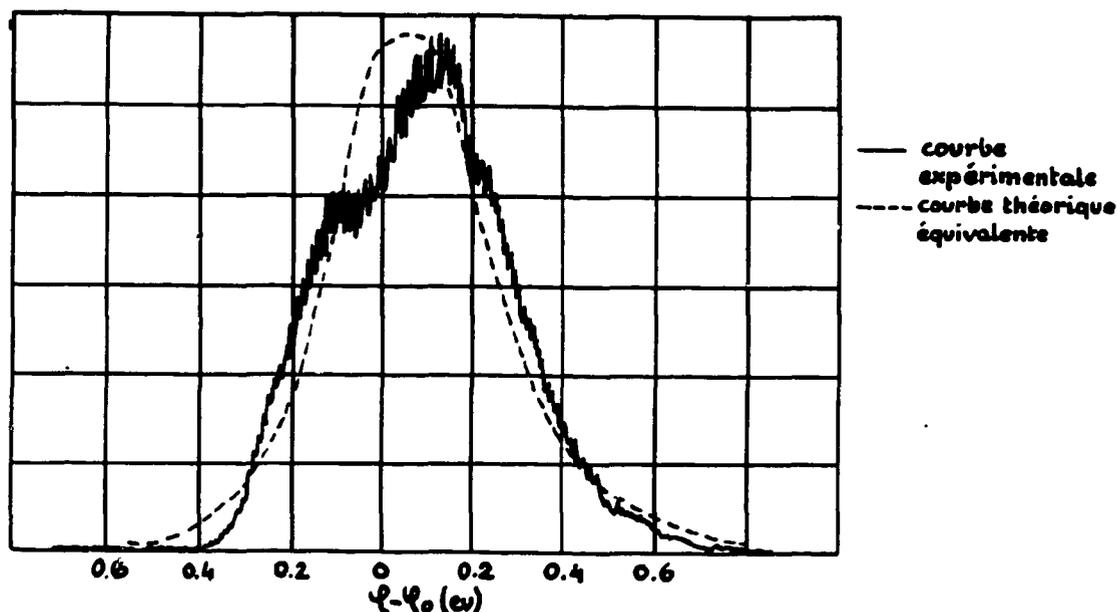
Tube cathodique



1. Selon George A. Haas et Richard F. Thomas
Naval Research Laboratory, Washington, D.C.

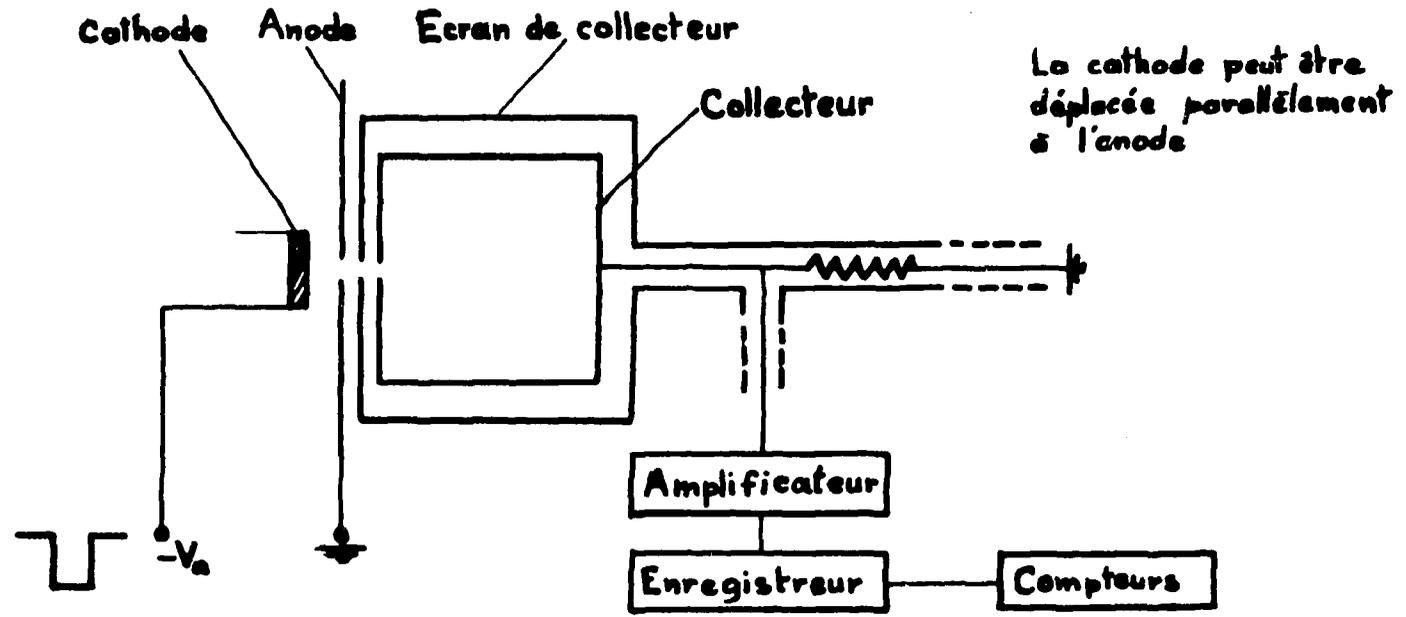
de carbone d'uranium. La limite de résolution du faisceau atteint 25μ . Ces auteurs ont obtenu, pour le carbone d'uranium, une distribution du travail de sortie ayant l'allure d'une courbe de Gauss (fig. 18).

Fig. 18 - Courbe de distribution du travail de sortie obtenue par G. A. Haas pour le carbure d'uranium : distribution de Gauss autour de ψ_0 .



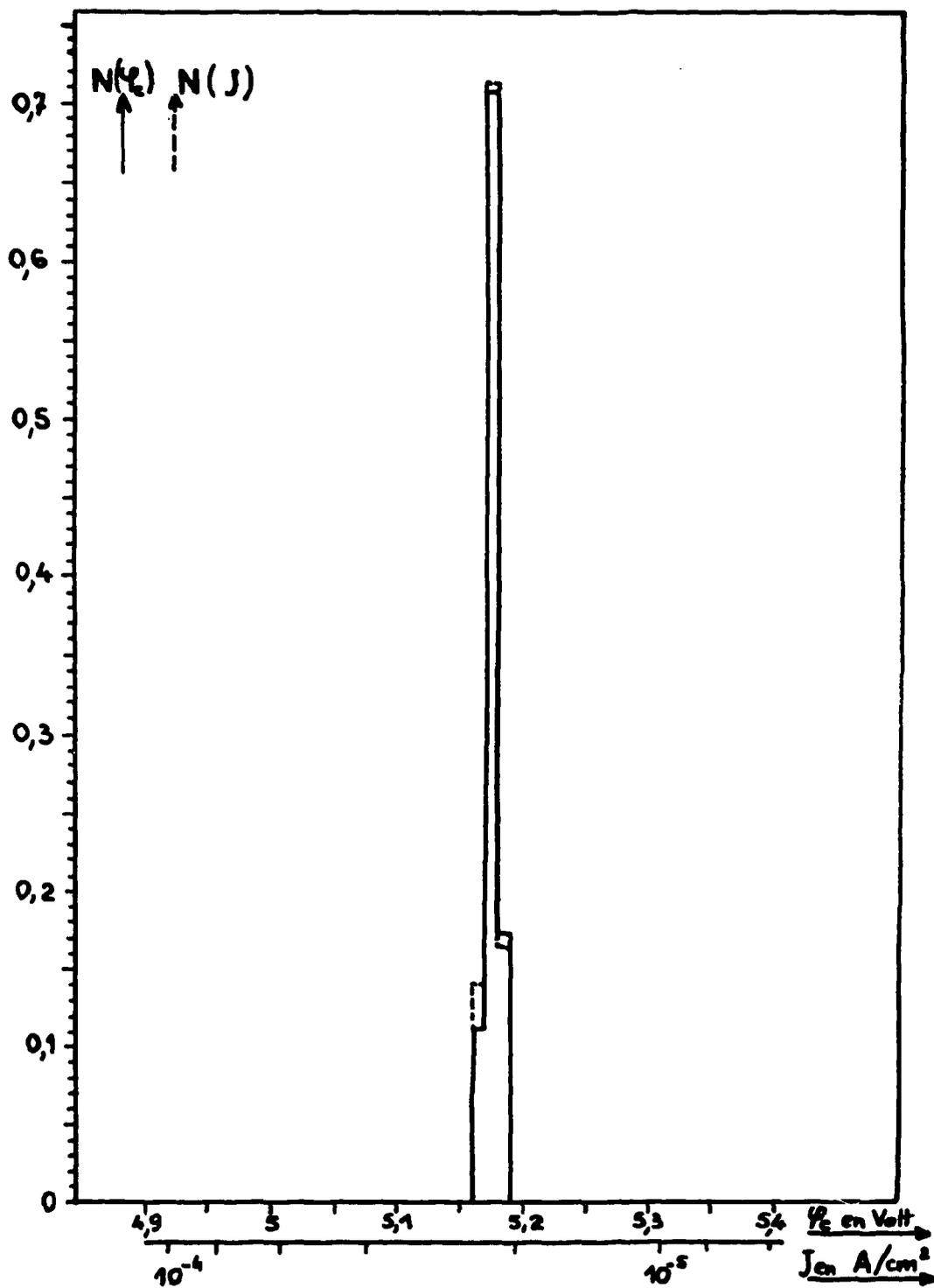
Jansen, A. Vanema et Th. H. Weekers (5) ont étudié la distribution statistique de l'émission des cathodes thermoioniques (W monocristallin, cathode L, etc...) par une méthode de balayage différente (fig. 19). Le dispositif de mesure est constitué par une cathode plane et une anode parallèle ayant un trou de diamètre de 10μ . Par un dispositif de balayage, on déplace la cathode de telle sorte que les grains défilent en face du trou. Des impulsions rectangulaires de 1.000 V, de durée 1μ appliquées à la cathode permettent d'avoir les courants de saturation de chaque grain. La distribution de courant à la surface émettrice peut être déterminée avec une résolution de surface de l'ordre de 20μ . De cette distribution de courant saturé, on déduit la distribution du travail de sortie des grains à partir de l'équation de Richardson. Le monocristal de tungstène a une distribution très aigüe. Pour les autres types de cathodes, nous avons une distribution très étalée; pour des cathodes L la distribution s'approche d'une courbe de Gauss. Pour des cathodes à oxyde (Ba Sr) O la distribution s'étend considérablement vers les grandes valeurs de travail de sortie (fig. 20 et 20 bis).

Fig. 19



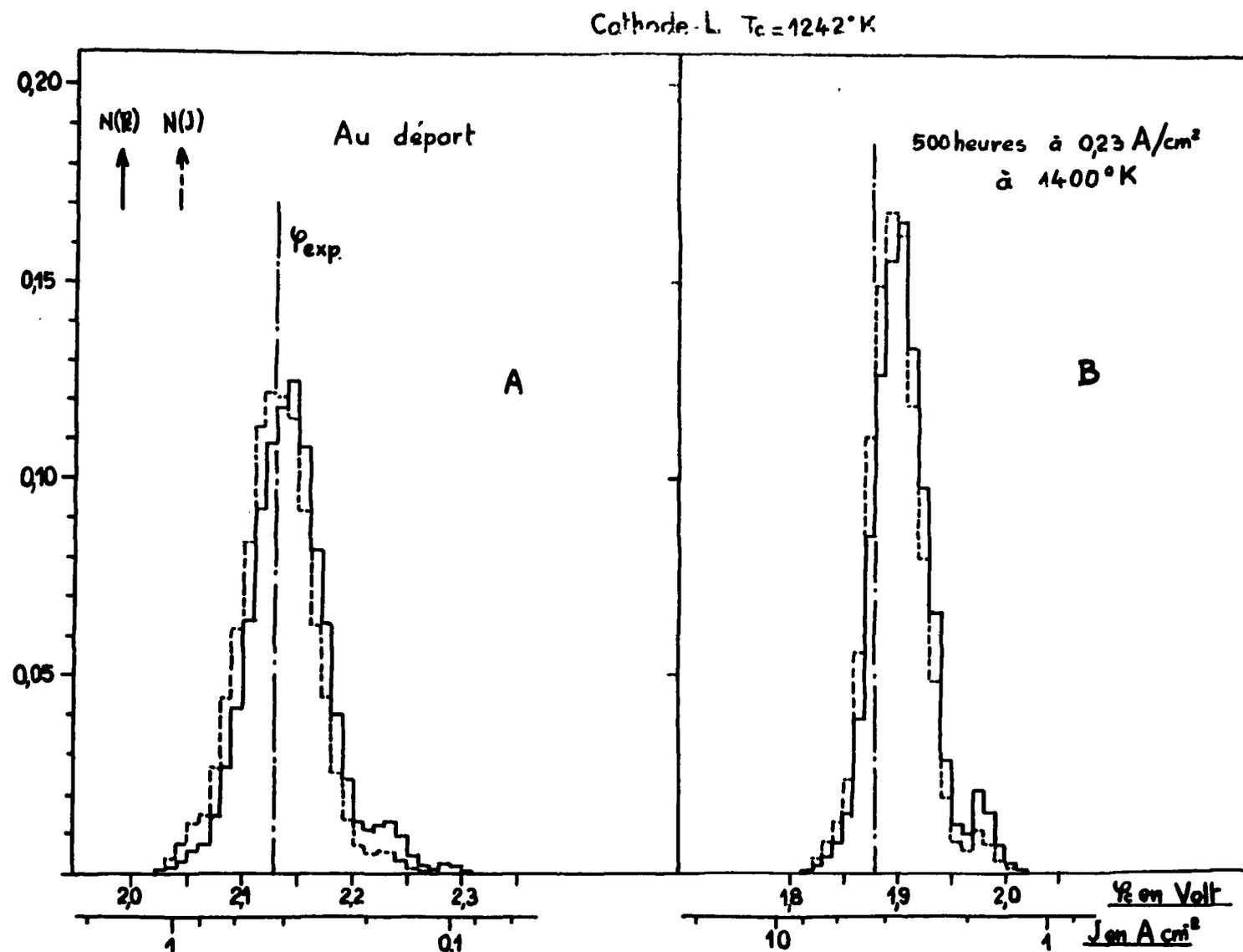
2. Selon C.G. J. Jansen , A. Venema et Th.H. Weekers

Fig. 20 - Monocristal de Tungsten $T_c \approx 1960^\circ K$



Distribution $N(\phi_c)$ et $N(J)$ relative respectivement au travail de sortie ϕ_c et à la densité de courant J .

D'après G.G.J. JANSEN, A. YENEMA et Th. H. WIEKERS



DISTRIBUTION DU TRAVAIL DE SORTIE ET DE LA DENSITE DE COURANT D'UNE
CATHODE L

$T_c = 1242^\circ K$

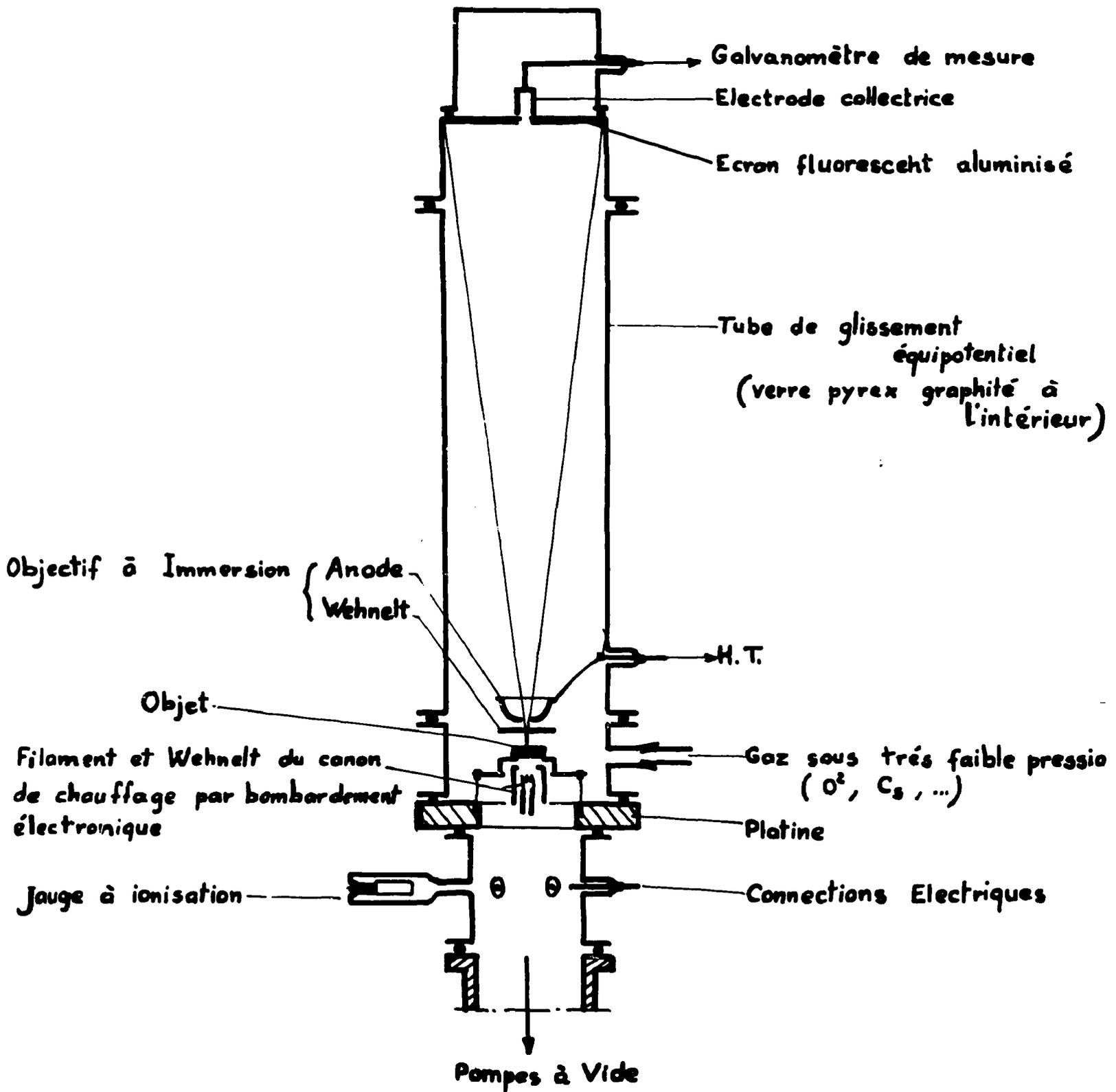
φ_{exp} = Travail de sortie de la surface totale de la cathode calculé
avec $A = 120 A\text{cm}^2\text{degré}^{-2}$

A) Au début

B) Après environ 500 heures d'émission à $0,23 A\text{cm}^2$ à $1400^\circ K$

D'après C.G.J. Jansen, A. Venema et Th. H. Weemers

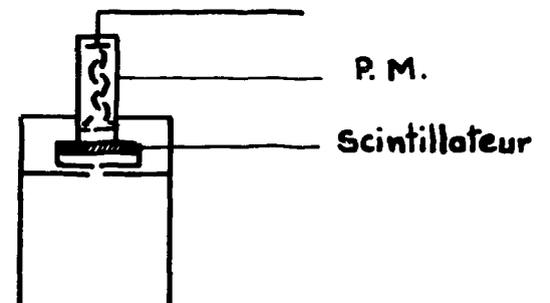
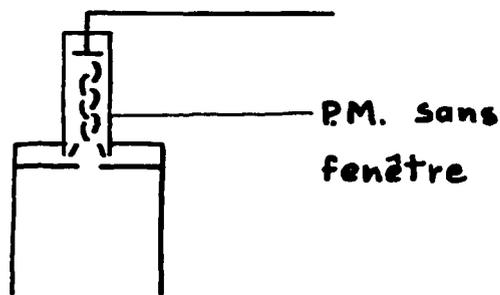
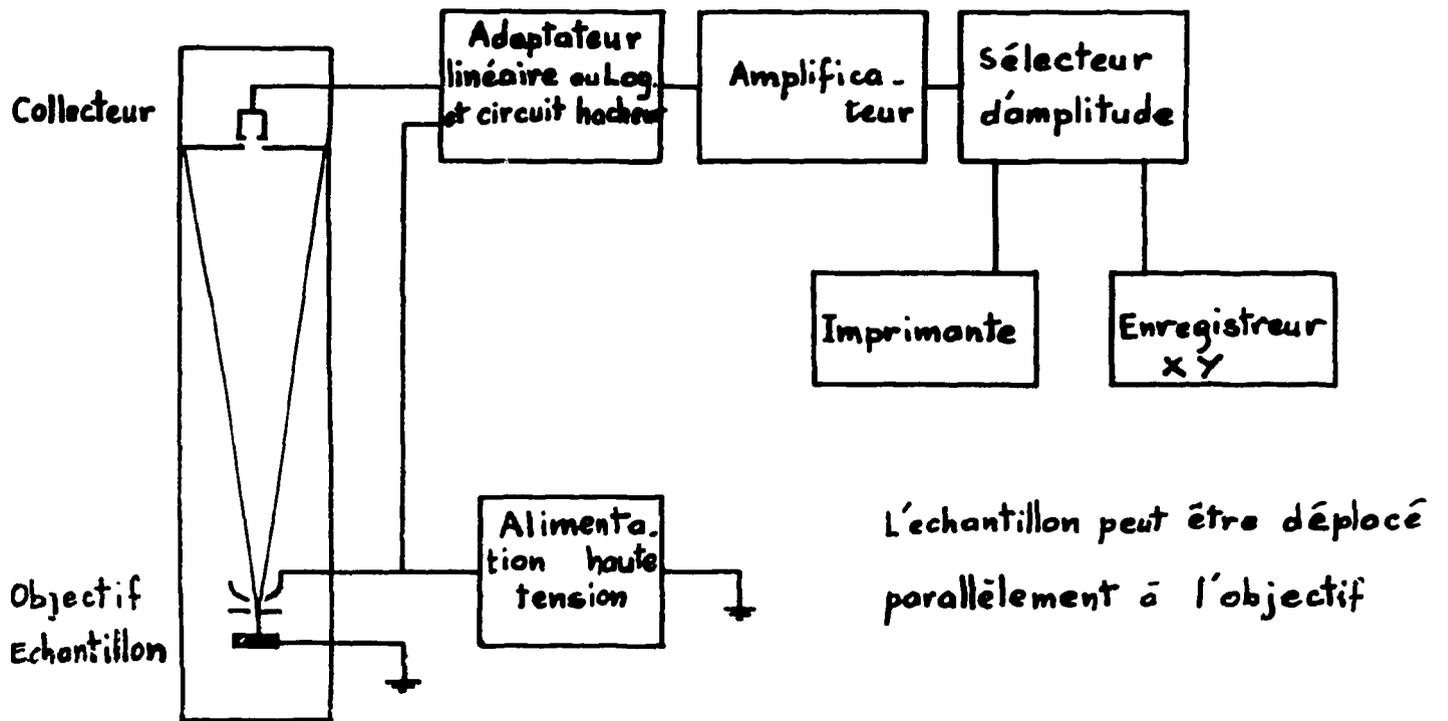
Fig. 21 - Microscope électronique à émission



MICROSCOPE ELECTRONIQUE A. EMISSION

MESURE DES TRAVAUX DE SORTIE PAR MICROSCOPIE ELECTRONIQUE A EMISSION

Fig. 22 - Mesure des travaux de sortie par microscopie électronique à émission



MESURE des faibles courants

1. Par P.M. sans fenêtre

2. Par scintillation et P.M.

Nous étudions actuellement avec le microscope à émission thermoélectronique la distribution $f(\varphi)$ d'un polycristal de tungstène. On reçoit sur l'écran fluorescent l'image agrandie de la pastille (grandissement de l'ordre de 200). L'écran est percé un trou au centre; avec une électrode collectrice placée devant le trou, on mesure en champ accélérateur le courant saturé de chaque grain (fig. 21). Par un système de déplacement de l'optique, on peut balayer presque toute la surface émissive sans déformer l'image. Connaissant le grandissement du microscope, l'aire des grains peut être déterminée par son image sur l'écran. La grosseur des grains varie entre 20 μ et 50 μ . Pour qu'une mesure soit bonne, il nécessite que la dimension de l'image d'un grain soit supérieure à celle du trou. Une mesure absolue sur un grain préférentiel permet de déterminer φ_i . Des mesures relatives de courants permettent de déterminer les travaux de sortie d'autres grains.

$$\Delta\psi = \varphi_i - \varphi_j = \frac{kT}{e} \log \frac{j_i}{j_j}$$

Un dispositif électronique associé au microscope (fig. 22) permet de déterminer directement la distribution $f(\varphi)$. On estime avoir un pouvoir de résolution de l'ordre de 5 μ et moins en utilisant des photomultiplicateurs.

V - APPLICATION AU CONVERTISSEUR THERMOIONIQUE

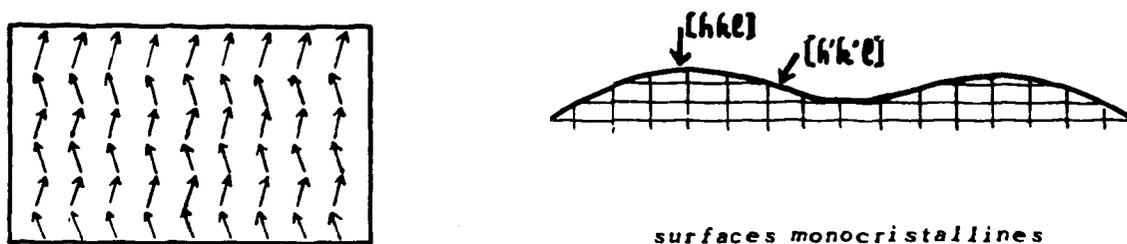
Comme nous l'avons signalé (II 1.4.) la diode à plasma correspond au cas où l'émission des grains est indépendante et par conséquent les calculs basés sur la fonction de répartition du travail de sortie sont applicables. Cette perturbation joue à la fois sur l'émission électronique et l'émission ionique.

V 1. Hétérogénéité fondamentale des émetteurs

V 1.1. Surfaces uniformes monocristallines à froid

Dans les diodes à plasma, si l'on utilise des surfaces planes monocristallines, ces surfaces ne sont pas nécessairement planes à l'échelle atomique. Même si l'on a pris des précautions de préparation de l'échantillon : polissage mécanique poussé, polissage électrolytique, ou des attaques successives de plus en plus légères, on ne possède aucun moyen actuellement pour assurer la planéité de la surface à l'Å près. Une surface monocristalline peut donc présenter des marches de quelques rangées atomiques, des rayures appelées "astérismes" (8) dues aux déformations plastiques à froid ou des faces ondulées d'orientations différentes après polissage électrolytique (fig. 23).

Fig. 23

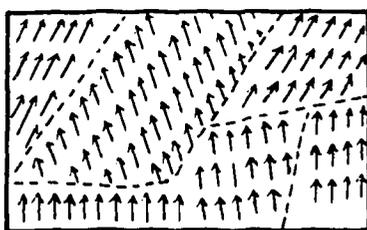


L'adsorption de césium à la surface peut être sensible à ces défauts superficiels que l'on observera dans le microscope à émission d'ions qui est en réalisation.

V 1.2. Surfaces mono et polycristallines à chaud

Les émetteurs chauffés à très haute température subissent inévitablement un traitement thermique de longue durée. Il ne faut pas s'attendre à un état d'équilibre stable de la surface. Il se crée sous l'influence de la température des défauts à l'échelle atomique, il se produit des phénomènes de diffusion des atomes du métal ou des impuretés superficielles (oxygènes adsorbés) dans les zones des joints des grains et d'autres processus d'activation thermique de sorte que le métal tend vers un état d'équilibre ayant une énergie libre la plus petite à la surface.

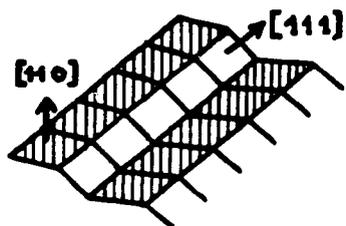
Fig. 24



Pour un monocristal ayant des astérisques, le traitement thermique a tendance à les séparer dans des zones discrètes présentant de légères désorientations l'une par rapport à l'autre de telle sorte que le métal prend une structure mosaïque (8) limitée par des sous-joints ("polygonisation and subboundaries") (fig. 24).

Pour des polycristaux, il se produit des déformations plastiques à chaud. Des lignes de glissement ont lieu au voisinage des frontières des grains. D'après Barrett, le tungstène a tendance à donner à haute température des glissements dans les plans (110) et (321) dans la direction de glissement 111 . (fig. 25).

Fig. 25



D'après les expériences sur l'anisotropie du travail de sortie du tungstène suivant l'orientation cristalline, la face (110) possède un travail de sortie plus grand que celui de la face (111). (1). Sur l'image obtenue au microscope à émission d'un polycristal chauffé à 2.000° K, on observe aux frontières des taches sombres [correspondant probablement aux faces (110) ou (321)] des lignes de glissement exposant des rayures blanches

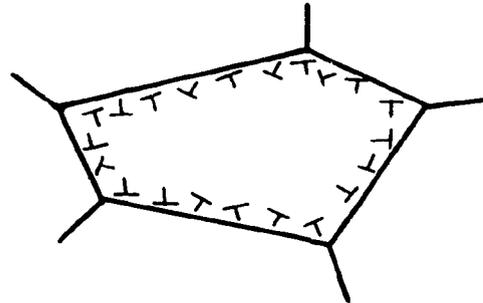
dues à la face (111) (fig. 26). Ces glissements peuvent se propager d'un grain à l'autre en changeant de direction. Nous sommes d'accord avec Mader (1957 Z Physi K 149, 75). que les glissements du tungstène présentent des ondulations.



Fig. 26 - Glissements des faces des grains observés au microscope à émission

Les impuretés de surface peuvent diffuser dans les joints des grains; les joints apparaissent nettement en lignes noires lorsque l'impureté augmente le travail de sortie (O_2 dans W). Elles constituent les bandes de Lüders qui bloquent les dislocations aux frontières des joints (9). (fig. 27).

Fig. 27 - Distribution des dislocations dans un grain (d'après J. Friedel)



A haute température, les joints sont susceptibles d'émigrer et les grains peuvent ainsi croître les uns aux dépens des autres.

Ayant parcouru sommairement les phénomènes physiques susceptibles de se produire à la surface métallique traitée thermiquement, nous pouvons conclure que la structure superficielle dépend nécessairement de la température et du temps; ce qui impose une étude de la variation de $\bar{\Phi}$ en fonction du temps de traitement à une température donnée (recuit et croissance des grains d'un polycristal).

Le microscope à émission électronique associé aux circuits électroniques de mesure de $f(\varphi)$ avec un pouvoir de résolution de quelques microns à la surface doit permettre l'étude quantitative de ces transformations.

V 1.3. Influence du temps

L'étude de la variation du travail de sortie moyen $\bar{\Phi}$ avec le temps permet l'étude de la durée de vie des convertisseurs et des variations de leur caractéristique :

Exemples :

- Par l'adsorption de l'oxygène de l'air résiduel, le travail de sortie moyen peut augmenter avec le temps. G. Haas a observé le décalage de la courbe de distribution de $f(\varphi)$ vers les grandes valeurs de travail de sortie après 18 jours, le travail de sortie le plus probable a varié de 3,2 eV à 4,2 eV. (4). (fig. 28).

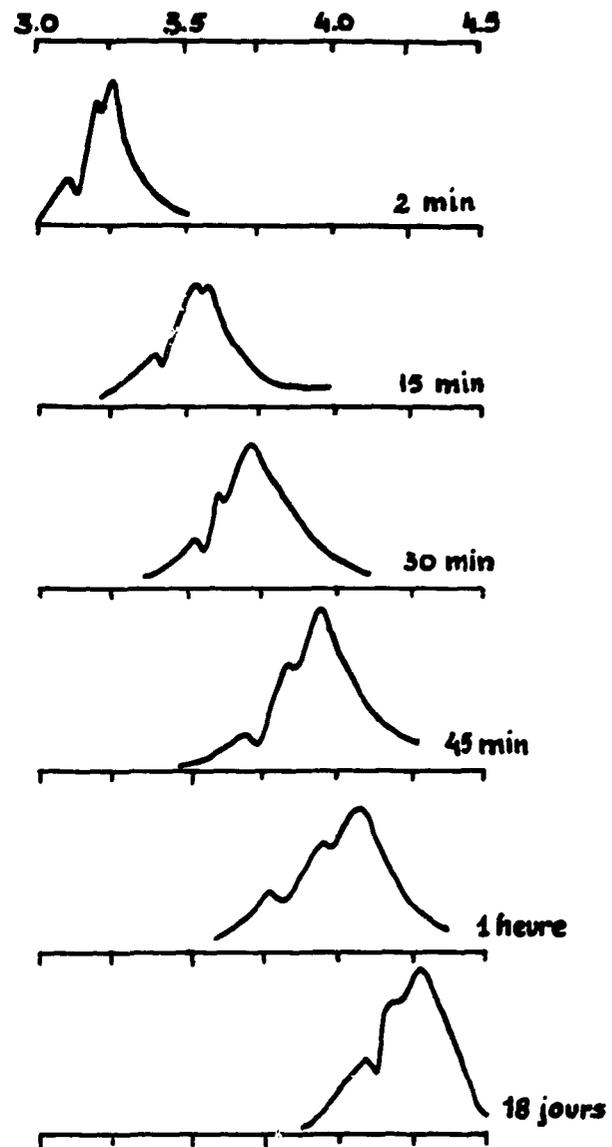


Fig. 28 - Variations du travail de sortie avec le temps d'après G. Haas

- Par un traitement thermique de longue durée, l'émetteur polycristallin peut devenir une surface plus homogène qui se rapproche d'un monocristal; en étant traitée thermiquement longtemps, par croissance des monocristaux, la surface peut être composée de grains de plus en plus gros de même orientation. On voit que la courbe de distribution d'une cathode L après 500 h. de travail devient plus aigüe et s'approche de la distribution d'un monocristal (5) (fig. 20 bis).

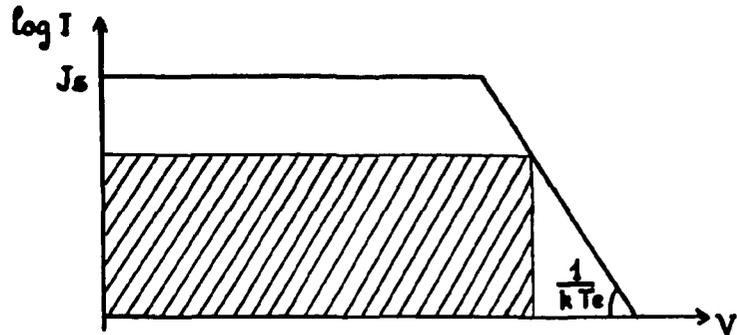
La méthode d'exploration au microscope électronique est sensible essentiellement aux phénomènes de surface et peut s'appliquer à des études sur les dislocations, la diffusion, les glissements, par la mesure des variations du travail de sortie ponctuel et par visualisation cinématique des phénomènes.

V 2. Influence sur les convertisseurs

V 2.1. Dégradation du rendement

La courbe caractéristique d'un convertisseur thermoionique idéalisé en l'absence du phénomène de transport est schématisé par le diagramme (fig. 29) :

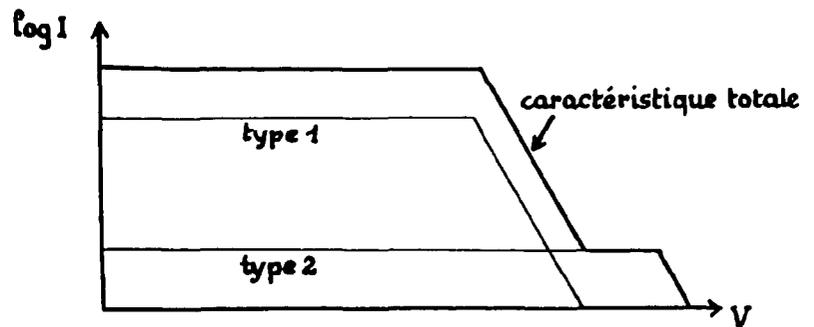
Fig. 29 - Caractéristique d'un convertisseur thermoionique en l'absence du phénomène de transport



La partie horizontale correspond à la saturation de l'émetteur et la partie en pente à la droite de Boltzmann ayant pour pente $\frac{e}{kTe}$.

La puissance est calculée à partir de l'aire hachurée; la puissance optimum correspond au coude de la courbe. Pour un émetteur hétérogène, la caractéristique présente un creux. La caractéristique pour une diode idéale dont l'émetteur présente deux types de grains (fig. 30).

Fig. 30 - Caractéristique d'une diode idéale dont l'émetteur présente deux types de grains



Les conditions d'opération de la diode relatives à un rendement optimum seront changées. En comparant maintenant, à la même température, deux émetteurs ayant le même courant de saturation J_s mais dont l'un est monocristallin homogène des travaux de sortie (φ_1) et l'autre polycristallin [$A(\varphi)$] (fig. 31).

φ_1 et φ_0 sont liés par la relation :

$$\varphi_1 = \varphi_R = \varphi_0 - \Delta \bar{\varphi} \quad (\text{équation 9 du III 1.}).$$

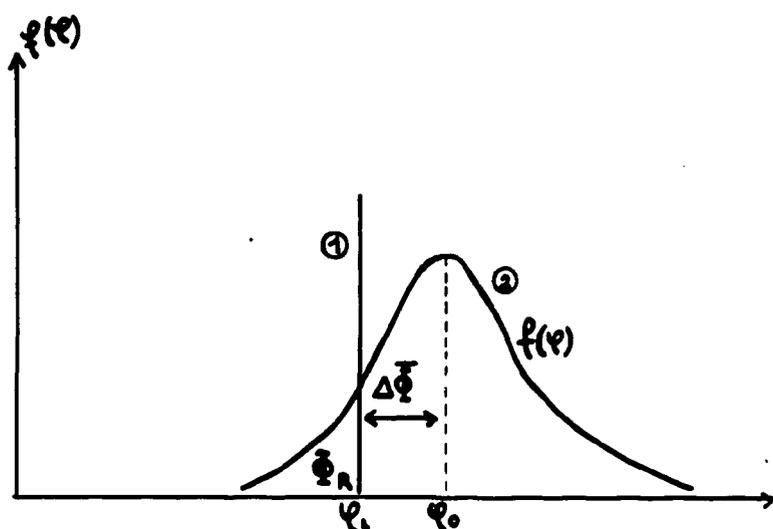


Fig. 31

Nous obtenons des caractéristiques différentes dans le réseau (I, V) qui montrent une réduction très sensible de la puissance de sortie et de la tension de fonctionnement optimum (fig. 33). Les deux courbes se raccordent sur la ligne de Boltzmann lorsque le collecteur est négatif par rapport à tous les grains de l'émetteur inhomogène.

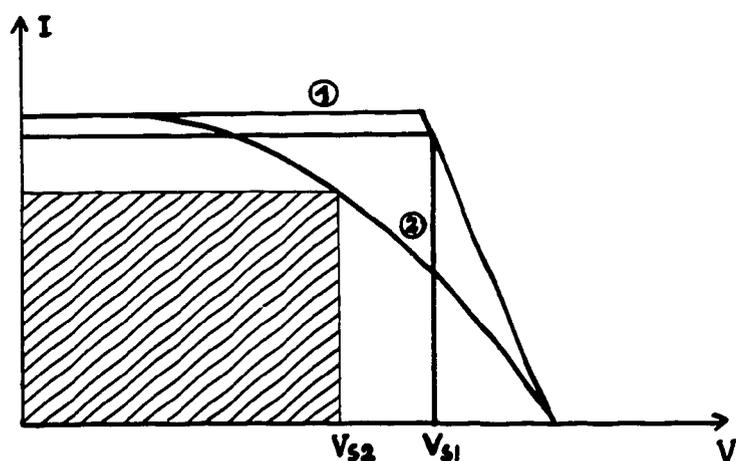


Fig. 32 - Courbes (I, V)

V 2.2. Adsorption de césium

L'étude d'un émetteur recouvert de césium fera l'objet d'une prochaine étape d'études. On peut cependant avoir quelques idées qualitatives.

A l'échelle du grain, la variation du travail de sortie due aux atomes ou ions de césium adsorbés avec le taux de recouvrement qui est connue expérimentalement peut suggérer des hypothèses suivantes :

- ① variation continue de la densité d'atomes ou ions.
- ② variation discontinue de la densité d'atomes ou ions (le taux de recouvrement peut prendre des valeurs discrètes suivant la pression).
- ③ variation progressive de l'aire recouverte par une couche monoatomique de césium (par exemple : cas des émetteurs à réserve, adsorption à partir d'un décrochement à la surface métallique).

Les hypothèses ① et ② étant admises, si les électrons sortant du métal subissent un effet global de la couche dipolaire, le travail de sortie microscopique est uniforme; sinon on aurait une distribution discrète de travaux de sortie microscopiques à la surface.

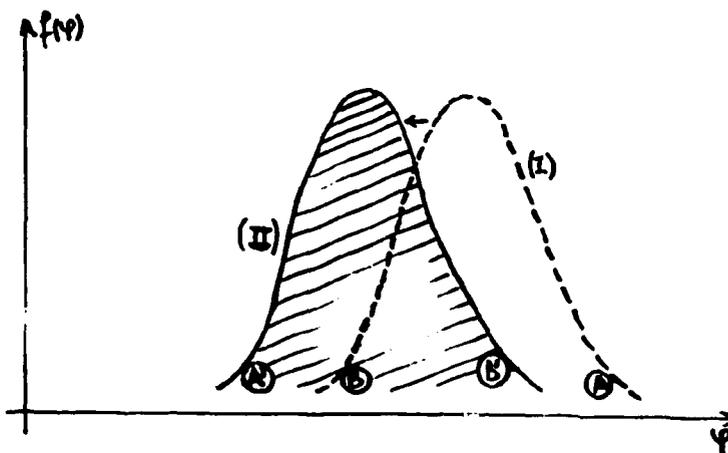
L'hypothèse ③ rend compte des variations brutales du travail de sortie observées par "activation" et telles qu'elles apparaissent sur le carbure d'uranium au microscope électronique (diffusion de l'uranium à la surface). Le travail de sortie ne peut prendre alors que deux valeurs φ_1 du métal nu et φ_0 du métal recouvert de césium.

Sur un polycristal les faces ayant le plus grand travail de sortie deviennent des faces ayant le travail de sortie le plus bas par adsorption préférentielle de césium aux faibles taux de recouvrement [Langmuir : active spots, Rasor (10)].

A l'échelle du polycristal, le recouvrement ne peut pas être homogène. la densité d'atomes de césium adsorbés n'est pas la même sur chaque grain. Il faut alors définir un taux de recouvrement moyen.

Suivant que l'on a un recouvrement uniforme ou non uniforme à l'échelle du grain, suivant que l'adsorption est sélective ou non, on peut avoir des distributions suivantes de travaux de sortie à la surface :

Fig. 33 - Courbe de distribution de $f(\varphi)$. Dans le cas d'un recouvrement uniforme et non sélectif de césium à l'émetteur polycristalline (courbe à une bosse)



- (I) : distribution $f(\varphi)$ d'une surface polycristalline nue --- courbe (I) courbe (II)
- (II) : distribution $f(\varphi)$ d'une surface polycristalline recouverte de césium d'une façon homogène à l'échelle du grain. —————
- branche (A) → branche (A')
- branche (B) → branche (B')

Fig. 34 - Courbe de distribution $f(\varphi)$ dans le cas d'un recouvrement non uniforme de césium à l'émetteur

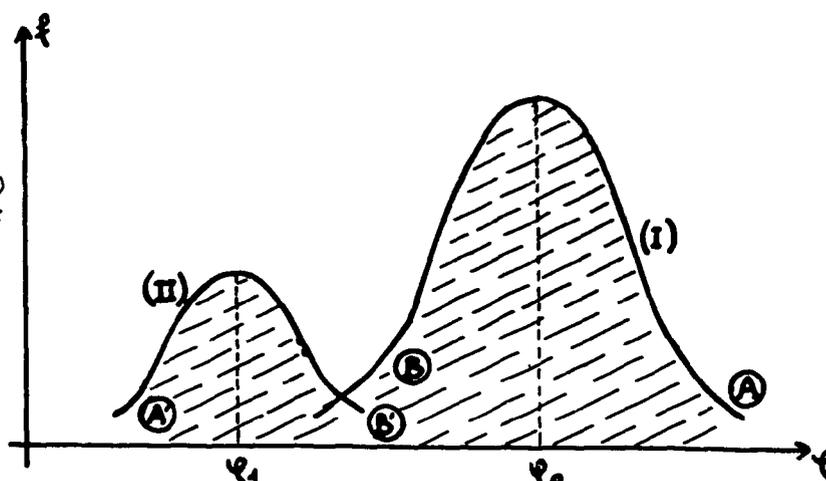
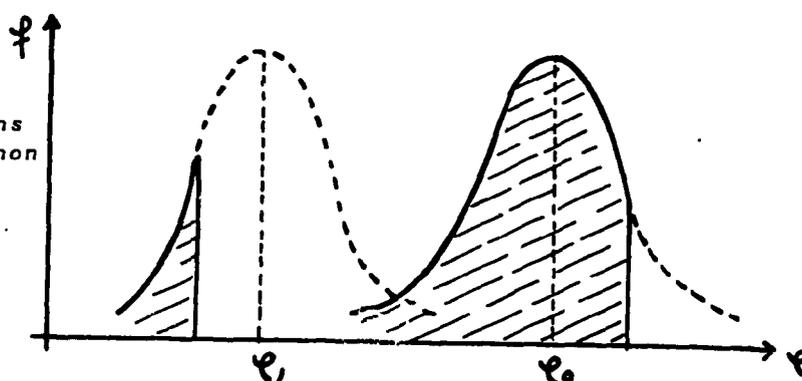


Fig. 34 bis - Courbe de distribution dans le cas d'un recouvrement non uniforme et sélectif de césium à l'émetteur



L'aire déterminée par deux courbes impose la condition :

$$\int_0^{\infty} f(\varphi) d\varphi = 1$$

On peut alors déterminer le travail de sortie moyen d'une surface polycristalline recouverte de césium. La transformation de la courbe (I) à (II) révèle un processus physique mal connu et nécessite une étude physique plus poussée de l'adsorption du césium (ou d'autres métaux alcalins) aux surfaces métalliques (10). Suivant quelle loi le césium s'adsorbe-t-il à la surface des émetteurs nus monocristallins; le degré de recouvrement des atomes adsorbés, dépendant de la pression de césium et de la température de l'émetteur, varie-t-il d'une façon continue ou ne peut-il prendre que des valeurs discrètes; le changement du travail de sortie d'un grain est-il continu ou discontinu ?

Le microscope à émission ionique permet de fournir plusieurs renseignements concernant ce problème.

V 2.3. Ionisation à la surface - Travail de sortie moyen

La distribution du travail de sortie d'une surface hétérogène est importante aussi, car on ne peut connaître exactement le taux de production d'ions de césium à la surface nécessaire à l'obtention du plasma, facteur vital de la diode, que si l'on connaît quantitativement le pourcentage de surface susceptible d'ioniser en surface les atomes de césium adsorbés.

En considérant l'émission ionique superficielle comme satisfaisant à l'équation de Saha-Langmuir (où μ_a représente le nombre d'atomes de césium neutre incidents) et

V_i le potentiel d'ionisation du césium.

nombre d'ions émis :

$$V_i = \frac{\mu_a}{2 \exp \frac{e(V_i - \varphi)}{kT} + 1}$$

On aura, dans le cas de la surface hétérogène :

$$V_i = \mu_a \int_0^{\infty} \frac{f(\varphi) d\varphi}{2 \exp \frac{eV_i}{kT} - \frac{e\varphi}{kT} + 1}$$

La solution du problème est celle du cas intermédiaire cité au paragraphe II 1.4. avec pour borne d'intégration $\varphi = V_i$. En restreignant cette intégration au cas où la surface émettrice, recouverte de césium, possède en tout point un travail de sortie inférieur à V_i , $V_i - \varphi \gg kT$, on aura

$$V_i = \frac{\mu_a}{2} \exp \frac{-eV_i}{kT} \int_0^{V_i(\infty)} f(\varphi) \exp \frac{e\varphi}{kT} d\varphi$$

($f(\varphi)$) étant la distribution du travail de sortie de la surface recouverte d'une couche adsorbée),

On peut donc définir comme précédemment un travail de sortie moyen valable pour le calcul de l'émission ionique : $\bar{\Phi}_i$ tel que

$$\exp \frac{e\bar{\Phi}_i}{kT} = \int_0^{\infty} f(\varphi) \exp \frac{e\varphi}{kT} d\varphi$$

cette expression ne peut être calculée qu'en connaissant la distribution $f(\varphi)$. Dans le cas où cette distribution est symétrique par rapport à la moyenne statistique φ_0 , on a :

$$f(\varphi_0 - \psi) = f(\varphi_0 + \psi)$$

Le changement de variable $\varphi = \varphi_0 + \psi$ nous conduit à l'expression équivalente : p

$$\exp \frac{e\bar{\Phi}_i}{kT} = \int_{-\infty}^{\infty} f(\varphi_0 + \psi) \exp \frac{e\varphi_0}{kT} \exp \frac{e\psi}{kT} d\varphi$$

qui est à rapprocher de l'expression équivalente de $\bar{\Phi}_R$ obtenue dans le cas de l'émission électronique, avec le même changement de variable

$$\exp - \frac{e \bar{\Phi}_R}{kT} = \int_{-\varphi_0}^{\infty} f(\varphi_0 + \psi) \exp\left(-\frac{e\psi}{kT}\right) \cdot \exp\left(-\frac{e\varphi_0}{kT}\right) d\psi$$

La symétrie en ψ montre que la valeur absolue des écarts par rapport à φ_0 est la même et que la relation

$$\bar{\Phi}_R = \varphi_0 - \Delta\bar{\Phi}_R$$

donne

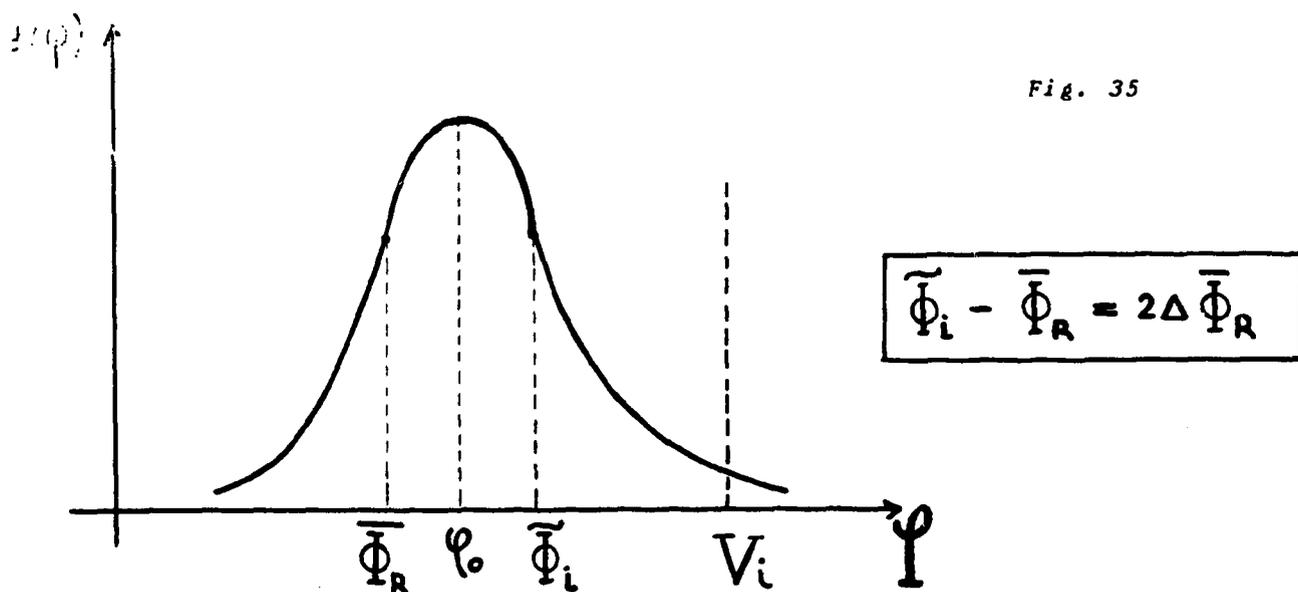
$$\tilde{\Phi}_i = \varphi_0 + \Delta\bar{\Phi}_R$$

ou équivalamment :

$$\tilde{\Phi}_i = \bar{\Phi}_R - 2\Delta\bar{\Phi}_R$$

$\Delta\bar{\Phi}_R$ est calculé selon les méthodes exposées à partir du paragraphe III.

Ceci montre qu'une surface hétérogène peut émettre plus d'électrons ou plus d'ions qu'une surface homogène ayant le même travail de sortie statistique moyen (fig. 35).



Mais le problème est tout à fait différent lorsque l'on ne considère plus l'émission en présence d'un champ fort appliqué mais dans une diode à plasma où le plasma est créé justement par la surface hétérogène elle-même.

N.S. RASOR (10) a montré que le courant émis dans ces conditions par une surface homogène avait une valeur maximum, dépendant des conditions d'ionisation en surface. Avec une surface hétérogène, cette valeur maximum dépend de la fonction de répartition qui joue immédiatement sur l'émission d'ions et d'électrons. L'étude détaillée montre que le courant émis est bien inférieur à celui que l'on pourrait extraire d'une surface homogène ayant le même travail de sortie moyen. Une publication séparée est en préparation à ce sujet.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 GEORGE F. SMITH
Velocity of thermoionic emission from single crystal of tungsten.
Phys. Rev. Vol. 100 - N° 4 - 15 Nov. 1955
- 2 N.S. RASOR, G.N. HATSOPOULOS and S. KITRILAKIS
Patch and transport effects
Advanced Energy conversion. Vol. 2 pp. 569-581 - Pergamon Press 1961
- 3 Haywood SHELTON
Thermionic Emission a Planar Tantalum crystal
Physical Review. Vol. 107 - n° 6 - Sept. 15, 1957
- 4 C. HERRING and M.H. NICHOLS
Thermionic emission
Rev. of Mod. Phys. - Vol. 21 - n° 2 - April 1949 p. 210
- 5 G. HAAS and R.E. THOMAS
Investigation of the Patch effect in uranium carbide
App. Phys. - n° 12 - Vol. 34 - Dec. 1963
- 6 JANSEN, A. VANEMA et Zh. H. WEEKERS
Inhomogeneity and electron energy distribution of thermoionic cathodes
Rapport interne des Ets PHILIPS à Eindhoven
- 7 ANGOT
Complément de Mathématiques
Edition de la Revue d'Optique - Calcul symbolique, page 545
- 8 H.G. VAN BUEVEN
Imperfections in crystals p. 221
North - Holland publishing Company
- 9 FRIEDEL J. (1956)
Les dislocations (Gauthier-Villars - Paris)

10 De nombreux travaux ont été faits sur ce sujet :

- LANGMUIR and J. ZAYLOR - Phys. Rev. (44), 423 (1933)

- Work function variation of Metal by Metallic films :

P. GYFTOPOULOS and JULES D. LEVINE - J. App. Phys. Vol. 33 - n° 1 - Jan. 1963

- N.S. RASOR - Emission Physico of the Thermoionic Energy Converter -

Proceeding of the I.E.E.E. - May 1963 - p. 733

11 SPENKE

Electronic semiconductors

Mc Graw Hill Book Company. Inc. London - p. 346 et p. 371

12 EUGENE DARMOIS

L'Electron - Presse universitaire de France - p. 138

Manuscrit reçu le 21 Mai 1964

FIN