

UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

THESE DE 3ème CYCLE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

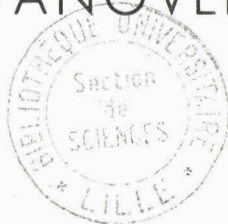
pour obtenir

le grade de Docteur 3ème Cycle

Centre de 3ème Cycle d'Electronique

par

André VANOVERSCHELDE



ETUDE DES PROPRIETES HYPERFREQUENCES DES

DIODES A EFFET TUNNEL ET TEMPS DE TRANSIT



030 021059 1

Membres du Jury : MM. CONSTANT, Président
BILLARD, Examineur
SALMER, Examineur
SEMICHON, Invité

UNIVERSITE DES SCIENCES
ET TECHNIQUES DE LILLE.

DOYENS HONORAIRES

MM. H. LEFEBVRE, PARREAU

PROFESSEURS HONORAIRES

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

PROFESSEURS TITULAIRES

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

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

PROFESSEURS A TITRE PERSONNEL

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

PROFESSEURS SANS CHAIRE

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

MAITRES DE CONFERENCES (et chargés des fonctions)

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

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

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

A mes parents

A ma femme

A mon fils

Ce travail a été effectué au Centre de Recherche sur les Propriétés Hyperfréquences des Milieux Condensés de l'Université des Sciences et Techniques de Lille.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur CONSTANT pour l'aide constante et efficace qu'il m'a apportée tout au long de ce travail et qui me fait l'honneur de présider mon Jury.

Je voudrais également exprimer ma reconnaissance à Monsieur le Professeur SALMER qui m'a conseillé et guidé efficacement durant cette étude.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur BILLARD qui me fait l'honneur de juger ce travail.

L'étude expérimentale a été faite à l'aide de composants mis à ma disposition par le Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée, j'en remercie vivement les collaborateurs, en particulier Monsieur SEMICHON pour m'avoir proposé ce sujet de recherche et avec qui j'ai eu de fructueuses discussions.

Je remercie également tous les chercheurs du Laboratoire et en particulier Monsieur LE BORGNE pour sa sympathique collaboration.

Enfin, j'adresse mes remerciements à tout le personnel Technique et Administratif, particulièrement à Madame BLONDEL et Monsieur PLAYEZ pour leur aimable et compétente collaboration.

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

I. HISTORIQUE

La possibilité de réaliser des oscillateurs hyperfréquences à l'état solide est apparue dès 1958⁽¹⁾. Cependant, l'élaboration d'un modèle expérimental posait des problèmes technologiques considérables et les premières réalisations n'eurent lieu dans les Laboratoires russes qu'en 1960⁽²⁾, et dans les Laboratoires américains⁽³⁾ et français⁽⁴⁾ qu'en 1965. Depuis, de nombreux travaux théoriques et expérimentaux ont été consacrés à ce sujet et la théorie élaborée par W.T. READ a pu être vérifiée expérimentalement à partir de diodes dont le fonctionnement repose d'une part sur la création de porteurs par avalanche, d'autre part, sur le phénomène de transit à travers une zone désertée.

Aujourd'hui, les progrès importants accomplis tant dans la réalisation des composants que dans la compréhension des phénomènes qui régissent le comportement de ces diodes, ont permis d'accroître sensiblement la puissance et le rendement de l'oscillation à une fréquence donnée.

Malheureusement, le bruit engendré par ce dispositif est relativement important étant donnée la nature de l'émission de champ utilisée, qui est l'ionisation par choc des porteurs.

Ces considérations et les résultats des travaux que, depuis quatre ans notre laboratoire effectue en collaboration avec les Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée (L.E.P.) sur les diodes à avalanche à jonction et à barrière Métal Semiconducteur, nous ont incités à rechercher d'autres mécanismes d'émission de champ moins bruyants.

En 1968, V.K. ALADINSKII ⁽⁵⁾ proposa l'utilisation de l'effet Zener dans une jonction PN abrupte, mais la structure même limitant le fonctionnement aux fréquences submillimétriques, le domaine d'applications possibles d'un tel dispositif est assez réduit. READ avait également considéré l'effet Zener ⁽¹⁾ mais le dispositif qu'il a envisagé est en pratique irréalisable.

La structure que nous considérons ici remet en cause les conclusions de ces travaux, et le dispositif nouveau, envisagé par A. SEMICHON et E. CONSTANT (Déc. 1969 ⁽⁶⁾ et Mars 1970 ⁽⁷⁾) associant une émission de champ par effet tunnel dans une barrière Métal Semiconducteur et la propagation à vitesse constante des porteurs ainsi créés, peut engendrer des oscillations en hyperfréquences.

Plus récemment, le même dispositif a été proposé par M. CLAASSEN et W. HARTH (Aout 1970) ⁽⁸⁾.

Le but de ce travail est d'étudier dans quelle mesure les performances théoriques, puissance et rendement, sont comparables à celles des diodes à avalanche et si les performances de bruit sont nettement supérieures.

II. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

Avant d'entreprendre une étude détaillée des conditions d'obtention de l'effet tunnel et des possibilités de réalisation d'un oscillateur hyperfréquence, il paraît intéressant de décrire la structure proposée et d'en étudier le principe général de fonctionnement.

La structure envisagée, semblable à celle de READ, est constituée d'une zone de faible épaisseur où les porteurs sont engendrés par effet tunnel et d'une zone de transit adjacente où ces porteurs se déplacent à vitesse constante sous l'influence du champ électrique.

La zone de faible épaisseur (fig. 1) se comporte comme une cathode où l'émission de champ est l'effet tunnel.

Dans la deuxième zone, les porteurs émis sont soumis à un champ plus faible mais suffisant pour qu'ils se déplacent à la vitesse limite. La durée de l'interaction entre ces porteurs et le champ électrique fixe la fréquence de fonctionnement.

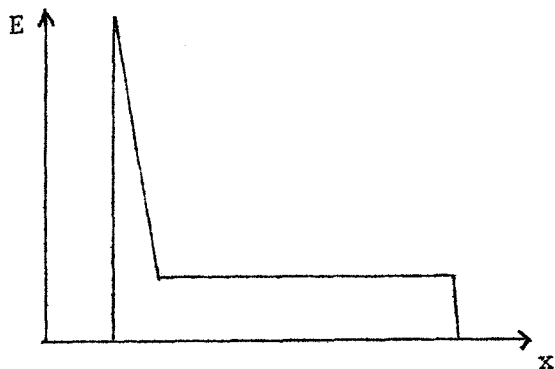


Fig. 1 : Distribution du champ

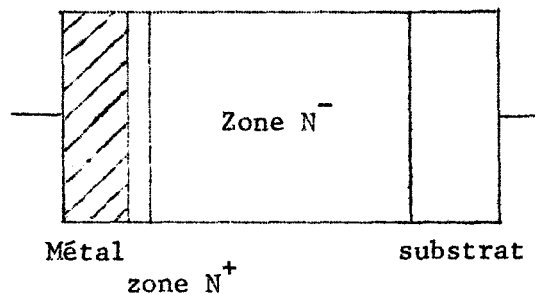


Fig. 2 : Schéma du dispositif

On peut considérer que l'émission de champ par effet tunnel est instantanée et il suffit de régler le temps de transit pour que l'énergie d'interaction soit négative. Le dispositif présente alors une résistance négative qui permet de l'utiliser en tant qu'oscillateur ou amplificateur hyperfréquence.

La structure proposée ici peut être réalisée par une barrière Métal-Semiconducteur (fig. 2) où le profil de concentration en impuretés du semiconducteur est constitué d'une zone étroite fortement dopée en contact avec le métal, et d'une zone adjacente peu dopée et d'épaisseur W .

III. PLAN DE RECHERCHE

Le but de notre travail est d'étudier dans quelle mesure il est possible d'une part d'obtenir l'émission par effet tunnel dans une barrière métal-semiconducteur en vue de réaliser un oscillateur hyperfréquence et d'autre part de définir les avantages que pourrait présenter la diode à effet tunnel et temps de transit par rapport à la diode A.T.T.^x

Dans une première partie, nous établirons l'expression de la loi d'injection de porteurs par effet tunnel d'un métal dans le vide et nous

^x Diode à avalanche et temps de transit.

justifierons l'utilisation de cette expression dans le cas du contact métal-semiconducteur. Nous définirons ensuite les différentes sources de bruit liées à la zone d'émission de champ.

Dans une deuxième partie, nous nous intéresserons plus particulièrement aux propriétés hyperfréquences des diodes à effet tunnel et temps de transit : nous calculerons l'impédance, la puissance et le bruit présentés par ces structures.

Dans une troisième partie, nous étudierons les conditions de faisabilité de la diode et définirons le profil de concentration en impuretés du semiconducteur. Nous rappellerons ensuite les méthodes de caractérisation et analyserons les premiers résultats expérimentaux.

Enfin, dans la dernière partie, nous discuterons les résultats obtenus et en déduirons dans quelle mesure l'utilisation d'une diode à effet tunnel et temps de transit est préférable aux autres dispositifs tels que diodes Gunn et diodes A.T.T., pour la production ou l'amplification de microondes.

C H A P I T R E I

MECANISME D'INJECTION PAR EFFET TUNNEL DANS UNE BARRIERE METAL SEMICONDUCTEUR

INTRODUCTION

I.1. RAPPELS THEORIQUES SUR L'EMISSION D'UN METAL DANS LE VIDE

I.1.1. Expression générale de la densité de courant

I.1.2. Effet tunnel

I.1.2.1. Calcul de la transparence

I.1.2.2. Expression de la densité de courant

I.1.2.3. Influence de la température.

I.1.3. Effet thermionique

I.2. LOI D'INJECTION DE PORTEURS PAR EFFET TUNNEL DANS LE CAS D'UN CONTACT METAL SEMICONDUCTEUR

I.2.1. Champ dans le semiconducteur

I.2.1.1. Diagramme énergétique

I.2.1.2. Expression analytique du champ dans le semiconducteur

I.2.1.3. Condition d'obtention de l'effet tunnel

I.2.1.4. Condition d'élimination de l'effet d'avalanche.

I.2.2. Loi d'émission utilisée

I.2.2.1. Introduction d'une "masse effective"

I.2.2.2. Influence de la hauteur de barrière

I.2.2.3. Influence de la température

I.2.3. Origines physiques du bruit.

MECANISME D'INJECTION PAR EFFET TUNNEL DANS UNE BARRIERE METAL SEMICONDUCTEUR

INTRODUCTION

Les dispositifs associant une émission de champ et la propagation à vitesse constante des porteurs ainsi créés, peuvent produire des oscillations, quel que soit le mécanisme d'injection (§ II.2).

La connaissance de la loi d'injection suffit pour calculer les performances hyperfréquences possibles du dispositif et pour l'optimiser.

Dans cette étude, l'effet tunnel à l'interface entre un métal et un semiconducteur est proposé comme mécanisme d'injection de porteurs dans une région de charge d'espace. Nous étudions ici ce mécanisme d'émission en traitant tout d'abord le cas de l'émission tunnel du métal dans le vide et en appliquant ensuite les résultats obtenus au cas de la barrière métal semiconducteur.

Les applications possibles des diodes à effet tunnel et temps de transit en tant que générateurs ou amplificateurs à faible bruit, nous conduisent ensuite à nous intéresser aux différentes sources de bruit résultant de ce type d'émission.

I.1. RAPPELS THEORIQUES SUR L'EMISSION D'UN METAL DANS LE VIDE

I.1.1. Expression générale de la densité de courant

Considérons le diagramme énergétique des électrons à la surface libre d'un métal et supposons le problème unidimensionnel. En présence d'un champ électrique extracteur constant dirigé vers le métal, le

diagramme a la forme d'une barrière triangulaire (fig. I.1), si l'on ne tient pas compte de l'effet Schottky résultant de l'interaction entre un électron arraché du métal et son image électrique.

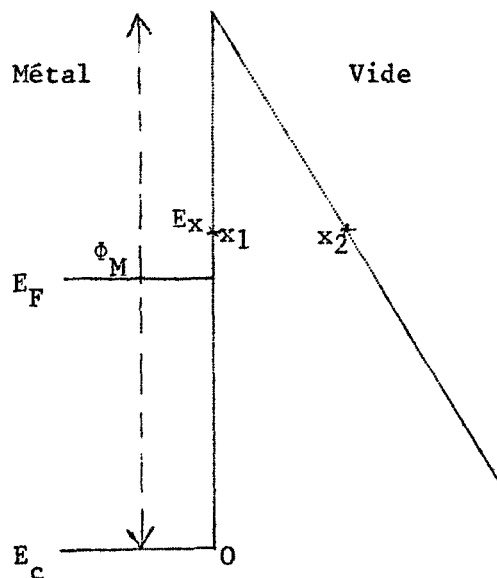


Fig. I.1 : Diagramme à la surface libre d'un métal.

La densité de courant d'électrons sortant du métal peut être calculée à partir de la relation (9) :

$$J = 2a \left(\frac{m}{h} \right)^3 \int f(v_x, v_y, v_z) v_x D(v_x) dv_x dv_y dv_z \quad (I.1)$$

Dans le métal, la répartition des électrons est donnée par la fonction de distribution de Fermi

$$f(v_x, v_y, v_z) = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT} - \frac{E_F}{kT} \right] \right\}^{-1} \quad (I.2)$$

Mais, parmi les électrons ayant une vitesse v_x à l'interface, une partie seulement passera dans le vide. Soit $D(v_x)$ le coefficient de transmission de l'interface, pour les électrons de vitesse v_x . $D(v_x)$ est encore appelée transparence de la barrière.

Un passage en coordonnées cylindriques permet l'intégration de l'équation (I.1) avec :

$$v_y = \sqrt{\frac{2}{m} E_r} \cdot \cos \theta$$

$$v_z = \sqrt{\frac{2}{m} E_r} \cdot \sin \theta$$

et $E_x = \frac{1}{2} m v_x^2$

$$E_r = \frac{1}{2} m (v_y^2 + v_z^2)$$

On obtient alors :

$$J = \frac{4 \pi m e k T}{h^3} \int_0^{\infty} D(E_x) \cdot \text{Log} \left(1 + \exp \left(-\frac{E_F - E_x}{kT} \right) \right) d E_x \quad (I.3)$$

Le passage des électrons du métal dans le vide peut se faire soit par effet tunnel, soit par effet thermionique suivant que l'énergie des électrons E_x est plus petite ou plus grande que la hauteur ϕ_M de la barrière.

L'expression générale obtenue de la densité de courant va nous permettre d'étudier successivement ces deux processus de transfert d'électrons dans une barrière triangulaire.

1.1.2. Effet tunnel

L'émission par effet tunnel est fonction de l'énergie E_x des porteurs et l'influence de la température nous permet d'envisager différents mécanismes de passage à travers la barrière.

Au zéro absolu, les électrons au niveau de Fermi contribuent en majeure partie au passage du courant. Nous calculons, dans ce cas, l'expression de la loi d'injection et nous déterminons l'influence d'une température peu élevée sur l'émission de porteurs.

Lorsque la température devient importante, ce sont les électrons d'énergie supérieure à E_F mais inférieure à la hauteur ϕ_M qui prédominent dans le passage des porteurs à travers la barrière. L'étude de cet effet tunnel assisté thermiquement sera faite plus particulièrement dans le cas de la barrière métal semiconducteur.

I.1.2.1. Calcul de la transparence

La mécanique classique interdit à l'électron dont l'énergie est inférieure à la hauteur ϕ_M de la barrière de passer au travers de celle-ci. Le phénomène de l'effet tunnel est purement quantique et la probabilité de passage peut être donnée par l'approximation WKB (10)

$$D(E_x) = \exp \left(- 2 \int_{x_1}^{x_2} |k(x)| dx \right) \quad (I.4)$$

où $|k(x)|$ est la valeur absolue du vecteur d'onde d'un porteur dans la barrière.

Dans cette expression x_1 et x_2 abscisses de la barrière au niveau d'énergie E_x , limitent la région que la particule ne peut atteindre en mécanique classique.

Dans le cas d'une barrière triangulaire (fig. I.1), on a :

$$k(x) = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (V - E_x)} \quad (I.5)$$

où V est l'énergie potentielle.

$$V = \phi_M - e E \cdot x \quad (I.6)$$

En reportant l'expression de $k(x)$ dans l'équation (I.4), on obtient

$$D(E_x) = \exp \left(- \frac{4\pi}{h} \sqrt{2m} \frac{2}{3eE} (\phi_M - E_x - eE \cdot x)^{3/2} \right) \Bigg|_{x_1}^{x_2} \quad (I.7)$$

avec $x_1 = 0$ $x_2 = \frac{\phi_M - E_x}{eE}$

$$\text{d'où } D(E_x) = \exp \left(- \frac{4}{3} \cdot \frac{\sqrt{2m}}{\hbar e E} \cdot (\phi_M - E_x)^{3/2} \right) \quad (I.8)$$

On constate que la probabilité de passage des électrons par effet tunnel d'un métal dans le vide augmente exponentiellement avec le champ électrique appliqué.

Remarque : En réalité, la variation du potentiel au voisinage de la surface se fait graduellement, car le potentiel du à l'image électrique de l'électron extrait du métal, agit aux distances supérieures aux longueurs interatomiques. Le calcul du coefficient de transmission est alors plus complexe mais on peut toujours le mettre sous la forme :

$$D = \exp \left[- \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m}}{\hbar e E} (\phi_M - E_x)^{3/2} \cdot \phi(y) \right]$$

où $\phi(y)$ tient compte de l'effet de force image (11).

1.1.2.2. Expression de la densité de courant (aux températures peu élevées)

La densité de courant du à l'effet tunnel est fonction, d'une part de la distribution des électrons dans le métal, d'autre part de la transparence de la barrière. Aux températures faibles, la loi de distribution de Fermi est telle que le nombre d'électrons d'énergie supérieure à E_F est négligeable et ils ne peuvent contribuer que faiblement au courant tunnel. Pour les électrons d'énergie inférieure à E_F , c'est la probabilité de passage à travers la barrière qui devient peu importante.

Par conséquent, nous pouvons admettre que les électrons voisins du niveau de Fermi E_F contribueront en majeure partie au passage du courant par effet tunnel, ce qui est d'autant plus valable que la température est basse.

Ceci nous permet de développer dans l'expression de $D(E_x)$, $(\phi_M - E_x)^{3/2}$ au premier ordre au voisinage du niveau de Fermi

$$(\phi_M - E_x)^{3/2} \sim (\phi_M - E_F)^{3/2} + 3/2(E_F - E_x) (\phi_M - E_F)^{1/2} \quad (I.9)$$

On obtient, pour le coefficient de transmission

$$D(E_x) = \exp\left(-\frac{B_0}{E}\right) \cdot \exp\left(-\frac{E_F - E_x}{A_0 \cdot E}\right) \quad (I.10)$$

avec :

$$B_0 = \frac{4}{3} \cdot \frac{\sqrt{2m}}{4e} \phi_m^{3/2} \quad A_0 = \frac{4e}{2 \sqrt{2m} \phi_m^{1/2}} \quad (I.11)$$

ϕ_m représentant le travail de sortie du métal.

On peut alors déterminer la densité de courant aux températures peu élevées

$$J = \frac{4\pi m e kT}{h^3} \cdot \exp\left(-\frac{B_0}{E}\right) \cdot \int_0^\infty \exp\left(-\frac{E_F - E_x}{A_0 \cdot E}\right) \text{Log}\left(1 + \exp\left(-\frac{E_x - E_F}{kT}\right)\right) dE_x \quad (I.12)$$

Le calcul de cette intégrale peut s'effectuer dans le cas général. Nous nous limitons tout d'abord au cas du zéro absolu, afin d'établir l'expression de Fowler-Nordheim. Nous étudierons ensuite l'influence de la température sur la loi d'émission des électrons.

Au zéro absolu, les électrons occupent les niveaux d'énergie inférieurs au niveau de Fermi et l'on a :

$$\text{pour } E_x > E_F \quad \text{Log}\left(1 + \exp\left(-\frac{E_x - E_F}{kT}\right)\right) \sim 0$$

$$\text{pour } E_x < E_F \quad \log\left(1 + \exp\left(-\frac{E_x - E_F}{kT}\right)\right) \sim \frac{E_F - E_x}{kT}$$

L'équation (I.12) prend la forme :

$$J = \frac{4\pi m e}{h^3} \cdot \exp\left(-\frac{B_0}{E}\right) \cdot \int_0^{E_F} \exp\left(-\frac{E_F - E_x}{A_0 \cdot E}\right) \cdot (E_F - E_x) dE_x$$

$$= -\frac{4\pi m e}{h^3} \cdot \exp\left(-\frac{B_0}{E}\right) \cdot \left[A_0^2 E^2 \exp\left(-\frac{E_F - E_x}{A_0 \cdot E}\right) \cdot \left(-\frac{E_F - E_x}{A_0 \cdot E} - 1\right) \right]_0^{E_F}$$

Cette expression de la densité de courant se simplifie en remarquant que E_F est grand devant $A_0 E$. En effet, pour un champ électrique de 10^7 V/cm, le calcul nous donne $A_0 E$ de l'ordre de 10^{-2} eV. Par ailleurs, pour l'or $E_F = 5,5$ eV ⁽¹²⁾ ; par conséquent, l'approximation $E_F \gg A_0 E$ est correcte dans le domaine de champ que nous envisageons. D'où :

$$J \simeq \frac{4 \pi m e}{h^3} A_0^2 E^2 \cdot \exp \left(- \frac{B_0}{E} \right)$$

La relation liant la densité de courant au champ électrique s'écrit donc :

$$J(E, 0) = \frac{e^3 E^2}{8 \pi h \phi_m} \cdot \exp - \left(\frac{8 \pi \sqrt{2m} \phi_m^{1/2}}{3 h e E} \right) \quad (I.14)$$

Cette expression est celle de Fowler-Nordheim que nous utiliserons ultérieurement. Remarquons que la relation obtenue est indépendante de la température. En réalité, le courant tunnel varie avec T comme nous allons le voir maintenant.

1.1.2.3. Influence de la température (températures peu élevées)

L'intégration dans l'équation (I.12) donnant la densité de courant, se fait dans le cas général en posant

$$Z = \exp - \left(\frac{E_F - E_x}{kT} \right)$$

$$d'où J = \frac{4 \pi m e}{h^3} (kT)^2 \cdot \exp \left(- \frac{B_0}{E} \right) \cdot \int_0^\infty Z^{\left(\frac{kT}{A_0 E} - 1 \right)} \cdot \log \left(1 + \frac{1}{Z} \right) dZ$$

On intègre par parties et en utilisant les propriétés de la fonction factorielle, on obtient alors :

$$J = \frac{4 \pi m e}{h^3} \cdot \exp \left(- \frac{B_0}{E} \right) \cdot \frac{\pi kT \cdot A_0 E}{\sin \frac{\pi kT}{A_0 E}}$$

à condition que $kT/A_0 E \ll 1$, c'est à dire tant que l'effet tunnel prédomine par rapport à l'effet tunnel assisté (TFE).

En effet, cette restriction mathématique qui apparaît dans la résolution de l'intégrale rejoint l'hypothèse faite précédemment selon laquelle les électrons voisins du niveau de Fermi avaient le plus de chances de traverser la barrière. La température augmentant, la distribution des électrons dans le métal diffère et l'on peut penser que le passage des électrons s'effectue alors de préférence à un niveau d'énergie E , situé entre le niveau de Fermi et le haut de la barrière.

Cet effet tunnel assisté thermiquement est un régime intermédiaire entre l'effet tunnel pur et l'effet thermionique, dont nous examinerons l'influence dans le cas d'une barrière Métal Semiconducteur.

La densité de courant prend donc la forme :

$$J(E, T) = J(E, 0) \cdot \frac{\pi kT / A_0 E}{\sin(\pi kT / A_0 E)} \quad (I.15)$$

$$\text{avec } J(E, 0) = \frac{e^3 E^2}{8 \pi h \phi_m} \cdot \exp - \left(\frac{8 \pi \sqrt{2m} \phi_m^{3/2}}{3 h e E} \right)$$

$$\text{et } A_0 = \frac{h e}{2 \sqrt{2m} \phi_m^{1/2}}$$

En développant, la variation du courant tunnel en fonction de la température est du type :

$$J(E, T) = J(E, 0) \cdot (1 + \beta T^2) \quad (I.16)$$

où le coefficient β est de l'ordre de 10^{-5} .

1.1.3. Effet thermionique

Après avoir étudié l'émission par effet tunnel, considérons maintenant le transfert d'électrons, du métal dans le vide, par passage au dessus de la barrière.

La mécanique classique ne peut mettre en évidence l'effet tunnel mais elle nous permet d'écrire qu'un électron ne peut franchir la barrière de

potentiel que si son énergie est supérieure à la hauteur de cette barrière, ce qui signifie que

$$\text{si } E_x < \phi_m \quad D(E_x) = 0$$

$$\text{si } E_x > \phi_m \quad D(E_x) = 1$$

L'équation (I.14) de la densité de courant s'écrit alors :

$$J = \frac{4 \pi m e kT}{h^3} \cdot \int_{\phi_m}^{\infty} \log \left(1 + \exp - \left(\frac{E_x - E_F}{kT} \right) \right) d E_x$$

$$\neq \frac{4 \pi m e kT}{h^3} \int_{\phi_m}^{\infty} \exp - \left(\frac{E_x - E_F}{kT} \right) d E_x$$

On en déduit la loi de Richardson

$$J = \frac{4 \pi m e (kT)^2}{h^3} \cdot \exp - \frac{\phi}{kT} \quad (\text{I.17})$$

correspondant à la densité de courant d'électrons extraits du métal dans le vide. Dans le cas d'un semiconducteur, cette expression équivaut à la densité de courant de saturation.

$$J_s = AT^2 \cdot \exp - \frac{\phi}{kT}$$

où A est la constante de Richardson.

Remarquons que le courant thermionique varie exponentiellement avec la température, au contraire du courant tunnel qui varie peu avec T. Par conséquent la variation de J avec T, permettra toutes choses égales, de distinguer les deux mécanismes.

Nous avons donc établi les lois d'émission d'un métal dans le vide dans le cas de l'effet tunnel à basses températures et dans celui du passage des porteurs par dessus la barrière. Nous allons maintenant transposer cette théorie au cas d'un contact Métal Semiconducteur. Il existe un troisième mécanisme d'émission de porteurs que nous n'avons pas étu-

dié dans cette partie. Il s'agit de l'effet tunnel assisté (TFE) dont nous reparlerons par la suite (§ I.2.2.3).

I.2. LOI D'INJECTION DE PORTEURS PAR EFFET TUNNEL DANS LE CAS D'UN CONTACT METAL SEMICONDUCTEUR

I.2.1. Champ dans le semiconducteur

I.2.1.1. Diagramme énergétique

Quand un métal est mis en contact avec un semiconducteur, les niveaux de Fermi des deux matériaux doivent coïncider à l'équilibre thermique. Il se crée une différence de potentiel $\phi_m - (\chi + \phi_n)$ appelée potentiel de contact, qui entraîne l'apparition d'une charge superficielle négative sur le métal et d'une charge égale et opposée dans le semiconducteur.

Lorsque l'intervalle Métal-Semiconducteur est suffisamment faible, comparable aux distances interatomiques, il devient transparent aux électrons et la hauteur de barrière devient égale à $\phi_m - \chi$ (fig. I.2)

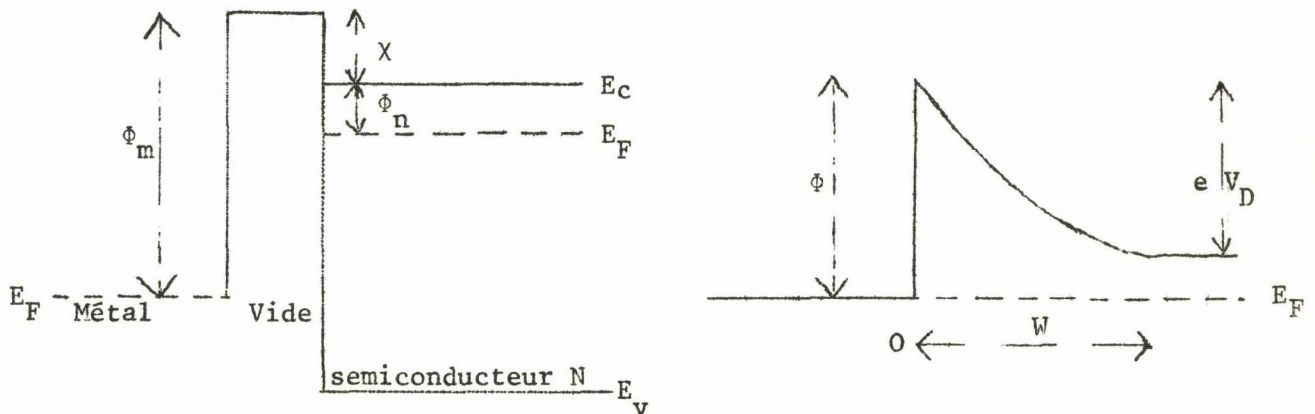


Fig. I.2 : Formation d'une barrière

La hauteur ϕ est alors simplement la différence entre le travail d'extraction du métal ϕ_m et l'affinité électronique du semiconducteur χ ⁽¹³⁾. Si l'on compare à l'émission tunnel dans le vide, on voit que la hauteur de barrière est notablement diminuée.

Nous donnons dans le tableau I quelques valeurs expérimentales de Φ , obtenues dans le laboratoire et dans la littérature sur des barrières Métal semiconducteur de type n ⁽¹⁴⁾;

Métal	Au/Si	Au/GaAs	Ni/Si	Pt/Si	PtSi/Si
Φ_{eV} Laboratoire	0,80	1	0,60	0,82	0,85
Φ_{eV} littérature	0,80	0,95	0,60	0,85	0,86

Tableau I

De plus, en raison de la concentration en électrons relativement faible du semiconducteur par rapport au métal, la charge positive apparue est distribuée sur une certaine épaisseur W , appelée zone désertée, et ceci entraîne une modification de la structure de bande que nous allons étudier.

1.2.1.2. Expression analytique du champ dans le semiconducteur

Nous supposons donc la barrière constituée d'une zone unique d'épaisseur W , vide d'électrons. L'intégration de l'équation de Poisson permet d'obtenir le champ et le potentiel dans le semiconducteur.

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = - \frac{\rho}{\epsilon} \quad \text{avec} \quad \begin{array}{ll} \rho = e N_d & \text{pour } 0 < x < W \\ \rho = 0 & \text{pour } x > W \end{array} \quad (I.18)$$

Les conditions aux limites sont :

$$E = 0 \quad \text{si } x = W$$

$$\text{et } V(0) = - \frac{\Phi}{e} \quad (E_F \text{ étant pris comme origine du potentiel})$$

On a alors, pour un dopage N_d indépendant de x

$$E(x) = -\frac{e N_d}{\epsilon} (x - W) \quad (\text{I.19})$$

$$V(x) = \frac{e N_d}{\epsilon} \left(W x - \frac{x^2}{2} \right) - \frac{\phi}{e} \quad (\text{I.20})$$

où W , largeur de la zone désertée, est déterminée par la condition

$$V(W) = -\frac{\phi_n}{e}$$

On obtient facilement :

$$|V_D| = |V(0) - V(W)| = \frac{e N_d W^2}{2\epsilon} \quad (\text{I.21})$$

où V_D est appelé potentiel de diffusion.

Appliquons maintenant une polarisation au dispositif Métal-Semiconducteur. En pratique, nous nous limiterons au cas d'une tension inverse de façon à pouvoir produire les champs élevés nécessaires à l'obtention de l'effet tunnel et à éviter le passage d'un courant destructif pour la diode.

Nous supposons V positif en polarisation inverse, c'est à dire que le semiconducteur est rendu positif par rapport au métal, ce qui correspond à une différence entre les niveaux de Fermi pour $x < 0$ et $x > W$ (fig. I.3).

La condition au point $x = W$ s'écrit alors :

$$V(W) = V - \frac{\phi_n}{e}$$

L'épaisseur W de la barrière devient une fonction de la tension appliquée et vérifie la relation :

$$V + V_D = \frac{e N_d W^2}{2\epsilon} \quad (\text{I.22})$$

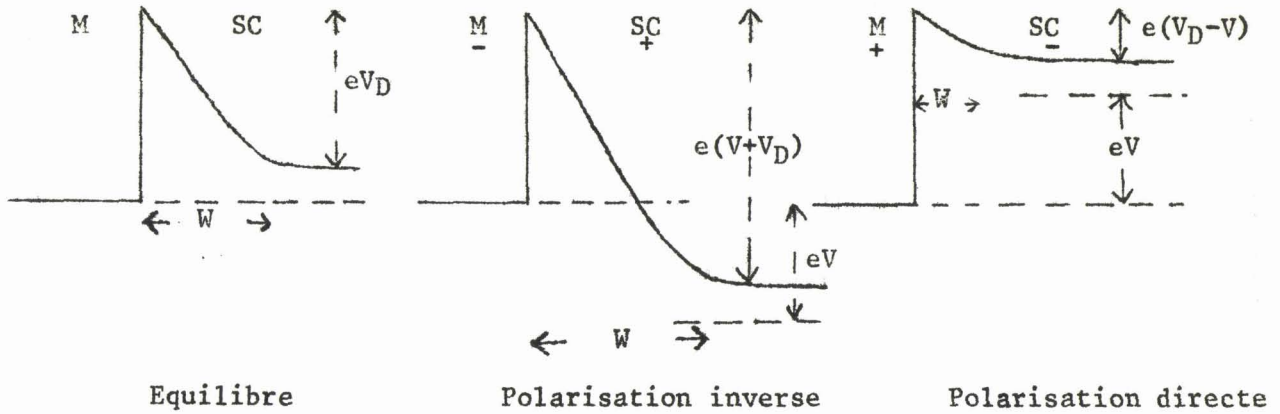


Fig. I.3 : Influence de la polarisation

Remarquons que le champ électrique dans le semiconducteur est proportionnel à la distance x de l'interface, c'est à dire que la barrière de potentiel n'est plus triangulaire comme dans le cas de l'émission dans le vide, mais possède une forme parabolique, toujours en négligeant l'effet de force image.

1.2.1.3. Condition d'obtention de l'effet tunnel

Comme nous l'avons vu dans la première partie, ce sont les électrons au voisinage du niveau de Fermi qui, pour les températures peu élevées, contribuent en majeure partie, au passage du courant par effet tunnel. Or, l'épaisseur de la barrière au niveau E_F , dépend de la concentration en impuretés N_D du semiconducteur. Par conséquent, une étude des conditions d'obtention de l'effet tunnel est particulièrement nécessaire.

Nous envisageons tout d'abord le cas d'une distribution en impuretés uniforme où l'épaisseur de la zone désertée est fonction de la tension appliquée (I.22).

Connaissant l'équation donnant le potentiel dans le semiconducteur en fonction de x , on peut en déduire la largeur de la barrière d au

niveau de Fermi pris, rappelons le, comme origine du potentiel (fig. I.2)

$$d = x_2 - x_1$$

avec $x_1 = 0$, et x_2 solution de l'équation

$$V(x) = 0 = \frac{eN_d}{\epsilon} \left(W \cdot x - \frac{x^2}{2} \right) - \frac{\phi}{e}$$

Le calcul nous donne :

$$x = W \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{\phi}{e \left(\frac{eN_d}{2\epsilon} \right) W^2}} \right)$$

en posant $\phi = eV_B$

$$d'ou\ d = x_2 = W \left(1 - \sqrt{1 - \frac{V_B}{V + V_D}} \right) \quad (I.23)$$

Nous prenons le signe -, étant donné que l'épaisseur au niveau E_F de notre barrière, de forme parabolique, doit être inférieure à l'épaisseur de la zone désertée W .

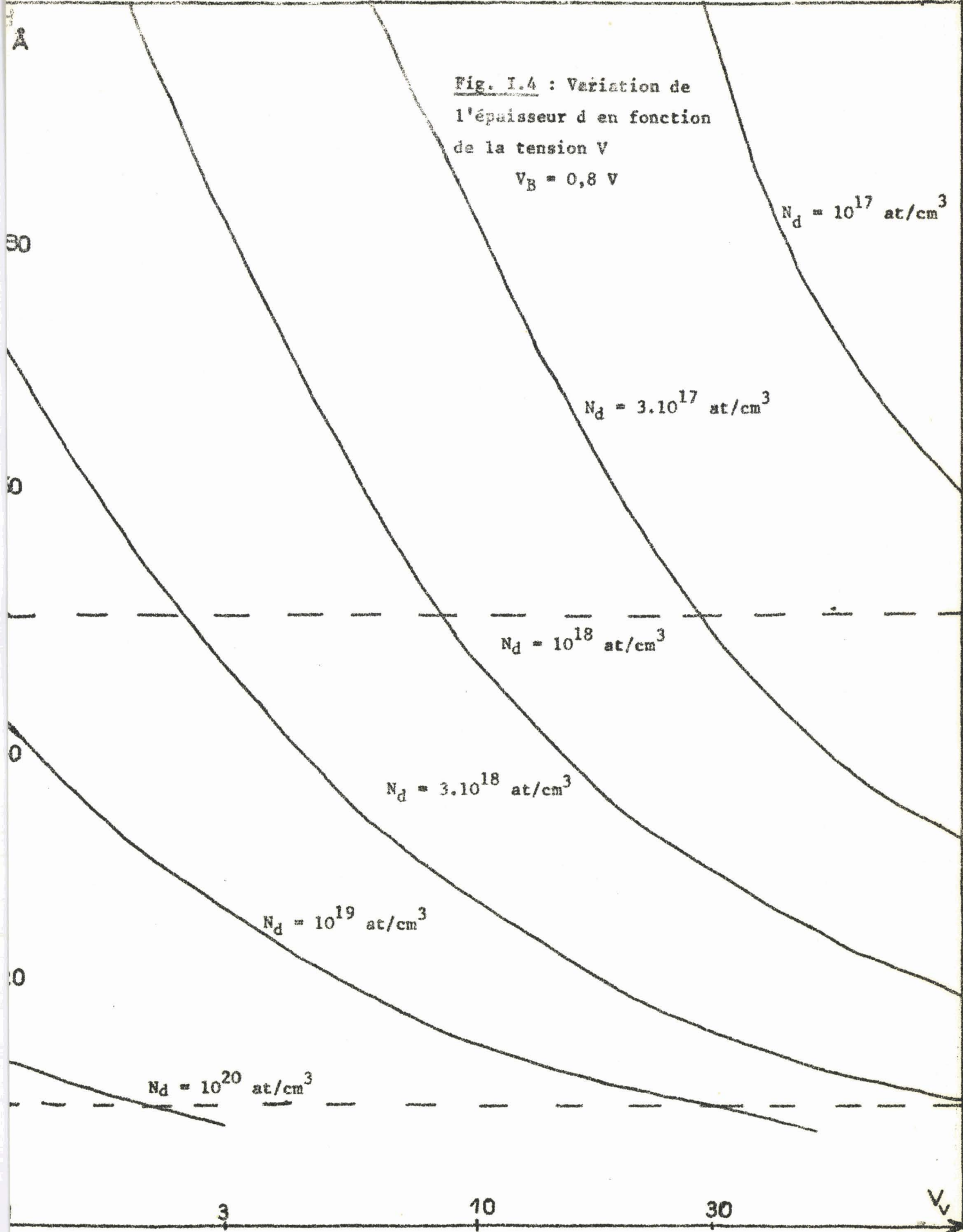
On remarque que si l'on applique une tension inverse suffisamment importante, supérieure à 10 V, l'épaisseur d au niveau de Fermi a pour expression simplifiée :

$$d \neq W. \frac{V_B}{2(V + V_D)} = \frac{V_B}{\sqrt{\frac{2 e N_d (V + V_D)}{\epsilon}}} \quad (I.24)$$

Nous avons représenté sur la figure I.4, les variations de cette épaisseur d en fonction de la tension V , en prenant comme paramètre le dopage du semiconducteur. Or, un calcul simple nous montre que la transparence de la barrière $D(E_x)$ devient négligeable pour des épaisseurs supérieures à 50 \AA . On peut en déduire que l'effet tunnel ne sera possible, avec un semiconducteur de dopage 10^{18} atomes/cm³ que si la tension appliquée est supérieure à 10 V. De plus, si l'on veut faire varier la tension V , pour laquelle on obtient une épaisseur d déterminée, il faut faire varier N_d en sens inverse, dans le même rapport. Aussi, peut-on

Fig. I.4 : Variation de l'épaisseur d en fonction de la tension V

$V_B = 0,8 \text{ V}$



admettre comme condition d'obtention de l'effet tunnel, que pour une différence de potentiel inférieure à 10 V, la concentration en surface, soit supérieure ou égale à 10^{18} atomes/cm³ (cas du Si).

Par ailleurs, le champ électrique dans le semiconducteur n'est pas constant mais décroît linéairement et il prend pour valeur

- à l'interface,
$$E(0) = - \frac{e N_d W}{\epsilon} \quad (I.25)$$

- au niveau de Fermi

$$E(d) = \frac{e N_d}{\epsilon} (d - W) = - \frac{e N_d W}{\epsilon} \sqrt{1 - \frac{V_B}{V + V_D}} \quad (I.26)$$

On voit que, pour des tensions suffisamment importantes (supérieures à 10 V), le champ reste pratiquement constant entre 0 et d. Quant au potentiel, il varie presque linéairement et son expression est donnée par :

$$V(x) = 2 \sqrt{\frac{e N_d}{2\epsilon} (V + V_D)} \cdot x - V_B \quad (I.27)$$

Ces considérations nous montrent qu'une loi similaire à l'expression de Fowler-Nordheim est applicable pour traduire l'effet tunnel dans une barrière Métal Semiconducteur et le champ d'émission E peut être pris égal au champ en surface E(0).

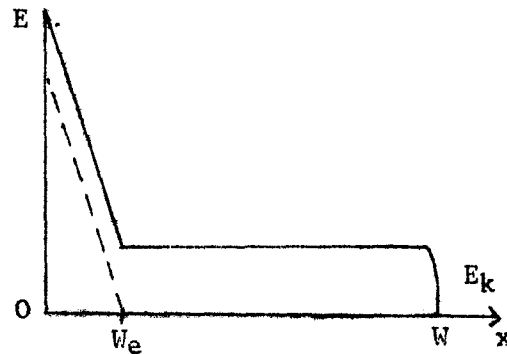
En utilisant la condition d'effet tunnel établie précédemment, nous pouvons alors calculer l'ordre de grandeur du champ à la surface du métal.

On trouve $W \sim 0,11 \mu$ et $E(0) \sim 2 \cdot 10^6$ V/cm avec $N_d = 10^{18}$ atomes/cm³ et $V = 10$ V.

Notons la valeur élevée du champ électrique nécessaire à l'émission par effet tunnel dans une barrière métal semiconducteur.

Remarque : Nous considérons ici un cas plus général que celui étudié précédemment où l'épaisseur de la zone désertée était fonction de la tension appliquée (I.22).

Pour la structure que nous nous proposons d'étudier, la distribution du champ dans le semiconducteur à l'allure ci-dessous (chapitre III).



Lorsque l'épaisseur désertée est inférieure à W_e , l'expression du potentiel est donnée par l'équation (I.20). Par contre, si la tension appliquée devient plus importante, l'épaisseur désertée s'étend rapidement à tout le semiconducteur (région de dopage N^-) mais elle reste limitée à W à cause de la présence du substrat. Nous devons alors rechercher la nouvelle répartition du champ et du potentiel.

Un calcul analogue au précédent nous donne :

$$\text{pour } x < W_e \quad E(x) = \frac{e N_D}{\epsilon} (x - W_e) - E_k$$

$$\text{pour } x > W_e \quad E(x) = - E_k$$

On en déduit le potentiel

$$\text{pour } x < W_e \quad V(x) = \frac{e N_D}{\epsilon} \left(W_e x - \frac{x^2}{2} \right) + E_k x - \frac{\phi}{e}$$

$$\text{pour } x > W_e \quad V(x) = \frac{e N_D}{\epsilon} \cdot \frac{W_e^2}{2} + E_k x - \frac{\phi}{e}$$

$$\text{D'où } V + V_D = V(W) - V(0) = \frac{e N_D}{\epsilon} \cdot \frac{W_e^2}{2} + E_k W$$

La largeur de la barrière au niveau de Fermi s'obtient en écrivant $V(d) = 0$

On obtient

$$d = \frac{\epsilon}{eN_D} \left(\frac{eN_D}{\epsilon} W_e + E_k \right) \left(1 - \sqrt{1 - \frac{2e N_D V_B}{\epsilon} \left(\frac{eN_D}{\epsilon} W_e + E_k \right)^{-2}} \right) \quad (I.28)$$

Or, dans cette expression, le terme $\frac{eN_D}{\epsilon} W_e$ représente le champ en surface $E(o)$. Etant donné l'ordre de grandeur du champ $E(o)$ ($2 \cdot 10^6$ V/cm) et du champ E_k , inférieur à $2 \cdot 10^5$ V/cm (afin d'éviter le phénomène d'avalanche) nous pouvons, en première approximation, négliger l'influence de E_k et nous en déduisons l'expression de la largeur d

$$d \approx \frac{V_B}{\frac{eN_D}{\epsilon} \cdot W_e}$$

On voit que l'épaisseur d est sensiblement constante pour les tensions supérieures à $\frac{eN_D}{\epsilon} \cdot \frac{W_e^2}{2}$, c'est à dire quand toute la diode est désertée.

Les calculs précédents reposent sur l'hypothèse où la concentration en impuretés N_D est constante. S'il existe un gradient de concentration $N_D(x)$, l'intégration de l'équation de Poisson doit en tenir compte. La résolution analytique de ce problème s'avère trop complexe et un traitement numérique est alors nécessaire.

1.2.1.4. Condition d'élimination de l'effet d'avalanche

Une fois la barrière de potentiel franchie (x supérieur à d), les électrons se déplacent dans une région de champ décroissant et s'annulant en W . Or, l'injection de ces porteurs est due à l'effet tunnel qui nécessite, comme nous l'avons vu, un champ électrique très important et supérieur au champ produisant l'avalanche que nous voulons éviter ici.

Pour résoudre cette difficulté et prévenir le phénomène d'avalanche, il faut que les électrons soient soumis au champ élevé sur une distance suffisamment faible.

En effet, il suffit que cette distance soit inférieure à la longueur minimale de création de porteurs par avalanche qui est égale à $1/\alpha$, où α est le nombre de paires électron-trou créées par un porteur initial sur une distance unitaire.

$$\text{D'où } \delta_{\max} = \frac{1}{\alpha}$$

En fait, le taux d'ionisation α est une fonction exponentielle du champ électrique, dont il existe différentes formulations mais, lorsque le champ devient élevé ($> 5 \cdot 10^5$ V/cm), on observe une saturation de la courbe $\alpha = f(E)$ (15).

Dans cette étude, nous utiliserons :

- pour les champs inférieurs à $5 \cdot 10^5$ V/cm, l'expression de Mac Kay

$$\alpha = \alpha_0 \exp \lambda E \text{ avec } \alpha_0 = 28 \text{ cm}^{-1} \quad \lambda = 1,68 \cdot 10^{-5} \text{ cm V}^{-1} \quad (\text{I.29})$$

- pour les champs supérieurs à $5 \cdot 10^5$ V/cm

$$\alpha = 10^5 \text{ cm}^{-1} \quad (\text{I.30})$$

Cette formule ne constitue pas l'expression la plus exacte pour α , mais son utilisation facilite notablement la résolution numérique.

Pour empêcher le phénomène d'ionisation par choc de se produire, nous avons vu que les électrons ne devaient être soumis à un champ élevé que sur une distance inférieure à δ_{\max} . Pour cela, il faut donc que le champ électrique diminue rapidement, c'est à dire que la concentration en impuretés dans le semiconducteur soit élevée. Mais il y a alors un inconvénient, le transit des porteurs devient trop faible.

La structure proposée ici permet de résoudre ce problème. L'adjonction d'une région à faible dopage conduit les électrons, sous certaines conditions, à se déplacer à vitesse constante sur une longueur W fixée par la fréquence de fonctionnement choisie du dispositif. Ces électrons sont sous l'influence d'un champ électrique lentement variable et infé-

rieur à $2 \cdot 10^5$ V/cm (champ minimum pour produire l'avalanche).

Nous déterminerons par la suite, les profils de concentration réels $N_D(x)$ des diodes à effet tunnel et temps de transit, de façon à :

- d'une part, éviter l'avalanche
- d'autre part, désertter totalement les zones N^+ et N^-

Remarquons également que la concentration en impuretés élevée de la zone N^+ permet non seulement d'éviter le phénomène d'avalanche, mais encore favorise le passage par effet tunnel comme nous l'avons vu précédemment.

1.2.2. Loi d'émission utilisée

1.2.2.1. Introduction d'une "masse effective"

Les résultats obtenus dans le cas d'un contact Métal semiconducteur nous montrent que nous sommes assez éloignés du cas idéal de l'émission dans le vide. En particulier,

- la hauteur de barrière est notablement plus petite
- le champ décroît linéairement avec x
- les électrons émis dans le semiconducteur y ont une masse effective m^* , différente de la masse de l'électron libre.

En fait, le problème est beaucoup plus compliqué et le calcul précis du courant doit tenir compte de la structure de bande du semiconducteur. En particulier, dans le cas du silicium, que nous utiliserons dans nos expériences, il n'y a pas de minimum *minimorum* dans la structure de bande pour $\vec{k} = 0$ (9). Un minimum existe dans la direction (100) pour $|\vec{k}| = 0,85$. La forte anisotropie dans la relation énergie moment, nous montre la nécessité de tenir compte dans le calcul de la probabilité de transition par effet tunnel de chaque composante du vecteur d'onde. Enfin, si l'on choisit la direction (111) comme direction épitaxiale, le champ électrique d'émission, qui est perpendiculaire à la surface du métal, fait un cer-

tain angle avec la direction (100) . Une étude tridimensionnelle s'avère donc nécessaire pour obtenir une réponse complète et à notre connaissance, ce problème n'a pas encore été résolu. Néanmoins, de nombreuses recherches ont lieu actuellement sur les aspects fondamentaux de l'effet tunnel d'un métal dans un semiconducteur (16) .

En particulier, PADOVANI et STRATTON (17) ont étudié le cas de la barrière Métal-GaAs. Le calcul de la probabilité de transition a été fait en appliquant l'approximation WKB. Pour les températures suffisamment basses, cette probabilité d'effet tunnel étant la plus élevée au niveau de Fermi, on fait un développement en série de Taylor de $D(E)$ et on obtient l'expression de la densité de courant.

Dans le cas d'une relation parabolique énergie moment, sans tenir compte de l'effet de force image, ni de la densité d'électrons libres, et sous quelques hypothèses supplémentaires, Padovani donne pour caractéristique inverse $I(V)$ au zéro absolu, l'expression suivante :

$$J = A' \left(\frac{E_{00}}{kT} \right)^2 \cdot \frac{V + V_D}{V_B} \exp \left(- \frac{2 V_B^{3/2}}{3 E_{00} (V + V_D)^{1/2}} \right) \quad (I.31)$$

où $A' = 4 \pi m^* (kT)^2 / h^3$ et $E_{00} = \frac{e\hbar}{2} \left(\frac{N}{\epsilon m^*} \right)^{1/2}$ (I.32)

Un calcul assez simple permet d'obtenir la caractéristique courant champ électrique dont l'expression est identique à celle que nous avons obtenue (I.14).

$$J = \frac{e^3}{8 \pi h \phi} \cdot E^2 \cdot \exp - \left(\frac{8 \pi \sqrt{2 m^*} \phi^{3/2}}{3 h e E} \right) \quad (I.33)$$

où m^* est la masse effective des électrons dans le semiconducteur.

Dans le cas où la loi énergie moment n'est pas parabolique, la détermination de la densité de courant ne peut se faire que sur ordinateur et nous pouvons admettre, eu égard aux résultats obtenus par Padovani, qu'une loi de même forme que l'expression précédente peut être appliquée.

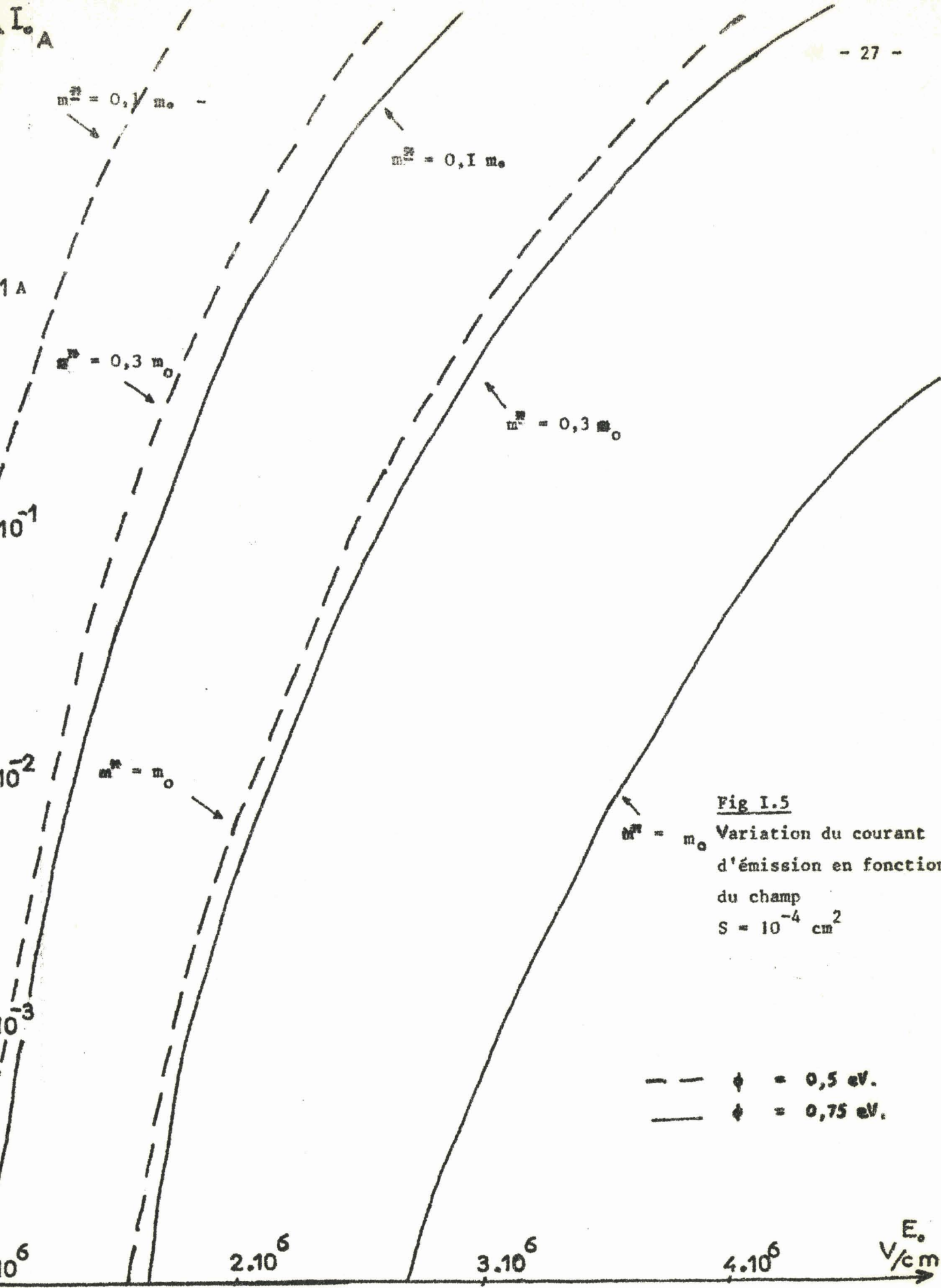


Fig 1.5
 Variation du courant
 d'émission en fonction
 du champ
 $S = 10^{-4} \text{ cm}^2$



Dans cette expression, étant donné les difficultés de détermination de m^* , nous considérons m^* comme un paramètre ajustable à partir des données expérimentales.

Nous avons représenté sur la fig. I.5 l'influence de la masse m^* , sur la caractéristique d'émission. Remarquons l'importance de ce paramètre, dont nous devons tenir compte dans l'étude des propriétés hyperfréquences de notre diode qui sont, rappelons le, liées à la loi d'émission.

1.2.2.2. Influence de la hauteur de barrière

Comme la "masse effective", la hauteur de barrière ϕ est une grandeur fondamentale puisqu'elle intervient non seulement dans l'exponentielle, mais aussi comme coefficient multiplicatif dans l'expression de J. De plus, nous allons voir que cette grandeur dépend de la tension appliquée.

En effet, étudions tout d'abord le cas du métal placé dans le vide. Quand un électron est arraché du métal et se trouve à l'abscisse x, une charge positive est induite dans le métal, et il s'exerce une force d'attraction coulombienne entre l'électron et son image électrique.

L'énergie potentielle de l'électron est :

$$V = \frac{q^2}{16 \pi \epsilon_0 x}$$

Quand un champ électrique constant E est appliqué, elle devient :

$$V = \frac{q^2}{16 \pi \epsilon_0 x} - q E \cdot x \quad (I.34)$$

La barrière de potentiel est donc abaissée de $\Delta\phi$ (fig. I.6) et ce minimum est localisée à l'abscisse

$$x = x_m = \sqrt{\frac{q}{16 \pi \epsilon_0 E}} \quad (I.35)$$

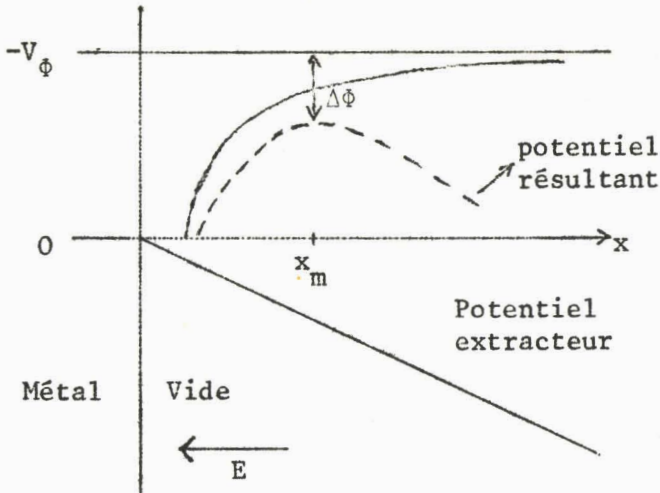


Fig. I.6 : Effet de force image.

d'où
$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{qE}{4\pi\epsilon_0}} \tag{I.36}$$

C'est l'effet Schottky.

Dans le cas d'un contact métal semiconducteur, x_m est tel que

$$\frac{\partial V}{\partial x} = 0 = \frac{eN_d}{\epsilon} (x - W) - \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x^2}$$

On obtient :

$$x_m \neq \frac{e}{e N_d \cdot W \cdot 16 \pi} \tag{I.37}$$

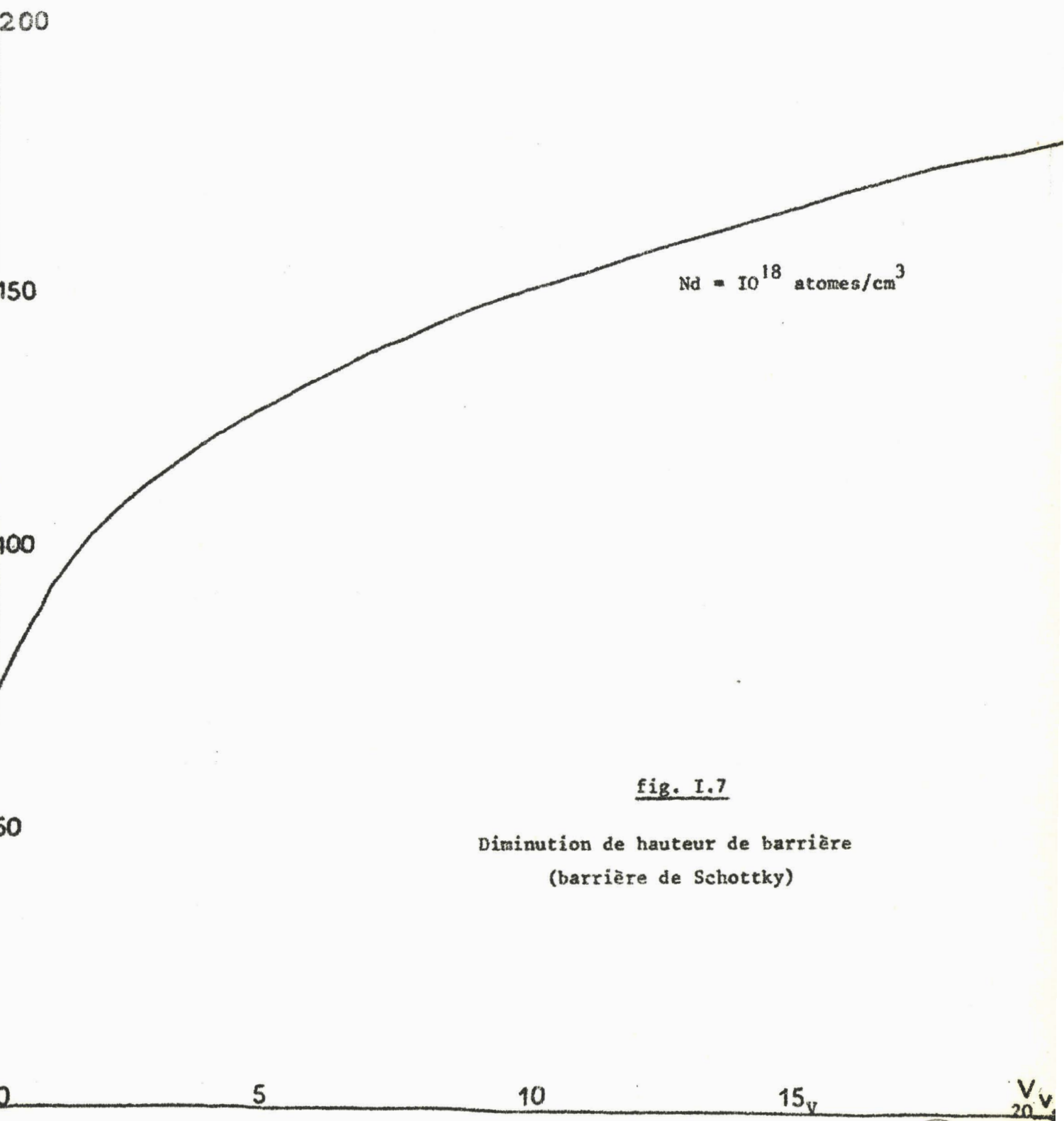
D'où

$$\Delta\phi = V(x_m) + \frac{\phi}{e} = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2 N_d W}{\pi \epsilon} \right)^{1/2} = \left(\frac{e^3 N_d}{8 \pi^2 \epsilon^3} \cdot (V + V_D) \right)^{1/4} \tag{I.38}$$

On voit qu'avec les dopages élevés que nous utilisons, la diminution de hauteur de barrière peut être importante (fig. I.7).

Sur la figure I.5, nous voyons l'influence déterminante de la hauteur de barrière, dont nous devons également tenir compte par la suite.

$\Delta\phi$
mV



$N_d = 10^{18}$ atomes/cm³

fig. I.7

Diminution de hauteur de barrière
(barrière de Schottky)



1.2.2.3. Influence de la température

L'expression (I.33) du courant tunnel, donnée par Padovani, n'est rigoureusement valable qu'au zéro absolu. Si l'on veut tenir compte de l'influence de T, cela se traduit pour des températures moyennes, par un terme multiplicatif dans l'expression du courant

$$\frac{\pi k T C_{2F}}{\sin \pi kT C_{2F}}$$

qui est équivalent au terme calculé pour l'émission dans le vide si l'on remplace C_{2F} par sa valeur

$$\frac{V_E^{1/2}}{E_{OC} \cdot (V + V_D)^{1/2}}$$

Par contre, pour des températures très élevées, l'émission thermionique, au-dessus de la barrière devient alors le phénomène prépondérant.

Nous pouvons aussi considérer une gamme de températures intermédiaires où le courant est dû principalement au passage, par effet tunnel, des porteurs assistés thermiquement, le passage ayant lieu de préférence à un niveau d'énergie E supérieur au niveau de Fermi. C'est le cas de la "thermionic field emission", (T.F.E.) étudiée en particulier par Padovani et Stratton (fig. I.8).

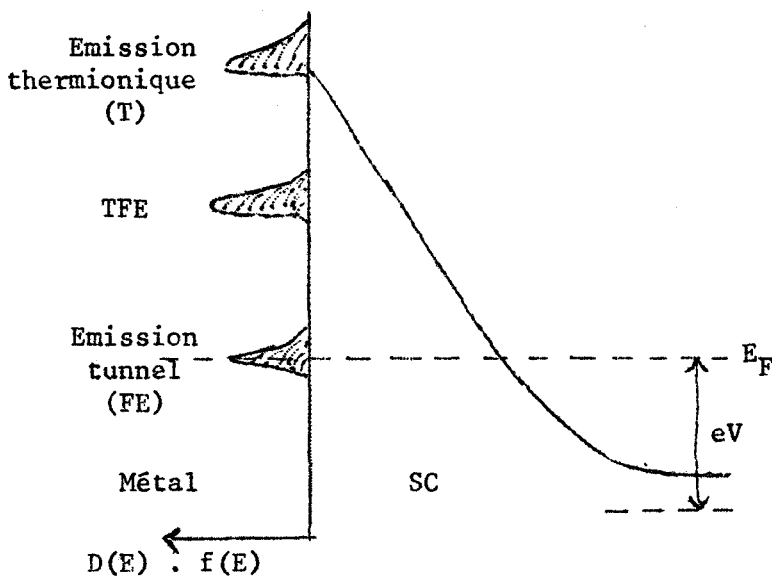


Fig. I.8 : Distribution des énergies.

Dans ce cas, la caractéristique en polarisation inverse peut s'exprimer sous la forme simplifiée (17)

$$J = J_s \exp - \frac{V}{\mathcal{E}} \quad (I.39)$$

où $\mathcal{E}' = E_{00} \left(E_{00}/kT - \text{th} (E_{00}/kT) \right)^{-1}$

Cependant, en considérant les conditions d'obtention de l'effet tunnel assisté (17), on remarque que, pour les fortes concentrations que nous utilisons, la T.F.E. ne se manifesterà que pour des températures supérieures à l'ambiante.

Par conséquent, dans cette étude, nous nous limiterons à l'effet tunnel pur et nous utiliserons comme loi d'émission de champ l'expression :

$$J = \frac{e^3 E^3}{8 \pi h \phi} \cdot \exp - \left(\frac{8 \pi \sqrt{2m} \phi^{3/2}}{3 h e E} \right)$$

L'influence de la température que nous avons représentée sur la figure I.9, se traduira par un terme multiplicatif de la forme (I.15)

$$\frac{\pi kT/A_0 E}{\sin (\pi kT/A_0 E)}$$

1.2.3. Origines physiques du bruit

L'étude du bruit décrit les fluctuations spontanées du courant et ses caractéristiques sont très importantes pour les applications, en particulier pour l'amplification et la génération d'ondes hyperfréquences.

Nous voyons trois origines pour le bruit engendré par le dispositif à effet tunnel :

- le bruit thermique qui est dû au mouvement aléatoire des porteurs et est engendré par la résistance série de la diode. Le générateur de bruit équivalent est un générateur de tension tel que :

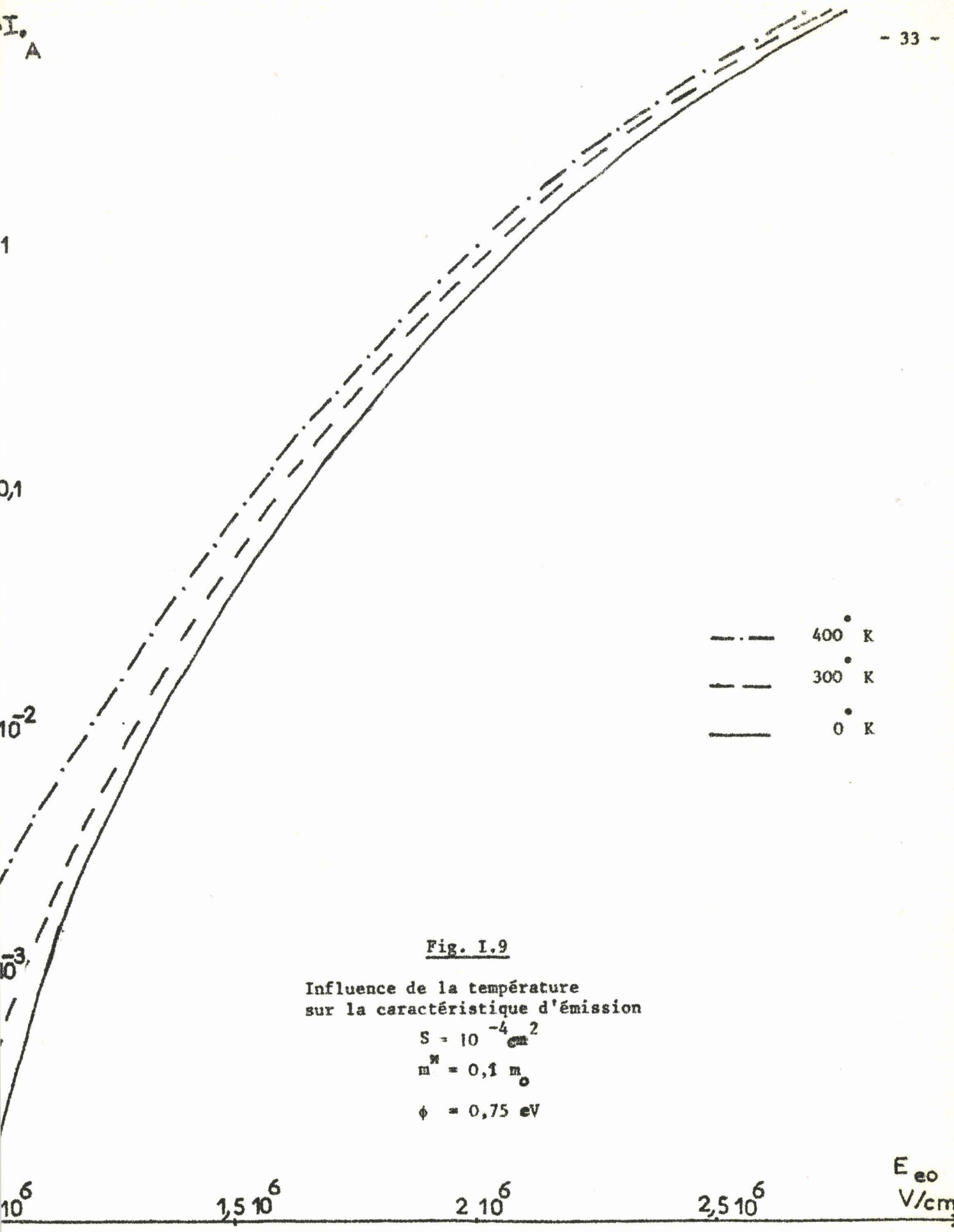


Fig. I.9

Influence de la température sur la caractéristique d'émission

$$S = 10^{-4} \text{ cm}^2$$

$$m^N = 0,1 m_0$$

$$\phi = 0,75 \text{ eV}$$



$$\overline{V_{co}^2} = 4 kT R_s \Delta f \quad (I.40)$$

R_s étant la résistance série de la diode.

- le bruit de grenaille (shot noise) lié au caractère discret des porteurs. Il dépend de l'intensité du courant émis par effet tunnel et l'on montre que le générateur de bruit équivalent est un générateur de courant tel que, dans une bande de fréquence Δf

$$\overline{i_{cc}^2} = 2 e I_o \Delta f$$

Ces deux sources peuvent être considérées dans la bande de fréquences utilisées comme source de bruit blanc, dont l'intensité spectrale est indépendante de f .

- Enfin, un bruit supplémentaire en $1/f^\alpha$ peut apparaître dans la diode résultant de la présence de pièges à l'interface Métal semiconducteur ou dans le semiconducteur, au voisinage de la bande de conduction.

Ces trois termes constituent le bruit émis dans la zone d'émission de champ. Nous étudierons par la suite, l'influence de la zone de transit et déterminerons le bruit total engendré par la diode à effet tunnel et temps de transit.

C H A P I T R E II

PERFORMANCES HYPERFREQUENCES OPTIMALES DES DIODES

A EFFET TUNNEL ET TEMPS DE TRANSIT

INTRODUCTION

II.1. IMPEDANCE DE LA DIODE

II.1.1. Modèle d'étude

II.1.1.1. Zone d'émission de champ

II.1.1.2. Zone de transit

II.1.2. Calcul de l'impédance de la diode

II.1.2.1. Formules de base

II.1.2.2. Calcul de la conductivité d'injection

II.1.2.2.1. Champ sinusoïdal

II.1.2.2.2. Champ périodique

II.1.2.3. Expression analytique de l'impédance totale de la diode

II.1.3. Application en amplification

II.1.3.1. Gain et bande passante de l'amplificateur

II.1.3.2. Performances de bruit

II.1.3.2.1. Détermination du générateur de bruit équivalent

II.1.3.2.2. Facteur de bruit de l'amplificateur

II.2. PUISSANCE EMISE ET RENDEMENT

II.2.1. Expression analytique de la puissance et du rendement

II.2.1.1. Puissance émise

II.2.1.1.1. Détermination de la puissance sans harmonique

II.2.1.1.2. Influence de l'harmonique deux

II.2.1.2. Rendement

II.2.2. Principe de calcul

II.2.3. Etude de la conductivité d'injection

II.2.3.1. Champ sinusoïdal

II.2.3.2. Champ périodique

II.2.4. Etude de la puissance émise

II.2.4.1. Cas d'une oscillation sinusoïdale

II.2.4.2. Cas d'une oscillation périodique. Influence de l'harmonique deux

II.2.5. Puissance utile optimale

II.2.5.1. Optimisation de la structure

II.2.5.2. Rendement utile

PERFORMANCES HYPERFREQUENCES OPTIMALES DES DIODES

A EFFET TUNNEL ET TEMPS DE TRANSIT

INTRODUCTION

Après avoir établi l'expression du courant d'émission par effet tunnel dans une barrière métal semiconducteur, nous nous proposons maintenant d'étudier les propriétés hyperfréquences présentées par une telle structure dans un fonctionnement en effet tunnel et temps de transit.

Dans une première partie, nous établissons l'expression de l'impédance de la diode en régime linéaire et non linéaire et montrons la possibilité d'obtenir une résistance négative. Nous envisageons alors l'utilisation du dispositif en tant qu'amplificateur hyperfréquence et déterminons les performances susceptibles d'être obtenues dans ce cas.

Dans la seconde partie, nous étudions la possibilité de générer des ondes hyperfréquences à partir d'une structure de ce type. Nous examinons plus particulièrement l'influence de l'impédance de charge et d'un accord des circuits à l'harmonique deux. Par ailleurs, nous déterminons les conditions de fonctionnement optimal en vue d'obtenir des puissances en oscillation maximales.

II.1. IMPEDANCE PRESENTEE PAR LA DIODE-

II.1.1. Modèle d'étude

Nous considérons un modèle unidimensionnel dans lequel la partie utile de la diode (zone désertée) est limitée d'un côté par le métal, de l'autre par le substrat du semiconducteur. On peut alors séparer la zone désertée en deux parties :

- la zone d'émission de champ
- la zone de transit

II.1.1.1. Zone d'émission de champ

Nous supposons dans cette étude que l'effet tunnel est le seul mécanisme d'émission de champ : il interviendra ici dans la zone où le champ électrique est maximal c'est à dire au voisinage immédiat de la barrière.

Nous avons vu précédemment que la probabilité de transition des porteurs à travers une barrière de potentiel devenait négligeable pour des

épaisseurs supérieures à 50Å. Nous pouvons donc admettre que la largeur δ de la zone d'émission est infiniment petite devant les autres dimensions du dispositif (Fig II.1)

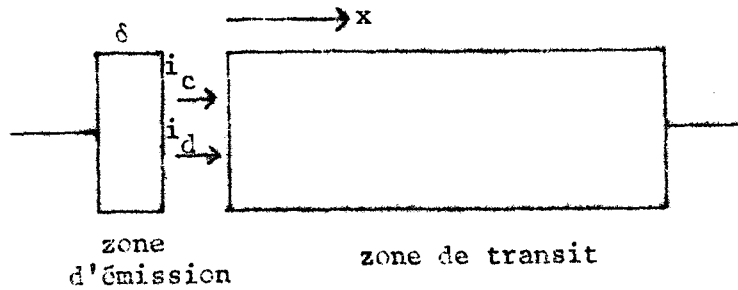


Figure II.1

II.1.1.2. Zone de transit

Les porteurs sont ensuite soumis à un champ électrique plus faible. En supposant que la zone désertée s'étend à tout le semiconducteur et en négligeant l'épaisseur δ , la zone de transit peut être prise égale à l'épaisseur W de la zone désertée. Nous supposons également que le champ E est suffisant en tout point (supérieur à 10^4 V/cm) pour que les porteurs se déplacent à la vitesse limite.

Nous pouvons donc considérer du point de vue électrique que la diode est constituée par la mise en série de la zone d'émission et de la zone de transit. L'impédance totale de la diode, que nous allons calculer, est alors la somme des impédances relatives à chacune de ces régions.

II.1.2. Calcul de l'impédance de la diode

II.1.2.1. Formules de base

La relation entre courant et champ électrique (I33) qui permet de calculer l'impédance de la diode est une relation particulièrement non linéaire et dans le cas général, il est nécessaire de considérer un champ électrique périodique et non sinusoïdal.

Dans la zone d'émission, le champ $E_e(t)$ en régime permanent, peut alors s'écrire :

$$E_e(t) = E_{e0} + \sum_{k=1}^{\infty} E_{ek} \sin(k\omega t + \psi_k) \quad (\text{II.1})$$

E_{e0} est la composante continue du champ électrique à l'interface Métal Semiconducteur.

E_{ek} et ψ_k sont le module et la phase de la composante harmonique d'ordre k (ψ_1 étant prise comme origine des phases $\psi_1 = 0$).

A partir de cette expression, nous calculons les composantes du courant et de la tension dans les différentes zones, chacune étant le siège d'un courant lié au mouvement des charges et d'un courant de déplacement. On en déduit alors facilement l'impédance totale de la diode.

Dans la zone d'émission, étant donnée la faible épaisseur δ , nous pouvons admettre que le champ $E_e(t)$ est uniforme. Il lui correspond un courant injecté $I_c(t)$ tel que :

$$I_c(t) = F \left[E_e(t) \right]$$

La décomposition en série de Fourier de $I_c(t)$ permet d'obtenir le courant continu I_0 et les composantes du courant de conduction de pulsation $k\omega$

$$i_{ck} = \gamma_k^* \cdot e_k = \gamma_k e^{j\phi_k} \cdot E_{ek} \quad (II.2)$$

où γ_k^* , qui est a priori un nombre complexe, possède un module γ_k , une phase ϕ_k et peut être appelé "conductivité d'injection".

En ajoutant le courant de déplacement, on obtient le courant total dans la zone d'émission

$$i_{Dk}(\delta) = \gamma_k e^{j\phi_k} E_{ek} + j k\omega \epsilon S \cdot E_{ek} \quad (II.3)$$

Le courant $i_{Dk}(\delta)$ sortant de la zone d'émission est injecté dans la zone de transit. Le temps de transit des porteurs dans cette zone est fini et dans ces conditions l'expression du courant de conduction en un point d'abscisse x comptée à partir de l'entrée de la zone de transit est donnée par :

$$i_{ck}(x) = i_{ck}(\delta) \cdot e^{-jk\omega \frac{x}{v}}$$

Par ailleurs, le courant de déplacement est toujours proportionnel à la dérivée par rapport au temps du champ électrique. On a :

$$i_{dk}(x) = jk\omega\epsilon SE_{tk}(x)$$

où le champ électrique E_{tk} est une fonction de x que l'on peut calculer facilement. Le courant total i_{Dk} reste constant et indépendant de x d'après le principe de conservation du courant et l'on a :

$$i_{Dk}(x) = i_{ck}(\delta) e^{-jk \frac{\omega x}{v}} + jk\omega\epsilon SE_{tk}(x) = i_{Dk}(\delta) \tag{II.4}$$

Les équations II.3 et 4 permettent, connaissant γ_k^* et E_{ek} , la détermination du courant total i_{Dk} traversant la diode et du champ électrique $E_{tk}(x)$. On en déduit facilement par intégration la tension V_{Dk} aux bornes de la diode et l'impédance

$$Z_{Dk} = \frac{V_{Dk}}{i_{Dk}} = R_{Dk} + jX_{Dk}$$

La méthode utilisée est tout à fait générale et peut s'appliquer à tout dispositif constitué d'une zone d'émission de porteurs et d'une zone de transit adjacente.⁽¹⁸⁾ Le calcul repose cependant sur la détermination, au préalable, de la conductivité d'injection γ_k^* qui est spécifique du mécanisme d'injection utilisé. Dans ces conditions, avant d'aborder le calcul de l'impédance présentée par la structure, il paraît tout d'abord indispensable de calculer la conductivité d'injection γ_k^* liée à un effet du type Fowler Nordheim.

II.1.2.2. Calcul de la conductivité d'injection

II.1.2.2.1. Champ sinusoïdal

Dans une première étape, nous admettons que le champ dans la zone d'émission varie sinusoïdalement avec le temps et nous donnons, dans ces conditions, une expression analytique de la conductivité d'injection. Nous étudierons ensuite l'influence d'un champ périodique.

Le courant de conduction, dans le cas de l'émission par effet tunnel, est défini par la relation (I 33) :

$$I_{ceo} = A E_{eo}^2 \exp - \frac{B}{E_{eo}}$$

Superposons au champ continu E_{eo} un champ sinusoïdal d'amplitude E_{el} . Le courant résultant a pour expression :

$$I_{ce} = A E_{eo}^2 \left(1 + \frac{E_{el}}{E_{eo}} \sin \omega t \right)^2 \cdot \exp \left(\frac{-B}{E_{eo} \left(1 + \frac{E_{el}}{E_{eo}} \sin \omega t \right)} \right)$$

soit encore

$$I_{ce} \approx I_{ceo} \left(1 + \frac{E_{el}}{E_{eo}} \sin \omega t \right)^2 \cdot \exp \left(\frac{BE_{el}}{E_{eo}^2} \sin \omega t - \frac{BE_{el}^2}{E_{eo}^3} \sin^2 \omega t \right)$$

si $E_{el} \ll E_{eo}$

Cette condition est vérifiée pour la structure que nous envisageons. En effet, la valeur maximale admissible de la composante alternative E_{el} est égale à E_o , amplitude du champ continu dans la zone de transit. Or, E_o doit être inférieur à 2.10^5 V/cm valeur au delà de laquelle l'avalanche risque de se produire dans la zone de transit et le champ d'injection en surface E_{eo} est de l'ordre de 2.10^6 V/cm (Fig. III.4)

Nous pouvons distinguer deux cas :

a) - pour les faibles signaux, tels que la condition

$$E_{el} \ll \frac{E_{eo}^2}{B}$$

soit vérifiée, un développement limité au second ordre par rapport à $\frac{E_{el}}{E_{eo}}$ nous donne le courant de conduction total qui peut être mis sous la forme

$$I_{ce}(t) = I_{ceo} + \Delta I_{ceo} + I'_{cel} \sin \omega t + I''_{ce2} \cos 2 \omega t \quad (II.5)$$

$$\text{avec } \Delta I_{ceo} = I_{ceo} \frac{E_{el}^2}{2E_{eo}^2} \left(1 + \frac{B}{E_{eo}} + \frac{B^2}{2E_{eo}^2} \right)$$

$$I'_{cel} = I_{ceo} \frac{E_{el}}{E_{eo}} \left(2 + \frac{B}{E_{eo}} \right)$$

$$I''_{ce2} = - I_{ceo} \frac{E_{el}^2}{2E_{eo}^2} \left(1 + \frac{B}{E_{eo}} + \frac{B^2}{2E_{eo}^2} \right)$$

Remarquons que si l'amplitude de l'oscillation augmente, la valeur moyenne du courant $I_{ceo} + \Delta I_{ceo}$ croît. Généralement l'alimentation de la diode se fait à courant constant et dans ces conditions c'est la composante moyenne du champ dans la zone d'émission qui diminue lorsque E_{el} augmente. On obtient :

$$\Delta I_{ceo} = 0$$

$$\text{soit : } \Delta E_{eo} = - \frac{E_{el}^2}{2E_{eo}} \frac{1 + \frac{B}{E_{eo}} + \frac{B^2}{2E_{eo}^2}}{2 + \frac{B}{E_{eo}}} \quad (\text{II.6})$$

Cette variation du champ est liée au caractère particulièrement non linéaire de l'émission de champ. En effet, pour un accroissement relativement faible du champ pendant une partie de la période, le courant subit un accroissement important et pour lui conserver sa valeur moyenne, il faudra diminuer le champ statique de la valeur ΔE_{eo} .

Sur les figures II.2 et II.3 nous donnons les variations des paramètres $R = 2 + \frac{B}{E_{eo}}$ et $S = 1 + \frac{B}{E_{eo}} + \frac{B}{2E_{eo}^2}$ en fonction du courant continu I_{ceo} .

b) Etudions maintenant le cas des signaux forts pour lesquels la condition

$$E_{el} \ll \frac{E_{eo}^2}{B}$$

n'est pas nécessairement remplie. L'équation donnant le courant I_{ce} s'écrit encore

$$I_{ce} \approx I_{ceo} \left[1 + 2 \frac{E_{el}}{E_{eo}} \sin \omega t \right] \exp \frac{BE_{el}}{E_{eo}^2} \sin \omega t$$

le terme $\frac{BE_{el}^2}{E_{eo}^3}$ étant négligeable vu les ordres de grandeur de B et de E_{el}

$$(B \sim 10E_{eo} \text{ et } E_{el} \sim E_{eo}/10)$$

La décomposition en série de Fourier de cette expression va nous donner le courant continu de polarisation I_o et les expressions des composantes harmoniques de I_{ce} . La valeur moyenne de I_{ce} nous donne le courant continu I_o

$$I_o = \frac{I_{ceo}}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[1 + 2 \frac{E_{el}}{E_{eo}} \sin \omega t \right] \exp \left[\frac{BE_{el}}{E_{eo}^2} \sin \omega t \right] d(\omega t)$$

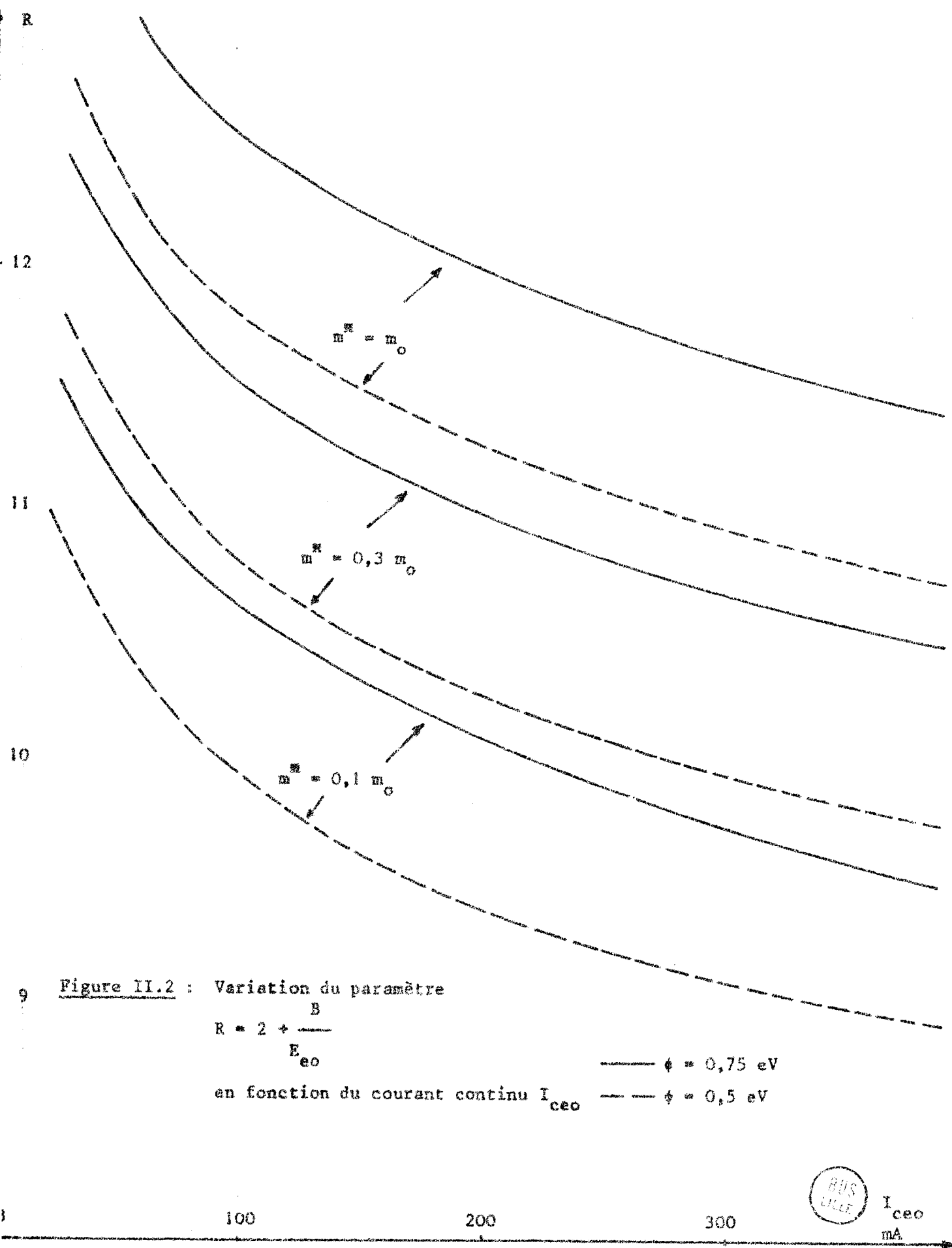


Figure II.2 : Variation du paramètre

$$R = 2 + \frac{B}{E_{eo}}$$

en fonction du courant continu I_{ceo}

— $\phi = 0,75$ eV
 - - $\phi = 0,5$ eV



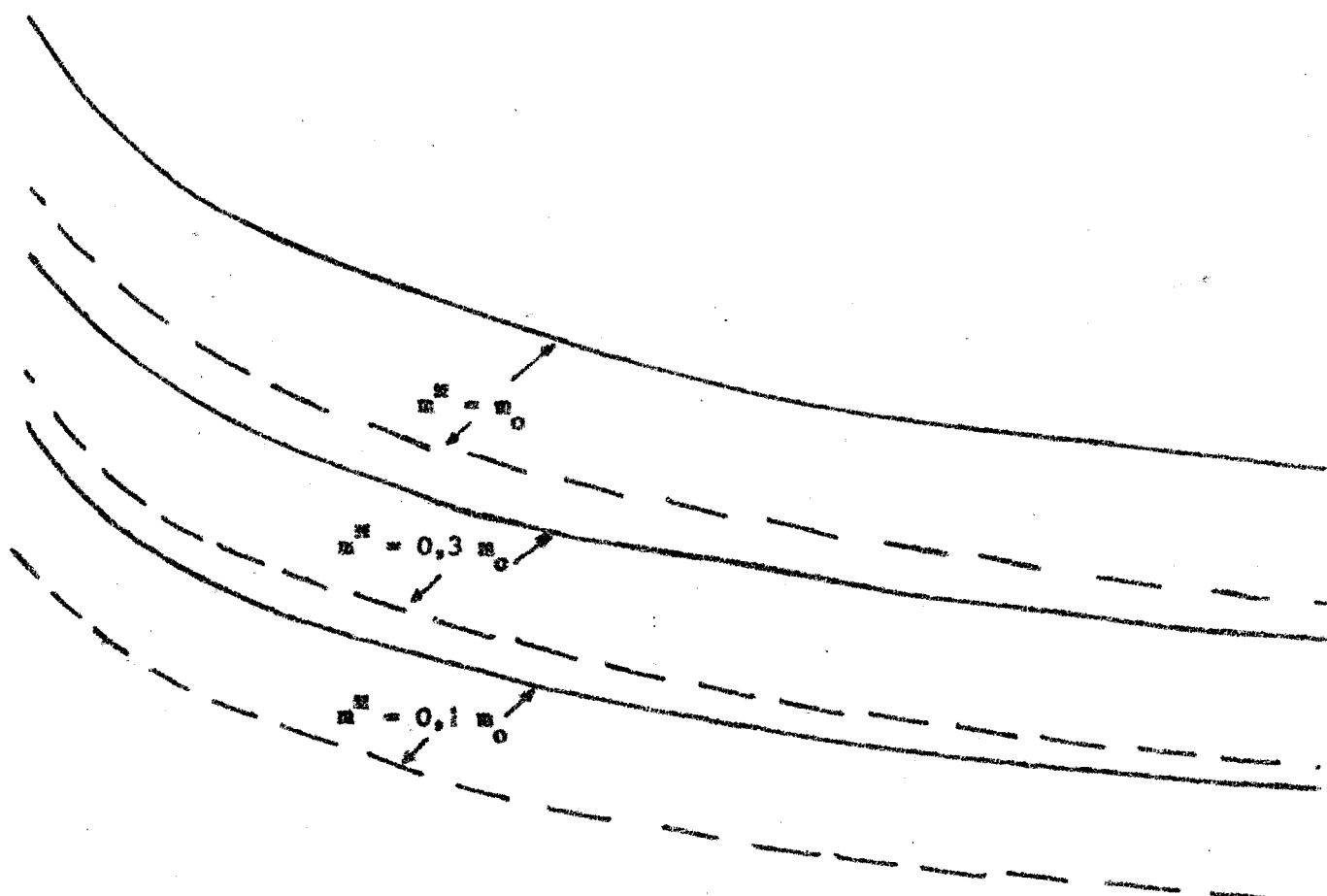


Figure II.3 : Variation du paramètre

$$S = 1 + \frac{B}{E_{eo}} + \frac{B^2}{2 E_{eo}^2}$$

— $\phi = 0,75$ eV

- - $\phi = 0,5$ eV

en fonction du courant continu I_{ceo}

100

200

300

I_{ceo} mA



$$I_o = I_{ceo} \left[B_o(Y) + 2 \frac{E_{el}}{E_{eo}} B_1(Y) \right] \quad (II.7)$$

avec :

$$Y = \frac{BE_{el}}{E_{eo}^2}$$

et où $B_o(Y)$ et $B_1(Y)$ sont les fonctions de Bessel modifiées de première espèce, d'ordre 0 et 1.

A la fréquence fondamentale, le courant I_{cel} est tel que

$$I'_{cel} = \frac{I_{ceo}}{\pi} \int_0^{2\pi} \left(1 + 2 \frac{E_{el}}{E_{eo}} \sin \omega t \right) \exp \left(\frac{BE_{el}}{E_{eo}^2} \sin \omega t \right) \cdot \sin(\omega t) d(\omega t)$$

$$I'_{cel} = 2I_{ceo} \left[B_1(Y) + 2 \frac{E_{el}}{E_{eo}} \left(B_o(Y) - \frac{B_1(Y)}{Y} \right) \right]$$

$$I''_{cel} = 0$$

En grand signal, les fonctions $B_o(Y)$ et $B_1(Y)$ sont du même ordre de grandeur et $B_1(Y)/B_o(Y)$ tend vers 1 quand Y devient important.

On en déduit :

$$I_{cel} \neq 2I_{ceo} B_1(Y) \neq 2I_o \frac{B_1(Y)}{B_o(Y)} \quad (II.8)$$

On voit que pour les amplitudes d'oscillation élevées, la composante du courant I_{cel} à la fréquence fondamentale tend vers une valeur maximale égale à $2I_o$.

En petit signal, nous avons

$$\frac{B_1(Y)}{B_o(Y)} \approx \frac{Y}{2} = \frac{BE_{el}}{2E_{eo}^2}$$

D'où :

$$I_{cel} = 2I_o \left(Y/2 + 2 \frac{E_{el}}{E_{eo}} \cdot \frac{1}{2} \right) = I_o \frac{E_{el}}{E_{eo}} \left(2 + \frac{B}{E_{eo}} \right)$$

relation identique à celle donnée dans (II.5)

Dans la zone d'émission, la superposition au champ statique, d'un champ sinusoïdal de pulsation ω engendre des courants de pulsations $\omega, 2\omega, \dots, n\omega, \dots$

Si on se limite à la fréquence fondamentale, les expressions précédentes nous montrent que le courant de conduction I_{cel} est en phase avec le champ sinusoïdal E_{el} ce qui exprime que l'émission est instantanée. On en déduit l'expression de la conductivité d'injection γ_1^*

$$\gamma_1 = 2 \frac{I_o}{E_{el}} \frac{B_1(Y)}{B_o(Y)} \quad (\text{grand signal}) \quad (\text{II.9})$$

$$\gamma_1 = \frac{I_o}{E_{eo}} \left(2 + \frac{B}{E_{eo}} \right) \quad (\text{petit signal})$$

et $\phi_1 = 0$ (II.10)

Remarquons qu'il est possible de calculer analytiquement les composantes harmoniques du courant de conduction par les méthodes que nous venons d'utiliser en poursuivant les développements en série jusqu'à l'ordre considéré. Néanmoins, le calcul du terme général de rang n est assez laborieux et un recours à l'analyse numérique semble très préférable.

II.1.2.2.2. Champ périodique

Les composantes du courant de conduction liées à l'existence d'un champ sinusoïdal E_{el} , peuvent à leur tour engendrer des composantes harmoniques du champ électrique. Si le circuit associé à la diode présente des conditions d'impédance adéquates à l'un de ses harmoniques, il en résulte un champ aux fréquences harmoniques dans la zone d'émission et il faut en tenir compte.

Nous allons traiter ici le cas où un champ important à l'harmonique deux existe dans la zone d'émission de champ.

Le champ dans la zone d'émission s'écrit alors :

$$E_e(t) = E_{e0} + E_{e1} \sin \omega t + E_{e2} \sin (2 \omega t + \psi_2) \quad (\text{II.11})$$

et le courant engendré prend la forme :

$$I_{ce}(t) = I_{ceo} + \Delta I_{ceo} + I'_{ce1} \sin \omega t + I''_{ce1} \cos \omega t + I'_{ce2} \sin 2 \omega t + I''_{ce2} \cos 2 \omega t \dots \quad (\text{II.12})$$

avec :

$$\Delta I_{ceo} = I_{ceo} \frac{1}{2} \left(\frac{E_{e1}^2}{E_{e0}^2} + \frac{E_{e2}^2}{E_{e0}^2} \right) \cdot \left(1 + \frac{B}{E_{e0}} + \frac{B^2}{2E_{e0}^2} \right)$$

$$I'_{ce1} = I_{ceo} \left\{ \frac{E_{e1}}{E_{e0}} \left(2 + \frac{B}{E_{e0}} \right) - \frac{E_{e1} E_{e2}}{E_{e0}^2} \left(1 + \frac{B}{E_{e0}} + \frac{B^2}{2E_{e0}^2} \right) \sin \psi_2 \right\}$$

$$I''_{ce1} = I_{ceo} \times \frac{E_{e1} E_{e2}}{E_{e0}^2} \left(1 + \frac{B}{E_{e0}} + \frac{B^2}{2E_{e0}^2} \right) \cos \psi_2$$

$$I'_{ce2} = I_{ceo} \times \frac{E_{e2}}{E_{e0}} \left(2 + \frac{B}{E_{e0}} \right) \cos \psi_2$$

$$I''_{ce2} = I_{ceo} \left\{ \frac{E_{e2}}{E_{e0}} \left(2 + \frac{B}{E_{e0}} \right) \sin \psi_2 - \frac{E_{e1}^2}{2E_{e0}^2} \left(1 + \frac{B}{E_{e0}} + \frac{B^2}{2E_{e0}^2} \right) \right\}$$

Les conditions de validité sont comme précédemment :

$$E_{e1} \ll E_{e0} \text{ et } E_{e1} \ll \frac{E_{e0}^2}{B}$$

Si, au lieu de maintenir le champ statique constant, on impose un courant constant, la diminution du champ continu est donnée alors par la relation :

$$\Delta E_{eo} \neq - \frac{E_{e1}^2 + E_{e2}^2}{2 E_{eo}} \frac{1 + B/E_{eo} + B^2/2 E_{eo}^2}{2 + B/E_{eo}} \quad (II.13)$$

A la fréquence fondamentale, la composante du courant de conduction I_{cel} n'est plus en phase avec le champ E_{e1} . Ce résultat est important car il se traduira, comme nous le verrons ultérieurement, par une variation des performances (puissance, rendement) du dispositif.

On peut écrire I_{cel} sous la forme

$$I_{cel} = C_1 \sin (\omega t + \phi_1) \quad (II.14)$$

où :

$$C_1 = \sqrt{I'_{cel}{}^2 + I''_{cel}{}^2} \quad (II.15)$$

et :

$$\phi_1 = \text{Arctg} \frac{I''_{cel}}{I'_{cel}} \quad (II.16)$$

On en déduit la conductivité d'injection :

$$\gamma_1 = \frac{C_1}{E_{e1}} \quad (II.17)$$

et

$$\phi_1 = \phi_1$$

Remarquons que cette conductivité est une fonction assez complexe des champs E_{eo} , E_{e1} et E_{e2} et de la phase ψ_2 du champ à l'harmonique 2. Nous verrons par la suite l'importance du paramètre ϕ_1 sur la valeur de l'impédance présentée par la diode à la fréquence fondamentale.

II.1.2.3. Expression analytique de l'impédance totale de la diode

La diode est constituée par la mise en série de la zone d'émission et de la zone de transit et l'impédance totale s'écrit donc :

$$Z_D = Z_e + Z_t$$

Pour la zone d'émission, l'équation II.3 permet d'écrire :

$$E_{ek} = \frac{i_{Dk}}{\gamma_k e^{j\phi_k} + j k \omega E S}$$

d'où, on déduit facilement l'impédance de la zone d'émission à l'harmonique k

$$Z_{ek} = \frac{V_{ek}}{i_{Dk}} = \frac{\delta}{\gamma_k (e^{j\phi_k} + j/k_c)} \quad (II.18)$$

$$\text{en posant } k_c = \frac{\gamma_k}{k \omega E S} \quad (II.19)$$

Pour la zone de transit, l'équation II.4 nous donne :

$$E_{tk}(x) = \frac{i_{Dk}}{j k \omega E S} \left[1 - \frac{e^{j\phi_k}}{e^{j\phi_k} + j/k_c} e^{-j\omega \frac{x}{v}} \right]$$

En intégrant cette expression de 0 à $W - \delta$, on obtient la composante de la tension V_{tk} aux bornes de la zone de transit.

D'où l'impédance de la zone de transit

$$Z_{tk} = \frac{V_{tk}}{i_{Dk}} = \frac{W - \delta}{k \omega E S} \left[M \frac{1 - \cos \theta_k}{\theta_k} - j \left(1 - M \frac{\sin \theta_k}{\theta_k} \right) \right] \quad (II.20)$$

$$\text{avec } M = \frac{e^{j\phi_k}}{e^{j\phi_k} + \frac{j}{k_c}} \quad (II.21)$$

$$\text{et } \theta_k = \frac{k \omega (W - \delta)}{v} \quad (II.22)$$

L'impédance totale de la diode à l'harmonique de rang k est alors déterminée par les relations :

$$R_{Dk} = \frac{W - \delta}{\gamma_k} \frac{k_c (1 - \cos \theta_k) + \sin \phi_k + \sin (\theta_k - \phi_k) + (\delta/W - \delta) \theta_k \cos \phi_k}{\left(1 + \frac{2}{k_c} \sin \phi_k + \frac{1}{k_c^2} \right) \theta_k} \quad (II.23)$$

et :

$$X_{Dk} = - \frac{W - \delta}{\gamma_k} \left[k_c \left(\frac{W}{W - \delta} \right) - \frac{k_c \sin \theta_k + \cos (\theta_k - \phi_k) - \cos \phi_k + \delta / (W - \delta) (k_c + \sin \phi_k)}{(1 + \frac{2}{k_c} \sin \phi_k + 1/k_c^2) \theta_k} \right] \quad (II.24)$$

Ces expressions sont générales et s'appliquent à tous les dispositifs à émission de champ et temps de transit pourvu que l'existence de deux zones distinctes ait un sens. Remarquons que l'impédance de la diode dépend directement des caractéristiques du mécanisme d'émission par γ_k , ϕ_k , δ et k_c , de la structure de la diode par W et de la fréquence de fonctionnement par θ_k et k_c .

Dans le cas d'une diode à effet tunnel et temps de transit, nous pouvons obtenir une expression simplifiée de la résistance.

En effet, nous pouvons admettre $\delta \ll W$

D'où :

$$R_{Dk} = \frac{W}{\gamma_k} \frac{k_c (1 - \cos \theta_k) + \sin \phi_k + \sin (\theta_k - \phi_k)}{(1 + \frac{2}{k_c} \sin \phi_k + 1/k_c^2) \theta_k} \quad (II.25)$$

Si on se limite à un champ sinusoïdal dans la zone d'émission, nous avons $\phi_1 = 0$ et la résistance R_{D1} à la fréquence fondamentale est égale à :

$$\begin{aligned} R_{D1} &= \frac{W}{\gamma_1} \cdot \frac{1}{1 + 1/k_c^2} \left[k_c \left(\frac{1 - \cos \theta}{\theta} \right) + \frac{\sin \theta}{\theta} \right] \\ &= \frac{1}{C \omega} \cdot \frac{1}{1 + 1/k_c^2} \left[\frac{1 - \cos \theta}{\theta} + \frac{1}{k_c} \frac{\sin \theta}{\theta} \right] \end{aligned} \quad (II.26)$$

Cette relation fait apparaître que la diode peut présenter une résistance différentielle négative sous certaines conditions. En effet, le terme $\frac{1 - \cos \theta}{\theta}$ étant positif, la résistance R_{D1} peut être négative pour des valeurs de θ comprises entre Π et 2Π .

A une fréquence donnée, cette résistance est maximale pour une zone désertée de longueur W telle que :

$$\operatorname{tg} \theta_{\max} = - \frac{1}{k_c} \quad (\text{II.27})$$

ce qui donne :

$$R_{\max} = \frac{1}{c\omega} \cdot \frac{1}{\theta_{\max}} \cdot \frac{1}{1 + 1/k_c^2} \cdot \left(1 - \frac{1}{\cos \theta_{\max}} \right)$$

$$R_{\max} = \frac{v}{\epsilon S \omega^2} \cdot \left[\frac{1 - \sqrt{1 + 1/k_c^2}}{1 + 1/k_c^2} \right] \quad (\text{II.28})$$

Si nous cherchons à optimiser cette résistance par rapport à k_c nous trouvons que R_{\max} passe par un maximum pour :

$$k_c = 1/\sqrt{3} = 0,577$$

$$\text{d'où } \theta_{\max} = \frac{5\pi}{3}$$

$$\text{et } R_{\text{optimal}} \neq - \frac{600}{f^2} \quad (\text{II.29})$$

Ainsi par exemple à la fréquence de 10 GHz on obtient une résistance négative maximale de -6Ω dans les conditions suivantes :

$$I_0 \approx 300 \text{ mA} \quad E_1 = 10^7 \text{ V/cm} \quad W \approx 8\mu \quad S = 10^{-8} \text{ m}^2$$

La valeur correspondante de la réactance série de la diode est alors

$$X = - \frac{1,3510^4}{f^2} \text{ (f en GHz)} \quad (\text{II.30})$$

Nous voyons que la diode à effet tunnel et temps de transit peut sous certaines conditions, présenter une résistance négative dont l'existence est liée à la présence de la zone de transit. Cette résistance demeure néanmoins assez faible, mais la relation II.25 fait apparaître que pour $\phi_1 < 0^{\text{me}}$ celle-ci peut devenir

* Cette valeur pourra être obtenue, par un accord du circuit à l'harmonique 2

plus importante. En effet pour un déphasage ϕ_1 négatif entre le courant de conduction et le champ E_{e1} dans la zone d'émission le numérateur dans l'expression de R_{D1} prend une valeur négative plus importante tandis que le dénominateur diminue.

Une optimisation de la résistance n'est possible, étant donnée la multiplicité des paramètres $\phi_1, \gamma_1, \theta_1$ qu'au terme de plusieurs simplifications. Nous ne donnerons ici qu'un ordre de grandeur de cette résistance.

Nous nous intéressons tout d'abord au déphasage optimal ϕ_1 que l'on peut obtenir en présence d'un champ à l'harmonique 2. On a :

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \phi_1 &= \frac{I''_{ce1}}{I'_{ce1}} = \frac{\cos \psi_2}{\frac{E_{e0}}{E_{e2}} \frac{2 + B/E_{e0}}{1 + B/E_{e0} + \frac{B^2}{2E_{e0}^2}} - \sin \psi_2} \\ &= \frac{\cos \psi_2}{7 \times 0,25 - \sin \psi_2} \quad (\text{pour } E_{e2} = E_{e0}/7) \end{aligned}$$

On remarque que la valeur négative maximale de ϕ_1 est obtenue pour un déphasage du champ E_{e2} par rapport au champ E_{e1} à la fréquence fondamentale égal approximativement 145° ; on obtient alors

$$\phi_1 \approx -30^\circ$$

On peut dans ce cas calculer facilement l'impédance de la diode et nous prendrons comme valeurs de θ et de k_c , les valeurs établies dans le cas précédent c'est à dire :

$$\theta = \frac{5\pi}{3} \quad \text{et} \quad k_c = 1/\sqrt{3}$$

On obtient, pour la résistance négative et la réactance série :

$$R_D = -\frac{1400}{f^2} \quad (f \text{ en GHz}) \quad X_D = -\frac{1,410^4}{f^2}$$

Remarquons la valeur plus importante présentée par la résistance négative de la diode en présence d'un champ à l'harmonique deux E_{e2} dont la phase est convenablement réglée.

Nous avons vu que l'expression générale de l'impédance Z_{Dk} de la diode que nous avons établie, est fonction du mécanisme d'émission des porteurs, de la structure de la diode et de la fréquence de fonctionnement. Une étude purement analytique pour un champ périodique quelconque de cette impédance et à fortiori de la puissance en oscillation, s'avère très complexe étant donnée la multiplicité des paramètres. Nous ferons par la suite une étude numérique complète, mais il paraît, dès maintenant, intéressant d'étudier les applications de type amplificateur où le champ appliqué est sinusoïdal.

II.1.3. Application en amplification

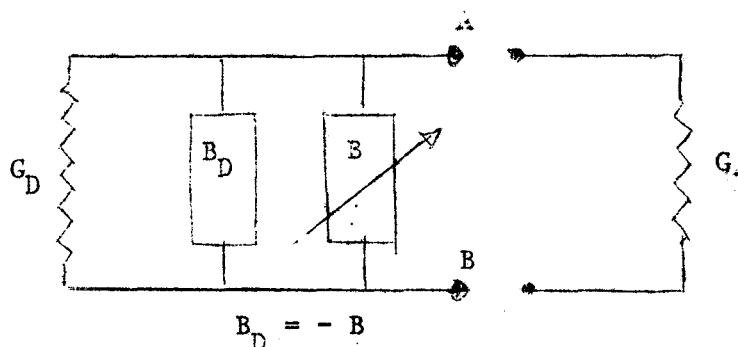
La diode à effet tunnel et temps de transit peut présenter une résistance négative en hyperfréquences et nous envisageons maintenant d'étudier ce dispositif pour l'amplification de microondes.

II.1.3.1. Gain de l'amplificateur

Le schéma équivalent de la partie active de la diode est composé d'une conductance G_D en parallèle avec une susceptance B_D . La susceptance B_D peut être compensée aisément au moyen d'un élément d'adaptation B appartenant au circuit d'utilisation.

L'admittance dans le plan AB devient alors

$$Y_D = - G_D$$



Si la diode d'admittance Y_D est montée à l'extrémité d'une ligne d'admittance caractéristique G_0 , le coefficient de réflexion dans le plan AB est :

$$\rho = \frac{Y_0 - Y_D}{Y_0 + Y_D} = \frac{G_0 + |G_D|}{G_0 - |G_D|}$$

Lorsque $|G_D| < G_0$, les valeurs de ρ sont supérieures à 1 ce qui signifie que le dispositif se comporte comme un amplificateur de gain g défini par :

$$g = \rho^2 = \left(\frac{G_0 + |G_D|}{G_0 - |G_D|} \right)^2 \quad (\text{II.31})$$

Le gain sera élevé pour $|G_D|$ voisin de G_0 et deviendra infini pour $G_D = -G_0$ le système entrant alors en oscillation.

Nous pouvons donner un ordre de grandeur du gain g , dans le cas précédemment étudié (§ II.1.2.3)^{où} le champ est sinusoïdal et où l'impédance de la diode a pour valeur $Z_D = -6 - j135$ à une fréquence de 10 GHz. On obtient alors un gain de 20 dB si l'admittance caractéristique de la ligne est prise égale à 0,4 mho

II.1.3.2. Bande passante

g est le gain de l'amplificateur à la fréquence d'accord f_0 définie par la condition :

$$B_0 + B_D = 0$$

Autour de cette fréquence, le coefficient de réflexion s'exprime alors par la relation :

$$\rho = \frac{G_0 + |G_D| + j(B_0 - B_D)}{G_0 - |G_D| + j(B_0 + B_D)}$$

On peut en déduire l'expression du gain en fonction de la fréquence en tenant compte de la dépendance de G_D , B_D et B_0 avec f , et déterminer de façon approchée la bande passante à 3 db de l'amplificateur autour de la fréquence f_0 . On peut calculer classiquement les fréquences limites correspondant aux deux extrémités de la bande passante par la relation :

$$B_o + B_D = G_o - |G_D| \quad (\text{II.32})$$

En première approximation, on peut admettre que G_o est indépendant de f et que $B_D = C_D \omega$. Par ailleurs, on peut poser $B_o = -\frac{1}{L\omega}$ où L est défini par la condition d'adaptation à la fréquence f_o

$$\text{soit } L C_D \omega_o^2 = 1$$

La relation II.32 s'écrit encore :

$$G_o - |G_D| \neq 2 \cdot C_D \delta \omega$$

D'où on déduit une bande passante B égale à :

$$B = \frac{G_o - |G_D|}{2 C_D} \quad (\text{II.33})$$

Avec les données précédentes, B est de l'ordre de 350 MHz. Ces résultats théoriques nous montrent l'intérêt de l'utilisation des diodes à effet tunnel et temps de transit comme amplificateurs hyperfréquences.

II.1.3.3. Puissance de sortie

Pour calculer la puissance maximale de sortie, une étude détaillée de la résistance négative en fonction de la tension appliquée s'avère nécessaire. Nous utilisons ici les résultats numériques obtenus par un calcul sur ordinateur (II.22) qui sera décrit ultérieurement.

Nous représentons (Fig. II.4) les variations de la conductance G_{DI} à la fréquence fondamentale en fonction de la tension hyperfréquence appliquée aux bornes de la diode dans les conditions suivantes :

$I_o = 200 \text{ mA}$	$S = 10^{-4} \text{ cm}^2$
$W = 8,4 \mu$	$f = 10 \text{ GHz}$
$m^* = 0,1 m_o$	$\phi = 0,5 \text{ eV}$

$$I_0 = 200 \text{ mA}$$

$$m^* = 0,1 m_0 \quad \phi = 0,5 \text{ eV}$$

$$f = 10 \text{ GHz}$$

0,3

0,25

0,2

0,15

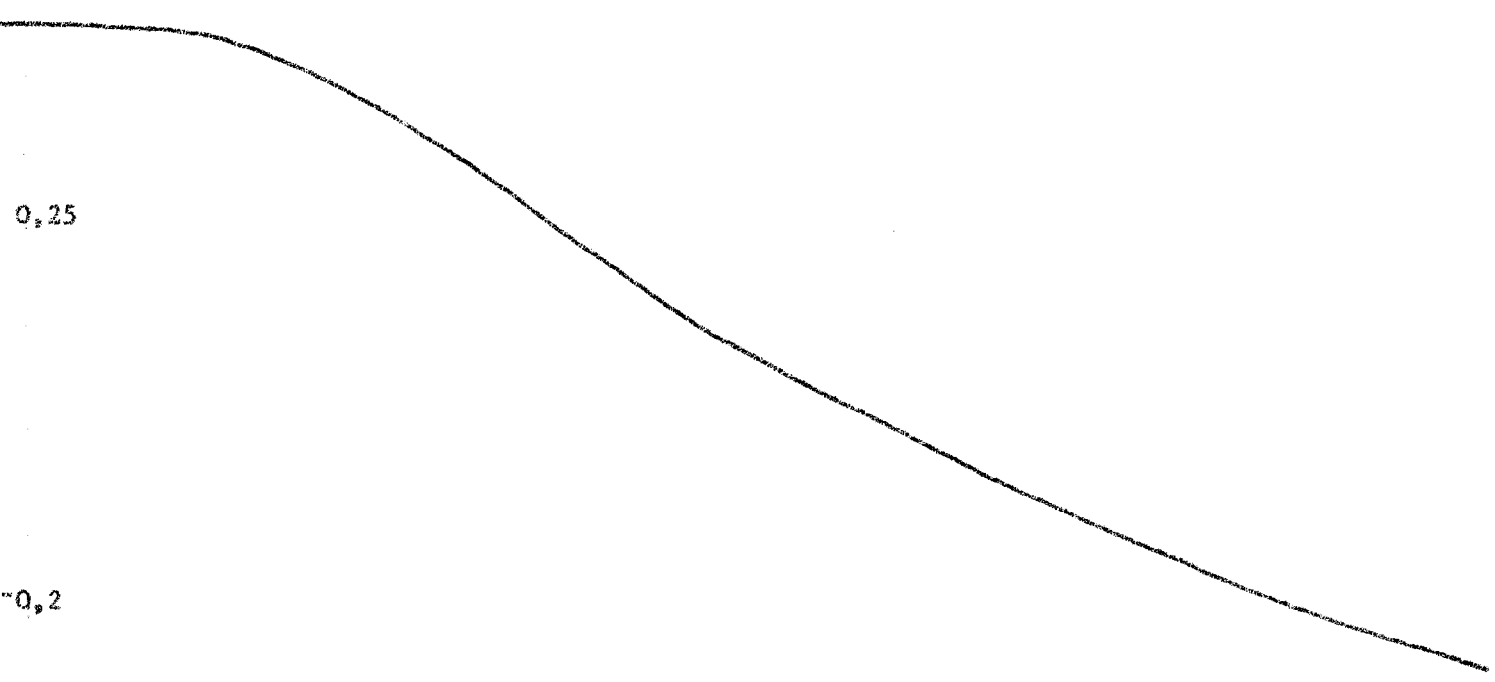


Figure II.4 : Variations de la conductance G_{D1}
en fonction de la tension hyperfréquence V_{HF}



V_{HF}

Les variations de la susceptance B_{D1} avec la tension V_{HF} ont été également calculées. On constate que B_{D1} est relativement constant et en conséquence le circuit reste donc pratiquement toujours accordé.

Il est alors possible d'évaluer la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée. Dans ce but, calculons le gain en fonction du niveau hyperfréquence, l'admittance de charge étant choisie de façon à obtenir un gain de 20 db en régime linéaire.

La tension d'entrée nous est donnée par la relation :

$$V_{HF} = V_i (1 + \rho)$$

où ρ est le coefficient de réflexion présenté par la diode et nous en déduisons la puissance d'entrée par la relation :

$$P_i = \frac{G_o V_i^2}{2}$$

et la puissance de sortie par :

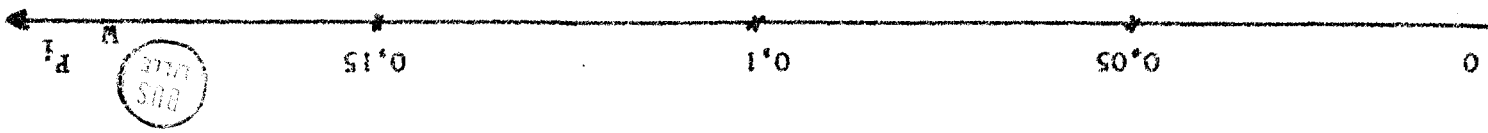
$$P_s = g \times P_i$$

Sur la figure II.5 nous donnons les variations de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée et l'on constate à fort niveau, une saturation de la puissance de sortie de l'amplificateur. Nous allons nous intéresser maintenant à une grandeur fondamentale : le bruit présenté par le dispositif.

II.1.3.2. *Bruit présenté par une diode à effet tunnel et temps de transit*

La connaissance des caractéristiques de bruit de notre dispositif est très importante pour les applications et en particulier, pour l'amplification ou la génération de microondes.

Les résultats précédents nous montrent l'aptitude des diodes à effet tunnel et temps de transit à fonctionner en hyperfréquences. Bien que la résistance négative demeure assez faible par rapport à celle des diodes semiconductrices en régime d'avalanche, notre structure peut présenter un avantage certain dans la mesure où elle présente un bruit relativement faible en hyperfréquences.



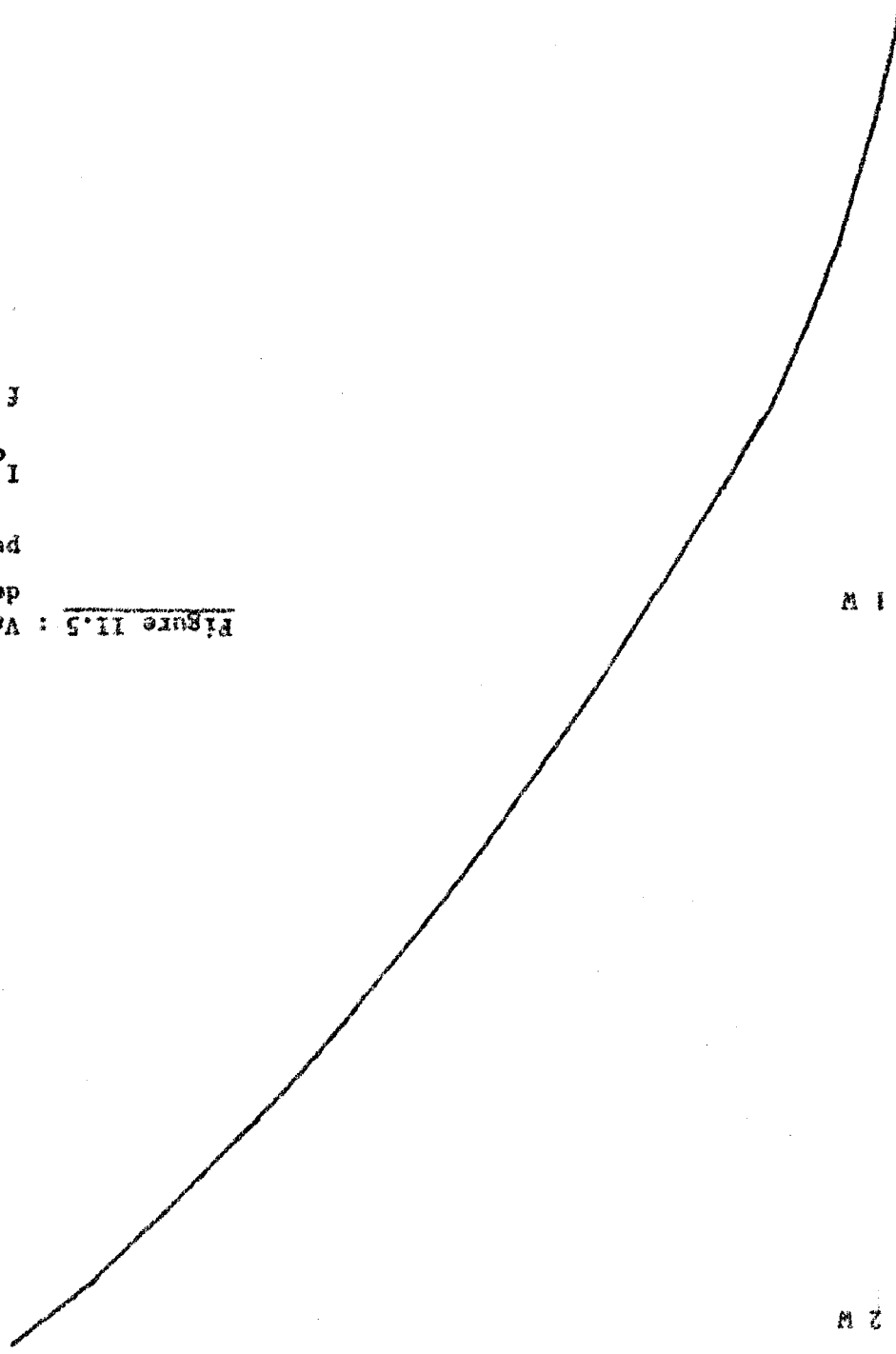
$f = 10 \text{ GHz}$

$I_0 = 200 \text{ mA}$

puissance d'entrée P_i

de sortie P_s en fonction de la

Figure 11.5 : Variations de la puissance



1 W

2 W

M
P
S

II.1.3.2.1. Détermination du générateur de bruit équivalent

Nous supposons dans cette partie, que la seule source de bruit est liée à l'injection des porteurs du métal dans le semiconducteur. On caractérisera ce bruit par un terme additif i_g (§ I.2.3.) dans l'expression du courant injecté.

Les relations II.3 et 4 donnant le courant total dans la diode deviennent alors dans la zone d'émission :

$$i_T = i_{ce1} + i_g + j\omega S E_{e1} \quad (II.34)$$

dans la zone de transit :

$$i_T = (i_{ce1} + i_g) e^{-\frac{j\omega x}{v}} + j\omega S \cdot E_{et}(x) \quad (II.35)$$

Le courant total s'écrit encore :

$$i_T = i_{ce1} \left(1 + j \frac{\omega S}{\gamma}\right) + i_g \quad (\text{en régime sinusoïdal}) \quad (II.36)$$

où γ est la conductivité d'injection.

Quant à la tension V aux bornes de la diode, on l'obtient en intégrant le champ $E_{et}(x)$ sur la longueur W (δ étant petit devant W). On a alors :

$$j\omega S V = W \left[i_T - (i_{ce1} + i_g) F(\theta) \right]$$

D'où :

$$V = i_T \cdot \frac{1}{jC\omega} \left[1 - \frac{F(\theta)}{1 + \frac{j}{k_c}} \right] + i_g \cdot \frac{F(\theta)}{jC\omega} \left[\frac{1}{1 + j/k_c} - 1 \right] \quad (II.37)$$

avec $F(\theta) = \frac{1 - e^{-j\theta}}{j\theta}$ et $k_c = \frac{\gamma}{\omega S}$

A partir de l'expression de la tension aux bornes de la diode, on peut calculer le générateur de courant en court circuit équivalent à la diode, qui est obtenu en annulant V et en utilisant la relation (I.41).

On a :

$$\overline{i^2} = \overline{i_g^2} \left| \frac{F(\theta)}{\frac{\gamma}{\omega \epsilon S} \left(1 + j \frac{\omega \epsilon S}{\gamma} - F(\theta) \right)} \right|^2 = 2 q I_o \left| \frac{F(\theta)}{\frac{\gamma}{\omega \epsilon S} \left(1 + j \frac{\omega \epsilon S}{\gamma} - F(\theta) \right)} \right|^2 \quad (II.38)$$

De même le générateur de tension en circuit ouvert s'obtient en faisant $i_T = 0$ dans la relation II.37.

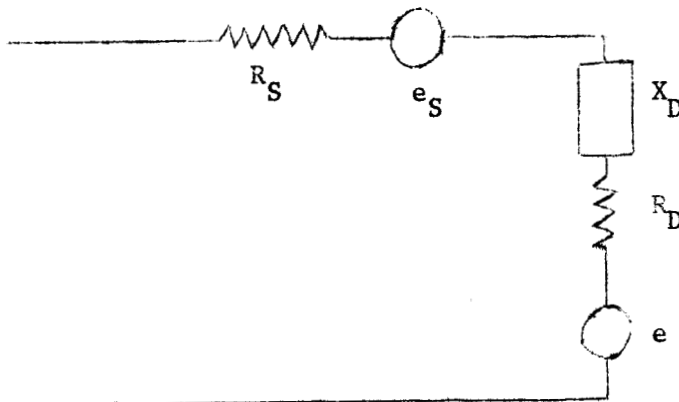
$$\begin{aligned} \overline{u^2} &= \overline{i_g^2} \left| \frac{F(\theta) \frac{\omega \epsilon S}{\gamma}}{C \omega \left(1 + j \frac{\omega \epsilon S}{\gamma} \right)} \right|^2 = \overline{i_g^2} \cdot \left[\frac{(W/\gamma^2) \cdot |F(\theta)|^2}{1 + \left(\frac{\omega \epsilon S}{\gamma} \right)^2} \right] \\ &= 2 q I_o \left[\frac{(W/\gamma)^2 \cdot |F(\theta)|^2}{1 + \left(\frac{\omega \epsilon S}{\gamma} \right)^2} \right] \end{aligned} \quad (II.39)$$

Remarquons que ces expressions sont voisines de celles obtenues par R. PERICHON (19) dans le cas d'une diode A.T.T. Dans notre cas, le terme $\frac{\epsilon S}{\gamma}$ joue le rôle de la fréquence d'avalanche.

II.1.3.2.2. Facteur de bruit de l'amplificateur

Nous ne considérons ici, en première approximation, que les deux sources de bruit liées à l'existence de la résistance série R_S (I.40) et du mécanisme d'émission tunnel (II.39) de générateurs de tension respectivement égaux à e_s et à e .

Le circuit équivalent de la diode est alors le suivant :



Le facteur de bruit est alors par définition :

$$F = 1 + \frac{P}{k T_0 \Delta f} \quad (II.40)$$

où T_0 est la température de référence

et P la puissance de bruit de l'amplificateur ramenée à l'entrée soit :

$$P = \frac{\overline{e^2} + \overline{e_S^2}}{4 Z_0}$$

Remarquons que lorsque l'on a un gain important on a :

$$Z_0 \neq |R_D - R_S|$$

En portant P dans l'expression II.40 et en remplaçant $\overline{e^2}$ et $\overline{e_S^2}$ par leurs valeurs (I.40, II.39) on obtient le facteur de bruit :

$$F = 1 + \frac{T}{T_0} \cdot \frac{R_S/R_D + \frac{qI_0}{2kT} \left(\frac{W}{\gamma}\right)^2 \cdot \frac{|F(\theta)|^2}{1 + \left(\frac{\omega \epsilon S}{\gamma}\right)^2} \cdot \frac{1}{R_D}}{1 - \frac{R_S}{R_D}} \quad (II.41)$$

où T est la température de la diode.

Si la résistance série de la diode est suffisamment faible, l'expression précédente se simplifie et l'on obtient finalement :

$$F = 1 + \frac{qI_0}{2kT_0} \cdot \frac{W}{\gamma} \cdot \frac{\chi^2(\theta) + \mu^2(\theta)}{k_c \cdot \chi(\theta) + \mu(\theta)}$$

Il paraît intéressant d'illustrer cette relation numériquement. Pour un courant continu $I_0 = 100$ mA, une longueur de zone désertée de 7μ on obtient à la fréquence 10 GHz, un facteur de bruit de 30 db. Remarquons cependant qu'aux fréquences millimétriques, W est plus faible et le facteur de bruit sera notablement diminué.

II.2. PUISSANCE EMISE ET RENDEMENT

Après avoir donné les expressions analytiques de la puissance et du rendement, nous faisons une première estimation de ces grandeurs dans le cas d'un régime purement sinusoïdal.

Nous envisageons ensuite dans le cas d'un régime multifréquence le calcul numérique qui nous permet de déterminer la conductivité d'injection et de calculer précisément la puissance émise et le rendement de notre dispositif

Dans une dernière partie, nous donnons les conditions permettant d'obtenir des puissances en oscillation maximales.

II.2.1. Expression analytique de la puissance et du rendement

II.2.1.1. Puissance émise

Le calcul des composantes de la puissance dissipée par le dispositif aux différentes fréquences harmoniques s'obtient facilement par la relation

$$P_{Dk} = R_{Dk} \frac{|i_{Dk}|^2}{2}$$

où :

$$|i_{Dk}|^2 = |\gamma_k e^{j\phi_k} + k\omega \epsilon S \cdot E_{ek}|^2 = \gamma_k^2 E_{ek}^2 \left[1 + \frac{2}{k_c} \sin \phi_k + \frac{1}{k_c^2} \right]$$

On a alors :

$$P_{Dk} = \frac{W - \delta}{2 \Theta_k} \cdot \gamma_k^2 E_{ek}^2 \left[k_c (1 - \cos \Theta_k) + \sin \phi_k + \sin (\Theta_k - \phi_k) + \frac{\delta}{W - \delta} \Theta_k \cos \phi_k \right] \quad (II.42)$$

Cette expression se simplifie dans le cas d'une diode à effet tunnel et temps de transit où $\delta \ll W$ soit :

$$P_{Dk} = \frac{\gamma_k^v}{2k\omega} \cdot E_{ek}^2 \left[k_c (1 - \cos \Theta) + \sin \phi_k + \sin (\Theta_k - \phi_k) \right] \quad (II.43)$$

II.2.1.1.1. Détermination de la puissance sans

harmonique

Donnons tout d'abord une première estimation de la puissance émise dans le cas d'un champ alternatif sinusoïdal. L'émission de champ est alors instantanée (II.10) et nous avons à la fréquence fondamentale :

$$P_{D1} = \frac{\gamma_1^2 E_{e1}^2 v}{2\omega^2 \epsilon S} \left[(1 - \cos\theta) + \frac{1}{k_c} \sin\theta \right] \quad (II.44)$$

On voit que la puissance P_{D1} peut devenir négative pour θ compris entre π et 2π

La valeur négative maximale est obtenue pour une longueur de zone désertée W telle que :

$$\text{tg } \theta_{\text{max}} = - \frac{1}{k_c}$$

D'où :

$$P_{D1 \text{ max}} = \frac{\gamma_1^2 E_{e1}^2 v}{2\omega^2 \epsilon S} \left[1 - \sqrt{1 + \frac{1}{k_c^2}} \right] \quad (II.45)$$

Cette expression de la puissance ne peut être optimisée de façon tout à fait générale. Un ordre de grandeur peut être donné pour les conditions suivantes :

$$k_c^* \approx 1/\sqrt{3} \text{ (II.1.2.3.) } E_{e1} = 5.10^4 \text{ V/cm et } S = 10^{-4} \text{ cm}^2$$

On obtient une puissance émise de 0,5 W à la fréquence 10 GHz

* Cette valeur est celle donnant une résistance négative R_{D1} maximale en régime sinusoïdal. Elle correspond à $I_0 = 300 \text{ mA}$

II.2.1.1.2. Influence de l'harmonique deux

La puissance émise en oscillation P_{Dk} dépend directement de la phase ϕ_k de la conductivité d'injection (II.42). Cette phase dont l'existence est liée à la présence d'harmoniques peut être déterminante pour la puissance émise par l'oscillateur. Une étude numérique permettra par la suite de calculer ϕ_k et de préciser l'importance sur la puissance en oscillation P_{Dk} . (II.2.4.2). Il est important de remarquer dès maintenant que, pour que le dispositif oscille, il est nécessaire que la puissance dissipée soit négative à toutes les fréquences harmoniques. A partir de la relation II.43 on peut expliciter mathématiquement cette condition. Il faut quel que soit k

$$k_c (1 - \cos \theta_k) + \sin \phi_k + \sin (\theta_k - \phi_k) + \frac{\delta}{W - \delta} \theta_k \cos \phi_k < 0 \quad (II.46)$$

En réalité en agissant sur le circuit extérieur on peut minimiser l'impédance, c'est à dire la puissance dissipée, pour toutes les fréquences harmoniques de rang élevé de façon à ce que P_k soit confondu avec le bruit de fond du dispositif.

En pratique, on n'utilise des circuits à Q élevé qu'à la fréquence fondamentale et harmonique 2 et l'on peut considérer que l'on obtiendra des oscillations lorsque la condition II.46 sera vérifiée pour les fréquences fondamentale et harmonique 2.

II.2.1.2. Rendement

Nous pouvons définir le rendement comme étant le rapport de la puissance émise sur la puissance continue dissipée dans la diode :

$$\eta_k = \frac{P_{Dk}}{P_o} \quad (II.47)$$

où P_o se calcule à partir de l'expression :

$$P_o = I_o \int_0^W E(x) dx$$

Un calcul rigoureux du rendement nécessite la connaissance de P_{Dk} ainsi que la distribution du champ continu E dans le semiconducteur qui permet le calcul de P_o .

Nous donnons ici une première estimation du rendement dans le cas d'un champ purement sinusoïdal.

La conductivité d'injection à la fréquence fondamentale s'exprime alors par les relations :

$$\gamma_1 = \frac{C_1}{E_1} = \frac{2I_0}{E_1} \cdot \frac{B_1(Y)}{B_0(Y)}$$

avec $Y = \frac{BE_1}{E_0^2}$ et $\phi_1 = 0$ et l'on a :

$$P_{D1} = 2 W E_0 I_0 \cdot \frac{\sin \frac{\theta}{2} \cdot \cos \frac{\theta}{2}}{\theta} \cdot \frac{B_1(Y)}{B_0(Y)}$$

Quant à la puissance continue P_0 , elle vaut sensiblement :

$$P_0 \approx W \cdot E_0 I_0 + \frac{1}{2} W_e \cdot E(0) \cdot I_0$$

$$= W E_0 I_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{W_e}{W} \frac{E(0)}{E_0} \right)$$

où $E(0)$ est le champ en surface

E_0 est le champ continu dans la zone de transit

W_e représente la zone désertée correspondant à la région fortement dopée (I.29).

Le rendement sera donc :

$$\eta \approx \left| \frac{\sin \theta}{\theta} \right| \frac{B_1(Y)}{B_0(Y)} \cdot \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \frac{W_e}{W} \frac{E(0)}{E_0}} \quad (II.48)$$

Cette expression est maximum pour $\theta = 4,5$ radians et on atteint lorsque le champ alternatif E_{e1} est égal au champ continu dans la zone de transit, un rendement maximum de 15% (pour $E_{e1} = 2 \cdot 10^5$ V/cm).

Notons que le rendement peut être théoriquement amélioré par la présence d'un accord du circuit aux fréquences harmoniques. Nous avons vu, en effet qu'un changement de l'argument ϕ_1 de la conductivité d'injection était alors possible et pouvait se traduire par une augmentation de la puissance émise P_{D1} , donc du rendement. Pour chiffrer exactement tous ses effets il est cependant nécessaire de procéder par calcul numérique et c'est une étude de ce type que nous nous proposons de réaliser maintenant.

11.2.2. Principe du calcul sur ordinateur

Connaissant la structure de la diode (δ, W, S), les données de départ de ce calcul sont d'une part le courant continu I_0 traversant la diode

$$I_0 = A S E_{eo}^2 \cdot \exp - \frac{B}{E_{eo}}$$

et d'autre part, le champ total existant dans la zone d'émission :

$$E_{eT} = E_{eo} + \Delta E_{eo} + E_{e1} \sin \omega t + E_{e2} \sin (2\omega t + \psi_2) \quad (II.49)$$

où $E_{eo} + \Delta E_{eo}$ est le champ continu en présence de composantes alternatives. Le terme ΔE_{eo} représente la variation du champ continu résultant de l'application ou de la production du champ alternatif. On obtient en pratique sa valeur en écrivant que le courant de conduction est périodique et de valeur moyenne égale au courant continu de polarisation I_0 .

Le calcul de $I_{ce}(t)$ est alors immédiat par la relation de Fowler Nordheim et un développement en série de Fourier nous donne les différentes composantes :

$$I_{ck} = C_k \sin (k\omega t + \phi_k)$$

On en déduit le module de la conductivité d'injection :

$$\gamma_k = \frac{C_k}{E_k}$$

et la phase :

$$\phi_k = \Phi_k - \psi_k$$

Nous calculons alors l'impédance et la puissance émise en oscillation par les relations II.23-24 et II.42 et en tenant compte éventuellement des éléments parasites nous exprimons la puissance recueillie dans la résistance de charge.

Nous donnons sur la figure II.6, le diagramme général du calcul numérique.

II.2.3. Etude de la conductivité d'injection

Les expressions précédentes de l'impédance, de la puissance émise en oscillation et du rendement nous ont permis de constater l'influence déterminante de la conductivité d'injection. Nous allons donc maintenant nous intéresser à l'évolution du module γ_1 et de la phase ϕ_1 de cette conductivité à la fréquence d'oscillation, en fonction de l'amplitude et de la phase des composantes alternatives du champ aux fréquences fondamentale et harmonique 2.

Nous nous proposons d'étudier d'une part, dans quelle mesure le module γ_1 de la conductivité diffère de sa valeur idéale $2I_0$ (cette valeur est obtenue lorsque le courant de conduction I_{ce1} a la forme d'un "pic de Dirac" le facteur

$$\frac{B_1(Y)}{B_0(Y)}$$

de la relation (II.8) tend alors vers 1) et d'autre part les variations de l'argument ϕ_1 de la conductivité d'injection par rapport à sa valeur en champ sinusoïdal (soit $\phi_1 = 0$)

II.2.3.1. Champ sinusoïdal

Envisageons tout d'abord le cas d'un régime purement sinusoïdal de fréquence 10 GHz. Nous donnons sur la figure II.7 les variations du module C_1 de la composante fondamentale du courant de conduction, en fonction du champ sinusoïdal E_{e1} . On remarque que C_1 tend vers sa valeur idéale

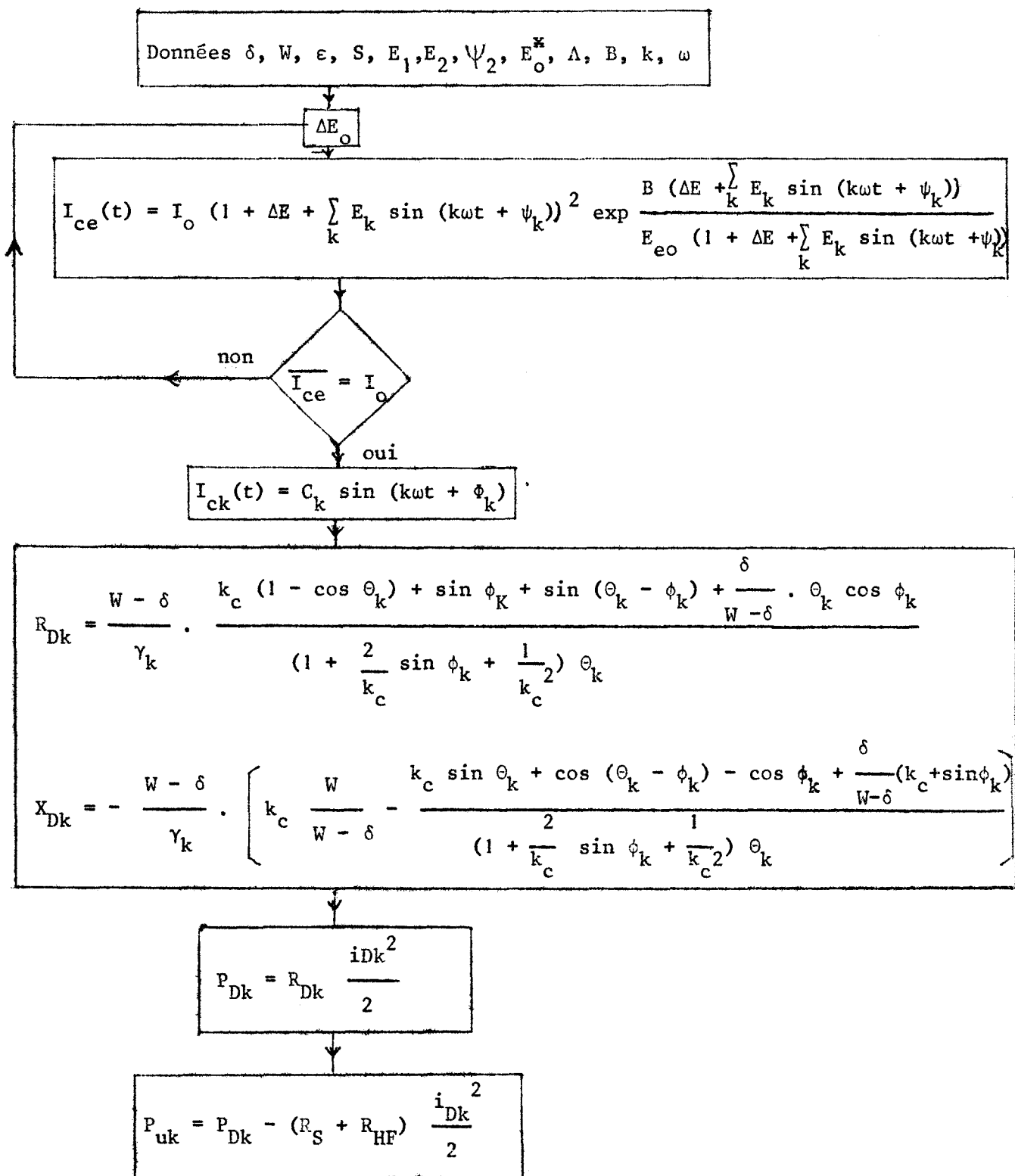


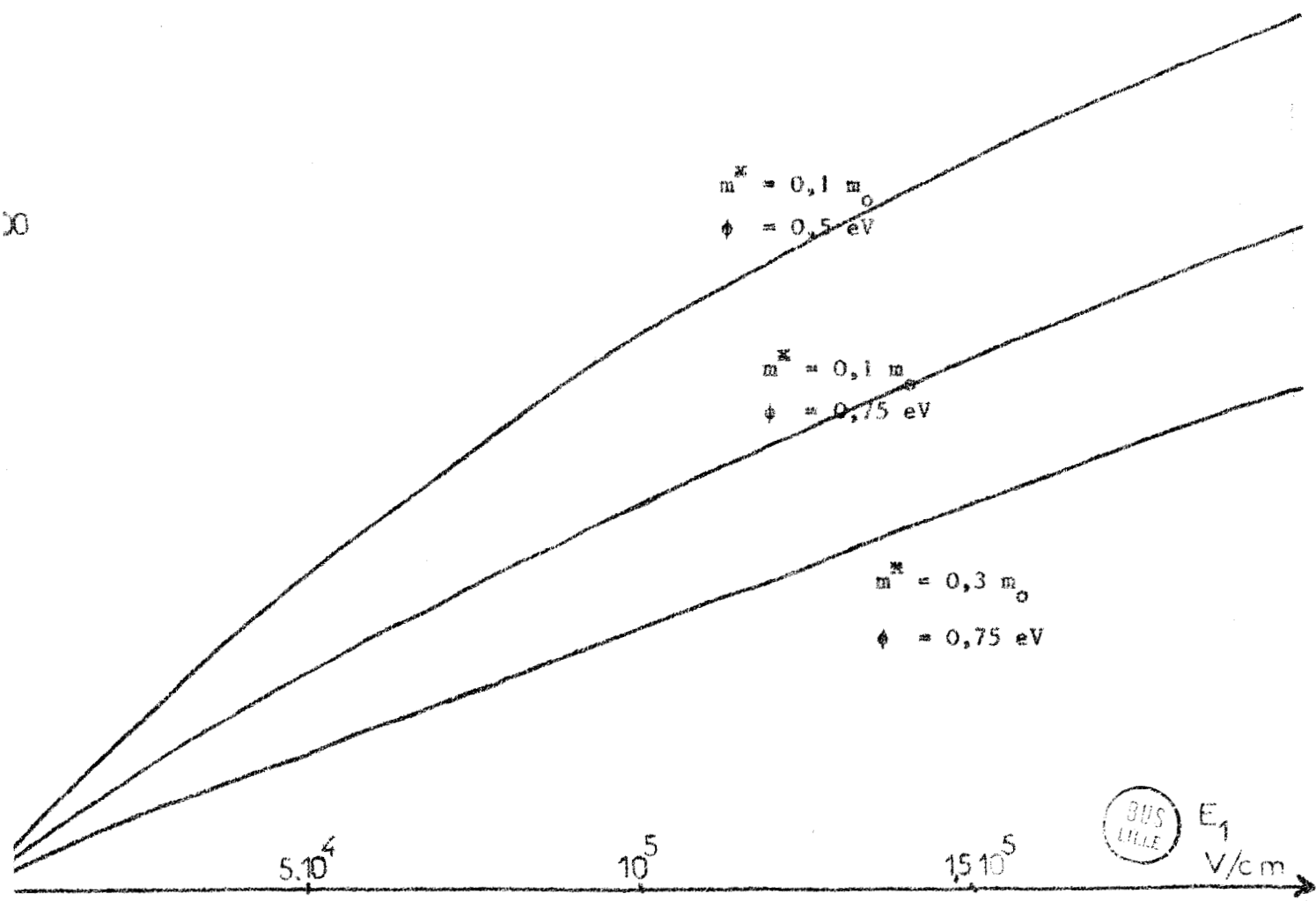
Figure II.6 : Diagramme général du calcul



mA

00

Figure II.7 : Variations du module C_1 de la conductivité d'injection en fonction du champ E_1



00

BUS LILLE E_1 V/cm

$2I_0$. Cependant pour le domaine de champs alternatifs que nous considérons, la valeur maximale atteinte par C_1 reste nettement inférieure à $2I_0$.

On constate en particulier que C_1 est sensiblement proportionnel à E_{e1} comme le prévoit l'expression théorique II.8.

$$C_1 = 2I_0 \cdot \frac{B_1(Y)}{B_0(Y)} \neq I_0 \cdot \frac{BE_{e1}}{E_{eo}^2} \quad (II.8)$$

De plus, il est possible de vérifier que les variations du rapport $\frac{C_1}{I_0}$ en fonction de I_0 sont bien proportionnelles au terme $\frac{1}{E_{eo}^2}$.

Nous avons représenté également (Fig. II.7)* les variations de C_1 pour différentes hauteurs de barrière ϕ_1 et différentes masses effectives m^* . En effet, rappelons que l'expression du courant injecté (II.49) est fortement liée à ces paramètres par les termes A et B dont nous récapitulons dans le tableau ci-dessous les valeurs numériques.

	$\frac{m^*}{m_0}$	0,1	0,3	1
$\phi = 0,5$ eV	$A \cdot 10^{-6}$	3,08		
	$B \cdot 10^7$	0,762	1,32	2,41
$\phi = 0,75$ eV	$A \cdot 10^{-6}$	2,055		
	$B \cdot 10^7$	1,4	2,42	4,42
$\phi = 1$ eV	$A \cdot 10^{-6}$	1,54		
	$B \cdot 10^7$	2,18	3,74	6,83

* Les valeurs de A et B utilisées pour la Fig II.7 correspondent à une hauteur de barrière de 0,85 eV, une masse effective égale à 0,07 m_0 et une température de jonction de l'ordre de 300°C.

Quant à la phase ϕ_1 de la composante du courant à la fréquence fondamentale, on constate conformément aux résultats théoriques précédents, qu'elle est nulle quel que soit le champ E_{e1} . L'émission de champ est donc instantanée en présence d'un champ sinusoïdal.

Etudions maintenant l'influence de l'harmonique 2 sur la conductivité d'injection.

II.2.3.2. Champ périodique

Le champ alternatif se compose d'un champ E_{e1} à la fréquence fondamentale 10 GHz et d'une composante à l'harmonique deux, d'amplitude E_{e2} et de phase ψ_2 .

Nous donnons sur la courbe II.8 l'évolution de l'amplitude C_1 du courant à la fréquence fondamentale en fonction de ψ_2 pour les conditions suivantes :

$$E_{e1} = E_{e2} = 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$$

$$I_0 = 200 \text{ mA} \quad S = 10^{-4} \text{ cm}^2$$

On voit que les variations de C_1 sont d'autant plus importantes que la hauteur de barrière ϕ et la masse effective m^* sont faibles.

En outre, nous avons étudié (courbe II.9) les variations de C_1 en fonction des composantes du champ et on constate que les fluctuations deviennent plus importantes lorsque les amplitudes E_{e1} et E_{e2} sont grandes. De plus, la proportionnalité de la composante du courant C_1 avec le champ E_{e1} à la fréquence fondamentale est bien vérifiée.

Notons que dans tous les cas, la composante C_1 du courant est minimum pour $\psi_2 = \frac{\pi}{2}$ et maximum pour $\psi_2 = -\frac{\pi}{2}$ conformément aux relations II.15 et 12.

Etudions maintenant l'évolution de la phase ϕ_1 de la conductivité d'injection en présence d'un champ périodique.

$$I = 200 \text{ mA}$$

$$S = (100\mu)^2$$

71

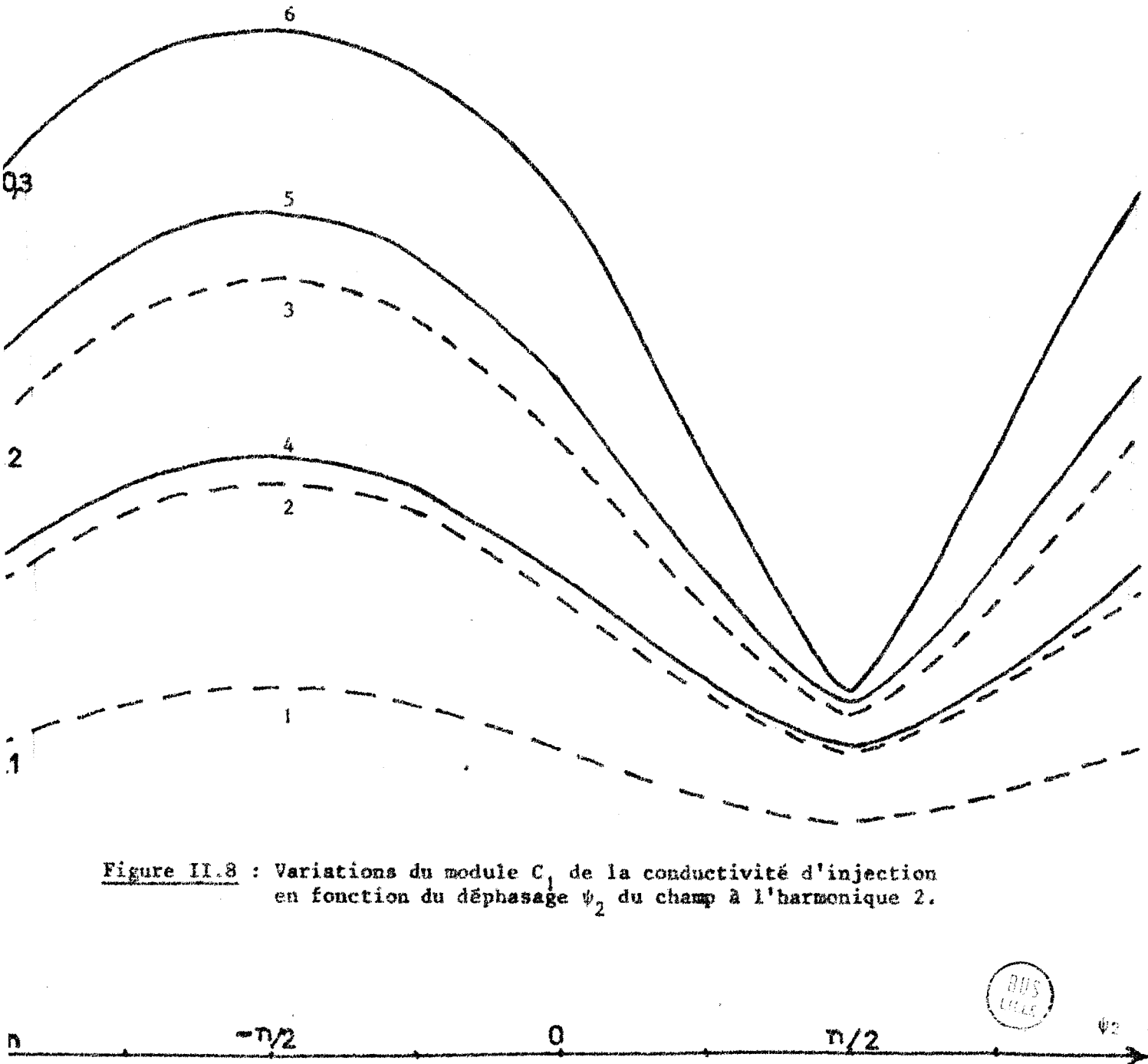
$$E_1 = E_2 = 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$$

$$\phi = 0,5 \text{ eV}$$

$$\phi = 0,75 \text{ eV}$$

6. ——— $m^* = 0,1 m_0$
5. ——— $m^* = 0,3 m_0$
4. ——— $m^* = 1 m_0$

3. ——— $m^* = 0,1 m_0$
2. ——— $m^* = 0,3 m_0$
1. ——— $m^* = 1 m_0$

BIS
LELLE

$I_0 = 200 \text{ mA}$

$S = (100 \mu)$

$m^* = 0,3 m_0$

$\phi = 0,75 \text{ eV}$

3. — $E_1 = 10^5 \text{ V/cm}$
 $E_2 = 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$

6. — $E_1 = 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$
 $E_2 = 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$

2. — $E_1 = 10^5 \text{ V/cm}$
 $E_2 = 10^5 \text{ V/cm}$

5. — $E_1 = 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$
 $E_2 = 10^5 \text{ V/cm}$

1. — $E_1 = 10^5 \text{ V/cm}$
 $E_2 = 0,5 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$

4. — $E_1 = 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$
 $E_2 = 0,5 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$

2

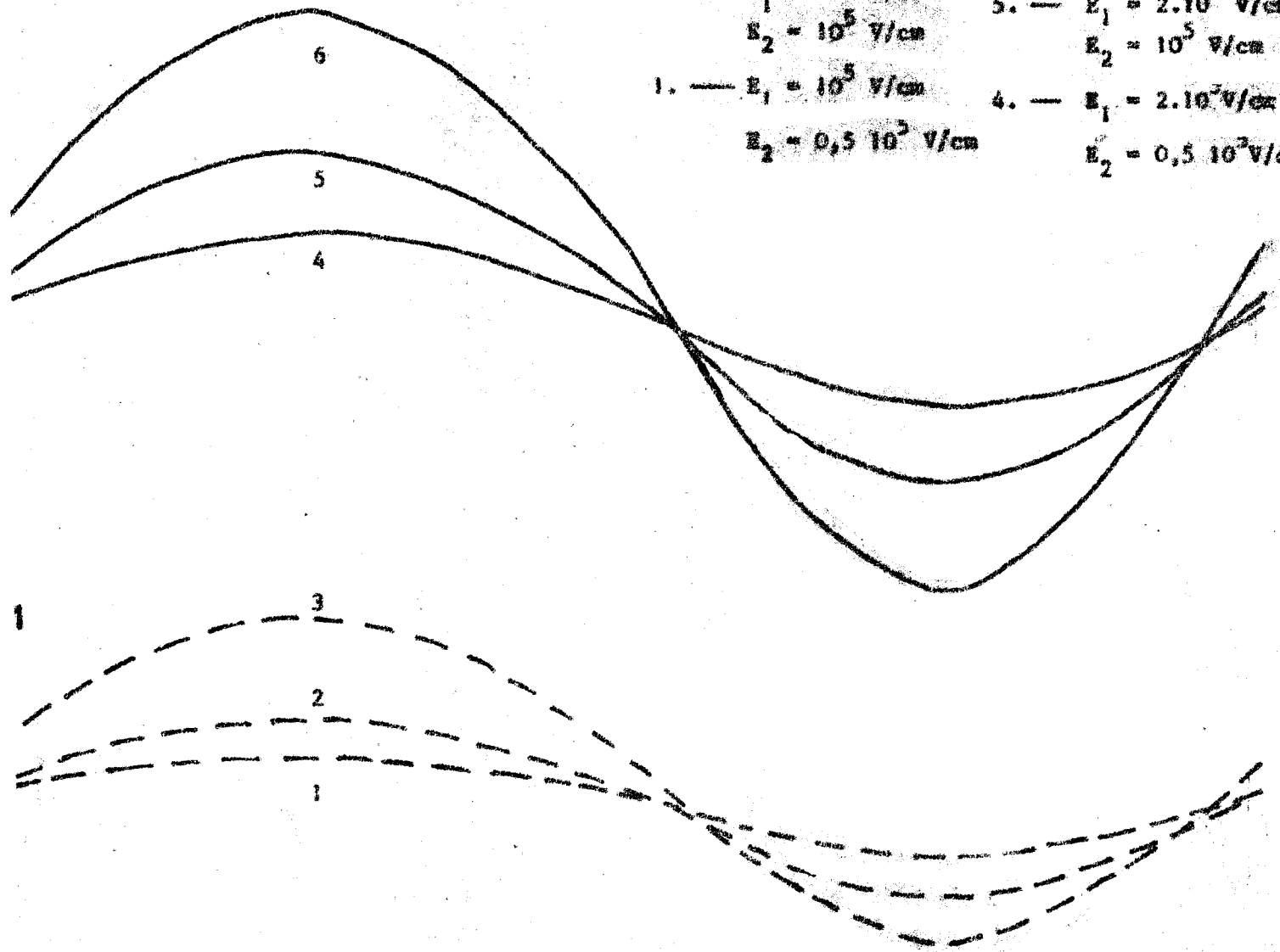


Figure II.9 : Variations du module C_1 de la conductivité d'injection en fonction du déphasage ϕ_2 du champ à l'harmonique 2



$-\pi/2$

0

$\pi/2$

ϕ_2

Nous avons représenté (Fig. II.10) en fonction du déphasage ψ_2 du champ E_{e2} les variations de la phase ϕ_1 . On remarque que ces variations sont assez considérables par rapport à la phase $\phi_1 = 0$ correspondant au cas d'un champ purement sinusoïdal. On peut constater que la phase de la conductivité d'injection devient négative pour des valeurs de ψ_2 comprises entre $\frac{\pi}{2}$ et $-\frac{\pi}{2}$, ce qui correspond à une augmentation de la puissance émise comme le montre l'expression II.42 de la puissance. Pour des valeurs de ψ_2 comprises entre $-\frac{\pi}{2}$ et $\frac{\pi}{2}$ on a le phénomène inverse et la puissance diminue.

Nous donnons également sur la même figure l'évolution de la phase ϕ_1 pour différentes hauteurs de barrière et différentes masses effectives.

D'autre part, nous avons étudié (fig. II.11) les variations de la phase ϕ_1 en fonction de l'amplitude des composantes du champ.

Dans tous les cas, on voit que la phase ϕ_1 change de signe pour $\psi_2 = +\frac{\pi}{2}$ et $-\frac{\pi}{2}$ comme le montre la relation II.16 donnant ϕ_1 . Par ailleurs, on vérifie que ϕ_1 est indépendant de l'amplitude du champ E_{e1} à la fréquence fondamentale et qu'il augmente fortement en fonction de E_{e2} , cette augmentation est d'ailleurs sensiblement linéaire.

En conclusion, cette étude nous a permis de calculer la conductivité d'injection liée à un effet Fowler Nordheim et de mettre en évidence l'influence des composantes harmoniques du champ.

Nous avons pu ainsi comparer les résultats numériques obtenus aux expressions analytiques que nous avons établies précédemment et constater un accord convenable tout au moins sur l'évolution de la conductivité en fonction des différents paramètres introduits E_{e1} , m^* , Φ . En outre, nous avons montré l'importance des composantes alternatives du champ sur la conductivité d'injection et dans quelle mesure ces effets peuvent modifier la phase ϕ_1 de la conductivité et par la même conduire à des modifications notables de la puissance émise et du rendement d'un oscillateur à effet tunnel et temps de transit. En toute rigueur, il faut également tenir compte de la variation du module γ_1 de la conductivité. On en déduit eu égard aux résultats obtenus que la phase optimale ψ_2 du champ E_{e2} se situe entre $\frac{3\pi}{4}$ et π

ϕ_1 en degrés

$I_0 = 200 \text{ mA}$

$S = (100\mu)^2$

$E_1 = E_2 = 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$

$\phi = 0,5 \text{ eV}$

$\phi = 0,75 \text{ eV}$

- 1 — $m^* = 0,1 m_0$
- 2 — $m^* = 0,3 m_0$
- 3 — $m^* = 1 m_0$

- 4 — $m^* = 0,1 m_0$
- 5 — $m^* = 0,3 m_0$
- 6 — $m^* = 1 m_0$

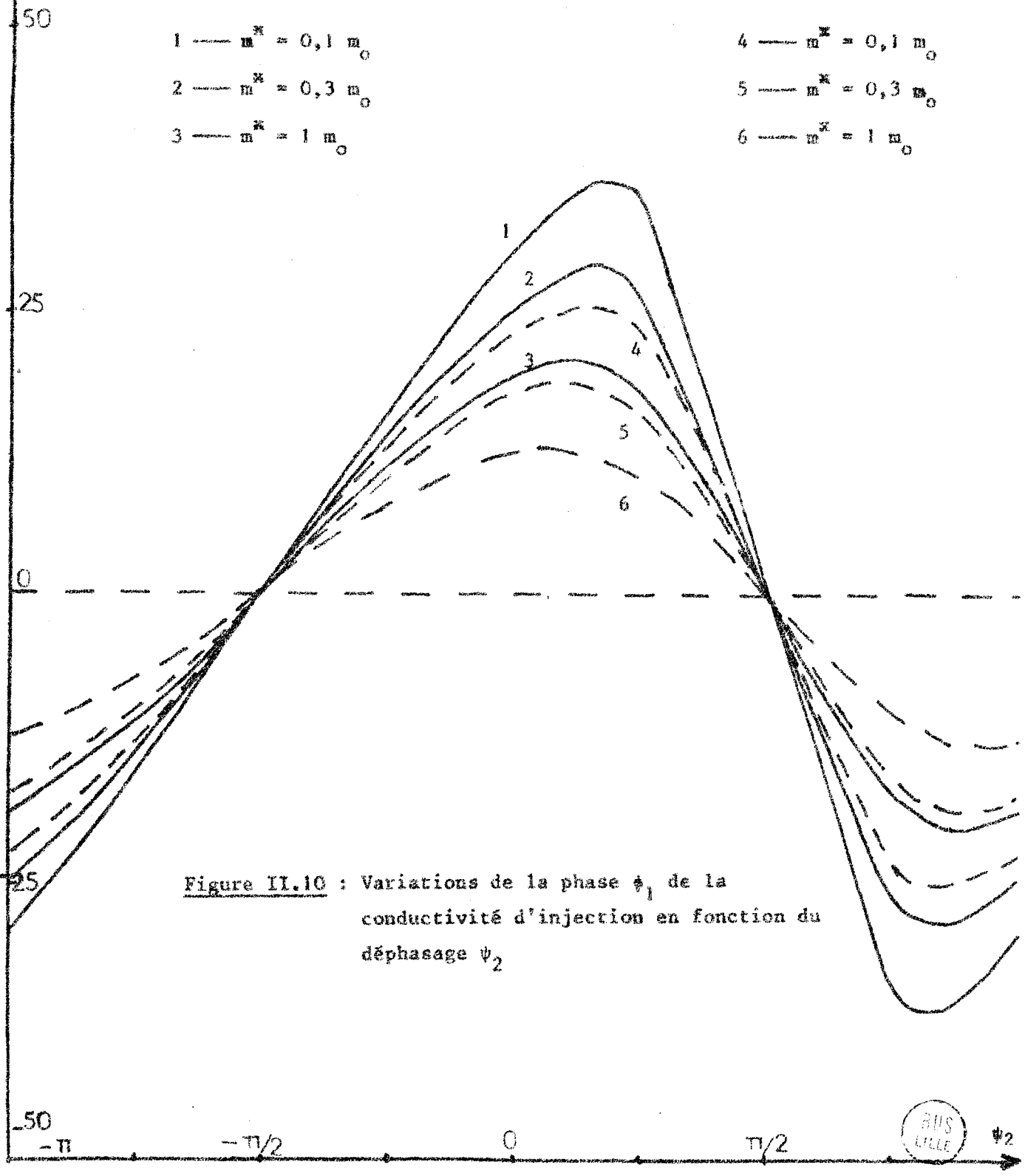


Figure II.10 : Variations de la phase ϕ_1 de la conductivité d'injection en fonction du déphasage ψ_2



$I_0 = 200 \text{ mA}$

$S = (100\mu)^2$

$m^* = 0,3 m_0$

$\phi = 0,75 \text{ eV}$

1 — $E_1 = 10^5 \text{ V/cm}$
 $E_2 = 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$

4 — $E_1 = 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$
 $E_2 = 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$

2 — $E_1 = 10^5 \text{ V/cm}$
 $E_2 = 10^5 \text{ V/cm}$

5 — $E_1 = 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$
 $E_2 = 10^5 \text{ V/cm}$

3 — $E_1 = 10^5 \text{ V/cm}$
 $E_2 = 0,5 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$

6 — $E_1 = 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$
 $E_2 = 0,5 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$

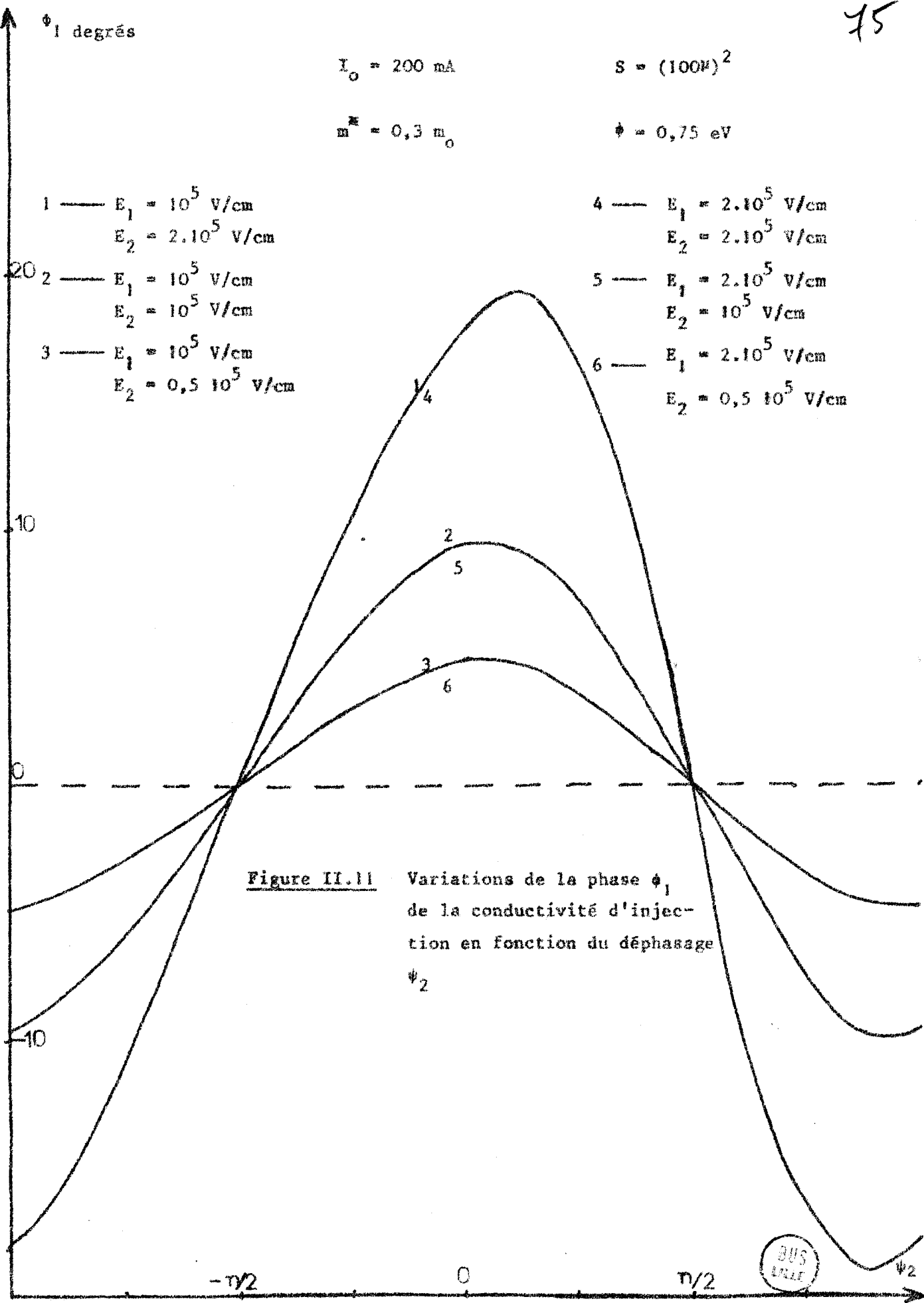


Figure II.11 Variations de la phase ϕ_1 de la conductivité d'injection en fonction du déphasage ψ_2



La connaissance de la conductivité d'injection va nous permettre maintenant de calculer la puissance et le rendement que notre dispositif est susceptible de fournir et de préciser les conditions optimales de fonctionnement d'un oscillateur à effet tunnel et temps de transit.

11.2.4. Etude de la puissance émise

Nous étudions dans cette partie, l'évolution de la puissance émise en fonction de divers paramètres et en particulier l'angle de transit θ et du courant de polarisation I_0 . Par ailleurs, nous évaluons quantitativement l'influence de la composante harmonique 2 du champ électrique sur la puissance délivrée par l'oscillateur à effet tunnel et temps de transit. Cette étude doit permettre d'optimiser la structure et les conditions de fonctionnement (impédances de charge) en vue d'obtenir des puissances utiles maximales.

11.2.4.1. Cas d'une oscillation sinusoïdale

Rappelons tout d'abord la relation donnant la puissance émise à la pulsation $k\omega$ (II.70)

$$P_{Dk} = \frac{\gamma_k E_{ek}^2 v}{2 k \omega} \left[k_c (1 - \cos \theta) + 2 \sin \frac{\theta_k}{2} \cdot \cos \left(\frac{\theta_k}{2} - \phi_k \right) \right]$$

avec $k_c = \frac{\gamma_k}{k\omega E S}$

et $\theta_k = \frac{k\omega W}{v}$

En régime purement sinusoïdal, nous avons à la fréquence fondamentale $\phi_1 = 0$ et une condition nécessaire mais non suffisante pour obtenir une puissance négative est que $\sin\theta$ soit négatif, c'est à dire θ compris entre π et 2π . Une étude de l'évolution de la puissance émise en fonction de l'angle de transit paraît nécessaire si l'on veut déterminer les conditions donnant une puissance maximale.

a) Dans un premier cas, nous allons rechercher, pour une structure et des conditions de fonctionnement données, les fréquences d'oscillation privilégiées de notre diode.

Nous représentons (Fig II.12) l'évolution de la puissance émise P_{D1} et de la résistance totale R_{D1} de la jonction en fonction de la fréquence, les conditions d'étude étant les suivantes :

$$I_o = 100 \text{ mA}$$

$$W = 4,5 \mu$$

$$E_1 = 10^5 \text{ V/cm}$$

On constate que la puissance P_{D1} passe par un maximum pour une fréquence optimale et que la diode n'émet de la puissance qu'à partir d'une fréquence de seuil. Par ailleurs, l'évolution de la résistance de la jonction en fonction de la fréquence se fait de façon analogue à celle de la puissance émise. Cependant, il apparait que la résistance R_{D1} et la puissance P_{D1} présentent des maximums différents, ce qui peut être expliqué compte tenu des expressions analytiques II.25 et 43.

b) Dans un deuxième cas, nous avons étudié à fréquence fixe, les variations de la puissance émise et de la résistance (Figure II.13) en fonction de l'épaisseur de la zone de transit par l'intermédiaire de θ . Ce calcul est effectué pour les conditions suivantes :

$$I_o = 100 \text{ mA}$$

$$f = 10 \text{ GHz}$$

$$E_1 = 10^5 \text{ V/cm}$$

On remarque que la puissance émise est maximale pour $\theta = 4,8$ radians. Un calcul simple (II.1.2.3.) nous a montré d'ailleurs que l'optimisation de la structure est réalisée, lorsque la condition suivante est vérifiée

$$\text{tg}\theta = - \frac{1}{k_c} \tag{II.27}$$

De plus, nous donnons sur la figure II.14 l'évolution de la puissance émise et de la résistance en fonction du courant de polarisation avec les conditions :

79

R_{D1}
 Ω

$I_0 = 100 \text{ mA}$

$E_1 = 10^5 \text{ V/cm}$

$W = 4,5 \mu$

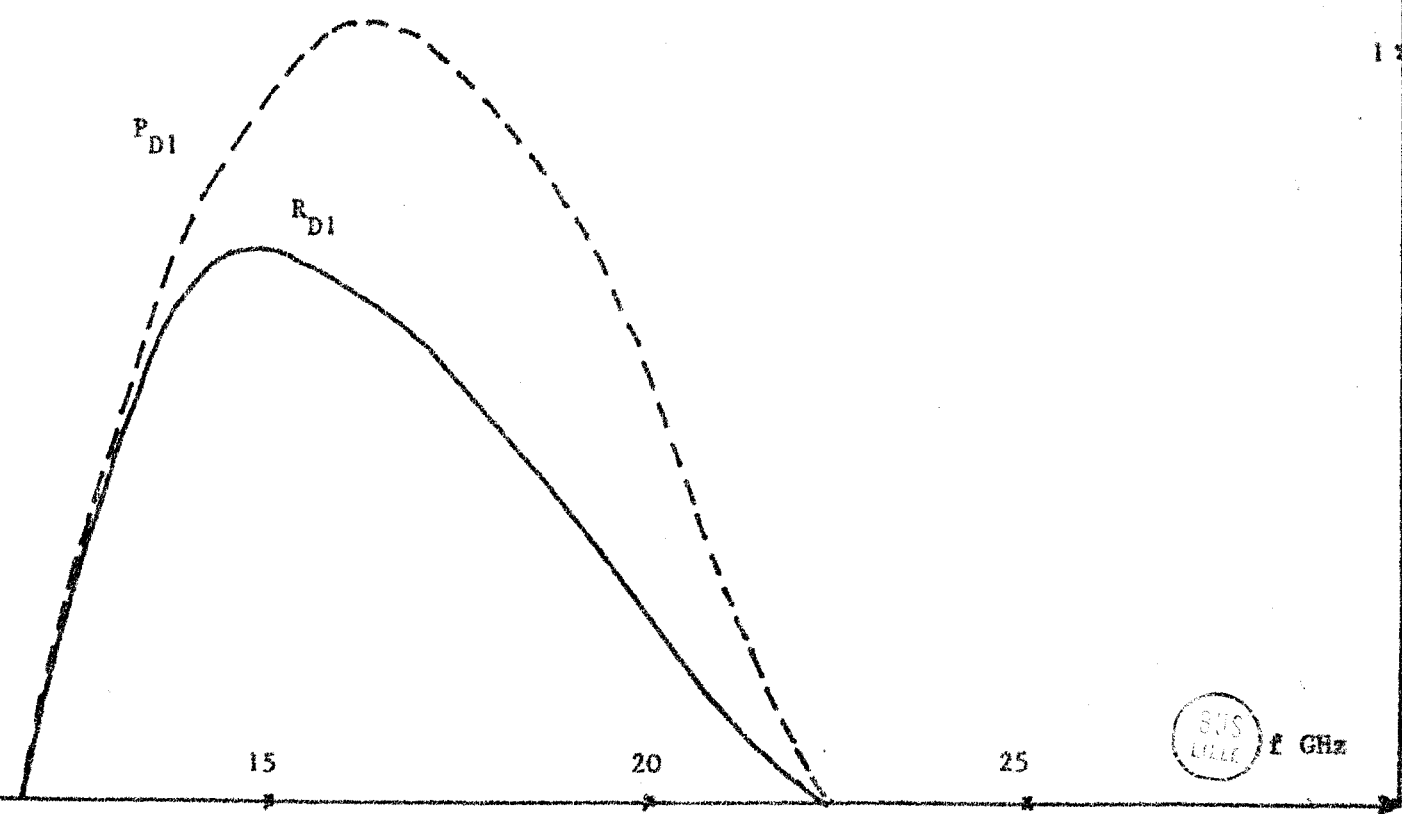
Figure II.12 : Variations de la puissance émise P_{D1} et de la résistance R_{D1} de la jonction en fonction de la fréquence

0,8

0,6

0,4

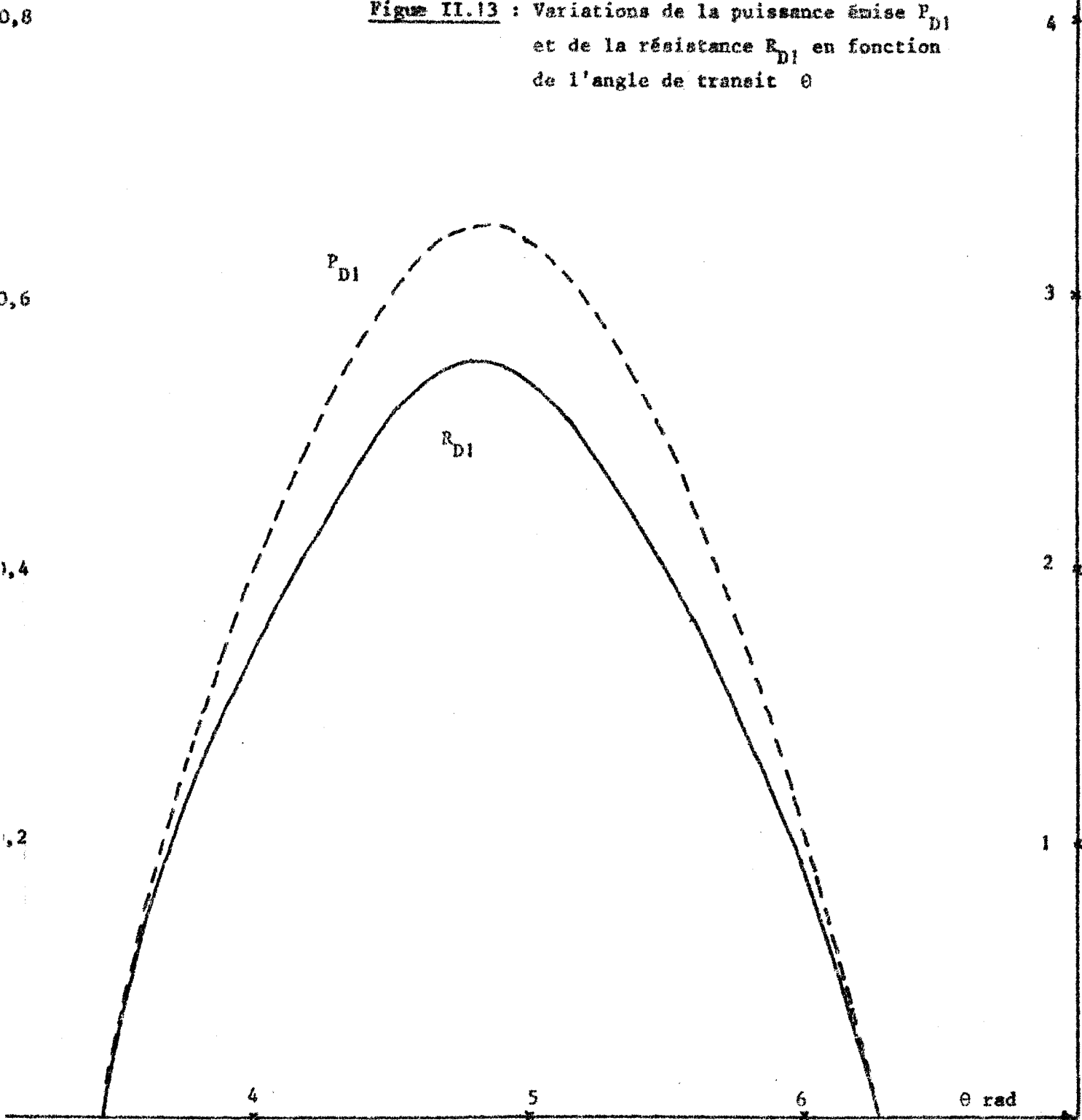
0,2



SUS
LILLE f GHz

$I_0 = 100 \text{ mA}$
 $E_1 = 10^5 \text{ V/cm}$
 $f = 10 \text{ GHz}$

Figure II.13 : Variations de la puissance émise P_{D1} et de la résistance R_{D1} en fonction de l'angle de transit θ



80

P_{D1}
W

R_{D1}

0,2

4

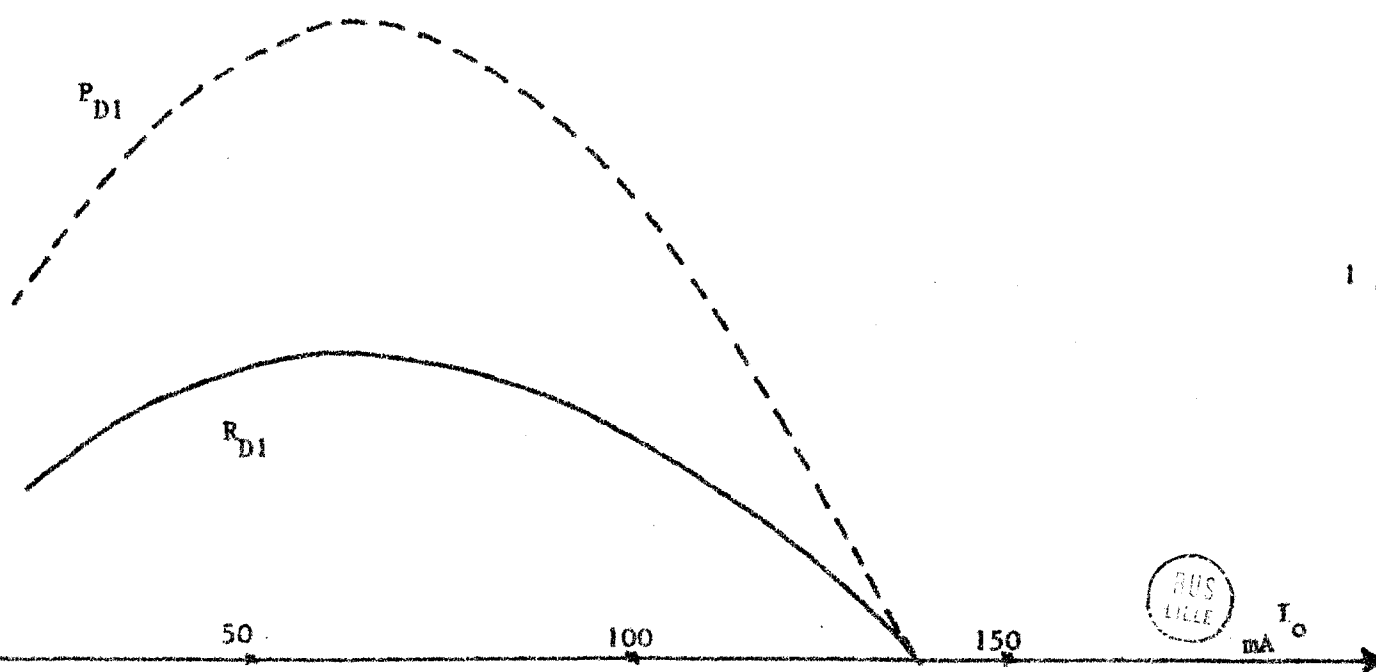
Figure II.14 : Variation de la puissance émise P_{D1} et de la résistance R_{D1} en fonction du courant de polarisation I_o

$f = 10 \text{ GHz}$

$\theta = 3,5 \text{ radians}$

0,1

2



$$E_1 = 10^5 \text{ V/cm}$$

$$f = 10 \text{ GHz}$$

$$\theta = 3,5 \text{ radians}$$

On voit que la diode, à fréquence fixe et pour une structure déterminée, n'émet de la puissance qu'à partir d'un courant de seuil et que, d'autre part, cette puissance passe par un maximum.

En résumé, on peut faire les remarques suivantes. A fréquence fixe et pour un champ sinusoïdal donné dans la zone d'émission, la puissance maximale que peut fournir une diode à effet tunnel et temps de transit s'obtient en optimisant la valeur de l'angle de transit θ , soit encore l'épaisseur $W - \delta$ de la zone de transit, et par un choix convenable basé sur la relation (II.27) du courant de polarisation I_0 .

Par ailleurs la résistance négative R_{D1} de la diode reste dans tous les cas précédents relativement faible et cet effet peut être gênant pour l'obtention d'oscillations hyperfréquences.

Il paraît intéressant d'étudier maintenant l'influence d'une composante harmonique 2 du champ électrique dans la zone d'émission de champ.

II.2.4.2. *Cas d'une oscillation périodique. Influence de l'harmonique 2*

Comme nous l'avons vu précédemment, il faut pour que le dispositif oscille, en présence d'une composante alternative du champ à l'harmonique 2 que la condition II.46 soit vérifiée au moins pour les deux premières composantes du champ. Il faut donc que les inégalités suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} K_{c1} (1 - \cos \theta_1) + \sin \phi_1 + \sin (\theta_1 - \phi_1) < 0 \\ K_{c2} (1 - \cos 2\theta_1) + \sin \phi_2 + \sin (2\theta_1 - \phi_2) < 0 \end{array} \right.$$

soient vérifiées

ϕ_2 en degrés

$I_0 = 200 \text{ mA}$

$S = (100\mu)^2$

$E_1 = E_2 = 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$

$\phi = 0,5 \text{ eV}$

$\phi = 0,75 \text{ eV}$

- 1 — $m^* = 0,1 m_0$
- 2 — $m^* = 0,3 m_0$
- 3 — $m^* = 1 m_0$

- 4 — $m^* = 0,1 m_0$
- 5 — $m^* = 0,3 m_0$
- 6 — $m^* = 1 m_0$

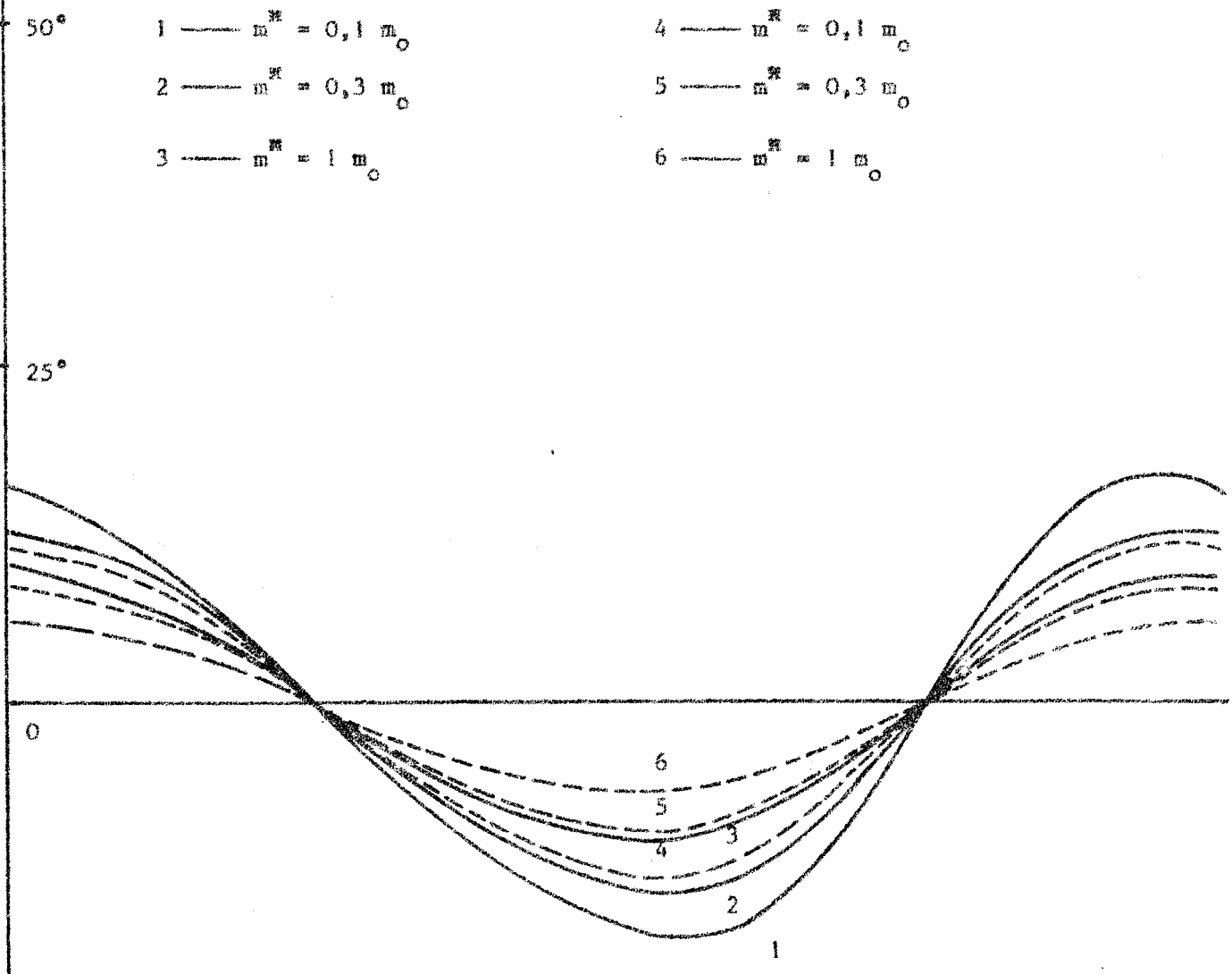


Figure II.15 : Variations de la phase ϕ_2 de la conductivité d'injection en fonction du déphasage ψ_2

$-\pi/2$

0

$\pi/2$



ψ_2

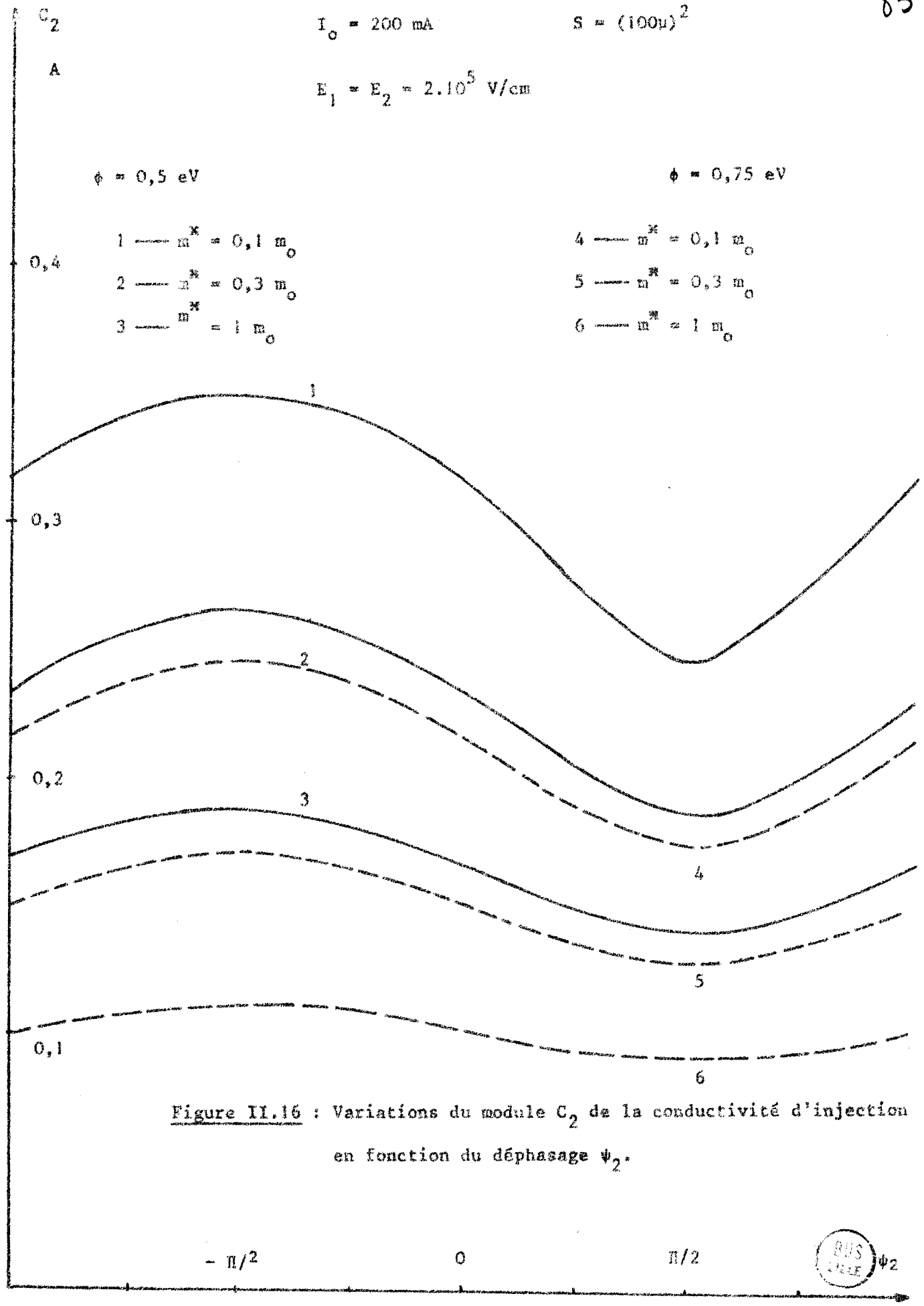


Figure II.16 : Variations du module C_2 de la conductivité d'injection en fonction du déphasage ψ_2 .



Dans ce but, il parait intéressant d'étudier l'évolution de la conductivité d'injection à la fréquence harmonique 2 caractérisée par son argument ϕ_2 et son module γ_2 .

Nous représentons (Figure II.15) les variations de la phase ϕ_2 de la conductivité en fonction du déphasage ψ_2 du champ E_{e2} pour différentes valeurs de ϕ et de m^* et pour les mêmes conditions de mesure nous donnons (Figure II.16) les variations du module C_2 de la conductivité en fonction de ψ_2 .

Rappelons que l'influence d'une composante du champ à l'harmonique 2 devient favorable (relation II.42) lorsque la phase ϕ_1 est négative c'est à dire pour des valeurs de ψ_2 comprises entre $\frac{\pi}{2}$ et $-\frac{\pi}{2}$ (Figure II.16) Nous donnons un exemple particulièrement caractéristique en représentant (Figure II. 9) les puissances émises P_{D1} à la fréquence fondamentale P_{D2} à l'harmonique 2 en fonction de ψ_2 . On constate que pour la diode étudiée de dimensions relativement faibles ($W = 3,2\mu$) on n'obtient un régime d'oscillations ($P_1, P_2 < 0$) à la fréquence 10 GHz ($\theta = 2,8$) qu'en présence d'un champ E_{e2} et par un réglage convenable du déphasage ψ_2 du champ E_{e2} ($+\frac{\pi}{2} < \psi_2 \leq \pi$).

Dans cet exemple, la puissance émise n'est évidemment pas maximale et il est intéressant de définir au préalable les dimensions de la structure afin d'obtenir une puissance utile optimale à une fréquence choisie. C'est cette étude que nous allons entreprendre maintenant.

II.2.5. Puissance utile optimale

Dans cette partie, nous nous intéressons à l'optimisation des structures en vue d'obtenir des puissances utiles maximales et nous évaluons ensuite le rendement théorique que notre dispositif est susceptible de fournir.

II.2.5.1. Optimalisation de la structure

La puissance émise par la diode placée dans un circuit hyperfréquence est différente de la puissance utile P_u . Il faut en effet tenir compte de la puissance dissipée par effet Joule dans les éléments parasites de la diode (R_S résistance série de la diode) et le circuit hyperfréquence (R_{HF} résistance hyperfréquence du circuit):

$$\frac{1}{2} (R_S + R_{HF}) i_{Dk}^2$$

$I_0 = 240 \text{ mA}$

$m^* = 0,1 m_0$

$\phi = 0,5 \text{ eV}$

$f = 10 \text{ GHz}$

$\theta = 2,8 \text{ radians}$

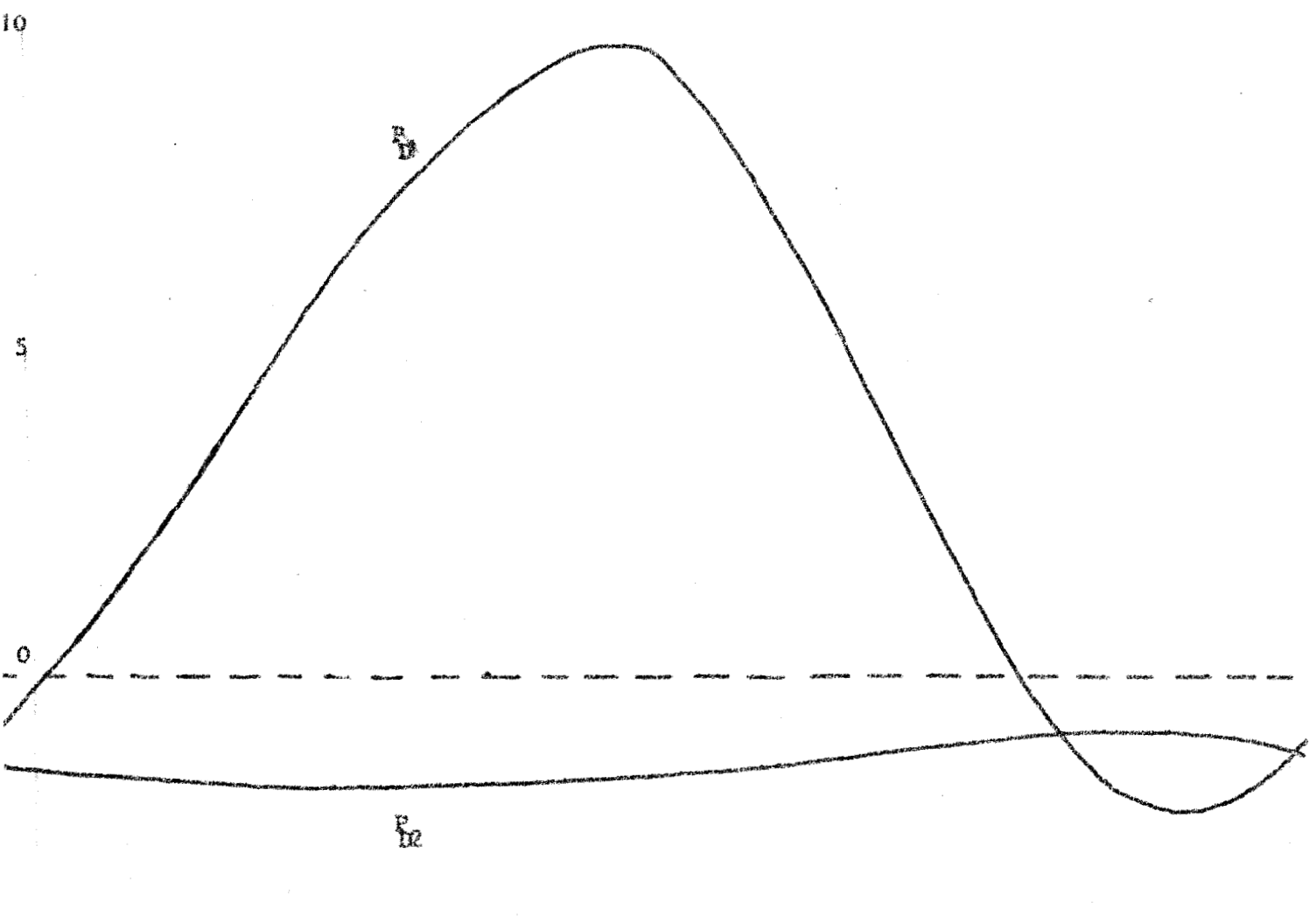


Figure II.18 : Variations des puissances P_{D1} et P_{D2} en fonction du déphasage ψ_2 du champ E_{e2}



On en déduit facilement l'expression de la puissance utile :

$$\begin{aligned}
 P_{uk} &= P_{Dk} \left(1 + \frac{R_S}{R_{Dk}} \right) \\
 &= \frac{C_1 E_1}{2} \left[\frac{v}{\omega} \left[k_c (1 - \cos\theta) + 2 \sin \frac{\theta}{2} \cos \left(\phi - \frac{\theta}{2} \right) \right] + \right. \\
 &\quad \left. \frac{C_1}{E_1} (R_S + R_{HF}) \left(1 + \frac{1}{K^2} + \frac{2 \sin \phi}{k} \right) \right] \quad (II.50)
 \end{aligned}$$

L'optimisation de la structure revient à déterminer l'angle de transit permettant d'obtenir une puissance maximale à une fréquence choisie.

On obtient cette valeur θ_0 en annulant la dérivée $\frac{\delta P_u}{\delta \theta}$

$$\text{D'où : } \quad \text{tg } \theta_0 = - \frac{\cos \phi_1}{k_c + \sin \phi_1} \quad (II.51)$$

Or, ϕ_1 et k_c dépendent d'un nombre considérable de paramètres et il a été nécessaire afin de simplifier cette étude de réduire au maximum le nombre de variables. Aussi nous nous limiterons à la fréquence 10 GHz et considérerons les deux cas suivants :

$$E_1 = E_2 = 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm} \quad \text{avec } R_S + R_{HF} = 0,4 \Omega$$

$$\text{et } E_1 = 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm} \quad E_2 = 0 \quad \text{avec } R_S + R_{HF} = 0,4 \Omega$$

Il nous sera possible ainsi d'analyser l'influence d'une composante du champ à l'harmonique deux. Nous présentons (Figure II.19) les variations de la puissance utile P_{u1} optimale en fonction du courant de polarisation. Cette puissance est obtenue en oscillation lorsque la puissance P_{u2} est négative.

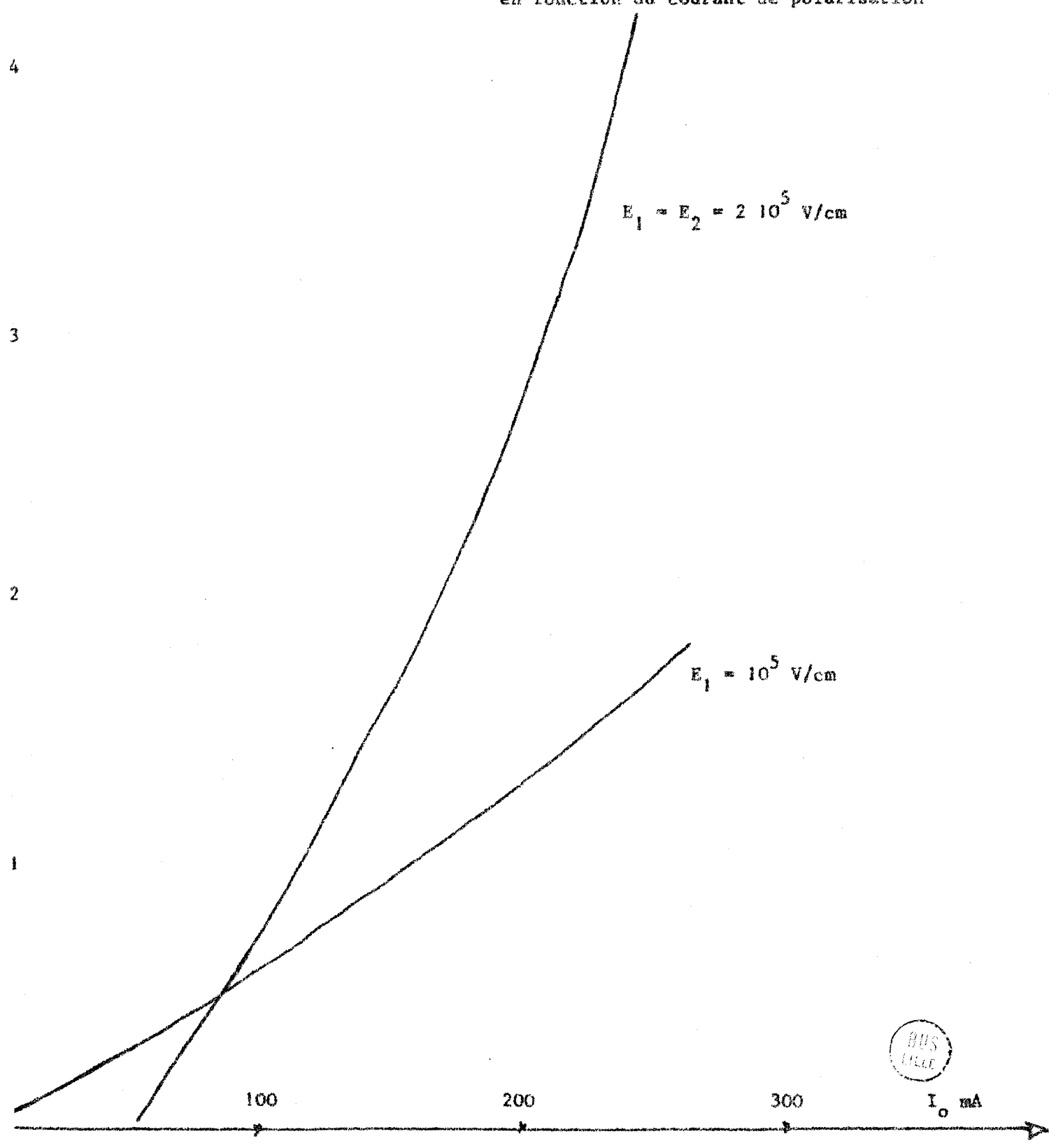
Dans ces conditions, la puissance utile à la fréquence fondamentale est maximale pour des angles de transit importants de l'ordre de 5 radians.

Par contre, si les résistances parasites sont très faibles ($< 0,4\Omega$), nous pourrions obtenir des puissances élevées pour un déphasage ψ_2 égal à π et un

P_{ul}
W

$$m^* = 0,1 m_0 \quad \phi = 0,5 \text{ eV}$$

Figure II.19 : Variations de la puissance utile optimale P_{ul} en fonction du courant de polarisation



angle de transit θ_1 de l'ordre de 3 radians. On remarque que ces conditions peuvent être favorables pour l'obtention d'un rendement maximal que nous allons étudier maintenant.

II.2.5.2. Rendement utile

Dans l'étude des propriétés hyperfréquences de la diode à effet tunnel et temps de transit, il est intéressant d'évaluer le rendement en oscillation du dispositif.

Nous pouvons déduire de la relation II.74 une expression du rendement théorique utile :

$$\eta_{uk} = \frac{P_{uk}}{I_o E_o W \left(1 + \frac{1}{2} \frac{W_e}{W} \cdot \frac{E(O)}{E_o} \right)} \quad (II.52)$$

Nous prendrons par la suite :

$$W_e = 0,1 \mu \quad \text{et} \quad E_o = 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$$

$$R_s = 0,4 \Omega$$

Sur la figure II.20, nous avons représenté l'évolution du rendement η_1 optimisé par rapport à θ , en fonction du courant de polarisation. On peut faire les remarques suivantes :

a) pour le régime sinusoïdal, on obtient pour $I_o = 100 \text{ mA}$ $\eta = 7\%$ et l'on remarque que le rendement diminue quand le courant augmente.

b) L'influence de l'harmonique 2 du champ électrique se traduit par une augmentation relativement importante du rendement et l'on a pour :

$$I_o = 100 \text{ mA} \quad E_1 = E_2 = 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm} \quad \eta = 13\%$$

Ces résultats nous montrent l'intérêt de l'accord du circuit extérieur sur la fréquence harmonique 2 en vue d'augmenter le rendement et la puissance en oscillation. Remarquons cependant que les accords à la fréquence

Figure II.20 : Evolution du rendement η optimal en fonction du courant de polarisation

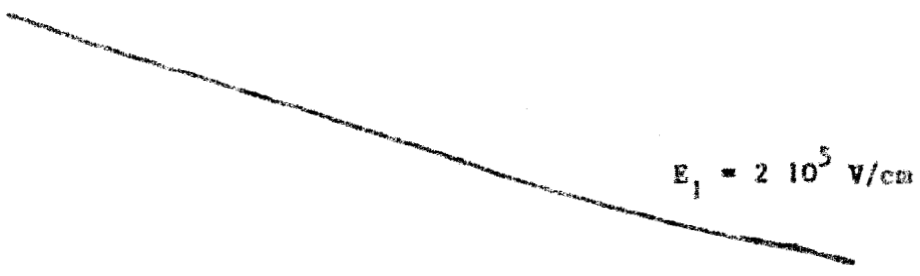
$m^* = 0,1 m_0$ $\phi = 0,5 \text{ eV}$

20

15

10

5



100

200

300



I_0

double seront difficilement réalisables en pratique étant donné que la résistance de charge R_{L2} reste souvent inférieure à 1Ω

$$R_{L2} = - R_{D2} - (R_S + R_{HF}) \quad (II.53)$$

Notons également que la puissance en oscillation augmente avec le champ alternatif. Pour un taux de modulation suffisamment élevé, des effets parasites liés à la modulation de largeur de la zone désertée peuvent se produire et les performances du dispositif sont notablement diminuées d'autant plus que la résistivité de la zone de transit est importante ($10 \Omega\text{cm}$ § III.2) Cependant ces effets ne se produisent que dans la mesure où le champ alternatif est comparable au champ continu dans la zone de transit. Le dispositif peut également présenter une résistance négative pour des fréquences nettement supérieures à celles envisagées jusqu'ici.

A la fréquence 100 GHz, nous avons alors une puissance émise égale à 180 mW et une zone de transit de longueur $0,75\mu$. Cependant la résistance négative correspondante est assez faible et le dispositif ne pourra osciller que si les éléments parasites sont minimisés.

11.3.3. Conclusion

Nous avons montré que l'injection de porteurs par effet tunnel du métal dans le semiconducteur peut conduire à l'existence d'une résistance négative en hyperfréquences. Cette possibilité peut être utilisée pour la réalisation d'amplificateurs ou oscillateurs microondes.

De plus, bien que la résistance négative, la puissance en oscillation et le rendement soient plus faibles relativement aux diodes A.T.T., la substitution à l'injection par avalanche, d'une injection par effet tunnel dans une barrière métal semiconducteur permet d'envisager une utilisation en tant qu'amplificateurs ou générateurs centimétriques et millimétriques à faible bruit.

CHAPITRE III

PREMIERE REALISATION ET CARACTERISATION D'UNE DIODE A EFFET TUNNEL ET TEMPS DE TRANSIT

INTRODUCTION

III.1. DEFINITION DE LA STRUCTURE OPTIMALE

III.1.1. Conditions imposées

III.1.2. Première détermination

III.1.3. Etude des propriétés et caractéristiques de la structure

III.2. TECHNIQUES D'ELABORATION DE LA DIODE

III.2.1. Obtention du profil de concentration

III.2.2. Contact métal semiconducteur

III.3. PREMIERS RESULTATS EXPERIMENTAUX

III.3.1. Etude des caractéristiques inverses.

III.3.1.1. Caractéristique courant-tension

III.3.1.2. Capacité en fonction de la tension

III.3.2. Mise en évidence de l'effet tunnel

III.3.2.1. Effet de la température

III.3.2.2. Etude du bruit

PREMIERE REALISATION ET CARACTERISATION
D'UNE DIODE A EFFET TUNNEL ET TEMPS DE TRANSIT

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'étudier théoriquement et expérimentalement les conditions de faisabilité d'une diode à effet tunnel et temps de transit.

A partir des conditions optimales de fonctionnement en hyperfréquences définies précédemment, on détermine sur ordinateur les profils de concentration en impuretés les plus favorables ainsi que les tolérances sur ces profils.

On décrit ensuite brièvement les techniques d'élaboration qui ont permis d'obtenir les échantillons.

Nous donnons enfin les premiers résultats expérimentaux sur les propriétés statiques, obtenus sur des échantillons non encapsulés et discutons ces résultats à partir des lois de variations théoriques.

III.1. DEFINITION PRECISE DE LA STRUCTURE OPTIMALE

III.1.1. Conditions imposées

La possibilité d'un fonctionnement correct du dispositif à effet tunnel et temps de transit impose les conditions suivantes :

- Le champ en surface $E(0)$ doit être de l'ordre de 10^6 V/cm. En effet, comme nous l'avons mis en évidence dans le premier chapitre, le passage par effet tunnel des porteurs à travers une barrière de potentiel nécessite des champs électriques en surface intenses (I.2.1.3.).

- L'épaisseur de la zone de champ intense doit être suffisamment mince. La substitution à l'effet d'avalanche de l'effet tunnel conduit à éliminer le phénomène d'ionisation par choc. Pour cela, il est nécessaire que la zone de champ élevé soit d'épaisseur faible de façon à ce que la condition d'avalanche

ne soit pas vérifiée. Cette limitation se traduit en première approximation par la condition suivante (I.2.1.4.)

$$W_e < 0,15\mu$$

W_e étant la largeur de la zone de champ élevé (fig.1)

- Enfin le champ électrique dans la zone de transit, doit être suffisamment faible pour éviter le phénomène d'avalanche, mais assez élevé ($> 5.10^4$ V/cm) pour que les porteurs se déplacent à vitesse constante. Le transit de ces porteurs doit, par ailleurs, s'effectuer dans une zone de longueur W fixée par la fréquence de fonctionnement et l'angle de transit optimal. Il faut donc que cette zone soit entièrement désertée, ce qui implique un dopage N^- relativement faible.

III.1.2. Première détermination de la structure

Nous donnons ci-dessous une représentation schématique du profil de concentration permettant d'obtenir un fonctionnement correct du dispositif à effet tunnel et temps de transit. Pour définir les différentes caractéristiques de ce profil d'impuretés, nous fixerons tout d'abord : le dopage (supposé constant) de la zone N^- , l'emplacement du substrat N^{++} et enfin la forme du profil de concentration de la zone N^+ .

1 - Pour la zone N^- , nous prenons un dopage égal à 5.10^{14} atomes/cm³ de façon à ce que le champ électrique E garde une valeur sensiblement constante sur toute l'épaisseur W de l'épitaxie. Nous avons choisi cette valeur car elle correspond aux faibles dopages que l'on peut réaliser en pratique. En fait, nous pourrions utiliser expérimentalement un dopage plus élevé, car lorsqu'un courant traverse la diode, la carte du champ se modifie et le champ se relève aux extrémités

2 - Nous fixons l'épaisseur W de façon à se placer dans les conditions optimales de fonctionnement en hyperfréquences définies précédemment. Nous prenons ici $W = 5\mu$ qui donne un rendement maximal à la fréquence 10 GHz en régime grand signal. Remarquons cependant que des valeurs différentes de W n'influent aucunement sur le phénomène d'émission de porteurs du métal dans le semi-conducteur, mais interviennent uniquement dans le temps de transit de ces porteurs.

3 - Par contre, la définition du profil de concentration de la zone N^+ est essentielle au bon fonctionnement de la diode à effet tunnel et temps de transit et notre étude portera surtout sur la détermination de l'épaisseur de cette zone à dopage élevé.

A - Nous allons tout d'abord faire une détermination approchée de cette épaisseur et estimer les tolérances sur le profil de concentration en considérant le cas idéal d'un dopage constant N_D sur une épaisseur W_e (Fig. III.1)

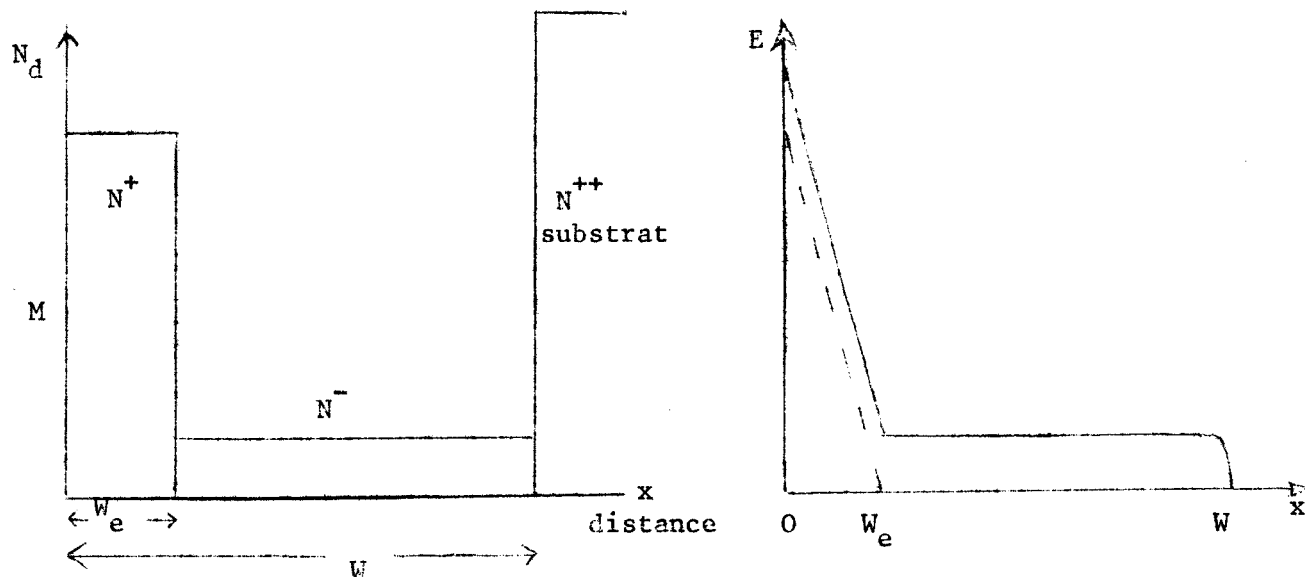


Figure III.1

Les conditions d'un fonctionnement correct du dispositif nous imposent :

1) Une épaisseur d de la barrière au niveau de Fermi assez mince pour permettre l'effet tunnel au travers de la barrière de potentiel (I.28).

2) Un champ E (W_e) dans la zone de transit dont la valeur soit comprise entre 0 et $2 \cdot 10^5$ V/cm.

- Nous donnons alors, sur la figure III.2, en fonction de l'épaisseur W_e de la zone N^+ , la concentration N_d du semiconducteur nécessaire pour obtenir
- d'une part, une épaisseur d donnée
 - d'autre part, a) soit un champ nul en W_e (trait continu). (Dans ce cas, la zone N^- n'est pas désertée)
 - b) soit un champ égal à 2.10^5 V/cm en W_e (trait pointillé) (la zone N^- est alors désertée et le champ est assez faible pour que la condition d'avalanche ne soit pas vérifiée)

On voit donc, que pour une concentration en impuretés donnée, l'épaisseur W_e ne peut varier que faiblement si l'on veut obtenir les conditions de fonctionnement envisagées, c'est à dire les cas intermédiaires entre a) et b). Ainsi par exemple, pour un dopage $N_d = 10^{18}$ atomes/cm³, on constate que W_e ne peut varier qu'entre $0,15\mu$ et $0,16\mu$ (si l'on prend $d = 40\text{\AA}$). Les tolérances sont donc très faibles et le choix de l'épaisseur de la zone N^+ est extrêmement critique. Il paraît intéressant d'étudier maintenant le cas d'un profil de concentration réel.

B - Nous envisageons ici deux formes différentes du profil de la zone N^+ ce qui nous permettra de déterminer le profil le mieux adapté à la réalisation expérimentale du dispositif (Fig. III.3)

Profil A : la concentration en atomes donneurs varie de 10^{20} à 5.10^{14} atomes/cm³ en $0,4\mu$ *

Profil B : la concentration varie de 10^{20} à 5.10^{14} atomes/cm³ en $0,8\mu$ *

Le problème est de calculer, à partir des profils A et B, l'épaisseur x_j correspondant à la zone de dopage élevé (épaisseur séparant le plan de la barrière du plan P_0 (Fig III.3) qui permet d'obtenir un fonctionnement correct du dispositif à effet tunnel et temps de transit. Ayant déterminé x_j , il sera alors possible par une technique de masquage de réduire l'épaisseur de la zone N^+ jusqu'à obtenir l'épaisseur x_j convenable.

Nous avons résolu ce problème en opérant sur ordinateur et nous donnons ci-après l'organigramme du calcul.

* Nous admettons ici une loi de variation classique de la forme $N_s \cdot \text{erfc} A \cdot x$

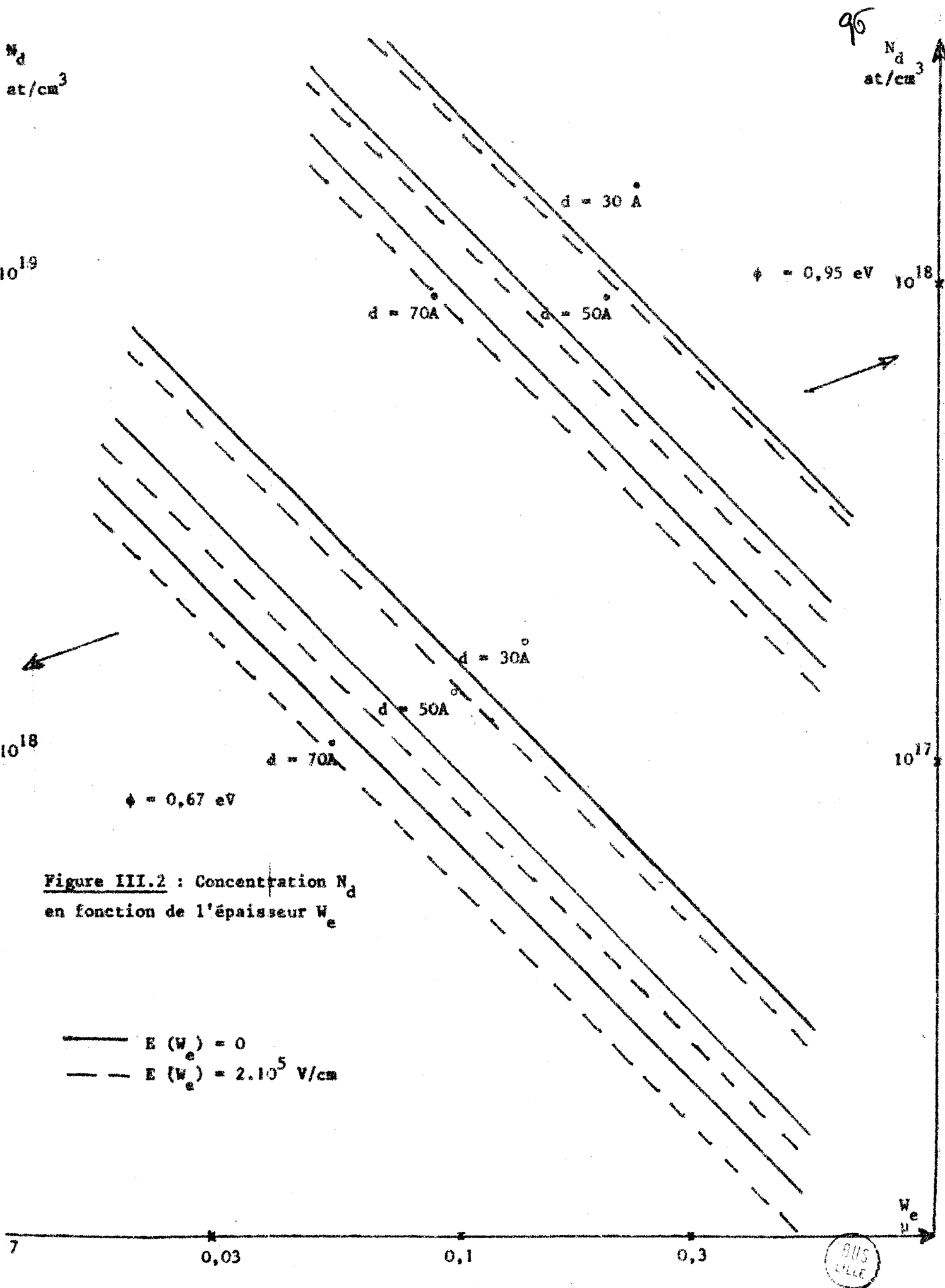
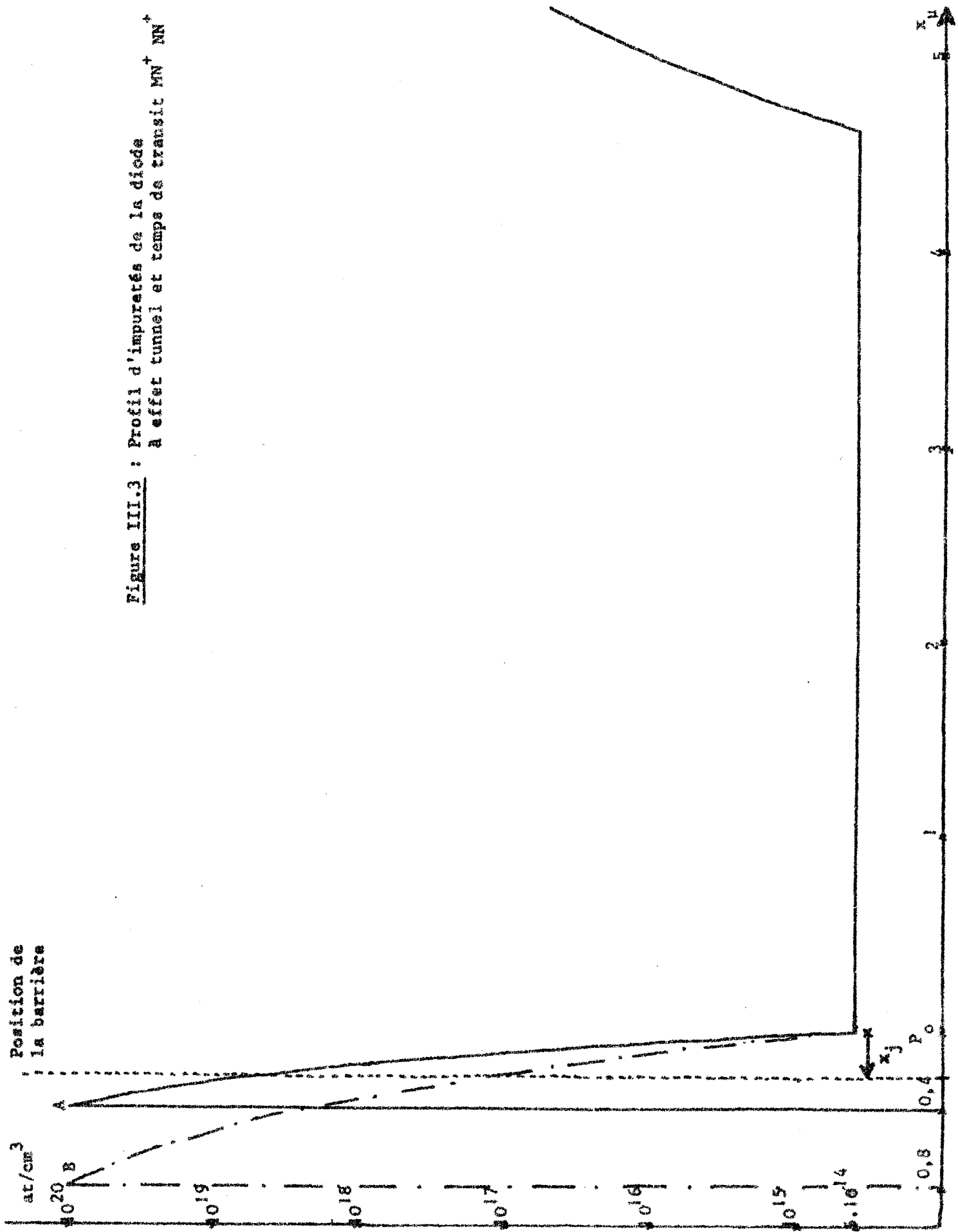


Figure III.2 : Concentration N_d en fonction de l'épaisseur W_e

Figure III.3 : Profil d'impuretés de la diode à effet tunnel et temps de transit $MN^+ NN^+$

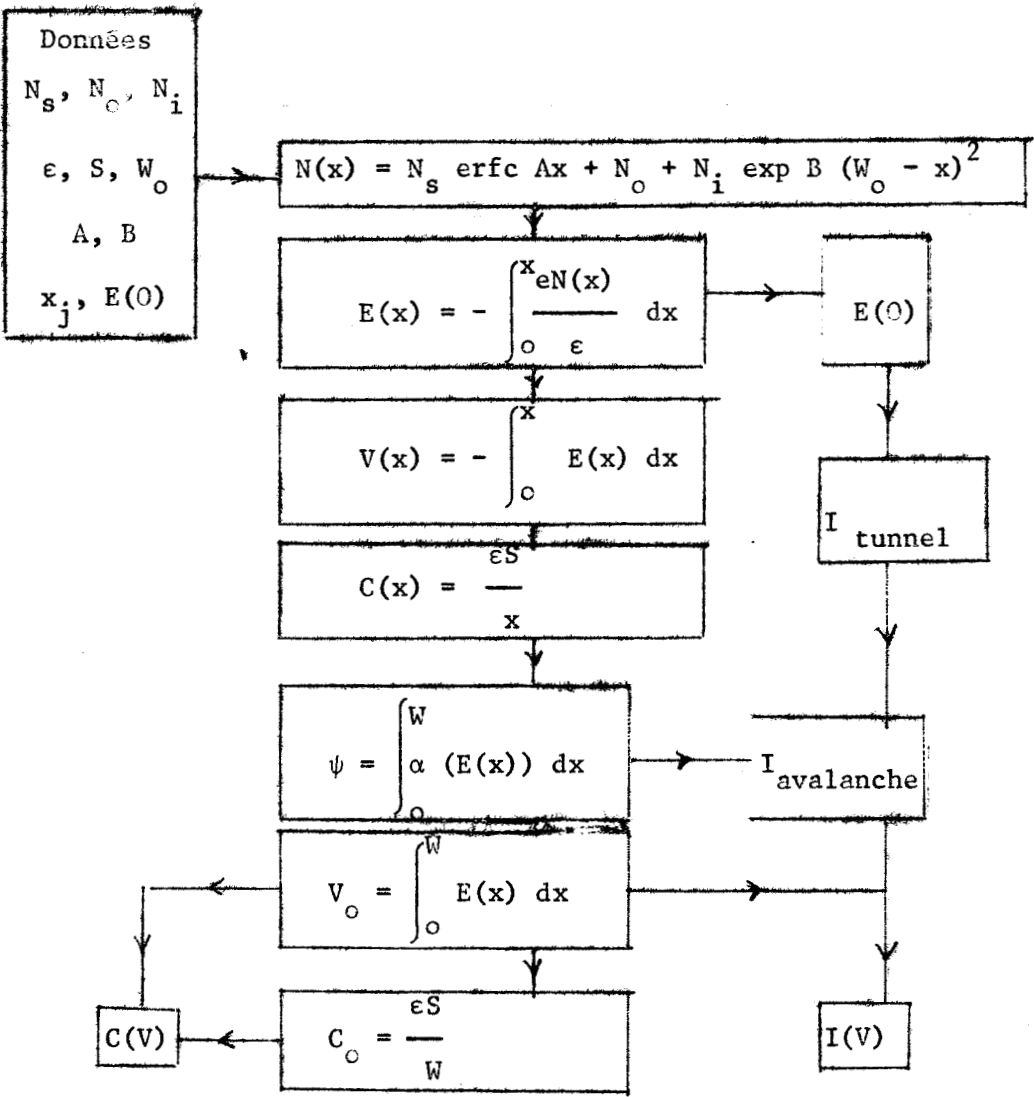


Position de la barrière

at/cm³

x

BUS LILLE



Calcul numérique de la distribution du champ électrique et de la tension aux bornes de la diode.

A partir des données de départ en particulier du champ d'émission $E(0)$, et du profil de dopage de la diode correspondant à une valeur précise de x_j , on en déduit tout d'abord : la carte du champ dans le semiconducteur la tension et la capacité de la diode ainsi que, par application de la relation Fowler Nordheim (I.14) le courant tunnel injecté dans la zone de transit, et enfin le courant d'avalanche dans la diode.

Le régime de fonctionnement qui nous intéresse ici, est celui correspondant aux deux conditions

- a) le courant tunnel beaucoup plus élevé que le courant d'avalanche
- b) la région faiblement dopée totalement désertée

Dans le cas où ces conditions sont vérifiées nous représentons sur la figure III.4, la carte du champ dans le semiconducteur. On a ici $x_j = 0,23\mu$ et $E(0) = 3.10^6$ V/cm.

En pratique, on remarque que x_j a un effet considérable. Ainsi par exemple, si l'on s'impose la valeur du champ dans la zone de transit (10^5 V/cm) on constate :

- dans le cas A, que le champ d'émission $E(0)$ varie de 10^6 à 4.10^6 V/cm si x_j varie entre $0,16$ et $0,25\mu$.
- dans le cas B, que le champ $E(0)$ varie de 10^6 à 4.10^6 V/cm si x_j varie entre $0,3$ et $0,5\mu$

Dans ces conditions, on peut donc penser que les caractéristiques courant tension vont dépendre sensiblement de la valeur prise par x_j .

III.1.3. *Etude des propriétés et caractéristiques de la structure*

Ayant déterminé l'épaisseur x_j qui permet d'une part, d'avoir un champ suffisant pour produire un courant tunnel notable, d'autre part de désertier l'épaisseur W , il nous est maintenant possible de déduire à partir du programme de calcul précédent, les propriétés électriques de la structure et nous nous proposons ici d'en décrire les principales caractéristiques.



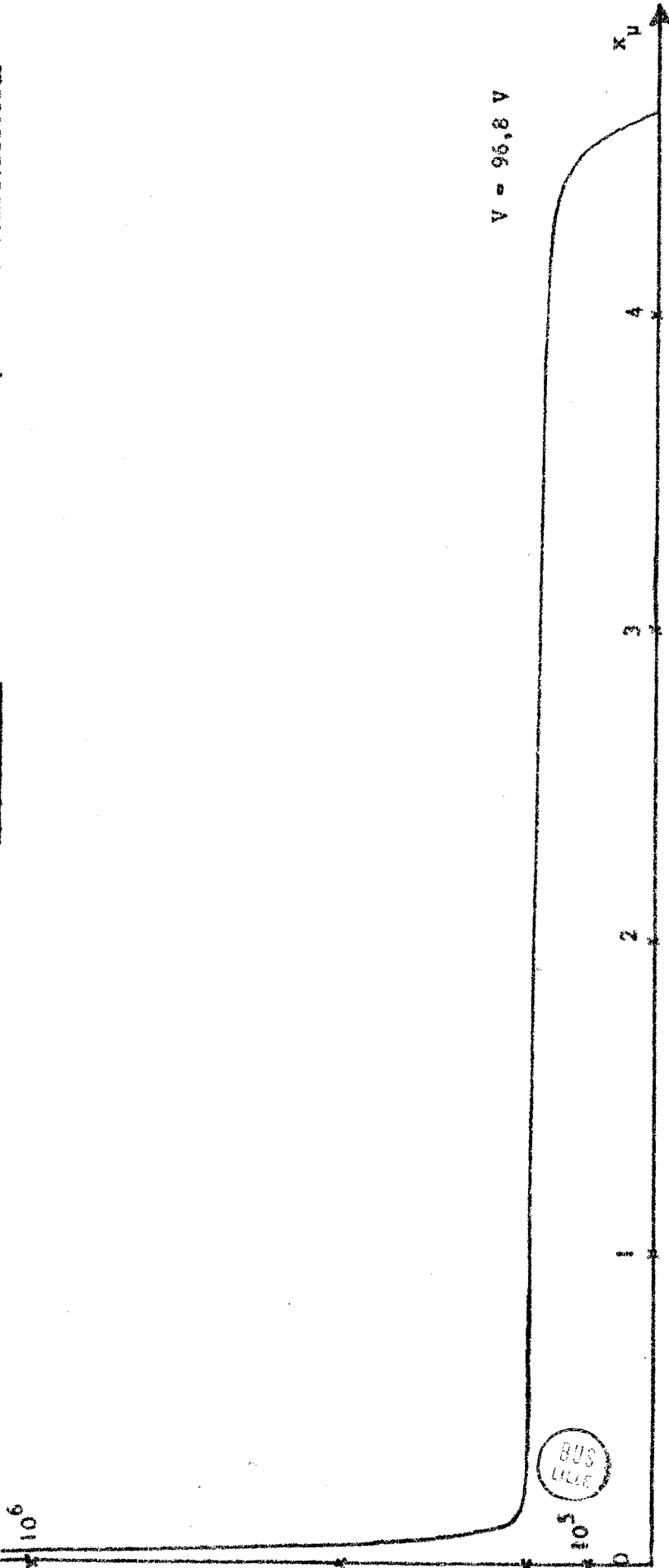
E(0)

$E(0) = 2,8 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$
 $I_0 = 130 \text{ mA}$ $S = 10^{-4} \text{ cm}^2$
 $\phi = 0,3 \text{ mo}$ $\phi = 0,8 \text{ eV}$

Profil A

$x_j = 0,23 \mu$

Figure III.4 : Distribution du champ dans le semiconducteur



Pour ces calculs nous prendrons :

$$m^* = 0,3 m_0$$

$$\phi = 0,8 \text{ eV}$$

$$x_j = 0,23 \mu$$

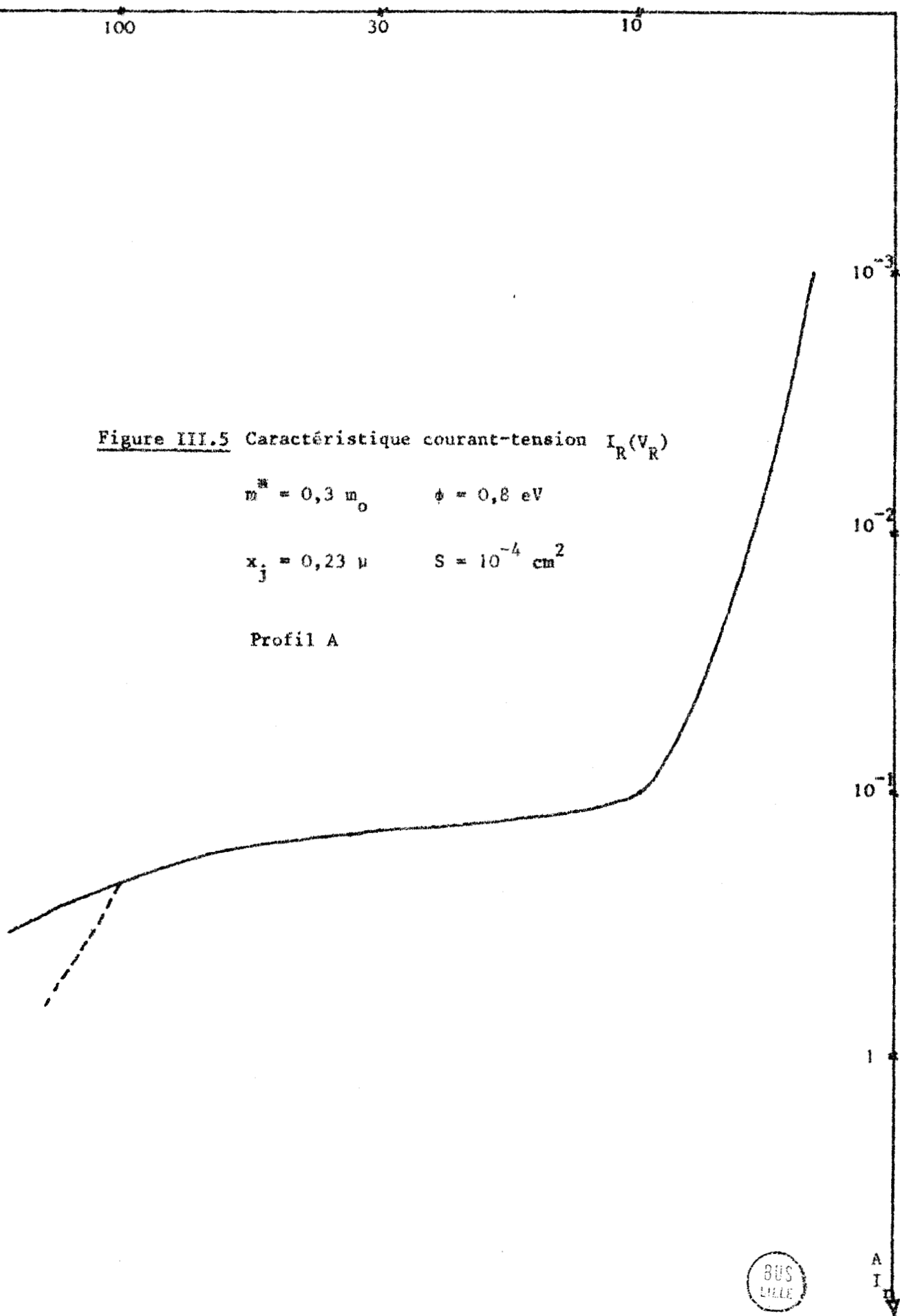
Nous représentons en fonction de la tension V_R sur la figure III.5 les variations du courant inverse I_R et sur la figure III.6, nous donnons l'évolution de la capacité.

On constate que pour les faibles champs en surface $E(0)$, le courant tunnel est faible et la zone désertée reste inférieure à $0,1 \mu$ la capacité est alors très élevée (supérieure à 10 pf).

Le champ continuant de croître, on déserte progressivement la zone W_e en entier. Puis, la zone de faible dopage se déserte rapidement et l'on constate alors pour une faible augmentation de $E(0)$, donc du courant de polarisation, une variation beaucoup plus grande de la tension et l'on observe un "palier" dans la caractéristique $I_R = f(V_R)$. Par ailleurs, la capacité décroît rapidement lorsque la zone de transit se déserte, puis elle conserve une valeur pratiquement constante $C_0 = \frac{\epsilon S}{W}$. C'est cette région qui nous intéresse pour les applications hyperfréquences de la diode à effet tunnel et temps de transit que nous envisageons ici.

Enfin, le champ continuant de croître, la condition d'avalanche est alors vérifiée. Le courant d'avalanche devient alors supérieur au courant tunnel et on observe une augmentation rapide du courant à tension constante. (La résistance de charge d'espace R_c est ici de 100Ω). Par ailleurs, la capacité est alors masquée par l'effet selfique lié au phénomène d'ionisation par choc.

Il paraît intéressant d'étudier maintenant l'influence d'une faible variation de l'épaisseur x_j sur la caractéristique inverse courant tension, dans le cas des profils A et B. Nous donnons (Fig III.7 a et b) les caractéristiques pour différentes valeurs de x_j . On remarque qu'une faible variation de x_j produit une variation considérable de $I(V)$. Par ailleurs, dans le cas du profil A on voit que le phénomène d'avalanche est plus facilement évité. Cependant la détermination de x_j est dans ce cas plus critique.



Cpf

$m^* = 0,3 m_0$ $\phi = 0,8 \text{ eV}$

$S = 10^{-4} \text{ cm}^2$

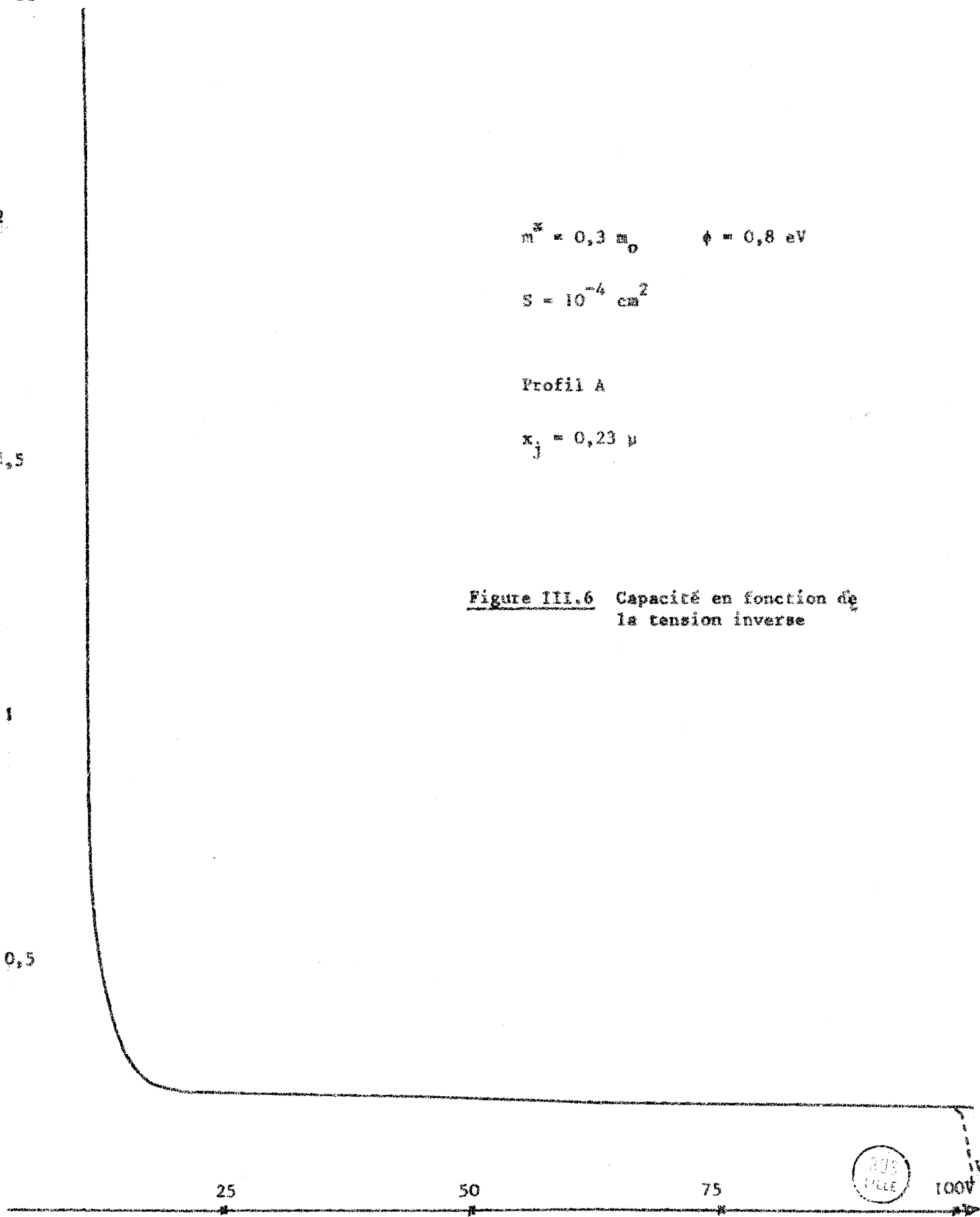
Profil A

$x_j = 0,23 \mu$

0,5

0,5

Figure III.6 Capacité en fonction de la tension inverse

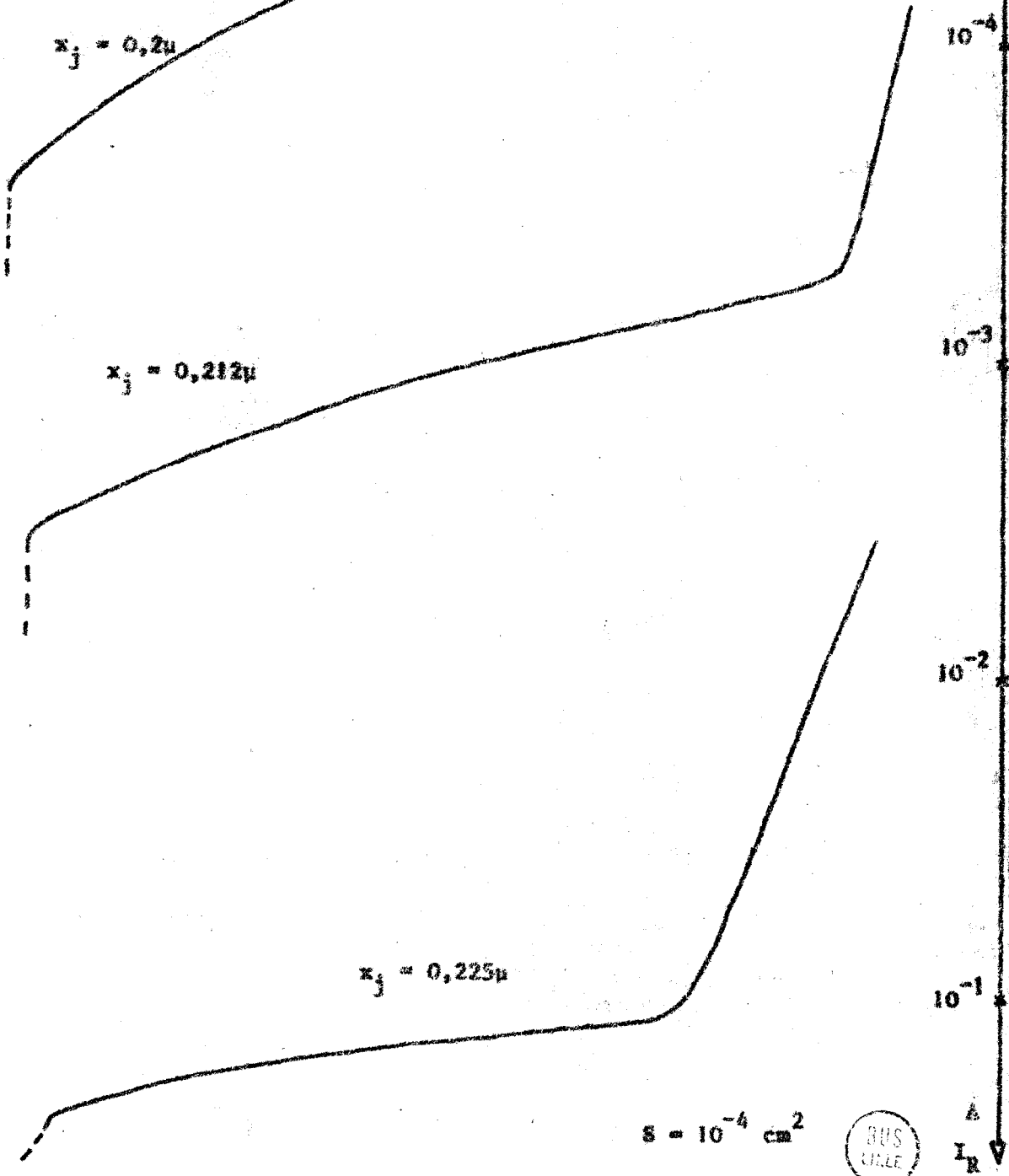


BUS
VILLE

100V

Figure 7.1.7 a : Caractéristiques inverses pour différentes valeurs de x_j

Profil A



$S = 10^{-4} \text{ cm}^2$



I_R

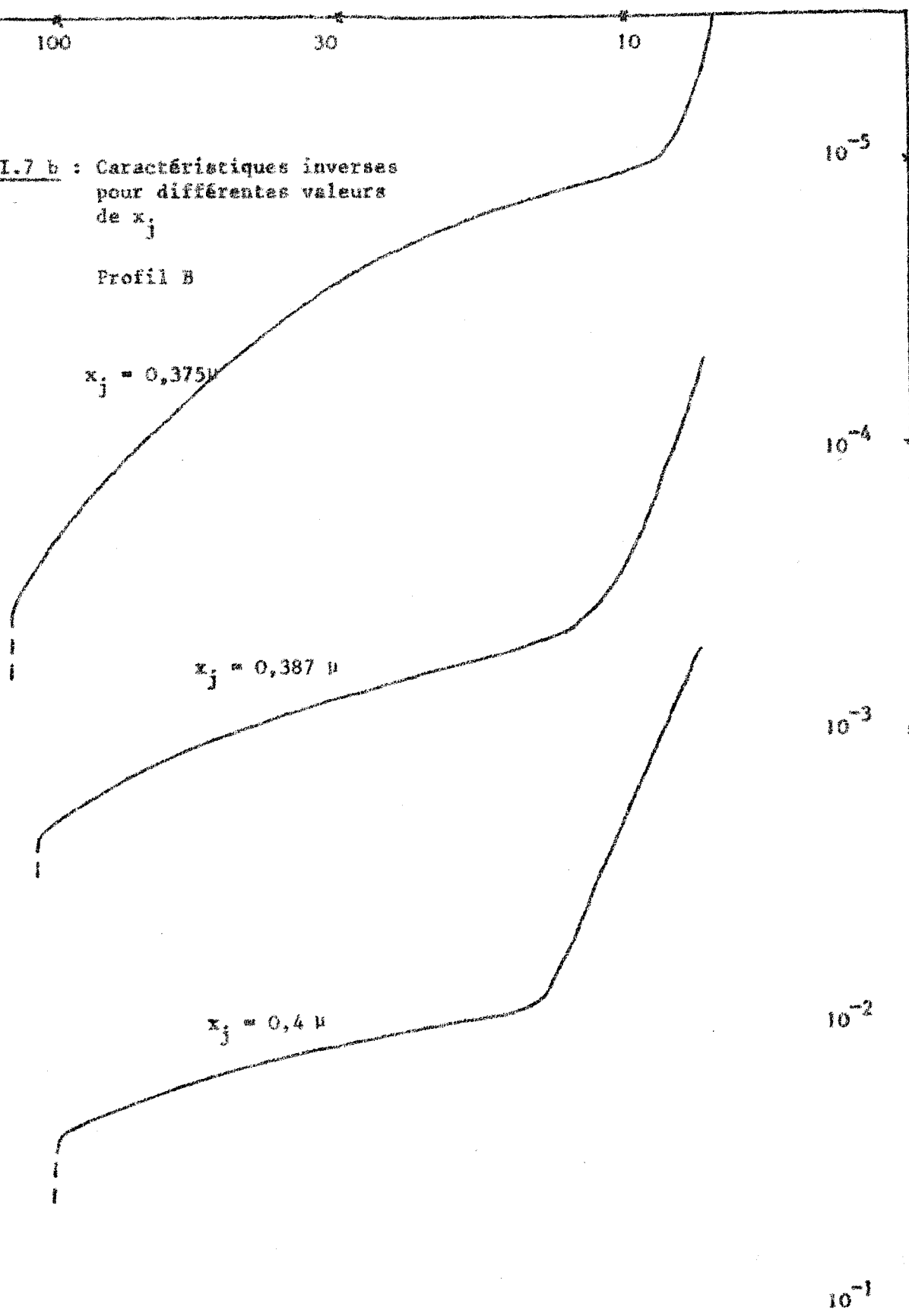
Figure III.7 b : Caractéristiques inverses pour différentes valeurs de x_j

Profil B

$x_j = 0,375 \mu$

$x_j = 0,387 \mu$

$x_j = 0,4 \mu$



$S = 10^{-4} \text{ cm}^2$

A
I
R

Nous allons envisager maintenant les différentes techniques d'élaboration permettant de réaliser en pratique la distribution en impuretés que nous venons de définir.

III.2. TECHNIQUES D'ELABORATION DE LA JONCTION

III.2.1. Obtention du profil de concentration

Pour la réalisation du profil de concentration du semiconducteur, nous pouvons considérer trois techniques.

- L'implantation ionique qui permet d'obtenir un profil de concentration fortement variable et qui semble la technique la mieux adaptée à notre étude. Actuellement, cette nouvelle méthode de dopage d'un semiconducteur fait l'objet de nombreuses recherches (21, 22)

- La diffusion peu profonde dans la couche épitaxiale. C'est cette technique qui a été utilisée dans nos premiers résultats expérimentaux (23)

- Enfin, la double épitaxie $N^+N^-N^{++}$ avec des températures de croissance relativement faibles.

Dans tous les cas, nous pouvons ensuite obtenir l'épaisseur x_j (ou la concentration en surface) désirée avec une bonne précision, par une technique de masquage partiel qui permet d'obtenir un pas de $0,02\mu$.

La couche épitaxiale N^- est obtenue par croissance en utilisant une "technique de température réduite".

III.2.2. Contact métal semiconducteur

Le métal utilisé pour l'élaboration de la barrière est du PtSi (ou du Pt). Il permet d'obtenir une hauteur de barrière plus élevée et par la même, de limiter le courant de saturation. La technique employée est une pulvérisation cathodique.

D'autres métaux peuvent être utilisés dont la technologie est mieux maîtrisée. Par exemple, l'Au par évaporation sous vide.

Les autres opérations technologiques sont les mêmes que celles utilisées pour les diodes à avalanche actuelles (découpe, montage inversé, encapsulation).

III.3. PREMIERS RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous envisageons maintenant les méthodes de caractérisation des diodes à effet tunnel et temps de transit et interprétons les premiers résultats expérimentaux. Etant données les difficultés d'élaboration, nous n'avons pu obtenir que des échantillons non encapsulés et il ne nous a pas été possible d'effectuer sur ces échantillons toutes les mesures de caractérisation.

III.3.1. Etude des caractéristiques inverses

III.3.1.1. Caractéristiques courant tension

Remarquons tout d'abord que le tracé des caractéristiques "courant tension" en polarisation inverse permet de mettre en évidence facilement les effets liés à la présence d'une zone N^- de faible dopage. L'étude théorique a montré, en effet, qu'au moment où la zone désertée commence à s'étendre dans cette partie de faible dopage, il se produisait alors un palier dans la courbe $I(V)$.

Nous donnons (Fig III.3) les caractéristiques inverses $I_R = f(V_R)$ obtenues sur un nombre assez important d'échantillons non encapsulés. On peut constater l'existence de ce "palier" qui varie de façon assez notable d'un échantillon à l'autre et se situe entre 0,5 et 10 mA. Cette diversité peut s'expliquer par l'imprécision sur la détermination de x_j .

En outre, pour les faibles courants, la caractéristique expérimentale est assez éloignée de la courbe théorique (Fig. 5). On peut penser que ceci peut être lié à l'existence d'un courant de saturation et d'un courant de fuite (I_R est proportionnel à V_R).

Notons également que la caractéristique inverse peut permettre de mieux connaître le phénomène d'émission par effet tunnel. En effet, une étude détaillée de la caractéristique peut conduire, sous certaines conditions à la détermination de la "masse effective" m^* par comparaison à la courbe théorique. De plus, cette valeur de la masse effective m^* pourra être comparée à

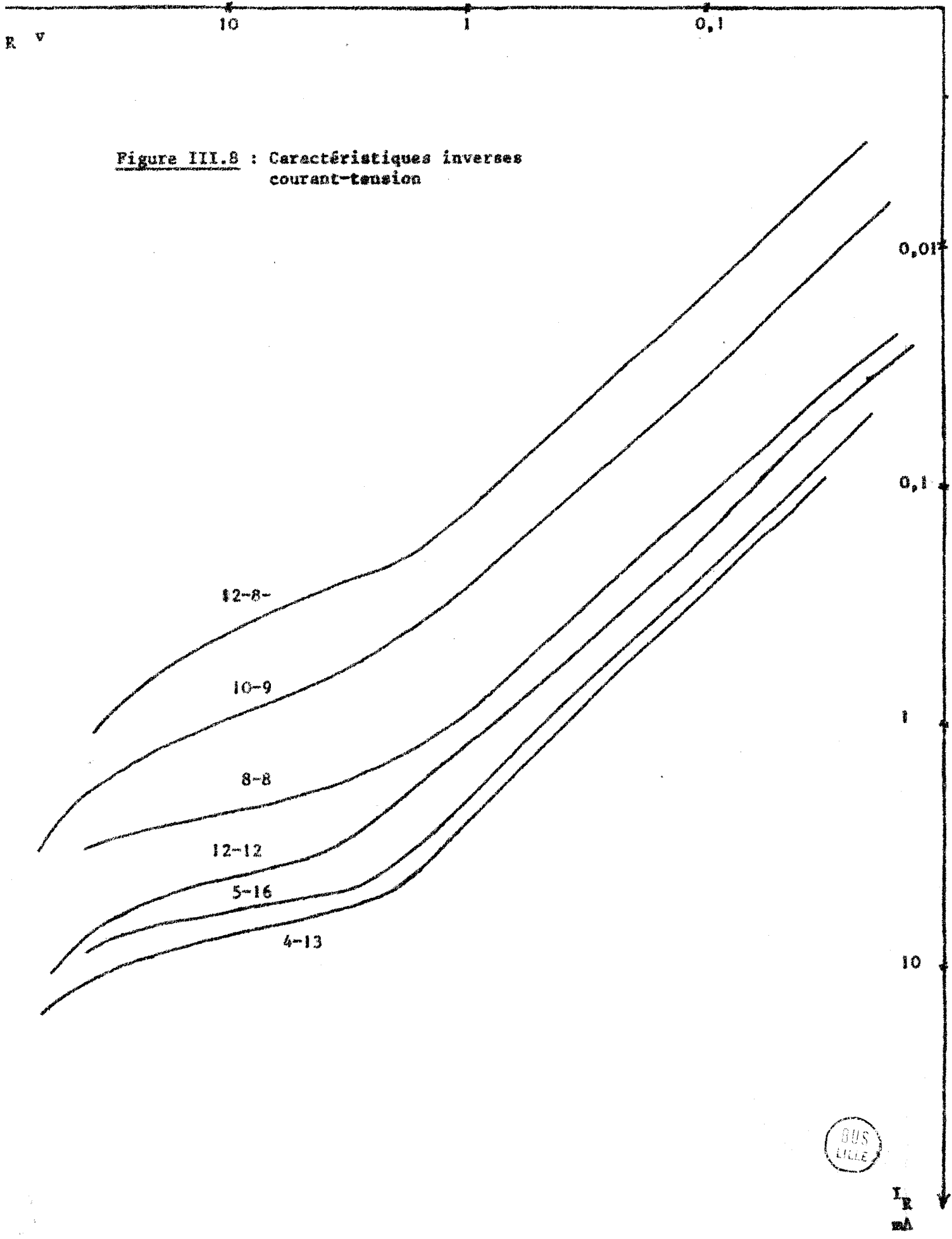


Figure III.8 : Caractéristiques inverses courant-tension



I
R
mA

celle déduite de la caractéristique directe $I_D = f(V_D)$ en utilisant la relation de Padovani

III.3.1.2. Capacité en fonction de la tension

La mesure de la capacité en fonction de la tension inverse est effectuée à l'aide d'un pont automatique à 1 MHz de haute précision. La capacité est obtenue par équilibrage du pont en faisant varier la tension V aux bornes de la diode. La capacité de référence est une capacité cylindrique qui varie régulièrement à l'aide d'un moteur et à chaque tour $\Delta c = 0,025$ pf, on enregistre alors la mesure de la tension V . On peut ainsi mesurer, grâce à des capacités additionnelles, des capacités de 0,1 à 10 pf avec une précision de 1%.

A partir des points C et V et si la surface de la diode est connue, nous pouvons alors calculer le profil de concentration $N(x)$ par la relation

$$N(x) = \frac{1}{\epsilon\epsilon} \cdot \frac{C^3}{S^2} \cdot \frac{dV}{dC} \quad (\text{III.1})$$

obtenue en dérivant la loi de variation $C = f(V)$ pour une jonction abrupte. Nous avons représenté (Fig III.9) la capacité d'une diode à effet tunnel et temps de transit et la courbe obtenue vérifie de façon assez satisfaisante la courbe théorique III.6. En effet, pour les faibles tensions on a une capacité très grande, la zone désertée restant faible. Pour les tensions plus élevées, l'épaisseur W de la zone de transit se déserte et la capacité tend vers une valeur C_0 correspondant à la zone de transit entièrement désertée.

De la caractéristique $C = f(V_R)$, nous pouvons en déduire le profil de concentration réel (Fig. III.10) en supposant connue la surface de la diode. Une étude théorique nous permettrait alors à partir de cette distribution en impuretés de calculer le profil de champ et d'en déduire $C(V)$ et également $I(V)$. Nous n'avons pas fait cette étude ici, étant donné le manque de précision sur la détermination de la surface de la jonction et l'erreur très appréciable qui en résulte pour le courant traversant la diode.

C.F.
P.F.

Figure III.9 : Capacité en fonction de
la tension inverse
diode 12-8

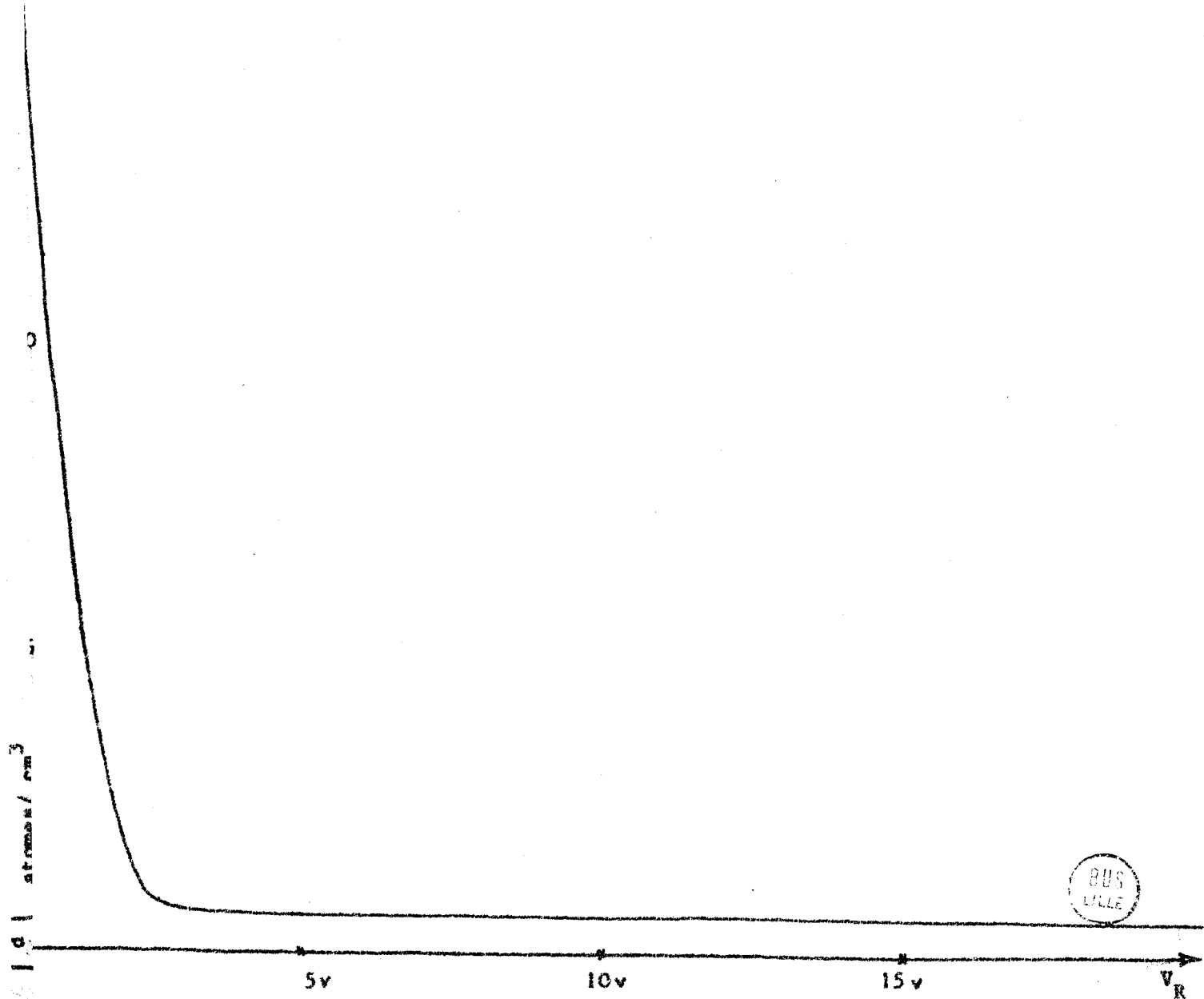
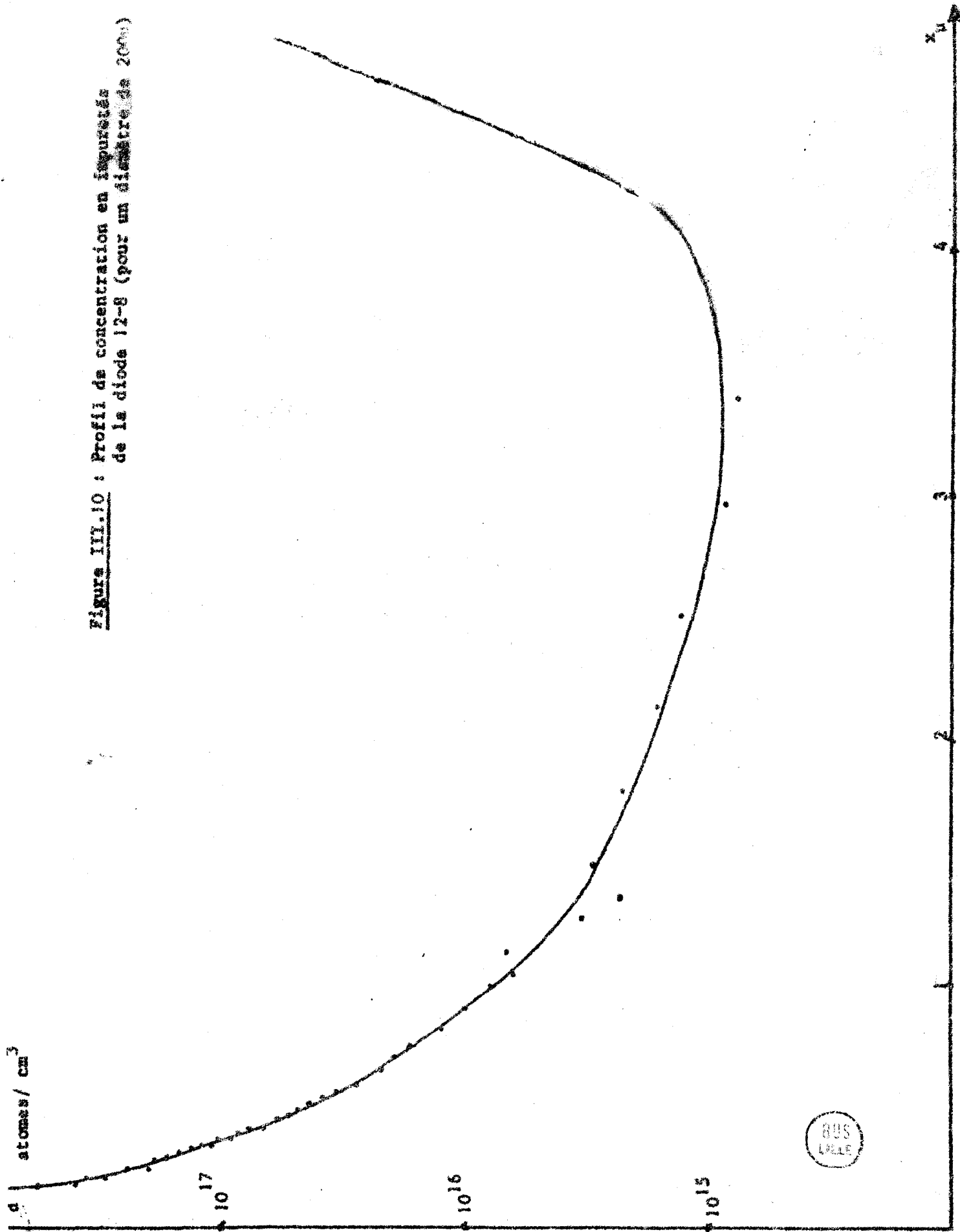


Figure III.10 : Profil de concentration en impuretés de la diode 12-8 (pour un diamètre de 200 μ)



III.3.2. Mise en évidence de l'effet tunnel

Il nous a paru intéressant de vérifier expérimentalement, à partir de ces échantillons, qu'il était possible d'injecter effectivement par effet tunnel, des porteurs à travers une barrière métal-semiconducteur. Pour mettre en évidence cet effet et le distinguer par exemple d'un mécanisme d'ionisation par choc, nous avons étudié, d'une part l'influence de la température sur la caractéristique $I_R(V_R)$, d'autre part le bruit présenté par le dispositif.

III.3.2.1. Effet de la température

L'influence de la température peut être un des phénomènes les plus importants qui permettent ici de mettre en évidence l'effet tunnel. En effet, le courant tunnel varie relativement peu en fonction de T . De plus, à tension constante, le courant tunnel croît lorsque la température croît et on a le phénomène inverse pour l'effet d'avalanche.

En conséquence, nous avons effectué une étude en fonction de la température sur nos échantillons non encapsulés. Nous observons (Fig III.11) dans la région du "palier" de la caractéristique inverse, qu'à tension constante, I_R augmente lorsque T augmente. Remarquons que cette évolution a lieu jusqu'à un courant de polarisation de 5 mA, et on peut donc penser qu'il s'agit bien d'un courant tunnel.

III.3.2.2. Etude du bruit

La mesure du bruit basses fréquences peut être faite par une méthode classique de comparaison au bruit engendré par un générateur étalon. Elle permet de distinguer l'effet tunnel et l'effet d'avalanche. Dans le cas de l'effet tunnel, le bruit est proportionnel au courant de polarisation I_0 . Par contre, les études théoriques montrent que le bruit d'avalanche décroît en $1/I_0$ (au moins lorsque l'avalanche est uniforme).

Les premiers résultats que nous avons obtenus nous donnent effectivement un bruit augmentant avec le courant de polarisation I_0 . Ce bruit est relativement élevé et peut avoir pour origine le mauvais contact par pointe.

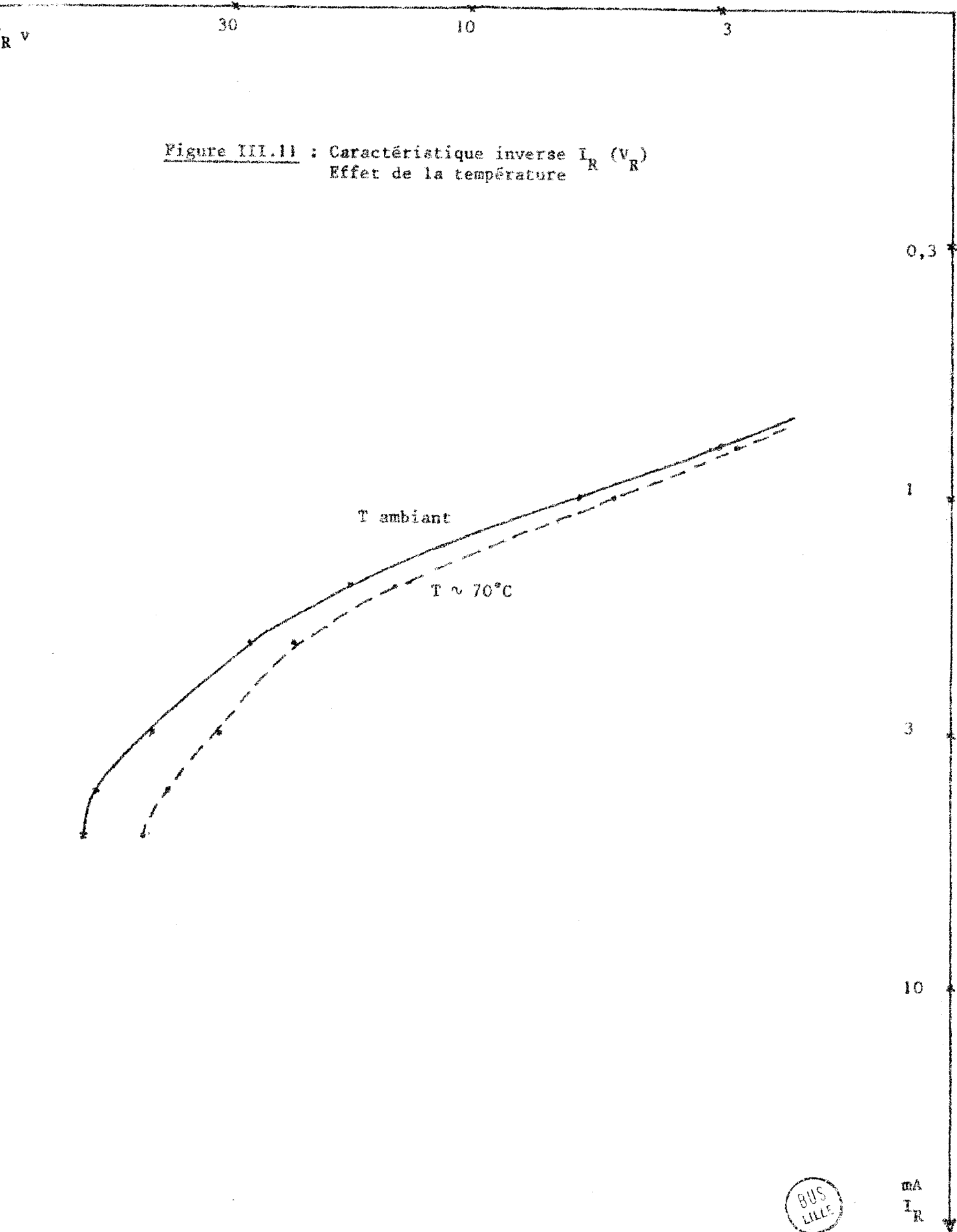


Figure III.11 : Caractéristique inverse $I_R (V_R)$
Effet de la température



mA
 I_R

Des études plus complètes sont nécessaires pour mettre en évidence de façon certaine, la présence de l'effet tunnel. Cependant les premiers essais de réalisation du nouveau dispositif à effet tunnel et temps de transit s'avèrent assez encourageants. Nous avons en particulier vu qu'il était possible de réaliser une distribution en impuretés semblable au profil théorique que nous avons défini précédemment.

CONCLUSION ET PERSPECTIVE D'AVENIR

Au cours du travail présenté ici, nous avons étudié la possibilité d'utiliser dans le domaine des hyperfréquences, des barrières métal semiconducteur fonctionnant dans un régime à effet tunnel et temps de transit.

Nous avons établi tout d'abord l'expression de la loi d'émission des porteurs que nous avons utilisée dans toute cette étude. Cette loi, semblable à la relation de Fowler Nordheim fait intervenir certains paramètres auxquels on ne peut accéder que par l'expérience. C'est le cas, en particulier, de la masse effective m^* .

A partir de la connaissance de la loi d'injection, nous nous sommes intéressés essentiellement aux propriétés hyperfréquences du dispositif.

L'étude théorique de la conductivité d'injection et de l'impédance totale présentées par la diode nous a permis de montrer la possibilité des diodes à effet tunnel et temps de transit, de présenter une résistance négative. Cette résistance demeure néanmoins assez faible par rapport à celle des diodes ATT.

Elle permet cependant d'envisager une utilisation en tant qu'amplificateur hyperfréquence de gain et de largeur de bande comparables à ceux d'une diode à avalanche et de performances de bruit légèrement supérieures.

L'utilisation en tant que générateur hyperfréquence du dispositif que nous avons envisagé ici, est également possible. Les performances théoriques obtenues restent néanmoins inférieures à celles de la diode ATT tant pour la puissance émise en oscillation que pour le rendement.

La puissance maximale est de l'ordre de 4 watts en bande X et le rendement peut atteindre 13% pour des performances de bruit meilleures que celles correspondant aux diodes à avalanche.

Il semble par ailleurs que le dispositif à effet tunnel et temps de transit se prête particulièrement bien à une utilisation aux fréquences élevées étant donnée la très faible largeur de la zone d'émission. Ainsi par exemple à la fréquence 50 GHz, la puissance théorique maximale est de 750 mW.

Par ailleurs, la réalisation de la diode à effet tunnel et temps de transit présente, étant donné le profil de concentration en impuretés et les tolérances sur ce profil, des difficultés technologiques importantes. Les premiers essais de réalisation ont permis d'obtenir des échantillons de profil d'impuretés assez proches des profils théoriques nécessaires. Malheureusement, la fragilité de ces échantillons ne nous a pas permis de confirmer expérimentalement les propriétés hyperfréquences calculées lors de l'étude théorique.

En conclusion, le travail présenté ici ne constitue donc qu'une première étape et une étude systématique plus complète est nécessaire d'une part pour préciser les conditions donnant lieu à l'effet tunnel ou l'effet d'avalanche et d'autre part pour vérifier les résultats théoriques obtenus ici.

Nous espérons que la réalisation d'échantillons semiconducteurs rendra possible cette étude qui pourrait déboucher sur la réalisation d'amplificateurs et générateurs microondes d'un type nouveau et qu'il nous sera possible ainsi de contribuer au développement des composants actifs hyperfréquences.

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

--=00000000+--

- (1) W.T. READ "A proposed high frequency negative resistance diode"
B.S.T.J. Vol 37 mars 1958 pp. 401-446
- (2) A.S. TAGER, A.I MEL'NIKOV, GP KOBEL'KOV et A.M. TSEBIEV
Brevet russe n° 185965 27 Oct. 1959
- (3) R.L. JOHNSTON, B.C. DELOACH and B.G. COHEN "A silicon diode microwave oscillator" B.S.T.J. vol 44 février 1965 pp. 369-372
- (4) A. HAUTDUCOEUR Communication à la Société de Physique Déc. 1965
- (5) V.K. ALADINSKII "Tunnel breakdown in p n junctions and the generation of microwave oscillations" Soviet Phys Semiconductors vol 2 n° 5 Nov. 1968 pp 517-520.
- (6) A. SEMICHON Brevet n° 44987 24 Décembre 1969
- (7) A. SEMICHON et E. CONSTANT "Sur un mécanisme général d'oscillation et ses applications aux semiconducteurs" C.R.A.S. t. 270 pp 665-668 série B, mars 1970.
- (8) M. CLAASEN and W. HARTH "Field emission controlled transit time negative resistance" Electronics letters Vol 6 n° 16 Août 1970 pp. 512-513
- (9) SHYH WANG "Solid state electronics" Mac Graw Hill
- (10) E. BURSTEIN and S. LUNDQVIST "Tunneling phenomena in solids" Ch.2 pp. 13-17
Plenum Press
- (11) D. TER HAAR "Problème de mécanique quantique" Masson et Cie

- (12) Y. MENTALECHETA "Contribution à l'étude des structures métal-Isolant métal et à leur utilisation comme injecteurs d'électrons dans les cristaux moléculaires" Thèse Alger Janvier 1967.
- (13) J.M. MARTINACHE "Etude théorique et expérimentale de l'avalanche dans une barrière métal semiconducteurs" Thèse Docteur ingénieur. Lille Décembre 1969.
- (14) A. LE BORGNE "Etude expérimentale des barrières métal semiconducteur en régime d'avalanche". D.E.A. Lille Juillet 1971
- (15) B. BOITIAUX, E. CONSTANT, B. KRAMER, M. LEFEBVRE, G. VAESKEN, A. SEMICHON
"Propriétés générales des diodes semiconductrices en régime d'avalanche" Acta Electronica Vol 12 n° 2 1969 pp 157-200
- (16) A. SEMICHON "Thèse d'Etat LILLE (à paraître)
- (17) F. PADOVANI, R. STRATTON "Field and thermionic field emission in schottky barrier Solid State Electronics N° 9 p 695 1966
- (18) I. DOUMBIA "Oscillations multifréquences des diodes semiconductrices en régime d'avalanche" Thèse Lille Février 1971
- (19) R. PERICHON "Etude théorique et expérimentale du bruit d'avalanche dans les diodes semiconductrices en silicium et en arséniure de gallium " Thèse Lille Novembre 1971
- (20) G. CONVERT "Possibilités des diodes à injection de porteurs par effet tunnel comme générateurs submillimétriques à faible bruit".
Communication privée.

- (21) J. GIBBONS "Ion Implantation in semiconductors. Range distribution Theory and Experiments". P.I.E.E.E. vol 56 n° 3. pp. 295-319 1968
- (22) R.S. OHL "Properties of ionic bombarded silicon " B.S.T.J. vol 31 pp. 104-122 1952
- (23) J. MICHEL "Etude théorique et expérimentale de l'avalanche dans une structure métal semiconducteur" Elaboration des échantillons" Annexe IV du contrat D.G.R.S.T. 68.01.383-4
- (24) A. SEMICHON, J. MICHEL, E. CONSTANT, A. VANOVERSHELDE "Microwave oscillation of a tunnel transit time diode Proceedings of the Eighth International Conference on Microwave and optical generation and amplification. Moga 70, 7-11 Septembre 1970

