



MODELISATION ET EVALUATION DES TRANSISTORS A BASE PERMEABLE

Jean Clarac

► To cite this version:

Jean Clarac. MODELISATION ET EVALUATION DES TRANSISTORS A BASE PERMEABLE. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. INSA de Toulouse, 1982. Français. NNT: . tel-00181391

HAL Id: tel-00181391

<https://theses.hal.science/tel-00181391>

Submitted on 23 Oct 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

présentée

**DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES
de TOULOUSE**

pour l'obtention

du TITRE de DOCTEUR de 3^e CYCLE

Spécialité : Electronique, Electrotechnique, Automatique

Option : Matériaux et Composant actifs

par

Jean CLARAC

Maître ès-Sciences

MODELISATION ET EVALUATION DES TRANSISTORS A BASE PERMEABLE

Soutenue le 5 juillet 1982, devant la Commission d'Examen :

MM. Ph. LETURCQ

Président

G. REY

H. MARTINOT

Ch. RUMELHARD

A. MARTY

Examineurs

ARAC (Jean). - Modélisation et évaluation des transistors à base perméable. - 139 pages

Th. 3ème Cycle : E.E.A. Matériaux et Composants Actifs : Toulouse III :
1982 ; 20

RESUME :

Cette étude concerne l'évaluation des performances du transistor à base perméable par une modélisation fine de son comportement électrique. Les programmes de simulation numérique bidimensionnelle mis en oeuvre sont présentés. Un modèle analytique compact apte à décrire en termes relativement simples le comportement électrique du dispositif, tant en régime statique qu'en régime dynamique, est établi. Les modèles numériques et analytiques sont utilisés pour discuter les limitations liées aux différents mécanismes impliqués dans le fonctionnement et analyser l'influence des paramètres géométriques et physiques sur l'ensemble des caractéristiques électriques. Après la définition de critères d'optimisation, l'examen des difficultés technologiques de réalisation du transistor à base perméable conduit à proposer une nouvelle structure, tout aussi performante mais moins difficile à réaliser.

MOTS CLES :

- Transistors à base perméable
- Dispositifs submicroniques
- Barrière de potentiel
- Simulation numérique bidimensionnelle

JURY et date de soutenance : 5 juillet 1982

Président : P. LETURCQ
Membres : G. REY (LAAS)
H. MARTINOT
C. RUMELHARD
A. MARTY

T à la Bibliothèque Universitaire en 4 exemplaires

A tous ceux qui me sont chers

AVANT-PROPOS

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué dans le cadre de la division "Composants Electroniques" du Laboratoire Automatique et d'Analyses des Systèmes (L.A.A.S.) du Centre National de la Recherche Scientifique (C.N.R.S.).

Avant d'entreprendre l'exposé de nos travaux, nous tenons à remercier ceux qui, par leur confiance, leur enseignement, leur amitié, ont contribué à leur aboutissement.

Nous exprimons notre reconnaissance à Monsieur D. ESTEVE, Directeur de Recherche au C.N.R.S., Directeur du L.A.A.S., pour la confiance qu'il nous a accordée en nous accueillant dans ce Laboratoire.

Nous remercions Monsieur le Professeur Ph. LETURCQ de l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, pour l'honneur qu'il nous fait en acceptant de présider notre jury de thèse.

Monsieur G. REY, Professeur à l'Université Paul Sabatier de Toulouse, a bien voulu assurer la direction scientifique de nos travaux. Nous tenons à lui faire part de nos plus vifs remerciements pour la confiance qu'il nous a accordée et les conseils qu'il nous a prodigués.

Nous faisons part de nos remerciements à Monsieur H. MARTINOT, Directeur de Recherche au C.N.R.S., pour l'honneur qu'il nous fait en s'intéressant à notre travail.

Que Monsieur Ch. RUMELHARD, Chef de Laboratoire au Laboratoire Central de Recherche de la THOMSON-CSF, soit remercié pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à notre travail et pour l'aide qu'il nous a apportée dans les premiers essais de réalisation.

Nous tenons à exprimer notre profonde reconnaissance à Monsieur A. MARTY, Chargé de Recherche au C.N.R.S., pour nous avoir guidé et soutenu de sa compétence tout au long de ce travail. Nous le remercions de l'honneur qu'il nous fait en participant à notre commission d'examen.

Il nous est particulièrement agréable d'exprimer notre sympathie à Monsieur J.P. BAILBE pour l'aide qu'il nous a apportée.

Nos remerciements vont aussi :

- aux membres du Service Informatique et Simulation du L.A.A.S., et tout particulièrement à Monsieur P. LABIE ;
- aux membres de la Centrale de Technologie et, en particulier, à Madame J. CHEVALIER et Monsieur H.H. PHAM ;
- à Monsieur P.R. JAY du Laboratoire Central de Recherche de la THOMSON-CSF, pour sa participation à l'étude technologique ;
- à Mademoiselle H. CAMARASA SUNE pour le soin apporté à la dactylographie ;
- à Messieurs R. ZITTEL, D. DAURAT et G. LORTAL pour l'impression de cet ouvrage.

Nous ne saurions terminer cet avant-propos sans remercier les membres du Laboratoire pour le soutien amical qu'ils nous ont manifesté et, en particulier, Messieurs J. DANGLA, A. FILLATRE, J.C. ASSELINO, T. PHAN-PHAM et Messieurs B. LAURENT, O. SOUMAORO, A. BOUYAHYAOU, A. ANTARASSANA, R. CARMONA et G. VIEIRA.

LISTE DES PRINCIPALES NOTATIONS UTILISEES

1. SYMBOLES

A	Surface
C	Capacité de stockage
C_T	Capacité de transition
C_{TOT}	Capacité totale
D	Constante de diffusion des porteurs
DOP	Concentration d'atomes normalisée
d	Longueur
E	Energie
E	Champ électrique normalisé
E_F	Energie de FERMI
$\mathcal{E}$	Champ électrique
$\mathcal{E}_c$	Champ électrique critique
f	Fréquence
f	Rapport de focalisation
f_T	Fréquence de transition
G	Gain en puissance
g_m	Transconductance
g	Conductance d'entrée
g	Conductance de sortie
g_{22}	Partie réelle de h_{22}
h_{ij}	Paramètres hybrides
h_{21}	Gain en courant dans le montage émetteur-commun
I	Courant
J	Densité de courant
k	Constante de BOLZMANN
L, ℓ , W, Z	Longueurs
L_B	Largeur des doigts de grille
L_B^*	Espacement entre les doigts de grille
L_D	Longueur de DEBYE intrinsèque
N_D	Concentration d'atomes donneurs
N_C	Densité effective d'états de la bande de conduction
n	Concentration des électrons
N	Concentration des électrons normalisée
n	Nombre de doigts de la grille métallique de base

n_i	Concentration intrinsèque
p	Concentration de trous
P	Concentration de trous normalisée
Q	Charge
Q_{TOT}	Charge totale
Q_{τ}	Charge stockée
q	Charge élémentaire de l'électron
R	Résistance
R_{BB}	Résistance de base
R_{CC}	Résistance de collecteur
R_{EE}	Résistance d'émetteur
r_{11}	Partie réelle de h_{11}
T	Température absolue
t	Temps
U_T	Tension ou unité thermodynamique
V	Potentiel électrostatique, tension appliquée
V_a	Tension appliquée
V_{BI}	Tension de diffusion de la barrière SCHOTTKY
v_{ℓ}	Vitesse limite
v_m	Vitesse des électrons
v_{moy}	Vitesse moyenne des électrons
W_T	Extension d'une zone de transition
x, y	Coordonnées de position
ϵ	Permittivité
ϕ	Potentiel normalisé
ϕ_{BN}	Hauteur de la barrière SCHOTTKY
μ	Mobilité des porteurs
μ_{no}	Mobilité des électrons à champ faible
η	Facteur de réduction de barrière de potentiel
ρ	Résistivité
τ	Temps de transit des porteurs
θ	Facteur de réduction de barrière de potentiel
ω	Pulsation
ω_T	Pulsation de transition
ω_{max}	Pulsation maximale d'oscillation

2. INDICES

- B Relatif à la base
- C Relatif au collecteur
- E Relatif à l'émetteur
- n Relatif aux électrons
- p Relatif aux trous
- T Relatif à la zone de transition
- x Relatif à la Direction O_x
- o Relatif aux constantes de normalisation

INTRODUCTION

Le transistor à base perméable (TBP) est une nouvelle structure qui, d'après ses inventeurs (BOZLER et al [1-3]), est susceptible de surclasser tout autre dispositif dans le domaine de l'amplification haute fréquence et d'être utilisé pour la réalisation de portes logiques très rapides [4-5] .

Le T.B.P. comporte un émetteur et un collecteur qui font partie du même monocristal de GaAs mais qui sont séparés par une grille de tungstène de très faible épaisseur ($\simeq 300 \text{ \AA}$) et à maille extrêmement fine (de l'ordre de $1600 \text{ \AA}$). Cette grille permet de modifier le potentiel de la zone environnante qui joue alors le rôle d'une base de transistor bipolaire.

Bien que proche à première vue du gridistor [6] , cette structure repose sur un principe de fonctionnement tout à fait différent qui l'apparente directement au transistor bipolaire : le courant qui circule est lié à l'injection des porteurs à travers une barrière de potentiel que contrôle la tension appliquée sur la grille. Par ailleurs c'est un dispositif, qui, comme le transistor à effet de champ fait intervenir des porteurs majoritaires.

Les propriétés potentielles prometteuses des transistors à base perméable nous ont incité à entreprendre une étude exploratoire consacrée à ces nouveaux dispositifs. Nous allons présenter dans ce mémoire les résultats de notre travail de modélisation et d'évaluation qui s'est développé dans le cadre de l'équipe "Composants Bipolaires" du Laboratoire d'Automatique et d'Analyse des Systèmes du C.N.R.S.

Après avoir décrit le principe de fonctionnement du transistor à base perméable, nous analyserons le problème mathématique que pose la résolution numérique bidimensionnelle des équations de l'électrostatique et de transport de charges à travers cette structure compte tenu des conditions aux limites particulières. Deux programmes de résolution

d'équations aux dérivées partielles, l'un basé sur une méthode de différences finies, l'autre, sur une méthode d'éléments finis, seront utilisés et leurs avantages et inconvénients respectifs répertoriés. Nous présenterons les principales caractéristiques électriques du T.B.P. déduites de ces simulations.

Nous proposerons ensuite, compte tenu des simplifications suggérées par les résultats précédents, un modèle analytique compact du type "à contrôle de charge". A l'aide de ce modèle, dont la validité sera précisée par comparaison avec les résultats de la simulation numérique exacte, nous évaluerons les possibilités du T.B.P. dans le domaine de l'amplification haute fréquence en particulier.

Le dernier chapitre sera consacré à l'étude de l'influence des paramètres physiques et technologiques sur le comportement électrique du transistor : les conséquences d'éventuels phénomènes de survitesse seront examinées. Nous décrirons ensuite le processus de fabrication du T.B.P. en insistant sur le caractère critique de certaines phases ; nous rapporterons les essais que nous avons entrepris dans ce domaine. Enfin, nous proposerons une nouvelle structure ayant un fonctionnement très semblable à celui du T.B.P. mais présentant moins de difficultés pratiques de réalisation et dont les performances seront évaluées à partir du programme de simulation numérique déjà mis au point.

CHAPITRE 1

OUTILS DE MODELISATION NUMERIQUE DU TRANSISTOR A BASE PERMEABLE

Nous allons consacrer ce premier chapitre à la description de l'outil de modélisation numérique du transistor à base perméable.

Après avoir présenté le principe de fonctionnement de ce dispositif, nous rappellerons les équations qui régissent les phénomènes de transport de charges à travers la structure. Nous préciserons les conditions aux limites et nous décrirons ensuite les méthodes de résolution numériques mises en oeuvre pour simuler le comportement électrique du transistor.

1.1. DESCRIPTION ET PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU TRANSISTOR A BASE PERMEABLE.

Sur la figure 1.1. est représenté le Transistor à Base Perméable (TBP) réalisé par BOZLER et al [1]. Ce dispositif est constitué d'un substrat d'arseniure de gallium de type N^+ , d'une couche épitaxiée d'émetteur de type N, de la grille de tungstène et de la couche épitaxiée de collecteur de type N. Les contacts de base et de collecteur sont situés sur le haut de la structure. Les zones protonnées sous le contact de base et sous le contact de collecteur, ont été réalisées pour éliminer les jonctions métal-semiconducteur indésirables et minimiser l'influence des capacités parasites.

Une coupe schématique de la structure est représentée sur la figure 1.2. La distance entre deux doigts de grille est choisie inférieure à ce que serait, sans polarisation extérieure, l'extension de charge d'espace de la diode SCHOTTKY. Dans ces conditions, il préexiste à l'équilibre thermodynamique, une barrière de potentiel dans la région comprise entre deux doigts métalliques. Nous appellerons désormais cette zone dépeuplée de porteurs majoritaires, la base induite, et le point situé sur l'axe médian pour lequel la barrière de potentiel est minimale, le point de selle.

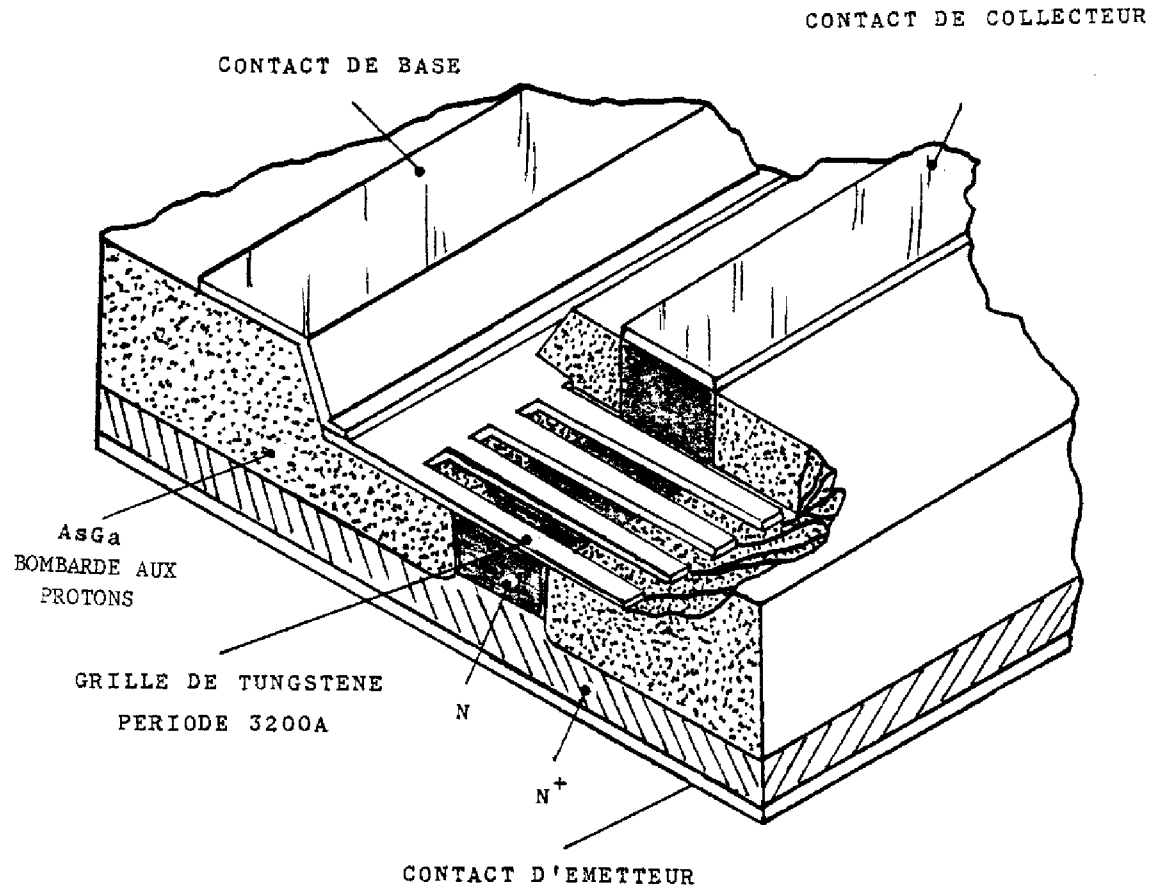


FIGURE 1.1 : Coupe de la structure présentée par Bozler.

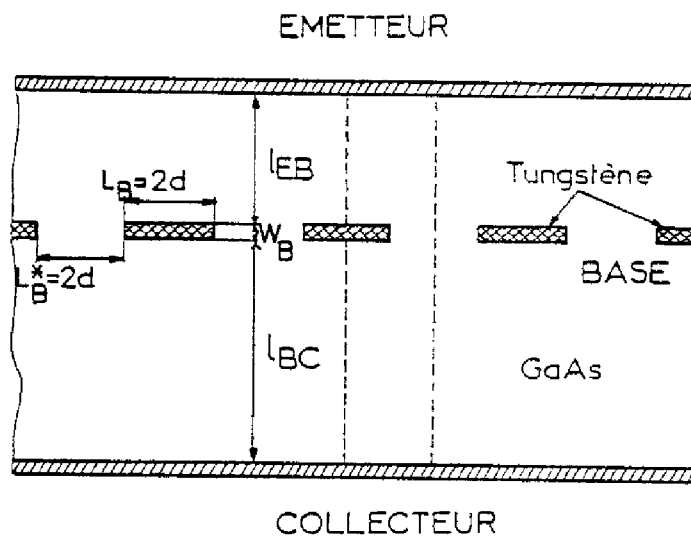


FIGURE 1.2 : Représentation schématique du T.B.P..

Lorsqu'on applique une différence de potentiel entre collecteur et émetteur, un courant peut circuler entre ces électrodes si des porteurs de charge ont une énergie suffisante pour franchir la barrière de potentiel dressée dans la base induite. L'application d'une tension sur l'électrode de base permet de moduler la hauteur de cette barrière de potentiel et par conséquent de contrôler le courant d'injection. C'est cette possibilité qui est exploitée dans le T.B.P.

Dans certaines conditions de polarisation ($V_{BE} > 0$ ou $V_{CE} > 0$ de forte valeur), la barrière de potentiel peut disparaître et le courant est alors contrôlé par effet de champ transversal.

La figure 1.3 illustre qualitativement les évolutions correspondantes des diagrammes de bande d'énergie.

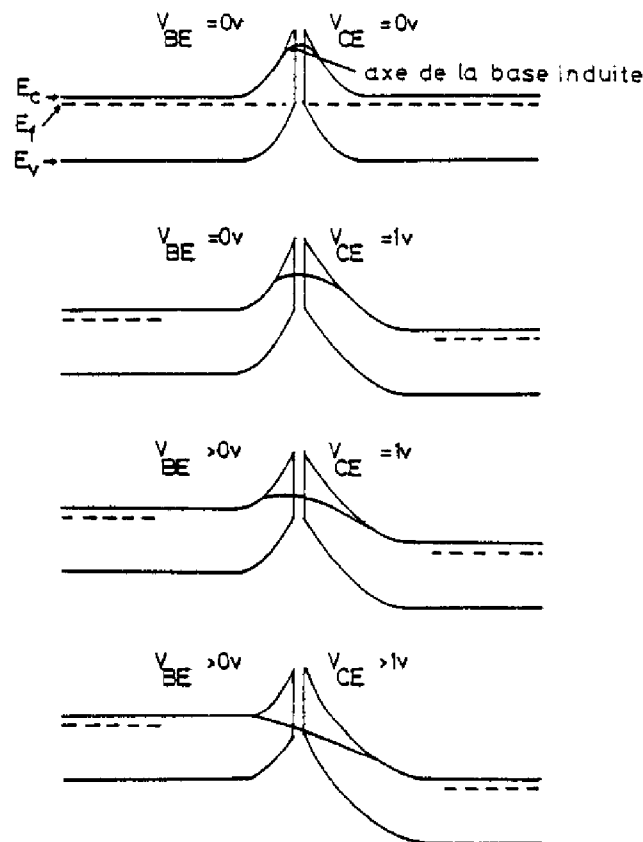


FIGURE 1.3 : Diagramme des bandes d'énergie pour différentes conditions de polarisation.

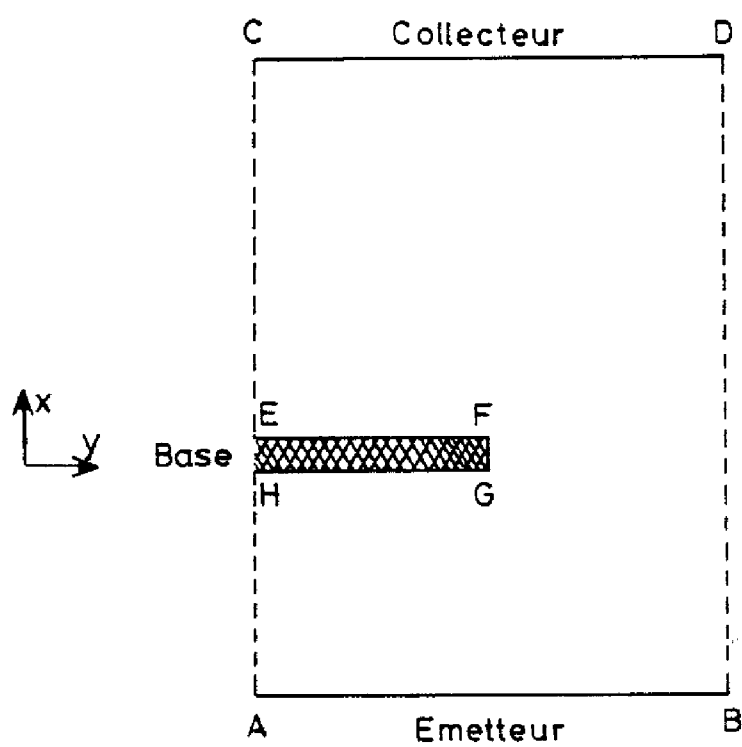


FIGURE 1.4 : Cellule élémentaire du transistor à base perméable.

1.2. SIMULATION NUMERIQUE DU TRANSISTOR A BASE PERMEABLE : DEFINITION DU PROBLEME MATHEMATIQUE.

Nous nous proposons de décrire dans ce paragraphe la technique de simulation numérique utilisée pour analyser le fonctionnement du T.B.P.

Le modèle que nous développons est fondé sur la théorie macroscopique de la diffusion et est restreint au cas de structures "courtes" idéales dans lesquelles les recombinaisons en volume peuvent être négligées. Nous supposons par ailleurs que la statistique de BOLZMANN peut être utilisée comme approximation de la statistique de FERMI-DIRAC et que la relation d'EINSTEIN qui lie la mobilité des porteurs à leur constante de diffusion est vérifiée. Nous reviendrons sur cette dernière hypothèse dans un paragraphe ultérieur.

Nous préciserons successivement la géométrie de la structure analysée, la formulation des équations générales de transport de charges, et les conditions aux limites qui définissent le problème mathématique.

1.2.1. Géométrie de la structure analysée. Equations générales.

L'étude entreprise est faite dans un espace à deux dimensions. Par ailleurs, la topologie du T.B.P. (voir figure 1.2) nous conduit naturellement à limiter l'analyse à une cellule élémentaire de base rectangulaire, telle que celle représentée sur la figure 1.4. Les segments AB et CD délimitent les contacts d'émetteur et de collecteur, le rectangle EFGH matérialise la base enterrée dans le semiconducteur.

Les équations de transport qui expriment les courants d'électrons et de trous comme la somme de leur composante de diffusion et de conduction s'écrivent :

$$(1.1.) \quad \vec{J}_n(x, y) = q n(x, y) \mu_n \vec{E} + q D_n \vec{\nabla} n(x, y)$$

$$(1.2.) \quad \vec{J}_p(x, y) = q p(x, y) \mu_p \vec{E} - q D_p \vec{\nabla} p(x, y)$$

où J_n et J_p représentent les vecteurs densité de courant d'électrons et de trous, $n(x,y)$ et $p(x,y)$, les concentrations d'électrons et de trous, μ_n , D_n et μ_p , D_p , les mobilités et les constantes de diffusion des électrons et des trous, $\vec{E}$ le champ électrostatique.

Si on néglige les recombinaisons. les équations de continuité se réduisent à :

$$(1.3) \quad \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n$$

$$(1.4) \quad \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_p$$

Enfin, en l'absence de tout champ magnétique, les équations de MAXWELL s'écrivent :

$$(1.5) \quad \vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_p - \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$(1.6) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$$

où ϵ représente la permittivité diélectrique du matériau semiconducteur.

Bien entendu, à l'ensemble des relations générales qui vient d'être rappelé, il convient d'adjoindre, pour décrire entièrement le comportement électrique d'une structure, les équations de l'électrostatique.

$$(1.7) \quad \nabla^2 V(x,y) = -\frac{q}{\epsilon} (dop(x,y) - n(x,y) + p(x,y))$$

$$(1.8) \quad \vec{E}(x,y) = -\vec{\nabla} V(x,y)$$

où $dop(x,y)$ représente la densité d'impuretés ionisées.

1.2.2. Conditions aux limites.

Les conditions aux limites concernent les zones de contact ohmique d'émetteur et de collecteur (segment AB et CD), les positions des doigts métalliques qui créent un contact de type SCHOTTKY (segments EF-FG-GH) et les autres frontières AH-EC-BD.

a) Condition aux contacts ohmiques.

Les contacts sur le semiconducteur sont supposés de type ohmique idéal. Cette hypothèse se traduit par les relations :

$$(1.9) \quad n - p - \text{dop} = 0$$

$$(1.10) \quad n \cdot p = n_i^2$$

qui permettent de calculer n et p à partir de dop .

Par ailleurs, toujours au contact, le potentiel est relié à la polarisation extérieure appliquée V_a par la relation

$$(1.11) \quad V = V_a + \frac{kT}{q} \ln \frac{n}{n_i}$$

dans laquelle n_i représente la concentration intrinsèque, k la constante de BOLZMANN et T la température absolue.

b) Condition sur les limites des doigts de base.

Ces conditions reprennent l'hypothèse fondamentale de SCHOTTKY à savoir que les concentrations de porteurs minoritaires et majoritaires ne sont pas modifiées à l'interface métal-semiconducteur par rapport à ce quelles sont à l'équilibre thermodynamique. On a par conséquent :

$$(1.12) \quad n \cdot p = n_i^2$$

Par ailleurs, la relation qui lie la concentration d'électrons n à la hauteur de barrière ϕ_{BN} - caractéristique du contact métal-semiconducteur de type SCHOTTKY - et à la densité effective d'états N_C dans la bande de conduction qui s'écrit :

$$(1.13) \quad n = N_C \exp \left(- \frac{\phi_{BN}}{kT} \right)$$

permet de définir le potentiel électrostatique à la frontière ; lorsque l'on applique une polarisation extérieure entre base et émetteur V_{BE} , le potentiel est donné par :

$$(1.14) \quad V = V_{BE} - V_{Bi}$$

où V_{Bi} représente la tension de diffusion de la barrière SCHOTTKY c'est à dire :

$$(1.15) \quad V_{Bi} = \frac{\phi_{BN}}{q} + U_T \ln \frac{N_0}{N_C}$$

c) Condition sur les autres frontières.

Sur les frontières restantes qui correspondent à des axes de symétrie de la structure, les conditions aux limites sont évidemment des conditions de NEWMANN ; elles s'écrivent :

$$(1.16) \quad \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad \frac{\partial n}{\partial y} = 0 \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0$$

1.3. METHODES DE RESOLUTION.

1.3.1. Méthode des différences finies.

La méthode des différences finies est souvent utilisée pour la résolution des équations différentielles [7-8-9] . Elle consiste à discrétiser les équations en un nombre fini de points, à les linéariser puis à les résoudre pour obtenir la solution du problème.

Nous avons utilisé l'algorithme de calcul proposé et mis au point par M. HEYDEMANN [7] conçu à l'origine pour simuler le comportement du transistor MOS et du transistor bipolaire. Nous allons rappeler ici le traitement préliminaire pour ce travail de simulation : passage aux équations sans dimensions, choix des variables de base et choix du maillage.

a) Normalisation des équations.

Les équations de l'électrostatique ainsi que les équations de transport et de continuité doivent être normalisées par rapport à des constantes physiques pour faciliter la résolution du problème sur le plan du calcul numérique.

Si on normalise le potentiel par rapport à l'unité thermodynamique U_T , les concentrations de porteurs par rapport à la concentration intrinsèque du matériau n_i et les distances par rapport à la longueur de DEBYE intrinsèque L_D définie par :

$$(1.17) \quad L_D = \sqrt{\frac{\epsilon U_T}{q n_i}}$$

l'équation de POISSON devient :

$$(1.18) \quad \frac{kT}{q} \frac{1}{L_D^2} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) = - \frac{q n_i}{\epsilon} (P - N + D_{op})$$

Elle se réduit à l'expression suivante :

$$(1.19) \quad \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = (P - N + D_{op})$$

L'équation auxiliaire reliant le potentiel au champ électrique devient quant à elle :

$$(1.20) \quad \vec{E} = - \vec{\nabla} \phi$$

en posant (1.21)
$$E_0 = \frac{kT}{q} \frac{1}{L_D}$$

$\vec{E}$ désignant le champ électrique normalisé par rapport à la valeur E_0 .

Les équations de transport et les équations de continuité s'écrivent, compte tenu de ce que, par hypothèse, la relation d'EINSTEIN est vérifiée, c'est à dire $D/\mu = kT/q$

$$(1.22) \quad \vec{J}_n = q D_n \left(\frac{n}{L_D} \vec{E} + \vec{\nabla} n \right)$$

$$(1.23) \quad \vec{J}_p = q D_p \left(\frac{p}{L_D} \vec{E} - \vec{\nabla} p \right)$$

Pour normaliser ces équations, il convient d'adjoindre aux constantes de normalisation définies précédemment, les constantes de normalisation D_0 et J_0 relatives à la constante de diffusion et à la densité de courant, il vient :

$$(1.24) \quad J_0 \vec{J}_n = \frac{q n_i D_0}{L_D} D_n \left(N \vec{E} + \vec{\nabla} N \right)$$

$$(1.25) \quad J_0 \vec{J}_p = \frac{q n_i D_0}{L_D} D_p \left(P \vec{E} - \vec{\nabla} P \right)$$

ou bien encore après avoir choisi
$$J_0 = \frac{q n_i D_0}{L_D}$$

$$(1.26) \quad \vec{J}_n = D_n \left(N \vec{E} + \vec{\nabla} N \right)$$

$$(1.27) \quad \vec{J}_p = D_p \left(P \vec{E} - \vec{\nabla} P \right)$$

dans lesquelles D_n et D_p représentent respectivement les constantes de diffusion d'électrons et de trous normalisées.

La valeur particulière $J_0 = 1 \text{ A/cm}^2$ est intéressante car elle permet d'obtenir une interprétation directe des résultats numériques. Cette situation est observée en prenant :

$$(1.28) \quad D_0 = \frac{L_D}{q n_i}$$

puisque
$$D_0 = \frac{L_D}{q n_i} \iff J_0 = 1 \text{ A/cm}^2$$

Les équations de continuité et de la densité de courant se réécrivent naturellement :

$$(1.29) \quad \nabla \vec{J}_N = 0$$

$$(1.30) \quad \nabla \vec{J}_P = 0$$

$$(1.31) \quad \vec{J} = \vec{J}_N + \vec{J}_P$$

Quant aux conditions aux limites, elles deviennent après normalisation :

* Sur les contacts d'émetteur et de collecteur

$$(1.32) \quad N = \frac{D_{op} + \sqrt{D_{op}^2 + 4}}{2}$$

$$(1.33) \quad P = \frac{-D_{op} + \sqrt{D_{op}^2 + 4}}{2}$$

$$(1.34) \quad \phi = \frac{V_a}{U_T} + \ln N$$

QUANTITES	CONSTANTES	
	symboliques	numériques
Potentiel	$U_T = \frac{kT}{q}$	$25.851 \cdot 10^{-3} \text{ V}$
Concentration intrinsèque	n_i	$2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$
Distance	$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon U_T}{q n_i}}$	$2.795 \cdot 10^{-1} \text{ cm}$
Champ électrique	$\frac{U_T}{L_D}$	$9.249 \cdot 10^{-2} \text{ V/cm}$
Constante de diffusion	$D_D = \frac{L_D J_0}{q n_i}$	$8.7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^2/\text{s}$
Mobilité	$\mu_D = \frac{D_D}{U_T}$	$3.378 \cdot 10^{13} \text{ cm}^2/\text{V.s}$
Densité de courant	$- J_0$	$- 1 \text{ A / cm}^2$
Courant total	$J_0 L_D$	$2.795 \cdot 10^{-1} \text{ A/cm}^2$

TABLEAU 1.1 : Constantes de normalisation.

* Sur le contact de base

$$(1.35) \quad N = \frac{N_c}{n_i} \exp\left(-\frac{\phi_{BN}}{kT}\right)$$

$$(1.36) \quad P \cdot N = 1$$

$$(1.37) \quad \phi = \frac{1}{u_T} (V_{BE} - V_{bi})$$

* Sur les autres frontières

$$(1.38) \quad \frac{\partial \phi}{\partial y} = 0 \quad \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad \frac{\partial P}{\partial y} = 0$$

Le tableau 1.1. récapitule l'ensemble des constantes de normalisation retenues.

b) Choix des variables de base.

L'ensemble des équations décrites précédemment se réduit à un système de trois équations aux dérivées partielles du 2ème ordre, fonction des trois variables ϕ , N et P . En ce qui concerne l'électrostatique, le choix de ϕ comme variable s'impose naturellement. Par contre, dans les équations du courant, il n'est pas commode de retenir N et P comme variables : en effet on introduirait des termes en $\vec{\nabla} N$ et $\vec{\nabla} P$ qui, difficiles à évaluer numériquement, sont souvent générateurs d'instabilité et d'imprécision. Il est donc préférable d'introduire le concept de pseudo-niveau de FERMİ défini par les relations suivantes :

$$(1.39) \quad E_{FN} = qV + kT \ln \frac{n}{n_i}$$

$$(1.40) \quad E_{FP} = qV - kT \ln \frac{p}{n_i}$$

dans lesquelles E_{FN} et E_{FP} représentent les pseudo niveaux des électrons et des trous respectivement. Ces nouvelles variables seront réduites par rapport à kT et après avoir posé

$$(1.41) \quad \phi_n = -\frac{E_{FN}}{kT} = \phi - \ln N$$

$$(1.42) \quad \phi_p = -\frac{E_{FP}}{kT} = \phi + \ln P$$

les équations des densités de courant s'écrivent :

$$(1.43) \quad \vec{J}_N = D_N \left(\exp(\phi) \cdot \vec{\nabla} \exp(-\phi_n) \right)$$

$$(1.44) \quad \vec{J}_P = D_P \left(\exp(-\phi) \cdot \vec{\nabla} \exp(\phi_p) \right)$$

Pour éliminer les gradients d'exponentielles, il convient d'effectuer le changement de variables suivant :

$$(1.45) \quad \mathcal{F}_N = \exp(\phi_n)$$

$$(1.46) \quad \mathcal{F}_P = \exp(-\phi_p)$$

Dès lors, le système général d'équations normalisées s'écrit :

$$(1.47) \quad \vec{\nabla} (D_N \cdot \exp(\phi) \cdot \vec{\nabla} \mathcal{F}_N) = 0$$

$$(1.48) \quad \vec{\nabla} (D_P \exp(-\phi) \cdot \vec{\nabla} \mathcal{F}_P) = 0$$

$$(1.49) \quad \nabla^2 \phi = \mathcal{F}_N \exp(\phi) - \mathcal{F}_P \exp(-\phi) - D_{op}$$

c) Choix du maillage.

La forme géométrique de la structure conduit naturellement à choisir un maillage rectangulaire représenté sur la figure 1.5. L'implantation de lignes supplémentaires tout près des contacts s'est avérée nécessaire pour minimiser l'erreur dans le calcul des courants drainés par les trois électrodes. De plus, pour assurer la convergence du système, dans le cas de structures de très petites dimensions, nous avons dû resserrer le maillage et concentrer un plus grand nombre de points autour de la base (voir figure 1.5) , les variations de porteurs libres étant beaucoup plus rapides dans cette zone. Le nombre de points utilisés pour résoudre les équations est de 2132 soit 41 points sur l'axe Y et 52 sur l'axe X.

d) Caractéristiques de la méthode.

Pour un dispositif de géométrie donnée , et pour un point de polarisation, en considérant un maillage de 2132 points, l'exécution du programme requiert une place mémoire de 380 Kbit et un temps d'exécution de l'ordre de 2 mn, ce qui est relativement raisonnable.

Un autre avantage de la méthode est la possibilité d'initialiser un calcul par les résultats d'une simulation précédente, ce qui réduit fortement le temps de calcul.

Cependant, l'utilisation du programme mis au point par HEYDEMANN présente quelques inconvénients :

- . impossibilité de résoudre les équations de transport sans utiliser la relation d'EINSTEIN,

- . à faible niveau de polarisation, les valeurs calculées des courants sont erronées.

- . à fort niveau de courant, la convergence du système est beaucoup plus difficile à obtenir et donc le temps calcul augmente dans de fortes proportions.

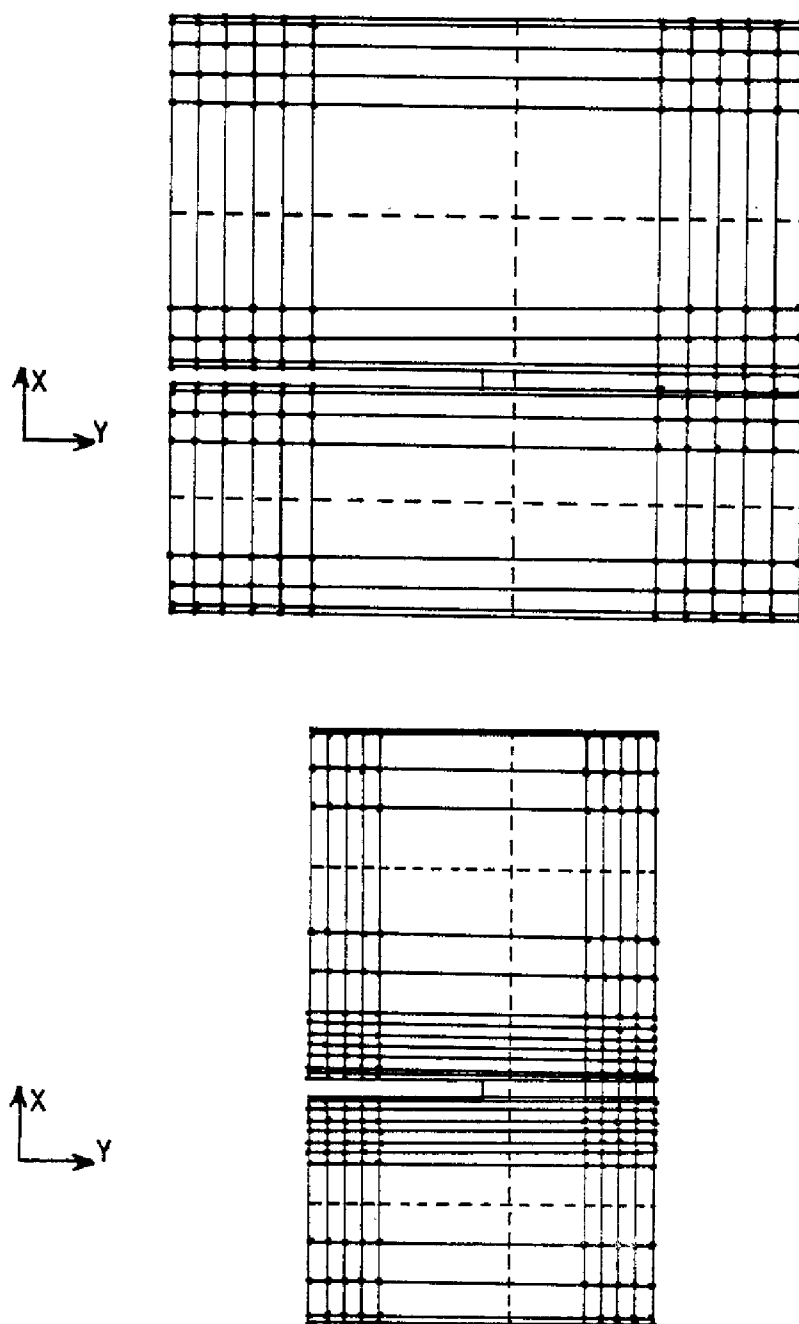


FIGURE 1.5 : Maillage utilisé dans la méthode des différences finies pour deux structures de dimensions différentes.

1.3.2. Méthode des éléments finis.

La méthode des éléments finis est une méthode numérique qui permet de résoudre des équations aux dérivées partielles, paraboliques ou elliptiques [10-12]. Elle consiste à approcher les équations à l'intérieur de domaines appelés éléments finis par des fonctions continues de degré 1 ou 2 et à les résoudre. Cette méthode autorise deux possibilités de résolutions des équations : soit par système, soit par équations séparées calculées séquentiellement [13].

Pour simuler le comportement électrique du transistor à base perméable, nous avons mis en oeuvre le programme TWODEPEP [14] (Two differential equation, parabolic elliptic program) développé par IMSL (International Mathematical and Statistical Libraries) pour résoudre des équations générales aux dérivées partielles par la méthode des éléments finis. Les domaines élémentaires sont des triangles et les fonctions d'approximation des polynômes de degré 2 ; le programme permet d'utiliser les deux possibilités de résolution évoquées ci-dessus.

Nous allons donner quelques précisions sur la façon dont les équations et les conditions aux limites propres à notre problème sont introduites dans le programme TWODEPEP ainsi que sur la procédure de triangulation de la structure [15].

a) Equations.

Les équations utilisant le concept de pseudo-niveau de FERMI et décrites dans le premier paragraphe sont utilisées sans normalisation :

$$(1.50) \quad \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = \frac{q}{\epsilon} (p - n + dop)$$

$$(1.51) \quad \vec{J}_n = q n \mu_n \vec{E} + q D_n \vec{\nabla} n$$

$$(1.52) \quad \vec{J}_p = q p \mu_p \vec{E} - q D_p \vec{\nabla} p$$

Pour assurer la convergence du programme, un paramètre ajustable B, qui varie entre 0 et 1, est introduit dans le 2ème membre de l'équation (1.50) qui devient :

$$(1.53) \quad \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = -\frac{q}{\epsilon} (p - n + \phi_p) \cdot B(T)$$

où B(T) représente la valeur du paramètre à la Tème itération.

Le calcul est initialisé en prenant B(1)=0 et au cours du processus itératif l'équation paramétrée se rapproche progressivement vers (1.50) en même temps que B tend vers 1.

Les équations de transport s'écrivent quant à elles :

$$(1.54) \quad \vec{J}_n = q n_i \exp\left(\frac{V - \phi_n}{U_T} \cdot B(T)\right) \cdot \left[\mu_n \vec{E} + \frac{D_n}{U_T} (\vec{\nabla} V - \vec{\nabla} \phi_n) \right]$$

$$(1.55) \quad \vec{J}_p = q n_i \exp\left(\frac{\phi_p - V}{U_T} \cdot B(T)\right) \cdot \left[\mu_p \vec{E} - \frac{D_p}{U_T} (\vec{\nabla} \phi_p - \vec{\nabla} V) \right]$$

Un minimum de 40 itérations est nécessaire pour que B(T) devienne égal à 1 ; la solution du problème est obtenue après avoir effectué une dizaine d'itérations supplémentaires.

b) Choix de la triangulation.

Nous devons définir une triangulation initiale représentée sur la figure 1.6. Le programme génère une nouvelle triangulation comportant un nombre de triangles que nous devons choisir. Notons qu'il est possible de concentrer les triangles dans les zones de la structure où les gradients de

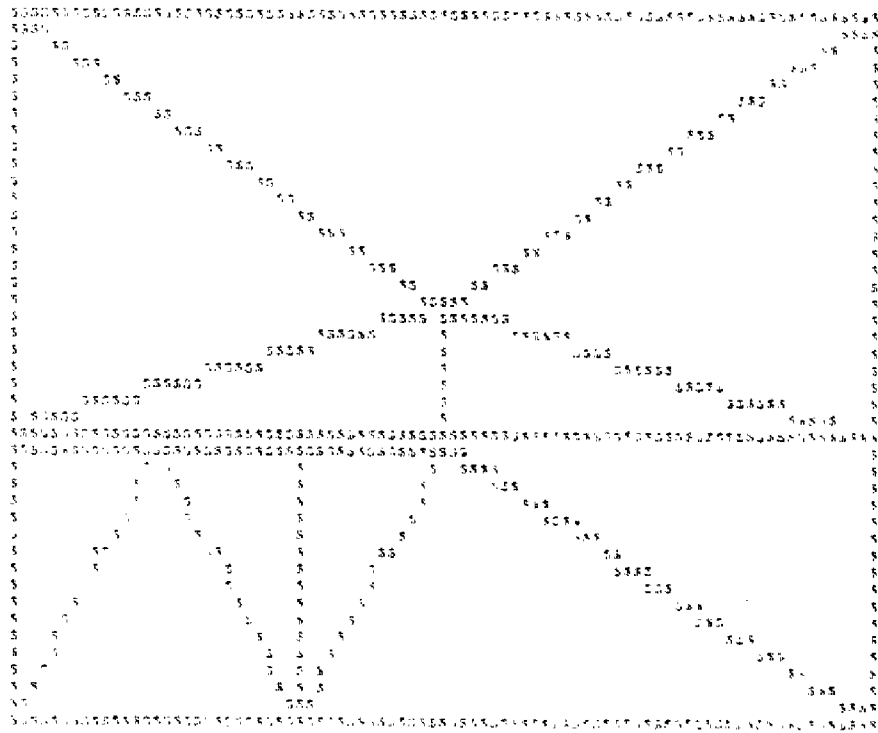


FIGURE 1.6 : Triangulation initiale (28 triangles).

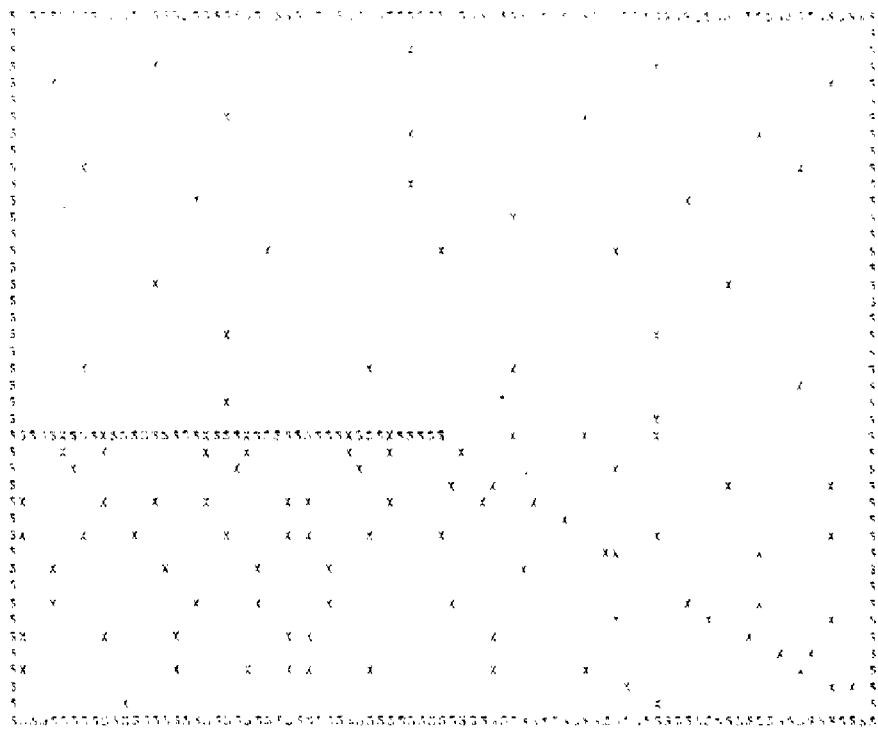


FIGURE 1.7 : Triangulation finale (120 triangles).

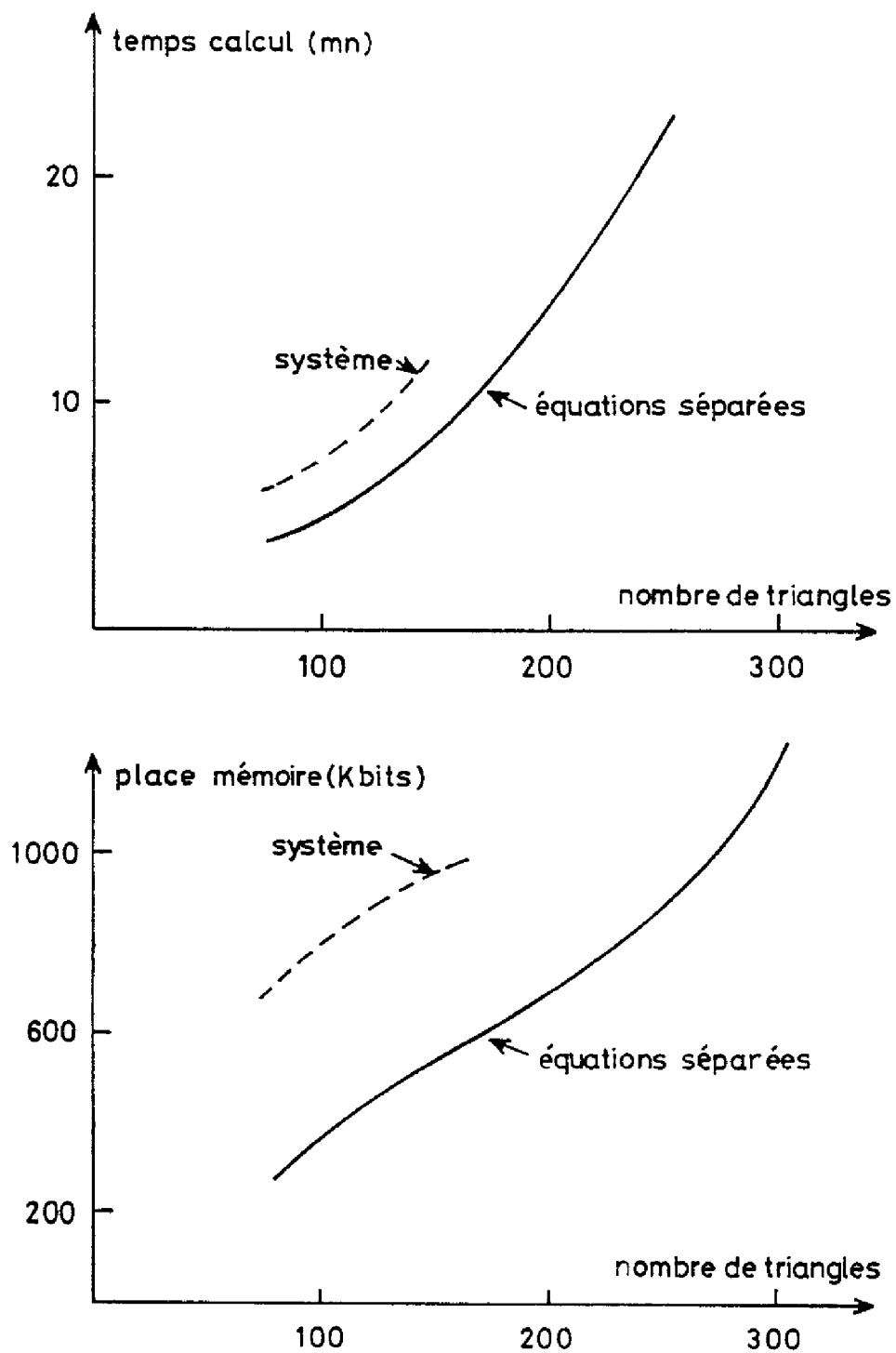


FIGURE 1.8 : Temps calcul et place mémoire nécessaires pour le calcul d'un point de polarisation.

variables sont élevés. A titre d'illustration, nous avons reporté sur la figure 1.7 les centres de gravité des triangles répartis par le programme. On peut observer, autour de la grille, une concentration de triangles assez forte, ce qui est nécessaire pour minimiser l'erreur sur le calcul du courant de base.

c) Caractéristiques de la méthode.

L'utilisation du programme TWODEPEP pour la résolution des équations aux dérivées partielles apporte quelques avantages par rapport à l'utilisation du programme basé sur la méthode aux différences finies. La mise en oeuvre du programme est relativement aisée : il suffit d'entrer comme données, les équations à résoudre, les conditions aux limites, la triangulation initiale ainsi que le nombre de triangles finaux désirés. Le caractère général de la méthode permet, dans notre cas, de définir simplement des équations explicites qui autorisent la non utilisation de la relation d'EINSTEIN. Par ailleurs, la relative facilité de modification du maillage permet d'observer aisément certaines régions critiques.

La triangulation joue un rôle très important et influence naturellement les résultats : dans le cas d'un maillage très lâche, le programme converge rapidement vers une solution qui n'est pas satisfaisante ; par contre la mise en place d'un très grand nombre de triangles (300) donne une solution correcte mais le temps de calcul et la place mémoire sont notablement augmentés. Sur la figure 1.8 sont représentés les temps de calculs et la place mémoire nécessaires pour obtenir la solution du problème en fonction du nombre de triangles et du mode de résolution. La résolution par équations séparées conduit généralement à des résultats comparables à ceux obtenus par la résolution du système en utilisant moitié moins de place mémoire et moins de temps calcul ; toutefois, dans le cas d'équations fortement non linéaires, il y a alors risque de non convergence.

Pour ce qui nous concerne, la plus grande partie des simulations a donc été effectuée en utilisant la résolution par la méthode des équations séparées et une triangulation de 120 triangles.

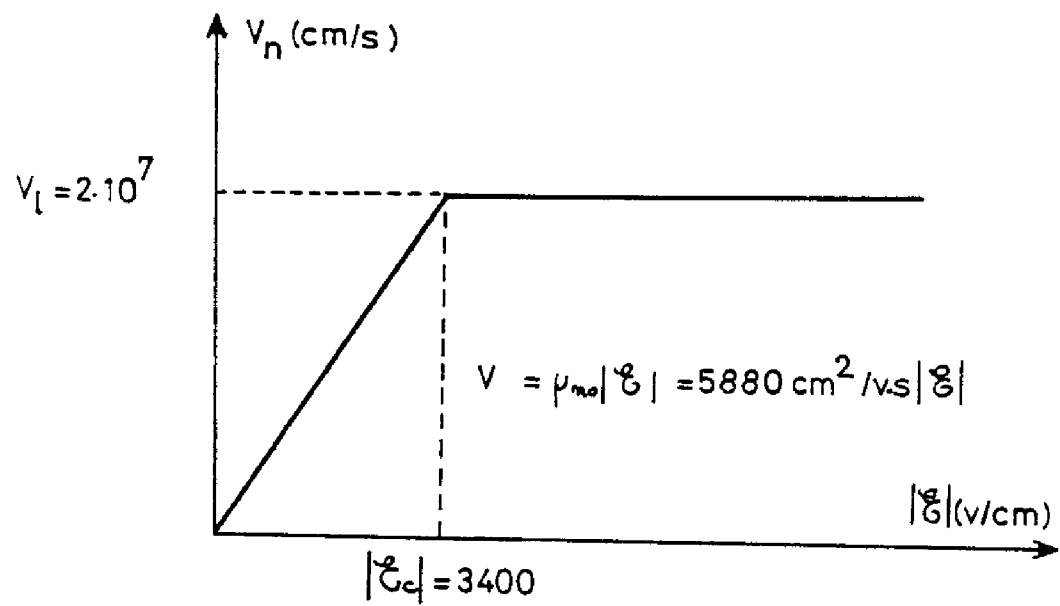


FIGURE 1.9 : Evolution de la vitesse V_n des électrons en fonction du champ électrostatique E dans l'AsGa ($N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$).

L'inconvénient majeur du programme réside dans l'impossibilité d'initialiser un calcul par des résultats obtenus lors d'une simulation correspondant à un problème assez proche (point de polarisation ou bien structure voisins). On peut noter également que la résolution des équations aux dérivées partielles par la méthode des éléments finis nécessite d'importants moyens informatiques (l'obtention d'un point requiert 450 Kbits de place mémoire et un temps d'exécution de l'ordre de 6mn).

1.4. EXEMPLES DE RESULTATS DE SIMULATION NUMERIQUE.

A titre d'illustration, nous allons présenter dans ce paragraphe, les résultats d'une simulation qui concerne la structure schématisée sur la figure 1.3 et dont les caractéristiques technologiques sont précisées ci-après :

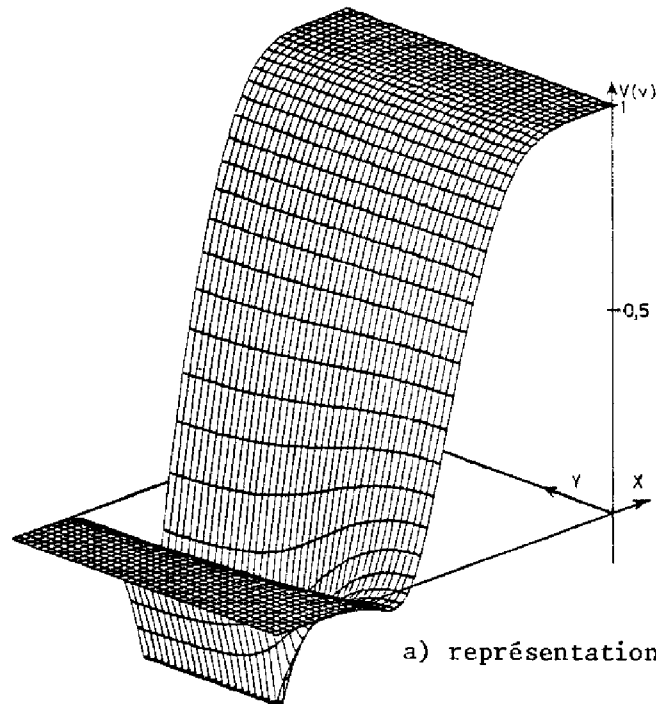
$$\begin{aligned} d &= 1000 \text{ \AA} \\ W_B &= 200 \text{ \AA} \\ l_{EB} &= 4000 \text{ \AA} \\ l_{BC} &= 6000 \text{ \AA} \\ N_D &= 10^{16} \text{ cm}^{-3} \end{aligned}$$

La hauteur de la barrière Schottky a été fixée à 0.8 eV.

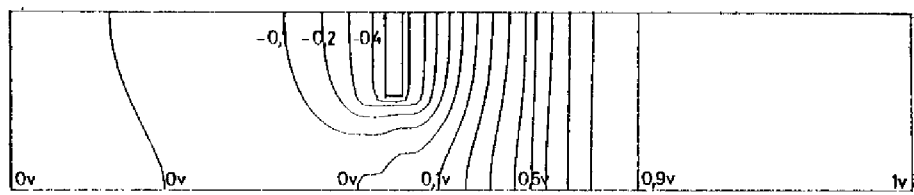
Le mécanisme de saturation de la vitesse des électrons, qui intervient pour les fortes valeurs du champ électrique, a été traduit par la loi représentée sur la figure 1.9 à savoir :

$$\begin{aligned} v_n &= \mu_{no} \mathcal{E} & \text{pour } |\mathcal{E}| < \mathcal{E}_c \\ v_n &= v_s & \text{pour } |\mathcal{E}| \geq \mathcal{E}_c \end{aligned}$$

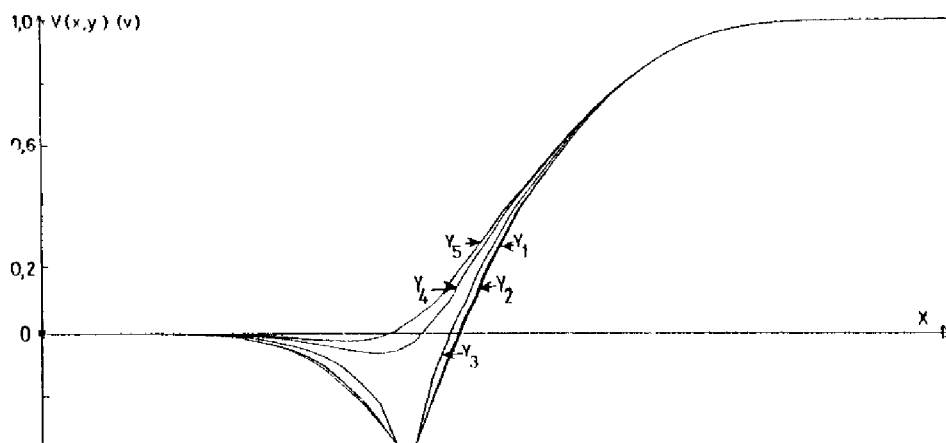
Nous verrons au paragraphe 3-2 comment une telle loi de variation permet à travers du concept de vitesse moyenne de prendre en compte les phénomènes de survitesse dont l'AsGa peut être le siège.



a) représentation tridimensionnelle.



b) lignes équipotentiellles.



c) coupes longitudinales.

FIGURE 1.10 : Répartition du potentiel.

Le point de polarisation considéré correspond à des tensions $V_{BE}=0,3V$ et $V_{CE} = 1V$.

Sur la figure 1.10 sont reportées trois représentations différentes de la répartition du potentiel :

- . le tracé tridimensionnel met bien en évidence l'existence d'une barrière entre les doigts de grille,

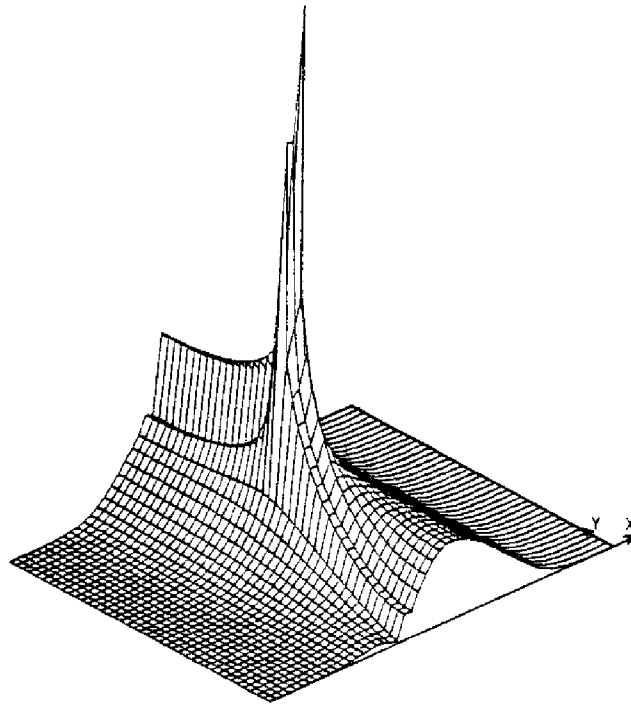
- . le tracé des lignes équipotentielles montre qu'au voisinage des électrodes de base, d'émetteur et de collecteur, ces lignes sont quasiment parallèles au plan de ces électrodes ce qui permettra ultérieurement de valider, en particulier, l'approche unidimensionnelle utilisée pour le calcul du courant de base.

- . le tracé des coupes longitudinales indique d'une part que le point de selle est légèrement décalé par rapport au plan de la base, d'autre part que les extensions des zones de transition sont pratiquement uniformes dans la direction transversale ce qui autorisera une hypothèse simplificatrice très intéressante pour établir le modèle analytique.

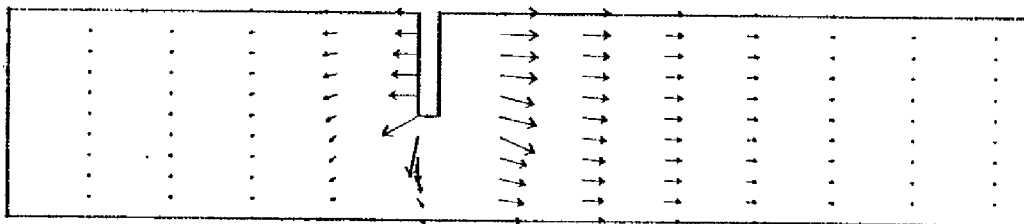
Le champ électrostatique est représenté sur la figure 1.11. On note que compte tenu des conditions de polarisation, il est retardateur dans la région située entre émetteur et base et accélérateur entre base et collecteur. Il est supérieur au champ critique pratiquement dans toute la structure et prend ses valeurs maximales sur la frontière base-collecteur (jonction polarisée en inverse).

La densité d'électrons libres est représentée sur la figure 1.12. On observe que la zone de base induite est dépeuplée de porteurs.

La figure 1.13 montre la répartition de densité des trous qui sont minoritaires dans toute la structure.



a) Représentation tridimensionnelle.



Echelle : 1.133×10^5 $\underline{\underline{L}}$

b) Représentation vectorielle.

FIGURE 1.11 : Répartition du champ électrostatique $\vec{E}(x, y)$.

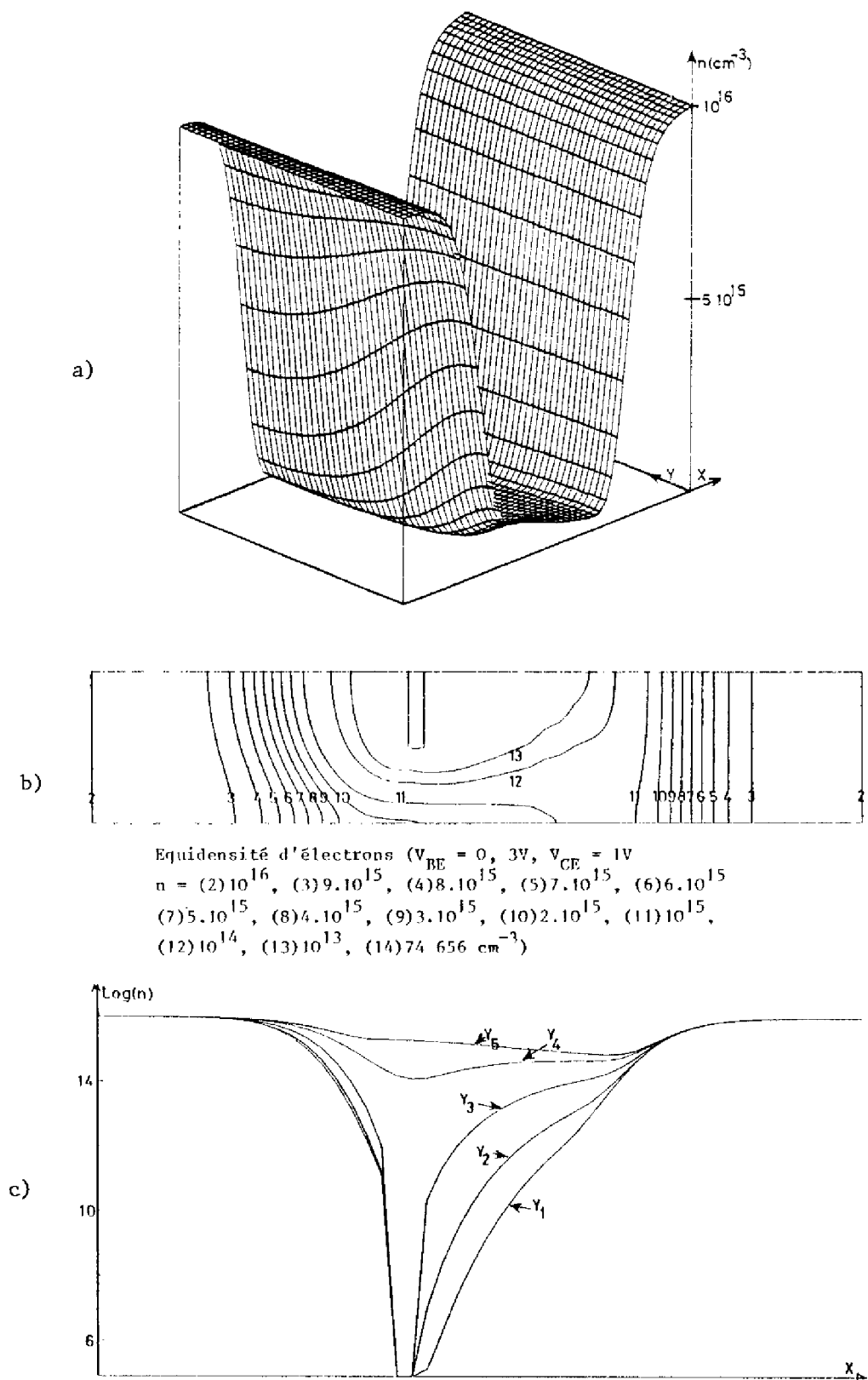
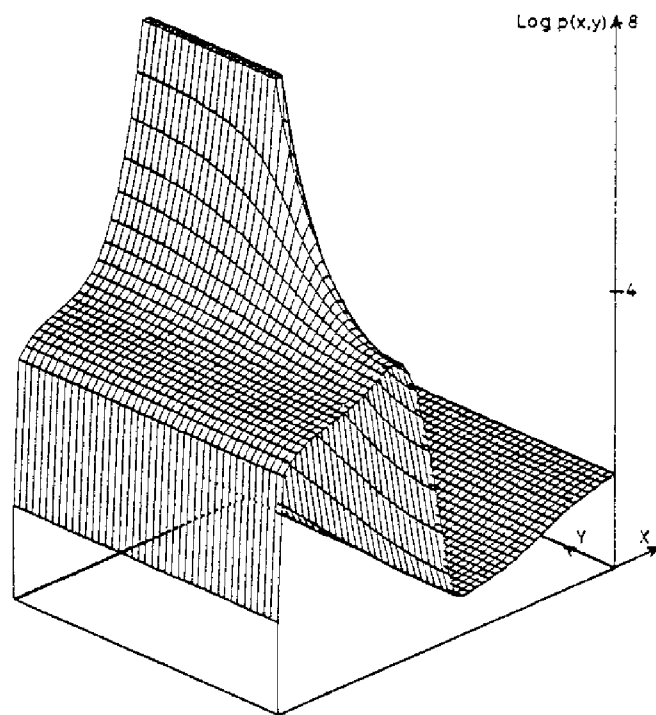
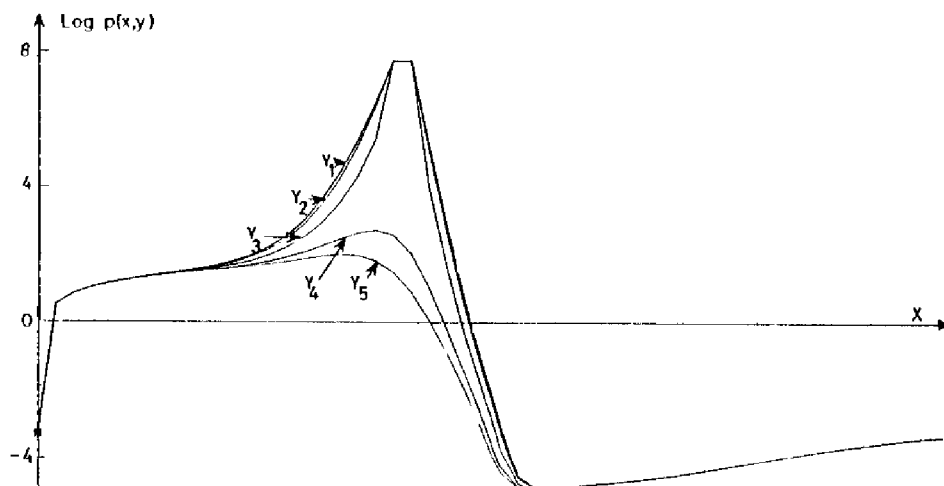


FIGURE 1.12 : Répartition de la densité d'électrons n .



a)



b)

FIGURE 1.13 : Répartition de la densité de trous p .

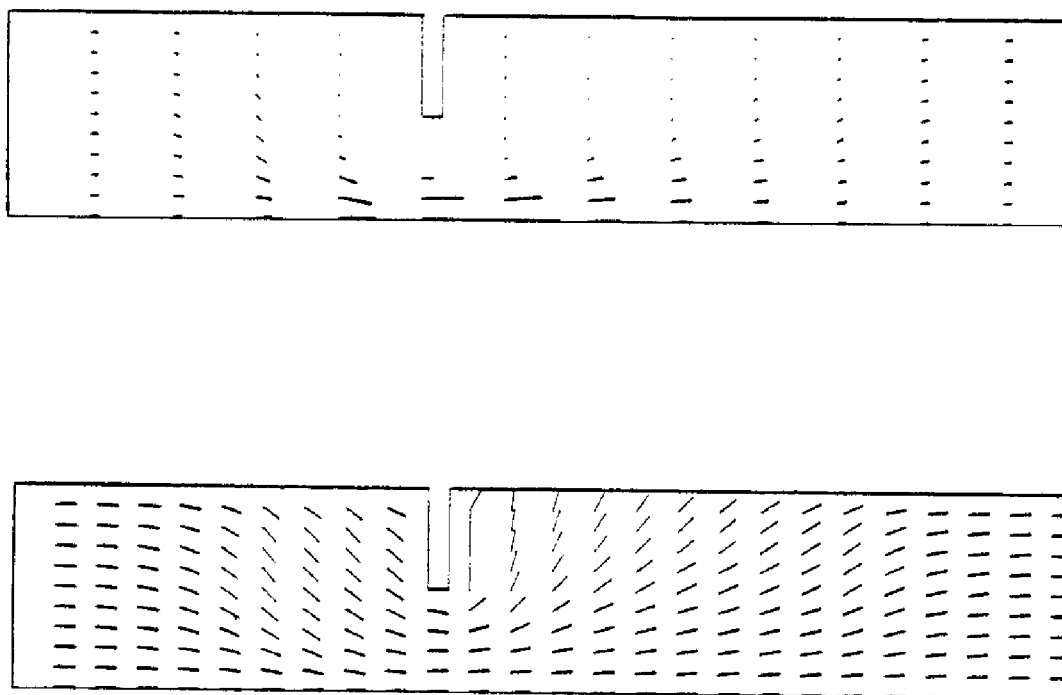


FIGURE 1.14 : Lignes de courant.

Le tracé des lignes de courant de la figure 1.14 fait apparaître au centre du canal une focalisation induite par l'abaissement de barrière. Toutefois dans la base induite les lignes de courant restent parallèles à la direction longitudinale.

°0°

Ce chapitre a été consacré à la description de deux outils de simulation numérique mis en oeuvre pour l'étude du comportement électrique du transistor à base perméable, l'un basé sur une méthode de différences finies, l'autre sur la méthode des éléments finis ; leurs limitations et avantages respectifs ont été précisés. Nous allons maintenant mettre en oeuvre ces programmes pour guider l'analyse du fonctionnement électrique du T.B.P.

CHAPITRE 2

MODELE ANALYTIQUE DU TRANSISTOR A BASE PERMEABLE

Les simplifications que suggèrent les résultats des simulations numériques permettent d'établir des relations analytiques relativement simples pour décrire le comportement du T.B.P. tant en régime statique qu'en régime dynamique. Les modèles qui en découlent sont du type compact et permettent de rendre compte de façon satisfaisante des principales caractéristiques du T.B.P.. C'est ce que nous allons nous efforcer de montrer dans ce chapitre.

2.1. MODELE DU TRANSISTOR A BASE PERMEABLE EN REGIME DE FONCTIONNEMENT STATIQUE.

Les modélisations que nous allons présenter reposent sur la théorie macroscopique de la diffusion et ne concernent que des structures courtes idéales dans lesquelles les recombinaisons peuvent être négligées.

Après avoir analysé les caractéristiques courant-tension, en tenant compte de l'influence éventuelle des résistances des zones passives, nous proposerons un schéma équivalent du transistor à base perméable. Nous discuterons ensuite des autres caractéristiques électriques essentielles qui définissent le comportement du dispositif en régime statique.

Les différentes composantes qui déterminent le comportement du dispositif sont :

- le courant de base défini par l'injection des électrons à travers la barrière de type SCHOTTKY AsGa(N)-tungstène ,
- le courant collecteur lié à l'injection des porteurs à travers la barrière de potentiel dressée dans la base induite et contrôlée par le potentiel appliqué sur la grille métallique de base,
- le courant émetteur qui, par raison de continuité, est évidemment la somme des courants de collecteur et de base.

2.1.1. Détermination du courant de base.

On peut limiter l'étude de la barrière SCHOTTKY émetteur-base, polarisée en direct, à une analyse unidimensionnelle. En effet, au voisinage de la jonction métallurgique, zone où se situe la part la plus influente de la barrière, les équipotentielles sont quasiment parallèles au plan de la grille de base, et ce d'autant plus que les doigts métalliques sont larges. Ceci est confirmé par les résultats de la simulation numérique dont un exemple est reporté sur la figure 1.10 du chapitre I.

Si on suppose que la relation d'EINSTEIN entre la constante de diffusion et la mobilité des électrons est satisfaite, le modèle de diffusion appliqué au cas du contact SCHOTTKY conduit à l'expression suivante [16]

$$(2.1) \quad J_n = \frac{q n_i^2}{\int_J^T \frac{p(x)}{D_n(x)} dx} \left(\exp\left(\frac{V_{BE}}{U_T}\right) - 1 \right)$$

dans laquelle le dénominateur représente l'intégrale de la concentration de trous minoritaires, étendue à la zone de charge d'espace.

On peut montrer en suivant une démarche analogue à celle mise en oeuvre dans le cas d'une hétérojonction isotype [17], que la loi de répartition des trous $p(x)$ dans la zone de transition s'exprime en fonction du potentiel électrostatique $V(x)$ sous la forme :

$$(2.2) \quad p(x) = \frac{n_i^2}{N_D} \cdot \exp\left(\frac{V_{bi}}{U_T}\right) \cdot \exp\left(-\frac{V(x)}{U_T}\right)$$

où l'origine des abscisses et des potentiels est localisée à la jonction métallurgique J.

La constante de diffusion est donnée, d'après la relation d'EINSTEIN, par

$$(2.3) \quad D_n(x) = U_T \mu_n(x)$$

avec

$$(2.4) \quad \mu_n(x) = \frac{v_n(x)}{E(x)} = v_n(x) \left(-\frac{dV(x)}{dx} \right)^{-1}$$

où v_n désigne la vitesse de dérive des porteurs. Or un calcul rapide montre que la zone de base est le siège d'un champ électrique intense très supérieur au champ critique au-delà duquel les électrons se déplacent à la vitesse v_e . On peut donc écrire :

$$(2.5) \quad D_n = -v_e \quad U_T \quad \frac{dx}{dV(x)}$$

Compte tenu des relations (2.2) et (2.5) l'expression (2.1) devient :

$$(2.6) \quad J_n = \frac{q N_D v_e \exp\left(-\frac{V_{Bi}}{U_T}\right)}{\left[\exp\left(\frac{V_{Bi} - V_{BE}}{U_T}\right) - 1\right]} \left[\exp\left(\frac{V_{BE}}{U_T}\right) - 1 \right]$$

Dans le cas d'une polarisation directe telle que V_{BE} reste inférieur de plusieurs unités thermodynamiques U_T à la tension de diffusion V_{Bi} , la densité de courant s'écrit

$$(2.7) \quad J_n = q N_D v_e \exp\left(-\frac{V_{Bi}}{U_T}\right) \left[\exp\left(\frac{V_{BE}}{U_T}\right) - 1 \right]$$

Il est commode de définir une densité de courant base J_B ramenée à l'unité de surface du dispositif et non plus à l'unité de surface des seuls doigts métalliques. Celle ci est donnée par :

$$(2.8) \quad J_B = J_n \frac{L_B}{L_B + L_B^*}$$

où L_B désigne la largeur des métallisations et L_B^* l'intervalle entre deux doigts de base (voir figure 1.2). Si $L_B = L_B^* = 2d$ alors

$$(2.9) \quad J_B = \frac{J_n}{2}$$

2.1.2. Détermination du courant de collecteur.

La simulation numérique exacte indique que, dans toute la région comprise entre deux doigts métalliques, c'est à dire dans la zone de base induite, les lignes de courant sont pratiquement parallèles à la direction longitudinale Ox (figure 2.1). Autrement dit, dans la base induite, les composantes de courant transversales sont tout à fait négligeables vis-à-vis des composantes longitudinales.

Il est donc légitime de calculer le courant collecteur comme l'intégrale portant sur la densité de courant $J_{nx}(y)$ étendue à la dimension transversale de base induite, c'est à dire :

$$(2.10) \quad I_c = L \int_0^d J_{nx}(y) dy$$

La densité moyenne de courant collecteur devient

$$(2.11) \quad J_c = \frac{1}{2d} \int_0^d J_{nx}(y) dy$$

En admettant, par analogie avec le calcul du courant de base, que la densité de courant locale $J_{nx}(y)$ est reliée à la hauteur de barrière locale $qV_B(y)$ par la relation

$$(2.12) \quad J_{nx}(y) = q N_D V_p^0 \exp\left(-\frac{qV_B(y)}{kT}\right)$$

la densité moyenne de courant collecteur s'écrit

$$(2.13) \quad J_c = \frac{q N_D V_p^0}{2d} \int_0^d \exp\left(-\frac{qV_B(y)}{kT}\right) dy$$

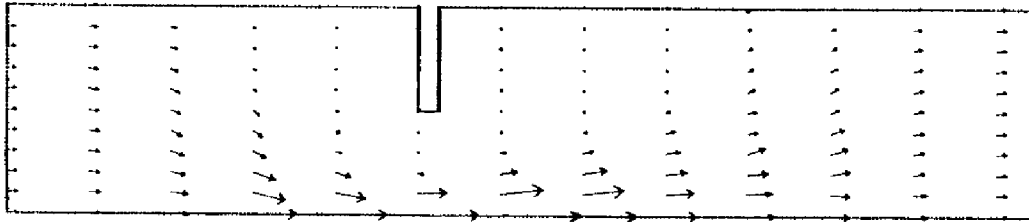


FIGURE 2.1 : Evolution des lignes de courant.

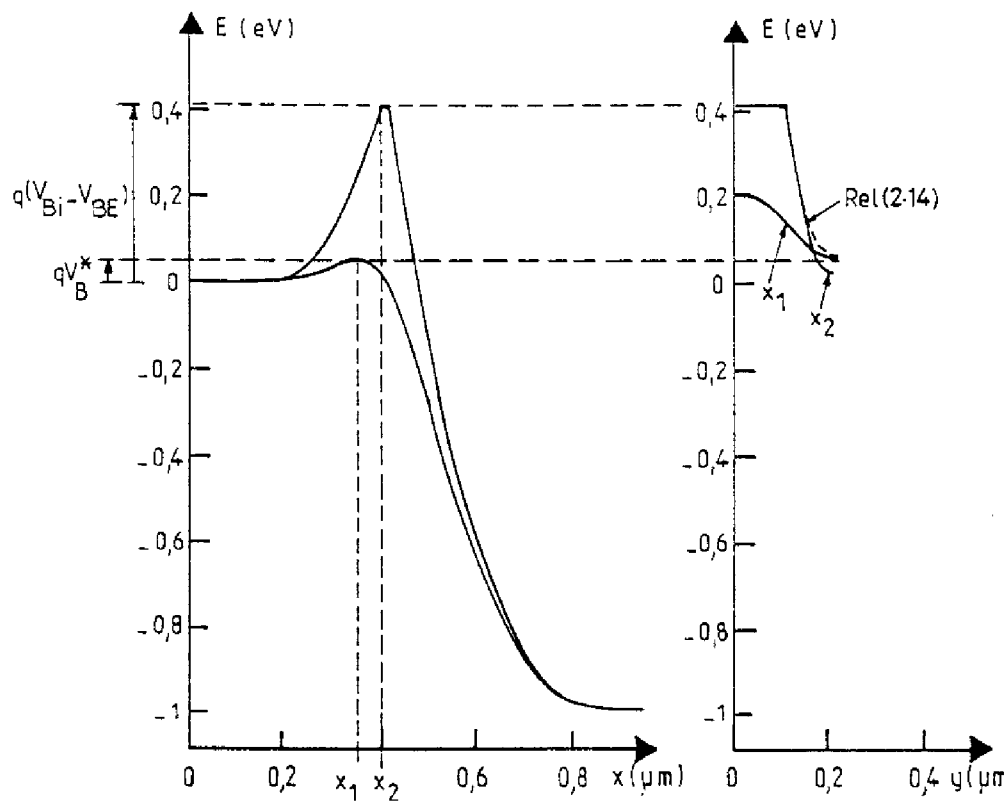


FIGURE 2.2 : Représentation de la barrière de potentiel du T.B.P..

Les résultats de la simulation numérique (figure 2.2) montrent que la variation de la barrière de potentiel entre la métallisation de la grille de base (où elle est égale à $q(V_{Bi}-V_{BE})$ et le point de selle (où elle est minimale et égale à qV_B^*), peut être approchée par la loi parabolique suivante

$$(2.14) \quad V_B(y) = \frac{V_{Bi}-V_{BE}-V_B^*}{d^2} y^2 + V_B^*$$

Dans ces conditions, et pourvu que $(V_{Bi}-V_{BE}-V_B^*)$ soit supérieur à $2 U_T$ de telle sorte que $\text{erf}[(V_{Bi}-V_{BE}-V_B^*) / U_T]^{1/2} \simeq 1$ la densité de courant collecteur s'écrit compte tenu de (2.13)

$$(2.15) \quad J_c \simeq \frac{\sqrt{\pi} U_T}{L_1 \sqrt{V_{Bi}-V_{BE}-V_B^*}} q N_D V_e \exp\left(-\frac{V_B^*}{U_T}\right)$$

Dès lors le calcul du courant collecteur passe par la détermination de la hauteur de barrière de potentiel qV_B^* du point de selle ; celle ci dépend d'une part des caractéristiques technologiques (dopage et dimensions géométriques) et d'autre part des conditions de polarisation (V_{BE}, V_{CE}) de la structure.

A ce stade de notre étude, on ne peut exprimer V_B^* que par une relation empirique déterminée à partir des résultats de la simulation numérique. La loi que nous avons retenue est la suivante :

$$(2.16) \quad V_B^* = V_{Bi}^* - \eta V_{BE} - \theta \sqrt{V_{CE}}$$

où V_{Bi}^* peut être considéré comme représentant la tension de diffusion équivalente au point de selle. η traduit la diminution de la tension extérieure appliquée sur la hauteur de barrière au centre de la structure ; la valeur de ce paramètre dépend de l'écartement des doigts de grille et du dopage du semiconducteur. θ rend compte de la réaction interne qui résulte de la modification de la barrière de potentiel par la tension appliquée sur le collecteur.

Il est intéressant de comparer à partir de ces résultats, la densité de courant maximale J^* calculée au point de selle à la densité moyenne de courant collecteur J_C ; on peut en particulier exprimer le rapport de focalisation

$$(2.17) \quad \rho = \frac{J^*}{J_C} = 4 \sqrt{\frac{V_{Bi} - V_{BE} - V_B^*}{\pi U_T}}$$

Les courbes représentées sur la figure 2.3 illustrent deux exemples de résultats obtenus.

Il faut noter ici, que ce mécanisme de focalisation conduira du point de vue du courant collecteur total admissible à une réduction du domaine d'utilisation. En effet, des densités de courant extrêmement importantes au centre de la base induite pourraient avoir des implications particulièrement sévères sur le comportement du transistor (stabilité thermique, etc...)

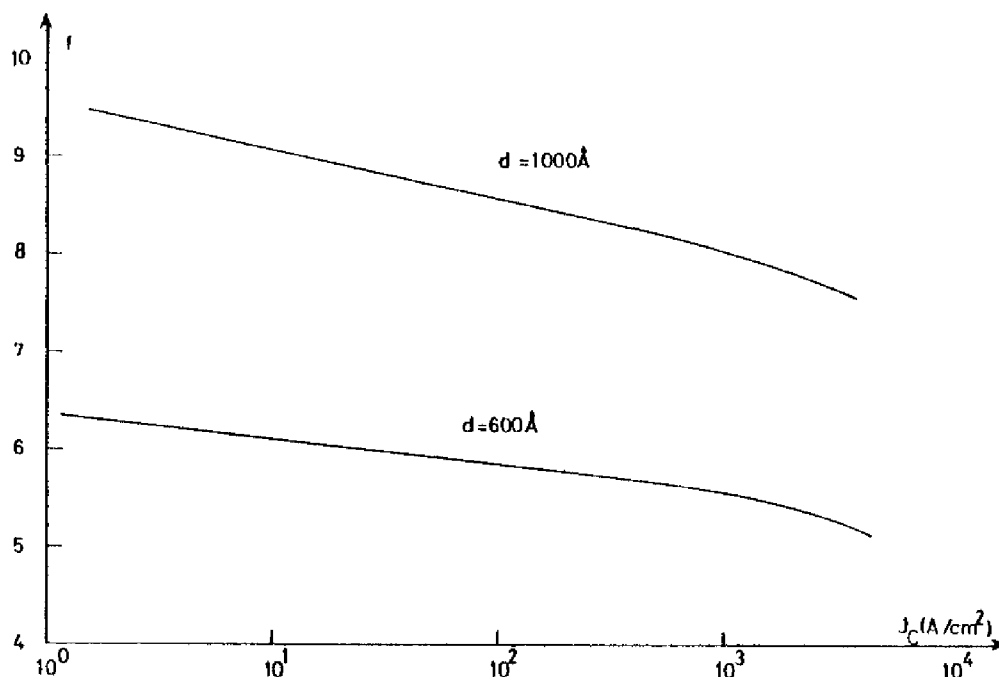


FIGURE 2.3 : Evolution du rapport de focalisation f
en fonction de la densité de courant collecteur J_C .

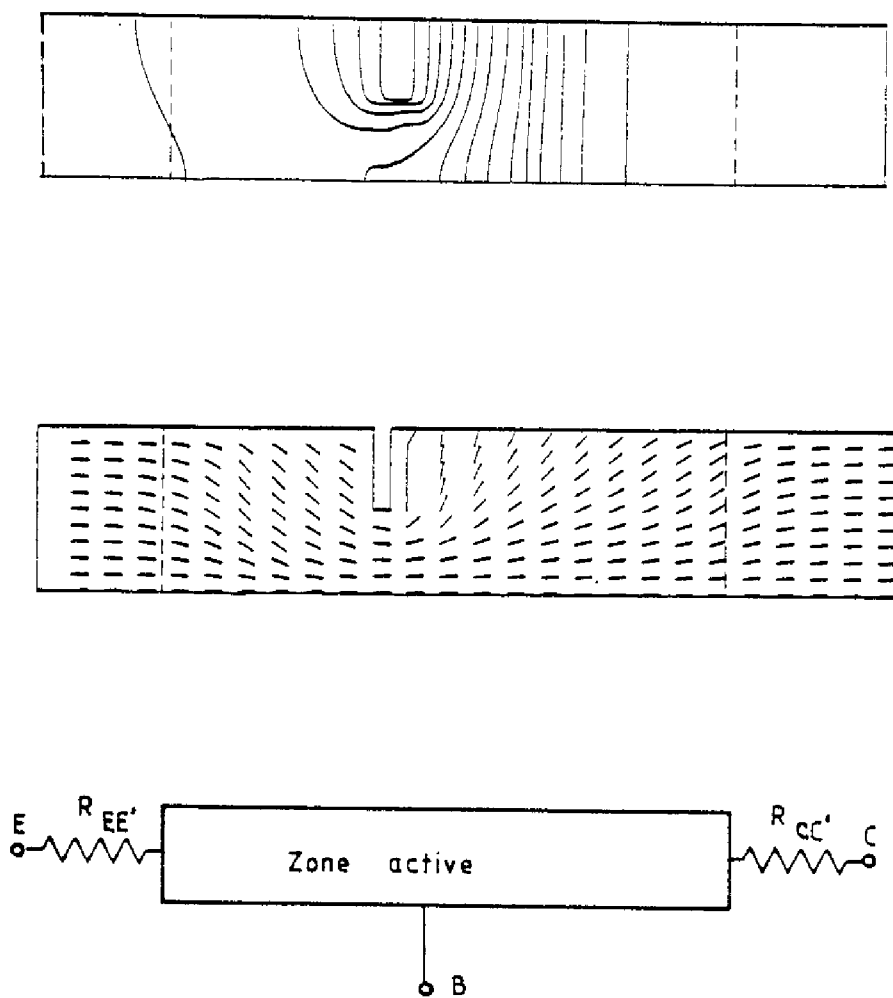


FIGURE 2.4 : Mise en évidence des résistances d'émetteur et de collecteur.

2.1.2. Influence des résistances séries.

Pour les forts niveaux de polarisation, le passage des courants d'émetteur et de collecteur provoquent des chutes ohmiques de tension dans les résistances séries des zones d'accès $R_{EE'}$ et $R_{CC'}$. Les tensions effectivement "agissantes" au niveau de la zone active du dispositif diffèrent des tensions appliquées entre électrodes et deviennent :

$$(2.18) \quad V_{BE'} = V_{BE} - R_{EE'} I_E \approx V_{BE} - R_{EE'} I_C$$

$$(2.19) \quad V_{CE'} = V_{CE} - R_{EE'} I_E - R_{CC'} I_C \approx V_{CE} - (R_{EE'} + R_{CC'}) I_C$$

Les résistances $R_{EE'}$ et $R_{CC'}$ peuvent être simplement exprimées comme des résistances de zones neutres où les porteurs ont une densité égale à la concentration des impuretés et se déplacent avec leur mobilité à faible champ. Les longueurs de ces zones neutres sont directement calculées en tenant compte des extensions des charges d'espace de part et d'autre de la base (figure 2.4). On trouve :

$$(2.20) \quad R_{EE'} = \frac{\ell_{EB} - \sqrt{\frac{2\epsilon}{q N_D} (V_{B1} - V_{BE})}}{q \mu_{n0} N_D} \quad R_{CC'} = \frac{\ell_{BC} - \sqrt{\frac{2\epsilon}{q N_D} (V_{B1} - V_{BC})}}{q \mu_{n0} N_D}$$

Si on reporte (2.18) et (2.19) dans la relation (2.16) on observe que pour les forts niveaux de courant, la hauteur de barrière du point de selle dépend du courant collecteur. La relation (2.15) devient donc implicite et ne peut être résolue que par dichotomie.

Notons d'ores et déjà que l'influence de $R_{EE'}$ sera le plus souvent prépondérante.

2.1.4. Paramètres caractéristiques du fonctionnement en régime normal.

A partir des expressions des densités de courant de base et de courant collecteur, il est aisé de calculer des paramètres électriques qui permettent de préciser le modèle analytique. Ainsi, pour le régime normal de fonctionnement ($V_{BE} > 0$ et $V_{BC} < 0$), et en se limitant aux faibles niveaux de courant de sorte que l'influence des résistances séries R_{EE}' et R_{CC}' puisse être négligée, on peut exprimer dans le montage émetteur commun :

a) le gain statique en courant I_C/I_B

(2.21) qui s'écrit

$$\beta_{21E} = \frac{\sqrt{\pi} U_T}{2\sqrt{V_{B1} - V_{BE} - V_B^*}} \exp\left(\frac{V_{B1} - V_{BE} - V_B^*}{U_T}\right)$$

ou encore , si l'on pose

$$(2.22) \quad J_0 = \frac{\sqrt{\pi} U_T}{4\sqrt{V_{B1} - V_{BE} - V_B^*}} q N_D \mathcal{V}_E$$

et compte tenu de (2.16)

(2.23)

$$\beta_{21E} = \frac{2 J_0^{-1/\eta}}{q N_D \mathcal{V}_E} \frac{J_c^{\frac{\eta-1}{\eta}}}{\exp\left(\frac{1}{U_T} \left(V_{B1} - \frac{V_{B1}^*}{\eta} - \frac{\theta}{\eta} \sqrt{V_{CE}} \right)\right)}$$

b) le gain en courant dynamique basse fréquence qui est donné par :

(2.24)

$$h_{21e} = \left(\frac{\partial I_c}{\partial I_B} \right)_{V_{CE} = \text{cte}} \simeq h_{21E} \left(\eta + \frac{(1-\eta) U_T}{2(V_{B1} - V_{BE} - V_B^*)} \right)$$

soit, compte tenu de ce que $2(V_{B1} - V_{BE} - V_B^*) \gg (1-\eta) U_T$

(2.25)

$$h_{21e} \simeq \eta h_{21E}$$

c) la transconductance :

(2.26)

$$g_m = \left(\frac{\partial I_c}{\partial V_{BE}} \right)_{V_{CE} = \text{cte}} \simeq J_c \left(\frac{\eta}{U_T} + \frac{1}{2} \frac{1-\eta}{(V_{B1} - V_{BE} - V_B^*)} \right) \simeq J_c \cdot \frac{\eta}{U_T}$$

d) la conductance d'entrée :

(2.27)

$$g_{be} = \left(\frac{\partial I_B}{\partial V_{BE}} \right)_{V_{CE} = \text{cte}} \simeq \frac{J_B}{U_T} = \frac{J_c}{h_{21E} U_T}$$

e) la conductance de sortie :

(2.28)

$$g_{ce} = \left(\frac{\partial I_c}{\partial V_{CE}} \right)_{V_{BE} = \text{cte}} \simeq J_c \left(\frac{1}{U_T} - \frac{1}{2(V_{B1} - V_{BE} - V_B^*)} \right) \frac{\theta}{2\sqrt{V_{CE}}}$$

$$\simeq \frac{g_m}{2\sqrt{V_{CE}}} \cdot \frac{\theta}{\eta}$$

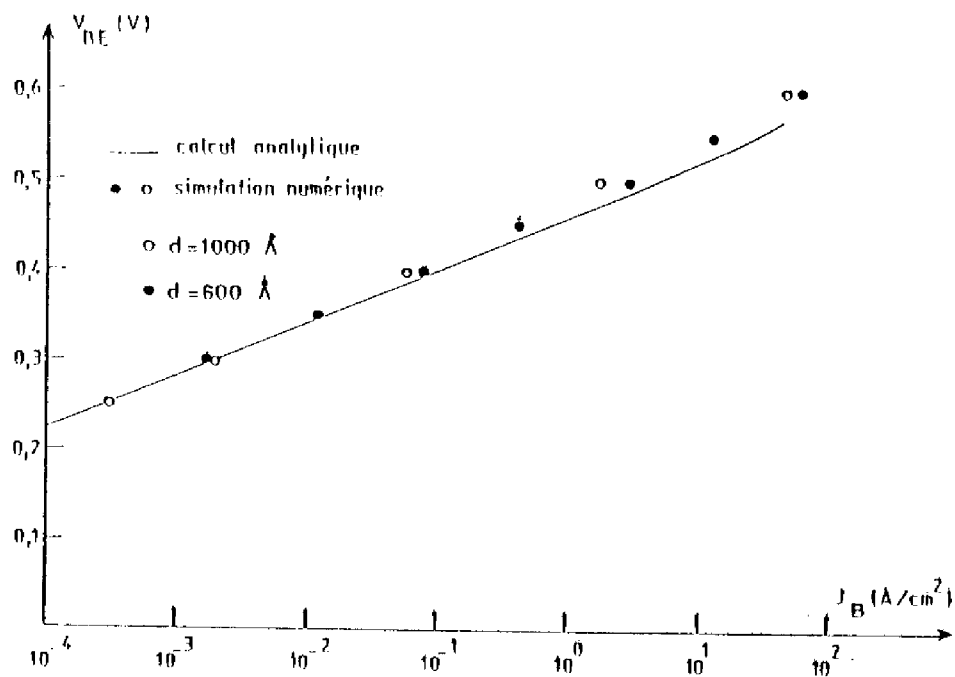


FIGURE 2.5 : Caractéristiques d'entrée (J_B , V_{BE}).

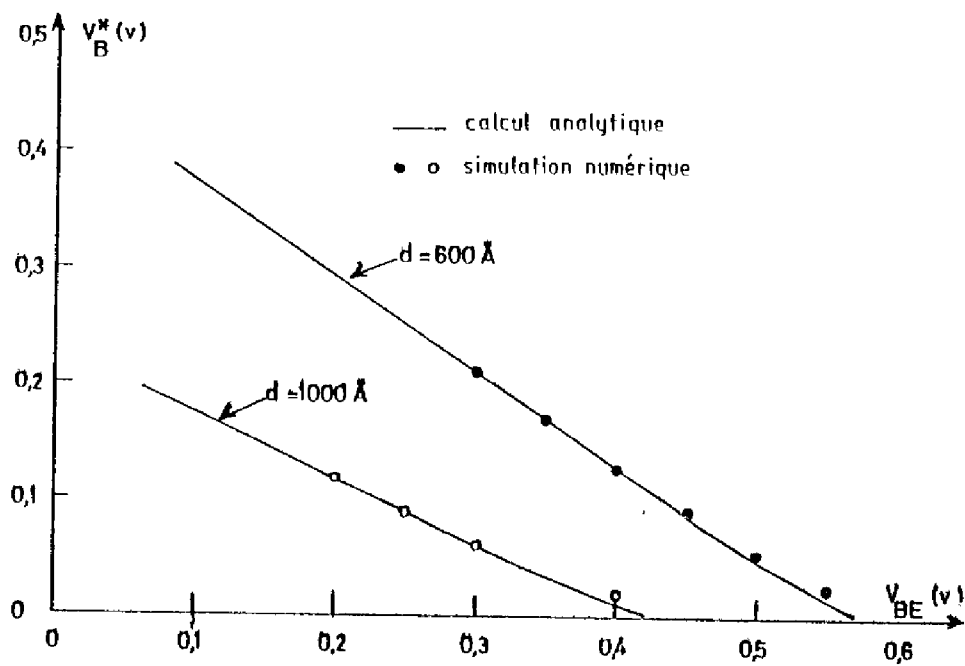


FIGURE 2.6 : Variation de la hauteur de barrière du point de selle en fonction de V_{BE} .

2.1.5. Comparaison entre la simulation numérique et le modèle analytique.

Afin de nous assurer de la validité du modèle analytique que nous proposons pour le T.B.P., nous avons comparé les diverses caractéristiques électriques qui découlent de ce modèle à celles déduites de la simulation numérique exacte déjà décrite au chapitre 1.

Pour illustrer cette comparaison, nous avons considéré deux dispositifs de géométrie différente - $d = 600 \text{ Å}$ et $d = 1000 \text{ Å}$ - mais de même dopage ($N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$).

La figure 2.5 représente les caractéristiques d'entrée (J_B, V_{BE}). La concordance entre les résultats analytiques et numériques est tout à fait satisfaisante.

L'évolution de la hauteur de barrière au point de selle V_B^{se} représentée sur la figure 2.6 en fonction de V_{BE} est correctement traduite par l'expression (2.16).

Les caractéristiques de transfert (J_C, V_{BE}) calculées pour $V_{CE} = 1 \text{ V}$ sont reportées sur la figure 2.7. On vérifie que le courant déduit de la simulation numérique suit bien une loi en exponentielle de la tension appliquée tant que l'influence des résistances séries est négligeable. Notons toutefois que la concordance entre les deux types de résultats est ici beaucoup moins satisfaisante et peut faire apparaître des écarts de 100% ; ce désaccord est lié à la nature bidimensionnelle des mécanismes de conduction que le modèle analytique ne traduit qu'incomplètement.

La figure 2.8 a trait aux évolutions du gain statique en fonction de la densité de courant collecteur. Ce gain diminue avec la largeur entre doigts de grille $2d$ car, pour une tension de polarisation base-émetteur V_{BE} donnée, la hauteur de barrière dans la base intrinsèque augmente et donc le courant collecteur diminue tandis que le courant de base reste inchangé lorsque $2d$ décroît. Les différences observées ont la même origine que celles constatées au niveau du courant collecteur que nous avons déjà commentées à propos des résultats présentés sur la figure 2.7.

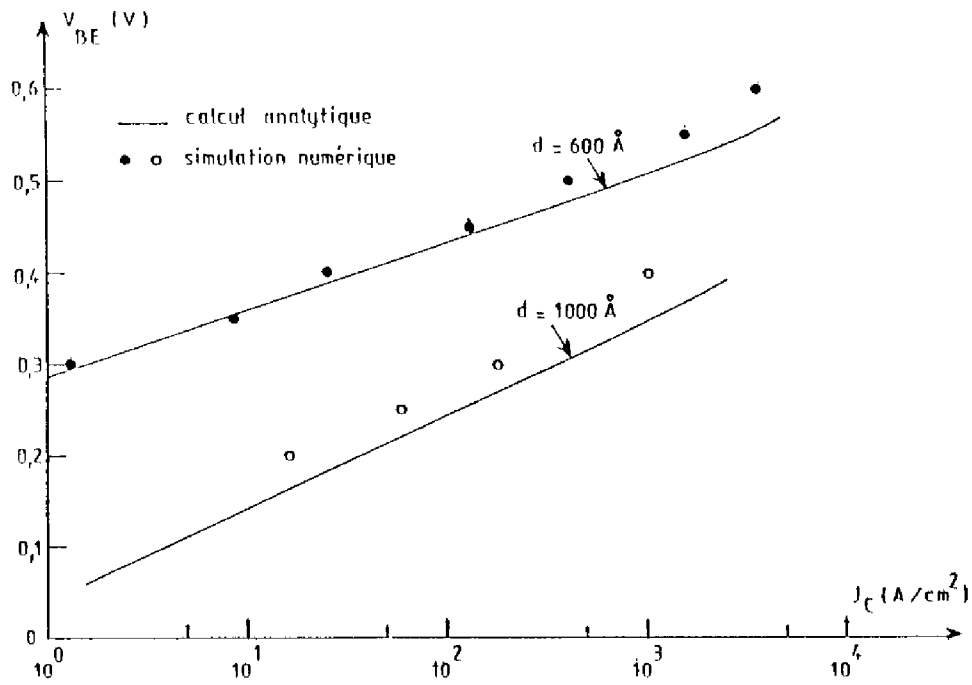


FIGURE 2.7 : Caractéristiques de transfert (J_C , V_{BE}).

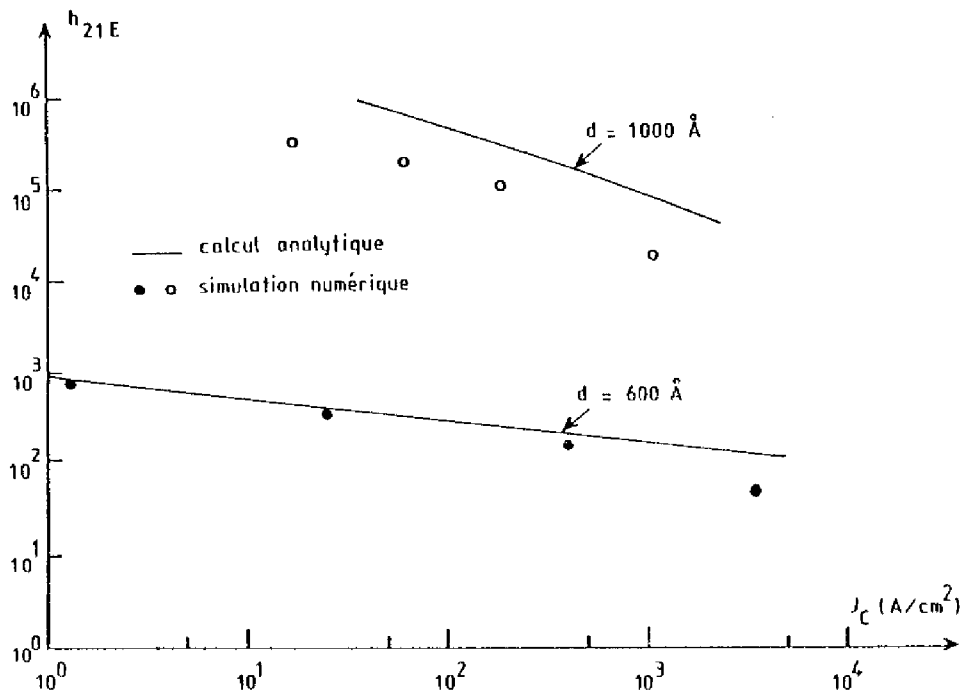


FIGURE 2.8 : Evolution du gain statique h_{21E} fonction de J_C .

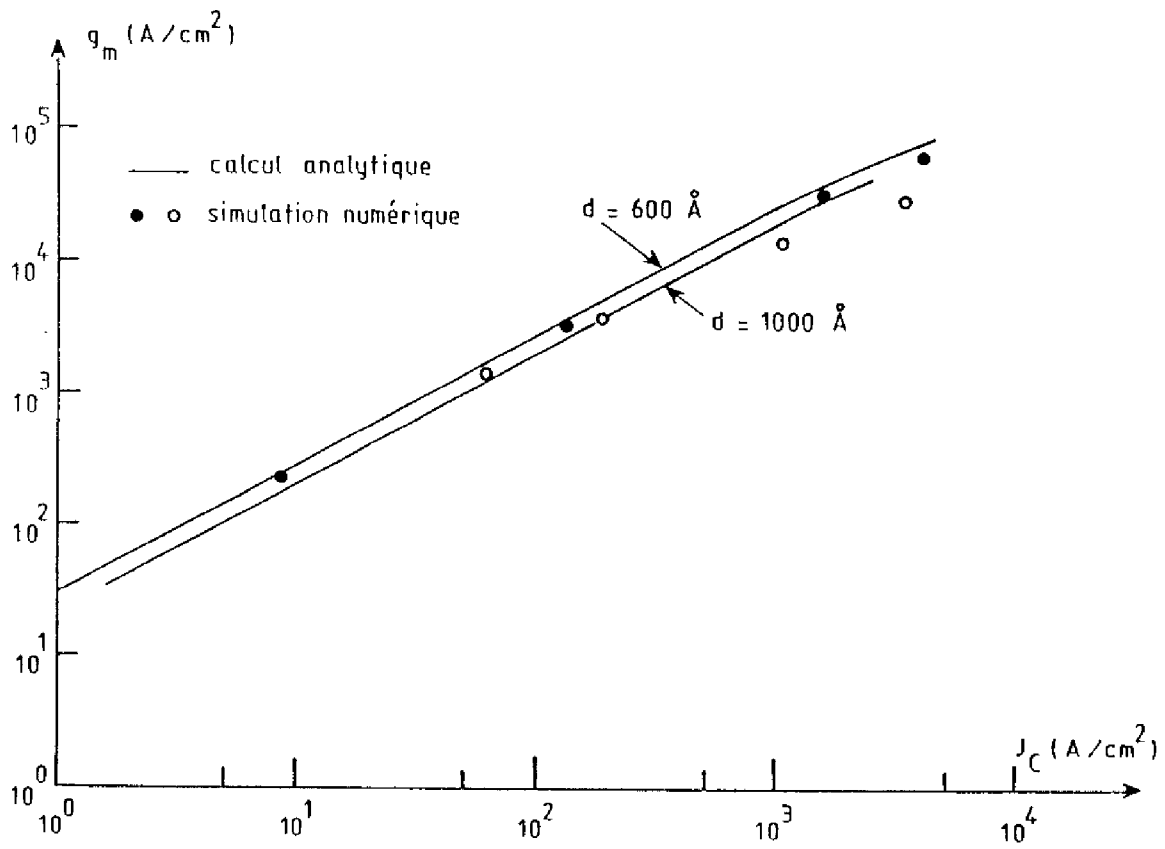


FIGURE 2.9 : Transconductances g_m en fonction de la densité de courant collecteur J_C .

Les évolutions de la transconductance g_m en fonction de la densité de courant collecteur J_c sont représentées sur la figure 2.9. On observe que g_m varie peu en fonction de la géométrie de la structure tant que le courant est contrôlé par barrière. L'accord entre le modèle numérique et le modèle analytique est ici satisfaisant.

2.2. MODELE DU TRANSISTOR A BASE PERMEABLE EN REGIME DYNAMIQUE.

Le schéma équivalent du T.B.P. en régime de fonctionnement petits signaux fait intervenir, lorsque les fréquences mises en jeu augmentent, des éléments associés aux phénomènes réactifs dont la structure est le siège. Nous allons, dans ce paragraphe, nous efforcer de caractériser ces phénomènes et de les prendre en compte au niveau du schéma équivalent.

Nous établirons, ensuite, les expressions de la fréquence de transition et du gain en puissance HF.

2.2.1. Définition du schéma électrique équivalent.

a) Conductances et transconductances.

Les conductances d'entrée et de sortie sont définies, pour le montage émetteur commun, par les relations (2.27) et (2.28) que nous rappelons ici :

$$(2.29) \quad g_{b'e'} = \left(\frac{\partial J_B}{\partial V_{b'e'}} \right)_{V_{c'e'} = \text{cte}} = \frac{J_B}{U_T} = \frac{J_c}{R_{216} U_T}$$

$$(2.30) \quad g_{c'e'} = \left(\frac{\partial J_c}{\partial V_{c'e'}} \right)_{V_{b'e'} = \text{cte}} = \frac{g_m}{2V_{c'e'}} \frac{\theta}{\eta}$$

dans lesquelles E' , B' et C' représentent les contacts virtuels qui délimitent la zone active du dispositif.

Dans l'expression (2.30), g_m désigne la transconductance qui s'écrit :

$$(2.31) \quad g_m = \left(\frac{\partial J_c}{\partial V_{B'E'}} \right)_{V_{C'E'} = V_{CE}} \approx \frac{\eta J_c}{u_T}$$

b) Capacités de transition.

Les capacités de transition sont liées aux variations des charges Q contenues dans les zones de transition par la relation :

$$(2.32) \quad C_T = \frac{dQ}{dV}$$

Les résultats de l'analyse numérique exacte montrent que l'on peut limiter l'étude du comportement des zones de transition à une analyse unidimensionnelle ; en effet, les extensions de charges d'espaces W_{TE} , côté émetteur, et W_{TC} , côté collecteur, sont pratiquement indépendantes de la coordonnée y . Cette hypothèse simplificatrice, moins bien légitimée pour la capacité de transition émetteur-base, dans le cas des très fortes polarisations en courant, sera rediscutée ultérieurement.

Si l'on admet, de plus, que les zones de transition sont entièrement "dépeuplées" de porteurs, on peut écrire :

$$(2.33) \quad C_{TE} = \frac{\epsilon}{W_{TE}}$$

$$(2.34) \quad C_{TC} = \frac{\epsilon}{W_{TC}}$$

Ces capacités de transition s'expriment, alors, en fonction du dopage N_D , de la tension de diffusion de la barrière SCHOTTKY V_{BI} et des tensions de polarisation sous la forme :

$$(2.35) \quad C_{TE} = \sqrt{\frac{q \epsilon N_D}{2 (V_{BI} - V_{B'E'})}}$$

$$(2.36) \quad C_{TC} = \sqrt{\frac{q \epsilon N_D}{2 (V_{BI} - V_{B'C'})}}$$

c) Réactances liées au transit des porteurs.

Il est évident que les zones de transition qui viennent d'être caractérisées à partir d'une approche classique bien connue, ne sont pas totalement dépeuplées ; elles sont, en effet, traversées par des porteurs libres qui assurent la continuité du courant collecteur que nous avons déjà caractérisé sur le plan du comportement statique. Pour exprimer l'influence de ce mécanisme sur le comportement dynamique, il est d'usage de se placer dans l'hypothèse du "contrôle de charge". Celle-ci revient à dire que la charge Q_{τ} liée à ces porteurs en transit ne dépend que de la tension instantanée aux bornes de la jonction considérée.

Autrement dit, lorsque le courant d'injection est contrôlé par la tension appliquée entre base et émetteur, on peut écrire :

$$(2.37) \quad \frac{dQ_{\tau}}{dt} = \frac{dQ_{\tau}}{dV_{B'E'}} \cdot \frac{dV_{B'E'}}{dt}$$

où on reconnaît en $dQ_{\tau}/dV_{B'E'}$ une capacité C_{τ} qui sera donc connectée entre les contacts virtuels B' et E' et qui peut être décomposée comme suit :

$$(2.38) \quad C_{\tau} = \frac{dQ_{\tau E}}{dV_{B'E'}} + \frac{dQ_{\tau c}}{dV_{B'E'}} = C_{\tau E} + C_{\tau c}$$

$Q_{\tau E}$ et $Q_{\tau c}$ désignent respectivement les charges des porteurs en transit dans les zones de charges d'espace situées côté émetteur et côté collecteur par rapport au point de selle (Cf. figure 2.10).

Par une démarche analogue à celle utilisée dans l'étude des transistors bipolaires, on peut montrer que [18], les électrons se déplaçant à leur vitesse limite v_e comme nous l'avons précédemment indiqué, le temps de transit dans la zone de transition côté collecteur τ_c est donné par :

$$(2.39) \quad \tau_c = \frac{W_{sc}}{2 v_e}$$

où W_{sc} représente l'épaisseur de la zone de transition (figure 2.10).

La capacité $C_{\tau c}$ s'écrit donc :

$$(2.40) \quad C_{\tau c} = \frac{dQ_{\tau c}}{dV_{B'E'}} = \frac{dQ_{\tau c}}{dJ_c} + \frac{dJ_c}{dV_{B'E'}} = \tau_c \cdot g_m$$

La capacité $C_{\tau e}$ liée au stockage de charges dans la zone de transition côté émetteur équivaut, quant à elle, à la capacité neutre définie pour le transistor bipolaire.

On montre que, sauf pour des dispositifs ayant un profil de dopage graduel, l'influence de la capacité neutre sur le comportement HF du transistor bipolaire est négligeable[19].

Nous admettrons, par souci de simplification, qu'il en est de même dans le cas du T.B.P. et nous confondrons, dans ce qui suit, $C_{\tau e}$ et $C_{\tau c}$.

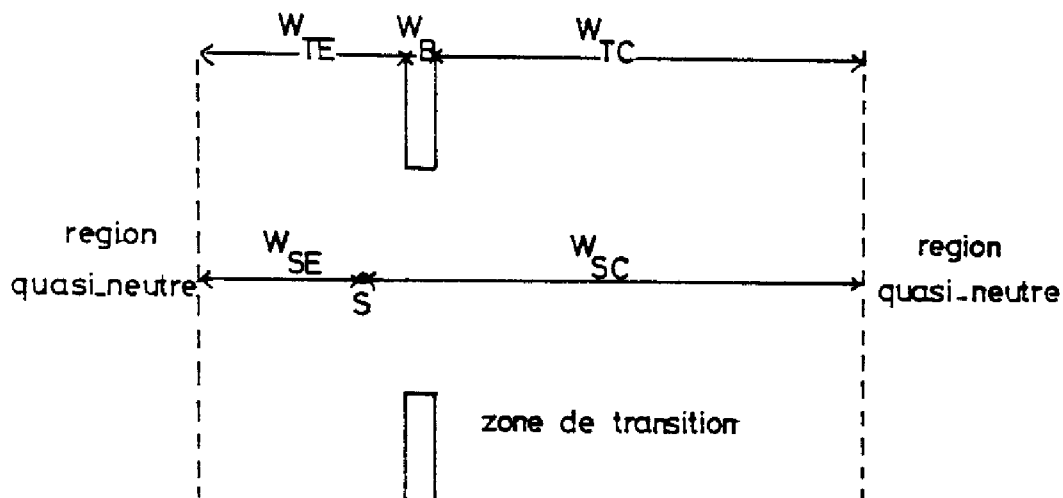


FIGURE 2.10 : Localisation des différentes zones de la structure.

d) Caractéristiques des zones "passives".

Les développements précédents n'ont tenu compte que des aspects intrinsèques du fonctionnement du transistor à base perméable. Il convient donc d'adjoindre aux éléments que nous venons de définir, les résistances R_{EE} , et R_{CC} , mises en évidence lors de l'étude du régime statique et, entre le contact de base B et la base virtuelle B', une résistance R_{BB} , représentant la résistance des doigts de grille que nous allons préciser.

La faible épaisseur W_B des doigts de grille métallique vis-à-vis de la dimension transversale Z (figure 2.11.a) permet d'évaluer la résistance de base R_{BB} , par un calcul bidimensionnel.

La jonction SCHOTTKY émetteur-base du T.B.P. peut être représentée comme l'indique la figure 2.11.b ; les diodes qui correspondent chacune à un élément de surface sont distribuées tout au long des doigts métalliques de la grille dont le comportement est purement résistif. Compte-tenu des valeurs faibles du courant de base et de la résistance de base, le mécanisme de défocalisation pourra être négligé ; autrement dit, les diodes injectent dans la métallisation de base une densité de courant constante en tout point de la jonction.

Dans ces conditions, on peut calculer la résistance de base du transistor à base perméable, comme celle du transistor bipolaire fonctionnant à faible courant de polarisation [20]. On trouve ici, pour une structure comportant n doigts et une seule prise de contact de base :

$$(2.41) \quad R_{BB'} = \frac{\rho Z}{3n(2d)W_B}$$

où ρ représente la résistivité du métal de grille (tungstène dans notre cas). Lorsque l'on impose $L_B^* = L_B = 2d$ (voir figure 2.11 a), $R_{BB'}$ s'exprime directement en fonction de la longueur totale L (direction transversale Oy) :

$$(2.42) \quad R_{BB'} = \frac{2\rho Z}{3LW_B}$$

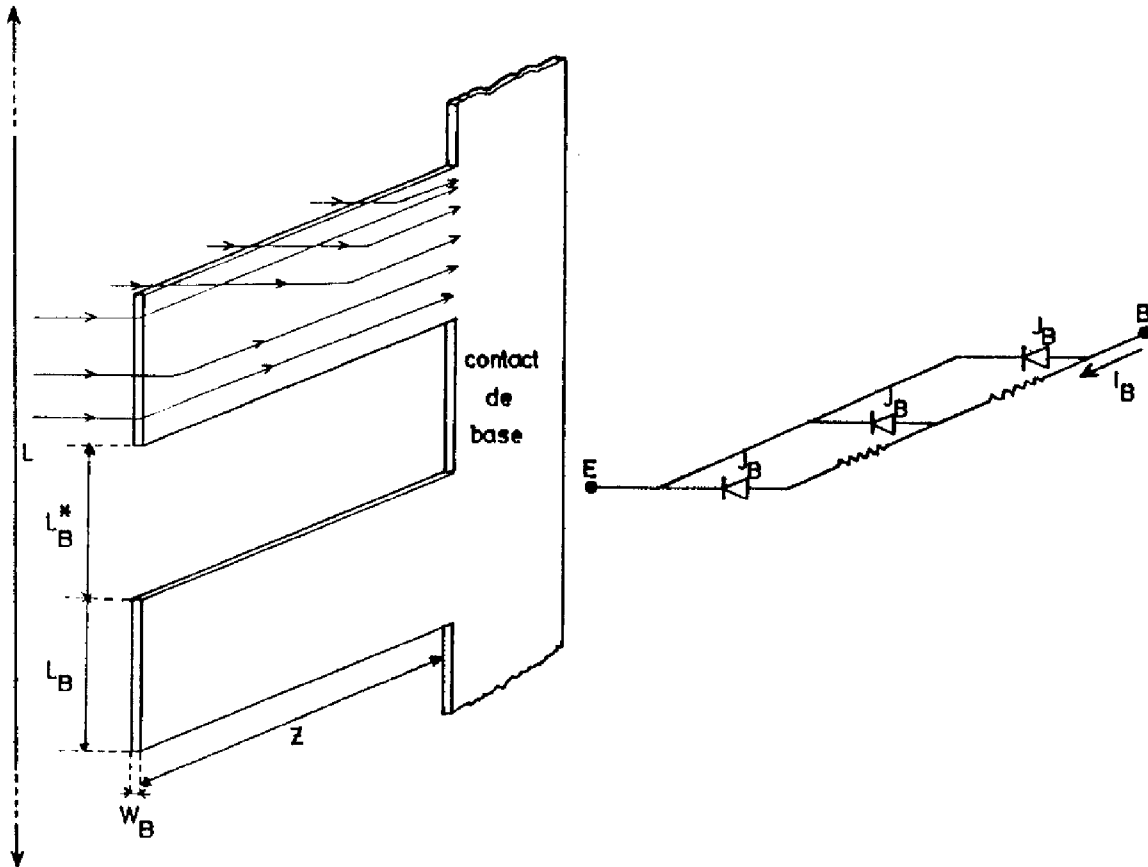


FIGURE 2.11 : a) mise en évidence de la résistance de base.
b) représentation de la jonction SCHOTTKY de base.

Dans le cas d'une structure à double contact de base, $R_{BB'}$, sera alors déterminé par la relation :

$$(2.43) \quad R_{BB'} = \frac{\rho z}{6 L w_B}$$

e) Schéma électrique équivalent.

La prise en compte de l'ensemble des éléments que nous venons de définir permet d'établir le schéma équivalent représenté sur la figure 2.12 du transistor à base perméable dans le montage émetteur-commun en régime de fonctionnement dynamique petits signaux. On peut noter, d'ores et déjà, que ce schéma a une topologie tout à fait identique à celle du schéma équivalent du transistor bipolaire.

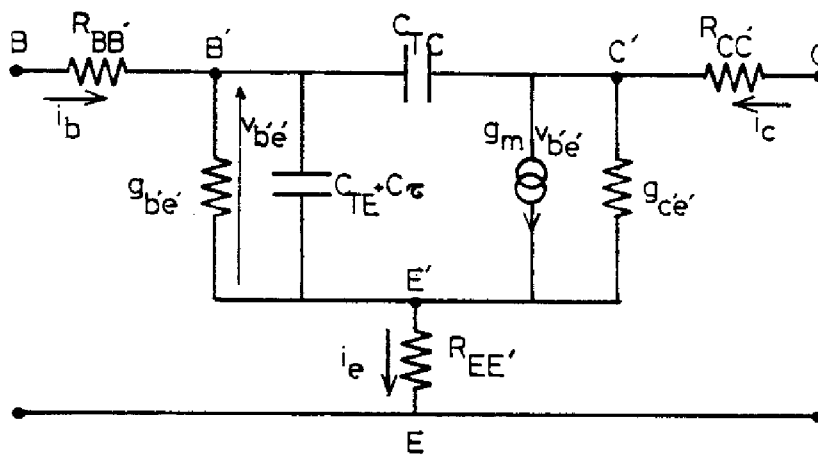


FIGURE 2.12 : Schéma équivalent du T.B.P. en régime de fonctionnement dynamique petits signaux.

Le tableau ci-dessous récapitule les divers éléments pris en compte dans le schéma équivalent :

Transconductance	$= g_m =$	$\frac{J_c \tau}{U_T}$
Conductance d'entrée	$= g_{be'} =$	$\frac{J_c}{R_{21E} U_T}$
Conductance de sortie	$= g_{ce'} =$	$\frac{g_m \theta}{2 V_{CE'} \tau}$
Capacité de transition E.B	$= C_{TE} =$	$\sqrt{\frac{q \epsilon N_D}{2(V_{B1} - V_{B'E'})}}$
Capacité de transition C.B	$= C_{TC} =$	$\sqrt{\frac{q \epsilon N_D}{2(V_{B1} - V_{B'C'})}}$
Capacité de transit	$= C_{ec} =$	$\frac{W_{sc} g_m}{2 v_e}$
Résistance de base	$= R_{BB'} =$	$\frac{e Z}{3 n(2d) W_B}$
Résistance d'émetteur	$= R_{EE'} =$	$\frac{L_{EB} - \sqrt{\frac{2\epsilon}{q N_D}} (V_{B1} - V_{B'E'})}{q \mu_{n0} N_D}$
Résistance de collecteur	$= R_{CC'} =$	$\frac{L_{BC} - \sqrt{\frac{2\epsilon}{q N_D}} (V_{B1} - V_{B'C'})}{q \mu_{n0} N_D}$

2.2.2. Caractéristiques dynamiques en haute fréquence.

Le calcul des principales caractéristiques dynamiques en haute fréquence peut être calqué sur celui des caractéristiques du transistor bipolaire, en tenant compte évidemment ici des singularités induites par les valeurs de certains paramètres électriques.

a) Gain dynamique en courant-Fréquence de transition.

Le gain dynamique en courant est défini pour le montage émetteur-commun par la relation :

$$(2.44) \quad h_{21e} = \left(\frac{i_c}{i_b} \right)_{U_{CE}=0}$$

D'après le schéma de la figure 2.12, lorsque $V_{CE} = 0$, on peut négliger l'influence de la conductance $g_{c'e'}$ sur le courant collecteur, compte-tenu de ce que, comme nous le verrons ultérieurement, $R_{cc'} \ll 1/g_{c'e'}$. En supposant, par ailleurs, que le courant dérivé entre l'entrée et la sortie par la capacité de transition C_{TC} (transmission directe) est négligeable devant le courant collecteur I_c , on établit aisément la relation :

$$(2.45) \quad h_{21e} = \frac{g_m}{g_{b'e'} + j\omega(C_{TE} + C_T) + j\omega C_{TC} [1 + g_m(R_{EE'} + R_{cc'}) + R_{EE'}(g_{b'e'} + j\omega(C_{TE} + C_T))]}$$

En basse fréquence, on retrouve l'expression du gain dynamique précédemment calculée :

$$(2.46) \quad h_{21eBF} = \frac{g_m}{g_{b'e'}} = \gamma h_{21E}$$

En haute fréquence et si on suppose, de plus, que

$$j\omega R_{EE'}(C_{TE} + C_T) \ll 1 + g_m(R_{EE'} + R_{cc'})$$

le gain dynamique devient :

$$(2.47) \quad h_{21e(HF)} \approx \frac{g_m}{j\omega(C_{TE} + C_{TC} + C_T) + g_m(R_{EE'} + R_{cc'})C_{TC}}$$

La pulsation du transition pour laquelle le module du gain est égal à l'unité, peut s'exprimer comme l'inverse d'une somme de constante de temps traduisant le rôle joué par les différentes zones du dispositif. Compte-tenu de (2.47), on peut établir la relation suivante :

$$(2.48) \quad \frac{1}{\omega_T} = \frac{C_{TE} + C_{TC}}{g_m} + \tau_c + \tau_m$$

où τ_c représente le temps de transit des porteurs dans la zone de transition de la région de collecteur, $\tau_m = (R_{EE'} + R_{cc'}) C_{TC}$ la constante de temps liée à l'effet MILLER.

En haute fréquence, le gain dynamique en courant s'écrit donc, à partir des relations (2.47) et (2.48), sous la forme :

$$(2.49) \quad h_{21e(HF)} = \frac{\omega_T}{j\omega}$$

Les différentes simplifications que nous avons utilisées pour aboutir à ce résultat peuvent faire douter de sa précision. Pour éclairer ce point, nous avons, grâce au programme IMAG III[21], fait une simulation numérique exacte à partir du schéma électrique complet représenté sur la figure 2.12. La figure 2.13 sur laquelle est reporté un exemple de résultats de confrontation, montre que l'approche simplifiée est tout à fait acceptable jusqu'à des fréquences de l'ordre de la fréquence de transition ; au-delà, on observe une déviation liée à l'influence de la transmission directe que nous avons négligé .

On peut aussi comparer ces résultats analytiques à ceux déduits de la simulation numérique bidimensionnelle du dispositif en régime statique. En effet, revenant à l'hypothèse du modèle à "contrôle de charge", la fréquence de transition du dispositif s'exprime directement à partir des relevés de la variation du courant collecteur ΔJ_c , en fonction de la variation de la tension de commande ΔV_{BE} et de la variation concomitante de la charge totale des porteurs libres ΔQ_{tot} ; on montre[22] que :

$$(2.50) \quad \omega_T = \frac{\Delta J_c / \Delta V_{BE}}{\Delta Q_{tot} / \Delta V_{BE}} = \frac{g_m}{C_{tot}}$$

Pour illustrer ces comparaisons, nous avons représenté sur la figure 2.14 les variations de la fréquence de transition $f_T = \omega_T / 2\pi$ en fonction de la densité de courant de polarisation J_c et pour les deux exemples de structures déjà retenus. On observe une concordance tout à fait satisfaisante pour des densités de courant inférieures à 300 A/cm^2 . Pour interpréter les écarts qui apparaissent au-delà de cette valeur de courant, il est nécessaire d'évaluer, à partir du modèle analytique, chacune des constantes de temps qui déterminent la fréquence de transition.

Les résultats obtenus, dans le cas des exemples considérés, sont reportés sur les figures 2.15 a et b. La mise en évidence de l'influence relative de chacune des capacités C_{TE} , C_{TC} , $C_{cc} = \tau_c g_m$ et $C_{cm} = \tau_m g_m$ permet de faire les remarques suivantes :

- pour les faibles niveaux de polarisation, la fréquence de transition est limitée par les capacités de transition C_{TE} et C_{TC} des jonctions émetteur-base et base-collecteur. L'accord entre les résultats des

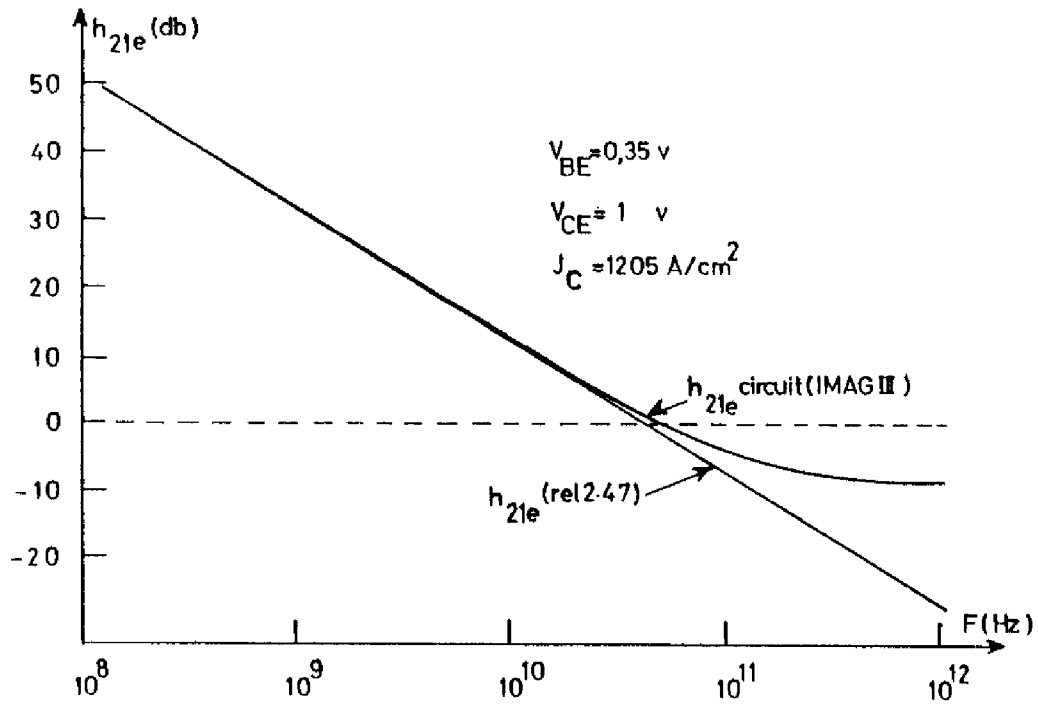


FIGURE 2.13 : Relevé de $h_{21e}(F)$.

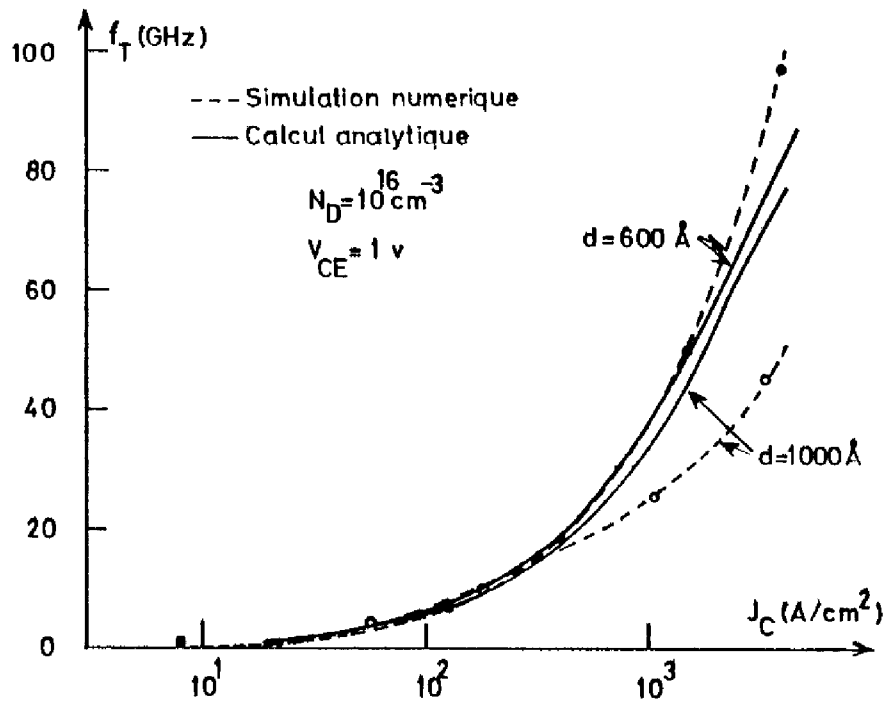


FIGURE 2.14 : Comparaison entre les résultats analytiques et numériques concernant $f_T(J_C)$ pour les structures $d = 600 \text{ \AA}$ et $d = 1000 \text{ \AA}$.

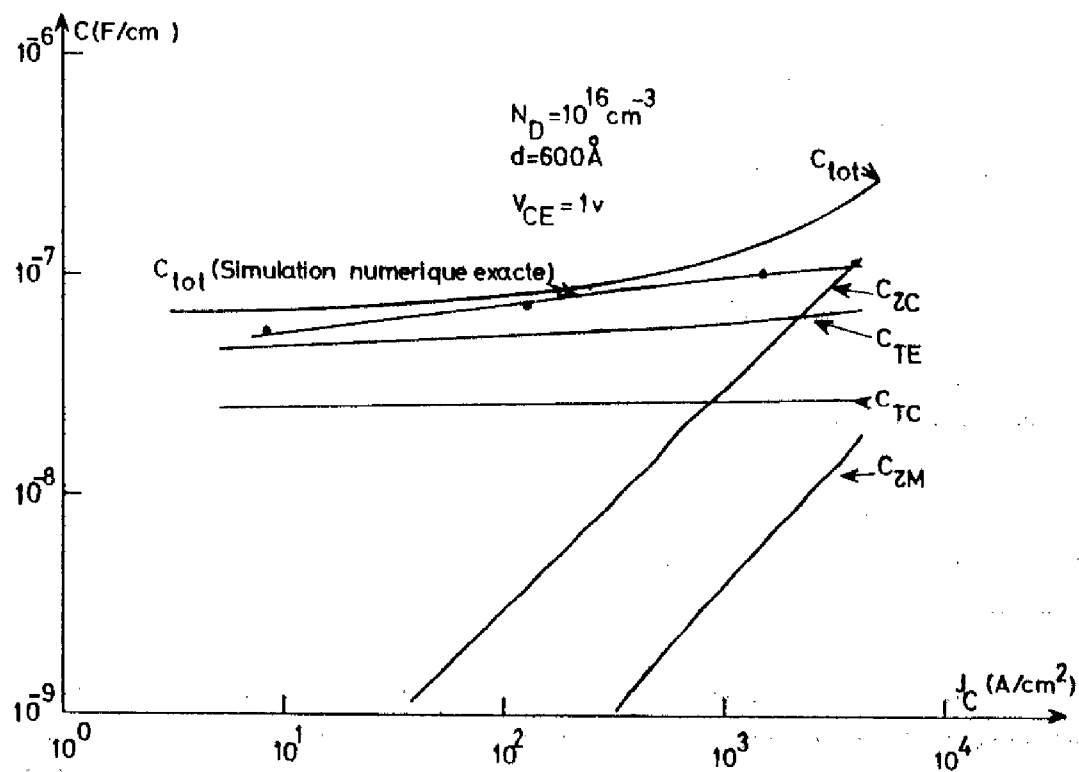
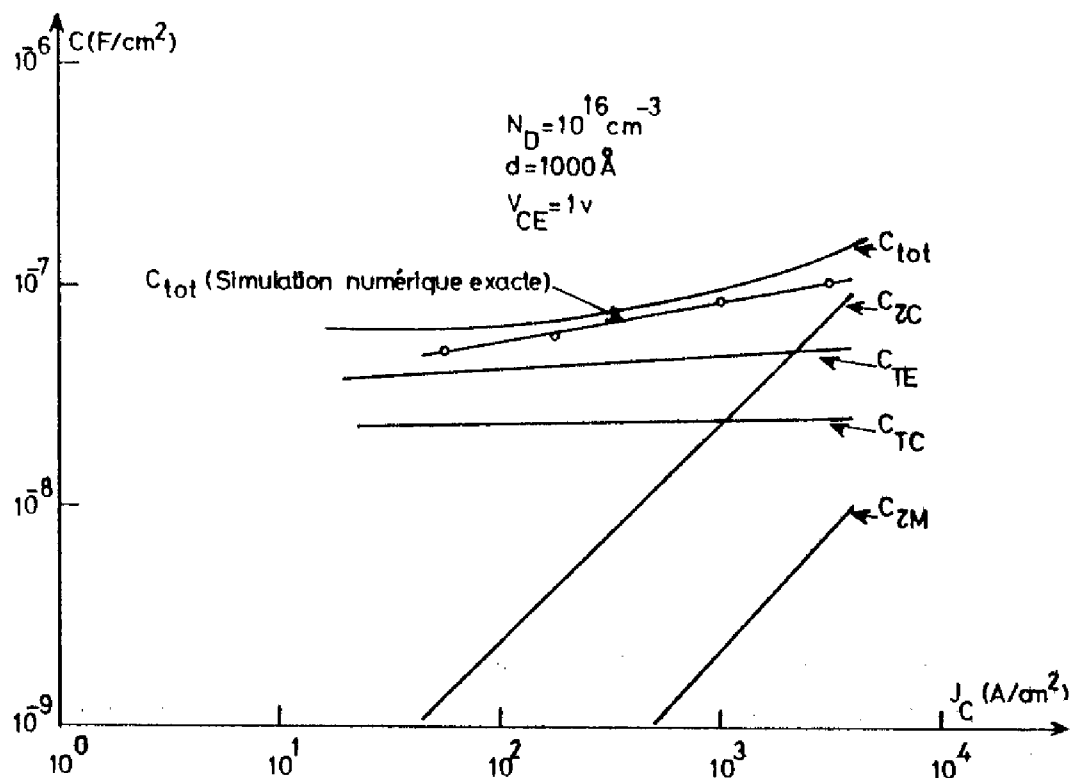


FIGURE 2.15 : Influence relative des capacités et comparaison avec la simulation numérique exacte.

simulations numériques et analytiques justifie l'approche unidimensionnelle que nous avons retenue pour évaluer C_{TE} et C_{TC} ;

- pour les plus forts niveaux de polarisation, ce sont le temps de transit dans la zone de collecteur τ_c , la capacité de transition C_{TE} et la transconductance g_m qui déterminent essentiellement la fréquence de transition selon la loi :

$$(2.51) \quad \frac{1}{f_t} = 2 \pi \left(\frac{C_{TE}}{g_m} + \tau_c \right)$$

Dès lors, les erreurs commises lors de l'évaluation de g_m vont entraîner des imprécisions sur la valeur de la fréquence de transition calculée.

Au total, bien qu'il soit quelque peu imprécis dans le cas de très forte polarisation, le modèle analytique que nous proposons permet tout de même d'identifier les mécanismes qui limitent le comportement du T.B.P. en haute fréquence.

Nous mettrons en oeuvre cet outil dès le prochain chapitre pour examiner l'influence des paramètres technologiques et pour préciser les possibilités du dispositif dans le domaine de l'amplification de puissance.

b) Gain en puissance - Fréquence maximale d'oscillation.

Pour compléter la caractérisation du comportement haute fréquence, il est nécessaire d'évaluer le gain en puissance.

La valeur de ce paramètre est un critère de performance particulièrement intéressant qui renseigne sur les potentialités du dispositif dans le domaine de l'amplification.

Nous nous limiterons au calcul du gain en puissance dans les conditions de l'adaptation : l'impédance interne Z_g du générateur d'attaque du quadripôle que nous étudions est l'imaginaire conjugué de h_{11} et l'admittance de charge y_L est l'imaginaire conjugué de h_{22} .

En supposant la réaction interne du T.B.P. négligeable ou en considérant qu'elle est neutralisée par des éléments de circuit extérieur ($h_{12} = 0$), le gain en puissance s'écrit [23] :

$$(2.52) \quad G_1 = \frac{|h_{21}|^2}{4 r_{11} g_{22}}$$

où r_{11} et g_{22} sont les parties réelles des paramètres h_{11} et h_{22} respectivement, et h_{21} est le gain en courant.

L'expression de $h_{11} = (\phi_{be} / \lambda_b)_{V_{ce}=0}$ a une expression relativement complexe. Toutefois, pour le régime de fonctionnement HF qui nous intéresse et dans la condition définie par la relation (2.48), on peut exprimer la partie réelle de h_{11} sous la forme :

$$(2.53) \quad r_{11} = R_{BB'} + R_{EE'} \left\{ 1 - \omega_T C_{TC} \left[\frac{1}{g_m} + R_{EE'} + R_{CC'} \right] \right\}$$

Il est clair, d'après (2.53), que le terme entre crochets est toujours inférieur ou égal à l'unité et sera d'autant plus proche de un que le poids des constantes de temps $\tau_M = (R_{EE'} + R_{CC'}) C_{TC}$ et C_{TC}/g_m qui interviennent directement dans le calcul de la pulsation de transition sera faible. Si tel est le cas, nous pourrions alors écrire :

$$(2.54) \quad r_{11} \approx R_{BB'} + R_{EE'}$$

En ce qui concerne la détermination de g_{22} , partie réelle de $h_{22} = (\lambda_c / \phi_{ce})_{\lambda_b=0}$, on montre que si les conditions suivantes sont satisfaites :

$$(2.55) \quad \left\{ \begin{array}{l} \omega \ll \frac{1}{(R_{EE'} + R_{CC'}) C_{TC}} \\ \frac{g_m C_{TC}}{C_{TE} + C_C} \ll \frac{1}{R_{EE'} + R_{CC'}} \\ (R_{EE'} + R_{CC'}) g_{c'e'} \ll 1 \end{array} \right.$$

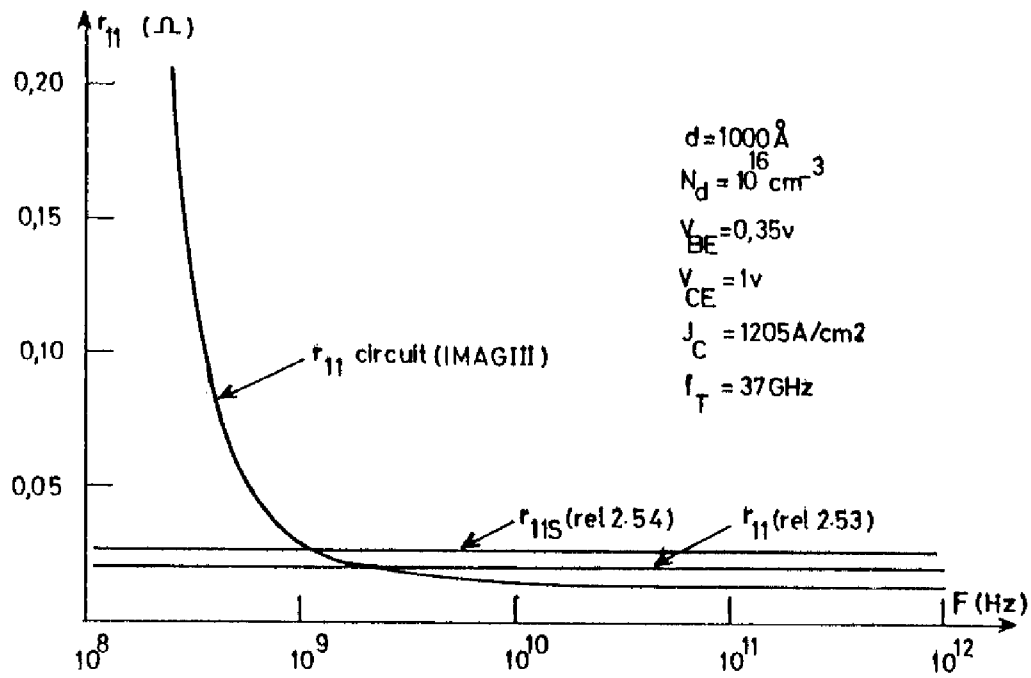


FIGURE 2.16 : Comparaison des diverses formulations de r_{11} .

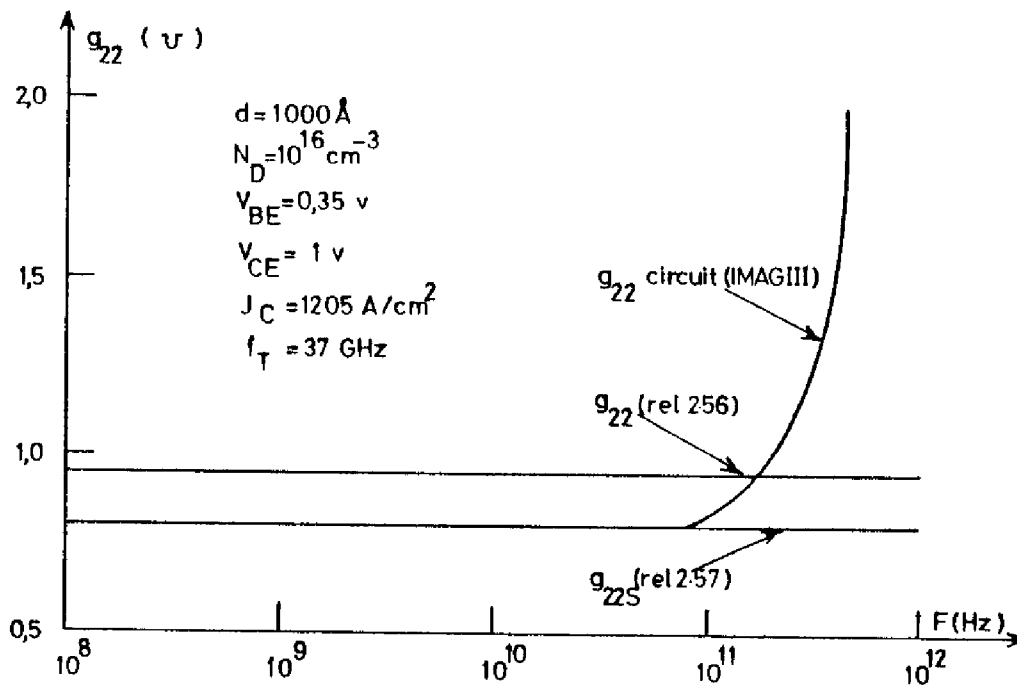


FIGURE 2.17 : Comparaison des diverses formulations de g_{22} .

on peut écrire :

$$(2.56) \quad g_{22} \simeq g_{ce'} + \frac{g_m C_{TC}}{C_{TE} + C_C}$$

Notons que pour les forts niveaux de courant, la fréquence de transition étant pratiquement égale à $\frac{g_m}{2\pi(C_{TE} + C_C g_m)}$, la relation (2.56) se réduit à :

$$(2.57) \quad g_{22s} \simeq g_{ce'} + \omega_T C_{TC}$$

Lorsque les conditions (2.48) et (2.55) sont satisfaites, l'ensemble des relations (2.49), (2.54), (2.57) conduit à l'expression simplifiée du gain en puissance suivante :

$$(2.58) \quad G = \frac{\omega_T^2}{4\omega^2 (R_{BB'} + R_{EE'}) (g_{ce'} + \omega_T C_{TC})}$$

Pour situer la limite fréquentielle d'un dispositif actif, on utilise souvent la pulsation maximale d'oscillation $\omega_{\max}$ dont l'expression se déduit immédiatement de la relation (2.58) en écrivant que le gain en puissance est égal à l'unité lorsque $\omega = \omega_{\max}$. On trouve ici :

$$(2.59) \quad \omega_{\max} = \frac{\omega_T}{2 \cdot \sqrt{(R_{BB'} + R_{EE'}) (g_{ce'} + \omega_T C_{TC})}}$$

Les figures 2.16, 2.17, 2.18 comparent les résultats des calculs des parties réelles r_{11} et g_{22} de h_{11e} et h_{22e} respectivement, et du gain en puissance G , obtenus à partir des relations (2.53), (2.54), (2.56), (2.57), (2.58) à ceux déduits de la simulation du circuit complet (schéma de la figure 2.12).

L'accord obtenu dans le domaine des fréquences utiles permet de juger du bien fondé des expressions mises en oeuvre.

Enfin, à titre d'illustration, nous avons reporté sur la figure 2.19, les évolutions en fonction de la densité de courant collecteur de la

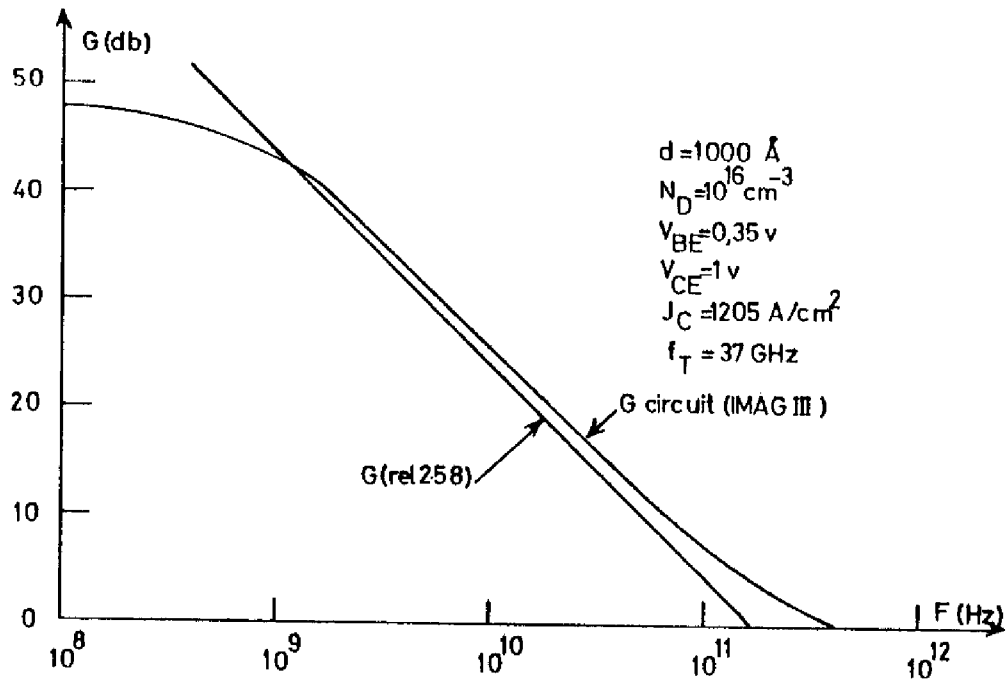


FIGURE 2.18 : Relevé de G (F).

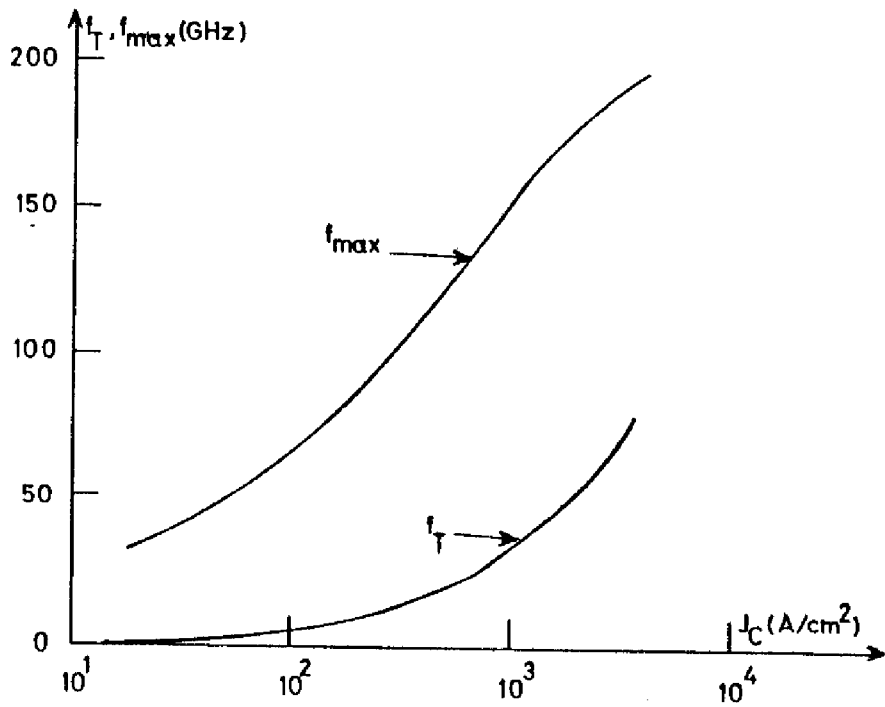


FIGURE 2.19 : Evolutions de $f_{\max}$ et f_T en fonction de J_C .

fréquence maximale d'oscillation déduite de la relation (2.59) dans le cas où la résistance de base est supposée nulle et celles de la fréquence de transition.

$$\begin{matrix} \circ & \circ \\ 0 \end{matrix}$$

Nous venons de présenter, dans ce chapitre, les modèles analytiques du transistor à base perméable, en régimes statique et dynamique, que nous avons établis en nous appuyant sur les hypothèses simplificatrices suggérées par les résultats des simulations numériques.

Les relations compactes qui ont été proposées permettent de calculer les caractéristiques courant-tension (d'entrée, de transfert et de sortie), les gains en courant statiques et dynamiques, la transconductance, les conductances d'entrée et de sortie, la fréquence de transition et le gain en puissance.

Les caractéristiques électriques que prévoient ces modèles analytiques ont été comparées à celles déduites des simulations numériques bidimensionnelles : la bonne concordance observée a justifié, dans la plupart des cas, le bien fondé de notre analyse.

CHAPITRE 3

PERFORMANCES ET POSSIBILITES NOUVELLES DES TRANSISTORS A BASE PERMEABLE

Les modèles numériques et analytiques qui ont été présentés dans les chapitres précédents trouvent leur première application dans l'évaluation et l'optimisation du transistor à base perméable que nous allons connaître maintenant.

Pour mener à bien ce travail nous analyserons l'influence de chacun des paramètres technologiques et physiques sur le comportement électrique et les performances du I.B.P. Cette étude de sensibilité portera principalement sur les dimensions de la grille métallique, le dopage du semi-conducteur et les conditions de polarisation en courant et en tension. Les caractéristiques de la dynamique électronique dans l'arseniure de gallium seront précisées et prises en compte.

La définition de critères d'optimisation, complétée par l'examen des difficultés technologiques de réalisation du transistor à base perméable, nous conduira à proposer une nouvelle structure de dispositif tout aussi performante et moins difficile à réaliser.

3.1. INFLUENCE DES PARAMETRES TECHNOLOGIQUES ET PHYSIQUES.

3.1.1. Influence des dimensions transversales du réseau de grille.

Nous nous proposons, tout d'abord, d'examiner l'influence des dimensions transversales du réseau de la grille de base sur les principales caractéristiques électriques du transistor à base perméable. Cette étude de sensibilité concerne essentiellement le cas où l'espacement entre les doigts du réseau (L_{B^*} sur la figure 1.2) est égal à la largeur des doigts (l_B). Bien qu'il ne corresponde pas nécessairement à un critère d'optimisation, ce choix correspond à ce qu'il est d'usage de réaliser dans la pratique [1]. Nous indiquerons, tout de même brièvement, les résultats que prévoient nos simulations dans le cas où la condition $L_B = L_{B^*} = 2d$ n'est plus vérifiée.

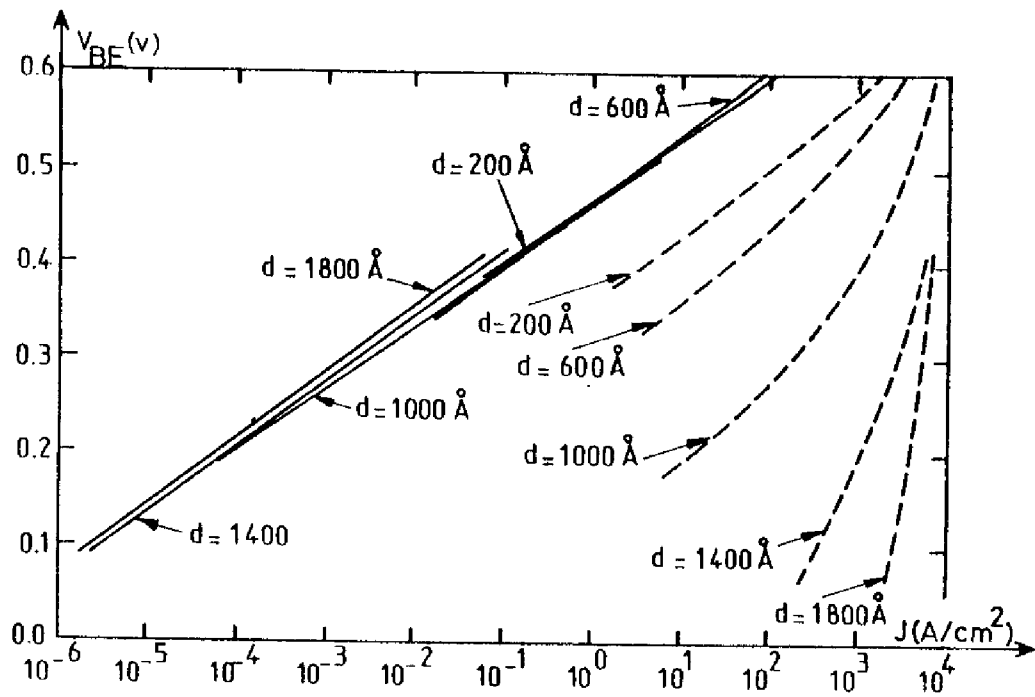


FIGURE 3.1 : Evolution J_C (---) et J_B (—) en fonction de V_{BE} .

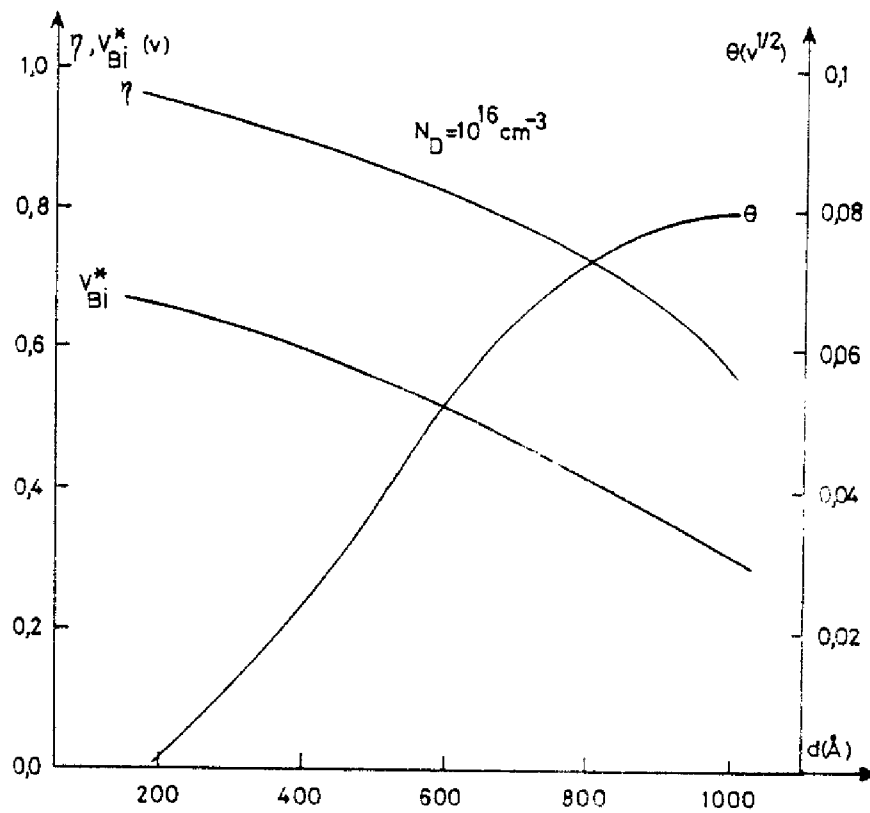


FIGURE 3.2 : Evolution des paramètres V_{BE}^* , η et θ en fonction de d .

L'analyse de l'influence de la période du réseau 4d a été conduite sur un intervalle de valeurs allant de 800 Å à 7200 Å, les autres paramètres technologiques et physiques étant fixés comme suit :

- épaisseur de la base : $w_B = 200 \text{ Å}$
- longueur de l'émetteur : $L_E = 4000 \text{ Å}$
- longueur du collecteur : $L_{BC} = 6000 \text{ Å}$
- concentration d'impuretés : $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
- hauteur de la barrière SCHOTTKY : $\phi_{BN} = 0,3 \text{ eV}$
- mobilité à champ nul : $\mu_{n0} = 5880 \text{ cm}^2/\text{V.s}$
- vitesse limite : $V_1 = 2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$

La figure 3.1 montre l'influence de la dimension d sur les caractéristiques d'entrée (J_B, V_{BE}) et de transfert (J_C, V_{BE}) calculées par simulation numérique pour une tension de polarisation émetteur-collecteur égale à 1 V. Il est très clair, sur cette figure, que le comportement du transistor à base perméable est très sensible à l'espacement entre les doigts de grille.

On observe dans le plan semilogarithmique ($\log J_C, V_{BE}$), la transition entre le comportement type transistor à base perméable et le comportement type transistor à effet de champ. Ainsi, lorsque d est petit, la dépendance exponentielle du courant collecteur vis-à-vis de la tension V_{BE} appliquée entre base et émetteur traduit le contrôle par barrière de potentiel du flux des porteurs injectés à travers la base ; au contraire, lorsque d est suffisamment grand, de sorte que les zones de charge d'espace relatives à deux doigts voisins ne se recouvrent plus, la loi de variation (J_C, V_{BE}) change, le contrôle s'effectuant par effet de champ électrique transverse.

Enfin, comme l'on pouvait s'y attendre, la densité de courant drainée par la grille de base n'est pratiquement pas sensible à la valeur de d tant que la surface totale de la métallisation reste inchangée.

Nous avons reporté sur la figure 3.2, les variations en fonction

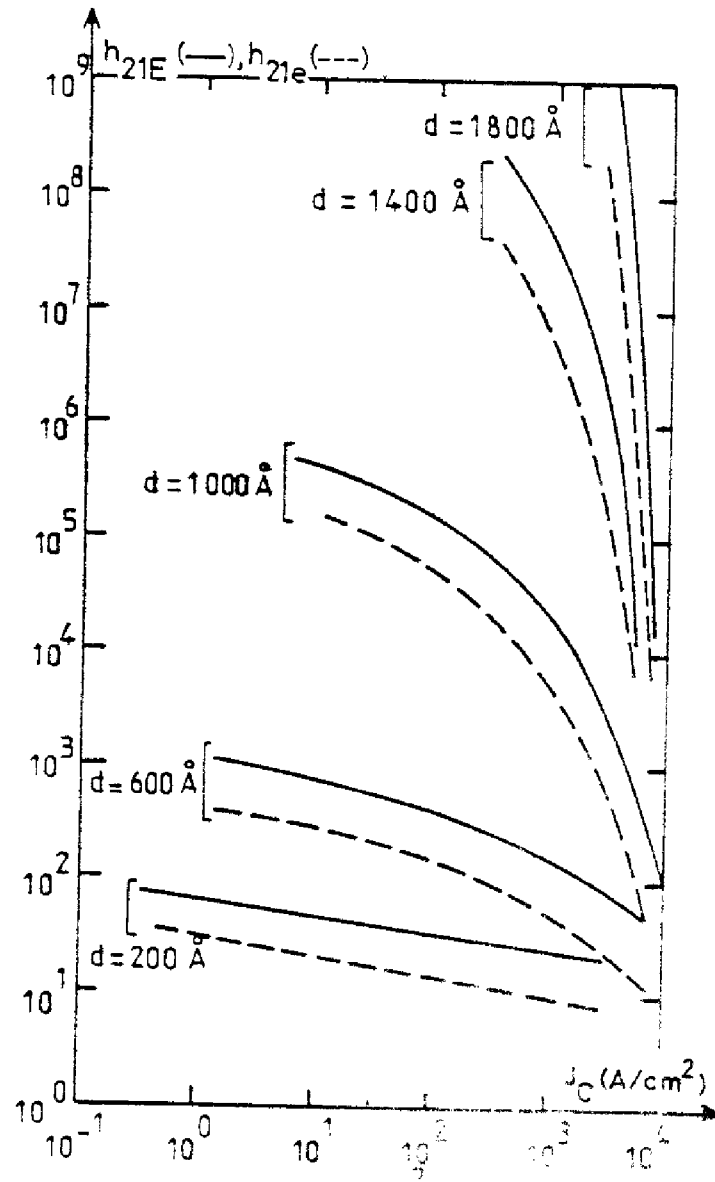


FIGURE 3.3 : Relevés de h_{21e} et h_{21E} en fonction de J_C

de d , des paramètres empiriques V_{B^*} , η et θ qui caractérisent l'évolution de la barrière de potentiel qV_{B^*} du point de selle avec les conditions de polarisation. Cette représentation met bien en évidence les phénomènes de nature électrostatique qui régissent le comportement du dispositif : lorsque d diminue, les facteurs d'abaissement de barrière η et θ tendent asymptotiquement vers les valeurs attendues η_0 et θ_0 respectivement.

Les variations du gain en courant statique h_{21E} et dynamique basse fréquence h_{21e} sont représentées sur la figure 3.3. On observe une décroissance de ces paramètres lorsque d diminue : cela correspond au fait qu'à tension V_{BE} donnée, la hauteur de barrière entre deux doigts métalliques augmente ($\Rightarrow$ réduction du courant collecteur), tandis que la hauteur de barrière au contact de la grille métallique reste inchangée ($\Rightarrow$ courant de base constant).

La figure 3.4 reproduit les évolutions de la transconductance g_m en fonction de la densité de courant collecteur J_C pour différentes valeurs de d . Pour une densité de courant collecteur donnée, on distingue deux types de comportement selon les valeurs de d . Si d est faible (fonctionnement type TBP), g_m varie comme η , c'est-à-dire peu ; si d est grand (fonctionnement type TEC), g_m diminue très vite lorsque d décroît.

Les variations de $C_{Tot} = dQ_{Tot}/dV_{BE}$ en fonction de la densité de courant collecteur, pour les différentes valeurs de d choisies, sont reportées sur la figure 3.5. Nous observons ici une augmentation suivie d'une saturation lorsque d décroît, ceci dans toute la gamme des densités de courant collecteur explorées.

L'étude de l'influence de d sur le comportement dynamique du transistor à base perméable est illustrée par les résultats du calcul de la fréquence de transition reportés sur la figure 3.6. Il est clair que f_T ne croît, lorsque d diminue, que pour des densités de courant J_C supérieures à 400 A/cm^2 ; compte-tenu des remarques précédentes, on peut noter que c'est la conséquence de l'amélioration de la transconductance. Au-dessous du seuil de 400 A/cm^2 , la fréquence de transition est pratiquement indépendante de d .

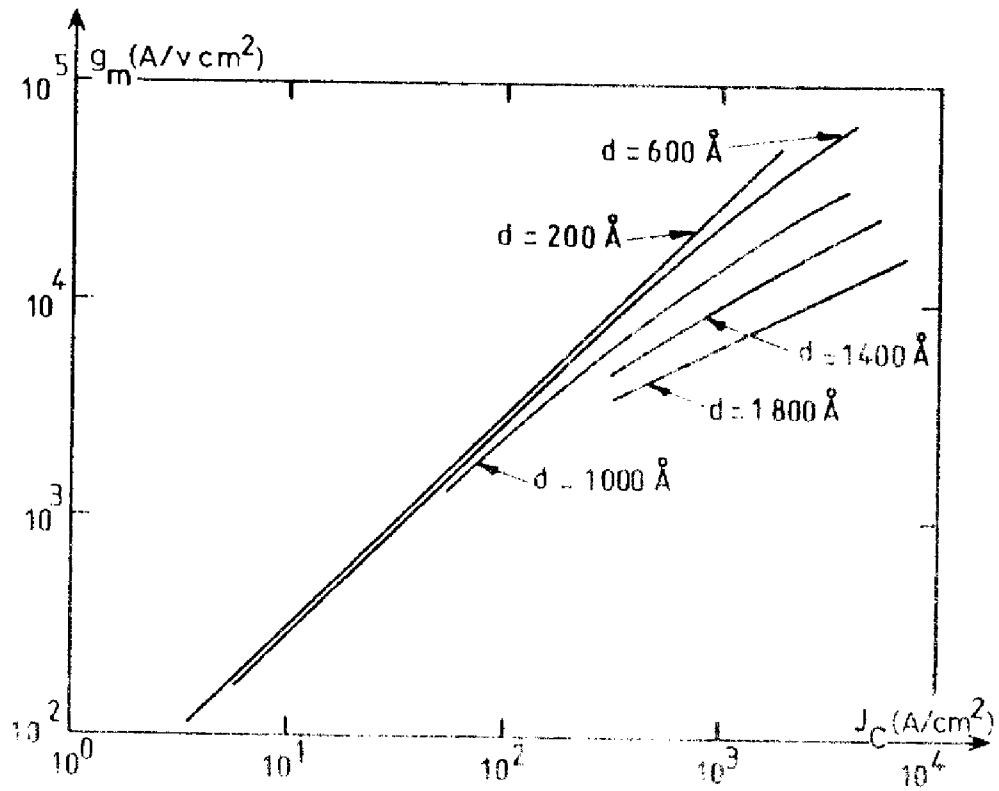


FIGURE 3.4 : Evolution de g_m en fonction de J_C .

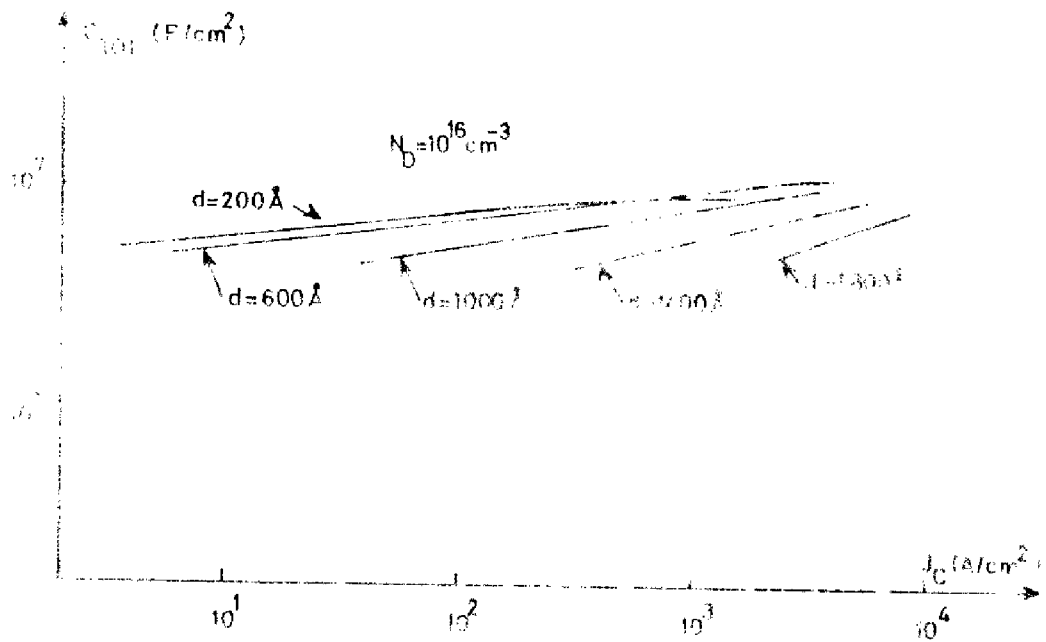


FIGURE 3.5 : Relevé dQ_{Tot}/dV_{BE} en fonction de J_C .

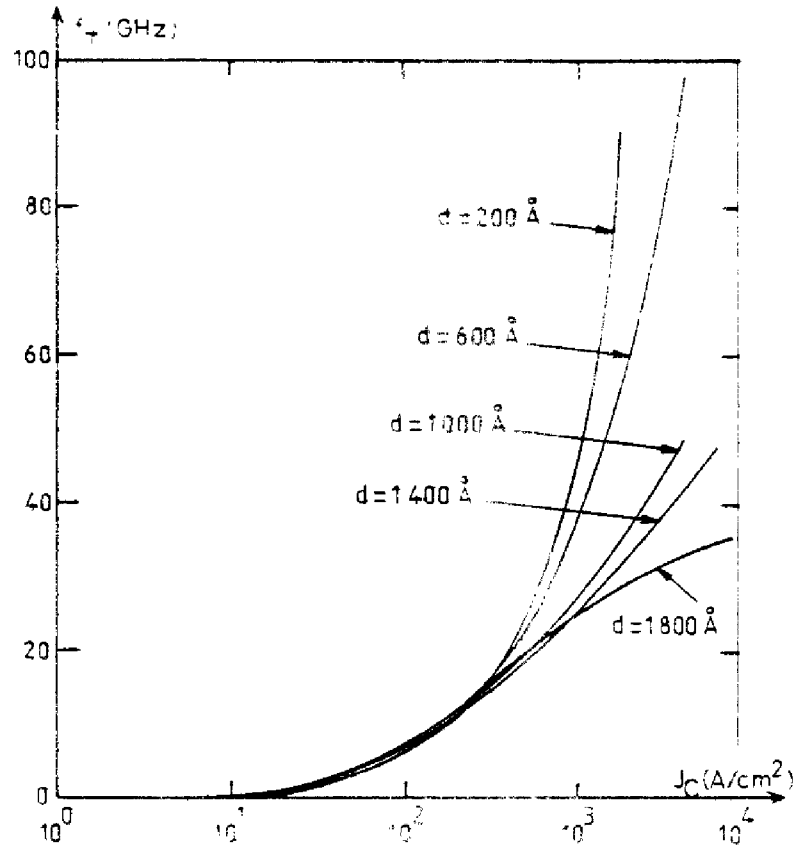


FIGURE 3.6 : Relevés de $(f_T - f_{T0})$.

Pour terminer et afin d'illustrer l'influence de la "géométrie" de la grille de base définie par les valeurs respectives de L_B et L_{B^*} , nous avons reporté sur les figures 3.7, 3.8, 3.9, les résultats de la simulation numérique bidimensionnelle concernant la caractéristique de transfert (J_C, V_{BE}) , les variations de la transconductance et de la fréquence de transition en fonction de la densité de courant collecteur pour L_B/L_{B^*} égal à 1 et 2 successivement. On note que la fréquence de transition est très peu sensible au rapport L_B/L_{B^*} . La faible diminution qui est observée s'explique simplement par l'augmentation de la capacité émetteur base C_{TE} , elle-même liée à la nécessité de polariser davantage la jonction émetteur-base pour assurer le passage de la même densité de courant collecteur.

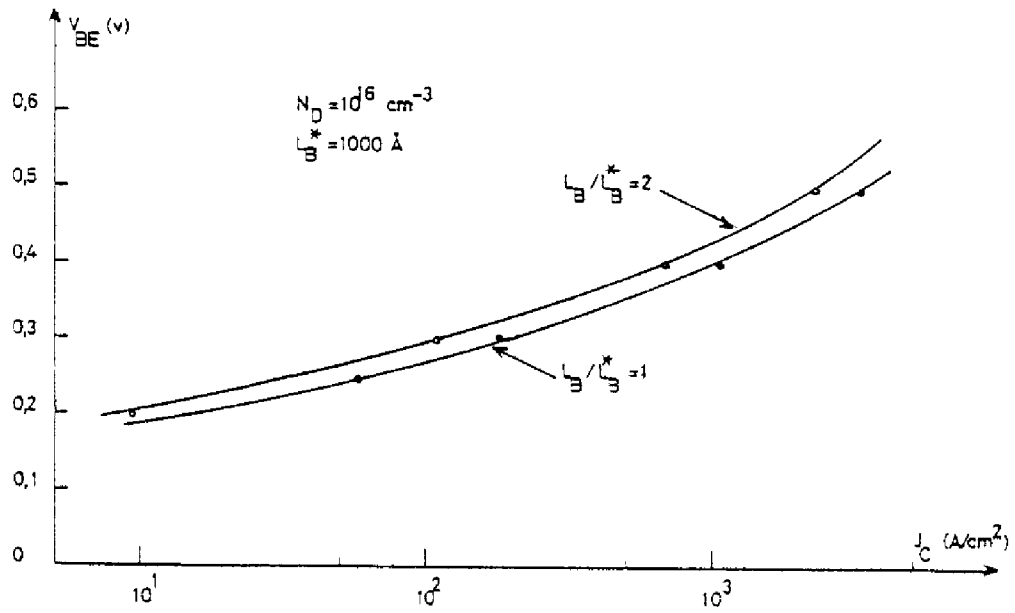


FIGURE 3.7 : Influence du rapport L_B/L_B^* sur la caractéristique de transfert.

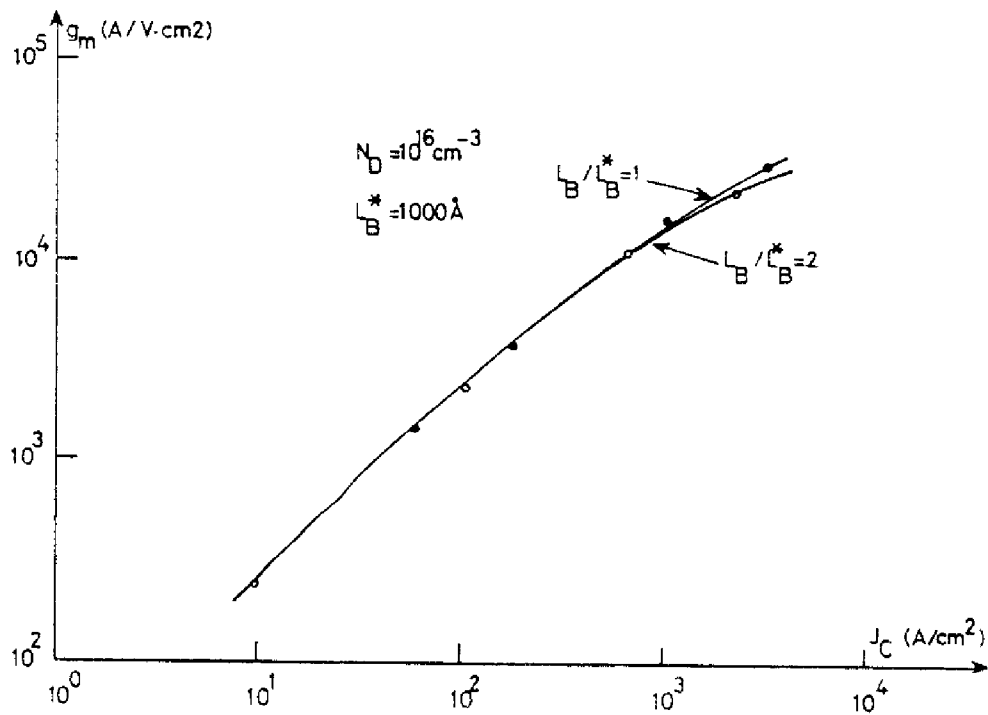


FIGURE 3.8 : Influence du rapport L_B/L_B^* sur la transconductance g_m .

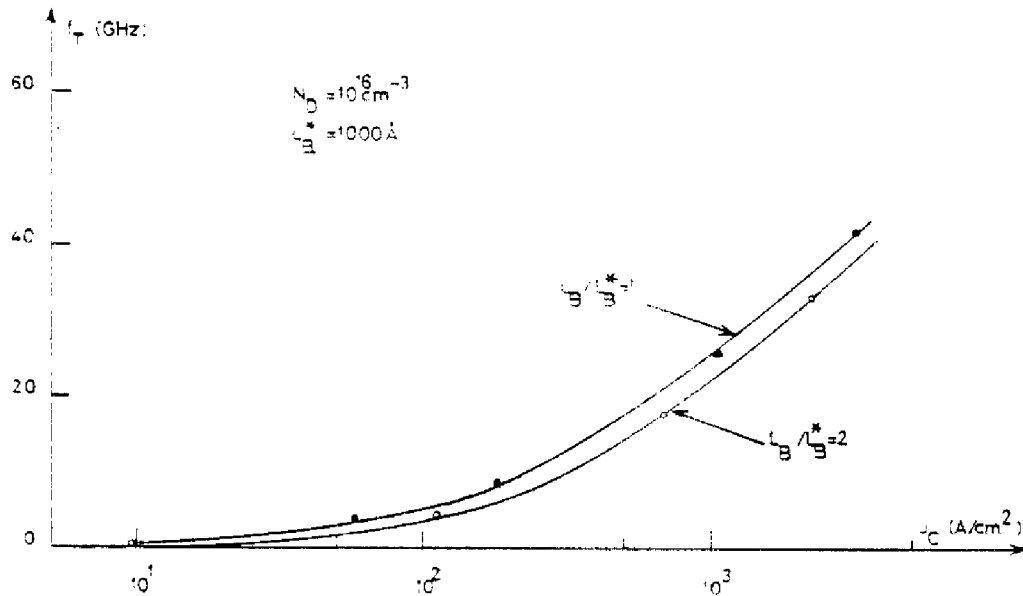


FIGURE 3.9 : Influence du rapport L_B/L_B^* sur la fréquence de transition f_T .

3.1.2. Influence de l'épaisseur de la grille de base.

Pour analyser l'influence de l'épaisseur de la métallisation W_B sur le comportement du transistor à base perméable, nous avons déterminé à partir du programme de simulation numérique bidimensionnelle, les principales caractéristiques électriques de deux structures ayant des grilles de 200 Å et 1000 Å respectivement. La comparaison des résultats obtenus est présentée sur les figures 3.10, 3.11, 3.12, 3.13.

On observe que la caractéristique de transfert est très sensible à l'épaisseur W_B . L'augmentation de W_B conduit à une augmentation de la hauteur de barrière de potentiel du point de selle, ce qui pour un point de polarisation donné, entraîne une réduction de la densité de courant collecteur (figure 3.10). Ce mécanisme qui se traduit par une augmentation du facteur géométrique γ défini au paragraphe 2.1.2., a pour conséquence une aug-

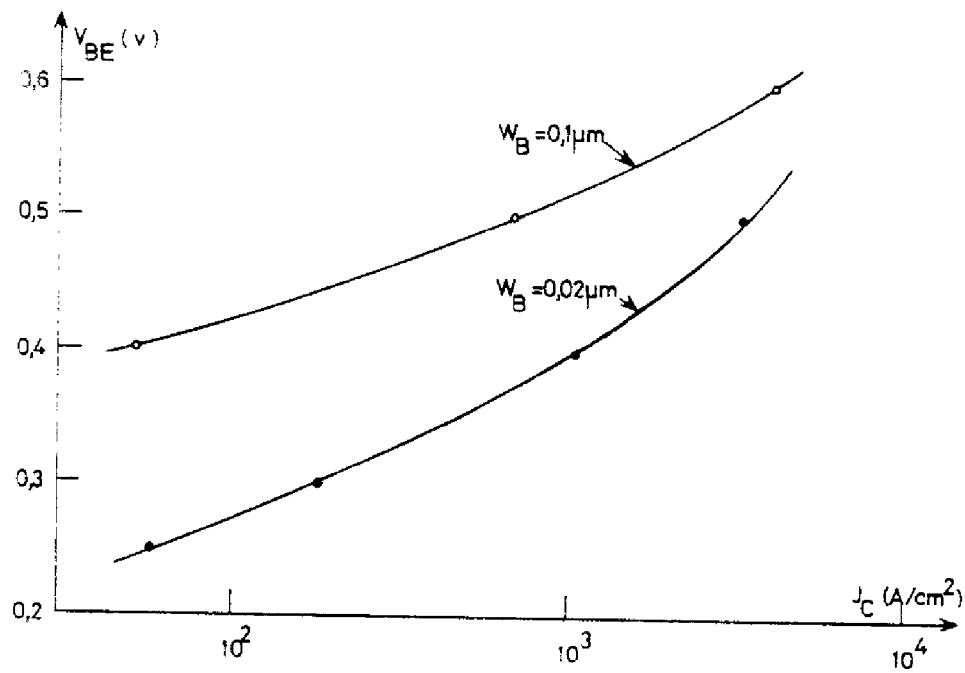


FIGURE 3.10 : Influence de l'épaisseur de métallisation W_B sur la caractéristique de transfert $J_C(V_{BE})$.

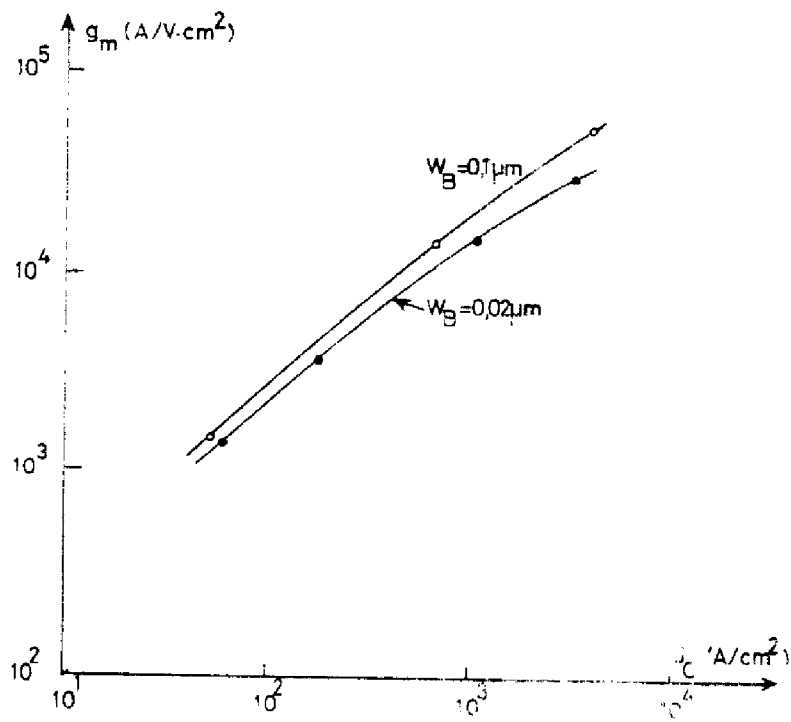


FIGURE 3.11 : Influence de l'épaisseur de métallisation W_B sur la transconductance.

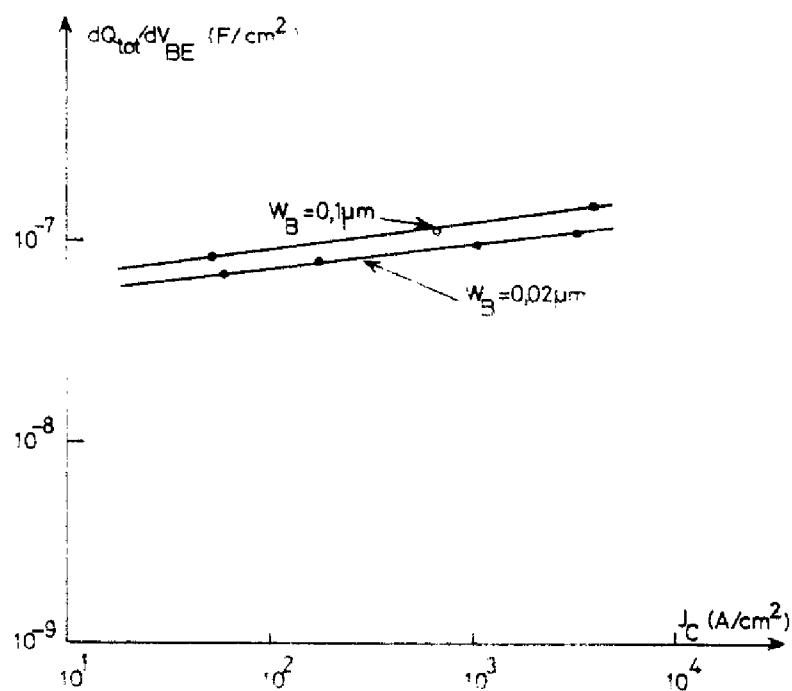


FIGURE 3.12 : Influence de l'épaisseur de la métallisation W_B sur la capacité dQ_{Tot}/dV_{BE} .

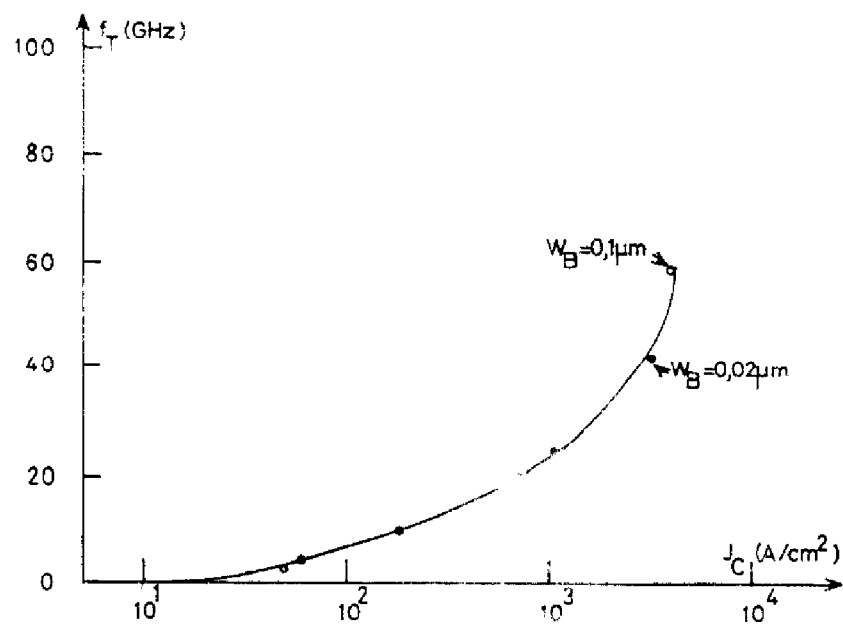


FIGURE 3.13 : Influence de l'épaisseur de la métallisation W_B sur f_T .

mentation de transconductance (figure 3.11).

Toujours pour un point de polarisation en courant donné, la valeur de la capacité totale C_{Tot} qui traduit la variation de la charge Q_{Tot} avec la tension appliquée V_{BE} , augmente avec W_B (figure 3.12) ; ceci est à imputer, pour les faibles courants, à l'augmentation de la capacité C_{TE} de la jonction émetteur-base et pour les forts courants à l'augmentation du temps de transit des porteurs τ_c .

On remarque, au bout du compte, que des mécanismes antagonistes conduisent à une sensibilité quasiment nulle de la fréquence de transition vis-à-vis de l'épaisseur de base (figure 3.13). Cependant, le comportement dynamique dans le domaine de l'amplification de puissance n'est pas pour autant insensible, puisque la fréquence maximale d'oscillation est, quant à elle, très liée à l'épaisseur de la base qui détermine la résistance ohmique de la grille métallique. Cet aspect sera discuté en détail dans un paragraphe ultérieur réservé à l'étude de l'influence de la résistance de base.

3.1.3. Influence du dopage.

Pour analyser l'influence de la concentration d'impuretés N_D sur les caractéristiques électriques du dispositif, nous avons utilisé pour les différents paramètres, les valeurs déjà précisées ; de plus, nous avons fixé $d = 600 \text{ \AA}$. Les dopages retenus étaient de $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, 10^{16} cm^{-3} et $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ successivement.

Nous avons reporté sur la figure 3.14, les valeurs des paramètres V_{BI}^* , η et θ . On peut noter que leurs variations, lorsque N_D croît, ont la même allure que celles observées au paragraphe 3.1.1. lorsque J augmente. Ce résultat est tout à fait prévisible, puisque V_{BI}^* , η et θ rendent directement compte du recouvrement des zones de transition dans la région comprise entre les doigts de base.

Les caractéristiques courant-tension (I_C, V_{BE}) et (I_B, V_{BE}) sont reproduites sur la figure 3.15. L'évolution de la caractéristique de trans-

fert (J_C , V_{BE}) est tout à fait semblable à celle que nous avons observé au cours de l'étude de l'influence de la dimension du réseau : la dépendance exponentielle entre le courant et la tension n'est nettement affirmée que lorsque le dopage est tel que la barrière de potentiel dans la base induite subsiste. On note, de plus ici, une modification de la caractéristique d'entrée (J_B , V_{BF}) avec le dopage N_D qui est tout à fait conforme à celle que prévoit notre modèle analytique : le courant de saturation de la jonction SHOTTKY émetteur-base diminue en effet avec N_D .

La figure 3.16 reproduit les variations des gains h_{21E} et h_{21e} qui sont directement calculées à partir des caractéristiques courant-tension. On observe qu'à courant collecteur donné, ces gains croissent de façon très importante avec le dopage.

Pour ce qui concerne la transconductance, la figure 3.17 montre qu'elle varie peu avec N_D . Cette variation correspond rigoureusement à celle de β comme le prévoit le modèle analytique.

La figure 3.18 rend compte de la sensibilité de la fréquence de transition à la variation du dopage. La comparaison entre les résultats obtenus à partir des deux types de simulation permet de juger du degré de validité du modèle analytique que nous avons établi ; des écarts subsistent ici encore pour les forts niveaux de polarisation. Il est intéressant d'estimer les poids relatifs des divers mécanismes qui déterminent le comportement dynamique : comme l'indiquent les courbes tracées sur la figure 3.19, l'amélioration de la fréquence de transition dans tout le domaine de polarisation exploré, lorsque le dopage diminue, est due à la diminution de la constante de temps $(C_{TE} + C_{TC})/g_m$. En se référant aux résultats reportés sur la figure 3.17, il est permis de dire que cette variation est surtout liée à la diminution des capacités C_{TE} et C_{TC} . On constate également que l'augmentation du temps de transit n'a d'influence qu'aux très forts niveaux de polarisation qui correspondent à la limite des densités de courant admissibles dans le dispositif.

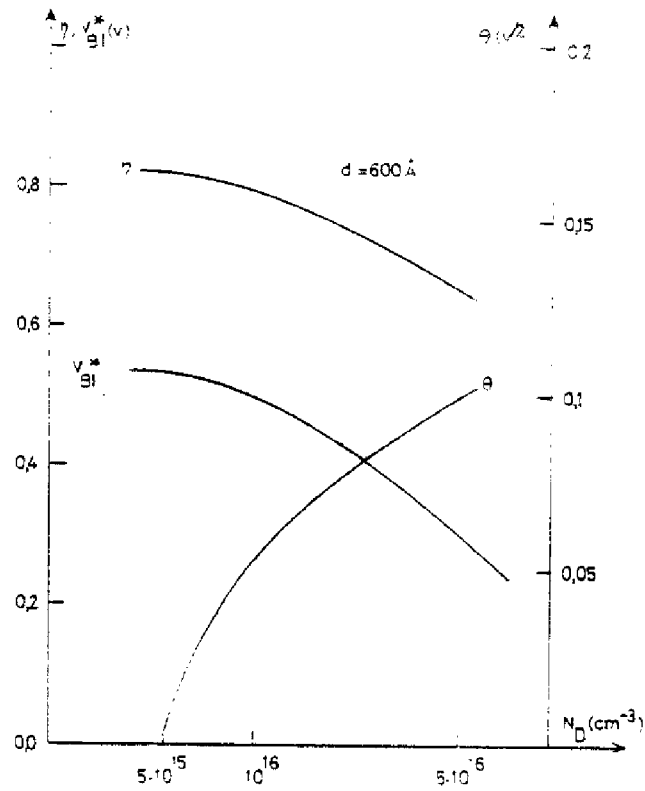


FIGURE 3.14 : Evolution de V_{BI}^* , η et θ en fonction de N_D .

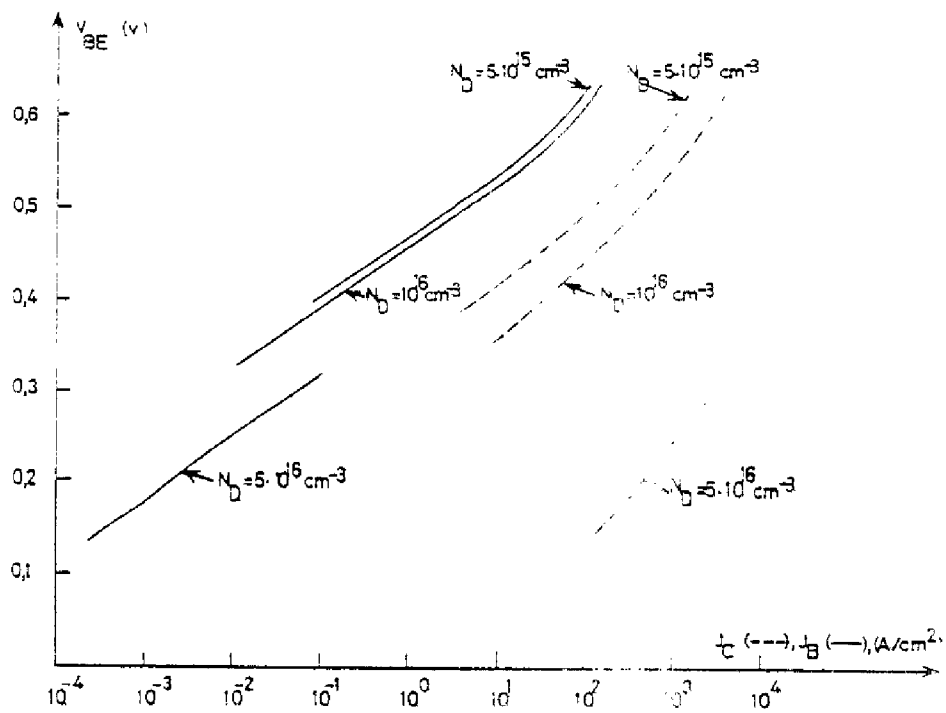


FIGURE 3.15 : Influence du dopage sur les caractéristiques courant-tension.

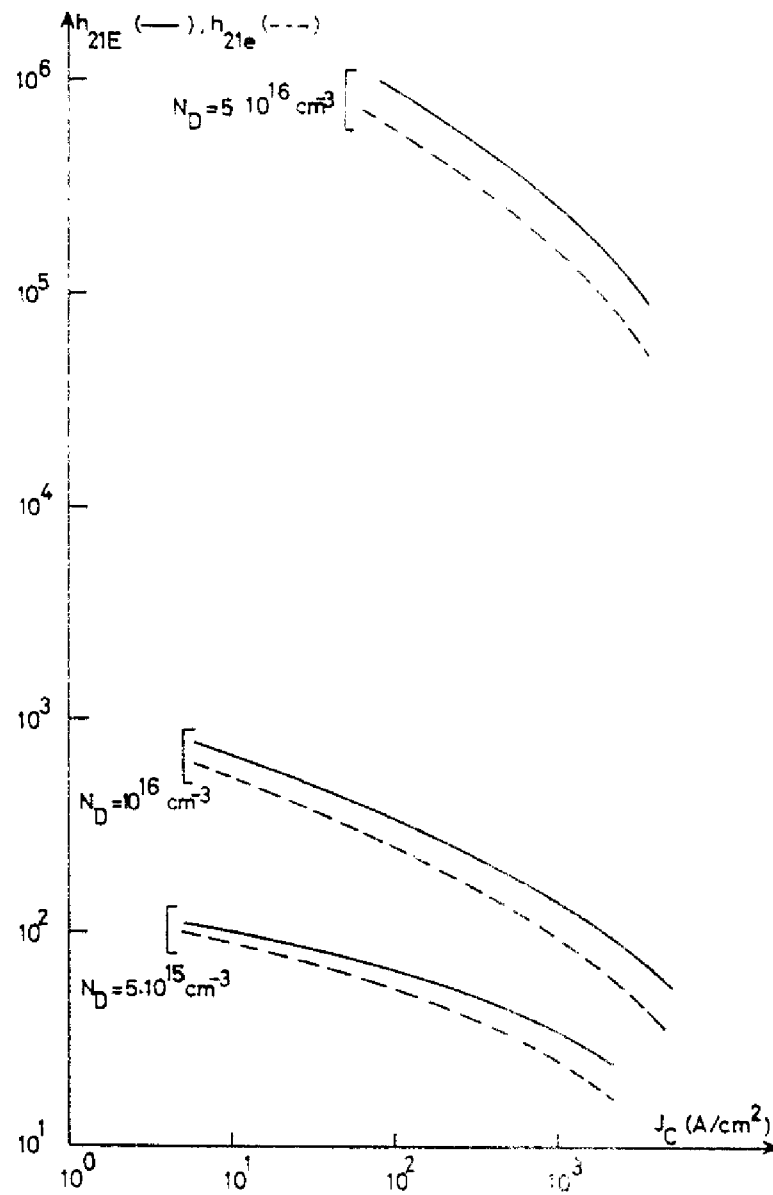


FIGURE 3.16 : Influence du dopage N_D sur les gains h_{21E} et h_{21e} .

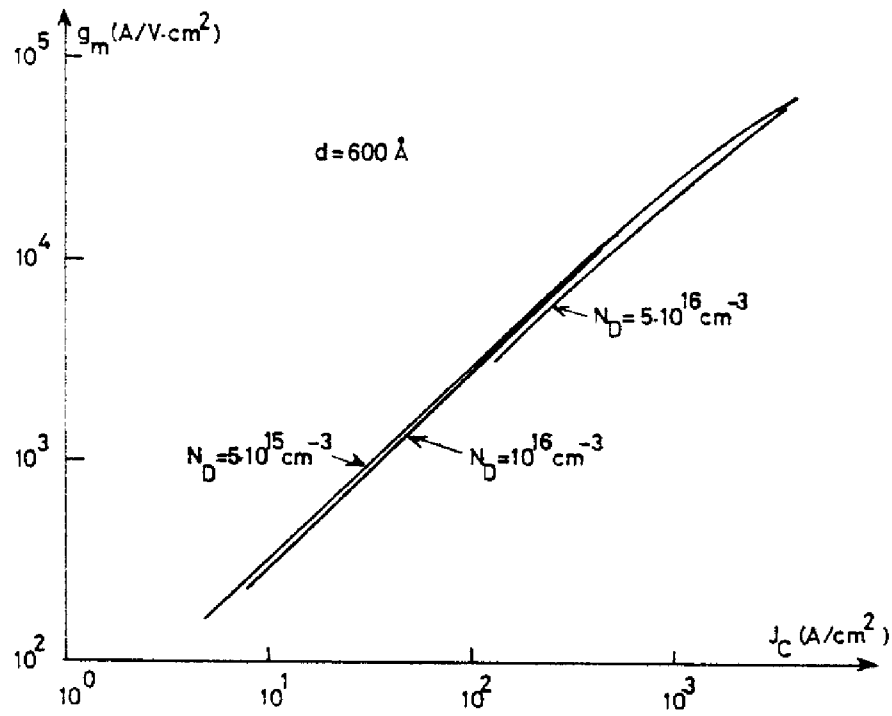


FIGURE 3.17 : Influence du dopage N_D sur la transconductance.

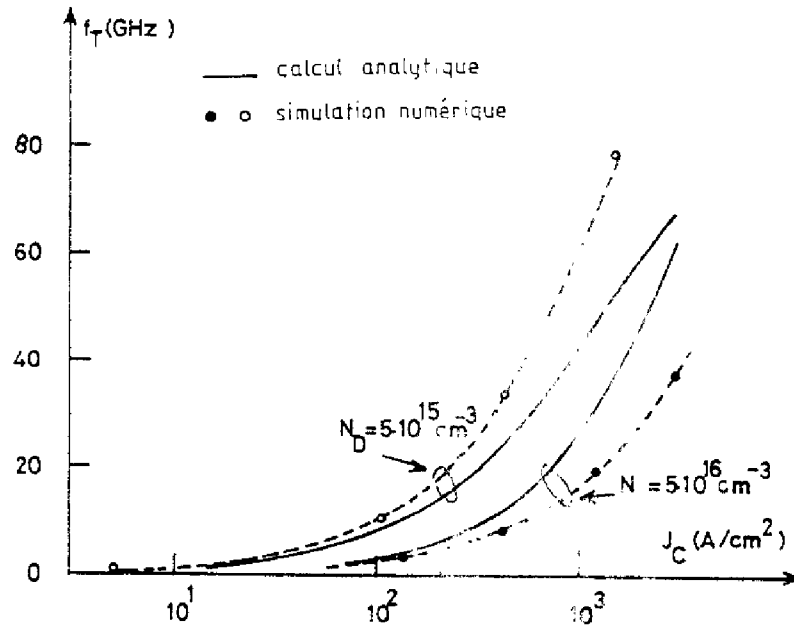


FIGURE 3.18 : Influence du dopage N_D sur la fréquence de transition.

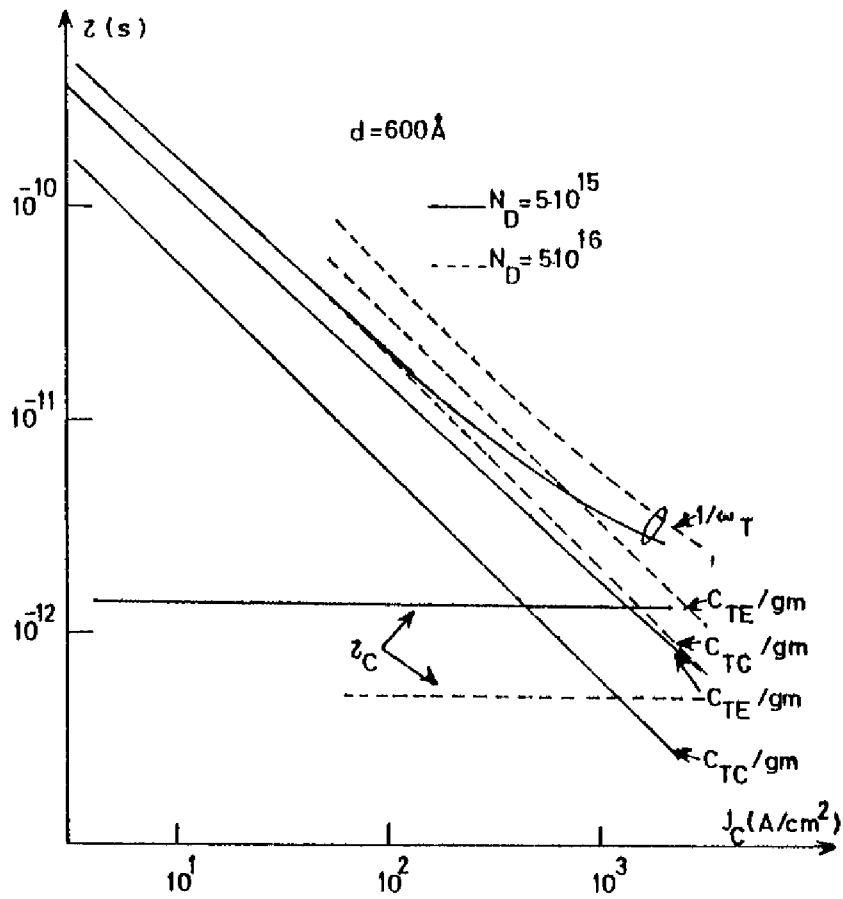


FIGURE 3.19 : Evolution des constantes de temps en fonction de J_C (calculs analytiques).

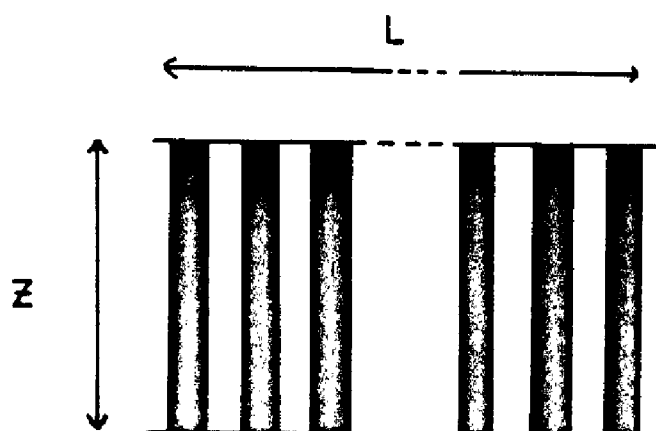


FIGURE 3.20 : Dimension du réseau de grille.

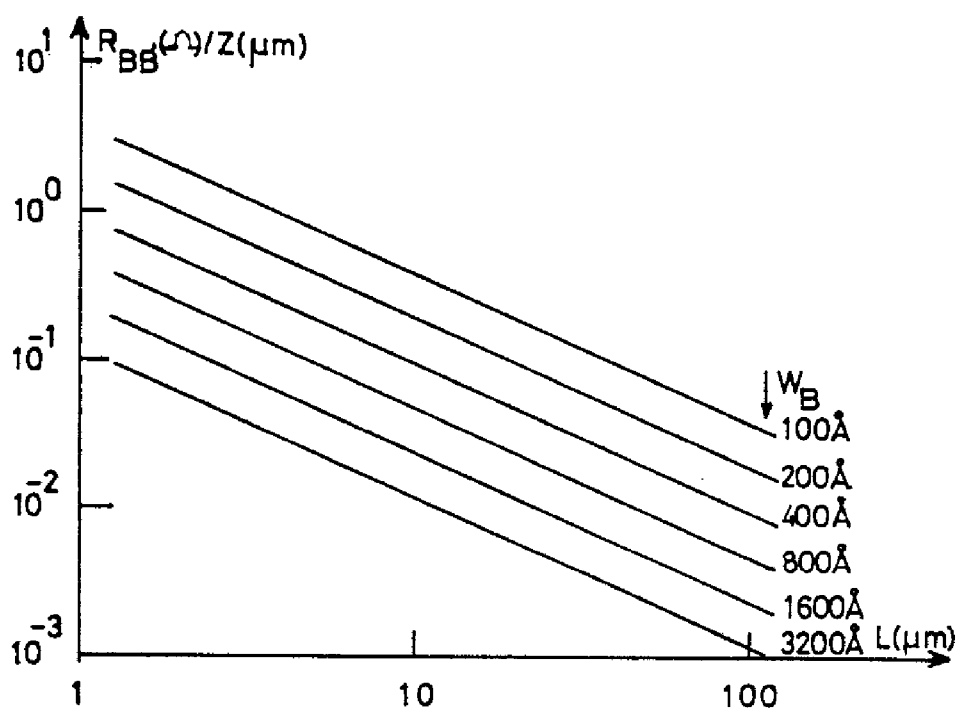


FIGURE 3.21 : Evolution de R_{BB}/Z en fonction de L et de W_B .

On peut enfin remarquer que la fréquence maximale d'oscillation tend asymptotiquement vers une valeur limite théorique qui est indépendante du dopage. En effet, lorsque (i) les constantes de temps $(C_{TE} + C_{TC})/g_m, \tau_m$ sont négligeables devant le temps de transit $\tau_c(J_c$ très grand), (ii) la conductance de sortie g_{ce} peut être en première approximation négligée devant $\omega_T C_{TC}$, (iii) $R_{BB'}$ est plus grand que $R_{EE'}$, et (iv) W_B est négligeable devant la longueur de la zone de transition W_{TC} , on trouve à partir de (2.59) et de (2.48) :

$$(3.1) \quad \omega_{\max \text{ limite}} = \sqrt{\frac{2 q_e}{\epsilon A \epsilon R_{BB'}}}$$

3.1.4. Influence de la résistance de base.

La résistance de base est un paramètre très important qui est responsable, comme nous allons le préciser maintenant, de la principale limitation des performances du transistor dans le domaine de l'amplification de puissance haute fréquence.

La résistance de base s'écrit en fonction des dimensions superficielles Z et L (figure 3.20), de la dimension verticale W_B et de la résistivité du tungstène ρ , sous la forme :

$$(3.2) \quad R_{BB'} = \frac{2 \rho Z}{3 L W_B}$$

L'usage de cette expression conduit aux valeurs qui sont reportées sur la figure 3.21. Il est évident que $R_{BB'}$ est d'autant plus faible que W_B et L sont grands et que Z est petit.

Tenant compte de ce que la résistance d'émetteur $R_{EE'}$ est négligeable devant $R_{BB'}$ (hypothèse tout à fait réaliste dans le cas d'une structure ayant une longueur d'émetteur calculée pour un fonctionnement optimal), la pulsation maximale d'oscillation est donnée en fonction du courant I_c et de la surface active A_E par :

$$(3.3) \quad \omega_{\max} = \frac{\omega_T}{2 \sqrt{\frac{\theta I_c}{2 W_{CE}} \frac{1}{U_T} + \omega_T A_E C_{TC}} R_{BB'}}$$

z/L	1	0,5	0,1
z (μm)	31,6	22,36	10
L (μm)	31,6	44,72	100
R (Ω)	1,88	0,94	0,188

TABLEAU 3.1 : Détermination de la résistance d'une structure rectangulaire définie pour différents z/L (1 seul contact de base, $AE = 10^{-5} \text{ cm}^2$, $\rho = 5,65 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$, $W_B = 200 \text{ \AA}$).

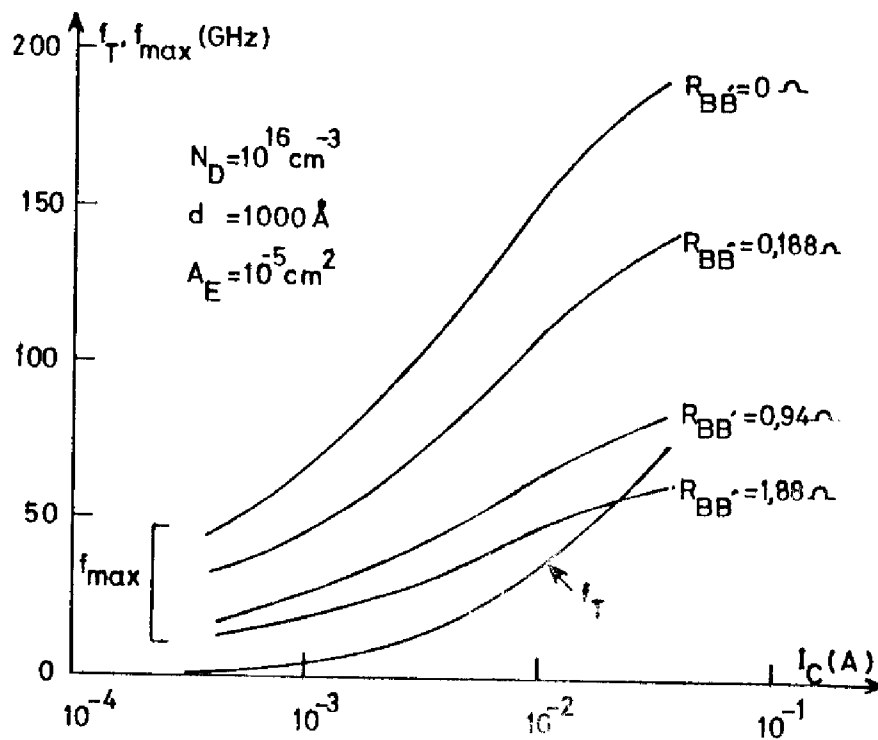


FIGURE 3.22 : Influence de la résistance de base $R_{BB'}$ sur la fréquence maximale d'oscillation.

où la pulsation de transition ω_T est simplement liée à la densité de courant J_C par la relation (2.48) que nous rappelons ici :

$$(3.4) \quad \frac{1}{\omega_T} = \frac{U_T}{\eta J_C} (C_{TE} + C_{TC}) + \tau_C + \tau_M$$

Il est alors clair que pour optimiser $\omega_{\max}$, il convient de choisir la surface active minimale qui correspond, compte-tenu de la valeur du courant collecteur crête, imposée par le cahier des charges, aux valeurs des densités de courant maximales admissibles.

Pour illustrer notre étude, nous nous sommes imposés une surface A_E égale à 10^{-5} cm^2 et un courant maximal de l'ordre de 30 à 40 mA. Par ailleurs, nous avons choisi ici encore les caractéristiques de la structure type déjà utilisée, à savoir un dopage $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, une période de réseau de base $d = 4000 \text{ \AA}$ et une épaisseur de base $W_B = 200 \text{ \AA}$.

Les résultats qui traduisent la sensibilité de la fréquence maximale d'oscillation à la valeur de la résistance de base sont reproduits sur la figure 3.22. Chacune des courbes correspond à la valeur de la résistance déterminée par le rapport de dimensions "superficielles" Z/L , comme indiqué dans le tableau 3.1. Les variations de la fréquence de transition, ainsi que celles de $f_{\max}$ calculées pour $R_{BB'} = 0$, également portées sur cette figure, permettent de compléter l'analyse.

L'ensemble de ces tracés montre que la résistance de base peut affecter considérablement le comportement du transistor à base perméable dans le domaine de l'amplification haute fréquence, lorsque la condition $Z/L \ll 1$ n'est pas respectée.

Il faut noter, par ailleurs ici, que les résultats des calculs que nous venons de présenter ont été obtenus en prenant la valeur de la résistivité du tungstène relevée dans la littérature, définie pour un matériau massif. Or, la réalisation du dispositif suppose un dépôt de la couche métallique par des méthodes très particulières (pulvérisation cathodique par exemple) qui conduisent à des résistivités très supérieures (jusqu'à 360 fois plus, d'après BOZLER [3]) dues à l'inhomogénéité, à l'intrusion

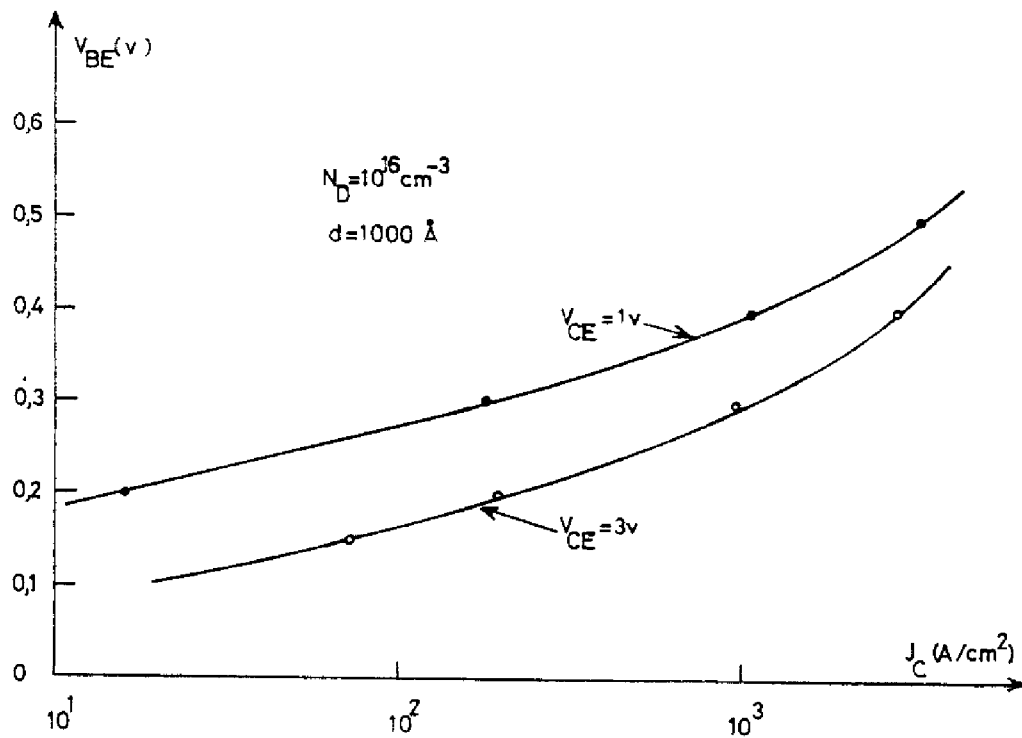


FIGURE 3.23 : Influence de la tension de polarisation V_{CE} sur la caractéristique J_C (V_{BE}).

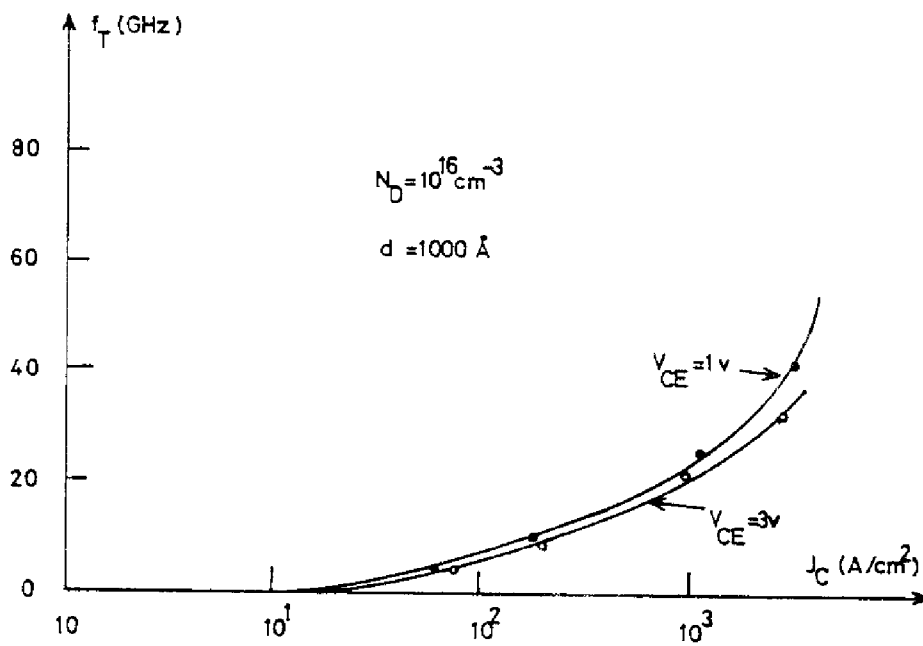


FIGURE 3.24 : Influence de la tension de polarisation V_{CE} sur la caractéristique f_T (J_C).

d'impuretés (Argon, par exemple) et à l'oxydation. Ceci entraîne, en pratique, une limitation encore plus sévère que celles indiquées sur la figure 3.22. Dans ces conditions, la diminution de la résistance de base est un élément important dans la recherche de l'optimisation du dispositif.

3.1.5. Influence de la tension de polarisation collecteur-émetteur.

Sur les figures 3.23, 3.24 sont représentés les résultats de simulations relatives à la structure type ($N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $d = 1000 \text{ Å}$), pour deux valeurs de la tension de polarisation collecteur-émetteur $V_{CE} = 1 \text{ V}$ et $V_{CE} = 3 \text{ V}$.

Il est clair que toute augmentation de V_{CE} s'accompagne d'une augmentation de courant collecteur (figure 3.23) liée à l'abaissement de la barrière de potentiel au point de selle et d'une extension de la zone de transition base-collecteur.

La figure 3.24 montre que la fréquence de transition n'est altérée et fort peu qu'aux niveaux de courant élevés ; ceci s'explique par l'augmentation du temps de transit des porteurs qui n'est pas entièrement compensée par la réduction des capacités de transition émetteur-base et collecteur-base.

Nous noterons, par ailleurs, que lorsque V_{CE} croît, le gain en puissance est quant à lui amélioré puisque, d'une part la capacité de transition diminue plus vite que la fréquence de transition et, d'autre part, la conductance de sortie décroît.

Cette analyse montre aussi que le choix des caractéristiques de la zone de collecteur-dopage et longueur- doit tenir compte de la valeur de la tension de fonctionnement retenue et de la priorité qui sera donnée ou non à l'obtention d'un bon gain en puissance.

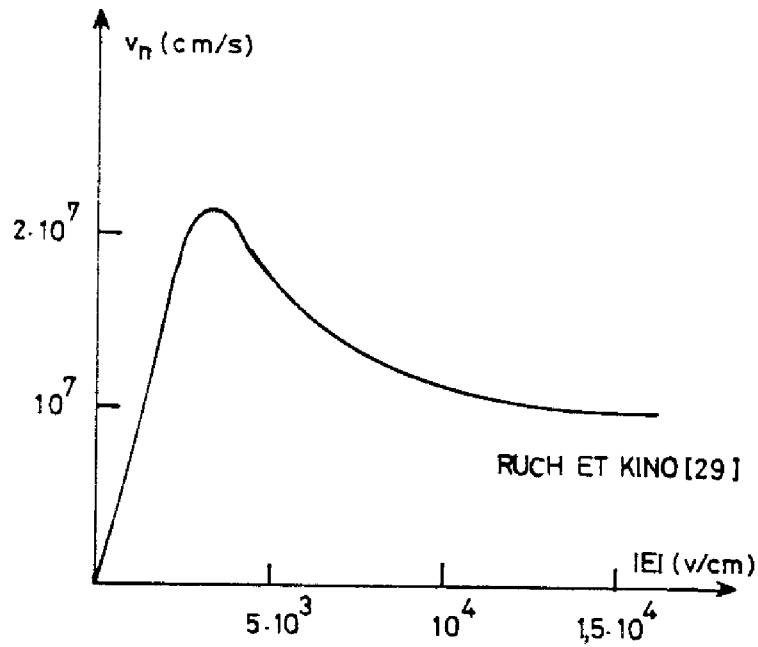


FIGURE 3.25 : Evolution de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique, dans le cas du régime stationnaire.

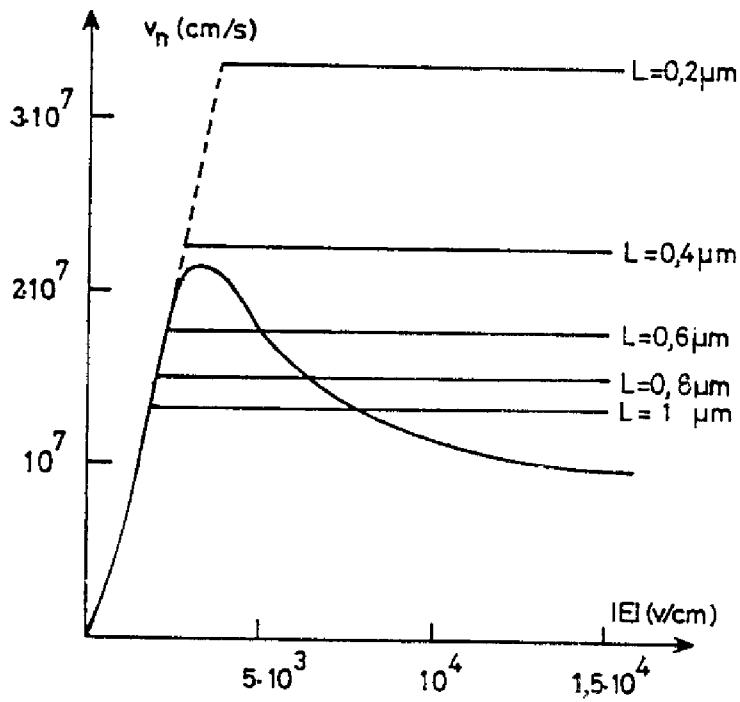


FIGURE 3.26 : Vitesse moyenne calculée à partir de (2.8). Influence de L (d'après CROFFEUILL et al).

3.2. INFLUENCE DE LA DYNAMIQUE ELECTRONIQUE EN REGIME DE PORTEURS CHAUDS.

L'ensemble des simulations présentées jusqu'ici repose sur deux hypothèses importantes. La première réside dans le choix d'une loi de variation simplifiée de la vitesse des porteurs en fonction du champ électrique. La deuxième consiste à supposer satisfaite la relation d'EINSTEIN qui lie la constante de diffusion D_n et la mobilité μ_n des électrons. Nous allons maintenant d'une part préciser les possibilités de prise en compte des phénomènes de survitesse et, d'autre part, analyser l'influence des écarts à la relation d'EINSTEIN.

3.2.1. La vitesse des porteurs.

La dynamique électronique en régime de porteurs chauds dans l'Arseniure de Gallium de type N résulte de mécanismes relativement complexes [24 - 25 - 26]. La nature du matériau, caractérisée essentiellement par une bande de conduction composée de trois vallées dans lesquelles les électrons ont des masses effectives et, en conséquence, des mobilités très différentes, est responsable de l'évolution caractéristique de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique, représentée sur la figure 3.25. On peut distinguer sur la courbe $v_n(\mathcal{E})$ trois types de comportement :

- une zone à forte mobilité pour les champs électriques faibles ;
- une zone à mobilité différentielle négative pour des champs élevés ;
- une zone de saturation où la vitesse prend une valeur limite proche de 10^7 cm/s.

Cette caractéristique $V_n(\mathcal{E})$ qui a été relevée expérimentalement et vérifiée par des calculs basés sur la méthode de MONTE-CARLO, ne vaut que pour le régime stationnaire.

Dans le cas de champs électriques rapidement variables dans le temps et/ou dans l'espace, les phénomènes ne sont plus stationnaires et le phénomène de survitesse peut être observé. En effet, si l'excitation électrique qui induit la modification du champ électrique est très brève -comparable

aux temps de relaxation- ou si le champ électrique subit de grandes variations sur des distances très courtes, les porteurs ont un mouvement balistique pendant la phase d'accélération : leur énergie n'est pas suffisante pour qu'ils puissent passer dans les vallées indirectes et leur vitesse atteint une valeur très supérieure à celle qui existe en régime statique pour le champ électrique considéré ; leur mobilité est celle qui serait relevée pour les champs faibles.

Le transistor à base perméable est un dispositif dans lequel les mécanismes de survitesse peuvent déterminer en partie le comportement électrique. Il présente une zone active très courte et doit pouvoir fonctionner à des fréquences très élevées. Toutefois, la prise en compte rigoureuse de ces mécanismes nécessiterait la mise en oeuvre de modèles particuliers bidimensionnels, tels que celui utilisé par BONJOUR et al[27] pour décrire le comportement du transistor à effet de champ à grille submicronique, dans lesquels le traitement est effectué le plus souvent par la méthode de MONTE-CARLO. Ces outils font appel à des procédures numériques très sophistiquées et demandent des moyens informatiques et des temps de calcul très importants.

Dans le cadre de notre étude, nous avons choisi de rendre compte des phénomènes de survitesse en utilisant le concept de vitesse moyenne des porteurs. En effet, l'ensemble des résultats publiés dans la littérature concernant des études relatives aux dispositifs submicroniques, permet de définir une vitesse moyenne $V_{n \text{ moy}}$ qui est une fonction de la longueur L de la zone où, sous l'action du champ électrique intense, les porteurs s'échauffent. Récemment, GRAFFEUIL et al[28] ont proposé, pour déterminer cette vitesse moyenne, la relation empirique suivante :

$$(3.5) \quad v_{n \text{ moy}} = 78000 L^{-0,56}$$

dans laquelle $V_{n \text{ moy}}$ et L sont exprimés respectivement en cm/s et en cm.

La figure 3.26 compare les vitesses moyennes calculées à partir de (3.5) à la vitesse définie pour le régime stationnaire dans tout le domaine du champ électrique. Nous observons que le phénomène de survitesse conduit à une vitesse moyenne qui peut être beaucoup plus grande que la vitesse limite ($v_c = 10^7$ cm/s) observée dans le régime stationnaire et fixée par l'interaction des porteurs avec le réseau.

Il est évident que ces mécanismes de survitesse liés à la structure de bande de l'AsGa vont globalement dans le sens d'une amélioration des performances du T.B.P. Nous indiquerons simplement que l'augmentation de la vitesse moyenne effective engendre, pour une densité de courant collecteur donnée, une augmentation de la fréquence de transition liée, d'une part à la diminution du temps de transit et, d'autre part, en moindre importance, à la réduction de la capacité de transition émetteur-base (à courant donné, la tension émetteur-base est en effet plus faible).

Pour mettre d'autant mieux à profit ces phénomènes de survitesse, la relation (3.5) indique qu'il convient de limiter la longueur de la région de collecteur, dans laquelle transitent les porteurs, à la valeur minimale compatible avec la tenue en tension espérée, ce qui est obtenu en augmentant le dopage du semiconducteur. Cette exigence est contraire à celle qui a été dégagée lors de l'étude de l'influence du dopage réalisée en supposant une vitesse moyenne indépendante du dopage. Il est donc impératif d'analyser l'influence du dopage pour dégager un éventuel optimum.

Pour ce faire, nous avons calculé, à l'aide du modèle analytique précédemment décrit et complété par la prise en compte de la variation de la vitesse moyenne des porteurs (figure 3.27), la fréquence de transition du transistor à base perméable caractérisé par deux dopages très distincts égaux respectivement à $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (figure 3.28). Nous observons que, pour les faibles niveaux de courant, les performances diffèrent très peu de celles qui ont été déterminées en prenant la même valeur de la vitesse moyenne ($V_{n\text{moy}} = 2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$) et qu'il y a donc intérêt à choisir un dopage faible. Par contre, lorsque la densité de courant collecteur croît, les effets contraires se compensent quasiment et un avantage très peu marqué apparaît pour la structure dopée.

Cette étude fait apparaître ici encore qu'il y aura une "spécialisation" possible des dispositifs, selon que la priorité sera donnée ou non au gain en puissance. En effet, compte-tenu de ce que la capacité de transition base-collecteur et la transconductance croissent très rapidement avec le dopage, il est évident qu'il convient, pour réaliser la fonction d'amplification de puissance, de choisir un dopage faible.

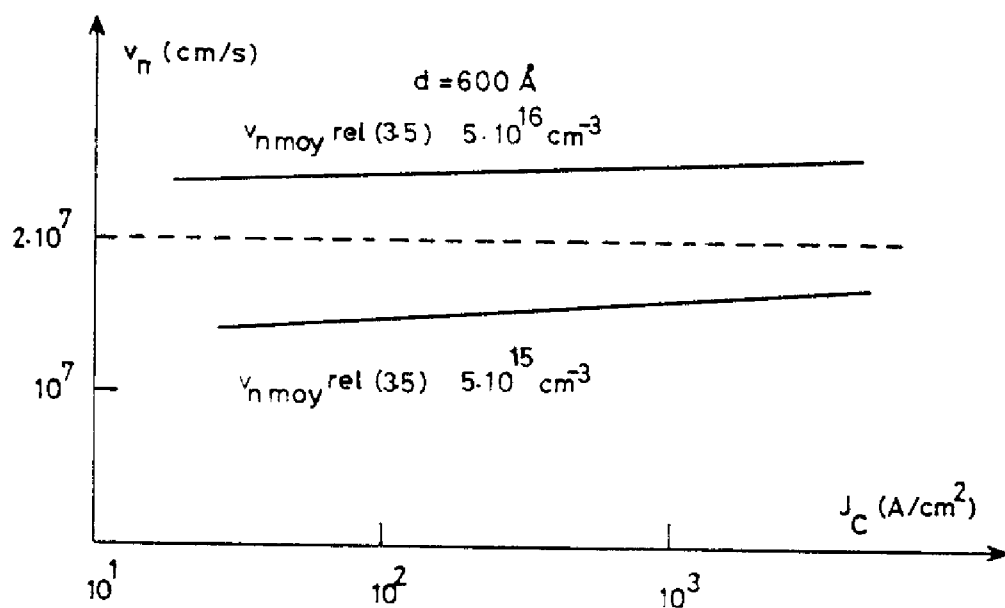


FIGURE 3.27 : Variation de $v_n(J_C)$ en fonction du dopage.

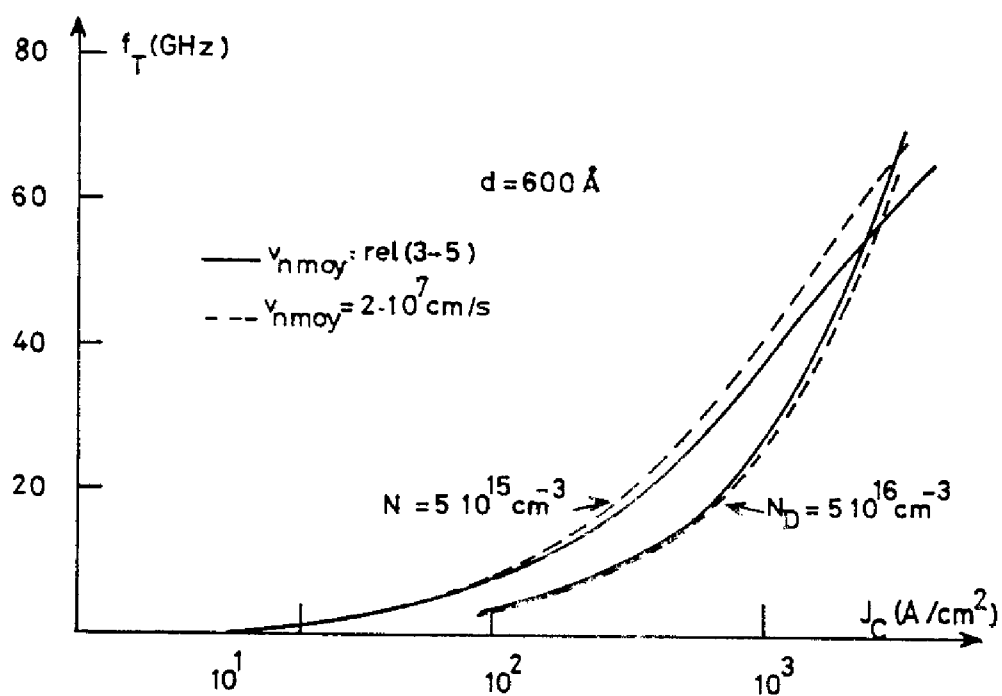


FIGURE 3.28 : Influence de v_n sur $f_T(J_C)$.

3.2.2. Relation d'Einstein.

Pour tenir compte de ce que la loi de variation de la constante de diffusion D_n avec le champ électrique n'est plus correctement traduite, en régime de porteurs chauds, par la relation d'EINSTEIN $-D_n/\mu_n = U_T$ - nous avons utilisé le programme Twodepep dans lequel, comme nous l'avons déjà précisé, on peut générer des lois $\mu_n(\mathcal{E})$ et $D_n(\mathcal{E})$ tout à fait indépendantes.

Les caractéristiques $D_n(\mathcal{E})$ dont la littérature fait mention sont très dispersées, que celles-ci soient déduites de relevés expérimentaux, ou bien calculés à partir de modèles théoriques. En ce qui nous concerne, nous avons utilisé la relation d'EINSTEIN généralisée qui rend compte de l'échauffement des porteurs sous la forme[30-31]:

$$(3.6) \quad D_n(\mathcal{E}) = \frac{kT}{q} \frac{\mathcal{U}_n(\mathcal{E})}{\mathcal{E}} + \frac{2}{3} \tau (\mathcal{U}_n(\mathcal{E}))^2$$

dans laquelle τ est le temps de relaxation de l'énergie ; la valeur $\tau = 0,5 \text{ ps}$ donne une bonne correspondance avec les calculs effectués par la méthode de Monte-Carlo par MALONEY et FREY[32]. La figure 3.29 compare les variations de D_n déduites de (3.6) aux valeurs reportées par RUCH et KIND[29], par KASZYNSKI[26], et déduites de la relation $D_n = U_T \mu_n$. La figure 3.30 donne les températures électroniques associées définies par $T = \frac{q D_n}{k \mu_n}$ et les variations du coefficient $\mathcal{Z} = \frac{D_n}{U_T \mu_n}$ qui représente l'écart par rapport à la relation d'EINSTEIN.

Une série de résultats de la simulation numérique bidimensionnelle est reportée sur les figures 3.31, 3.32, 3.33, 3.34. On observe un glissement très important de la caractéristique de transfert vers les fortes valeurs de densité de courant collecteur (figure 3.31).

Le modèle analytique est ici encore d'un grand intérêt, puisqu'il permet, comme nous allons le montrer, d'expliquer qualitativement cette évolution.

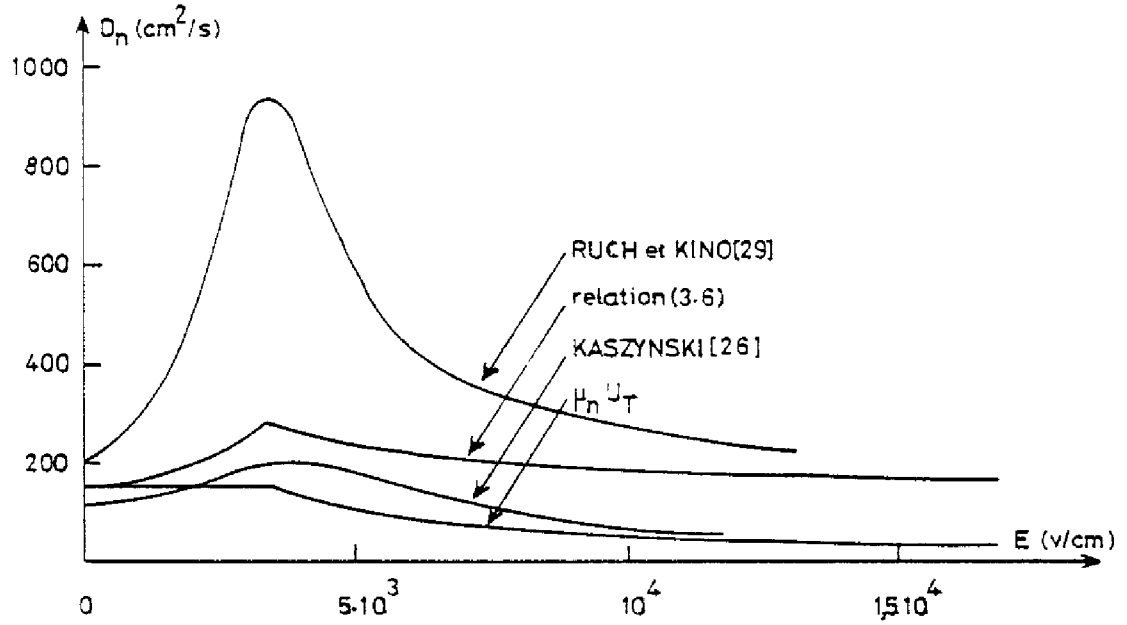


FIGURE 3.29 : Variations de la constante de diffusion de D_n en fonction du champ électrique (E).

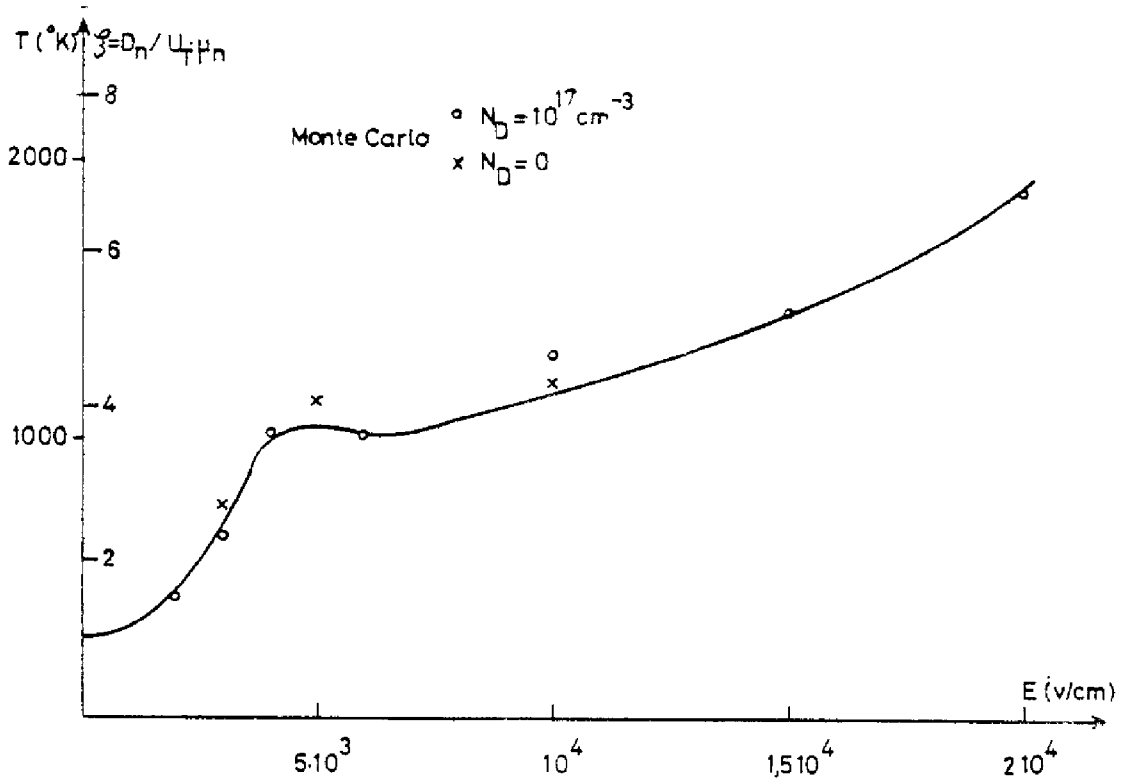


FIGURE 3.30 : Evolution de la température électronique en fonction du champ électrique [32].

Compte-tenu des valeurs du champ électrique dans la zone active du dispositif, valeurs comprises entre 5 Kv/cm et 15 Kv/cm, on peut admettre en se reportant à la figure 3.30 que $\xi = \frac{D_n}{U_T \mu_n}$ est pratiquement constant et égal à plusieurs unités thermodynamiques (4 à 6 U_T). Dans ces conditions et en reprenant la même démarche que celle utilisée au chapitre 2, on peut établir l'expression de la caractéristique de transfert qui s'écrit :

$$(3.7) \quad J_T = \frac{\sqrt{\pi \xi U_T} \cdot q N_D \varphi_e}{4 \sqrt{V_{B1} - V_{BE} - V_B^*}} \exp \left[-\frac{(V_{B1} - V_{BE} - \theta \sqrt{V_{CE}})}{\xi U_T} \right]$$

résultat analogue à (2.15), lorsqu'on choisit $\xi = 1$. Cette expression met bien en évidence une forte augmentation de j_n lorsque ξ croît ; notons aussi que le facteur de non-idéalité qui vaut maintenant ξ/η est d'autant plus supérieur à 1 que ξ est grand.

Pour illustrer cette analyse, nous avons calculé la caractéristique de transfert à partir de (3.7) pour différentes valeurs de ξ ($\xi = 4, 5$ et 6). Nous observons que notre approche simplifiée permet d'expliquer qualitativement le glissement observé. L'écart que l'on peut constater entre la pente de la caractéristique déterminée par la simulation numérique et celle de la caractéristique calculée analytiquement avec $D_n/\mu_n = 5 U_T$ est dû à ce que, en toute rigueur, ξ varie avec le niveau de polarisation, puisque le champ électrique moyen dépend de la tension appliquée ; ξ décroît lorsque V_{BE} augmente.

Une autre conséquence de la prise en compte de (3.6) est, pour une densité de courant donnée, la chute importante de la transconductance g_m (figure 3.32). On observe, de même, une réduction de dQ_{TOT}/dV_{BE} (figure 3.33) liée à la diminution de la capacité de transition émetteur-base (rappelons en effet que, pour un même courant, la prise en compte de (3.6) conduit à des valeurs plus faibles de V_{BE} (Cf. relation (3.7)). Ces mécanismes antagonistes ne se compensent pas et conduisent à une dégradation de la fréquence de transition f_T (figure 3.34).

Ignoré jusqu'à maintenant dans l'ensemble des études consacrées au transistor à base perméable [1-5], le phénomène que nous venons de discuter pourrait être une des causes des faibles transconductances mesurées

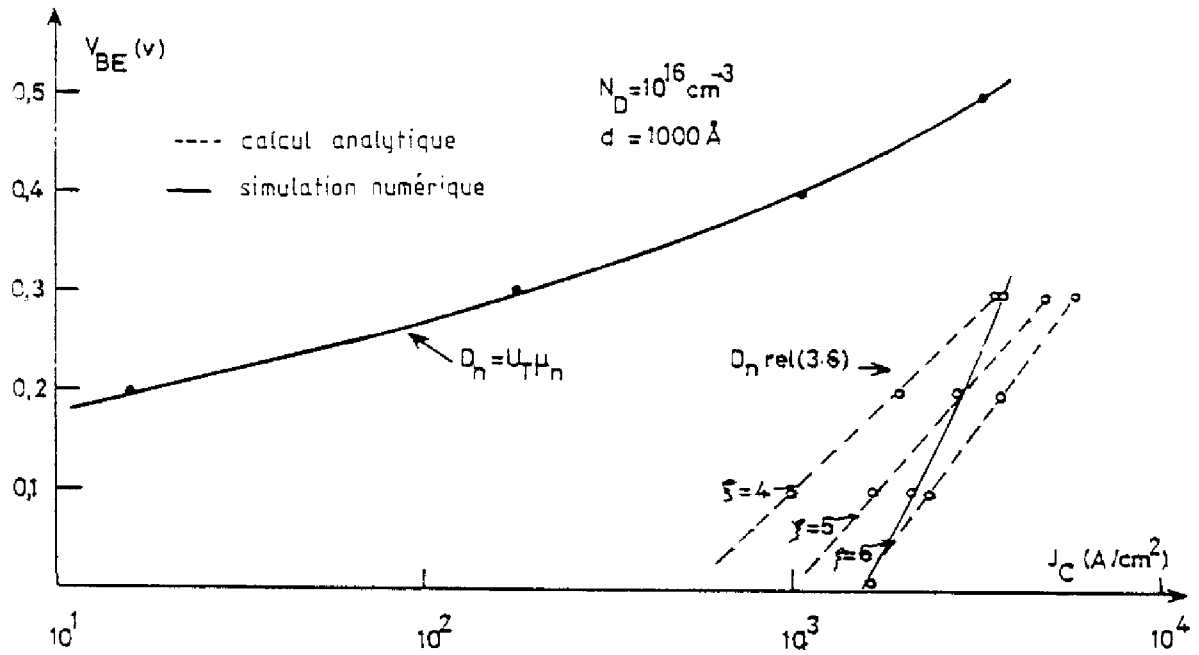


FIGURE 3.31 : Influence de D_n sur la caractéristique de transfert J_C (V_{BE}).

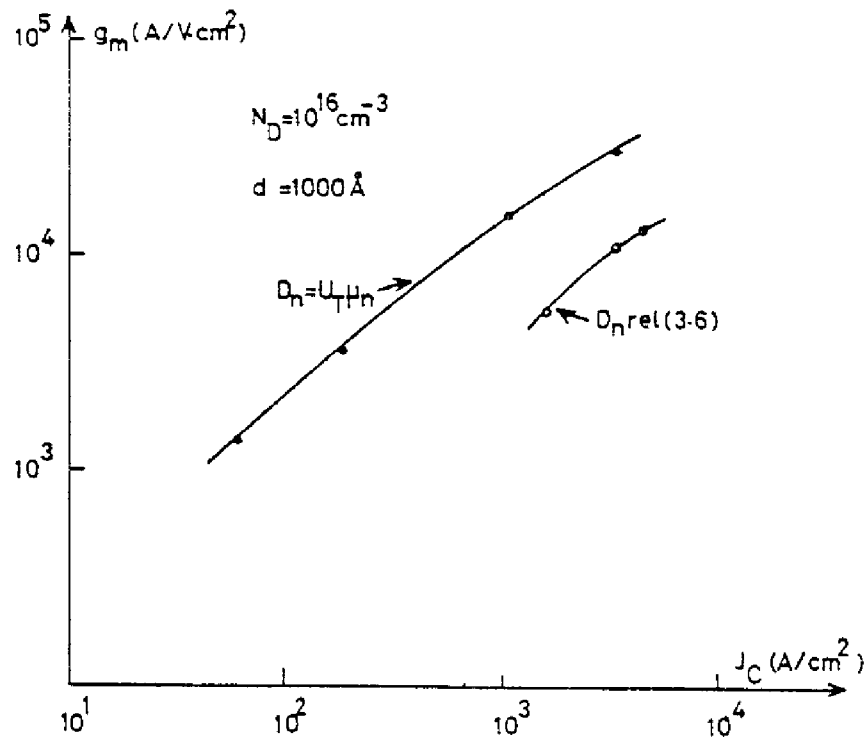


FIGURE 3.32 : Influence de D_n sur g_m (J_C).

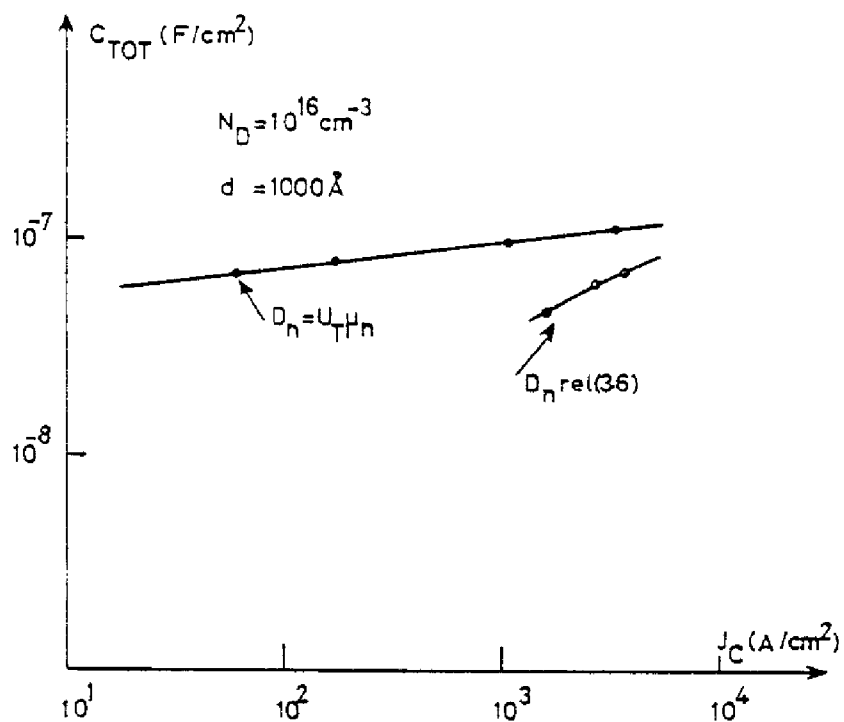


FIGURE 3.33 : Influence de D_n sur la capacité C_{TOT} .

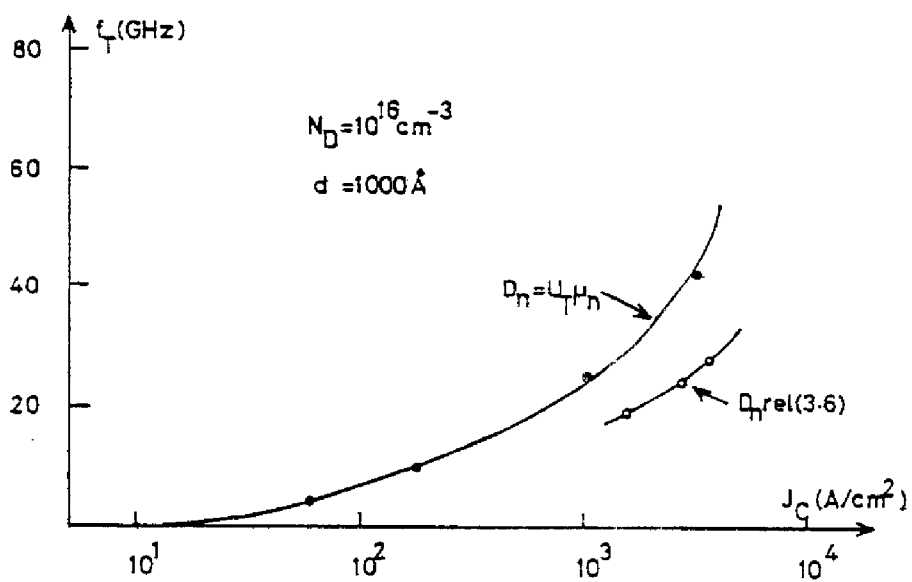


FIGURE 3.34 : Influence de D_n sur la fréquence de transition.

sur les échantillons réalisés. Toutefois, comme nous l'avons mentionné précédemment, les paramètres physiques mis en cause sont très mal connus. Les conclusions que nous avons tirées sont donc subordonnées à la validité des relations $V_n(\xi)$ et $D_n(\xi)$ utilisées dans cette étude. Si nous avons retenu les valeurs théoriques proposées par KASZINSKI (figure 3.29), le phénomène que nous venons de mettre en évidence aurait été observé, mais avec un peu moins d'acuité.

3.3. PROCESSUS DE REALISATION DU T.B.P.- ESSAI DE REPRISE D'EPITAXIE.

Nous allons, dans ce paragraphe, décrire brièvement le processus de réalisation mis en oeuvre par BOZLER et al et nous soulignerons les difficultés qu'ils ont rencontrées.

La technologie utilisée pour recouvrir la couche métallique étant très récente, nous avons entrepris d'effectuer cette opération pour analyser la faisabilité du T.B.P..

3.3.1. Processus de réalisation décrit par Bozler.

La séquence de réalisation du dispositif commence par la croissance d'une couche d'émetteur de type N sur un substrat d'Arseniure de Gallium de type N^+ par épitaxie en phase vapeur.

Une fine couche de tungstène de 300 Å d'épaisseur est ensuite déposée par pulvérisation cathodique. Pour réaliser la grille de base de dimension très fine, il est nécessaire d'utiliser une technique de lithographie aux rayons x permettant d'obtenir des doigts d'une largeur de 1600 Å espacés de 1600 Å. BOZLER fait ici remarquer que des débris de tungstène subsistent entre les doigts de grille et pense que leur présence peut diminuer les performances de ces dispositifs. Aucun moyen n'étant disponible pour examiner l'espace entre les doigts du tungstène sans détruire le dispositif, il est très difficile d'évaluer le degré de propreté de cette zone.

Une autre bande de tungstène est alors déposée normalement aux doigts de grille pour les relier entre eux et servira ultérieurement pour la prise de contact de base. Une reprise d'épitaxie est alors entreprise jusqu'à recouvrir la grille par de l'Arseniure de Gallium. Cette croissance est schématisée sur la figure 3.35. Dans le réacteur d'épitaxie, les paramètres doivent être ajustés, de sorte que la croissance de l'AsGa débute sur la couche existante et continue à croître latéralement sur les doigts métalliques. Cette reprise d'épitaxie représente une phase critique du processus.

L'étape suivante est la prise de contact ohmique de collecteur par un dépôt d'alliage Or-Germanium qui servira de masque lors du bombardement par protons destiné à délimiter la zone active du dispositif.

Après ce bombardement protonique, les contacts d'émetteur et de base sont mis en place et la structure est enfin délimitée par attaque méso.

Dans la réalisation du T.B.P., l'étape critique se situe donc lors de la reprise d'épitaxie souvent difficile à contrôler. En effet, l'orientation cristalline, l'inclinaison du substrat, l'épaisseur de la grille métallique et les conditions d'épitaxie, sont autant de paramètres qu'il est nécessaire de bien connaître pour obtenir un recouvrement satisfaisant de la grille métallique. C'est pourquoi, pour examiner les difficultés pratiques de réalisation et tester la faisabilité du transistor à base perméable, nous avons effectué un essai de reprise d'épitaxie que nous allons décrire.

3.3.2. Essai de reprise d'épitaxie.

Des recherches récentes ont montré que le recouvrement d'une grille de tungstène par de l'Arseniure de Gallium est tout à fait possible par les techniques d'épitaxie en phase vapeur organométalliques, en phase liquide et par jet moléculaire[33]. Toutefois, il semble que les résultats obtenus à partir de chacune de ces techniques fassent apparaître de grandes difficultés de contrôle et des problèmes de non-uniformité de la couche de reprise.

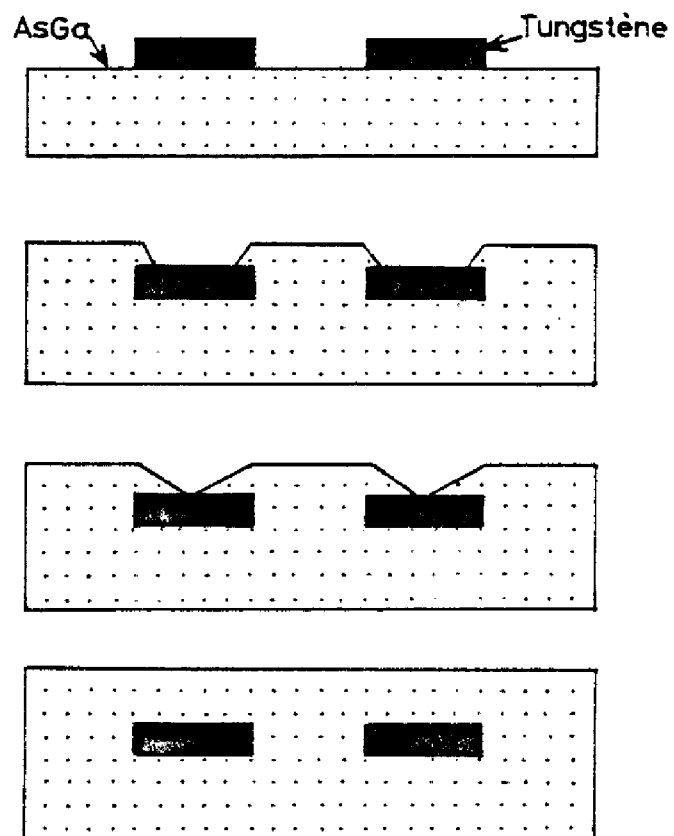


FIGURE 3.35 : Schéma montrant le recouvrement du tungstène par l'Arseniure de Gallium.

En ce qui nous concerne, nous avons effectué un premier essai à partir d'une technologie d'épithaxie en phase liquide (technologie disponible au Laboratoire pour réaliser des couches épithaxiées).

La première étape a été la croissance d'une couche d'AsGa non intentionnellement dopée et d'épaisseur égale à 1 μm sur un substrat d'AsGa de type N^+ orienté $\langle 1, 0, 0 \rangle$.

Le dépôt de la couche métallique en tungstène et la réalisation de motifs de géométries caricaturales très différentes (réseau de dimensions superficielles très variables, surfaces rectangulaires ou parallépipédiques) ont été effectués au Laboratoire Central de Recherche de la THOMSON - CSF qui dispose de techniques de microlithographie. Les étapes opératoires ont été (i) le masquage de motifs à l'aide d'un masqueur électronique (ii) le dépôt de tungstène par pulvérisation cathodique et (iii) la gravure par la technique de "Lift Off".

L'essai de reprise d'épithaxie a été ensuite mené au Laboratoire avec les conditions similaires à celles qui avaient été retenues pour la réalisation de la première couche.

Les résultats obtenus par cette première tentative n'ont malheureusement pas permis d'observer le recouvrement souhaité des motifs métalliques, ceci quelles que soient leur taille et leur orientation sur la plaquette. Les photographies, représentées sur la figure 3.36, d'un motif clivé, réalisé à partir d'une observation au microscope électronique à balayage, mettent en évidence l'absence de croissance latérale. Par ailleurs, cette première expérience fait apparaître une forte dépendance de la vitesse de croissance verticale avec l'espacement des zones métallisées (photographies de la figure 3.37 a et 3.37 c).

A ce niveau de l'étude de faisabilité de grille enterrée par la technique d'épithaxie liquide, nous ne pouvons conclure. En effet, elle doit être complétée par de nombreux autres essais réalisés avec des conditions et des paramètres différents. Nous pensons, en particulier au choix des autres orientations cristallines du substrat $\langle 1, 1, 1 \rangle$ et $\langle 1, 1, 0 \rangle$ et à l'influence de la désorientation par rapport à ces plans cristallins.

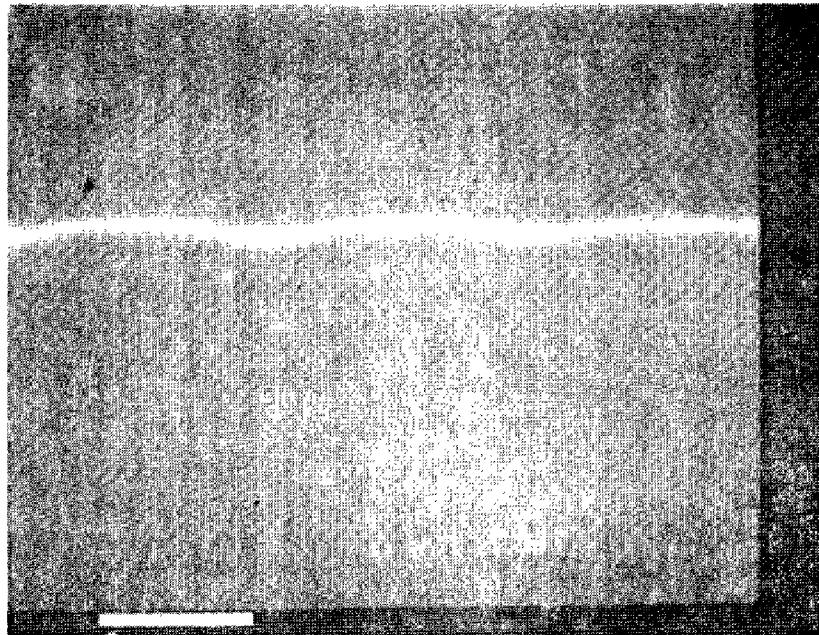
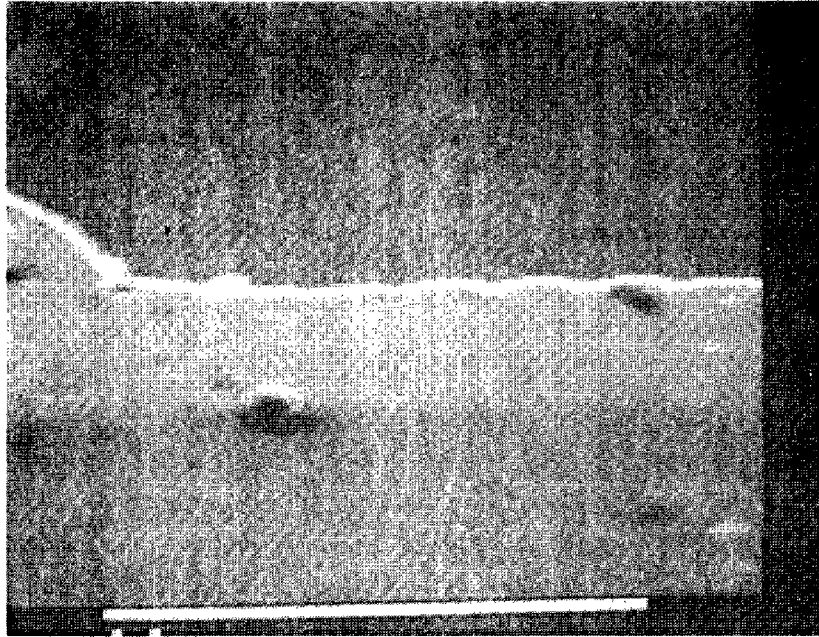
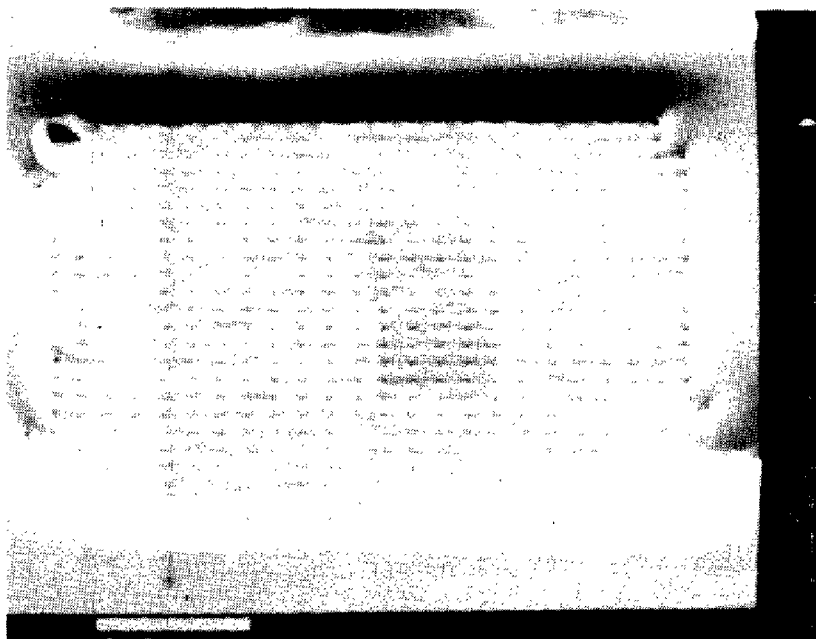
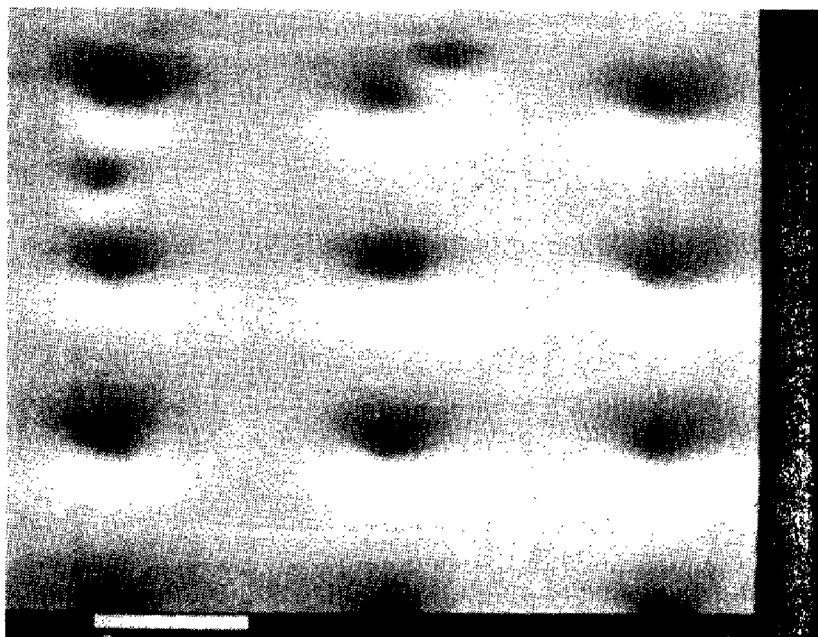


FIGURE 3.36 : Observations d'un motif clivé, au microscope électronique à balayage.



a)



b)

FIGURE 3.37



c)



d)

FIGURE 3.37 : Observations de différents motifs au microscope à balayage

3.4. PROPOSITION D'UNE NOUVELLE STRUCTURE[34].

Comme nous l'avons montré dans les paragraphes précédents, le transistor à base perméable est, d'une part difficile à réaliser à cause des problèmes de reprise d'épitaixie et, d'autre part, limité dans ses performances haute fréquence par suite des fortes valeurs de la résistance des doigts métalliques de base. Notons d'ailleurs que pour faciliter la reprise d'épitaixie, il est préférable que la grille métallique soit très mince et constituée par un matériau réfractaire généralement très résistif, ce qui ne peut qu'aggraver les limitations induites par la résistance de base.

Afin de pallier ces défauts, nous proposons une structure originale schématisée sur la figure 3.38. Celle-ci reste basée sur le même principe de fonctionnement et conserve les potentialités du transistor à base perméable. Le contrôle du courant principal est ici encore réalisé par une barrière de potentiel induite, mais la topologie de la structure se rapproche maintenant de celle du transistor à base dépeuplée imaginée par IWAZAKI et al[35] (figure 3.39).

Dans la structure que nous proposons et que nous appelons transistor Schottky à base induite, la grille métallique de base n'est plus enterrée, mais réalise, comme dans le transistor à base perméable un contact SCHOTTKY. La reprise d'épitaixie est évitée, ce qui peut éventuellement autoriser le choix de matériaux non réfractaires. Quant à la reproductibilité, point faible du transistor à base dépeuplée d'IWAZAKI [36], elle devrait être ici améliorée, puisqu'il n'est plus nécessaire de réaliser des diffusions très voisines toujours très difficiles à contrôler.

Pour satisfaire la condition de recouvrement des zones de déplétion entre les doigts de base -dispositif "Normally Off"- tout en n'imposant aux dimensions superficielles du réseau de grille que des valeurs couramment réalisées aujourd'hui, il convient de choisir un dopage inférieur à celui que préconise BOZLER pour ses structures.

Un dopage de l'ordre de 10^{15} cm^{-3} et une période de grille égale à 8000 Å peuvent être considérés comme satisfaisants.

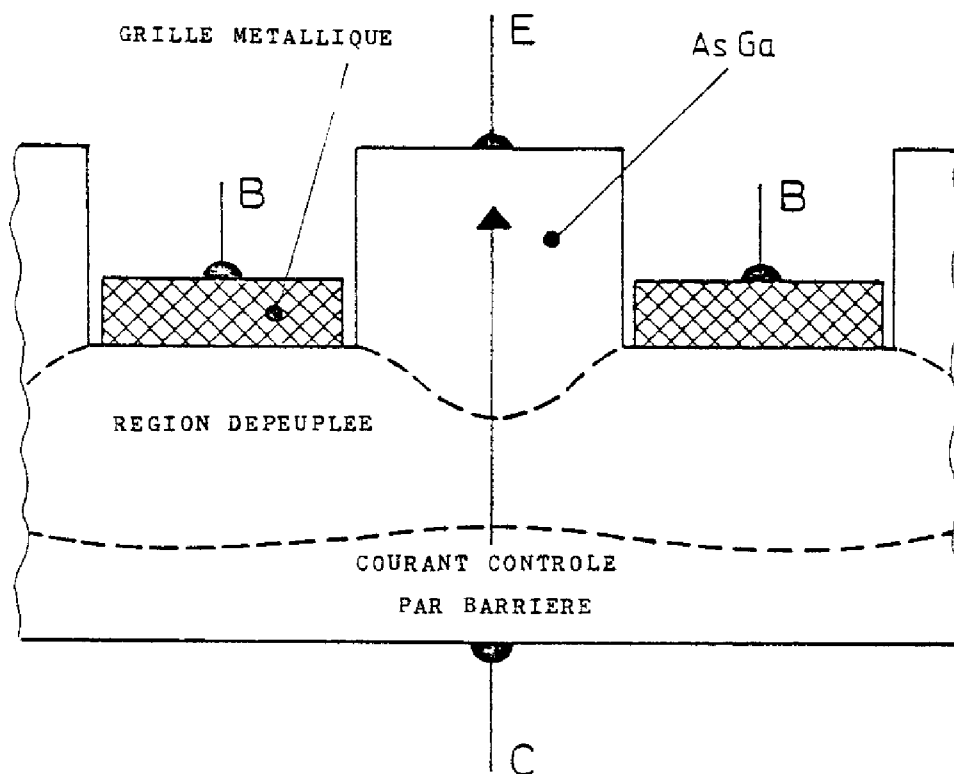


FIGURE 3.38 : Coupe schématique du transistor Schottky à base induite.

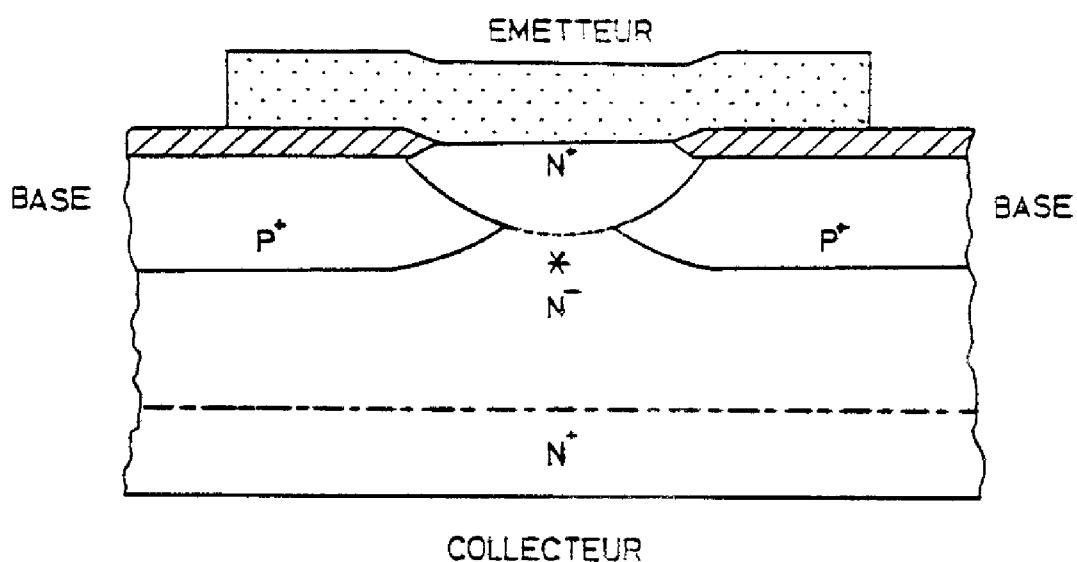


FIGURE 3.39 : Coupe schématique du transistor à base dépeuplée d'Iwazaki[35].

La séquence de fabrication de la structure proposée (Cf. Figure 3.40) pourrait être la suivante :

- épitaxie de la couche de GaAs - N ($N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) sur le substrat en GaAs - N^+ ; cette opération peut être envisagée à partir des techniques classiques qui permettent la réalisation de couches minces de très bonne qualité cristallographique, telles que l'épitaxie en phase liquide ou l'épitaxie par jet moléculaire ;
- implantation d'une zone très dopée N^+ en surface, facilitant l'obtention ultérieure d'un très bon contact ohmique ($\rho_c < 10^{-6} \Omega \text{ cm}^2$) ;
- bombardement aux protons des zones latérales où seront localisés les plots de connexion ;
- métallisation des contacts ohmiques d'émetteur et de collecteur (faces avant et arrière) à partir de la technique d'évaporation sous vide (Au Ge/Ni par exemple) ;
- gravure de l'émetteur (doigts et zone de contact) par attaque du métal, puis du GaAs par utilisation du masquage électronique et de la gravure ionique ;
- réalisation du contact SCHOTTKY de base par dépôt de métal (tungstène, titane, aluminium, etc...) ; cette opération ne doit pas poser de problème, puisqu'il y a autoalignement des doigts de la grille de base ;
- dépôt éventuel d'une ou plusieurs couches métalliques supplémentaires (platine, or par exemple) assurant la stabilité de la première et facilitant la prise de contact de base et d'émetteur ;
- attaque mēsa pour délimiter le dispositif.

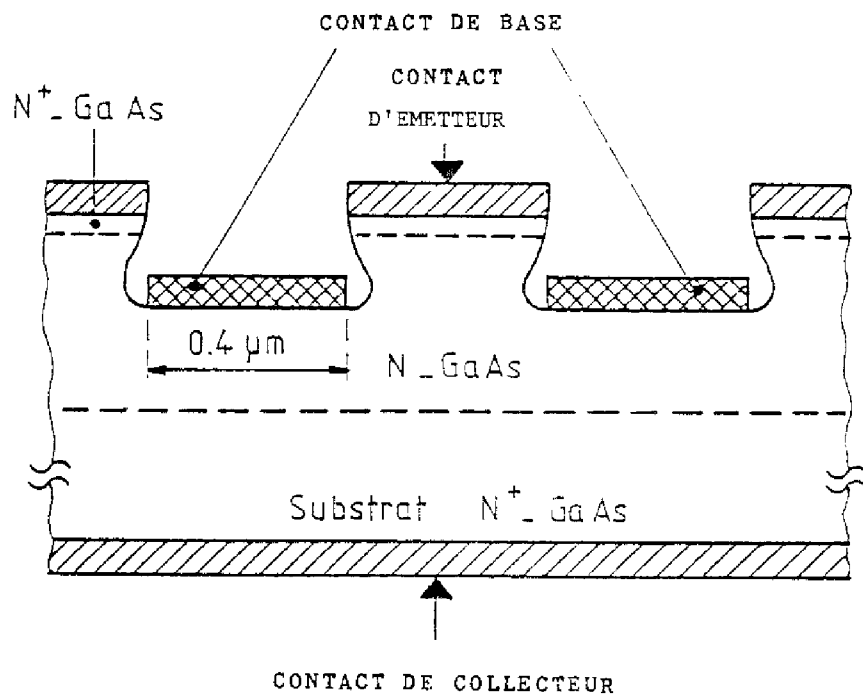
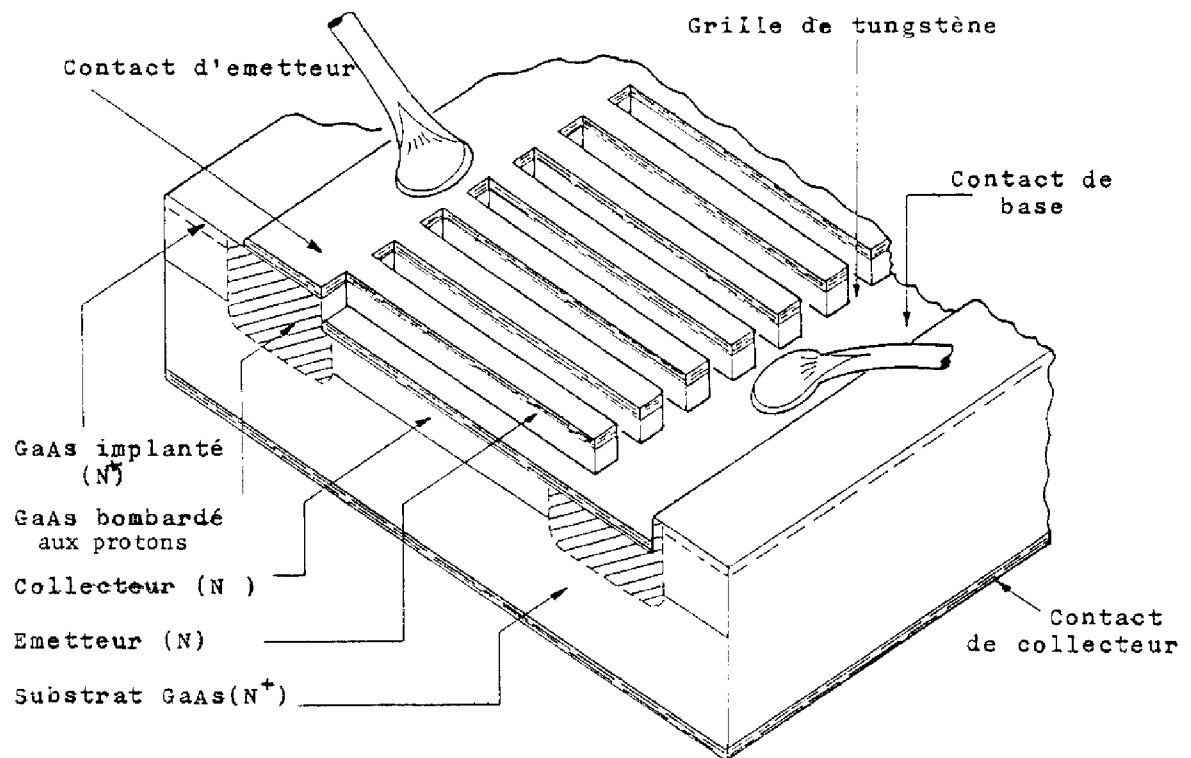
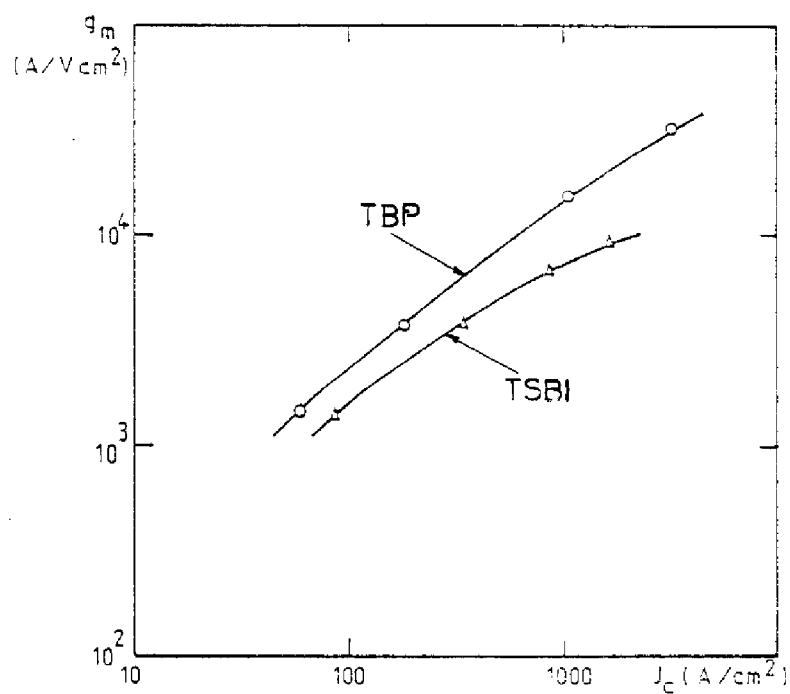
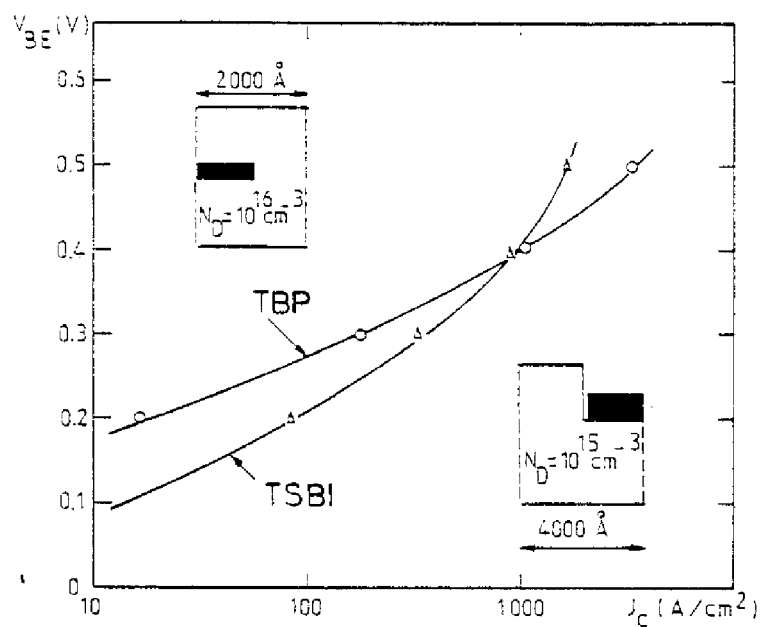


FIGURE 3.40 : Coupes schématiques du transistor Schottky à base induite proposé.

Les résultats de la simulation numérique bidimensionnelle réalisée à partir du programme Twodepep décrit au chapitre 1, montrent que cette nouvelle structure peut avoir des performances meilleures ou très proches de celles du transistor à base perméable. La nécessité d'augmenter la période du réseau de la grille de base pour faciliter la réalisation, ne pénalise pas cette structure : la diminution de la transconductance est très largement compensée par la réduction des capacités de transition, puisque le dopage est réduit pour maintenir le recouvrement des zones dépeuplées et assurer, ainsi, le contrôle par barrière de potentiel. Notons que la topologie même de la structure qui supprime le contact SCHOTTKY à la surface supérieure des doigts de grille, entraîne une importante diminution de la capacité de transition émetteur-base. La figure 3.41 illustre les résultats comparés de la simulation d'un transistor Schottky à base dépeuplée (dopage 10^{15} cm^{-3} , période de grille 8000 Å) et d'un transistor à base perméable (dopage 10^{16} cm^{-3} , période de grille 4000 Å).

Ces résultats concernent la caractéristique de transfert, (J_C, V_{BE}) , la transconductance g_m , la variation totale des charges avec la tension appliquée entre base et émetteur dQ_{TOT} / dV_{BE} et la fréquence de transition f_T .

Il est important d'insister sur le fait que la structure proposée autorise une épaisseur de la zone métallique beaucoup plus forte que celle du T.B.P., ce qui entraîne une diminution de la résistance ohmique de la grille métallique. Pour une fréquence de transition donnée, une épaisseur de doigts de base quatre fois plus grande permet de doubler la fréquence maximale d'oscillation (Cf. Relation 3.3).



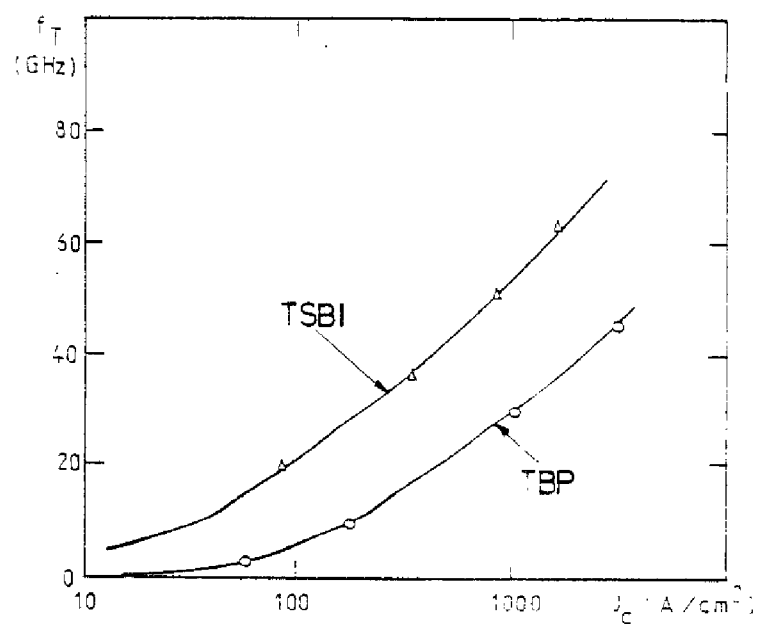
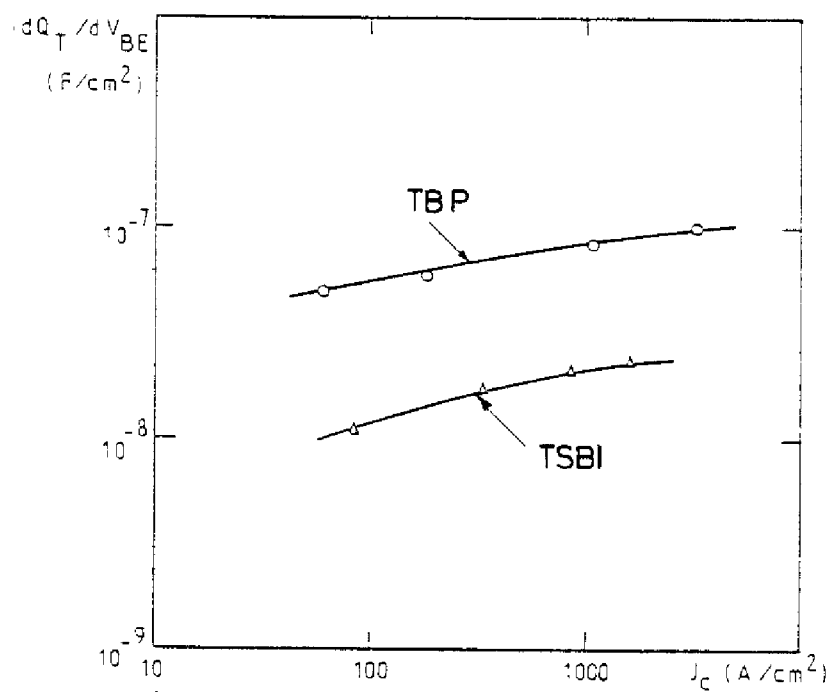


FIGURE 3.41 : Comparaison des caractéristiques électriques du transistor Schottky à base induite et à celles du transistor à base perméable.

Notons, enfin, que la réalisation de cette nouvelle structure permet de choisir une épaisseur de la zone épitaxiée très petite. Compte-tenu de ce que, par ailleurs, le dopage est faible, nous pouvons espérer que les mécanismes de survitesse et/ou de transport balistique iront dans un sens tout à fait favorable aux performances en très haute fréquence.

° °
0

Nous avons tout d'abord présenté, dans ce chapitre, l'étude de l'influence de chacun des paramètres technologiques et physiques et des conditions de polarisation sur les principales caractéristiques électriques du transistor à base perméable. Les quatre principaux éléments d'optimisation que nous avons pu dégager sont :

- l'obtention de la plus grande transconductance possible , ce qui implique le choix d'un réseau de grille très fin ;
- la minimisation des capacités de transition émetteur-base et collecteur-base , ce qui s'obtient par un dopage faible du semiconducteur ;
- la réduction de la résistance de la grille métallique , ce qui suppose la réalisation de doigts relativement épais ;
- la minimisation du temps de transit des porteurs ; à ce propos, les phénomènes de survitesse dont l'Arseniure de Gallium est le siège, apportent un net avantage dans le cas d'une structure submicronique.

Enfin, après avoir examiné le processus de réalisation du transistor à base perméable, dans lequel l'opération de reprise d'épithaxie est une phase très critique, nous avons proposé une structure nettement plus simple à produire et qui est susceptible d'offrir des performances potentielles analogues, sinon supérieures à celles du T.B.P.

°°°

CONCLUSION

Notre mémoire était consacré à la modélisation et à l'évaluation des transistors à base perméable. Après avoir successivement présenté les modèles numériques et analytiques qui nous ont permis d'analyser l'influence des paramètres physiques et technologiques sur le fonctionnement du T.B.P., nous avons souligné les difficultés rencontrées lors de la réalisation qui nous ont amené à proposer une nouvelle structure.

Deux programmes de simulation numérique pour la résolution d'équations bidimensionnelles aux dérivées partielles, basés sur des principes de résolution différents (méthode des différences finies et méthode des éléments finis), ont été mis en oeuvre et nous ont permis de préciser les phénomènes qui interviennent dans le fonctionnement du T.B.P.. Les résultats obtenus avec les deux techniques ont été tout à fait comparables, sauf peut être dans le cas de faibles niveaux de polarisation. Cependant, le programme basé sur la méthode des éléments finis offre une possibilité supplémentaire, puisqu'il permet de rendre compte de situations où la relation d'EINSTEIN n'est pas satisfaite ; ceci est particulièrement avantageux dans le cas où les effets de porteurs chauds se manifestent.

Les simplifications suggérées par le modèle numérique nous ont permis de développer un modèle analytique compact du type "à contrôle de charge". Nous avons établi des expressions originales qui rendent compte des caractéristiques courant-tension. Pour ce faire, l'allure et l'amplitude de la barrière de potentiel présente entre les doigts métalliques de base ont été précisées par une loi empirique à trois paramètres, dont la signification physique a été discutée. Les gains en courant, la transconductance, les conductances d'entrée et de sortie, la fréquence de transition et le gain en puissance ont été également calculés. Bien que des écarts aient été quelquefois observés entre les résultats déduits du modèle analytique et ceux obtenus par la simulation exacte, on peut considérer que notre analyse rend compte, de façon satisfaisante, du comportement électrique du T.B.P..

Dans le troisième chapitre, nous avons étudié tout d'abord l'influence des paramètres technologiques et physiques. Nous avons aussi montré que, pour obtenir de bonnes performances dynamiques, il est nécessaire, d'une part de diminuer la période du réseau de la grille de base afin

d'augmenter la transconductance et, d'autre part, de diminuer le dopage pour minimiser l'influence des capacités émetteur-base et collecteur-base. Notons que cette diminution du dopage entraîne aussi une augmentation de la transconductance. Nous avons également examiné, dans ce chapitre, les difficultés pratiques de réalisation des T.B.P., et notamment la reprise d'épitanie après la gravure de grille qui constitue la phase la plus critique. Cela nous a conduit à imaginer une structure différente, exploitant le même principe de fonctionnement que le T.B.P., mais évitant de trop grandes exigences technologiques tout en tenant compte des critères d'optimisation. Cette structure nouvelle, que nous avons désignée sous le nom de transistor Schottky à base induite (TSBI), a été simulée par les modèles numériques décrits au chapitre 1 : les résultats obtenus laissent espérer des performances au moins égales à celles du T.B.P..

Les prolongements de notre travail devraient tout naturellement concerner la mise au point et la réalisation du TSBI, sans négliger pour autant la poursuite de l'effort d'évaluation du T.B.P. et l'éventuelle optimisation de ce dispositif.

BIBLIOGRAPHIE

*

- [1] C.O BOZLER, G.D. ALLEY, R.A. MURPHY, D.C. FLANDERS, W.T. LINDLEY
Permeable base transistor.
Proceeding of the Seventh Biennial Cornell Electrical Engineering
Conference on Active Microwave Semiconductor Devices, August 1979.

- [2] G.D. ALLEY, C.O. BOZLER, R.A. MURPHY, D.C. FLANDERS
Two dimensional numerical simulation of the permeable base transistor.
Proceeding of the Seventh Biennial Cornell Electrical Engineering
Conference on Active Microwave Semiconductor Devices, August 1979.

- [3] C.O. BOZLER, G.D. ALLEY
Fabrication and numerical simulation of the permeable base transistor.
IEEE Transaction on Electron Devices, Vol. ED-27, pp. 1128-1141, 1980.

- [4] C.O. BOZLER, G.D. ALLEY
Evaluation of the permeable base transistor and its application to
logic circuits.
Proceedings of the IEEE, Vol. 70 n° 1, pp. A6-52, January 1982.

- [5] D .E. SNYDER, R.L. KUBENA
Evaluation of the permeable base transistor for application in Silicon
integrated logic circuits.
IEDM, 1981.

- [6] S. TEZNER, R. GICQUEL
Gridistor a new fiel effect device
Proceeding of the IEEE, Vol. 52, pp. 1502-1563, December 1964.

- [7] M. HEYDEMANN
Résolution numérique des équations bidimensionnelles dans les semi-
conducteurs.
Thèse de Docteur-Ingénieur, 'Université de Paris-Sud, Octobre 1972.

- [8] J.W. SLOTBOOM
Computer-Aided two dimensional Analysis of the Bipolar Transistor.
IEEE-transaction on electron devices, Vol. ED-20, pp. 669-679, Aug. 1973.
- [9] H.H. HEIMER
A two dimensional numerical analysis of a silicon NPN transistor.
IEEE-transaction on electron devices, Vol. ED-20, pp. 708-713, August 1973.
- [10] E. CAQUOT
Présentation de la méthode des éléments finis.
Note interne L.A.A.S. n° 80.1.05, Janvier 1980.
- [11] T. ARNBORG, K. BJÖRKQUIST
HALFEM, a computer program for two dimensional finite element analysis of semiconductor devices.
International Journal of Electronics, Vol. 50 n° 1, pp. 15-26, 1981.
- [12] J.J. BARNES, R.J. LOMAX
Finite-element methods in semiconductor device simulation.
IEEE transaction on electron devices, Vol. ED-24, pp. 1082-1089, Aug. 1977.
- [13] G. SEWELL
A small general purpose finite element.
IMSL technical report n° 8102, May 1981.
- [14] TWODEPEP, USER'S MANUAL.
IMSL TDP-0003, September 1981.
- [15] A. MARTY, J. CLARAC, J.P. BAILBE, G. REY
A two-dimensional finite element simulation of a permeable base transistor.
Article en soumission.
- [16] Ph. LETURCQ, G. REY
Physique des composants actifs à semiconducteurs.
DUNOD Université, 1978.

- [17] A. MARTY
Sur l'étude des transistors bipolaires à hétérojonction au GaAlAs/GaAs
Théorie et expérience.
Thèse de Doctorat d'Etat (Sciences) n° 931, Université Paul Sabatier
Toulouse, Juin 1980.

- [18] J. LINDMAYER, C.Y. WRIGLEY
Fundamental of semiconductor devices.
D. Van Nostrand Company, 1965.

- [19] J. DANGLA
Etude du comportement dynamique des transistors bipolaires.
Application au cas des hétérotransistors HF de puissance et des photo-
détecteurs GaAlAs/GaAs.
Thèse de Docteur 3ième cycle n° 2508, Université Paul Sabatier,
Toulouse, Juillet 1981.

- [20] G. REY
Sur l'étude bidimensionnelle du comportement électrique des transistors
à structure plane et latérale.
Thèse de Doctorat Es-Sciences Physiques, n° 314, Université Paul
Sabatier de Toulouse, Février 1968.

- [21] LE FAOU, RYNAUR, VERAN
IMAG III, Un programme de simulation des circuits électroniques.
SESA - Notice d'utilisation, Mars 1977

- [22] H.K. GUMMEL, H.C. POON
An integral charge control model of bipolar transistors.
The Bell System Technical Journal, pp. 827-852, 1970.

- [23] G. REY, Ph. LETURCQ
Théorie approfondie du transistor bipolaire. Masson, 1972.

- [24] P.N. BUTCHER, W. FAWCETT
Calculation of the velocity-field characteristics for Gallium Arsenide.
Phys. Letters, Vol. 21, p. 489, 1966.

- [25] H. KROEMER
Hot electron relaxation effects in devices.
Solid-State electronics, Vol. 21, pp. 61-67, 1978.

- [26] A. KASZYNSKI
Etude des phénomènes de transport dans les matériaux semiconducteurs par les méthodes de Monte-Carlo : Application à l'Arséniure de Gallium de type N.
Thèse de Docteur-Ingénieur n° 236, Université de Sciences et Techniques de Lille, 1979.

- [27] P. BONJOUR, R. CASTAGNE, J.F. PONE, J.P. COURAT, G. BERT, G. NUZILLAT, M. PELTIER
Saturation mechanism in 1- μ m gate GaAs FET with channel-substrate interfacial barrier.
IEEE trans. Electron Devices, ED-27, pp. 1019-1024, 1980.

- [28] J. GRAFFEUIL, P. ROSSEL
A semi-empirical expression for the direct transconductance and the equivalent saturated velocity in short gate length MESFET.
Article à paraître

- [29] J.G. RUCH, G.S. KINO
Transport properties of GaAs.
Physical Review, Vol. 174 n° 3, pp. 921-931, 1968.

- [30] K. YAMAGUCHI, T. TOYABE, H. KODERA
Effect of field-dependent carrier diffusion on the two dimensional analysis of a junction gate FET.
Japan J. Appl. Phys., Vol. 14, pp. 1069-1070, 1975.

- [31] T. WADA, J. FREY
Physical basis of short-channel MESFET operation.
IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. ED-26, pp. 476-489, 1979.
- [32] T.J. MALONEY, J. FREY
Transient and steady-state electron transport properties of GaAs and INP.
Journal of Applied Physics, Vol. 48, pp. 781-787, 1977.
- [33] E.B. STONEHAM
The Search for the fastest three-terminal Device.
Microwaves, February 1982.
- [34] A. MARTY, J. CLARAC, J.P. BAILBE, G. REY
A small Geometry Schottky depleted base transistor.
Article en soumission
- [35] H. IWAZAKI, O. OZAWA, Y. SASAKI
A depleted base transistor.
Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 17, pp. 245-251, 1978.
- [36] J.M.C. STORK, J.D. PLUMMER
Small geometry depleted base bipolar transistor (BSIT) - VLSI devices ?
IEEE transactions on Electron Devices, Vol. ED-28, pp. 1354-1363, 1981.

TABLE DES MATIERES

LISTE DES PRINCIPALES NOTATIONS UTILISEES	1
INTRODUCTION	7
<u>CHAPITRE 1. OUTILS DE MODELISATION NUMERIQUE DU TRANSISTOR A BASE PERMEABLE</u>	11
1.1. DESCRIPTION ET PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU TRANSISTOR A BASE PERMEABLE.	13
1.2. SIMULATION NUMERIQUE DU TRANSISTOR A BASE PERMEABLE : DEFINITION DU PROBLEME MATHEMATIQUE.	17
1.2.1. Géométrie de la structure analysée, Equations générales.	17
1.2.2. Conditions aux limites.	19
a) Condition aux contacts ohmiques.	19
b) Condition sur les limites des doigts de base.	19
c) Condition sur les autres frontières.	20
1.3. METHODES DE RESOLUTION.	20
1.3.1. Méthode des différences finies.	20
a) Normalisation des équations.	21
b) Choix des variables de base.	25
c) Choix du maillage.	27
d) Caractéristiques de la méthode.	27
1.3.2. Méthode des éléments finis.	29
a) Equations.	29
b) Choix de la triangulation.	30
c) Caractéristiques de la méthode.	32
1.4. EXEMPLES DE RESULTATS DE SIMULATION NUMERIQUE.	35

<u>CHAPITRE II.</u> MODELE ANALYTIQUE DU TRANSISTOR A BASE PERMEABLE	43
II.1. MODELE DU TRANSISTOR A BASE PERMEABLE EN REGIME STATIQUE .	45
II.1.1. Détermination du courant de base .	46
II.1.2. Détermination du courant de collecteur .	48
II.1.3. Influence des résistances séries .	53
II.1.4. Paramètres caractéristiques du fonctionnement en régime normal .	54
II.1.5. Comparaison entre la simulation numérique et le modèle analytique .	57
II.2. MODELE DU TRANSISTOR A BASE PERMEABLE EN REGIME DYNAMIQUE .	60
II.2.1. Définition du schéma électrique équivalent .	60
a) Conductances et transconductances .	60
b) Capacités de transition .	61
c) Réactances liées au transit des porteurs .	62
d) Caractéristiques des zones "passives".	64
e) Schéma électrique équivalent .	66
II.2.2. Caractéristiques dynamiques en haute fréquence .	67
a) Gain dynamique en courant - Fréquence de transition .	67
b) Gain en puissance - Fréquence maximale d'oscillation .	72
<u>CHAPITRE III.</u> PERFORMANCES ET POSSIBILITES NOUVELLES DES TRANSISTORS A BASE PERMEABLE	79
III.1. INFLUENCE DES PARAMETRES TECHNOLOGIQUES ET PHYSIQUES .	81
III.1.1. Influence des dimensions transversales du réseau de grille .	81
III.1.2. Influence de l'épaisseur de la grille de base .	89
III.1.3. Influence du dopage .	92
III.1.4. Influence de la résistance de base .	99
III.1.5. Influence de la tension de polarisation collecteur - émetteur .	103

III.2. INFLUENCE DE LA DYNAMIQUE ELECTRONIQUE EN REGIME DES PORTEURS CHAUDS.	105
III.2.1. <i>La vitesse des porteurs.</i>	105
III.2.2. <i>Relation d'EINSTEIN.</i>	109
III.3. PROCESSUS DE REALISATION DU T.B.P.- ESSAI DE REPRISE D'EPITAXIE.	114
III.3.1. <i>Processus de réalisation décrit par BOZLER.</i>	114
III.2.2. <i>Essai de reprise d'épitaxie.</i>	115
III.4. PROPOSITION D'UNE NOUVELLE STRUCTURE.	121
CONCLUSION	129
BIBLIOGRAPHIE	133

Thèse de Monsieur Jean CLARAC

« Modélisation et évaluation des transistors à base perméable »

RESUME

Cette étude concerne l'évaluation des performances du transistor à base perméable par une modélisation fine de son comportement électrique. Les programmes de simulation numérique bidimensionnelle mis en œuvre sont présentés. Un modèle analytique compact apte à décrire en termes relativement simples le comportement électrique du dispositif, tant en régime statique qu'en régime dynamique, est établi. Les modèles numériques et analytiques sont utilisés pour discuter les limitations liées aux différents mécanismes impliqués dans le fonctionnement et analyser l'influence des paramètres géométriques et physiques sur l'ensemble des caractéristiques électriques. Après la définition de critères d'optimisation, l'examen des difficultés technologiques de réalisation du transistor à base perméable conduit à proposer une nouvelle structure, toute aussi performante mais moins difficile à réaliser.

MOTS CLES : Transistors à base perméable, dispositifs submicroniques, barrière de potentiel, simulation numérique bidimensionnelle.

ABSTRACT

This study deals with the evaluation of permeable base transistor performance through a detailed modelisation of its electrical behaviour. Numerical bidimensional simulation programs which have been set up are described. An analytical compact model on the basis of simple expressions suited to the description both the static and the dynamic electrical behaviours of the device. A numerical model as well analytical one are used to discuss the limitations due to the different mechanisms involved in the transistor operation and also to analyze the influence of geometrical and physical parameters on the electrical characteristic as a whole. Following the definition of optimization criteria, the analysis of the technological problems in the realization of the permeable base transistor suggests to propose a new structure, with comparable performances but easily realized.

KEY WORDS : Permeable base transistor, Submicronic devices, Potential barrier, Numerical bidimensional simulation.