



HAL
open science

Contribution à la modélisation des transistors bipolaires de puissance : aspects dynamiques

Alain Lucchese

► To cite this version:

Alain Lucchese. Contribution à la modélisation des transistors bipolaires de puissance : aspects dynamiques. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 1977. Français. NNT: . tel-00178410

HAL Id: tel-00178410

<https://theses.hal.science/tel-00178410>

Submitted on 11 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

A L'UNIVERSITE PAUL SABATIER DE TOULOUSE (SCIENCES)

en vue de l'obtention

du titre de DOCTEUR INGENIEUR

par

Alain LUCCHESI

Ingenieur E.N.S.E.E.I.H.T.

CONTRIBUTION A LA MODELISATION DES TRANSISTORS BIPOLAIRES DE PUISSANCE : ASPECTS DYNAMIQUES

Soutenue le 23 septembre 1977, devant la commission d'examen:

MM.	M. MARTY	}	<i>Président</i>
	G. REY		<i>Examineurs</i>
	P. LETURCO		
	G. SIFRE		
	H. MARTINOT		

AVANT PROPOS

Nous présentons dans ce mémoire les résultats d'un travail effectué dans le cadre de la Division Composants du Laboratoire d'Automatique et d'analyse des Systèmes du C.N.R.S. Nous ne saurions en entreprendre l'exposé avant d'avoir remercié toutes les personnes qui en ont été à l'origine et qui ont contribué à son évolution et son aboutissement.

Nous exprimons en tout premier lieu notre gratitude à Monsieur le Professeur J. LAGASSE, Directeur Scientifique au Centre National de la Recherche Scientifique, pour avoir voulu nous accueillir au Laboratoire d'Automatique et d'Analyse des Systèmes ainsi qu'à Messieurs H. MARTINOT, G. GRATELOUP et D. ESTEVE pour le soutien qu'ils n'ont cessé de nous dispenser.

Nous remercions vivement Monsieur le Professeur M. MARTY, Directeur du Laboratoire d'Electrotechnique et d'Electronique Industrielle de l'ENSEEIH, pour l'enseignement qu'il nous a prodigué durant notre scolarité et pour l'honneur qu'il nous a fait en acceptant de présider notre jury de thèse.

Nous tenons également à remercier tout particulièrement :

- Monsieur G. REY, Professeur à l'Université Paul Sabatier de Toulouse, pour avoir pris connaissance de notre travail et pour sa présence au Jury,

- Monsieur H. MARTINOT, Directeur de Recherche au C.N.R.S., pour les remarques dont il nous a fait part lors de l'examen de notre manuscrit et pour sa participation à notre Jury de thèse,

- Monsieur G. SIFFRE, chef du Département Semi-conducteurs au Laboratoire de Recherche et de Développement de l'ALSTHOM, d'avoir bien voulu s'intéresser à nos travaux et pour avoir accepté de siéger à notre Commission d'examen.

Que Monsieur le Professeur P. LETURCO, Directeur du Département de Génie Electrique de l'INSAT, trouve ici l'expression de notre gratitude. Nous lui devons en effet beaucoup, tant pour le précieux enseignement scientifique et humain qu'il nous a prodigué, que pour son soutien constant qui nous a ainsi permis de mener à bien notre travail.

Nous devons à Messieurs J.P. BAILBE, A. MUNOZ, J.M. DORKEL et C. PROST d'avoir permis, grâce à leurs conseils et à leur aide toujours appréciés, de surmonter nombreux écueils. Nous les remercions sincèrement et les assurons de notre amicale sympathie.

Enfin, nous ne saurions oublier de remercier les personnels du Service "Informatique et Simulation", et du Service "Documentation" du Laboratoire pour l'aide matérielle qu'ils ont apportée à nos travaux de recherche.

LISTE DES PRINCIPALES NOTATIONS UTILISEES

1 : SYMBOLES

b	Paramètre associé à la caractérisation des interactions "porteurs- porteurs"
C_S	Capacité de stockage
C_T	Capacité de transition
D	Dipole
D	Constante de diffusion
\bar{D}	Constante de diffusion moyenne ou effective
\mathcal{E}	Champ électrique
E	Source de tension
f	Fréquence
f_T	Fréquence de transition
g	Conductance
g	Source contrôlée par la tension
I	Courant
\tilde{I}	Courant pour le régime dynamique petits signaux
I_S	Courant de saturation
J	Densité de courant
\tilde{J}	Densité de courant
J_S	Densité de courant de saturation
k	Constante de Boltzmann
L	Longueur d'un doigt d'Emetteur
L	Décrément d'une répartition d'impuretés diffusées
l	Largeur d'un doigt d'émetteur
N	Concentration nette d'impuretés
n	Concentration des électrons
n_i	Concentration intrinsèque
p	Concentration des trous
Q	Quadripôle
Q_B	Charge des impuretés
Q_S	Charge stockée par les porteurs minoritaires

Q_T	Charge associée aux impuretés ionisées dans les zones de transition
q	Charge élémentaire
r, R	Résistance
T	Température
U_T	Unité thermodynamique
V	Tension de polarisation
\bar{V}	Tension de polarisation en régime dynamique petits signaux
W	Abcisse, profondeur
W_B	Profondeur de base
W_{BO}	Profondeur physique de la région de base
W_C	Profondeur de la région faiblement dopée de collecteur
W_I	Profondeur de base induite
W_T	Épaisseur de la zone de transition
X	Abcisse (direction transversale)
z, Z	Impédance
β	Gain en courant
ϵ	Constante diélectrique
ϕ	Tension de diffusion
μ	Mobilité
ρ	Résistance
ρ	Résistivité
τ_B	Temps de transit dans la région de base
τ_D, τ_I	Temps de transit direct et inverse à faible niveau
τ_H	Temps de transit à haut niveau d'injection
τ_{max}	Durée de vie limite des porteurs à haut niveau d'injection
τ_{min}	Durée de vie à faible niveau des porteurs minoritaires
ω	Pulsation
ω_T	Pulsation de transition

2 : INDICES

- A Relatif à des atomes accepteurs
- B,b Relatif à la région de base
- b Relatif à la région de base en régime dynamique petits signaux
- C Relatif à la région de collecteur
- c Relatif à la région de collecteur en régime dynamique petits signaux
- ch Relatif au circuit de charge
- D Relatif à des atomes donneurs
- E Relatif à l'émetteur
- e Relatif à l'émetteur en régime dynamique petits signaux
- I Relatif au régime inverse
- L Relatif à la zone latérale
- N Relatif au régime normal
- n Relatif aux électrons
- P Relatif à la zone passive
- p Relatif aux trous
- R Relatif à la recombinaison superficielle
- rg Relatif aux phénomènes de recombinaison superficielle
- V Relatif aux recombinaisons en volume
- ~ Relatif au régime alternatif sinusoïdal
- ^ Excédentaire

INTRODUCTION

Les transistors bipolaires de puissance, en tant que composants actifs de l'Electronique Industrielle, sont principalement destinés à des fonctions de contrôle ou de conversion de l'énergie électrique. Ils sont généralement utilisés suivant un mode de commutation bloqué-saturé dans des circuits le plus souvent inductifs et doivent donc répondre à des spécifications assez particulières en ce qui concerne, notamment, la tension bloquée, le courant et la tension dans l'état saturé, les temps de commutation et, bien sûr, la dissipation et la fiabilité.

Les performances exigées ne peuvent être obtenues par un simple changement d'échelle des petits composants bipolaires de traitement du signal. Un certain nombre d'aménagements de structure sont également nécessaires en même temps que des technologies spécifiques doivent être mises en oeuvre. Aussi la conception des transistors de puissance pose-t-elle des problèmes particuliers pour lesquels les théories établies ne fournissent pas toujours des éléments de solution.

Le travail dont les résultats sont présentés dans ce mémoire s'insère dans un ensemble de recherches effectuées au Laboratoire d'Automatique et d'analyse des Systèmes du C.N.R.S. sur la théorie de la modélisation des transistors bipolaires de puissance. L'objectif est précisément de fournir au concepteur de dispositifs bipolaires des représentations physiques fines de leur comportement, représentations qui permettent, avec des outils informatiques appropriés, d'exprimer les relations précises entre les performances et les paramètres structuraux.

Dans ce sens, une première et importante étape, à laquelle nous avons directement participé, a conduit à la réalisation de cet objectif en ce qui concerne les aspects statiques du comportement des transistors de puissance. Ce mémoire représente notre contribution à une seconde étape, prolongement naturel de la première, et qui concerne cette fois les aspects dynamiques de ce comportement.

Notre travail s'appuie largement sur les résultats précédemment acquis. Le modèle statique de transistors de puissance constitue en effet l'ossature du modèle dynamique que nous proposons. Aussi rappelons-nous, dans un premier chapitre, les principaux éléments de la description du comportement statique des transistors de puissance, en même temps que nous détaillons ceux qui sont propres à la description du comportement dynamique. L'ensemble constitue donc la présentation d'un modèle complet, à la fois statique et dynamique de transistors de puissance.

Dans le deuxième chapitre, nous développons, à partir du modèle, un outil numérique de simulation du comportement dynamique "petits signaux". Cet outil présente en effet pour nous un double intérêt : permettre, par comparaison des comportements fréquentiels réels et simulés de transistors divers, d'éprouver la validité du modèle de manière relativement simple et claire, autoriser le calcul d'un certain nombre de performances dynamiques, telles la fréquence de transition, à partir de la donnée de paramètres structuraux.

Le troisième chapitre traite du problème de la simulation numérique du comportement transitoire larges signaux des transistors de puissance. Nous proposons pour cela l'organisation d'un programme de calcul intégrant le traitement de tous les éléments, statiques et dynamiques, du modèle. Nous avons effectivement mis au point un tel programme dont nous illustrons le fonctionnement et l'emploi dans le cas des transistors de technologie homobase ou hométaxiale.

CHAPITRE 1

MODELISATION DES TRANSISTORS
BIPOLAIRES DE PUISSANCE
EN REGIME STATIQUE ET DYNAMIQUE

L'approximation du "contrôle par les charges" proposée en 1957 par Beaufoy et Sparkes (1) permet de décrire au premier ordre le comportement dynamique d'un transistor bipolaire à partir de la connaissance, pour toutes conditions de polarisation statique, de la répartition des charges stockées dans le dispositif : charges électriques nettes dans les zones de transition des jonctions, charges des porteurs minoritaires dans les régions quasi-neutres.

Nous disposons par ailleurs d'un modèle statique de transistor bipolaire de puissance (2) qui permet précisément, au prix de quelques modifications et compléments, d'accéder à la connaissance de l'état de ces charges.

Ainsi se trouvent réunis les outils nécessaires pour procéder à la modélisation du comportement dynamique des transistors bipolaires de puissance.

C'est à cette modélisation que nous consacrons ce chapitre. Après avoir commenté les idées directrices qui ont présidé à l'élaboration de notre modèle, nous présenterons sa structure et ses équations détaillées. En ce qui concerne les aspects purement statiques de ce modèle, amplement décrits par ailleurs (2) , (3) , (4) , (5) , nous nous limiterons à d'assez brefs rappels, sauf sur les points pour lesquels nous avons pu apporter des éléments nouveaux.

I-1 GENERALITES

Si, pour les composants bipolaires de petite puissance, des modèles très précis du comportement dynamique ont pu être proposés, la situation est différente en ce qui concerne les structures de puissance. Devant répondre à des exigences particulières sur les performances et étant réalisées suivant des processus technologiques qui leur sont propres, ces structures ont des dimensions et des caractéristiques physiques telles que des mécanismes physiques d'ordinaire ignorés ou négligés dans l'analyse du comportement des dispositifs classiques prennent ici une importance particulière.

Ainsi, les transistors bipolaires de puissance devant généralement être aptes à supporter des tensions élevées, de l'ordre de cent ou plusieurs centaines de volts, l'une ou l'autre des régions de base et de collecteur doit être profonde et faiblement dopée. Ces caractéristiques privilégient les effets liés aux forts niveaux d'injection : modulation de la conductibilité de la région de base, phénomène de quasi-saturation dans la région de collecteur, etc..., et font jouer aux charges stockées par les porteurs dans ces deux régions un rôle essentiel dans le comportement dynamique du dispositif.

Par ailleurs, ces composants ont toujours des dimensions transversales appréciables et les courants mis en jeu sont assez importants pour que l'acuité des phénomènes de défocalisation-focalisation rende tout à fait inadéquate une conception unidimensionnelle du comportement du dispositif.

Chacun des mécanismes physiques intervenant dans le fonctionnement du transistor (nous n'avons cité ici que les deux ou trois plus importants) est maintenant bien connu et convenablement décrit lorsqu'il est considéré isolément. La complexité de l'analyse de comportement d'un transistor bipolaire de puissance vient de l'imbrication de ces mécanismes :

ainsi la modulation de conductibilité de la région de base par les porteurs injectés a une incidence directe sur le degré de défocalisation du transistor. Il faut encore tenir compte des interactions du dispositif avec le circuit dans lequel il opère, interactions particulièrement importantes en commutation, surtout si la charge est inductive.

Dans ces conditions, même si, dans une première étape, on convient d'ignorer les effets thermiques liés à l'échauffement propre du dispositif et aux non uniformités de la répartition de température dans le cristal, les modèles classiques de transistors bipolaires, modèles analytiques du type "compact" ou modèles purement numériques directement fondés sur les équations de transport dans les semi-conducteurs, ne paraissent pas permettre commodément une représentation à la fois suffisamment simple et précise du comportement des transistors de puissance.

Rappelons que les modèles compacts, modèle de Beaufoy et Sparkes (1), de Gummels et Poon (6) , modèle BIRD (7)..., sont fondés sur une approche régionale de la description du comportement du transistor, description que des hypothèses simplificatrices permet de rendre analytique. Ces modèles sont surtout adaptés à la caractérisation des dispositifs en vue, notamment, de la conception assistée par ordinateur des circuits, mais leur validité au plan de la physique fondamentale du composant, restreinte par les hypothèses simplificatrices qui ont présidé à leur élaboration, est généralement insuffisante pour des tâches de conception de structures.

Les modèles purement numériques, de nature répartie, parmi lesquels nous citerons les modèles de Heimeir (8) et de Manck (9), sont d'une grande rigueur et d'une grande précision mais très complexes. Par suite de leur coût d'utilisation (temps de calcul très longs), du grand nombre de paramètres qui entrent en jeu et parmi lesquels beaucoup sont d'évaluation difficile, de la lourdeur d'emploi inhérente à leur grande généralité ils paraissent davantage destinés au physicien qu'au concepteur de composants.

Contrairement à ces deux types de modèles, les modèles de type cellulaire permettent d'allier, dans une certaine mesure, la précision de calcul et la généralité des modèles purement numériques à la relative simplicité des modèles analytiques.

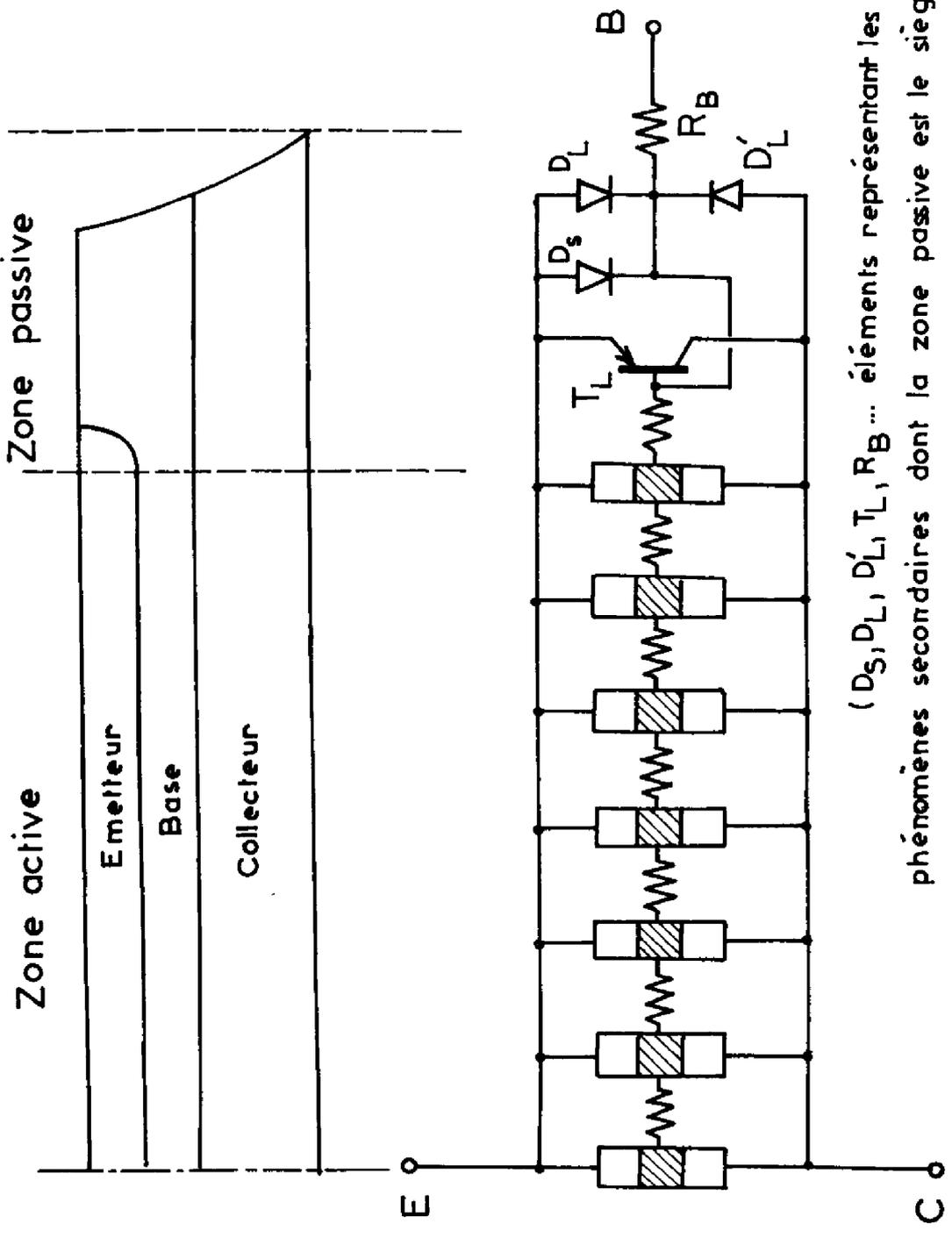
Pour les transistors bipolaires, l'approche cellulaire est en effet facilitée par le fait que la profondeur relativement faible de la zone active vis à vis de ses dimensions transversales impose des directions préférentielles, perpendiculaires et parallèles au plan des jonctions, aux flux des porteurs minoritaires et majoritaires de base. Une analyse simplement bidimensionnelle (longitudinale et transversale) suffit ainsi pour décrire le comportement de cette zone. Ceci revient à considérer la région active du dispositif comme une distribution plane de transistors élémentaires unis par des contacts communs d'émetteur et de collecteur et par la résistance répartie de la région de base. Le comportement de chacun des transistors élémentaires (aspects longitudinaux) peut alors être décrit analytiquement à partir de considérations simplement unidimensionnelles, les aspects transversaux du fonctionnement de la zone active étant traduits par des équations de liaison entre transistors élémentaires, équations dont le traitement est en pratique algorithmique.

Pour une représentation plus complète du comportement de l'ensemble du dispositif, ce schéma cellulaire doit cependant être complété par la connexion d'éléments actifs ou passifs susceptibles de représenter les phénomènes secondaires ou parasites dont la zone passive est le siège (Figure I - 1).

Sur ces bases, la modélisation électrique du composant s'effectue en trois étapes :

- analyse du comportement du "transistor unidimensionnel" et expression des densités de courant base et de courant collecteur en fonction des tensions appliquées aux jonctions ;

Figure I-1



- établissement des équations de liaison entre les cellules de la représentation de la zone active ;

- prise en compte, enfin, des phénomènes secondaires ou parasites dont la zone passive est le siège.

I-2 MODELE DU TRANSISTOR ELEMENTAIRE

L'analyse du comportement unidimensionnel de la zone active procède d'une approche régionale par laquelle la structure bipolaire est discrétisée en trois régions quasi-neutres, munies de contacts ohmiques et séparées par des zones de transition idéalisées (figures I-2). Nous raisonnerons, sans perte de généralité, sur une structure PNP.

I-2-1 Equations de liaison entre densités de courant internes et externes

Pour toute région quasi-neutre, l'intégration de l'une ou l'autre des équations de continuité :

$$(I-1) \quad -\frac{1}{q} \nabla J_p = \frac{\hat{p}}{\tau} + \frac{\partial \hat{p}}{\partial t}$$

$$(I-2) \quad \frac{1}{q} \nabla J_n = \frac{\hat{n}}{\tau} + \frac{\partial \hat{n}}{\partial t}$$

conduit à des relations du type :

$$(I-3) \quad \sum J_p = \frac{Q_s}{\tau_{eff}} + \frac{dQ_s}{dt} = -\sum J_n$$

entre les densités de courant J_p et J_n de trous et d'électrons aux frontières ou contacts, et la charge stockée Q_s par les porteurs en excès dans la région considérée. \hat{p} et \hat{n} représentent les concentrations de porteurs en excès ; celles-ci sont sensiblement égales en tout point et à tout instant pour des raisons de quasi-neutralité.

τ est leur durée de vie, τ_{eff} est la durée de vie effective qui s'applique à la charge stockée. $\sum J_p$ et $\sum J_n$ sont les sommes algébriques des densités de courant entrant et sortant de la région considérée, le sens de référence (signe +) correspondant à un apport de charges positives.

Des relations similaires régissent le comportement des zones de transition :

$$(I-4) \quad \sum J_p = -J_{rg} + \frac{dQ_T}{dt} = -\sum J_n$$

où J_{rg} représente la densité de courant de génération-recombinaison (intégrale du taux de recombinaison ou de génération excédentaire étendue à la zone de charge d'espace) et Q_T la charge (de signe positif) des impuretés ionisées.

Ces relations, appliquées de manière rigoureuse et systématique aux différentes régions quasi-neutres et zones de transition d'une structure bipolaire, conduisent à l'écriture d'un système qui apparaît comme d'une assez grande complexité.

Pour des structures de puissance cependant, les caractéristiques physiques et géométriques des régions d'émetteur, de base effective et de collecteur sont usuellement telles que, des charges qui y sont stockées, c'est celle de la région de base dont les variations interviennent tout d'abord pour limiter les performances fréquentielles ou transitoires des dispositifs. Ainsi, en restreignant l'analyse au cas de signaux de commande dont la variation n'est pas trop rapide (ou la fréquence trop élevée), les termes différentiels dQ_s/dt pourront être négligés dans les relations du type (I-3) appliquées aux régions d'émetteur et de collecteur. En d'autres termes, nous conserverons pour ces deux régions les résultats d'une analyse simplement statique.

En ce qui concerne les autres régions, avec les sens de référence et les notations indiquées sur la figure (I-2), nous avons :

- pour la région de base :

$$(I-5) \quad J_{p1} - J_{p2} = \frac{Q_s}{\tau_{eff}} + \frac{dQ_s}{dt} = J_B - (J_{n1} + J_{n2})$$

où Q_s représente la charge stockée par les porteurs minoritaires dans la région de base et J_B la densité de courant base ;

- pour la zone de transition émetteur base :

$$(I-6) \quad J_{pE} - J_{p1} = J_{rgE} + \frac{dQ_{TE}}{dt} = J_{n1} - J_{nE}$$

l'indice E précisant que les grandeurs qu'il affecte sont relatives à la zone de transition de la jonction émetteur base ;

- pour la zone de transition collecteur-base :

$$(I-7) \quad J_{p2} - J_{pC} = J_{rgC} - \frac{dQ_{TC}}{dt} = J_{n2} - J_{nC}$$

les grandeurs affectées par l'indice C sont relatives à la zone de transition de la jonction collecteur-base ;

- par ailleurs :

$$(I-8) \quad J_E = J_{nE} + J_{pE}$$

où J_E est la densité de courant d'émetteur,

$$(I-9) \quad J_C = J_{pC} - J_{nC}$$

où J_C est la densité de courant collecteur,

$$(I-10) \quad J_B = J_{n1} + J_{n2} + J_{p1} + J_{p2}$$

expression déjà contenue dans les relations (I-5).

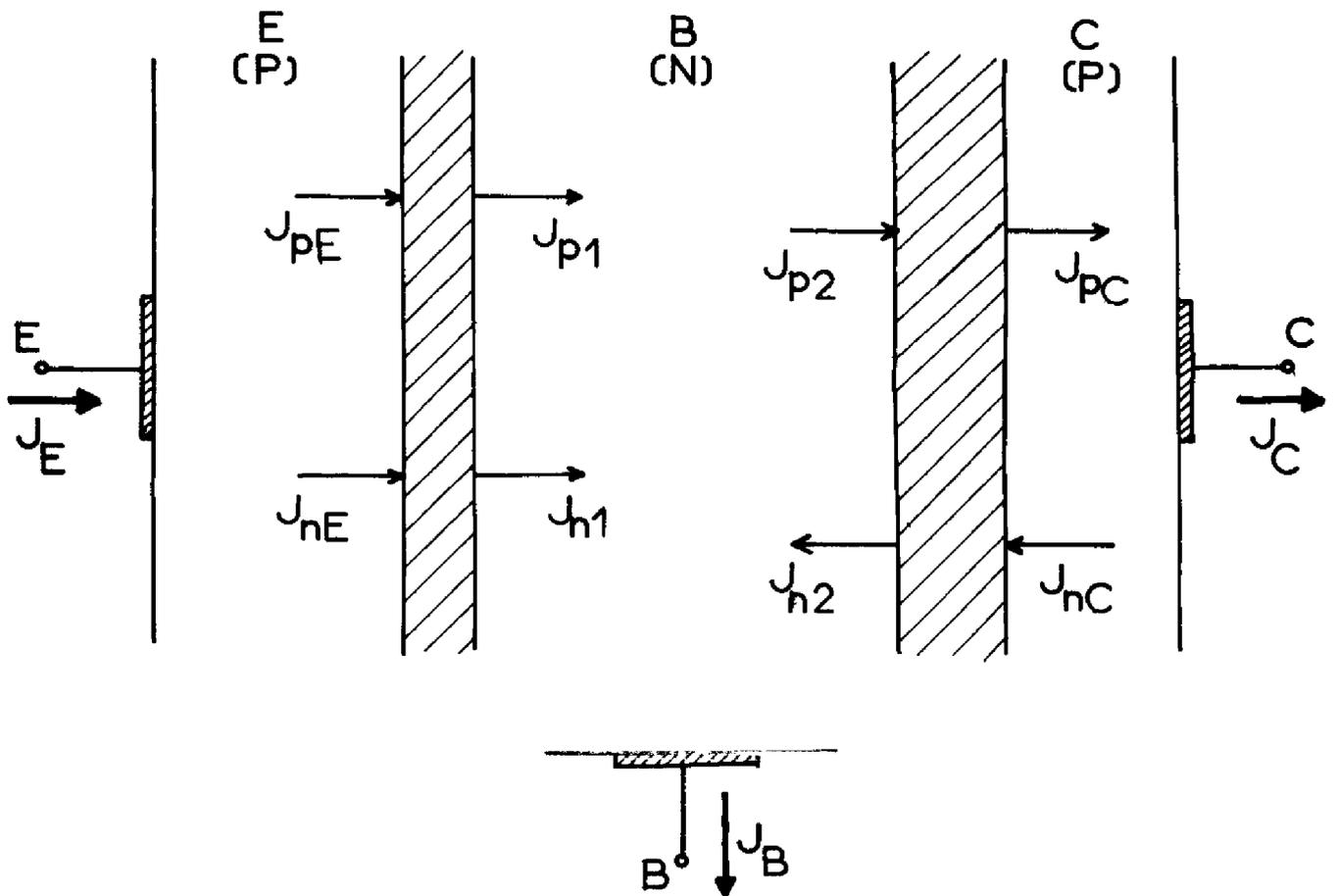
Après avoir éliminé les grandeurs intermédiaires que sont J_{pE} , J_{pC} , J_{n1} , J_{n2} , le système des équations (I-5) à (I-9) se réduit à :

$$(I-11) \quad J_B = J_{nE} + J_{nC} + J_{rgE} + J_{rgC} + \frac{Q_s}{G_{eff}} + \frac{dQ_{TE}}{dt} + \frac{dQ_{TC}}{dt} + \frac{dQ_s}{dt}$$

$$(I-12) \quad J_E = J_{nE} + J_{rgE} + \frac{dQ_{TE}}{dt} + J_{p1}$$

$$(I-13) \quad J_C = J_{p2} - J_{nC} - J_{rgC} - \frac{dQ_{TC}}{dt}$$

Figure I-2



Ces équations permettent le calcul des densités de courant base J_B , émetteur J_E et collecteur J_C , une fois connues les autres grandeurs qui figurent au second membre, en fonction des conditions de polarisation instantanées. Les densités de courant de trous dans la région de base, du côté émetteur J_{p1} et du côté collecteur J_{p2} , seront calculées au paragraphe (I-2-2) ainsi que la charge stockée Q_s par les porteurs minoritaires dans cette région ; les densités de courant d'injection J_{nE} et J_{nC} , de recombinaison J_{rGE} , J_{rGC} , Q_s/τ_{eff} ainsi que les charges stockées dans les zones de transition (Q_{TE} pour la zone de transition émetteur-base, Q_{TC} pour la zone de transition collecteur-base) seront calculées au paragraphe (I-2-4).

I-2-2 Calcul des densités de courant de porteurs minoritaires dans la région de base (J_{p1}, J_{p2}) et de la charge stockée Q_s

Dans la mesure où, pour des conditions de polarisation usuelles et avec la même restriction déjà indiquée au paragraphe précédent en ce qui concerne la vitesse de variation (ou la fréquence) des signaux de commande, le gain statique ou dynamique de la structure est largement supérieur à l'unité, nous pouvons considérer comme petite la différence $J_{p1} - J_{p2}$ relativement à J_{p1} ou J_{p2} qui représentent les composantes principales des densités de courant émetteur et collecteur. Cela implique qu'une valeur approximative J_p des densités de courant J_{p1} et J_{p2} peut être obtenue comme résultat d'une analyse simplement statique du comportement de la région de base. C'est là l'hypothèse simplificatrice fondamentale de la théorie du "contrôle par les charges".

Nous rappelons ici les principaux résultats de cette analyse statique dont le détail a été publié par ailleurs (2) (pages 50 à 53) et nous leur apportons quelques compléments en ce qui concerne l'effet des interactions "porteurs-porteurs" à fort niveau d'injection.

La densité de courant J_p associé à l'injection, par les zones d'émetteur et de collecteur, de porteurs minoritaires dans la région de base se calcule par intégration des équations de transport classiques appliquées à la région de base. On trouve, en tenant compte du fait que cette région reste, en pratique, quasi neutre :

$$(I-14) \quad J_p = \frac{q^2 n_i^2 \bar{D}_p \left(e^{\frac{V_{EB}}{U_T}} - e^{\frac{V_{CB}}{U_T}} \right)}{Q_s + Q_B}$$

où Q_B représente la charge des impuretés dans la région de base et Q_s la charge stockée par les porteurs minoritaires :

$$(I-15) \quad Q_B = q \int_0^{W_B} N_D(w) dw$$

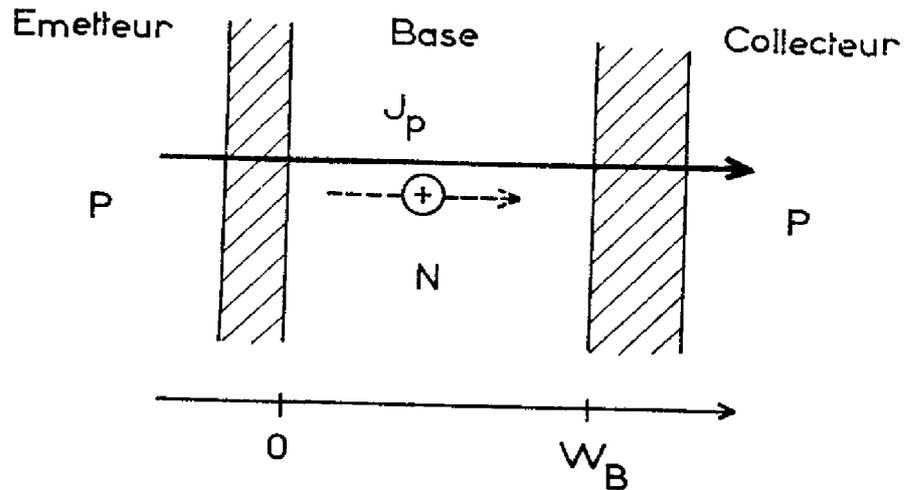
$$(I-16) \quad Q_s = q \int_0^{W_B} p(w) dw$$

Dans ces relations, V_{EB} et V_{CB} désignent les tensions de polarisation respectives des jonctions émetteur-base et collecteur-base, U_T l'unité thermodynamique (kT/q), q la charge élémentaire, n_i la concentration intrinsèque, p la densité de porteurs minoritaires dans la base (trous), W_B la "largeur électrique" de base (figure I-3). La constante de diffusion effective \bar{D}_p est définie par :

$$(I-17) \quad \bar{D}_p = \frac{\int_0^{W_B} n(w) dw}{\int_0^{W_B} \frac{n(w)}{D_p} dw}$$

où $n(w) \neq p(w) + N_D(w)$ est la concentration des porteurs majoritaires (électrons) et D_p la constante de diffusion locale.

Figure I-3



Les expressions I-16 et I-17 sont assez difficiles à exploiter directement puisque les répartitions de concentrations de porteurs $p(w)$ et $n(w)$ ne sont généralement pas calculables exactement. On peut cependant faire usage d'approximations, aux niveaux de polarisation faibles et moyens d'une part, aux niveaux de polarisation élevés d'autre part.

a) Cas des niveaux de polarisation faibles et moyens

Aux niveaux de polarisation faibles et moyens, tant que la concentration des porteurs minoritaires n'excède pas sensiblement celles des impuretés fixes dans la région de base, on peut conserver à \bar{D}_p la valeur calculée aux faibles niveaux de polarisation où $n(w) \simeq N_D(w)$ en tout point :

$$(I-18) \quad \bar{D}_p = \frac{\int_0^{w_B} N_D(w) dw}{\int_0^{w_B} \frac{N_D(w)}{D_p} dw}$$

La constante de diffusion locale D_p est alors donnée, en tout point en fonction de la concentration des impuretés, par la formule de CAUGHEY-THOMAS (10).

Par ailleurs, on montre dans les mêmes conditions, que la charge Q_S stockée par les porteurs minoritaires peut être calculée avec une bonne approximation, en fonction des tensions de polarisation V_{EB} et V_{CB} par la formule (2) (pages 55 à 65):

$$(I-19) \quad Q_S = \frac{Q_B}{2} \left\{ -\left(\frac{\tau_H}{\tau_D} + \frac{\tau_H}{\tau_I} \right) + \left(\frac{\tau_H^2}{\tau_D^2} + \frac{q^2 n_i^2 w_B^2}{Q_B^2} e^{\frac{V_{EB}}{U_T}} \right)^{1/2} + \left(\frac{\tau_H^2}{\tau_I^2} + \frac{q^2 n_i^2 w_B^2}{Q_B^2} e^{\frac{V_{CB}}{U_T}} \right)^{1/2} \right\}$$

où

$$(I-20) \quad \tau_D = \int_0^{w_B} \frac{\int_w^{w_B} \frac{N_D(w')}{D_p} dw'}{N_D(w)} dw$$

et

$$(I-21) \quad \tau_I = \int_0^{w_B} \frac{\int_0^w \frac{N_D(w')}{D_p} dw'}{N_D(w)} dw$$

représentent respectivement les temps de transit direct et inverse aux faibles niveaux d'injection. Par ailleurs :

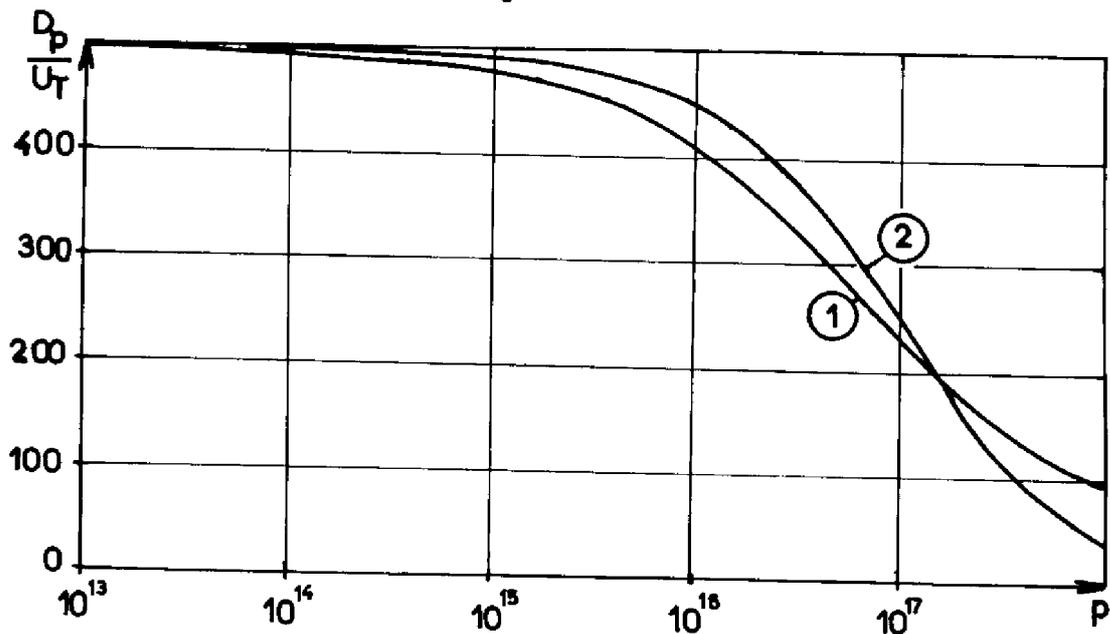
$$(I-22) \quad \tau_H = \frac{w_B^2}{4 D_p}$$

représenterait le temps de transit aux "hauts niveaux d'injection".

b) Cas des niveaux de polarisation élevés

Aux niveaux de polarisation élevés, tels que la concentration des porteurs mobiles excède sensiblement la concentration des impuretés, on ne saurait ignorer l'effet des interactions "porteurs-porteurs" sur la valeur de la mobilité et donc sur celle de la constante de diffusion locale D_p . On admet généralement que cette mobilité varie avec la concentration en porteurs libres suivant une loi analogue à celle retenue pour décrire aux faibles niveaux d'injection ses variations avec la concentration en impuretés. Nous avons représenté ces variations sur la figure I-4 d'après CAUGHEY et THOMAS (10).

Figure I-4



① D'après Caughey-Thomas

② D'après I-23 ($(D_p/U_T) = 495$, $b = 10^{-17}$)

Ces variations peuvent être approchées par une loi simple du type :

$$(I-23) \quad D_p = \frac{D_{p0}}{1 + b p(w)}$$

où D_{p0} représente la valeur de la constante de diffusion calculée aux faibles niveaux d'injection et b un paramètre ajusté pour obtenir le meilleur accord dans la plage des conditions de polarisation étudiées.

Aux forts niveaux de polarisation, la densité de courant J_p est liée au gradient de concentration de trous dans la région de base par la relation :

$$(I-24) \quad J_p = -2 q D_p \frac{dp(w)}{dw}$$

soit, en tenant compte de l'expression (I-23) :

$$(I-25) \quad J_p = -2 q \frac{D_{p0}}{1 + b p(w)} \frac{dp(w)}{dw}$$

équation dont l'intégration, étendue à la région de base, compte tenu des conditions aux limites :

- à la frontière de la zone de transition émetteur-base :

$$p = P_E \quad (W=0)$$

- à la frontière de la zone de transition collecteur-base :

$$p = P_C \quad (W=W_B)$$

conduit d'une part, à la répartition de porteurs p (W) dans la région de base :

$$(I-26) \quad p(w) = \frac{1}{b} \left\{ (1 + b P_E) \exp \left[\frac{w}{W_B} \operatorname{Log} \frac{1 + b P_C}{1 + b P_E} \right] - 1 \right\}$$

donc à celle de la charge stockée Q_S :

$$(I-27) \quad Q_s = q \frac{W_B}{b} \left\{ \frac{b(p_c - p_E)}{\text{Log} \frac{1 + b p_c}{1 + b p_E}} - 1 \right\}$$

et d'autre part, à la densité de courant de trous :

$$(I-28) \quad J_p = \frac{2q D p_0}{b W_B} \text{Log} \frac{1 + b p_E}{1 + b p_c}$$

Rappelons que les concentrations en porteurs minoritaires p_E et p_c peuvent être précisées par l'application des relations de Boltzman aux jonctions émetteur-base et collecteur-base. Pour ces niveaux de polarisations élevés, elles se réduisent à :

$$(I-29) \quad \begin{cases} p_E = n_i \exp(V_{EB} / 2 U_T) \\ p_c = n_i \exp(V_{cB} / 2 U_T) \end{cases}$$

En négligeant les effets des interactions porteurs-porteurs, nous aurions été conduits, dans les mêmes conditions de haute injection, aux approximations suivantes pour le calcul de la charge Q_s et de la densité de courant J_p :

$$(I-30) \quad Q_s = q W_B \frac{p_E + p_c}{2}$$

$$(I-31) \quad J_p = \frac{2q D p_0}{W_B} (p_E - p_c)$$

Nous pouvons donc constater, par comparaison des relations I-27 et I-30, I-28 et I-31, que l'effet des interactions porteur-porteur peut se traduire en affectant les valeurs de Q_s et de J_p , calculées en ignorant ces interactions, de coefficients multiplicatifs :

$$(I-32) \quad k_Q = \frac{2}{b(p_E + p_c)} \left\{ \frac{b(p_c - p_E)}{\text{Log} \frac{1 + b p_c}{1 + b p_E}} - 1 \right\}$$

et :

$$(I-33) \quad k_J = \frac{1}{b(p_C - p_E)} \operatorname{Log} \frac{1 + bp_C}{1 + bp_E}$$

Ces coefficients, bien sûr, se réduisent à l'unité aux faibles niveaux de polarisation.

Cet artifice permet de conserver dans les programmes d'exploitation numérique du modèle les mêmes instructions pour le calcul de Q_S et J_p quel que soit le niveau de polarisation.

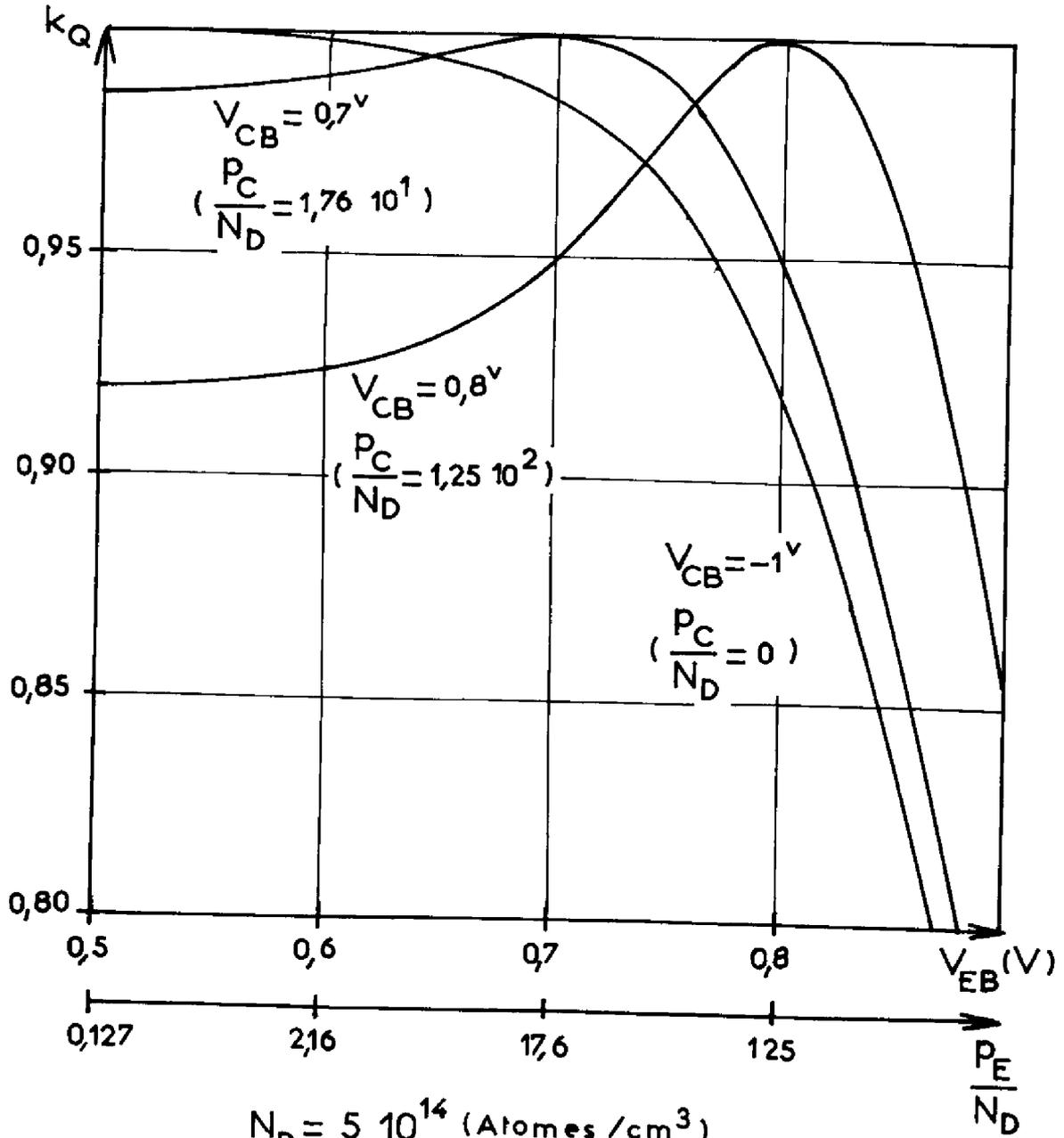
Les figures I-5 , I-6 et I-7 représentent pour tout niveau de polarisation, les variations des coefficients k_Q et k_J et du rapport k_Q/k_J en fonction de V_{EB} et V_{CB} ou, ce qui revient au même, de P_E et de P_C . Ces variations traduisent l'importance des effets liés aux interactions porteurs-porteurs. Notamment, l'accroissement du rapport k_Q/k_J avec le niveau de polarisation est à relier directement à celui du temps de transit Q_S/J_p et fait ainsi apparaître l'altération des performances dynamiques provoquée par les interactions porteurs-porteurs.

J_p et Q_S étant ainsi précisés, il reste à évaluer les densités de courant J_{p1} et J_{p2} .

Aux niveaux de polarisation faibles et moyens, la charge stockée Q_S , exprimée par la formule I-19 peut être considérée comme la somme de base de deux termes Q_{SN} et Q_{SI} correspondant respectivement aux charges qui seraient stockées dans un fonctionnement en régime normal ($V_{EB}, V_{CB} < 0$) et dans un fonctionnement en régime inversé ($V_{CB}, V_{EB} < 0$) (figure I-8).

$$(I-34) \quad Q_{SN} = \frac{Q_B}{2} \left[-\frac{\tau_H}{\tau_D} + \left(\frac{\tau_H^2}{\tau_D^2} + \frac{q^2 n_i^2 w_B^2}{Q_B^2} e^{\frac{V_{EB}}{U_T}} \right)^{1/2} \right]$$

Figure I-5

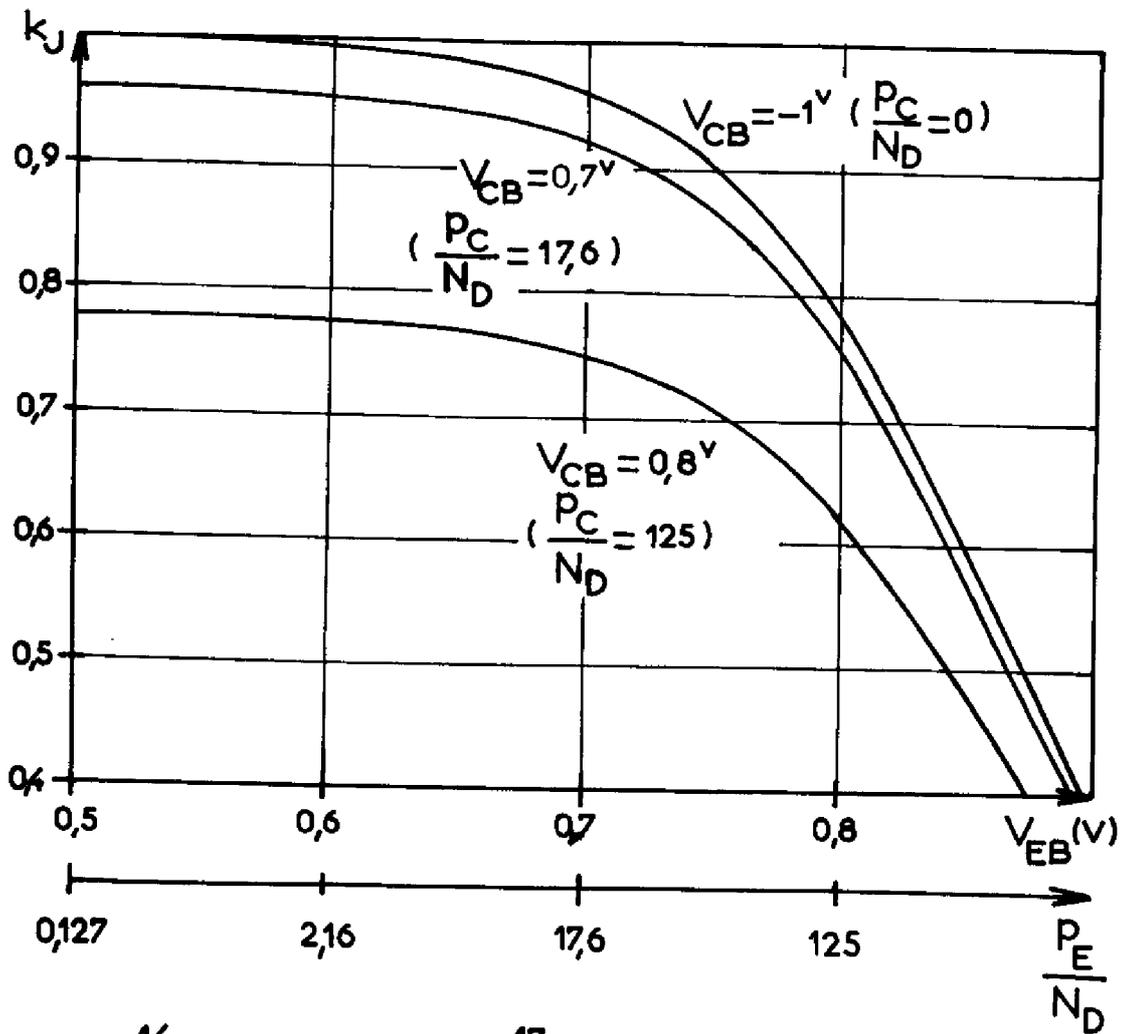


$$N_D = 5 \cdot 10^{14} \text{ (Atomes / cm}^3\text{)}$$

$$b = 10^{-17} \text{ (cm}^3 \text{ / atomes)}$$

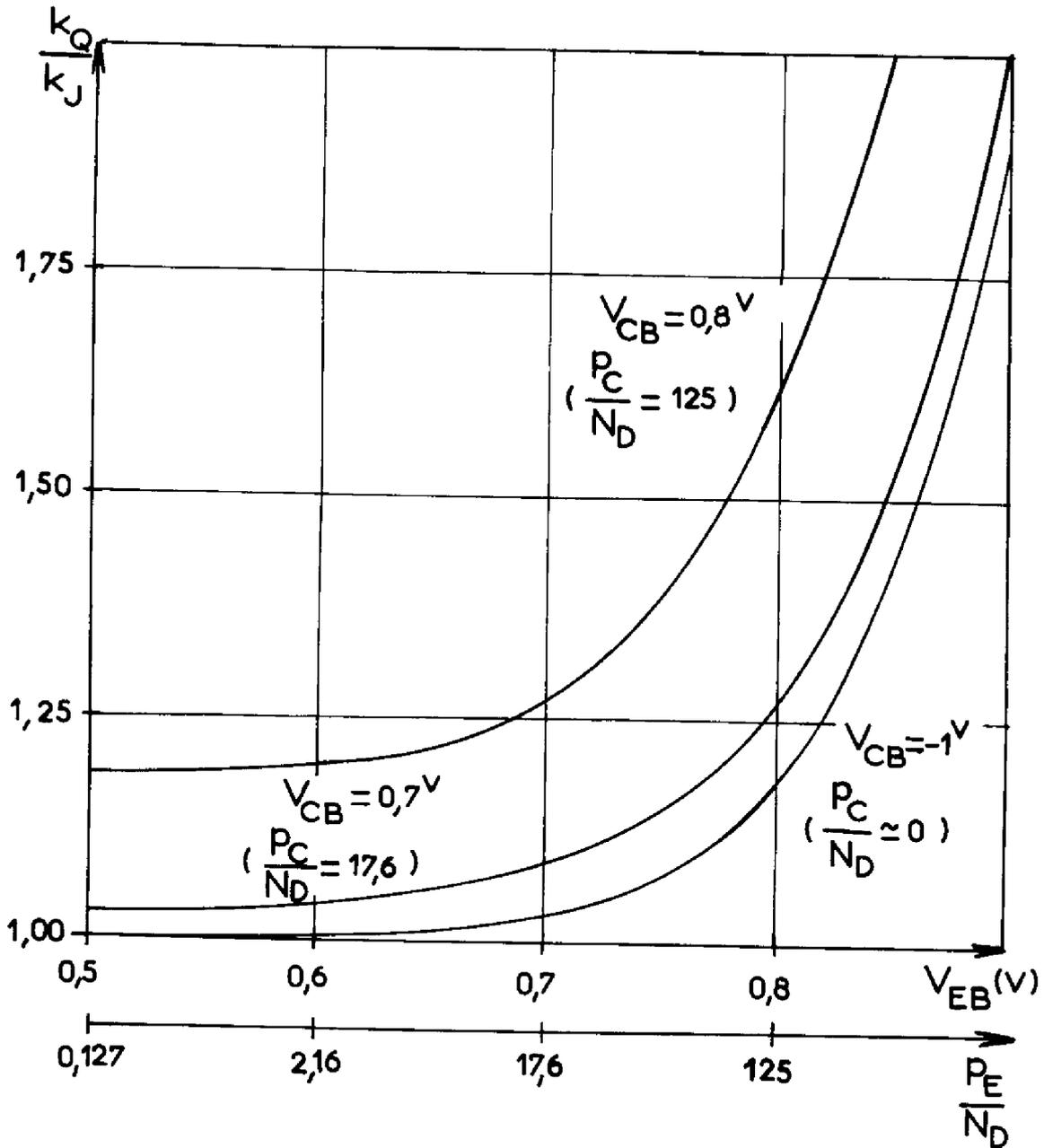
$$T = 300 \text{ (}^\circ\text{K)}$$

Figure I-6



$N_D = 5 \cdot 10^{14}$ (at./cm³) $b = 10^{-17}$ (cm³/at.) $T = 300$ (°K)

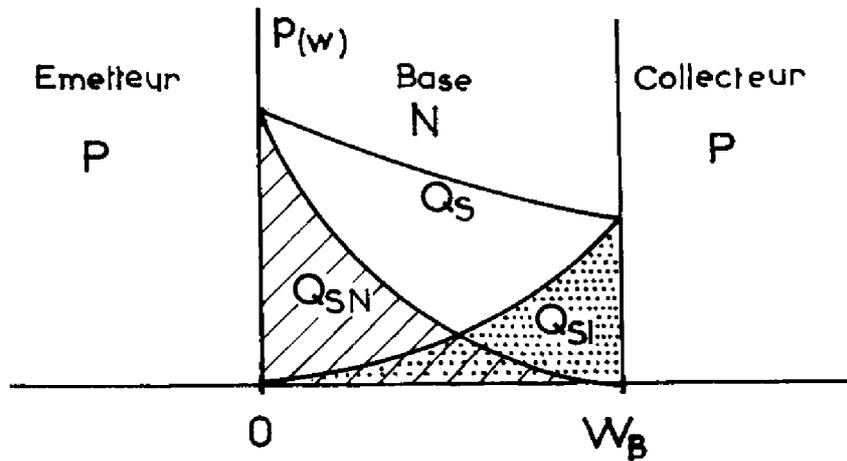
Figure I-7



$N_D = 5 \cdot 10^{14} \text{ (at./cm}^3\text{)}$ $b = 10^{-17} \text{ (cm}^3\text{/at.)}$ $T = 300 \text{ (}^\circ\text{K)}$

$$(I-35) \quad Q_{SI} = \frac{Q_B}{2} \left[-\frac{\tau_H}{\tau_I} + \left(\frac{\tau_H^2}{\tau_I^2} + \frac{q^2 n_i^2 w_B^2}{Q_B^2} e^{\frac{V_{CB}}{U_T}} \right)^{1/2} \right]$$

Figure I-8



Il est donc naturel de répartir entre l'émetteur et le collecteur, proportionnellement à Q_{SN} et Q_{SI} , les composantes de courant de porteurs minoritaires (trous) associées aux recombinaisons et aux variations de charge stockée dans la région de base.

Nous poserons donc :

$$(I-36) \quad J_{p1} = J_p + \frac{Q_{SN}}{\tau_{eff}} + \frac{dQ_{SN}}{dt}$$

$$(I-37) \quad J_{p2} = J_p + \frac{Q_{SI}}{\tau_{eff}} + \frac{dQ_{SI}}{dt}$$

Aux forts niveaux de polarisation nous conserverons les mêmes formulations en remarquant toutefois qu'elles ne sont plus qu'approximatives, la charge Q_S ne pouvant plus être considérée en toute rigueur comme la somme de charges Q_{SN} et Q_{SI} en raison de la non linéarité introduite par les effets des interactions porteurs-porteurs.

L'erreur reste cependant minime dans la plage des conditions de polarisation usuelles où le coefficient k_Q (CF. figure I-5) ne s'écarte que faiblement de l'unité.

I-2-3 Evaluation des effets de modulation de largeur de base

La mise en oeuvre de l'ensemble des formulations (I-14) à (I-37) qui permet le calcul de J_{p1} , J_{p2} et Q_S exige la connaissance préalable de la profondeur effective de la région de base w_B . Celle-ci diffère de la profondeur physique, selon les conditions de polarisation, par le jeu de l'effet Early ou par celui de l'effet Kirk ou de l'effet de quasi-saturation.

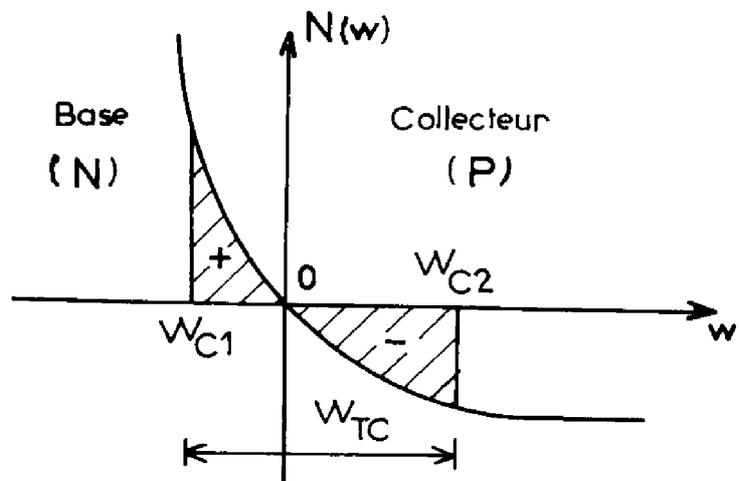
a) Evaluation de l'effet Early

La modulation de la profondeur de base par effet Early n'est sensible qu'en régime normal de fonctionnement où seul le rôle de la zone de transition de la jonction collecteur-base mérite d'être examiné.

Si w_{B0} désigne la profondeur physique de base et w_{C1} l'extension de la charge d'espace de la jonction collecteur-base dans cette région (figure I-9) nous avons alors :

$$(I-38) \quad w_B = w_{B0} - w_{C1}$$

Figure I-9



Le calcul de w_{C1} repose sur l'approximation de SHOCKLEY dans laquelle la zone de transition de la jonction est considérée comme une couche de déplétion aux frontières abruptes. En admettant que le champ électrique dans les régions quasi-neutres adjacentes est négligeable devant le champ régnant dans la zone de transition :

$$(I-39) \quad \mathcal{E}(w_{C1}) = \mathcal{E}(w_{C2}) \simeq 0$$

l'intégration de l'équation de Poisson :

$$(I-40) \quad \frac{d^2V}{dw^2} = -\frac{q}{\epsilon} N(w)$$

où $V = \phi - V_{CB}$ (ϕ étant la tension de diffusion de la jonction), conduit aux relations :

$$(I-41) \quad \mathcal{E}(w) = -\frac{dV}{dw} = \frac{q}{\epsilon} \int_{w_{C1}}^w N(w') dw'$$

$$(I-42) \quad \phi - V_{CB} = -\frac{q}{\epsilon} \int_{w_{C1}}^{w_{C2}} \left\{ \int_{w_{C1}}^w N(w') dw' \right\} dw$$

L'ensemble des équations I-39, I-41 et I-42 nous permet de calculer l'extension de la zone de transition dans la base w_{C1} en fonction de la tension de polarisation V_{CB} . De manière générale, la résolution de ce système s'effectue numériquement ; cependant, dans certains cas il est possible d'obtenir une solution analytique, en particulier pour une jonction exponentiellement graduée qui permet d'approcher, au voisinage de la jonction métallurgique, divers profils diffusés.

b) Cas de transistors à collecteur faiblement dopé.
Phénomène d'élargissement de base.

Pour les transistors bipolaires à collecteur faiblement dopé, l'étude de la seule région de base n'est pas suffisante pour interpréter le comportement électrique de la structure, même en régime normal de fonctionnement et, une analyse détaillée de la zone de collecteur devient nécessaire (11) , (12).

La chute ohmique de tension qui apparaît dans la zone résistive de collecteur diminue, par rapport à la tension inverse extérieure V_{BC} , la différence de potentiel V_{BCJ} effectivement supportée, en inverse, par la jonction collecteur-base et qui a pour valeur :

$$(I-43) \quad V_{BCJ} = V_{BC} + \phi - \rho_c w_c J_c$$

où ϕ désigne la tension de diffusion de la jonction, J_c la densité de courant dans le collecteur, ρ_c et w_c la résistivité et la profondeur de cette région de dopage N_A .

Par ailleurs, la charge d'espace des porteurs mobiles peut ne plus être négligeable vis à vis de la charge d'espace des impuretés fixes en sorte que l'équation de Poisson doit s'écrire :

$$(I-44) \quad \frac{d^2V}{dw^2} = -\frac{1}{\epsilon} \left(q N_A - \frac{J_c}{v_p} \right)$$

où v_p est la vitesse limite des trous.

Dans l'approximation d'une jonction N^+P abrupte, ces deux équations permettent le calcul de la profondeur de la zone de transition collecteur base w_{TC} . Il vient :

$$(I-45) \quad w_{TC} = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q N_A} \frac{V_{BC} + \phi - \rho_c w_c J_c}{1 - \frac{J_c}{J_1}}}$$

avec $J_1 = q N_A v_p$.

Cette relation met en évidence deux influences contradictoires du courant collecteur J_C sur l'extension W_{TC} : l'une à travers le terme $\rho_C W_C J_C$ dans le sens d'une diminution, l'autre à travers le terme $1 - (J_C/J_1)$ dans le sens d'une augmentation. Le passage d'un effet à l'autre a lieu pour la tension critique (12) (pages 15 à 18) :

$$(I-46) \quad V_{BC} + \phi = \mathcal{E}_0 W_C$$

où \mathcal{E}_0 désigne le champ critique au-delà duquel les porteurs atteignent la vitesse limite dans le silicium.

Pour des tensions inférieures à $\mathcal{E}_0 W_C$, toute augmentation de la densité de courant collecteur J_C se traduit par un accroissement de la chute de tension dans la zone résistive de collecteur ; de ce fait, la tension de polarisation de la jonction va croître et la zone de transition va se retrécir. Lorsque :

$$(I-47) \quad V_{BC} + \phi = \rho_C W_C J_C$$

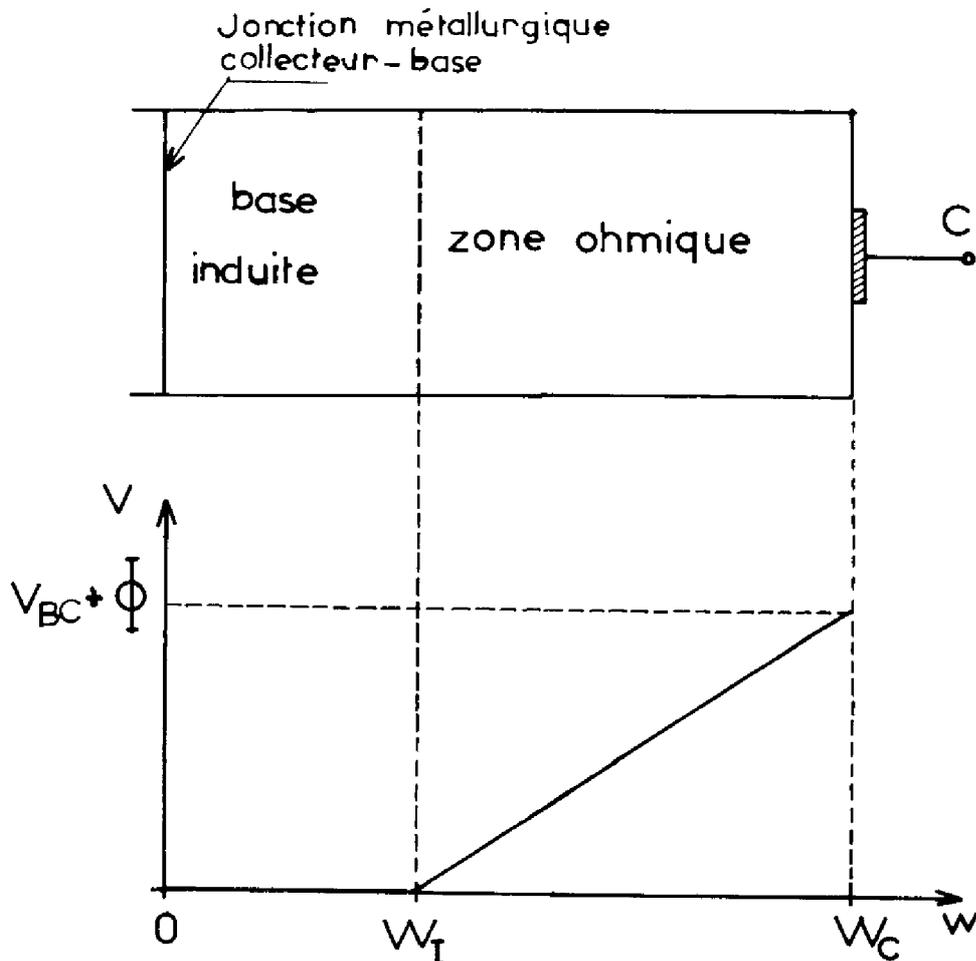
la jonction cesse d'être bloquée et toute augmentation ultérieure du courant J_C se traduira par une injection de porteurs minoritaires dans le collecteur. C'est le phénomène de quasi-saturation.

Pour les tensions supérieures à $\mathcal{E}_0 W_C$, les porteurs se déplaçant à la vitesse limite dans la zone de transition, pour les densités de courant élevées, la charge des porteurs mobiles réduit la densité nette de charge d'espace ; cela a pour effet de provoquer un élargissement de la zone de transition qui pourra envahir tout le collecteur. A partir d'un certain niveau de courant pour lequel la charge des porteurs mobiles va surcompenser celle des impuretés ionisées, la charge d'espace va changer de signe, le champ à la jonction métallurgique diminue puis s'annule. Il y aura alors injection de porteurs de la région de base dans la région de collecteur. C'est l'effet KIRK.

Dans les deux cas il se crée près de la jonction métallurgique, dans la région de collecteur, une zone d'injection que l'on appelle base induite. Dans cette zone les électrons et les trous sont stockés à des concentrations supérieures à la concentration en atomes d'impuretés, il y a donc forte injection.

Il convient de noter que le passage entre ces divers régimes de fonctionnement se fait de manière continue (12) (pages 12 à 26). Pratiquement, dans le cas des transistors bipolaires de puissance étudiés, nous n'avons qu'à envisager le cas de l'élargissement de base par quasi-saturation. La région de collecteur se divise alors en deux zones, la base induite de profondeur W_I suivie d'une zone à comportement ohmique comme nous l'indiquons sur la figure I-10.

Figure I-10



La profondeur de base effective est alors :

$$(I-48) \quad w_B = w_{B0} + w_I$$

La profondeur de base induite w_I est facile à préciser, du moins de manière approximative. Pour une densité de courant supérieure à la valeur critique :

$$(I-49) \quad J_0 = \frac{V_{BC} + \phi}{\rho_c w_c}$$

w_I est tel que la chute de tension dans la zone non envahie du collecteur soit sensiblement égale à la tension entre base et collecteur :

$$(I-50) \quad J_c \rho_c (w_c - w_I) \simeq V_{BC} + \phi$$

d'où

$$(I-51) \quad w_I = w_c \left(1 - \frac{J_0}{J_c} \right)$$

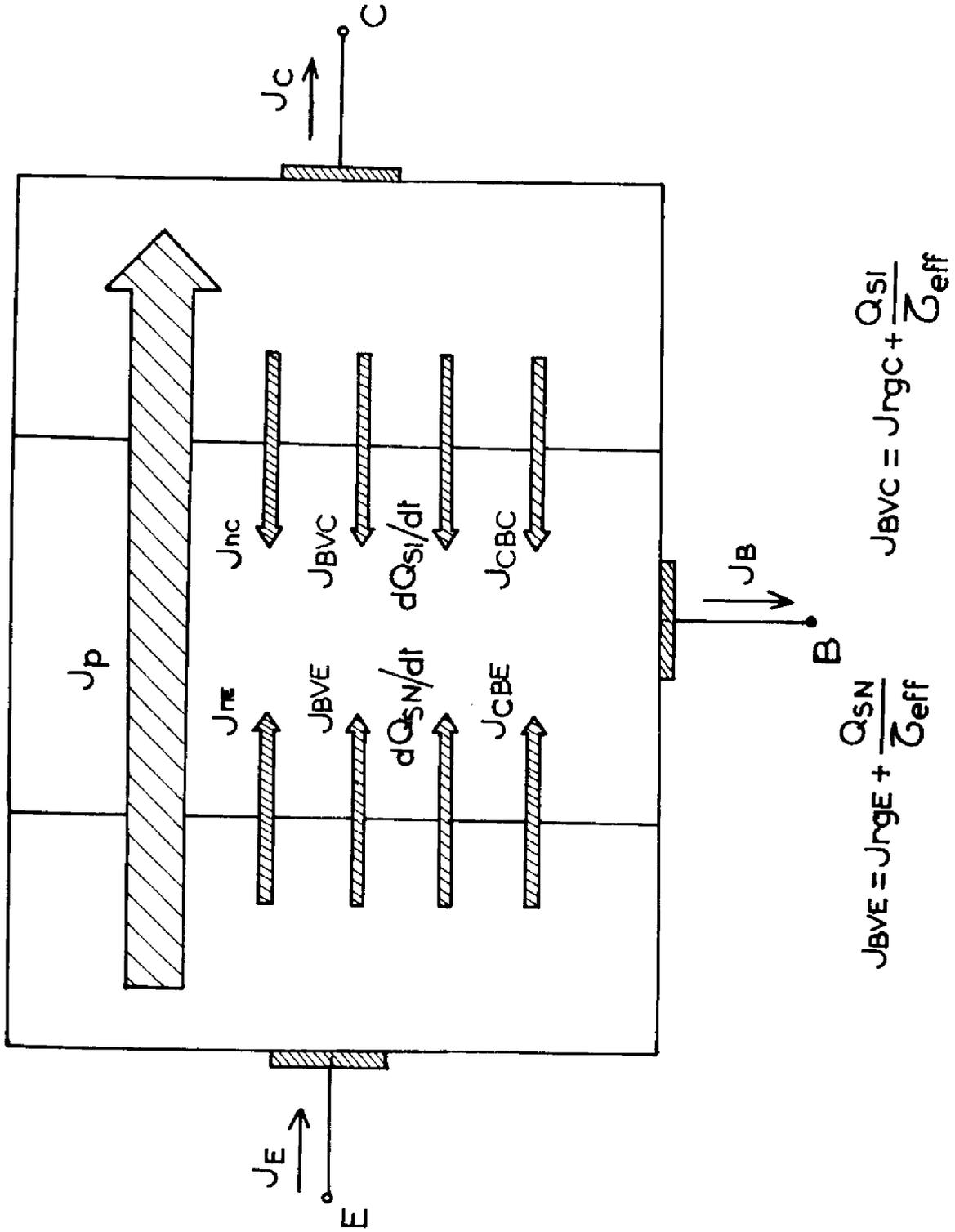
Cette relation n'a un sens, bien sûr, que lorsque la densité de courant collecteur J_c est supérieure à J_0 .

I-2-4 Calcul des densités de courant émetteur, collecteur et base

Pour calculer les densités de courant émetteur, collecteur et base, d'après les relations (I-11) à (I-13) et compte tenu des expressions (I-36) et (I-37) il reste à connaître (CF. figure I-11) :

- les courants d'injection J_{nE} et J_{nC} ;
- les courants associés aux recombinaisons en volume dans les zones de charge d'espace et la région de base principalement. Il s'agit de J_{rgE} , J_{rgC} , Q_s/τ_{eff} ;

Figure I-11



- les courants transitoires associés aux variations de charges dQ_{TE}/dt et dQ_{TC}/dt dans les zones de transition des jonctions.

a) Densités de courant d'injection

Ces courants sont associés à l'injection d'électrons par la base, dans les régions d'émetteur et de collecteur.

La zone d'émetteur étant fortement dopée vis à vis de la région de base, nous admettrons que, dans les conditions usuelles de fonctionnement, la densité de courant d'injection dans l'émetteur obéit à une loi bas niveaux (2) (pages 78 à 84) :

$$(I-52) \quad J_{NE} = J_{SBE} e^{\frac{V_{CB}}{U_T}}$$

Pour le calcul de la densité de courant de saturation J_{SBE} il faut tenir compte des phénomènes liés aux forts dopages dans l'émetteur : modifications de la structure de bande, effet Auger... (13) , (14) , (15). Il convient cependant de noter que, pour les transistors de puissance étudiés par notre équipe, on trouve pratiquement toujours pour J_{SBE} une valeur proche de $0,2 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$.

Le courant associé à l'injection dans le collecteur n'aura une influence sensible sur les caractéristiques électriques, que dans le cas de transistors à collecteur fortement dopé pour lesquels ne se manifestent pas d'effets d'élargissement de base. Nous adopterons donc une formulation analogue à celle retenue pour caractériser l'injection dans l'émetteur :

$$(I-53) \quad J_{NC} = J_{SBC} e^{\frac{V_{CB}}{U_T}}$$

b) Densités de courants de recombinaison

L'étude des phénomènes de recombinaison est très complexe et, sauf dans certains cas particuliers, il est impossible de les décrire analytiquement avec précision. On peut cependant utiliser des représentations semi-empiriques appuyées par l'expérience.

Dans la représentation déjà adoptée pour la modélisation des transistors bipolaires de puissance en régime statique (2), et que nous conservons ici, la difficulté qu'on a pour séparer les courants de recombinaisons relatifs aux zones de charge d'espace et ceux relatifs aux régions quasi-neutres, conduit à confondre ces courants tout en distinguant ceux qui transitent par l'émetteur d'une part et par le collecteur d'autre part en posant :

$$(I-54) \quad J_{BVE} = J_{rgE} + \frac{Q_{SN}}{\tau_{eff}}$$

$$(I-55) \quad J_{BVC} = J_{rgC} + \frac{Q_{SI}}{\tau_{eff}}$$

Par ailleurs, (2) (pages 84 à 92) par une analogie formelle avec la loi de Shockley-Hall-Read, nous pouvons poser :

$$(I-56) \quad J_{BVE} = \frac{Q_{SN} (Q_S + Q_B)}{\tau_{max} Q_S + \tau_{min} Q_B}$$

$$(I-57) \quad J_{BVC} = \frac{Q_{SI} (Q_S + Q_B)}{\tau_{max} Q_S + \tau_{min} Q_B}$$

τ_{max} peut être interprété comme la durée de vie limite en régime de très haute injection de porteurs minoritaires dans la base, τ_{min} est la durée de vie globale, aux faibles niveaux d'injection, dans la région quasi-neutre de base et dans les régions de charge d'espace adjacentes.

τ_{min} est en réalité une fonction complexe du niveau d'injection mais n'est qu'un paramètre sensible en régime normal de fonctionnement ; pour ce régime, et à seule fin de rendre compte des observations expérimentales, on peut poser (4) (page 33) :

$$(I-58) \quad \tau_{\min} = \frac{Q_S}{J_{SBV} \left(\frac{Q_S}{Q_{SSD}} \right)^{1/n_V}}$$

où $Q_{SSD} = Q_S$ ($V_{EB} = 0$, $V_{CB} < 0$)

En effet, en régime normal et à faible niveau de polarisation où $Q_{SN} = Q_S = Q_{SSD} e^{\frac{V_{EB}}{U_T}}$, l'expression (I-56) de J_{BVE} s'écrit alors :

$$(I-59) \quad J_{BV} = J_{SBV} e^{\frac{V_{EB}}{n_V U_T}}$$

loi généralement observée, expérimentalement, sur des plages étendues de variation de tension appliquée V_{EB} .

c) Densités de courants associées aux variations de charge dans les zones de transition

Ces densités de courant correspondent aux flux de porteurs nécessaires pour maintenir la neutralité électrique du composant lors de variations des profondeurs des zones de transition. Nous noterons :

$$(I-60) \quad J_{CTE} = \frac{dQ_{TE}}{dt}$$

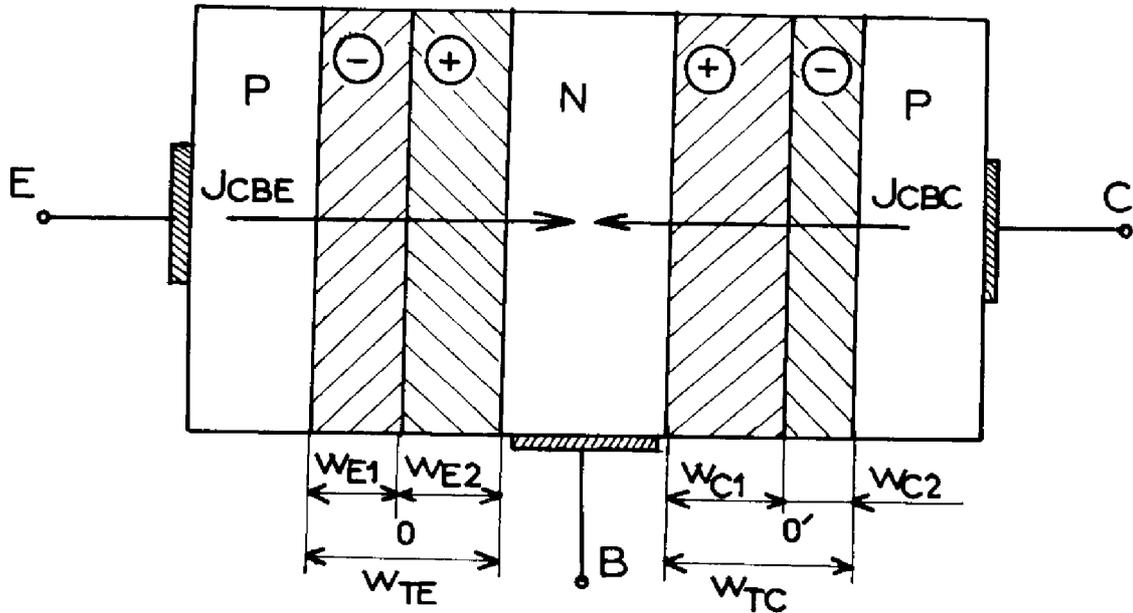
$$(I-61) \quad J_{CTC} = \frac{dQ_{TC}}{dt}$$

Sur la figure (I-12) nous indiquons les notations utilisées pour le calcul des charges des impuretés ionisées dans les zones de transition. Nous avons :

$$(I-62) \quad Q_{TE} = -q \int_{-w_{E1}}^0 N(w) dw = q \int_0^{w_{E2}} N(w) dw$$

$$(I-63) \quad Q_{TC} = q \int_{-w_{C1}}^{0'} N(w) dw = -q \int_{0'}^{w_{C2}} N(w) dw$$

Figure I-12



Le calcul des extensions, w_{E1} ou w_{E2} et w_{C1} et w_{C2} , des zones de transitions peut être conduit pour la jonction émetteur-base comme pour la jonction collecteur-base suivant la procédure que nous avons déjà indiquée, en ce qui concerne cette dernière, au paragraphe I-2-3 (a).

Il est possible de donner une autre expression pour la densité de courant J_{CTE} , en remarquant que la charge Q_{TE} ne dépend que de la variable V_{EB} , ce qui nous permet d'écrire la relation (I-60) sous la forme :

$$(I-60)' \quad J_{CTE} = \frac{dQ_{TE}}{dV_{EB}} \frac{dV_{EB}}{dt} = C_{TE}(V_{EB}) \frac{dV_{EB}}{dt}$$

C_{TE} désigne la capacité de transition de la jonction émetteur-base dont les variations en fonction de la tension émetteur base sont données par une loi du type :

$$C_{TE} = \frac{C_{TE0}}{\left(1 - \frac{V_{EB}}{\phi_{EB}}\right)^\alpha}$$

où les paramètres C_{TE0} (valeur particulière de C_{TE} pour $V_{EB} = 0$), ϕ_{EB} (tension de diffusion de la jonction émetteur-base) et α (paramètre fonction de l'allure du profil de dopage de la jonction) peuvent être déterminés très simplement à partir de relevés expérimentaux (16) ou calculés analytiquement dans le cas particulier d'une jonction soit abrupte, soit graduelle.

Par suite des difficultés inhérents à la caractérisation du profil de dopage de la jonction émetteur-base, c'est-à-dire de la charge Q_{TE} , il est plus pratique de calculer la valeur de J_{CTE} à l'aide de la relation (I-60) '.

Lorsque la jonction est polarisée en direct ($V_{EB} > 0$), pour éviter tout problème de programmation numérique liées au calcul C_{TE} (en particulier $C_{TE} \rightarrow \infty$ quand $V_{EB} \rightarrow \phi_{EB}$), nous exprimerons les variations de la capacité C_{TE} en fonction de la tension V_{EB} par la relation approchée :

$$C_{TE} = C_{TE0} \left\{ 1 + \frac{V_{EB}}{\phi_{EB}} + \left(\frac{V_{EB}}{\phi_{EB}} \right)^2 + \left(\frac{V_{EB}}{\phi_{EB}} \right)^3 + \left(\frac{V_{EB}}{\phi_{EB}} \right)^4 + \left(\frac{V_{EB}}{\phi_1} \right)^5 \right\}^\alpha$$

où le paramètre ϕ_1 , contenu dans le terme correctif $(V_{EB}/\phi_1)^5$ est déterminé à partir de la valeur de C_{TE} mesurée en régime direct sous faible polarisation, dans la plage de tension V_{EB} où est déterminé le temps de transit (3) (pages 71 à 76).

Dans le cas de la jonction collecteur-base, dont le profil est mieux déterminé, il n'est pas utile d'utiliser un tel développement et la densité de courant J_{CTC} sera calculée directement à partir de la relation (I-61).

I-3 EQUATIONS DE LIAISON - CALCUL DE LA ZONE ACTIVE

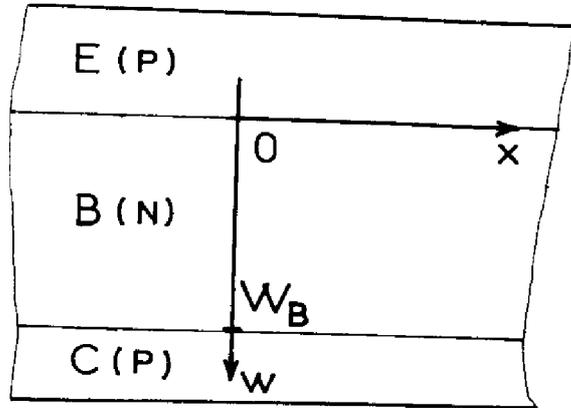
Dans un transistor, le courant de base développe dans la région traversée un gradient de potentiel essentiellement transverse. La polarisation effective des jonctions émetteur-base et collecteur-base n'est donc pas uniforme et les densités de courant injectés présentent par rapport à leurs valeurs moyennes des écarts locaux, d'autant plus marqués que le courant base est important. Suivant le sens du courant base, normal ou inverse, les mécanismes d'injections sont ainsi favorisés à la périphérie et restreints au centre (défocalisation) ou inversement (focalisation).

L'analyse de la zone active du transistor, qui peut être simplement bidimensionnelle comme nous l'avons déjà indiqué au paragraphe (I-1), est simplifiée par la prise en compte des remarques suivantes :

- les plans d'émetteur et de collecteur sont équipotentiels ;
- une structure de géométrie quelconque peut être considérée comme une association en parallèle de structures de géométrie élémentaire, circulaire ou rectangulaire, pour lesquelles les propriétés de symétrie peuvent être mises à profit.

Rappelons que dans ces conditions, la zone active du transistor peut être représentée par une infinité de transistors lamellaires unis par des contacts communs d'émetteur et de collecteur et par la résistance répartie de la région de base. La zone active sera donc représentée par un schéma cellulaire tel que celui de la figure I-13.

Figure I-14



L'approximation "bidimensionnelle" consiste ici à admettre comme nulle la composante suivant X de la densité de courant de porteurs minoritaires J_p (figure I-14), d'où

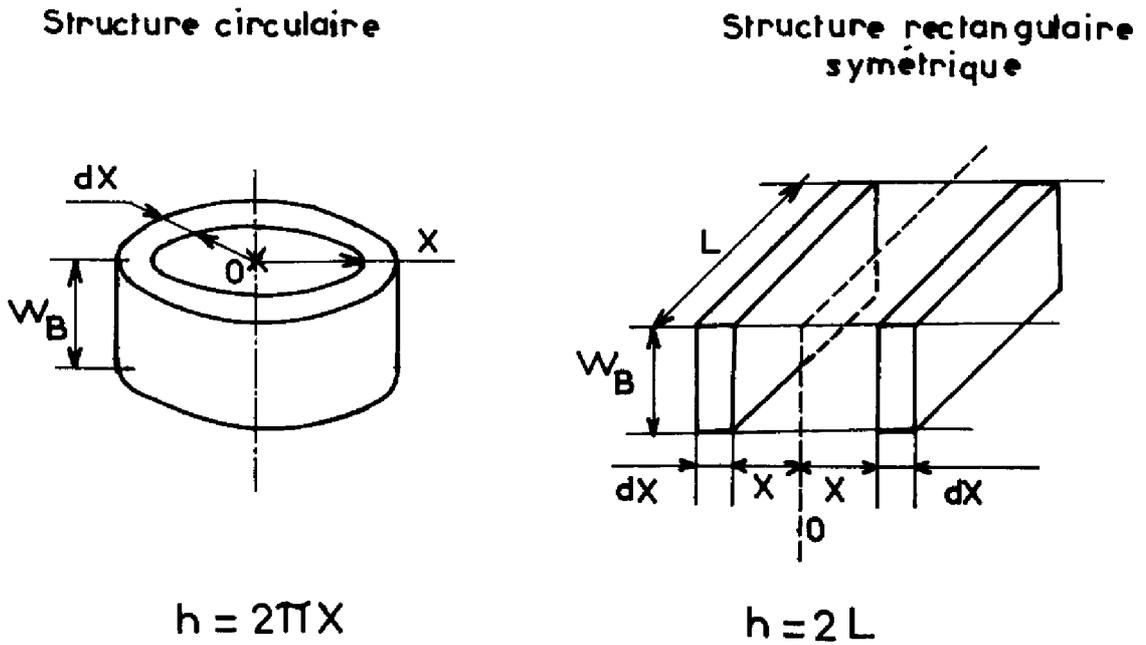
$$(I-67) \quad p \frac{J_{nx}}{q D_n} = \frac{d(pn)}{dx}$$

Le courant de base $I_B(x)$ s'obtient en intégrant la composante longitudinale de la densité de courant de porteurs majoritaires J_{nx} , exprimée à partir de la relation (I-67). Il vient :

$$(I-68) \quad I_B(x) = \int_0^{w_B} J_{nx} dw = h \int_0^{w_B} q D_n n \left\{ \frac{d[\text{Log } pn]}{dx} \right\} dw$$

où h prend, suivant le type de géométrie de la structure, les valeurs indiquées sur la figure I-15.

Figure I-15



a) Cas des niveaux de polarisation faibles ou moyens

Nous admettons, en première approximation, que $\frac{d}{dX} \left\{ \text{Log } p_n \right\}$ est indépendant de la coordonnée W . Remarquons en particulier qu'aux frontières de la région de base, nous avons, côté émetteur :

$$(I-69) \quad \frac{d}{dX} \left\{ \text{Log } p_E n_E \right\} = \frac{1}{U_T} \frac{dV_{EB}}{dX}$$

et côté collecteur :

$$(I-70) \quad \frac{d}{dX} \left\{ \text{Log } p_C n_C \right\} = \frac{1}{U_T} \frac{dV_{CB}}{dX}$$

et que par ailleurs, l'équipotentialité des régions d'émetteur et de collecteur assure :

$$(I-71) \quad \frac{dV_{EB}}{dx} = \frac{dV_{CB}}{dx} = U_T \frac{d}{dx} \left\{ \text{Log } p_E n_E \right\} = U_T \frac{d}{dx} \left\{ \text{Log } p_C n_C \right\}$$

Dans ces conditions, l'équation (I-68) s'écrit :

$$(I-72) \quad I_B(x) = h \frac{q}{U_T} \frac{dV_{EB}}{dx} \int_0^{w_B} n(w) D_n dw$$

En désignant par \bar{D}_n la constante de diffusion moyenne ou "effective" des porteurs majoritaires dans la région de base :

$$(I-73) \quad \bar{D}_n = \frac{\int_0^{w_B} n(w) D_n dw}{\int_0^{w_B} n(w) dw}$$

qui, aux niveaux de polarisation faibles et moyens peut être estimée par :

$$(I-74) \quad \bar{D}_n = \frac{\int_0^{w_B} N_D(w) D_n dw}{\int_0^{w_B} N_D(w) dw}$$

nous pouvons écrire :

$$(I-75) \quad I_B(x) = h \frac{dV_{EB}}{dx} \frac{\bar{D}_n}{U_T} (Q_S + Q_B)$$

d'où l'expression de l'élément résistif $\Delta \Omega(x)$:

$$(I-76) \quad \Delta \Omega(x) = \frac{dV_{EB}}{I_B(x)} = \frac{U_T}{\bar{D}_n (Q_S + Q_B)} \frac{dx}{h}$$

Cette formulation permet implicitement de rendre compte de la modulation de la résistivité par les porteurs injectés dans la région de base.

b) Cas des forts niveaux d'injection

Nous ne pouvons plus considérer \bar{D}_n comme constant en raison des interactions porteurs-porteurs. Comme au paragraphe I-2-2 (b) nous admettrons, pour représenter les variations de la constante de diffusion locale avec les concentrations de porteurs, la loi :

$$(I-77) \quad D_n = \frac{D_{n_0}}{1 + b n}$$

Compte tenu de ce qu'aux forts niveaux d'injections $n \sim p$, la relation (I-68) s'écrit :

$$(I-78) \quad I_B(x) = h \int_0^{w_B} 2 q D_{n_0} \frac{dn}{dx} dw$$

En exprimant la répartition $n(w)$ de porteurs majoritaires d'après la relation (I-26), le courant de base $I_B(x)$ a pour expression :

$$(I-79) \quad I_B(x) = \frac{q h w_B}{U_T} D_{n_0} \left[\frac{n_E}{1 + b n_E} + \frac{n_C}{1 + b n_C} \right] \frac{dV_{EB}}{dx}$$

d'où, la valeur de l'élément résistif $\Delta \Omega(x)$:

$$(I-80) \quad \Delta \Omega(x) = \frac{2 U_T}{q D_{n_0} w_B \left[\frac{n_E}{1 + b n_E} + \frac{n_C}{1 + b n_C} \right]} \frac{dx}{h}$$

Nous pouvons rapprocher cette valeur de celle obtenue, dans les mêmes conditions de hautes injections, par l'extrapolation de la relation (I-76), c'est-à-dire :

$$(I-81) \quad \Delta \Omega(x) = \frac{2 U_T}{q w_B D_{n_0} (n_E + n_C)} \frac{dx}{h}$$

La comparaison de ces deux expressions montre que nous pouvons généraliser la relation (I-76) à tout niveau d'injection en l'affectant du coefficient multiplicateur k_R , tel que :

$$(I-82) \quad k_R = \frac{n_E + n_C}{\frac{n_E}{1 + b n_E} + \frac{n_C}{1 + b n_C}}$$

et bien sûr, aux faibles niveaux d'injection ($b n_E \ll 1$ et $b n_C \ll 1$) ce coefficient se réduit à l'unité.

La variation de k_R en fonction du niveau d'injection pour diverses valeurs de V_{EB} et V_{CB} (figure I-16) mettent en évidence une augmentation de la résistance répartie de la région de base par suite des interactions porteurs-porteurs ; ceci implique que les phénomènes de focalisation-défocalisation interviennent avec plus d'acuité encore.

La valeur de l'élément résistif $\Delta\Omega(x)$ étant précisée, nous sommes en mesure de déterminer la chute de tension dV_{EB} entre deux cellules voisines. Nous avons :

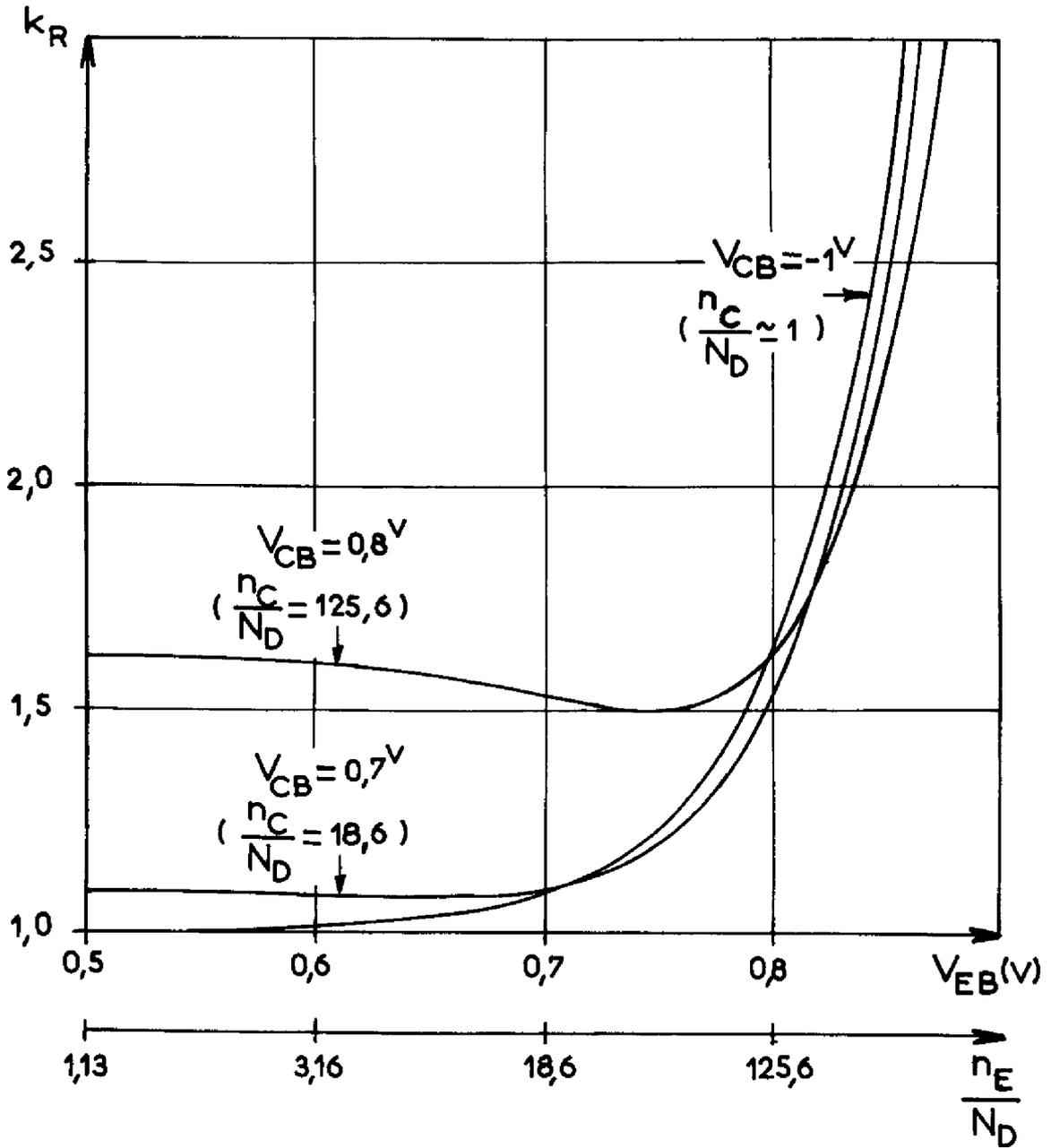
$$(I-83) \quad dV_{EB}(x) = dV_{CB}(x) = I_B(x) \Delta\Omega(x)$$

Pour calculer les divers courants aux bornes de la zone active, nous tiendrons compte des contributions des courants issus de chacun des transistors élémentaires.

En ce qui concerne le courant base, la contribution de chaque transistor unidimensionnel est :

$$(I-84) \quad \Delta I_B(x) = h J_B(x) dx$$

Figure I-16



$N_D = 5 \cdot 10^{14}$ (at./cm³) $b = 10^{-17}$ (cm³/at.) $T = 300$ (°K)

Si n_A est le nombre total de cellules représentant la zone active du transistor, le courant base et le courant collecteur totaux seront ainsi donnés par :

$$(I-85) \quad I_B = \sum_{i=1}^{n_A} \Delta I_{B_i}(x)$$

$$(I-86) \quad I_C = \sum_{i=1}^{n_A} h_i J_{C_i}(x) dx$$

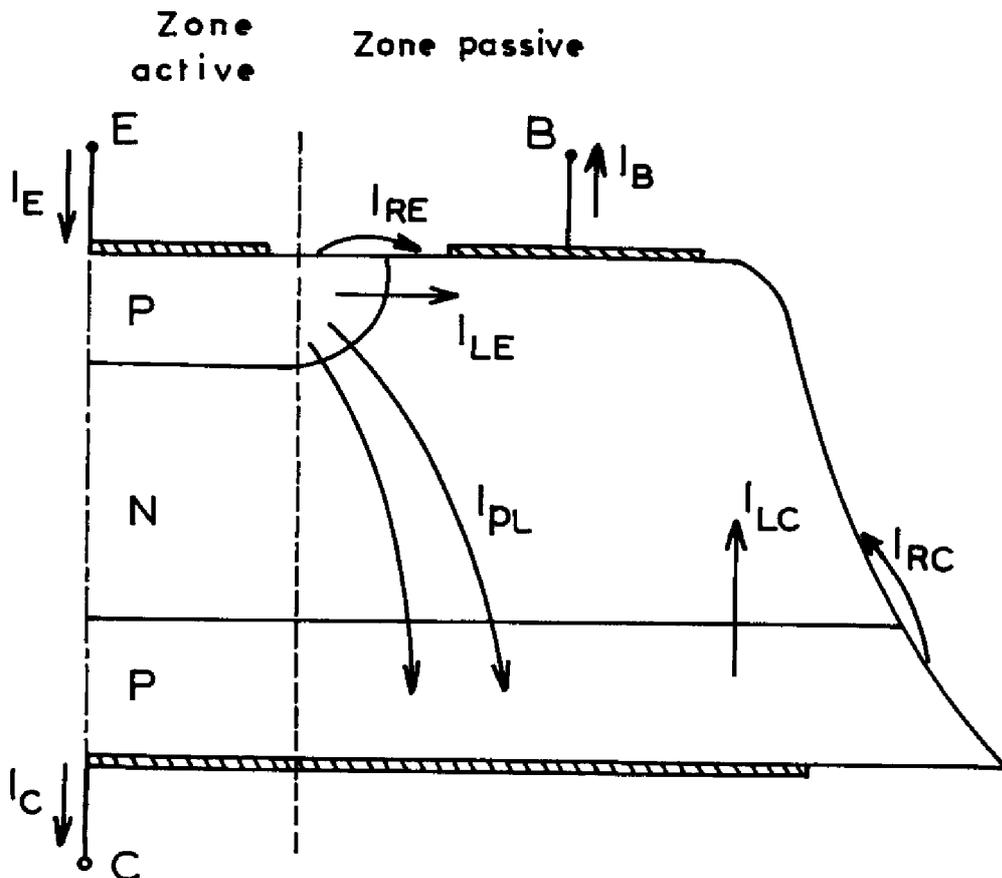
Le comportement de chaque transistor élémentaire étant décrit à partir des résultats du paragraphe I-2, l'utilisation des équations I-76 à I-86 permet de préciser, de proche en proche, leurs conditions de polarisation dès que ces conditions sont connues en un point. Le calcul de la zone active devient ainsi très simple et sa programmation sur calculateur numérique ne présente aucune difficulté. Le courant base étant nul au centre de la structure, il suffira d'ajuster la tension émetteur base en ce même point pour satisfaire les conditions externes imposées par le circuit de commande de base et par le circuit de charge.

I-4 PHENOMENES INDUITS DANS LA ZONE LATERALE

La modélisation de la seule zone active n'est pas toujours suffisante pour rendre compte du comportement du composant vu de ses bornes. Les courants issus des contacts, en particulier le courant de base, peuvent être sensiblement différents des courants issus de la zone active par suite de phénomènes secondaires ou parasites dont la zone latérale est le siège. Il peut s'agir principalement, comme nous l'avons indiqué sur la figure I-17 :

- des mécanismes de recombinaison en surface au niveau de la jonction émetteur-base (I_{RE}) et de la jonction collecteur-base (I_{RC}) ;
- des mécanismes d'injection latérale aussi bien à l'émetteur (I_{LE}) qu'au collecteur en régime saturé (I_{LC}) ;
- enfin, d'"effets de bords", c'est-à-dire de courants de porteurs minoritaires, issus de l'émetteur, traversant la zone de base passive et atteignant la collecteur (I_{PL})

Figure I-17



De ces phénomènes, très complexes et difficiles à analyser, nous ne donnerons qu'une représentation approchée, suffisante cependant pour rendre compte de leurs influences sur le comportement électrique du composant.

I-4-1 Courant de surface à la jonction émetteur-base

Ce courant, associé aux mécanismes de recombinaisons superficielles, peut constituer la principale composante du courant base aux faibles niveaux de polarisation. Expérimentalement, il a été constaté qu'il suit souvent sur plusieurs décades de variation une loi du type :

$$(I-87) \quad I_{RE} = I_{SRE} e^{\frac{V_{EB}}{n_s U_T}}$$

De nombreuses études, théoriques et expérimentales (17) , (18) , ont mis en évidence les propriétés caractéristiques des paramètres n_s et I_{SRE} .

Nous représenterons les mécanismes de recombinaisons superficielles par une pseudo-diode connectée entre les contacts fictifs de base et d'émetteur et obéissant à la loi (I-87).

I-4-2 Injection latérale collecteur-base

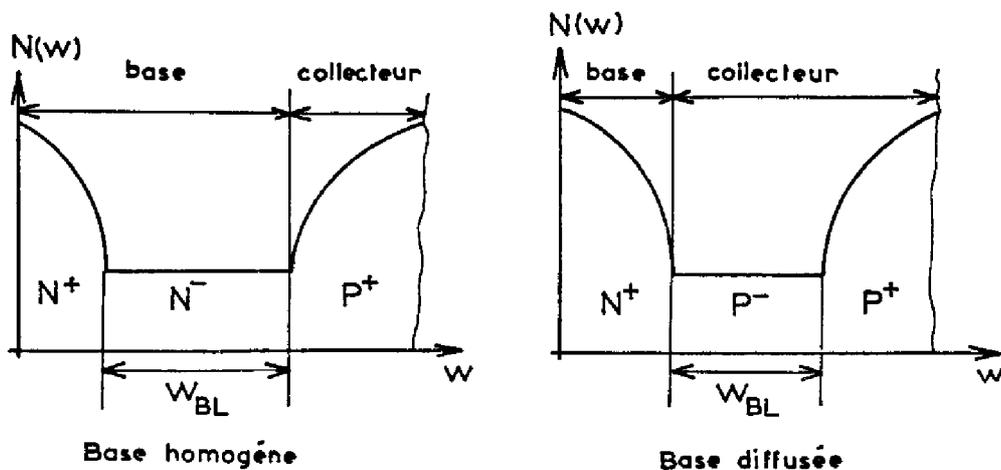
En régime saturé la région latérale de collecteur injecte des porteurs dans la région de base passive. Pour une part, ces porteurs se recombinent en surface sur le flanc de la découpe méso pour l'autre ils se recombinent à l'intérieur de la zone passive ou atteignent le contact de base.

Dans les mêmes conditions que précédemment, nous associerons aux recombinaisons en surface une pseudo-diode, connectée entre les contacts de base et de collecteur, dont le courant est calculé suivant une loi du type :

$$(I-88) \quad I_{RC} = I_{SAC} e^{\frac{V_{CB}}{n_L U_T}}$$

Le calcul précis de la densité du courant associée aux porteurs transitant de la région de collecteur vers le contact de base, ou se recombinant dans la zone de base passive, se révèle être d'une grande complexité. Une estimation au premier ordre peut cependant être faite en considérant ce courant comme celui transitant dans une diode PIN symétrique. En effet, pour les transistors de puissance étudiés, la répartition des impuretés dans la zone passive fait toujours apparaître une région faiblement dopée : région de base pour les transistors à base homogène, région de collecteur pour les transistors à base diffusée (figure I-18), comprise entre deux zones fortement dopées au profil relativement abrupt. Les assymétries rencontrées en pratique et notamment celles liées aux différences des mobilités des trous et des électrons peuvent par ailleurs être ignorées, comme l'a montré SPENKE (19), lorsqu'il s'agit d'un calcul d'ordre de grandeur.

Figure I-18



Nous conduisons ce calcul sur la base d'hypothèses simplificatrices supplémentaires outre celle de symétrie. Nous admettrons que dans la région faiblement dopée (que nous noterons région I) :

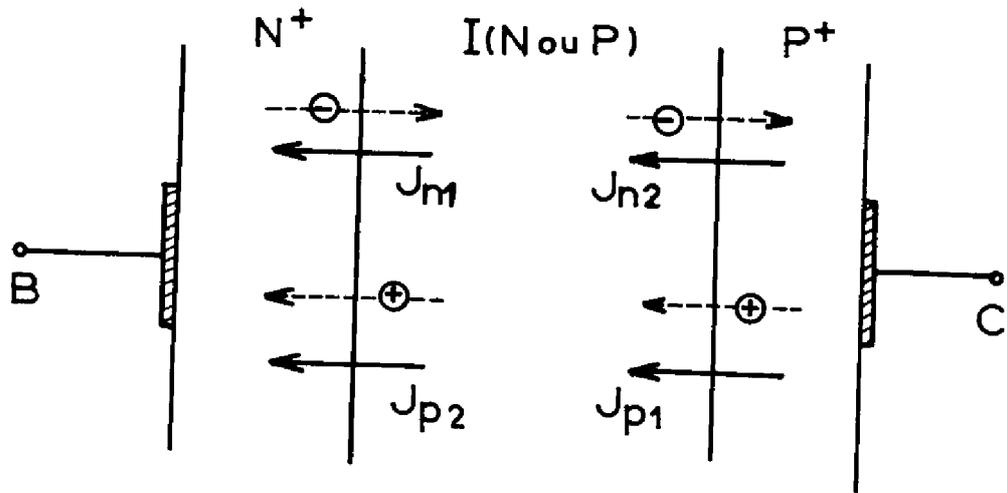
- règne un régime de haute injection ($p \sim n$) ;

- les valeurs locales des différentes grandeurs p, n, J_p, J_n (concentrations et densités de courant de trous et d'électrons) restent voisines de leurs valeurs moyennes.

Notons que cette dernière hypothèse n'est légitime que si la longueur de diffusion est grande devant la profondeur de la région considérée (phénomènes de recombinaison peu marqués dans la région I) et si les constantes de temps associées aux variations de charge stockée restent bien inférieures au temps de transit des porteurs (hypothèse du contrôle de charge).

Sur la figure I-19 nous indiquons les notations utilisées pour effectuer le calcul de cette diode PIN.

Figure I-19



L'intégration de l'équation de continuité, étendue à la profondeur de la région faiblement dopée et à l'unité de surface de la zone passive conduit à l'expression :

$$(I-89) \quad J_{p1} - J_{p2} = \frac{Q_{SLD}}{\tau} + \frac{dQ_{SLD}}{dt}$$

où Q_{SLD} désigne la densité de charge stockée dans la région I et τ la durée de vie moyenne des porteurs dans cette région.

Compte tenu de la relation précisant la densité de courant totale J_{LC} :

$$(I-90) \quad J_{LC} = J_{n2} + J_{p1}$$

et de l'hypothèse de symétrie ($J_{n2} \simeq J_{p2}$), la relation I-89 s'écrit :

$$(I-91) \quad J_{LC} = \frac{Q_{SLD}}{\tau} + \frac{dQ_{SLD}}{dt} + 2 J_{p2}$$

La densité de courant de porteurs minoritaires dans la région N^+ , J_{p2} , est proportionnelle à la concentration de trous à la frontière de cette région et par suite, en raison de la continuité du produit pn à la jonction N^+I , proportionnelle au carré de la concentration p_0 de porteurs dans la région faiblement dopée. Nous pouvons donc écrire :

$$(I-92) \quad J_{p2} = J_{SN^+} \frac{p_0^2}{n_i^2} = J_{SN^+} \frac{Q_{SLD}^2}{Q_i^2}$$

où J_{SN^+} est la densité de courant de saturation de la région N^+ , $Q_i = q n_i W_{BC}$ et $Q_{SLD} = q p_0 W_{BL}$

Nous obtenons ainsi la relation entre la densité de courant J_{LC} et la densité de charge stockée Q_{SLD} , dans la diode latérale collecteur-base :

$$(I-93) \quad J_{LC} = \frac{Q_{SLD}}{\tau} + \frac{dQ_{SLD}}{dt} + 2 J_{SN^+} \frac{Q_{SLD}^2}{Q_i^2}$$

Par ailleurs, la tension collecteur base V_{CB} est supportée pour une première partie, par les jonctions P^+I et N^+I et pour une deuxième partie, par la zone faiblement dopée dont le comportement est ohmique.

Nous avons donc :

$$(I-94) \quad \frac{V_{CB}}{U_T} = 2 \text{ Log } \frac{p_0}{n_i} + \frac{1}{2} \frac{W_{BL}}{q D p_0} J_{LC}$$

où D est la constante de diffusion moyenne des électrons et des trous dans la région I.

Cette relation peut aussi s'écrire :

$$(I-95) \quad \frac{V_{CB}}{U_T} = 2 \text{ Log } \frac{Q_{SLD}}{Q_i} + \frac{1}{2} \frac{W_{BL}^2}{D Q_{SLD}} J_{LC}$$

La résolution du système formé des équations I-93 et I-95 nous permet de calculer la densité de courant associé à la diode latérale collecteur-base. En pratique cette résolution s'effectuera numériquement au moyen d'un algorithme de dichotomie.

Lorsque la jonction collecteur-base est polarisée en inverse, la densité de courant associée à la diode latérale collecteur-base sera égale à la densité de courant nécessaire pour compenser les charges découvertes par les variations d'épaisseur de la zone de transition de cette jonction. Nous écrivons :

$$(I-96) \quad J_{LC} = \frac{dQ_{TL}}{dt}$$

où Q_{TL} est calculé suivant la procédure déjà indiquée au paragraphe I-2-4 (C)

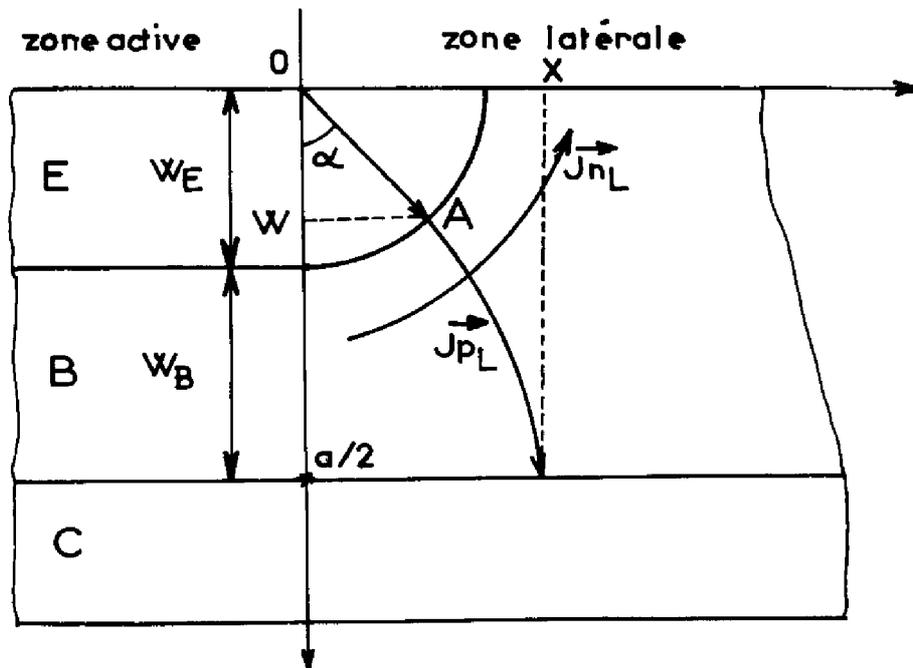
I-4-3 Injection de porteurs par l'émetteur dans la zone latérale Notion de "Transistor latéral"

En régime normal de fonctionnement, la zone latérale d'émetteur injecte des porteurs minoritaires dans la région de base passive. Une partie de ces porteurs transite directement vers le contact de base (composante de courant I_{LE}) (2) (pages 117 à 120) l'autre atteint la zone de collecteur (composante de courant I_{PL}) générant ainsi un effet transistor dans la zone latérale.

Le courant associé à cette injection latérale est en général négligeable sauf dans le cas de transistors à base homogène où, en raison des faibles concentrations d'impuretés dans la zone passive de base, les composantes de courant associées au "transistor latéral" peuvent constituer une part importante des courants de base. Il convient donc de donner dans ce cas, une formulation au moins approchée de ce mécanisme. Comme pour la zone active, nous utiliserons l'hypothèse simplificatrice du contrôle de charge, c'est-à-dire qu'une estimation du courant injecté latéralement, de l'émetteur vers le collecteur, peut être obtenue comme résultat d'une analyse simplement statique.

Nous idéaliserons le contour d'émetteur, dans la zone passive, en l'assimilant à un quart de cercle de rayon w_E (figure I-20).

Figure I-20



Dans la zone latérale de base, les densités de courant \vec{J}_{nL} et \vec{J}_{pL} les concentrations de porteurs n et p sont liés en tout point par l'équation (CF. équation I-64) :

$$(I-97) \quad p \frac{\vec{J}_{nL}}{q D_n} - n \frac{\vec{J}_{pL}}{q D_p} = \vec{\text{grad}}(pn)$$

Une simplification peut lui être apportée si nous admettons que le produit scalaire $(\vec{J}_{nL} \cdot \vec{J}_{pL})$ est petit devant J_{pL} , c'est-à-dire que la composante de \vec{J}_{nL} selon la direction \vec{J}_{pL} est petite devant J_{pL} . En raison de la quasi neutralité qui règne dans la région de base passive, l'inégalité $p \ll n$ est toujours vérifiée, ceci revient à dire que \vec{J}_{pL} et $\vec{\text{grad}}(p \cdot n)$ sont pratiquement colinéaires, et, par conséquent :

$$(I-98) \quad -n \frac{\vec{J}_{pL}}{q D_p} \# \vec{\text{grad}}(pn)$$

équation qui, aux faibles niveaux d'injection ($p \ll n$), pour un transistor à base homogène, se réduit à :

$$(I-98)' \quad -\frac{\vec{J}_{pL}}{q D_p} \# \vec{\text{grad}} p$$

et aux forts niveaux d'injection ($p \sim n$) à :

$$(I-98)'' \quad -\frac{\vec{J}_{pL}}{2 q D_p} \# \vec{\text{grad}} p$$

Pour tout niveau d'injection, nous admettrons donc la relation suivante :

$$(I-99) \quad -\frac{\vec{J}_{pL}}{q \Theta D_p} \# \vec{\text{grad}} p$$

la valeur du coefficient Θ varie de 1, pour les bas niveaux d'injection, à 2, pour les forts niveaux d'injection.

Par ailleurs, en régime statique, l'équation de continuité (CF. équation I-1) s'écrit, en négligeant le rôle des recombinaisons :

$$(I-100) \quad \text{div } \vec{J}_{pL} = 0$$

L'ensemble des équations (I-99) et (I-100) nous montre que la distribution des porteurs dans la région de base passive obéit à l'équation de Laplace :

$$(I-101) \quad \nabla^2 p = 0$$

Enfin, le courant par unité de longueur circulant dans le tube limité par l'angle α vaut :

$$(I-102) \quad I_{pL}(\alpha) = \int_0^\alpha (\vec{J}_{pL} \cdot \vec{n}) dl$$

Par ailleurs, les conditions aux limites imposent $p = 0$ à la jonction collecteur-base et $p = f(\alpha)$ à la jonction émetteur-base.

Nous admettrons dans un premier temps que la concentration de porteurs minoritaires est constante dans la zone de base passive à la frontière de la jonction émetteur-base, cela revient à négliger l'effet défocalisant du courant de base. Dans ces conditions, et dans la mesure où le rayon d'émetteur reste petit devant la profondeur de base passive, la détermination de la répartition de porteurs minoritaires $p(w, x)$ et du courant $I_{pL}(\alpha)$ se ramène, par analogie, à un problème d'électrostatique classique : influence d'une ligne chargée sur un plan (20) (page 214).

Nous trouvons alors :

$$(I-103) \quad I_{pL}(\alpha) = \frac{qg}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{sh} \frac{\pi x}{a}}{\sin \frac{\pi w}{a}}$$

où g est une constante à préciser et $a = 2(W_E + W_B)$. Par ailleurs :

$$(I-104) \quad p(w, x) = -\frac{g}{4\pi\epsilon D_p} \operatorname{Log} \left\{ \frac{\operatorname{ch} \frac{\pi x}{a} - \cos \frac{\pi w}{a}}{\operatorname{ch} \frac{\pi x}{a} + \cos \frac{\pi w}{a}} \right\}$$

L'intégration, dans la région de base passive, de la répartition de porteurs, étendue au tube de courant délimité par l'angle α conduit à l'expression de la charge stockée par unité de longueur:

$$(I-105) \quad Q_{SL} = -\frac{qg}{4\pi\sigma D_p} \int_0^x \int_w^{a/2} \text{Log} \left\{ \frac{\text{ch} \frac{\pi x}{a} - \cos \frac{\pi w}{a}}{\text{ch} \frac{\pi x}{a} + \cos \frac{\pi w}{a}} \right\} dw dx$$

Les constantes g et σ seront déterminées à l'aide des conditions aux limites. Pour cela nous écrirons qu'il y a continuité des densités de courant et de charge stockée au passage de la zone active à la zone latérale.

La densité de courant de porteurs minoritaires dans la zone de base passive, dont l'expression est :

$$(I-106) \quad J_{pL} = \frac{qg}{2\pi} \frac{1}{w_E \arcsin \frac{x}{w}} \text{arctg} \left\{ \frac{\text{sh} \frac{\pi x}{a}}{\sin \frac{\pi w}{a}} \right\}$$

a pour valeur limite, au voisinage de la zone active, c'est à-dire pour un angle α petit ($w \rightarrow w_E$, $x \rightarrow 0$)

$$(I-107) \quad J_{pL} = \frac{qg}{2a} \frac{1}{\sin \frac{\pi w_E}{a}}$$

Si J_p désigne la densité de courant au bord de la zone active, de l'égalité $J_p = J_{pL}$ nous déduisons la valeur de g :

$$(I-108) \quad g = J_p * \frac{2a \sin \frac{\pi w_E}{a}}{q}$$

De même, la densité de charge, Q_{SLU} , stockée par les porteurs minoritaires dans la zone de base passive :

$$(I-109) \quad Q_{SLU} = \frac{Q_{SL}}{w_E \arcsin \frac{x}{w_E}}$$

sera égale, pour des raisons de continuité, au voisinage de la zone active (angle α petit) à la densité de charge stockée Q_S à la périphérie de cette région. Nous pourrions donc ainsi calculer la constante Θ , ou ce qui revient au même, le rapport g/Θ ; il vient :

$$(I-110) \quad \frac{g}{\Theta} = - \frac{4 \pi D_p}{q A} Q_S$$

La constante A est telle que :

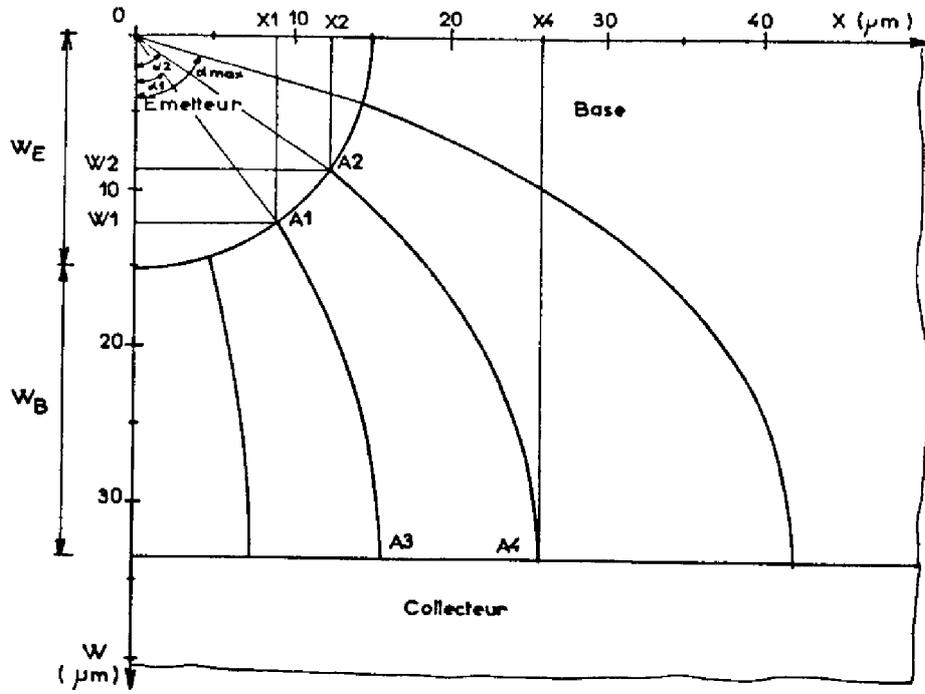
$$(I-111) \quad A = \lim_{\substack{w \rightarrow w_E \\ x \rightarrow 0}} \left\{ \frac{1}{w_E \arcsin \frac{x}{w}} \int_0^x \int_w^{a/2} \text{Log} \left[\frac{\text{ch} \frac{\pi x}{a} - \cos \frac{\pi w}{a}}{\text{ch} \frac{\pi x}{a} + \cos \frac{\pi w}{a}} \right] dw dx \right\}$$

Les relations établies ci-dessus constituent un modèle unidimensionnel de l'effet transistor dans la zone passive. Mais dans la réalité, nous ne pouvons cependant pas ignorer les phénomènes de focalisation-défocalisation se manifestant dans cette région et nous avons donc été conduits à élaborer un modèle bidimensionnel pour la zone latérale. Nous avons procédé comme pour la région active, en découpant le "transistor latéral" en cellules élémentaires ; le contour de ces cellules va donc s'appuyer sur les lignes équi-courant ($I_{PL} = C^{te}$) telles que nous pouvons les déterminer en l'absence de défocalisation (ou de focalisation) à l'aide de la relation I-106. La figure I-21 nous montre l'allure de ces cellules pour deux valeurs différentes de w_B .

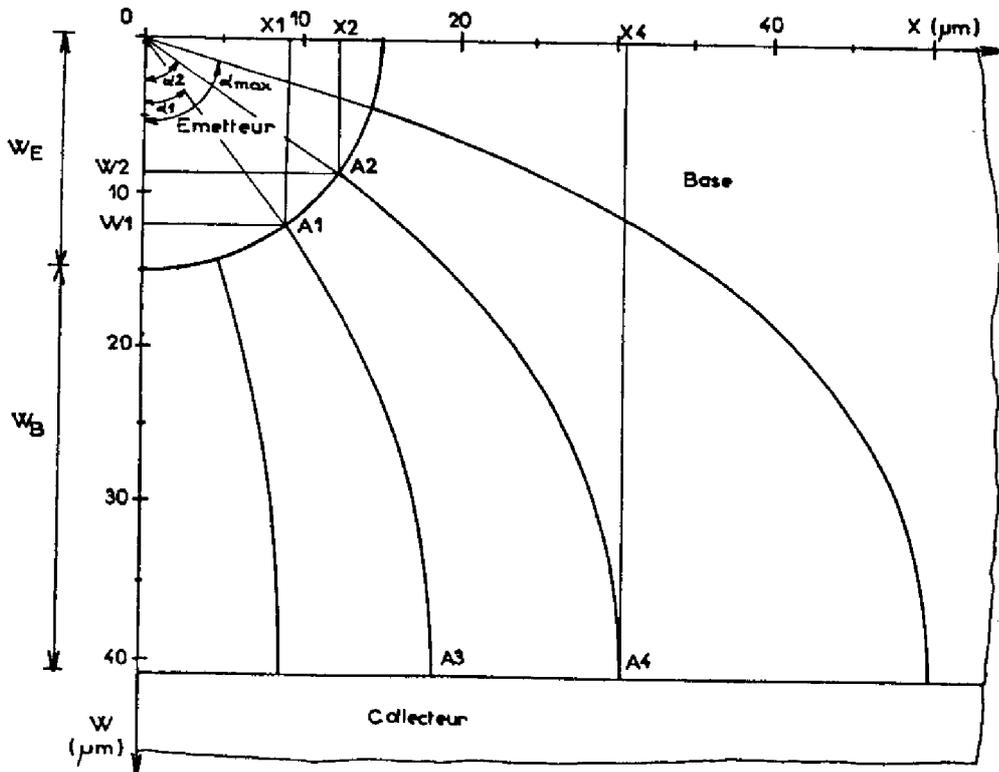
A partir des expressions I-103 et I-111, il est facile de préciser pour chaque cellule, le courant (I_{PLi}) et la charge stockée (Q_{SLi}) par unité de longueur, associés aux porteurs minoritaires transitant dans la région de base passive. Il vient :

$$(I-113) \quad I_{PLi} = I_{PL}(d_2) - I_{PL}(d_1) = I_p \frac{q}{\pi} \sin \frac{\pi w_E}{a} \left\{ \text{arctg} \frac{\text{sh} \frac{\pi x_2}{a}}{\sin \frac{\pi w_2}{a}} - \text{arctg} \frac{\text{sh} \frac{\pi x_1}{a}}{\sin \frac{\pi w_1}{a}} \right\}$$

Figure 1-21



Ⓐ $W_E = 15 \mu\text{m}$
 $W_B = 18,5 \mu\text{m}$



Ⓑ $W_E = 15 \mu\text{m}$
 $W_B = 26 \mu\text{m}$

$$(I-114) \quad Q_{SLi} = \frac{Q_S}{A} \int_{x_1}^{x_4} \int_{w_2}^{a/2} \text{Log} \left\{ \frac{\text{ch} \frac{\pi x}{a} - \cos \frac{\pi w}{a}}{\text{ch} \frac{\pi x}{a} + \cos \frac{\pi w}{a}} \right\} dw dx$$

Par ailleurs, les densités de courant et de charge ont pour expression :

$$(I-115) \quad J_{PLi} = \frac{I_{PLi}}{W_E \left\{ \text{arc sin} \frac{x_2}{w_2} - \text{arc sin} \frac{x_1}{w_1} \right\}}$$

et :

$$(I-116) \quad Q_{SLU} = \frac{Q_{SLi}}{W_E \left\{ \text{arc sin} \frac{x_2}{w_2} - \text{arc sin} \frac{x_1}{w_1} \right\}}$$

Les densités de courant J_P et de charge Q_S apparaissant dans les relations I-113 et I-114 seront calculées comme il a été indiqué au paragraphe I-2-2. Ainsi la densité de courant J_{PLi} et de charge Q_{SLU} , pour une cellule de la zone passive, se calculent comme la densité de courant J_P ou de charge Q_S dans une cellule de la zone active, soumise à la tension $V_{EB}(i)$ polarisant la cellule latérale considérée, corrigées chacune par un facteur de géométrie ne dépendant que des profondeurs d'émetteur (W_E) et de base (W_B) et de la position de la cellule dans la zone latérale. Ce facteur doit être calculé numériquement dans le cas de la charge stockée, par contre, son expression demeure analytique pour le courant.

Sur les figures I-22, I-23 et I-24 nous avons reporté les variations des rapports des densités de courant J_{PLi} et J_P , des densités de charge Q_{SLU} et Q_S ainsi que des temps de transit $\tau_{DL} = \frac{Q_{SLU}}{J_{PLi}}$ et $\tau_D = \frac{Q_S}{J_P}$ en fonction de l'angle α pour les valeurs de W_B indiquées sur la figure I-21. L'augmentation du temps de transit dans la zone latérale, d'autant plus marquée que l'on s'éloigne du bord de la zone active, nous permet d'entrevoir une dégradation des performances dynamiques du composant due à l'effet transistor dans la zone passive.

Figure I-22

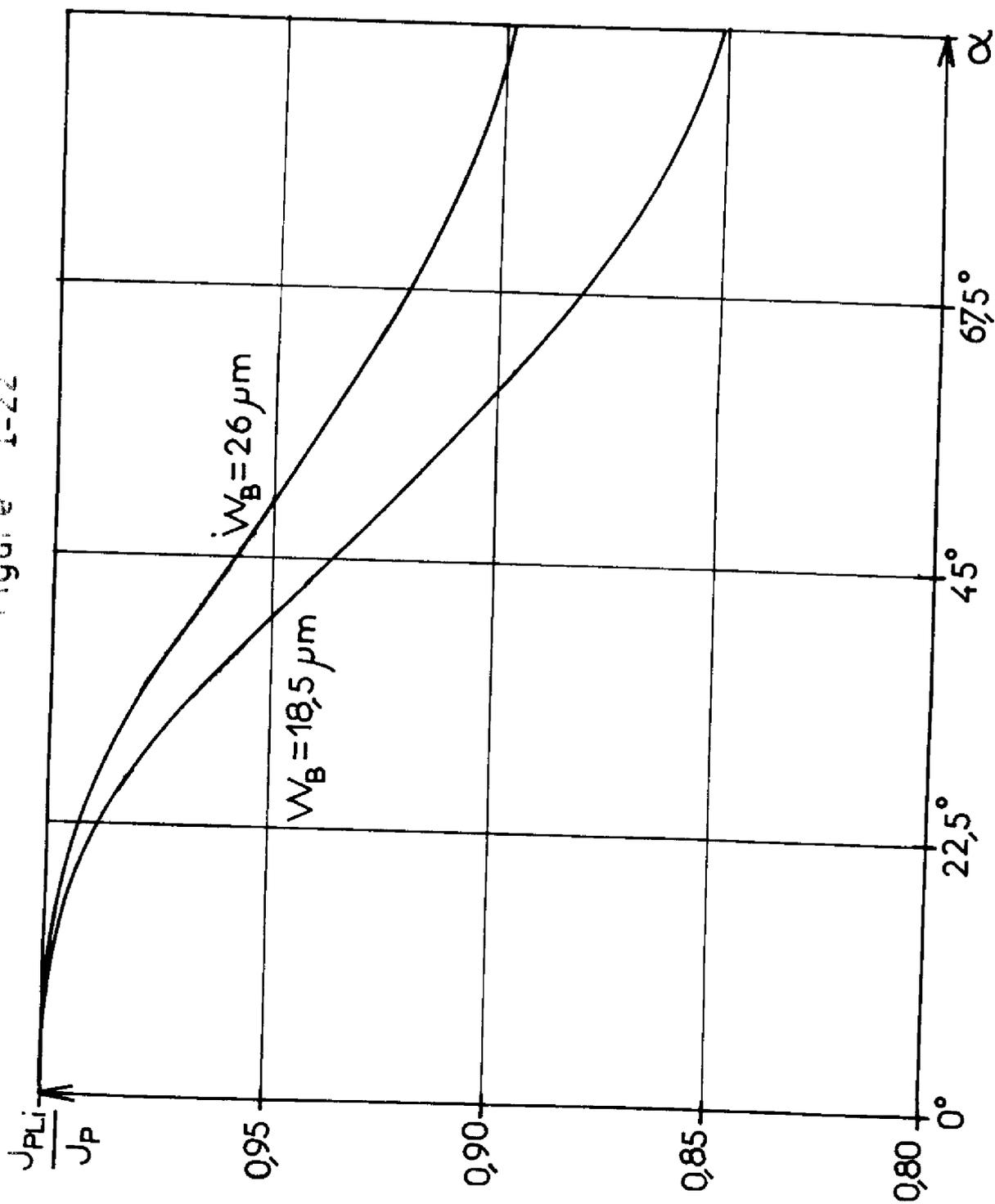


Figure I-23

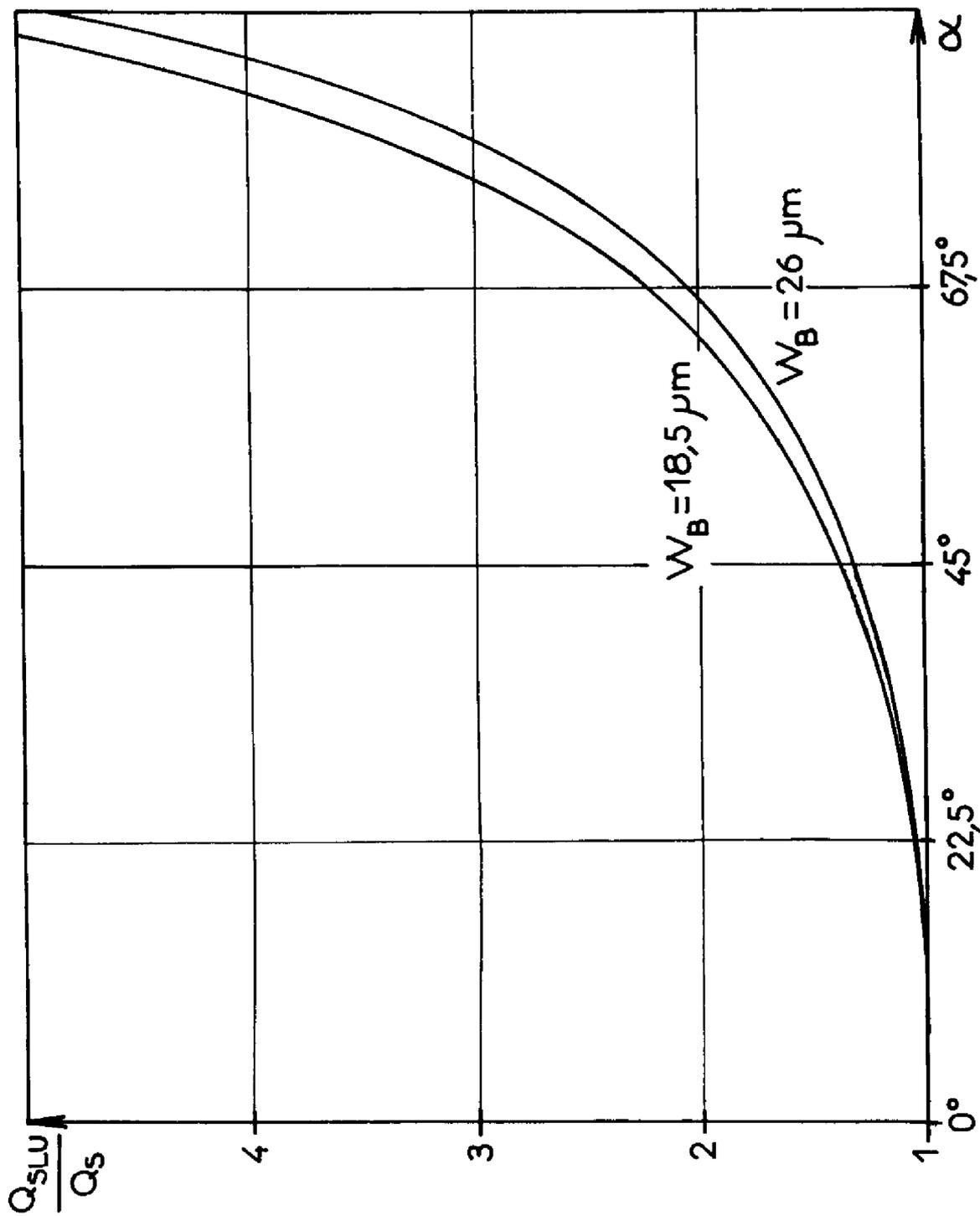
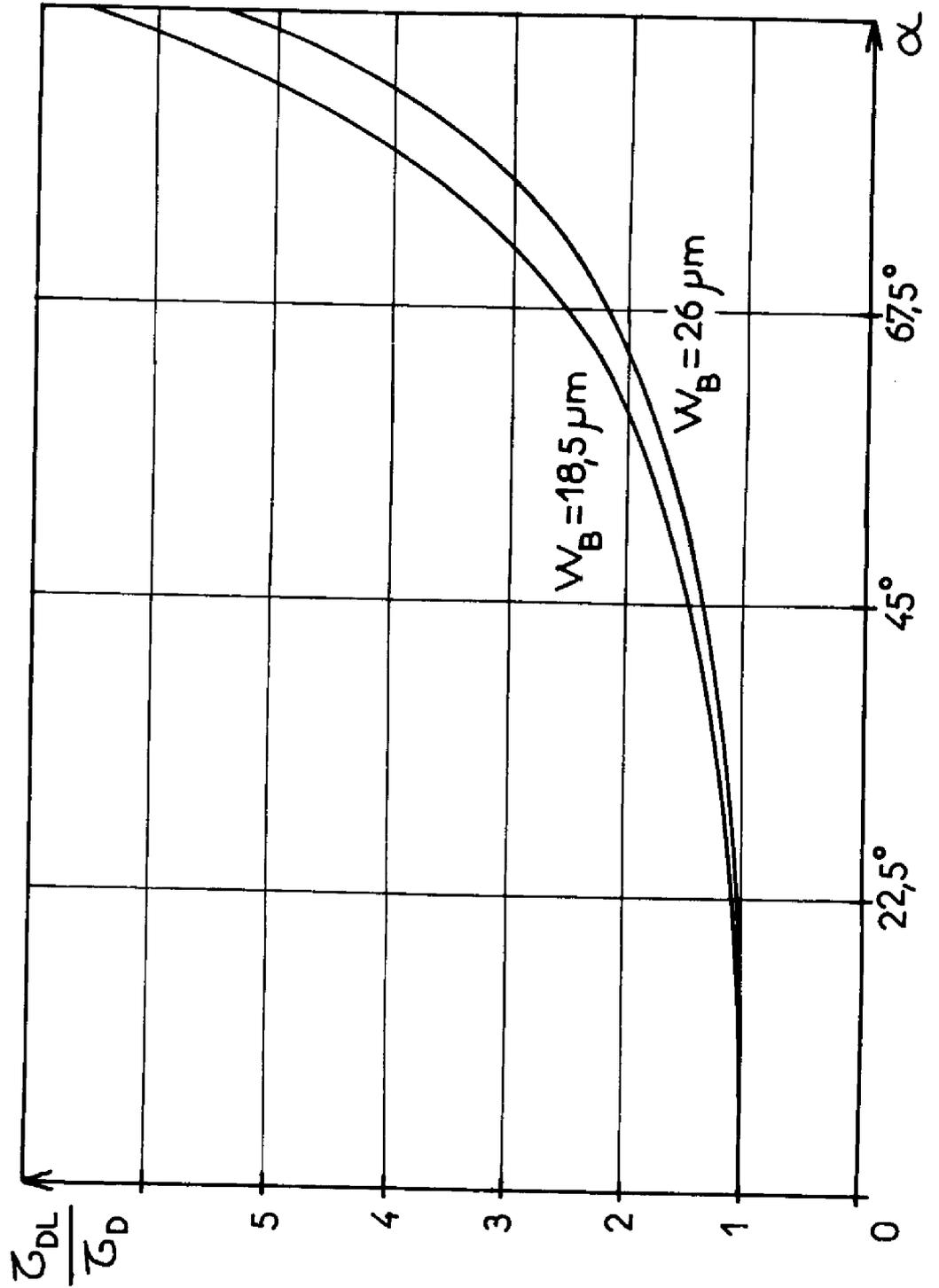


Figure I-24



Nous compléterons la modélisation de chaque cellule en adoptant, pour le calcul des composantes de courant base, émetteur et collecteur, les relations établies aux paragraphes I-2-2 et I-2-3 compte tenu des nouvelles valeurs indiquées ci-dessus pour le courant et la charge stockée associés aux porteurs minoritaires injectés dans la base du "transistor latéral".

L'effet de défocalisation sera traduit, comme dans la zone active, par des résistances élémentaires reliant les bases de deux cellules successives. Pour un calcul d'ordre de grandeur de ces résistances nous utiliserons les relations établies au paragraphe I-3 car les lignes de courant de base sont concentrées dans la région de base voisine de l'émetteur où l'allure des cellules élémentaires dans la zone de base passive diffère peu de celle des cellules dans la zone de base active.

Enfin, il convient de préciser que, pour conserver une représentation réaliste du comportement physique de la zone de base passive, l'angle α doit avoir une valeur limite inférieure à 90° . En effet, au-delà d'une certaine valeur pour cet angle, il est plus probable que les porteurs minoritaires issus de l'émetteur atteindront le contact de base (composante d'injection latérale I_{LE}) plutôt que celui de collecteur. En pratique, on peut choisir une valeur de α telle que la longueur de la ligne équi-courant ($I_{PL} = C^{te}$) n'excède pas sensiblement deux à trois fois la profondeur de base ou bien, qu'elle n'entre pas en contact avec la région de base passive fortement dopée située directement sous le contact de base ; par exemple, dans le cas de la figure I-21 nous pouvons nous restreindre à la valeur de α_{max} indiquée.

Par ailleurs, pour simplifier l'écriture des programmes de calcul numérique dérivés du modèle, nous avons étendu la formulation développée ci-dessus au cas du régime saturé en remarquant que la charge stockée en inverse dans le "transistor latéral" est très petite devant la charge Q_{SLD} associée à la diode latérale collecteur-base.

I-5 UTILISATION ET APPLICATIONS DU MODELE

Dans le modèle dynamique larges signaux que nous venons de décrire, qui a été développé sur les bases d'un modèle pour le régime statique existant déjà et élaboré par notre équipe, nous nous sommes particulièrement attachés à modéliser les phénomènes d'interactions "porteurs-porteurs" dans la région de base, aussi bien au niveau du transistor unidimensionnel que des équations de liaison, et des divers effets dont la zone latérale est le siège (effet transistor, diode latérale collecteur-base principalement).

L'utilisation de ce modèle ne sera possible que lorsque seront déterminés l'ensemble des paramètres fondamentaux qui le caractérisent. Rappelons qu'il s'agit des :

- paramètres géométriques tels que la surface et le périmètre des zones actives et passives, la profondeur des régions d'émetteur, de base passive et active, de collecteur ;
- paramètres caractérisant le profil de dopage en impuretés, essentiellement dans la région de base et dans la région de collecteur ;
- paramètres électriques tels que les densités de courant, ou les courants de saturation (J_{SBE} , J_{SBC} , J_{SBV} , J_{SN^+} , I_{SRE} , I_{SRC}), les "pentes" des caractéristiques $I(V)$ correspondantes (n_v , n_s , n_L), la durée de vie τ_{max} des porteurs minoritaires dans la base pour les hauts niveaux d'injection et enfin, de la constante b .

L'ensemble de ces paramètres peut être fixé arbitrairement dans le cadre de la conception d'un dispositif ou déduit de mesures effectuées sur des composants. Dans ce dernier cas, l'équipe "Structures de Puissance" a mis au point un ensemble de manipulations simples et de programmes de calcul numérique spécialisés qui permettent l'acquisition des paramètres du modèle ; nous rappelons sommairement cette procédure dans l'annexe 1.

Ce modèle, outre l'aide qu'il peut apporter pour la caractérisation d'un composant, permet de simuler le comportement électrique du transistor bipolaire de puissance dans divers modes de fonctionnement. En premier lieu, il s'agit du régime statique qui a déjà été évoqué par ailleurs (3) , (5) , (21) dans des versions simplifiées du modèle. Il permet également d'aborder l'étude du régime dynamique tant en "petits signaux" qu'en "forts signaux", c'est dans ce dernier cas que les transistors bipolaires de puissance trouvent la majeure partie de leurs applications (fonctionnement en commutation).

C'est à ces deux modes de fonctionnement possibles en régime dynamique que nous avons consacré nos travaux de recherche en développant en particulier des programmes de simulation numériques appropriés.

CHAPITRE II

COMPORTEMENT DU TRANSISTOR BIPOLAIRE DE PUISSANCE

EN REGIME DYNAMIQUE PETITS SIGNAUX

De manière générale, les transistors bipolaires de puissance ne sont guère utilisés en régime dynamique petits signaux ; cependant l'étude de ce régime est une étape commode avant d'aborder les aspects transitoires larges signaux. La linéarisation à laquelle conduit, sur les équations de fonctionnement, l'hypothèse des faibles signaux permet en effet de pousser l'analyse et d'approfondir la compréhension des phénomènes sans nécessairement avoir recours à des moyens de simulation très lourds. Par ailleurs, la caractérisation fine d'un dispositif est plus simple à effectuer en régime harmonique, plus précise, et ses résultats sont plus faciles à interpréter.

Dans ce chapitre nous décrirons en premier lieu la méthode que nous avons retenue pour simuler le régime petits signaux, puis nous donnerons des exemples de simulation et confronterons leurs résultats avec les comportements de dispositifs divers.

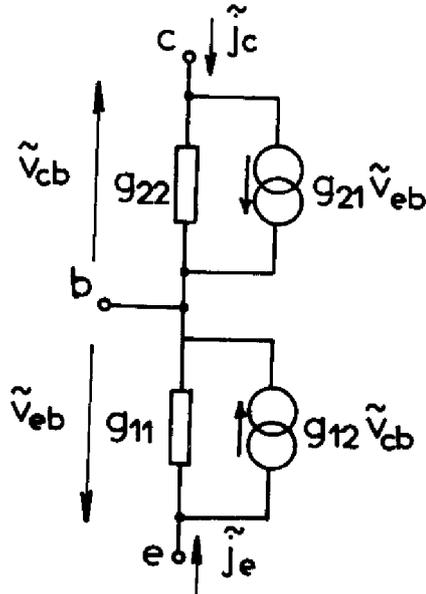
II-1 SIMULATION DU REGIME DYNAMIQUE PETITS SIGNAUX

II-1-1 Modèle dynamique "petits signaux"

On sait que la simple différenciation terme à terme des équations du comportement statique d'un dispositif conduit directement aux équations de son comportement dynamique basse fréquence vis à vis de signaux de faible amplitude. Le schéma équivalent qui traduit ces équations "petits signaux" en termes d'éléments fondamentaux des circuits électriques peut alors être considéré comme le squelette "basse fréquence" d'un modèle dynamique plus complet.

Ainsi, à chaque transistor élémentaire du modèle statique de la figure I-1 correspondra le schéma équivalent basse fréquence de la figure II-1. Celui-ci traduit les équations admittances de l'élément considéré comme un quadripôle, c'est-à-dire les relations entre \tilde{j}_e et \tilde{j}_c des densités de courant émetteur et collecteur et celles, \tilde{v}_{eb} et \tilde{v}_{cb} des tensions de polarisation locales $V_{EB}(X)$ et $V_{CB}(X)$:

Figure II-1



$$(II-1) \quad \begin{cases} \tilde{J}_e = g_{11} \tilde{V}_{eb} + g_{12} \tilde{V}_{cb} \\ \tilde{J}_c = g_{21} \tilde{V}_{eb} + g_{22} \tilde{V}_{cb} \end{cases}$$

où les conductances g_{ij} peuvent être calculées à partir des relations statistiques $J_E(V_{EB}, V_{CB})$ et $J_C(V_{EB}, V_{CB})$ par simple différenciation :

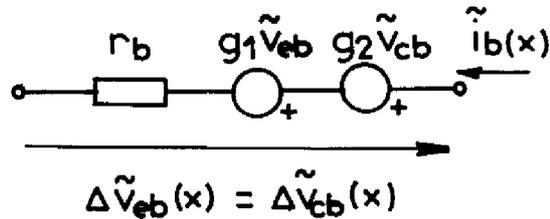
$$(II-2) \quad \begin{cases} g_{11} = \left. \frac{\partial J_E}{\partial V_{EB}} \right|_{V_{EB}(x), V_{CB}(x)} & g_{12} = \left. \frac{\partial J_E}{\partial V_{CB}} \right|_{V_{EB}(x), V_{CB}(x)} \\ g_{21} = \left. \frac{\partial J_C}{\partial V_{EB}} \right|_{V_{EB}(x), V_{CB}(x)} & g_{22} = \left. \frac{\partial J_C}{\partial V_{CB}} \right|_{V_{EB}(x), V_{CB}(x)} \end{cases}$$

De la même manière, à l'élément de résistance portant deux cellules successives et qui répond à l'équation (I-83) :

$$(I-83) \quad \Delta V_{EB}(x) = \Delta V_{CB}(x) = I_B(x) \Delta \Omega(x)$$

correspond, en basse fréquence et pour de petits signaux, le schéma :

Figure II-2



Ce schéma traduit l'équation :

$$(II-3) \quad \Delta \tilde{v}_{eb}(x) = \Delta \tilde{v}_{cb}(x) = r_b \tilde{i}_b + g_1 \tilde{v}_{eb} + g_2 \tilde{v}_{cb}$$

établie à partir de l'équation (I-83) en tenant compte de ce que $\Delta \Omega(x)$, par le jeu de l'effet Early ou celui de la modulation de conductivité de la région de base ou encore celui de la quasi-saturation, est fonction des tensions de polarisation locales $V_{EB}(x)$ et $V_{CB}(x)$. On a naturellement :

$$(II-4) \quad \left\{ \begin{array}{l} r_b = \Delta \Omega(x) \\ g_1 = \left. \frac{\partial \Delta V_{EB}(x)}{\partial V_{EB}(x)} \right|_{I_B(x), V_{CB}(x)} \quad g_2 = \left. \frac{\partial \Delta V_{CB}(x)}{\partial V_{CB}(x)} \right|_{V_{EB}(x), I_B(x)} \end{array} \right.$$

Par ailleurs, dans le cadre des hypothèses simplificatrices, qui a été défini au premier chapitre, les aspects réactifs du comportement des dispositifs bipolaires de puissance sont essentiellement liés aux variations de charges stockées dans la région de base et les zones de transition des jonctions attenantes.

En ce qui concerne les charges stockées dans chacune des zones de transition, celles-ci dépendent, en pratique, uniquement et algébriquement de la tension appliquée à la jonction correspondante. Il est ainsi possible de traduire leurs effets par des capacités C_{TE} et C_{TC} placées en parallèle sur les conductances g_{11} et g_{22} du schéma de la figure II-1, capacités définies, pour l'unité de surface de jonction par :

$$(II-5) \quad C_{TE} = \frac{dQ_{TE}}{dV_{EB}} \quad C_{TC} = \frac{dQ_{TC}}{dV_{CB}}$$

Pour ce qui concerne la région de base, l'approximation du contrôle par les charges permet d'établir une relation simplement algébrique également, entre la charge stockée Q_S et les tensions appliquées aux jonctions V_{EB} et V_{CB} (CF. paragraphe I-2-2). On a vu que Q_S pouvait être considérée comme la somme des charges Q_{SN} et Q_{SI} qui correspondraient aux fonctionnements particuliers $V_{EB}, V_{CB} < 0$ et $V_{CB}, V_{EB} < 0$ respectivement (régime normal et régime inverse). En admettant, comme cela a été suggéré au paragraphe I-2-2 (CF. équations I-36 et I-37) que soient réparties entre l'émetteur et le collecteur, proportionnellement à Q_{SN} et Q_{SI} , les composantes du courant de porteurs minoritaires associées aux variations de charge stockée dans la zone de base, on est conduit à mettre en place, en parallèle sur les conductances g_{11} et g_{22} , deux nouvelles capacités :

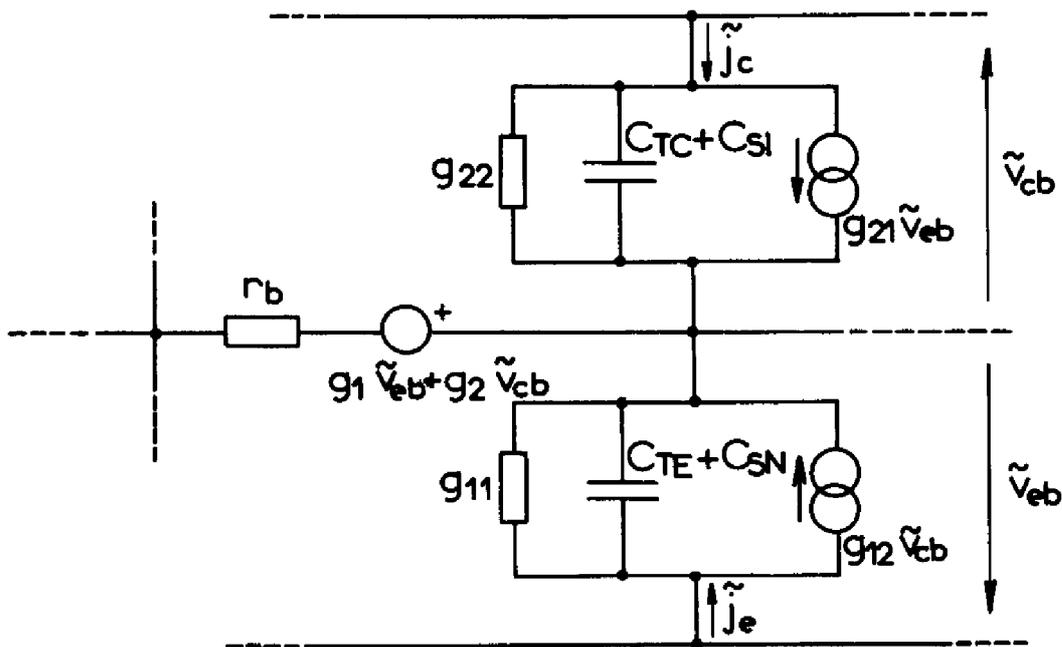
$$(II-6) \quad C_{SN} = \left. \frac{\partial Q_{SN}}{\partial V_{EB}} \right|_{V_{CB}} \quad C_{SI} = \left. \frac{\partial Q_{SI}}{\partial V_{CB}} \right|_{V_{EB}}$$

Cette manière de procéder appelle deux remarques. On ne fait pas ici la distinction habituelle entre capacité de stockage et capacité de diffusion ; en ce qui concerne les caractéristiques fréquentielles du

dispositif dans le montage Emetteur commun auxquelles on s'intéressera essentiellement, l'erreur introduite par la confusion des deux notions est cependant minime. D'autre part, on néglige les effets réactifs liés aux variations $Q_{SN}(V_{CB})$ et $Q_{SI}(V_{EB})$; en d'autres termes ceci veut dire qu'on ignore, par exemple, tout effet capacitif lié à l'effet Early.

Ces diverses considérations permettent de représenter le comportement dynamique petits signaux de chaque cellule du modèle de la figure I-1 par le schéma équivalent de la figure II-3, dessiné ici pour un élément de surface unité :

Figure II-3

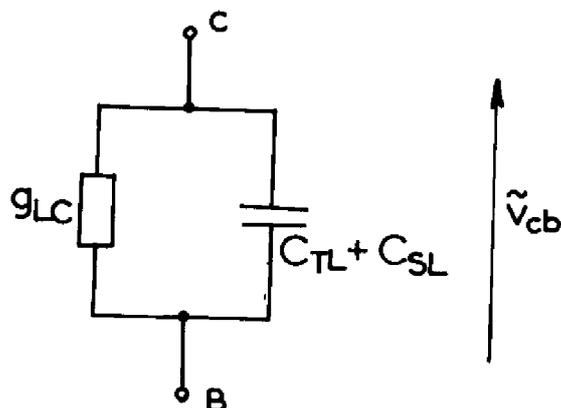


En ce qui concerne la zone latérale, aux pseudo-diodes de surface seront associées de simples conductances, les charges mises en jeu dans les mécanismes de recombinaison superficielles étant extrêmement faibles.

Par contre, la diode latérale collecteur-base sera représentée par le schéma équivalent de la figure II-4 où interviennent les capacités de stockage et de transition. Enfin, les diverses cellules du transistor latéral pourront recevoir un schéma équivalent du même type que celui de la figure II-3.

Les valeurs de tous ces éléments peuvent être obtenues, comme précédemment, par différenciation des équations statiques et des expressions reliant les charges stockées aux tensions de polarisation locales.

Figure II-4



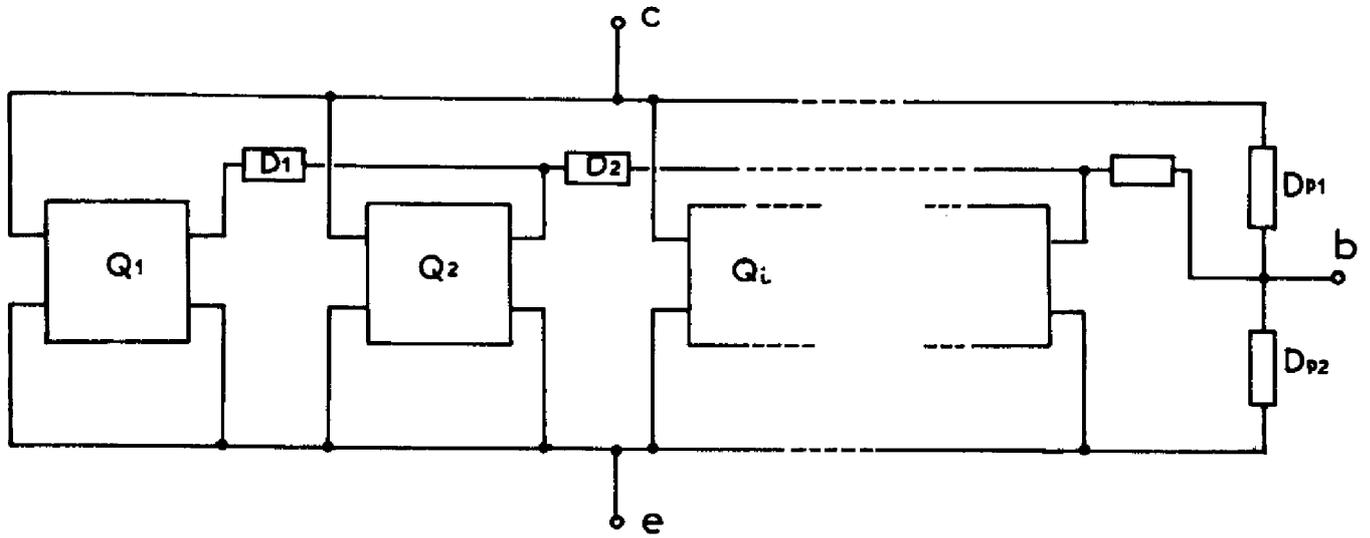
En définitive, le schéma équivalent "petits signaux" correspondant au modèle de la figure I-1 apparaît comme une association de quadripôles et de dipôles comme l'indique la figure II-5.

II-1-2 Calcul du régime dynamique petits signaux

Le calcul des performances fréquentielles du transistor en régime petits signaux nécessite trois étapes successives comme nous l'indiquons sur la figure II-6 :

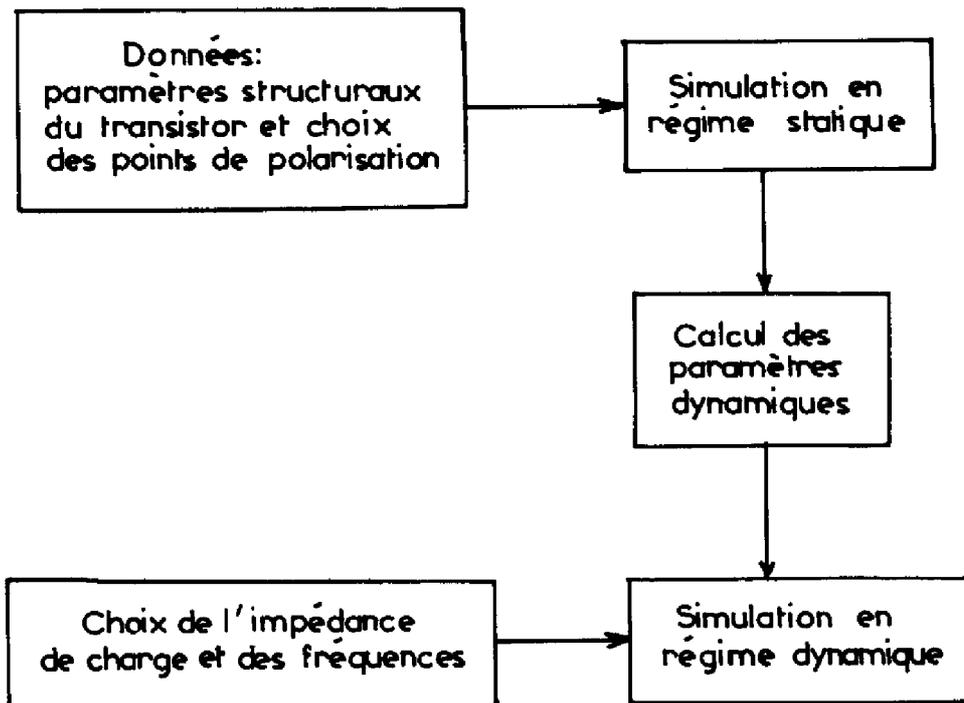
- le calcul des grandeurs statiques internes et externes pour le point de polarisation choisi ;

Figure II-5



D_{p1}, D_{p2} : dipôles associés aux diodes latérales

Figure II.6



- le calcul de chacun des éléments du schéma équivalent réparti du composant pour le régime dynamique petits signaux ;

- la simulation proprement dite du comportement fréquentiel du dispositif, compte tenu du circuit de charge, sur la base de la théorie classique des quadripôles.

En ce qui concerne la première étape, nous avons directement utilisé les programmes de simulation en régime statique déjà mis au point par notre équipe (4) en les complétant par la prise en compte des effets liés aux interactions porteurs-porteurs et au "transistor latéral". Nous donnerons ici quelques indications sur les deux étapes suivantes.

Rappelons que les valeurs des éléments du schéma équivalent petits signaux peuvent être obtenues par différenciation des équations du fonctionnement statique pour un point de polarisation donné. Cette opération, dans le cas général, doit s'effectuer numériquement. Pour cela, on calcule par simulation en régime statique les valeurs des grandeurs locales (courants, tensions, charges) à l'intérieur de la structure pour le point de fonctionnement choisi et pour deux points de polarisation voisins qui en diffèrent par de petites variations des tensions appliquées émetteur base et collecteur base. Les variations des densités de courant et de charges stockées en tout point, comparées aux variations des tensions locales émetteur base et collecteur base, conduisent par des calculs dès lors élémentaires aux valeurs des conductances et capacitifs du schéma, en accord avec les équations de définition (II-2) à (II-6).

Les paramètres de chacun des dipôles et quadripôles du schéma de la figure II-5 étant connus, le calcul des performances fréquentielles du dispositif simulé, pour le point de polarisation choisi, s'effectue simplement à l'aide de la théorie classique des quadripôles, et plus particulièrement des lois d'association. On calcule d'abord les paramètres du quadripôle Q1 - dipôle D1, puis le quadripôle équivalent à ce dernier pla-

cé en parallèle avec le quadripôle Q_2 ; ce processus est poursuivi jusqu'à la dernière cellule attenante au contact de base.

Remarquons que cette procédure ne peut être appliquée analytiquement que dans le cas des faibles niveaux d'injection et lorsque le "transistor latéral" est ignoré, c'est le cas du modèle BIRD (22) (23). Pour le cas général, on doit avoir recours au calcul numérique. Nous avons mis au point pour cela un programme spécialisé, organisé autour du programme de simulation en régime statique évoqué plus haut. Ce programme, pour un transistor donné, permet de simuler, pour chaque point de polarisation choisi, la réponse harmonique du dispositif à partir de la seule connaissance des paramètres structuraux : dopage des différentes régions, dimensions géométriques...

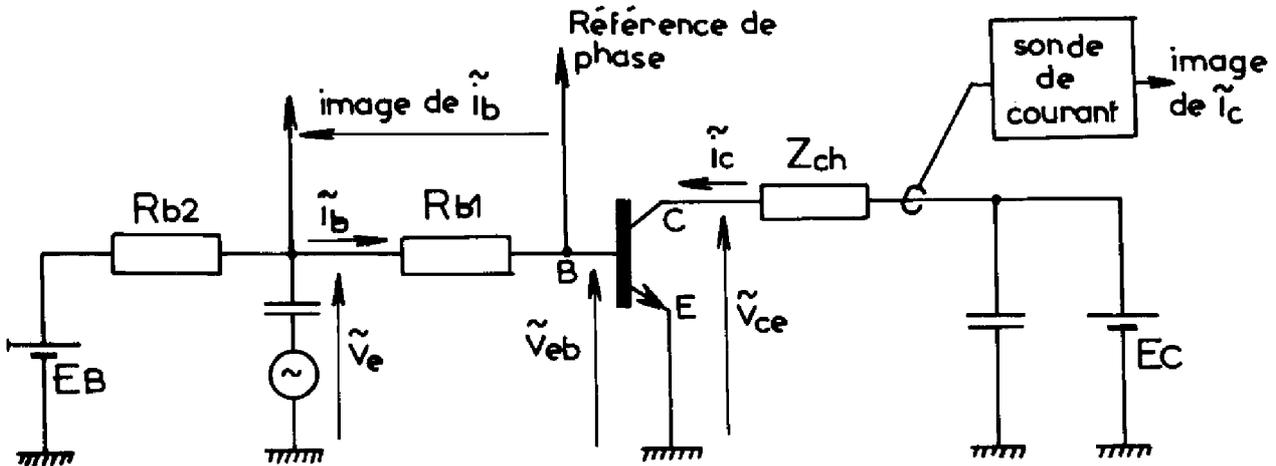
Dans ce qui suit, nous nous sommes particulièrement attachés à l'étude, pour une impédance de charge Z_{ch} donnée, de l'impédance d'entrée z_i ; et du gain dynamique en courant β dans la configuration émetteur commun.

II-2 SIMULATIONS ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

L'objet de ce paragraphe est d'assurer la validité du modèle et des développements qui précèdent par une comparaison fouillée des comportements expérimentaux et simulés pour des transistors de géométries et de technologies différentes.

Nous nous sommes intéressés essentiellement aux cas de transistors à base homogène ou diffusée, de structure circulaire ou interdigitée.

Figure II.7



Nous avons relevé les courbes donnant les variations fréquentielles du module et de la phase de l'impédance d'entrée et du gain en courant pour diverses conditions de polarisation et de charge dans un montage expérimental dont le schéma de principe est donné sur la figure II-7. Notons qu'en dépit de son apparente simplicité, nous avons dû apporter à la réalisation de ce montage un soin tout particulier (minimisation des capacités et des selfs-inductances parasites) pour permettre des mesures précises dans la gamme des fréquences de 1 MHz à 10 MHz. Signalons par ailleurs que les transistors étudiés ont été placés dans un radiateur à circulation d'eau (radiateur infini) pour permettre, dans des conditions de température de jonction sensiblement identiques, le relevé des caractéristiques pour des points de polarisation différents.

A partir de notre modèle, pour les mêmes conditions de polarisation et de température, nous avons enfin simulé le comportement dynamique petits signaux de ces transistors après en avoir déterminé leurs paramètres structuraux à l'aide de procédures et de programmes d'analyse existants ou aménagés par nos soins (3), (4). Les résultats des simulations et des mesures sont reportés sur les mêmes graphiques.

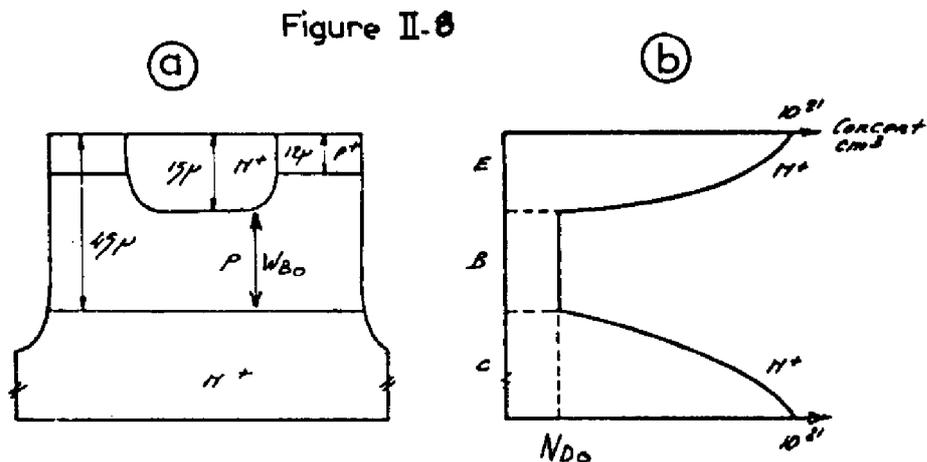
II-2-1 Cas des transistors à base homogène

Pour ce type de transistors la base est, de manière générale, faiblement dopée vis à vis des régions d'émetteur et de collecteur, ce qui privilégie les phénomènes de haute injection dans la région de base. D'autre part, la zone de transition de la jonction collecteur-base s'étendant essentiellement dans la région de base, l'effet Early aura un poids non négligeable dans les caractéristiques dynamiques des dispositifs.

La structure type de ces transistors est représentée sur la figure II-8 (a), la figure II-8 (b) donnant l'allure du profil d'impuretés dans la zone active du composant. Au voisinage de la jonction collecteur-base, on a admis que ce profil pouvait être approché par une loi du type :

$$(II-7) \quad N_D(w) = N_{D0} (1 - e^{-w/L}) \quad (\text{Transistor NPN})$$

où N_{D0} représente le dopage du substrat et L un décrement logarithmique de la répartition en impuretés au voisinage de la jonction collecteur-base.



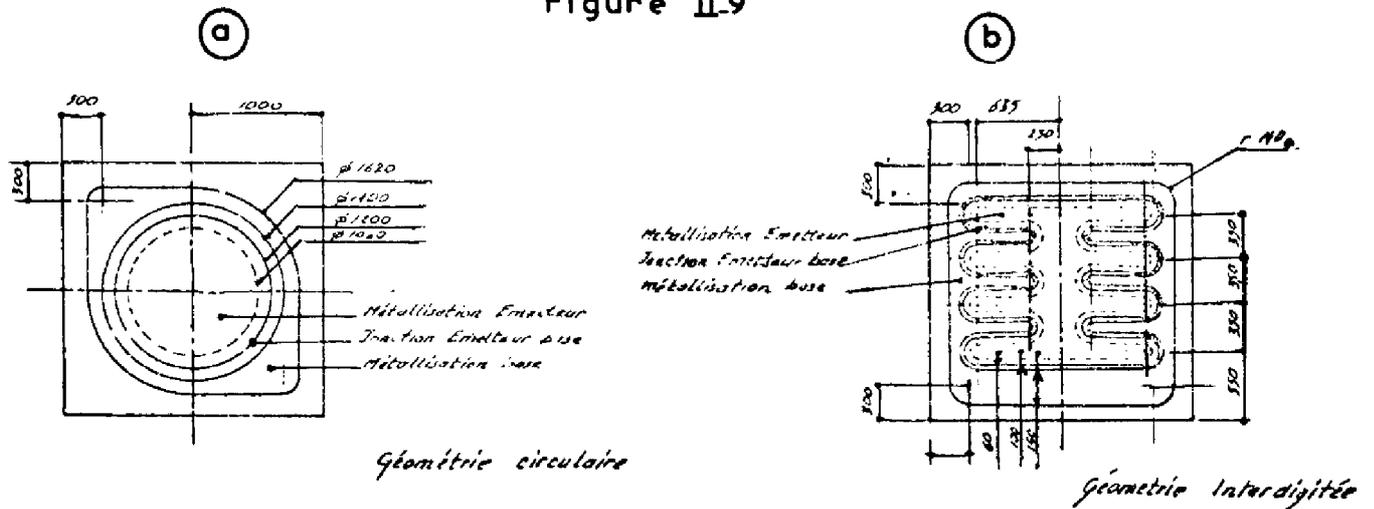
Les caractéristiques physiques et géométriques de deux transistors NPN ayant servi de support à notre étude sont rassemblées sur le tableau (II-1).

TABLEAU II-1

PARAMETRES STRUCTURAUX
DES TRANSISTORS A BASE HOMOGENE ETUDIES

PARAMETRES (T = 21°C)		TRANSISTOR HO1	TRANSISTOR HO2
<u>GEOMETRIE</u>	Type	Circulaire (CF. fig. II-9-a)	Interdigité (CF. fig. II-9-b)
	Surface (cm ²)	1,13.10 ⁻²	1,29.10 ⁻²
	Périmètre (cm)	0,377	1,13
<u>REGION DE BASE</u>	w _{BO} (µm)	31	30
	N _{DO} (cm ⁻³)	5,3.10 ¹⁴	6,4.10 ¹⁴
	L (µm)	5,4	6,7
<u>PARAMETRES DE RECOMBINAISON EN VOLUME</u>	J _{SBV} (A/cm ²)	0,54.10 ⁻¹⁰	0,86.10 ⁻¹⁰
	n _v	1,154	1,175
	τ _{max} (µs)	26	18
<u>DENSITE DE COURANT DE SATURATION EMETTEUR J_{SBE} (A/cm²)</u>		0,16.10 ⁻¹²	0,28.10 ⁻¹²
<u>PARAMETRES RELATIFS A LA CAPACITE DE TRANSITION EMETTEUR-BASE</u>	CTE _O (pF)	280	300
	φ _{BE} (V)	0,62	0,71
	φ ₁ (V)	0,37	0,27
	α	0,42	0,44
<u>DENSITE DE COURANT DE SATURATION DE COLLECTEUR J_{SBC} (A/cm²)</u>		0,16.10 ⁻¹²	0,28.10 ⁻¹²
<u>DIODE LATERALE COLLECTEUR- BASE</u>	I _{SRC} (A)	1,50.10 ⁻⁸	7,5.10 ⁻⁹
	n _L	2	1,90
	J _{SN} ⁺ (A/cm ²)	0,16.10 ⁻¹²	0,28.10 ⁻¹²

Figure II-9

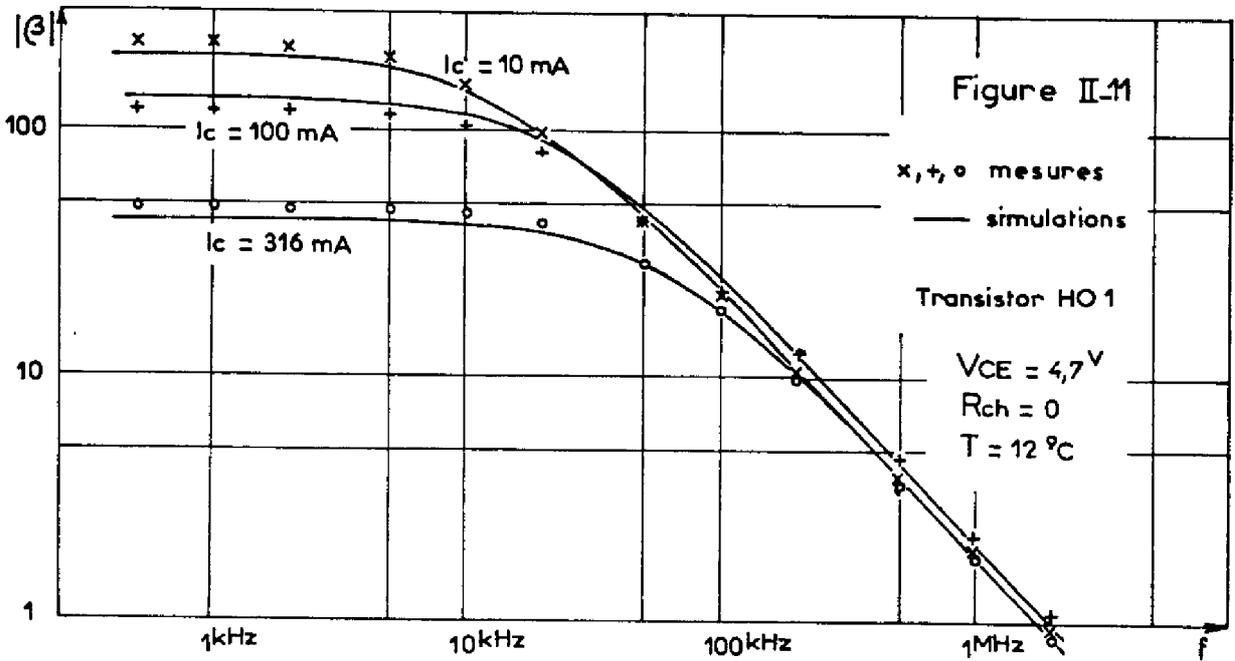
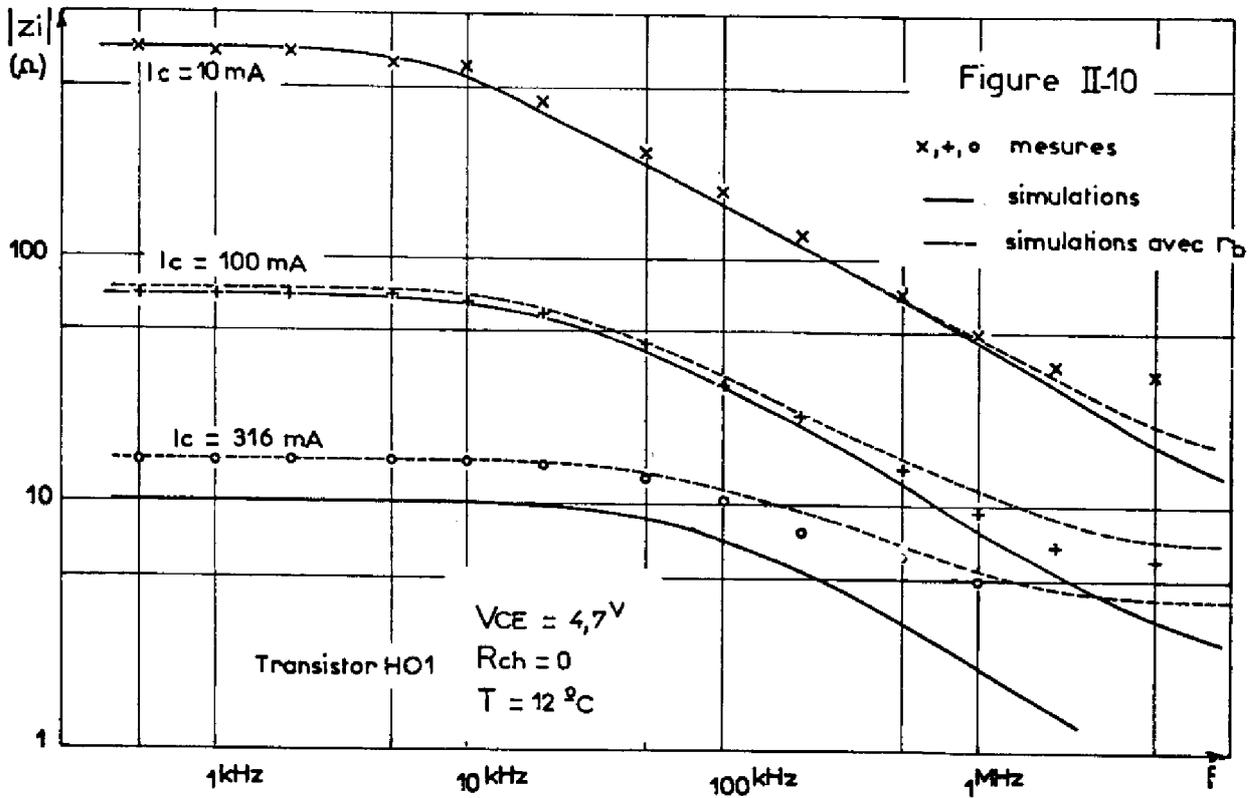


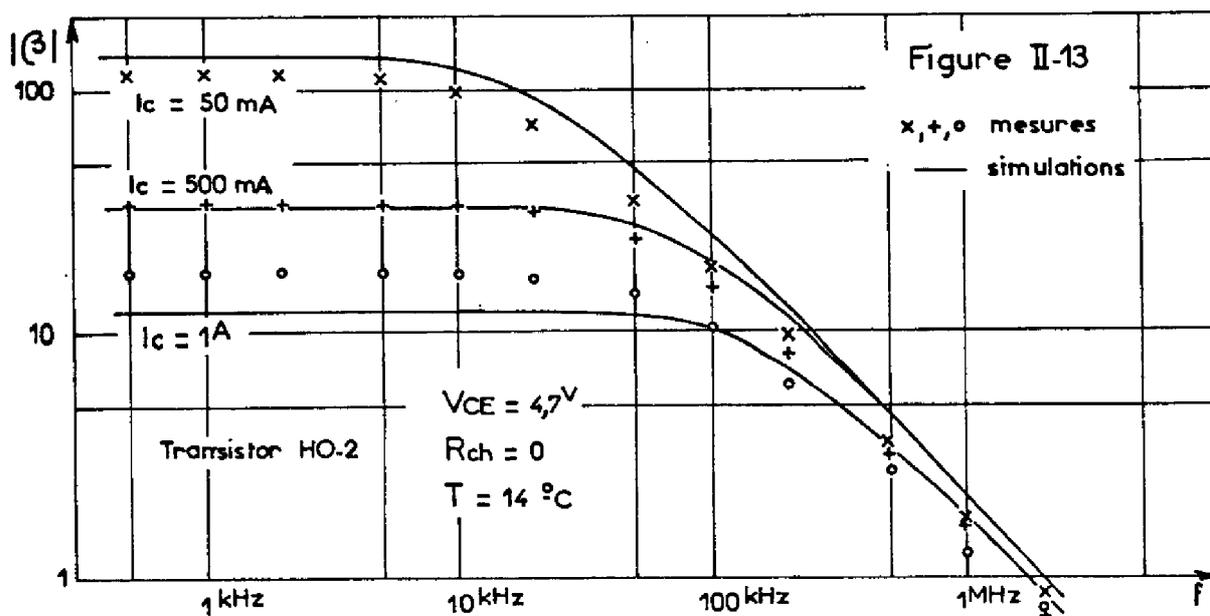
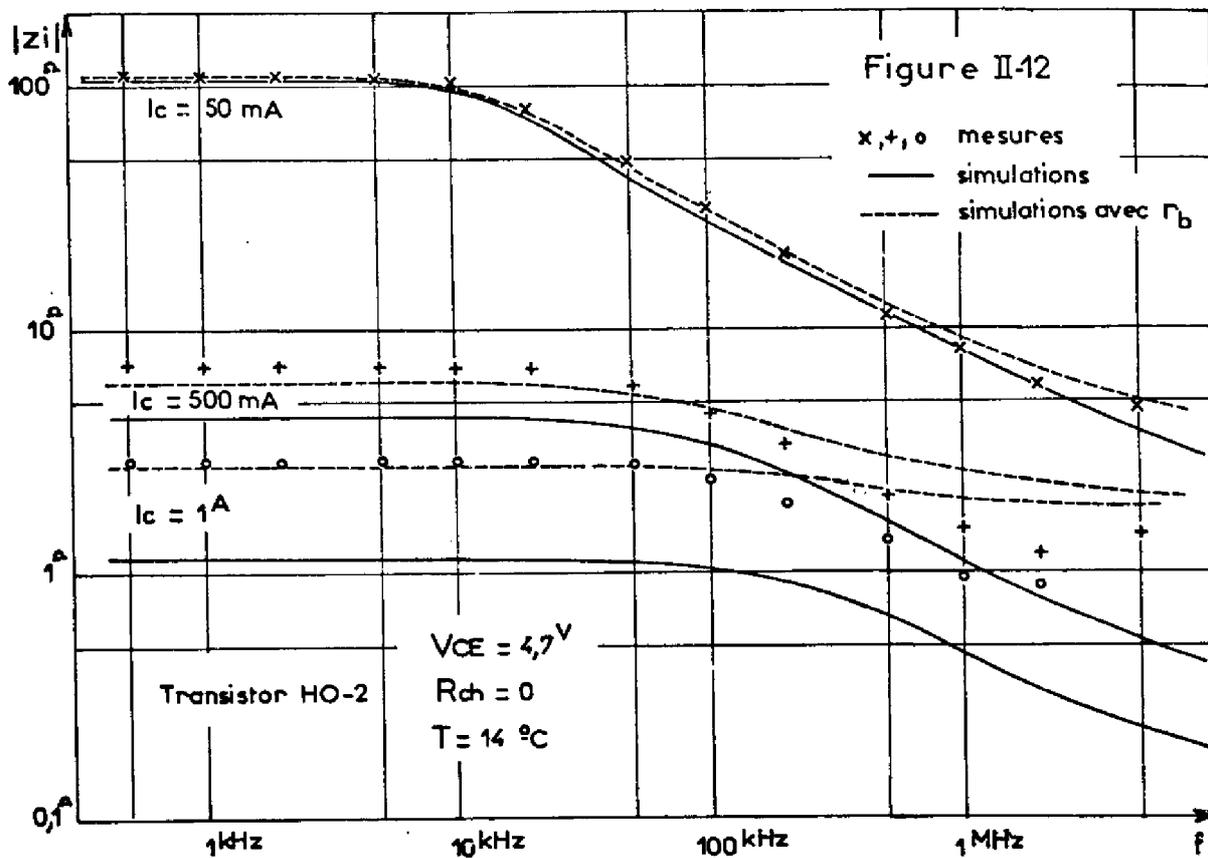
Nous avons étudié les variations fréquentielles de leur impédance d'entrée et de leur gain pour une impédance de charge nulle, puis résistive, pour différents courants collecteur et tensions collecteur-émetteur de repos. Les résultats sont présentés sur les figures II-10 à II-16 que nous allons maintenant commenter.

Pour une impédance de charge nulle tout d'abord, nous avons reporté sur les figures II-10 à II-13 pour une tension collecteur-émetteur de 4,7 volts, les variations théoriques et expérimentales, en fonction de la fréquence, des modules de l'impédance d'entrée et du gain en courant des transistors HO1 et HO2 pour des courants collecteur croissants.

On remarque que les modules décroissent aux hautes fréquences de 20 décibels par décade environ pour le gain en courant et de 10 décibels par décade pour l'impédance d'entrée. Ce sont là des caractéristiques classiques dont le modèle BIRD avait déjà permis de rendre compte pour le cas de transistors plans aux faibles niveaux de polarisation (23) (pages 179 à 196).

L'accord entre les valeurs mesurées et simulées est satisfaisant pour le gain en courant β ; par contre, pour l'impédance d'entrée, si cet accord est très bon, en valeur relative, pour les faibles niveaux de polarisation, une erreur absolue se manifeste d'autant plus qu'aux forts niveaux



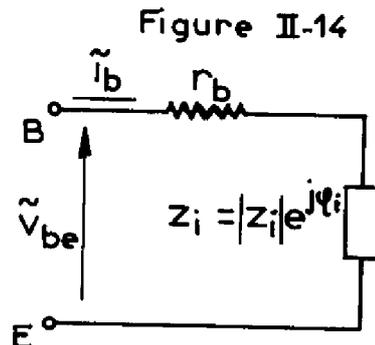


de polarisation ou aux hautes fréquences, le module de cette impédance d'entrée est plus faible. On peut interpréter cet écart par l'existence d'une résistance parasite r_b dont l'origine peut très probablement être trouvée dans la zone passive de base et qui se place naturellement en série avec le contact de base (figure II-14). Dans ces conditions, le module et la phase de l'impédance d'entrée corrigée z_{ic} auront respectivement pour expression :

$$(II-8) \quad z_{ic} = \sqrt{r_b^2 + |z_i|^2 + 2 r_b |z_i| \cos \varphi_i}$$

$$(II-9) \quad \varphi_{ic} = \arctg \frac{\sin \varphi_i}{\cos \varphi_i + \frac{|z_i|}{r_b}}$$

où $|z_i|$ et φ_i désignent respectivement le module et la phase de l'impédance d'entrée simulée en considérant le transistor exempt de résistance parasite de base.



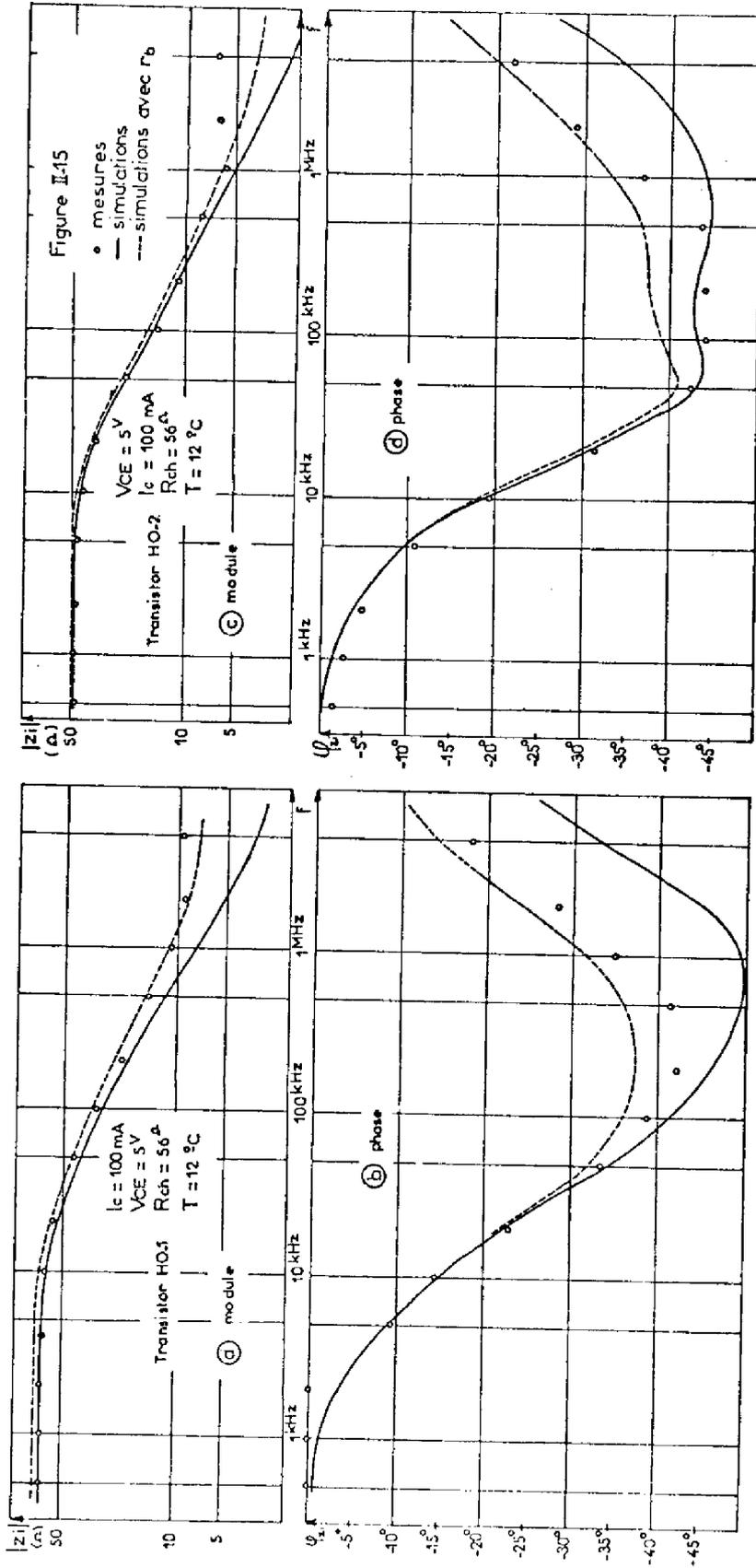
Une bonne approximation de la valeur de r_b peut être faite aux basses fréquences à partir de l'écart entre les modules de z_i mesuré et simulé. Avec $r_b = 4,5$ ohms pour le transistor HO1, les variations du module de l'impédance d'entrée corrigée de l'effet de la résistance série, reportés sur la figure II-10 sont cette fois en bon accord avec l'expérience. Dans le cas du transistor HO2, pour $r_b = 1,5$ ohm, nous obtenons également une amélioration de l'accord théorie expérience (figure II-12), moins nette que dans le cas précédent ; il convient cependant de remarquer que les niveaux de courant sont ici beaucoup plus élevés.

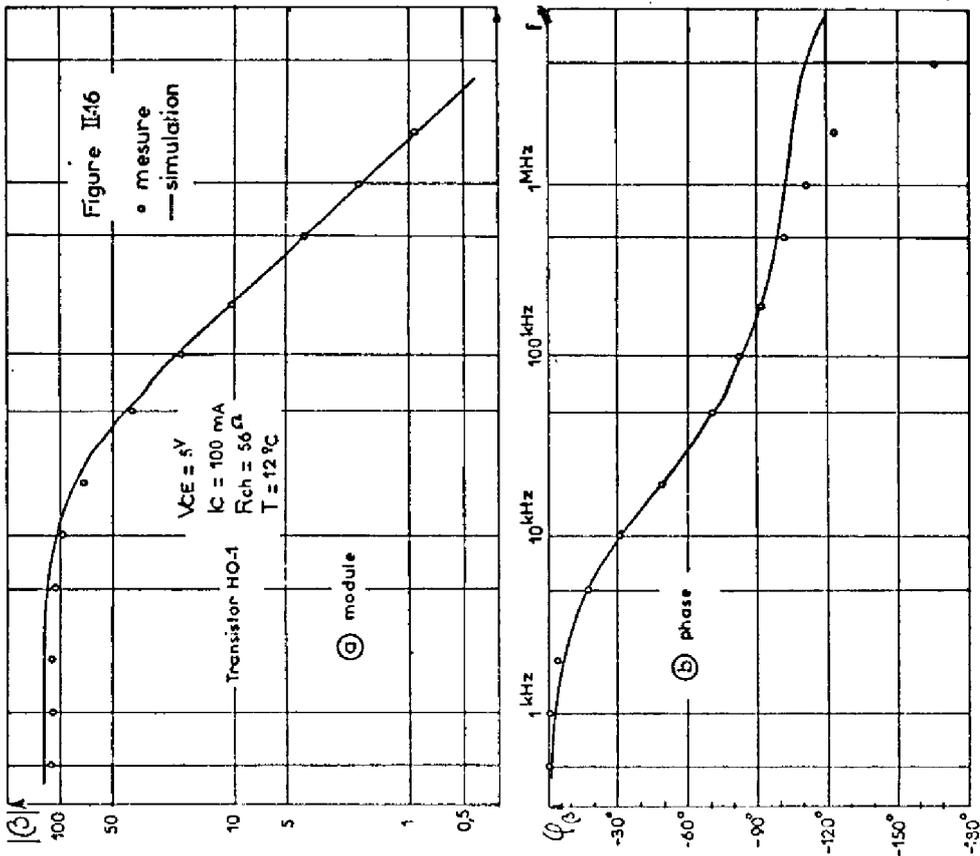
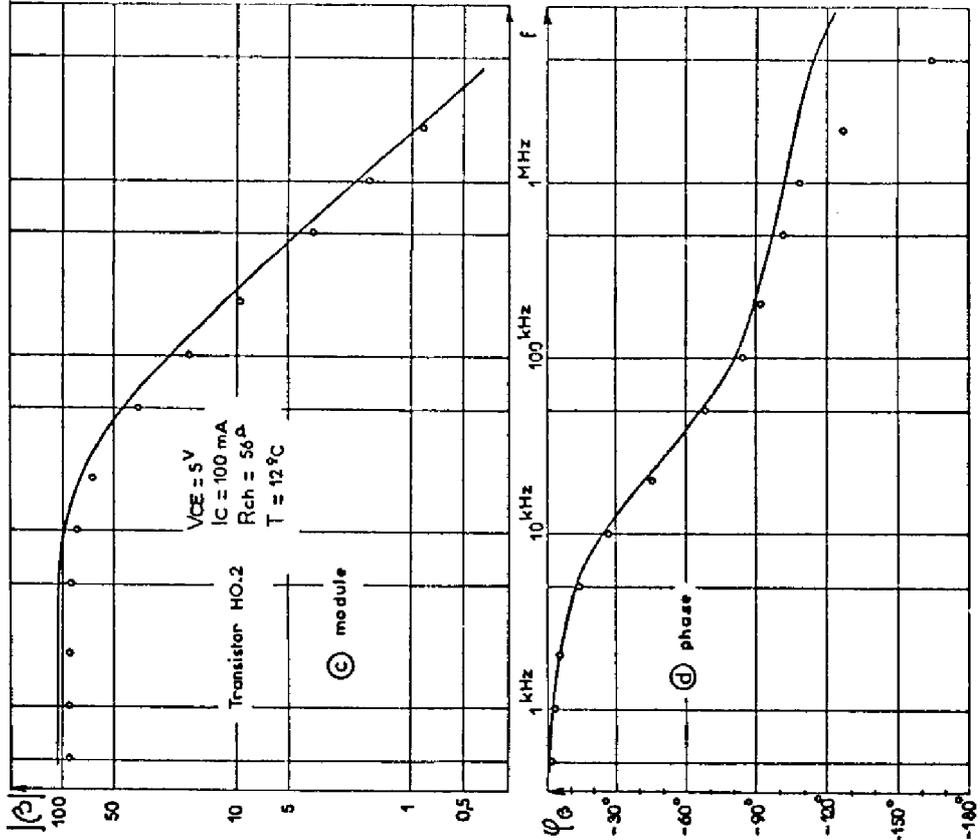
En ce qui concerne le gain en courant, sur lequel l'existence de la résistance parasite r_b n'a bien sûr aucune influence, on peut observer sur les courbes de gain que le modèle traduit la détérioration des performances fréquentielles des dispositifs étudiés aux hauts niveaux de polarisation, ce qui ne serait pas le cas si nous n'avions pas pris en compte le rôle de la zone latérale et celui des interactions porteurs-porteurs dans la région de base. En effet, pour un transistor à base homogène, en négligeant ces rôles, la fréquence de transition augmenterait lorsque le niveau de courant collecteur croît, en raison du double jeu d'une réduction du temps de transit dans la région de base (2) (pages 59 à 65) et d'une diminution du poids des effets capacitifs de transition (23) (page 196).

En réalité, lorsqu'on élève le niveau de polarisation, une part croissante du courant collecteur passe par la zone latérale du transistor où le temps de transit des porteurs est plus élevé par suite de l'allongement des lignes de courant (CF. figure I-24). Par ailleurs, les interactions porteurs-porteurs entraînent une diminution de la mobilité des porteurs minoritaires qui accentue à son tour la réduction du temps de transit global.

Pour illustrer ces faits, nous avons comparé sur le tableau II-2 les valeurs relevées expérimentalement pour la fréquence de transition et, d'une part les valeurs simulées à l'aide de notre modèle, d'autre part les valeurs issues d'un calcul particulier où ne seraient pas pris en compte les rôles de la zone latérale et des interactions porteurs-porteurs.

Les figures (II-15-a) à (II-16-d) précisent dans des conditions de charge plus usuelles que précédemment, les comportements expérimentaux et simulés des mêmes transistors HO1 et HO2. Pour une charge de 56 ohms, une tension collecteur-émetteur de 5 V et un courant collecteur de 100 mA, nous avons tracé les variations de l'impédance d'entrée (figures II-15-a-b pour le transistor HO1, figures II-15-c-d pour le transistor HO2) et du gain (figures II-16-a-b pour le transistor HO1, figures II-16-c-d pour le transistor HO2) en module et en phase. Les valeurs mesurées sont figurées par des points et les comportements simulés sont traduits par des tracés continus





ou interrompus suivant qu'on ignore ou non la présence de la résistance parasite r_b mise en évidence précédemment.

I_C (mA)	fT mesuré (MHz)	fT simulé (MHz)	
		Tous effets pris en compte	Zone latérale et interactions porteur-porteur ignorés
3,16	1,85	1,55	2,1
10	2	1,75	2,5
31,6	2,10	1,90	2,85
100	2,07	1,91	3,10
316	1,70	1,73	3,11

TABLEAU II-2

Transistor HO1

$V_{CE} = 4,7 \text{ V}$

$R_{ch} = 0$

$T = 14^\circ\text{C}$

Ces résultats font apparaître, en ce qui concerne la phase un bon accord théorie-expérience aussi convenable que celui qui avait déjà été constaté pour les modules.

Pour l'impédance d'entrée, cet accord devient tout à fait satisfaisant lorsqu'on tient compte de l'effet parasite de la résistance r_b dont la présence effective se trouve ainsi confirmée.

Pour la phase du gain en courant, l'accord théorie-expérience excellent aux fréquences basses et moyennes se détériore aux hautes fréquences où se manifeste un écart $\Delta\varphi$ croissant. Celui-ci est approximativement proportionnel à la fréquence comme le montrent les valeurs du rapport $\Delta\varphi/\omega$ portées dans le tableau II-3.

f (MHz)		0,5	1	2	5
$\frac{\Delta\varphi}{\omega}$ (ns)	HO1	17	22,5	21	31
	HO2	28	19,5	28	28

TABLEAU II-3

Cet écart de phase est très probablement une conséquence directe de l'approximation du contrôle de charge qui ignore tout effet de retard pur dans le transit des porteurs à travers la région de base. Dans le cadre de théories analytiques du transistor bipolaire, divers auteurs ont en effet montré (23) , (24) que la prise en compte de cet effet de retard pur conduisait à exprimer approximativement le gain sous la forme :

$$(II-10) \quad \beta = \frac{\beta_0 e^{-j\Delta\varphi}}{1 + j\left(\beta_0 \frac{\omega}{\omega_T}\right)}$$

avec, pour un transistor à base homogène, $\Delta\varphi = 0,2 \frac{\omega}{\omega_T}$ ce qui correspond à un retard de $0,2/\omega_T$ soit 17 ns environ pour l'un ou l'autre de nos échantillons. Ce retard est effectivement de l'ordre de grandeur de celui qui permettrait de rendre compte de l'erreur observée (17 à 31 nanosecondes).

Les réseaux de courbes des figures II-17 et II-18 montrent enfin l'influence, pour l'échantillon HO1, de la tension collecteur-base de repos. La charge est ici nulle et on s'est limité au cas des basses fréquences. Ces réseaux montrent que l'impact sur les performances des transistors de la profondeur électrique de base en régime normal de fonctionnement (Effet Early) et de l'entrée en saturation sont correctement traduits par le modèle, tant en ce qui concerne le gain (β_0) que l'impédance d'entrée (z_0).

II-2-2 Cas des transistors à base diffusée

Dans les transistors de puissance à base diffusée la région de base est usuellement assez dopée et de faible épaisseur. La recherche d'une tenue en tension élevée impose alors la présence d'une zone de collecteur faiblement dopée en impuretés, situation favorable à l'apparition des phénomènes d'élargissement de base (quasi-saturation).

La structure de ces transistors est représentée sur la figure II-19-a, la figure II-19-b précisant l'allure du profil de dopage dans la zone active du dispositif.

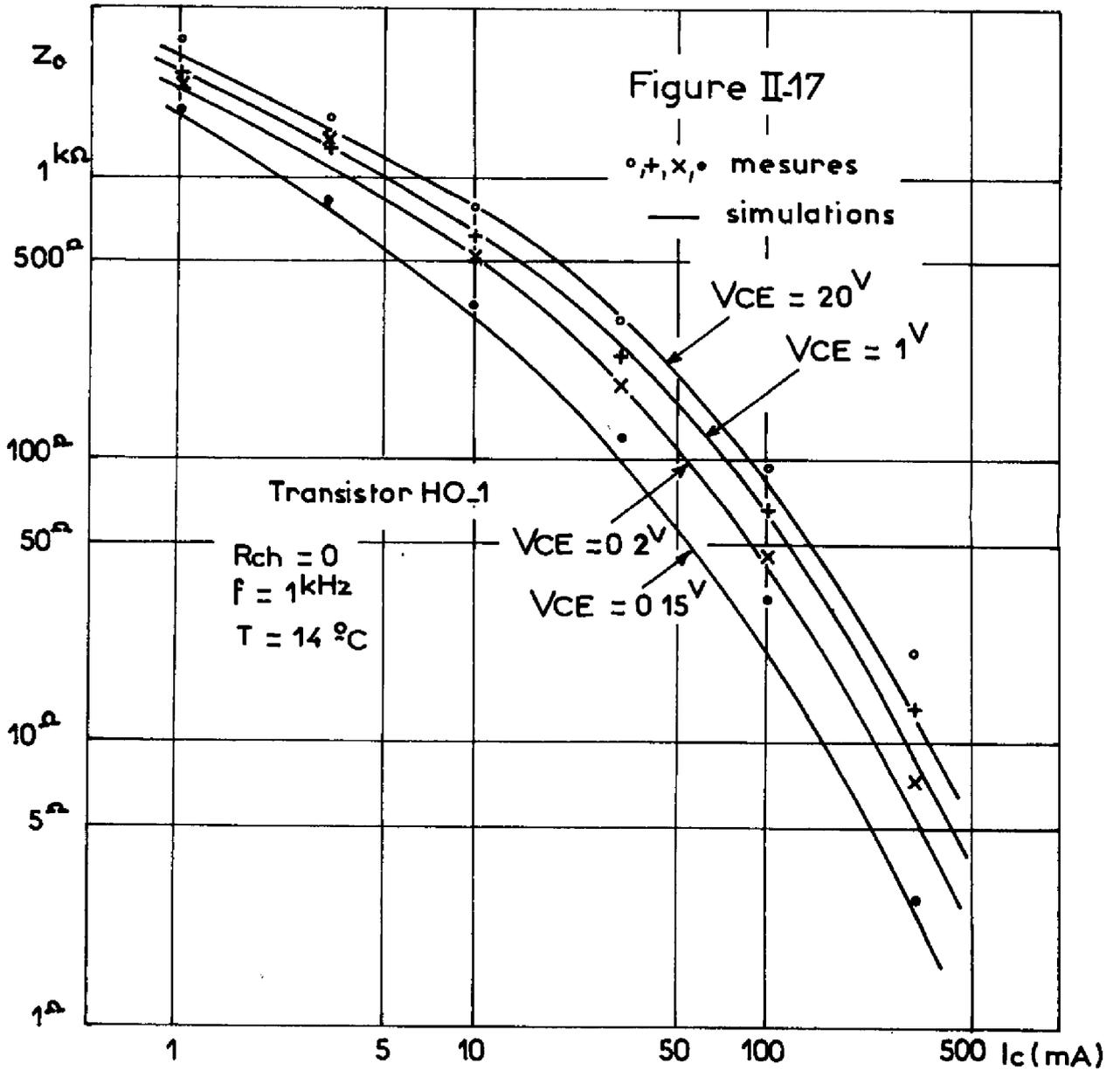
Le profil d'impuretés peut être défini, dans les régions de base et de collecteur, par l'équation suivante :

$$(II-11) \quad N(w) = N_s \exp \left\{ - \left(\frac{w}{L} - \sqrt{\text{Log} \frac{N_s}{N_c}} \right)^2 \right\} - N_c$$

(Transistor NPN)

où N_s est la concentration d'impuretés en surface, N_c le dopage du substrat et L le décrément logarithmique des impuretés dans la base (figure II-20).

Les caractéristiques physiques et géométriques d'un des deux échantillons NPN ayant servi de support à l'étude sont rassemblés sur le tableau II-4.



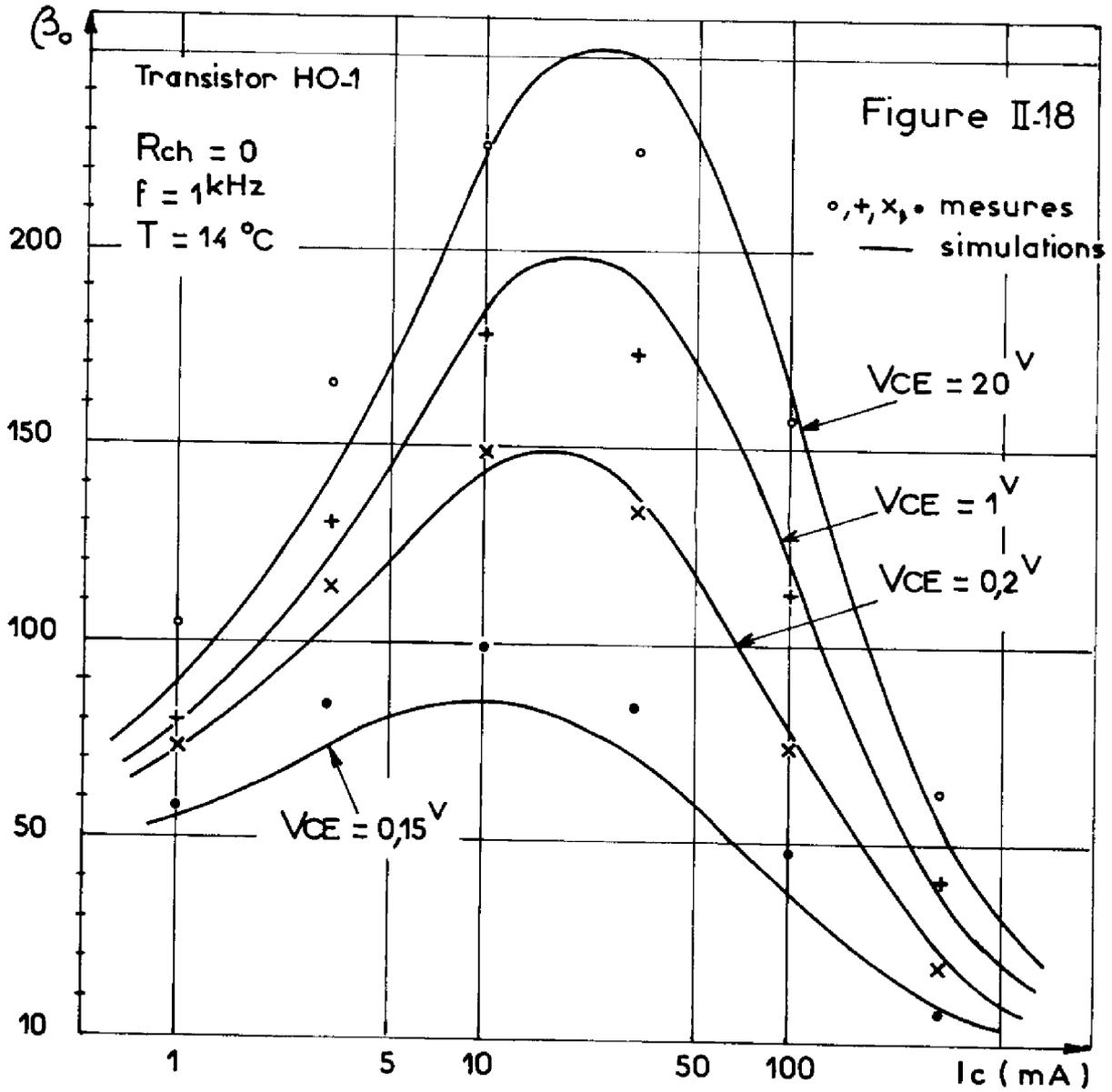


Figure II-19

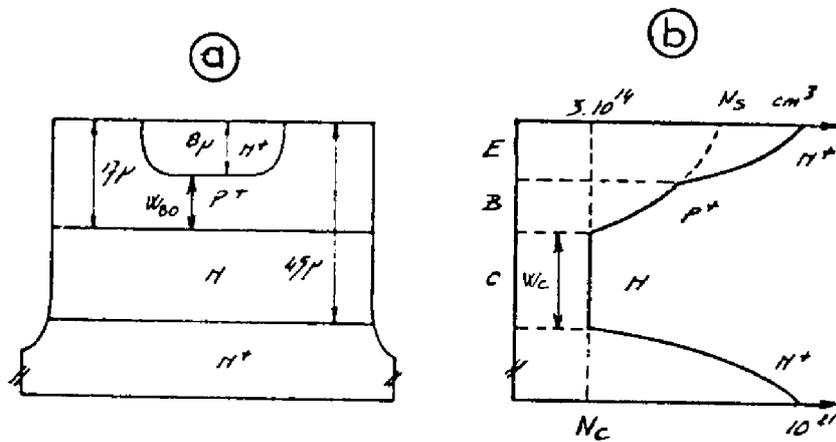
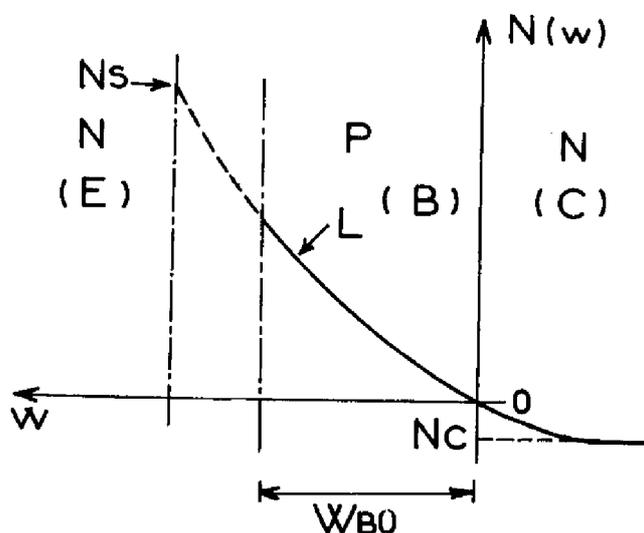


Figure II-20



Pour le transistor TD1, nous présenterons et nous étudierons les variations fréquentielles du gain en courant et de l'impédance d'entrée en régime normal, puis quasi-saturé.

Pour le régime normal de fonctionnement, les figures II-21 et II-22 d'une part, II-23 et II-24 d'autre part, présentent les variations avec la fréquence, pour divers courants collecteur de repos et une charge de 20 ohms, du gain en courant et de l'impédance d'entrée.

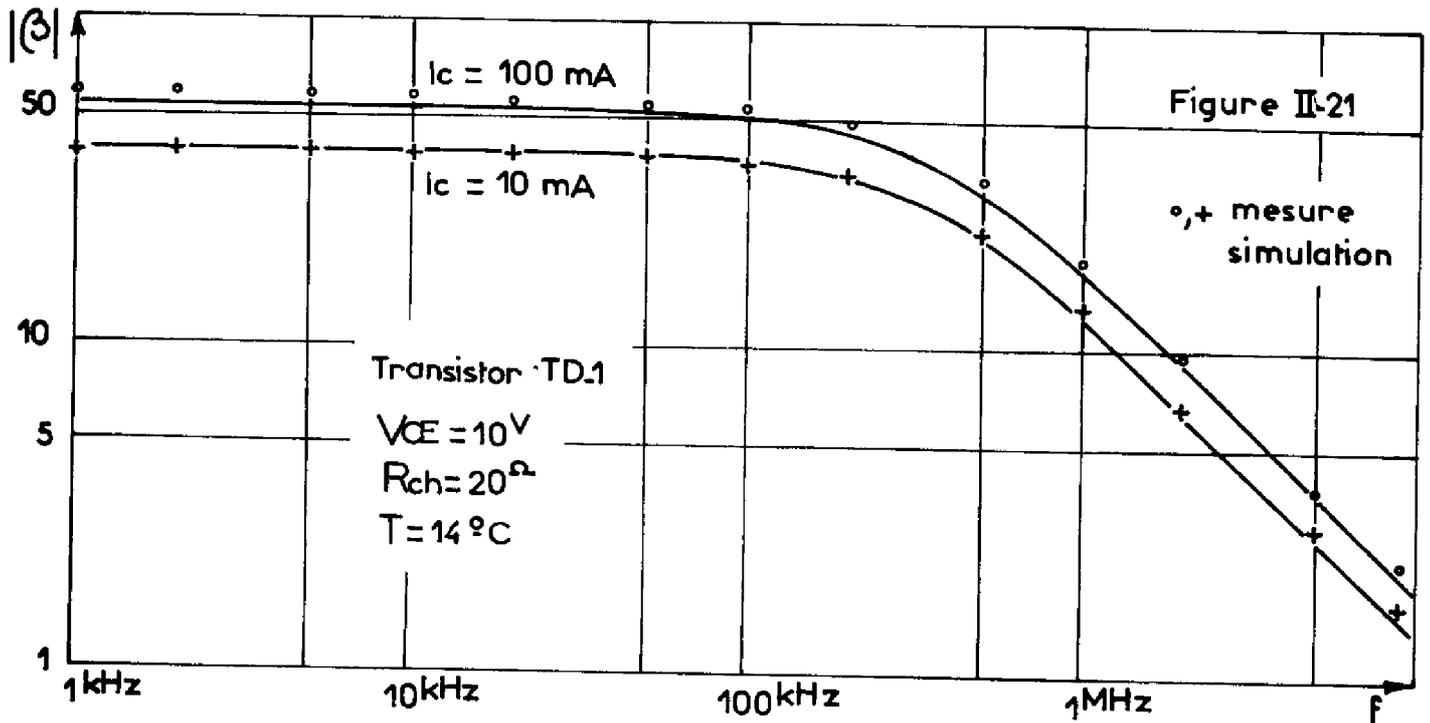
L'ensemble de ces résultats appelle les mêmes remarques générales que précédemment. En ce qui concerne le module du gain en particulier, on observe en haute fréquence une décroissance de 20 décibels par décade et les résultats de simulations sont en accord avec les relevés expérimentaux ; l'accord est également très bon en ce qui concerne la phase (figure II-22-b) dans toute la plage de fréquence explorée.

L'impédance d'entrée simulée, par contre, a un module un peu inférieur aux valeurs mesurées, aux hautes fréquences, écart que la présence d'une résistance série ne permet pas d'expliquer entièrement, comme le montre le tracé pour une résistance parasite r_b de 3 ohms des variations

TABLEAU II- 4 PARAMETRES DU TRANSISTOR A BASE DIFFUSEE

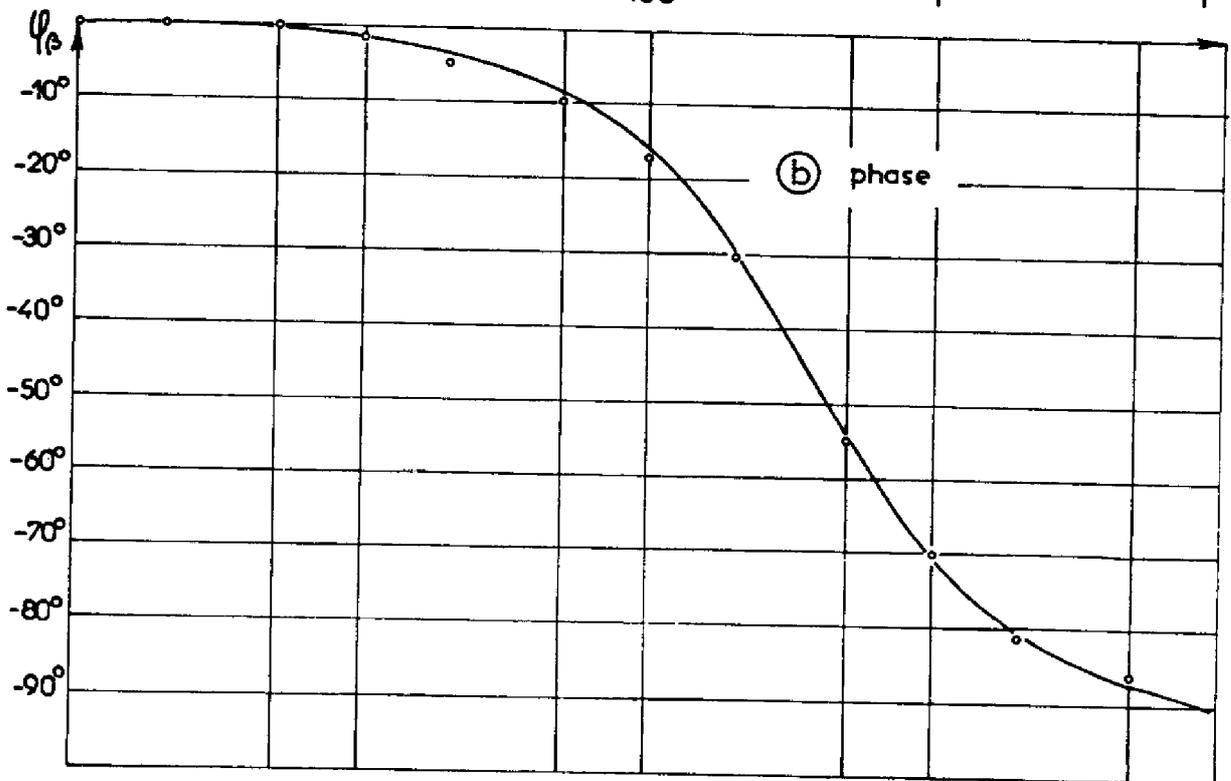
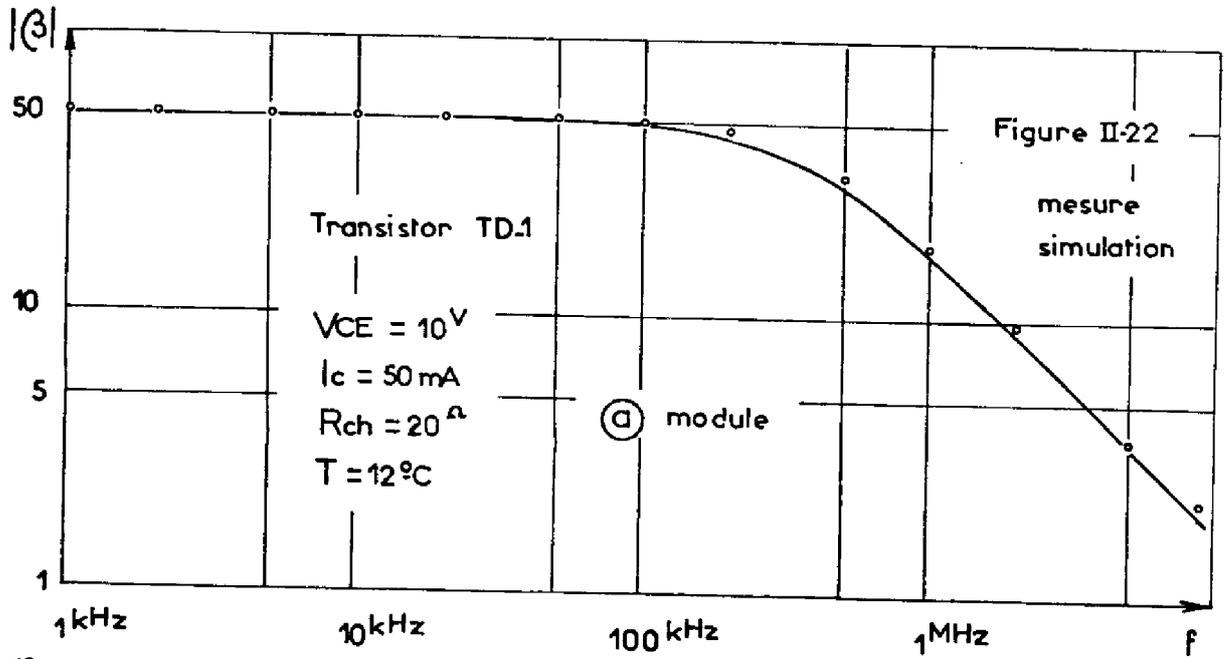
Paramètres (T = 22° C)		Transistor TD1
<u>GEOMETRIE</u>	Type	Interdigité (CF. fig II-9-l)
	Surface (cm ²)	1,29 · 10 ⁻²
	Périmètre (cm)	1,13
<u>REGION DE BASE</u>	W _{BO} (µm)	13,5
	N _S (cm ⁻³)	1,9 · 10 ¹⁷
	L (µm)	10,5
<u>REGION DE COLLECTEUR</u>	W _C (µm)	28
	N _C (cm ⁻³)	3 · 10 ¹⁴
<u>PARAMETRES DE RECOMBINAISON EN VOLUME</u>	J _{SBV} (A/cm ²)	2,6 · 10 ⁻⁸
	n _v	1,83
<u>Densité de courant de saturation émetteur J_{SBE} (A/cm²)</u>		0,28 · 10 ⁻¹²
<u>PARAMETRES RELATIFS A LA CAPACITE DE TRANSITION EMETTEUR-BASE</u>	C _{TEO} (pF)	680
	φ _{BE} (V)	0,72
	φ ₁ (V)	0,39
	α	0,40
<u>Densité de courant de saturation collecteur J_{SBC} (A/cm²)</u>		0,28 · 10 ⁻¹²
<u>DIODE LATÉRALE COLLECTEUR-BASE</u>	I _{SRC} (A)	1,0 · 10 ⁻¹⁰
	n _L	1,38

du module et de la phase de z_i (courbes en traits interrompus sur les figures II-23 et II-24). Les écarts résiduels suggèrent que le rôle de la zone passive de base est ici un peu plus complexe que ce qui a été admis pour les transistors de technologie homobase.



Le tableau II-5 permet de comparer, de manière plus précise et pour une plus large gamme de conditions de polarisation, quelques performances importantes de l'échantillon TD1, mesurées et calculées, en régime normal de fonctionnement.

Pour mettre en évidence le rôle du phénomène de quasi-saturation dans les performances dynamiques du transistor, nous avons relevé, pour un courant collecteur de 400 mA et une impédance de charge nulle et pour des valeurs de V_{CE} décroissantes, les variations de l'impédance d'entrée et du gain en courant. Les figures II-25 à II-27 présentent les résultats expérimentaux et les résultats des simulations correspondantes en ce qui concerne



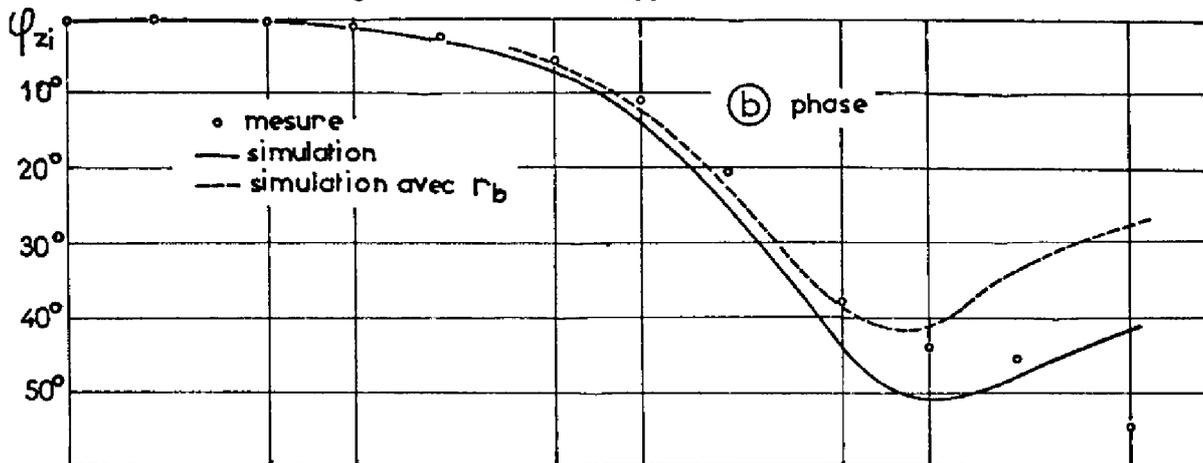
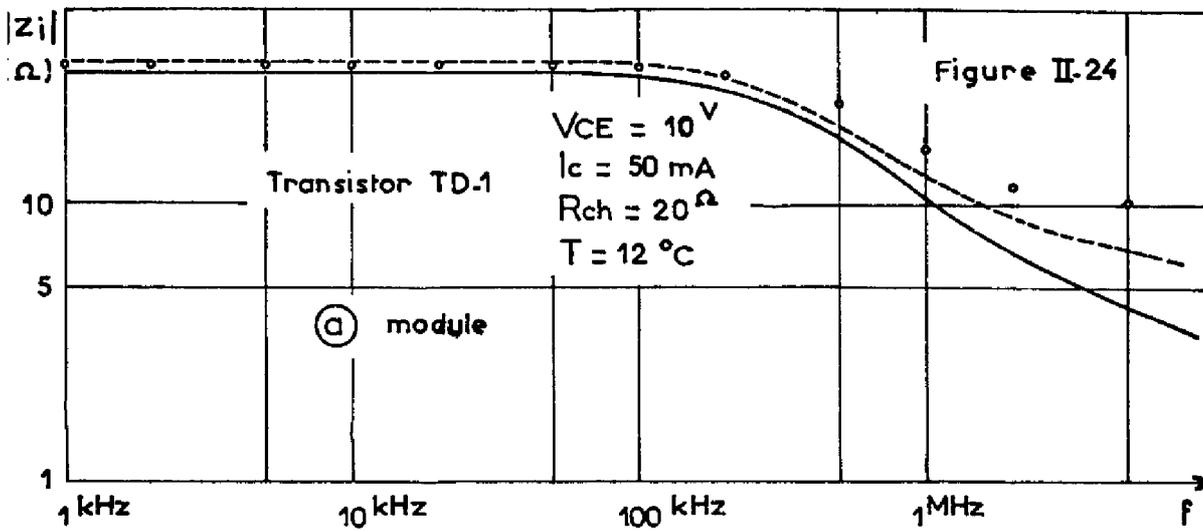
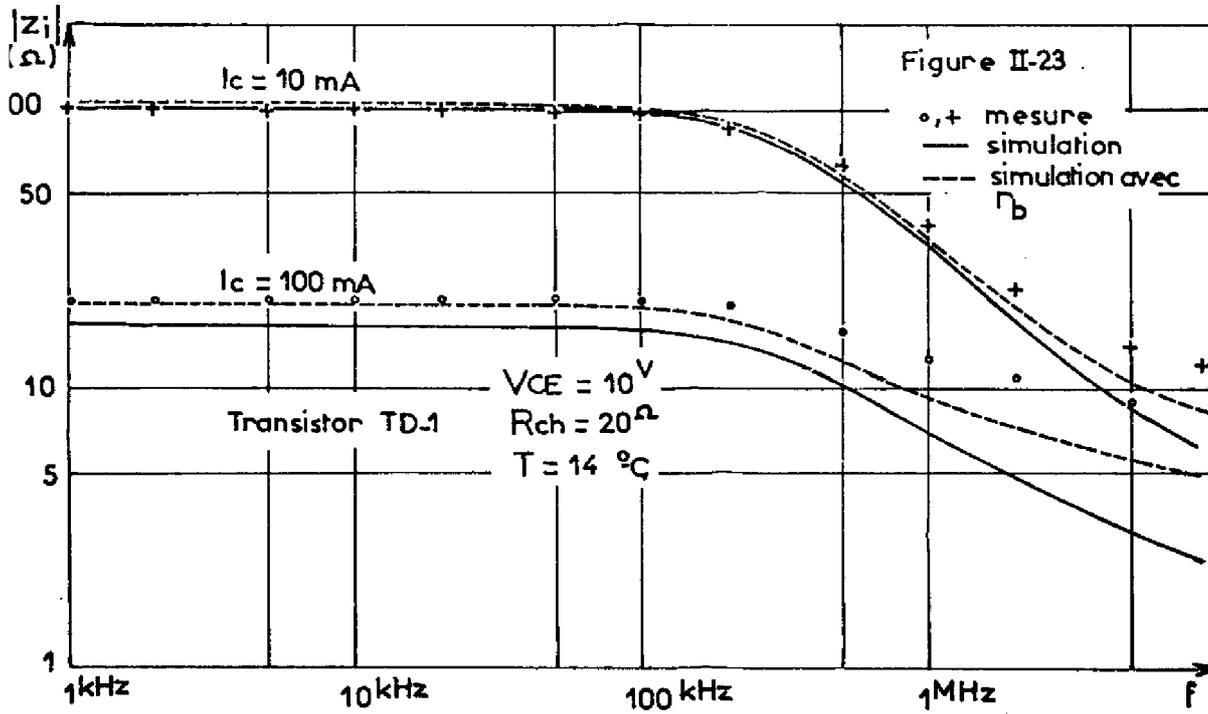
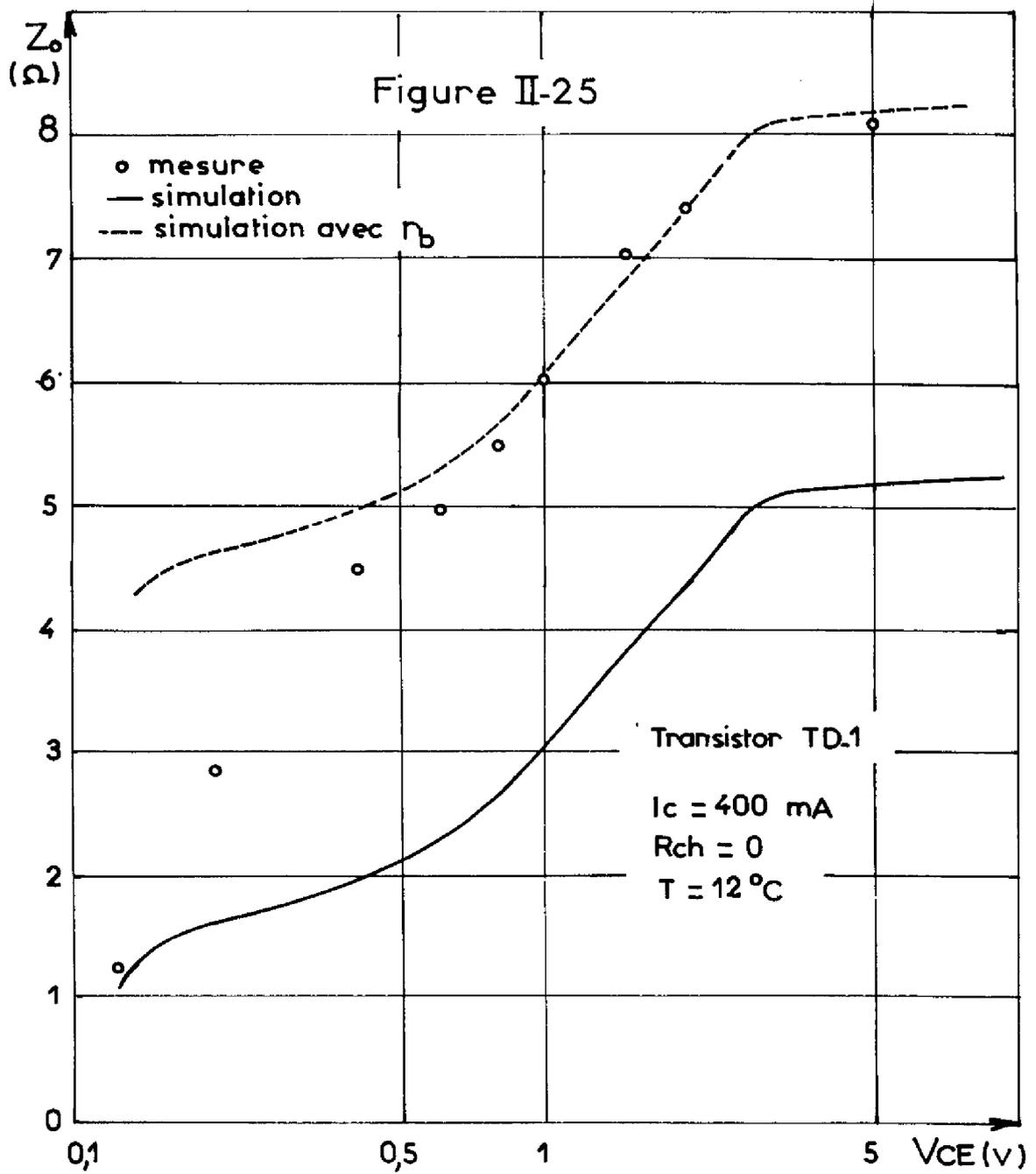
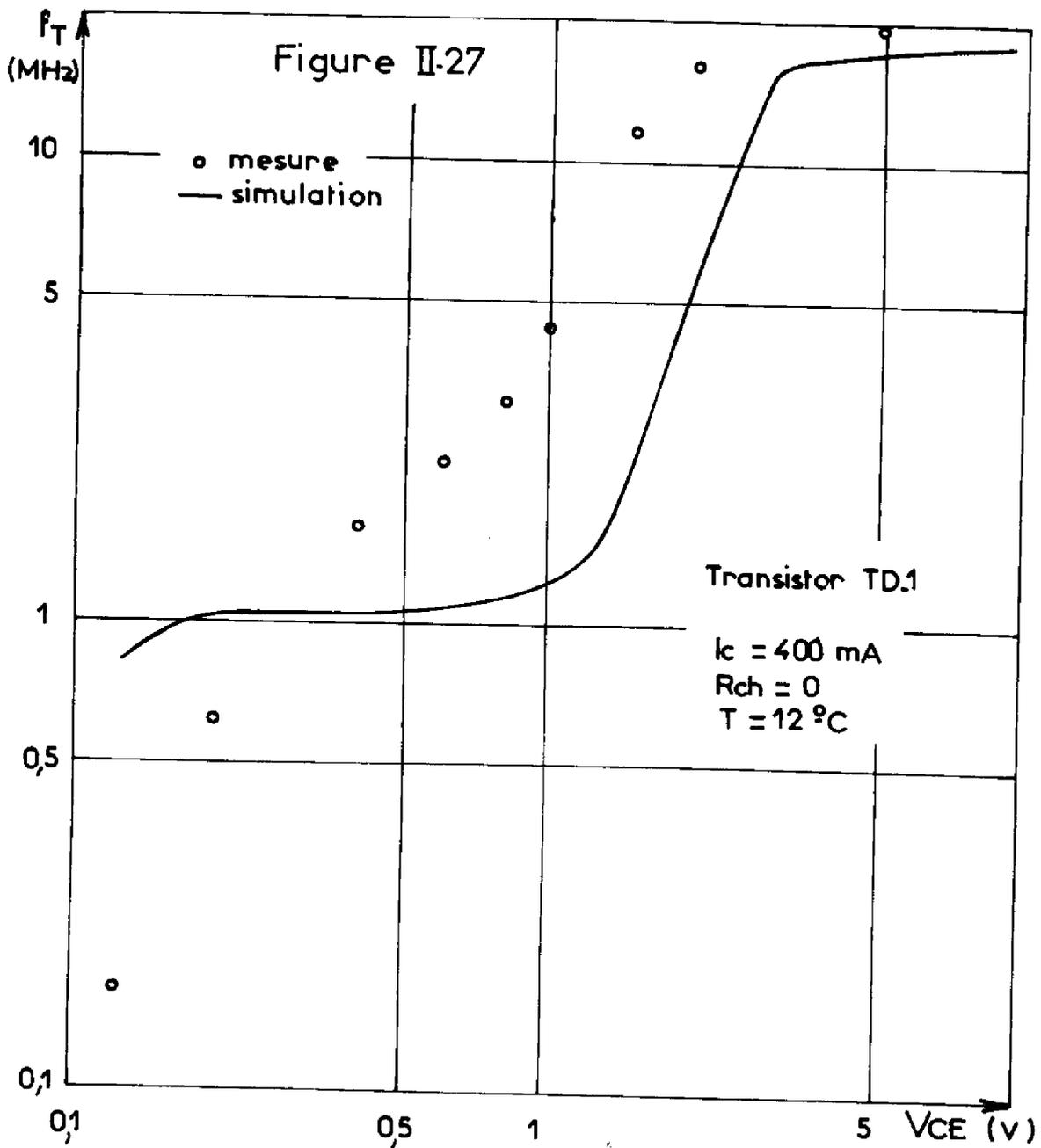
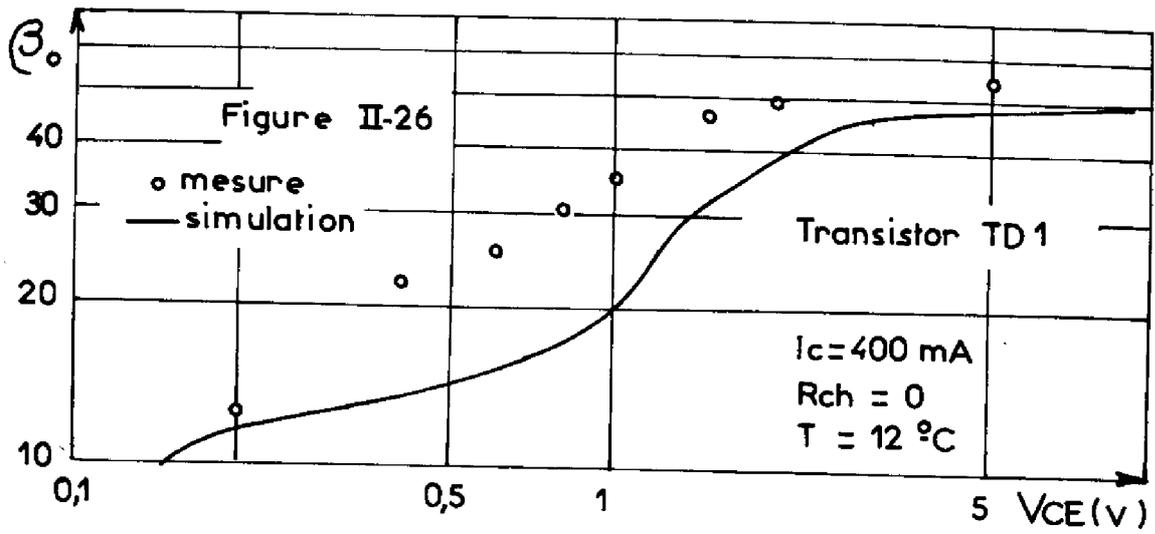


TABLEAU II-5
RESULTATS EXPERIMENTAUX ET SIMULES
POUR LE TRANSISTOR TD1 EN REGIME NORMAL

<u>CONDITIONS DE POLARISATION</u>			<u>Fréquence de transition f_T</u> (MHz)		<u>Gain en courant</u> B.F. β_0		<u>Impédance d'entrée</u> B.F. z ₀ (Ω)	
V _{CE} (V)	I _c (mA)	R _{ch} (Ω)	Mesurée	Simulée	Mesuré	Simulé	Mesurée	Simulée
10	5	20	10,5	10,4	33,3	34	167	173
10	10	20	14,5	13,4	38,6	39,5	98,4	102,5
10	20	20	16,6	15,8	45	44,7	60,6	60
10	50	20	18,4	17,9	52	50,5	31,5	29,4
10	100	20	19,5	18,6	58	53,3	20,5	17,3
10	200	3,33	21,8	19,5	61	53,7	13,3	10,1
10	500	3,33	16	18,5	57,5	46,3	8,3	4,6





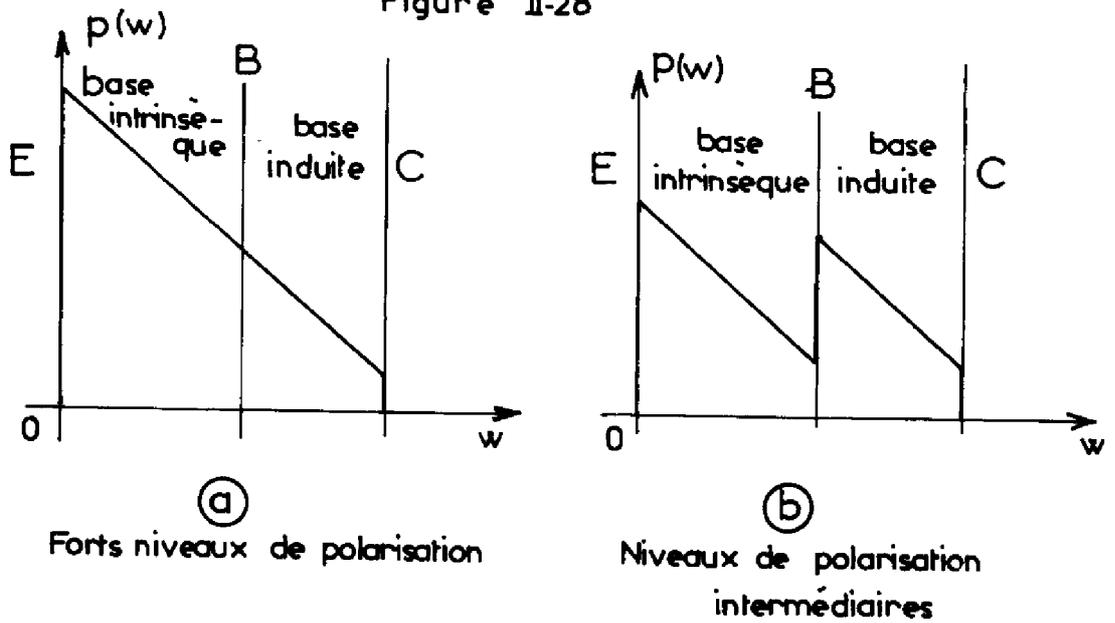
l'impédance d'entrée en basse fréquence z_o , le gain en courant en basse fréquence β_o et la fréquence de transition f_T .

On observe l'importante dégradation des performances dynamiques que provoque l'entrée en quasi-saturation et qui est liée, physiquement, à l'élargissement de la profondeur de base effective lorsque décroît la tension collecteur-émetteur : chute de la fréquence de transition et du gain en même temps que diminue le module de l'impédance d'entrée. Qualitativement, les résultats des simulations sont conformes aux résultats expérimentaux. Quantitativement, les écarts théorie-expérience sont assez importants à l'exception du module de l'impédance d'entrée où la prise en compte de la résistance parasite de 3 ohms réduit très sensiblement cet écart (courbe en ligne discontinue de la figure II-25). Deux raisons, à notre avis, peuvent être invoquées pour expliquer ces désaccords.

La première est la nature même des approximations faites pour traiter les effets de quasi-saturation. Rappelons que nous faisons appel au concept de base induite dans le collecteur et que nous considérons que la région électrique de base du transistor recouvre la base intrinsèque et la base induite. Au plan des calculs, ceci conduit à estimer la charge stockée Q_S par les porteurs minoritaires à partir d'une répartition de porteurs du type de celle indiquée sur la figure II-28-a, ce qui est assurément légitime aux très forts niveaux de polarisation ($p \sim n$, répartition linéaire). Aux niveaux de polarisation intermédiaires cependant, le changement de type de matériaux entre la base intrinsèque et la base induite s'accompagne en réalité, pour des raisons de quasi-neutralité, d'une variation rapide des concentrations de porteurs au voisinage de la jonction métallurgique comme le schématise la figure II-28-b. Pour un courant collecteur correspondant à des niveaux de polarisation intermédiaires, la comparaison des deux figures, pour une même pente de la répartition des porteurs, montre que la charge stockée Q_S calculée dans le cas de la figure II-28-a est donc surestimée.

Une deuxième et importante raison de désaccord réside très probablement dans l'incertitude avec laquelle est connue la profondeur de la zone de collecteur : nous avons utilisé dans nos calculs la valeur type proposée par le constructeur, qui peut ne pas correspondre exactement à la profondeur de collecteur réelle de l'échantillon étudié.

Figure II-28



L'une ou l'autre de ces causes d'erreurs pourront, au prix de quelques modifications des programmes de calcul et des procédures d'acquisition des paramètres, être éliminées.

° °
°

L'étude du comportement du transistor bipolaire de puissance en régime dynamique petits signaux, nous permet de faire une première vérification de la validité du modèle que nous avons décrit au premier chapitre.

Pour les transistors à base homogène, nous avons pu notamment, en prenant en considération l'effet des interactions "porteurs-porteurs" et le rôle de la zone latérale, rendre compte de la diminution de la fréquence de transition pour les forts niveaux de polarisation. L'accord théorie-expérience se révèle être satisfaisant quelles que soient les conditions de polarisation.

En ce qui concerne les transistors à base diffusée, l'accord entre les valeurs mesurées et simulées, correct en régime normal, ne reste satisfaisant qu'au plan qualitatif seulement en régime quasi-saturé. Nous avons pu cependant cerner les raisons des désaccords quantitatifs, qui pourraient être ainsi réduits au prix de quelques modifications des programmes de calcul et des procédures d'acquisition des paramètres.

CHAPITRE III

SIMULATION DU REGIME DYNAMIQUE

FORTS SIGNAUX

CAS DE LA COMMUTATION

Dans ce troisième chapitre nous aborderons l'étude du fonctionnement du transistor bipolaire de puissance en régime dynamique forts signaux. Nous examinerons tout particulièrement le cas de la commutation car, dans la majeure partie des applications industrielles, c'est dans ce mode de fonctionnement que le transistor de puissance est utilisé ; il joue alors le rôle d'un interrupteur et il permet ainsi de commander des puissances très supérieures à la puissance propre qu'il est capable de dissiper.

Dans une première partie nous rappellerons les caractéristiques fondamentales du comportement en commutation des transistors bipolaires de puissance. Une deuxième partie sera consacrée à la description d'un programme de simulation numérique de ce comportement construit à partir du modèle décrit dans la première partie de ce mémoire. Nous illustrerons ensuite la mise en oeuvre de ce programme dans le cas relativement simple de transistors de technologie homobase et nous comparerons les résultats à ceux issus de mesures effectuées sur des composants réels.

III-1 UTILISATION DES TRANSISTORS BIPOLAIRES EN COMMUTATION

III-1-1 Généralités

Le point de fonctionnement d'un transistor bipolaire, utilisé en régime de commutation, oscille entre deux états différents. Afin de se rapprocher au maximum des caractéristiques d'un interrupteur idéal, on choisit en pratique, pour les transistors de puissance, l'état bloqué où le courant collecteur est très petit sinon nul (interrupteur ouvert) et l'état saturé où la tension collecteur-émetteur est faible (interrupteur fermé).

Généralement le transistor bipolaire, piloté au moyen d'un circuit connecté entre les bornes de base et d'émetteur, commande un circuit inséré entre les bornes d'émetteur et de collecteur. La configuration la plus habituelle est représentée sur la figure III-1 : la base est commandée au travers d'une résistance R_B par des impulsions de tension, le circuit de charge se compose d'une impédance de charge (constituée le plus souvent d'une résistance en série avec une inductance) et d'une source continue de tension.

Lorsque le transistor bipolaire est en régime saturé, le courant collecteur est pratiquement imposé par le circuit de charge. Il a pour valeur :

$$(III-1) \quad I_{C \max} = \frac{E_c - V_{CE \text{ sat}}}{R_{ch}} \approx \frac{E_c}{R_{ch}}$$

Afin d'assurer une transition rapide entre l'état bloqué et l'état saturé, le circuit extérieur doit fournir le plus brièvement possible toutes les charges nécessaires à ce changement d'état ; pour cela on choisit un courant base d'amplitude I_{B1} élevée, généralement supérieure à celle qui serait nécessaire pour maintenir le transistor saturé. Le gain forcé :

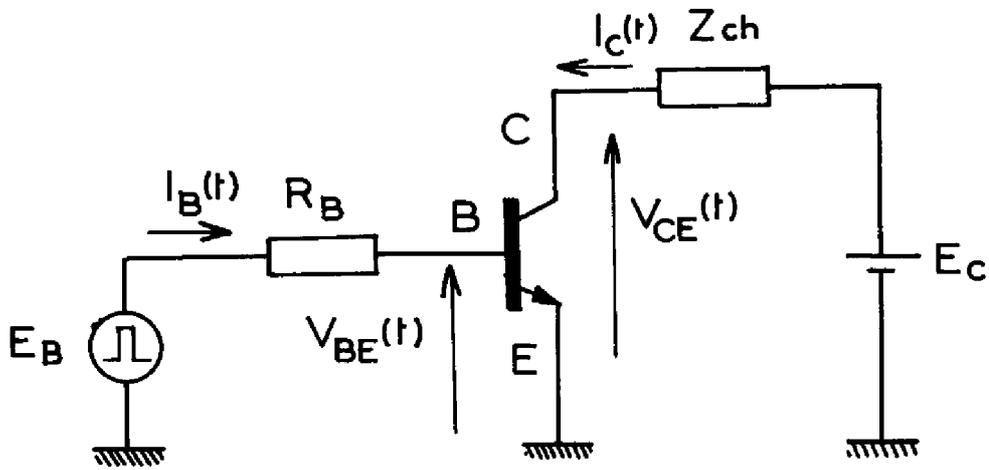
$$(III-2) \quad \beta_f = \frac{E_c}{R_{ch} I_{B1}}$$

est alors pratiquement fixé par les circuits de polarisation du composant. De même au passage de l'état saturé à l'état bloqué le circuit de base devra permettre la circulation d'un courant base négatif I_{B2} dont dépendra la durée de la commutation à l'ouverture.

A l'état bloqué la tension collecteur-émetteur est égale à la tension d'alimentation E_c , celle-ci devra donc être fixée en-deçà du seuil d'apparition des phénomènes d'avalanche.

Pour caractériser complètement le fonctionnement en régime de commutation il faut connaître les durées des transitions entre les états bloqués et saturés ou "temps de commutation". Pour préciser cette notion, dans le cas d'une charge résistive, nous avons représenté sur la figure III-2 le lieu décrit par le point de fonctionnement dans l'espace $I_C (V_{CE})$ et sur la figure III-3 l'allure des ondes de courant et de tension pendant un cycle complet de commutation. Nous donnerons une brève description qualitative globale des mécanismes intervenant dans le composant pendant les phases de fermeture et d'ouverture.

Figure III-1



E_B : Générateur d'impulsions

Figure III-2

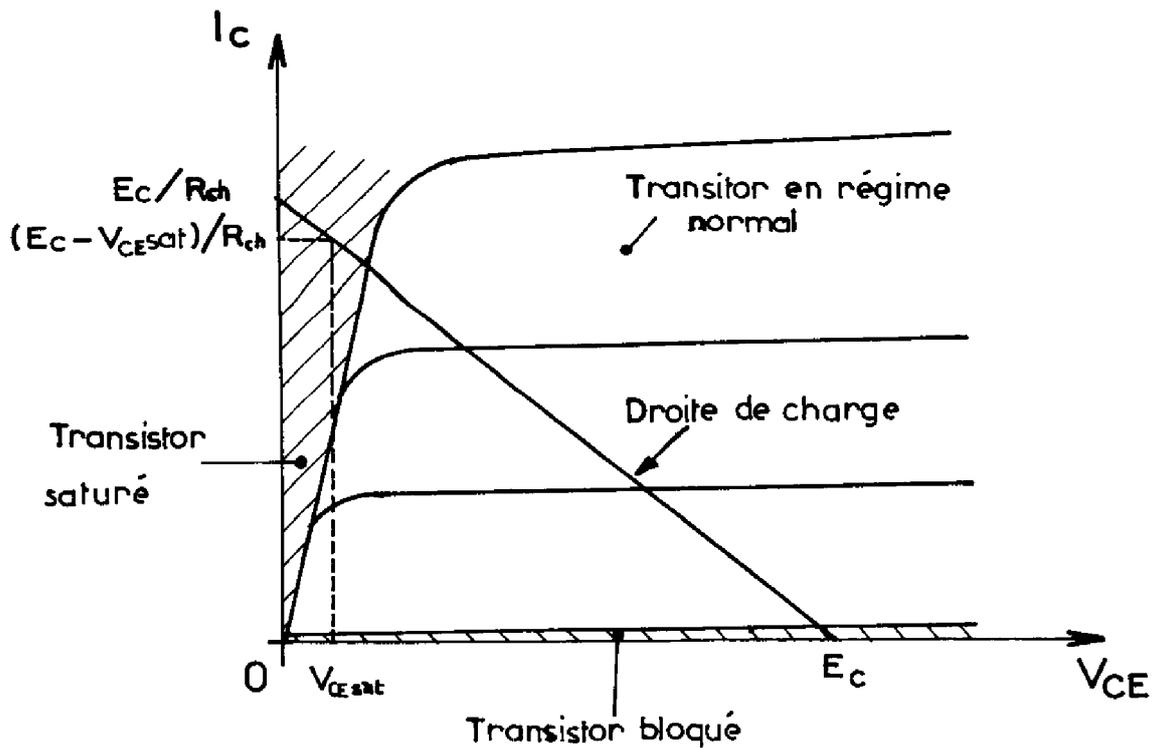
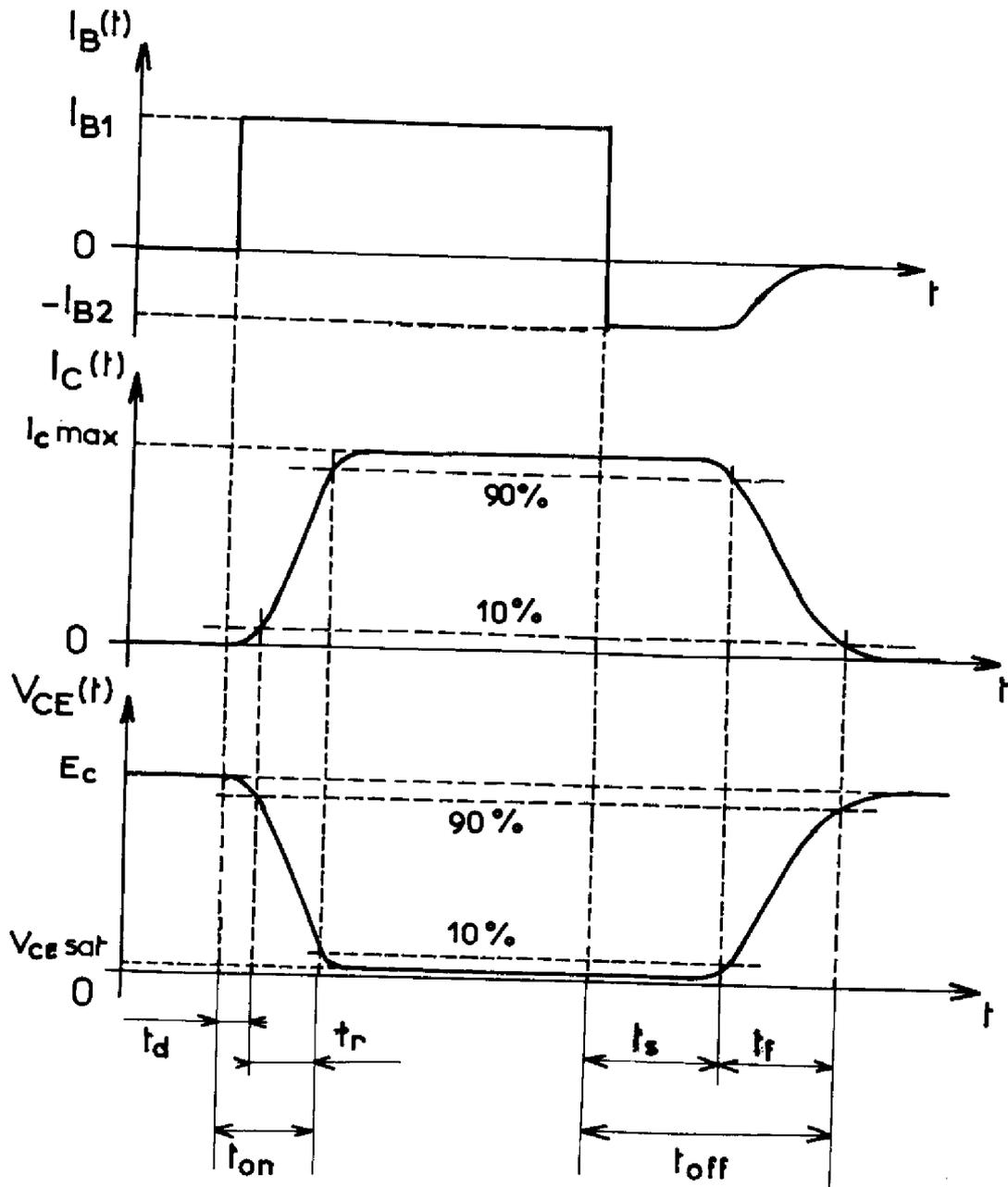


Figure III-3



a) Phase de fermeture

La mise en conduction du transistor est caractérisée par le temps de fermeture " t_{on} " nécessaire pour appliquer toute la tension d'alimentation E_C aux bornes de la charge. Par convention, il est mesuré entre l'instant où est appliquée la commande sur la base du transistor et celui où le courant collecteur a atteint 90 % de sa valeur finale.

Après l'application d'une commande sur la base, le courant collecteur ne commence à croître qu'au bout d'un certain intervalle de temps appelé temps de retard " t_d ". Principalement c'est le temps nécessaire pour décharger la capacité de transition de la jonction émetteur-base et permettre ainsi une polarisation suffisante de la jonction. L'effet transistor se manifeste alors et l'on observe une croissance du courant collecteur au fur et à mesure que sont stockées les charges dans le composant et notamment dans la région de base ; corrélativement, la tension collecteur-émetteur décroît. Cette phase du cycle de commutation est caractérisée par le temps de montée " t_r " limité par convention à l'instant où les variations de courant et de tension au collecteur atteignent 90 % de leurs amplitudes finales.

b) Phase d'ouverture

Le blocage du transistor est caractérisé par le temps d'ouverture " t_{off} " nécessaire pour couper le courant circulant dans la charge. Il se mesure entre l'instant d'application de la commande sur la base du transistor et celui où le courant collecteur a décru jusqu'à 10 % de sa valeur maximale $I_C \text{ max.}$

Lorsqu'on inverse (ou annule) le courant de base pour amorcer le blocage du transistor, on observe un temps pendant lequel tension collecteur-émetteur et courant collecteur gardent pratiquement la même valeur qu'en régime saturé, c'est le temps de stockage " t_s ". Cette période correspond à l'évacuation par le courant de base (ou par recombinaison)

naisons si ce courant est nul) de toutes les charges excédentaires dans la région de base passive et active, elle s'achève lorsque le transistor n'est plus saturé.

Ensuite se poursuivent les processus d'évacuation des charges restantes dans la région de base et de découverture des charges associées aux variations d'épaisseur des zones de transition. Le courant collecteur tendra à s'annuler et la tension collecteur-émetteur deviendra égale à la tension d'alimentation E_C . A cette période est associé le temps de descente " t_f ".

Il convient de noter que la connaissance des ondes de courant et de tension aux bornes du composant permet l'appréciation des "pertes par commutation" dans la structure. Dans les applications actuelles, les transistors bipolaires de puissance sont utilisés à des fréquences de commutation de plus en plus élevées et dans ce cas, l'échauffement de la structure résultant de ces pertes constitue la principale cause de la limitation de la fréquence maximale de commutation.

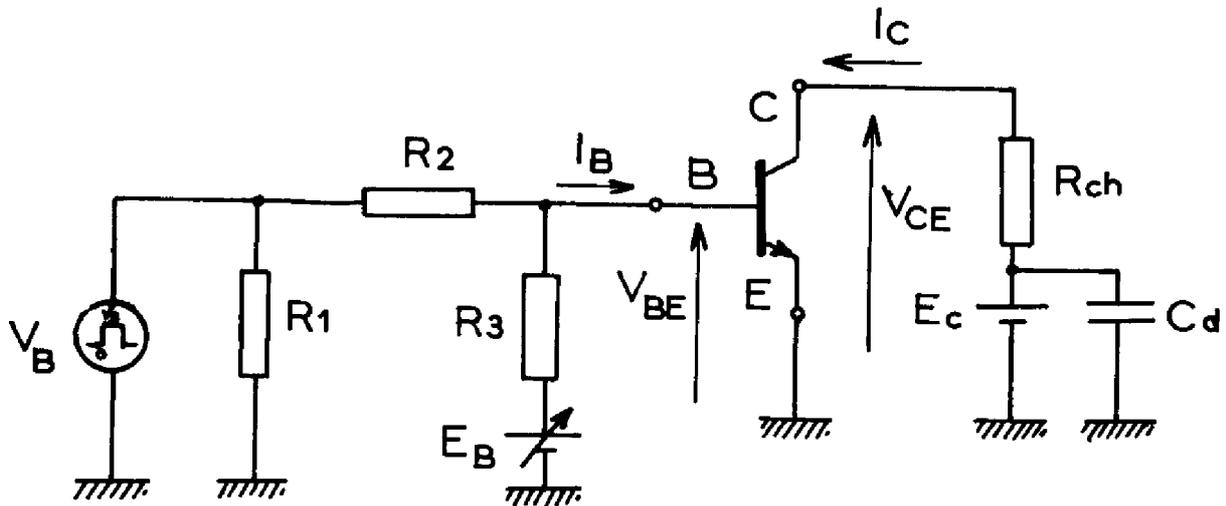
Par la suite nous relèverons expérimentalement et nous simulerons les ondes de courant et de tension pendant les phases de mise en conduction et de blocage et nous préciserons alors de manière plus exacte les notions élémentaires que nous avons rappellées ici.

III-1-2 Mesure des temps de commutation

Les temps de commutation, tels que les spécifient les fabricants de composants, sont mesurés dans le cas d'un circuit de charge purement résistif. Le schéma de principe du dispositif expérimental utilisé pour ces mesures, et que nous avons nous-mêmes employé, est représenté sur la figure III-4.

Le circuit de commande se compose d'un générateur d'impulsions adapté au moyen de la résistance R_1 , la valeur du courant base à l'état saturé (I_{B1}) est principalement fixée par la résistance R_2 . La source de

Figure III-4



tension E_B et la résistance R_3 permettent de superposer une composante continue au signal issu du générateur d'impulsions afin d'ajuster la valeur maximum de I_{B2} , courant de base pendant la phase de blocage. Ce circuit est caractérisé par l'équation :

$$(III-3) \quad V_B(t) = R_2 I_B(t) + V_{BE}(t) \left(1 + \frac{R_2}{R_3}\right) - E_B \frac{R_2}{R_3}$$

Le circuit de charge se compose de la seule résistance R_{ch} en série avec la source d'alimentation E_C , convenablement découplée par la capacité C_d . Pour éviter les selfs inductances parasites les fils de connexion sont le plus courts possible. L'équation caractéristique de ce circuit est :

$$(III-4) \quad E_C = V_{CE}(t) + R_{ch} I_C(t)$$

Les courants de base et de collecteur seront mesurés à l'aide d'une sonde en courant dont la bande passante s'étend du courant continu à 100 MHz. Les ondes de courant et de tension seront enregistrées à l'aide d'un oscilloscope à mémoire. Pour éviter tout échauffement, les mesures sont effectuées en monocoup.

Les principaux paramètres, pour lesquels sont précisés les temps de commutation, sont les valeurs de la source de tension E_C , de la résistance de charge R_{ch} ou du courant collecteur $I_C \max$, du gain forcé β_F ainsi que les valeurs de I_{B1} et I_{B2} .

III-2 SIMULATION DU REGIME DYNAMIQUE FORTS SIGNAUX

Divers auteurs ont proposé des modèles pour calculer les temps de commutation tels que nous les avons définis dans le paragraphe précédent (22) , (25) , (26) , (27) , (28). Toutefois à notre connaissance, ces modèles ne peuvent s'appliquer avec précision au cas des transistors bipolaires de puissance car ils ne rendent pas compte simultanément de tous les phénomènes que nous avons décrits au premier chapitre ; par exemple ils ignorent ou bien les phénomènes de focalisation-défocalisation, ou bien les effets liés aux hautes injections dans la région de base (interaction porteurs-porteurs) ou bien encore les injections latérales.

C'est pour cela que nous nous sommes attachés à élaborer un programme de simulation numérique spécialisé pour décrire le fonctionnement en régime dynamique forts signaux des transistors bipolaires de puissance.

Diverses approches sont possibles pour simuler le régime dynamique larges signaux. En premier lieu nous pouvons rechercher une solution analytique du système d'équations présenté au premier chapitre, fut-ce au prix de certaines approximations, pour obtenir un schéma électrique équivalent "compact", c'est-à-dire en termes d'éléments localisés. Dans le cas des transistors bipolaires de puissance une telle procédure ne peut pas être conduite à son terme sans sacrifier grandement à la précision du modèle non seulement sur le plan quantitatif mais aussi sur le plan qualitatif.

Nous pouvons aussi conserver au modèle, tel qu'il a été présenté sur la figure I-1, sa structure répartie et donc considérer le dispositif comme un réseau électrique non linéaire ; pour calculer la réponse larges

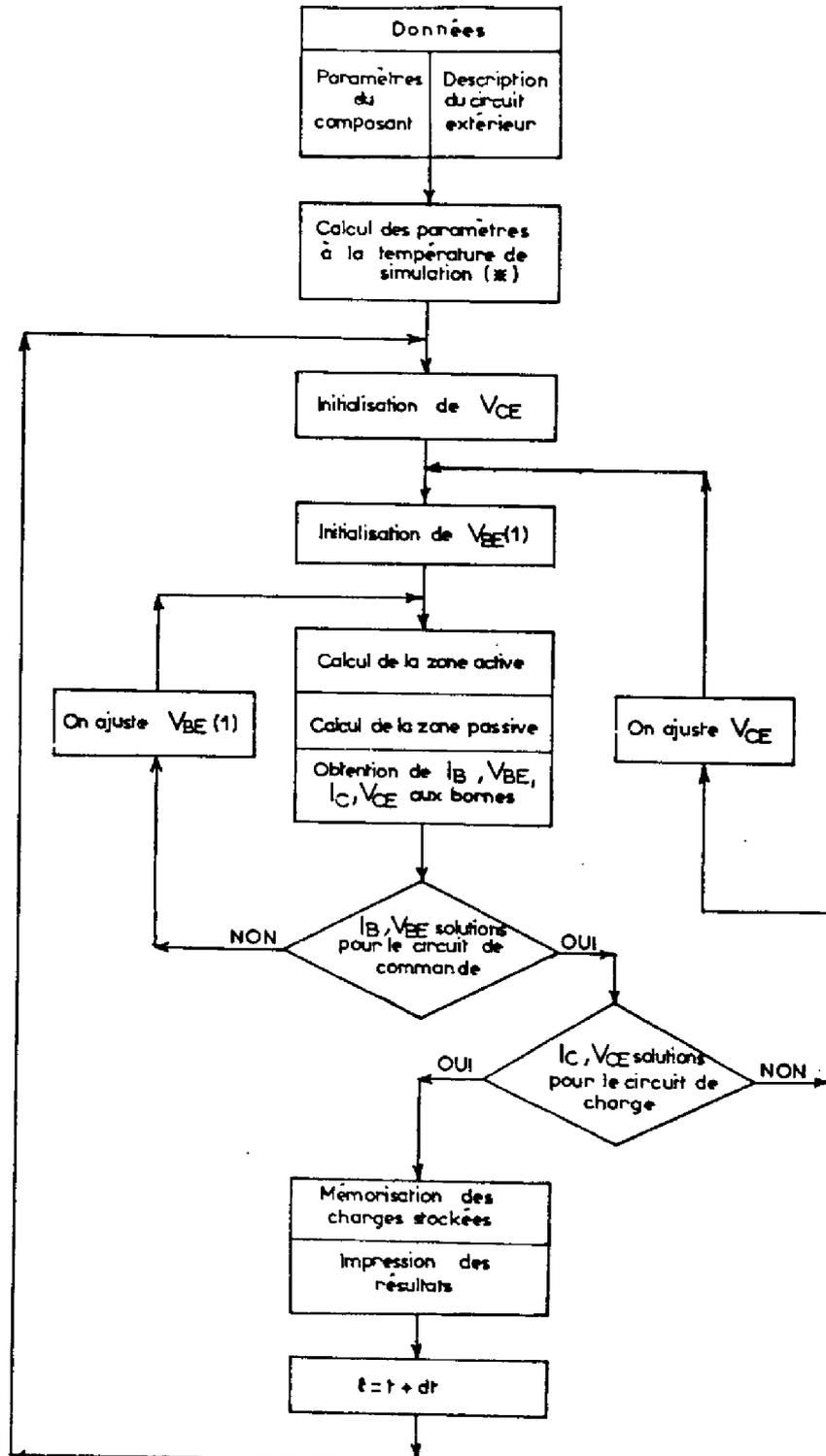
signaux nous utiliserons alors des programmes de simulation des circuits par ordinateur (C.A.O.) tel IMAG. D'un point de vue pratique la mise en oeuvre d'une telle méthode se révèle très difficile, voire impossible. En premier lieu, il convient de noter que tous les éléments du réseau électrique équivalent à la structure du puissance sont fortement non linéaires et leurs variations avec les conditions locales de polarisation ne pourront pas toujours être déterminées de manière explicite (cas de la quasi-saturation par exemple). Par ailleurs pour rendre compte de manière suffisamment précise des mécanismes de focalisation-défocalisation, le nombre de cellules du schéma réparti peut être considérable et au-delà des possibilités des programmes de C.A.O. existants en faisant abstraction des problèmes d'introduction des données et de temps de calcul (29). Par contre, un programme de calcul numérique spécialisé mettant en oeuvre un algorithme de tir peut être utilisé, dans un cas tel celui de la figure I-1, sans occupation mémoire et sans temps de calcul excessifs.

Nous décrirons les aspects principaux du programme de simulation du régime dynamique larges signaux en nous reportant à l'organigramme représenté sur la figure III-5, les notations principales étant données sur la figure III-6. Pour établir ce programme, nous avons conservé l'ossature du programme de simulation statique tel qu'il avait été défini par notre équipe (4) en adaptant la description de la structure au cas du régime dynamique et en prenant en compte les effets liés au "transistor latéral" d'une part et ceux induits par les interactions porteurs-porteurs d'autre part.

Les équations de liaison entre cellules élémentaires du schéma réparti (équations I-75, I-79, I-83) sont du premier ordre. Elles permettent donc de déduire de manière explicite l'état électrique d'une cellule quelconque lorsque celui-ci est connu pour la cellule immédiatement précédente. Un simple algorithme de tir permet donc de décrire de proche en proche l'état électrique de toutes les cellules à partir d'un état électrique supposé de la première d'entre-elles, située au centre de la zone active. Nous allons décrire ci-dessous, de manière schématique, pour un transis-

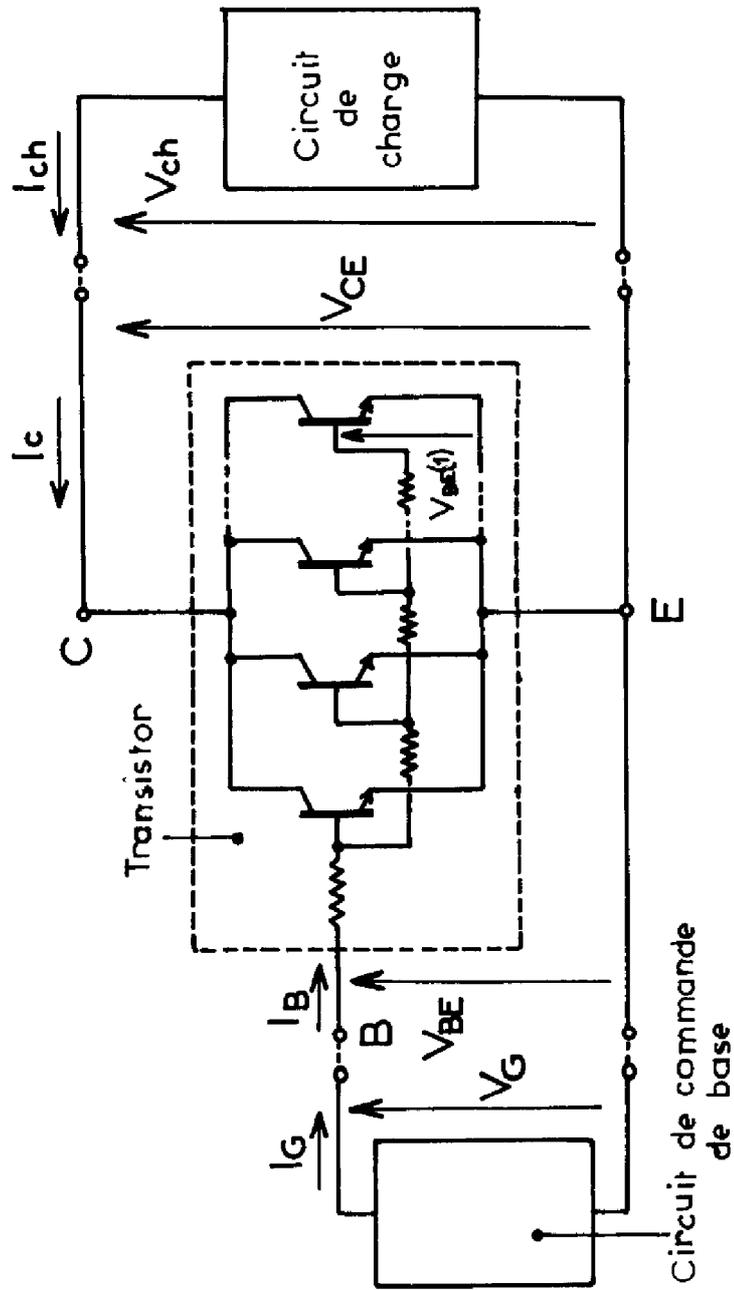
Figure III-5

Organigramme pour la simulation du régime dynamique forts signaux



* Courants ou densités de courant de saturation: $I_{SR}, J_{SBE}, J_{SBC}, J_{SBV}$
Durée de vie: τ_{max}
Constantes de diffusion D_n, D_p

Figure III-6



tor homobase, la succession des opérations nécessaires pour le calcul de l'état électrique du composant :

- Les valeurs de V_{CE} tension collecteur-émetteur et V_{BE} (1) tension émetteur-base au centre de la structure permettent le calcul de la tension base-collecteur et par conséquent de l'épaisseur de base électrique w_B comme nous l'avons vu au paragraphe I-2-3.

- La charge stockée Q_S dans la cellule est calculée par la relation I-19 compte tenu de I-32, la densité de courant de porteurs minoritaires dans la base par la relation I-14 en tenant compte du coefficient k_J (I-33). Les densités de courant associées aux recombinaisons J_{BVE} et J_{BVC} seront déduites des formules I-56 et I-57, celles associées aux injections de porteurs minoritaires dans l'émetteur et le collecteur par les relations I-52 et I-53. Pour le calcul des composantes dQ_{SN}/dt , dQ_{SI}/dt , dQ_{TE}/dt et dQ_{TC}/dt nous mémoriserons la charge stockée à l'instant précédent ($t - \Delta t$) et nous écrivons :

$$(III-5) \quad \frac{dQ}{dt}(t) = \frac{Q(t) - Q(t-\Delta t)}{\Delta t}$$

Toutes les composantes étant calculées, par application des relations I-11, I-12 et I-13 et par la prise en compte de l'aire de la cellule nous obtenons la valeur des courants émetteurs, collecteur et base associés à cette cellule.

- Le calcul de la cellule étant terminé, à partir des équations de liaison I-75 à I-86 nous préciserons la tension base-émetteur pour la cellule suivante.

- Cette procédure est poursuivie jusqu'au bord de la structure. Notons que pour le "transistor latéral" les courant et charge de porteurs minoritaires dans la base seront calculés respectivement par les relations I-113 à I-116 . Nous préciserons les courants base et collecteur par sommation de leurs composantes associées à chacune des cellules de la zone

active et du "transistor latéral" (équations I-85 et I-86) et en tenant compte éventuellement des courants associés aux diodes latérales et aux diodes de surface.

Cette phase de calcul étant achevée nous comparons les grandeurs de polarisation globales qui en sont issues (I_B, V_{BE}, I_C, V_{CE}) à celles qu'imposeraient les circuits d'attaque et de charge c'est-à-dire respectivement I_G, V_G, I_{ch} et V_{ch}). Le résultat de la comparaison permet de commander le réglage par double dichotomie de V_{CE} et V_{BE} (1) jusqu'à rendre compatibles les comportements simulés du transistor et de ses circuits de polarisation.

Dans l'organigramme de la figure III-5, nous avons aussi porté les groupes d'instructions permettant l'introduction des données, le calcul de paramètres, toutes opérations qui n'appellent pas de remarques particulières.

Les circuits de commande et de charge peuvent être à priori quelconques ; pour notre part, pour la mise au point de l'ensemble de la procédure, nous nous sommes limités au cas de circuits de polarisation résistifs.

La précision des résultats issus du modèle est d'autant plus grande que le nombre de cellules élémentaires est élevé et que l'intervalle Δt , entre deux instants où est calculée la réponse, est plus petit. Mais très rapidement, les coûts de calcul et les problèmes liés à la précision du calculateur, consécutifs à un grand nombre de pas en espace et en temps deviennent prohibitifs ; il convient alors de rechercher par essais successifs un compromis optimum entre la précision désirée et les performances du calculateur utilisé.

Au moyen de ce programme de calcul numérique nous sommes en mesure de simuler le comportement du transistor bipolaire du puissance en commutation, quelles que soient les conditions de polarisation, pour des structures de géométries différentes. Nous pourrons alors confronter les résultats de ces simulations aux mesures effectuées sur le composant réel.

III-3 COMMUTATION A LA FERMETURE

Nous donnerons en premier lieu quelques exemples de résultats expérimentaux comparés aux simulations pour diverses conditions de polarisation pour des transistors homobase de géométrie circulaire ou interdigitée ; ensuite, nous analyserons le comportement interne du composant pendant la phase de fermeture.

III-3-1 Ondes de courant et de tension à la fermeture

Nous présentons ici les résultats relatifs au transistor HO1, de géométrie circulaire, dont vous avons déjà défini les paramètres au tableau II-1 et au transistor HO3, de géométrie interdigitée, dont les paramètres sont précisées au tableau III-1.

a) Commutation à gain forcé constant, cas de courants collecteurs différents

Sur le tableau III-2 nous avons indiqué les valeurs des éléments des circuits de commande et de charge du transistor pour chacune des manipulations que nous allons commenter ; les notations utilisées sont celles de la figure III-4.

Nous avons fait varier, pour une tension d'alimentation E_C constante de 50 volts, le courant collecteur maximum I_C max entre 50 mA et 515 mA pour le transistor HO1, 50 mA et 950 mA pour le transistor HO3, les valeurs des courants base direct I_{B1} et inverse I_{B2} étant dans chaque cas telles que le gain forcé soit de 10 environ.

Sur les réseaux de courbes des figures III-7 et III-9 nous avons reporté les évolutions temporelles du courant base, de la tension base-émetteur, du courant collecteur et de la tension collecteur-émetteur des transistors HO1 et HO3 relevées expérimentalement (lignes continues) et simulées (points) pour une résistance de charge R_{ch} de 97 ohms (I_C max 515 mA). Pour les autres conditions de fonctionnement nous avons reporté uniquement les variations du courant collecteur en fonction du temps car d'une part

TABEAU III-1 PARAMETRES DU TRANSISTOR A BASE HOMOGENE HO3

Paramètres (T = 22° C)		Transistor HO3
<u>GEOMETRIE</u>	Type	Interdigité (CF. fig II-9-b)
	Surface (cm ²)	$1,29 \cdot 10^{-2}$
	Périmètre (cm)	1,13
<u>REGION</u> <u>DE</u> <u>BASE</u>	W_{BO} (µm)	28,5
	N_{DO} (cm ⁻³)	$5,97 \cdot 10^{14}$
	L (µm)	4,78
<u>PARAMETRE</u> <u>DE</u> <u>RECOMBINAISON</u> <u>EN VOLUME</u>	J_{SBV} (A/cm ²)	$0,142 \cdot 10^{-9}$
	n_v	1,20
	τ_{max} (µs)	18,7
<u>Densité de courant de saturation</u> <u>émetteur J_{SBE} (A/cm²)</u>		$0,38 \cdot 10^{-12}$
<u>PARAMETRES</u> <u>RELATIFS A LA</u> <u>CAPACITE DE</u> <u>TRANSITION</u> <u>EMETTEUR-BASE</u>	C_{TEO} (pF)	310
	ϕ_{BE} (v)	0,62
	ϕ_1 (v)	0,26
	α	0,38
<u>Densité de courant de saturation</u> <u>collecteur J_{SBC} (A/cm²)</u>		$0,38 \cdot 10^{-12}$
<u>DIODE</u> <u>LATERALE</u> <u>COLLECTEUR-</u> <u>BASE</u>	J_{SRC} (A)	$7,60 \cdot 10^{-9}$
	n_i	1,86
	J_{SN^+} (A/cm ²)	$0,38 \cdot 10^{-12}$

TABLEAU III-2

Transistor	Figure	Conditions de polarisation			Circuit de commande					Circuit de charge	
		I_C maximum (mA)	I_{B1} (mA)	I_{B2} (mA)	V_B (V)	R_2 (Ω)	E_B (V)	R_3 (Ω)	E_C (V)	R_{Ch} (Ω)	
HO1	III-8 (1)	50,8	5	-5	10,1	950	-1,25	400	50	1000	
	III-8 (2)	100	10	-10	9,7	466	-3,05	400	50	500	
	III-8 (3)	258	25	-25	10,4	199	-1,80	115	50	194	
	III-8 (4)	515	50	-50	6,4	60	-2,00	72,4	50	97	
	III-10 (1)	50,8	5	-5	5,4	536	-3,20	1000	50	1000	
HO3	III-10 (2)	100	10	-10	5,2	252	-3,20	502	50	500	
	III-10 (3)	258	25	-25	10	199	-1,80	115	50	194	
	III-10 (4)	515	50	-50	6,2	60	-2,0	72,4	50	97	
	III-10 (5)	950	100	-100	8,3	39,1	-2,0	32,1	50	52,5	

Figure III-7
Transistor HO.1
 $\begin{cases} E_c = 50^V \\ R_{ch} = 97^{\Omega} \end{cases}$

— Mesure
• Simulation

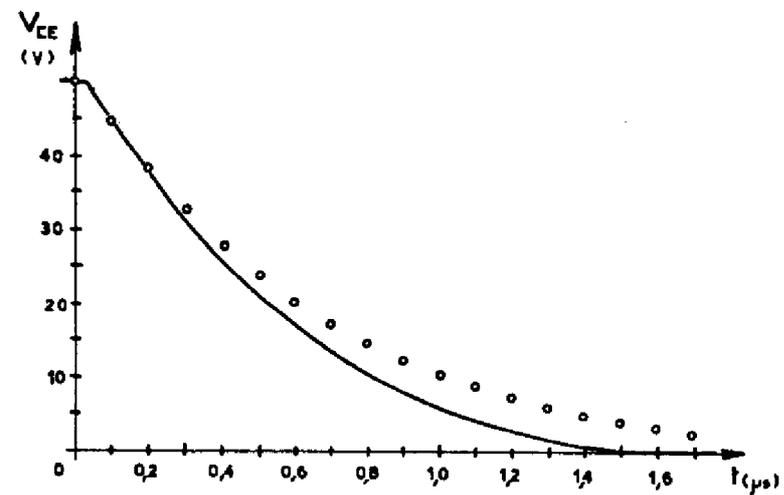
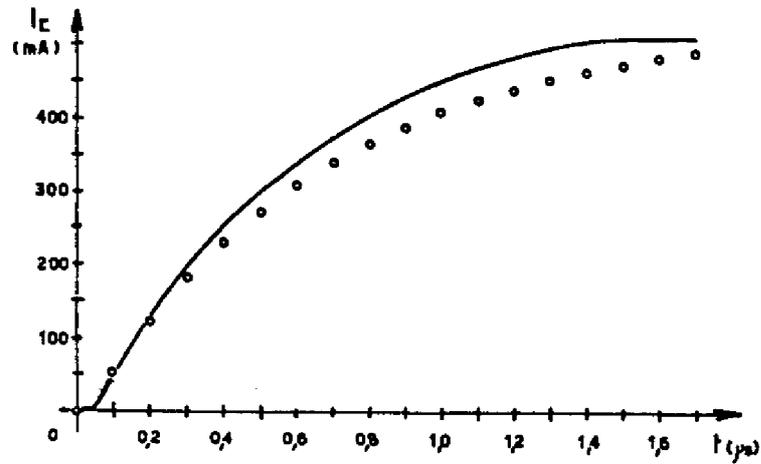
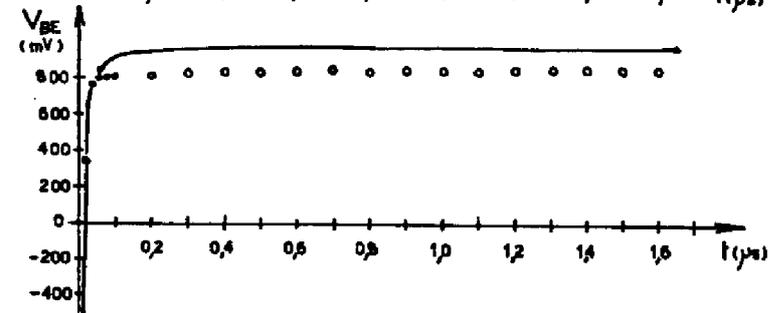
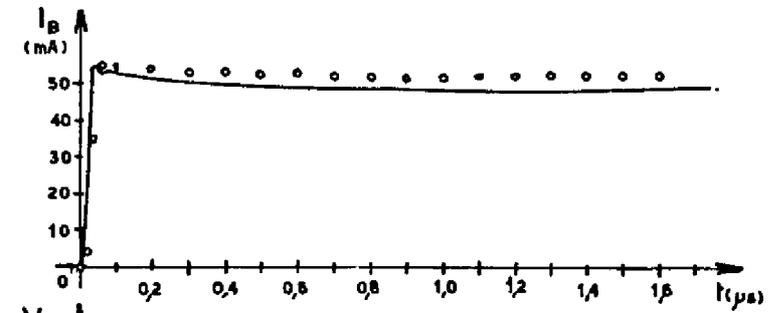
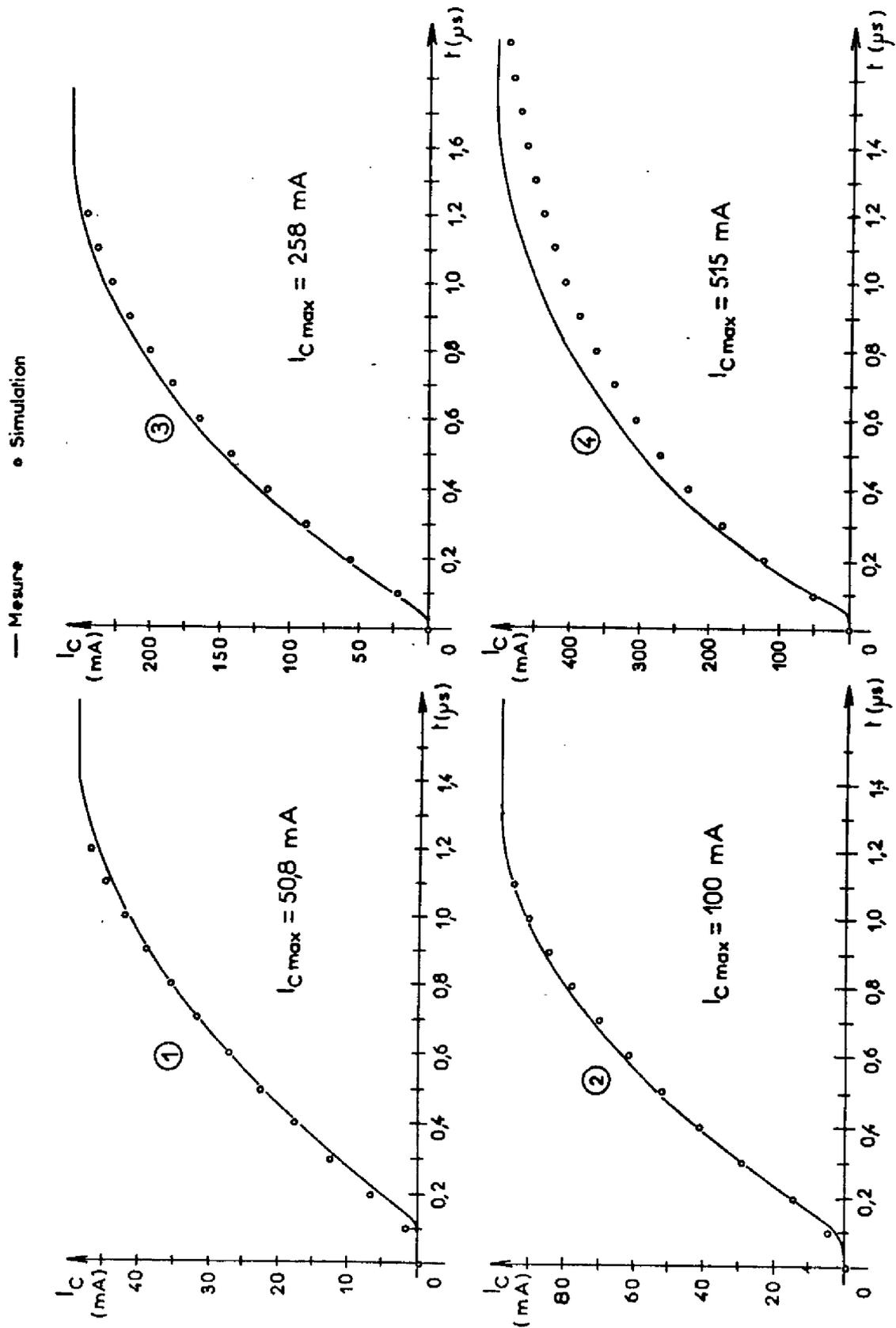


Figure III.8 Transistor HO-1



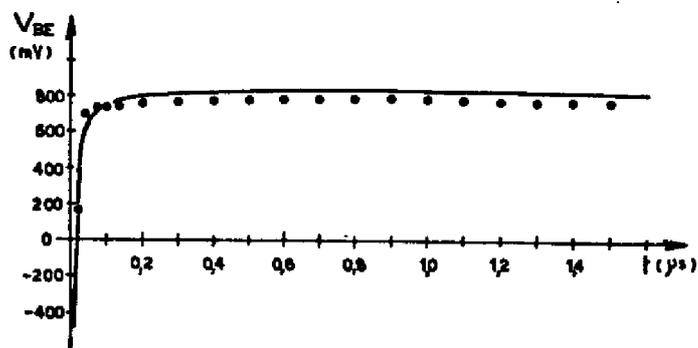
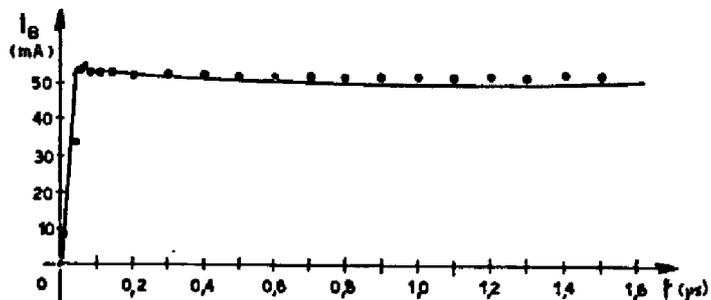
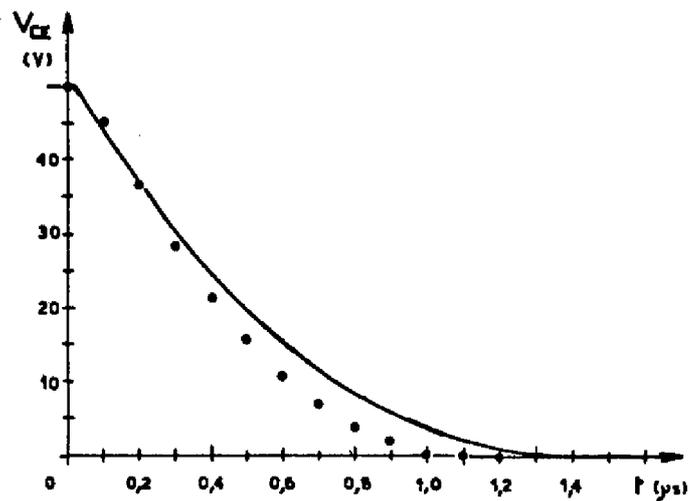
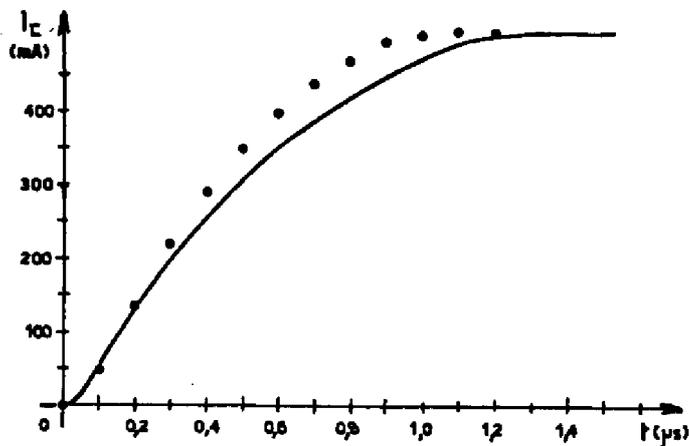


Figure III.9

Transistor HO.3

$$\begin{cases} E_c = 50 \text{ V} \\ R_{ch} = 97 \Omega \end{cases}$$

— Mesure
• Simulation



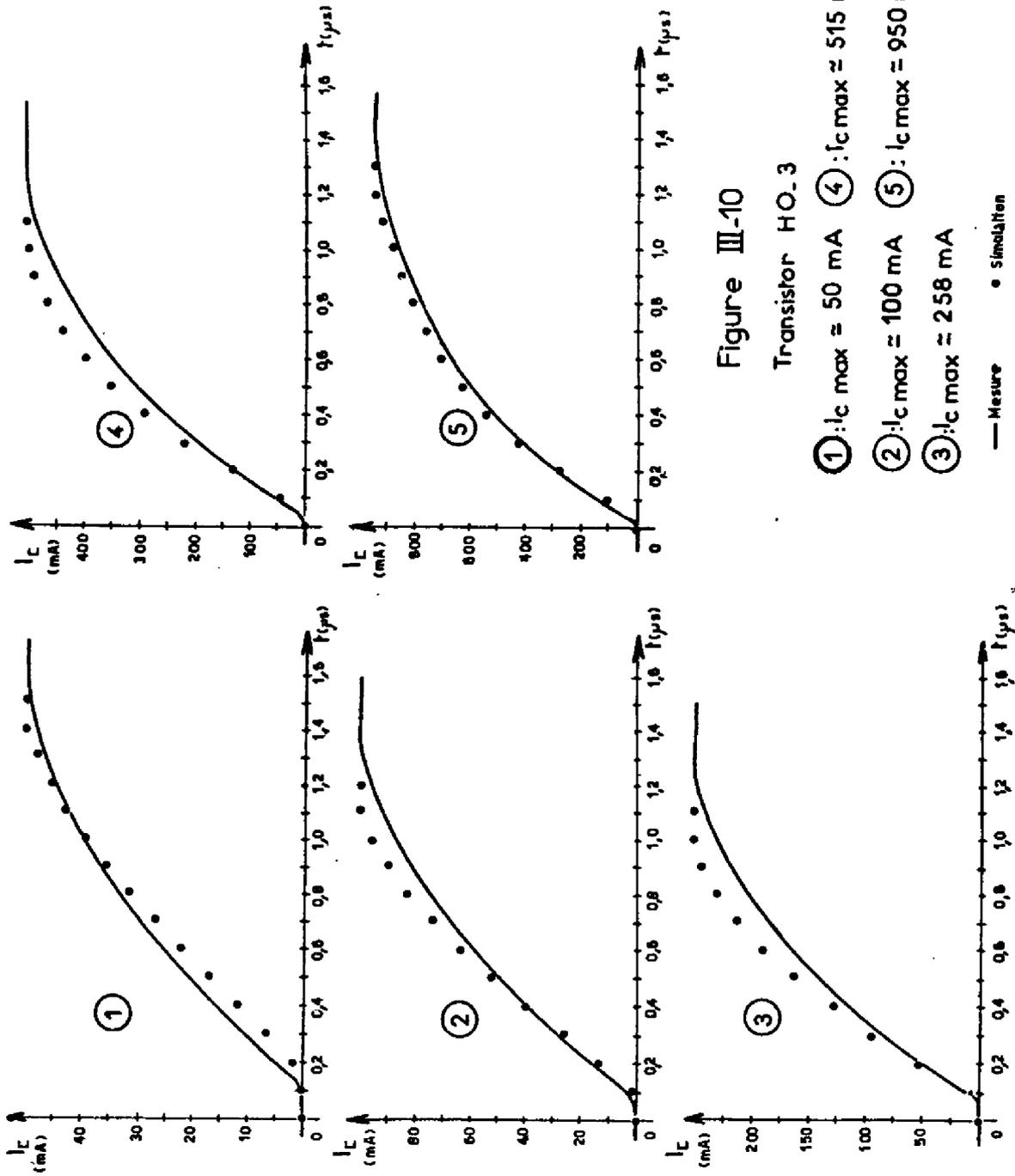


Figure III-10

Transistor HO.3

- ①: I_C max = 50 mA
- ④: I_C max = 515 mA
- ②: I_C max = 100 mA
- ⑤: I_C max = 950 mA
- ③: I_C max = 258 mA

— Mesure • Simulation

les allures des courbes $I_B(t)$ et $V_{BE}(t)$ sont analogues à celles indiquées sur les figures III-7 et III-9 et d'autre part, les variations temporelles de la tension collecteur émetteur se déduisent de celles du courant collecteur en appliquant la loi d'ohm au circuit de charge :

$$(III-6) \quad V_{ce}(t) = E_c - R_{ch} I_c(t)$$

Ces résultats figurent sur les courbes des figures III-8 pour le transistor HO1 et III-10 pour le transistor HO3, l'origine des temps étant choisie dans chaque cas à l'instant d'application de la commande sur la base. Remarquons que toutes ces simulations numériques ont été effectuées à partir des seules données caractérisant le transistor lui-même (tableaux II-1 et III-1) et les circuits de polarisation (tableau III-2).

Nous avons déterminé à partir des relevés expérimentaux et des simulations, pour chaque manipulation, les divers temps de commutation associés à la phase de fermeture tels que nous les avons définis au paragraphe III-1 ; les résultats sont portés sur le tableau III-3.

L'accord expérience-théorie est particulièrement satisfaisant dans le cas du transistor de géométrie circulaire, tant au point de vue de l'allure des courbes que des temps de commutation. Aux forts niveaux de polarisation cependant, nous observons un écart sensible entre l'expérience et la simulation ; cet écart peut en partie être attribué au choix particulier que nous avons fait de la constante b . Pour la concentration d'impuretés dans la région de base des transistors HO1, la valeur choisie pour la constante b , conduit par la loi I-23 à des valeurs par défaut de la constante de diffusion pour des concentrations de porteurs inférieures à 10^{17} atomes par cm^3 et par excès au-delà ; dans le premier cas, le temps de transit du transistor simulé se trouve être ainsi inférieur au temps de transit du transistor réel et, dans le deuxième cas, supérieur. Pour le transitoire de la figure III-7, dès $0,4 \mu s$ la concentration en porteurs, à la périphérie de la structure, est supérieure à 10^{17} ; or, l'état de défocalisation étant particulièrement marqué, le temps de transit global est dès lors surestimé et les temps de commutation simulés sont supérieurs à ceux mesurés.

TABLEAU III-3

Transistor	Figure	I _C maximum (mA)	Temps de Fermeture "t on" (μs)		Temps de retard t _d (ns)		Temps de montée t _r (μs)	
			Mesuré	Simulé	Mesuré	Simulé	Mesuré	Simulé
HO1	III-8 (1)	50,8	1,13	1,09	200	160	0,93	0,93
	III-8 (2)	100	0,97	0,98	165	140	0,80	0,84
	III-8 (3)	258	0,925	0,97	105	110	0,82	0,86
	III-8 (4)	515	1,0	1,25	100	99,5	0,90	1,15
	III-10 (1)	50,8	1,22	1,18	200	260	1,02	0,92
HO3	III-10 (2)	100	1,06	0,90	160	180	0,90	0,72
	III-10 (3)	258	0,94	0,77	120	120	0,81	0,64
	III-10 (4)	515	0,91	0,73	100	100	0,81	0,63
	III-10 (5)	950	1,00	0,93	80	95	0,92	0,84

En ce qui concerne le transistor de géométrie interdigitée, l'accord expérience-théorie se révèle moins bon, en particulier les ondes de courant collecteur simulées ont des pentes supérieures à celles relevées expérimentalement. L'existence d'un phénomène d'injection latérale de l'émetteur dans la région de base passive, phénomène non pris en compte dans nos simulations, est susceptible de permettre l'interprétation de ces écarts. En effet, une partie du courant base total, déviée par la "diode latérale" émetteur-base, ne participe pas à la commande du transistor actif ce qui provoque ainsi une augmentation artificielle du temps de commutation. Cet effet est bien sûr particulièrement marqué pour un transistor fortement interdigité en raison du grand rapport périmètre-surface pour la zone active.

b) Cas de gains forcés différents pour un même courant collecteur

Pour le transistor HO1, nous avons fait varier le gain forcé, pour une tension d'alimentation E_C de 50 volts et une résistance de charge de 200 ohms. Les valeurs des éléments des circuits de polarisation sont indiqués sur le tableau III-4 où nous avons tracé les variations temporelles du courant collecteur, relevées expérimentalement (lignes continues) et simulées (points).

L'accord expérience-théorie est bon, sauf en ce qui concerne les temps de retard. En fait, ce désaccord résulte simplement de l'existence d'une tension résiduelle négative aux bornes du générateur d'impulsions pour l'état "0" qui n'a pas été prise en compte dans les simulations. Par ailleurs, notre modèle rend parfaitement compte de la diminution des temps de commutation provoquée par une augmentation du courant base (gain forcé plus faible).

Pour les diverses manipulations que nous avons effectuées, nous avons toujours constaté un bon accord entre les variations temporelles des courants et des tensions relevées aux bornes du composant et celles simulées. Le modèle peut alors constituer un bon outil pour l'analyse du comportement interne de la structure de puissance pendant la phase d'ouverture.

Figure III-11

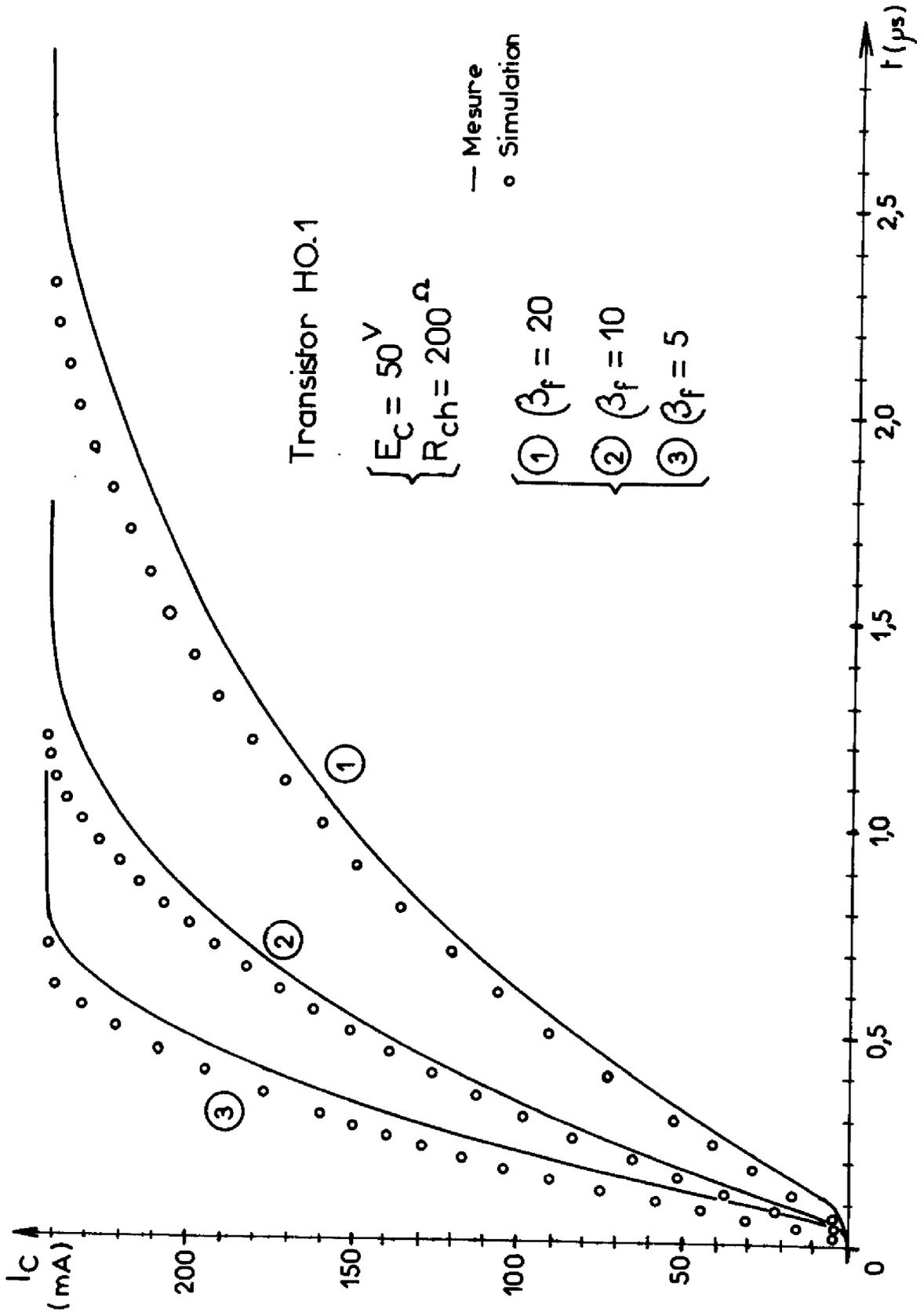


TABLEAU III-4

FIGURE		III-11 (1)	III-11 (2)	III-11 (3)
Circuit de commande de base	V_B (V)	6,37	7,0	4,69
	R_2 ()	447	248,5	77
Condition de Polarisation	I_C maximum (mA)	250	250	250
	I_{B1} (mA)	12,5	25	50
	β_f	20	10	5
Temps de fermeture "t on" (μs)	Mesuré	1,93	1,0	0,58
	Simulé	1,70	0,90	0,50
Temps de retard "t _d " (ns)	Mesuré	205	120	90
	Simulé	160	90	50
Temps de montée "t _r " (μs)	Mesuré	1,71	0,88	0,49
	Simulé	1,54	0,81	0,45

$$E_e = 50^V \quad R_{ch} = 200^{\Omega}$$

$$E_B = 0 \quad R_3 = \infty$$

III-3-2 Analyse du comportement interne du composant pendant la phase de fermeture

Nous effectuerons cette analyse à partir des évolutions temporelles des répartitions de tension émetteur base, de densité de courant collecteur et de charge stockée et des valeurs des différentes composantes de courant base. Ces résultats de simulation, pour le transistor H01, sont indiqués sur les figures III-12 à III-15 pour $E_C = 50V$, $R_{ch} = 1K\Omega$ ($I_{Cmax} \approx 50mA$) et $\beta_f = 10$ et III-16 à III-19 pour $E_C = 50V$, $R_{ch} = 97\Omega$ ($I_{Cmax} \approx 515mA$) et $\beta_f = 10$. En ce qui concerne les diverses composantes de courant base I_B , nous rappelons que :

- I_{nE} et I_{nC} sont les courants associés respectivement à l'injection de porteurs minoritaires dans l'émetteur et le collecteur.

- I_{BV} est le courant associé aux recombinaisons en volume dans la zone active et dans le "transistor latéral".

- I_{CTE} et I_{CTC} sont respectivement les courants de charge et de décharge des capacités de transition totales émetteur-base et collecteur-base (zone latérale comprise).

- $DIB = (dQ_{SN}/dt) + (dQ_{SI}/dt)$ désigne le courant associé aux variations de charge stockée par les porteurs minoritaires dans la base active et dans le "transistor latéral".

$$I_{BP} = S_L \left\{ (Q_{SLD}/\tau) + 2 J_{SN} + (Q_{SLD}^2/Q_i^2) \right\} + I_{RC}$$

et $DIBP = S_L (dQ_{SLD}/dt)$ sont respectivement les courants statiques et dynamiques associés à la diode latérale collecteur base de surface effective S_L .

Lorsqu'on applique sur la base du transistor initialement bloqué, le signal de commande, le courant base correspond dans un premier temps à la décharge de la capacité de transition émetteur base (cf. repère A sur les courbes III-12 et III-16). Dès que la polarisation de la jonction émetteur est suffisante pour qu'il y ait injection de porteurs minoritaires dans la base, la composante DIB croît soudainement en même temps que le courant collecteur commence à s'établir.

Pendant cette première phase du transitoire la charge stockée par les porteurs minoritaires dans la base reste trop faible pour que la résistance de cette zone soit sensiblement modulée. Les gradients de tension émetteur base sont donc importants (CF. Repère A sur les figures III-13 et III-17) et les répartitions de densité de courant collecteur et de charge stockée, très fortement défocalisées (CF. repère A sur les figures III-14 et III-15, III-18 et III-19). Pratiquement le "transistor latéral" est le premier à entrer en conduction.

La durée de cette première phase sera d'autant plus courte que le courant I_{B1} est élevé, la charge contenue dans la capacité de transition étant indépendante de ce paramètre. Par contre un accroissement du courant I_{B1} de commande accuse le phénomène de défocalisation.

A la fin de la période A, la jonction émetteur base est donc polarisée en direct et les phénomènes d'injection de porteurs minoritaires dans la région de base se manifestent essentiellement à la périphérie de la structure. Le courant DIB, associé au flux des porteurs nécessaires à l'évolution temporelle de la charge stockée par les porteurs minoritaires dans la base, devient la principale composante du courant base. La croissance du courant collecteur s'accompagne d'une diminution de la tension collecteur-émetteur et par suite de la charge de la capacité de transition collecteur-base d'où, l'apparition du courant I_{CTC} ; pour les faibles valeurs de I_B (cas de la figure III-12) la composante I_{CTC} constitue une part non négligeable du courant base total. Les composantes de courant base I_{nE} et I_{BV} augmentent elles aussi; pour des niveaux d'injection relativement faibles c'est la composante de recombinaison en volume I_{BV} qui est la plus importante (figure III-12), mais aux forts niveaux, c'est au contraire la composante d'injection (I_{nE}) de porteurs minoritaires dans l'émetteur qui devient prépondérante.

Pendant cette deuxième période, l'augmentation de la charge stockée dans la région de base conduit à une diminution de la résistivité de cette région et, le phénomène de défocalisation se fait moins prononcé comme le montrent les évolutions des répartitions de tension émetteur base, de densité de courant collecteur et de charge dans la structure, repérées B

Figure III-12

Transistor HO.1 ($E_c = 50V - R_{ch} = 1 k\Omega$)

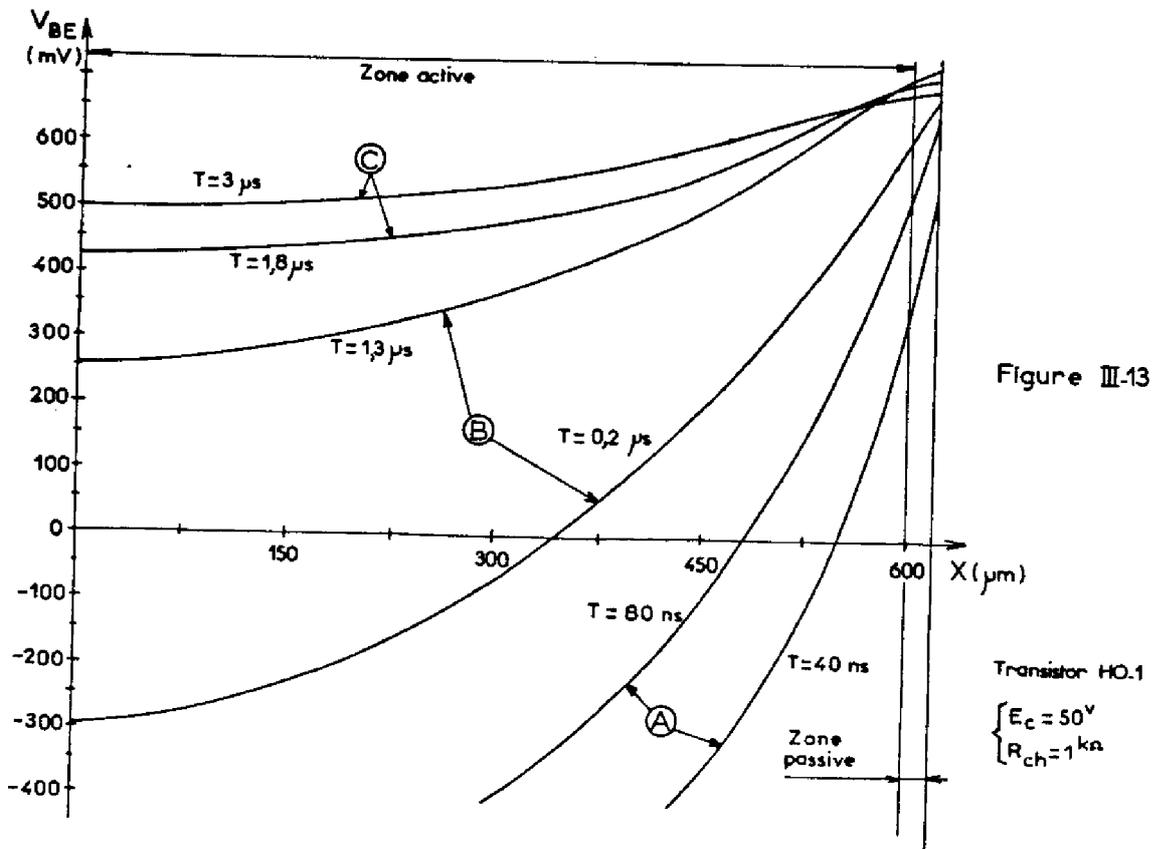
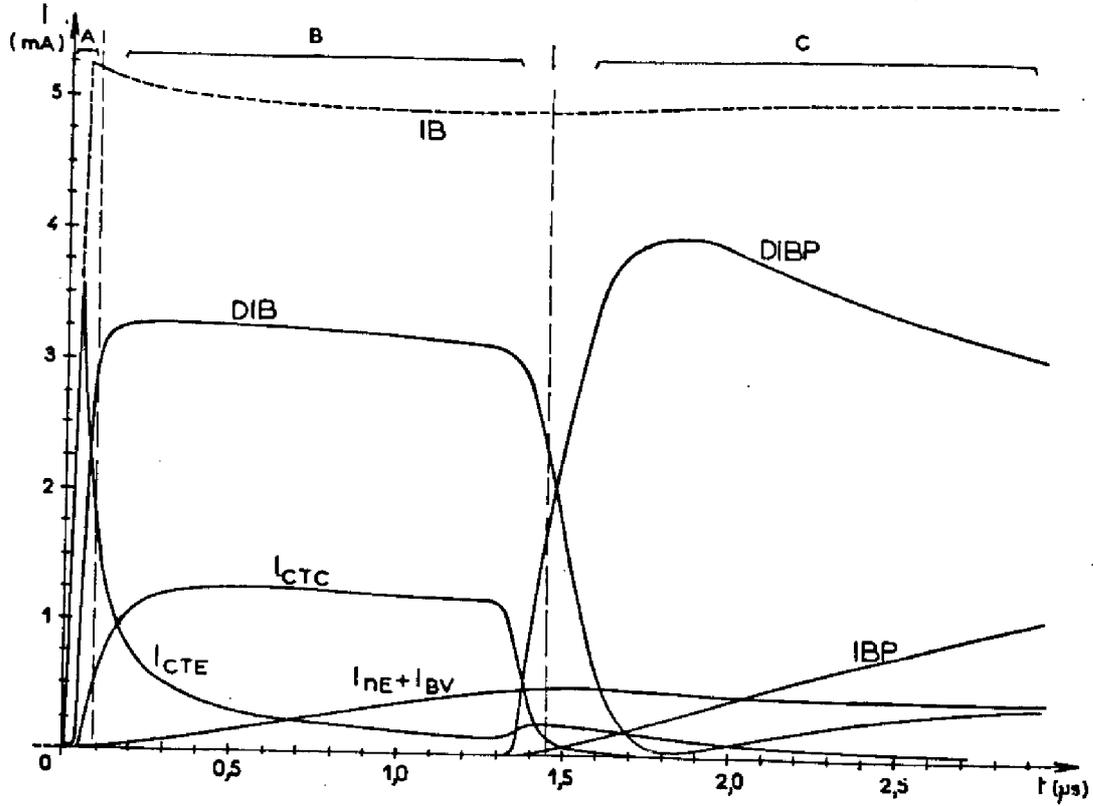


Figure III-13

Transistor HO.1

$E_c = 50V$
 $R_{ch} = 1 k\Omega$

Figure III-15
 Transistor HO.1
 $\begin{cases} E_C = 50 \text{ V} \\ R_{CH} = 1 \text{ k}\Omega \end{cases}$

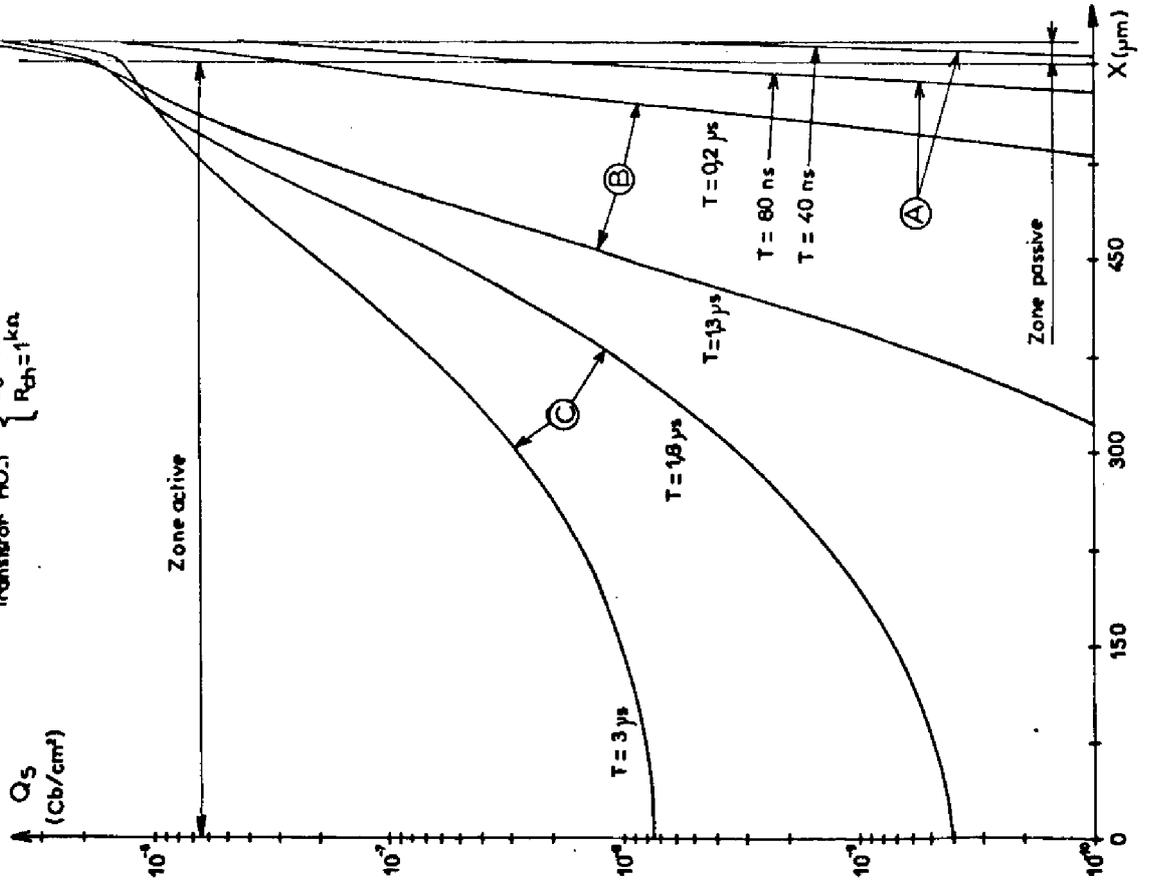


Figure III-14
 Transistor HO.1
 $\begin{cases} E_C = 50 \text{ V} \\ R_{CH} = 1 \text{ k}\Omega \end{cases}$

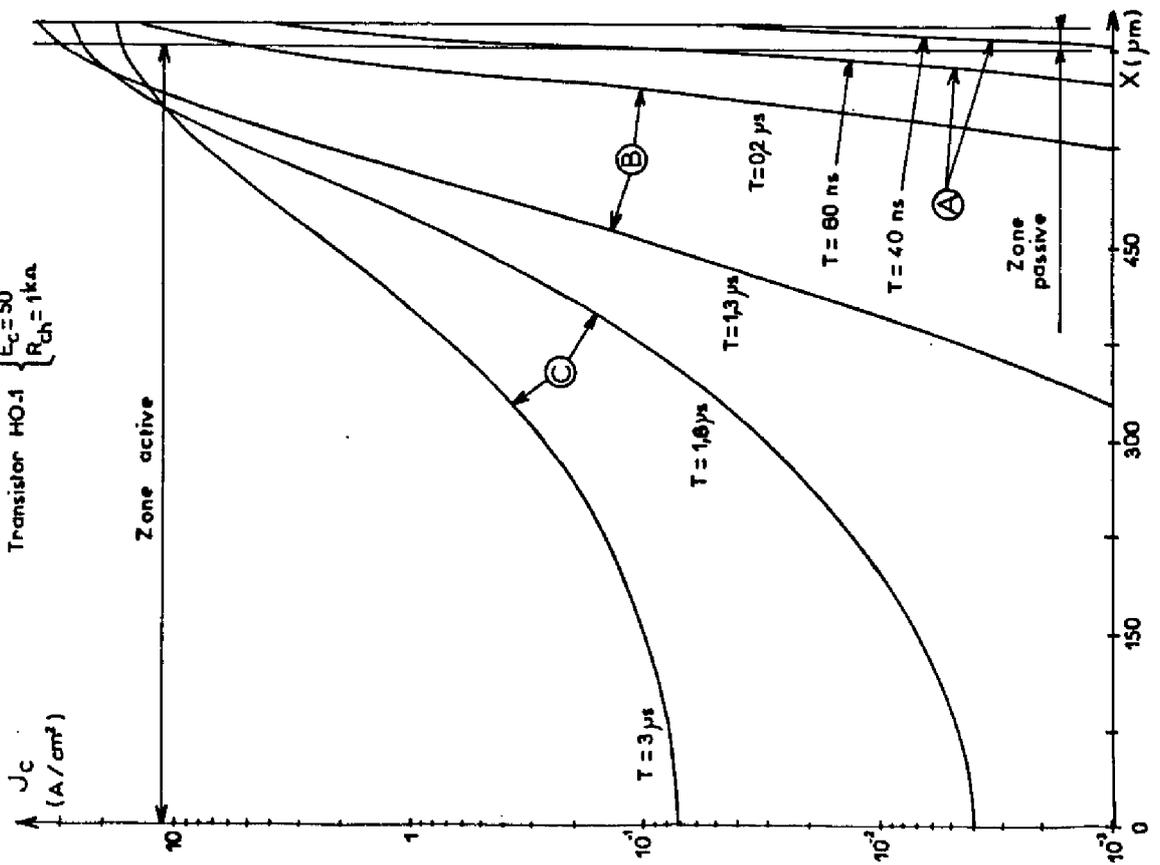


Figure III-16

Transistor HO.1 ($E_c = 50V - R_{ch} = 97\Omega$)

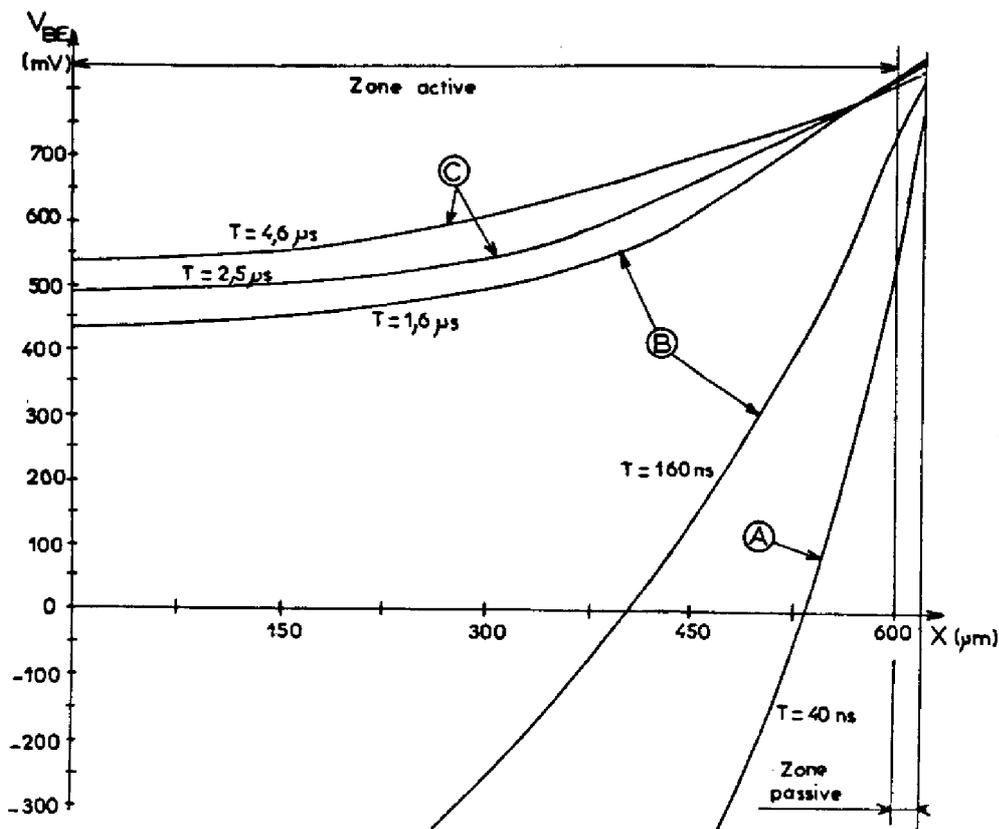
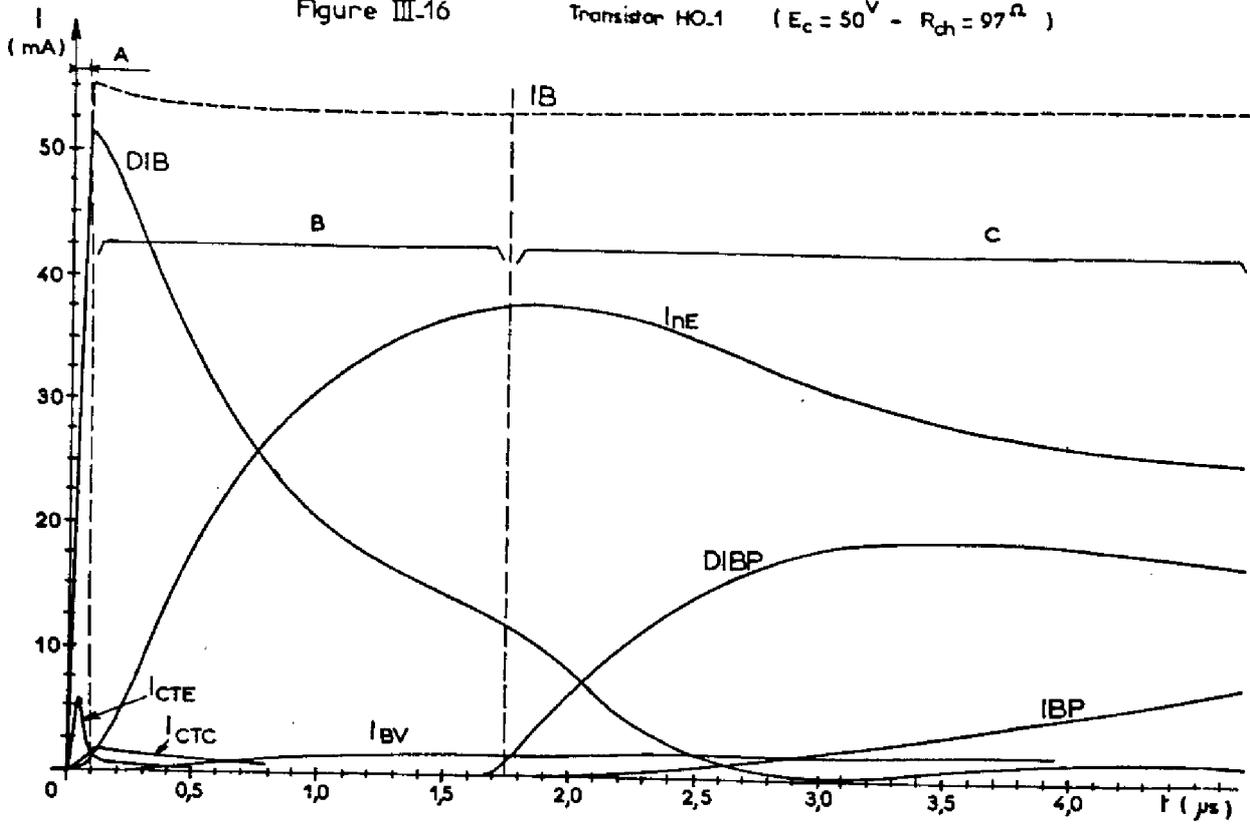


Figure III-17

Transistor HO.1

$E_c = 50V$
 $R_{ch} = 97\Omega$

Figure III.18
 Transistor HO.1
 $E_c = 50V$
 $R_{ch} = 97\Omega$

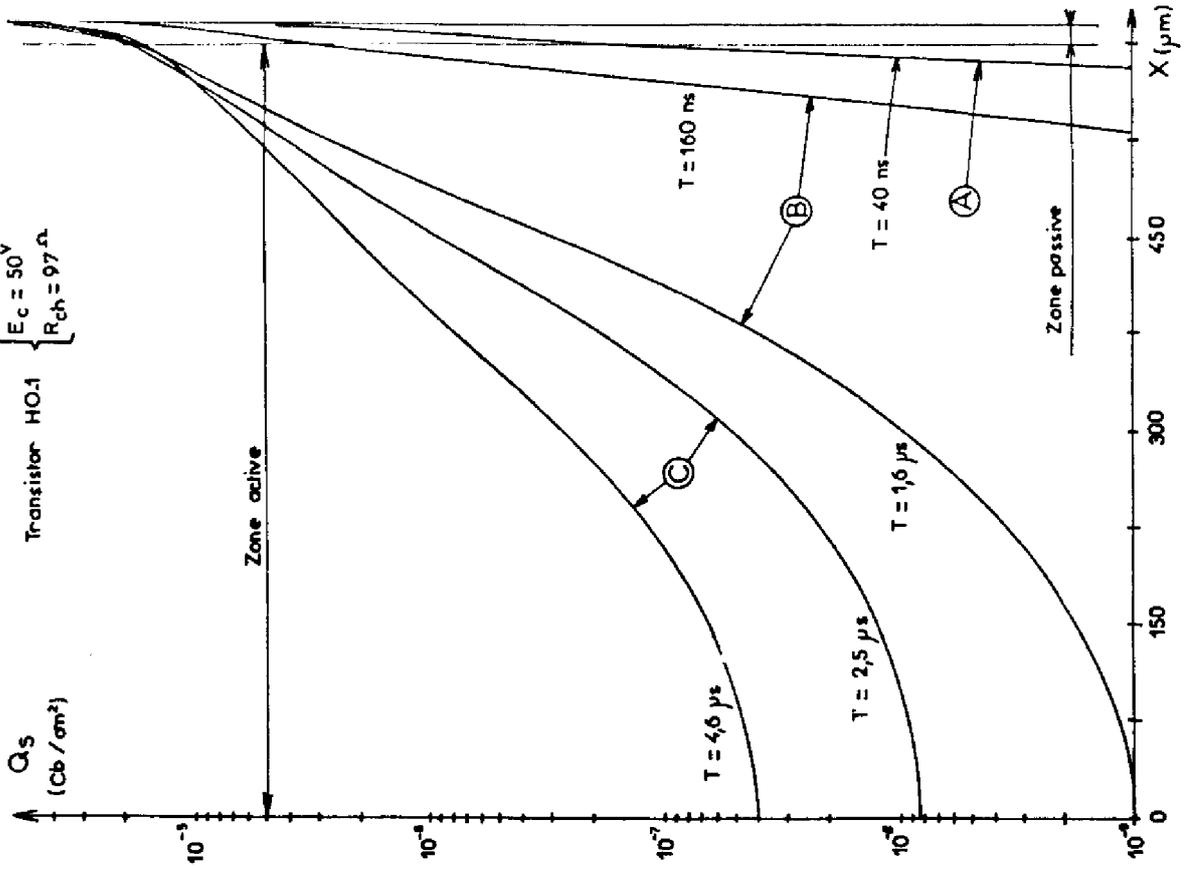
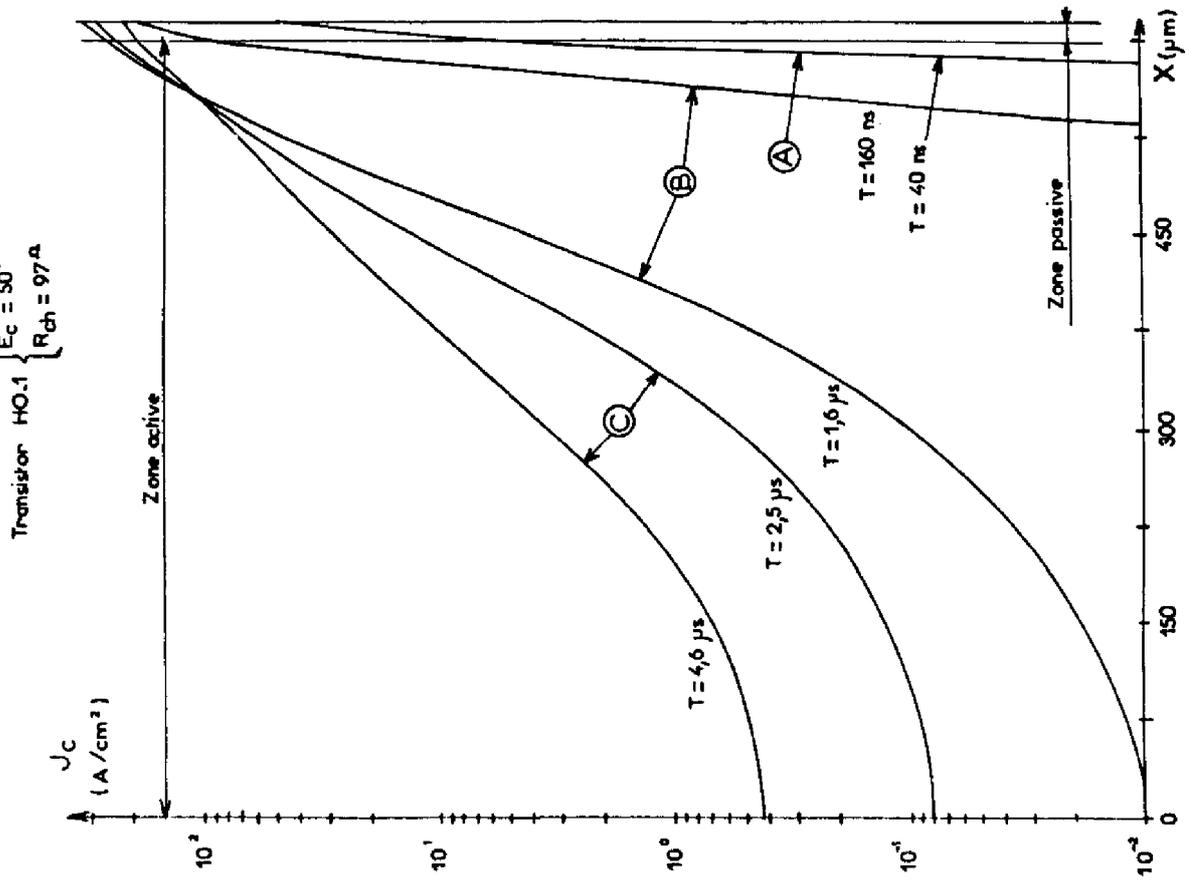


Figure III.19
 Transistor HO.1
 $E_c = 50V$
 $R_{ch} = 97\Omega$



sur les figures III-13 à III-15 et III-17 à III-19. De ce fait, les conditions de polarisation à la périphérie de la structure varient assez peu pendant toute la phase de montée, et, l'augmentation du courant collecteur correspond pour une part à la mise en conduction de zones de plus en plus proches du centre de la structure.

La phase B de fonctionnement, caractérisée par la prépondérance de la composante DIB, prend fin dès que le transistor entre en régime de saturation.

Lorsque la jonction collecteur-base se polarise en direct deux phénomènes importants interviennent. Il s'agit d'une part de la mise en conduction de la diode latérale collecteur-base et d'autre part, d'une nouvelle accumulation de charge Q_{SI} dans la région de base résultant de l'injection de porteurs minoritaires par le collecteur.

Une partie de plus en plus importante du courant base étant déviée par la diode latérale (composante de courant I_{BP} et surtout $DIBP = dQ_{SLD}/dt$), le courant de base au niveau du transistor intrinsèque diminue et la focalisation se fait moins accusée. La réduction de la défocalisation est par ailleurs favorisée par le stockage des charges Q_{SI} , dans la région de base, qui conduit à une diminution de la résistivité de cette région. Les répartitions de tension émetteur, de densité de courant collecteur et charge stockée dans la base sont ainsi plus uniformes comme nous le constatons sur les figures III-13 à III-15 et III-17 à III-19 (repère C). En particulier la tension émetteur-base aux bornes du transistor diminue, phénomène que nous avons observé aussi bien expérimentalement que dans les simulations.

Pendant le fonctionnement en régime saturé (phase C) les diverses composantes du courant base qui sont associées à des variations de charges décroissent pour s'annuler, au bout d'un temps relativement long, lorsque le régime permanent est atteint. Le courant base se composera alors des seules composantes I_{nE} , I_{nC} , I_{BV} et I_{BP} .

III-4 COMMUTATION A L'OUVERTURE

Comme dans le cas de la commutation à la fermeture nous donnerons quelques exemples de résultats expérimentaux comparés aux simulations avant d'aborder l'analyse du comportement interne du composant pendant la phase d'ouverture.

III-4-1 Ondes de courant et de tension à l'ouverture

Pour les transistors HO1 et HO3 de technologie homobase, dans les conditions de mesure indiquées sur le tableau III-2, nous avons relevé les allures des transitoires de courant et de tension que nous avons ensuite comparées à celles simulées. Sur les figures III-20 et III-22 nous avons reporté les évolutions temporelles du courant de base, de la tension base-émetteur, du courant de collecteur et de la tension collecteur-émetteur des transistors HO1 et HO3 observées expérimentalement (lignes continues) et simulées (points et lignes discontinues) pour une résistance de charge de 97 ohms ($I_C \text{ max} \simeq 515 \text{ mA}$). Pour les autres conditions de fonctionnement nous avons reporté uniquement les variations du courant base et du courant collecteur en fonction du temps, les tensions base-émetteur et collecteur-émetteur pouvant être déduites par la simple application de la loi d'Ohm aux circuits de commande et de charge ; dans certains cas, lorsque le temps de stockage est relativement long, nous avons interrompu l'échelle des temps. Ces résultats sont reportés sur la figure III-21 pour le transistor HO1 et III-23 pour le transistor HO3.

Les divers temps de commutation associés à la phase d'ouverture déduits des mesures et des simulations sont indiqués sur le tableau III-5.

L'accord expérience -théorie se révèle être de bonne qualité en ce qui concerne le transistor de géométrie circulaire HO1, tant du point de vue qualitatif que quantitatif. Aux fortes polarisations nous pouvons cependant observer une sous-estimation du temps de stockage liée principalement au problème de la modélisation de la diode latérale collecteur-base.

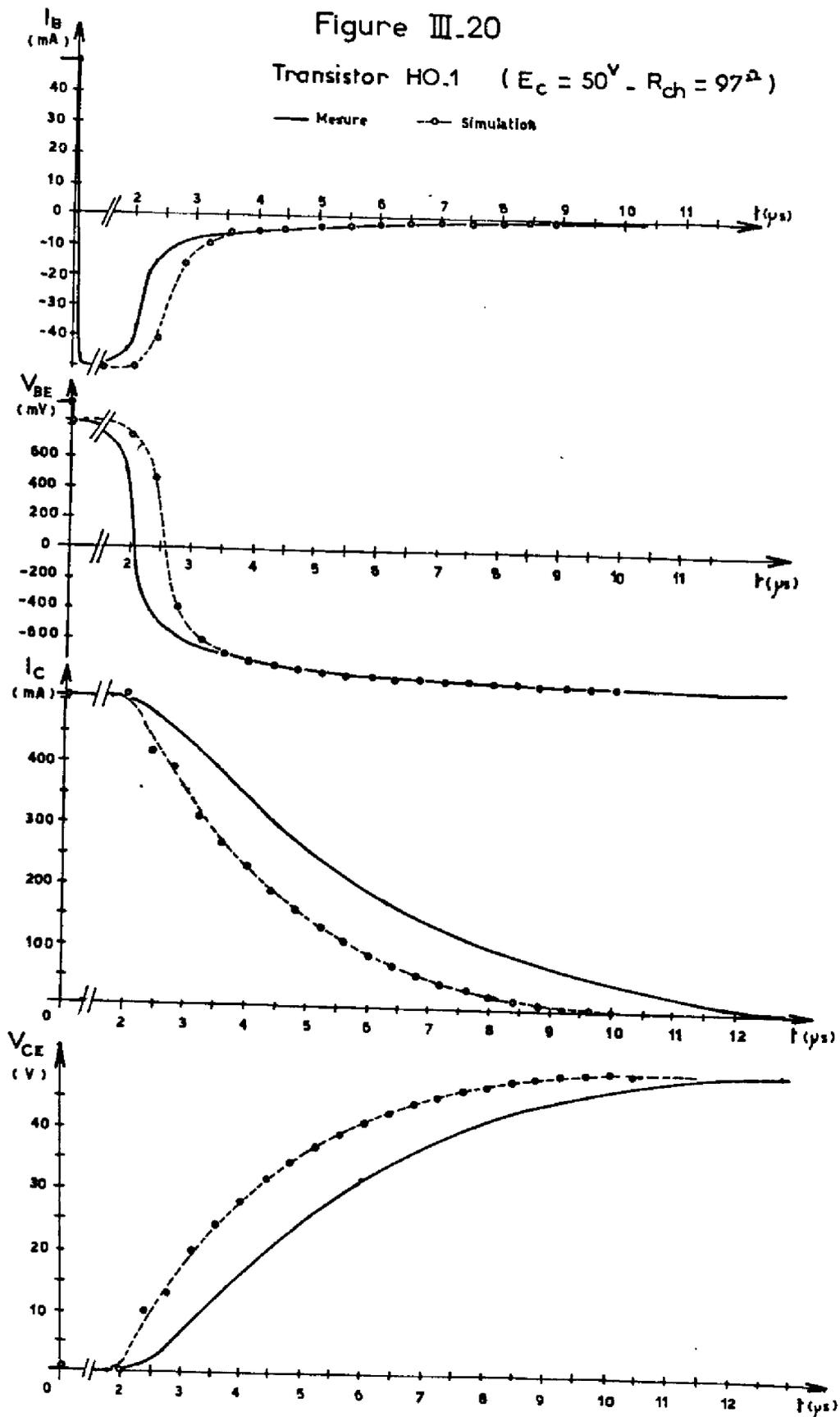


Figure III.21
Transistor HO.1

— Mesure
- - - simulation

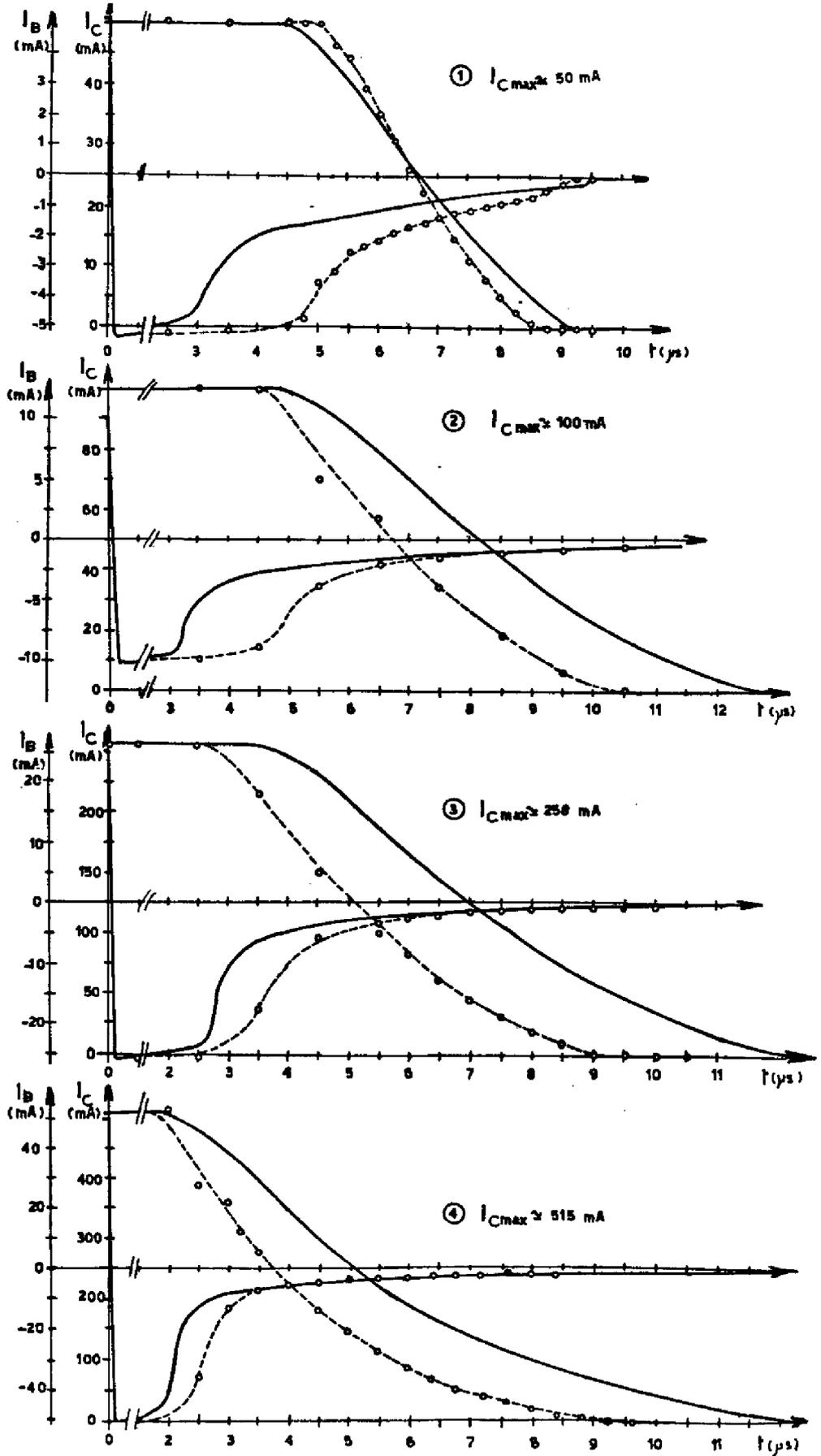


Figure III-22

Transistor HO.3 ($E_c = 50^V$ - $R_{ch} = 97^{\Omega}$)

— Mesure -○- Simulation

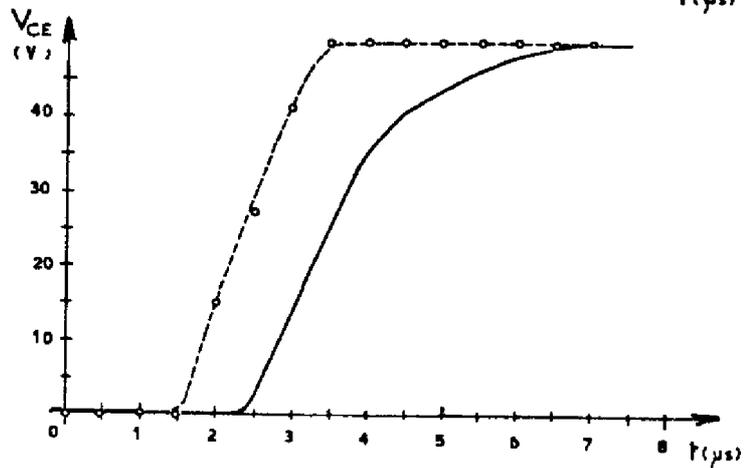
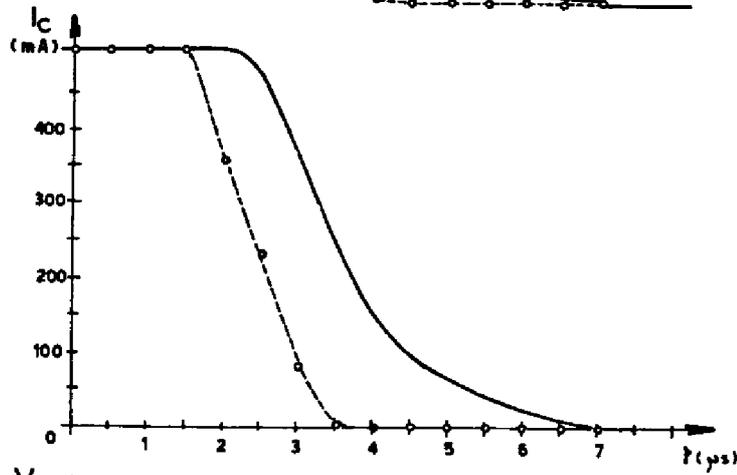
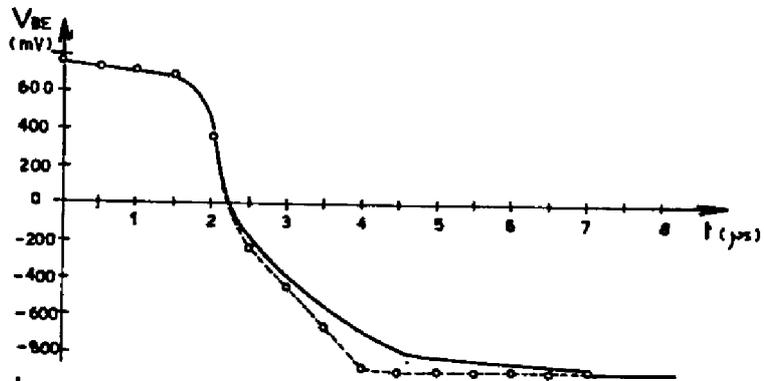
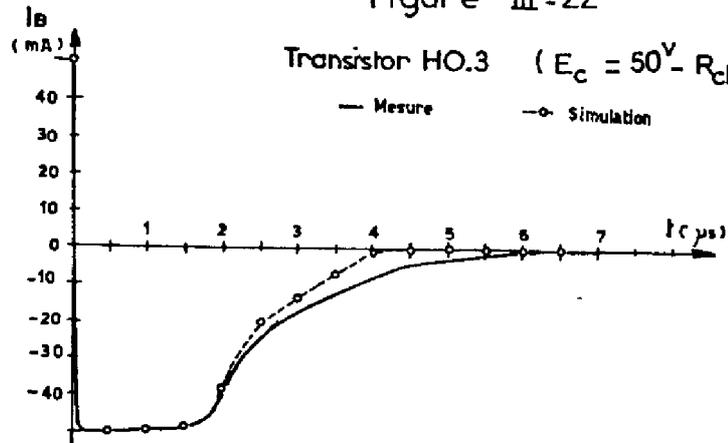


Figure III-23

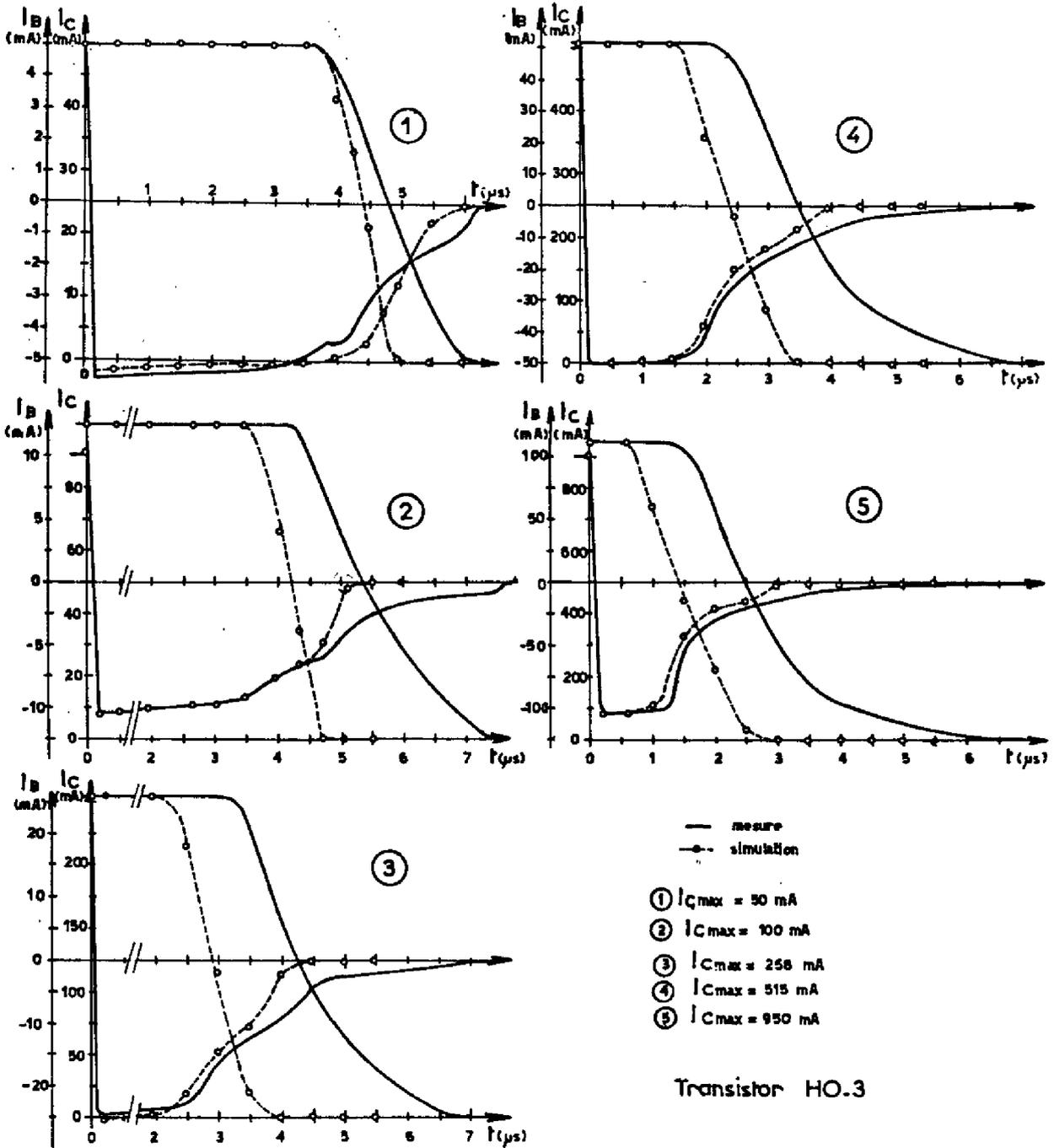


TABLEAU III-5

Transistor	Figure	I _C maximum (mA)	Temps d'ouverture "t _{off} " (μs)		Temps de déstockage "t _s " (μs)		Temps de descente "t _e " (μs)	
			Mesuré	Simulé	Mesuré	Simulé	Mesuré	Simulé
HO1	III-21 (1)	50,8	8,5	8	5,1	5,4	3,4	2,6
	III-21 (2)	100	11,3	9,2	5,8	5	5,5	4,2
	III-21 (3)	258	10,4	7,6	4,6	3,3	5,8	4,3
	III-21 (4)	515	9,7	7	2,7	2,3	7	4,7
HO3	III-23 (1)	50,8	5,7	4,75	4,05	3,95	1,65	0,80
	III-23 (2)	100	6,8	4,65	4,50	3,75	2,30	0,90
	III-23 (3)	258	5,85	3,45	3,5	2,45	2,35	1
	III-23 (4)	515	5,35	3,2	2,6	1,7	2,75	1,5
	III-23 (5)	950	4,3	2,3	1,75	0,8	2,55	1,5

Par contre, pour le transistor HO3 de géométrie interdigitée, nous observons une divergence sensible entre le transitoire simulé et celui relevé expérimentalement pour la phase de descente du courant collecteur ; en effet, le temps de descente mesuré se révèle être largement supérieur à celui déduit des simulations. Cet écart, non observé pour le transistor de géométrie circulaire, peut être associé à un effet de géométrie dont ne rend pas compte la simulation.

Avant de proposer une interprétation des écarts observés entre les simulations et les mesures, nous étudierons le comportement interne du transistor bipolaire de puissance pendant toute la phase d'ouverture.

III-4-2 Analyse du comportement interne du transistor pendant la phase d'ouverture

Nous conduirons notre étude en nous appuyant, comme dans le cas de la commutation à la fermeture, sur les valeurs des différentes composantes du courant de base à chaque instant et sur les répartitions spatiales des tensions émetteur base, de la densité de courant collecteur, de la charge stockée, à l'intérieur de la structure.

Ces résultats, issus des simulations, sont reportés, dans le cas du transistor HO1 présentant le meilleur accord expérience-théorie, sur les figures III-24 à III-27 pour $E_C = 50V$, $R_{ch} = 1K\Omega$ ($I_{Cmax} \approx 50mA$) et $\beta_f \approx 10$, sur les figures III-28 à III-31 pour $E_C = 50V$, $R_{ch} = 97\Omega$ ($I_{Cmax} \approx 515mA$) et $\beta_f \approx 10$.

Nous analyserons successivement la phase de stockage (notée D) puis la phase de descente du courant collecteur (repère E).

a) Phase de stockage

Pendant cette période, caractéristique d'une commutation "saturé-bloqué" les tensions émetteur-base et collecteur émetteur, les courants de base et de collecteur gardent une amplitude pratiquement constante.

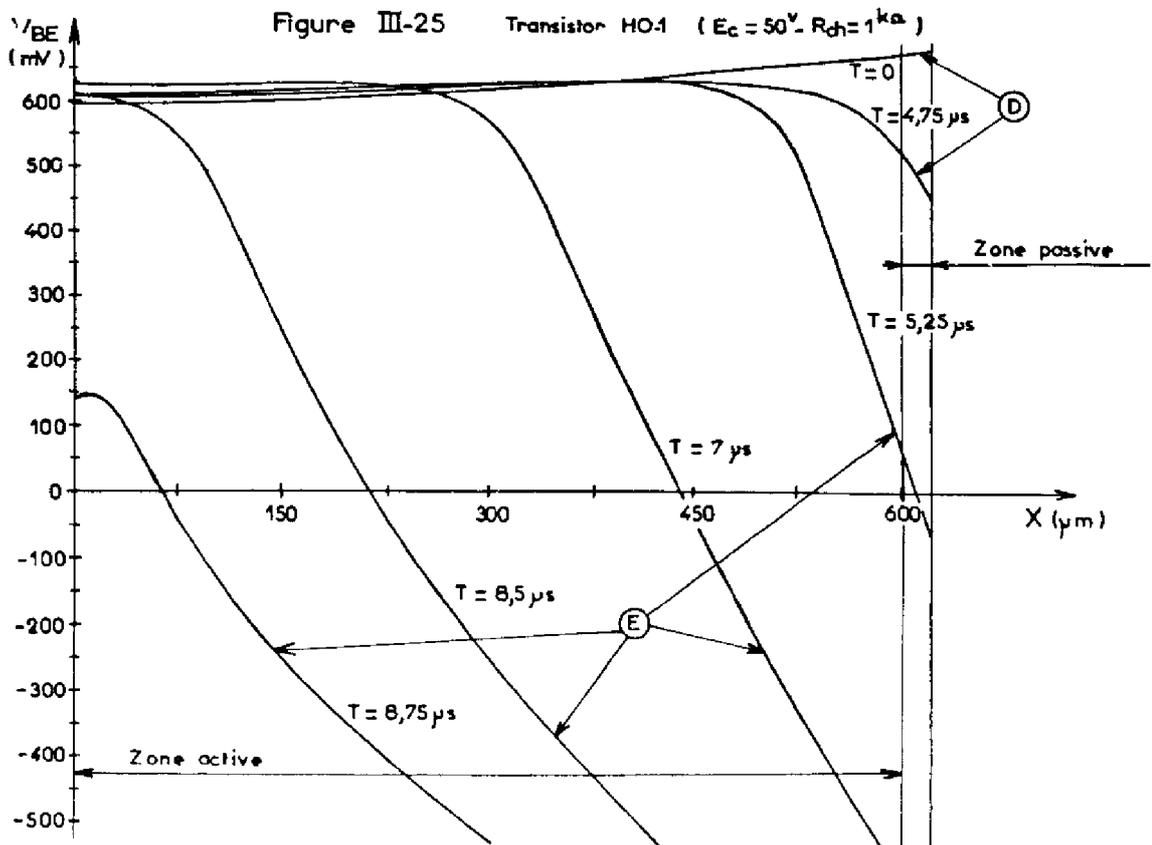
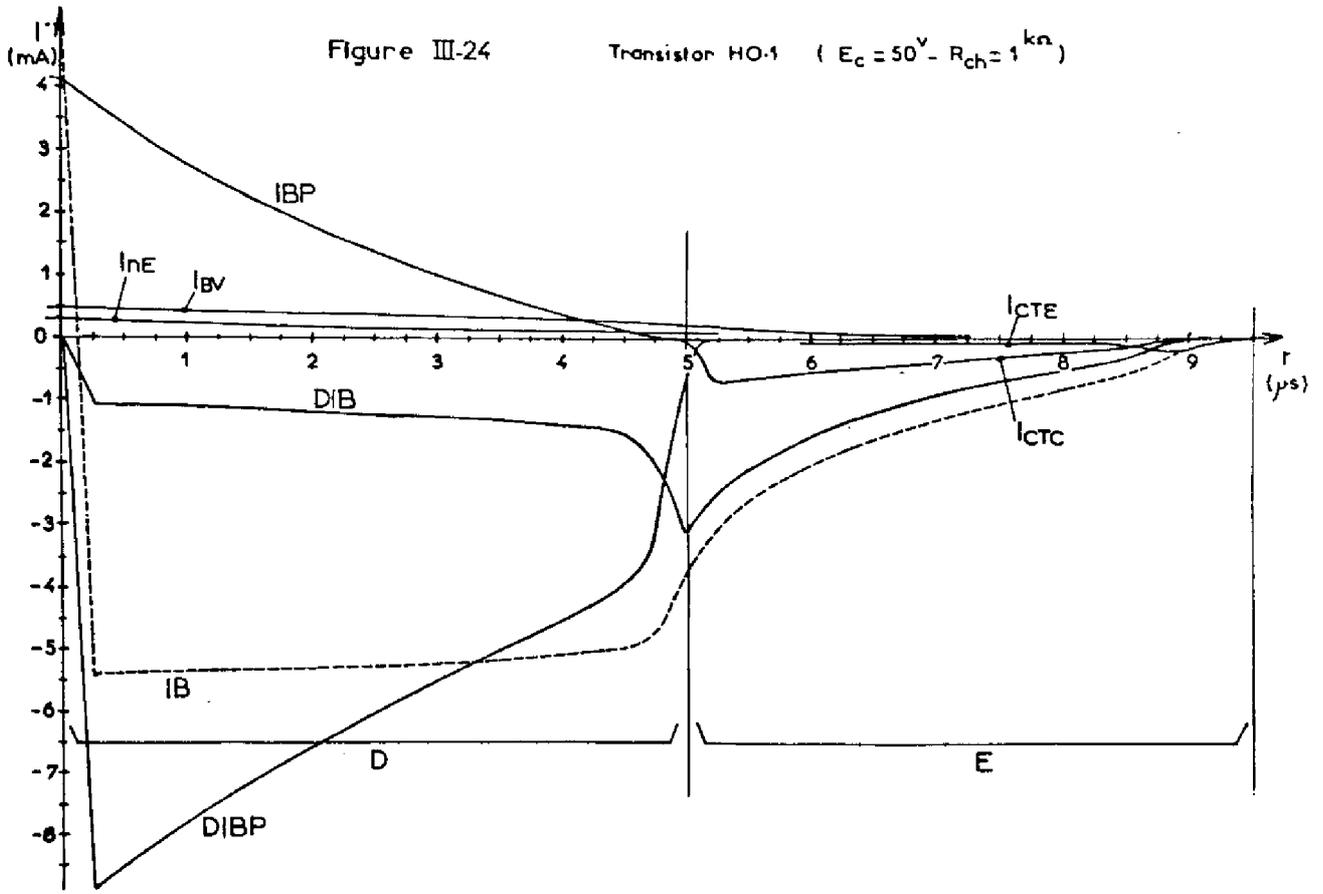


Figure III-26

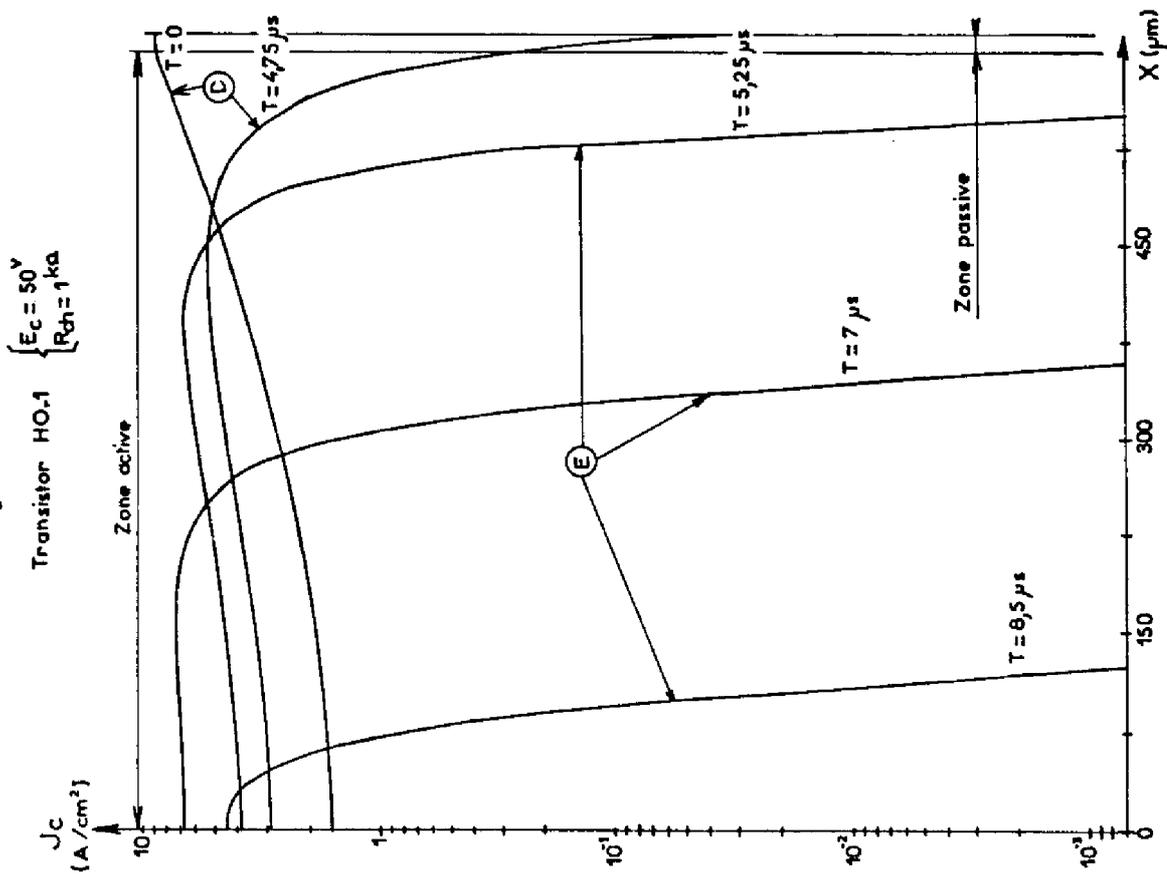
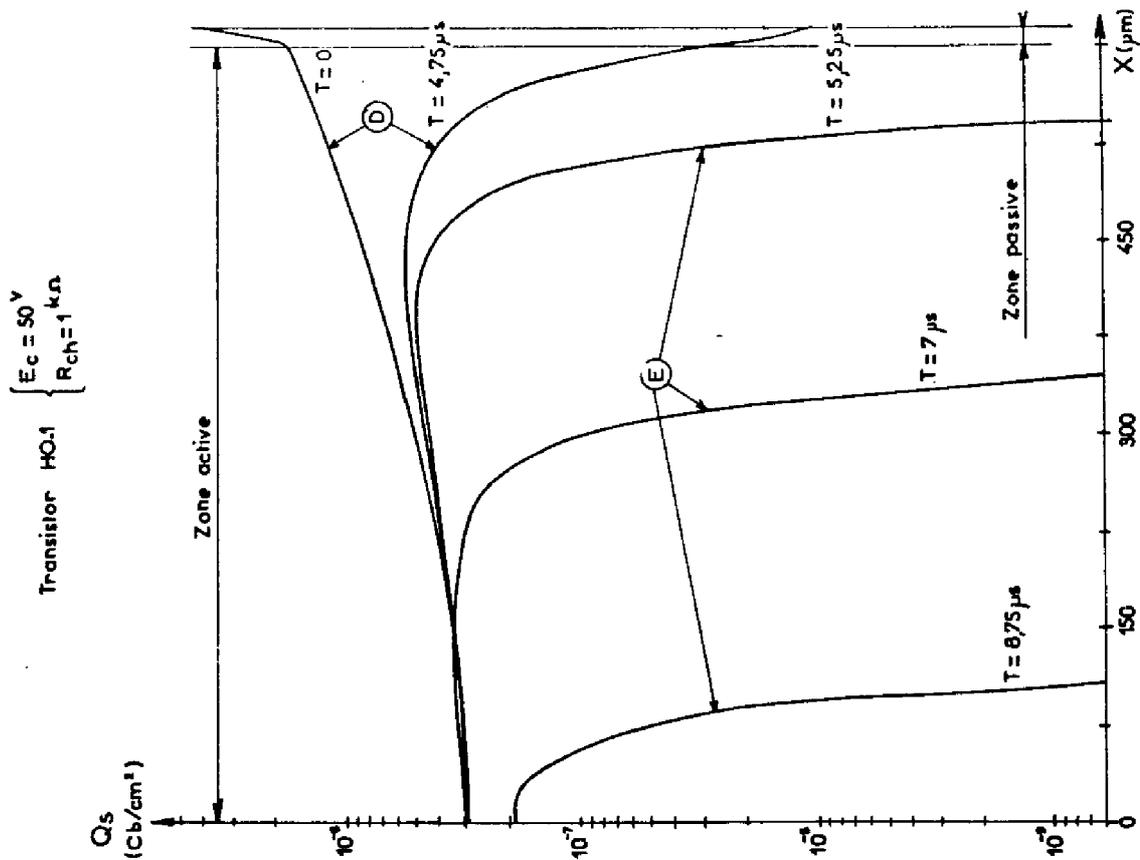


Figure III-27



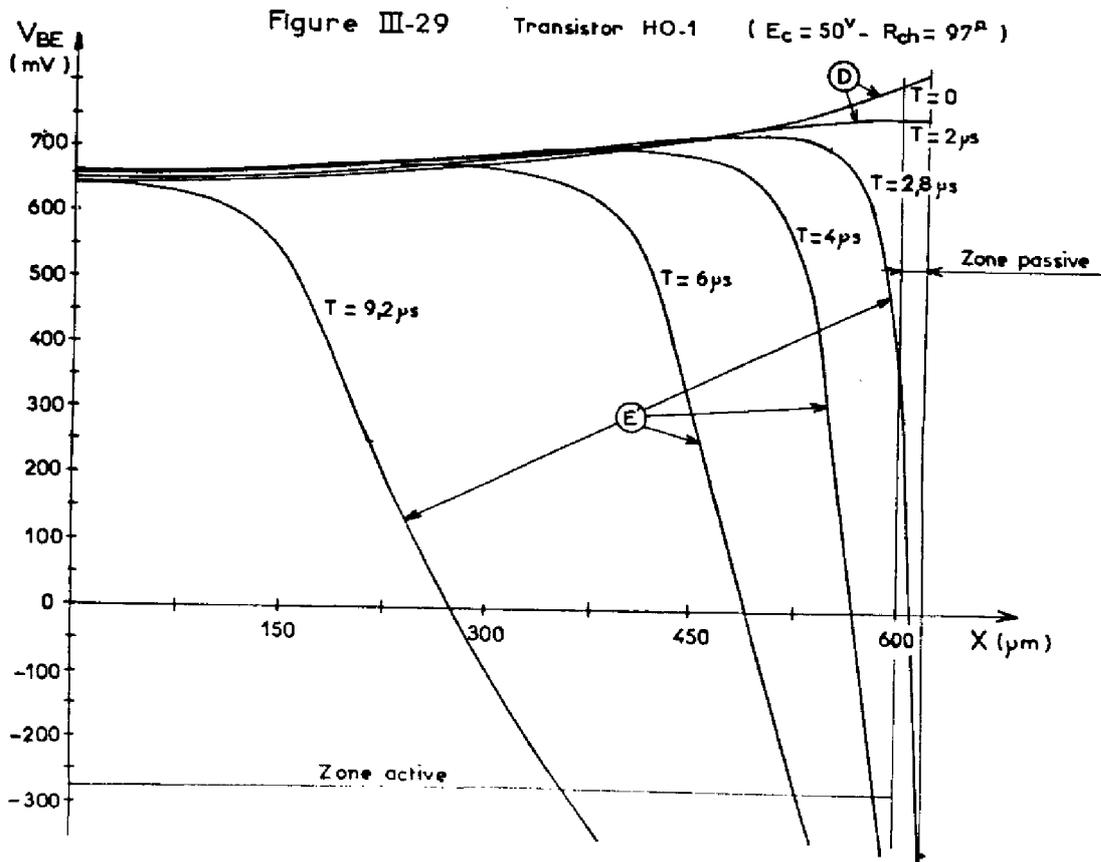
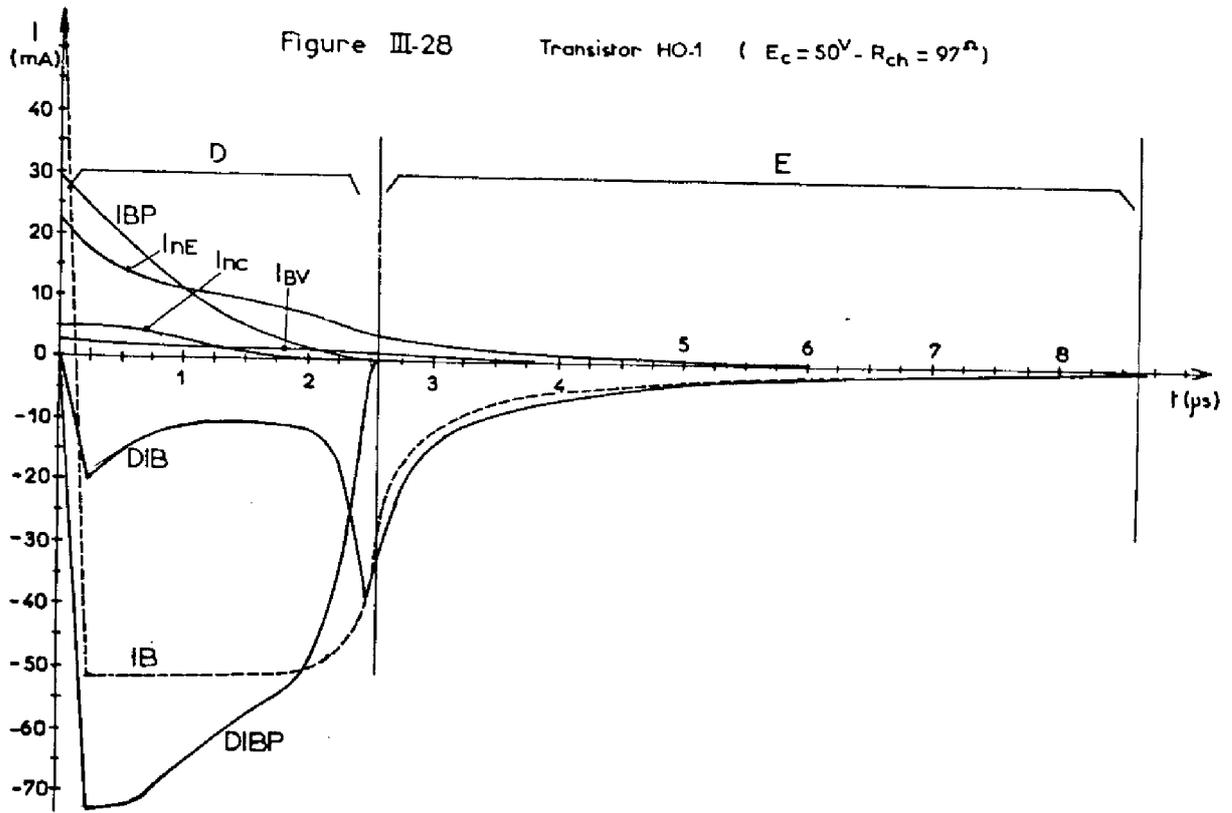


Figure III.31
 Transistor HO.1
 $\begin{cases} E_c = 50V \\ R_{ch} = 97 \Omega \end{cases}$

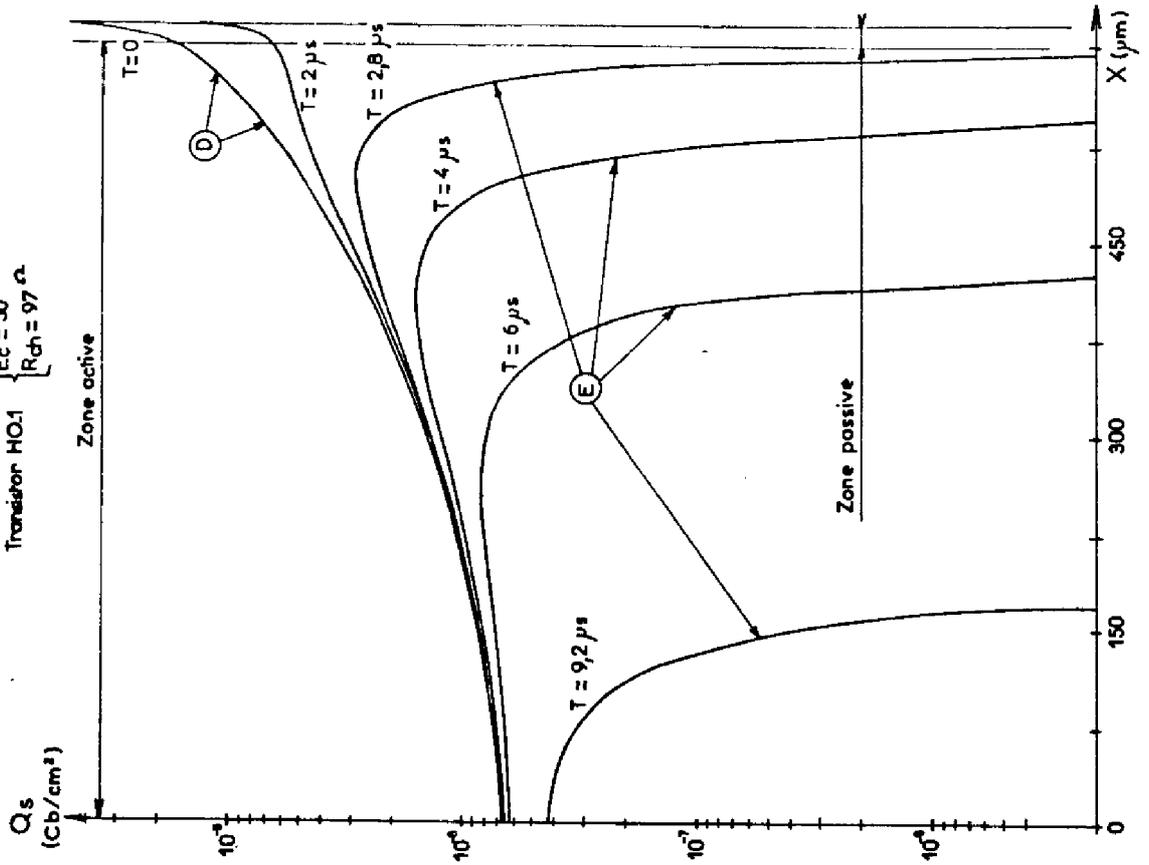
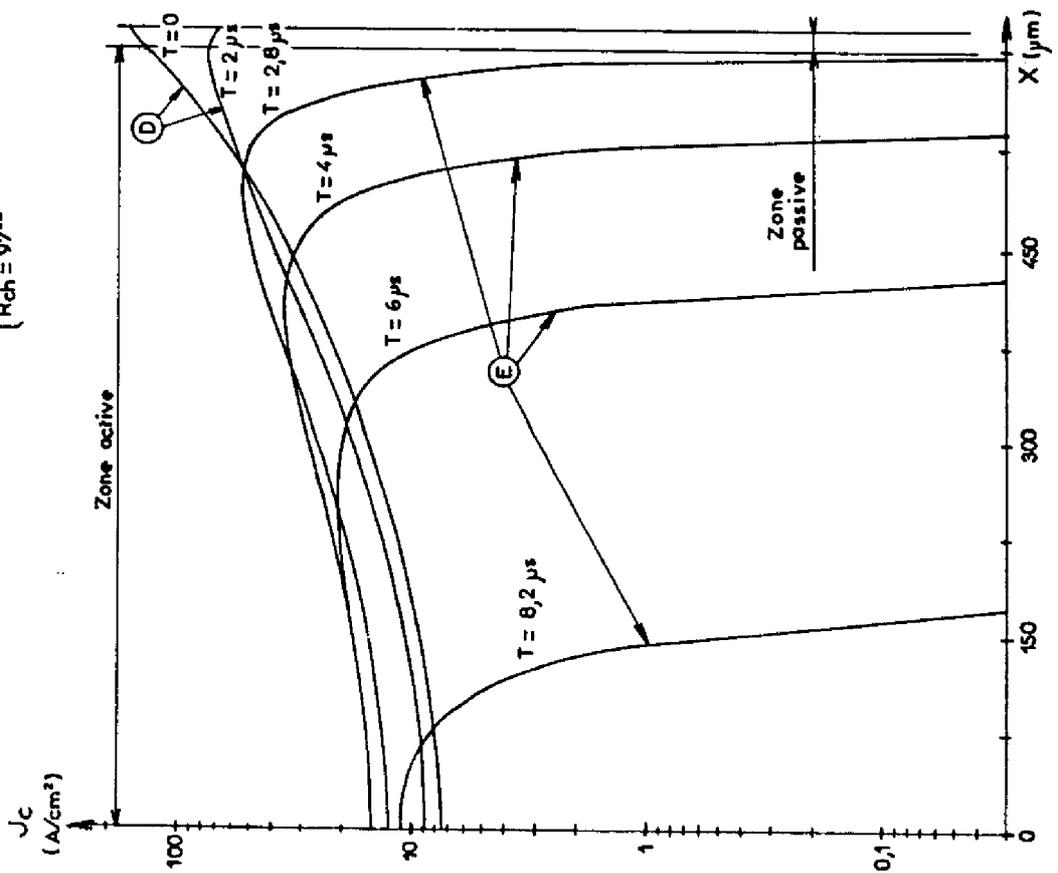


Figure III.30
 Transistor HO.1
 $\begin{cases} E_c = 50V \\ R_{ch} = 97 \Omega \end{cases}$



Elle correspond au temps de restitution, par le transistor, des charges excédentaires stockées en régime saturé dans la zone active, c'est-à-dire la charge Q_{SI} , et dans la zone passive, il s'agit surtout de la charge Q_{SLD} associée à la diode latérale collecteur-base.

A l'instant initial, avant la suppression de la commande de base, le courant de base issu de la structure est positif, ses composants sont I_{BV} , I_{nE} , I_{nC} et I_{BP} .

Quand la phase de blocage est amorcée $V_B(t) = 0$ le transistor va restituer toutes les charges emmagasinées, pendant la phase de conduction, au circuit extérieur ; notons qu'une partie d'entre elles vont être neutralisées par recombinaison dans le volume de la structure (composante I_{BV}). Ce processus de restitution de charges se caractérise par un courant base négatif d'amplitude maximum I_{B2} .

En premier lieu, ce seront les charges stockées, dans la zone passive et sur la périphérie de la zone active qui vont être restituées au circuit extérieur. L'absence de résistance en série avec la diode latérale, celle-ci étant "connectée" directement entre les contacts de base et de collecteur, et surtout la grande surface de la zone latérale vis à vis de la zone active, expliquant la prédominance du courant I_{BP} comparé aux autres composantes du courant base.

Tant que le courant issu de la diode latérale est supérieur en module au courant de base total, c'est-à-dire :

$$|I_{BP} + I_{BP}| \gg |I_B|$$

le courant de base issu de l'ensemble zone active et "transistor latéral" est positif et donc, le transistor fonctionne encore en régime de défocalisation ($t \leq 2 \mu s$ pour $I_C \text{ max} = 515 \text{ mA}$; figures III-28 à III-31). Au-delà, le courant de base résultant de l'effet transistor dans les zones actives et passives aura une valeur négative, ce qui va amorcer un phénomène de focalisation, et la tension V_{EB} va décroître préférentiellement à la périphérie de la jonction émetteur-base (figure III-25 et III-29) ainsi que la tension V_{CB} . Ceci provoquera une diminution de la charge stockée associée aux divers transistors lamellaires, principalement au travers de Q_{SI} (figures III-27 et III-31).

Nous pouvons remarquer une légère augmentation de la densité de courant collecteur J_C au centre de la structure (figure III-26 pour $T = 4,75 \mu s$, III-30 pour $T = 2,0 \mu s$). En effet, par suite de l'action focalisante de I_B , la tension émetteur-base au centre de la structure n'a pratiquement pas varié, par contre la tension V_{CB} a diminué et donc aussi la charge Q_{SI} , de ce fait la composante principale de J_C , J_P , aura augmenté comme l'indique la relation I-14.

Les phénomènes d'évacuation des charges associées aux porteurs stockés dans les régions de base passives et actives (charges Q_{SLD} et Q_{SI} principalement) vont se poursuivre jusqu'à l'instant où la jonction collecteur-base sera totalement polarisée en inverse : c'est alors la fin de la phase de stockage. Nous noterons une augmentation de la charge Q_{SD} , par suite de la diminution de la tension V_{EB} à la périphérie de la jonction émetteur-base, zone où la densité de charge stockée était la plus grande ; cette composante atteint sa valeur maximum à la fin de la période de stockage. De même, le courant de collecteur issu de la structure diminuera progressivement, ce qui entraînera une augmentation de la tension collecteur-émetteur.

Ainsi, la période de stockage sera déterminée principalement par le temps d'évacuation des charges stockées dans les zones de base passives et actives, ayant pour origine l'injection de porteurs minoritaires dans la base par le collecteur en régime saturé.

b) Phase de descente

Lorsque la phase de stockage est terminée, la composante DIB correspond uniquement à l'évacuation des porteurs minoritaires injectés dans la base par l'émetteur ($DIB = dQ_{SN}/dt$).

Le courant de base traversant la zone active étant négatif, les phénomènes de focalisation favorisent la conduction au centre de la structure. Ce seront les charges situées à la périphérie de la structure qui seront évacués en premier lieu comme le montrent les figures III-27 et III-31. La tension V_{EB} décroissant progressivement, et par suite le courant de base I_B , les phénomènes d'injection seront moins marqués et les composantes I_{nE} et I_{BV} vont décroître ainsi que J_P , principale composante de la densité de courant

collecteur J_C , nous observons alors une diminution du courant collecteur et une augmentation de la tension V_{CE} aux bornes du transistor. De ce fait, la zone de transition collecteur-base va s'étendre de plus en plus largement dans la région de base et le circuit extérieur devra compenser les variations de charge ainsi générées ; les composantes (dQ_{TC}/dt) et (dQ_{TL}/dt) résultantes pourront constituer une part non négligeable du courant de base pour les faibles valeurs de polarisation comme dans l'exemple de la figure III-24. De même, les diminutions de tension émetteur-base dans la région de base et par suite, de la croissance du courant I_{CTE} qui, à la fin de la phase de blocage, constitue la composante principale du courant base total (figure III-24).

Le transistor retournera à l'état bloqué lorsque toutes les charges associées à l'injection des porteurs minoritaires dans la région de base auront été évacués, et également quand les zones de transition collecteur-base puis émetteur-base se seront stabilisées aux valeurs correspondant à l'état permanent en régime bloqué où nous aurons $V_{CE} = E_C$ et $V_{BE} = E_B \frac{R_2}{R_2 + R_3}$

Il convient de noter que l'état de focalisation pendant toute la phase de descente sera d'autant plus prononcé que le courant de base aura une valeur élevée (en module) comme l'indique la comparaison des figures III-25 ($I_{B2} \simeq 5 \text{ mA}$) et III-29 ($I_{B2} \simeq 50 \text{ mA}$).

III-4-3 Interprétation des écarts observés entre la simulation et l'expérience

a) Cas du temps de stockage

La diode latérale collecteur-base véhicule une part prépondérante, aussi bien en régime statique que dynamique (CF. figure III-24 et III-28), du courant base lorsque le transistor est saturé. Elle va donc jouer un rôle important quant à la durée de la phase de stockage, sa présence aura pour effet de réduire le temps de stockage car elle dévie hors de la zone active du composant une partie non négligeable du courant de base, ce qui se traduit par un état de saturation moins marqué. Son action peut être comparée à celle de la diode de "clamping" (30), connectée entre

les bornes de base et de collecteur, que l'on utilise dans les circuits de l'électronique pour minimiser le temps de stockage des transistors bipolaires.

Pour une bonne évaluation du temps de stockage il est important de modéliser convenablement la diode latérale collecteur-base et par là-même, la caractéristique $I_B(V_{CB})$. Cette caractéristique est accessible par la mesure dans un fonctionnement en régime inverse où sont permutés les rôles respectifs de l'émetteur et du collecteur. Dans ce cas, le courant de base est donné par la relation :

$$I_B = I_{LC} + I_{RC} + I_{nC}$$

où I_{LC} est le courant associé à la diode PIN latérale, $I_{RC} = I_{SRC} e^{\frac{V_{CB}}{N_L U_T}}$ est le courant associé aux recombinaisons superficielles et I_{nC} représente le courant d'injection total dans le collecteur pour la zone active et le "transistor latéral" ($I_{nC} = \sum_i s_e(i) J_{SBC} e^{V_{CB}/U_T}$).

L'origine des écarts observés, en ce qui concerne le temps de stockage, entre les mesures et les simulations devra donc être recherchée, en dehors des problèmes de validité du modèle très simple que nous avons retenu pour la diode latérale collecteur base, dans l'évaluation des paramètres n_L , I_{SRC} , J_{SN^+} et J_{SBC} . En particulier, le choix que nous avons fait de n_L et I_{SRC} en confondant la caractéristique $I_B(V_{CB})$ en régime statique avec le courant de recombinaison en surface à la jonction collecteur-base I_{RC} , conduit à une surestimation du courant de base pour des tensions V_{CB} élevées. En effet, dans ce cas les courants I_{LC} et I_{nC} ne sont plus négligeables devant le terme I_{RC} et le courant de base simulé et supérieur au courant de base réel. En conséquence, le gain statique en courant simulé est inférieur à celui du transistor réel, ce qui se traduit par un état de saturation moins prononcé, d'où une diminution de la charge stockée dans les transistors actif et "latéral" (au travers de Q_{SI}) et surtout, dans la zone de base passive (charge Q_{SLD}) ; ceci conduira bien à des temps de stockage simulés moins importants.

Cette erreur sera d'autant plus marquée que la tension V_{CB} est grande, ce qui explique l'écart croissant entre la valeur du temps de stockage relevé expérimentalement et celui déduit des simulations pour des courants collecteur croissants.

Il convient enfin de relever l'ambiguïté qu'il existe à représenter la zone passive à la fois par une diode latérale et par un transistor latéral en régime saturé. Cependant une telle représentation peut être acceptée dans la mesure où la zone représentée par le "transistor latéral", située à la périphérie de la région active, ne représente qu'une très faible partie de la surface de la zone passive ; de ce fait, notre modèle de la zone passive peut être légitimé par l'existence de la forte inégalité :

$$Q_{SIL} \ll Q_{SLD}$$

où Q_{SIL} est la charge stockée en inverse dans le "transistor latéral" et Q_{SLD} la charge associée à la diode PIN.

b) Cas de la phase de descente

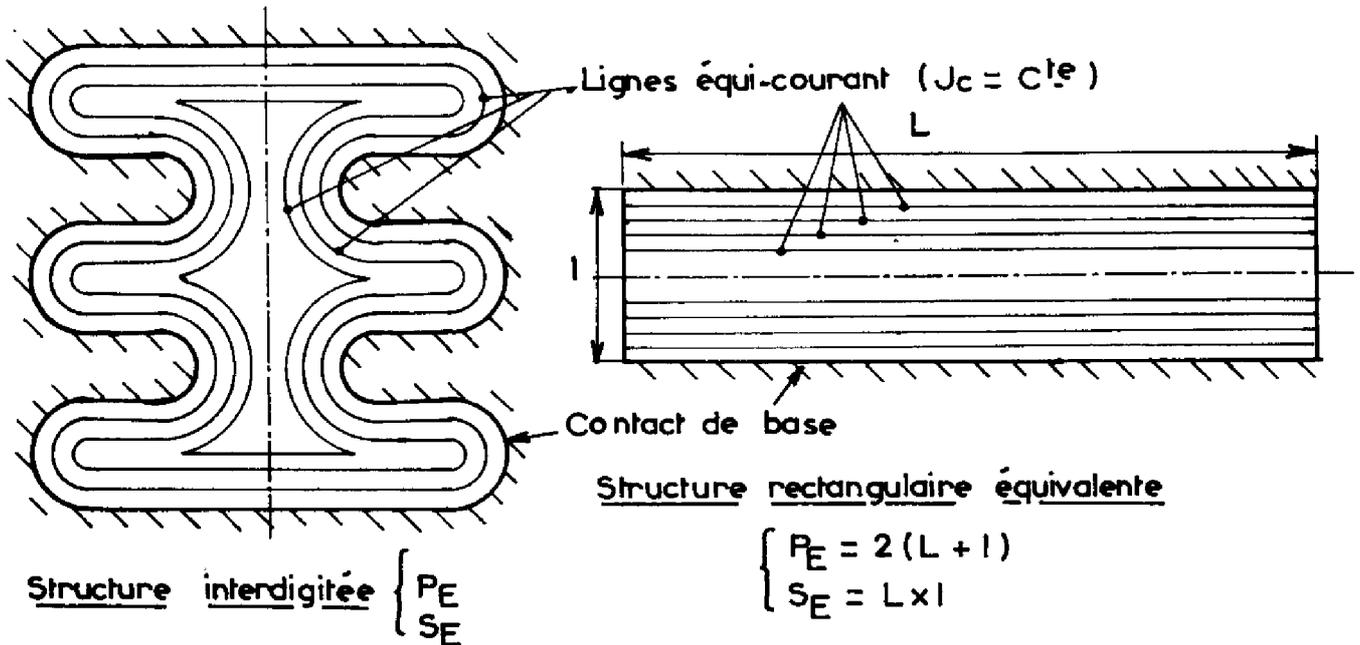
Pendant la phase de descente, pour le transistor HO3, les caractéristiques $I_B(t)$, $V_{BE}(t)$, $I_C(t)$ et $V_{CE}(t)$ simulées, présentent une allure différente de celle relevée lors des mesures. En particulier, on observe expérimentalement un phénomène de "trainage" en fin de commutation, surtout pour le courant collecteur et la tension collecteur-émetteur, dont les simulations effectuées au moyen de notre modèle ne rendent pas compte ; de ce fait, les temps de descente simulés sont toujours inférieurs à ceux mesurés.

Dans le cas du transistor HO1, de géométrie circulaire, nous n'avons pas observé un tel phénomène.

Un tel comportement expérimental peut donc être associé à un effet de géométrie comme cela a déjà été constaté pour un fonctionnement en régime d'avalanche (31). La divergence entre la simulation et l'expérience est due à la représentation d'une structure de géométrie interdigitée par une structure de géométrie rectangulaire à double contact de base, de périmètre de surface équivalents, où l'on suppose que le contact de base est situé sur la plus grande dimension et n'entoure donc pas toute la structure comme c'est le cas dans la réalité (figure III-32).

Dans un fonctionnement en régime défocalisé, dans la mesure où la longueur du doigt équivalent est grande devant sa largeur, les résultats de l'analyse déduits du modèle pourront s'appliquer à la structure réelle.

Figure III-32



En effet, dans ce cas, c'est la périphérie de la structure qui est préférentiellement conductrice et donc les lignes équi-courant auront bien des longueurs équivalentes dans les deux cas, la contribution principale au courant total étant localisée au bord de la structure. C'est pour ces raisons que nous avons noté un bon accord entre les mesures et les simulations dans le cas de la mise en conduction où le transistor fonctionne en régime fortement défocalisé.

En régime de focalisation, comme c'est le cas pendant la phase d'ouverture, la contribution principale au courant total est située au centre de la structure : les lignes équi-courant correspondantes seront des courbes fermées qui tendraient à la limite vers un cercle dans le cas de la structure réelle ; elles s'écartent alors de la représentation associée à notre modèle tant par leur forme que par leur longueur. En effet, pour la structure réelle, le périmètre moyen \bar{p} de la cellule délimitée par deux lignes équi-courant diminue de façon sensible vers le centre de la structure alors que dans le cas de la structure rectangulaire équivalente ce périmètre sera constant ($\bar{p} \simeq 2 l$).

L'écart ira en s'accroissant quand le courant de base inverse aura une amplitude plus importante (phénomènes de focalisation plus prononcés).

Dans ces conditions notre modèle ne pourra rendre qu'imparfaitement compte de la phase de fermeture pour une structure bipolaire de puissance de géométrie interdigitée.

Afin de vérifier notre hypothèse, nous avons effectué une simulation en considérant le transistor HO3 comme un transistor de géométrie circulaire. L'onde de courant collecteur simulée présente un parallélisme remarquable avec la caractéristique relevée expérimentalement ; elles peuvent pratiquement se superposer si l'on effectue un décalage en temps pour tenir compte de la mauvaise évaluation du temps de stockage. Nous avons reporté ces résultats sur la figure III-33 pour une résistance de charges de 97 ohms ($I_{c, \text{max}} \approx 515 \text{ mA}$).

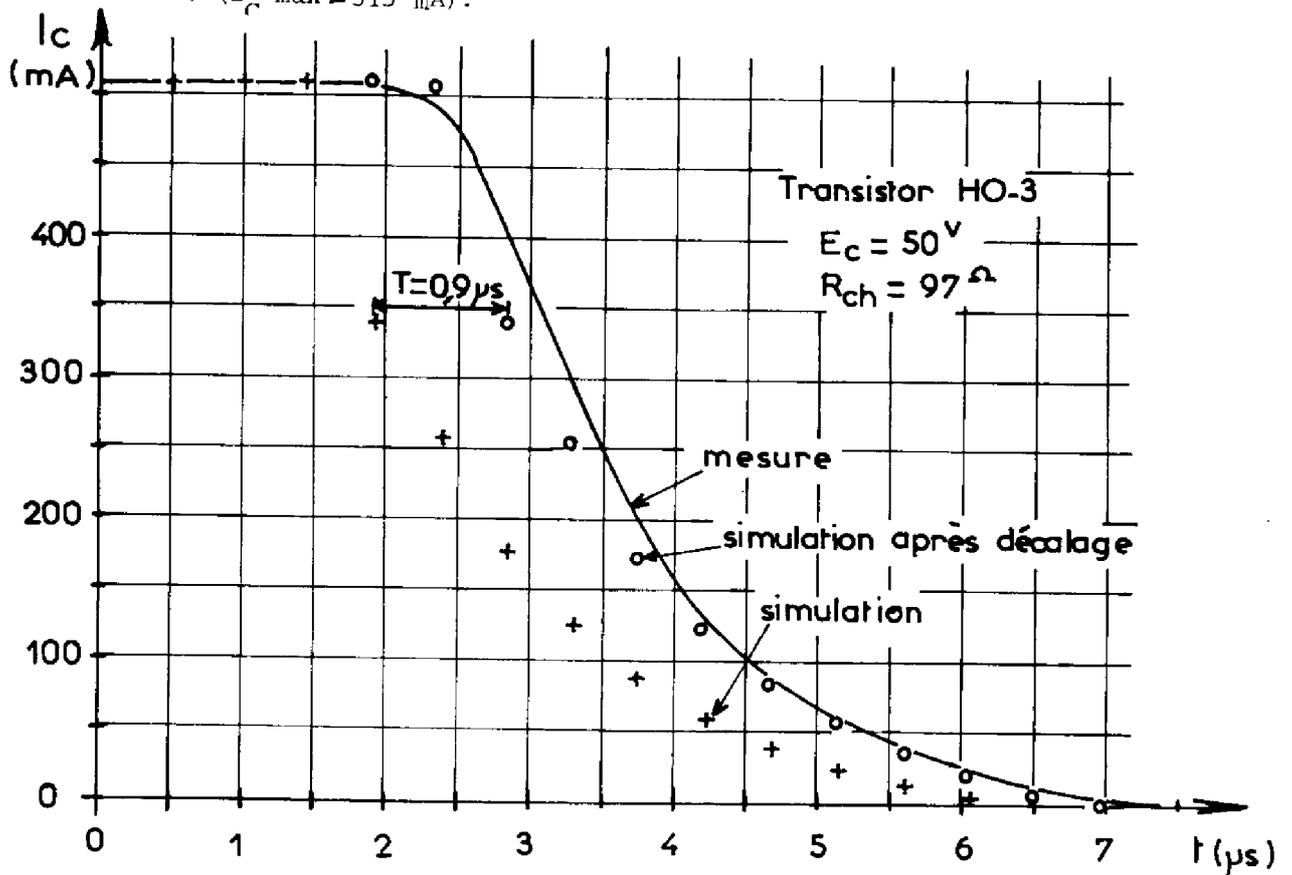


Figure III-33

L'étude du comportement du transistor bipolaire de puissance en régime de commutation nous a permis d'illustrer une application de notre modèle forts signaux dans le cas particulier du transistor à base homogène.

L'accord entre les résultats expérimentaux et théoriques s'est avéré satisfaisant pour la phase de fermeture, où le point fonctionnement du transistor passe de l'état bloqué à l'état saturé, comme l'ont montré les vérifications effectuées pour des transistors de géométries différentes dans des conditions de polarisation variées. Nous avons pu voir que la défocalisation extrême, qui caractérise cette phase de fonctionnement, privilégie la conduction à la périphérie de la structure où se situe le "transistor latéral" dont le rôle sera alors très important.

La simulation du comportement du transistor pendant la phase du blocage, c'est-à-dire le passage de l'état saturé à l'état bloqué, conduit à un accord théorie-expérience moins bon que précédemment. L'étude de la phase de stockage nous a permis de mettre en évidence le poids de la diode latérale collecteur-base sur la durée du temps de stockage " t_s "; le modèle retenu pour la décrire conduit à un assez bon accord entre les valeurs de " t_s " mesurées et simulées compte tenu des approximations faites tant dans l'élaboration du modèle que pour l'acquisition de ses paramètres.

En ce qui concerne la période de descente, nous avons pu détacher l'influence de la géométrie de la structure sur la forme des ondes de courant et de tension. Pour le transistor circulaire, nous obtenons un assez bon accord entre les temps de descente mesurés et simulés. Par contre, pour le transistor de géométrie interdigitée, nous avons montré que, par suite de l'effet fortement focalisant du courant de base dans cette phase de fonctionnement, ce type de transistor a tendance à se comporter comme un transistor de géométrie circulaire. Dans ce cas notre modèle, dans son état actuel de programmation, ne pourra fournir qu'une estimation du comportement du composant.

Ce principe de simulation du comportement en commutation du transistor bipolaire, présenté ici pour le cas simple du transistor homobase ayant une charge résistive, peut être étendu d'une part à des circuits de charge plus complexes et d'autre part, au cas de transistors de technologies différentes.

CONCLUSION

Nous avons tout d'abord décrit un modèle forts signaux basé sur la théorie du contrôle de charge et dont les fondements essentiels avaient été établis par notre équipe de recherche. L'étude du régime dynamique nous a montré la nécessité de compléter ce modèle en ce qui concerne certains points particuliers que nous avons largement décrits : prise en compte des effets liés aux interactions "porteurs-porteurs", meilleure modélisation de la zone passive du transistor.

Grâce à une formulation analytique approchée, nous avons pu prendre en compte les effets des interactions "porteurs-porteurs" auxquels les transistors à base faiblement dopée (transistors à base homogène par exemple) sont plus particulièrement sensibles.

En régime normal de fonctionnement et pour un transistor à base homogène, la zone passive est le siège d'un effet transistor parasite ; pour le modéliser nous avons introduit la notion de "transistor latéral" en décrivant là encore les effets par une formulation analytique approchée. En régime saturé, nous avons adopté une représentation simplifiée pour décrire les phénomènes d'injection de porteurs dans la base passive par le collecteur; nous les avons représenté par une diode latérale PIN.

Un premier exemple de mesures et de simulations effectuées en régime dynamique petits signaux nous a permis d'évaluer le domaine de validité du modèle. Celui-ci s'est avéré particulièrement adapté au cas des transistors à base faiblement dopée (technologies base homogène) où l'accord entre les caractéristiques électriques mesurées et simulées est satisfaisant aussi bien au plan qualitatif que quantitatif. Pour les transistors à collecteur faiblement dopé (technologies base diffusée) la comparaison expérience théorie, bonne sur le plan qualitatif, peut être améliorée sur la plan quantitatif par de légers aménagements de programme et une meilleure caractérisation de la zone de collecteur peu dopée.

Par la suite, nous avons montré la possibilité de simuler de manière complète le comportement en régime dynamique larges signaux. Nous avons considéré, à titre d'exemple, le fonctionnement en régime de commutation "bloqué-saturé" d'un transistor à base homogène. Les résultats expérimentaux et ceux issus des simulations sont tout à fait comparables, notamment en ce qui concerne la mise en conduction du transistor. Nous avons pu ainsi constater un effet de la géométrie du composant sur le régime transitoire pendant la phase d'ouverture. Il convient de noter que la version actuelle de notre programme larges signaux permet l'étude d'autres types de fonctionnement que les transitoires bloqué-saturé, tel celui en classe C.

Les programmes de calcul que nous avons mis au point pourraient s'appliquer avec des modifications mineures soit au cas de transistors de technologies différentes comme cela avait déjà été le cas pour l'étude du régime statique (4), soit au cas de circuits de charge différents en particulier inductifs.

Il serait également intéressant de compléter notre étude du transistor bipolaire de puissance, où la structure est considérée comme isotherme, par la prise en compte des phénomènes thermiques engendrés par la non uniformité de la répartition de la densité de puissance. Pour cela il est possible d'utiliser directement, dans le cas du régime dynamique petits signaux, le modèle thermique élaboré dans notre équipe de recherche pour l'étude du régime statique (21). Dans le cas d'un régime dynamique larges signaux il faudrait tenir compte également des aspects temporels de l'écoulement de chaleur ; précisons que de tels travaux sont actuellement en cours dans le cas des diodes de puissance PIN et devraient pouvoir déboucher ultérieurement sur un modèle électrique et thermique du transistor bipolaire de puissance. Un tel modèle permettrait une analyse plus complète du fonctionnement du composant en tenant compte de la puissance qu'il dissipe; rappelons en effet que celle-ci constitue une des principales limitations de la fréquence maximale d'utilisation du transistor bipolaire en commutation.

ANNEXE

ANNEXE 1

DETERMINATION DES PARAMETRES DU MODELE D'UN COMPOSANT REEL

Nous rappellons ici la procédure, déjà exposée par ailleurs (2) , (3) , (4) , qui permet l'accès aux paramètres du modèle décrit au premier chapitre, à partir de mesures effectuées sur le composant. Nous la compléterons en précisant une méthode possible d'estimation du paramètre liés à la zone latérale et à l'interaction "porteurs-porteurs".

La détermination des principaux paramètres du modèle s'effectue par un certain nombre de mesures simples réalisées sur le composant en régime normal de fonctionnement. Il s'agit de la mesure :

- des caractéristiques d'entrée $I_B (V_{EB})$ et de transfert $I_C (V_{EB})$;
- du temps de transit des porteurs minoritaires dans la base ;
- du gain statique en courant en fonction du courant collecteur $H_{FE} (I_C)$.
- de la capacité de transition des jonctions émetteur-base et collecteur-base en fonction des tensions appliquées : $C_{TE} (V_{EB})$ et $C_{TC} (V_{CB})$.

Un programme de calcul numérique permet l'analyse des résultats de ces mesures et l'acquisition des valeurs des paramètres du composant lorsque sont connues la géométrie et la technologie de fabrication.

Par exemple, pour un transistor de technologie homobase, dont le profil de dopage en impuretés, dans la région de base, a pour équation :

$$N_D (W) = N_{D0} (1 - e^{-W/L})$$

l'épaisseur de base W_{BO} et le dopage du substrat de base (N_{D0}) se déduisent de la mesure du temps de transit bas niveaux et du courant de saturation de la caractéristique $I_C (V_{EB})$.

Le relevé de $C_{TC}(V_{CB})$ permet de caractériser le profil de dopage au voisinage de la jonction collecteur-base et d'accéder au gradient de la répartition d'impuretés à la jonction et par suite, à la longueur de diffusion L lorsque N_{DO} est connu.

Enfin, les valeurs de J_{SBE} , densité de courant de saturation d'injection dans l'émetteur, et de τ_{max} , durée de vie des porteurs à hauts niveaux d'injections, sont ajustées de manière à faire coïncider en deux points les caractéristiques hFE (IC) mesurées et simulées.

L'ensemble des paramètres restants (J_{SBC} , J_{SN^+} , J_{SRC} , n_L) associés à un fonctionnement en régime inverse, devrait être déterminé par un processus analogue à celui décrit ci-dessus en faisant une analyse du transistor en régime inverse de fonctionnement. En pratique, compte tenu d'une part de l'importance de la zone latérale indiquée par la faible gain du transistor bipolaire en régime inverse et, d'autre part, des nombreuses hypothèses effectuées pour décrire la zone passive, nous pouvons utiliser une procédure simplifiée. Une bonne estimation des paramètres J_{SBC} et J_{SN^+} peut être fournie par la valeur de J_{SBE} surtout pour un transistor à base homogène où les zones d'émetteur et de collecteur sont identiques. Les paramètres I_{SRC} et n_L seront alors ajustés pour obtenir le meilleur accord entre les caractéristiques $I_B(V_{EB})$ mesurées et simulées dans la plage utile de fonctionnement, c'est-à-dire pour une gamme de tension V_{CB} comprise entre 500 et 600 mV environ.

Enfin, le paramètre b est ajusté pour obtenir le meilleur accord, et minimiser ainsi l'erreur relative, entre les valeurs de la constante de diffusion fournies par la loi I-23 et celles qu'exprimerait la loi de Caughey-Thomas (D_{PCT}), dans la plage des conditions de polarisation étudiées, autour d'une concentration P_u ; nous aurons :

$$b = \frac{1}{P_u} \left\{ \frac{D_{P0}}{D_{PCT}(P_u)} - 1 \right\}$$

La valeur de b est d'autant plus petite que la plage où l'on se situe correspond à des concentrations en porteurs plus élevées.

Ceci conduira à des valeurs différentes de b suivant le type de composant. Par exemple pour un transistor de géométrie circulaire sensible aux phénomènes de défocalisation et travaillant donc à des niveaux d'injection élevés au bord de la structure nous prendrons $b = 10^{-17}$, valeur inférieure à celle retenue pour un transistor de même nature mais de géométrie interdigitée, peu sensible à la défocalisation, travaillant à des niveaux d'injection plus faibles pour lequel nous avons choisi $b = 1,4 \cdot 10^{-17}$.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) R. BEAUFOY and J.J. SPARKES "The Junction transistor as a charge controlled device" A.T.E. Vol. 13 P. 310-327 (1957).
- (2) Ph. LETURCQ
Méthodes de caractérisation, de conception et de simulation des transistors de puissance.
Contrat D.G.R.S.T. "Composants et circuits microminiaturisés"
72.7.0521. Rapport final. Novembre 1973.
- (3) M. BOUSQUET Thèse n° 1675 - Université Paul Sabatier -
TOULOUSE. Novembre 1974.
- (4) Ph. LETURCQ
Promotion de méthodes nouvelles de caractérisation, de conception et de simulation de transistors bipolaires de puissance.
Contrat D.G.R.S.T. "Composants et circuits microminiaturisés"
73.7.1388. Rapport final. Juillet 1974.
- (5) Journées D.G.R.S.T. au LAAS - TOULOUSE - 1973.
- (6) H.K. GUMMEL and H.C. POON "An Integral Charge Control Model of Bipolar Transistors". The Bell System Technical Journal May-June 1970 (P. 827-851).
- (7) REY-LEMAIRE-BAILBE "Identification du comportement des transistors bipolaires en commutation" - Colloque international sur la micro-électronique avancée - International Conference on Advance Micro-Electronique - PARIS 6 au 10 Avril 1970.
- (8) HEIMER H.H. "A Two-Dimensional Numerical Analysis of a Silicon NPN Transistor" IEEE Trans. Electron. Devices ED 20 P. 708-814 August 1973.
- (9) MANCK O., ENGL W.L., "Two-Dimensional Computer Simulation for Switching a Bipolar Transistor Out of Saturation" IEEE Trans. Electron. Devices ED 22 P. 339 (1973)

- (10) CAUGHEY-THOMAS "Carriers mobilities in silicon empirically related to doping and field"
Proc. of the I.E.E.E., vol. 55, P. 2192-2193 (1967).
- (11) REY-BAILBE-F.DUPUY "A general approach of the base widening mechanism in bipolar transistor"
Solid State Electrocnis ; Vol. 18, P. 863-866 (1975).
- (12) F. LOZES-DUPUY Thèse Université Paul Sabatier - TOULOUSE -
Décembre 1975.
- (13) M. THOUY Thèse Université Paul Sabatier - TOULOUSE - 1976
- (14) VAN OVERSTAETEN, H.S. DE MAN, R. MERTENS : IEEE Trans. Electron.
Devices Volume ED 20 n° 3 (1973) P. 290-298.
- (15) M.S. ALDERS, B.A. BEATTY, V.AK TEMPLE and M.L. TORRENO
"Limitations on Injection Efficiency in Power Devices"
IEEE Trans. on Electron. Devices - Vol. ED 23 n° 8 -
August 1976 (P. 858-863).
- (16) A. MUNOZ-YAGUE "Caractérisation des jonctions PN à partir de
mesures de capacité". Note interne C.E.P. LAAS 73 I 34.
- (17) D. ESTEVE Thèse n° 339 - Faculté des Sciences - TOULOUSE -
Avril 1969
- (18) D. ESTEVE, H. MARTINOT "Excess surface currents in p.n. junctions and bipolar transistors".
Solid State Electronics Vol 14 P. 693-705 1971.
- (19) SPENKE E. Solid State Electronics 11 (1968) Page 1119.
- (20) DURAND Electrostatique Masson et Cie PARIS 1964 Tome I
"Les Distributions" P 214.

- (21) C. CAVALIER Thèse n° 439 - Université Paul Sabatier -
TOULOUSE - 1974.

- (22) G. REY Thèse n° 314, Faculté des Sciences, TOULOUSE,
Février 1968.

- (23) REY et LETURCQ "Théorie approfondie du transistor bipolaire"
Masson et Cie, 1972.

- (24) JAN te WINKEL "Extended Charge Control Model for Bipolar Tran-
sistors"
IEEE Trans. on Electron. Devices - Vol. ED 20 n° 4 -
Avril 1973 - Page 389 à 394.

- (25) HUKUN HSIA and FOLK-HWA WANG "Switching Waveform Predictions
of a Simple Transistor Inverter Circuit"
IEEE Trans. on Electron. Devices - Vol. ED 12 n° 12 -
Décembre 1965 - P. 626-631.

- (26) H. JOHN KUNO "Rise and fallTime Calculations of Junctions Tran-
sistors"
IEEE Trans. on Electronics Devices P. 151-155 Avril 1964.

- (27) R. CARTON, R. MICOLET, M. ROCHE "Modèles de transistors pour
analyse de circuits par ordinateur"
Onde électrique, Vol. 49 Fasc. 3, Mars 1964 - P. 295 à 308.

- (28) PETER O. LAURITZEN and DOUGLAS H. BROWN
"Desing and Characterisation of a step-Recovery Switching
Transistors" IEEE Trans. on Electron. Devices - Vol. ED 15
n° 8 - August 1968 - P. 569-576.

- (29) M. DIAZ "Méthodes Modernes d'Analyse des Circuits Electroniques"
Conférence donnée au Centre de Formation Continue ENSEEIHT.

- (30) R. BOUCHACOURT "Commutation Electronique"
Technique de l'Ingénieur, P. E 1400-1 à 1400-5.

- (31) Ph. LETURCQ - Thèse n° 336 - Faculté des Sciences -
TOULOUSE - Octobre 1969.

TABLE DES MATIERES

<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE I : MODELISATION DES TRANSISTORS BIPOLAIRES DE PUISSANCE EN REGIME STATIQUE ET DYNAMIQUE</u>	5
<u>I-1</u> : Généralités.....	8
<u>I-2</u> : Modèle du transistor élémentaire.....	12
<u>I-2-1</u> : Equations de liaison entre densités de courant internes et externes.....	12
<u>I-2-2</u> : Calcul des densités de courant de porteurs minoritaires dans la région de base (J_{p1} , J_{p2}) et de la charge stockée Q_S	16
<u>I-2-3</u> : Evaluation des effets de modulation de largeur de base.....	28
<u>I-2-4</u> : Calcul des densités de courant émetteur, collecteur et base.....	33
<u>I-3</u> : Equations de liaison - Calcul de la zone active...	40
<u>I-4</u> : Phénomènes induits dans la zone latérale.....	48
<u>I-4-1</u> : Courant de surface à la jonction émetteur-base....	50
<u>I-4-2</u> : Injection latérale collecteur-base.....	50
<u>I-4-3</u> : Injection de porteurs par l'émetteur dans la zone latérale - Notion de "Transistor latéral"...	54
<u>I-5</u> : Utilisation et applications du modèle.....	66
<u>CHAPITRE II : COMPORTEMENT DU TRANSISTOR BIPOLAIRE DE PUISSANCE EN REGIME DYNAMIQUE PETITS SIGNAUX</u>	69
<u>II-1</u> : Simulation du régime dynamique "petits signaux"....	71
<u>II-1-1</u> : Modèle dynamique "petits signaux"....	71
<u>II-1-2</u> : Calcul du régime dynamique "petits signaux"....	76
<u>II-2</u> : Simulations et résultats expérimentaux.....	79
<u>II-2-1</u> : Cas des transistors à base homogène..	81
<u>II-2-2</u> : Cas des transistors à base diffusée..	92

<u>CHAPITRE III : SIMULATION DU REGIME DYNAMIQUE "FORTS SIGNAUX"</u>	
<u>CAS DE LA COMMUTATION</u>	107
<u>III-1</u> : Utilisation des transistors bipolaires en commutation.....	109
<u>III-1-1</u> : Généralités.....	109
<u>III-1-2</u> : Mesure des temps de commutation	114
<u>III-2</u> : Simulation du régime dynamique forts signaux...	116
<u>III-3</u> : Commutation à la fermeture.....	122
<u>III-3-1</u> : Ondes de courant et de tension à la fermeture.....	122
<u>III-3-2</u> : Analyse du comportement interne du composant pendant la phase de fermeture.....	134
<u>III-4</u> : Commutation à l'ouverture.....	141
<u>III-4-1</u> : Ondes de courant et de tension à l'ouverture.....	141
<u>III-4-2</u> : Analyse du comportement interne du composant pendant la phase d'ouverture.....	147
<u>III-4-3</u> : Interprétation des écarts obser- vés entre la simulation et l'ex- périence	154
 <u>CONCLUSION</u>	 161
 <u>ANNEXE 1 : DETERMINATION DES PARAMETRES DU MODELE D'UN</u>	
	<u>COMPOSANT REEL</u> 165
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	171