

50376
1973
199
N° d'ordre : 291

50376
1973
199

THESE

présentée à
L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de
DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Etienne ALLAMANDO

Ingénieur CNAM - Docteur de 3e cycle

ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE
DES DISPOSITIFS A AVALANCHE
ET A TEMPS DE TRANSIT

Principales Applications en Hyperfréquences



Soutenue le 15 Décembre 1973, devant la COMMISSION D'EXAMEN :

Membres du Jury : MM.	GABILLARD	Président
	SALMER	Rapporteur
	CONSTANT	Examineur
	RACZY	Examineur
	BERNARD	Invité



030 021058 4

PROFESSEURS TITULAIRES (suite)

M. TRIDOT Gabriel	Chimie
M. VAILLANT Jean	Mathématiques
M. VIDAL Pierre	Automatique
M. VIVIER Emile	Biologie Animale
M. WERTHEIMER Raymond	Physique
M. ZEYTOUNIAN Radyadour	Mathématiques

PROFESSEURS A TITRE PERSONNEL

M. BOUISSET Simon	Physiologie Animale
M. DELHAYE Michel	Chimie
M. DERCOURT Jean-Michel	Sciences de la Terre
M. LEBRUN André	Electronique (Lille)
M. LEHMANN Daniel	Mathématiques
M. LINDER Robert	Botanique
M. LUCQUIN Michel	Chimie Physique
M. PARREAU Michel	Mathématiques Appliquées
M. SCHILTZ René	Physique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

M. BELLET Jean	Physique
M. BILLARD Jean	Physique
M. BODARD Marcel	Botanique
M. BOILLET Pierre	Physique
M. BONNOT Ernest	Biologie
M. BRIDOUX Michel	I.U.T. Béthune
M. CAPURON Alfred	Chimie Minérale
M. DEPREZ Gilbert	I.U.T. Lille
M. DEVRAINNE Pierre	Chimie Minérale
M. GOUDMAND Pierre	Chimie Physique
M. GRUSON Laurent	Mathématiques
M. GUILBAULT Pierre	Biologie
M. LABLACHE-COMBIER Alain	Chimie
M. LACOSTE Louis	Biologie
M. LANDAIS Jean	Chimie
Mme LEHMANN Josiane	Mathématiques
M. LOUCHEUX Claude	Chimie
M. MAES Serge	Physique
Mle MARQUET Simone	Mathématiques
M. MONTEL Marc	Physique
M. MONTUELLE Bernard	I.U.T. Lille
M. PANET Marius	I.E.E.A.
M. SALMER Georges	I.E.E.A.
M. SEGUIER Guy	I.U.T. Béthune

MAITRES DE CONFERENCES (et chargés de fonctions)

M. ADAM Michel	Economie Politique
M. ANDRE Charles	Sciences Economiques
M. ANGRAND Jean-Pierre	Géographie
M. ANTOINE Philippe	Mathématiques
M. AUBIN Thierry	Mathématiques
M. BART André	Biologie

MAITRES DE CONFERENCES (et chargés de fonctions) suite

M. BEGUIN Paul	Mécanique des Fluides
M. BKUCHE Rudolphe	Mathématiques
M. BOILLY Bénoni	Biologie
M. BONNEMAIN Jean-Louis	Biologie Végétale
M. BOSCO Denis	Mathématiques
M. BREZINSKI Claude	I.E.E.A.
M. BRUYELLE Pierre	Géographie et Aménagement Spatial
M. CARREZ Christian	I.E.E.A.
M. CORDONNIER Vincent	Informatique
M. CORTOIS Jean	Physique
M. COQUERY Jean-Louis	Biologie
M. CCULON Jean	I.E.E.A.
Mlle DACCHARI Monique	Géographie et Aménagement Spatial
M. DEBOURSE Jean-Pierre	Sciences Economiques et Sociales
M. DEBRABANT Pierre	Sciences Appliquées
M. DELAUNAY Jean-Claude	Sciences Economiques et Sociales
M. DERIEUX Jean-Claude	Biologie (I.U.T.)
M. DOUKHAN Jean-Claude	Physique
M. DRIEUX Baudouin	I.E.E.A.
M. DUEE Gérard	Sciences de la Terre
M. DYMENT Arthur	Mathématiques
M. ESCAIG Bertrand	Physique
Mme EVRARD Micheline	Chimie (I.U.T.)
M. FONTAINE Jacques-Marie	I.U.T. Lille
M. FOURNET Bernard	I.U.T. Lille
M. FROELICH Daniel	Sciences Appliquées
M. GAMBLIN André	Géographie
M. GOBLOT Rémi	Mathématiques
M. GOSSELIN Gabriel	Sociologie
M. GRANELLE Jean-Jacques	Sciences Economiques
M. GUILLAUME Henri	Sciences Economiques et Sociales
M. HECTOR Joseph	S.E.N. Chais
M. HERMAN Maurice	Physique
M. HUARD DE LA MARRE Pierre	I.E.E.A.
M. JOURNEL Gérard	Sciences Appliquées
Mlle KOSMANN Yvette	Mathématiques
M. KREMBEL Jean	Chimie
M. LAURENT François	Automatique
Mlle LEGRAND Denise	Mathématiques
Mlle LEGRAND Solange	Mathématiques
M. LENTACKER Firmin	Géographie et Aménagement Spatial
M. LEROY Jean-Marie	E.N.S.C.L.
M. LEROY Yves	Electronique (Lille)
M. LHENAFF René	Géographie
M. LOCQUENEUX Robert	Physique
M. LOUAGE Francis	Sciences Appliquées
M. MAMIEU Jean-Marie	Physique (I.U.T. Lille)
Mme MAILLET Monique	Sciences Economiques et Sociales
M. MAIZIERES Christian	I.E.E.A.
M. MALAUSSENA Jean-Louis	Sciences Economiques et Sociales
M. MESSELYN Jean	Physique
M. MIGEON Michel	Chimie (Sciences Appliquées)
M. MOTZKIN Joseph	Mathématiques
M. MONTUELLE Bernard	I.U.T. Lille
M. NICOLE Jacques	Chimie (E.N.S.C.L.)
M. PAQUET Jacques	Sciences Appliquées
M. PARSY Fernand	Mathématiques
M. PECQUE Marcel	Chimie (Béthune)
M. PERROT Pierre	Chimie

MAITRES DE CONFERENCES (et chargés de fonctions) suite

M. PERTUZON Emile	Biologie
M. PONSOLLE Louis	Chimie (Valenciennes)
M. POVY Jean-Claude	Sciences Appliquées
M. RACZY Ladislas	Physique
M. ROGALSKI Marc	Mathématiques
M. ROUSSEAU Jean-Paul	Physiologie Animale
M. ROY Jean-Claude	Biologie
Mme N'GUYEN VAN CHI Régine	Géographie et Aménagement Spatial
M. SIMON Michel	Psychologie
M. SLIWA Henri	Chimie
M. SMET Pierre	Physique
M. SOMME Jean	Géographie
Mle SPIK Geneviève	Chimie Biologique
M. THERY Pierre	Calais
M. TOULOTTE Jean-Marc	Sciences Appliquées
M. TREANTON Jean-René	Sciences Economiques et Sociales
M. VANDORPE Bernard	Chimie Physique
M. VILETTE Michel	Génie Mécanique (Béthune)
M. WERNER Georges	Informatique (I.U.T. Lille)
M. WATERLOT Michel	Géologie
Mme ZINN JUSTIN Nicole	Mathématiques

A MA FAMILLE,

A MA FEMME,

A MES ENFANTS.

Ce travail a été effectué au Centre de Recherches sur les propriétés hyperfréquences des semiconducteurs et des milieux condensés de l'Université des Sciences et des Techniques de LILLE I.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur G. SALMER qui a bien voulu assurer la direction de ce travail ainsi que Monsieur le Professeur E. CONSTANT pour les précieux conseils et l'aide constante qu'il m'a prodigués. Je leur dois l'aboutissement des travaux entrepris.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur R. GABILLARD d'avoir bien voulu présider mon Jury de thèse et examiner mon travail. J'exprime également toute ma gratitude envers Monsieur le Professeur RACZY qui a accepté de participer à ce Jury.

Qu'il me soit permis de remercier, tout particulièrement, Monsieur le Professeur M.Y. BERNARD qui me fait l'honneur de juger mon travail.

Cette étude n'a pu être effectuée que grâce à l'étroite collaboration du Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée (L.E.P.), qui nous a fourni les composants semiconducteurs, et elle a été facilitée par l'octroi de plusieurs contrats d'étude (D.G.R.S.T. et C.N.E.S.). Je tiens donc à remercier ces différents organismes et, en particulier, Messieurs MIRCEA, SEMICHON, DORMONT et VALTON pour les fructueuses discussions que nous avons pu avoir.

Je remercie très vivement tous les membres de notre équipe de Recherches qui m'ont apporté leur précieux concours ainsi que le personnel du Centre Interuniversitaire de Traitement de l'Information pour leur aide efficace.

Enfin j'exprime ma reconnaissance au personnel Technique et Administratif pour l'aide qu'il m'a apporté.

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

De très nombreux travaux, tant théoriques qu'expérimentaux, ont été effectués, depuis près de dix ans, sur les diodes à avalanche et à temps de transit. Ces études ont permis la réalisation de dispositifs hyperfréquences, à l'état solide, tels qu'oscillateurs, amplificateurs et multiplicateurs de fréquence pour les bandes centimétriques et millimétriques dont un certain nombre sont déjà commercialisés et remplacent les tubes classiques dans les équipements.

Il nous semble important, tout d'abord, de faire un bref historique des travaux de recherche, effectués dans ce domaine, afin de mieux situer notre contribution personnelle et celle du Laboratoire. Nous ne citerons, bien sûr, que les travaux les plus connus et les plus importants.

Dès 1953, READ [1] propose un dispositif susceptible de produire des oscillations hyperfréquences : il associait, à la génération de porteurs par effet d'avalanche, un effet de temps de transit dans une structure semi-conductrice. Dans cette proposition théorique, il précisait la structure nécessaire ($P^+ N I N^+$) et en dégagait les premières propriétés grâce à un modèle simplifié. Ce dispositif est connu couramment sous le nom de diode I.M.P.A.T.T. (Impact ionisation avalanche and transit time).

D'un point de vue technologique, la réalisation s'est avérée très difficile et ce n'est qu'en 1965 que les premières oscillations furent obtenues avec de telles diodes aux Laboratoires de la BELL TELEPHONE [2].

Cependant, vers la même époque, d'autres chercheurs : Russes [3], Américains [4], ainsi que nous-même [5] obtinrent des oscillations à partir de structures plus simples, du type P N. Nos études expérimentales, effectuées sous la direction de Monsieur le Professeur E. CONSTANT, firent l'objet d'un mémoire d'Ingénieur C.N.A.M. en 1966 [6]. Elles ont donné lieu aux premières

réalisations françaises d'oscillateurs et d'amplificateurs à réflexion utilisant des diodes à avalanche et à temps de transit.

A partir de la théorie simplifiée, conçue par READ, GILDEN and HINES [7], en 1966, ont donné une formulation simple de l'impédance de la diode en régime linéaire et en ont déduit un schéma électrique équivalent particulièrement commode pour une bonne compréhension des mécanismes fondamentaux. Par la suite, de nombreux chercheurs se sont efforcés d'abandonner certaines hypothèses simplificatrices de READ pour mieux préciser le comportement des diodes en régime linéaire. Citons entr'autres : aux U.S.A. : GUMMEL and SCHARFETTER [8] en 1966, FISHER [9] et HOEFFLINGER [10] en 1967, JOHNSTON [11] en 1968... en France : CONSTANT [12] en 1968. Parallèlement, MISAWA [13], en 1966, a donné une interprétation théorique de l'existence d'une résistance négative dans les structures différentes de celles de READ.

Cependant, toutes ces théories ne s'avaient pas capable de décrire complètement le fonctionnement des oscillateurs car elles étaient relatives au régime linéaire, petit signal, c'est à dire dans des conditions différentes de celles de l'oscillation. TAGER [14] a donné le premier, en 1967, les principaux résultats d'une théorie, non linéaire, utilisant un modèle quelque peu analogue à celui de READ. Ces travaux ont inspirés ceux de DELAGE BEAUDEUF [15], en 1968, et de MOUTHAAAN [16], en 1969. A partir des travaux de TAGER, nous avons élaboré une théorie du fonctionnement des diodes à avalanche en régime non linéaire aboutissant, en particulier, au calcul des diverses composantes harmoniques du courant. Elle fit l'objet d'une thèse de Doctorat de 3e cycle [17], en octobre 1968. Ce travail a permis, d'une part, l'évaluation théorique des performances des oscillateurs et, d'autre part, d'expliquer l'influence de la température que nous avons mis en évidence expérimentalement en 1968 [17] et dont les principaux résultats ont été récemment confirmés par HADDAD [18]. Signalons, qu'à la même époque (octobre 1968), une théorie similaire était publiée aux U.S.A. par EVANS and HADDAD [19].

Néanmoins, il nous est apparu que les diverses théories, non linéaires, ne pouvaient rendre compte de certains résultats expérimentaux tels que la limitation en puissance des oscillateurs et l'effet de redressement. Ceci nous a conduit à améliorer notre théorie en considérant l'influence de la non linéarité du taux d'ionisation, du temps de transit des porteurs

dans la zone d'émission et du courant de saturation. Ce travail a été publié, en détails, en 1969 [20]. Signalons que ces différents effets sont encore souvent négligés ou mal connus.

Par ailleurs, cette théorie faisait apparaître une caractéristique fondamentale des diodes à avalanche qui est l'existence de composantes harmoniques, de rang élevé, dans le courant de conduction. Il s'est donc avéré nécessaire d'effectuer une étude en mode multifréquence. Nous l'avons effectuée analytiquement [21] [22] puis, étant donné la complexité des expressions obtenues, numériquement sur ordinateur [21] [22] [23] [24]. Cette étude, en mode multifréquence, nous a permis :

- * d'une part, de justifier l'influence de l'accord aux fréquences harmoniques, sur le fonctionnement des oscillateurs qu'avaient observé plusieurs chercheurs tels que : IGLESIAS [25] en 1967, SWAN [26] en 1968, HOEFFLINGER [27] et GIBLIN [28] en 1969 ... et d'étudier théoriquement leur importance. Les principaux résultats de cette étude théorique ont été publiés dès 1969 [29] [30] tandis qu'une étude expérimentale était effectuée au Laboratoire [31]. D'autres études théoriques similaires ont été publiées par BLUE [32] en 1969, SCHROEDER [33], HARTH [34] et MOUTHAAAN [35] en 1970, BRACKETT [36] en 1971 ...

- * d'autre part, d'envisager le transfert de puissance entre fréquences harmoniques. Cette idée nous a conduit à étudier et à réaliser des multiplicateurs de fréquence à diode avalanche. Ces travaux, théoriques et expérimentaux, ont fait l'objet de plusieurs publications : en 1969 [23] en 1970 [37] et en 1971 [22] [24]. Tout récemment, les résultats obtenus montrent l'intérêt de ces dispositifs pour la production d'ondes millimétriques [38] [39]. Signalons que ce mode de fonctionnement a été envisagé en 1970 par MOUTHAAAN [40].

Etant donné la complexité des mécanismes responsables du fonctionnement des diodes, nous avons été amenés à mettre au point un ensemble de programmes numériques, sur ordinateur, de plus en plus complexes et permettant d'éliminer une à une la plupart des hypothèses simplificatrices. C'est ainsi que nous avons élaboré une méthode générale d'étude basée sur la résolution numérique des trois équations fondamentales en régime non linéaire [41]. Des traitements différents, de ces trois équations, ont été effectués par

GUMMEL and SCHARFETTER [42] en 1969, MISAWA [43] en 1971 et récemment par HADDAD [44] et NAKAMURA [45] en 1973. Cette méthode, lourde et coûteuse, est cependant indispensable pour une détermination précise des performances. L'utilisation des diverses méthodes nous a permis d'étudier l'influence du profil de dopage sur le rendement des diodes à l'Arséniure de Gallium [41]. Ce travail a été à la base d'importants progrès obtenus récemment pour les rendements des oscillateurs IMPATT à l'Arséniure de Gallium [46] [47] [48].

L'ensemble de notre mémoire est divisé en deux parties principales.

Dans une première partie, nous décrivons, tout d'abord, le principe de fonctionnement des dispositifs à avalanche et à temps de transit et leurs limitations fondamentales.

Nous préciserons ensuite les modèles théoriques et les différents modes d'étude que nous utilisons. En particulier, nous décrirons, de manière exhaustive, l'ensemble de la théorie analytique et les méthodes numériques que nous avons élaborées. Nous comparerons, d'ailleurs, les différentes méthodes d'étude en insistant sur leur domaine respectif de validité et leurs limitations fondamentales.

Grâce à ces méthodes, nous pourrons ensuite dégager les éléments caractéristiques du fonctionnement des diodes à avalanche et à temps de transit ce qui nous permettra d'envisager leurs principales applications dans le domaine des hyperfréquences.

La seconde partie de ce travail est consacrée à l'étude expérimentale qui sera effectuée, d'une part, sur ordinateur et, d'autre part, au Laboratoire sur des échantillons en Arséniure de Gallium et en silicium. L'étude expérimentale, en Laboratoire, nous permettra une vérification expérimentale des prévisions théoriques, obtenues par les diverses méthodes, et une meilleure connaissance de leurs limites d'application. L'étude expérimentale, sur ordinateur, consistera essentiellement en la recherche des structures et des conditions de fonctionnement optimales en vue d'une application déterminée.

Ce travail est le résultat des recherches entreprises au Laboratoire en étroite collaboration avec tous les membres de l'équipe de recherches sur les propriétés hyperfréquences des semiconducteurs en régime d'avalanche.

Dans ces conditions, il paraît difficile de situer exactement notre contribution au sein de cette équipe. Cependant, nous pouvons indiquer les directions principales de recherches auxquelles nous avons participées :

* Sur le plan expérimental : nous nous sommes attachés, depuis 1965, à mettre en évidence tant les propriétés fondamentales des diodes à avalanche et à temps de transit (en régime non linéaire) que leurs principales applications en hyperfréquences. Ces études ont été poursuivies et développées, en particulier, par Messieurs P.M. LEBRUN, I. DOUMBIA, G. VANBORREN, P.A. ROLLAND.

* Sur le plan théorique : nous avons, tout d'abord, développé une théorie analytique du fonctionnement non linéaire des diodes à avalanche. Ensuite, la complexité des calculs nous a conduit à utiliser les techniques du calcul numérique, sur ordinateur, pour effectuer une étude théorique plus exacte. Ces travaux ont également été développés, dans certaines directions, essentiellement par Messieurs CHIVE, I. DOUMBIA, P.A. ROLLAND et G. VANBORREN.

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

(INTRODUCTION)

- [1] READ Bell. Syst. tech. J., vol. 37 n° 2, mars 1953
- [2] LEE BATDORF and al App. Phys. lett., vol 6, mars 1965
- [3] TAGER Brevet Russe 185965, 1969
- [4] JOHNSTON and al Bell Syst. tech. J, vol 44 n° 2, fév. 1965
- [5] CONSTANT ALLAMANDO and al C.R. Acad. Sc. Paris, t 262, mars 1966
- [6] ALLAMANDO Mémoire ing. C.N.A.M., Lille, déc. 1966
- [7] GILDEN and HINES I.E.E.E. trans. on électr. dev., vol ED 13 n° 1, janv. 1966
- [8] GUMMEL and SCHARFETTER 12 h Bell Syst. techn. J., vol 45 n° , déc. 1966
- [9] FISHER I.E.E.E. trans. on electr. dev., vol ED 14, juin 1967
- [10] HOEFFLINGER I.E.E.E. trans. on electr. dev., vol. ED 14, sept. 1967
- [11] JOHNSTON I.E.E.E. trans. on electr. dev., vol. ED 15, mars 1968
- [12] CONSTANT et SEMICHON Onde électrique, n° 496-497, juillet août 1968
- [13] MISAWA I.E.E.E. trans. on electr. dev., vol ED 13 n° 1, janv. 1966
- [14] TAGER Soviet Phys. Uspekhi, vol. 9 n° 6, mai-juin 1967
- [15] DELAGE BEAUDEUF onde électrique, n° 496-497, juillet-août 1968
- [16] MOUTHAN I.E.E.E., trans. on electr. dev., vol. ED 16 n° 11, nov. 1969
- [17] ALLAMANDO Thèse doctorat 3^è cycle, Lille, oct. 1968
- [18] SCHROEDER-HADDAD PIEEE, vol. 59, août 1971

- [19] EVANS and HADDAD I.E.E.E., trans. on electr. dev., vol ED 15 n° 10, oct. 1963
- [20] ALLAMANDO CONSTANT and al Acta Electronica, vol. 12 n° 3, juil. 1969
- [21] VANBORREN Thèse de doctorat de 3è cycle, Lille, juin 1971
- [22] ALLAMANDO and al Contrat O.G.R.S.T. n° 69 02 044, 1971
- [23] SEMICHON and al Workshop New York, déc. 1969
- [24] ROLLAND and al Contrat D.G.R.S.T. n° 71.7.2845, 1972
- [25] IGLESIAS PIEEE, vol. 55, novembre 1967
- [26] SWAN PIEEE, vol. 56 n° 9, sept. 1968
- [27] HOEFFLINGER and al Electr. lett., vol. 5 n° 3, fév. 1969
- [28] GIBLIN and al Electr. lett., vol. 5, août 1969
- [29] SALMER and al C.R. Acad. Sc. Paris, t. 269, nov. 1969
- [30] CONSTANT and al PIEEE, vol. 58, mars 1970
- [31] DUMBLIA Thèse doctorat 3è cycle, Lille, juin 1971
- [32] BLUE Bell Syst. tech. j., vol. 48 n° 2, février 1969
- [33] SCHROEDER-HADDAD I.E.E.E. trans on microw. theo. et techn. vol. MTT 18 n° 6, juin 1970
- [34] HARTH I.E.E.E. trans. on electr. dev., vol. 17, 1970
- [35] MOUTHAAAN I.E.E.E., vol. 58, mars 1970
- [36] BRACKETT I.E.E.E. trans. on electr. dev., vol. ED 18 n° 3, mars 1971
- [37] SALMER and al MOGA conférence, Amsterdam, sept. 1970
- [38] ROLLAND and al Conf. microw. Semiconductor, Cornell U., Ithaca NY, août 1973
- [39] ROLLAND and al Int. conf. on solid state dev., Tokyo JAPAN, août 1973
- [40] MOUTHAAAN I.E.E.E. trans. on Microw. theo et techn, vol. MTT 18 n° 11, nov. 1970
- [41] CONSTANT and al Contrat C.N.E.S. n° 71.254, sept. 1971
- [42] SCHARFETTER and GUMMEL I.E.E.E. trans on electr. dev., vol ED 16 n° 1 janv. 1969

- [43] MISAWA Solid State Electr., vol. 14, 1971
- [44] SCHROEDER and HADDAD I.E.E.E., vol. 61 n° 2, fév. 1973
- [45] NAKAMURA and al Solid state Electr. vol. 16, 1973
- [46] MIRCEA and al I.E.E.E., vol. 59, n° 9, sept. 1971
- [47] KRAMER and al Int. Microw. Symp. Chicago, mai 1972
- [48] SALMER and al J. Appl. Phys. janvier 1973

P R E M I E R E P A R T I E :

ETUDE THEORIQUE DES DIODES A AVALANCHE ET A TEMPS DE TRANSIT

Sommaire:

- I - PRINCIPE ET LIMITATIONS FONDAMENTALES.
- II - METHODES D'ETUDE THEORIQUE.
- III - ETUDE ANALYTIQUE.
- IV - ETUDE NUMERIQUE SIMPLIFIEE.
- V - ETUDE NUMERIQUE GENERALE ET COMPARAISON DES DIFFERENTES METHODES.
- VI - RESULTATS FONDAMENTAUX ET CONSEQUENCES PRATIQUES.

CHAPITRE I :

PRINCIPE ET LIMITATIONS FONDAMENTALES

SOMMAIRE :

- I.1. Principe de fonctionnement .
- I.2. Puissance et rendement théoriques .
- I.3. Possibilité de réalisation .
- I.4. Limitations fondamentales .

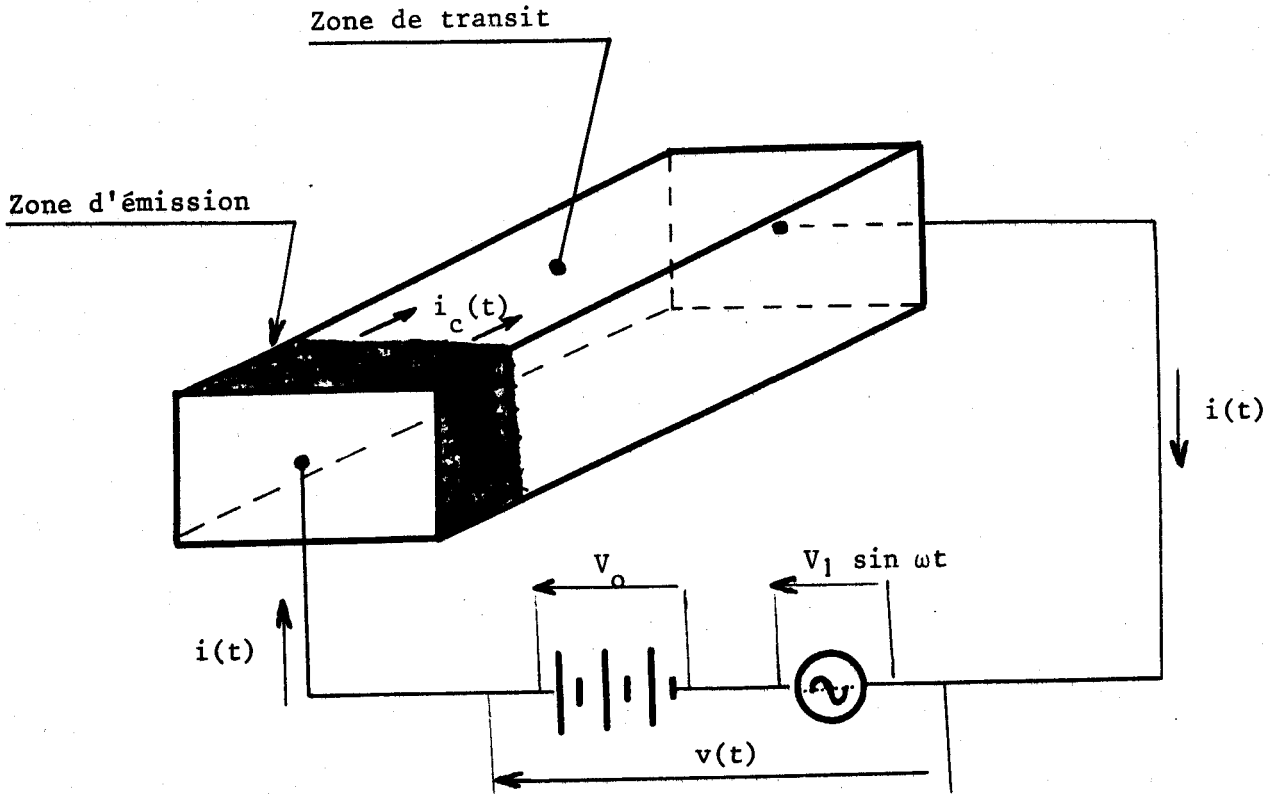


Figure I.1 : Dispositif à émission de champ et temps de transit.

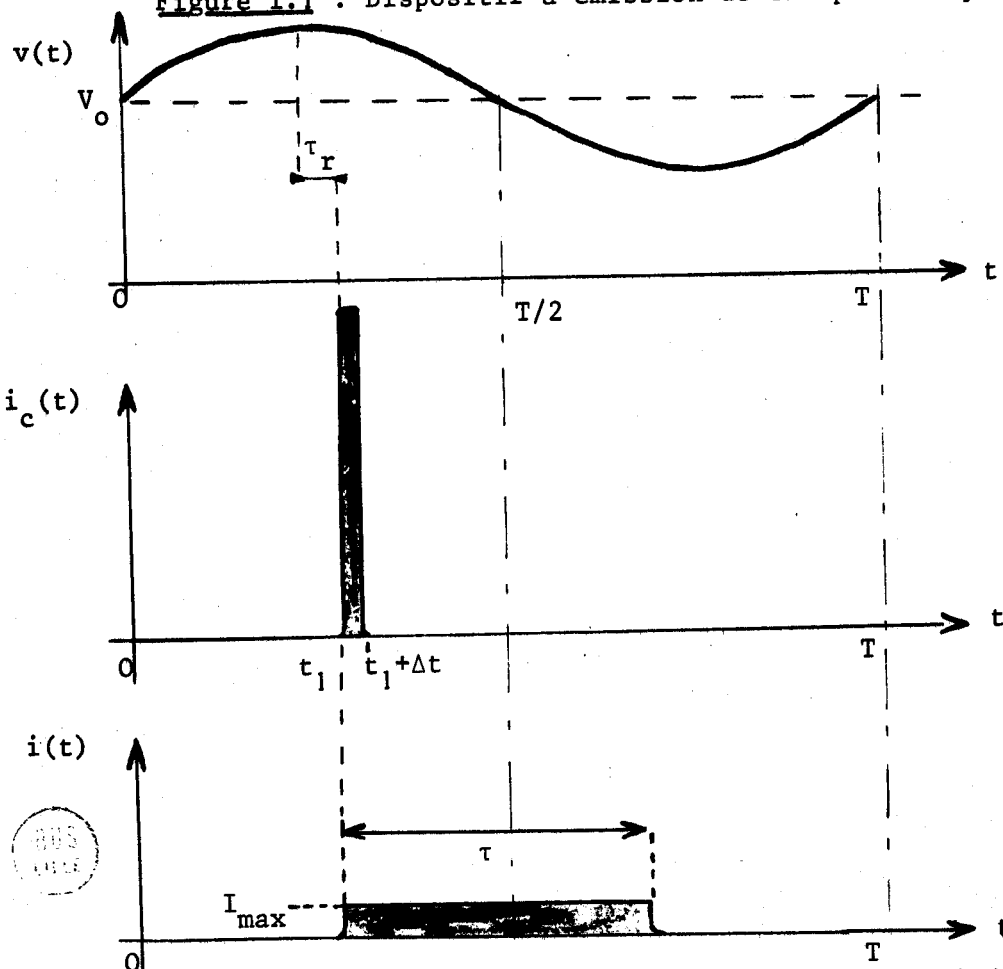


Figure I.2 : Evolution du courant de conduction $i_c(t)$ et du courant total $i(t)$.

I.1. Principe de fonctionnement:

Pour expliquer le fonctionnement des dispositifs à avalanche et à temps de transit, nous allons considérer le dispositif suivant : un barreau de semiconducteur est soumis à une tension comportant une composante continue et une composante alternative, par exemple, sinusoïdale de pulsation ω . Nous supposons que, sous l'influence de cette tension, il se produit, à un instant donné de la période, une émission brutale de charges électriques en un point du barreau et que les charges, ainsi produites, se déplacent à une vitesse constante dans le reste du matériau.

Sur la figure I.1., nous présentons le cas où l'émission est localisée à l'extrémité gauche du dispositif dans une zone dite d'émission ; les charges produites parcourent la structure en un temps τ très supérieur à la durée de l'émission. Nous avons représenté sur la figure I.2., l'évolution du courant produit dans le circuit extérieur sous l'influence de l'émission et du déplacement des porteurs de charge. Il apparaît que, pour des valeurs particulières de l'instant d'émission t_1 et du temps de transit τ , le courant $i(t)$, dans le circuit extérieur, et la tension alternative, aux bornes de la diode, sont de sens opposés. Ceci montre qu'un tel dispositif est susceptible de présenter une résistance négative en régime variable, c'est à dire de fournir de l'énergie au circuit extérieur. Si nous appelons retard à l'émission τ_r la durée qui sépare l'instant où le champ électrique est maximum de l'instant t_1 d'émission, on remarque déjà qu'un dispositif présentant un retard à l'émission de $T/4$ est favorable à l'obtention d'une résistance négative ($T = 2\pi/\omega$).

Nous allons déterminer, de façon plus quantitative, la puissance délivrée par un tel dispositif dit «à l'émission de champ et à temps de transit». Ceci nous permettra de préciser et de comparer les performances obtenues à l'aide des divers mécanismes d'émission,

I.2. Puissance et rendement théoriques:

Déterminons la puissance alternative, dissipée dans le dispositif, à la pulsation ω . La tension alternative, aux bornes de la structure, étant supposée sinusoïdale, d'amplitude V_1 , il suffit de calculer l'amplitude I_1 de la composante à la pulsation ω du courant dans le circuit extérieur qui est en phase avec la tension ;

$$I_1 = \frac{2}{T} \int_{t_1}^{t_1 + \tau} I_{\max} \sin \omega t \, dt$$

d'où la puissance dissipée :

$$P_1 = \frac{1}{T} \cdot V_1 \int_{t_1}^{t_1 + \tau} I_{\max} \sin \omega t \, dt$$

soit en introduisant le retard à l'émission τ_r :

$$P_1 = - I_0 V_1 \frac{\sin(\omega \tau_r) - \sin \omega(\tau_r + \tau)}{\omega \tau} \quad (I.1.)$$

où $I_0 = I_{\max} \frac{\tau}{T}$ représente le courant continu moyen dans le circuit extérieur.

On constate effectivement que la puissance alternative dissipée peut être négative, c'est à dire que le dispositif est susceptible de fournir de l'énergie à la pulsation ω ,

En régime sinusoïdal, nous ferons correspondre aux temps de transit τ et de retard τ_r respectivement l'angle de transit $\theta = \omega \tau$ et le déphasage à l'émission $\psi = -\omega \tau_r$. Dans ces conditions, si V_0 représente la composante continue de la tension appliquée au dispositif, le rendement η s'exprime par :

$$\eta = \frac{P_1}{V_0 I_0} = \frac{V_1}{V_0} \frac{+ \sin \psi - \sin (\psi - \theta)}{\theta} = \frac{V_1}{V_0} \left[\sin \psi \frac{1 - \cos \theta}{\theta} + \cos \psi \frac{\sin \theta}{\theta} \right] \quad (I.2.)$$

Il apparaît que θ et ψ sont bien des grandeurs caractéristiques du dispositif. Ainsi, pour une valeur donnée de ψ , il est possible de trouver une valeur de θ qui optimalise cette expression (figure I.3.)

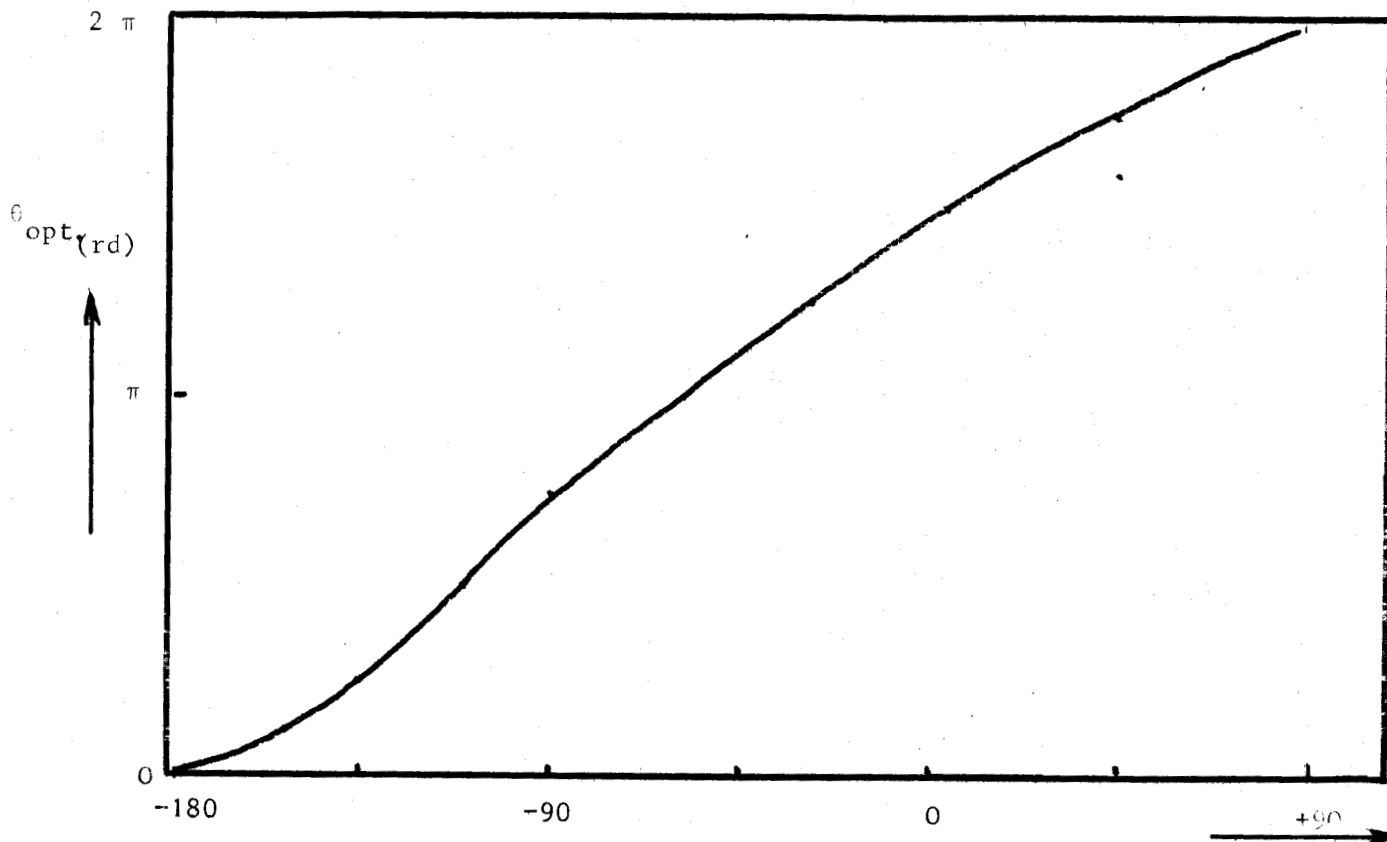


Figure I.3 : Valeur optimale de l'angle de transit

Or, dans les meilleures conditions, l'amplitude V_1 de la composante alternative de la tension ne peut être qu'au plus égale à la valeur V_0 de la composante continue. Pour la valeur optimale de l'angle de transit, la formule (I.2.), où l'on fait $V_1 = V_0$, permet de déterminer le rendement maximum du dispositif (figure I.4.).

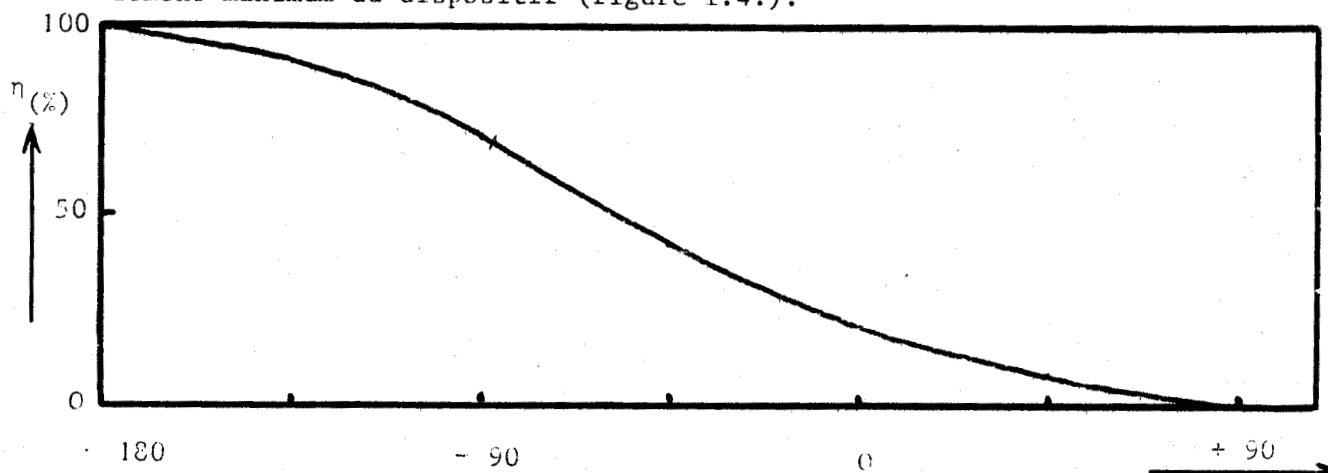


Figure I.4 : Rendement maximum correspondant

A titre d'exemple, envisageons deux cas possibles :

. l'émission instantanée ($\tau_r = 0$); L'angle de transit optimum est de 250° et le rendement théorique maximum est de 22%,

. l'émission retardée ($\tau_r = \frac{T}{4}$); L'angle de transit est de 135° et le rendement maximum est voisin de 72%.



Signalons que les rendements indiqués sont obtenus en régime de tension sinusoïdale et qu'ils pourraient être plus élevés dans le cas d'un mode de fonctionnement multifréquence,

I.3. Possibilité de réalisation:

Ces rendements théoriques paraissent très intéressants, mais il est permis de se demander si le dispositif que nous avons imaginé est réalisable ; les conditions à remplir étant les suivantes:

a) Tout d'abord, il est nécessaire que l'émission des porteurs s'effectue de façon brutale et dans une zone bien définie de l'échantillon. Ceci peut être obtenu, dans les semiconducteurs, grâce à l'effet d'avalanche ou à l'effet Tunnel. Dans le cas de l'effet Tunnel, l'émission de porteurs s'effectue instantanément ($\tau_r = 0$). Au contraire, l'effet d'avalanche étant un mécanisme cumulatif, il en résulte que le courant de conduction croît continûment tant que la tension totale reste supérieure à la valeur V_0 d'entretien de l'avalanche. Par conséquent $\tau_r = T/4$. (Les rendements que nous avons indiqués précédemment correspondent aux deux mécanismes d'émission possibles).

b) Ces mécanismes nécessitent l'existence de champs électriques élevés, supérieurs à 10^5 V/cm⁻¹. Dans un matériau semiconducteur homogène, ceci entraînerait l'apparition d'un courant de conduction extrêmement élevé qui provoquerait la destruction du dispositif. Pour permettre l'existence de champs électriques suffisamment élevés, sans courant de conduction, on est donc obligé de recourir à une interface qu'on peut réaliser à l'aide d'une jonction PN ou d'une barrière métal-semiconducteur.

c) Enfin, il est nécessaire que le champ électrique, d'une part, évolue assez rapidement en fonction de la distance afin que l'émission se produise dans une zone assez limitée du barreau et que, d'autre part, il reste, en tous points, suffisamment élevé pour que les porteurs de charges se déplacent à des vitesses très grandes, indépendantes du champ électrique. Ceci peut être obtenu à l'aide de structures semiconductrices, par exemple, du type P⁺N N⁺, P⁺NIN⁺ ou MPP⁺.

Il apparaît donc que la réalisation du modèle envisagé soit possible grâce, en particulier, à l'utilisation de l'effet d'avalanche ou de l'effet tunnel dans les diodes semiconductrices.

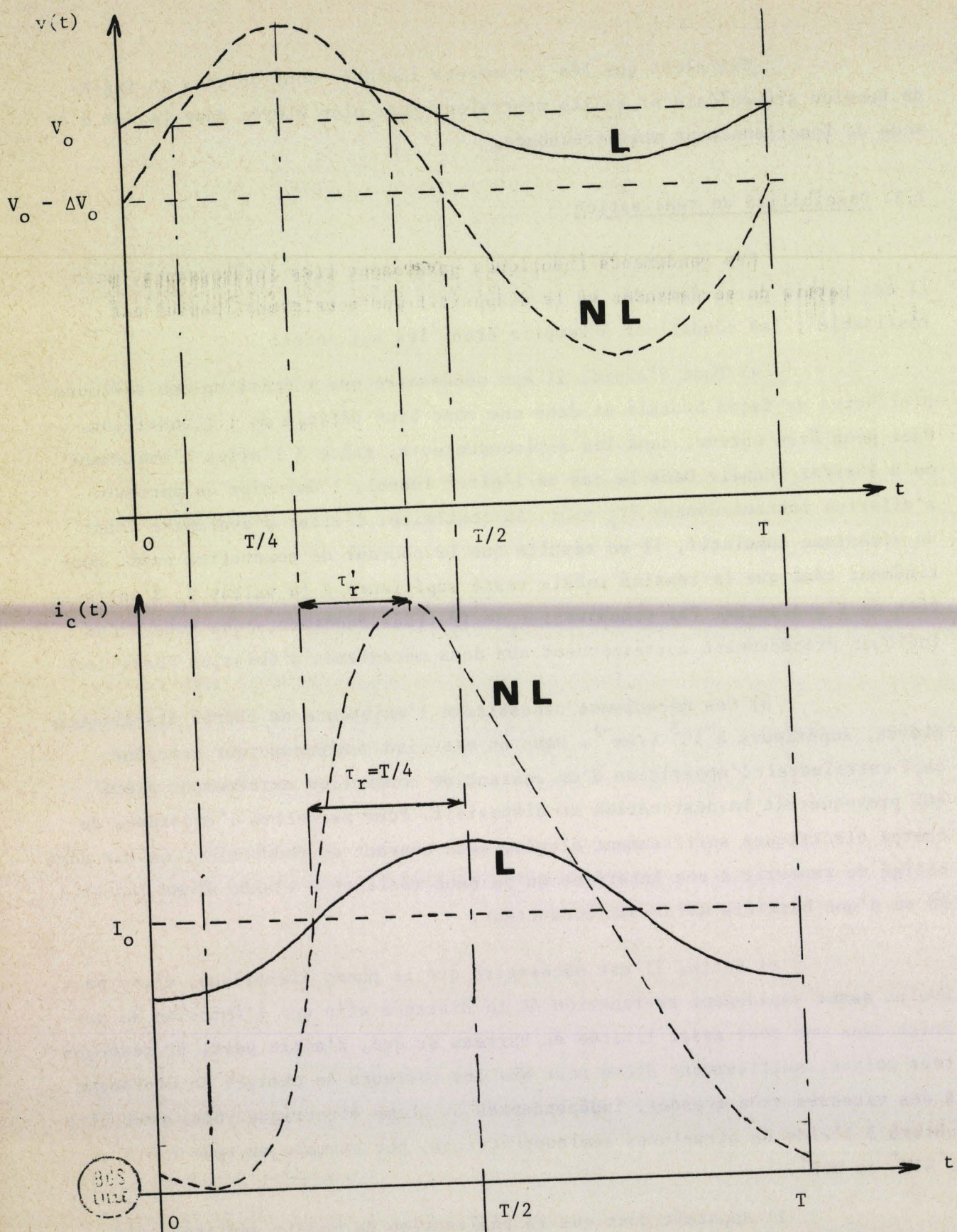


Figure I.5 : Comparaison des retards τ_r et τ'_r , pour le mécanisme d'avalanche, dans les cas suivants :

- faibles signaux (L)
- forts signaux (NL)

I.4. Limitations fondamentales:

Nous avons vu que les rendements théoriques maximum, obtenus avec une diode à avalanche et à temps de transit, sont de 72% en considérant que l'amplitude de la tension alternative est égale à celle de la composante continue V_0 . Or, même en considérant que l'amplitude de la composante alternative n'est que la moitié de V_0 , le rendement théorique reste encore supérieur aux valeurs expérimentales qui sont toujours inférieures à 25%. Cette différence s'explique par le fait que le modèle théorique, que nous avons envisagé, s'écarte notablement de la réalité physique pour les raisons suivantes :

a) la zone d'émission n'est pas infiniment mince comme nous l'avons admis jusqu'alors : en particulier, pour les diodes à avalanche, son épaisseur doit être suffisante pour permettre l'obtention du processus d'ionisation. Il en résulte l'existence, d'une part, d'une puissance électrique continue dissipée supplémentaire et, d'autre part, d'une puissance alternative, dissipée à niveau élevé où le retard à l'émission peut devenir inférieur à $T/4$ comme nous allons le montrer.

b) le retard à l'émission τ_r a souvent une valeur moins favorable que celle donnée précédemment ($\tau_r = T/4$) dans le cas où la tension alternative, aux bornes de la diode, devient importante. Ceci est dû au caractère non linéaire du mécanisme d'émission. Il en résulte que, si la diode est alimentée à courant continu constant, la tension continue de polarisation diminue lorsque la tension alternative croît (analogie avec un effet de détection). Or, si l'on admet que l'ionisation cesse dès que la tension totale $v(t)$ devient inférieure à la tension d'avalanche V_0 , en régime statique, le courant de conduction passe alors par un maximum, à cause du caractère cumulatif de la génération de porteurs par avalanche. Comme le montre la figure I.5., le retard τ_r est bien inférieur à $T/4$ et il en résulte, d'après la formule (I.1.), une diminution de la puissance produite dans le reste de la diode et, par conséquent, du rendement.

c) nous avons négligé l'existence d'un phénomène qui peut entraîner une diminution importante de la puissance et du rendement et même la disparition de l'oscillation dans certaines conditions : c'est l'influence de la charge d'espace des porteurs mobiles, sur le champ électrique dans la diode, encore appelée réaction de charge d'espace. Expliquons très qualitativement cet effet. Dans l'étude que nous avons développée précédemment, nous admettions implicitement que la tension aux bornes de la zone d'émission était pratiquement en phase avec la tension totale. Ceci est vrai à condition que l'effet de réaction de charge d'espace soit négligeable, c'est à dire que le courant de conduction soit beaucoup plus faible que le courant de déplacement. Dans le cas contraire, la relation de phase n'est plus vérifiée et la résistance négative disparaît :

ceci se produit pour une valeur suffisante du courant de polarisation I_0 , valeur qui croît avec la fréquence. Réciproquement, pour un courant donné, la résistance négative n'apparaît que pour une fréquence supérieure à une valeur limite appelée fréquence d'avalanche.

Cette étude préliminaire nous a permis de décrire très qualitativement les principaux mécanismes responsables du fonctionnement des dispositifs à avalanche et à temps de transit. Nous nous proposons, à présent, d'effectuer une étude plus approfondie de ces phénomènes,

II - 1 - Procédé général d'étude:

Nous nous sommes essentiellement attachés à l'étude du fonctionnement, en régime permanent, des dispositifs à avalanche et à temps de transit. Ces dispositifs se composent d'une structure semi-conductrice associée à un circuit hyperfréquence ; il y apparaît un signal électrique que l'on peut définir par les notions de puissance, tension et courant.

On peut caractériser un régime de fonctionnement, d'une part, par la valeur du courant I_0 de polarisation de la diode et, d'autre part, par les caractéristiques du circuit extérieur à la diode que l'on représente, soit par l'évolution de l'impédance de charge en fonction de la fréquence, soit par la réponse indicielle du dipôle équivalent. Pour un régime donné, il apparaît, dans le circuit, un signal électrique dont les caractéristiques dépendent de la constitution de la diode.

En ce qui nous concerne, nous préférons caractériser un régime de fonctionnement par l'évolution temporelle du champ électrique en un point de la diode, généralement dans le plan de la jonction. Cette définition paraît, à priori, plus artificielle ; cependant, c'est celle que nous utilisons car les grandeurs fondamentales qui interviennent dans le fonctionnement (vitesse des porteurs, taux d'ionisation ...) sont liées directement au champ électrique. Par ailleurs, ce choix de la "variable d'entrée" facilite les calculs théoriques et permet une compréhension plus aisée des mécanismes. En outre, cette méthode s'avère particulièrement puissante pour la recherche des conditions optimales de fonctionnement et pour évaluer les performances limites du dispositif à une fréquence donnée : ce qui serait difficile avec la méthode précédente.

Par conséquent, pour différentes configurations temporelles du champ électrique en un point de la diode, nous nous proposons de déterminer le champ électrique et le courant de conduction en tous points de la structure en effectuant le calcul de proche en proche. Nous en déduirons les valeurs

des courants des tensions et des puissances qui seront développées dans le circuit extérieur ainsi que les impédances de charge nécessaires. Pour simplifier notre étude, nous n'envisageons pas les inhomogénéité spatiales éventuelles au sein du semi-conducteur ce qui nous permettra d'utiliser un modèle unidimensionnel.

Cependant, l'étude théorique des diodes à avalanche et à temps de transit nécessite la connaissance des lois fondamentales qui régissent l'évolution des charges électriques dans un semi-conducteur. Nous allons les rappeler brièvement.

II - 2 - Propriétés et relations fondamentales:

II - 2 - 1 - Equations fondamentales:

Ce sont les équations de l'électrocinétique appliquées aux semi-conducteurs.

1/ - Equation de conservation des charges:

Les phénomènes de transport et de création de charges sont régis par l'équation de conservation des charges :

$$\nabla \cdot \vec{J} = \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (\text{II.1})$$

Si l'on exprime la densité de charge ρ et la densité de courant J , en fonction des concentrations n et p des électrons et des trous, l'équation précédente peut se mettre sous la forme suivante (*):

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} (v_n n) + g \quad (\text{II.2})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (v_p p) + g \quad (\text{II.3})$$

où v_n et v_p sont les valeurs absolues des vitesses respectives des électrons et des trous.

Le terme g rend compte de tous les phénomènes de génération et de

(*) Nous considérons ici un modèle unidimensionnel (diode PN), l'axe des abscisses x étant dirigé vers la droite.

recombinaison des porteurs. Nous négligerons la génération par effet thermique et les recombinaisons qui s'expriment par :

$$\frac{n_0 - n}{T_n} + \frac{P_0 - P}{T_p}$$

car les durées de vie T_n et T_p des porteurs sont supérieures à leur temps de transit à travers la structure. Nous négligerons également la génération par effet tunnel pour ne tenir compte que de la génération par effet d'avalanche. Dans ces conditions, le terme g s'exprime par :

$$g = \alpha v_n n + \beta v_p p \quad (\text{II.4})$$

où α et β sont les taux d'ionisation des électrons et des trous (notés encore respectivement α_n et α_p).

2/ - Loi de POISSON:

Le champ électrique dans la structure est lié aux charges présentes (mobiles ou fixes) par l'intermédiaire de la loi de POISSON :

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{q}{\epsilon} (N_d - N_a + p - n) \quad (\text{II.5})$$

où N_d et N_a sont les concentrations, en atomes donneurs et accepteurs, de la diode.

3/ - Expression du courant:

Le courant total J , traversant un semi-conducteur résulte, d'une part, d'un courant de particules J_c et, d'autre part, d'un courant de déplacement J_d :

$$J(t) = J_c(x,t) + J_d(x,t) \quad (\text{II.6})$$

En vertu du principe de conservation, sa valeur est indépendante de l'abscisse x considérée.

- Le courant de déplacement $J_d(x,t)$ s'exprime en fonction de la variation du champ électrique :

$$J_d(x,t) = \epsilon \frac{\partial E(x,t)}{\partial t} \quad (\text{II.7})$$

- Le courant de particules J_c est composé d'un courant d'électrons J_n et d'un courant de trous J_p :

$$J_c = J_n + J_p \tag{II.8}$$

avec

$$J_n = q n v_n - q D_n \frac{\partial n}{\partial x}$$

$$J_p = q p v_p + q D_p \frac{\partial p}{\partial x} \tag{II.9}$$

Les termes $D_n \frac{\partial n}{\partial x}$ et $D_p \frac{\partial p}{\partial x}$ sont relatifs aux courants de diffusion que nous avons négligés dans ce travail. L'influence de ce phénomène n'est, à notre avis, notable que dans une première partie limitée de la jonction et pour des courants de conduction élevés. Des études sont en cours [1] pour déterminer l'importance de cet effet.

Les équations précédentes sont appelées : équations fondamentales car elles permettent de déterminer théoriquement le comportement du système dans tous les cas possibles. Elles font apparaître surtout deux paramètres caractéristiques : la vitesse et le taux d'ionisation des porteurs. Il convient donc, avant d'aborder la résolution des équations fondamentales, de rappeler les lois d'évolution de ces grandeurs.

II - 2 - 2 - Vitesse de déplacement des porteurs:

Différents auteurs [2], [3] ... ont étudié la variation de la vitesse des porteurs, électrons et trous, en fonction du champ électrique. Pour les matériaux semi-conducteurs, les courbes obtenues présentent l'allure générale donnée figure II.1.

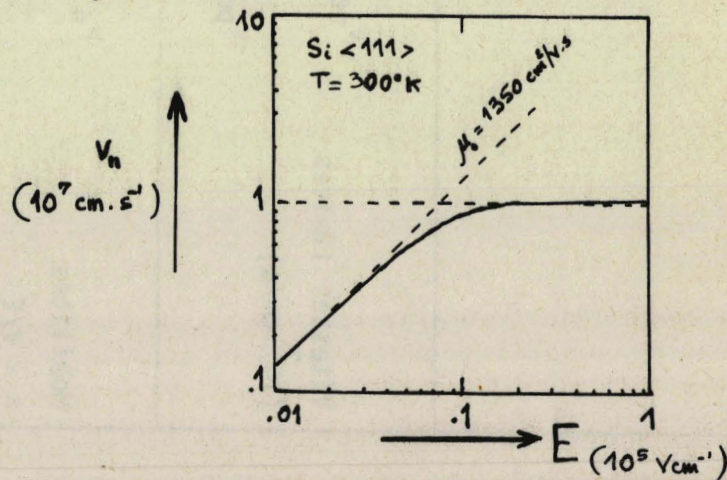


Figure II.1: - Allure de l'évolution de la vitesse des porteurs en fonction du champ électrique E . (d'après [7])



	Germanium à 300° K	Silicium à 300° K		Arséniure de Gallium		
	d'après [3]	d'après [6]	d'après [3]	d'après [6]		d'après [3]
					à 300° K	à 473° K
Vitesses limites (10 ⁷ cm/s)	v _{no}	0,6	1,1	1	0,8	0,9
	v _{po}	0,8	0,95	1	1	0,9
Mobilités $\mu = v/E$ (10 ⁴ cm ² v ⁻¹ s ⁻¹)	μ_n	0,39		0,15		0,85
	μ_p	0,19		0,06		0,04

Tableau II.1 - Vitesse et mobilité des porteurs dans les principaux matériaux.

On observe généralement que :

- pour des champs électriques faibles, la vitesse croît linéairement en fonction du champ électrique (mobilité constante),
- pour des champs électriques élevés, la vitesse devient indépendante du champ électrique : elle atteint une valeur limite v_0 , généralement différente pour les électrons et pour les trous. Cet effet, relativement bien connu, a pour origine l'interaction électrons-phonons qui limite l'accroissement de la vitesse en fonction du champ électrique. Signalons qu'en régime dynamique, la vitesse des porteurs n'est indépendante du champ électrique que si la période du signal est grande devant le temps de relaxation de l'énergie des porteurs.

Remarquons, par ailleurs, que l'allure de la courbe $v = f(E)$ peut être très différente pour certains composés III - V (exemple : AsGa) quand le champ électrique est relativement faible.

Les vitesses limites, dans des matériaux tels que le Silicium, sont relativement bien connues. Par contre, pour certains semi-conducteurs tels que l'AsGa les résultats obtenus diffèrent sensiblement selon les auteurs [4], [5] ... De plus, les températures de fonctionnement étant relativement élevées, de l'ordre de 500°K , il est nécessaire de connaître les valeurs des vitesses limites à ces températures. Dans notre Laboratoire, MM. LEFEBVRE et PRIBETICH ont mis au point [6] une méthode de détermination de la vitesse des porteurs à partir de la mesure de la résistance de charge d'espace et de son évolution en fonction de la température. Nous avons adopté, pour notre étude, les valeurs obtenues par cette méthode. Ces valeurs [6] sont données dans le tableau II.1, où figurent, à titre de comparaison les valeurs obtenues par SZE [3].

Remarque 1:- Nous avons effectué certaines études en admettant une dépendance linéaire de la vitesse avec le champ électrique (dans la zone de champs électriques élevés) étant donné l'incertitude sur l'évolution précise de cette grandeur. La loi utilisée est de la forme :

$$v = v_0 (1 + k.E)$$

Remarque 2:- Plusieurs auteurs ont proposé différentes lois phénoménologiques pour décrire l'évolution de la vitesse en fonction du champ électrique dans un domaine de variation important. Donnons, à titre d'exemple, les lois suivantes :

$$\text{d'après [7]} - v = v_0 \operatorname{th} \left(\frac{E}{E_0} \right) \quad (\text{II.10})$$

$$\text{d'après [8]} - v = \mu E / (1 + \mu E/v_0) \quad (\text{II.11})$$

II - 2 - 3 - Taux d'ionisation:

Dans un semi-conducteur soumis à un champ électrique important, l'énergie acquise par un porteur peut être suffisante pour provoquer l'ionisation par choc d'un atome du réseau cristallin. Il y a alors création d'une paire électron-trou ; chacun des éléments est, à son tour, susceptible de créer d'autres paires électron-trou. Ce phénomène de multiplication, par avalanche est traduit par la notion de taux d'ionisation α , il représente le nombre de paires électron-trou créés par un porteur initial par unité de longueur dans la direction du champ électrique. Nous les notons α s'il s'agit d'un électron et β s'il s'agit d'un trou.

Le taux d'ionisation est une fonction très rapidement croissante du champ électrique comme le montre la courbe tracée figure II.2..

Pour traduire cette évolution, plusieurs auteurs ont proposé différentes expressions phénoménologiques que nous résumerons par :

$$\alpha_i = a_i \exp (b_i (E)^{c_i}) \quad \text{où } i = n, p \quad \text{et } \alpha_p = \beta \quad (\text{II.12})$$

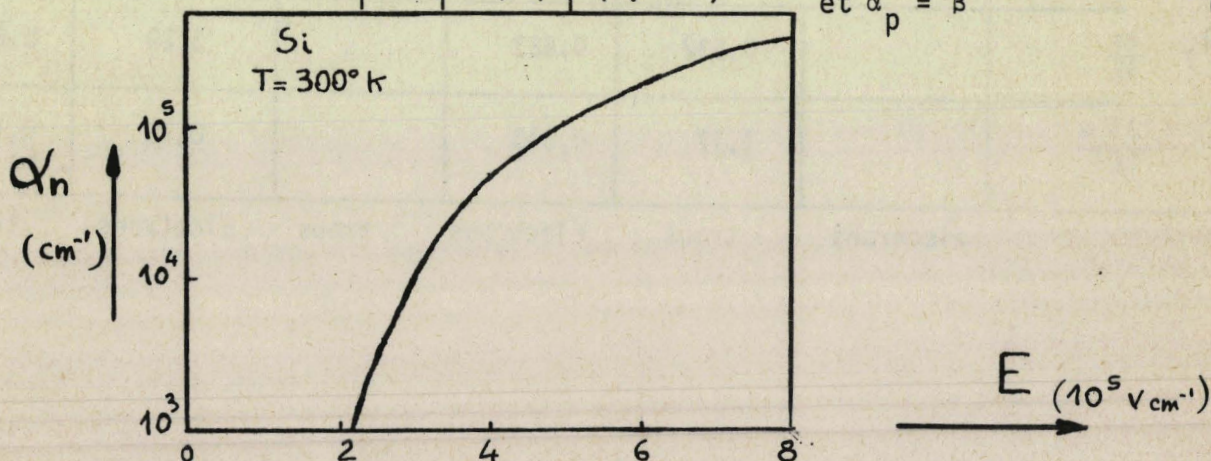


Figure II.2 - Courbe d'évolution du taux d'ionisation α (d'après LEFEBVRE [9]).

		Germanium	Silicium		Arséniure de Gallium		
		à 300° K	à 300° K		à 300° K		à 473° K
		d'après [10]	d'après [10]	d'après [6]	d'après [10]	d'après [6]	d'après [6]
(10^8 m^{-1})	a_n	15,5	3,8	3,7	3,5	0,118	0,205
	a_p	10	22,5	21,3	3,5	0,118	0,205
(10^8)	b_n	- 1,56	-1,75	-1,75	$-0,470 \cdot 10^8$	$-0,307 \cdot 10^6$	$-0,502 \cdot 10^6$
	b_p	- 1,28	-3,26	-3,20	$-0,470 \cdot 10^8$	$-0,307 \cdot 10^6$	$-0,502 \cdot 10^6$
	C_n et C_p	- 1	- 1	- 1	- 2	- 2	- 2

Tableau II.2 - Taux d'ionisation : valeur des paramètres et ordres de grandeurs du taux d'ionisation et de ses dérivées premiers et seconds (d'après [10], à 300° K, pour une diode PN abrupte d'épaisseur 3 μm).

	Germanium	Silicium		Arséniure de Gallium		
tension d'avalanche (V)	40	60		63		
champ maximum E_{max} (10^7 V m^{-1})	2,0	4,05		4,15		
pour $E = E_{\text{max}}$ β/α	2,62	0,136		1		
$(V^{-1}) \frac{\partial \alpha}{\partial E}$		0,532	0,523	0,29	0,29	
$(10^{-7} \text{ m V}^{-2}) \frac{\partial^2 \alpha}{\partial E^2}$		1,17	0,310	0,18	0,18	
	électrons	trous	électrons	trous	électrons	trous



L'évolution des taux d'ionisation des porteurs en fonction du champ électrique est relativement bien connue pour certains matériaux tel que le Silicium et le Germanium. En ce qui concerne l'Arséniure de Gallium, les valeurs du taux d'ionisation étaient mal connues à l'époque où nous avons commencé de travail. En outre, la plupart des déterminations ont été effectuées en régime statique alors que nous nous intéressons surtout aux variations des taux d'ionisation autour de valeurs moyennes (régime dynamique). Dans ces conditions, LEFEBVRE et PRIBETICH ont mis au point au laboratoire [6] une méthode de détermination des taux d'ionisation faisant appel à la mesure de l'impédance hyperfréquence présentée par la diode. Cette étude nous a permis de connaître également l'évolution du taux d'ionisation en fonction de la température. Nous indiquons, sur le tableau II.2, les valeurs des coefficients a_i , b_i , c_i pour les températures de 300 et 473°K.

A titre de comparaison, nous donnons, dans le tableau II.2, les résultats obtenus par SZE et GIBBONS [10].

Connaissant l'évolution des paramètres physiques du semi-conducteur en fonction du champ électrique et de la température, nous sommes, à présent, en mesure d'aborder l'étude de la résolution des équations fondamentales.

II - 3 - Modèles et modes d'étude:

Dans toutes les méthodes d'étude que nous allons envisager, nous admettons que la configuration temporelle du champ électrique dans le plan de la jonction et le profil de dopage de la diode sont connus au préalable.

L'évolution des grandeurs caractéristiques du fonctionnement est obtenue par la résolution du système d'équations fondamentales :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} (v_n n) + \alpha v_n n + \beta v_p p \quad (\text{II.13})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (v_p p) + \alpha v_n n + \beta v_p p \quad (\text{II.14})$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon} (N_d - N_a + p - n) \quad (\text{II.15})$$

Cette résolution a fait l'objet de plusieurs modes d'étude appliqués à deux modèles théoriques différents. Le tableau II.3 résume les différents modèles et modes d'étude que nous allons présenter.

II - 3 - 1 - Modèle général:

La résolution directe des équations fondamentales est difficile car ce sont des équations différentielles non linéaires couplées entre elles. Par conséquent, la résolution analytique, effectuée tout d'abord par MISAME² [11] puis par d'autres auteurs [12] [13]... a nécessité l'utilisation de nombreuses hypothèses simplificatrices qui en limitent l'application au cas du régime linéaire. Or les dispositifs à avalanche et à temps de transit fonctionnent généralement en régime non linéaire ; dans ce cas, une résolution purement analytique est impossible et nous avons dû mettre au point une méthode de calcul numérique sur ordinateur.

La résolution numérique du système d'équations fondamentales, que nous avons utilisé, sera exposée en détails au chapitre V. Indiquons cependant, de façon très simplifiée, qu'elle consiste en une double discrétisation, sur le temps et sur l'espace, des différentes grandeurs caractéristiques du fonctionnement, en particulier, $n(x,t)$, $p(x,t)$ et $E(x,t)$. (Nous donnons également, au chapitre V, une résolution plus simple qui consiste à négliger la réaction de la charge d'espace).

Cette résolution est, sans doute, la plus exacte mais elle présente l'inconvénient de nécessiter l'usage d'un ordinateur. De plus elle ne permet pas une compréhension aisée des phénomènes, qui est indispensable pour tirer profit de toutes les possibilités d'application. C'est pour cette raison qu'il nous a paru intéressant d'utiliser un modèle théorique moins exact que nous appelons modèle à deux zones.

II - 3 - 2 - Utilisation du modèle à deux zones:

1/ - Justification de l'emploi de ce modèle:

Nous avons vu que la résolution des équations fondamentales était difficile car les deux premières équations différentielles sont couplées entre

elles par l'intermédiaire du taux de génération $g = \alpha v_n n + \beta v_p p$. Si le taux de génération g devient nul, ce couplage disparaît et la résolution doit être beaucoup plus facile. On peut alors se demander si, dans une partie plus ou moins importante de la diode, le taux de génération n'est pas suffisamment faible pour qu'on puisse le négliger. C'est donc à partir de l'évolution du taux d'ionisation dont dépend directement le taux de génération que nous allons définir, pour chaque structure envisagée, un modèle théorique à deux zones.

2/ - Description du modèle:

Définition - Nous présentons, figure II.3, un exemple de configuration spatiale du champ électrique E et du taux d'ionisation α au sein de la structure.

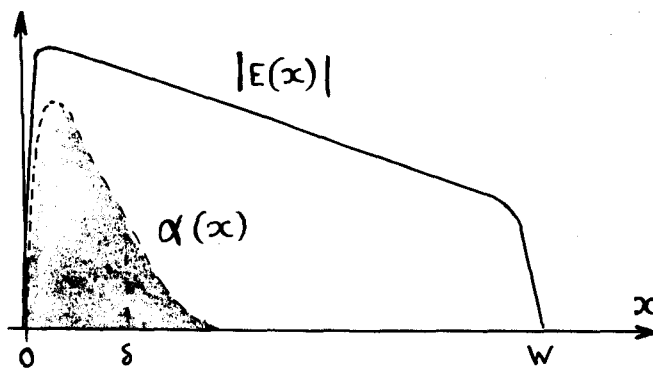


Figure II.3 - Répartition spatiale des grandeurs E et α .

On s'aperçoit que les valeurs du taux d'ionisation α sont négligeables dans une partie importante de la diode. Il est donc possible de définir, pour une diode donnée, un modèle théorique comportant une zone où la génération est nulle : nous l'appellerons zone de transit, car le seul phénomène qui existe est le déplacement des charges.

Dans le reste de la diode, appelée zone d'avalanche, il y a simultanément génération et déplacement des porteurs. La figure II.4 donne la représentation schématique du modèle utilisé.

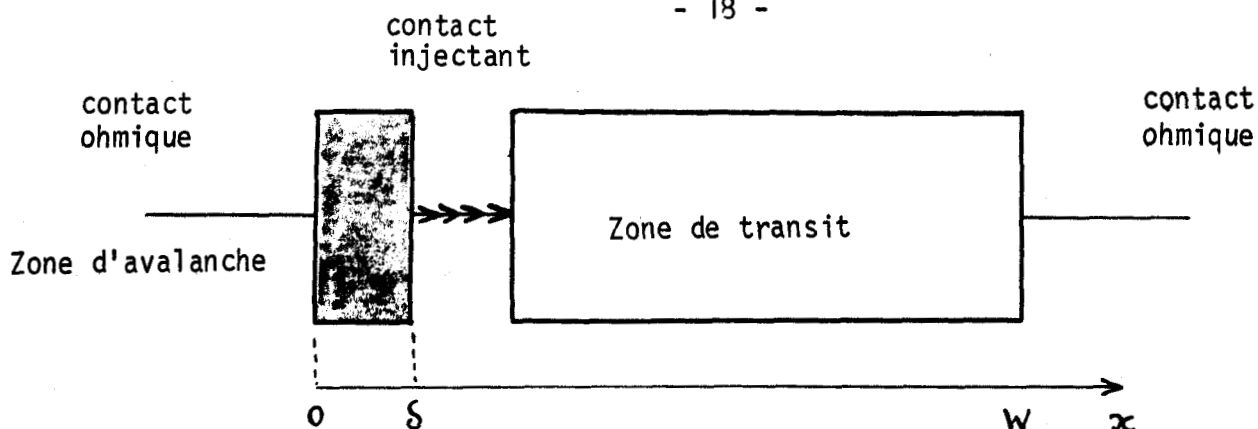


Figure II.4 - Modèle à deux zones.

Ce modèle est dit : partiellement figé, car l'épaisseur de la zone d'avalanche est indépendante des conditions de fonctionnement. Ceci constitue l'approximation la plus importante. Cependant, son traitement est plus simple que celui décrit précédemment car la résolution des trois équations fondamentales n'est nécessaire, en toute rigueur, que pour la zone d'avalanche. Par ailleurs, il est plus général que le modèle décrit par READ qui considère une structure [14] dans laquelle l'épaisseur de la zone désertée est indépendante des conditions de fonctionnement.

Enfin, nous effectuons une seconde hypothèse simplificatrice : nous admettons que, dans la zone de transit, les charges se déplacent à vitesse constante, indépendante du champ électrique. Cette approximation est pleinement justifiée si les champs électriques sont suffisamment élevés, tant en régime statique qu'en régime variable, et si les fréquences d'utilisation restent relativement faibles (par exemple, fréquence inférieure à 100 GHz dans le Silicium) [15]. Des études sont en cours pour montrer l'importance de cet effet [16] [17].

Détermination des dimensions des deux zones : Cette distinction, entre zone d'avalanche et zone de transit, n'est pas propre à notre étude : de nombreux auteurs ont utilisés ce modèle [12], [18] etc... mais des divergences importantes apparaissent quant au mode d'estimation des dimensions des deux zones. Ainsi certains auteurs définissent les limites de la zone d'avalanche par une valeur du courant de particules (trous et électrons) égal à 95 % du courant total de conduction [19]. D'autres auteurs les définissent par l'endroit où le taux d'ionisation atteint des valeurs négligeables [20].

En ce qui nous concerne, nous déterminons l'épaisseur δ de la zone désertée à partir de l'évolution théorique ou expérimentale, de la résistance R_c présentée par la diode en fréquence faible (résistance quasi statique). En effet, on a la relation suivante :

$$R_c = \frac{(w - \delta)^2}{2 \epsilon v S}$$

Plus récemment HADDAD [21] a proposé une méthode de détermination légèrement différente : l'épaisseur δ doit être telle que la résolution du modèle à deux zones donne une valeur de l'impédance de la diode identique à celle calculée par une méthode générale en régime de fonctionnement linéaire. Notre méthode de détermination constitue donc un cas limite de la méthode utilisée, par HADDAD et donne des résultats relativement voisins. Ces deux méthodes sont sensiblement plus réalistes que la plupart des méthodes précitées car elles fournissent une estimation en régime dynamique de l'influence moyenne du temps de transit des porteurs.

Envisageons, à présent, le mode de traitement de chacune des deux zones ainsi définies.

3/ - Mode de traitement de la zone de transit:

Nous supposerons connue la configuration temporelle du champ électrique $e_a(t)$ et du courant de conduction $i_{ca}(t)$ à l'origine de la zone de transit (extrémité de la zone d'avalanche).

- Pour effectuer le traitement de la zone de transit nous utiliserons essentiellement le principe de la conservation du courant total $i(t)$. Celui-ci est égal à la somme du courant de conduction $i_{ce}(x, t)$ et du courant de déplacement $i_{de}(x, t)$

$$i(t) = i_{ce}(x, t) + i_{de}(x, t) \quad (II.16)$$

De plus nous tenons compte du déplacement des charges, à vitesse constante en écrivant que le courant de conduction se propage à cette vitesse

$$i_{ce}(x, t) = i_{ce}\left(0, t - \frac{x}{v_0}\right) \quad (\text{II.17})$$

Le courant total prend alors la valeur :

$$i(t) = i_{ce}\left(0, t - \frac{x}{v_0}\right) + \epsilon S \frac{\partial}{\partial t} e_{\theta}(x, t) \quad (\text{II.18})$$

- Enfin, nous utilisons le principe de la conservation des charges au niveau du contact injectant, soit :

$$i_{ce}(0, t) = i_{ca}(t)$$

En définitive, le courant total s'exprime par :

$$i(t) = i_{ca}\left(t - \frac{x}{v_0}\right) + \epsilon S \frac{\partial}{\partial t} e_{\theta}(x, t) \quad (\text{II.19})$$

Le courant total $i(t)$ étant connu à l'abscisse $x = 0$ (interface zone d'avalanche-zone de transit) il est donc possible de déterminer, en tous points de la zone de transit, la valeur du champ électrique $e_{\theta}(x, t)$ et d'en déduire les tensions et les puissances mises en jeu.

$$e_{\theta}(x, t) = \frac{1}{\epsilon S} \int_0^t \{ i(t) - i_{ca}\left(t - \frac{x}{v_0}\right) \} dt \quad (\text{II.20})$$

Nous nous proposons, à présent, d'envisager deux méthodes de résolution de cette équation : dans le premier cas, on admet que l'épaisseur ($w = \delta$) de la zone de transit est constante, et, dans le second cas, on admet que cette épaisseur est susceptible de varier avec les conditions de fonctionnement.

a/ Modèle à zone de transit "figée":

On admet que l'épaisseur ($w = \delta$) de la zone de transit est constante. Dans ces conditions, il est commode d'utiliser la résolution proposée par GILDEN et HINES [23] puis généralisée par CONSTANT et SEMICHON [22]

Dans le cas d'un régime de fonctionnement périodique, de période $T = \frac{2\pi}{\omega}$, on peut représenter l'évolution temporelle de $i_{ca}(t)$ et de

$e_a(t)$, au niveau du contact injectant, par leur développement en série de FOURIER :

$$i_{ca}(t) = I_0 + \sum_{k=1}^{\infty} I_{ca_k} \exp j(k\omega t + \phi_k) \quad (II.21)$$

$$e_a(t) = \sum_{k=1}^{\infty} E_{ak} \exp j(k\omega t + \phi_k) \quad (II.22)$$

L'expression de la composante à la pulsation $k\omega$ du courant total dans la zone de transit prend alors la forme suivante :

$$I(k\omega) = I_{ca}(k\omega) \downarrow e^{jk\omega(t - \frac{x}{v_0})} + jk\omega \epsilon S E_{\theta}(x, k\omega) \quad (II.23)$$

Cette équation permet de déterminer la composante correspondante du champ électrique $E_{\theta}(x, k\omega)$, puis la tension $V_{\theta}(k\omega)$:

$$E_{\theta}(x, k\omega) = \frac{I(k\omega) - I_{ca}(k\omega) e^{-j \frac{k\omega x}{v_0}}}{jk\omega \epsilon S} \quad (II.24)$$

$$V_{\theta}(k\omega) = \int_0^{w-\delta} E_{\theta}(x, k\omega) dx$$

Si l'on note :

- θ_k l'angle de transit $\theta_k = k\omega \frac{w - \delta}{v_0}$ (II.25)

- $\psi_k = \theta_k - \phi_k$ le déphasage entre la composante harmonique du courant de conduction et la composante correspondante du champ électrique

- β_k le paramètre défini par : $\beta_k^2 = \frac{I_{ca}(k\omega)}{I_{da}(k\omega)} = \frac{I_{ca}(k\omega)}{k\omega \epsilon S E_a(k\omega)}$ (II.26)

- C_{θ} la capacité dont la valeur est donnée par :

$$C_{\theta} = \frac{\epsilon S}{w - \delta}$$

On en déduit, annexe 1, l'impédance de la zone de transit à la pulsation $k\omega$:

$$R_{\theta}(k) = R_{\theta}(k\omega) + j X_{\theta}(k\omega) \text{ avec}$$

$$R_{\theta}(k\omega) = \frac{\beta_k^2}{k\omega C_{\theta}} \frac{\frac{1 - \cos \theta_k}{\theta_k} (\sin \psi_k + \beta_k^2) + \frac{\sin \theta_k}{\theta_k} \cos \psi_k}{(\sin \psi_k + \beta_k)^2 + \cos^2 \psi_k} \quad (\text{II.27})$$

$$X_{\theta}(k\omega) = \frac{-1}{k\omega C_{\theta}} \left[1 + \beta_k^2 \frac{\frac{1 - \cos \theta_k}{\theta_k} \cos \psi_k - \frac{\sin \theta_k}{\theta_k} (\sin \psi_k + \beta_k^2)}{(\sin \psi_k + \beta_k)^2 + \cos^2 \psi_k} \right] \quad (\text{II.28})$$

Ainsi que la puissance générée dans la zone de transit à la pulsation $k\omega$:

$$P_{\theta}(k\omega) = \frac{I_{ca_k} E_{a_k} (w - \delta)}{2} \left[\frac{1 - \cos \theta_k}{\theta_k} (\sin \psi_k + \beta_k^2) + \frac{\sin \theta_k}{\theta_k} \cos \psi_k \right] \quad (\text{II.29})$$

b/ Modèle à zone de transit non figée:

Le traitement précédent suppose que l'épaisseur $w - \delta$ de la zone de transit est constante, indépendante des conditions de fonctionnement. Or en régime dynamique, le champ électrique comporte une composante variable superposée à la composante continue : il faut en résulter, au cours du temps, une variation de l'épaisseur désertée. Cette modulation constitue un effet paramétrique analogue à celui qui existe dans les diodes "VARACTOR". Pour mieux comprendre cet effet, considérons la configuration spatiale du champ électrique dans la zone désertée qui résulte du profil de concentration en impuretés et de la réaction de la charge d'espace des porteurs mobiles (on peut négliger ce dernier effet pour faciliter le raisonnement). A titre d'exemple, nous présentons, sur la figure II.5, deux configurations typiques de deux structures du type $P^+ N N^+$, à dopage constant de la région N, dont

les valeurs du dopage et de l'épaisseur w_s sont différentes.

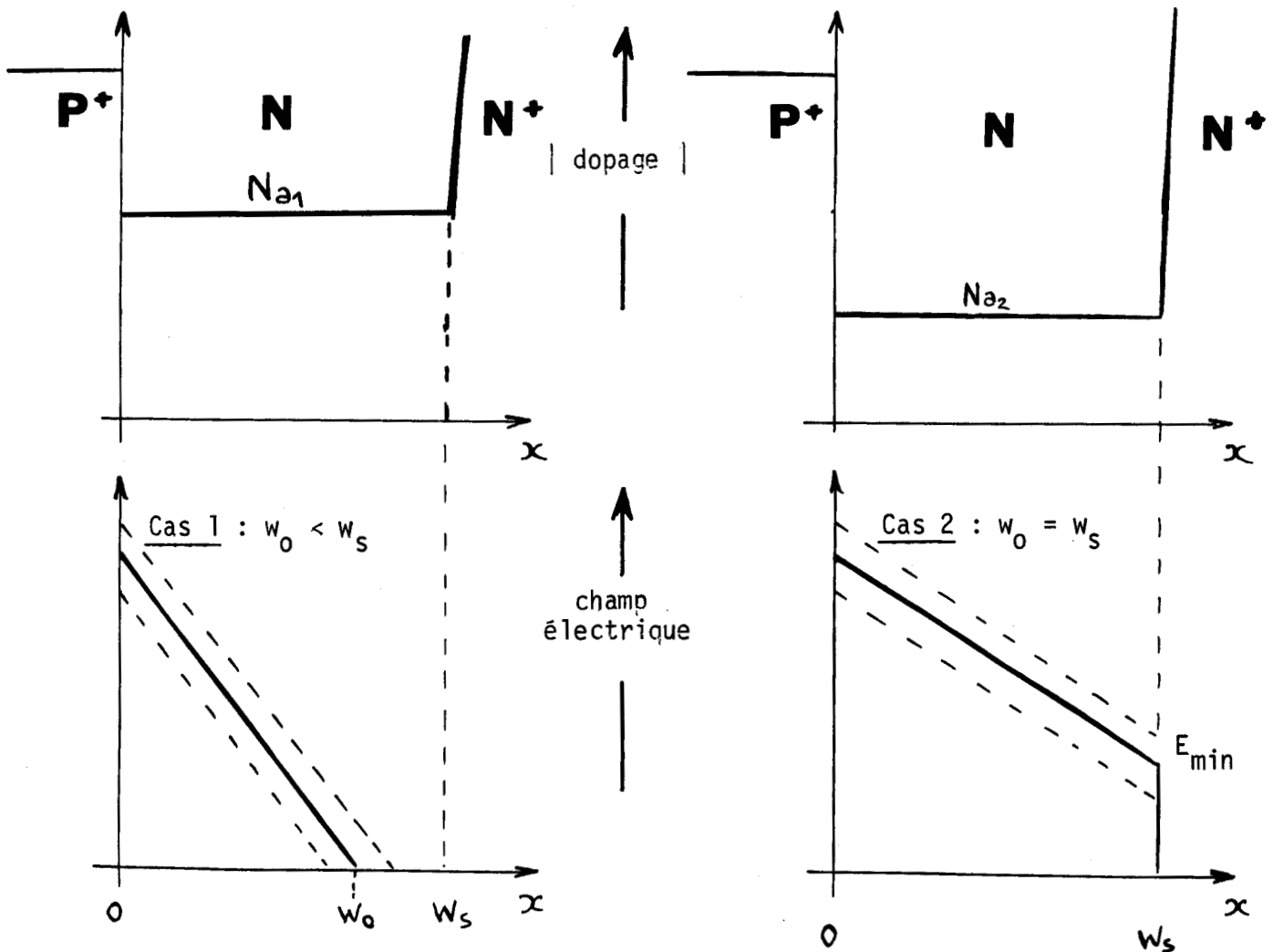


Figure II.5 - Configurations typiques du dopage et du champ électrique dans une structure $P^+ N N^+$.

- Dans le cas 1 de la figure II.5, le champ électrique en régime statique s'annule pour une abscisse $x = w_0$ inférieure à l'épaisseur w_s de la région N. La largeur de la zone désertée varie périodiquement sous l'influence du champ électrique alternatif.
- Dans le cas 2, en régime statique, le champ électrique reste toujours supérieur au champ minimum E_{min} dans la région N. En régime variable, la largeur de la zone désertée est constante tant que l'amplitude E_a du champ électrique alternatif ne devient pas trop importante ($E_a < E_{min}$ si l'on néglige la réaction de la charge d'espace).

L'étude du modèle à zone de transit non figée nécessite le calcul,

en tout point, du champ électrique total $e_0(x, t)$. Il n'est pas possible de réaliser cette étude analytiquement et nous avons donc dû utiliser une méthode de résolution numérique. On pratique une double discrétisation, sur l'espace et sur le temps, des grandeurs $e_0(x, t)$ et $i_{c0}(x, t)$. A chaque instant t , on définit l'épaisseur $w(t)$, de la zone désertée, par l'abscisse W où le champ électrique total devient inférieur à une valeur limite. Par intégration de la valeur instantanée du champ électrique, entre $x = \delta$ et $x = w(t)$, nous obtenons la tension instantanée $V(t)$. Le courant total $i(t)$ étant connu, il est alors facile de calculer les impédances et les puissances au niveau de la zone de transit.

4/ - Modes de traitement de la zone d'avalanches

a/ - Traitement général:

Dans le cas général, le traitement de la zone d'avalanche requiert la résolution des équations fondamentales. Le modèle à deux zones, que nous avons présenté, permet de limiter l'application de ces équations à la seule zone d'avalanche et par conséquent de diminuer le temps de calcul.

b/ - Traitement simplifié:

Etant donné la complexité des calculs, nous avons développé deux modes d'étude simplifiés faisant appel à deux hypothèses différentes dont le degré d'approximation n'est pas identique.

b 1 - On néglige le temps de transit des porteurs dans la zone d'émission. Il en résulte que le courant de conduction est uniforme à travers cette zone. Cette hypothèse ne sera valable qu'aux fréquences d'utilisation faibles mais elle sera d'autant mieux vérifiée que le champ électrique sera plus uniforme puisque le courant total est indépendant de l'abscisse. Remarquons que ceci correspond au cas fréquent en pratique du fonctionnement sur oscillateur. Par conséquent, si l'on néglige le temps de transit des porteurs et si l'on admet l'uniformité du champ électrique, les équations de conservateur des charges prennent la forme simple de l'équation de READ dont la résolution est aisée

b 2 - On admet que le courant de conduction est très inférieur au courant de déplacement ce qui est souvent réalisé, en pratique, aux fréquences très élevées. Dans ces conditions, on peut admettre que la composante variable du champ électrique est uniforme à travers la zone d'émission en vertu du principe de continuité du courant. Le traitement consiste alors à résoudre les équations de conservation des charges en négligeant la réaction de la charge d'espace. Il permet de faire apparaître l'influence du temps de transit des porteurs que l'on néglige dans le traitement simplifié précédent.

c/ - Formulation de l'équation de READ et mode de résolution:

A partir des équations de continuité, il est possible d'exprimer la dépendance entre le courant de conduction $i_{ca}(t)$ et le champ électrique $e_a(x, t)$ sous la forme de l'équation de READ [14] :

$$\frac{\delta}{Mv_0} \frac{\partial i_{ca}(t)}{\partial t} = \left[\int_0^\delta \alpha(e_a) dx - 1 \right] i_{ca}(t) + I_s \quad (II.30)$$

dans le cas où $\alpha = \beta, M = 2$

$$v_n = v_p = v_0 \text{ (indépendant du champ électrique).}$$

LEE a proposé [25] une formulation plus générale, dans le cas où $\beta \neq \alpha$.

$$\frac{2}{M(v_n + v_p)} \frac{\partial i_{ca}(t)}{\partial t} = i_{ca}(t) \frac{\int_0^W \beta \exp\left(\int_0^x (\alpha - \beta) dx'\right) dx}{\int_0^W \exp\left(\int_0^x (\alpha - \beta) dx'\right) dx} \text{ avec } M = 2 \quad (II.31)$$

Enfin, certains auteurs [24] [13] ont montré que l'on pouvait tenir compte de la réaction de la charge en introduisant dans les équations précédentes une valeur de M différente de 2. Ces auteurs proposent $M = 3$. Signalons que nous avons pu vérifier grâce au modèle général, l'exactitude de cette valeur.



Modèle (*)	Hypothèses simplificatrices	Mode d'étude	Méthode de résolution (**)	
Modèle général 	étude générale	on utilise les équations de conservation des charges et l'équation de Poisson que l'on résoud en tous points.	numérique	
Modèle à deux zones 	étude simplifiée	on néglige la réaction de la charge d'espace	numérique	
	Zone d'émission	étude générale	analogue à l'étude générale de la totalité de la zone désertée	numérique
		étude simplifiée	on utilise l'équation de READ on utilise les équations de conservation des charges en négligeant la réaction de la charge d'espace	numérique ou analytique
	Zone de transit	zone de transit figée	le champ électrique total ne s'annule en aucun point de la diode. On utilise les équations de Gilden and Hines	analytique
zone de transit non figée		l'épaisseur W de la zone désertée est susceptible de varier. On utilise l'équation du courant que l'on résoud en tous points	numérique	

(*) Nous avons considéré ici, à titre d'exemple, une structure du type $P^+ N N^+$ mais notre étude est valable pour une structure quelconque.

(**) En régime non linéaire.

TABLEAU II.3 - Modèles, modes d'étude et méthodes de résolution.

Le mode d'étude que nous utilisons consiste, connaissant la configuration temporelle du champ électrique $e_a(t)$ à calculer le courant de conduction $i_{ca}(t)$ par intégration de cette équation. La résolution peut s'effectuer soit numériquement (chapitres IV) ou soit de façon analytique moyennant des approximations supplémentaires (chapitre III). L'étude des premiers effets fondamentaux, effectuée au chapitre VI nous donnera l'occasion de présenter les principaux résultats obtenus lors de l'étude théorique de la zone d'avalanche.

II - 3 - 3 - Comparaison des différents modèles:

Nous présentons le tableau récapitulatif II.3 des différents modèles et modes d'étude faisant appel à l'utilisation d'un modèle général ou d'un modèle à 2 zones.

- L'utilisation du modèle à 2 zones, dont l'étude sera conduite au moyen du calcul numérique ou du calcul analytique, facilite la compréhension des mécanismes responsables du fonctionnement. Par ailleurs, il nous permet une étude simple et rapide de l'influence des divers paramètres caractéristiques des diodes et des conditions d'optimisation des structures.

- Par contre, l'étude du modèle général s'avère plus longue et plus coûteuse mais elle fournit des résultats plus exacts. Elle nous permet donc, dans les cas les plus intéressants, de préciser les résultats obtenus par la méthode précédente. De plus, elle nous donne les indications sur les valeurs les plus exactes des paramètres (M , τ_v , etc...) que nous utilisons dans l'étude simplifiée.

Toutes ces considérations nous amèneront à choisir, dans chaque cas particulier, soit le modèle général ou soit le modèle à 2 zones.

Nous effectuerons, au chapitre V, une comparaison quantitative, sur quelques cas typiques, des résultats obtenus en utilisant les deux modèles. Pour chaque modèle, nous comparons également les différents modes de traitement afin de montrer l'intérêt présenté par chacun d'eux.

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

(Chapitre II)

- [1] PRIBETICH Thèse doctorat d'Etat, Lille, A paraître
- [2] C.Y. DUH and J.L. MOLL Solid stat. elect. vol. 11 n° 10, pp 917-932, oct. 1968
- [3] S.M. SZE and R. RYDER Proc. IEEE, vol. 59 n° 8, Août 1971
- [4] V.L. DALAL App. Phys. Letters, vol. 16 n° 12, juin 1970
- [5] C.K.KIM IEEE trans. vol. ED 16, n° 11, nov. 1969
- [6] PRIBETICH Thèse de doctorat de 3e cycle, LILLE, nov. 1971
- [7] V. RODRIGUEZ and M.A. NICOLET Journ. of Appl. Physc., vol. 40 n° 2, févr. 1969
- [8] LEE-STANDLEY and MISAWA IEEE trans. electr. dev., vol. ED 15, oct. 1968
- [9] LEFEBVRE Thèse doctorat d'Etat, Lille, A paraître
- [10] SM. SZE and G. GIBBONS App. Phys. letters, vol. 8 n°5, mars 1966
- [11] T. MISAWA IEEE trans. elect. dev. vol. ED 13, n° 1, janv. 1966
- [12] SM. SZE Physics of S.C. devices - WILEY-SONS, NY, 1969
- [13] CONVERT Rapport interne C.S.F., Paris, 1969
- [14] W.T. READ Be Syst. techn. journ., vol. 37 n° 2, mars 1958
- [15] HOLM-KENNEDY-CHAMPLIN J. Appl. phys., vol. 43, p. 1889, 1972
- [16] VINDEVOGHEL, LEROY and al Int. Symp. high field transport in S.C., Modena- Italy, juillet 1973
- [17] I. DUMBIA and al J. Appl. Phys. (à paraître 1974)
- [18] BLUE Bell Syst. Techn. journal, vol. 48 n° 2, fév. 1969
- [19] MISAWA Solid state electr.vol. 15, 1972
- [20] FISHER IEEE trans. electr. devices, vol. ED,14 n° 6, juin 1967
- [21] SCHROEDER and HADDAD (section III et IV) PIEEE, vol. 61 n° 2, fév. 1973
- [22] A. SEMICHON et E. CONSTANT C.R. Acad. Sc. Paris, t. 270, B, mars 1970

- [23] GILDEN and HINES IEEE trans. Elect. Devices, ED 13 n° 1, janv. 1966
- [24] GUMMEL and BLUE IEEE trans. Elect. Devices, ED. 14 n° 9, sept. 1967
- [25] LEE, BATDORF and al Appl. Phys., t. 6, 1965

CHAPITRE III

ETUDE ANALYTIQUE

Sommaire

III - 1 - Zone d'avalanche.

III - 2 - Zone de transit.

III - 3 - Diode complète.

Cette étude est effectuée dans le cadre du modèle à deux zones et en utilisant les hypothèses fondamentales qui conduisent à l'équation de READ pour le traitement de la zone d'avalanche. Elle permet d'obtenir, d'une part, les valeurs des impédances, présentées par la diode, et des puissances produites et, d'autre part, de préciser l'influence des nombreux paramètres sur le fonctionnement de la diode.

III - 1 - Zone d'avalanche.

La dépendance entre le courant de conduction $i_{ca}(t)$ et le champ électrique s'exprime au moyen de l'équation de READ :

$$\frac{\delta}{Mv_0} \frac{\partial i_{ca}(t)}{\partial t} = \left[F\{e_a(t)\} - 1 \right] i_{ca}(t) + I_S \quad (\text{III.1})$$

$$\text{avec } F\{e_a(t)\} = \int_0^\delta \alpha\{e_a(t)\} dx \quad (\text{III.2})$$

Dans la mesure où l'on néglige le courant de saturation I_S , la solution de l'équation précédente s'écrit :

$$i_{ca}(t) = i_{ca}(0) \exp \frac{Mv_0}{\delta} \int_0^t \{F(e_a(t)) - 1\} dt \quad (\text{III.3})$$

Cette expression fait apparaître l'existence de deux non linéarités : d'une part, une première non linéarité, dite de tension, liée à la dépendance non linéaire du taux d'ionisation avec le champ électrique. D'autre part, une seconde non linéarité, dite de courant, due à la présence de l'exponentielle. Pour cette raison, la résolution de l'équation de READ ne peut s'effectuer qu'au moyen de certaines hypothèses simplificatrices supplémentaires :

- d'une part, nous utilisons des développements limités, soit au premier ou soit au second ordre (selon le régime de fonctionnement), des fonctions $F\{e_a(t)\}$ et $\exp \frac{Mv_0}{\delta} \int_0^t \{F(e_a(t)) - 1\} dt$

- d'autre part, pour la clarté de l'exposé et pour faire apparaître les phénomènes essentiels, nous nous limitons à l'étude des régimes où le champ électrique est sinusoïdal, ce qui constitue un cas relativement

particulier du fonctionnement. En effet, à cause du caractère doublement non linéaire de l'équation de READ, l'existence de composantes harmoniques est très fréquente ce qui justifie pleinement une étude en mode multifréquence. Elle a été effectuée au Laboratoire par Mr VANBORREN [1], en collaboration avec nous, mais elle est très complexe et aboutit à des expressions mathématiques très lourdes.

Signalons que ces deux types d'approximation sont couramment effectués dans les études théoriques des oscillateurs.

Nous allons donc considérer divers régimes de fonctionnement quand le champ électrique prend la forme suivante :

$$e_a(t) = E_{a_0} + E_{a_1} \sin \omega t \quad (\text{III.4})$$

1/ - Cas des régimes linéaires ($E_{a_1} \ll E_{a_0}$)

Cette étude a été effectuée par de nombreux auteurs, en particulier par READ [2], GUMMEL [3], SCHARFETTER [4], CONSTANT [5], DELAYE [6], HADDAD [7]. Elle concerne le cas où l'amplitude E_{a_1} , de la composante alternative du champ électrique, est très petite par rapport à celle de la composante continue. Le principe de résolution consiste en une double linéarisation de l'équation de READ. Dans ces conditions, l'expression du courant de conduction en régime linéaire s'écrit :

$$i_{ca}(t) = I_0 (1 - A E_{a_1} \cos \omega t) \quad (\text{III.5})$$

où
$$A = \frac{M v_0 F'(E_{a_0})}{\omega \delta} \quad (\text{III.6})$$

$F'(E_{a_0})$ représente la dérivée de la fonction $F(E_a)$ prise pour un champ électrique E_a égal au champ continu d'avalanche E_{a_0} .

La composante alternative du courant de conduction présente donc un déphasage de $-\frac{\pi}{2}$, par rapport au champ électrique, et son amplitude est proportionnelle à celle du champ. Compte tenu de l'existence d'un courant de déplacement, la zone d'avalanche se comporte comme un circuit résonant parallèle

(figure III.1) dont la fréquence de résonance, encore appelée fréquence d'avalanche f_a , est proportionnelle au courant I_0 de polarisation. Dans ces conditions, la puissance réelle dissipée dans la zone d'avalanche est nulle.

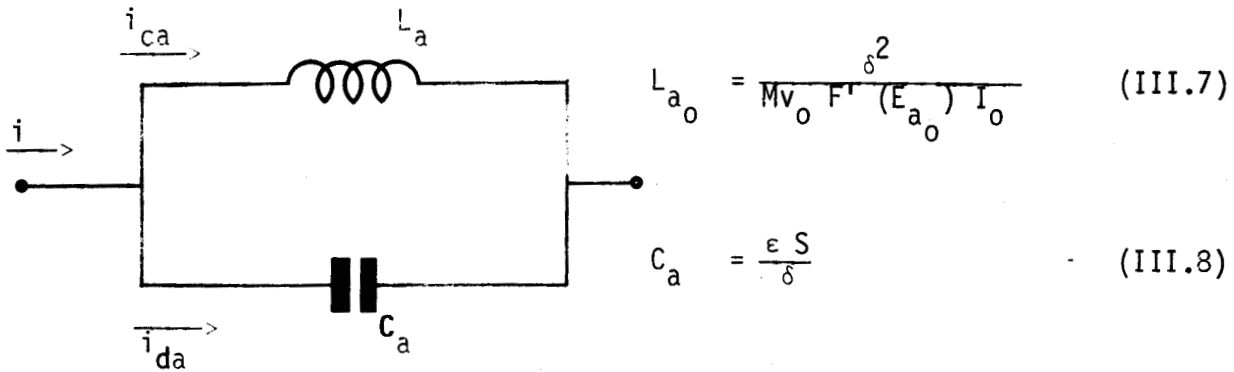


Figure III.1 : Schéma électrique équivalent à la zone d'avalanche.

$$f_a^2 = \frac{1}{(2\pi)^2} \times \frac{Mv_0 F'(E_{a_0})}{\epsilon \cdot \delta} \times \frac{I_0}{S} \quad (III.9)$$

2/ - Cas des régimes faiblement non linéaires ($E_{a_1} < E_{a_0}$)

On peut montrer que, lorsque l'amplitude E_{a_1} du champ électrique n'est pas trop importante, on peut encore utiliser un développement de la fonction $F(e_a)$ limité au premier ordre (x) alors que cela n'est plus possible pour la fonction $\exp\left(\frac{Mv_0}{\delta} \int_0^t \{F|e_a(t)| - 1\} dt\right)$. Dans ces conditions, le courant de conduction s'écrit :

$$i_{ca}(t) = I_0 + \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k 2 I_0 \frac{B_k(Y)}{B_0(Y)} \cos k\omega t \quad (III.10)$$

où $Y = A \cdot E_{a_1}$
 $B_k(Y)$ représente les fonctions de BESSEL modifiées de première espèce et d'ordre k de la variable Y.

Il apparaît que, même lorsque le champ électrique est purement sinusoïdal, le courant de conduction comporte des composantes de fréquence harmonique. A la fréquence fondamentale, le fonctionnement du dispositif est identique au cas précédent et, par conséquent, le schéma électrique équivalent

(*) Cela est d'autant plus vrai que la valeur de la dérivée seconde du taux d'ionisation est plus petite : c'est le cas de l'Arséniure de Gallium.

l'est aussi. Remarquons que la valeur de la self inductance L_a (et donc la fréquence d'avalanche) devient une fonction de l'amplitude du champ électrique.

Elle s'écrit :

$$L_a = \frac{L_{a0}}{\Gamma(Y)} \quad \text{où} \quad \Gamma(Y) = \frac{2}{Y} \frac{B_1(Y)}{B_0(Y)} \quad (\text{III.11})$$

Cette résolution a été effectuée au Laboratoire [8] ainsi que par plusieurs autres auteurs, en particulier par TAGER [9], SHERER [10] et DELAGE-BEAUDEUF [11].

3/ - Cas des régimes fortement non linéaires. ($E_{a1} \sim E_{a0}$)

Si l'amplitude de la composante alternative du champ électrique devient plus importante, il est nécessaire d'utiliser un développement limité de la fonction $F(e_a)$ jusqu'au terme du second ordre. Pour un champ électrique sinusoïdal, l'expression du courant de conduction prend alors la forme :

$$i_{ca}(t) = I_0 + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2 I_0 (-1)^k}{\sin \bar{\Phi}_k} \frac{B_k(Y)}{B_0(Y)} \sin(k\omega t + \bar{\Phi}_k) \quad (\text{III.12})$$

$$\text{avec } \tan \bar{\Phi}_k = \frac{32}{k\omega\tau_a} \frac{\{F'(E_{a0})\}^2}{F''(E_{a0})} \frac{B_k(Y)}{Y^2 \{B_{k-2}(Y) - B_{k+2}(Y)\}} \quad (\text{III.13})$$

L'étude de ce cas, effectuée au Laboratoire en 1968, a fait l'objet d'une publication détaillée [8]. Elle fait apparaître un certain nombre d'effets intéressants :

- d'une part, le caractère non linéaire de la fonction $F(e_a)$ entraîne l'existence d'une variation ΔE_0 du champ électrique continu, sous l'influence du champ alternatif à courant de polarisation constant. (Effet analogue à une détection). La valeur ΔE_0 est donnée par l'équation :

$$\frac{F''(E_{a0})}{2} (\Delta E_0)^2 + F'(E_{a0}) \Delta E_0 = - \frac{F''(E_{a0})}{4} E_{a1}^2 \quad (\text{III.14})$$

Pour de faibles variations on pourra admettre, en première approximation, que :

$$\Delta E_0 = \frac{F''(E_{a0})}{4 F'(E_{a0})} E_{a1}^2 \quad (\text{III.15})$$

- d'autre part, cette étude montre que le déphasage ψ_1 , entre les composantes fondamentales du courant de conduction et du champ électrique, est différent de $-\frac{\pi}{2}$, valeur couramment admise à l'époque [12], [13]. Or, bien que cet effet soit encore souvent négligé (HARTH [14], SHERER [15], MOUTHAN [16], etc...), il constitue un des éléments responsables de la limitation de la puissance dans les oscillateurs et les multiplicateurs. En effet, ce déphasage s'accompagne d'une dissipation de puissance P_{a1} , au niveau de la zone d'avalanche, d'autant plus importante que l'amplitude E_{a1} du champ électrique alternatif est plus élevée. On a :

$$P_{a1} = \frac{I_{ca1} E_{a1} \delta}{2} \cos \psi_1 \quad (\text{III.16})$$

où ψ_1 est une fonction croissante de E_{a1} .

Pour tenir compte de cette dissipation de puissance, nous introduisons une résistance positive R_a dans notre schéma électrique (figure III.2) équivalent à la zone d'avalanche; le self inductance L_a et la capacité C_a gardant les mêmes valeurs que précédemment.

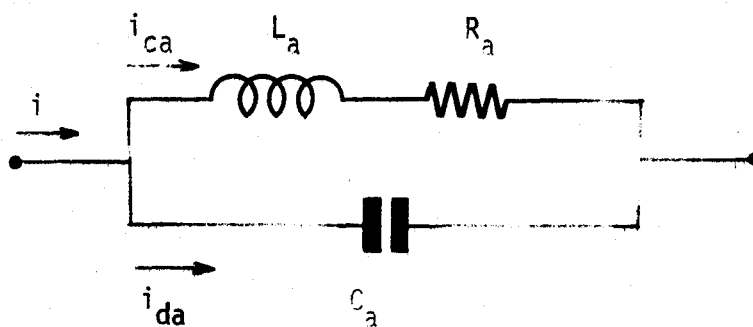


Figure III.2 - Nouveau schéma électrique équivalent à la fréquence fondamentale.

La résistance positive R_a a pour valeur :

$$R_a = \frac{\delta}{\beta M I_0 \Gamma(Y)} \frac{F''(E_{a0})}{F'(E_{a0})} \left\{ 1 - \frac{E_3(Y)}{B_1(Y)} \right\} E_{a1}^2 \quad (\text{III.17})$$

Il apparaît, dans les expressions précédentes de ψ et de R_a , le rapport $\frac{F''(E_{a0})}{F'(E_{a0})}$ dont la valeur dépend du matériau semi-conducteur utilisé.

En particulier, elle est plus faible pour l'Arséniure de Gallium que pour le Silicium ou le Germanium (tableau II.2). Il en résulte que la dissipation de puissance, dans la zone d'avalanche, sera plus importante pour le Germanium ou le Silicium que pour l'Arséniure de Gallium. On voit donc l'intérêt d'utiliser ce dernier matériau.

4/ - Autres influences.

a/ - Influence du courant de saturation I_s

L'existence d'un courant de saturation I_s entraîne une variation $(\Delta\psi_1)_S$ du déphasage entre les composantes fondamentales du courant de conduction et du champ électrique ; celui-ci prend alors la valeur :

$$\psi'_1 = \psi_1 + (\Delta\psi_1)_S \quad (\text{III.18})$$

On peut obtenir un ordre de grandeur de $(\Delta\psi_1)_S$ en effectuant un calcul approché, utilisant une méthode de perturbation. Cette méthode a été réalisée par TAGER [9] puis par nous-même [3]. On obtient :

$$(\Delta\psi_1)_S \approx \text{arc tg} \left[\frac{M}{\omega \tau_a} \frac{I_s}{I_0} E_0^2(Y) \Gamma(Y) \right] \quad (\text{III.19})$$

Cette variation du déphasage s'accompagne d'une augmentation de la puissance électrique dissipée dans la zone d'avalanche:

$$(\Delta P)_S = \frac{I_{cal} E_{a1} \delta}{2} \sin(\Delta\psi_1)_S \quad (\text{III.20})$$

Elle est d'autant plus importante que le rapport $\frac{I_s}{I_0}$ est grand. Par ailleurs, elle croît très rapidement avec le champ électrique, non seulement à cause du terme E_{a1}^2 mais surtout parce que $(\Delta\psi_1)_S$ est une fonction rapidement croissante du champ électrique.

b/ - Influence du temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche.

Rappelons que l'équation de READ a été obtenue à partir de la résolution des équations fondamentales en admettant que le courant de conduction est uniforme à travers la zone d'avalanche. Par cette hypothèse, nous négligeons l'influence du temps de transit des porteurs ainsi que la réaction de la charge d'espace.

On peut tenir compte, en partie, de ces effets en affectant, dans l'équation de READ, un déphasage fictif de valeur $-\omega\tau_Y$ à la composante fondamentale du champ électrique pour le calcul du courant de conduction. Il est cependant difficile de déterminer la valeur de ce déphasage qui dépend de la structure utilisée et des conditions de fonctionnement. TAGER [9] a donné une estimation théorique de sa valeur en régime linéaire.

En ce qui nous concerne, nous avons évalué la valeur du paramètre τ_Y à partir de la résolution numérique des équations fondamentales effectuée dans quelques cas typiques. Cette détermination théorique n'est, bien entendu, qu'approchée ; cependant, les résultats obtenus ont été vérifiés expérimentalement par ROLLAND [17] ; tout au moins en régime linéaire. Une valeur caractéristique du paramètre τ_Y est $\tau_a/9$.

Cet effet s'accompagne d'une génération de puissance P_T dans la zone d'avalanche :

$$P_T \approx \frac{I_{cal} E_{al} \delta}{2} \sin(\omega\tau_Y) \quad (III.21)$$

c/ - Schéma électrique équivalent.

On peut tenir compte des deux effets précédents en introduisant, dans le schéma électrique équivalent (figure III.3), deux résistances, l'une R_S liée à l'effet du courant de saturation (sa valeur est positive) l'autre R_T due à l'influence du temps de transit ($R_T < 0$).

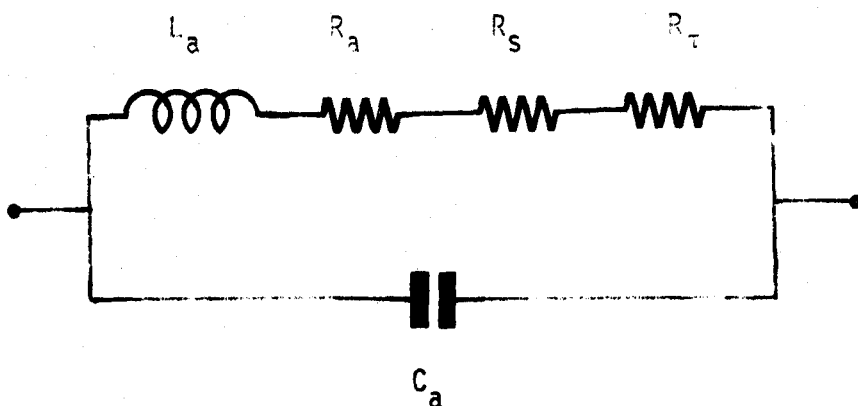


Figure III.3 - Schéma électrique équivalent tenant compte des différents effets.

III - 2 - Zone de transit.

Nous donnons, en annexe 1, les expressions de la puissance P_{θ_1} et de l'impédance Z_{θ_1} , présentée par la zone de transit à la fréquence fondamentale, obtenues à partir des équations de GILDEN et HINES [18].

Ces formules sont difficiles à interpréter dans le cas général, aussi nous nous placerons dans le cas quasi idéal où $\psi_1 = -\frac{\pi}{2}$ (souvent réalisé, en pratique, à l'aide de diodes à l'Arséniure de Gallium). Dans ces conditions, les expressions de P_{θ_1} et Z_{θ_1} s'écrivent plus simplement :

$$P_{\theta_1} = - \frac{I_{ca1} E_{a1} (w - \delta)}{2} (1 - \beta_1^2) \frac{1 - \cos \theta}{\theta} \quad \text{(III.22)}$$

et $Z_{\theta_1} = R_{\theta_1} + j X_{\theta_1}$

$$R_{\theta_1} = \frac{-1}{\omega C_{\theta}} \frac{\beta_1^2}{1 - \beta_1^2} \frac{1 - \cos \theta}{\theta} \quad \text{(III.23)}$$

où

$$X_{\theta_1} = \frac{-1}{\omega C_{\theta}} \left[1 + \frac{\beta_1^2}{1 - \beta_1^2} \frac{\sin \theta}{\theta} \right] \quad \text{(III.24)}$$

avec

$$\beta_1^2 = \frac{I_{ca_1}}{I_{da_1}} = \frac{I_{ca_1}}{\omega \epsilon S E_{a_1}} = \frac{f_{a_1}^2}{f_1^2} \quad (III.25)$$

$$\theta = \omega \frac{W - \delta}{V}$$

$$C_\theta = \frac{\epsilon S}{W - \delta}$$

- On constate que la partie réelle R_{θ_1} , de l'impédance présentée par la zone de transit, n'est négative que si l'on utilise la diode à une fréquence supérieure à la fréquence d'avalanche f_{a_1} . Cela signifie que la diode est susceptible de fournir une certaine puissance au circuit extérieur ($P_{\theta_1} < 0$), puissance dont la valeur est donnée par l'expression (III.22)

- On remarque que le module de la résistance R_{θ_1} décroît en fonction de l'amplitude de E_{a_1} du champ électrique alternatif par l'intermédiaire du terme β_1^2 dont nous rappelons l'expression :

$$\beta_1^2 = \frac{f_{a_0}^2 \Gamma(Y)}{f^2} \quad \text{où} \quad Y = A \cdot E_{a_1} \quad (III.26)$$

Ainsi, pour des champs électriques d'amplitude suffisante, on peut admettre que R_{θ_1} , varie proportionnellement à $\frac{1}{E_{a_1}}$.

- Enfin, l'expression de X_{θ_1} montre que la partie imaginaire, de l'impédance présentée par la zone de transit, est capacitive. Sa valeur est fonction de l'amplitude E_{a_1} du champ électrique par l'intermédiaire du terme β_1^2 .

Notons que pour $\theta \neq \pi$ on a approximativement $X_{\theta_1} = \frac{1}{\omega C_\theta}$.

Remarque - Signalons que, à fréquence faible ($f \ll f_{a_1}$), la partie réelle de l'impédance, présentée par la zone de transit, tend vers une valeur limite égale à la résistance de charge d'espace R_c .

$$R_c = \lim_{f \rightarrow 0} (R_{\theta_1}) = \frac{(W - \delta)^2}{2 \epsilon V_0 S} \quad (III.27)$$

III - 3 - Diode complète.

Une diode à avalanche et à temps de transit est constituée par la juxtaposition de deux zones : la zone d'avalanche et la zone de transit. Par conséquent, la puissance totale P_1 , dissipée dans la diode, est égale à la somme algébrique des puissances dissipées dans chacune des deux zones :

$$P_1 = P_{\theta_1} + P_{a_1}$$

Il en est de même pour l'impédance :

$$Z_1 = Z_{a_1} + Z_{\theta_1}$$

Nous donnons, en annexe 1, les expressions des formules générales de la puissance et de l'impédance. Dans le cas où $\psi_1 \neq -\frac{\pi}{2}$, seule la formule donnant la réactance x_1 , est différente de la formule correspondante obtenue pour la zone de transit. Elle peut s'écrire sous la forme :

$$X_1 = \frac{-1}{\omega C} \left[1 + \frac{\beta_1^2}{(1 - \beta_1^2)} \left(1 - \frac{\delta}{w}\right) \left(\frac{\sin \theta}{\theta} + \frac{\delta}{w - \delta}\right) \right] \quad (\text{III.23})$$

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

(CHAPITRE III)

- [1] VANBORREN Thèse doctorat 3^e cycle, Lille, juin 1971
- [2] VANBORREN Contrat D.G.R.S.T. n° 69.02.044, 1970-71
- [3] READ Bell syst. techn. journal, vol 37 n° 2, mars 1957
- [4] GUMMEL-SCHARFETTER Bell syst. tech. journal, vol. 45, 1966
- [5] CONSTANT-SEMICHON Onde électrique n° 496-497, juillet août 1968
- [6] FISHER IEEE trans on electr. dev., vol. ED 14, 1967
- [7] HOEFFLINGER IEEE trans on électr. dev., vol. ED 13, 1966
- [8] ALLAMANDO and al Aeta electronica, vol. 12 n° 3, juillet 1969
- [9] A.S. TAGER Soviet. phys. usp., vol. 9, mai juin 1967
- [10] SHERER IEEE trans on microw. theo techn., vol MTT 18 n° 11, nov. 1970
- [11] DELAGEBEAUDEUF Onde Electrique n° 496-497, juillet août 1968
- [12] EVANS-HADDAD IEE trans on electr. dev., vol. ED 15 n° 10, oct. 1968
- [13] JOHNSON IEEE trans on electr. dev., vol. ED 15, mars 1968
- [14] HARTH IEEE trans on electr. dev., vol. ED 17 n° 4, avril 1970
- [15] SHERER IEEE trans on Microw. théo techn, vol. MTT 18 n° 11, nov. 1970
- [16] MOUTHANN IEEE trans. on Microw. théo techn. vol MTT.18 n° 11, nov. 1970
- [17] ROLLAND Diplôme d'études Approfondies, Lille, 1971
- [18] GILDEN-HINES IEEE trans. electr. dev., ED 13 n° 1, janv. 1966

CHAPITRE IV

ETUDE NUMERIQUE DU MODELE A DEUX ZONES

Sommaire

IV - 1 - Traitement de la zone d'avalanche.

IV - 1 - 1 - Résolution simplifiée.

IV - 1 - 2 - Effet du courant de saturation.

IV - 1 - 3 - Taux d'ionisation des porteurs différents.

IV - 1 - 4 - Vitesse des porteurs fonction du champ.

IV - 2 - Traitement de la zone de transit.

IV - 2 - 1 - Traitement général.

IV - 2 - 2 - Traitement simplifié.

Introduction -

1) - Nécessité de la résolution numérique.

Nous avons vu précédemment que l'étude analytique du fonctionnement en régime non linéaire des diodes à avalanche et à temps de transit n'est possible que si l'on admet les hypothèses simplificatrices de READ. De plus, ce mode d'étude nécessite l'utilisation de simplifications supplémentaires : en effet, on utilise des développements en série, limités au second ordre, des expressions non linéaires. Enfin, il n'est pas possible de tenir compte d'éventuels effets paramétriques tels que la variation de la largeur de la zone désertée ou la variation de la vitesse des porteurs en fonction du champ électrique.

Il apparaît donc nécessaire d'utiliser des méthodes de résolution numérique sur ordinateur afin d'abandonner la totalité ou une partie de ces hypothèses simplificatrices.

2) - Modèle utilisé.

Dans cette première étude numérique du fonctionnement des diodes à avalanche et à temps de transit, nous utilisons le modèle à deux zones. Rappelons que, dans ce modèle, nous distinguons deux zones aux propriétés différentes : la zone d'avalanche et la zone de transit dont nous définissons les dimensions respectives à partir de l'impédance présentée par la diode en fréquence faible. Par ailleurs, nous admettrons la validité des hypothèses qui conduisent à l'équation de READ (chapitre II).

Le mode de traitement, que nous utilisons, a été publié pour la première fois en Août 1969 [1]. D'autres études, effectuées dans le même esprit, par plusieurs auteurs, ont également été publiées : citons, entre autres, BLUE en 1969 [2], MISAWA en 1970 [3], GREILING and HADDAD en 1970 [4] etc. Si les résultats obtenus par ces divers auteurs sont proches des nôtres, le principe même de l'étude ainsi que le mode de résolution diffèrent sensiblement.

3) - Principe de l'étude.

Au départ du calcul, nous admettons connue la répartition spatiale $E_{ao}(x)$ du champ électrique statique (en présence du courant de polarisation I_0) ainsi que la configuration temporelle du champ électrique alternatif, à la limite entre les deux zones, que nous introduisons par sa décomposition harmonique :

$$e_a(x,t) = E_{ao}(x) + \Delta E_0 + \sum_k E_{ak} \sin(k\omega t + \phi_k) \quad (IV.1)$$

où ΔE_0 représente la variation du champ électrique statique nécessaire pour que le courant de conduction reste périodique.

On effectue une discrétisation des différentes grandeurs : courant, champ électrique etc... sur le temps et, éventuellement aussi, sur l'espace (modèle à 1 seule dimension). L'incrément temporel ΔT ayant pour valeur :

$$\Delta T = \frac{T}{N}$$

où T est la période du signal et N le nombre de points de discrétisation. La valeur de N adaptée dépend, à la fois, des conditions de fonctionnement imposées et de la précision requise pour les résultats. Les configurations spatiales sont souvent discrétisées en une dizaine ou une vingtaine de points.

Dans ces conditions, les équations différentielles sont remplacées par des équations aux différences et les intégrations sont effectuées par la méthode dite des trapèzes.

On détermine, de proche en proche, les valeurs des courants et tension, en différents points de la diode, et l'on en déduit les puissances et impédances présentées aux différentes fréquences harmoniques.

IV - 1 - Traitement de la zone d'avalanche.

Rappelons que, dans cette première étude, nous admettons la validité des hypothèses conduisant à l'équation de READ. Par ailleurs, nous allons

Nota : les différents ordinogrammes du calcul numérique sont regroupés dans l'annexe n° 2.

envisager différentes méthodes de résolution correspondant à l'introduction de différentes simplifications supplémentaires. Elles ont pour but, d'une part, l'utilisation d'un traitement simplifié dans le cas où ces simplifications sont parfaitement justifiées. D'autre part, elles nous permettent de mieux mettre en évidence l'influence des différents paramètres sur le fonctionnement. Par conséquent, nous allons envisager, tout d'abord, une méthode simplifiée où l'on admettra les simplifications suivantes :

- . les taux d'ionisation, des électrons et de trous, sont identiques (c'est le cas de l'Arséniure de Gallium).
- . le courant de saturation I_s est nul (cas du fonctionnement en température faible).
- . la vitesse des porteurs est constante (cas des faibles signaux).

Ensuite, nous abandonnerons, tour à tour, chacune de ces simplifications en conservant les autres.

Il est bien évident, qu'une étude complète du fonctionnement doit, en toute rigueur, tenir compte des différentes influences mais qu'elle est aussi plus longue et plus coûteuse.

IV - 1 - 1 - Résolution simplifiée.

Dans le cas où l'on néglige le courant de saturation I_s , la solution de l'équation de READ s'écrit :

$$i_{ca}(t) = i_{ca}(0) \exp \frac{M}{\tau_\delta} \int_0^t F [e_a(x, t')] dt' \quad (IV.2)$$

$$\text{où } F [e_a(x, t')] = \int_{x=0}^{\delta} \alpha [e_a(x, t')] dx \quad (IV.3)$$

où $i_{ca}(0)$ est la valeur de départ du courant de conduction qui doit être telle que la valeur moyenne de ce courant sur une période, soit égale au courant de polarisation I_0 .

La décomposition en série de Fourier du courant de conduction $i_{ca}(t)$ permet, en tenant compte du courant de déplacement, de calculer l'impédance présentée et la puissance dissipée par la diode à chaque fréquence harmonique.

L'ordinogramme du calcul numérique est présentée tableau 1 (Annexe 2).

Remarque 1 - Signalons que de nombreux auteurs, [5] [6] etc... négligent la variation du champ électrique statique $E_{ao}(x)$ dans la zone d'avalanche en introduisant une valeur moyenne $\overline{E_{ao}}$ satisfaisant à la condition d'avalanche:

$$1 = \delta \cdot \alpha(\overline{E_{ao}})$$

Remarque 2 - Dans le cas où l'on utilise l'expression de MAC KAY, pour le taux d'ionisation α ($\alpha = ae^{\lambda E}$), il est possible de simplifier la méthode de calcul. En effet, on a :

$$\alpha = (ae^{\lambda E_{ao}(x)}) e^{\lambda e(t)} = \alpha_0(x) e^{\lambda e(t)} \quad \text{et la solution de l'équation}$$

de READ s'écrit alors :

$$i_{ca}(t) = i_{ca}(0) \exp\left\{ \frac{M}{\tau_\delta} \int_{t'=0}^t [e^{\lambda E(t')} - 1] \right\}$$

avec la condition d'avalanche :

$$1 = \int_{x=0}^{\delta} \alpha_0(x)$$

IV - 1 - 2 - Effet du courant de saturation:

Si l'on tient compte du courant de saturation I_s , l'équation de READ s'écrit :

$$\frac{\tau_\delta}{M} \cdot \frac{\partial i_{ca}(t)}{\partial t} - \{ F [e_a(x,t)] - 1 \} i_{ca}(t) = I_s \quad (IV.4)$$

Dans ces conditions, la détermination du courant de conduction s'avère un peu plus complexe puisque l'équation différentielle possède un second membre non nul. L'intégration de cette équation, à l'aide des méthodes de calcul numérique sur ordinateur, a été réalisée par quelques auteurs et, en particulier, par MISAWA [7] en 1970. En ce qui nous concerne, nous avons effectué cette résolution en utilisant plusieurs méthodes différentes que nous allons décrire.

1) - Premier mode d'étude.

On suppose connue la configuration temporelle du courant de conduction $i_{ca}(t)$ et non plus celle du champ électrique comme précédemment. La configuration temporelle de la fonction $F [e_a(x,t)]$ ainsi que celle de la composante alternative $e_a(t)$ du champ électrique en découle directement à partir de l'équation de READ.

La décomposition harmonique de la composante variable $e_a(t)$ du champ électrique permet d'effectuer le calcul des impédances et des puissances aux différentes fréquences harmoniques.

Signalons qu'il existe deux façons d'introduire le courant de conduction $i_{ca}(t)$, d'une part, par sa configuration temporelle discrétisée en N valeurs, et, d'autre part, par sa décomposition harmonique limitée, par exemple, à la composante d'ordre dix :

$$i_{ca}(t) = \sum_{k=1}^{10} I_{ca_k} \sin(k\omega t + \phi_k)$$

L'ordinogramme du calcul numérique est donné tableau 2.

Remarque - Critique de la méthode.

Il paraît difficile de caractériser un régime de fonctionnement par la configuration temporelle du courant de conduction pour deux raisons : d'une part, en fonctionnement normal, si la tension électrique est souvent sinusoïdale, il n'en est pas de même du courant de conduction qui comporte de nombreuses composantes harmoniques. D'autre part, il est difficile d'accéder expérimentalement à cette grandeur.

Au contraire, la connaissance de la tension, aux bornes de la diode, et du champ électrique alternatif, qui en résulte, est plus aisée.

Cependant cette méthode est, à notre connaissance, originale et présente l'avantage, d'une part, d'être très simple et, d'autre part, de mettre facilement en évidence l'influence du courant de saturation. Signalons qu'il est possible d'obtenir un bon ordre de grandeur des phénomènes en utilisant un processus itératif, la configuration initiale du courant de conduction étant donnée par la résolution simplifiée

2) - Second mode d'étude.

La critique du mode d'étude précédent fait apparaître l'intérêt de caractériser un régime de fonctionnement par la configuration temporelle du champ électrique. Nous nous proposons de le faire dans un second mode d'étude pour lequel nous avons développé deux méthodes de résolution distinctes.

2 a/ - Première méthode : La solution de l'équation de READ, avec un second membre, s'écrit :

$$i_{ca}(t) = i_{ca}(0) \exp\left\{\frac{+M}{\tau_\delta} \int_0^t [F(e_a) - 1] dt\right\} + \frac{MI_s}{\tau_\delta} \left[\int_0^t \exp\left\{\frac{-M}{\tau_\delta} \int_0^{t'} [F(e_a) - 1] dt dt'\right\} \exp\left\{\frac{M}{\tau_\delta} \int_0^t [F(e_a) - 1] dt\right\} dt \right] \quad (IV.5)$$

La résolution nécessite donc la connaissance de deux grandeurs, d'une part, la variation ΔE_0 du champ électrique statique et, d'autre part, la valeur initiale $i_{ca}(0)$ du courant de conduction. La valeur prise par la première a une influence directe sur la périodicité du système alors que la valeur du courant de départ $i_{ca}(0)$ est liée étroitement à celle du courant de polarisation. Cependant, ces deux grandeurs ne sont pas indépendantes et la résolution de l'équation de READ s'effectue à l'aide d'une méthode dite de prédiction-correction.

Ainsi, la résolution de l'équation de READ, sans second membre, nous fournit une première estimation de la configuration temporelle du courant de conduction $i_{ca}(t)$. Elle est utilisée pour rechercher la valeur du ΔE_0 qui permettrait d'obtenir la périodicité du courant. La condition de périodicité s'écrit :

$$\frac{1}{T} \int_0^T [i_{ca}(t) \{F[e_a(x,t)] - 1\}] dt + I_s \equiv 0 \quad (IV.6)$$

Pour cette valeur ΔE_0 , l'équation intégrale fournit une meilleure estimation de l'évolution temporelle du courant de conduction et ainsi de suite.

L'ordinogramme du calcul numérique est donné tableau 3.

2 b/ Seconde méthode : Elle consiste à résoudre directement l'équation différentielle en l'écrivant sous la forme d'une équation aux différences :

. Le premier membre devient :

$$\frac{\tau_{\delta}}{M} \frac{\partial i_{ca}(t)}{\partial t} \longrightarrow \frac{\tau_{\delta}}{M} \frac{i_{ca}(t) - i_{ca}(t-1)}{\Delta T}$$

. On peut exprimer la valeur du second membre soit à l'instant t-1 (forme explicite) ou soit à l'instant t (forme implicite). Dans le but d'améliorer la précision des résultats, nous utilisons une combinaison linéaire des expressions, du second membre, aux instants t et t-1. Il s'écrit donc :

$$\{ F [e_a(x,t)] - 1 \} i_{ca}(t) + I_s \longrightarrow I_s + (1-\eta) \{ F [e_a(x,t)] - 1 \} i_{ca}(t) + \eta \{ F [e_a(x,t-1)] - 1 \} i_{ca}(t-1)$$

Il est donc possible de calculer, de proche en proche, la valeur du courant de conduction $i_{ca}(t)$ à partir d'une valeur initiale $i_{ca}(0)$. La variation ΔE_0 , du champ électrique statique, sera ajustée de façon à obtenir la périodicité du courant en utilisant un processus itératif. De même, la valeur initiale $i_{ca}(0)$ du courant de conduction sera définie à partir du courant de polarisation I_0 .

L'ordinogramme du calcul numérique est donné tableau 4.

Signalons que nous utilisons couramment des valeurs, du paramètre η , égales à 0,5.

IV - 1 - 3 - Taux d'ionisation des porteurs différents.

Les approximations, utilisées dans l'équation de READ (*), ne sont justifiées, en toute rigueur, que dans le cas de l'Arséniure de Gallium.

* on admet que $\alpha = \beta$ et $v_n = v_p$

En tenant compte de l'inégalité des vitesses et des taux d'ionisation des porteurs, LEE [9] a obtenu une nouvelle équation que nous appellerons équation de READ généralisée. Elle s'écrit dans le cas où le courant de saturation est nul :

$$\frac{2}{M(v_n + v_p)} \bullet \frac{\partial i_{ca}(t)}{\partial t} = i_{ca}(t) \frac{\int_0^\delta \alpha \cdot \exp\left[-\int_{x'}^\delta (\alpha - \beta) dx\right] dx' - 1}{\int_0^\delta \exp\left[-\int_{x'}^\delta (\alpha - \beta) dx\right] dx'} \quad (IV.7)$$

Le traitement numérique, de cette équation, est similaire à celui utilisé pour l'équation de READ (résolution simplifiée) mais il est nettement plus long. Ceci est dû, d'une part, aux nombreuses intégrations à effectuer et, d'autre part, à la recherche, par un procédé itératif, de la variation ΔE_0 du champ électrique statique qui permet d'obtenir la périodicité du courant. Dans ces conditions, il peut être intéressant d'introduire une valeur moyenne, du champ électrique statique à travers la zone d'avalanche, ce qui permet d'écrire l'équation précédente sous la forme plus simple :

$$\frac{2}{M(v_n + v_p)} \frac{\partial i_{ca}(t)}{\partial t} = i_{ca}(t) \frac{\beta(t) - \alpha(t) \exp[\beta(t) - \alpha(t)] \delta}{1 - \exp[\beta(t) - \alpha(t)]} \quad (IV.8)$$

la condition de périodicité s'écrivant :

$$\frac{1}{T} \int_0^T \frac{\beta(t) - \alpha(t) \exp[\beta(t) - \alpha(t)] \delta}{1 - \exp[\beta(t) - \alpha(t)]} dt = 0 \quad (IV.9)$$

avec pour condition d'avalanche :

$$\beta_0 \equiv \alpha_0 \exp(\beta_0 - \alpha_0) \delta \quad (IV.10)$$

Rappelons que la valeur initiale du courant de conduction est déterminée par l'égalité :

$$I_0 = \frac{1}{T} \int_0^T i_{ca}(t) dt$$

L'ordinogramme du calcul numérique est donné tableau 5.

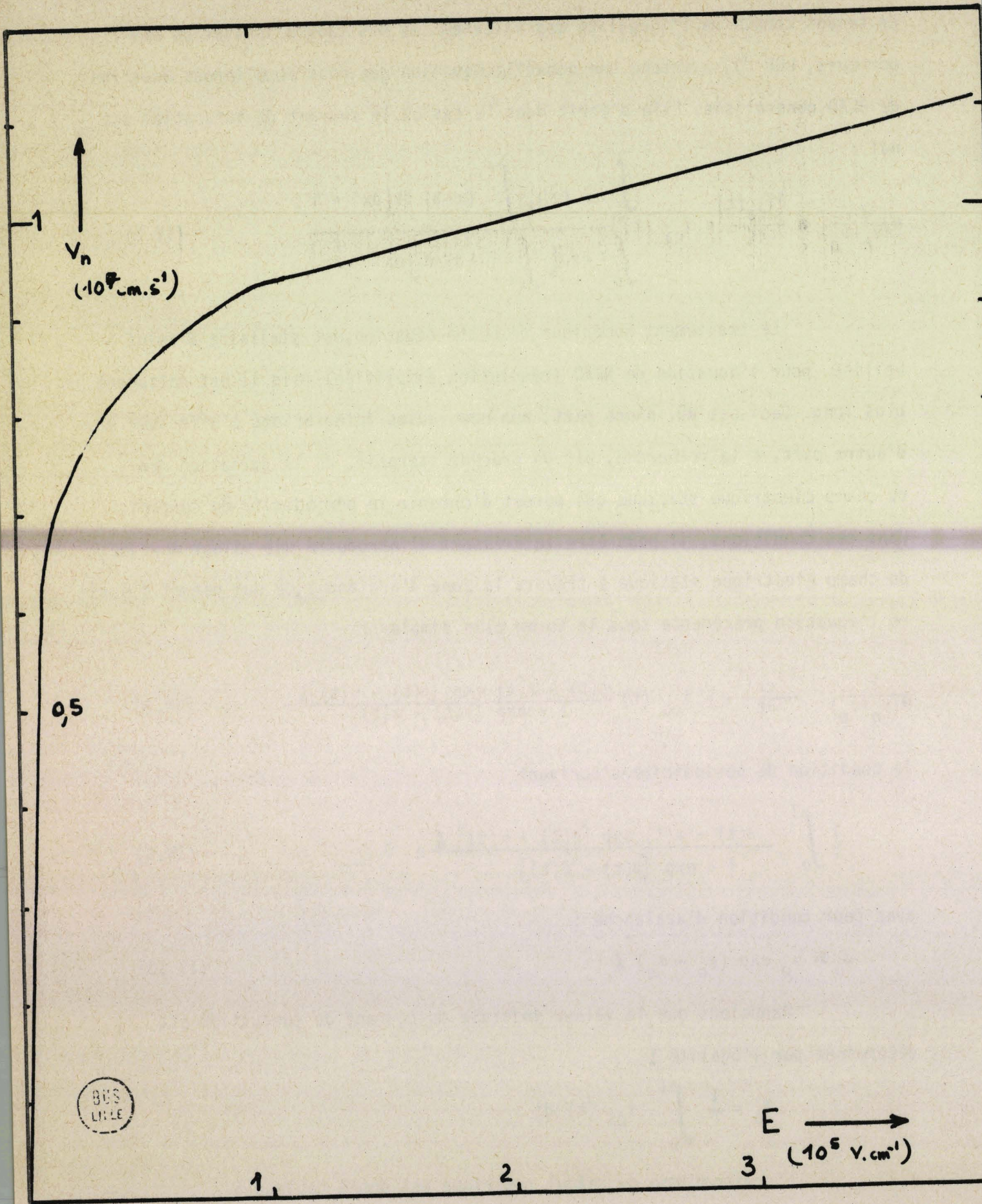


Figure IV-1 - Vitesse des électrons en fonction du champ électrique (dans le silicium, d'après [10]).

IV - 1 - 4 - Vitesse des porteurs en fonction du champ électrique.

Dans les résolutions précédentes, nous avons admis que la vitesse des porteurs était constante (vitesse limite v_{n0} et v_{p0}), indépendante de la valeur du champ électrique. Or, d'après certains résultats expérimentaux, la vitesse des porteurs varie légèrement en fonction du champ électrique dans la zone dite de saturation ; en particulier, les travaux de DUH and MOLL indiquent une variation de quelques pour cent de la vitesse par 10^5 V.cm^{-1} [10] (figure IV.1). De plus, certains travaux récents [11] [12] ayant montré que, pour des fréquences voisines du temps de relaxation de l'énergie, la vitesse des porteurs n'était plus indépendante du champ électrique; nous avons été amenés à étudier l'importance de cet effet. Le traitement de l'équation de READ, en tenant compte de la modulation de la vitesse des porteurs, s'effectue de la même façon que dans la résolution simplifiée. Il suffit simplement d'introduire une loi d'évolution de la vitesse en fonction du champ électrique. On peut, par exemple, admettre une variation linéaire de la forme :

$$v [e_a (t)] = v [E_{a0} (x)] \{1 + a e_a (t)\} \quad (\text{IV.11})$$

L'ordinogramme du calcul numérique est donc très voisin de celui du tableau 1 (Annexe 2).

IV - 2 - Traitement de la zone de transit.

IV - 2 - 1 - Traitement général.

A partir de la configuration temporelle du courant de conduction et du champ électrique, à la limite des deux zones, on détermine, à chaque instant t , la configuration spatiale du champ électrique dans la zone de transit, par résolution de l'équation de Poisson. On en déduit la valeur de la tension $V(t)$:

$$V(t) = \int_0^{w_s} e(x,t) dx \quad (IV.12)$$

où w_s représente l'abscisse de la partie de la diode à dopage supposé infini (où le champ électrique est nul). La connaissance de la tension $V(t)$ et du courant total $I(t)$, permet ensuite le calcul des impédances présentées et des puissances dissipées aux différentes fréquences harmoniques.

Cependant, la configuration spatiale du champ électrique dans la zone désertée, donnée sur la figure IV.2, montre que l'on peut distinguer, dans la partie N de la diode, deux zones :

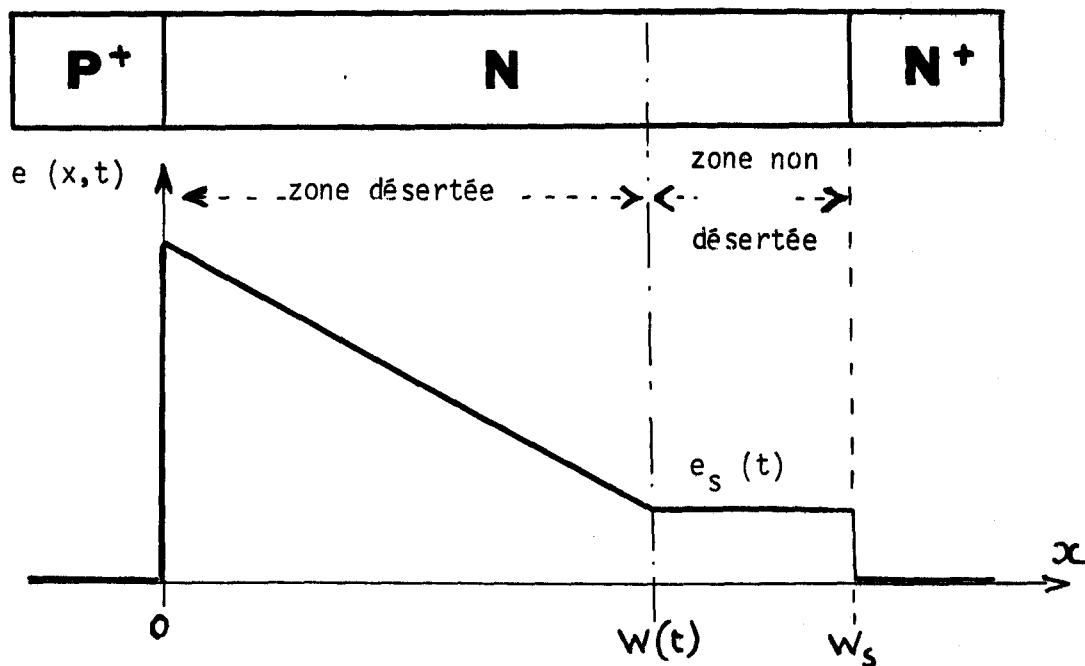


Figure IV.2 - Configuration typique du champ électrique

une zone désertée, d'épaisseur instantanée $W(t)$ et une zone non désertée d'épaisseur $W_s - W(t)$. Envisageons, successivement, les propriétés de ces deux zones et le mode de traitement que nous appliquerons.

1/ - Zone non désertée.

Dans le modèle que nous avons choisi, on connaît le courant total $i(t)$ (courant issu de la zone d'avalanche). La détermination du champ électrique résiduel $e_s(t)$, qui apparaît dans la zone non désertée, est obtenue par résolution de l'équation :

$$i(t) = i_c(t) + i_d(t) \quad (IV.13)$$

avec
$$i_c(t) = q S N_d v |e_s(t)| \quad (IV.14)$$

$$i_d(t) = \epsilon S \frac{\partial e_s(t)}{\partial t} \quad (IV.15)$$

Cette résolution est difficile, même par un procédé numérique. En pratique, pour des fréquences inférieures à 30 Ghz et dans les cas les plus défavorables, le courant de déplacement est négligeable, dans cette zone, par rapport au courant de conduction. On écrira donc :

$$v |e_s(t)| \approx \frac{i(t)}{q S N_d} \quad (IV.16)$$

On peut ainsi connaître la vitesse de déplacement des porteurs et en déduire le champ électrique résiduel $e_s(t)$. Cette détermination du champ $e_s(t)$ est particulièrement simple dans le cas où l'on admet les formules suivantes :

$$v(e_s) = \frac{\mu e_s}{1 + \frac{\mu e_s}{v_0}} \quad [13] \text{ pour le silicium et le germanium} \quad (IV.17)$$

$$v(e_s) = \frac{\mu E + v_0 (e_s/E_0)^4}{1 + (e_s/E_0)^4} \quad [14] \text{ pour l'Arséniure de Gallium} \quad (IV.18)$$

(E_0 est égal à $3,5 \cdot 10^3 \text{ v.cm}^{-1}$)

Ce champ résiduel $e_s(t)$ revêt une grande importance car il permet de déterminer la valeur des pertes de puissance qui en résultent. En outre, sa connaissance définit, dans notre modèle, la limite instantanée $W(t)$ entre la zone désertée et la zone non désertée. En effet, à cet endroit, le champ électrique $e(x,t)$ dans la diode, est minimum et prend une valeur constante égale à $e_s(t)$ (figure IV.2).

Ces différents éléments appellent les remarques suivantes :

a/ - si la vitesse de déplacement des porteurs est suffisamment faible pour que l'on ait $v \neq \mu E$ (où μ représente la mobilité des porteurs) la relation entre le champ électrique $e_s(t)$ et le courant total $i(t)$ est linéaire.

Dans ces conditions, la zone non désertée est équivalente à une résistance pure dont la valeur évolue périodiquement, en fonction du temps, puisque $W_s - W(t)$ n'est pas constant.

b/ - Si la vitesse de déplacement des porteurs est suffisamment importante, la mobilité décroît (comme le montre la courbe de vitesse fonction du champ électrique de la figure IV.1) et il en résulte une augmentation de la résistance présentée par la zone non désertée ainsi qu'une dissipation d'énergie supplémentaire comme l'ont montrés VAN IPEREN et TJASENS [15].

c/ - L'expression (IV.16) de la vitesse des porteurs fait apparaître une limitation fondamentale de la valeur du courant total et donc, dans une certaine mesure, du courant de polarisation puisque les porteurs ne peuvent se déplacer à une vitesse supérieure à la vitesse limite v_0 . Ainsi, pour un dopage N_d de la zone non désertée, on ne peut dépasser un courant total égal à $i(t) = q N_d S v_0$. Notre méthode d'étude tient compte de cette limitation fondamentale. A notre connaissance, cet effet n'a jamais été signalé bien que certains auteurs aient proposé des formules empiriques voisines pour des diodes de type READ [16].

d/ - On peut montrer [15], que la vitesse de variation de la largeur désertée $W(t)$ est reliée à la vitesse de déplacement des porteurs dans la zone non désertée :

$$v [e_s(t)] = \frac{dW(t)}{dt} \quad (IV.19)$$

Il serait également possible de déterminer, la valeur du champ $e_s(t)$ qui satisfait à cette équation.

2/ - Zone désertée.

On peut diviser arbitrairement la zone désertée en deux régions (figure IV.3):

- une zone, d'épaisseur $W'(t)$, où les porteurs se déplacent à leur vitesse limite v_0 ($e > E_{\text{limite}}$) (*).
- une zone, d'épaisseur $W(t) - W'(t)$, où leur vitesse varie en fonction du champ électrique ($E_{\text{limite}} > e > e_s$).

Cependant, étant donné la faible épaisseur ($W(t) - W'(t)$), de la zone intermédiaire, il est possible d'admettre que, dans cette zone, le champ électrique est identique au champ électrique e_s de la zone non désertée. La figure IV.3, montre la configuration spatiale du champ électrique que nous utilisons dans le cas où l'on admet la validité de cette hypothèse simplificative.

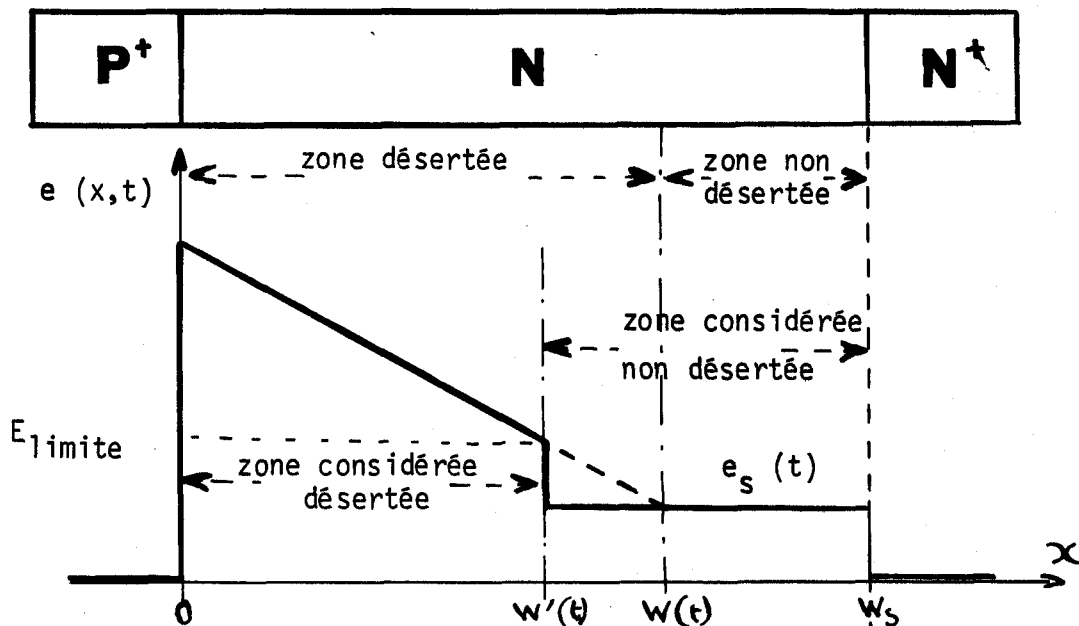


Figure IV.3 : hypothèse simplificative adoptée

* Ce champ limite est de l'ordre de 10^4 V cm^{-1} pour le silicium

A l'intérieur de la zone, considéré comme étant désertée, le calcul de la configuration spatiale du champ électrique s'effectue de proche en proche, à tout instant t , par résolution de l'équation de POISSON :

$$\frac{\partial e(x,t)}{\partial x} = \frac{-q}{\epsilon} n(x,t) \quad (\text{IV.20})$$

Les porteurs se déplaçant à vitesse v_0 constante, la relation suivante donne l'évolution de leur concentration en fonction du temps et de la distance :

$$n(x,t) = n\left(x - \Delta x, t - \frac{\Delta x}{v_0}\right) \quad (\text{IV.21})$$

Elle permet d'exprimer la valeur de la concentration, en tous points, connaissant celle à l'abscisse $x = \delta$

$$n(x,t) = n\left(\delta, t - \frac{x - \delta}{v_0}\right) \quad (\text{IV.22})$$

$$\text{sachant que : } n(\delta,t) = i_{ca}(t) / (q S v_0) \quad (\text{IV.23})$$

Remarque - Conséquence de l'hypothèse adoptée.

La figure IV.3 fait apparaître que l'utilisation de cette hypothèse introduit un certain nombre d'erreurs (*) :

- . la valeur instantanée de la tension et le temps de transit des porteurs, dans la zone désertée, sont légèrement inférieurs, dans notre modèle, aux valeurs réelles.
- . la puissance électrique, dissipée dans la zone non désertée, est légèrement supérieure à celle effectivement perdue.

On peut montrer que, dans le cas du fonctionnement en oscillateur hyperfréquence, les erreurs, introduites par cette simplification, sont faibles. En effet, on peut admettre que, si la réaction de charge d'espace est faible, le pic de courant parvient à l'extrémité de la diode quand le champ électrique alternatif s'annule et que le courant total passe sensiblement par un maximum. Il en est de même pour le champ électrique $e_s(t)$ et l'épaisseur $W(t) - W'(t)$ est minimale.

L'ordinogramme du calcul numérique est donné tableau 6 (Annexe 2).

(*) Un programme de calcul plus exact évitant l'utilisation de cette hypothèse est actuellement en cours d'élaboration [17].

IV - 2 - 2 - Traitement simplifié.

On peut simplifier considérablement le traitement de la zone de transit dans le cas où l'épaisseur désertée W est constante et indépendante des conditions de fonctionnement. C'est le cas d'une structure où une zone fortement dopée (substrat.) limite l'extension de la zone désertée à une valeur négligeable et où l'amplitude du champ électrique alternatif reste inférieure à la valeur minimale du champ électrique statique dans la zone de transit.

Dans ce modèle, pour effectuer le traitement de la zone de transit, il est plus rapide d'utiliser les équations de GILDEN and HINES [18], généralisées (régime harmonique). Dans ces conditions, le calcul ne nécessite l'usage d'un calculateur numérique que si l'on désire traiter de nombreux cas et tenir compte de l'existence des divers éléments parasites à la diode (résistances et réactances).

L'ordinogramme du calcul numérique est donné tableau 7 de l'annexe 2.

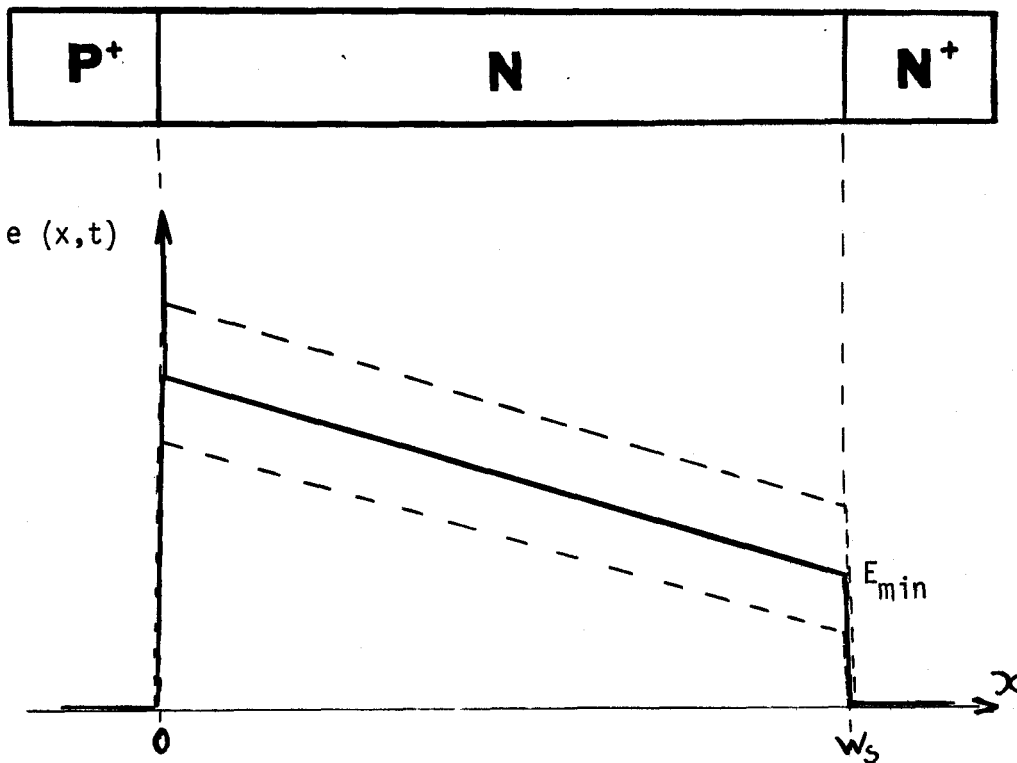


Figure IV.4 : Limitation de l'extension de la zone désertée par la proximité d'un substrat.

CHAPITRE V

ETUDE NUMERIQUE GENERALE ET COMPARAISON DES DIFFERENTES METHODES

Sommaire

- V . 1 - Principe général de résolution
- V . 2 - Formulation des équations et méthode de résolution
- V . 3 - Pratique de la méthode
- V . 4 - Mode de calcul en négligeant la réaction de la charge d'espace
- V . 5 - Comparaison des différentes méthodes de calcul

INTRODUCTION

On se propose d'effectuer la résolution du système d'équations fondamentales en faisant appel aux techniques du calcul numérique sur ordinateur. Dans le cas d'une diode PN, et pour un modèle unidimensionnel, ces équations s'écrivent :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} (v_n n) + \alpha v_n n + \beta v_p p \quad (V.1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (v_p n) + \alpha v_n n + \beta v_p p \quad (V.2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon} (N_D - N_A + p - n) \quad (V.3)$$

Toutes les variables introduites : n , p , α , β , v_n , v_p sont, d'une façon générale, à la fois des fonctions du temps t' et de l'abscisse x' . La résolution du système s'avère donc relativement complexe ; elle n'a été effectuée, jusqu'à présent, que par quelques auteurs : SCHARFETTER-GUMMEL [1] en 1969, MISAWA [2] en 1971...qui ont utilisé des principes de calcul généralement différents des nôtres. Le rapport de contrat C.N.E.S. 71-254 de décembre 1971, nous a fourni l'occasion de publier une partie de ce travail. [3]

V - 1 - Principe général de résolution:

1) - Discrétisation des grandeurs:

Toutes les grandeurs introduites sont discrétisées. Ainsi l'épaisseur W de la zone désertée est partagée en L parties égales (incrément spatial $\Delta W = \frac{W}{L}$) tandis que la période T du champ électrique l'est en N intervalles égaux (incrément temporel $\Delta T = \frac{T}{N}$). Ceci définit donc les variables réduites x et t telles que :

$$x = \frac{x'}{\Delta W} \quad \text{et} \quad t = \frac{t'}{\Delta T}$$

2) - Equations aux différences:

La discrétisation des grandeurs conduit à remplacer le système d'équations différentielles par un système d'équations aux différences finies :

$$\frac{\Delta n}{\Delta T} = - \frac{\Delta (v_n n)}{\Delta W} + g$$

$$\frac{\Delta p}{\Delta T} = \frac{\Delta (v_p p)}{\Delta W} + g$$

$$\frac{\Delta E}{\Delta W} = \frac{q}{\epsilon} (N_D - N_A + p - n)$$

en introduisant le taux de génération g :

$$g = \alpha v_n n + \beta v_p p$$

3) - Principe de calcul:

Pour chaque valeur de la variable temporelle t , on effectue la résolution du système d'équation aux différences en considérant toutes les valeurs possibles de la variable d'espace x dans le domaine de variation compris entre 0 et L . On détermine ainsi, à chaque instant t , les configurations spatiales du champ électrique, des électrons et des trous en partant de la connaissance des configurations spatiales correspondantes à l'instant $t - 1$.

4) - Conditions aux limites en régime variable:

Les conditions aux limites du système sont, d'une part, les valeurs des densités des porteurs minoritaires aux extrémités de la diode et, d'autre part, la configuration temporelle du champ électrique à une extrémité. En effet, pour une diode PN, il est facile de connaître les concentrations des porteurs minoritaires aux extrémités, soit :

$$n(0, t) = n_s \quad \text{et} \quad p(L, t) = p_s$$

Ces conditions aux limites imposent le calcul des concentrations en électrons dans le sens des abscisses croissantes et celles des trous dans le sens inverse. Les autres conditions aux limites découlent de notre principe d'étude : nous définissons un régime de fonctionnement par la connaissance de la configuration temporelle du champ électrique en un point de la zone désertée, par exemple à l'abscisse $x = 0$:

$$E(0, t) = E(0, 0) + \sum_k E_k \sin\left(\frac{2\pi k t}{N} + \phi_k\right)$$

5) - Choix des valeurs initiales:

Elles concernent la répartition spatiale du champ électrique, des électrons et des trous à l'instant initial. Si l'on s'intéresse au régime transitoire, les valeurs initiales à considérer sont celles du régime statique. En fait, nous nous intéressons essentiellement au régime permanent qu'il est théoriquement toujours possible d'atteindre en utilisant n'importe quelles conditions initiales. Cependant, la phase transitoire sera d'autant plus brève que les conditions initiales seront mieux choisies. Pour limiter la durée des calculs, on effectue donc une résolution approchée, dans le cadre du modèle à deux zones, qui fournit une première estimation, d'une part, de la variation ΔE_0 du champ électrique statique, sans l'influence des composantes alternatives, et, d'autre part, de la valeur moyenne $\langle i_{ca}(t) \rangle$ du courant de conduction à l'instant initial ($t = 0$). La résolution des équations en régime statique, effectuée

pour un courant continu égal à $\langle i_{ca}(0) \rangle$ fournit les valeurs initiales que nous utilisons actuellement.

6) - Détermination des impédances et des puissances:

Lorsque le régime permanent est obtenu, il est alors possible d'effectuer la décomposition en série de Fourier des grandeurs : tension et courant. La tension instantanée, aux bornes de la diode, s'obtient par intégration de la répartition spatiale du champ électrique. Dans ces conditions, la détermination des impédances et des puissances, aux différentes fréquences harmoniques, s'effectue sans difficultés.

7) - Modes d'études et modèles correspondants:

Nous avons mis au point, d'une part, un mode d'étude des équations fondamentales dans lequel on néglige la réaction de la charge d'espace et, d'autre part, un second mode qui tient compte de l'existence d'un tel mécanisme. Le premier mode ne permet de traiter que la zone d'avalanche seule, dans le cadre du modèle à deux zones, tandis que le second ne nécessite pas l'utilisation du modèle approché et peut s'appliquer, sans restrictions, à la totalité de la zone désertée.

Nous allons exposer la méthode de résolution utilisée qui est commune aux deux modes d'étude.

V - 2 - Formulation des équations et méthode de résolution:

Introduction -

La résolution numérique des équations aux différences nécessite le choix, d'une part, d'une formulation adaptée et, d'autre part, d'une méthode de résolution adéquate. Les équations de continuité ayant une forme plus complexe que celle de l'équation de Poisson, nous allons tout d'abord envisager la formulation des équations de continuité, puis nous en déduirons une formulation de l'équation de Poisson homogène avec les précédentes.

Il paraît naturel d'envisager la formulation des équations en considérant, tout d'abord, le cas du régime statique puis en envisageant le cas du régime dynamique. Cependant, une telle démarche ne sera pas possible pour l'étude de l'équation de Poisson car sa formulation en régime statique dépend de celle utilisée en régime dynamique.

Enfin, il sera intéressant de vérifier, d'une part, l'exactitude et, d'autre part, l'homogénéité de la formulation des équations que nous avons utilisées.

V - 2 - 1 - Formulation générale des équations de continuité:

V - 2 - 1 - 1 - Régime statique:

Les équations de continuité s'écrivent en régime statique :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta (v_n n)}{\Delta W} &= g \\ - \frac{\Delta (v_p p)}{\Delta W} &= g \end{aligned}$$

D'après le sens respectif de propagation des électrons et des trous, dans une diode PN, il apparaît que les dérivées doivent successivement s'écrire :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta (v_n n)}{\Delta W} &\rightarrow \begin{array}{c} \triangle x \\ x, x-1 \end{array} (v_n n) = \frac{v_n(x)n(x) - v_n(x-1)n(x-1)}{\Delta W} \\ - \frac{\Delta (v_p p)}{\Delta W} &\rightarrow \begin{array}{c} \triangle x \\ x-1, x \end{array} (v_p p) = \frac{v_p(x-1)p(x-1) - v_p(x)p(x)}{\Delta W} \end{aligned}$$

Le premier membre des équations de continuité est relatif à une différence entre deux grandeurs finies entre les abscisses x et $x-1$; il est donc permis d'exprimer le second membre soit à l'abscisse $x-1$ ou soit à l'abscisse x :

1) Formulation explicite.

L'examen du sens de propagation des porteurs conduit physiquement à exprimer le second membre de l'équation sous la forme de $g(x-1)$ pour la première équation et $g(x)$ pour la seconde équation.

$$n(x) = \frac{v_n(x-1)}{v_n(x)} n(x-1) + \frac{\Delta W}{v_n(x)} g(x-1)$$

$$p(x-1) = \frac{v_p(x)}{v_p(x-1)} p(x) + \frac{\Delta W}{v_p(x-1)} g(x)$$

Dans ces conditions, le calcul de la concentration (n ou p), à l'abscisse x , s'effectue en utilisant les valeurs calculées à l'abscisse précédente (soit à $x - 1$ pour les électrons et à $x + 1$ pour les trous). Par conséquent, les équations sont écrites sous une forme explicite pour un type de porteurs donné.

2) Formulation implicite.

On peut vérifier que la formulation explicite des équations de continuité ne permet pas d'assurer la conservation du courant en fonction de la distance. Cette constatation nous conduit donc à modifier l'écriture du terme g soit dans l'expression de $n(x)$:

$$n(x) = \frac{v_n(x-1)}{v_n(x)} n(x-1) + \frac{\Delta W}{v_n(x)} g(x)$$

$$p(x-1) = \frac{v_p(x)}{v_p(x-1)} p(x) + \frac{\Delta W}{v_p(x-1)} g(x)$$

ou soit dans l'expression de $p(x)$:

$$n(x) = \frac{v_n(x-1)}{v_n(x)} n(x-1) + \frac{\Delta W}{v_n(x)} g(x-1)$$

$$p(x-1) = \frac{v_p(x)}{v_p(x-1)} p(x) + \frac{\Delta W}{v_p(x-1)} g(x-1)$$

Dans les deux cas envisagés, la formulation du système d'équations est implicite puisque, par exemple, lors du calcul de $p(x-1)$ le terme $g(x-1)$

dépend de la valeur cherchée de $p(x-1)$. Il paraît évident qu'une précision meilleure serait obtenue si on utilisait une valeur pondérée, notée $G_{x, x-1}$ entre les taux de génération $g(x)$ et $g(x-1)$.

Dans ces conditions, les équations de continuité s'écrivent :

$$n(x) = \frac{v_n(x-1)}{v_n(x)} n(x-1) + \frac{\Delta W}{v_n(x)} G_{x, x-1}$$

$$p(x-1) = \frac{v_p(x)}{v_p(x-1)} p(x) + \frac{\Delta W}{v_p(x-1)} G_{x, x-1}$$

avec $G_{x, x-1} = \xi g(x-1) + (1 - \xi) g(x)$

Nous avons adopté la formulation implicite, avec $\xi = 1/2$, car cette méthode permet d'obtenir des résultats plus exacts.

V - 2 - 1 - 2 - Régime dynamique:

L'écriture que nous avons été contraints d'utiliser pour le calcul des dérivées $\frac{\Delta(v_n)}{\Delta W}$ et $\frac{\Delta(v_p)}{\Delta W}$, en régime statique, nous conduit, pour des raisons d'homogénéité, à écrire les dérivés temporelles $\frac{\Delta n}{\Delta T}$ et $\frac{\Delta p}{\Delta T}$ sous la forme :

$$\frac{\Delta n}{\Delta T} \rightarrow \begin{array}{c} x \\ \triangle \\ t \\ t, t-1 \end{array} n = \frac{n(x, t) - n(x, t-1)}{\Delta T}$$

$$\frac{\Delta p}{\Delta T} \rightarrow \begin{array}{c} x-1 \\ \triangle \\ t \\ t, t-1 \end{array} p = \frac{p(x-1, t) - p(x-1, t-1)}{\Delta T}$$

Le second membre des équations de continuité peut s'écrire de différentes façons selon qu'on exprime sa valeur à l'instant t ou à l'instant $t-1$.

1) Formulation implicite.

Si l'on exprime le second membre des équations de continuité à l'instant t , on obtient une formulation implicite :

$$\left| \begin{array}{l} \begin{array}{c} x \\ \triangle \\ t \\ t, t-1 \end{array} n = -\frac{1}{q} \cdot \begin{array}{c} t \\ \triangle \\ x \\ x, x-1 \end{array} J_n + \begin{array}{c} t \\ \square \\ G \\ x, x-1 \end{array} \\ \\ \begin{array}{c} x-1 \\ \triangle \\ t \\ t, t-1 \end{array} p = \frac{1}{q} \cdot \begin{array}{c} t \\ \triangle \\ x \\ x-1, x \end{array} J_p + \begin{array}{c} t \\ \square \\ G \\ x, x-1 \end{array} \end{array} \right.$$

avec $J_n = q v_n^n$ et $J_p = q v_p^p$

2) Formulation explicite.

Dans le cas où l'on exprime le second membre des équations à l'instant $t-1$, on obtient :

$$\left| \begin{array}{l} \begin{array}{c} x \\ \triangle \\ t \\ t, t-1 \end{array} n = -\frac{1}{q} \cdot \begin{array}{c} t-1 \\ \triangle \\ x \\ x, x-1 \end{array} J_n + \begin{array}{c} t-1 \\ \square \\ G \\ x, x-1 \end{array} \\ \\ \begin{array}{c} x-1 \\ \triangle \\ t \\ t, t-1 \end{array} p = \frac{1}{q} \cdot \begin{array}{c} t-1 \\ \triangle \\ x \\ x-1, x \end{array} J_p + \begin{array}{c} t-1 \\ \square \\ G \\ x, x-1 \end{array} \end{array} \right.$$

3) Formulation générale.

On peut améliorer la précision des résultats en utilisant, comme valeur du second membre, une combinaison linéaire des valeurs à l'instant t et à l'instant $t-1$. Les équations s'écrivent alors :

$$\left| \begin{array}{l} \begin{array}{c} x \\ \triangle \\ t \\ t, t-1 \end{array} n = n \left[-\frac{1}{q} \begin{array}{c} t-1 \\ \triangle \\ x \\ x, x-1 \end{array} J_n + \begin{array}{c} t-1 \\ \square \\ G \\ x, x-1 \end{array} \right] + (1-n) \left[-\frac{1}{q} \begin{array}{c} t \\ \triangle \\ x \\ x, x-1 \end{array} J_n + \begin{array}{c} t \\ \square \\ G \\ x, x-1 \end{array} \right] \\ \\ \begin{array}{c} x-1 \\ \triangle \\ t \\ t, t-1 \end{array} p = n \left[+\frac{1}{q} \begin{array}{c} t-1 \\ \triangle \\ x \\ x-1, x \end{array} J_p + \begin{array}{c} t-1 \\ \square \\ G \\ x, x-1 \end{array} \right] + (1-n) \left[+\frac{1}{q} \begin{array}{c} t \\ \triangle \\ x \\ x-1, x \end{array} J_p + \begin{array}{c} t \\ \square \\ G \\ x, x-1 \end{array} \right] \end{array} \right.$$

La valeur à donner à n , dans le cas de la formulation implicite, peut s'estimer à partir de l'examen des courbes d'évolution des grandeurs. Nous avons adopté la formulation doublement implicite dans laquelle $n = \frac{1}{2}$ et

$\xi = \frac{1}{2}$. Elle présente l'avantage d'être stable, sous certaines conditions, et de réduire, dans une certaine mesure, les erreurs introduites pour la discrétisation. Par contre, elle peut entraîner une augmentation du temps de calcul à cause de la complexité des équations.

V - 2 - 2 - Formulation de l'équation de POISSON:

La formulation choisie, pour l'équation de POISSON, doit être telle que le principe de conservation du courant soit satisfait en tous points :

$$\text{div} \left(\vec{J} + \frac{\delta \vec{D}}{\delta t} \right) = 0$$

soit dans le cas d'une diode PN :

$$\epsilon \frac{\delta}{\delta x} \cdot \frac{\delta}{\delta t} (E) = \frac{\delta}{\delta x} (J_n + J_p)$$

1) - Régime dynamique.

Pour simplifier l'écriture, écrivons les équations de continuité sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \frac{\delta n}{\delta t} = Q_n(x, t) \\ \frac{\delta p}{\delta t} = Q_p(x, t) \end{cases}$$

La formulation implicite de ces équations discrétisées peut alors se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} \triangle_{t, t-1}^x n &= n Q_n(x, t-1) + (1-n) Q_n(x, t) \\ \triangle_{t, t-1}^{x-1} p &= n Q_p(x-1, t-1) + (1-n) Q_p(x-1, t) \\ \epsilon \triangle_{x, x-1}^t \triangle_{t, t-1}^x E &= n \triangle_{x, x-1}^{t-1} (J_n + J_p) + (1-n) \triangle_{x, x-1}^t (J_n + J_p) \end{aligned}$$

Il nous faut trouver maintenant une formulation de l'équation de POISSON qui soit en accord avec l'écriture des trois équations précédentes.

Pour cela, ajoutons les termes de la seconde équation de continuité à ceux de la première changée de signe. On obtient :

$$q \triangle_{t,t-1}^t [p(x-1,t) - n(x,t)] = n \triangle_{x,x-1}^{t-1} (J_n + J_p) + (1 - n) \triangle_{x,x-1}^t (J_n + J_p)$$

En comparant ces deux dernières équations, il est possible d'exprimer la valeur du champ électrique E :

$$\epsilon \triangle_{x,x-1}^t \triangle_{t,t-1}^x E = q \triangle_{t,t-1}^t [p(x-1,t) - n(x,t)]$$

Si l'on permute l'ordre des opérateurs de différentiation (variables indépendantes) on peut considérer que cette équation sera satisfaite si :

$$\epsilon \triangle_{x,x-1}^t E = q [p(x-1,t) - n(x,t)]$$

d'où la formulation de l'équation de POISSON :

$$E(x,t) - E(x-1,t) = \frac{q}{\epsilon} [p(x-1,t) - n(x,t)] \Delta w$$

2) - Régime statique.

La formulation de l'équation de POISSON en régime statique résulte de celle adoptée en régime dynamique. Elle s'écrit donc :

$$E(x,0) - E(x-1,0) = \frac{q}{\epsilon} [p(x-1,0) - n(x,0)] \Delta w$$

Remarque : Dans le cas d'une diode du type PN, le champ électrique statique est de valeur négative. On considère les valeurs absolues du champ, ce qui conduit à changer son signe dans l'équation de conservation.

V - 2 - 3 - Méthodes de résolution:

1/ - Principe.

Pour résoudre le système d'équation aux différences, sous la forme implicite, différentes méthodes sont applicables. En ce qui nous concerne, nous avons utilisé une méthode dite de prédiction-correction associée à un

processus itératif. Elle consiste à introduire, dans le système d'équation, une estimation des valeurs des configurations spatiales du champ électrique, ainsi que des électrons et des trous, appelée "prédiction". La résolution du système d'équation fournit alors des valeurs plus exactes, dites corrigées. Par ailleurs, afin d'améliorer la précision des résultats, ainsi obtenus, nous utilisons un processus itératif qui consiste à considérer les valeurs corrigées comme une prédiction, un peu meilleure, et à reprendre le calcul. Le processus est arrêté lorsque, entre deux itérations successives, la configuration spatiale des électrons n'est pas modifiée sensiblement en valeur relative. Ceci constitue le critère de convergence que nous avons adopté. L'application de cette méthode de résolution diffère légèrement en régime statique et en régime dynamique.

2) - Régime statique.

Les valeurs prédites que nous utilisons en régime statique, sont celles obtenues à l'aide d'une résolution simplifiée analogue à celle utilisée par VAESKEN [4]. Par ailleurs, nous faisons varier d'une quantité ΔE_0 la valeur du champ électrique afin d'obtenir la convergence du processus itératif.

Dans ces conditions, si i est le rang de l'itération, le système d'équations s'écrit :

$$n_i(x,0) = \frac{Vn_i(x-1,0)}{Vn_{i-1}(x,0)} \quad n_i(x-1,0) + \frac{\Delta W}{Vn_{i-1}(x,0)} \quad \boxed{G} \begin{matrix} x, x-1 \\ i-1 \end{matrix}$$

$$P_i(x-1,0) = \frac{Vp_i(x,0)}{Vp_{i-1}(x-1,0)} \quad P_i(x,0) + \frac{\Delta W}{Vp_{i-1}(x-1,0)} \quad \boxed{G} \begin{matrix} x, x-1 \\ i-1 \end{matrix}$$

$$E_i(x,0) - E_i(x-1,0) = - \frac{q \cdot \Delta W}{\epsilon} \left[P_{i-1}(x-1,0) - n_{i-1}(x,0) \right] + \frac{q \cdot \Delta W}{\epsilon} \left[P_i(x-1,0) - n_i(x,0) \right]$$

$$+ \left[E_{i-1}(x,0) - E_{i-1}(x-1,0) \right] + \delta E_0$$

Remarque - Les configurations spatiales, ainsi obtenues, ne sont pas nécessairement plus exactes que celles obtenues par VAESKEN mais elles sont compatibles avec le système d'équation utilisé et les erreurs liées à la discrétisation et à la méthode de résolution. La détermination du régime statique, à l'aide de notre méthode, est donc indispensable, car elle conditionne la stabilité du calcul en régime variable.

3) - Régime dynamique.

Une difficulté apparaît pour effectuer le premier calcul des configurations spatiales des porteurs de charge à l'instant t . En effet, la résolution des équations, sous leur forme implicite, nécessite la connaissance d'une prédiction des configurations à l'instant t . Lors du premier calcul à l'instant t , on surmonte cette difficulté en formulant les équations sous une forme explicite. Il suffit, pour cela, d'attribuer aux grandeurs à l'instant t la valeur qu'elles possèdent à l'instant $t - 1$.

Au départ du calcul, à l'instant t , les équations s'écrivent donc :

$$\begin{aligned} \begin{array}{c} x \\ \triangle \\ t \\ t, t-1 \end{array} n &= -\frac{1}{q} \begin{array}{c} t-1 \\ \triangle \\ x \\ x, x-1 \end{array} J_n + \begin{array}{c} t-1 \\ \square \\ G \\ x, x-1 \end{array} \\ \begin{array}{c} x-1 \\ \triangle \\ t \\ t, t-1 \end{array} p &= +\frac{1}{q} \begin{array}{c} t-1 \\ \triangle \\ x \\ x-1, x \end{array} J_p + \begin{array}{c} t-1 \\ \square \\ G \\ x, x-1 \end{array} \\ \begin{array}{c} t \\ \triangle \\ x \\ x, x-1 \end{array} E &= \frac{q}{\epsilon} \left[p(x-1, t) - n(x, t) \right] \cdot \Delta W \end{aligned}$$

Ensuite, lors du processus itératif, nous pouvons utiliser le système d'équations sous la forme implicite. En appelant i le rang de l'itération il s'écrit :

$$\begin{aligned}
 \begin{array}{c} x \\ \triangle \\ t \\ t, t-1 \\ i \end{array} &= n \left[-\frac{1}{q} \begin{array}{c} t-1 \\ \triangle \\ x \\ x, x-1 \end{array} J_n + \begin{array}{c} t-1 \\ \square \\ G \\ x, x-1 \end{array} \right] \\
 &+ (1-n) \left[-\frac{1}{q} \begin{array}{c} t \\ \triangle \\ x \\ x, x-1 \\ i-1 \end{array} J_n + \begin{array}{c} t \\ \square \\ G \\ x, x-1 \\ i-1 \end{array} \right] \\
 \begin{array}{c} x-1 \\ \triangle \\ t \\ t, t-1 \\ i \end{array} &= p \left[\frac{1}{q} \begin{array}{c} t-1 \\ \triangle \\ x \\ x-1, x \end{array} J_p + \begin{array}{c} t-1 \\ \square \\ G \\ x, x-1 \end{array} \right] \\
 &+ (1-p) \left[\frac{1}{q} \begin{array}{c} t \\ \triangle \\ x \\ x-1, x \\ i-1 \end{array} J_p + \begin{array}{c} t \\ \square \\ G \\ x, x-1 \\ i-1 \end{array} \right] \\
 \begin{array}{c} t \\ \triangle \\ x \\ x, x-1 \\ i \end{array} &= \frac{q}{\epsilon} \left[p \begin{array}{c} (x-1, t) \\ i \end{array} - n \begin{array}{c} (x, t) \\ i \end{array} - P \begin{array}{c} (x-1, t) \\ i-1 \end{array} + n \begin{array}{c} (x, t) \\ i-1 \end{array} \right] \Delta W \\
 &+ \begin{array}{c} t \\ \triangle \\ x \\ x, x-1 \\ i-1 \end{array} E
 \end{aligned}$$

Remarque 1 - Conditions de convergence du processus itératif:

Afin d'assurer la convergence du processus itératif, on peut montrer que les pas de discrétisation (ΔW sur l'espace et ΔT sur le temps) doivent satisfaire simultanément aux deux conditions suivantes :

$$R_n = \frac{\Delta T}{\Delta W} v_n \leq \frac{1}{2}$$

$$R_p = \frac{\Delta T}{\Delta W} v_p \leq \frac{1}{2}$$



Remarque 2 - Formulation implicite ou doublement implicite:

Nous avons effectué la résolution des équations de continuité dans le cas d'une formulation implicite ($\xi = \frac{1}{2}$ et $\eta = 0$) puis dans le cas d'une formulation doublement implicite ($\xi = \frac{1}{2}$ et $\eta = \frac{1}{2}$). Dans ce dernier cas, les équations revêtent une forme plus complexe et l'on peut craindre une augmentation de la durée du calcul. En fait, la durée du processus itératif est abrégée car on évite ainsi les instabilités. Par conséquent, dans les deux cas, la durée de calcul reste voisine mais la précision des résultats est meilleure avec une formulation doublement implicite.

V - 2 - 4 - Validité de notre méthode de résolution:

Nous avons entrepris de vérifier expérimentalement, sur calculateur, la validité de notre formulation.

1) - Vérification de l'exactitude du programme:

● En régime statique on peut s'assurer de l'exactitude du programme en comparant les résultats obtenus avec ceux fournis soit par la résolution approchée de VAESKEN [4] ou soit par la résolution, plus exacte, de LEFEBVRE et PRIBETICH [5].

● En régime dynamique la résolution des équations fondamentales doit donner des résultats identiques à ceux fournis par la résolution de l'équation de READ dans le cas où les hypothèses conduisant à l'équation de READ sont vérifiées (temps de transit des porteurs et réaction de charge d'espace négligeables).

2) - Vérification de l'homogénéité de la formulation des équations:

● En observant la stabilité en régime dynamique - On effectuera l'étude en régime dynamique en considérant un champ électrique alternatif d'amplitude nulle.

Dans le cas où les formulations utilisées, en régime statique et en régime dynamique, sont homogènes les résultats doivent être identiques dans les deux régimes obtenus.

● En s'assurant de la conservation du courant total - Dans la mesure où la formulation de l'équation de Poisson est homogène avec celle des équations de continuité on doit observer la constance de la valeur du courant total :

$$i(t) = i_c(x,t) + \epsilon S \frac{\delta}{\delta t} e(x,t) \text{ en fonction de l'espace.}$$

V - 2 - 5 - Programme de calcul:

1) - Régime statique:

L'ordinogramme du calcul numérique est donné sur le tableau 8 (annexe 2). On fait varier, à chaque itération, le champ électrique d'une quantité proportionnelle ou logarithme du taux de variation relatif moyen de la concentration en électrons. Les itérations étant arrêtées lorsque ce taux de variation relatif devient inférieur à $2 \cdot 10^{-6}$ entre 2 itérations successives. Dans le cas envisagé, le paramètre ξ a pour valeur 0,5.

2) - Régime dynamique:

L'ordinogramme du calcul, en régime dynamique, est donné sur le tableau 9 (annexe 2). Pour simplifier, nous avons considéré le cas où $\xi = \frac{1}{2}$ et $n = 1$. Le processus itératif est arrêté lorsque le taux de variation moyen des concentrations électroniques devient inférieur au dixième de la valeur obtenue lors de la première itération.

Remarque - Afin de limiter l'encombrement de la mémoire de l'ordinateur nous avons été conduit à ne conserver que les résultats correspondants à une seule période, en ce qui concerne, par exemple, les valeurs du courant de conduction moyen et de la tension électrique. Par ailleurs, en ce qui concerne les grandeurs qui dépendent, à la fois du temps et de l'espace, nous n'avons gardé en mémoire que cinq configurations spatiales successives.

L'ordinateur, que nous avons utilisé pour la résolution du système d'équations fondamentales, est un modèle BULL TYPE M 40 appartenant au Centre Interuniversitaire de Traitement de l'Information de LILLE.



$$\bar{i}_c(t) = \frac{1}{W} \int_0^W i_c(x,t) dx$$

(mA)

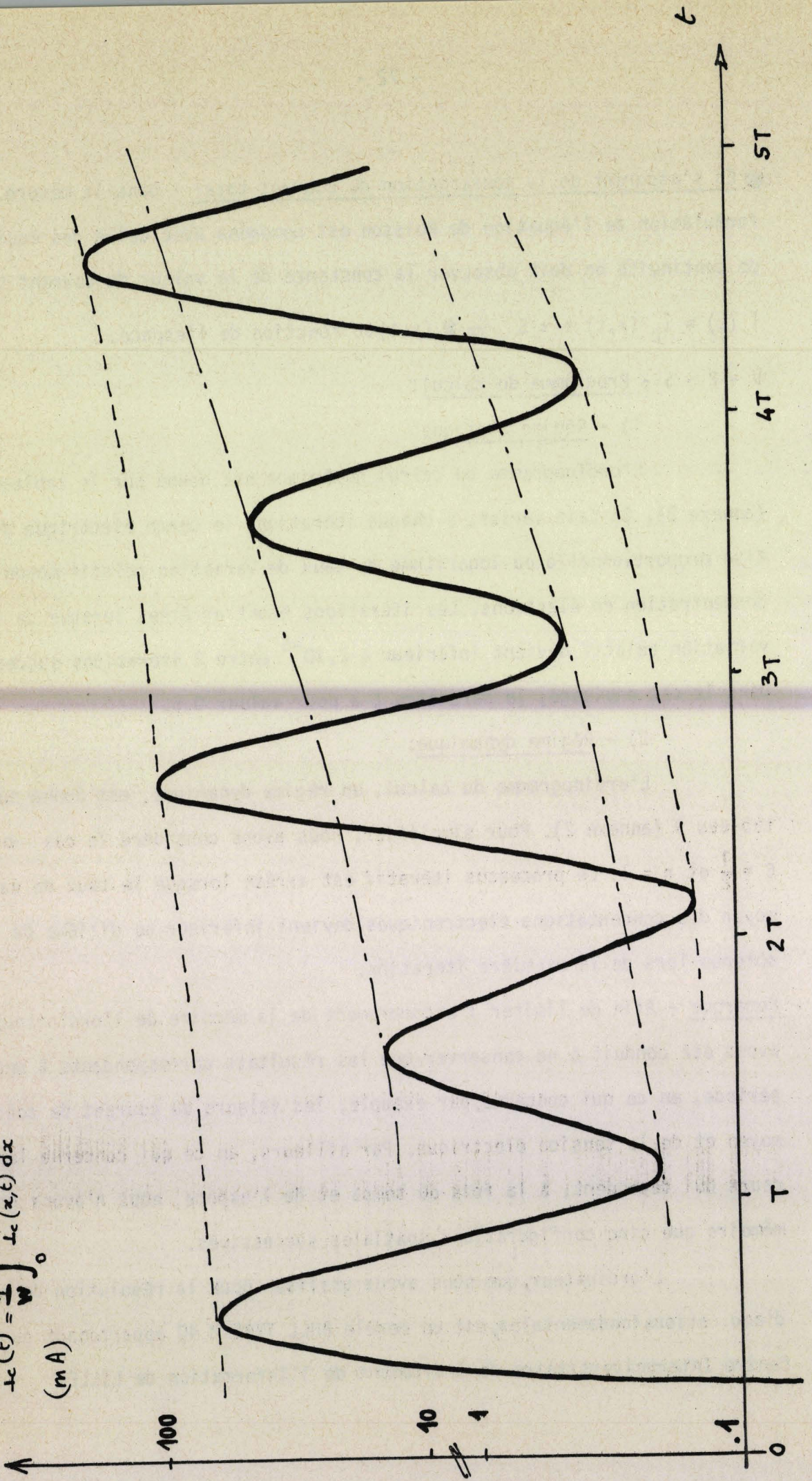


Figure V.3 - Convergence lente vers un régime de courant trop élevé.
($E_1 = 1,55 \cdot 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$, $\Delta E = -0,08 \cdot 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$, $i_c(x,0) = 0,3 \cdot 10^{-4} \text{ mA}$).

V - 3 - Pratique de la méthode:

1) - Recherche du régime permanent:

Les valeurs initiales à introduire sont relatives, d'une part, au courant initial $i_c(x,0)$ et, d'autre part, à la variation du champ électrique continu ΔE_0 pour le régime du champ alternatif choisi.

● Exemple de régime de fonctionnement convergent -

Dans le cas où les conditions initiales sont bien choisies, le fonctionnement converge assez rapidement vers le régime permanent ainsi que le montre la figure V.1. Au cours de la phase transitoire, il apparaît (figure V.2) une modification profonde de la répartition spatiale du courant de conduction $i_c(x,0)$ (au début de chaque période) qui, uniforme à l'instant initial, tend assez rapidement vers une configuration non uniforme en régime périodique.

● Exemple du régime non convergent -

La figure V.3, illustre le cas d'un mauvais choix des valeurs initiales. Il apparaît, en effet, que le système tend à converger, très lentement, vers un régime de fonctionnement périodique pour lequel le courant de polarisation I_0 serait beaucoup trop élevé.

V - 4 - Mode de calcul en négligeant la réaction de la charge d'espace:

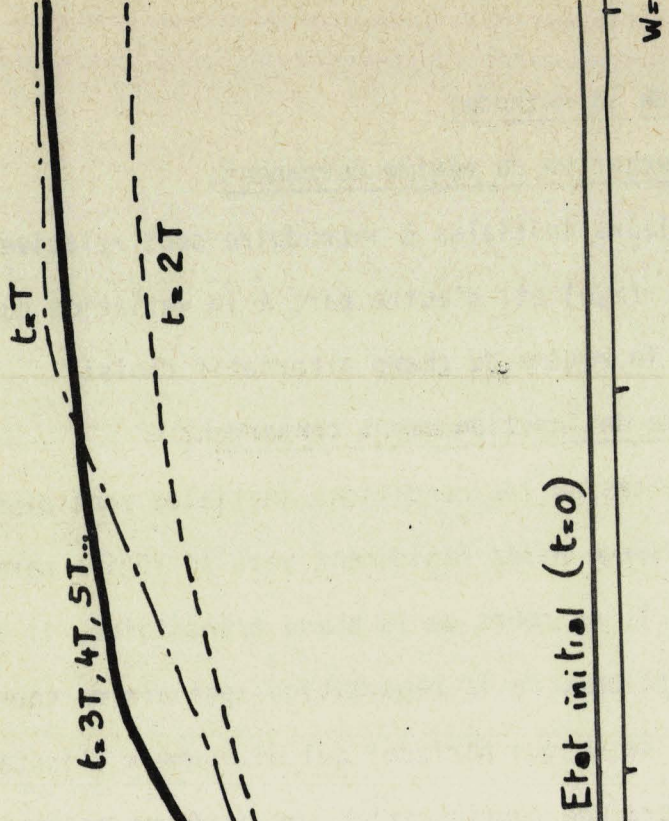
Introduction -

Nous avons vu précédemment qu'une diode à avalanche et à temps de transit ne peut présenter une résistance négative que lorsque le courant de conduction I_c est inférieur au courant de déplacement I_d . Dans le cas où l'on utilise la diode à une fréquence très supérieure à la fréquence d'avalanche, le courant de déplacement devient alors souvent prépondérant par rapport au courant de conduction. Or, le courant total i ($i = i_c + i_d$) étant nécessairement uniforme à travers la diode, il en résulte que l'on peut admettre l'uniformité du courant de déplacement et, par conséquent, du champ électrique alternatif.



$i_c(z,t)$
(mA)

10^4
 10^3
 10^2
40
1
 10^{-1}
 10^{-2}
 10^{-3}
0



Etat initial ($t=0$)

$W=3$

Figure V.2 - Configuration spatiale du courant de conduction au début de chaque période (en régime convergent).

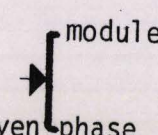
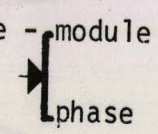
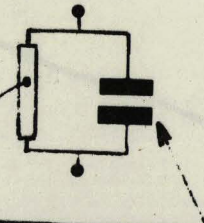
Grandeur	Symbole	avec réaction de charge d'espace	sans réaction
<u>Décomposition à la fréquence fondamentale -</u>			
. courant de conduction moyen	 I_{C1} (mA) ϕ_1	35,94	35,52
. tension totale	 V_1 (v) ϕ_1	5,99	5,99
. déphasage tension-courant	$\phi_1 - \phi_1$	-96°33	0
<u>Impédance à la fréquence fondamentale -</u>			
$Z = R + j X$  $C = \frac{\epsilon S}{\delta}$	R (Ω) X (Ω)	-19,83	-20,52
		165,5	167,6

TABLEAU V.1 - Etude, en courant I_0 faible, d'une zone d'émission.

($\delta = 0,6 \mu\text{m}$, $S = 0,785 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$, diode à l'Arséniure de Gallium).



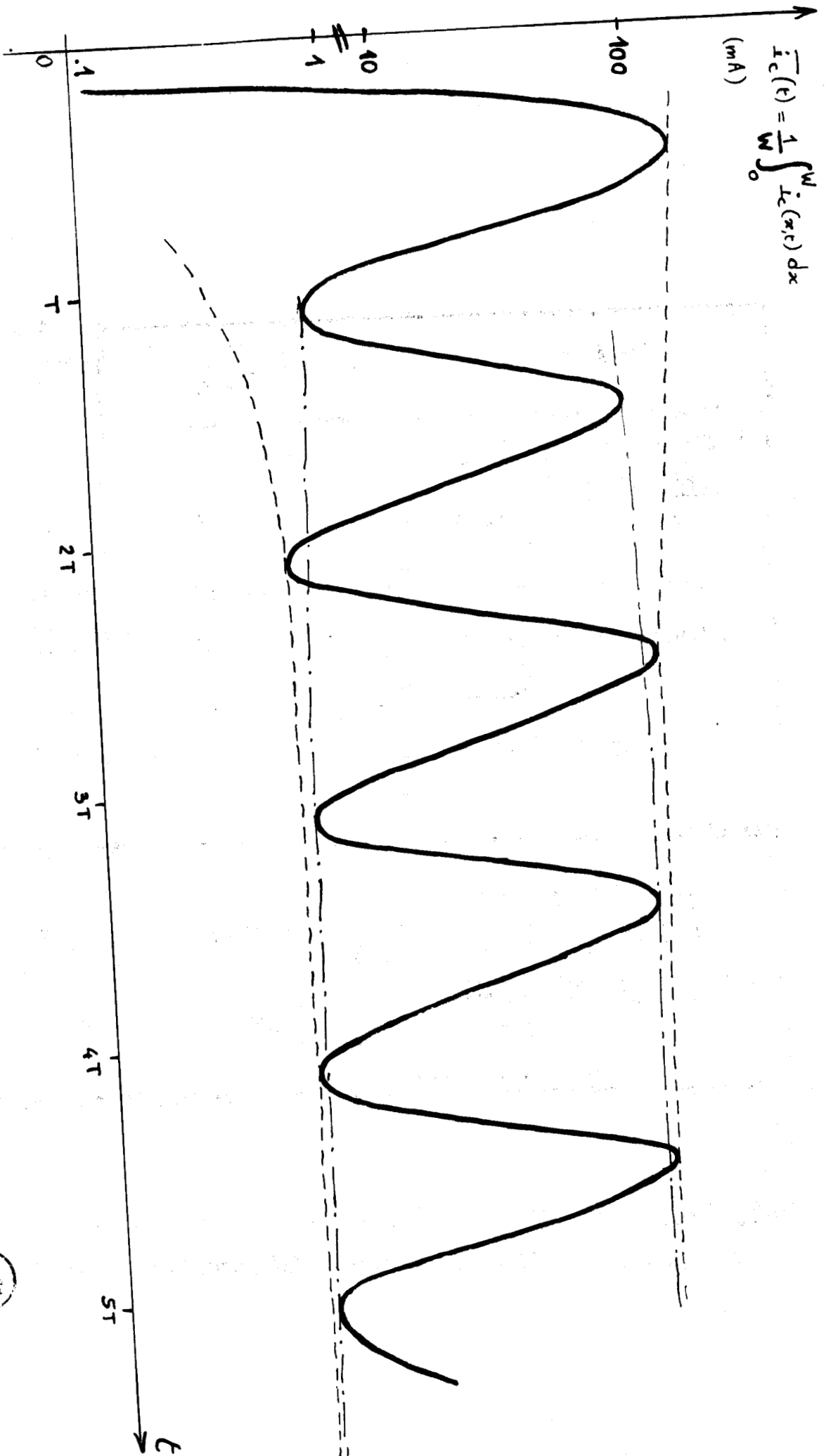


Figure V.1 - Régime convergent ($E_1 = 1,4 \cdot 10^5 \text{ Vcm}^{-1}$, $\Delta E = -0,045 \cdot 10^5 \text{ Vcm}^{-1}$, $i_c(x,0) = 2 \cdot 10^{-4} \text{ mA}$)



Cette hypothèse consiste donc à négliger la réaction de la charge d'espace dans le cas du fonctionnement aux fréquences élevées. Remarquons qu'elle est applicable, pour le traitement de la zone d'avalanche, même aux fréquences relativement faibles à condition que le courant de polarisation reste faible.

Ce mode de calcul présente l'avantage de ne nécessiter que le traitement des équations de continuité. Il se traduit donc par une programmation plus facile, une convergence plus rapide et, par suite, une durée de calcul plus courte. La programmation utilisée dérive directement de celle exposée dans la méthode générale (paragraphe V.2) et le mode de calcul est identique.

Remarquons que, dans ce nouveau mode de résolution, il convient pour assurer la continuité du courant total de considérer, comme valeur du courant de conduction, la valeur moyenne, sur l'abscisse, de la configuration spatiale du courant de conduction $i_c(x,t)$. En effet, on a :

$$i(t) = C \frac{dV(t)}{dt} + \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} i_c(x,t) dt$$

Nous nous proposons, tout d'abord, de vérifier, sur deux exemples, la validité de notre hypothèse. Ensuite, nous appliquerons ce nouveau mode de calcul à l'étude d'une zone d'injection, d'épaisseur faible, afin d'en déduire les valeurs les plus judicieuses des paramètres τ_Y et M à introduire, dans l'équation de READ, pour obtenir des résultats plus exacts.

V - 4. - 1 - Validité de notre hypothèse:

Pour vérifier la validité de notre hypothèse, nous considérons, tout d'abord, le fonctionnement d'une zone d'émission puis celui d'une diode complète.

- Etude d'une zone d'émission -

Nous avons étudié, par les deux méthodes, une zone d'émission, à la fréquence de 24 GHz, lorsqu'elle est traversée par un courant de polarisation I_0

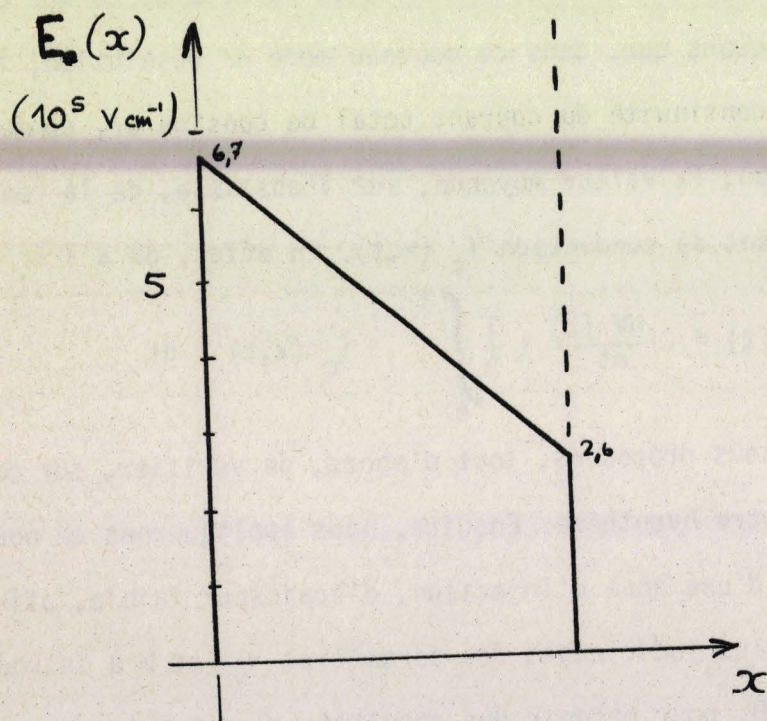
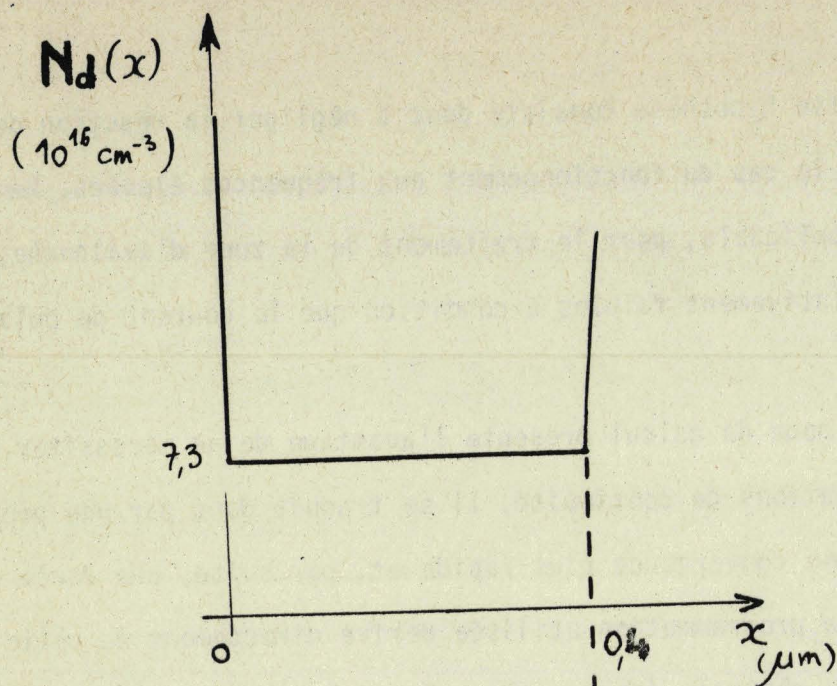


FIGURE V.4 - Profil de dopage et de champ, de la diode utilisée, en l'absence de courant continu (diode P + NN + en Arseniure de Gallium).

Résultats à la fréquence fondamentale		$I_0 = 563 \text{ mA}$ ($J_0 = 188000 \text{ A/cm}^2$)		$I_0 = 55,5 \text{ mA}$ ($J_0 = 18500 \text{ A/cm}^2$)	
		méthode générale	nouvelle méthode	méthode générale	nouvelle méthode
Impédance	$R (\Omega)$	- 0,47	- 1,80	- 0,635	- 0,635
$Z = R + j X$	$X (\Omega)$	-10,75	- 9,70	- 17,60	- 17,76
Puissance émise	$P (\text{mW})$	283	924	93	100
Rendement	$\eta\%$	3	9	9	10

TABLEAU V.2 - Etude, en courant fort puis faible, d'une diode complète par les deux méthodes.

($F = 100 \text{ GHz}$ $Ea_1 = 2,5 \cdot 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$ $S = 0,03 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$)



beaucoup plus faible que le courant d'avalanche I_{XO} ($I_{XO} \approx 500$ mA et $I_O = 24$ mA). Les résultats, donnés sur le tableau V.1, montrent que la méthode simplifiée fournit des résultats relativement exacts.

- Etude d'une diode complète (figure V.4):

Nous avons effectué l'étude, à la fréquence de 100 GHz, d'une diode complète dans le cas où le courant de polarisation I_O est de l'ordre du courant d'avalanche I_X ($I_{XO} \approx 300$ mA) puis dans le cas où il est petit.

Il apparaît nettement, sur le tableau comparatif V.2, que la méthode simplifiée ne peut s'appliquer que lorsque le courant de polarisation I_O est très inférieur au courant d'avalanche.

Remarquons que cette condition est souvent réalisée, lors du fonctionnement en fréquence élevée, car, en pratique, les possibilités de dissipation thermique des diodes ne permettent pas l'utilisation, en continu, de courants de polarisation de valeur comparable à celle du courant d'avalanche.

V - 4 - 2 - Détermination des paramètres M et τ_Y de l'équation de READ:

On peut choisir une valeur des paramètres M et τ_Y dans l'équation de READ, qui rende compte de l'influence du temps de transit des porteurs dans la zone d'émission. Pour cela, nous comparons les configurations temporelles du courant de conduction, obtenus par la résolution de READ (avec $\tau_Y = 0$) et par notre nouvelle méthode, pour quelques cas typiques. On en déduit :

- La valeur du retard τ_Y par le temps qui sépare les instants où le courant de conduction est maximum.
- La valeur du paramètre M en considérant les extremums obtenus dans les deux cas.

Nous présentons, dans le tableau V.3, les valeurs de ces paramètres qu'il conviendra d'adopter dans le cas envisagé.



	F = 12 GHz				F = 24 GHz			
	$E_1 = 0,2 \cdot 10^5 \text{ V cm}^{-1}$		$E_1 = 10^5 \text{ V cm}^{-1}$		$E_1 = 0,2 \cdot 10^5 \text{ V cm}^{-1}$		$E_1 = 10^5 \text{ V cm}^{-1}$	
	Eq. Read	Eq. fond.	Eq. Read	Eq. fond.	Eq. Read	Eq. fond.	Eq. Read	Eq. fond.
$I_{C1} \text{ (mA)}$	53,67	51,29	106,2	105,5	29,16	28,2	88,59	88,50
Φ_1	-89°69	-91°85	-84°84	-90°	-89°84	-94°4	-86°44	-93°57
$i_c \text{ max (mA)}$	129,01	125	320	310	93,11	92	214,19	207,5
$i_c (0)$	17,37	17,93	$3,525 \cdot 10^{-2}$	$2,22 \cdot 10^{-2}$	34,17	35	2,247	1,820
$i_c (T)$ (mA)	17,37	18,45	$3,525 \cdot 10^{-2}$	$2,27 \cdot 10^{-2}$	34,17	35,9	2,247	1,827
ΔE_0	-,005	-,001	-,124	-,046	-,005	0	-,124	-,032
M	2,8	/	2,8	/	2,8	/	2,8	/

VALEURS de M et de τ_Y / τ_δ de l'équation de READ « équivalente » :

$\omega \tau_Y$	2°4		5°35		4°9		7°8
τ_Y / τ_δ	1/16		1/6,5		1/14,5		1/9
M	2,7		2,9		2,67		2,92

TABLEAU n° V.3 - Comparaison des résultats donnés par la résolution de l'équation de Read et des équations fondamentales (résolution simplifiée). ($I_0 = 60 \text{ mA}$, $s = 0,6 \text{ }\mu\text{m}$, $S = 0,785 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$, diode à l'Arséniure de Gallium).

Il apparaît que :

- le paramètre M évolue relativement peu et il semble raisonnable d'utiliser une valeur de l'ordre de 2,8 ou 2,9.
- le retard τ_Y dépend beaucoup du régime de fonctionnement (une valeur moyenne est de $\tau_\delta/9$). Cette évolution peut être expliquée en considérant que l'influence de la réaction de charge d'espace est d'autant plus forte que le régime est plus non linéaire [6].

Ces résultats nous ont conduit à utiliser, pour l'étude du fonctionnement des oscillateurs en régime non linéaire, une valeur de M égale à 2,8 et un retard τ_Y voisin de $\tau_\delta/9$.

V.5 - Comparaison des différentes méthodes de calcul:

Rappelons que nous avons défini deux modèles : d'une part, le modèle général et, d'autre part, le modèle à deux zones pour l'étude théorique d'une diode à avalanche et à temps de transit.

Dans le cas du modèle général, la résolution ne peut être que numérique tandis que, dans le cas du modèle à deux zones, la résolution peut s'effectuer :

- Soit analytiquement, en tenant compte ou en négligeant l'influence de la non linéarité du taux d'ionisation.
- Soit numériquement, en considérant ou non l'existence d'une modulation de l'épaisseur de la zone désertée.

Ces deux modèles et ces différents modes de résolution correspondent à des degrés d'approximation différents. Cependant, remarquons qu'une méthode précise est généralement longue et difficile à mettre en oeuvre et qu'il conviendra donc de ne l'utiliser que dans des cas particuliers, difficiles à traiter par des méthodes plus simples, ou encore pour préciser les résultats obtenus. Par conséquent, toutes ces méthodes sont intéressantes, à divers titres, et nous nous proposons de traiter quelques cas particuliers, en

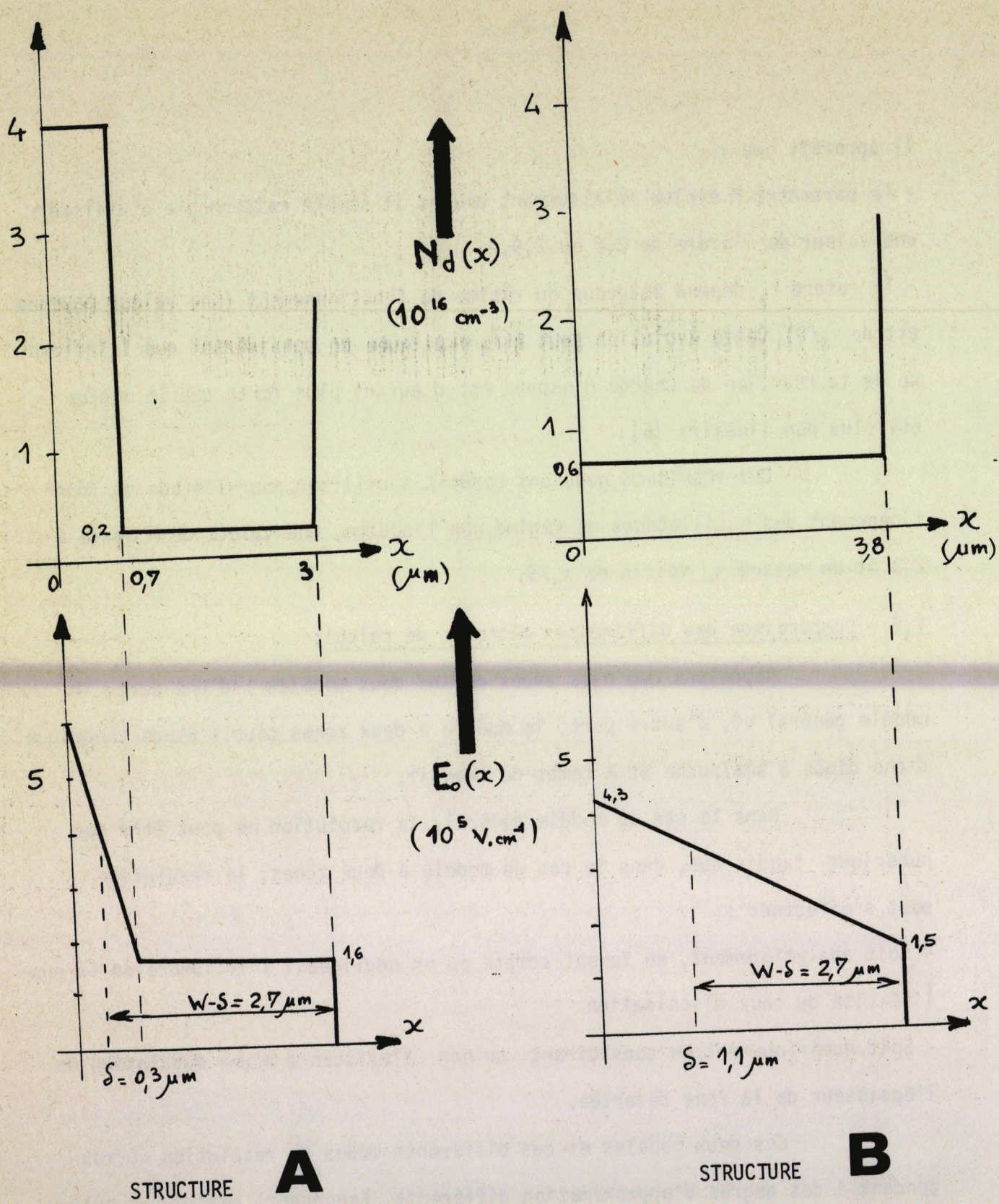


Figure V.5 - Profil de dopage et champ électrique des deux structures étudiées (diode à l'Arséniure de Gallium).



Caractéristiques		Structure A		Structure B	
		modèle simplifié	modèle général	modèle simplifié	modèle général
Impédance	$R_{(\Omega)}$	-4,5	- 4,27	-3,95	- 2,3
$Z = R + j X$	$X_{(\Omega)}$	-49,4	- 48	-65,1	- 56,9
Puissance émise	$P_{(W)}$	1,24	1,22	1,12	0,82
Rendement	$\eta(\%)$	28,6	30	20,7	13

TABEAU V.4 - Comparaison des résultats fournis par le modèle général et le modèle simplifié.

$$(E_{a1} = 1,4 \cdot 10^5 \text{ V.cm}^{-1})$$



utilisant les différentes méthodes de calcul, afin de mieux mettre en évidence leur intérêt propre et leurs limites de validité.

La comparaison portera sur les valeurs des impédances et des puissances émises à la fréquence fondamentale. Les conditions de fonctionnement sont les suivantes :

- . courant de polarisation $I_0 = 64 \text{ mA}$.
- . fréquence $F = 12 \text{ GHz}$.

et la diode est de structure P + NN + de section $0,785 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$.

1) - Choix entre le modèle général et le modèle à deux zones:

Nous avons étudié les deux structures A et B (figure V.5) en utilisant, d'une part, le modèle général et, d'autre part, le modèle à deux zones.

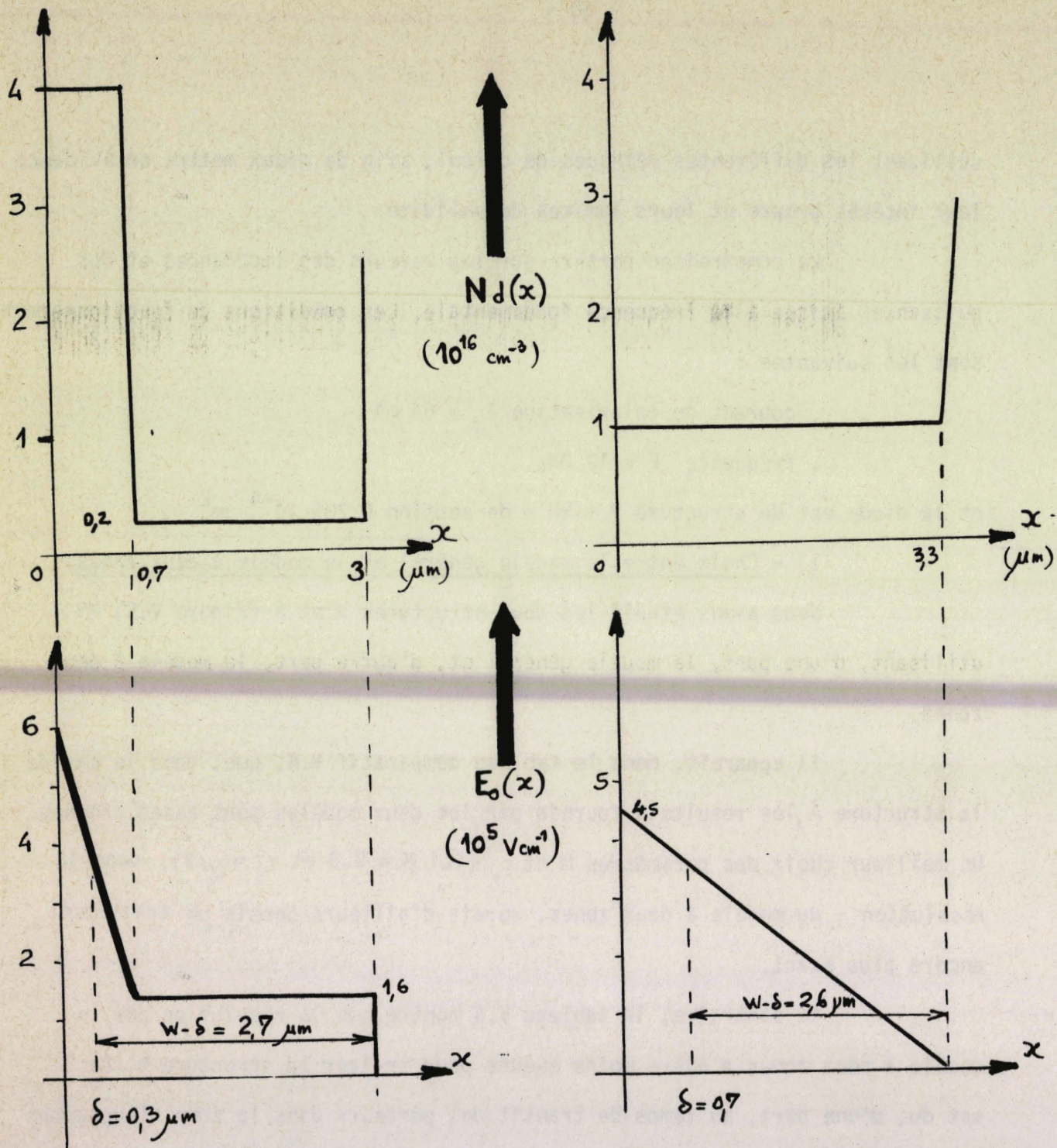
Il apparaît, dans le tableau comparatif V.4, que, dans le cas de la structure A, les résultats fournis par les deux modèles sont assez proches. Un meilleur choix des paramètres M et τ_Y (ici $M = 2,8$ et $\tau_Y = \tau_\delta/9$), dans la résolution du modèle à deux zones, aurait d'ailleurs permis un traitement encore plus exact.

Au contraire, le tableau V.4 montre que la résolution par le modèle à deux zones s'avère moins exacte pour traiter la structure B. Ceci est du, d'une part, au temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche qui devient très important et, d'autre part, à l'inexactitude du modèle dans lequel on admet que l'épaisseur δ de la zone d'avalanche est indépendante des conditions de fonctionnement.

Par conséquent, le modèle à deux zones ne peut fournir de résultats exacts que dans la mesure où la zone d'émission est d'épaisseur faible.

2) - Influence de la modulation de la zone désertée:

Nous avons effectué l'étude numérique des structures A et C, représentées figure V.6, en utilisant le modèle à deux zones. Dans une



STRUCTURE **A**

STRUCTURE **C**

FIGURE V.6 - Profil de dopage et de champ électrique des deux structures (diode à l'Arséniure de Gallium)

	Structure A		Structure C		
	on néglige l'effet de modulation	on en tient compte	on néglige l'effet de modulation	on en tient compte	
Impédance $Z = R + j X$	$R(\Omega)$	-4,5	-4,5	-4,18	-2,77
	$X(\Omega)$	-49,4	-49,4	-56,5	-51,40
Puissance émise $P(W)$	1,244	1,244	1,170	0,775	
Rendement $\eta(\%)$	31	31	19	13	

TABEAU V.5 - Comparaison des résultats obtenus pour les structures A et C .

$(E_1 = 1,4 \cdot 10^5 \text{ V}_{\text{cm}}^{-1})$



première étude, nous avons admis l'absence de modulation de l'épaisseur désertée tandis que, dans une seconde étude, nous en avons tenu compte.

Sur le tableau comparatif des résultats V.5, il apparaît que si l'on peut négliger l'influence de la modulation de largeur, pour la structure A, il n'en est pas de même, dans le cas de la structure C, pour laquelle cette hypothèse conduit à commettre des erreurs importantes (de l'ordre de 25 % sur la valeur de la puissance émise).

Un tel résultat montre qu'il convient de tenir compte de l'effet de modulation dans le cas où le champ électrique statique, dans la zone désertée, a des valeurs inférieures à l'amplitude du champ électrique alternatif.

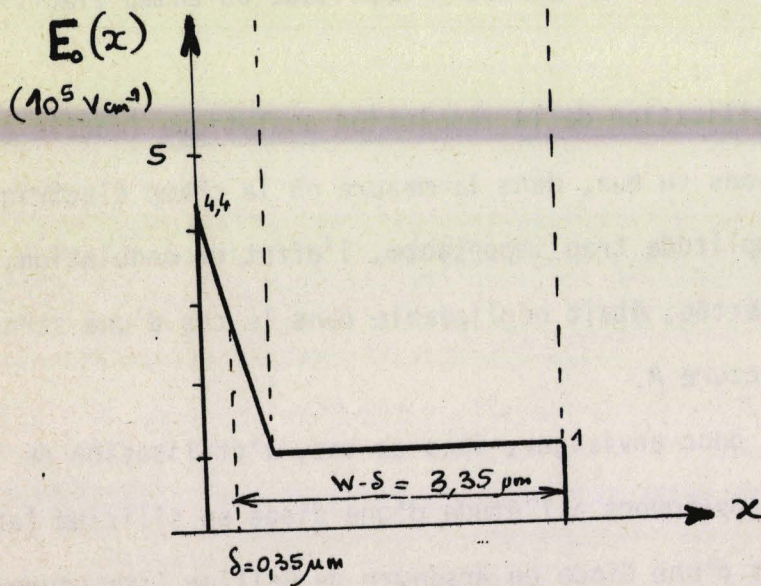
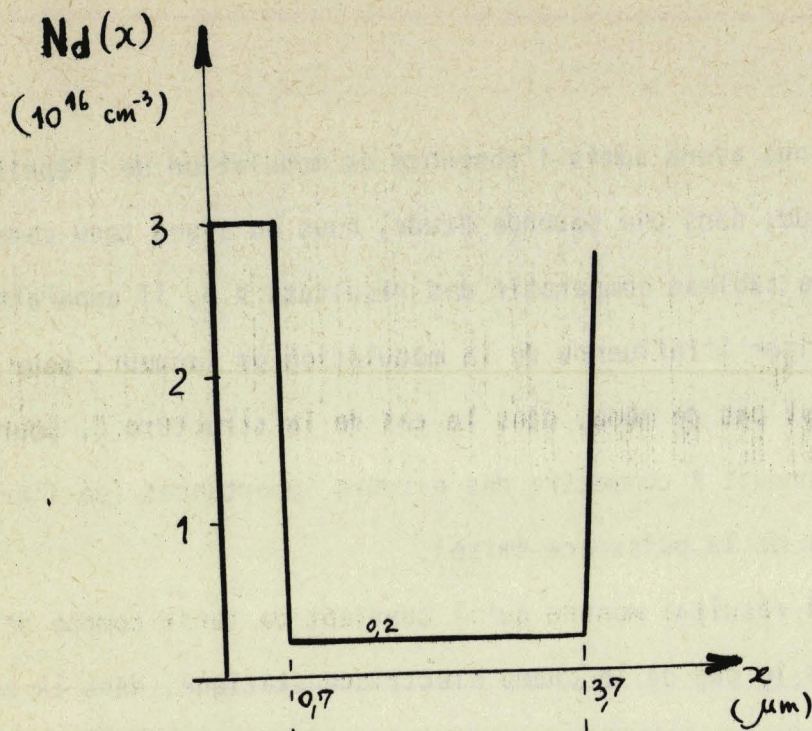
3) - Utilisation de la résolution analytique (modèle à deux zones):

Nous avons vu que, dans la mesure où le champ électrique alternatif n'est pas d'amplitude trop importante, l'effet de modulation, de l'épaisseur de la zone désertée, était négligeable dans le cas d'une structure semblable à la structure A.

On peut donc envisager, dans ce cas, l'utilisation de la résolution analytique. Nous l'appliquons à l'étude d'une diode en silicium (structure D de la figure V.7) et d'une diode en Arsénure de Gallium (structure A de la figure V.6).

- Cas d'une diode en silicium (*)

Nous donnons, dans le tableau comparatif V.6, les résultats obtenus, d'une part, à l'aide de la résolution numérique et, d'autre part, grâce au calcul analytique. Il apparaît que, si la résolution analytique donne des résultats sensiblement exacts, en ce qui concerne le module du courant d'injection, il n'en est pas de même pour la phase d'injection et, par conséquent, pour la puissance électrique dissipée. (Ainsi, pour $y = 12$, l'erreur sur la phase d'injection est de 4 % et s'accompagne d'une erreur de 7 % sur la puissance dissipée).



STRUCTURE **D**

FIGURE V.7 - Structure D de la diode en silicium.
 $(v_p = 0,85 \cdot 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1})$



E_{a1} (10^5 V. cm $^{-1}$)	Résolution analytique					Résolution numérique		
	y	I_{cal} (mA)	ψ_1 (°)	P_e (mw)	P_e (mw) *	I_{cal} (mA)	ψ_1 (°)	P_e (mw)
0,05	0,76	45,6	- 90	+ 13,80	+ 13,80	45,42	- 89,78	+ 14,68
0,1	1,52	77	- 89,4	+ 26,95	+ 26,73	76,88	- 89,17	+ 28,31
0,2	3,04	104	- 87,1	- 23,45	- 26,32	104	- 87,29	- 24,71
0,3	4,56	113	- 86,4	-130,10	-135,92	112,8	- 85,1	-131
0,4	6,08	117	- 84,8	-248,30	-260	116,9	- 82,89	- 248,50
0,5	7,6	119,5	- 83,2	-373,50	-392,82	119,1	- 80,72	-365,7
0,6	9,12	121,5	- 81,1	-495,04	-525,81	120,6	- 78,63	-478,9
0,8	12,16	123,5	- 77,6	-733,31	-791,20	122,4	- 74,71	-688,8

* cas des formules simplifiées

TABLEAU V.6 - Comparaison des résultats, fournis par les deux résolutions, pour le silicium.



E_{a1} ($10^5 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$)	Résolution analytique			Résolution numérique	
	y	I_{ca1} (mA)	$P_{e(mw)}$	I_{ca1} (mA)	$P_{e(mw)}$
0,1	0,56	34,6	14,1	34,62	13,3
0,2	1,12	64	56,5	62,54	54,0
0,4	2,24	94,1	208	94,0	203,2
0,8	4,5	112,5	609	112,8	605,3
1	5,6	115,5	820	116,08	818,5
1,2	6,72	118	1040	118,2	1034

TABLEAU V.7 - Comparaison des résultats pour l'Arséniure de Gallium.



Ceci s'explique par le fait que la résolution analytique est exacte, en ce qui concerne la non linéarité de courant, mais n'est qu'approchée en ce qui concerne la non linéarité du taux d'ionisation. Par ailleurs, on observe que les écarts, entre les deux résolutions, sont faibles à faible niveau puis croissent lorsque le niveau devient plus important. Ceci confirme l'interprétation précédente.

Remarque 1 - Nous donnons, dans le tableau V.6, les puissances calculées à partir des formules analytiques simplifiées du chapitre III (III.22 et III.23, III-24). Il apparaît que l'utilisation de ces formules introduit des erreurs relativement importantes lorsque le champ électrique alternatif est d'amplitude importante (14 % pour $E_{a1} = 0,8 \cdot 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$).

Remarque 2 - Le cas étudié illustre la possibilité de déclenchement d'une oscillation (apparition d'une résistance négative) grâce à l'application d'un champ électrique d'amplitude suffisamment importante.

- Cas d'une diode à l'Arseniure de Gallium (*)

Nous avons effectué la même étude comparative, entre les résultats fournis par la résolution numérique et la résolution analytique, dans le cas d'une diode en Arseniure de Gallium.

Il apparaît, sur le tableau V.7, que les résultats fournis par les deux méthodes sont très voisins, tant pour la valeur du courant de conduction que pour la puissance électrique dissipée, et quel que soit la valeur du paramètre γ . Signalons que nous n'avons pas indiqué la valeur de la phase d'injection ψ_1 car elle reste toujours très voisine de $-\pi/2$.

Une telle concordance, entre les résultats donnés par les deux méthodes, s'explique par la présence d'une seule non linéarité, dans le cas de

(*) Signalons que, dans la résolution analytique, le calcul des formules a été effectué à la règle à calcul ce qui est susceptible d'introduire une erreur de quelques pour cent dans les valeurs indiquées.

l'Arséniure de Gallium, puisque la dérivée seconde du taux d'ionisation est de valeur très faible (tableau II.2). Il en résulte que la résolution analytique est, dans ce cas, parfaitement exacte. Par ailleurs, signalons que l'on peut utiliser les formules simplifiées du chapitre III (III.22, III.23 et III.24) sans commettre d'erreur appréciable.

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

(CHAPITRE V)

- [1] D.L. SCHARFETTER and H.K. GUMMEL IEEE trans on elect. Devices, vol. ED 16 N° 1, janv. 1969.
- [2] MISAWA Solid state electr., vol. 14, 1971
- [3] Contrat : Centre National d'Etudes Spatiales rapport n° 71-254, déc. 1971.
- [4] G. VAESKEN Thèse doctorat 3è cycle, LILLE, 1970.
- [5] PRIBETICH Thèse doctorat 3è cycle, LILLE, 1971.
- [6] W.E. SCHROEDER and G.I. HADDAD Proc. IEEE, vol. 61 N° 2, Fév. 1973.

INTRODUCTION

Nous avons présenté précédemment, au chapitre V, les différentes méthodes de résolution, tant numériques qu'analytiques, qui sont utilisables pour étudier le fonctionnement des diodes à avalanche et à temps de transit.

Nous nous proposons, maintenant, de décrire les propriétés fondamentales de ces dispositifs, en nous efforçant de mettre en évidence les mécanismes responsables du fonctionnement.

La connaissance de ces résultats fondamentaux nous permettra, ensuite, de prévoir le comportement des oscillateurs et des multiplicateurs de fréquence réalisés à partir d'une diode à avalanche et à temps de transit.

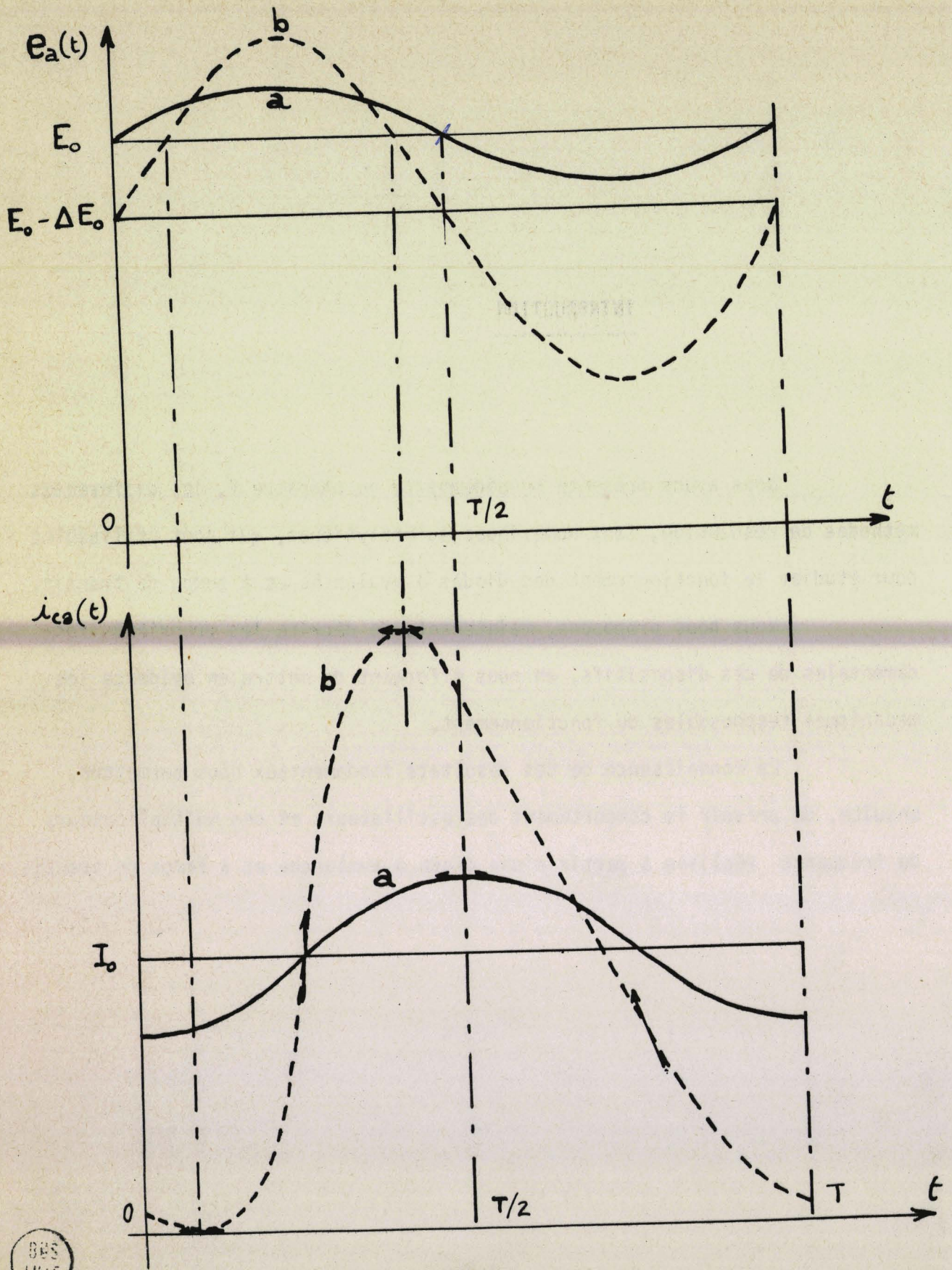


Figure VI-1 - Configuration temporelle du courant de conduction pour une amplitude, faible puis forte, du champ électrique alternatif.

VI - I - Résultats fondamentaux:

Introduction -

Afin de mieux comprendre le fonctionnement des diodes à avalanche et à temps de transit, nous utilisons le modèle à deux zones pour l'étude théorique. En outre, nous employons une méthode de résolution numérique pour permettre une étude précise même en régime fortement non linéaire.

Comme nous l'avons vu précédemment (chapitre IV), les propriétés des diodes dépendent énormément des caractéristiques de l'injection c'est-à-dire de la configuration temporelle du courant de conduction $i_{ca}(t)$ injecté dans la zone de transit. Par conséquent, la plus grande partie de notre étude concerne la zone d'émission.

VI - I - I - Etude de la zone d'émission:

Rappelons que, dans le cas où le champ électrique alternatif, dans la zone d'émission, est sinusoïdal, d'amplitude relativement faible, le régime de fonctionnement est quasi-linéaire et le courant de conduction est sinusoïdal (figure VI-1 a).

Si l'amplitude du champ électrique croît, le régime devient non linéaire et le courant de conduction n'est plus sinusoïdal (figure VI-1 b). La décomposition en série de Fourier du courant fait alors apparaître l'existence de nombreuses composantes harmoniques. En particulier, si l'amplitude du champ électrique devient très importante, le courant de conduction tend à se présenter sous la forme de pics, analogues à des fonctions de Dirac, et les amplitudes des composantes harmoniques tendent vers une limite égale à deux fois la valeur du courant de polarisation I_0 .

Nous nous intéressons essentiellement, au cours de ce travail, à la composante fondamentale du courant de conduction, puisque c'est la plus importante, et nous la caractérisons par son module I_{ca1} et sa phase ψ_1 (en prenant pour référence la phase du champ électrique).

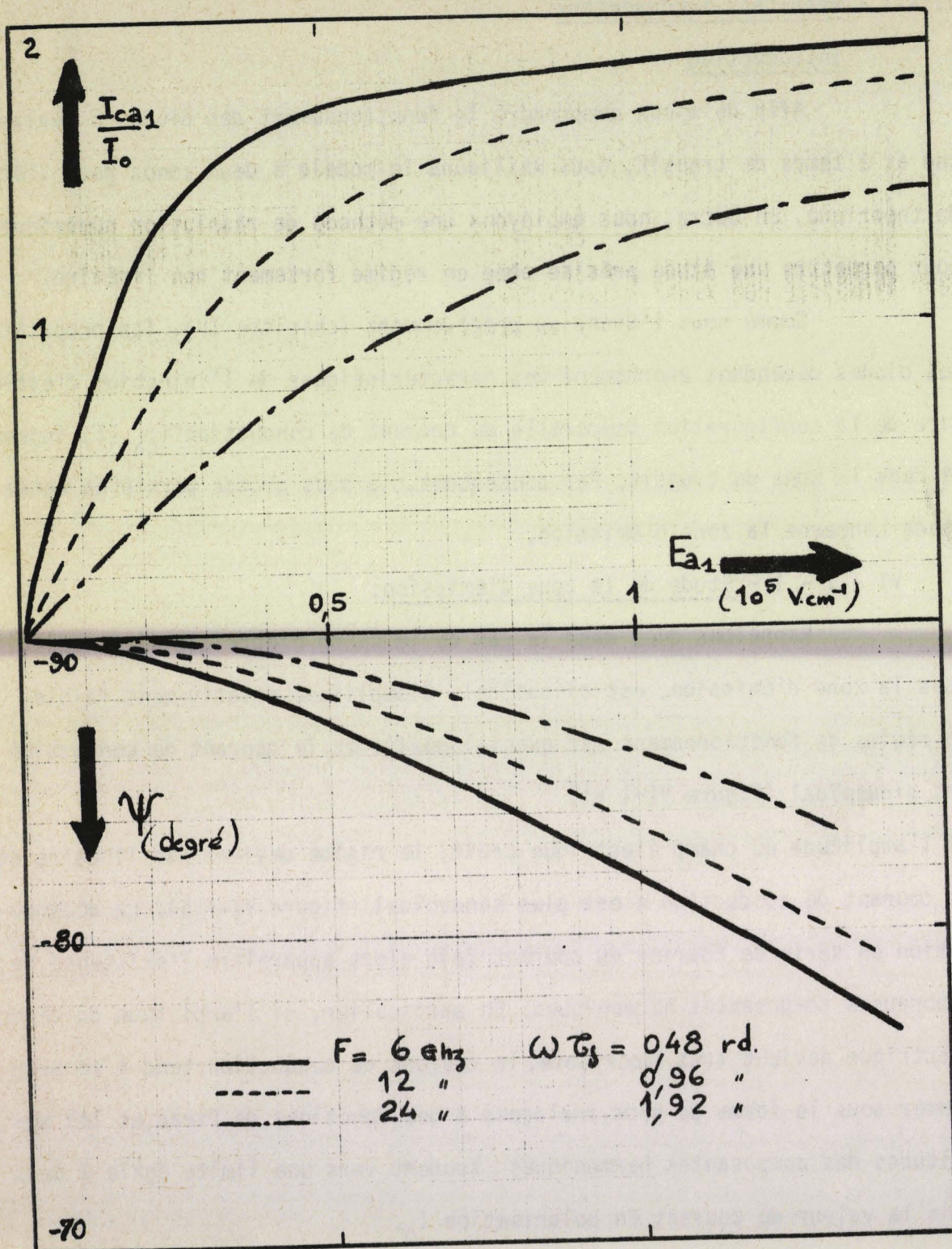


Figure VI.2:- Influence de l'amplitude du champ électrique alternatif sur la composante fondamentale du courant de conduction. (Arséniure de Gallium, $\delta = 0,83 \mu\text{m}$).

Rappelons, à ce propos, que les performances en oscillateur (expression III-22 de la puissance) seront d'autant plus intéressantes que I_{ca1} et $|\psi_1|$ seront plus grands (avec $\psi_1 < 0$).

Nous allons étudier l'influence des différents paramètres, sur les caractéristiques de l'injection (I_{ca1} et ψ_1), essentiellement en régime de champ électrique sinusoïdal.

1/ - Influence de l'amplitude E_{a1} du champ électrique :

Nous avons tracé, figure VI-2, les courbes d'évolution, du module I_{ca1} et la phase ψ_1 , de la composante fondamentale du courant de conduction en fonction du champ électrique.

Ces courbes appellent les remarques suivantes :

- La phase ψ_1 est voisine de $-\frac{\pi}{2}$, à faible niveau, puis se rapproche de zéro lorsque l'amplitude E_{a1} du champ électrique croît.
- L'amplitude I_{ca1} croît, tout d'abord, linéairement en fonction de E_{a1} puis tend vers une limite, égale à $2 I_0$, à fort niveau.
- Les évolutions observées sont d'autant plus rapides que le produit $\omega\tau_s$ est plus faible.

On justifie aisément ces évolutions en considérant l'équation de READ (II-30). Il apparaît que le temps d'établissement de l'avalanche est d'autant plus court que le champ électrique est d'amplitude plus élevée et la valeur de τ_s plus faible.

REMARQUE 1:- Comme le montre les courbes de la figure VI-3, le courant de conduction comporte de nombreuses composantes harmoniques même dans le cas où le champ électrique est sinusoïdal (possibilité d'utilisation des diodes à avalanche en multiplicateur de fréquence). L'amplitude des diverses composantes croît avec l'amplitude du champ électrique et semble tendre vers une limite égale à deux fois le courant de polarisation I_0 .

2/ - Influence d'une composante harmonique du champ électrique :

La présence d'une composante harmonique, de la fréquence fondamentale, dans la dépendance temporelle du champ électrique se manifeste par une modification profonde à la fois de ψ_1 et de I_{ca1} .

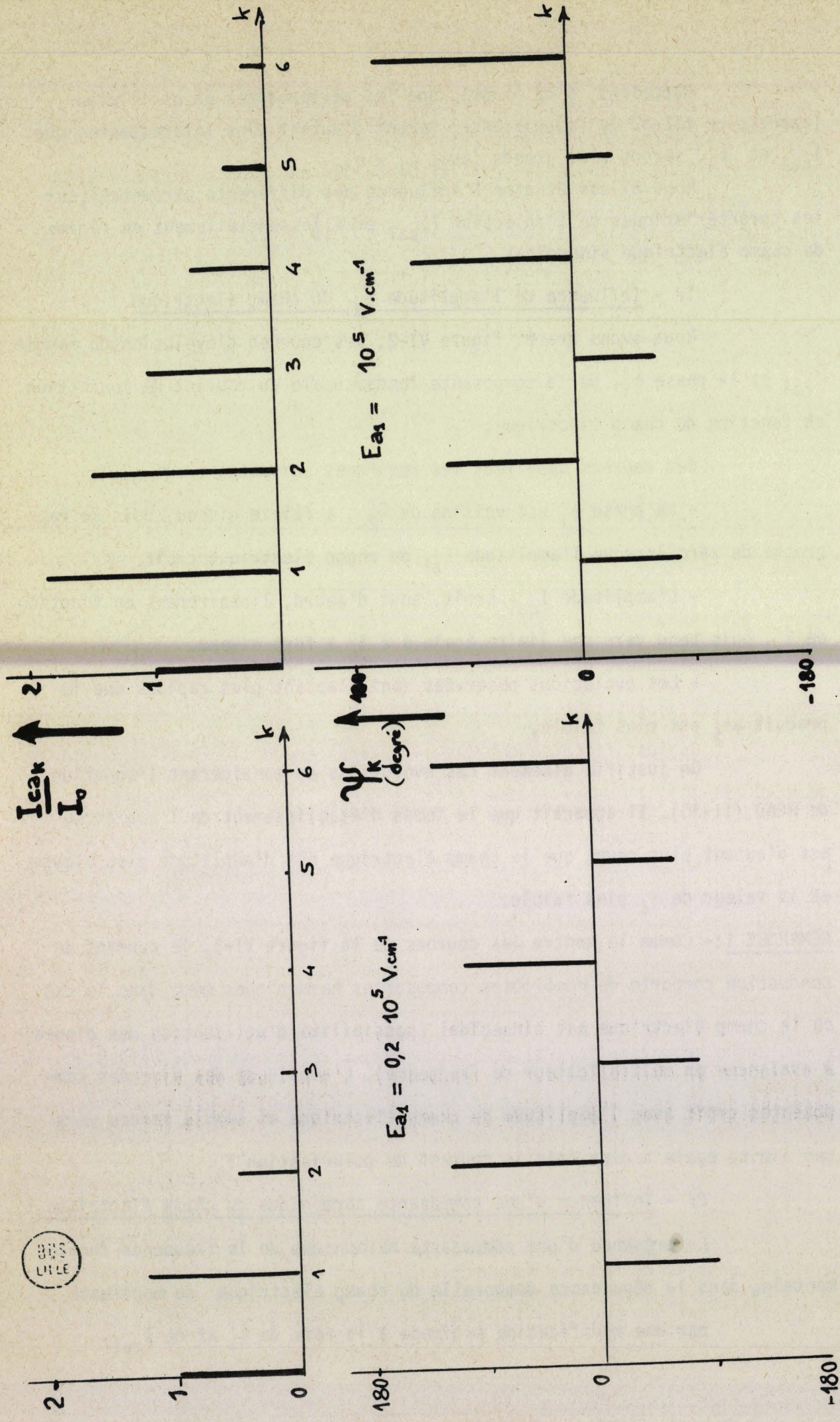


Figure VI.3: - Composantes harmoniques du courant de conduction.
 (As Ga - $F = 6 \text{ GHz} - \omega\tau\delta = 0,48 \text{ rad} - \delta = 1,93 \mu$)

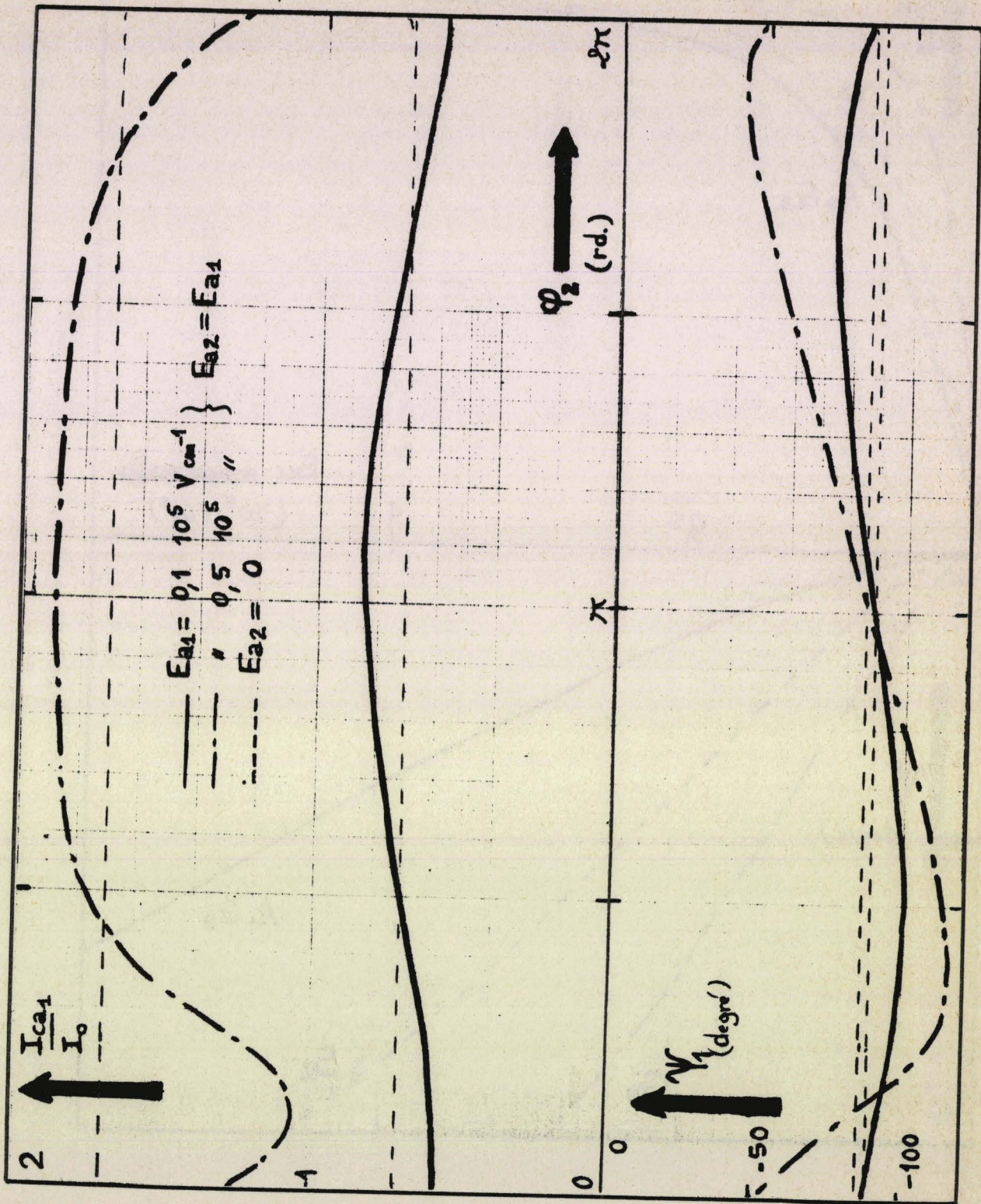


Figure VI-4 - : Influence d'un champ harmonique 2 sur la composante fondamentale du courant de conduction.
 (A_δ Ga - F = 6 GHz - $\omega\tau\delta = 0,48$ - $\delta = 0,83 \mu\text{m}$).

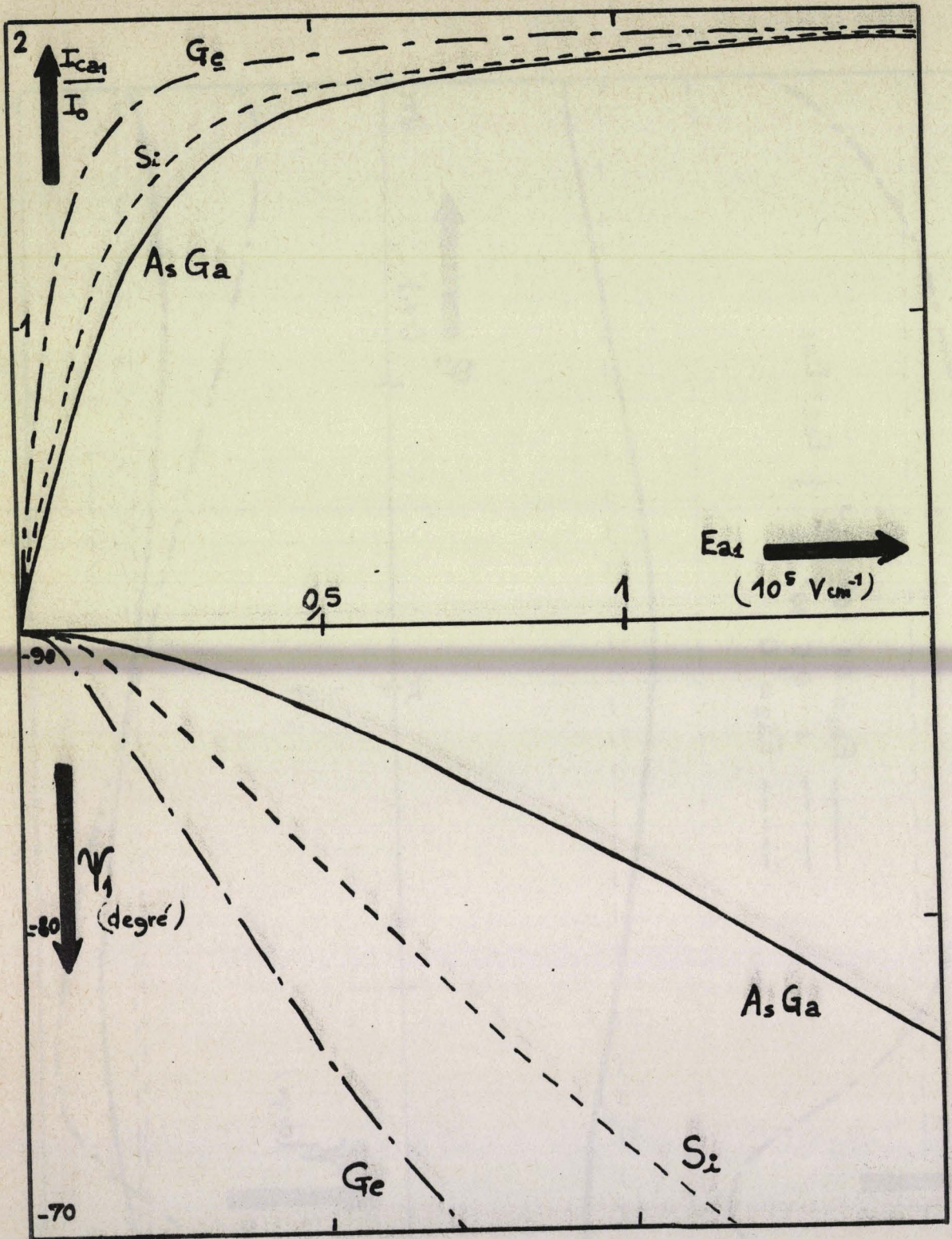


Figure VI-5 : Influence du matériau sur la composante fondamentale du courant de conduction ($F = 6 \text{ GHz}$ $\omega\tau\delta = 0,48 \text{ rd}$ $\left. \begin{array}{l} \delta = 0,83 \mu\text{A}_s \cdot G_a \text{ et } G_e \\ \text{" } 1,15 \mu\text{S}_i \end{array} \right\}$).

Comme le montre, la figure VI-4, le sens des variations dépend de la phase de la composante harmonique ; l'importance de la modification apportée, croît avec l'amplitude de la composante harmonique.

REMARQUE 1:- L'existence d'une composante de fréquence sous harmonique s'accompagnerait d'une modification similaire de la composante fondamentale du courant de conduction. Nous avons été les premiers à signaler cet effet [1] [2].

3/ - Influence du matériau :

La rapidité d'évolution de la phase d'injection ψ_1 , avec l'amplitude du champ électrique, dépend du type de matériau utilisé comme le montre la figure VI-5. Elle est beaucoup plus importante (effet défavorable) pour le silicium et le germanium que pour l'Arséniure de Gallium ce qui est tout à fait normal puisque, pour ce dernier matériau, la dérivée seconde du taux d'ionisation est plus faible (tableau II-2).

REMARQUE:- La courbe VI-6 montre que la variation ΔE_0 du champ électrique continu, à courant constant, (effet de redressement) est plus grand pour le silicium et le germanium que pour l'Arséniure de Gallium, ce qui confirme bien l'interprétation précédente.

4/ - Influence du courant de saturation I_s :

La présence d'un courant de saturation I_s se manifeste essentiellement, comme le montre la figure VI-7, par une diminution de la valeur absolue de la phase d'injection ψ_1 . Cette variation croît avec l'amplitude du champ électrique et la valeur du rapport $\frac{I_s}{I_0}$ comme le prévoit la théorie analytique (formule III-19).

5/ - Influence de la modulation de la vitesse des porteurs :

Dans le cas où la vitesse de déplacement des porteurs, à travers la zone d'injection, dépend de la valeur instantanée du champ électrique, il apparaît une diminution de la valeur absolue de la phase d'injection ψ_1 . C'est ce que montre la figure VI-8 où nous avons considéré, pour simplifier,

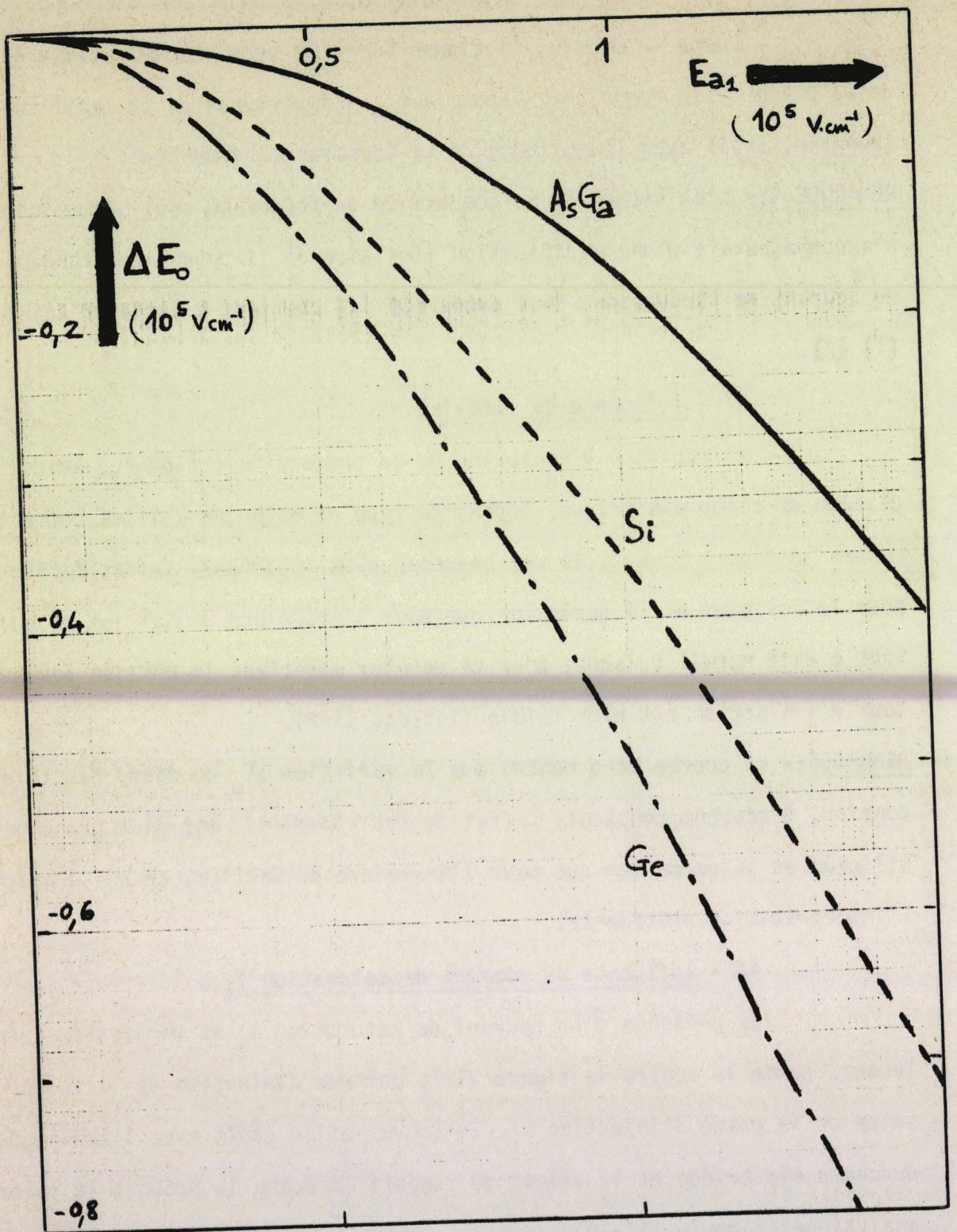


Figure VI.6 : Influence du matériau sur le redressement.

($F = 6 \text{ GHz} - \omega\tau\delta = 0,48 \text{ rd} - \delta = 0,83 \mu \rightarrow \text{AsGa et Ge}$)

" = $1,15 \mu \rightarrow \text{Si}$



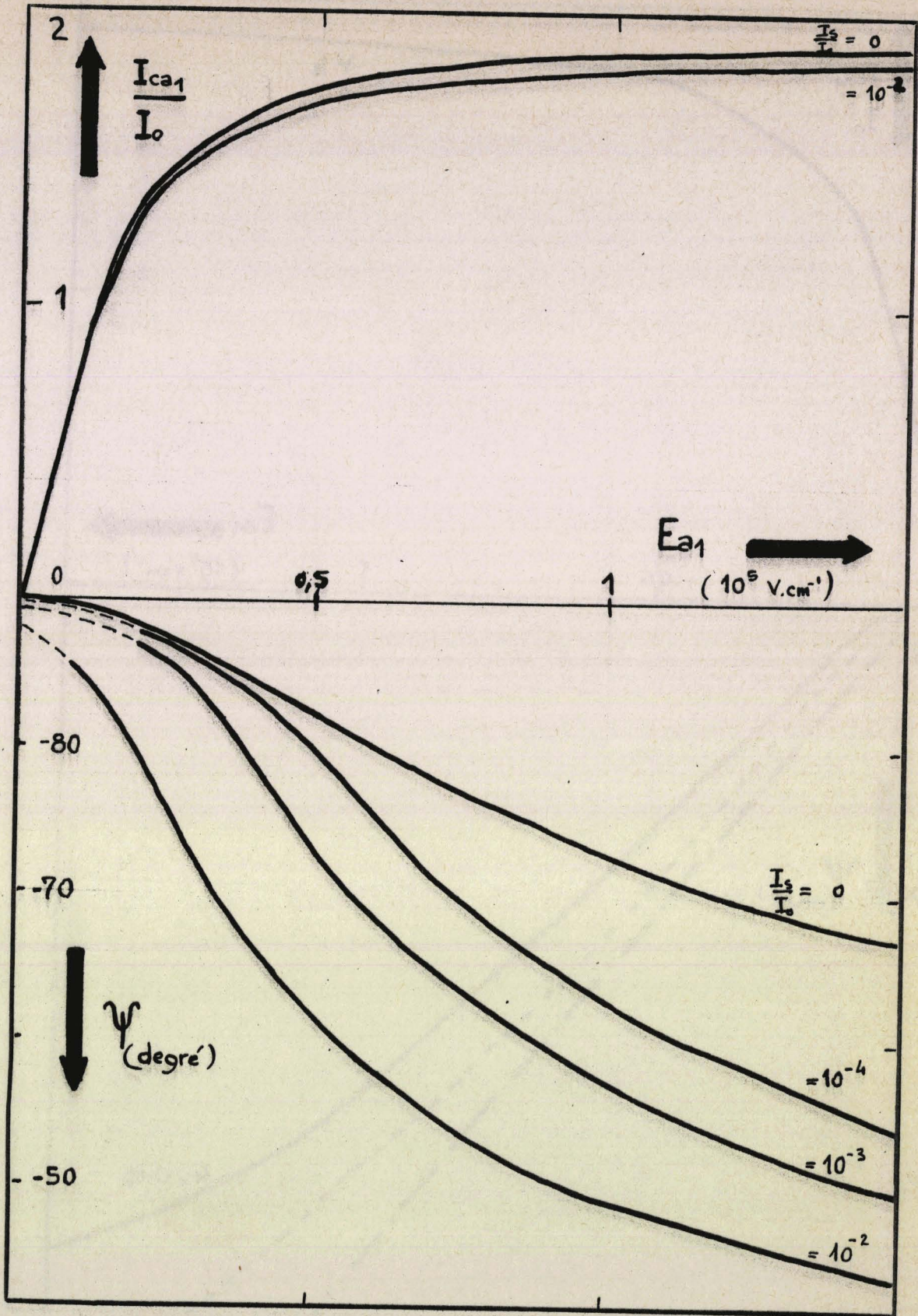
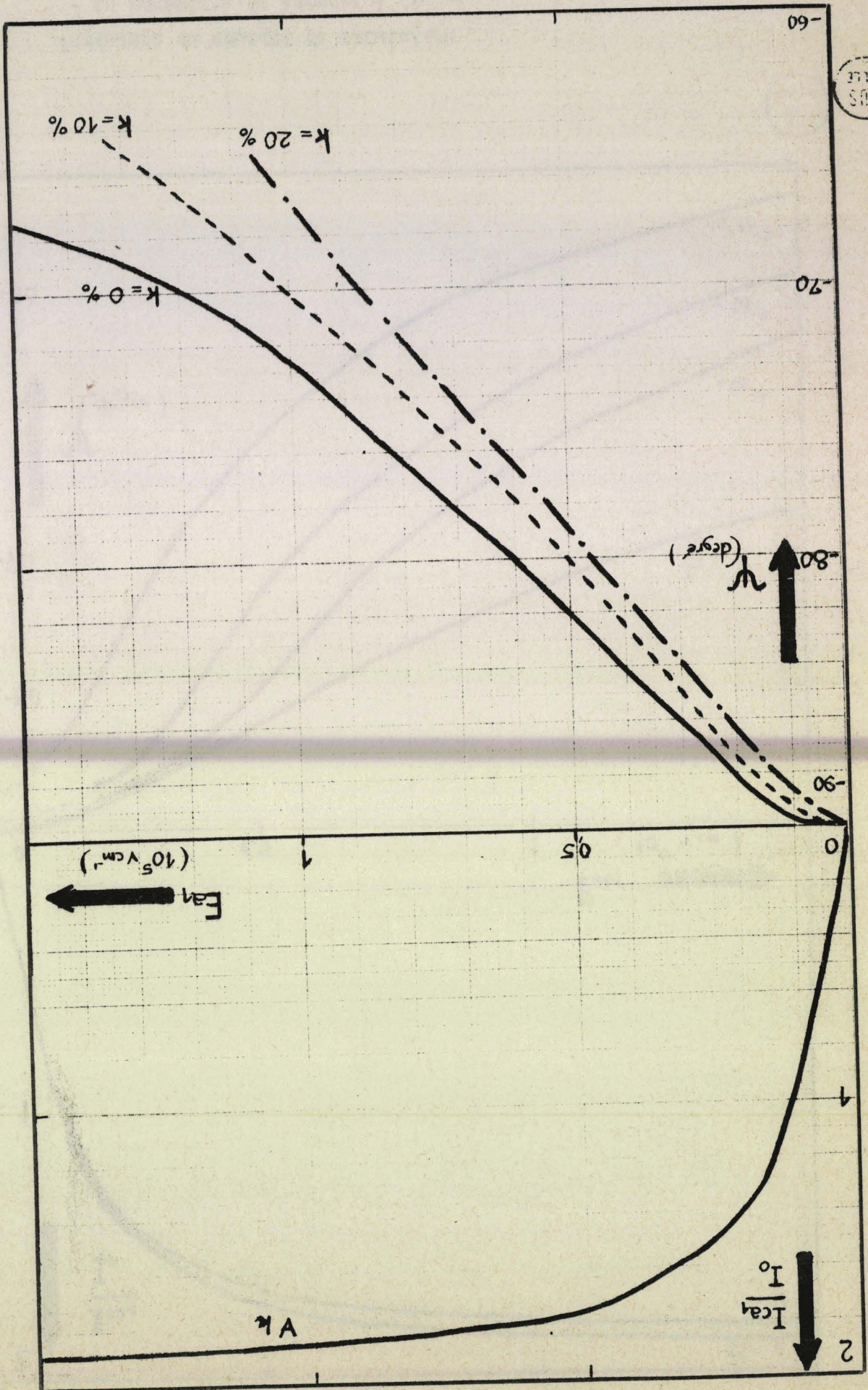


Figure VI.7 : Influence du courant de saturation .

- en paramètre le rapport I_s/I_0 -
(en Silicium - $F = 6 \text{ GHz}$ $\delta = 1,15 \mu\text{m}$ $\omega\tau_\delta = 0,48$ $I_0 = 100 \text{ mA}$)

Figure VI.8 : Influence de la modulation de vitesse.
 (F = 6 GHz - $\delta = 1,15 \mu\text{m-silicium}$)



une loi de dépendance linéaire de la forme :

$$v(E) = v_0 [1 + K \cdot e_a(t)]$$

Remarquons que la modification est d'autant plus importante que la vitesse est plus modulée.

A notre connaissance, un tel effet n'avait jamais été signalé bien qu'il puisse constituer une limitation importante pour l'utilisation des diodes en ondes millimétriques [3].

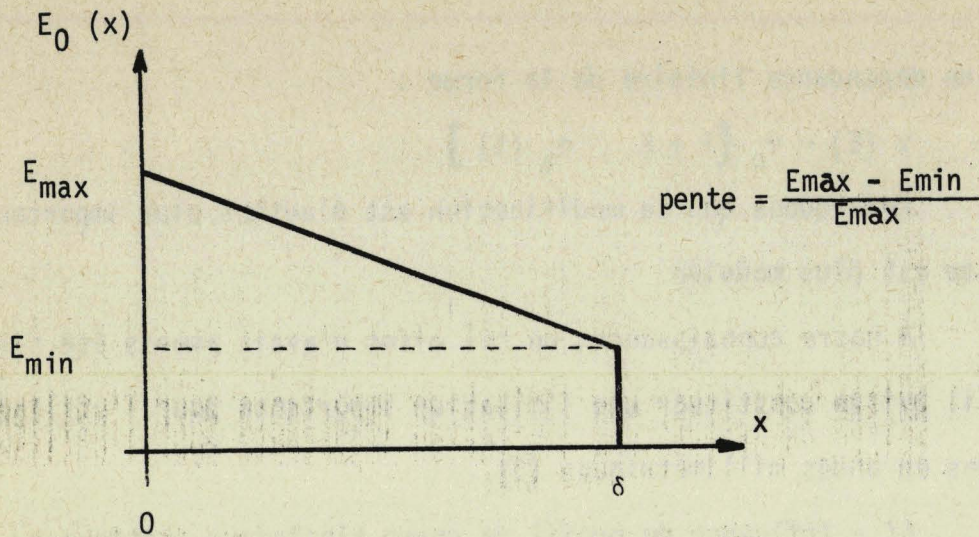
6/ - Influence du profil de champ électrique statique :

Le tableau VI-1 montre que, sauf dans le cas de champ électrique fortement non uniformes, la phase d'injection n'est pas modifiée de façon déterminante et on peut négliger, en première approximation, l'influence de la non uniformité.

Signalons que cet effet se manifeste, par contre, par une modification sensible des composantes du courant de conduction d'ordre élevé.

7/ - Conclusion:

Nous résumons, dans le tableau récapitulatif VI.2, les diverses influences que nous avons étudiées. Afin de mieux dégager l'importance respective de chacun des effets, nous les avons étudiés séparément. Cependant, il est évident qu'une étude complète du fonctionnement nécessite de tenir compte de l'existence simultanée des différents effets.



épaisseur δ		pente \rightarrow			
			nette	50 %	75 %
		E_{\max} (10^5 V.cm^{-1})	4,21	5,34	5,95
$\delta=0,83\mu$	$\left \frac{I_{\text{cal}}}{I_0} \right $		1,855	1,821	1,773
$(\omega\tau_\delta=0,48)$	ψ_1		- 81;92	- 82;98	- 85;13
		E_{\max} (10^5 V.cm^{-1})	4,85	6,29	7,11
$\delta=0,415\mu$	$\left \frac{I_{\text{cal}}}{I_0} \right $		1,897	1,877	1,842
$(\omega\tau_\delta=0,24)$	ψ_1		- 86;40	- 85;96	- 86;91

Tableau VI.1 - Influence de la non uniformité du champ électrique statique sur les caractéristiques de l'injection.

($E_{a1} = 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$, $F = 6\text{GHz}$, Arséniure de Gallium.)



↑ grandeurs d'influence	↑ grandeurs caractéristiques	I_{ca1} (mA)	φ_1 (degré)	g_1 (1)	b_1 (1)	$ \Delta E_0 $ (4)	P absorbée (5)
<div style="border: 1px solid black; padding: 5px; display: inline-block;"> Conditions de fonctionnement (3) </div>	I_0 (courant de polarisation)	(I_0)	-	(I_0)	(I_0)	- (2)	(I_0)
	E_{a1} (amplitude champ freq. fondamentale)	$2I_0$	$(\approx E_{a1})$ -90°	$(\approx E_{a1})^2$	$(\approx E_{a1})^{-1}$	$(\approx E_{a1})^2$	$(\approx E_{a1}^2)$
	I_s (courant de saturation)		$(\approx \frac{I_s}{I_0})$ -90°	$(\approx \frac{I_s}{I_0})$	-	$(\approx \frac{I_s}{I_0})$	
<div style="border: 1px solid black; padding: 5px; display: inline-block;"> Matériau </div>	modulation de vitesse		-90°		-		
	α' (dérivée première)		-		$(\approx \alpha')$	$(\frac{1}{\alpha'})$	
	α'' (seconde)		$(\approx \alpha'')$ -90°	$(\approx \alpha'')$	-	(α'')	

Tableau VI.2 - Sens d'évolution des grandeurs caractéristiques en fonction des grandeurs d'influence. (la loi d'évolution est souvent indiquée).

- (1) Partie réelle g_1 et imaginaire b_1 de l'admittance de la zone d'émission.
- (2) Variation nulle si $\tau_Y = 0$ et si ΔE_0 représente la modification du champ due à E_{a1}
- (3) Nous considérons le cas des régimes violemment non linéaires.
- (4) Effet de redressement sur le champ continu moyen.
- (5) Puissance électrique alternative dissipée.



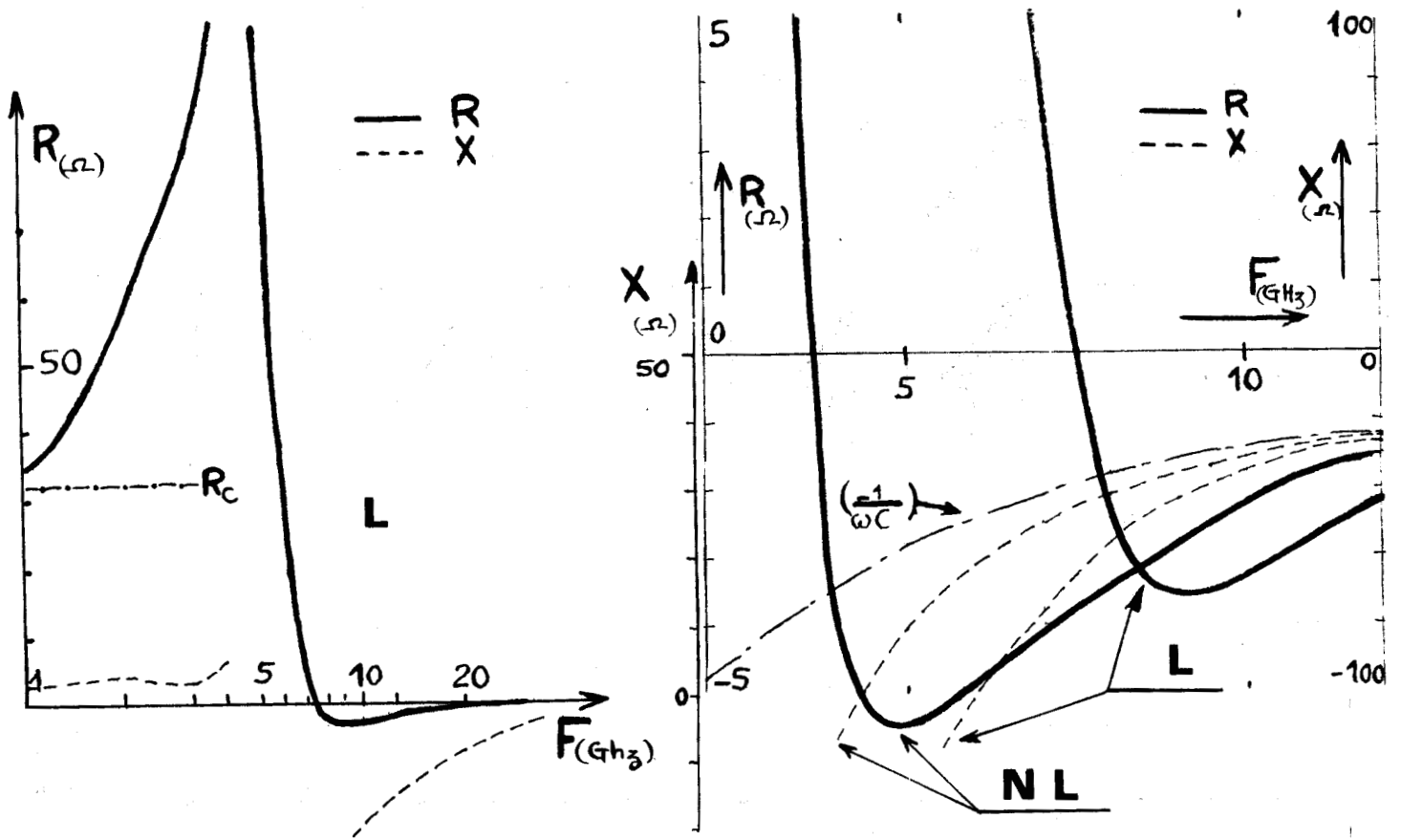


Figure VI.9 : Impédance, en fonction de la fréquence, pour deux champs électriques dans la zone d'avalanche : $Ea_1 = 1000 \text{ V.cm}^{-1}$ (L) et $Ea_2 = 50000 \text{ V.cm}^{-1}$ (NL).

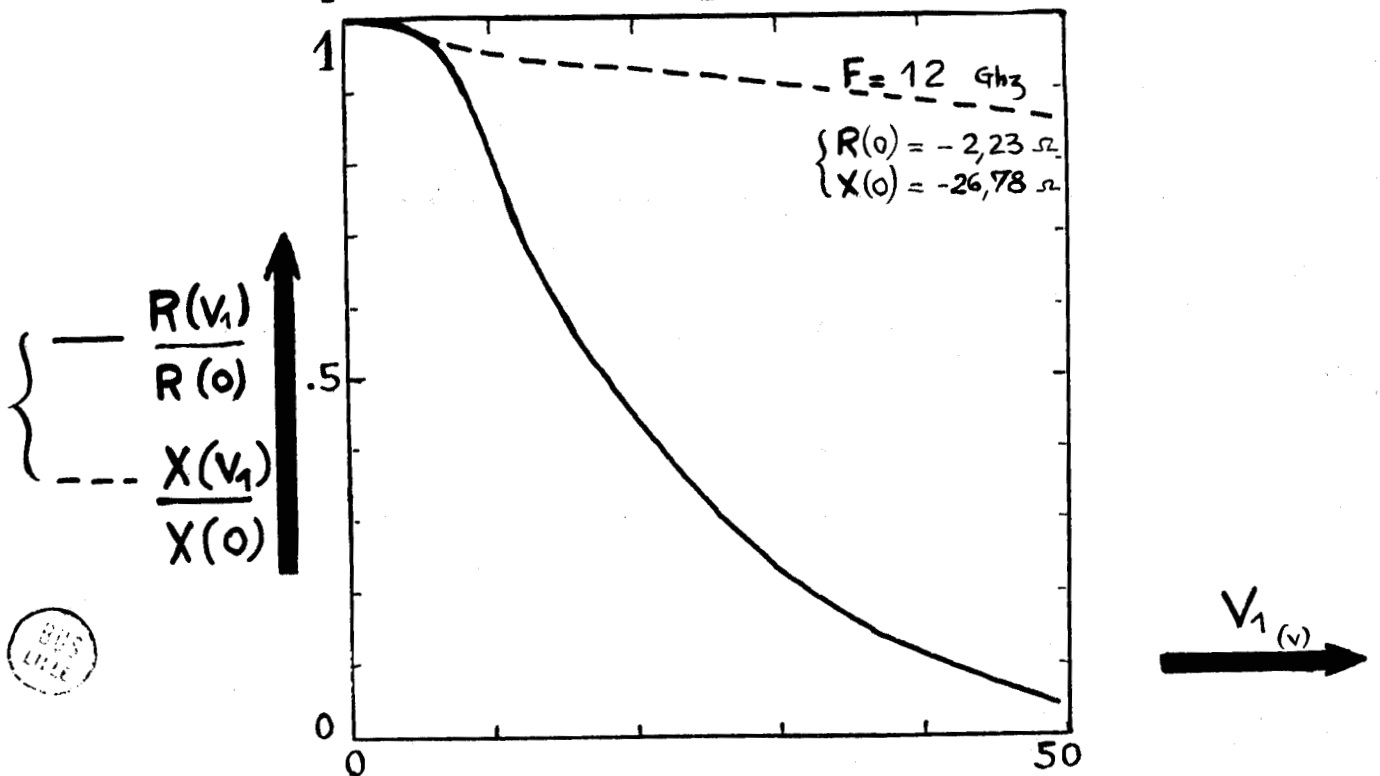


Figure VI.10:- Influence de l'amplitude V_1 de la tension alternative aux bornes de la diode. (diode 78 Z6 - $\delta = 0,64 \mu\text{m}$ - $W = 2,7 \mu\text{m}$ - $S = 1,37 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ - $J_0 = 570 \text{ A.cm}^{-2}$; Structure $p^+ n n^+$ - dop. $1,15 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ - $V_0 = 55 \text{ v}$).

VI - I - 2 - Etude de la diode complète :

Comme le montre les figures VI-9 et VI-10, la résistance négative, présentée par la diode complète, dépend, d'une part, de l'amplitude de la composante fondamentale du champ électrique et, d'autre part, de sa fréquence. On observe que :

- pour une fréquence supérieure à la fréquence d'avalanche, la résistance, présentée par la diode, est négative et son module décroît lorsque l'amplitude croît (car ψ_1 décroît et surtout β_1^2 diminue).

- pour une fréquence inférieure à la fréquence d'avalanche, la diode présente une résistance positive mais qui peut redevenir négative si l'on soumet la diode à l'action d'un champ électrique suffisamment important. En effet, la fréquence d'avalanche est une fonction du niveau (formule III-11) et peut devenir inférieure à la fréquence d'utilisation (effet de déclenchement).

VI - 2 - Conséquences pratiques :

Nous avons vu que le caractère non linéaire, du fonctionnement de la zone d'émission, avait pour conséquence l'existence de nombreuses composantes harmoniques dans le courant de conduction (même si le champ électrique alternatif est parfaitement sinusoïdal). Il est donc permis d'envisager l'utilisation de diodes à avalanche comme multiplicateurs de fréquence (transfert de puissance entre fréquences harmoniques).

Par ailleurs, nous avons montré que, sous certaines conditions, l'ensemble de la diode présentait une résistance négative et était donc susceptible de générer une certaine puissance électrique en hyperfréquences. Il semble donc possible d'utiliser une diode à avalanche et à temps de transit en oscillateur hyperfréquence (transfert de puissance du continu en hyperfréquence).

Nous nous proposons, dans ce chapitre, de mettre en évidence les principales caractéristiques que présenteront ces deux dispositifs en utilisant les résultats de l'étude précédente.

Une étude plus complète, consacrée à la recherche, sur ordinateur, des conditions optimales de fonctionnement sera effectuée dans la seconde partie de ce travail.

VI - 2 - I - Utilisation en oscillateur hyperfréquence:

VI - 2 - I - I - Principe:

Une diode à avalanche et à temps de transit, étant équivalente à un dipôle constitué d'une résistance négative R_1 (lorsque la fréquence d'utilisation est supérieure à la fréquence d'avalanche) en série avec une réactance X_1 , peut être utilisée en oscillateur selon le schéma de principe de la figure VI-11.

Lors de la mise en service de l'oscillateur, la tension électrique alternative V_1 est d'amplitude très faible et la diode présente une résistance négative importante. Dans ces conditions, l'amplitude V_1 des oscillations croît et la résistance de la diode décroît jusqu'à ce que les deux conditions suivantes soient remplies simultanément (*) (régime périodique):

$$\Sigma R = R_1 (V_1, \omega, I_0) + R_S + R_U = 0 \quad (VI-1)$$

$$\Sigma X = X_1 (V_1, \omega, I_0) + X_U = 0 \quad (VI-2)$$

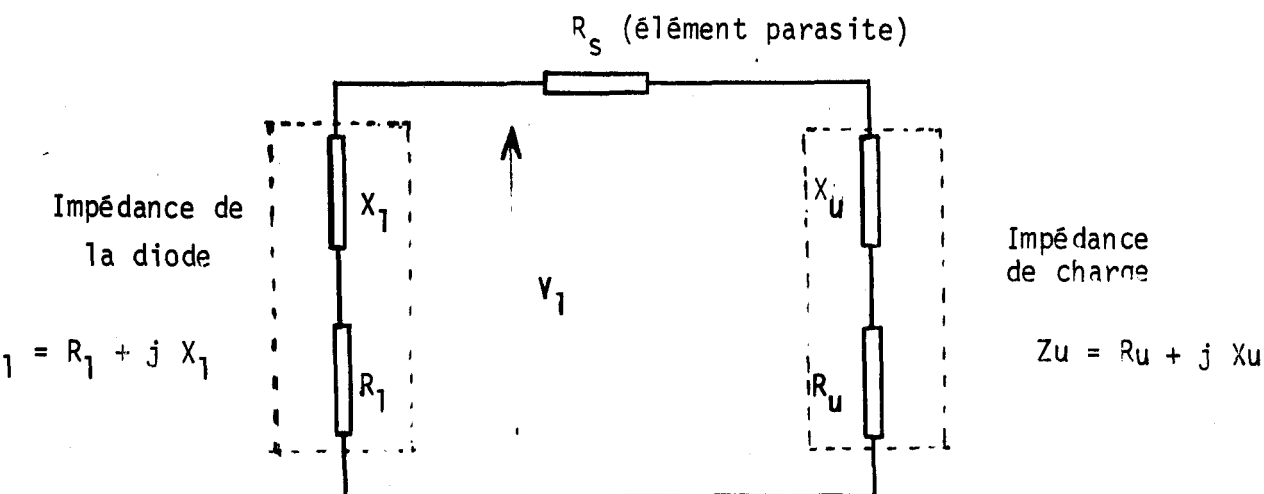


Figure VI-11 - Schéma électrique d'un oscillateur.

(*) Le démarrage des oscillations n'est donc possible que si :

$$R_u < - \left[R_S + \lim_{V_1 \rightarrow 0} R_1 (V_1, \omega, I_0) \right]$$

La résistance R_S représente toutes les dissipations d'énergie localisées, d'une part, dans la diode et, d'autre part, dans le circuit extérieur.

Les performances, auxquelles on s'intéresse, en oscillation, sont essentiellement : la puissance émise P_e , le rendement η_e et la fréquence F . Rappelons l'expression analytique de la puissance P_e , émise à la fréquence fondamentale:

$$P_e = \frac{V_0(1-\cos\theta)}{2\omega} E_{a1} I_{ca1} (\sin\psi_1 + \beta_1)^2 \left[1 + \xi \frac{\sin\theta + \frac{\omega\delta}{V_0}}{1 - \cos\theta} \right] \quad (\text{VI-3})$$

$$\text{avec } \xi = \frac{\cos\psi_1}{\sin\psi_1 + \beta_1^2}$$

Le rendement η_e , à l'émission, correspond au rapport de la puissance émise P_e et de la puissance continue dissipée P_o :

$$\eta_e = K \frac{I_{ca1}}{2 I_o} \left(1 - \frac{\delta}{w}\right) \frac{1-\cos\theta}{\theta} (\sin\psi_1 + \beta_1)^2 \left[1 + \xi \frac{\sin\theta + \frac{\omega\delta}{V_0}}{1 - \cos\theta} \right] \quad (\text{VI-4})$$

où $K = \frac{w \cdot E_{a1}}{V_0}$ est le facteur de modulation et $P_o = V_o \cdot I_o$

La puissance utile P_u (ou le rendement utile η_u) diffère de P_e (ou η_e) à cause de la présence de la résistance série R_S . On a la relation suivante :

$$\frac{P_u}{P_e} = \frac{\eta_u}{\eta_e} = \left(1 + \frac{R_S}{R_1}\right) \quad \text{avec } R_1 < 0 \quad (\text{VI-5})$$

Il apparaît, dans les formules précédentes, que les performances dépendent, d'une part, de la constitution de la diode (profil de dopage, dimensions géométriques, matériau, paramètres thermiques etc...) et, d'autre part, des caractéristiques du fonctionnement (courant de polarisation I_o , impédance de charge Z_u) dont nous allons envisager l'influence.

REMARQUE 1: - Les différents régimes sont obtenus par modification de l'impédance d'utilisation $Z_u = R_u + j X_u$. Ainsi, on peut admettre que la valeur de X_u impose la fréquence d'oscillation tandis que celle de R_u détermine la

puissance produite. En effet, la réactance de la diode dépend peu de la valeur de V_1 , tandis que la résistance négative y est fortement liée (Chap. III).

REMARQUE 2 :- En pratique, lors du fonctionnement en oscillateur, on observe que la fréquence des oscillations dépend peu de la valeur du courant de polarisation I_0 . On peut expliquer ce phénomène en observant que les deux équations précédentes (VI-1 et VI-2) peuvent être satisfaites ensemble à fréquence fixe, quand I_0 varie, si le terme β_1^2 reste constant (solution "self consistante"). Comme β_1^2 dépend à la fois de I_0 et de l'amplitude E_{a1} du champ électrique alternatif, il en résulte que ce dernier varie lorsque l'on modifie I_0 (d'après l'expression III-25 de β_1^2 , l'amplitude E_{a1} croît lorsque le courant I_0 croît).

VI - 2 - I - 2 - Influence des paramètres caractéristiques de la diode :

Ils sont liés, d'une part, aux dimensions géométriques de la diode et, d'autre part, au matériau utilisé.

1/ - Dimensions géométriques :

On peut distinguer, d'une part, la section S de la diode et, d'autre part, les dimensions respectives des deux zones déterminées par le profil de dopage.

► • Section S de la diode :

L'obtention de puissances alternatives importantes nécessite l'utilisation de courants de polarisation I_0 élevés dont la valeur maximale est limitée par les possibilités de dissipation thermique de la diode.

Ainsi, si la résistance thermique est une résistance de constriction, le courant maximum admissible peut croître en \sqrt{S} et il en est de même pour la puissance émise. Cependant, la puissance recueillie ne croît pas aussi vite car la résistance R_1 , présentée par la diode, décroît en

$\frac{I_0}{S^2}$ (soit en $\frac{1}{S \sqrt{S}}$), lorsque la section S augmente, en provoquant une perte

de puissance plus importante dans la résistance série R_S . A titre d'exemple,

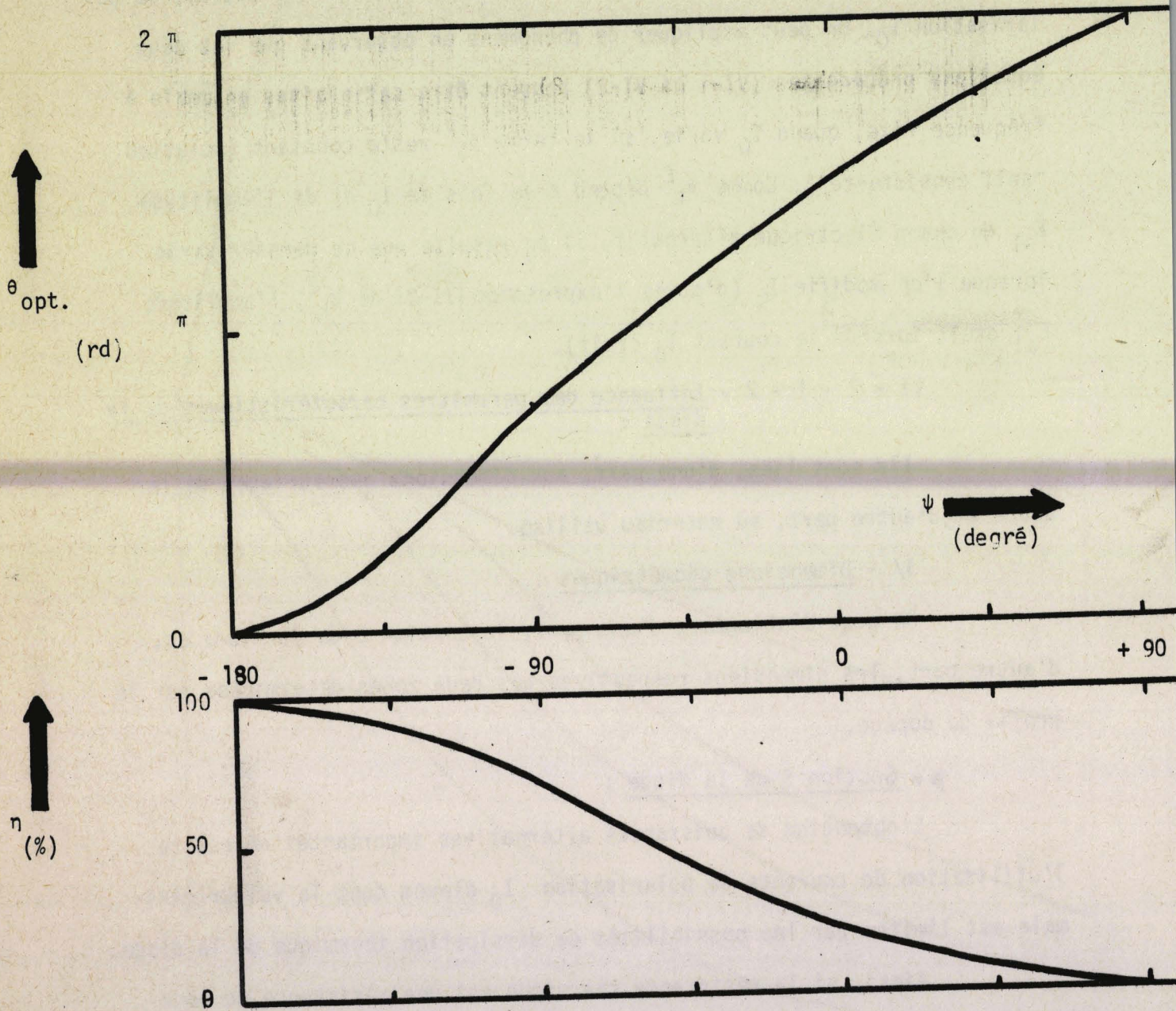


Figure VI.12 - Angle de transit θ optimum et rendement maximum en fonction de la phase ψ d'injection (on admet que $k = 1$ et $I_{ca1} = 2 \cdot I_0$).

si la section double, la puissance émise peut s'accroître de 40 % mais la résistance de la diode diminue de 65 %.

Ces deux effets, antagonistes, font donc apparaître l'existence d'une valeur optimale, pour la section S de la diode, que nous préciserons dans l'étude sur ordinateur,

► • Épaisseur δ de la zone d'émission :

Pour l'obtention d'une puissance électrique maximale, la valeur de l'épaisseur δ doit satisfaire à deux exigences contradictoires : d'une part, il faut que δ soit suffisamment petit pour que le courant de conduction atteigne une valeur proche de $2.I_0$ et, d'autre part, il doit rester suffisamment grand pour que la phase d'injection ne soit pas trop défavorable (ψ_1 voisin de $\frac{-\pi}{2}$). Il existe donc une valeur optimale, à l'épaisseur δ de la zone d'émission, qui dépend de l'évolution du taux d'ionisation et donc du matériau utilisé.

Par contre, pour l'obtention d'un rendement élevé, il semble que l'épaisseur δ doit être la plus faible possible afin de limiter la puissance électrique continue consommée dans la zone d'injection.



► • Angle de transit θ ;

En effectuant certaines hypothèses simplificatrices (*), on montre [2] que l'épaisseur $w - \delta$, de la zone de transit, doit correspondre à un angle de transit θ optimum donné par les relations suivantes :

pour la puissance électrique générée ;

$$\theta = \psi + (2k + 1) \frac{\pi}{2} \quad (VI.6)$$

pour le rendement émis :

$$\theta \cdot \cos(\theta - \psi) = \sin \psi + \sin(\theta - \psi) \quad (VI.7)$$

Nous donnons, figure VI-1 2, l'angle de transit optimum, pour le rendement, et le rendement correspondant en fonction du déphasage ψ_1 .

(*) On admet que le courant I_0 de polarisation est très inférieur au courant d'avalanche (cas fréquent en pratique) et que l'épaisseur δ , de la zone d'injection, est négligeable par rapport à l'épaisseur totale W.

En particulier, on observe que, pour une phase d'injection égale à $-\pi/2$, l'angle de transit optimum est de l'ordre de π , pour l'optimisation en puissance, et de $\frac{3\pi}{4}$ pour l'optimisation en rendement.

2/ - Matériau semiconducteur:

Son influence se manifeste surtout par :

- . le taux d'ionisation des porteurs
- . les paramètres thermiques

► - Taux d'ionisation des porteurs:

Les valeurs respectives, prises par le taux d'ionisation des électrons et des trous, déterminent la valeur du rapport δ/W . Ainsi, (pour une structure du type $P^+ NN^+$), le rapport δ/W a pour valeur [4] 0,34, pour le silicium, et 0,24 pour l'Arséniure de Gallium (*). Ce rapport sera généralement différent pour une structure complémentaire ; ainsi, il est égal à 0,16 pour une diode $N^+ PP^+$ en silicium.

Comme le montre l'expression du rendement (VI-4), il sera d'autant plus élevé que le rapport $\frac{\delta}{W}$ sera plus petit. A ce point de vue, une structure du type $N^+ PP^+$ en silicium paraît favorable.

Par ailleurs, les puissances et rendements dépendront de l'évolution du taux d'ionisation en fonction du champ électrique. En considérant une valeur moyenne du taux d'ionisation, on peut caractériser cette évolution par ses dérivées première et seconde :

$$\bar{\alpha}(E_0 + e) = \bar{\alpha}(E_0) + \bar{\alpha}'(E_0) \cdot e + \frac{\bar{\alpha}''(E_0)}{2} \cdot e^2 + \dots$$

• valeur de $\bar{\alpha}(E_0)$ - le champ électrique, dans la zone d'injection, et la tension continue, aux bornes de cette zone, sont d'autant plus

(*) On admet, pour l'Arséniure de Gallium, que $\alpha = \beta$ tandis que l'on a :
 $\beta \approx \frac{\alpha}{10}$ pour le silicium. Le dopage, de la région N considéré, est pris égal à 10^{16} cm^{-3} .

petites que $\alpha (E_0)$ est grand ; ce qui constitue un élément favorable pour le rendement. Par contre, cela peut constituer un élément défavorable, pour la puissance émise, car l'amplitude du champ alternatif peut être limitée par le champ électrique statique E_0 .

- Valeur de $\bar{\alpha}^T (E_0)$: l'amplitude de la composante I_{ca1} , du courant de conduction, et donc la puissance émise sont d'autant plus grands, pour une même tension alternative, que $\bar{\alpha}^T (E_0)$ est plus grand.

- Valeur de $\bar{\alpha}'' (E_0)$: la phase d'injection ψ_1 reste d'autant plus voisine de $-\frac{\pi}{2}$, (ce qui est favorable pour le rendement et la puissance) que la valeur de la dérivée seconde du taux d'ionisation est plus faible. Nous résumons, dans le tableau VI-3, les valeurs des paramètres $\bar{\alpha} (E_0)$, $\bar{\alpha}^T (E_0)$ et $\bar{\alpha}'' (E_0)$ qui paraissent les plus favorables. Il est cependant difficile de conclure à la supériorité absolue d'un matériau. Ainsi pour l'Arséniure de Gallium, la dérivée seconde du taux d'ionisation est la plus faible mais la dérivée première est moins importante que pour le silicium ou le germanium.

	$\bar{\alpha} (E_0)$	$\bar{\alpha}^T (E_0)$	$\bar{\alpha}'' (E_0)$
Rendement	↗	↗	↘
Puissance	↘	↗	↘

Tableau VI-3 - Valeurs, les plus favorables, des paramètres.

► — Paramètres thermiques :

La puissance électrique maximale, fournie par la diode, dépend de la valeur des paramètres thermiques du matériau c'est-à-dire de la conductivité thermique λ et de la température maximale T_j de fonctionnement.

A ce point de vue, le silicium paraît plus favorable que le germanium et l'Arséniure de Gallium.

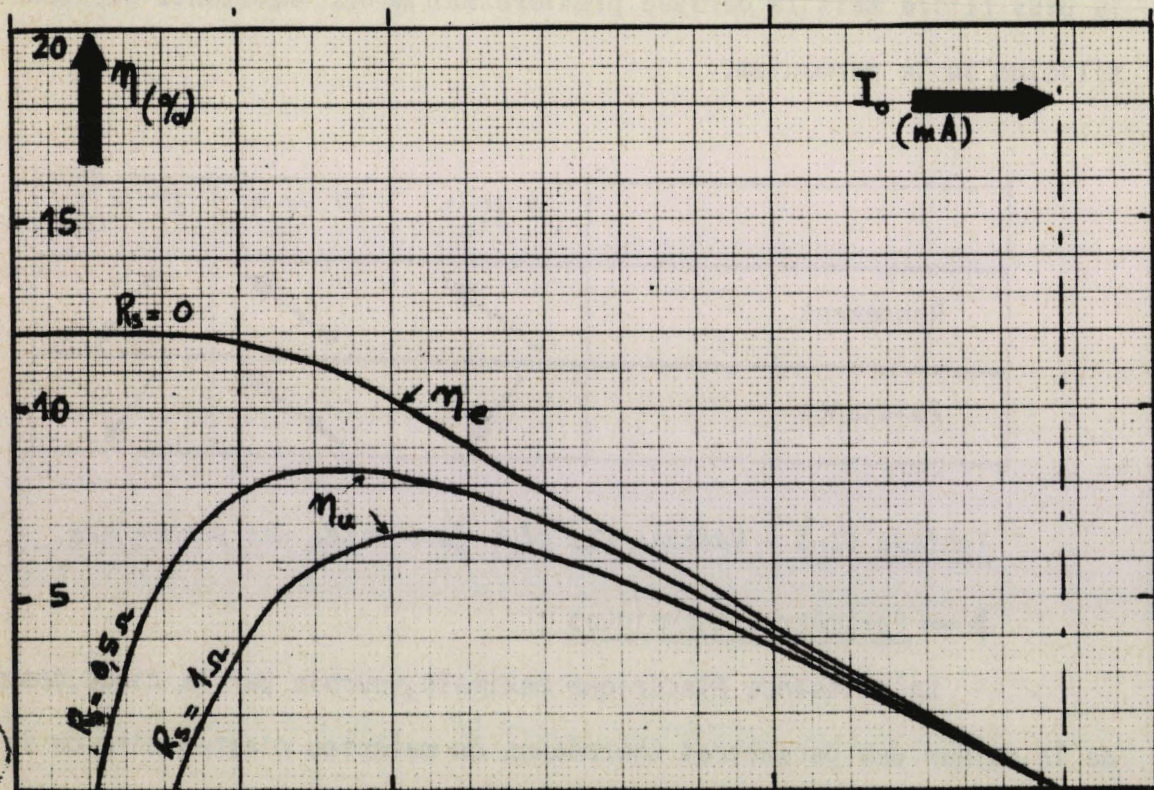
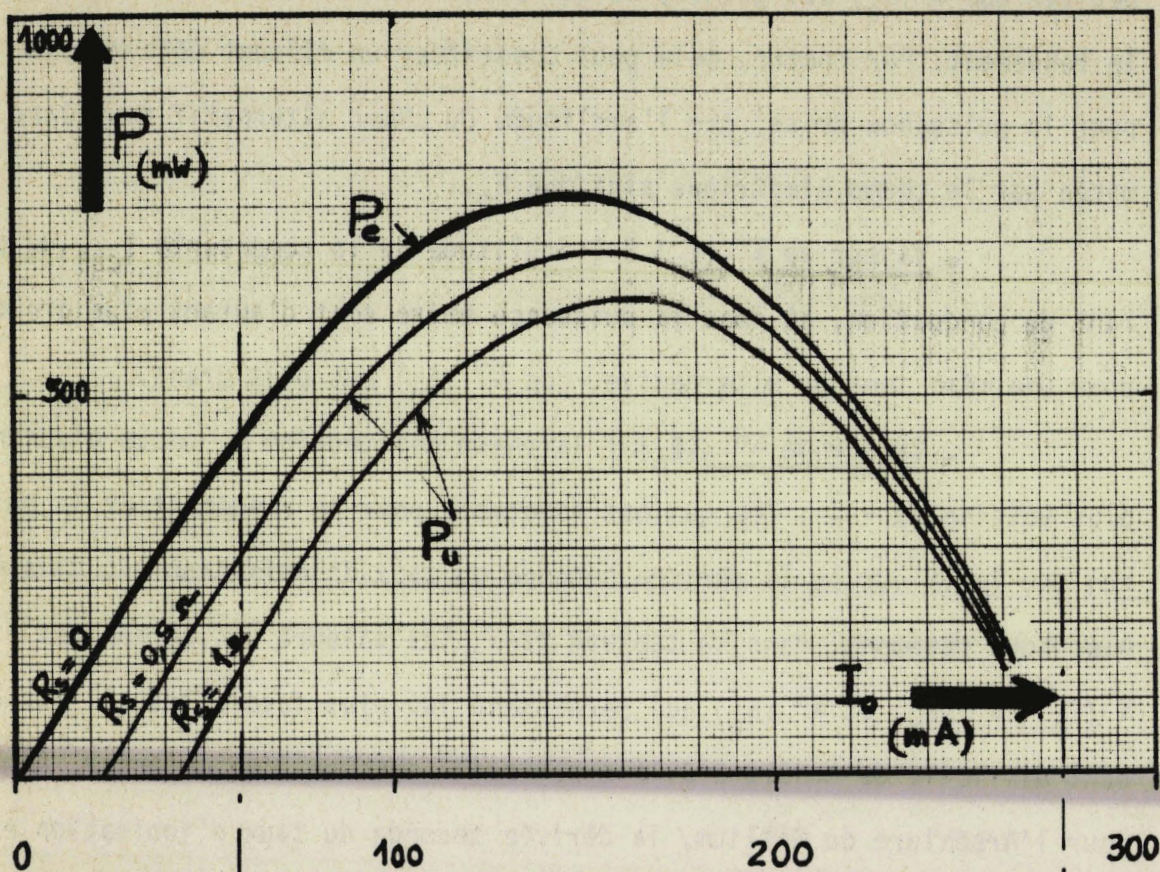


Figure VI.13 : Puissance et rendement en fonction du courant de polarisation
 ($F = 12 \text{ GHz}$ $\delta = 0,64 \mu\text{m}$ $W = 2,7 \mu\text{m}$ $S = 1,37 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ $S_A = 0,7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$)
 diode $A_s G_a - 78 Z 6$ $V_0 = 55 \text{ v}$ structure $P^+ NN^+$ dop. = $1,15 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

VI - 2 - I - 3 - Caractéristiques du fonctionnement :

Rappelons que les paramètres caractéristiques du fonctionnement sont, d'une part, la valeur du courant de polarisation I_0 et, d'autre part, l'impédance d'utilisation $Z_u = R_u + jX_u$ dont dépend directement l'amplitude des oscillations.

1/ - Courant de polarisation I_0 (fig. VI.13) :

L'évolution du rendement η_e et de la puissance émise P_e par la diode, en fonction du courant I_0 , passe par les phases suivantes :

- aux courants I_0 faibles ($I_0 \ll I_x$), la formule VI-3 montre que la puissance croît proportionnellement au courant I_0 puisque le courant de conduction est proportionnel à I_0 . Il en résulte que le rendement à l'émission est sensiblement constant.

- pour les courants I_0 plus importants, la croissance de la puissance émise est moins rapide et le rendement décroît. Ceci est dû à l'influence du terme β_1^2 , dans la formule (VI-3), ou encore à la réaction de charge d'espace des porteurs mobiles.

- enfin, lorsque le courant I_0 devient supérieur au courant d'avalanche I_x , à la fréquence considérée, l'oscillation cesse.

REMARQUE 1:- Dans ce dernier type de régime ($I_0 \geq I_x$), il est possible de déclencher le fonctionnement par l'application d'un champ électrique intense (I_x , dépendant du champ, devient supérieur à I_0).

REMARQUE 2:- Le rendement η_u et la puissance P_u , réellement recueillis, sont différents des grandeurs correspondantes η_e et P_e , à l'émission, à cause de la présence de la résistance série R_s . Pour des courants I_0 importants, l'influence de la résistance série R_s est négligeable. Au contraire, la puissance et le rendement utiles restent nuls tant que le courant I_0 n'atteint pas une valeur suffisante pour que la résistance, présentée par la diode, soit supérieure ou égale à la résistance R_s . Il en résulte donc que le rendement utile η_u passe par une valeur maximale comme le montre la figure VI-13.

2/ - Amplitude des oscillations :

Si l'on s'intéresse à la réalisation d'oscillateurs à taux d'harmoniques faibles, on peut caractériser l'amplitude des oscillations par l'amplitude de la composante fondamentale du champ électrique E_{a1} dans la zone d'avalanche. Il y correspond une valeur du module I_{ca1} et de la phase ψ_1 , de la composante fondamentale du courant de conduction, qui dépend des caractéristiques de la zone d'injection (épaisseur, matériau etc...). L'expression (VI-3) montre que la puissance émise croît lorsque l'amplitude E_{a1} du champ électrique croît.

Cependant, il apparaît une saturation de la puissance émise, et une diminution du rendement, lorsque le champ électrique devient très important. Ceci est dû à la dégradation de la phase d'injection et surtout aux effets paramétriques c'est-à-dire, en particulier, à la modulation de l'épaisseur de la zone désertée. Il existe donc une valeur optimale de l'amplitude des oscillations pour la puissance et le rendement.

REMARQUE 1 : - Si l'on s'intéresse à la puissance et au rendement utiles, la valeur optimale de l'amplitude des oscillations peut être légèrement différente.

REMARQUE 2 :- La présence de composantes harmoniques, dans le signal d'oscillation, est susceptible, comme nous l'avons vu précédemment, d'améliorer la valeur de la phase d'injection ψ_1 et, par conséquent, d'augmenter le rendement et la puissance. Ceci nécessite l'utilisation d'un circuit de charge convenable qui présente, à la diode, des impédances de valeur adéquate tant pour la fréquence fondamentale que pour la fréquence harmonique.

VI - 2 - 2 - Utilisation en multiplicateur de fréquence:

VI - 2 - 2 - I - Introduction:

1/ - Principe :

Dans ce mode de fonctionnement, on applique, sur une diode à avalanche et à temps de transit, un signal délivré par un générateur sinusoïdal, de fréquence f_1 , et on extrait un signal de fréquence harmonique $f_k = k f_1$ de rang k . Dans cette étude, nous nous limiterons au cas d'une diode constituée uniquement d'une zone d'avalanche.

2/ - Analyse sommaire du fonctionnement des diodes à avalanche en multiplicateur de fréquence :

L'étude du fonctionnement de la zone d'avalanche, d'une diode soumise à un champ électrique alternatif, fait apparaître l'existence de trois régimes distincts :

► quand la composante temporelle du champ électrique est faible, le régime est linéaire. Il ne peut donc pas y avoir de multiplication de fréquence.

► si l'amplitude du champ électrique croît, le régime devient faiblement non linéaire et la multiplication de fréquence s'instaure comme le montre l'expression du courant de conduction :

$$i_{ca}(t) = I_{00} \cdot \exp \frac{M}{\tau_{\delta}} \int_0^t F'(E_0) \cdot e_a(t) \cdot dt$$

Comme il y a correspondance univoque, entre le courant de conduction et l'intégrale du champ électrique, les lois de Manley et Rowe s'appliquent et on peut espérer obtenir des taux de conversion de 100 %.

► Pour des valeurs importantes de l'amplitude du champ électrique, le régime de fonctionnement devient violemment non linéaire et il apparaît, dans la zone d'avalanche, une dissipation d'énergie. A ce moment, les taux de conversion sont inférieurs à 100 %.

Deux effets sont susceptibles de modifier les taux de conversion indiqués précédemment. Ce sont :

- d'une part, l'existence du temps de transit des porteurs, dans l'ensemble de la zone désertée, dont l'influence bénéfique, sur le

fonctionnement, dépend de la fréquence. En effet, il entraîne un transfert direct d'énergie continue en énergie hyperfréquence et une amélioration des taux de conversion.

• d'autre part, la présence d'éléments parasites, en particulier de la résistance série R_s , s'accompagne d'une dissipation de puissance dont l'importance relative est liée au rapport $\frac{R_s}{R_k}$ (où R_k représente la résistance présentée par la diode à la fréquence de sortie).

3/ - Grandeurs caractéristiques des multiplicateurs de fréquence :

Pour le fonctionnement en multiplicateur, nous nous intéressons essentiellement aux deux performances suivantes :

- . la puissance de sortie P_{ek} , à la fréquence harmonique,
- . le taux de conversion η_{ek} , défini par le rapport de la puissance de sortie P_{ek} et de la puissance d'entrée P_{e1} .

Les performances obtenues dépendent, d'une part, des caractéristiques du fonctionnement (amplitude du champ électrique, courant de polarisation) et, d'autre part, de la constitution de la diode c'est-à-dire essentiellement de son épaisseur δ .

REMARQUE - Signalons que les valeurs des puissances P_{u1} et P_{uk} , effectivement mises en jeu, sont différentes des puissances P_{e1} et P_{ek} , au niveau de la jonction, à cause de la présence de la résistance série R_s . Ainsi, si R_1 et R_k représentent la résistance présentée par la diode, aux deux fréquences harmoniques, on a les relations suivantes :

$$P_{u1} = P_{e1} \left(1 + \frac{R_s}{R_1} \right)$$

$$P_{uk} = P_{ek} \left(1 + \frac{R_s}{R_k} \right)$$

Il en résulte que les taux de conversion, à l'émission η_e et utile η_u , sont liés par la relation :

$$\eta_{uk} = \eta_{ek} \frac{1 + \frac{R_s}{R_k}}{1 + \frac{R_s}{R_1}}$$

VI - 2 - 2 - 2 - Caractéristiques du fonctionnement:

1/ - Amplitude du champ électrique alternatif :

. si l'on s'intéresse au taux de conversion, il est évident qu'il croît avec l'amplitude de la composante fondamentale du champ électrique, passe par un maximum (second régime) et décroît ensuite.

. par contre, si l'on s'intéresse à la puissance de sortie, la valeur optimale du champ électrique peut être différente puisque les composantes harmoniques croissent continuellement en fonction de l'amplitude du champ électrique.

2/ - Courant de polarisation I_0 :

Pour une évolution temporelle donnée du champ électrique, la puissance produite à la fréquence de sortie, au niveau de la diode, est une fonction linéaire de la composante de courant de conduction à cette fréquence. Dans ces conditions, la puissance produite croît linéairement en fonction du courant de polarisation I_0 . Par contre, il n'en est pas de même en ce qui concerne la puissance réellement recueillie, à cause de la présence de la résistance série R_s , et une valeur optimale du courant de polarisation peut exister.

VI - 2 - 2 - 3 - Épaisseur δ de la zone d'avalanche :

D'après l'analyse sommaire du fonctionnement, il apparaît nécessaire que :

. l'épaisseur δ soit suffisamment petite pour que le fonctionnement en régime non linéaire (second régime) soit obtenu.

. la valeur de δ ne doit pas être trop faible pour éviter, le plus possible, d'atteindre le troisième régime.

Par conséquent, le choix de l'épaisseur δ résulte d'un compromis entre ces deux exigences,

REMARQUE: - Utilisation en amplificateur de signaux:

L'étude théorique des diodes à avalanche et à temps de transit, que nous avons exposée précédemment, permet d'envisager le cas du fonctionnement en amplificateur à réflexion.

En effet, notre mode d'étude permet d'obtenir les variations de la résistance négative, d'une diode à avalanche, en fonction du niveau et de la fréquence et par là d'en déduire le coefficient de réflexion, le gain en puissance, la bande passante et la puissance de sortie correspondant à un facteur de compression de 1 dB.

Signalons, en particulier, que, dans la plupart des conditions d'utilisation en amplificateur, on peut appliquer directement la théorie analytique que nous avons développée car le régime de fonctionnement n'est pas violemment non linéaire. Cette étude est actuellement entreprise au Laboratoire [5].

C O N C L U S I O N

L'étude des phénomènes fondamentaux, qui apparaissent dans une diode à avalanche et à temps de transit, nous a permis de prévoir le comportement des oscillateurs et des multiplicateurs de fréquence réalisés à partir de telles diodes.

Néanmoins, la complexité des phénomènes nous a souvent conduit à considérer l'existence de plusieurs effets antagonistes entre lesquels il était difficile d'effectuer un compromis. Par conséquent, si l'on désire obtenir les valeurs optimales des paramètres, en tenant compte des différents effets, il convient d'effectuer une recherche numérique, sur ordinateur, en considérant plusieurs cas typiques. C'est ce que nous nous proposons de faire dans la seconde partie de ce travail. Une telle recherche expérimentale devrait nous permettre de trouver des lois quasi-générales pour l'optimisation des oscillateurs et des multiplicateurs de fréquence.

INTRODUCTION

Dans la première partie de ce travail, nous avons mis en évidence les lois fondamentales qui régissent le fonctionnement des diodes à avalanche et à temps de transit. Nous en avons déduit les principales caractéristiques que présenteront les dispositifs oscillateurs et multiplicateurs réalisés à partir de telles diodes.

Nous nous proposons, à présent, d'utiliser la résolution numérique pour rechercher les conditions optimales du fonctionnement de tels dispositifs. Cette étude nous permettra, en particulier, de définir la meilleure structure, tant en ce qui concerne la diode que les circuits hyperfréquences, en vue d'obtenir les performances les plus élevées.

Dans la plupart des cas, nous avons utilisé la résolution simplifiée (modèle à deux zones) et nous avons vérifié, dans les cas les plus intéressants, la validité des résultats à l'aide de la méthode générale.

VII - 1 - Utilisation en oscillateur hyperfréquence:

Les performances, auxquelles nous nous intéressons, sont essentiellement: la puissance délivrée P_u et le rendement η . Elles dépendent, d'une part, de la constitution de la diode et, d'autre part, des caractéristiques du fonctionnement (courant de polarisation I_0 et impédance de charge Z_u). La plus grande partie de cette étude a été effectuée, en bande X (12 GHz), sur des diodes à l'Arséniure de Gallium et au silicium.

VII - 1 - 1 - Constitution de la diode:

Nous avons étudié l'influence des caractéristiques suivantes :

- . le matériau utilisé.
- . la structure de la diode.
- . la section.

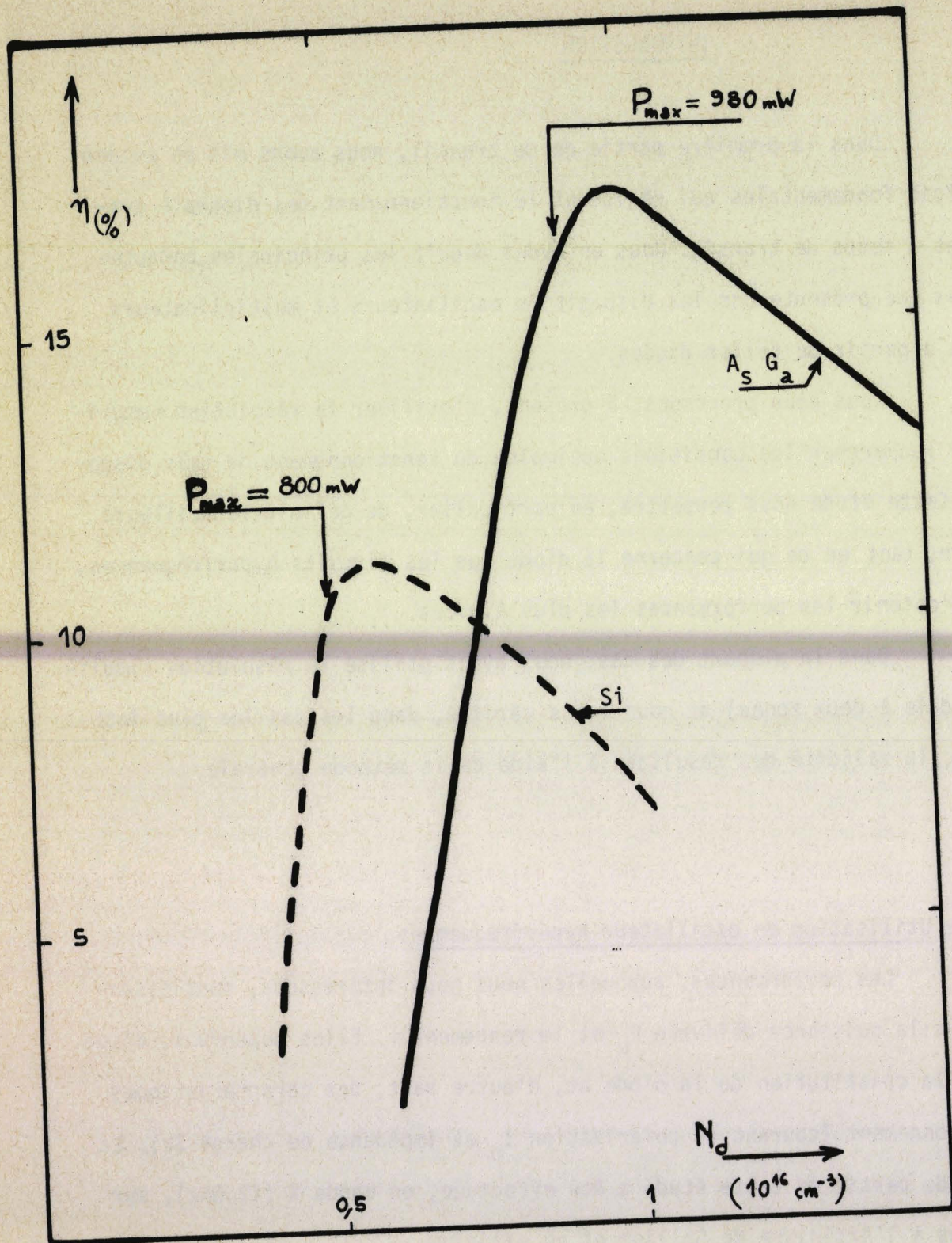


Figure VII.1 - Rendements obtenus à l'aide de diodes en silicium et en Arséniure de Gallium ($I_0 = 80 \text{ mA}$ $S = 0,785 \cdot 10^{-4}$ $F = 12 \text{ GHz}$ $T = 473^\circ \text{ K}$).

VII - 1 - 1 - 1 - Matériau semi-conducteur utilisé:

Nous effectuons une étude comparative des rendements obtenus avec des diodes au silicium et à l'Arséniure de Gallium. La structure utilisée est du type $P^+ N N^+$, à profil de concentration uniforme dans la région N; le substrat se trouvant à l'extrémité de la zone désertée (structure, dite simple, représentée figure VII.3) dans laquelle $W = W_s$.

Nous avons résumé, sur le tableau VII.1, les caractéristiques essentielles des diodes utilisées et nous présentons, figure VII.1, l'évolution du rendement maximum, en fonction du dopage, à courant de polarisation I_0 constant. Il apparaît que, dans les conditions de notre étude (courant de polarisation et résistance série constants, fréquence égale à 12 GHz etc...), les rendements obtenus sont plus intéressants pour les diodes à l'Arséniure de Gallium que pour les diodes au silicium.

Ce résultat est dû, à notre avis, à deux causes essentielles :

- Le rapport des dimensions respectives de la zone d'émission et de la zone de transit est beaucoup plus petit et donc plus favorable (formule VI.4) pour les diodes à l'Arséniure de Gallium que pour les diodes au silicium (tableau VII.1).
- Les effets paramétriques imposent une valeur limite pour le taux de modulation ou pour l'amplitude du champ électrique alternatif. Un calcul approché montre que cette valeur limite est une fonction croissante du dopage :

$$Ea_1 \neq \frac{qv_0}{\omega} N_d \quad (VII.1)$$

Or, les valeurs des dopages, qui donnent un rendement maximum, sont plus élevées pour l'Arséniure de Gallium que pour le silicium, la vitesse des porteurs y étant plus faible. Les amplitudes maximales des champs électriques y sont donc plus grandes comme le montre l'exemple suivant :



Paramètre	diode - silicium						diode - Arséniure de Gallium										
	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	1	0,6	0,8	1	1,2	1,5	0,6	0,8	1	1,2	1,5	
dopage N ($10^{16}/\text{cm}^3$)																	
épaisseur désertée W (μm)	7,36	5,84	4,59	4,10	3,60	2,94	5,84	4,34	3,50	2,97	2,40	5,84	4,34	3,50	2,97	2,40	
épaisseur en avalanche δ (μm)	1,93	1,57	1,45	1,25	1,10	0,85	1,20	0,90	0,76	0,67	0,55	1,20	0,90	0,76	0,67	0,55	
angle de transit θ (rd)	4,82	3,80	2,80	2,53	2,22	1,85	5,38	4	3,17	2,67	2,14	5,38	4	3,17	2,67	2,14	
tension d'avalanche V_0 (à $I_0 = 0$ et 300°K)	112	95	85	76	70	60	89	74	65	57	51	89	74	65	57	51	
rapport δ/W	0,26	0,27	0,31	0,31	0,31	0,29	0,21	0,21	0,22	0,23	0,23	0,21	0,21	0,22	0,23	0,23	

TABLEAU VII.1 - Caractéristiques statiques des structures simples du type $P^+ N N^+$ (à $T = 473^\circ\text{K}$)

. Dans le cas du silicium $Ea_{\gamma} = 0,85.10^5 \text{ V.cm}^{-1}$

(avec $N_d = 0,5.10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $\epsilon_r = 12$, $v \text{ max.} = 0,85.10^7 \text{ cm.S}^{-1}$)

. Dans le cas de l'Arséniure de Gallium $Ea_{\gamma} = 1,35.10^5 \text{ V.cm}^{-1}$

(avec $N_d = 1,1.10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $\epsilon_r = 12,5$ $v \text{ max.} = 0,65.10^7 \text{ cm.S}^{-1}$)

REMARQUES - Nous pouvons faire les remarques suivantes :

- à courant de polarisation I_0 constant, la puissance maximale est obtenue pour un angle de transit supérieur à celui qui donne le rendement maximum (figure VII.1), comme le prévoit la théorie analytique.

- Dans les cas optimum, les tensions continues de fonctionnement sont plus faibles pour les diodes à l'Arséniure de Gallium que pour les diodes au silicium (tableau VII.1). ce qui peut présenter certains avantages pratiques. Par contre, il convient de faire deux réserves quant aux conclusions de cette étude :

- Nous avons admis que la résistance série R_s était, dans les deux cas, égale à $0,5 \Omega$. En fait, la mobilité des porteurs étant plus grande dans le cas de l'Arséniure de Gallium, il en résulte que les résistances parasites séries y sont, en pratique, plus faibles et les performances sont donc sous estimées.

- Nous avons effectué toute cette étude à courant de polarisation I_0 constant. Or, la valeur de celui-ci est limitée par les possibilités de dissipation thermique des diodes, en particulier pour les dopages faibles (tension d'avalanche importante). Inversement, pour les dopages forts, les rendements obtenus auraient pu être légèrement supérieurs en utilisant des courants de polarisation I_0 plus élevés.

VII - 1 - 1- 2 - Influence de la structure:

Pour étudier l'influence de la structure sur les performances, en oscillateur, nous allons la caractériser par trois éléments. Ce sont :

- . le type de la structure : $P^+ N N^+$ ou $N^+ P P^+$ (cas d'une structure simple à dopage constant dans la zone intermédiaire_type 1 de la figure VII.3).
- . le profil de dopage dans la zone intermédiaire (types 2 et 3 de la figure VII.3).

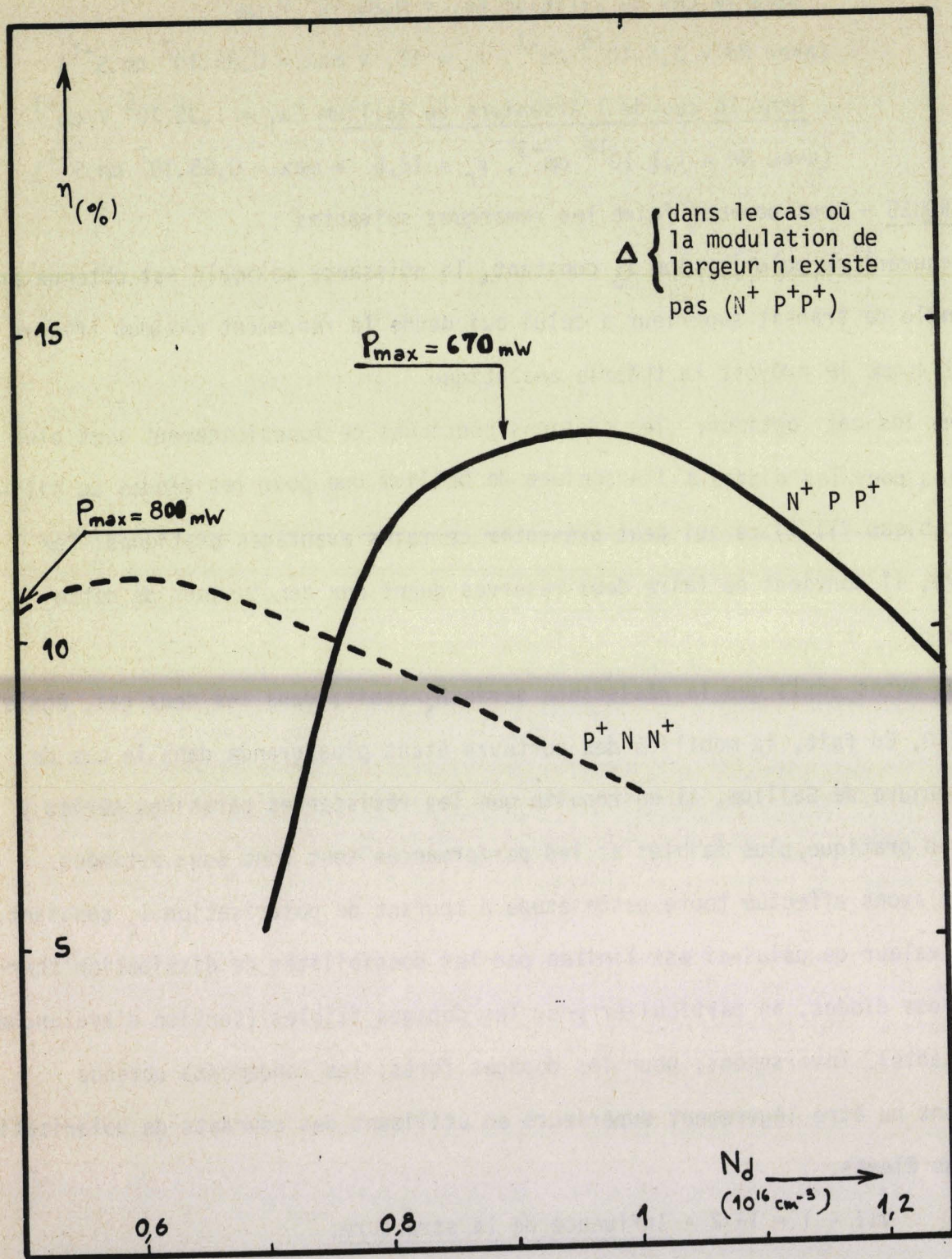


Figure VII.2 - Rendements obtenus à l'aide de structure, en silicium, du type $P^+ N N^+$ ET $N^+ P P^+$ ($I_0 = 80 \text{ mA}$ $S = 0,785 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ $F = 12 \text{ GHz}$

$T = 473^\circ \text{ K}$).



. la position du substrat (abscisse $x = W_s$) susceptible de limiter l'extension de la zone désertée.

Nous allons étudier l'influence de ces différents éléments en admettant que le dopage des régions P^+ et N^+ peut être considéré comme infini.

1/ - Structure simple du type $P^+ N N^+$ ou $N^+ P P^+$:

Nous nous proposons de comparer les performances obtenues pour une diode, à dopage constant en silicium, du type $P^+ N N^+$ (avec $W = W_s$) avec celles données par une diode de type complémentaire ($N^+ P P^+$).

Nous donnons, sur le tableau VII.2, les caractéristiques statiques comparées et nous présentons, figure VII.2, les courbes d'évolution du rendement en fonction de la valeur du dopage de la zone intermédiaire. On observe, sur ces courbes, que le rendement maximum est plus important dans le cas des diodes $N^+ P P^+$ que dans le cas des diodes $P^+ N N^+$. Par ailleurs, ce rendement maximum est obtenu, dans le premier cas, pour un dopage plus élevé.

On peut donc conclure à la supériorité des diodes au silicium de type $N^+ P P^+$ sur celles de type $P^+ N N^+$ dans les conditions de notre étude ; c'est-à-dire si :

- . on ne s'intéresse qu'au rendement maximum à la fréquence de 12 GHz.
- . le courant de polarisation I_0 est maintenu constant.
- . la température de fonctionnement ainsi que la valeur de la résistance série sont supposées invariables.

Plusieurs éléments permettent, à notre avis, d'expliquer les résultats obtenus :

. la vitesse des porteurs en transit est plus faible, dans une structure $N^+ P P^+$, que dans une structure complémentaire. En effet, dans le premier cas, les porteurs en transit sont des trous ; pour que l'angle de transit soit identique, dans les deux cas, il faut que l'épaisseur de la zone désertée soit plus petite pour une diode $N^+ P P^+$ et donc que le dopage soit plus grand.



	diode P ⁺ N N ⁺					diode N ⁺ P P ⁺						
	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	1	0,5	0,6	0,7	0,8	1	1,2
épaisseur désertée W (μ)	7,36	5,84	4,59	4,10	3,60	2,94	6,50	5,33	4,53	3,95	3,00	2,65
épaisseur en avalanche δ (μ)	1,93	1,57	1,45	1,25	1,10	0,85	1,00	0,82	0,68	0,67	0,48	0,41
tension d'avalanche (à I = 80 mA et 473° K) V ₀ (V)	127	108	94,6	81,8	73,5	61,9	127	106,8	92,7	82,2	67,6	58,1
rapport δ/W	0,26	0,27	0,31	0,31	0,31	0,29	0,16	0,16	0,16	0,16	0,16	0,17

TABLEAU II.2 - Caractéristiques statiques des diodes du type P⁺ N N⁺ et N⁺ P P⁺.

. Enfin, le rapport δ/W est plus petit pour une diode de type $N^+ P P^+$ (*) ce qui constitue un élément favorable (formule VI.4) pour le rendement.

REMARQUE 1 - Les puissances maximales, obtenues pour chacune des deux structures, sont indiquées sur la figure VII.2. On remarque qu'elles sont relativement proches. Par ailleurs, on observe que la puissance maximale est obtenue, dans les deux cas, pour un dopage inférieur (c'est-à-dire un angle de transit supérieur) à celui qui correspond au rendement maximum. Ceci est en plein accord avec la théorie analytique (paragraphe VI.2.1.2).

REMARQUE 2 - Si l'on compare les résultats obtenus pour une diode silicium du type $N^+ P P^+$ (figure VII.2) avec ceux des diodes à l'Arséniure de Gallium du type $P^+ N N^+$ (figure VII.1), on remarque que les rendements les plus élevés sont fournis par ces derniers. Ceci peut s'expliquer par les trois effets suivants :

. dans les cas optimum (dopage de l'ordre de 10^{16} cm^{-3}), l'épaisseur δ de la zone d'avalanche est plus faible pour les diodes en silicium ($N^+ P P^+$) que pour les diodes à l'Arséniure de Gallium ($P^+ N N^+$). Par conséquent, pour une même valeur de l'amplitude du champ électrique alternatif (niveau hyperfréquence), le fonctionnement est plus non linéaire dans le premier cas que dans le second (formule III.6). Il en résulte que les pertes de puissance, dans la zone d'avalanche, seront plus importantes pour les diodes $N^+ P P^+$ au silicium que pour les diodes $P^+ N N^+$ à l'Arséniure de Gallium et les rendements seront donc plus faibles.

. Ce premier effet est encore accentué par le fait que, pour le silicium, la dérivée seconde du taux d'ionisation est plus grande (tableau II.2).

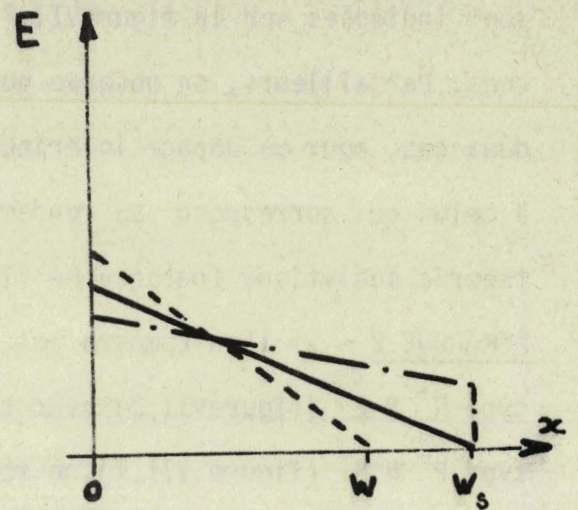
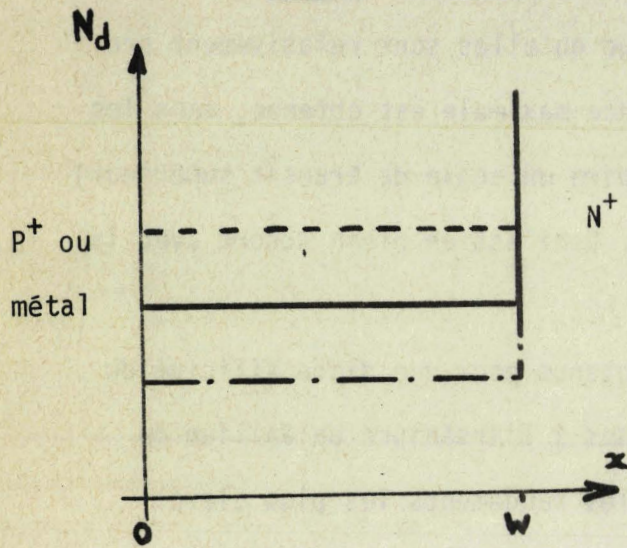
. La mobilité des porteurs étant plus importante dans l'Arséniure de Gallium, les pertes de puissance, dues aux effets paramétriques, y seront moins importantes et les rendements plus élevés. Cet effet nous semble le plus important car, en son absence, le rendement atteint des valeurs nettement plus élevées (figure VII.2).

(*) Cette caractéristique des structures $N^+ P P^+$ avait été signalée, dès 1969, par LEFEBVRE [1].

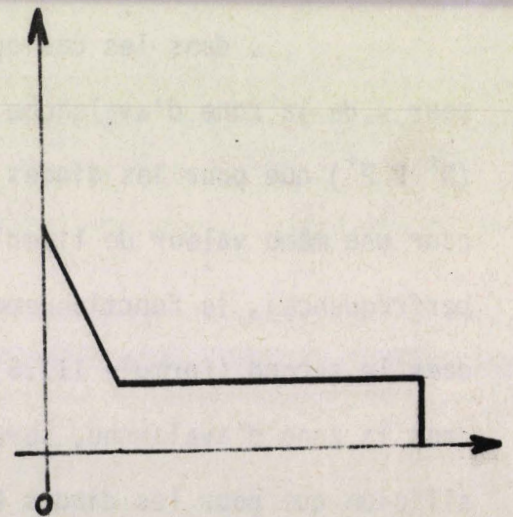
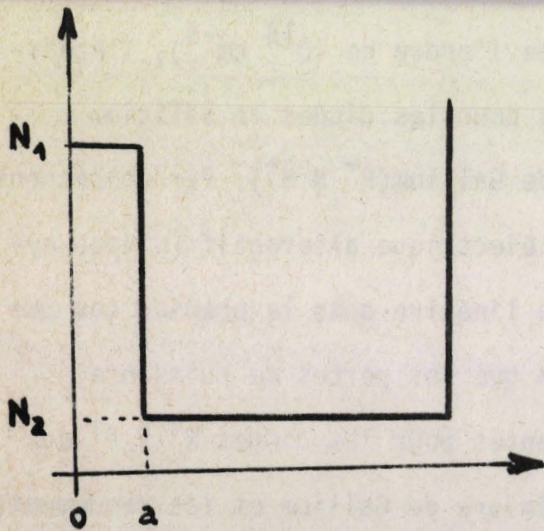
Profils de dopage

Profils de champ

Type 1 - Structure simple (avec les trois configurations possibles).



Type 2 - Structure différenciée idéale (structure de READ)



Type 3 - Structure différenciée réelle.

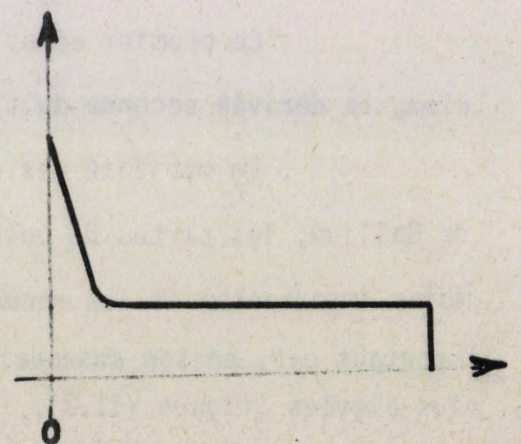
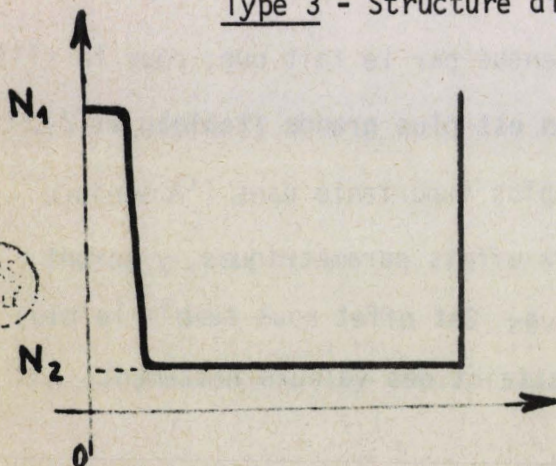


Figure VII.3 - Configuration spatiale du dopage et du champ électrique dans les trois structures étudiées (les dopages des régions P⁺ et N⁺ sont supposés infinis).

BUS
LILLE

En conclusion, si les valeurs des rendements obtenus paraissent très intéressantes (de l'ordre de 14 %) ils restent néanmoins très inférieurs aux rendements maximum (de l'ordre de 72 %) prévus par la théorie analytique (chapitre I). Ceci est dû à l'existence des effets paramétriques, qui apparaissent dans les structures simples, et qui s'accompagnent d'une dissipation de puissance électrique importante. Afin d'éviter ces effets, on peut utiliser des diodes dites différenciées (figure VII.3) que nous allons, à présent, envisager.

2/ - Diode à profil de dopage différencié (*):

Le profil de dopage et, par la même, la configuration spatiale du champ électrique statique sont conçus dans deux buts distincts. D'une part, permettre l'existence de champs électriques alternatifs d'amplitude importante, sans effets paramétriques notables: les porteurs voyagent à leur vitesse limite et la zone désertée est d'épaisseur constante afin d'obtenir une puissance hyperfréquence la plus grande possible. D'autre part, minimiser la puissance continue consommée en vue d'obtenir un rendement maximum.

On peut envisager différentes structures différenciées [2] [3]. En ce qui nous concerne, nous envisagerons, d'une part, une structure idéale à deux paliers (type 2 de la figure VII.3) et, d'autre part, une structure plus facilement réalisable (type 3 de la figure VII.3).

Nous avons effectué l'étude numérique de ces deux types de diode et nous comparons, sur le tableau VII.3, les performances obtenues avec celles données par une diode à profil de dopage constant. L'intérêt d'utiliser des profils différenciés, pour obtenir des performances élevées, apparaît immédiatement. Ainsi, le rendement n'est que de 17 % environ, pour une structure simple, alors qu'il atteint (et même dépasse) 30 % pour une structure différenciée.

Les performances élevées, obtenues à l'aide de ces diodes à profil de dopage différencié, s'expliquent par différents éléments :

(*) Une étude, plus complète, des diodes à profil différencié a été effectuée au Laboratoire par I. DUMBIA [4] et G. SALMER [5].

Structure	Caractéristiques du profil	Conditions de fonctionnement (F = 12 GHz)			Performances (R _s = 0,5Ω)	
		I _o (mA)	U _o (V)	Impédances de charge (Ω)	P _u (mW)	η _u (%)
<u>TYPE 1</u> (N _D constant)	N _D = 10 ¹⁶ cm ⁻³ W = W _s = 3,5 μm	80	70,4	Z _u = 2 + j 17,8	950	17
<u>TYPE 2</u> (Profil différencié idéal à deux paliers)	W = 3 μm N ₁ = 4 · 10 ¹⁶ cm ⁻³ a = 0,65 μm N ₂ = 10 ¹⁵ cm ⁻³	80	73,5	Z _u = 2,7+j 17	1760	30
<u>TYPE 3</u> (Profil différencié réel)	a = 0,5 μm W = 3 μm N ₁ = 5,6 · 10 ¹⁶ cm ⁻³ N ₂ = 1,5 · 10 ¹⁵ cm ⁻³	80	69	Z _u = 2,7+j 15,3	1490	27

TABLEAU VII.3 - Caractéristiques comparées des trois structures étudiées.

(diode à l'Arséniure de Gallium, section S = 0,785 · 10⁻⁴ cm²)



. Le rapport δ/W y est beaucoup plus favorable (formule VI.4) que pour les structures simples.

. Pour un niveau hyperfréquence donné (donc pour une amplitude donnée du champ électrique) la tension continue, aux bornes de la zone de transit, est quasi minimale (champ électrique statique uniforme). Par conséquent, la puissance continue consommée est plus faible et le rendement maximum.

. La valeur maximale, admissible sous effets paramétriques, de l'amplitude du champ électrique alternatif étant plus importante, dans le cas des structures différenciées, ceci permet d'obtenir des puissances et des rendements plus élevés.

Il apparaît donc que les performances obtenues seront étroitement liées au profil de champ électrique statique, lui-même déterminé par la répartition spatiale du dopage à travers la diode.

► Valeur du champ électrique statique:

Nous nous intéressons ici au champ électrique dans la zone de transit. Dans le cas où il est constant, égal à E_{t0} , il est évident que la valeur maximale du champ électrique alternatif utilisable est d'autant plus importante que E_{t0} est grand. Il en résulte que, non seulement, la puissance mais aussi le rendement croissent lorsque E_{t0} croît. En fait, la valeur de E_{t0} est limitée pour deux raisons distinctes :

. Il faut que l'ionisation reste négligeable, en tous points de la zone de transit, tant en régime statique qu'en régime dynamique.

. Pour des raisons technologiques, le champ électrique au niveau de l'interface avec le substrat ne peut atteindre des valeurs trop importantes.

Par conséquent, il semble qu'une valeur de E_{t0} de l'ordre de 2.10^5 V.cm^{-1} soit optimale dans le cas de l'Arséniure de Gallium. Cependant, en pratique, on se limite souvent à une valeur comprise entre $1,2$ et $1,5.10^5 \text{ V.cm}^{-1}$.

► Valeur des dopages N_1 et N_2 :

Le dopage de la diode peut être caractérisé par deux valeurs particulières N_1 et N_2 (voir figure VII.3) que nous cherchons à optimiser :

. La valeur du dopage N_2 doit être faible afin que le champ électrique statique, dans la zone de transit, soit sensiblement uniforme en présence du courant de polarisation I_0 (rappelons que ceci minimise la puissance continue consommée).

. Le dopage N_1 doit satisfaire à deux exigences contradictoires: il faut qu'il soit important afin que le rapport δ/W et que la tension continue aux bornes de la zone d'avalanche soient faibles. Cependant il ne doit pas être trop élevé car le champ électrique maximum, au niveau de la jonction (à l'abscisse $x = 0$ sur la figure VII.3), peut alors atteindre des valeurs très élevées susceptibles de donner naissance à un courant de conduction par effet Tunnel. Ce courant croît avec la température et peut influencer défavorablement le rendement.

Par conséquent, il convient de limiter la valeur du dopage N_1 à quelques 10^{16} cm^{-3} .

3/ - Variation de l'épaisseur désertée W :

Dans le cas d'une structure différenciée, l'épaisseur désertée W est fixée par l'abscisse W_s du substrat. Nous avons étudié l'influence d'une variation de cette épaisseur sur le rendement. Nous avons trouvé qu'il n'était pas modifié de façon très sensible (environ 6 %) même si la variation de l'épaisseur W est de l'ordre de 20 %.

Ce résultat s'explique aisément en remarquant que le rendement dépend de l'épaisseur W par le terme $\frac{1 - \cos \theta}{\theta}$ (où θ est l'angle de transit $\theta = \frac{W - \delta}{v}$) d'après la formule VI.4. Or, dans le cas où l'angle de transit est de valeur optimale ($\theta \neq 2,3 \text{ rd}$), ce terme (ainsi que le rendement) passe par une valeur maximale. Dans ces conditions la figure VII.4 montre qu'une variation de l'épaisseur W (c'est-à-dire de θ) entraîne une faible

modification du terme $\frac{1 - \cos \theta}{\theta}$ et donc du rendement.

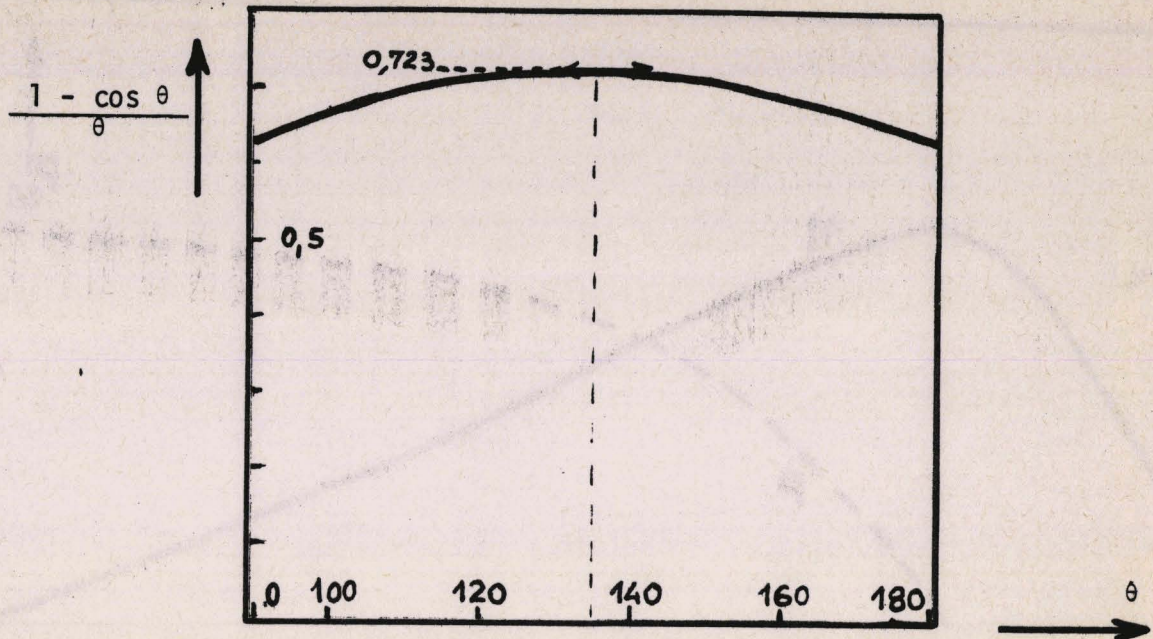


Figure VII.4 - Evolution du terme $\frac{1 - \cos \theta}{\theta}$ en fonction de θ

VII - 1-1-3 - Valeur de la surface S:

Dans le cas d'une structure simple (type 1 de la figure VII.3), nous avons étudié les variations de la puissance et du rendement en fonction de la section de la diode. Cette étude est réalisée pour la valeur maximum admissible du courant de polarisation I_0 ; ceci correspond sensiblement, vu les ordres de grandeurs utilisés, à la puissance maximum délivrée. Nous avons admis que la résistance thermique (ainsi que la résistance série) se comportait comme une résistance de constriction (elle varie proportionnellement à $\frac{1}{\sqrt{s}}$).

La diode étudiée possède les caractéristiques suivantes :

- . résistance série $R_s = 0,5 \Omega$
 - . résistance thermique $R_{th} = 27 \text{ } ^\circ\text{/W}$
- } dans le cas où $S = 0,785 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$

. température de fonctionnement 250° C

. structure simple (type 1 de la figure VII.3) du type $P^+ NN^+$,

le dopage de la région N étant égal à 10^{16} cm^{-3} ($W \leq W_s$).

. tension d'avalanche de 82,5 v.

. matériau Arséniure de Gallium.

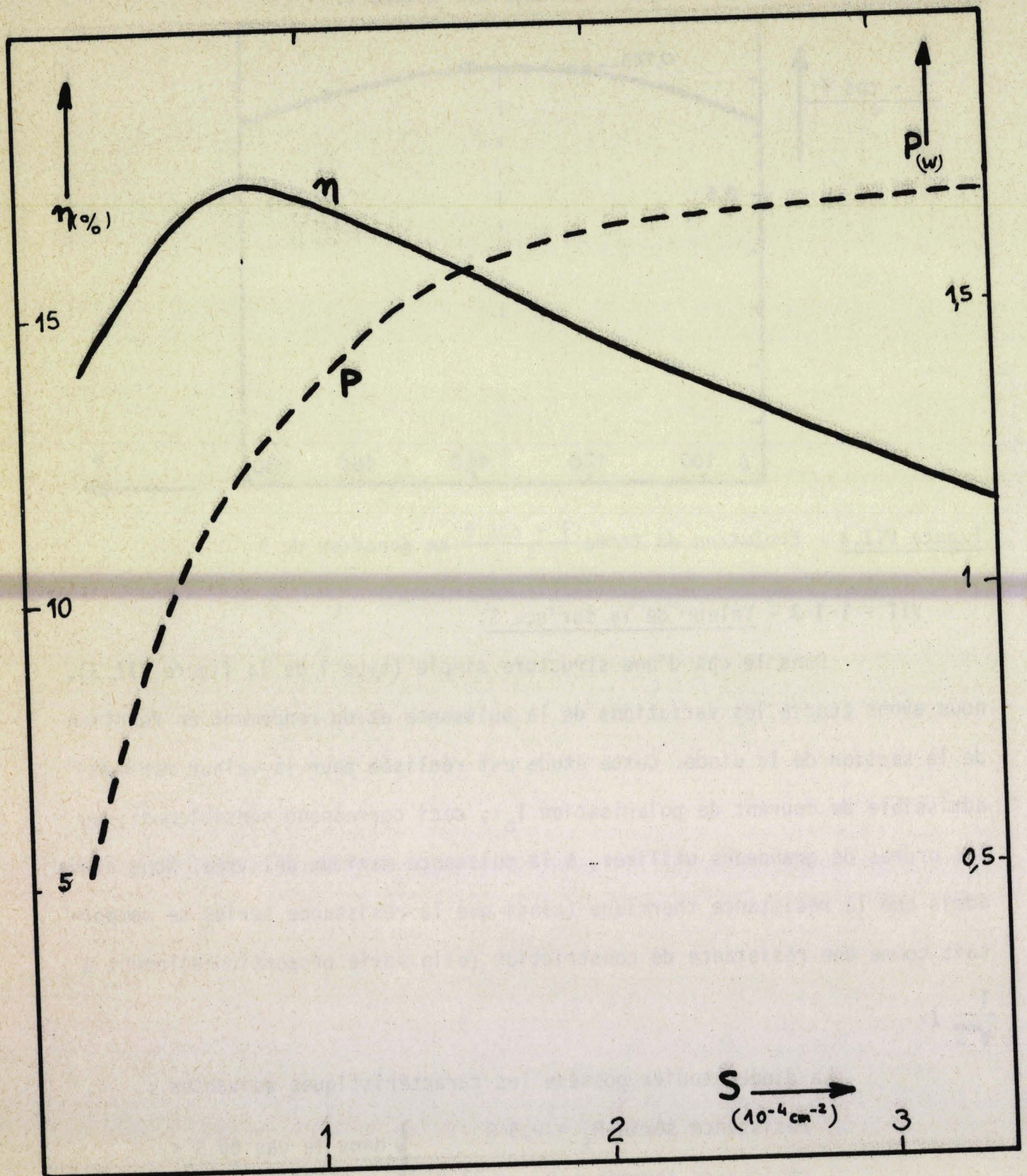


Figure VII.5 - Evolution de la puissance et du rendement en fonction de la section S .
 ($I_0 = 100 \text{ mA}$ pour $S = 0,785 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$).

Nous présentons, figure VII.5, les courbes d'évolution de la puissance et du rendement, en fonction de la section S de la diode, à la fréquence de 12 GHz. Il apparaît que, si la puissance délivrée croît continuellement, le rendement passe par une valeur maximale pour une surface de l'ordre de $0,8 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$.

REMARQUE - Influence de la résistance série R_s :

Dans l'étude comparative des rendements obtenus, pour les différentes structures, nous avons tenu compte de l'existence des pertes d'énergie, dans la diode et dans le circuit hyperfréquence, en introduisant une résistance série R_s de valeur constante, égale à $0,5 \Omega$.

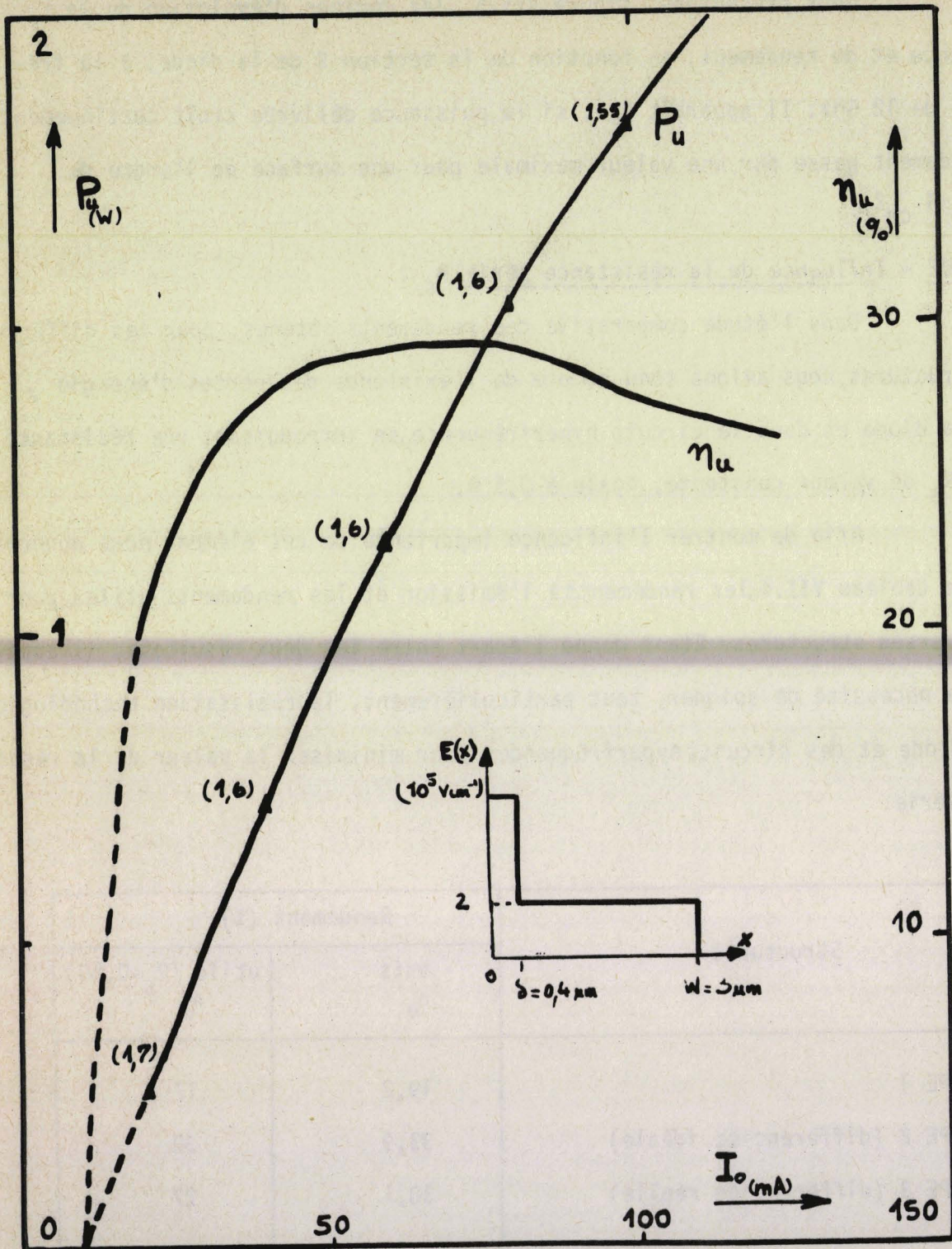
Afin de montrer l'influence importante de cet élément nous donnons, dans le tableau VII.4, les rendements à l'émission et les rendements utiles pour les diverses structures. Etant donné l'écart entre les deux résultats, il apparaît la nécessité de soigner, tout particulièrement, la réalisation technologique de la diode et des circuits hyperfréquences pour minimiser la valeur de la résistance série.

Structures	Rendement (%)	
	émis η_e	utile ($R_s=0,5\Omega$) η_u
TYPE 1	19,2	17
TYPE 2 (différenciée idéale)	33,9	30
TYPE 3 (différenciée réelle)	30,1	27

Tableau VII.4 - Influence de R_s sur le rendement.

VII - 1 - 2 - Caractéristiques du fonctionnement:

Les caractéristiques du fonctionnement, qui déterminent l'amplitude des oscillations, sont, d'une part, le courant de polarisation I_0 et, d'autre part, la valeur de la résistance de charge R_u .



BUS
LILLE

Figure VII.6 : Evolution de la puissance et du rendement en fonction du courant de polarisation.

($F = 12 \text{ GHz}$ - $S = 0,785 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ - diode As Ga)

en paramètre : amplitude optimale du champ électrique alternatif.

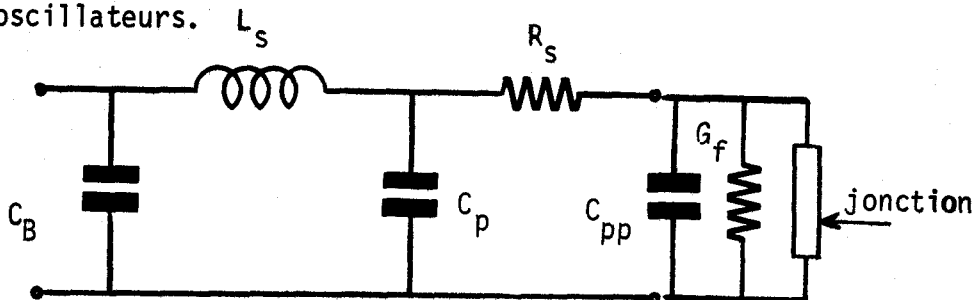
VII - 1 - 2 - 1 - Influence du courant de polarisation I_0 :

L'étude numérique de l'influence du courant de polarisation, sur la puissance et le rendement d'un oscillateur, indique une évolution tout à fait analogue à celle que nous avons décrite, au paragraphe VI.2.1.3.

A titre d'exemple, nous présentons, sur la figure VII.6, une courbe d'évolution de la puissance électrique en fonction du courant de polarisation.

VII - 1 - 2 - 2 - Résistance de charge R_u :

Durant toute l'étude précédente, l'impédance de charge utilisée est telle que, d'une part, le fonctionnement se produit spontanément à la fréquence de 12 GHz et que, d'autre part, la puissance délivrée (ou le rendement) soit maximum. Nous avons indiqué les valeurs correspondantes de l'impédance de charge dans le tableau comparatif VII.3. Il apparaît que ces valeurs sont toujours réalisables et que le coefficient de qualité reste faible dans tous les cas ($Q < 10$). Remarquons, que les valeurs indiquées tiennent compte de l'influence des éléments parasites, liés à l'encapsulation, et que leur présence s'accompagne d'une modification importante de la résistance négative apparente. Ainsi, en utilisant le schéma électrique simplifié du boîtier, représenté figure VII.7, on trouve que, lorsque la résistance maximale de la diode est comprise entre -3 et -6Ω , la résistance apparente varie entre -1 et -3Ω . C'est ce schéma équivalent que nous avons utilisé dans notre étude numérique des oscillateurs.



Ordres de grandeur - $R_S = 0,5 \Omega$ - $C_B = 0,2 \text{ pF}$ - $C_p = 0,05 \text{ pF}$ - $L_S = 0,4 \text{ nH}$

Figure VII.7 - Schéma électrique, à éléments localisés, du boîtier de la diode.

(G_f représente la conductance de <<fuite>> de la jonction et C_{pp} est la capacité de la section de la diode qui ne participe pas à l'avalanche).

Il paraît, à présent, intéressant d'envisager l'influence d'une modification de la résistance de charge sur la puissance délivrée par la diode. Nous présentons, figure VII.8, la courbe d'évolution de la puissance reçue en fonction de la partie réelle R_u de l'impédance de charge.

On remarque que, pour une résistance de charge voisine de la valeur optimale, la puissance délivrée varie relativement peu en fonction de cette résistance.

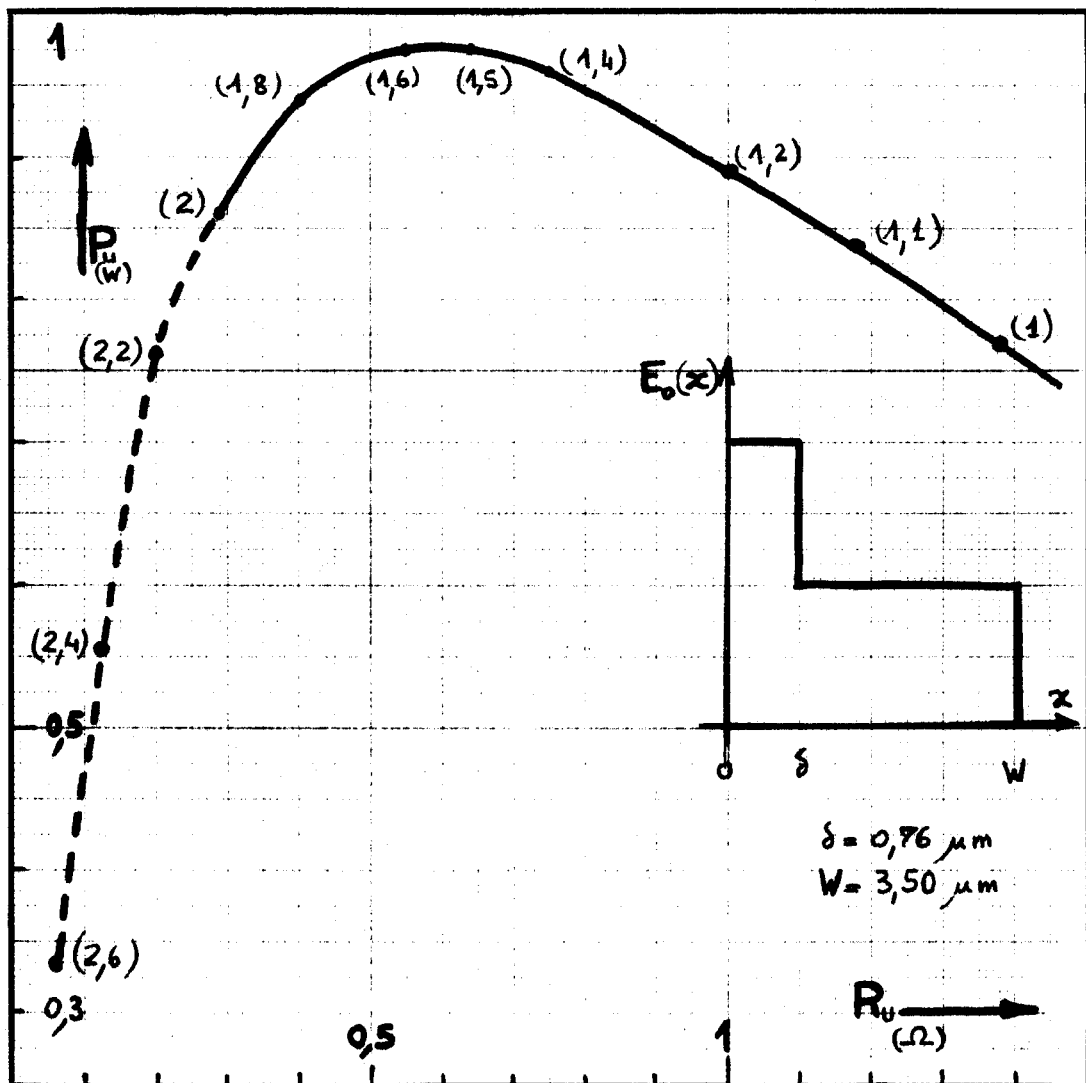


Figure VII.8 - Puissance électrique, dissipée dans la résistance de charge, en fonction de sa valeur.

- En paramètre : Amplitude E_{a1} du champ électrique (en 10^5 V.cm^{-1}) -

($F = 12 \text{ GHz}$ $S = 0,785 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ $\tau_y = \tau_\delta / 9$ $I_0 = 100 \text{ mA}$)

matériau A_s $G_a - G_\delta = 0$ - $C_{pp} = 0,272 \text{ pF}$ - éléments parasites de la figure VII.7).

VII - 2 - Utilisation en multiplicateur de fréquence:

Rappelons que le fonctionnement en multiplicateur de fréquence a pour origine le caractère non linéaire du mécanisme d'avalanche.

Dans cette étude, nous nous intéressons au fonctionnement des diodes multiplicatrices dans lesquelles le phénomène d'avalanche se produit dans la presque totalité de la zone désertée. En effet, bien que notre mode de calcul nous permette de tenir compte facilement de l'influence d'une zone de transit, nous l'avons volontairement négligée afin de mieux mettre en évidence les mécanismes fondamentaux responsables du fonctionnement. (*).

Les performances auxquelles nous nous intéressons sont :

. la puissance électrique P_1 , correspondante au signal d'entrée à la fréquence f_1 .

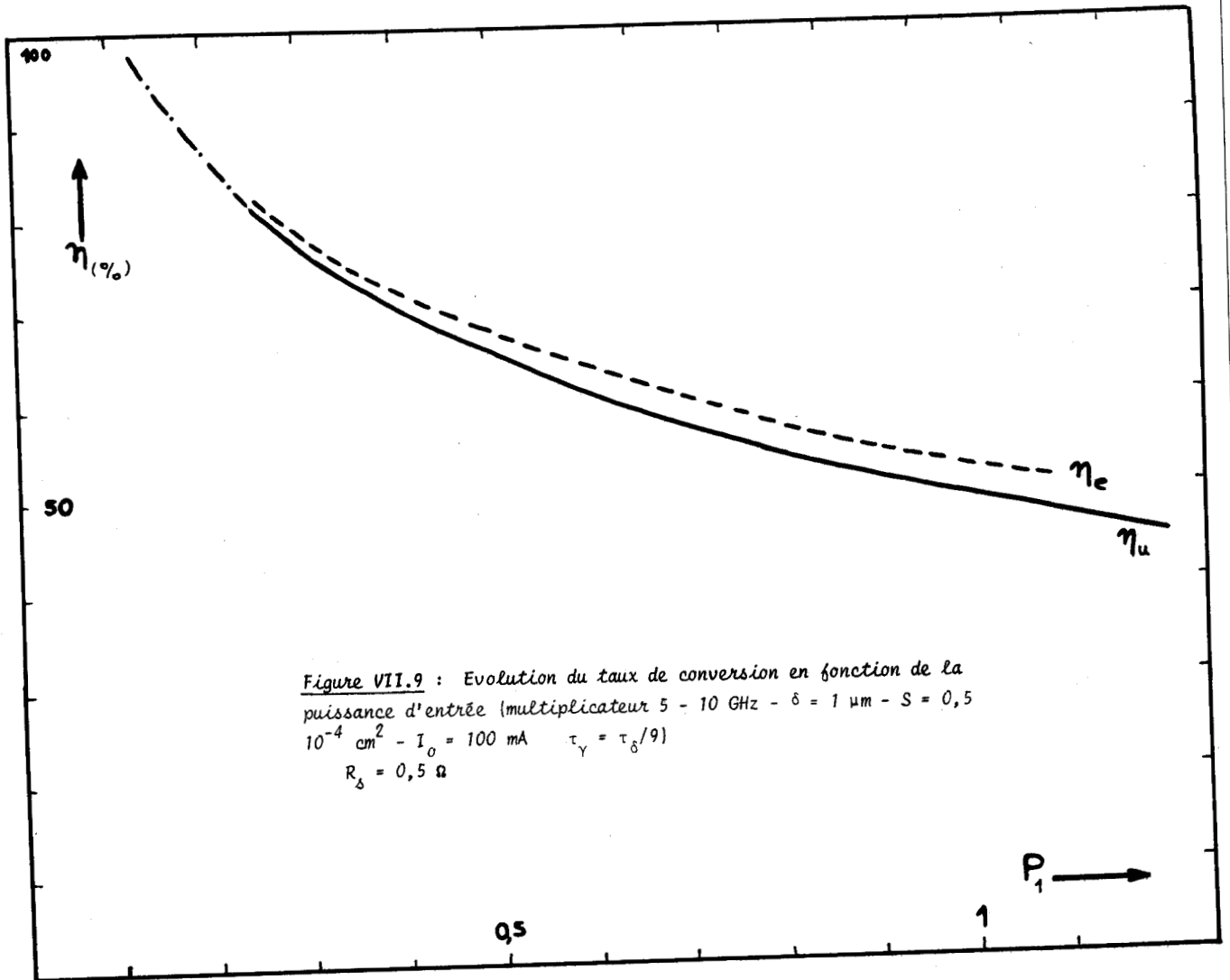
. le taux de conversion η_k , défini par le rapport de la puissance de sortie P_k (à la fréquence harmonique de rang k) et de la puissance d'entrée P_1 :

$$\eta_k = \frac{P_k}{P_1} \quad (\text{VII.2})$$

Ces performances dépendent de deux types de paramètres :

- Ceux liés au régime de fonctionnement ; c'est à dire :
 - . la valeur de la puissance P_1 du signal d'entrée .
 - . le courant de polarisation I_0 .
- Ceux liés à la constitution de la diode ou du circuit ; soit essentiellement :
 - . l'épaisseur δ de la zone d'émission .
 - . la valeur de la résistance série R_s (représentant toutes les pertes d'énergie localisées, à la fois, dans la diode et dans le circuit extérieur) — (on néglige les autres éléments parasites).

(*) Une étude plus complète, tenant compte de l'existence d'une zone de transit, a été effectuée, au laboratoire, par Messieurs ROLLAND [6] et DERYCKE [7].



Nous allons envisager l'influence de tous ces paramètres sur les performances d'un multiplicateur de fréquence, par deux puis par dix, utilisant une diode à avalanche en silicium ; la fréquence du signal d'entrée étant égal à 5 GHz.

REMARQUE 1 - Dans cette étude, nous avons considéré que l'amplitude de la composante harmonique du champ électrique était égale à celle de la composante fondamentale. En effet, il ressort de plusieurs travaux [6] [8] que le cas envisagé est favorable pour les performances.

VII - 2 - 1 - Multiplicateur de fréquence par deux (5 -10 GHz) :

1/ - Puissance d'entrée P_1 :

Nous avons tracé, figure VII.9, l'évolution théorique du taux de conversion utile η_u en fonction de la puissance P_1 du signal appliqué à l'entrée . Si le taux de conversion diminue continument lorsque la puissance d'entrée croît on observe, néanmoins, qu'il est encore de 50 % lorsque la puissance d'entrée est de 1 w. L'évolution constatée s'explique par deux éléments :

. Les taux de conversion importants ne sont obtenus qu'à puissance électrique (ou amplitude du champ électrique) suffisamment importante car, en effet, le régime de fonctionnement doit être suffisamment non linéaire (second régime, paragraphe VI.22.1).

. Le taux de conversion diminue lorsque la puissance d'entrée croît car les pertes d'énergie, liées à la non linéarité du taux d'ionisation, augmentent continument (troisième régime, paragraphe VI.22.1).

Remarquons, sur la figure VII.9, que les taux de conversion utile η_u et émis η_e , de valeur proche à faible niveau, différent sensiblement à fort niveau. Ceci signifie que la résistance (négative), équivalente à la diode à la fréquence de sortie, est une fonction décroissante du niveau d'entrée.

2/ - Courant de polarisation I_0 :

Nous présentons, figure VII.10, les courbes d'évolution de la puissance P_2 , émise à la fréquence de sortie, et du rendement utile η_u en

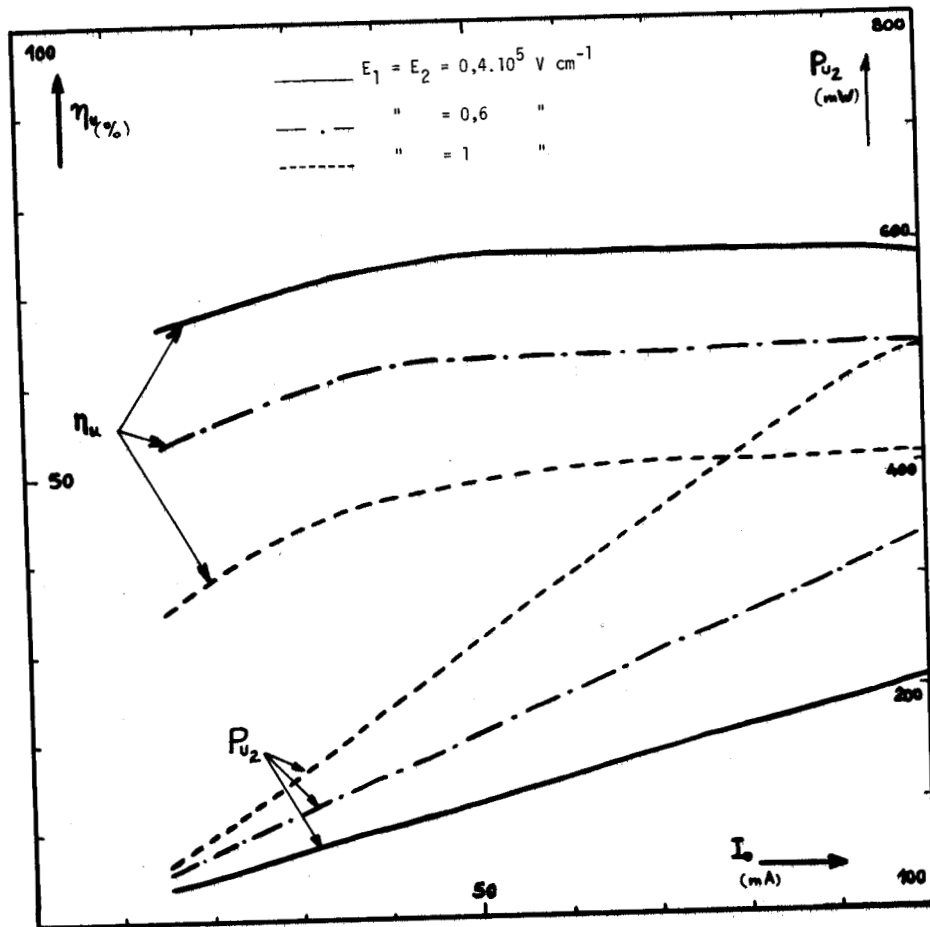


Figure VII.10 : Influence du courant I_0 de polarisation (les autres paramètres sont ceux de la figure VII.9)

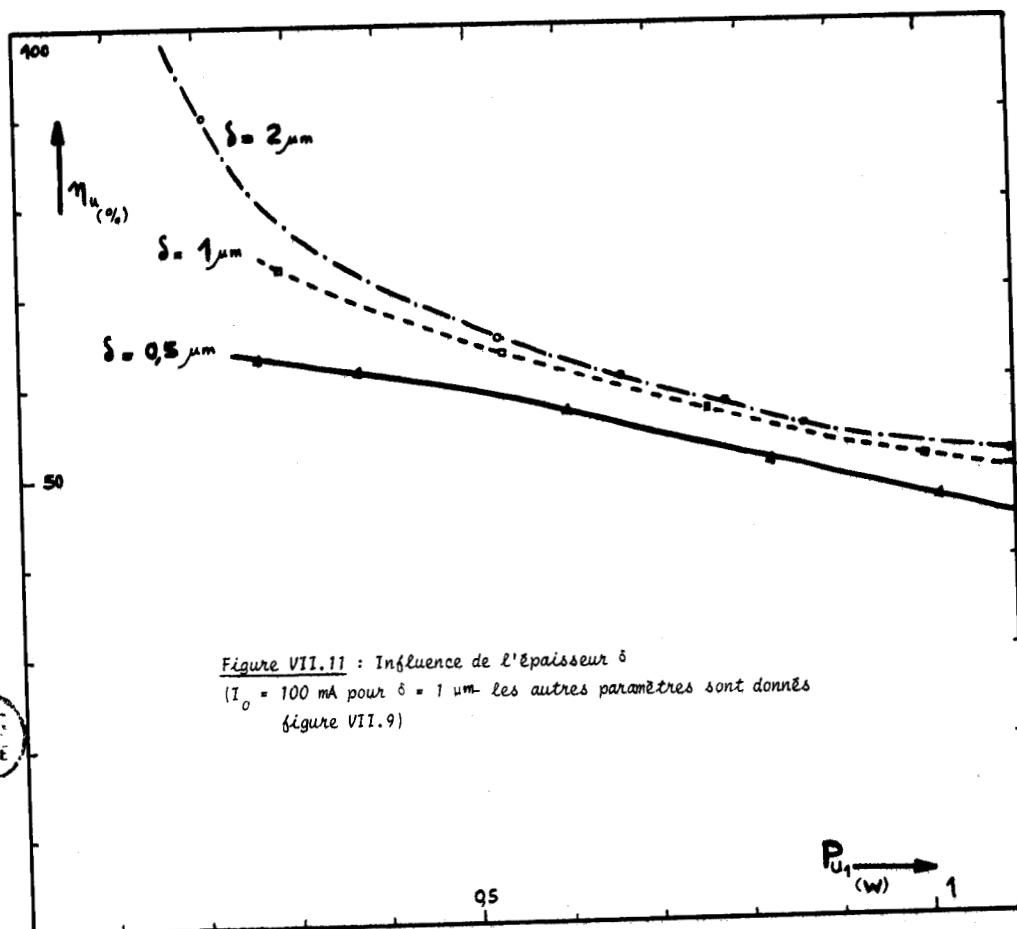


Figure VII.11 : Influence de l'épaisseur δ ($I_0 = 100 \text{ mA}$ pour $\delta = 1 \mu\text{m}$ - les autres paramètres sont donnés figure VII.9)



fonction du courant I_0 . On constate que la puissance de sortie P_{u2} croît linéairement en fonction de I_0 ; l'évolution est d'ailleurs identique en ce qui concerne la puissance d'entrée P_{u1} . Dans ces conditions, le taux de conversion η_e , correspondant aux puissances émises, est indépendant de la valeur de I_0 . Par contre, il n'en est pas de même pour le taux de conversion utile η_u comme le montre la figure VII.10. En effet, les résistances équivalentes, présentées par la diode aux deux fréquences, sont des fonctions croissantes du courant de polarisation et il en est de même pour η_u .

Rappelons que, pour un champ électrique sinusoïdal, la résistance présentée par la diode est maximum pour une fréquence voisine de la fréquence d'avalanche. Si l'on extrapole au cas du régime harmonique et si l'on cherche à minimiser les pertes d'énergie, liées à l'existence de la résistance série R_s , il paraît intéressant d'utiliser une valeur du courant de polarisation de l'ordre de celle du courant d'avalanche I_x à la fréquence considérée. Plus précisément, il semble judicieux d'utiliser un courant de polarisation de l'ordre du courant d'avalanche pour la fréquence de sortie (environ 66 mA dans le cas considéré ici) car l'étude précédente a montré que le module de la résistance, présentée par la diode, est la plus faible à la fréquence de sortie (formule III.2.3).

Il semble effectivement, d'après la figure VII.10, que le courant de polarisation doive être relativement important pour l'obtention de rendements intéressants.

REMARQUE - Rappelons que, en régime non linéaire, le courant d'avalanche I_x réel devient supérieur au courant d'avalanche I_{x0} mesuré en régime linéaire (chapitre III).

3/ - Épaisseur de la zone d'avalanche:

Nous donnons, figure VII.11, les courbes d'évolution du taux de conversion utile, en fonction de la puissance d'entrée P_{u1} , pour trois valeurs de l'épaisseur δ de la diode. La valeur du courant de polarisation est choisie afin que la puissance électrique continue dissipée soit identique dans

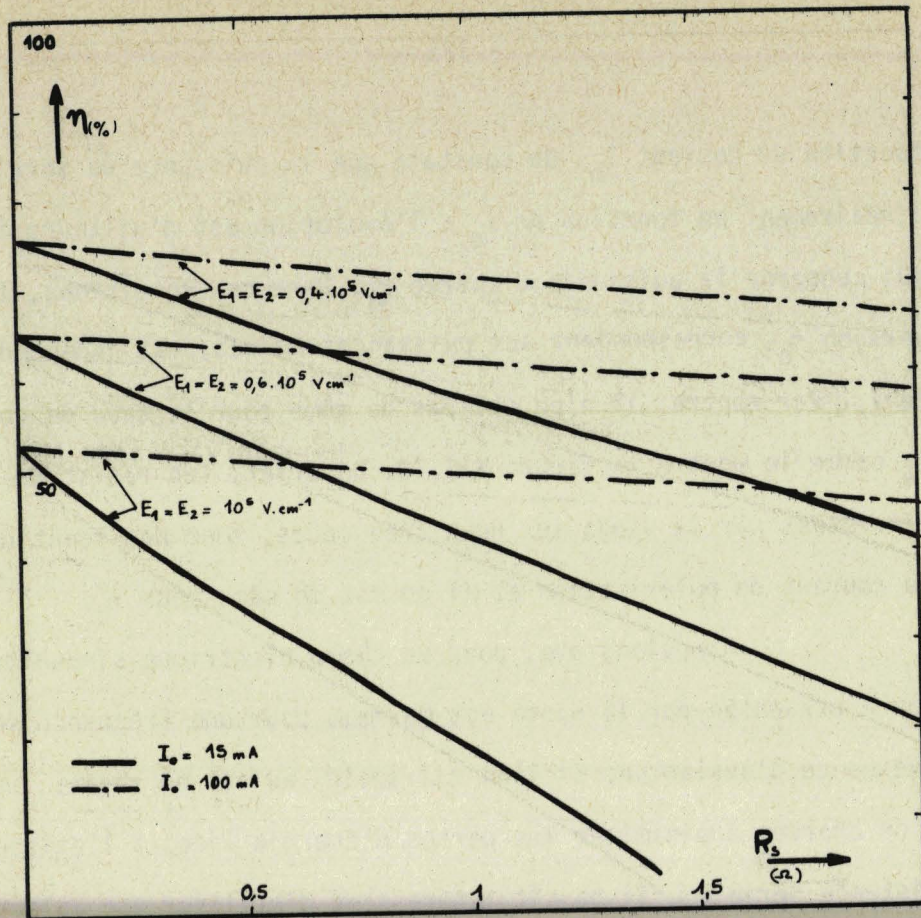


Figure VII.12 : Influence de la résistance série
(paramètres de la figure VII.9)

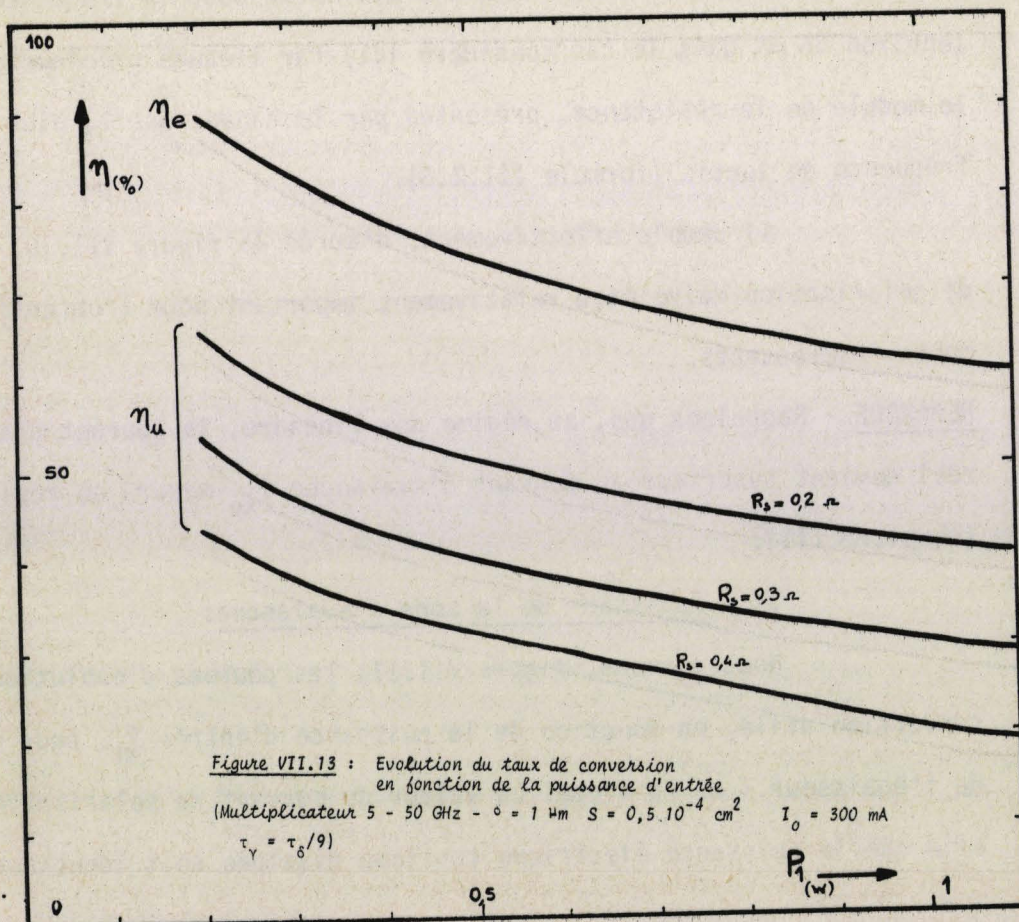


Figure VII.13 : Evolution du taux de conversion
en fonction de la puissance d'entrée
(Multiplicateur 5 - 50 GHz - $\phi = 1 \mu\text{m}$ - $S = 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ - $I_0 = 300 \text{ mA}$
 $\tau_y = \tau_0/9$)



chacun des trois cas (température de fonctionnement identique) et voisine de la puissance maximale dissipable (taux de conversion quasi maximum).

Il apparaît que, dans le cas d'un multiplicateur de fréquence par deux, une épaisseur δ de la diode de l'ordre de 1 à 2 μ soit favorable.

4/ - Pertes d'énergie dans la diode et dans le circuit:

Les courbes, tracées figure VII.12, représentent l'évolution du taux de conversion utile η_u en fonction de la résistance série R_S . On remarque que l'influence de la résistance série R_S , représentant les diverses pertes d'énergie, est importante lorsque le courant de polarisation I_0 est faible (et lorsque le champ électrique alternatif est d'amplitude forte). En effet, les résistances présentées par la diode sont alors peu importantes par rapport à la résistance R_S .

VII.2.2 - Multiplification de fréquence par dix (5 - 50 GHz):

Lors de l'étude précédente, nous avons mis en évidence l'influence importante des pertes (qui s'exercent essentiellement à la fréquence de sortie). Dans le cas d'un multiplicateur de fréquence par dix la fréquence de sortie étant plus élevée, la résistance présentée par la diode sera encore plus petite. Par conséquent, nous serons amenés à soigner tout particulièrement la réalisation technologique de la diode et du circuit hyperfréquence (pertes faibles) et notre étude théorique est donc effectuée en considérant une résistance R_S , équivalente aux pertes d'énergie, de 0,2 Ω . Pour la même raison, nous appliquons à la diode un courant de polarisation I_0 plus élevé, égal à 300 mA. En dehors de ces deux modifications, la diode étudiée est identique à celle considérée précédemment. Nous allons étudier, dans ces conditions, l'influence des différents paramètres sur le fonctionnement en multiplication par dix.

1/ - Puissance d'entrée P_1 :

Nous avons tracé, figure VII.13, l'évolution théorique du taux de conversion η en fonction de la puissance d'entrée P_1 . On retrouve une allure similaire, à celle obtenue en multiplication par deux, mais on remarque que les taux de conversion sont plus faibles que précédemment. Cependant, grâce à l'augmentation du courant de polarisation et à la valeur plus faible

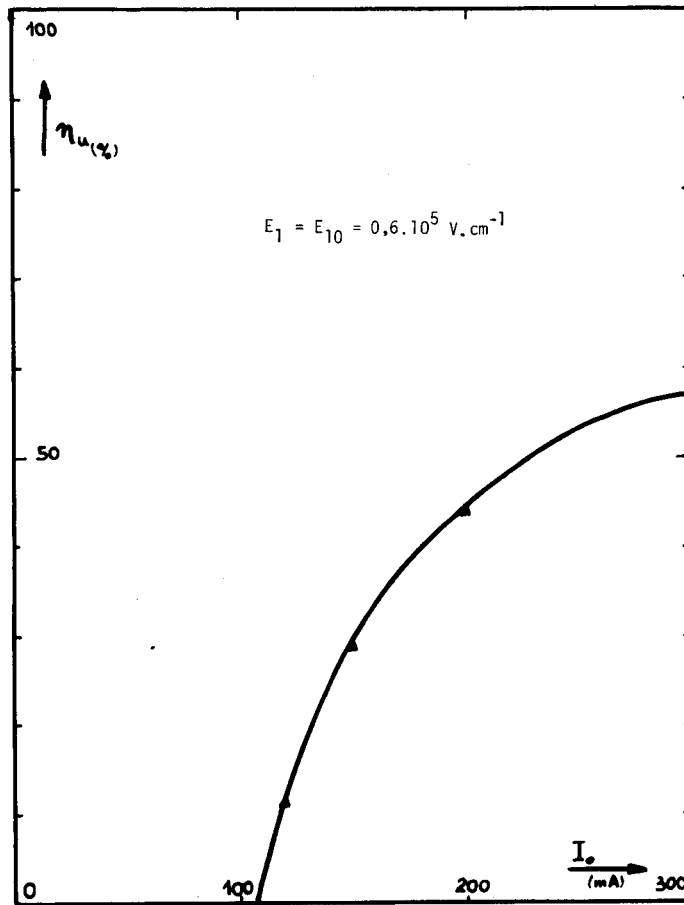
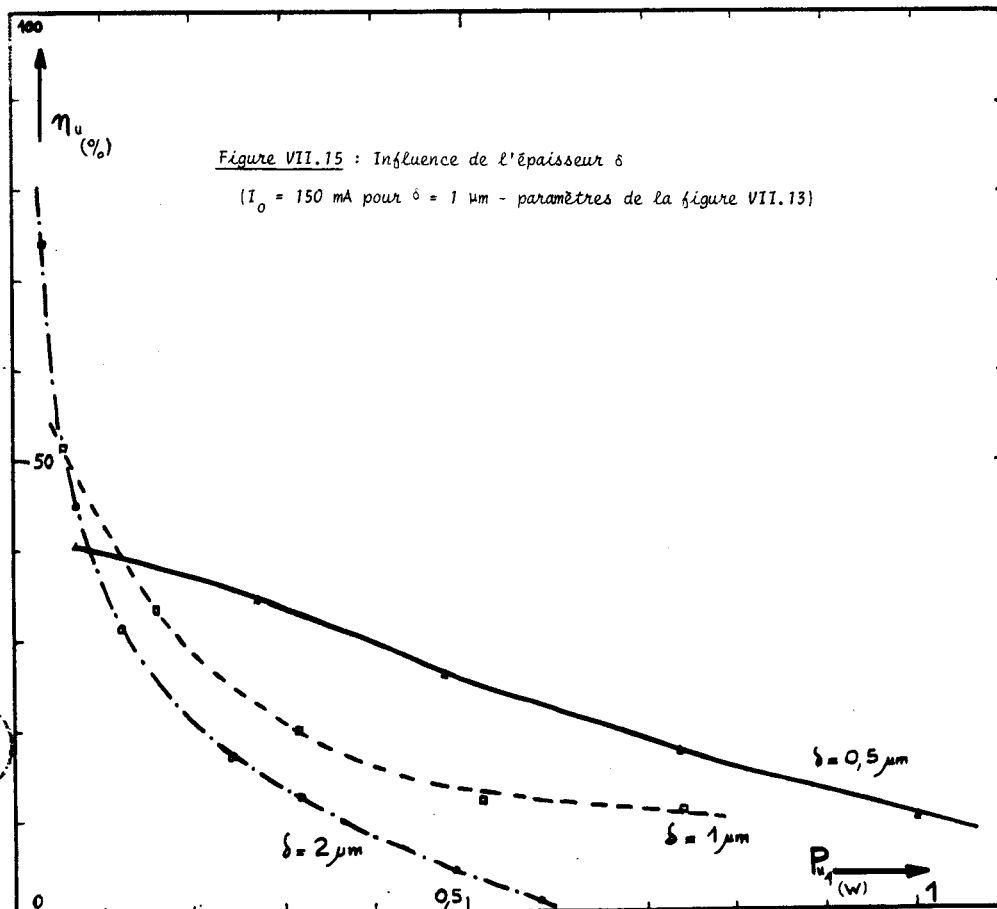


Figure VII.14 : Influence de la valeur du courant de polarisation
(paramètre de la figure VII.13 - $R_s = 0,2 \Omega$)



BUS
LILLE

de la résistance série, le taux de conversion utile est encore de 40 % pour une puissance d'entrée de 1 w. (rappelons que nous avons obtenu 50 % en multiplication par deux).

2/ - Courant de polarisation I_0 :

L'évolution du taux de conversion utile η_u en fonction du courant I_0 , donnée figure VII.14, est similaire à celle obtenue en multiplication par deux mais on remarque que les variations sont plus rapides. L'interprétation est identique et nous conduirait à utiliser des courants de polarisation de l'ordre du courant d'avalanche, à la fréquence de sortie, si l'on désire optimiser le taux de conversion ($I_{x0} = 1650$ mA à $F_2 = 50$ GHz). En fait, une valeur aussi grande n'est pas réalisable à cause des possibilités de dissipation thermique de la diode et on utilisera le courant maximum admissible.

3/ - Epaisseur δ de la diode:

Nous avons tracé, figure VII.15, les courbes d'évolution du taux de conversion, en fonction de la puissance d'entrée P_{u1} , pour trois épaisseurs δ de la diode. Comme précédemment, la puissance continue consommée étant identique dans les trois cas.

Il apparaît que, dans le cas de la multiplication par dix, l'épaisseur δ de la diode doit être plus faible de l'ordre, par exemple, de 0,5 μm pour obtenir un taux de conversion élevé.

4/ - Influence des pertes d'énergie:

Nous donnons également, sur la figure VII.13, les courbes d'évolution du taux de conversion pour trois valeurs de la résistance R_S , représentant les diverses pertes d'énergie. On remarque que celles-ci ont une influence plus importante qu'en multiplication par deux. Ce résultat était prévisible car la résistance équivalente, présentée par la diode à la fréquence de sortie, est plus faible. Ceci montre la nécessité de soigner la réalisation technologique des multiplicateurs de fréquence à haut rang d'harmoniques.

REMARQUE - Signalons que notre recherche sur ordinateur, des conditions optimales de fonctionnement, peut également être appliquée à l'étude d'autres dispositifs utilisant des diodes à avalanche comme, par exemple, l'amplification, le mélange de signaux etc... De telles études ont déjà été entreprises au Laboratoire par différents chercheurs et feront l'objet de publications ultérieures [4] [9].

CONCLUSION de l'ETUDE NUMERIQUE sur ORDINATEUR:

Nous avons effectué une recherche, sur Ordinateur, des valeurs optimales des principaux paramètres caractéristiques des diodes à avalanche et à temps de transit utilisées en oscillateur ou en multiplicateur de fréquence. Cette étude nous a permis de trouver des lois quasi générales qu'une étude analytique était incapable de fournir, étant donné la complexité des phénomènes et la difficulté d'apprécier l'importance relative des différents effets.

Les résultats de ces travaux théoriques ont permis d'améliorer la constitution des diodes à avalanche afin d'obtenir des rendements et des taux de conversion plus importants. Ainsi, la réalisation par le Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée (L.E.P. Limeil-Brévennes) de diodes à l'Arséniure de Gallium à deux paliers de dopage, voisins de ceux décrits au paragraphe VII.11.2, a permis d'obtenir des rendements de l'ordre de 23 % en bande X [5] ce qui constituait à l'époque un record mondial dans ce domaine.

Nous allons entreprendre, à présent, l'étude expérimentale, en Laboratoire, du fonctionnement des diodes à avalanche et à temps de transit utilisées comme oscillateur et multiplicateur de fréquence.

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

(CHAPITRE VII)

- [1] M. LEFEBVRE and al Acta electronica, vol. 12 n° 2, avril 1969
- [2] READ Bell Syst. tech. J., vol. 37 n° 2, mars 1957
- [3] SCHROEDER-HADDAD PIEEE, vol 61 n° 2, fév. 1973
- [4] I. DUMBIA Thèse doctorat d'Etat, Lille, A paraître
- [5] G. SALMER and al J. Appl. phys., vol 44 n° 1, janv. 1973
- [6] P.A. ROLLAND Thèse doctorat 3e cycle, Lille, juillet 1973
- [7] A. DERYCKE Contrat D.G.R.S.T. n° 71.7.2845, 1972
- [8] VANBORREN Thèse doctorat 3e cycle, Lille, janv. 1971
- [9] CARNEZ Thèse doctorat 3e cycle, Lille, A paraître

INTRODUCTION

L'étude expérimentale en Laboratoire, que nous avons entreprise dès 1965, nous a permis de mettre en évidence les propriétés essentielles des diodes à avalanche [1] ainsi que leurs principales applications [2] [3]. Elle fut poursuivie et complétée grâce aux travaux de Messieurs I. DUMBIA, G. VANBORREN et P.M. LEBRUN qui ont pu travailler sur des composants plus élaborés et utiliser des dispositifs de mesure plus précis.

Les diodes utilisées sont des structures du type P^+NN^+ en silicium ou en Arséniure de Gallium. Elles nous ont été fournies par le Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée (L.E.P. de Limeil-Brévannes) et la Société Radio-Technique (R.T.C. groupe Philips) dans le cadre de plusieurs contrats d'étude (DGRST [4], CNES [5] etc...).

Les différents travaux expérimentaux ayant déjà fait l'objet de plusieurs publications détaillées [6] [7] [8] [9] [10], nous nous contenterons de donner ici l'essentiel des méthodes utilisées et les résultats les plus significatifs.

Cette étude peut être divisée en deux parties :

- la première concerne la recherche des propriétés intrinsèques de la zone d'émission,
- la seconde est relative au fonctionnement de la diode complète, en oscillateur et en multiplicateur.

REMARQUE - Nous avons, au préalable, déterminé les valeurs des paramètres physiques des diodes étudiées (résistance et capacité thermiques, profil de dopage, dimensions géométriques δ -W, section S etc...). La connaissance de ces grandeurs nous a permis d'effectuer l'étude théorique correspondante (généralement sur ordinateur) et de comparer les résultats expérimentaux aux prévisions théoriques .

VIII - 1 - Propriétés de la zone d'émission d'une diode à avalanche:

INTRODUCTION -

On peut justifier l'utilité d'une telle étude par les deux éléments suivants :

. Le fonctionnement des diodes à avalanche et à temps de transit est lié, très étroitement, aux propriétés de la zone d'émission ; il est donc intéressant de les déterminer expérimentalement.

. La connaissance des caractéristiques de l'émission permet d'accéder à celle des paramètres physiques (taux d'ionisation, vitesse des porteurs, etc...) qu'il convient de considérer lors de l'étude théorique du fonctionnement de la diode complète.

Pour effectuer l'étude de la zone d'émission, nous utilisons des diodes dans lesquelles le temps de transit des porteurs est négligeable, à la fréquence de mesure. A titre d'exemple, nous présentons, figure VIII.1, la configuration spatiale du champ électrique statique d'une des diodes utilisées.

Nous allons distinguer deux régimes de fonctionnement possibles :

- . le régime sinusoïdal,
- . le régime périodique multifréquence.

Signalons que cette première partie de notre étude a été effectuée en étroite collaboration avec Messieurs ISSA DUMBIA et G. VANBORREN.

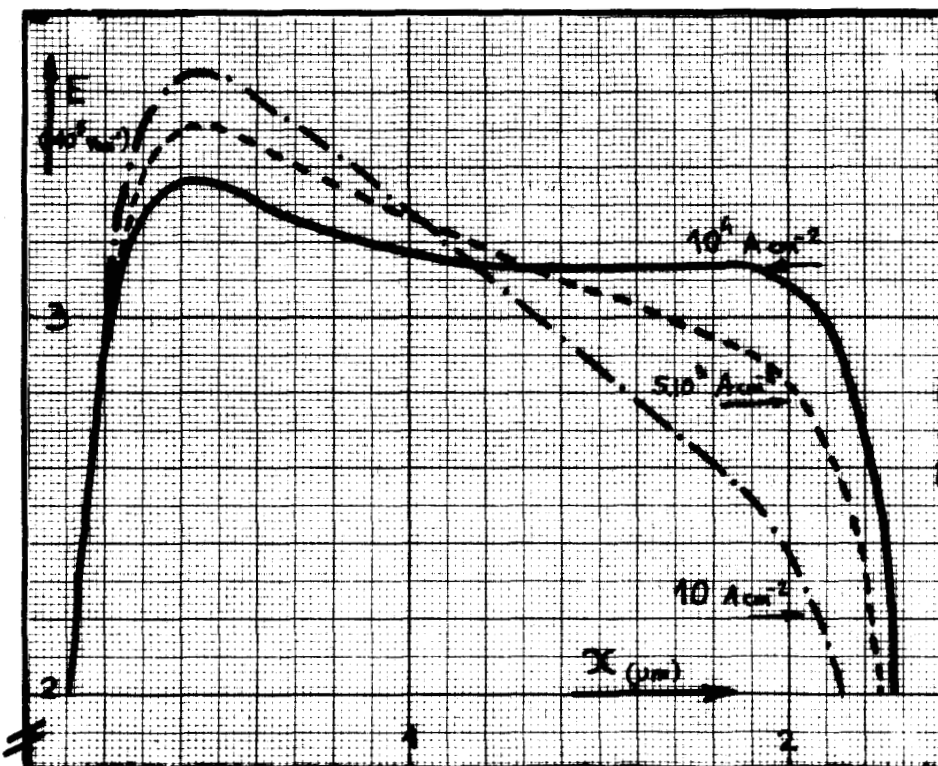


Figure VIII-1 - Configuration spatiale du champ électrique statique d'une des diodes utilisées (en paramètre : la densité de courant).

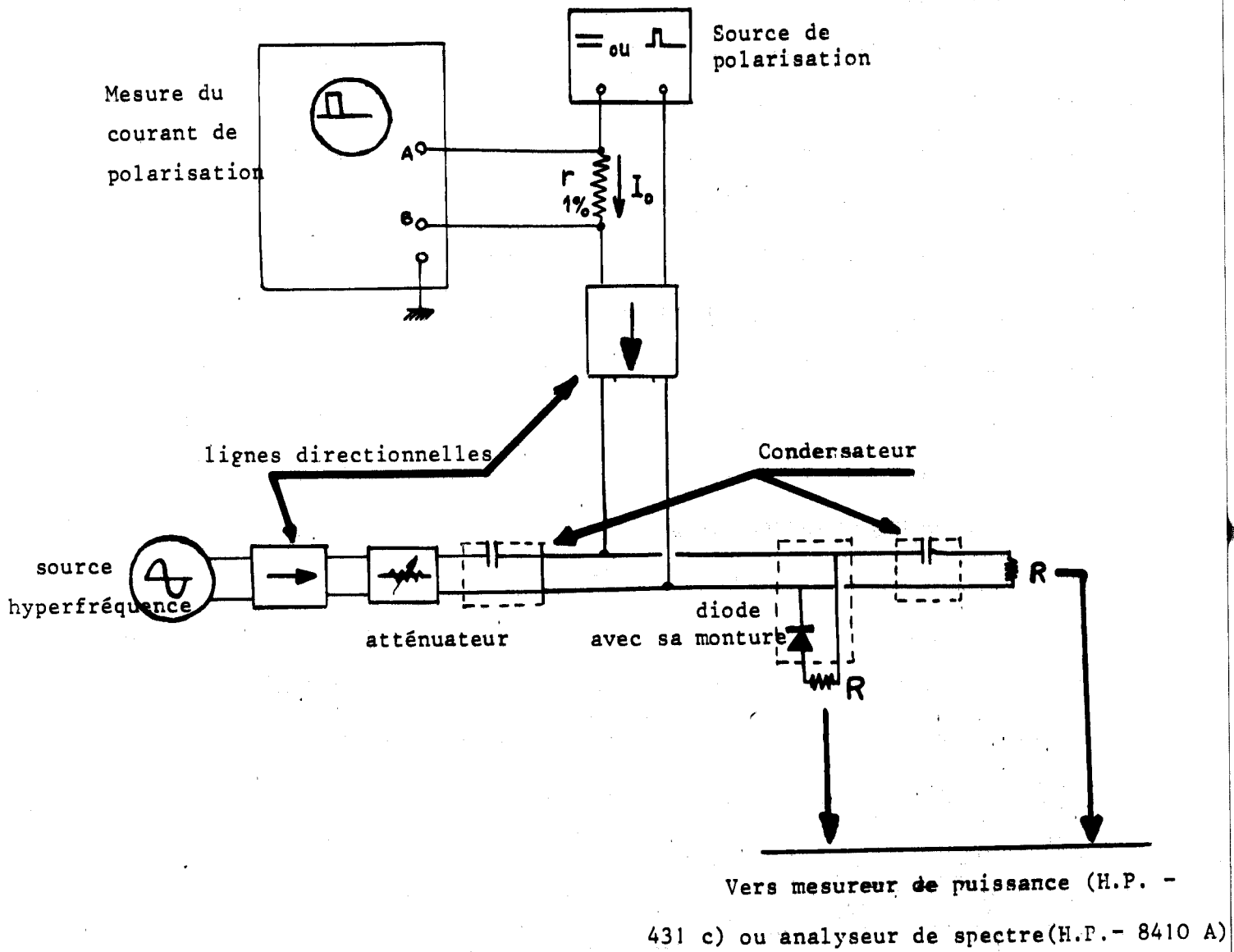


FIGURE VIII.3

PREMIER DISPOSITIF EXPERIMENTAL UTILISE



VIII - 1 - 1-Régime sinusoïdal:

Rappelons que la zone d'émission est équivalente à un circuit résonnant parallèle (figure VIII.2). Elle peut être caractérisée par la fréquence pour laquelle on obtient la résonance du circuit équivalent. Cette fréquence, appelée fréquence d'avalanche f_a , dépend, à la fois, du courant de polarisation I_0 et du niveau hyperfréquence puisque le self-inductance L_a en dépend (formule III.11). Dans une première étude, nous nous sommes donc attachés à l'étude de cette caractéristique en utilisant un premier montage simple.

Ensuite, nous avons étudié, grâce à un second montage, l'admittance complexe, présentée par la diode, à une fréquence différente de la fréquence d'avalanche.

Enfin, nous avons généralisé cette étude en considérant le cas d'une diode dans laquelle l'épaisseur de la zone de transit est prépondérante. Pour cela, nous utilisons un dispositif de mesure plus élaboré (analyseur de réseau Hewlett Packard type 8410 A).

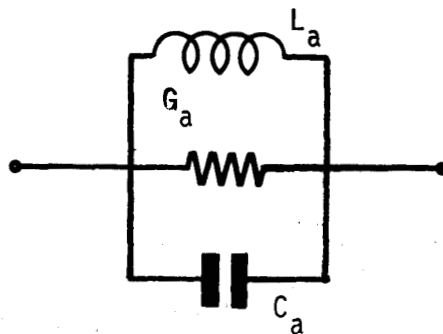


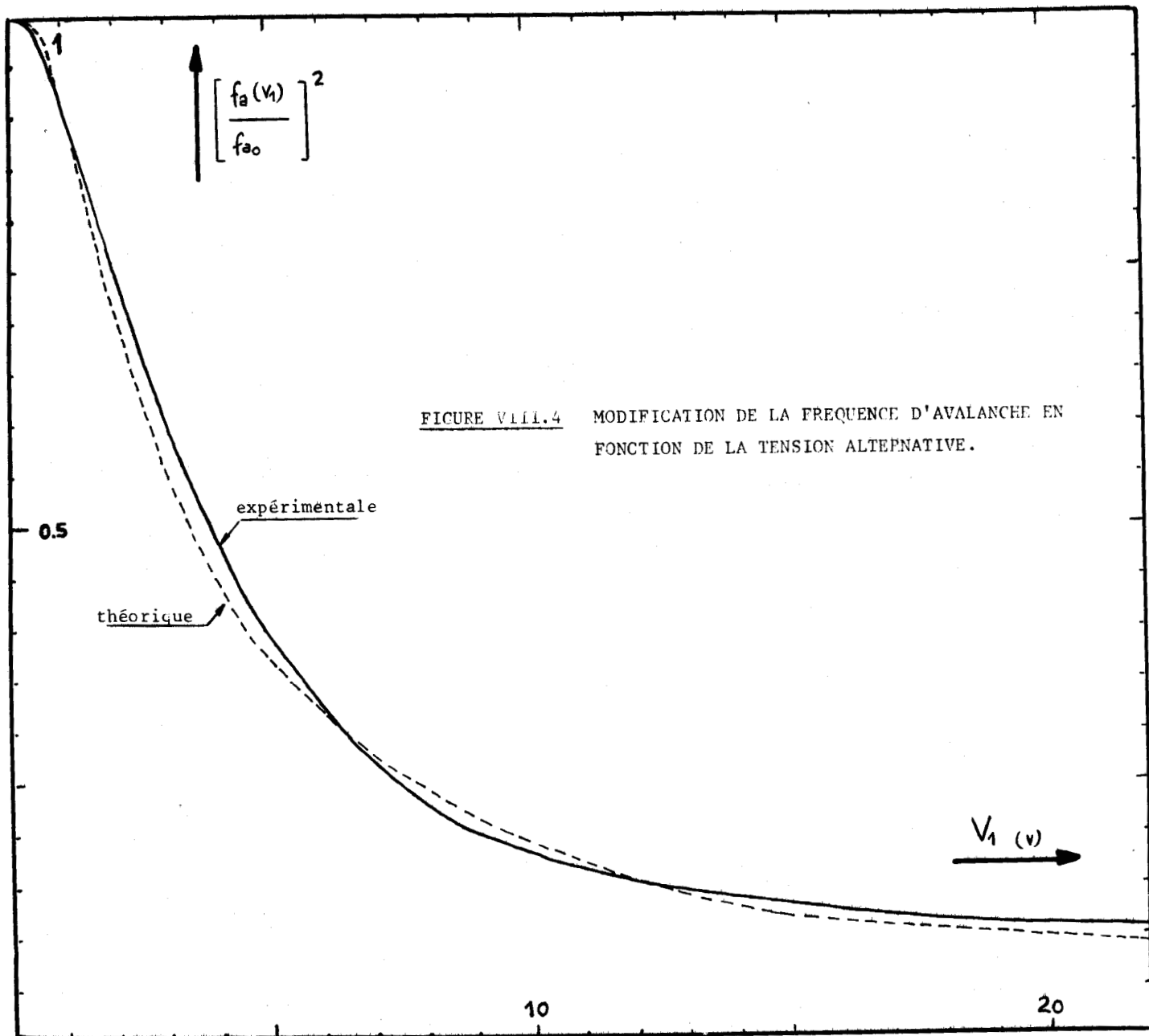
Figure VIII.2 - Schéma électrique équivalent à la zone d'émission.

VIII - 1 - 1 - 1 - Premier montage:

1/ - Description:

Le dispositif expérimental utilisé est représenté sur la figure VIII.3. Il est réalisé en structure coaxiale d'impédance caractéristique 50Ω . Il comprend essentiellement :

- . Une source hyperfréquence dont la puissance de sortie est variable.



. Une monture de diode en forme de té. La diode étant placée en série avec le conducteur central.

. Deux charges adaptées R, fermant les deux bras du Té.

. Une source continue, assurant la polarisation de la diode par l'intermédiaire d'un Té.

REMARQUE 1 - Lors de l'étude à courant de polarisation très élevé, il est nécessaire de remplacer la source continue par un générateur d'impulsions; la largeur des impulsions est limitée à quelques micro-secondes afin d'éviter l'apparition des effets thermiques.

REMARQUE 2 - Pour l'étude à forte puissance alternative, la source hyperfréquence utilisée est un émetteur de Radar délivrant une onde pulsée à la fréquence 2,75 GHz et de largeur 1 μ s; la fréquence de répétition étant de 1 KHz.

2/ - Détermination des grandeurs caractéristiques:

Nous nous intéressons aux grandeurs suivantes :

. le courant d'avalanche I_x . Pour une fréquence donnée, l'impédance, présentée par la diode, passe par une valeur maximale (et réelle) lorsqu'elle est traversée par un courant de polarisation I_0 égal au courant d'avalanche I_x . Sa valeur est celle qui donne un minimum de courant hyperfréquence dans la résistance R en série avec la diode.

. L'amplitude de la tension alternative aux bornes de la diode. On accède à la connaissance de cette grandeur par la mesure de la puissance électrique dissipée dans chacune des deux résistances R.

3/ - Résultats:

Grâce à ce premier montage, nous avons étudié la dépendance entre le courant d'avalanche I_x (à fréquence fixe, égale à 2,75 GHz) et l'amplitude V_1 de la tension alternative.

Si l'on admet que la fréquence d'avalanche f_a (pour cette même diode, alimentée à courant constant et étudiée à fréquence variable) varie proportionnellement à $\sqrt{I_x}$ (*), il est alors possible de représenter, figure VIII.4,

(*) D'après la théorie analytique (formule III.9).

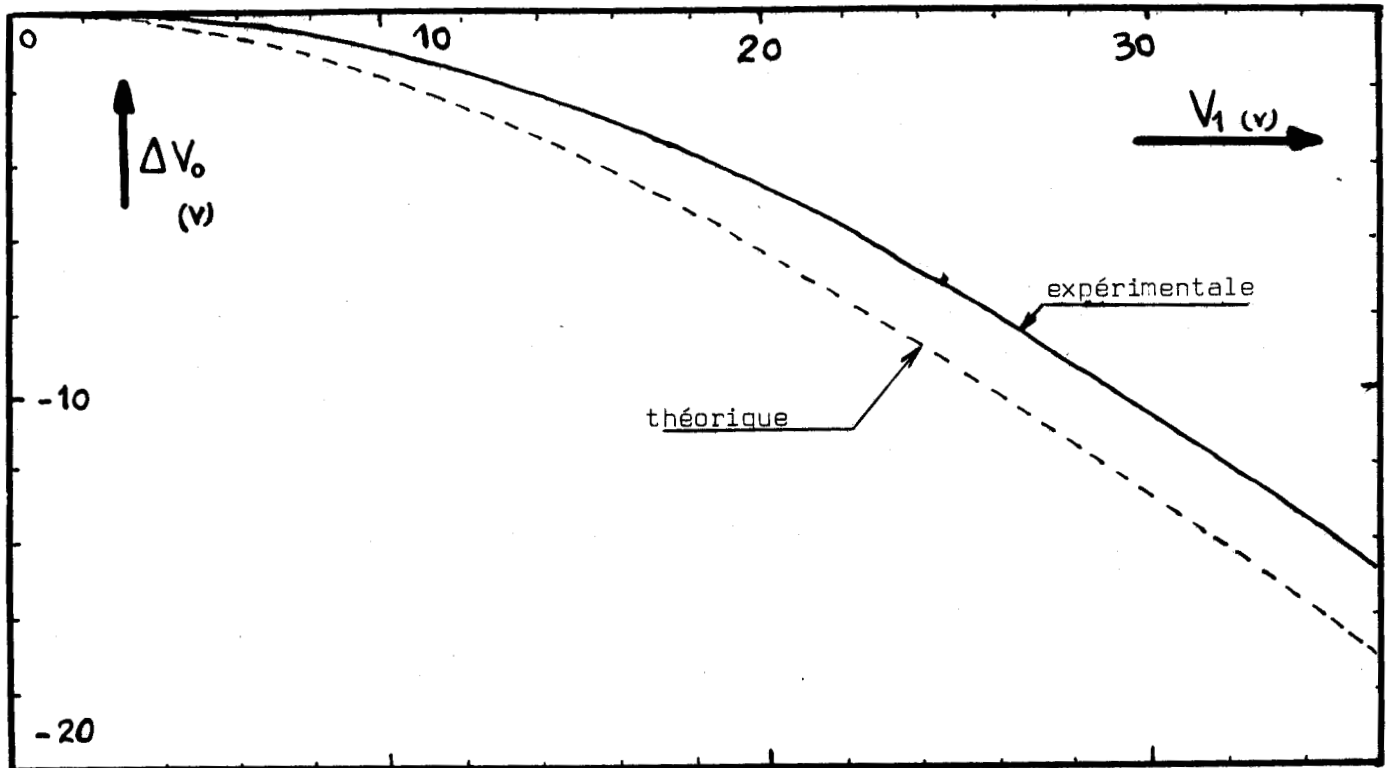


FIGURE VIII.5 MODIFICATION DE LA TENSION CONTINUE DE POLARISATION
 AVEC LA TENSION ALTERNATIVE



son évolution en fonction de la tension alternative V_1 .

Il apparaît que la fréquence d'avalanche décroît (ou que le courant d'avalanche croît) lorsque l'amplitude de la tension alternative croît. Ceci signifie que la valeur de la self-inductance croît avec l'amplitude V_1 comme l'indique d'ailleurs la théorie analytique (formule III.11). Ce résultat est fondamental, pour l'étude des diodes à avalanche et à temps de transit, car il montre qu'un tel dispositif est susceptible de présenter une résistance négative, même si la fréquence est inférieure à la fréquence d'avalanche (en régime linéaire). Il suffit simplement d'appliquer une tension alternative d'amplitude suffisante pour déclencher éventuellement l'oscillation.

Nous avons également tracé, sur la figure VIII.4, l'évolution déduite de la théorie analytique. La bonne concordance entre les deux courbes prouve la validité de la théorie analytique et le bon choix des valeurs des paramètres physiques.

REMARQUE 1 - Influence des éléments parasites:

L'existence d'éléments parasites, dus à la présence du boîtier, oblige à effectuer une correction pour déterminer la valeur du courant d'avalanche correspondant à la jonction seule. La correction est relativement facile si l'on admet que seul intervient, à la fréquence de mesure, la capacité parallèle du boîtier ce qui était le cas dans l'expérience précédente.

REMARQUE 2 - On constate expérimentalement, figure VIII.5, que la tension continue V_0 , aux bornes de la diode, décroît lorsque la puissance alternative appliquée croît, c'est-à-dire lorsque la tension alternative croît (à courant de polarisation I_0 constant). Ceci est dû, entr'autres, à la non-linéarité du taux d'ionisation comme nous l'avons indiqué au chapitre III. Cet effet est important, pour l'étude des diodes à avalanche et à temps de transit, car il s'accompagne généralement d'une dissipation de puissance alternative dans la zone d'émission qui peut être importante. (Nous avons été parmi les premiers [11] à le mettre en évidence). Nous avons tracé également, sur la figure VIII.5, l'évolution

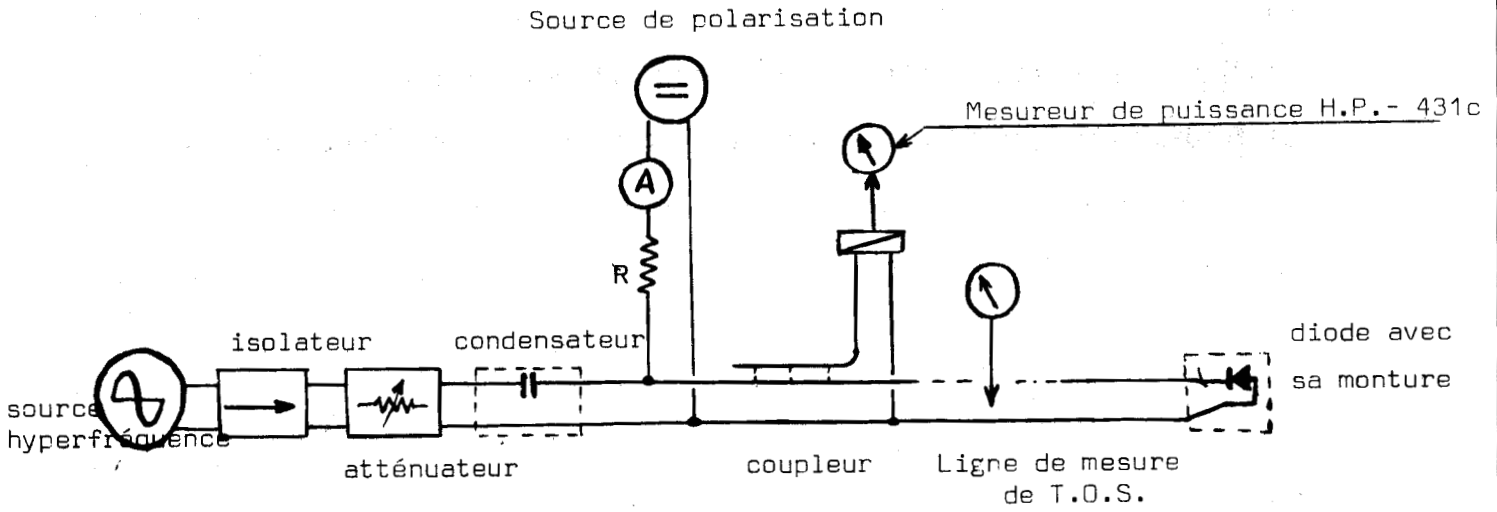


FIGURE VIII.6. SECOND MONTAGE UTILISE

BUS
LILLE

déduite de la théorie analytique. On remarque que l'accord est ici bien moins satisfaisant car cet effet peut avoir d'autres origines que celle dont nous avons tenu compte. Signalons qu'une étude, très complète, des différents effets possibles a été effectuée en Laboratoire par M^c P.M. LEBRUN [8].

VIII - 1 - 1 - 2 - Second montage:

Nous nous proposons de déterminer expérimentalement l'évolution de l'admittance complexe, présentée par une diode à avalanche et à temps de transit, en fonction de l'amplitude V_1 de la tension alternative à ses bornes.

1/ - Description:

Ce montage, réalisé en structure coaxiale d'impédance caractéristique $R_0 = 50 \Omega$, est représenté sur la figure VIII.6. Il comprend essentiellement :

- . la diode dans sa monture.
- . une ligne de mesure de taux d'ondes stationnaires (T.O.S.).
- . un coupleur directionnel permettant la mesure de la puissance électrique incidente P_i .
- . une source hyperfréquence de puissance variable.
- . une source continue de polarisation.

2/ - Détermination des grandeurs fondamentales:

Deux grandeurs sont à déterminer expérimentalement ; ce sont : l'admittance Y_1 ($Y_1 = G_1 + jX_1$) de la diode et l'amplitude V_1 de la tension alternative aux bornes.

. Amplitude V_1 de la tension alternative : La mesure de la puissance incidente P_i permet de connaître l'amplitude $|V_i|$ de la tension incidente :

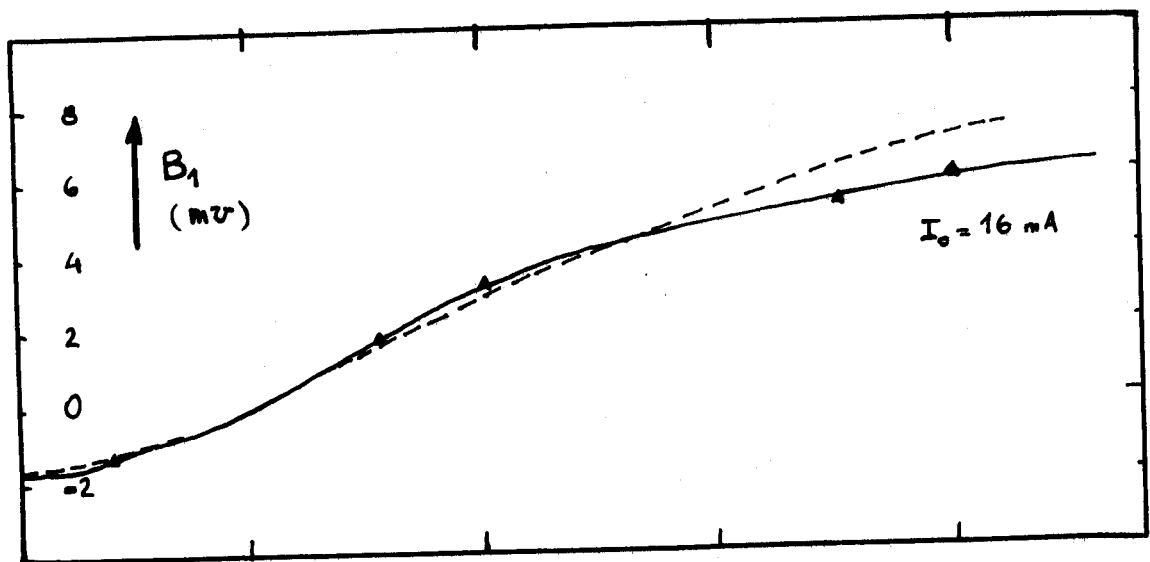
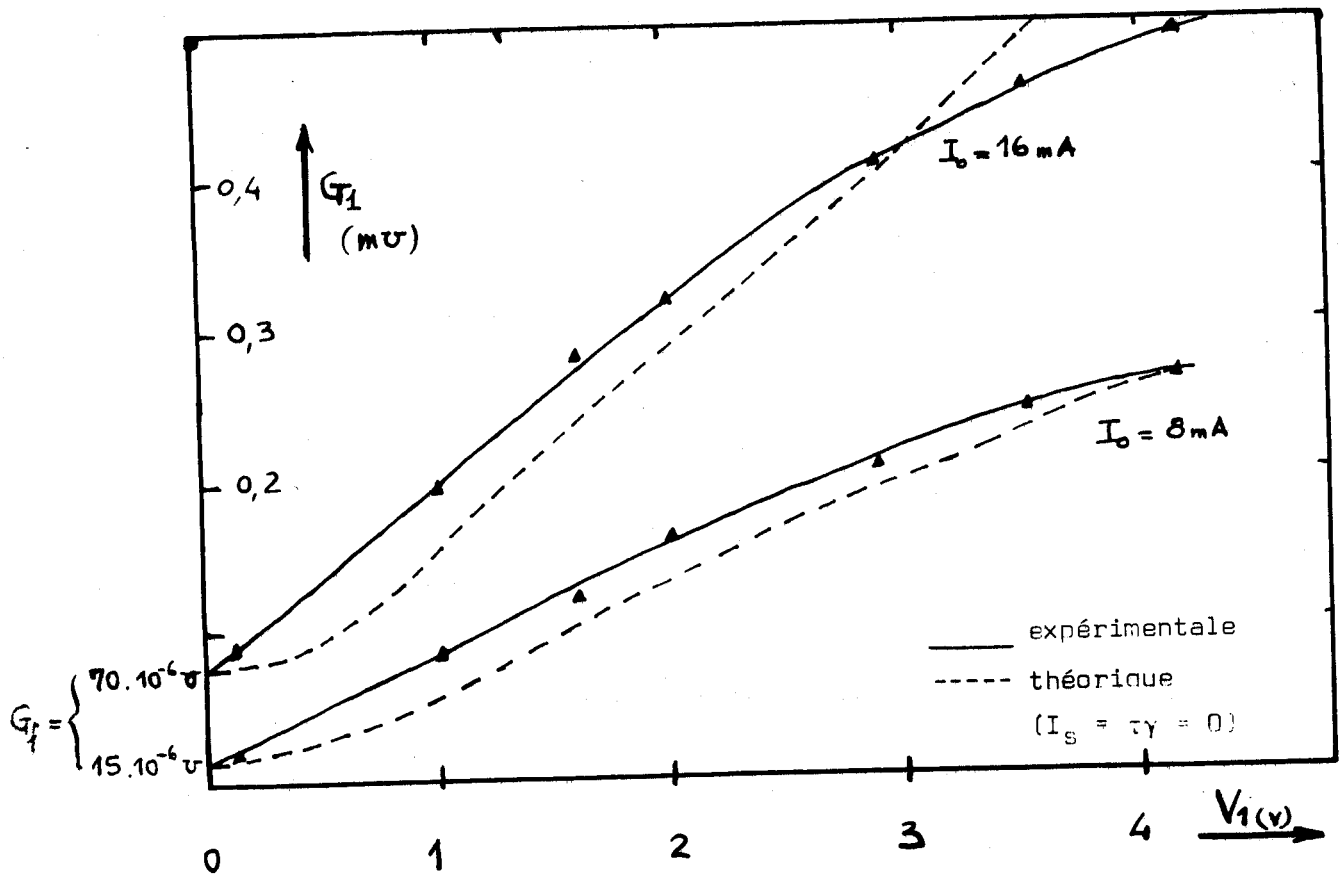
$$|V_i| = \sqrt{2 \cdot R_0 \cdot P_i} \quad (\text{VIII.1})$$

On en déduit la tension V_1 aux bornes de la diode :

$$\vec{V}_1 = \vec{V}_i (1 + \vec{\rho}) \quad (\text{VIII.2})$$

→ où ρ représente le coefficient de réflexion de la diode.

. Admittance Y de la diode: Elle se détermine classiquement à partir de la mesure du T.O.S. et du déplacement du minimum par rapport à une diode en court circuit. On en déduit la valeur de ρ .



VIII - 7 ADMITTANCE D'UNE DIODE A AVALANCHE TYPE A.P.

($F = 2,75 \text{ GHz}$ - $\delta = 1,6 \text{ } \mu\text{m}$ - $S = 0,9 \cdot 10^{-4}$ - Silicium)



3/ - Résultats -

Nous donnons, figure VIII.7, les courbes expérimentales d'évolution de la conductance et de la susceptance en fonction de l'amplitude V_1 de la tension alternative (pour deux courants de polarisation I_0). Il apparaît que la conductance G_1 croît avec l'amplitude V_1 . Ce résultat est conforme aux prévisions théoriques puisque la phase d'injection ψ_1 devait croître à partir de $\pi/2$ (formule III.13) lorsque la tension alternative croît. Remarquons l'existence d'une conductance de fuite, non négligeable, à niveau très faible. En ce qui concerne la susceptance B_1 , elle est négative, à faible niveau, car la self-inductance est de valeur relativement faible ; le courant étant supérieur en courant d'avalanche (formule III.11). Au contraire, aux niveaux importants, la self-inductance prend des valeurs plus élevées et son admittance devient négligeable ; dans ces conditions, l'admittance de la diode tend alors vers ωC (où C représente sa capacité statique).

On observe, sur la figure VIII.7, une assez bonne concordance entre les courbes expérimentales et théoriques, en particulier en ce qui concerne la susceptance B_1 de la diode. On peut expliquer l'écart, observé pour les valeurs importantes de la tension alternative, par plusieurs éléments :

- . les méthodes de mesure utilisées, tant par l'admittance que pour la tension alternative, manquent de précision.

- . Nous avons admis l'absence de composantes harmoniques de la tension alternative, ce qui n'est pas nécessairement vrai en forts signaux.

- . nous avons négligé, dans l'étude théorique, l'influence, d'une part, du temps de transit des porteurs (terme τ_Y) et, d'autre part, du courant de saturation I_S . Ces influences peuvent justifier la divergence, observée à fort niveau, entre les courbes théoriques et expérimentales. Enfin, compte tenu de la fréquence de mesure relativement faible, nous avons assimilé le schéma équivalent au boîtier de la diode à une capacité de 0,235 pF en parallèle sur une conductance de fuite .

VIII - 1 - 1 - 3 - Analyseur de réseau:

Nous avons effectué l'étude d'une diode, comportant une zone de transit d'épaisseur relativement importante, en utilisant un dispositif de

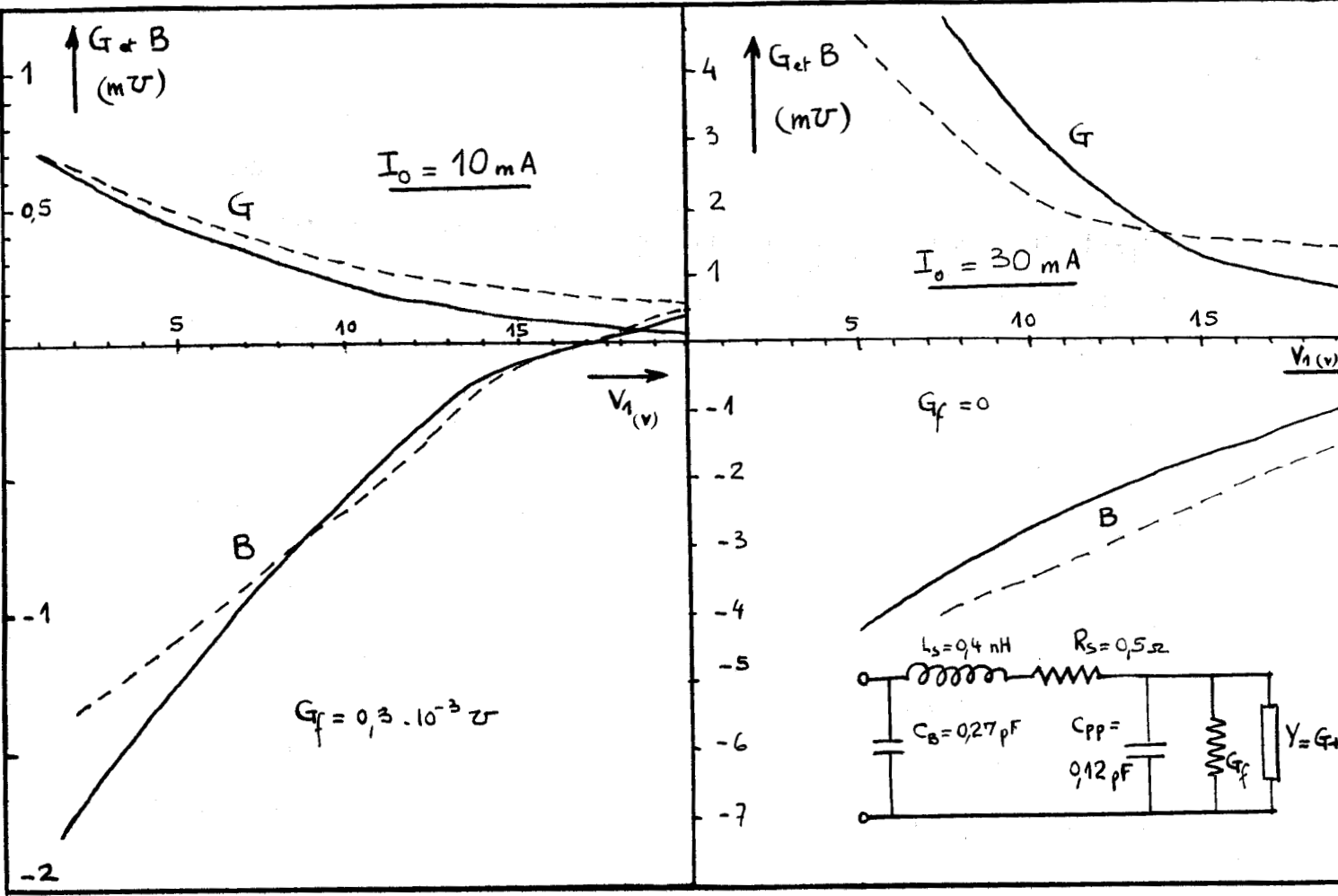


Figure VIII.8 Conductance et susceptance, en fonction de la tension alternative V_1 , pour deux courants I_0 .
 (diode 19 PP 32 - AsGa - $S_a = 0,26 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ $S = 0,567 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$
 $\delta = 0,78 \mu$ $W = 2,8 \mu$ $F = 2 \text{ GHz}$)



mesure plus élaboré (analyseur de réseau Hewlett Packard type 8410 A). Par ailleurs, nous nous sommes assurés de l'absence de composantes harmoniques.

Nous donnons, figures VIII.8, les courbes d'évolution de la conductance et de la susceptance, présentées par la diode, en fonction de l'amplitude V_1 de la tension alternative. Il apparaît que, si l'évolution de la susceptance est similaire à celle observée précédemment, il n'en est pas de même pour la conductance qui décroît lorsque la tension alternative croît. Ceci est dû à la diminution de la résistance, présentée par la zone de transit, qui est plus rapide que l'augmentation de la résistance de la zone d'avalanche en fonction du niveau (formules de R_a et R_0 de l'annexe 1). Il en résulte que la conductance totale décroît. Rappelons que le courant de polarisation I_0 étant supérieur au courant d'avalanche, à la fréquence de mesure, il en résulte, d'une part, que la conductance, présentée par la diode, est positive et, d'autre part, que la susceptance, négative à faible niveau, devient positive à fort niveau.

Nous avons représenté également, sur la figure VIII.8, les courbes déduites de la résolution numérique du modèle à deux zones en considérant le schéma équivalent du boîtier de la diode donné figure VIII.8. On constate une bonne concordance entre les résultats théoriques et expérimentaux. Notons la présence d'une capacité C_{pp} correspondant à la surface de la diode qui ne participe pas à l'avalanche. Sa valeur dépend de celle du courant de polarisation I_0 .

VIII.1.2 - Régime périodique multifréquence:

On se propose de mesurer expérimentalement l'admittance complexe $y = G + jB$, présentée par la diode à une fréquence donnée, lorsqu'elle est soumise à un signal comportant deux composantes dont les fréquences sont en rapport harmonique. Nous étudierons son évolution en fonction du déphasage relatif entre les deux composantes et de leurs amplitudes respectives.

Nous nous intéressons, tout d'abord, à la mesure de l'admittance y à la fréquence la plus basse, ce qui correspond à l'étude de l'influence

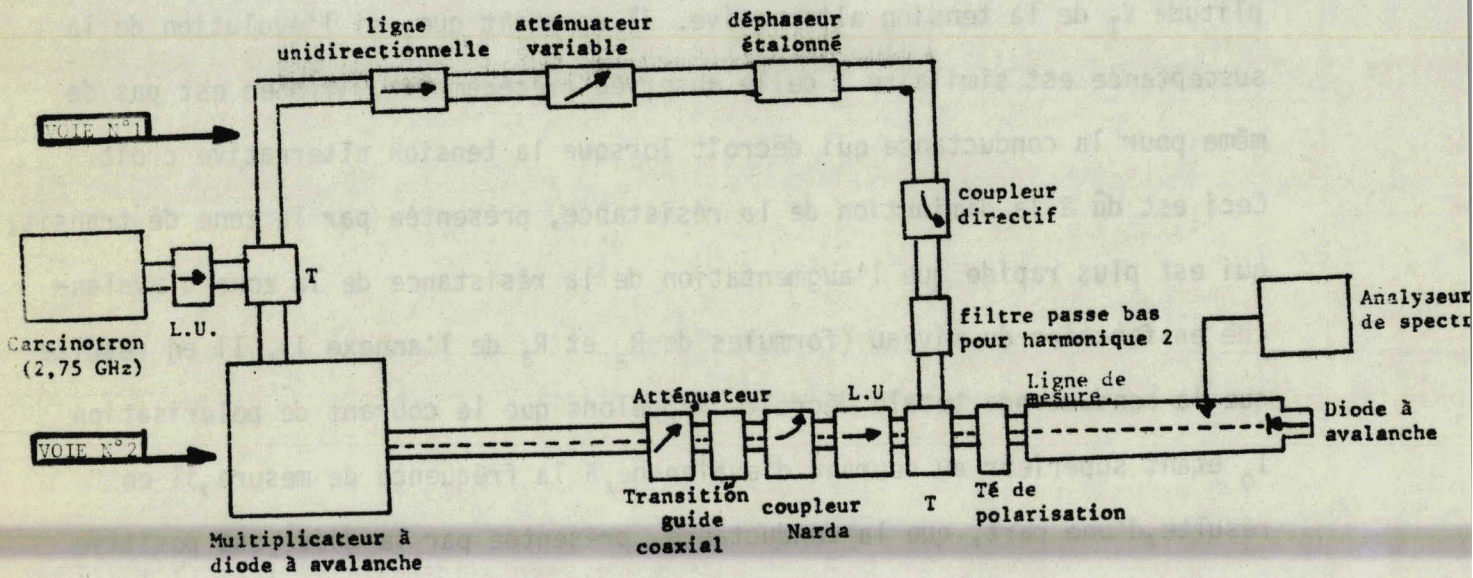


FIGURE VIII.9 DISPOSITIF DE MESURE D'IMPEDANCES EN MODE MULTIFREQUENCE



d'une composante harmonique. Ensuite, nous donnons les résultats obtenus à la fréquence la plus haute : ceci constitue l'étude de l'influence d'une composante sous harmonique .

1/ - Dispositif de mesure:

Il doit nécessairement comporter :

- deux sources, rigoureusement synchrones, fournissant les signaux aux deux fréquences harmoniques dont les amplitudes et les phases respectives sont modifiables séparément.
- un dispositif de mesure d'admittance qui permette la mesure, à une fréquence donnée, en présence d'une composante harmonique (détecteur sélectif).
- un dispositif permettant la mesure du niveau hyperfréquence.

Le dispositif que nous avons utilisé est représenté sur la figure VIII.9. On y trouve en particulier :

- Deux sources synchrones : l'une dite primaire (Carcinotron de fréquence 2,75 GHz), délivrant sur la voie n° 1 le signal de fréquence la plus basse, et l'autre dite secondaire (multiplicateur de fréquence à diode avalanche décrit au paragraphe VIII.2.2), fournissant sur la voie n° 2 un signal synchrone et de fréquence double du précédent.
- La diode à étudier reçoit les deux signaux harmoniques, issus des voies 1 et 2, par l'intermédiaire d'une ligne de mesure de taux d'ondes stationnaires (T.O.S.). Le signal, capté par la sonde, est envoyé sur un analyseur de spectre (Hewlett Packard type 851 B) ce qui réalise une détection sélective.

L'ensemble du dispositif est réalisé en structure coaxiale sauf un tronçon de guide d'onde, placé à la sortie du multiplicateur, qui fait office de filtre passe haut.

2/ - Méthodes de détermination des diverses grandeurs:

- Impédance de la diode:

Cette détermination s'effectue classiquement à partir de la mesure du déplacement du minimum de tension sur la ligne et de la largeur de la courbe au double du minimum.

Signalons, qu'il convient de tenir compte des pertes d'énergie dans

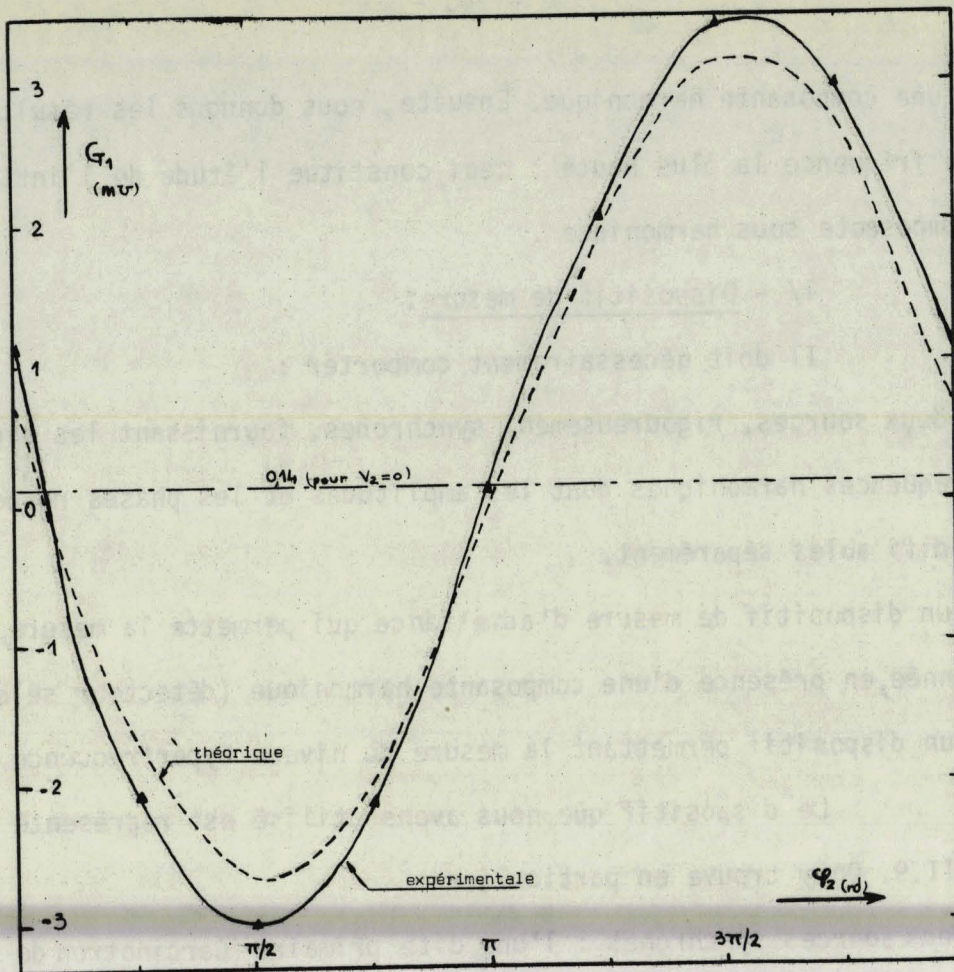
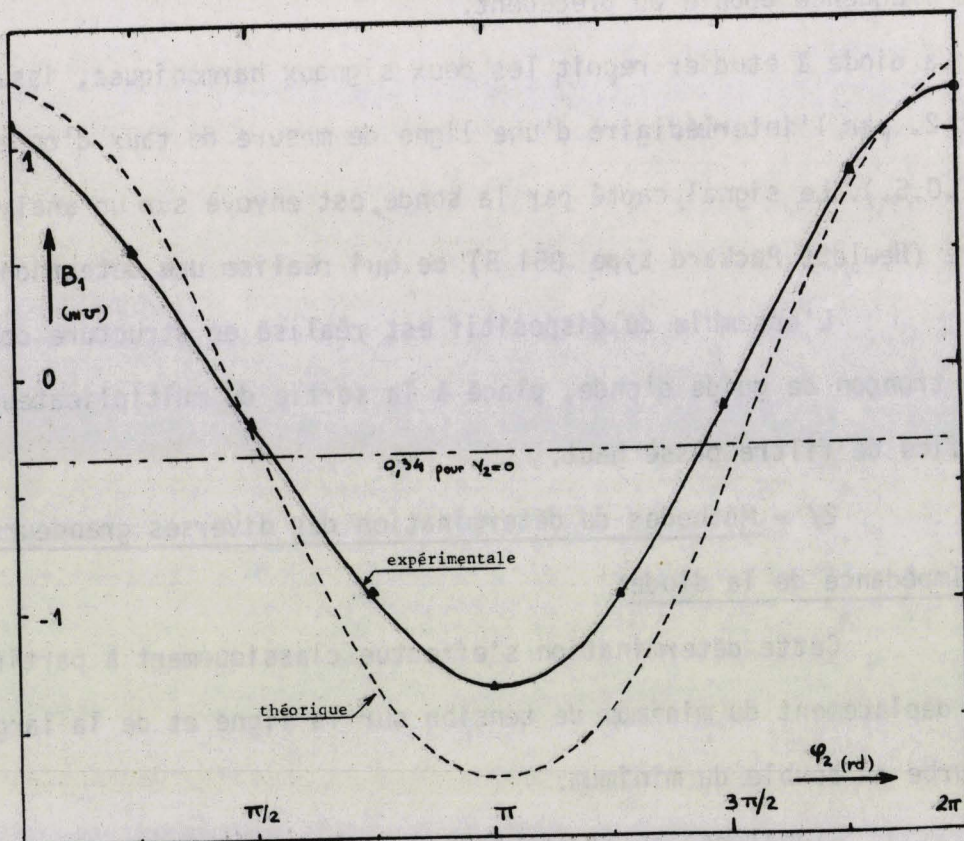


FIGURE VIII.10 CONDUCTANCE ET SUSCEPTANCE EN FONCTION DU DEPHASAGE φ_2 DE LA COMPOSANTE DE FREQUENCE DOUBLE



la ligne de mesure.

- Amplitude de chaque composante:

Elle est obtenue en relevant le niveau détecté, à chaque fréquence, sur une sonde placée à $\lambda/2$ de la diode. Un étalonnage préalable ayant été effectué grâce au mesureur de puissance Hawlett Packard type 431 C.

- Mesure du déphasage relatif entre les composantes:

Le déphasage, entre les deux signaux, est réglable grâce à un déphaseur variable étalonné placé dans l'une des deux voies.

Il suffit de déterminer la valeur de référence, correspondant à un déphasage nul, grâce à un oscilloscope à échantillonnage.

3/ - Résultats : influence d'un signal de fréquence harmonique.

La diode étant alimentée à courant I_0 constant, on mesure son admittance, à la fréquence 2,75 GHz, lorsque l'on superpose un signal de fréquence 5,5 GHz d'amplitude et de phase variable.

- Influence du déphasage:

Nous donnons, figure VIII.10, les courbes d'évolution de la conductance et de la susceptance, présentée par la diode, en fonction du déphasage relatif entre les deux signaux, d'amplitude constante.

Il apparaît que la présence d'une composante harmonique modifie profondément l'impédance de la diode. Ainsi, pour un déphasage de l'ordre de $\frac{5\pi}{8}$, la conductance présentée par la diode est négative et de valeur importante. De même, en ce qui concerne la susceptance, elle est tantôt négative et tantôt positive en atteignant des valeurs très différentes de celles qu'elle avait en l'absence de signal à la fréquence double.

Les courbes théoriques, tracées sur la figure VIII.10, confirment sensiblement les résultats expérimentaux.

- Influence de l'amplitude:

Nous donnons, figure VIII.11, l'évolution de la conductance, présentée par la diode, en fonction de l'amplitude de la composante à la fréquence la plus basse pour deux valeurs extrêmes du déphasage.

Il apparaît, comme l'on pouvait s'y attendre, que le module de

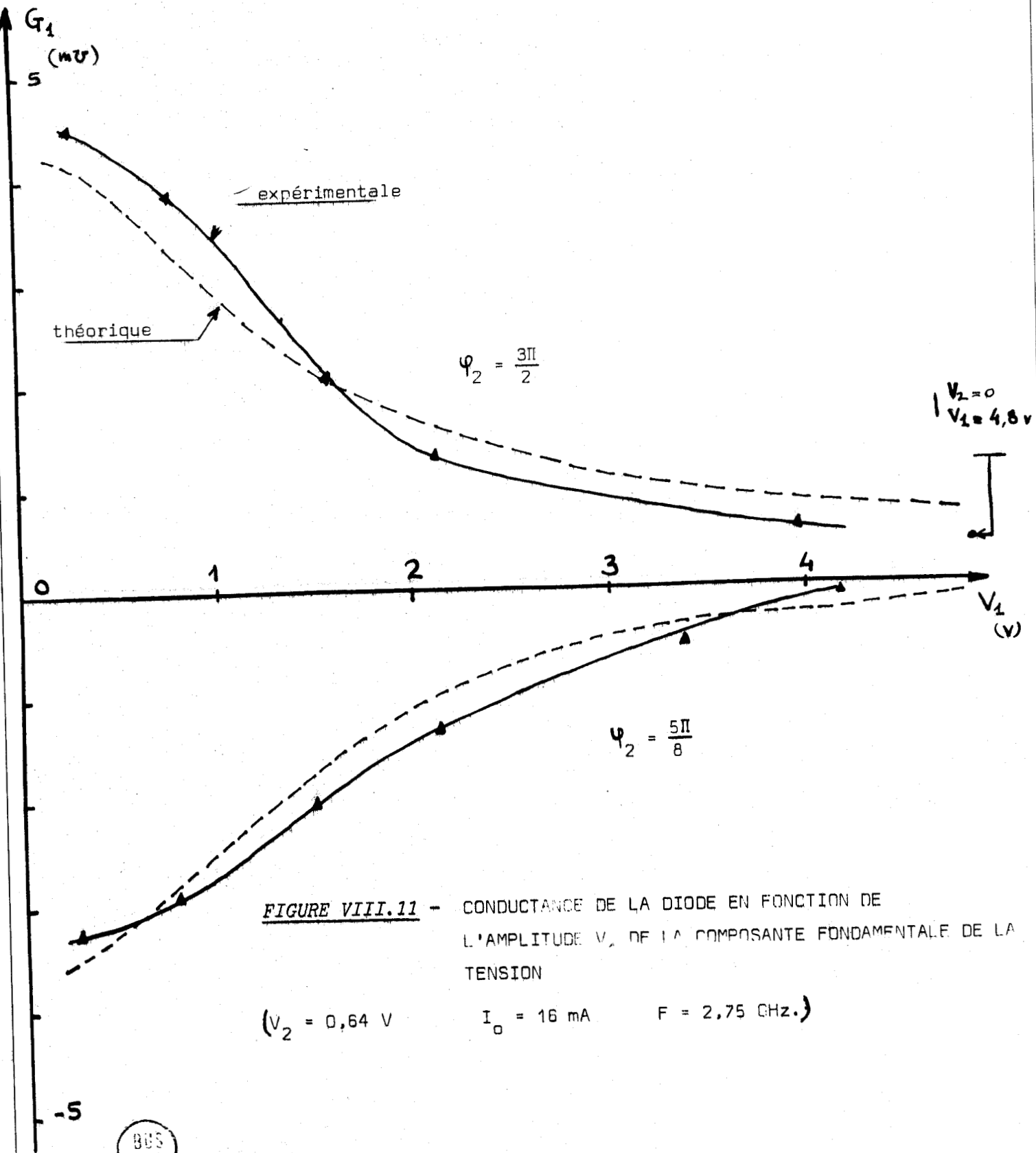


FIGURE VIII.11 - CONDUCTANCE DE LA DIODE EN FONCTION DE L'AMPLITUDE V_1 DE LA COMPOSANTE FONDAMENTALE DE LA TENSION

$(V_2 = 0,64 \text{ V} \quad I_0 = 16 \text{ mA} \quad F = 2,75 \text{ GHz.})$

La conductance décroît continûment avec l'amplitude. La comparaison avec la valeur de la conductance, obtenue pour une amplitude nulle de la composante harmonique, montre que son influence devient négligeable lorsque l'amplitude de la composante fondamentale est importante.

On observe, sur la figure VIII.11, une concordance, relativement bonne, entre les courbes théoriques et expérimentales.

REMARQUE - Cas d'une composante sous-harmonique:

Cette étude, rapportée de façon détaillée par ailleurs [12], fait apparaître une influence, tout aussi forte que précédemment, d'un signal de fréquence sous harmonique.

Les courbes obtenues présentent une allure similaire à celle obtenue dans le cas d'un signal de fréquence harmonique.

VIII.2 - Application à l'étude d'oscillateurs et de multiplicateurs:

VIII.2.1 - Possibilité d'utilisation comme oscillateur hyperfréquence:

La possibilité d'utiliser les diodes à avalanche et à temps de transit comme oscillateur a été envisagée théoriquement par READ en 1958 [13] mais n'a été vérifiée expérimentalement que beaucoup plus tard (1965), par nous-même [1] et par d'autres chercheurs [14] [15].

Nous nous proposons de redécrire que l'essentiel de notre étude expérimentale qui fut poursuivie et complétée par M^c P.M. LEBRUN et qui a fait l'objet de plusieurs publications [8] [10].

VIII.2.1.1 - Dispositif d'étude:

1/ - Description de l'oscillateur:

La constitution d'un oscillateur doit satisfaire aux exigences suivantes :

. il doit permettre de réaliser tous les régimes de fonctionnement correspondant à différentes valeurs de la tension alternative V_1 aux bornes de la diode. La condition d'entretien des oscillations :

$$\Sigma R = R_1(V_1, \omega, I_0) + R_s + R_u = 0 \quad (\text{VIII.3})$$

montre que la résistance de charge R_u , dans le plan de la diode, doit être largement variable pour satisfaire à cette condition.

. Il doit être possible de modifier largement la fréquence d'oscillation. Celle-ci est fixée, concurremment avec la relation précédente, par la condition :

$$\Sigma X = X_1 (V_1, \omega, I_0) + X_u = 0 \quad (\text{VIII.4})$$

Il en résulte que l'on doit pouvoir modifier suffisamment la réactance de charge X_u , ramenée dans le plan de la diode.

De nombreux circuits hyperfréquences sont susceptibles de remplir cette condition [8] [16]...A titre d'exemple, nous présentons, figure VIII.12, le plan d'une cavité coaxiale comportant un dispositif d'accord à simple (ou double) slug. Dans la réalisation de cette cavité, on doit chercher à limiter les pertes d'énergie hyperfréquence (coefficient de qualité important) et à permettre l'évacuation de la chaleur dissipée dans la diode.

1. Bague métallique (slug),
2. fente longitudinale (pour le déplacement de la bague),
3. corps de la cavité,
4. radiateur thermique,
5. diode,
6. bague en téflon.

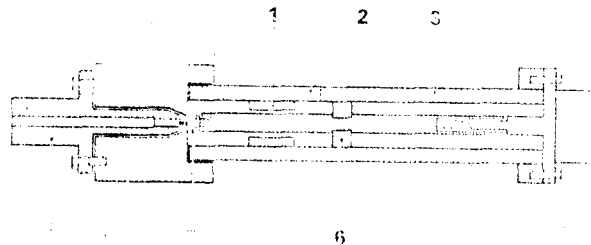


Figure VIII.12 : Cavité coaxiale portant la diode.

2/ - Dispositif de mesure des performances:

Le dispositif, utilisé pour la mesure des performances, est représenté sur la figure VIII.13. Il comprend :

- une ligne directionnelle destinée à éviter l'influence de la charge sur le fonctionnement de l'oscillateur,
- un atténuateur permettant d'atténuer la puissance délivrée,
- un ondemètre pour la mesure précise de la fréquence d'oscillation,
- un coupleur directif dérivant une faible partie de l'énergie incidente en direction d'un analyseur de spectre (Hewlett Packard type 951 B) afin de vérifier la pureté du spectre d'émission,
- Un bolomètre adapté permettant la mesure de la puissance délivrée (mesureur Hewlett Packard type 431c).

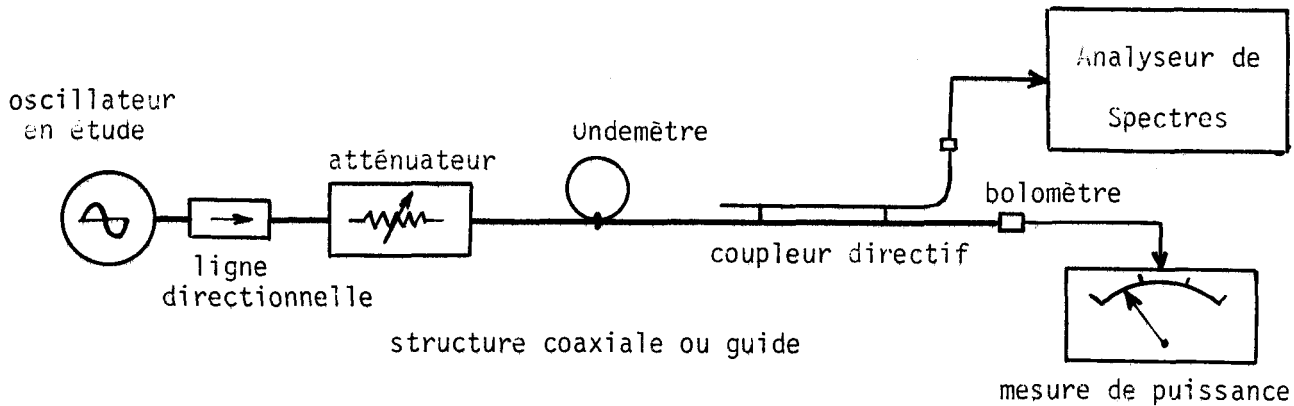


Figure VIII.13 : dispositif de mesure des performances.

REMARQUE - Signalons qu'il est fréquent d'observer l'existence simultanée de plusieurs fréquences d'oscillations. Dans ce cas, il peut être intéressant d'intercaler, entre le mesureur de puissance et l'oscillateur, un filtre afin de connaître la puissance émise sur chaque fréquence.

VIII.2.1.2 - Principaux résultats :

Nous nous intéresserons, essentiellement, à la puissance hyperfréquence, délivrée par les oscillateurs à diode à avalanche et à temps de transit, en envisageant l'influence du courant de polarisation I_0 et de la température T_j atteinte par la jonction. Auparavant, il est intéressant de déterminer la valeur de la résistance série R_s , qui limite la puissance électrique effectivement recueillie, ainsi que la valeur de la résistance d'utilisation R_u dans le plan de la jonction.

R_u (*): 1/ - Détermination théorique de la valeur des résistances R_s et R_u

Le principe, de cette détermination, réside dans l'exploitation de la condition d'entretien des oscillations (formule VIII.3) :

$$\Sigma R = R_1(V_1, \omega, I_0) + R_s + R_u = 0$$

Pour qu'un régime d'oscillations entretenues puisse s'instaurer, il faut donc que la résistance R_1 , présentée par la diode, soit, en module, égale à la somme $R_s + R_u$. Dans le cas du régime quasi linéaire, le module de la résistance R_1 est indépendant de la tension V_1 et sa valeur croît avec celle du courant de polarisation I_0 . L'oscillation démarre pour un courant de

(*) Signalons que LEBRUN [8] a déterminé expérimentalement l'impédance de charge en mesurant, à l'analyseur de réseau Hewlett Packard type 8410A, l'impédance Z_1 présentée par la diode.

polarisation, noté I_{start} , dont la valeur est liée, par la relation VI.21, à celle de la somme $R_s + R_u$.

Par conséquent, si l'ensemble des paramètres caractéristiques de la diode est parfaitement connu, on peut calculer la valeur de R_l pour cette valeur du courant (I_{start}) et en déduire celle de $R_s + R_u$.

Par exemple, il est possible d'utiliser la résolution analytique qui fournit l'expression de R_l (formule III.23). On trouve alors :

$$R_s + R_u = v_0 \cdot \frac{1 - \cos \theta}{\omega^2 \epsilon S} \cdot \frac{I_{start}}{I_{X0}} \quad (\text{VIII.5})$$

REMARQUE - Nous avons entrepris la vérification de la validité de cette détermination pour une diode donnée dont on connaissait bien les caractéristiques principales (*).

Nous avons mesuré le courant de départ de l'oscillation, pour différentes résistances de charge, dont les valeurs étaient connues par ailleurs. Grâce à la formule précédente (VIII.5), nous avons pu calculer les valeurs théoriques correspondantes et nous comparons, figure VIII.14, les résultats théoriques et expérimentaux. Dans une gamme de fréquences comprises entre 5 et 10 GHz, il apparaît que l'accord est relativement satisfaisant.

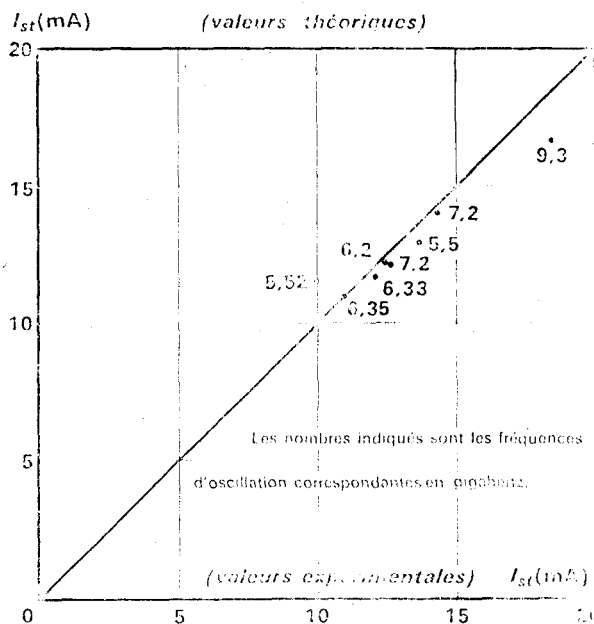


Figure VIII.14 : Comparaison entre les valeurs théoriques et expérimentales du courant de seuil I_{start}

(*) Paramètres caractéristiques de la diode étudiée :

$S=10^{-8} \text{ m}^2$, $R_s=2,7\Omega$, $\delta=1,2\mu\text{m}$, $W=3,8\mu\text{m}$, $I_{X0}=45\text{mA}$ à 5 GHz.

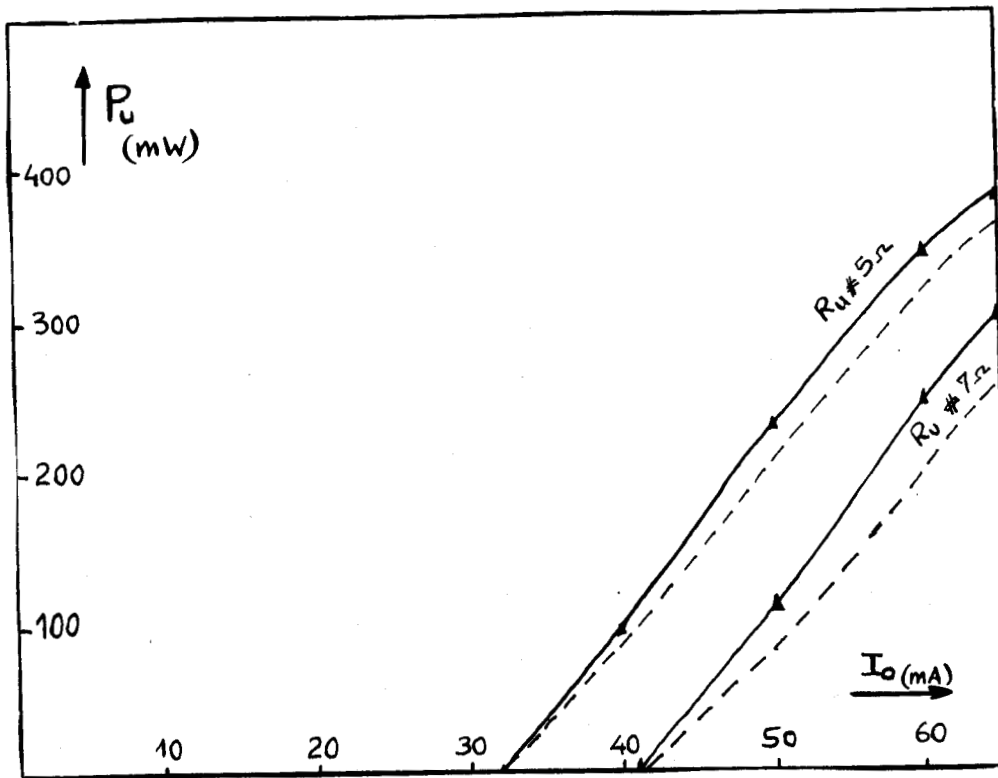


FIGURE VIII - 15 Puissance, en fonction du courant de polarisation, pour deux résistances de charge.

($F \neq 8$ GHz).



2/ - Influence du courant de polarisation I_0 :

Pour deux valeurs de la résistance de charge R_U , nous avons tracé, figure VIII.15, l'évolution expérimentale de la puissance électrique fournie en fonction du courant de polarisation I_0 (*). Il apparaît que la puissance électrique croît continument avec le courant car les valeurs de courant utilisées sont très inférieures au courant d'avalanche I_x à cette fréquence.

Par ailleurs, la mesure du courant de départ de l'oscillation nous a permis de déterminer théoriquement la valeur de la résistance de charge R_U , dans le plan de la diode ; pour cela, nous avons admis la validité du schéma électrique, équivalent au boîtier, représenté figure VIII.16 (méthode de détermination du paragraphe 1).

Nous avons tracé également, sur la figure VIII.15, les courbes théoriques, obtenues numériquement, pour les valeurs des résistances de charge ainsi déterminées. Il apparaît une assez bonne concordance entre les résultats théoriques et expérimentaux.

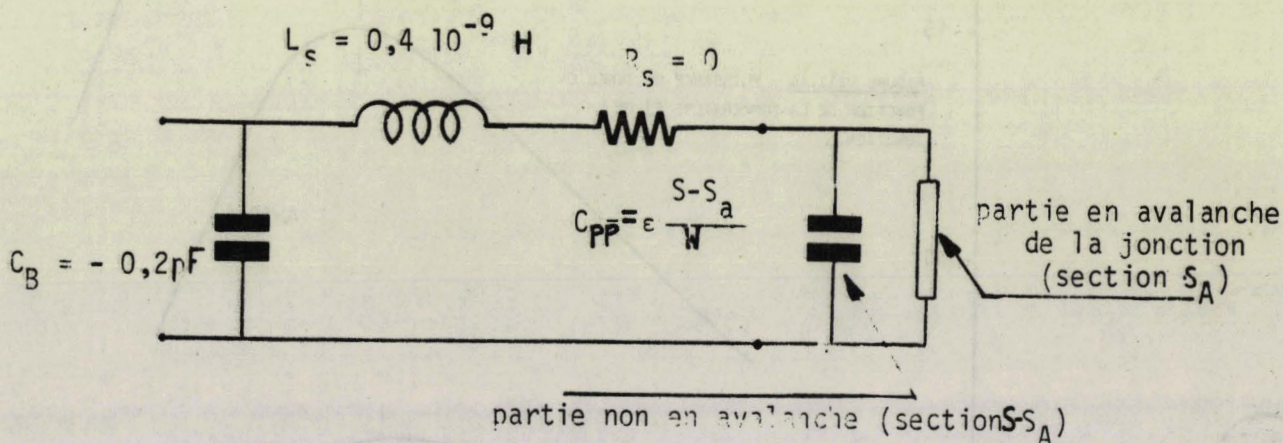


Figure VIII.16 : Schéma électrique équivalent au boîtier de la diode.

(*) La diode utilisée est de type 78Z6 de caractéristiques :

$$\delta = 0,58 \mu\text{m} \quad W = 2,4 \mu\text{m} \quad S = 1,257 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2 \quad (S_A = 0,506) \quad N_d = 1,25 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

(Arséniure de Gallium).

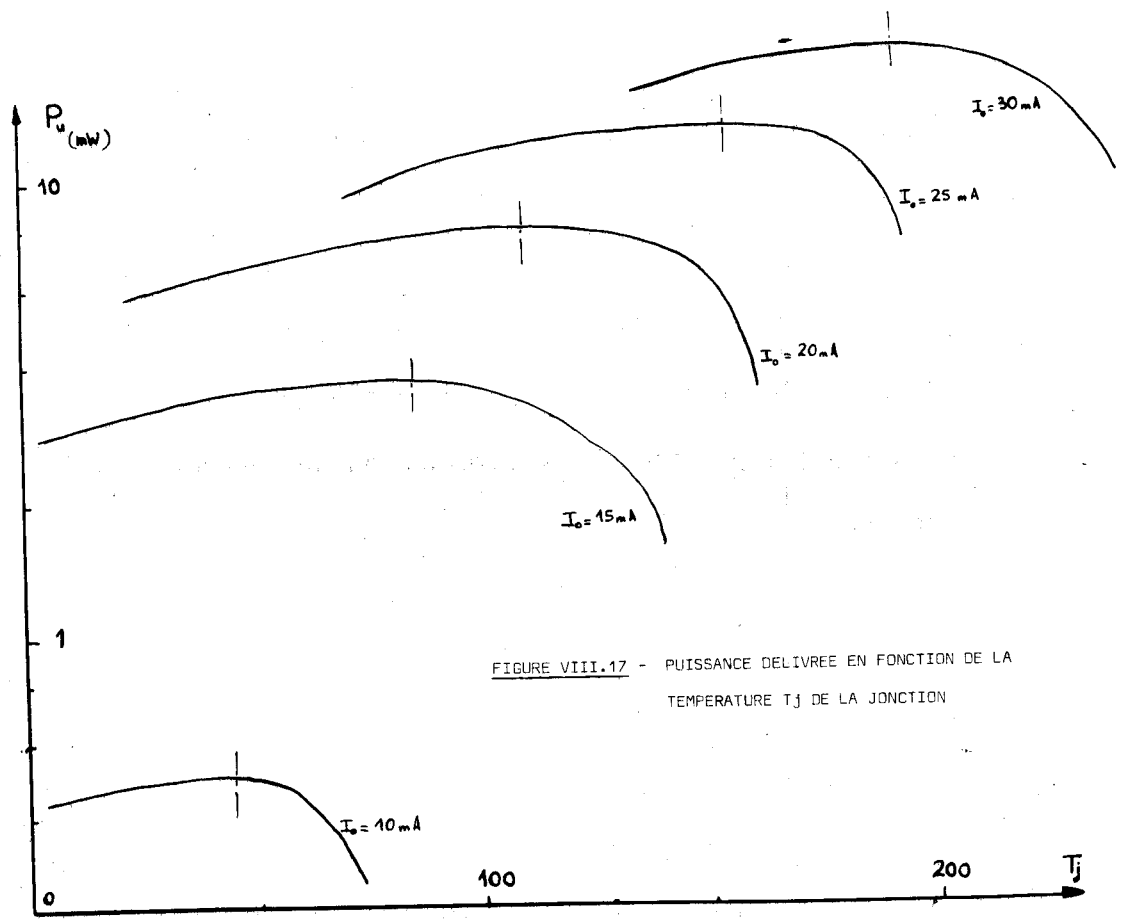


FIGURE VIII.17 - PUISSANCE DELIVREE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE T_j DE LA JONCTION

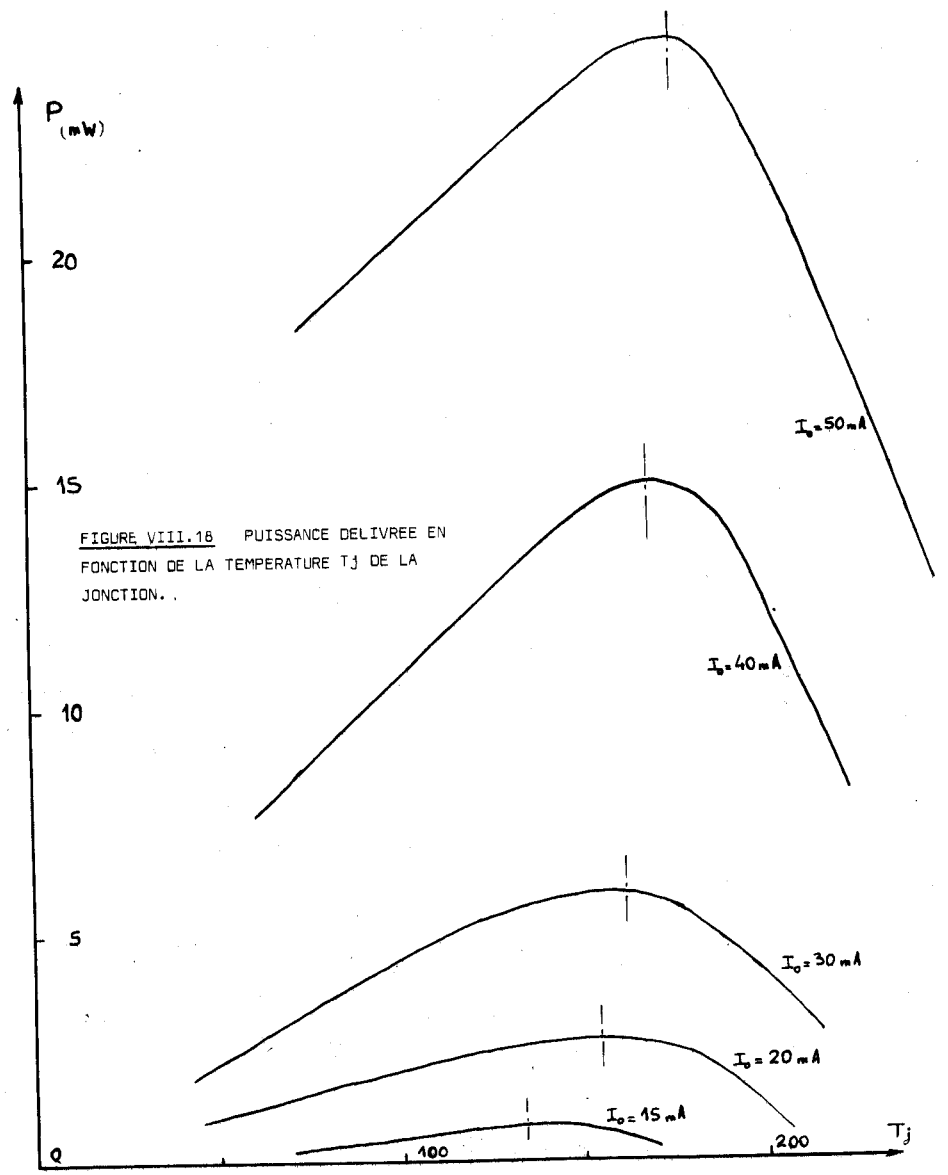


FIGURE VIII.16 PUISSANCE DELIVREE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE T_j DE LA JONCTION.



3/ - Influence de la température T_j de la jonction:

Les études ont été effectuées à une époque où nous ne disposions pas de diodes de bonnes performances et les puissances obtenues sont relativement faibles. Cependant, les phénomènes observés n'en sont pas moins caractéristiques du fonctionnement des oscillateurs.

Nous avons étudié l'influence de la température de la jonction sur le fonctionnement d'un oscillateur à avalanche et à temps de transit alimenté à courant de polarisation I_0 constant. Cette température varie suivant la température du boîtier de la diode, contrôlée par thermocouple. La connaissance de la résistance thermique jonction-boîtier permet de déterminer la température atteinte par la jonction.

Les résultats de cette étude sont présentés sur les figures VIII.17 et VIII.18. On observe que la puissance délivrée croît, tout d'abord, en fonction de la température ; elle passe ensuite par une valeur maximale (pour une température d'autant plus élevée que le courant de polarisation est plus important) puis décroît rapidement.

Remarquons que la rapidité de l'évolution de la puissance peut être différente selon les diodes utilisées. Ainsi, les courbes de la figure VIII.17 correspondent à une diode dont la zone de transit est d'épaisseur quasi optimale ($\theta \sim \pi$) tandis que celles de la figure VIII.18 concernent une diode non optimisée à la fréquence de mesure.

On peut justifier les sens d'évolution observés en considérant l'influence de deux principaux paramètres dont la valeur dépend fortement de la température de fonctionnement. Ce sont :

. le courant de saturation I_s , qui croît exponentiellement avec la température, en provoquant une dissipation de puissance alternative au niveau de la zone d'avalanche (formule III.20).

. la vitesse de déplacement des porteurs v_0 qui diminue de 10 % pour un accroissement de température de 100° . La valeur de l'angle de transit θ est donc modifiée dans le même pourcentage.

Remarquons que l'influence, de ces deux paramètres, ne se manifeste pas aux mêmes températures. Ainsi, le courant de saturation I_s n'atteint une valeur, susceptible de perturber le fonctionnement, qu'aux températures très importantes tandis que l'influence de la variation de la vitesse s'exerce à toutes les températures.

De façon très schématique, on peut donc estimer que le courant de saturation est un des facteurs responsables de la diminution de la puissance aux températures élevées. Ceci semble confirmé par le fait qu'elle apparaît à une température d'autant plus élevée que le courant de polarisation I_0 est plus grand. En effet, la théorie analytique (formule III.19) montre que l'influence du courant de saturation s'exerce par l'intermédiaire du rapport $\frac{I_s}{I_0}$. Inversement, aux températures faibles, l'influence du courant de saturation est négligeable et la décroissance de la puissance est due, essentiellement, à l'évolution de la vitesse des porteurs avec la température. Cette interprétation trouve une confirmation dans le fait que, pour une diode non optimisée, les évolutions observées sont plus rapides (figures VIII.17 et VIII.18).

Signalons que nous avons été parmi les premiers à étudier l'influence de la température sur le fonctionnement des diodes à avalanche et à temps de transit [17] et à proposer une explication des phénomènes [21]. Des travaux récents [18] [19] ont confirmés les résultats que nous avons obtenus.

VIII.2.2 - Possibilité d'utilisation comme multiplicateur de fréquence:

Notre Laboratoire a été parmi les premiers à montrer expérimentalement la possibilité de réalisation de multiplicateurs de fréquence à diode à avalanche [20]. L'étude expérimentale, entreprise en étroite collaboration avec Messieurs I. DOUMBIA et G. VANBORREN, a été poursuivie et complétée, par ces chercheurs, dont les travaux ont fait l'objet de plusieurs publications [4] [6] [7]. Nous nous contenterons donc de décrire ici la mise en évidence expérimentale de la multiplication et de donner un exemple typique d'étude d'un multiplicateur à diode à avalanche.

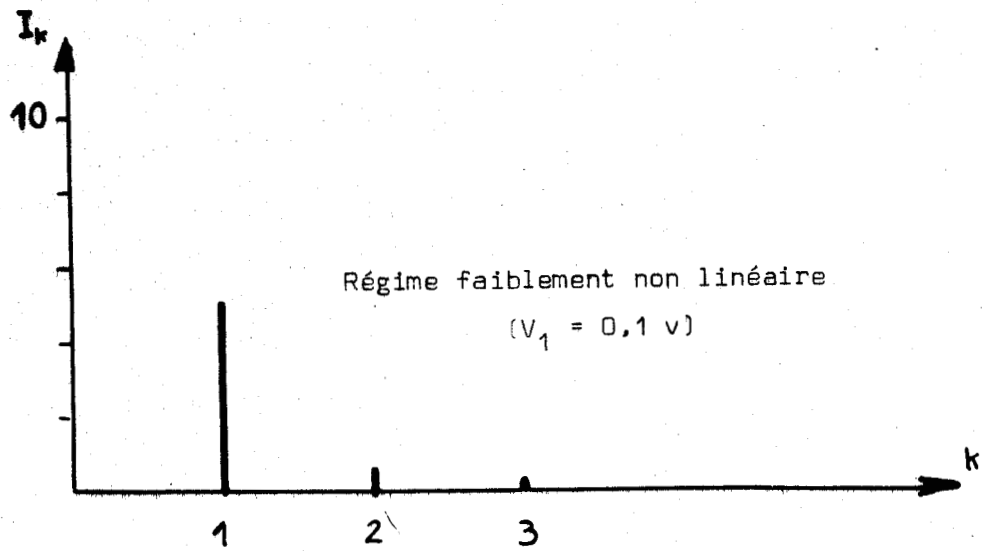
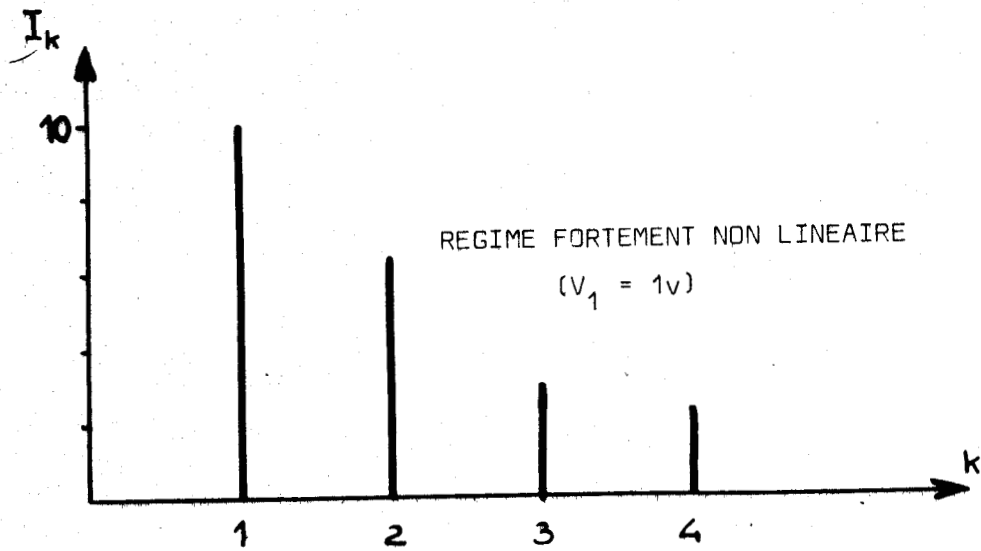


FIGURE VIII.19 AMPLITUDE DES COMPOSANTES HARMONIQUES DU COURANT EN FONCTION DE LEUR RANG k ($I_0 = 10 \text{ mA}$)



VIII.2.2.1 - Existence de composantes harmoniques:

Avant d'envisager l'utilisation des diodes à avalanche comme multiplicateur de fréquence, il convenait de mettre en évidence l'existence de composantes harmoniques de rang élevé dans le courant traversant le courant extérieur à la diode.

Dans ce but, nous avons utilisé le premier montage d'étude, représenté sur la figure VIII.2, alimenté par une source alternative de fréquence 0,9 GHz. Un analyseur de spectre, branché aux bornes de la résistance R en série avec la diode, permet de mesurer le courant total traversant la diode à chaque fréquence harmonique.

Nous présentons, sur la figure VIII.19, le résultat de cette étude effectuée en régime faiblement non linéaire puis fortement non linéaire. Il apparaît effectivement la présence de composantes harmoniques de rang élevé autorisant le fonctionnement en multiplication de fréquence. Remarquons la nécessité d'utiliser des tensions alternatives suffisamment importantes pour que le régime de fonctionnement, fortement non linéaire, soit atteint.

VIII.2.2.2 - Dispositif d'étude:

Nous nous sommes limités à l'étude des multiplicateurs de fréquence par deux (2,75 - 5,5 GHz).

1/ - Description du multiplicateur:

La constitution d'un multiplicateur de fréquence doit satisfaire aux exigences suivantes :

- . il faut assurer la séparation des circuits d'entrée et de sortie,
- . il est nécessaire de pouvoir adapter la diode aux circuits d'entrée et de sortie, séparément et de la façon la plus indépendante possible.

La réalisation qui permet de satisfaire le mieux à ces deux exigences nous semble être la suivante :

. Circuit de sortie : il est réalisé en guide d'onde dont les dimensions sont telles qu'il transmet la fréquence de sortie et se trouve à la coupure pour le signal d'entrée. Une vis métallique, variable en position et en enfoncement, permet d'adapter le multiplicateur à la charge.

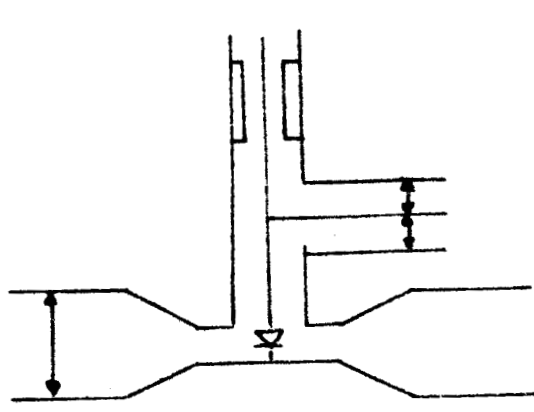


Schéma de principe

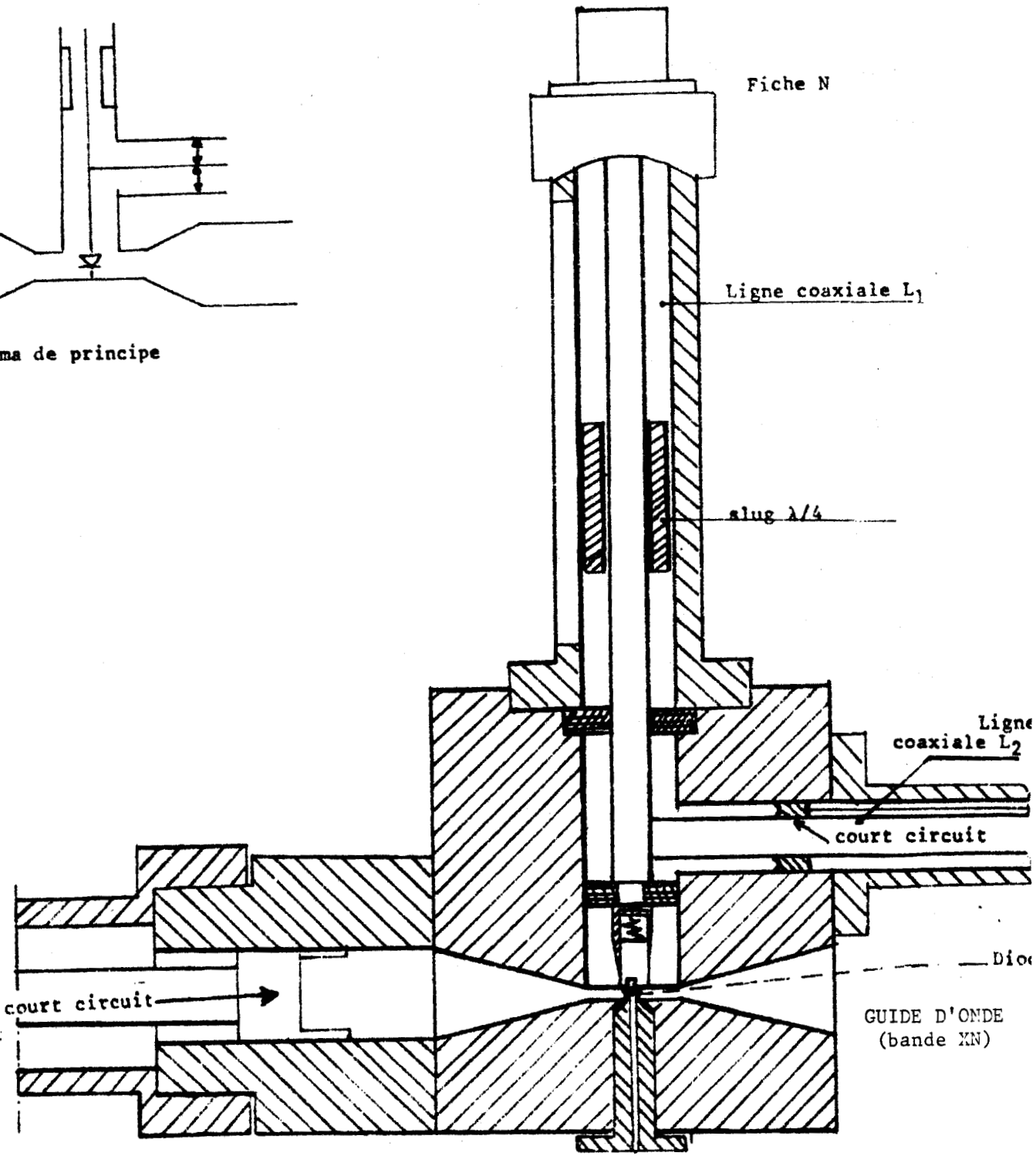


FIGURE VIII.20 Monture utilisée

. Circuit d'entrée: Il est réalisé en structure coaxiale et comporte un slug (ou plusieurs) d'adaptation à la source. Un tronçon de ligne, terminé par un court-circuit variable, permet d'éviter la propagation du signal de sortie dans le circuit d'entrée.

. Passage du circuit d'entrée au circuit de sortie: S'effectue grâce à une transition coaxial-guide. La diode est placée à l'extrémité de la transition et l'ensemble transition-diode est adaptée grâce à un court-circuit variable réalisé en structure guide d'ondes. Remarquons que la partie guide d'onde, de la transition, est sous dimensionnée afin de mieux concentrer les lignes de champ électrique sur la diode et faciliter son adaptation à la charge ; les résistances, présentées par la diode, étant relativement faibles.

Nous donnons, figure VIII.20, le plan de la monture utilisée.

2/ - Dispositif de mesure des performances:

Il est représenté sur la figure VIII.21. Il comporte essentiellement :

- Circuit d'entrée (structure coaxiale):

- . Une source alternative, de fréquence 2,75 GHz, dont la puissance de sortie est variable.
- . Un coupleur bi-directionnel permettant la mesure de la puissance d'entrée et du coefficient de réflexion du multiplicateur.
- . Une source de polarisation.

- Circuit de sortie (structure guide d'onde, bande XN):

- . Un dispositif d'adaptation à vis.
- . Une charge adaptée dans laquelle est mesurée la puissance de sortie.

REMARQUE - Dans le cas de l'étude à fort niveau, nous avons utilisé une source alternative pulsée (radar).

VIII.2.2.3 - Résultats:

Le type de performances, auxquelles nous nous intéressons ici, est le taux de conversion $\eta = P_2/P_1$.

Nous présentons, sur la figure VIII.22, l'évolution du taux de conversion en fonction de la valeur de la puissance P_1 du signal d'entrée.

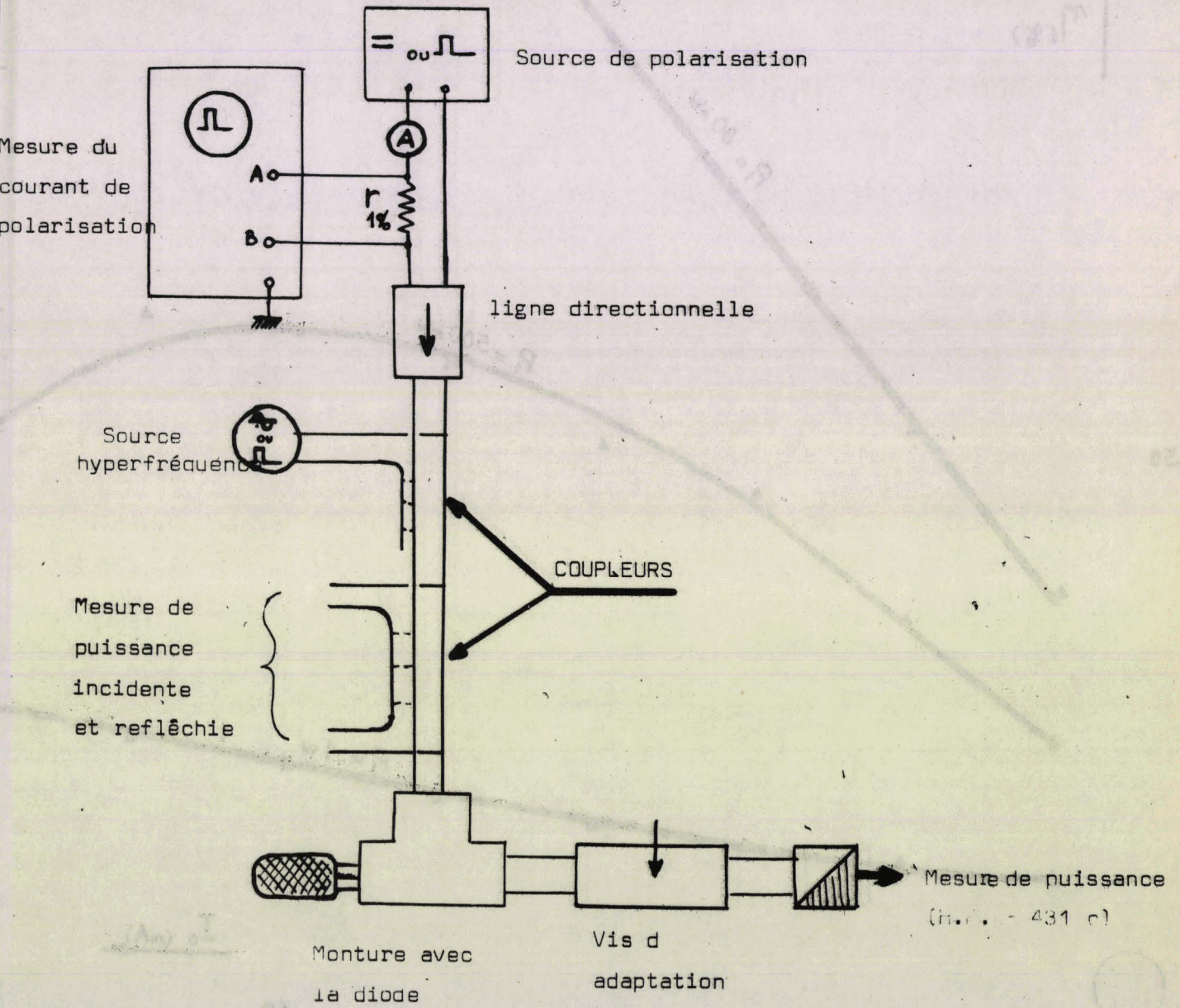


FIGURE VIII.12 - DISPOSITIF DE MESURE DES PERFORMANCES



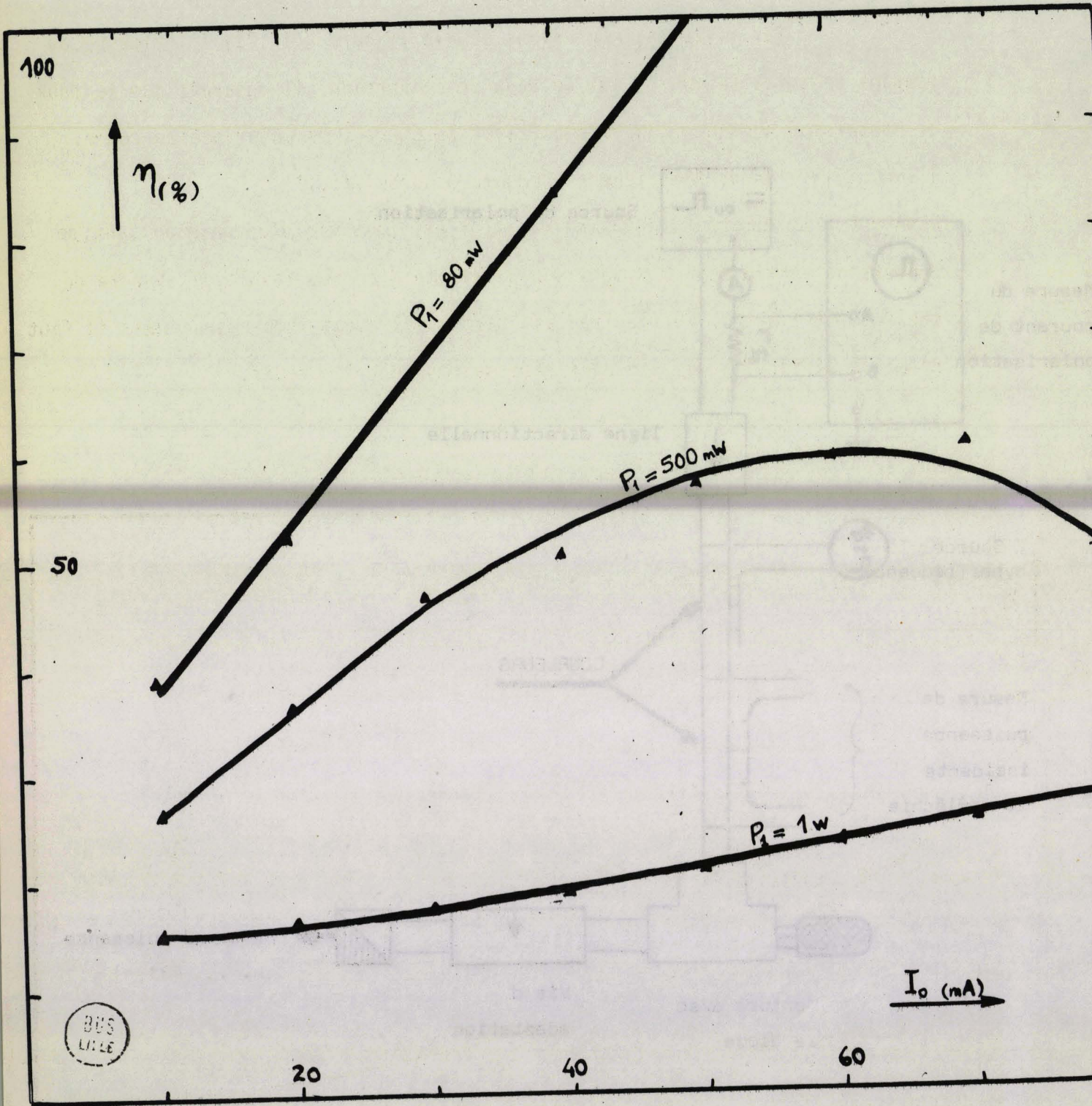


figure VIII.23 INFLUENCE DU COURANT DE POLARISATION I_0 SUR LE TAUX DE CONVERSION

($\delta = 1,2 \mu\text{m}$ $S = 1,4 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$)

L'évolution observée est tout à fait comparable à celle indiquée par la théorie (courbe VII.9). Remarquons que l'on trouve un taux de conversion d'environ 30 % pour une puissance d'entrée de 0,2 watt.

Par ailleurs, nous avons étudié (figure VIII.23) l'influence du courant de polarisation I_0 sur le taux de conversion. Il apparaît que le taux de conversion augmente généralement avec le courant de polarisation comme l'indiquait l'étude théorique précédente (courbe VII.10).

REMARQUE - La courbe VIII.22 montre qu'il est possible d'obtenir un taux de conversion voisin de 100 % pour une puissance d'entrée faible, de l'ordre de quelques milliwatts. Ce résultat est particulièrement intéressant mais il faut noter la difficulté des réglages nécessaires pour l'obtenir.

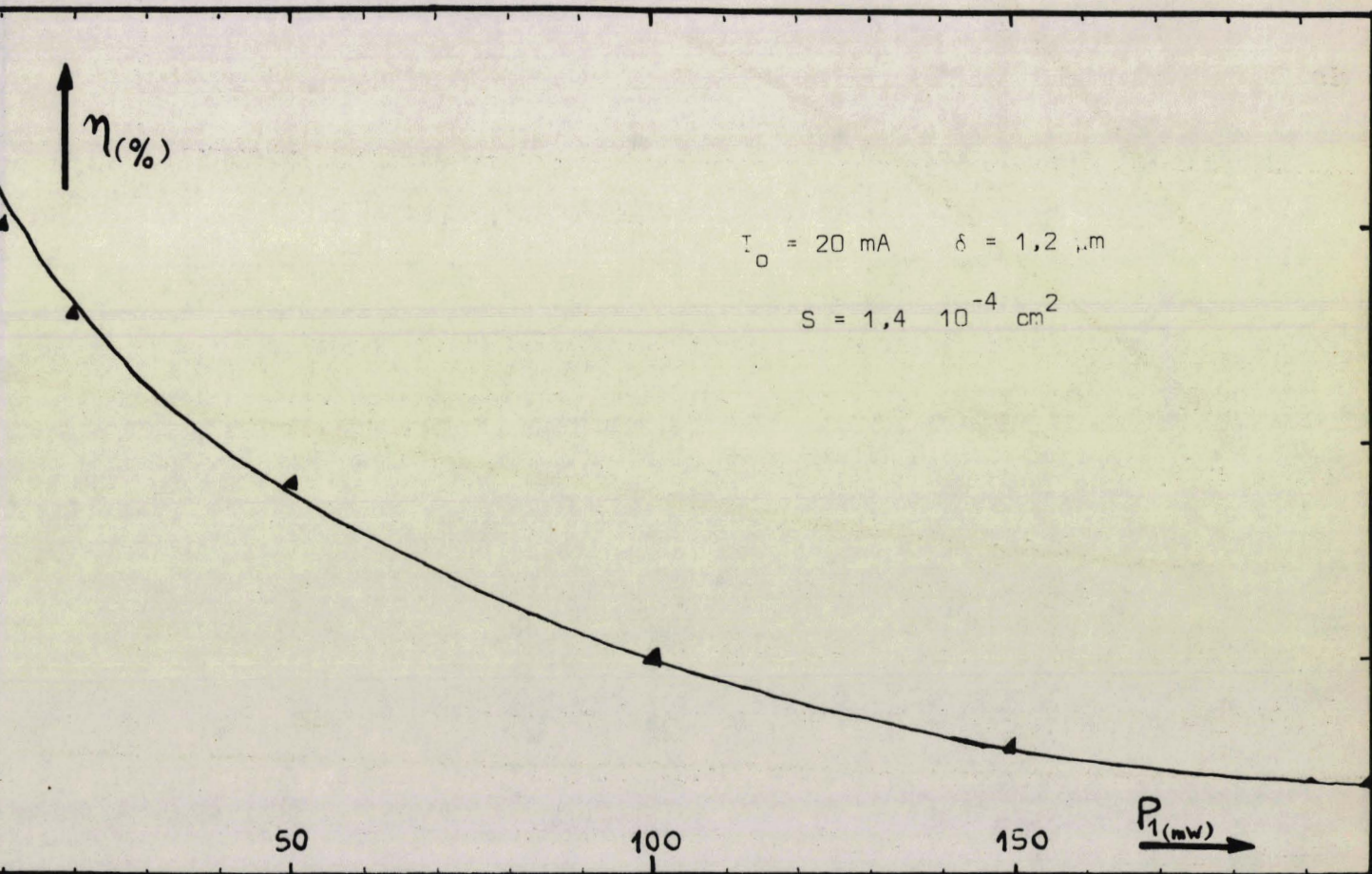


FIGURE VIII.22 EVOLUTION DU TAUX DE CONVERSION AVEC LA PUISSANCE D'ENTREE

L'excursion observée est tout à fait comparable à celle indiquée par la théorie (courbe VII.3). Remarquons que l'on trouve un taux de conversion d'environ

30 pour une puissance d'entrée de 0,5 watt.

Par ailleurs, nous avons étudié (figure VIII.23) l'influence du courant de polarisation I_p sur le taux de conversion. Il apparaît que le taux

de conversion augmente sensiblement avec le courant de polarisation ainsi

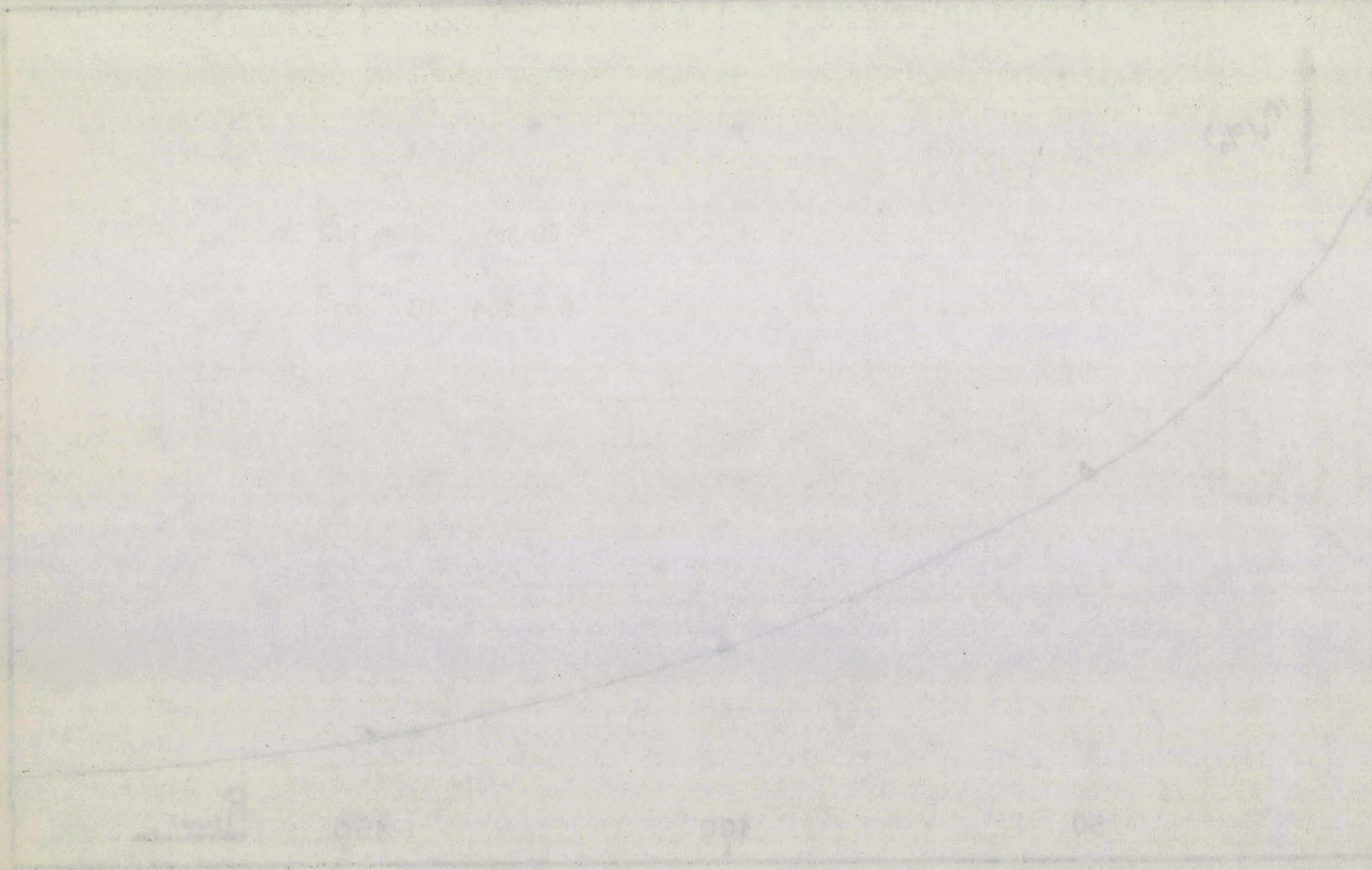
l'indiquent l'étude théorique précédente (courbe VI.10).

REMARQUE - La courbe VIII.22 montre qu'il est possible d'obtenir un taux de

conversion voisin de 100 pour une puissance d'entrée faible de l'ordre de

quelques milliwatts. Ce résultat est particulièrement intéressant dans le cas

où la détermination des régimes nécessaires pour l'obtention



C O N C L U S I O N

Cette étude expérimentale, que nous avons entreprise dès 1965, nous a permis, tout d'abord, d'envisager les différentes applications possibles des dispositifs à avalanche et à temps de transit : oscillateurs, amplificateurs et multiplicateurs. Sans doute, les premiers résultats que nous avons publiés [1] [2] [12] étaient-ils modestes ; eu égard aux performances actuelles, ce qui se conçoit aisément si l'on tient compte des progrès, très rapides, de la technologie. Cependant, nous avons été parmi les premiers à mettre en évidence les caractéristiques essentielles et le comportement général de ces dispositifs.

Par la suite, nous avons pu faire des comparaisons plus valables, avec les résultats de l'étude théorique, grâce à la meilleure définition des structures et à l'amélioration des méthodes de mesure. Ces travaux ont été poursuivis au Laboratoire par d'autres chercheurs en étroite collaboration avec nous et ont permis la réalisation de dispositifs de performances élevées : oscillateurs à diode As-Ga, en bande X, à haut rendement (22 % en 1972) [10], amplificateurs, bande X, de grande dynamique (150 mW à 1 dB de compression de gain), multiplicateur de fréquence à haut rang d'harmoniques ($\eta > 10$), en bande Q, à taux de conversion élevé.

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

(CHAPITRE VIII)

- [1] E. ALLAMANDO and al C.R. Acad. Sc. Paris, t. 262, mars 1966
- [2] E. ALLAMANDO and al C.R. Acad. Sc. Paris, t 263, juillet 1966
- [3] E. ALLAMANDO Mémoire Ing. C.N.A.M., Lille, déc. 1966
- [4] E. ALLAMANDO and al Contrat D.G.R.S.T. n° 69.02.044, 1970
- [5] E. ALLAMANDO and al Contrat C.N.E.S. n° 71.254, 1971
- [6] I. DUMBIA Thèse doctorat 3e cycle, Lille, juin 71
- [7] G. VANBORREN Thèse doctorat 3e cycle, Lille, juin 71
- [8] P.M. LEBRUN Thèse doctorat 3e cycle, Lille, juillet 1973
- [9] P.A. ROLLAND Thèse doctorat 3e cycle, Lille, juillet 1973
- [10] SALMER and al J. Appl. Phys., vol 44, n° 1, janv. 1973
- [11] E. ALLAMANDO and al Acta Electronica, vol 12 n° 3, juillet 1969
- [12] E. ALLAMANDO and al Proc. IEEE, vol. 58 n° 3, mars 1970
- [13] READ Bell. Syst. tech. J. vol. 37 n° 2, mars 1958
- [14] JOHNSTON and al Bell. syst. Tech. J. vol. 44 n° 2, fév. 1965
- [15] LEE and al Appl. phys. letters, t 6, 1965
- [16] R. DESSERT Acta Electronica, vol 12 n° 3, juillet 1969
- [17] E. ALLAMANDO Thèse doctorat 3e cycle, Lille, oct. 1968
- [18] SCHROEDER-HADDAD Proc IEEE (lett.), vol. 59, août 1971
- [19] SCHUDOBIK and al Proc IEEE (lett.), vol. 60, mars 1972
- [20] SALMER and al C.R. Acad. Sc. Paris, t 269, nov. 1969
 } ou
 CONSTANT-ALLAMANDO and al proc IEEE, vol 58 n° 3, mars 1970
- [21] E. ALLAMANDO and al Onde électrique, vol. 48 n° 496.197, juillet-août 1968
- [22] CARNEZ and al Int. conf. MOGA, Bruxelles, sept. 1973
- [23] ROLLAND and al Int. conf. on solid state dev., Tokyo, JAPAN, août 1973

C O N C L U S I O N

Le travail, que nous venons de présenter, est le résultat d'un ensemble de recherches, tant théoriques qu'expérimentales, effectuées depuis 1965. Ces recherches ont déjà fait l'objet d'un mémoire d'Ingénieur C.N.A.M. [1] et d'une thèse de Doctorat de 3^e cycle [2].

Nos travaux ont contribué à une meilleure connaissance du fonctionnement des diodes à avalanche et à temps de transit et des propriétés des dispositifs utilisant de tels composants. Dans ce but, nous avons conçu, non seulement une méthode générale de traitement numérique, mais aussi un ensemble de modèles et de modes d'étude simplifiés tant analytiques que numériques. Cette méthode de travail a présenté, à notre avis, un double avantage :

- . d'une part, elle nous a permis de mettre en évidence les divers mécanismes, et les différents effets, responsables du fonctionnement des diodes à avalanche et d'étudier leur influence respective.

- . d'autre part, elle a rendu possible, par exemple, la détermination théorique des conditions de fonctionnement et des structures (profil de dopage) optimales, en vue du rendement, d'oscillateurs à diode en Arséniure de Gallium en bande X. Cette recherche a débouché, il y a plus d'un an, sur la réalisation pratique par le L.E.P. [3] de diodes à l'Arséniure de Gallium à rendement supérieur à 20 % en bande X [4] [5]. Signalons que, depuis cette date, plusieurs travaux ont été poursuivis, à l'étranger, dans la même voie [6] [7] et que, tout récemment, des rendements de 35 %, en bande X, ont pu être obtenus [8] ce qui renforce, de façon considérable, l'intérêt des diodes à avalanche pour les applications.

Cependant, si l'on veut envisager l'étude d'oscillateurs de performances, en puissance et en rendement, encore plus grandes ou fonctionnant à des fréquences plus élevées, ou suivant un mode différent, il semble que notre modèle doive être complété :

- . d'une part, il s'avère nécessaire, dans ces conditions, de prendre en compte des phénomènes tels que la diffusion des porteurs et la présence de courants "Tunnel", par exemple.

. d'autre part, il est possible qu'il faille renoncer au modèle unidimensionnel pour prendre en compte les inhomogénéités spatiales en régime dynamique.

Enfin, sur le plan des applications, il semble que de larges possibilités s'ouvrent à l'utilisation des diodes à avalanche, en régime multifréquence, par exemple pour la réalisation de multiplicateurs et de transposeurs de fréquence.

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

(CONCLUSION)

- [1] ALLAMANDO Mémoire d'Ing. C.N.A.M., Lille, déc. 1966
- [2] ALLAMANDO Thèse de doctorat de 3e cycle, Lille, oct. 1968
- [3] MIRCEA and al I.E.E.E., vol. 59 n° 9, sept. 1971
- [4] KRAMER and al I.E.E.E., M.T.T. Int. Symp., Chicago, mai 1972
- [5] SALMER and al J. Appl. Phys., vol. 44 n° 1, janv. 1973
- [6] KIM and al Workshop on Comp. Semiconductor for Microw. dev., New York, fév. 73
- [7] HUANG I.E.E.E. trans. on electr. dev., vol. ED 20 N° 5, mai 1973
- [8] KIM and al Cornell Comp. Semiconductor dev., ITHACA, N.Y., août 1973

ANNEXE 1

=====

CALCUL DE LA PUISSANCE DISSIPÉE ET DE L'IMPÉDANCE PRÉSENTÉE
PAR UN DISPOSITIF A TEMPS DE TRANSIT

On considère un dispositif comportant deux zones : la première zone, dite d'émission, où sont générés des porteurs de charge (par exemple par mécanisme d'avalanche) et une seconde zone, dite de transit, dans laquelle les porteurs se déplacent à vitesse constante.

Au départ du calcul, on admet connu les configurations temporelles, d'une part, du courant de conduction injecté dans la zone de transit et, d'autre part, du champ électrique alternatif $e_a(t)$ à la limite entre ces deux zones. On peut représenter ces deux grandeurs par leur décomposition en série de Fourier :

$$\left\{ \begin{array}{l} i_{ca}(t) = I_o + \sum_k I_{cak} \sin(k\omega t + \phi_k) \\ e_a(t) = E_{ao} + \sum_k E_{ak} \sin(k\omega t + \phi_k) \end{array} \right.$$

Dans le cas où les deux grandeurs évoluent sinusoïdalement, Gilden and Hines [1] ont trouvés les expressions de la puissance et de l'impédance. Ces expressions ont été généralisées [2] en considérant les composantes de rang d'harmonique k quelconque du courant et du champ électrique. Ainsi on trouve :

- pour la zone d'émission (on admet l'uniformité du champ électrique alternatif et du courant de conduction)

a) l'admittance $y_a = \frac{I_{cak}}{\delta \cdot e_{ak}} + j\omega C_a$

$$y_a = \frac{I_{cak}}{\delta \cdot e_{ak}} \cos \psi_k + jk\omega C_a (1 + \beta_k^2 \sin^2 \psi_k)$$

en notant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \cdot \psi_k = \phi_k - \phi_k \\ \cdot \beta_k^2 = \frac{I_{cak}}{I_{dak}} = \frac{I_{cak}}{k\omega \epsilon S E_{ak}} \end{array} \right.$$

L'impédance Z_a correspondante s'écrit :

$$Z_a = \frac{1}{j k \omega c_a} (1 - M_k) = R_a + j X_a$$

avec :

$$M_k = \frac{i_{cak}}{i_k} = \frac{i_{cak}}{i_{cak} + i_{dak}} = \frac{\beta_k^2}{\sin^2(\psi_k + \beta_k)} \frac{1 - j\xi}{1 + \xi^2}$$

où $\xi = \frac{\cos \psi_k}{\sin(\psi_k + \beta_k)}$ est une quantité souvent petite en dehors de la résonance de la zone d'émission.

b). la puissance $P_a = \frac{\delta E_{ak}}{2} \cdot I_{cak} \cdot \cos \psi_k$

- pour la zone de transit

a). l'impédance $Z_\theta = \frac{1}{\omega c_\theta} \left(M_k \frac{1 - \cos \theta_k}{\theta_k} - j (1 - M_k) \frac{\sin \theta_k}{\theta_k} \right) = R_\theta + j X_\theta$

b). la puissance $P_\theta = \frac{R_\theta}{2} |i_k|^2 = \frac{R_\theta}{2} \left| \frac{i_{dak}}{1 - M_k} \right|^2$

avec $\theta_k = k \omega \frac{W - \delta}{v}$

Si l'on reporte la valeur du paramètre M_k , dans les expressions précédentes, on obtient les formules du tableau 1 page I - 4.

REMARQUES

1) Dans le cas du régime linéaire de fonctionnement, la phase d'injection ψ_k tend vers $-\pi/2$ ($\sin \psi_k = -1$), pour une émission provoquée par le mécanisme d'avalanche, et le paramètre ξ est de valeur nulle.

2) Signalons que, pour l'Arséniure de Gallium, la phase d'injection ψ_k reste souvent voisine de $-\pi/2$, même en régime non linéaire. Il en résulte que, pour ce matériau, on pourra souvent négliger la valeur de ξ dans les formules du tableau 1.

3) Lorsque la fréquence est faible, la résistance, présentée par la zone de transit, tend vers une valeur limite R_c (cas du régime linéaire de fonctionnement). Cette résistance R_c est appelée résistance quasi-statique et sa valeur est égale à :

$$R_c = \lim_{\omega \rightarrow 0} R_{\theta} = \frac{(W-\delta)^2}{2 \varepsilon v S} = \frac{W}{C} \left(1 - \frac{\delta}{W}\right)^2$$

4) Dans le cas où l'angle de transit est petit (épaisseur de la zone de transit faible), les formules se simplifient et sont données dans le tableau 1.

BIBLIOGRAPHIE

=====

- (1) GILDEN and HINES I.E.E.E. trans. on elect. dev., vol. ED 13, n° 1, janvier. 1966
- (2) CONSTANT - SEMICHON C.R. Acad. Sc. Paris, t. 270, B, Mars 1970

IMPEDANCE

Zone d'avalanche $Z_a = R_a + j X_a$	$R_a = \frac{1}{k\omega C_a} \cdot \frac{\beta_k^2 \cos \psi_k}{(\sin \psi_k + \beta_k^2)^2} \cdot \frac{1}{1 + \xi^2}$	$-k\omega C_a X_a = 1 - \frac{\beta_k^2}{\sin \psi_k + \beta_k^2} \cdot \frac{1}{1 + \xi^2}$
Zone de transit $Z_\theta = R_\theta + j X_\theta$	$R_\theta = \frac{v(1 - \cos \theta_k)}{k^2 \omega^2 \epsilon S} \cdot \frac{\beta_k^2}{\sin \psi_k + \beta_k^2} \cdot \frac{1 + \xi \frac{\sin \theta_k}{1 - \cos \theta_k}}{1 + \xi^2}$	$-k\omega C_\theta X_\theta = 1 - \frac{\sin \theta_k}{\theta_k} \cdot \frac{\beta_k^2}{\sin \psi_k + \beta_k^2} \cdot \frac{1 - \xi \frac{1 - \cos \theta_k}{\sin \theta_k}}{1 + \xi^2}$
DIODE COMPLETE $Z = R + j X$	$R = \frac{v(1 - \cos \theta_k)}{k^2 \omega^2 \epsilon S} \cdot \frac{\beta_k^2}{\sin \psi_k + \beta_k^2} \cdot \frac{1 + \xi \frac{\sin \theta_k + k\omega \delta/v}{1 - \cos \theta_k}}{1 + \xi^2}$	$-k\omega C X = 1 - (1 - \frac{\delta}{W}) \left(\frac{\sin \theta_k + \delta}{\theta_k W - \delta} \right) \frac{\beta_k^2}{\sin \psi_k + \beta_k^2} \times \frac{1 - \xi \frac{1 - \cos \theta_k}{\sin \theta_k + k\omega \delta/v}}{1 + \xi^2}$
cas où $W - \delta \rightarrow 0$	$R \rightarrow \frac{1}{k\omega C} \cdot \frac{\beta_k^2 \cos \psi_k}{(\sin \psi_k + \beta_k^2)^2} \cdot \frac{1}{1 + \xi^2} + \frac{\beta_k^2}{\sin \psi_k + \beta_k^2} \cdot \frac{1}{1 + \xi^2} R_c$	$-k\omega C X \rightarrow 1 - \frac{\delta}{W} \cdot \frac{\beta_k^2}{\sin \psi_k + \beta_k^2} \cdot \frac{1}{1 + \xi^2}$

PUISSANCE

ZONE D'AVALANCHE	$P_a = \frac{\delta \cdot E_{ak} \cdot I_{cak}}{2} \cdot \cos \psi_k$
ZONE DE TRANSIT	$P_\theta = \frac{1 - \cos \theta_k}{\theta_k} \cdot \frac{(W - \delta) E_{ak} I_{cak}}{2} (\sin \psi_k + \beta_k^2) \cdot \left(1 + \xi \frac{\sin \theta_k}{1 - \cos \theta_k} \right)$
DIODE COMPLETE	$P = \frac{1 - \cos \theta_k}{\theta_k} \cdot \frac{(W - \delta) E_{ak} I_{cak}}{2} (\sin \psi_k + \beta_k^2) \cdot \left(1 + \xi \frac{\sin \theta_k + k\omega \delta/v}{1 - \cos \theta_k} \right)$

$$\xi = \frac{\cos \psi_k}{\sin \psi_k + \beta_k^2}$$

Tableau 1 : Expressions de l'impédance et de la puissance dans un dispositif à temps de transit.



N O T A T I O N S

=====

I - COMPOSITION GENERALE :

Les différentes notations comportent, d'une façon générale, une lettre et un (ou plusieurs) indice .

- la lettre utilisée est soit minuscule soit majuscule ; ainsi nous désignerons par une lettre :

- . minuscule les grandeurs évoluant périodiquement en fonction du temps.
- . majuscule les grandeurs continues ainsi que les amplitudes des composantes harmoniques.

- l'indice utilisé est toujours minuscule. Indiquons les différents indices et leur signification.

- . indice 0 représente une grandeur continue .
- . indice k indique qu'il s'agit d'une grandeur correspondant à la fréquence harmonique, de rang k, de la fréquence fondamentale (1 pour le fondamental, 2 pour la fréquence double etc...).
- . indice n il s'agit d'une grandeur liée aux électrons .
- . indice p il s'agit d'une grandeur liée aux trous .
- . indice e signifie valeur émise } (puissance, rendement et taux de conversion)
- . indice u signifie valeur utile }
- . indice α représente les grandeurs utilisées pour la zone d'avalanche
- . indice θ représente les grandeurs utilisées pour la zone de transit.
- . sans indice pour les grandeurs correspondantes à la diode complète.

Les différentes grandeurs peuvent être liées aux variables indépendantes : temps t et abscisse x indiqués entre parenthèses (exemple e (x,t)).

II - PRINCIPALES NOTATIONS UTILISEES :

- 1) les courants sont représentés par la lettre I (ou i)
(ou J pour les densités de courant).

Exemples : I_o courant continu de polarisation.
 I_s courant de saturation de la diode.
 I_c courant de conduction.
 I_d courant de déplacement.
 I courant total ($i = i_c + i_d$).

2) Les champs électriques sont représentés par la lettre E (ou e)

Exemples : E_o champ électrique statique.
 ΔE_o variation du champ électrique statique sous l'influence de la composante alternative.
 E_s champ électrique résiduel à l'extrémité de la zone désertée.

3) Les tensions sont représentées par la lettre V (ou v)

Exemples : V_o tension de polarisation.
v tension alternative totale.

4) Les puissances, rendements sont représentées respectivement par P et η .

Exemples : $\eta_u = \frac{P_u}{P_o}$ ou $\eta_e = \frac{P_e}{P_o}$

signalons que le taux de conversion se désigne aussi par la lettre η

Exemple : $\eta = \frac{P_k}{P_l}$

5) Les impédances se désignent par la lettre Z. Elles comportent une partie réelle (résistance R) et une partie imaginaire (réactance X).

Z impédance de la diode
 Z_u impédance de la charge vu dans le plan de la diode
 R_o impédance caractéristique de la ligne de transmission
 R_c résistance de charge d'espace (dite aussi quasi-statique)
 R_{th} résistance thermique.

6) Les éléments parasites du boîtier de la diode :

- L_s self-inductance parasite .
- R_s résistance série représentant les pertes de puissance localisées, d'une part, dans la diode et, d'autre part, dans le circuit extérieur .
- C_B capacité parasite .
- C_{PP} capacité de la partie de la diode non en avalanche
($C_{PP} = \epsilon \frac{S-S_A}{W}$)
- C_p capacité parasite .
- G_f conductance de fuite de la jonction .

7) Dimensions géométriques, on trouve :

- δ épaisseur de la zone d'émission .
- W épaisseur désertée .
- W_s position du substrat .
- S section électrostatique de la diode .
- S_A section en avalanche .

III - NOTATIONS DIVERSES :

- ϵ permittivité du milieu ($\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$)
- $B_k(y)$ fonctions de Bessel modifiées de première espèce et d'ordre k .
- $f = \frac{\omega}{2\pi}$ fréquence avec ω la pulsation .
- T Période du signal .
- f_a fréquence d'avalanche .
- $\beta^2 = \frac{f_a^2}{f^2} = \frac{I_0}{I_X}$ paramètre caractéristique du fonctionnement .
- y paramètre proportionnel à l'amplitude du champ alternatif dans la zone d'avalanche .
- α taux d'ionisation des porteurs (α_p ou β pour les trous, α_n pour les électrons) .
- v_0 vitesse de déplacement des porteurs de charge (valeur absolue) .
- q valeur absolue de la charge de l'électron ($1,6 \cdot 10^{-19}$ Cb)
- θ angle de transit $\theta = \omega \frac{W-\delta}{v_0}$

N_A, N_D concentration en accepteurs et en donneurs ionisés.

T_j température de la jonction.

θ_j déphasage d'une composante harmonique du champ électrique en avalanche.

ϕ déphasage d'une composante harmonique du courant de conduction.

ψ phase d'injection ($\theta = \phi - \psi$).

$\tau_s = \frac{\delta}{v_0}$ temps de montée du courant d'avalanche.

M coefficient correctif compris entre 2 et 3.

τ_γ retard moyen du courant de conduction dans la zone d'émission.

ORDINOGRAMMES DE CALCUL NUMERIQUE

1) Modèle à deux zones

- Traitement de la zone d'avalanche

Tableau 1 : Résolution simplifiée

- " 2 : Effet du courant de saturation 1er mode d'étude.
- " 3 : Effet du courant de saturation second mode ; équation intégrale
- " 4 : Effet du courant de saturation second mode ; équation différentielle.
- " 5 : Taux d'ionisation des porteurs différents.

- Traitement de la zone de transit

Tableau 6 : Traitement général

- " 7 : Traitement simplifié.

2) Modèle général

Tableau 8 : Etude générale : régime statique

- 9 : Etude générale : régime dynamique

Tableau 1 : Résolution Simplifiée

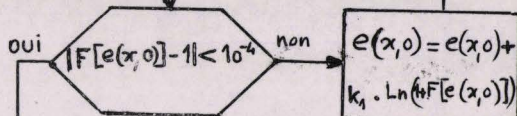
paramètres d'entrée : δ $\alpha(E)$ $e(x,0)$

Autres paramètres

Procédure

$$F[e(x,t)] = \sum_{x=0}^{\delta} \alpha[e(x,t)]$$

calcul de $F[e(x,0)]$



$N(t) = \sum_{t'=0}^t F[e(x,t')]$

$e(x,t) = e(x,0) + \sum_k E_{ak} \sin(k\omega t + \varphi_k) - k\omega \tau$

non $|N(t) - 1| < 10^{-4}$

$e(x,t) = e(x,t) + k_2 T^{-1} N(t)$

$i_{ca}(t) = \exp \frac{M \cdot v_0}{s} \sum_{t'=0}^t (F[e(x,t')] - 1)$

$k = \sum_{t=0}^T i_{ca}(t)$

V_0
 M

$i_{ca}(t) = i_{ca}(t) + I_0 / k$

I_0

$A(k) = \frac{2}{T} \sum_{t'=0}^T i_{ca}(t) \cos k\omega t'$ $C(k) = \sqrt{A^2(k) + B^2(k)}$

$B(k) = \frac{2}{T} \sum_{t'=0}^T i_{ca}(t) \sin k\omega t'$ $\Phi(k) = \arctg \frac{A(k)}{B(k)}$

$R(k) = \frac{s \cdot E_{ak}}{C(k)} \cos(\Phi(k) - \varphi_k)$

$X(k) = \frac{s \cdot E_{ak}}{C(k)} \sin(\Phi(k) - \varphi_k)$

$P(k) = \frac{(s \cdot E_{ak})^2}{2} \frac{R(k)}{R^2(k) + X^2(k)}$

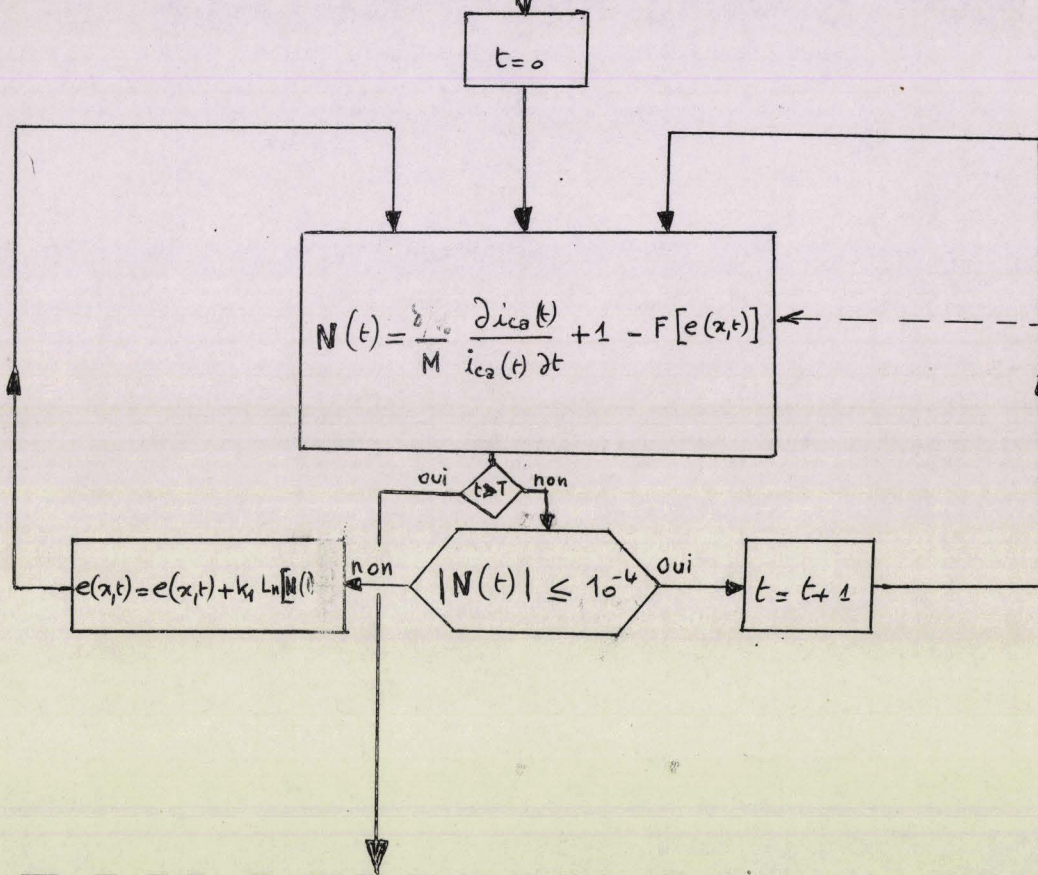
tenir compte du courant de déplacement



Tableau 2: Effet du courant de saturation

1^{er} mode d'étude

Condition d'avalanche (Tableau 1)



$$i_{ca}(t) = I_0 + \sum_K I_{caK} \sin(k\omega t + \varphi_K) + k\omega \tau y$$

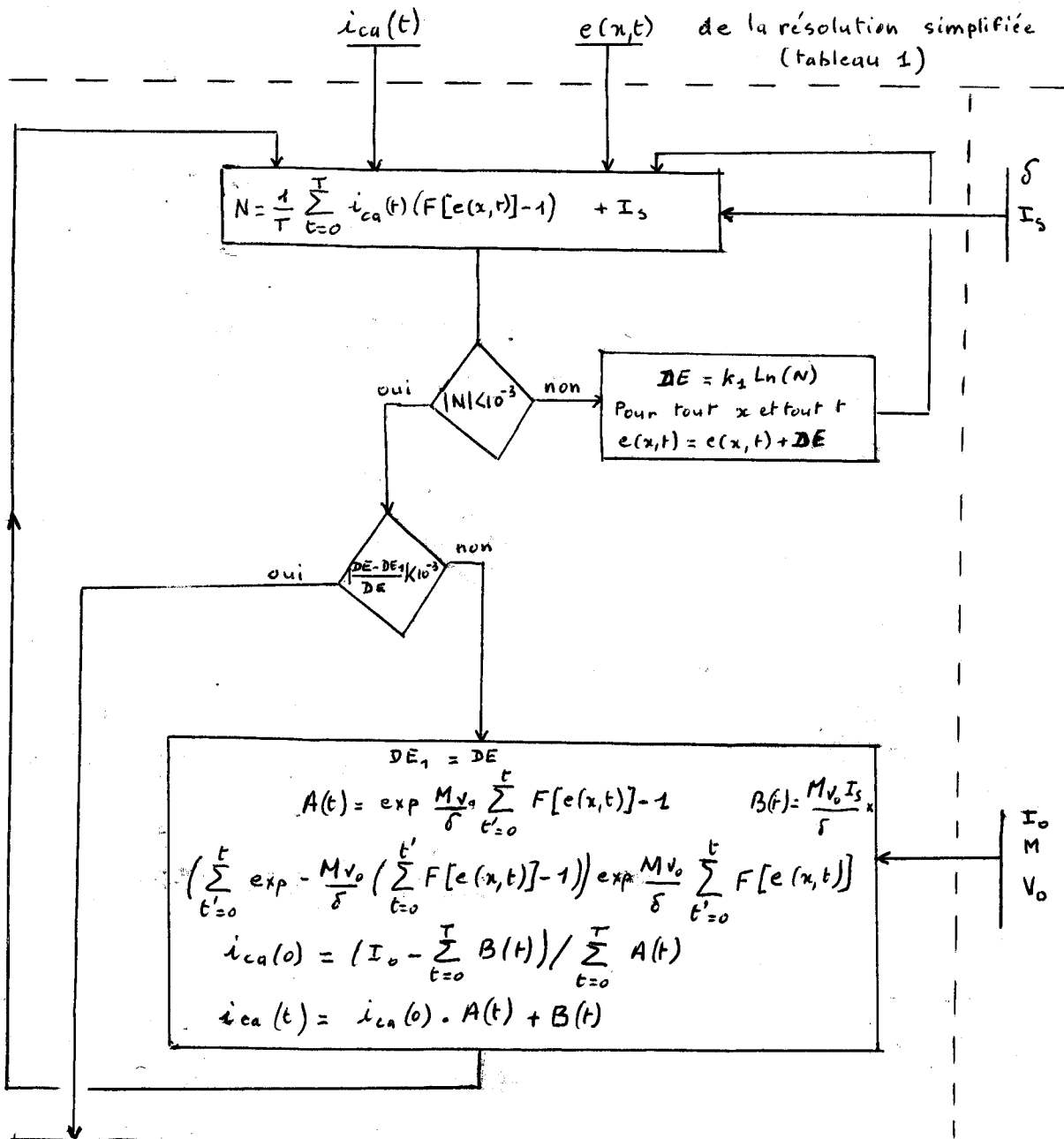
V_0
 M
 δ

décomposit. harmonique } (tableau:1)
 puissances - impédances }



Tableau 3: Effet du courant de saturation

second mode : équation intégrale

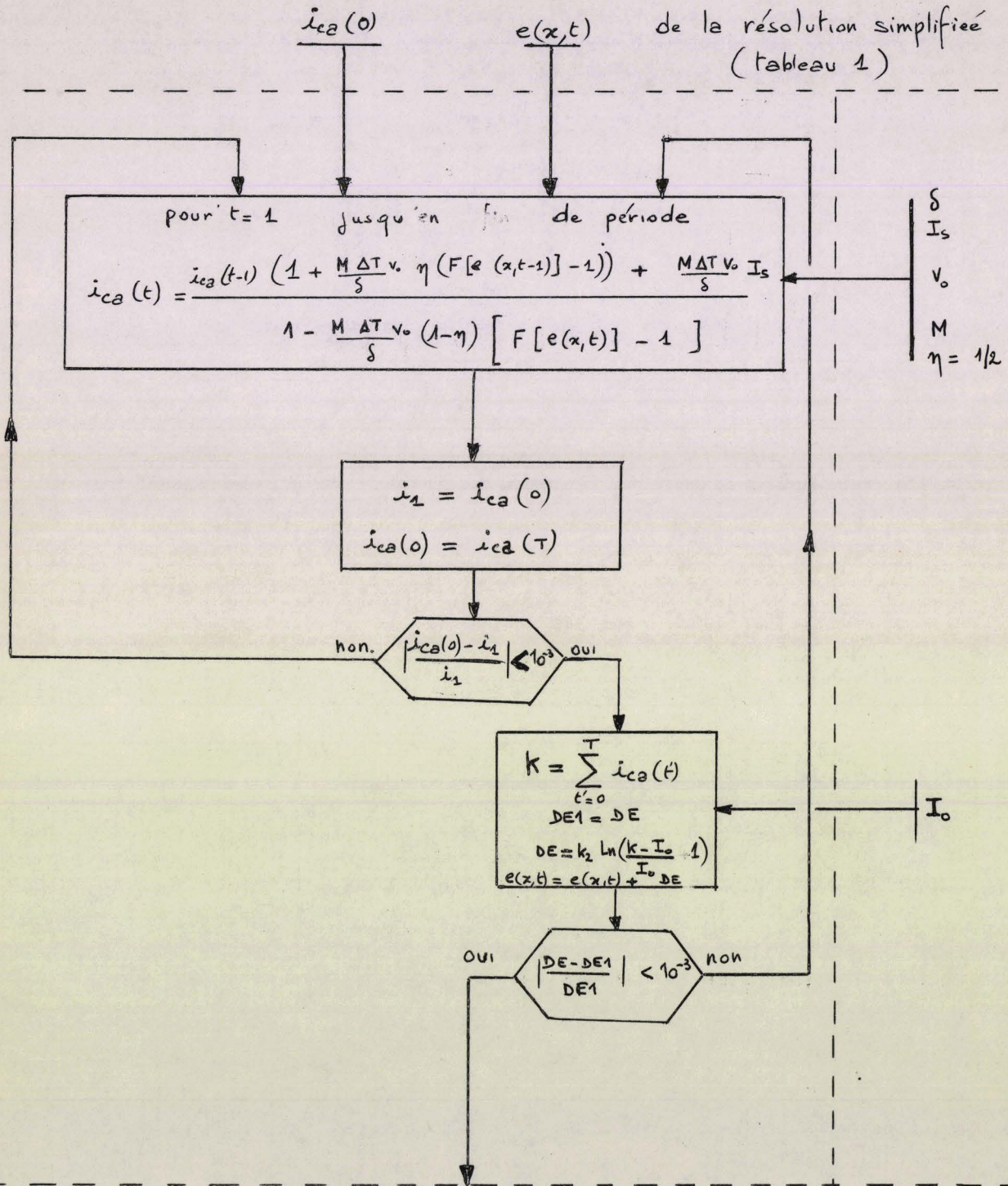


décomposition harmonique } tableau 1
impédances - puissances }



Tableau 4 : effets du courant de saturation

Second mode : équation différentielle



décomposition harmonique } tableau 1
 puissances - impédances }



Tableau 5 : Taux d'ionisation des porteurs différents

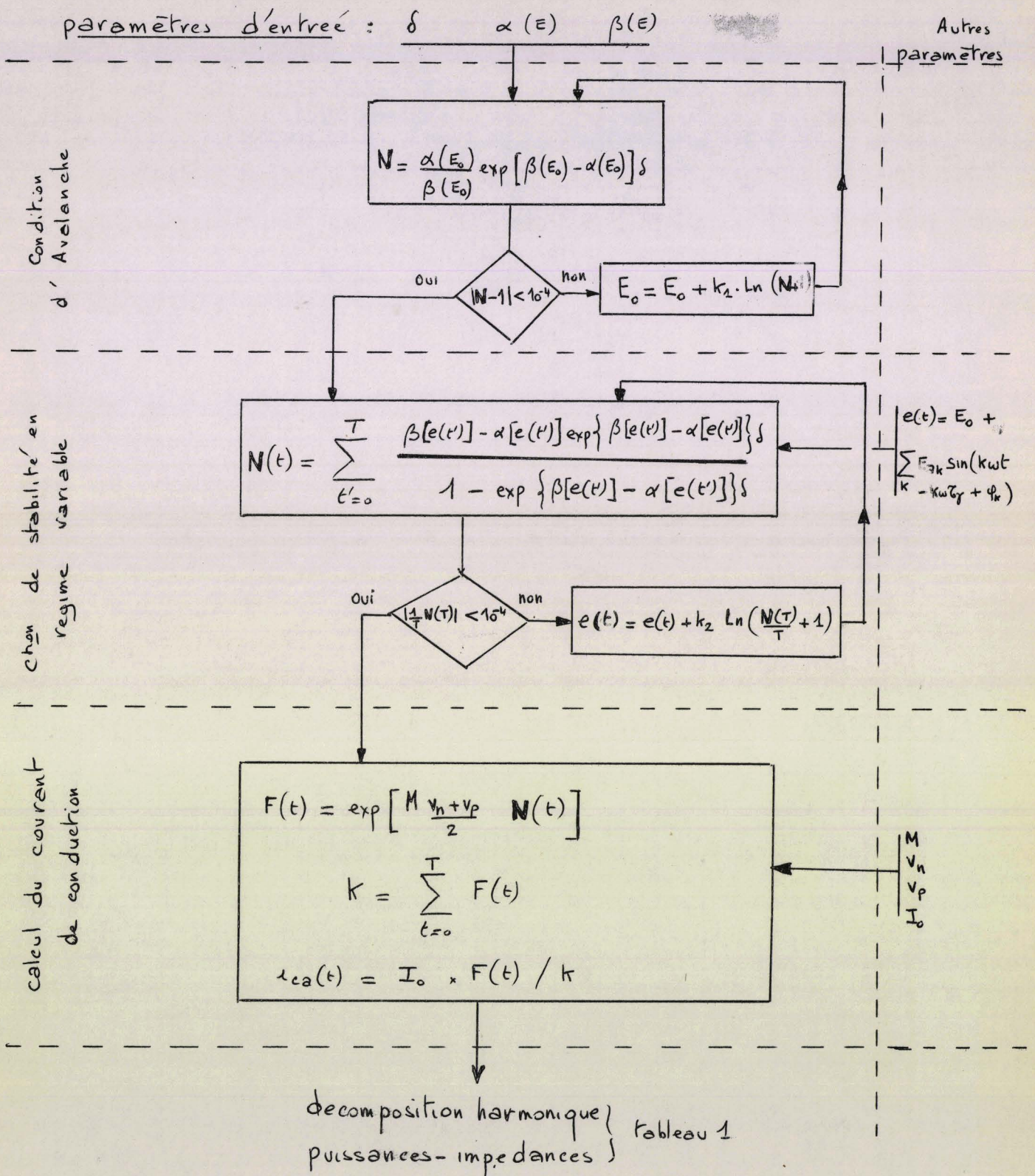


Tableau 6 : Traitement de la zone de transit
modèle général

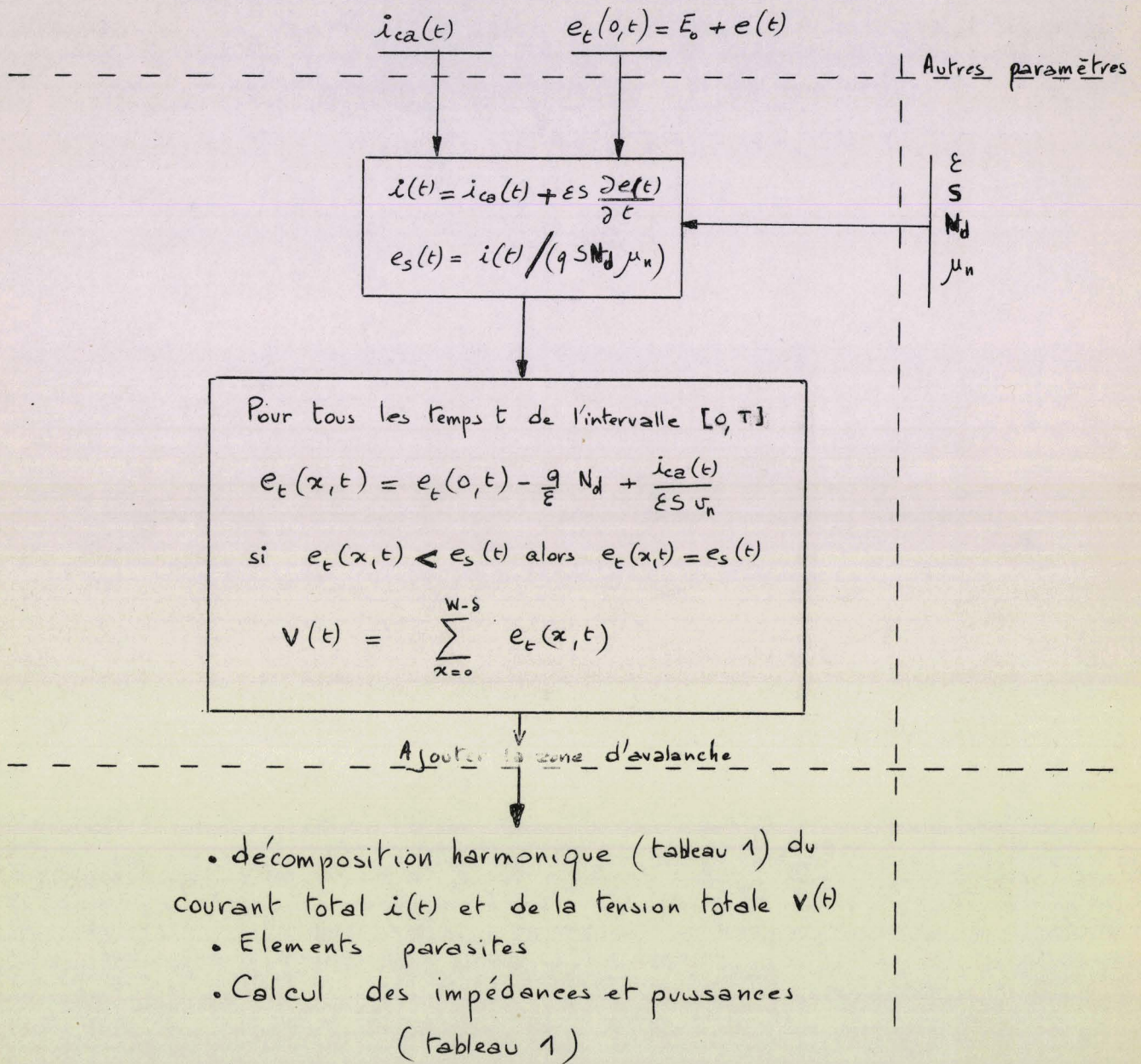


Tableau 7: Traitement de la zone de transit

modèle simplifié

$$i_{ca}(t) = I_0 + \sum_k I_{ck} \sin(k\omega t + \Phi_k) \quad e(t) = \sum_k E_{ak} \sin(k\omega t + \varphi_k)$$

Zone de transit

$$\theta_k = k\omega \frac{W-s}{v_0} \quad \beta_k^2 = \frac{I_{ck}}{k\omega \epsilon S E_{ak}}$$

$$\chi(\theta_k) = \frac{1 - \cos(\theta_k)}{\theta_k} \quad \psi_k = \Phi_k - \varphi_k$$

$$R(k) = \frac{\beta_k^2}{k\omega C} \left(1 - \frac{s}{W}\right) \frac{(\sin \psi_k + \beta_k^2) \chi(\theta_k) + \cos \psi_k \frac{\sin \theta_k}{\theta_k}}{1 + \beta_k^4 + 2 \beta_k^2 \sin \psi_k}$$

$$X(k) = \frac{1}{k\omega C} \left[1 - \frac{(\sin \psi_k + \beta_k^2) \frac{\sin \theta_k}{\theta_k} - \cos \psi_k \chi(\theta_k)}{1 + \beta_k^4 + 2 \beta_k^2 \sin \psi_k} \right]$$

$$P(k) = \frac{(W-s) E_{ak} I_{ck}}{2} \left[(\beta_k^2 + \sin \psi_k) \chi(\theta_k) + \cos \psi_k \frac{\sin \theta_k}{\theta_k} \right]$$

$$PU(k) = (1 - RS / R(k)) * P(k)$$

W
k
W
s
ε
S
ω
R_s

Ajouter la zone d'avalanche

éléments parasites

Schéma électrique équivalent
aux divers éléments parasites

Impédances et puissances



Tableau 8 : Etude Générale

Régime Statique

Calcul approché de $e(x,0)$ $n(x,0)$ $p(x,0)$

Autres paramètres

procédure

$$G(x,0) = \Delta W \cdot [\alpha[e(x,0) n(x,0) + \beta[e(x,0)] p(x,0) p]]$$

$$k(x) = n(x,0)$$

$$n(x,0) = n(x-1,0) + \frac{G(x,0) + G(x-1,0)}{2 \cdot v_n}$$

$$p(x-1,0) = p(x,0) + \frac{G(x,0) + G(x-1,0)}{2 \cdot v_p}$$

$$A = \frac{1}{L} \sum_{x=0}^L \frac{n(x,0) - k(x)}{k(x)}$$

W
 $\alpha(E)$
 $\beta(E)$
 v_n
 v_p

OUI
 $|A| < 2 \cdot 10^{-6}$
 non

$$e(x,0) = e(x,0) + k_1 \ln(1+A)$$

Régime dynamique (Tableau 9)



Tableau 9 : Etude Générale regime dynamique

regime statique (tableau 8)

Autres paramètres

procedure
 $G(x,t) = \Delta W [\alpha [e(x,t) n(x,t)$
 $v_n - \beta [e(x,t)] p(x,t)]$

$$e(x,0) = e(x,0) + \Delta E + \sum_k E_k \sin \varphi_k$$

DE
 E_k
 φ_k

t = 1

$$e(x,t) = e(x,t-1) + \sum_k E_k \sin(k\omega t + \varphi_k)$$

$$- \sum_k E_k \sin[k\omega(t-1) + \varphi_k]$$

$$n(0,t) = n_s \quad p(L,t) = p_s$$

n_s
 p_s

$$k(x) = n(x,t) \quad m(x) = p(x,t)$$

$$n(x,t) = n(x,t-1) + v_n \frac{\Delta T}{\Delta W} [n(x-1,t) - n(x,t)$$

$$+ \frac{G(x,t) + G(x-1,t)}{2 \cdot v_n}]$$

$$p(x-1,t) = p(x-1,t-1) + v_p \frac{\Delta T}{\Delta W} [p(x,t) - p(x-1,t)$$

$$+ \frac{G(x,t) + G(x-1,t)}{2 \cdot v_p}]$$

$$A = \frac{1}{L} \sum_{x=1}^L \frac{n(x,t) - k(x)}{k(x)}$$

$$e(x,t) = e(x,t) - \frac{q}{\varepsilon} \sum_{x=1}^x n(x,t) - k(x) + m(x-1) - p(x-1,t)$$

non $|A| < \frac{\text{valeur initiale de } A}{10}$ oui

oui $t = T$ non $t = t+1$

$$n(x,0) = n(x,T)$$

$$p(x,0) = p(x,T)$$

$$e(x,0) = e(x,T)$$

$$t = 1$$



A la fin de chaque période } decomposition de la tension totale $v(t) = \sum_{x=1}^L e(x,t)$ } (tableau 1)
 et du courant total $i(t)$
 calcul des puissances et impedances

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

PREMIERE PARTIE :

Etude théorique des diodes à avalanche et à temps de transit

<u>CHAPITRE I</u>	<u>Principe et limitations fondamentales</u>	
	I.1 Principe de fonctionnement	2
	I.2 Puissance et rendement théoriques	2
	I.3 Possibilité de réalisation	5
	I.4 Limitations fondamentales	6
<u>CHAPITRE II</u>	<u>Méthodes d'étude théoriques</u>	
	II.1 Procédé général d'étude	9
	II.2 Propriétés et relations fondamentales	10
	II.3 Modèles et modes d'étude	15
<u>CHAPITRE III</u>	<u>Etude Analytique</u>	
	III.1 zone d'avalanche	29
	III.2 zone de transit	36
	III.3 diode complète	38
<u>CHAPITRE IV</u>	<u>Etude numérique du modèle à deux zones</u>	
	IV.1 Traitement de la zone d'avalanche	42
	IV.2 Traitement de la zone de transit	50
<u>CHAPITRE V</u>	<u>Etude numérique générale et comparaison des différentes méthodes</u>	
	V.1 Principe général de résolution	59
	V.2 Formulation des équations et méthode de résolution	61
	V.3 Pratique de la méthode	73
	V.4 Mode de calcul en négligeant la réaction de charge d'espace	73
	V.5 Comparaison des différentes méthodes de calcul	78

<u>CHAPITRE VI</u>	<u>Résultats fondamentaux et conséquences pratiques</u>	
	VI.1 Résultats fondamentaux	89
	VI.2 Conséquences pratiques	95

SECONDE PARTIE :

Etude expérimentale, sur ordinateur et en laboratoire,
du fonctionnement des oscillateurs et des multiplicateurs

<u>CHAPITRE VII</u>	<u>Optimalisation sur ordinateur du fonctionnement</u>	
	VII.1 Utilisation en oscillateur hyperfréquence	111
	VII.2 Utilisation en multiplicateur de fréquence	123
<u>CHAPITRE VIII</u>	<u>Etude expérimentale en laboratoire</u>	
	VIII.1 Propriétés de la zone d'émission	132
	VIII.2 Application à l'étude d'oscillateurs et de multiplicateurs	142

CONCLUSION

ANNEXE 1

ANNEXE 2

NOTATIONS

TABLE DES MATIERES