

50376
1982
119

50376
1982
119

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

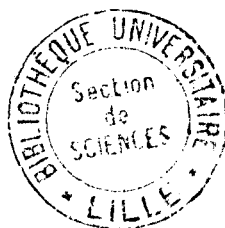
DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

Marie-Renée FRISCOURT

Ingénieur I.M.A.

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES DISPOSITIFS A TRANSFERT ELECTRONIQUE EN GAMME MILLIMETRIQUE



Soutenu le 22 avril 1982 devant la Commission d'Examen :

MM.	E. CONSTANT	Président
	P.A. ROLLAND	Rapporteur
	R. CASTAGNE	Examineur
	G. DELAVAL	Examineur
	J. LACOMBE	Examineur
	A. MIRCEA	Examineur
	G. SALMER	Examineur

*Bornons ici cette carrière.
Les longs voyages me font peur.
Loin d'épuiser une matière,
Il n'en faut prendre que la fleur.
...*

*Jean de La Fontaine.
Livre VI-Epilogue.*

*A mes parents,
à tous les miens.*

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, dirigé par Monsieur le Professeur Constant.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur le Professeur Constant qui m'a accueillie dans son laboratoire, et me fait l'honneur de présider la commission d'examen.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance envers Monsieur P.A. Rolland, qui a dirigé ce travail, pour l'aide efficace et permanente qu'il m'a apportée tout au long de cette étude.

Monsieur Castagné, Professeur à l'Université de Paris XI, me fait l'honneur de juger ce travail. Je lui en suis vivement reconnaissante.

Je tiens à remercier Monsieur Mircea, du Centre National d'Etudes et Télécommunications de Bagnoux, qui me fait l'honneur de participer à ce jury.

Mes sincères remerciements vont à Monsieur Delaval, de la Direction des Recherches Etudes et Techniques, qui a accepté de participer à ce jury.

L'étude expérimentale a été réalisée à l'aide de composants mis à notre disposition par le Département Composants Microondes de la Thomson-CSF, et plus particulièrement par Monsieur Lacombe, qui me fait de plus le plaisir de siéger à ce jury. Je l'en remercie sincèrement.

Je tiens à témoigner toute ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur Salmer, Directeur de l'équipe Composants Actifs Hyperfréquences au sein de laquelle a été effectuée cette étude, et qui me fait l'honneur de juger ce travail.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à Monsieur Cappy pour sa précieuse collaboration à cette étude.

Je tiens à remercier le Personnel du Centre Interuniversitaire de Traitement de l'Information pour sa participation active à l'aboutissement de l'étude numérique.

Je ne saurais oublier d'adresser mes remerciements à Madame Delos pour son importante contribution à la réalisation de ce mémoire, ainsi que Messieurs Dehorter et Pluquet qui en ont assuré la polycopie.

*Cette étude a bénéficié du soutien financier de la Direction
des Recherches Etudes et Techniques.*

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES DISPOSITIFS A TRANSFERT
ELECTRONIQUE EN GAMME MILLIMETRIQUE .

INTRODUCTION	p. 1
CHAPITRE 1 : Modélisation unidimensionnelle des dispositifs à transfert électronique en gamme millimétrique.	6
Introduction .	6
1.Description du modèle.	7
1.1.Intégration de l'équation de Boltzmann vallée par vallée.	7
1.2.Interprétation physique.	8
1.3.Sommation sur l'ensemble des vallées.	10
1.4.Système d'équations utilisé.	12
2.Procédure numérique.	13
2.1.Solution initiale.	13
2.2.Régime statique.	15
2.3.Régime dynamique.	21
Conclusion.	25
CHAPITRE 2 : Limitations fréquentielles intrinsèques de l'effet de volume dans les dispositifs à trans- fert électronique.Choix du matériau semi- conducteur.	27
Introduction.	27
1.Modèle utilisé.	28
1.1.Validité du modèle analytique.	29
2.Principaux résultats.	30
2.1.Limite fréquentielle.	30
2.2.Comparaison des différents matériaux envisagés.	32
2.3.Interprétation de ces résultats.Dérivation d'un critère de choix des matériaux.	33
Conclusion.	35

CHAPITRE 3 : Etude de la nature et des caractéristiques des modes de fonctionnement des composants courts à contact injectant en gamme millimétrique.	p. 38
Introduction.	38
1. Régime statique.	40
1.1. Description des principaux effets liés à la relaxation des porteurs de charge dans des composants courts de structure $N^+N^+N^+$.	40
1.2. Influence de la température.	47
2. Régime dynamique.	51
2.1. Nature et caractéristiques fondamentales du mode de fonctionnement.	51
2.1.1. Régime transitoire.	52
2.1.2. Régime d'oscillations stables : mode fondamental.	55
2.1.3. Propriétés essentielles d'un tel mode de fonctionnement.	58
2.2. Etude quantitative des propriétés des dispositifs à transfert électronique dans des régimes de fonctionnement réalistes.	62
2.2.1. Choix des conditions optimales de fonctionnement.	62
2.2.2. Influence de la température. Différents régimes de fonctionnement possibles.	66
2.2.3. Choix des structures et des conditions de fonctionnement optimales en mode fondamental.	70
Conclusion.	72
CHAPITRE 4 : Possibilités d'amélioration des performances des dispositifs à transfert électronique en gamme millimétrique.	75
1. Utilisation de matériaux autres que l'AsGa .	76
2. Autres modes de fonctionnement envisageables.	81
3. Structures	83
Conclusion.	88

CHAPITRE 5 : Etude expérimentale.	p.	91
Introduction.		91
1.Description du dispositif de caractérisation.		92
1.1.Caractérisation des sources en puissance, fréquence et rendement.		92
1.2.Mesure du bruit de sources millimétriques au voisinage de 94 GHz.		92
1.2.1.Principes de base de la mesure de bruit.		92
1.2.2.Choix d'une structure de base pour la mesure du bruit.		93
1.2.3.Section de conversion RF-FI.		94
1.2.4.Section de calibration et de mesure.		95
1.2.5.Performances du banc de mesure de bruit.		96
2.Cellules de mesure.		99
2.1.Cellule "monofréquence" avec sortie en bande millimétrique.		99
2.2.Cellule "multifréquences" avec sorties simultanées en bande millimétrique et à une fréquence sous-harmonique.		100
3.Caractérisation des composants utilisés.		101
4.Performances de bruit de modulation de fréquence comparées de plusieurs types de sources millimétriques.		105
4.1.Oscillateur GUNN libre.		105
4 2.Oscillateur ATT.		106
4.3.Oscillateur GUNN synchronisé par l'injection d'un signal à la fréquence sous-harmonique.		107
4.4.Multiplificateur de fréquence à diode à avalanche.		107
4.5.Conclusion.		108
CONCLUSION.		111
ANNEXE 1 : Intégration de l'équation de Boltzmann à une dimension.	A.1.	
ANNEXE 2 : Caractéristiques des matériaux utilisés.	A.2.	
ANNEXE 3 : Solution initiale, non stationnaire, sans diffusion.	A.3.	

```
*****  
*  
* INTRODUCTION *  
*  
*****
```

Durant ces dix dernières années, les systèmes fonctionnant en gamme millimétrique (longueurs d'onde de l'ordre de quelques millimètres) ont connu un grand essor, tant dans le domaine des applications civiles que militaires. La recherche de résolution toujours plus haute et de capacité de transmission plus élevée explique en partie l'utilisation de fréquences croissantes. Mais le choix plus particulier de la gamme d'ondes millimétriques provient essentiellement du fait qu'elle offre le meilleur compromis entre la résolution d'une part, et la pénétration atmosphérique d'autre part. Les ondes millimétriques sont en effet beaucoup moins atténuées en présence de brouillard ou de fumées que les ondes infrarouges ou optiques ; en outre, la perte de résolution, par rapport aux systèmes optiques, n'est pas significative pour les applications typiquement envisagées. Ceci explique que la plupart des applications dans le domaine millimétrique correspondent aux fenêtres de propagation atmosphérique, centrées approximativement sur 94 GHz, 140 GHz et 220 GHz.

Le développement de ces dispositifs a bien évidemment créé un besoin croissant de sources de puissance dans ces bandes de fréquences. A l'heure actuelle, les composants à l'état solide les mieux adaptés à cette fonction sont les diodes semi-conductrices à résistance négative, et plus particulièrement les diodes GUNN et les diodes IMPATT. Facilité d'utilisation, faible tension de fonctionnement, haute pureté spectrale, ont fait des diodes GUNN, depuis la découverte de J.B. GUNN en 1963, un composant de choix pour les applications en gamme centimétrique. C'est pourquoi ces composants ont fait l'objet d'une étude exhaustive dans cette gamme.

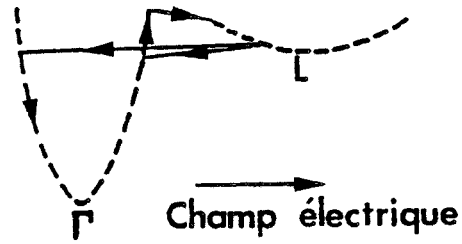


Figure 1: Représentation schématique de la structure de bande de l'arséniure de gallium.

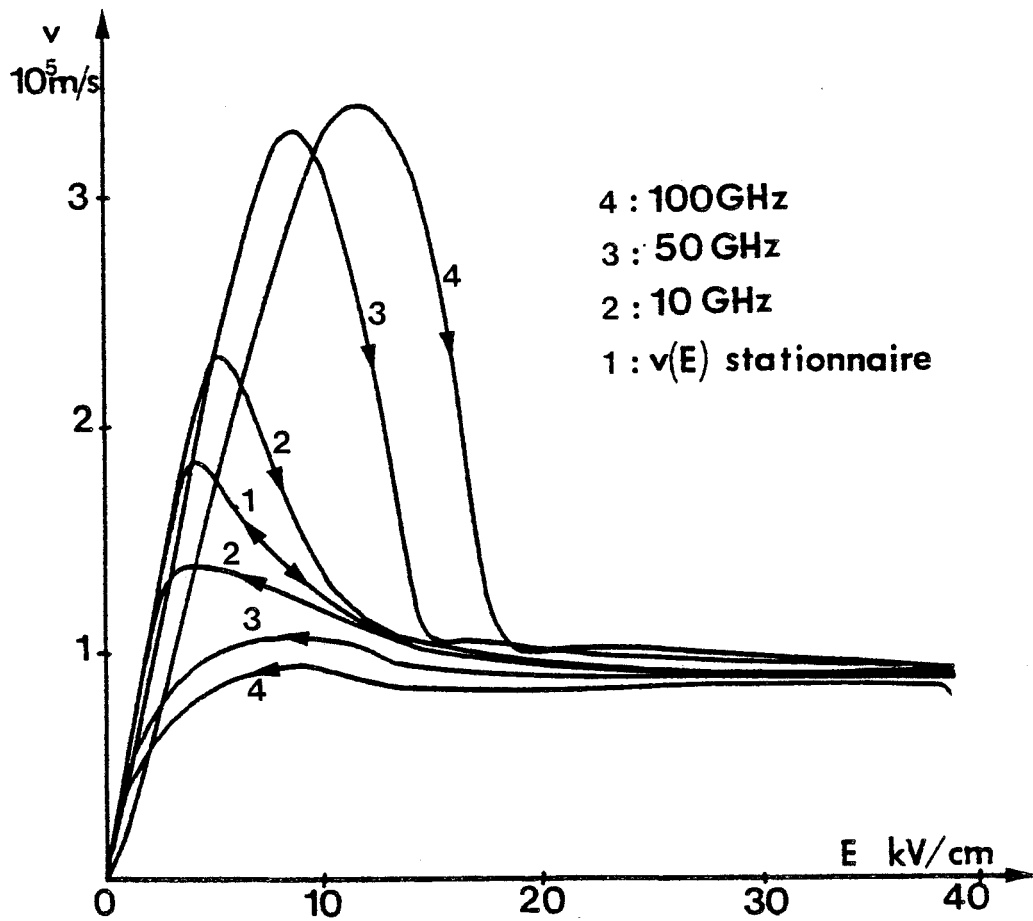


Figure 2: Influence des effets de relaxation sur la caractéristique $v(E)$ de l'arséniure de gallium.

Cependant, la prédiction des performances potentielles et l'optimisation de ces dispositifs en gamme millimétrique ne peuvent reposer sur une simple extrapolation des résultats obtenus aux fréquences plus basses. En effet, les propriétés de ces composants sont fondamentalement liées à l'effet de mobilité différentielle négative, résultant du mécanisme de transfert électronique intervallées, que l'on peut observer dans certains matériaux semi-conducteurs présentant une structure de bande appropriée. La structure de bande de l'arséniure de gallium, par exemple, est schématiquement représentée figure 1. La vitesse d'un porteur est obtenue à partir de la pente de la courbe $\epsilon(k)$ au point correspondant à l'état occupé par ce porteur. La vitesse de l'ensemble de la population électronique, ou vitesse moyenne, est ensuite obtenue en faisant la moyenne des vitesses précédentes pour tous les états occupés. Cette vitesse moyenne est, dans le cas général, une fonction de l'énergie moyenne ϵ et du champ électrique E : $v = f(\epsilon, E)$. Si l'on admet que l'énergie peut suivre instantanément les variations du champ électrique, (régime stationnaire), la vitesse n'est plus alors fonction que du seul champ électrique. L'évolution de la vitesse moyenne des porteurs en fonction de ce dernier a alors l'allure de la courbe 1 de la figure 2. Il s'agit de la caractéristique statique stationnaire $v(E)$ bien connue. C'est cette caractéristique stationnaire qui a été à la base de presque toutes les études des dispositifs à transfert électronique en ondes centimétriques.

Mais le mécanisme de transfert électronique intervallées n'est pas instantané. Ainsi, si le champ électrique présente des variations spatiales très brutales ou des variations temporelles très rapides, l'énergie ne peut suivre instantanément les évolutions du champ électrique. La dynamique des porteurs dans ces phases transitoires a donc un caractère non stationnaire ; ceci impose alors de considérer la vitesse des porteurs comme une fonction à la fois du champ électrique local et de l'énergie locale. Cet effet est illustré figure 2, dans un cas simple où l'on considère un composant soumis à un champ électrique sinusoïdal et spatialement uniforme :

$$E(x, t) = E_0 + E_1 \sin \omega t.$$

Lorsque la fréquence augmente, la caractéristique $v(E)$ prend successivement l'allure des courbes 2, 3 et 4 de la figure 2. Ces évolutions mettent en évidence l'influence croissante de ces effets non stationnaires lorsque le rythme de variation (fréquence) du champ électrique augmente. On constate donc que l'évolution de la vitesse moyenne de dérive des porteurs $v(\varepsilon, E)$ en fonction du champ électrique s'écarte considérablement de la caractéristique $v(E)$ statique stationnaire (courbe 1 - figure 2). On conçoit alors aisément que lorsque le retard des variations temporelles de l'énergie par rapport à celles du champ électrique, devient du même ordre de grandeur que la période du signal hyperfréquence, l'effet de mobilité différentielle négative tend à disparaître. D'après les auteurs, la fréquence de coupure de cette mobilité différentielle négative, en régime petit signal, se situerait entre 60 et 100 GHz pour l'AsGa [1], [2]. Cette limite peut sembler paradoxale dans la mesure où des composants courts à l'AsGa fonctionnent jusqu'à des fréquences de l'ordre de 110 GHz.

On voit donc, d'une part, que les modèles classiques basés sur la caractéristique statique stationnaire $v(E)$ ne sont plus valables en ondes millimétriques, et que, d'autre part, une simple extrapolation des résultats obtenus en gamme centimétrique n'est pas valable, puisque de nouveaux effets apparaissent.

Certains auteurs ont mis en évidence l'influence importante des effets de relaxation des porteurs de charge sur le fonctionnement des dispositifs à transfert électronique [2], [3]. Cependant aucun d'entre-eux ne s'est attaché à définir la nature exacte des modes de fonctionnement de ces dispositifs en gamme millimétrique (pour des fréquences supérieures à 80 GHz).

Une étude plus fine du mode de fonctionnement réel des dispositifs à transfert électronique en gamme millimétrique est par conséquent nécessaire pour situer leur limitation fréquentielle ultime et optimiser leur structure.

L'objet de ce travail est donc de présenter un nouveau modèle théorique, spatio-temporel, prenant en compte simultanément les effets de dynamique électronique non stationnaire et les effets de charge d'espace.

Ce modèle sera dans un premier temps utilisé pour déterminer la fréquence de coupure intrinsèque de la mobilité différentielle négative, dans différents matériaux semi-conducteurs utilisables pour la réalisation de dispositifs à transfert électronique (à savoir : AsGa, InP et GaInAs).

Nous nous attacherons ensuite à définir la nature exacte des modes de fonctionnement possibles pour des composants courts, en gamme millimétrique. Nous donnerons les principales caractéristiques de ces modes de fonctionnement ainsi que leurs limitations en fonction des différents paramètres de fonctionnement. Nous nous efforcerons en particulier de mettre en évidence et de comparer les modes fondamentaux et harmoniques.

Sur la base de ces résultats, nous discuterons ensuite la possibilité d'utiliser ces dispositifs à transfert électronique dans d'autres régimes de fonctionnement susceptibles d'en améliorer les performances.

Nous donnerons enfin les principaux résultats expérimentaux obtenus au cours d'une étude menée parallèlement à l'étude théorique et au cours de laquelle a été élaboré un dispositif de caractérisation complète des sources millimétriques.

```
*****  
*  
* REFERENCE *  
*  
*****
```

- [1] H.D. REES
"Time response of high-field electron distribution function in GaAs".
I.B.M. J. Res. & Develop., 1969, 13, pp. 537-543.
- [2] R. BOSCH, H.W. THIM
"Computer simulation of T.E.D. using the displaced maxwellian approach".
IEEE Trans. Elect. Dev., Vol. ED-21, n° 1, 1974.
- [3] D. JONES, H.D. REES
"Accumulation transit mode in transferred electron oscillators".
Elect. Lett., Vol. 8, n° 23, November 1972, pp. 566-567.
- "Electron-relaxation effects in transferred-electron devices revealed by new simulation method"*.
Elec. Lett., Vol. 8, n° 14, July 1972, pp.363-364.

** CHAPITRE I **

MODELISATION UNIDIMENSIONNELLE DES DISPOSITIFS
A TRANSFERT ELECTRONIQUE EN GAMME MILLIMETRIQUE

MODELISATION UNIDIMENSIONNELLE DES DISPOSITIFS
A TRANSFERT ELECTRONIQUE EN GAMME MILLIMETRIQUE

INTRODUCTION

Pour accéder aux caractéristiques macroscopiques de la dynamique électronique, il faut résoudre l'équation générale de transport de Boltzmann :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{q\vec{E}}{\hbar} \overrightarrow{\text{grad}}_k f + \vec{v} \overrightarrow{\text{grad}}_r f = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c$$

Pour résoudre cette équation, deux méthodes sont envisageables :

- une méthode itérative
- une procédure de type Monte-Carlo

Le modèle que nous allons décrire a été élaboré dans l'optique suivante :

- il devait d'une part rendre compte de façon satisfaisante des différents phénomènes physiques mis en jeu ;
- et, d'autre part, permettre une étude systématique des dispositifs à transfert électronique, donc ne pas nécessiter des temps de calcul prohibitifs.

C'est pourquoi nous avons opté pour une formulation analytique du problème, plutôt que pour l'utilisation d'une procédure de type Monte-Carlo ; la première solution permet en effet d'obtenir une meilleure précision pour des temps de calcul beaucoup plus faibles. Par

ailleurs, nous nous sommes limités à un modèle unidimensionnel, suffisant pour décrire le comportement d'un dispositif à transfert électronique.

Dans un but de clarification, nous ne décrivons ici que les grandes lignes de ce modèle, le détail des calculs étant développé en Annexe 1.

1 - DESCRIPTION DU MODELE

Ce modèle est basé sur l'intégration de l'équation générale de transport de Boltzmann dans l'espace réciproque, et sur l'approximation des temps de relaxation. Nous avons, à ce stade, repris les calculs effectués par A. CAPPY [1].

1.1 - Intégration de l'équation de Boltzmann vallée par vallée

Dans une première étape, l'intégration de l'équation de Boltzmann est effectuée pour chacune des vallées de la structure de bande. Moyennant un certain nombre d'approximations, détaillées en Annexe 1, on peut ainsi obtenir trois équations fondamentales traduisant physiquement la conservation du nombre de particules, la conservation du moment et la conservation de l'énergie. Ces trois équations, pour la vallée i supposée parabolique, peuvent se mettre sous la forme :

$$(1) \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n_i \overline{v_{x_i}}) = \left(\frac{\partial n_i}{\partial t} \right)_c$$

$$(2) \quad \frac{\partial}{\partial t} (n_i m_i^* \overline{v_{x_i}}) = qn_i E_x - \frac{\partial}{\partial x} (n_i kT_i) - \frac{\partial}{\partial x} (n_i m_i^* \overline{v_{x_i}^2}) - \frac{n_i m_i^* \overline{v_{x_i}}}{\tau_m(\overline{\epsilon_i})}$$

$$(3) \quad \frac{\partial}{\partial t} (n_i \overline{\epsilon_i}) = qn_i \overline{v_{x_i}} E_x - \frac{\partial}{\partial x} [n_i \overline{v_{x_i}} (\overline{\epsilon_i} + kT_i)] - n_i \frac{\overline{\epsilon_i} - \epsilon_0}{\tau_\epsilon(\overline{\epsilon_i})}$$

où :

n_i est la population électronique	}	dans la vallée i considérée
$\overline{v_{x_i}}$ la vitesse moyenne des porteurs		
$\overline{\epsilon_i}$ l'énergie moyenne des porteurs		
m_i^* la masse effective		

τ_m et τ_ϵ les temps de relaxation du moment et de l'énergie pour l'énergie moyenne $\overline{\epsilon_i}$.

kT_i est la température électronique définie par :

$$(4) \quad kT_i = m_i^* \left[\overline{v_{x_i}^2} - (\overline{v_{x_i}})^2 \right]$$

Nous pouvons remarquer, à ce stade, que ces expressions sont similaires à celles déjà obtenues par Blotekjaer [2].

1.2 - Interprétation physique

* L'équation de conservation du moment peut être mise sous la forme :

$$(5) \quad \frac{\partial}{\partial t} [n_i m_i^* (\overline{\epsilon_i}) \overline{v_{x_i}}] + \frac{\partial}{\partial x} [n_i m_i^* (\overline{\epsilon_i}) \overline{v_{x_i}^2}] =$$

$$qn_i E_x - \frac{\partial}{\partial x} (n_i kT_i) - n_i \frac{m_i^* (\overline{\epsilon_i}) \overline{v_{x_i}}}{\tau_m (\overline{\epsilon_i})}$$

Le terme de gauche représente la différentielle totale de la quantité de mouvement de la population électronique, et le terme de droite la somme des forces exercées sur celle-ci. Le premier terme de cette somme représente la force de Coulomb. Ecrit sous la forme $\frac{\partial}{\partial x} (n_i kT_i)$, le second terme représente la force due aux variations

de la pression électronique $n_i kT_i$. Si nous développons ce terme sous

la forme $kT_i \frac{\partial n_i}{\partial x} + n_i \frac{\partial kT_i}{\partial x}$, la somme de deux forces apparaît :

- une force de diffusion des porteurs : $kT_i \frac{\partial n_i}{\partial x}$, due aux inhomogénéités de la densité de porteurs libres ;

- une force de diffusion thermique : $n_i \frac{\partial kT_i}{\partial x}$.

Enfin, le dernier terme de droite, $n_i \frac{m_i^* (\overline{\epsilon_i}) \overline{v_{x_i}}}{\tau_m (\overline{\epsilon_i})}$, est équiva-

lent à une force de frottement due aux interactions des porteurs avec le réseau.

* L'équation de conservation de l'énergie, quant à elle, peut se mettre sous la forme :

$$(6) \quad \frac{\partial}{\partial x} (n_i \overline{\epsilon_i}) + \frac{\partial}{\partial x} (n_i \overline{v_{x_i}} \overline{\epsilon_i}) =$$

$$qn_i \overline{v_{x_i}} E_x - \frac{\partial}{\partial x} (n_i \overline{v_{x_i}} kT_i) - n_i \frac{\overline{\epsilon_i} - \epsilon_0}{\tau_e (\overline{\epsilon_i})}$$

La partie gauche de cette égalité représente la différentielle totale de l'énergie des particules considérées. La partie droite, la puissance reçue du champ électrique durant le déplacement des porteurs, et la puissance perdue, d'une part sous l'effet des forces de pression électronique, et, d'autre part, dans les interactions avec le réseau.

* Notons que l'équation de conservation de l'énergie est incomplète [2], [3]. En effet, si l'on soumet un volume de semi-conducteur à un gradient de température, et que l'on cesse toute action extérieure, la température devient uniforme sans l'apparition d'un mouvement global de particules. C'est l'effet de conductibilité thermique. Cet effet apparaît dans l'asymétrie (moment d'ordre trois non nul) de la fonction de distribution, asymétrie négligée ici (cf. Annexe 1). Le flux d'énergie correspondant pouvant s'écrire :

$\phi = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x}$, il manque dans le terme de droite de l'équation (6),

un terme $-\frac{\partial \phi}{\partial x} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(-\kappa \frac{\partial T}{\partial x}\right)$, représentant la variation de ce flux d'énergie.

Le coefficient de conductibilité thermique κ est donné par la loi de Wiedemann-Franz : $\frac{\kappa}{q n \mu T} = L$, où L est le nombre de Lorentz [4].

En ce qui nous concerne, nous avons pris $L = 2$, valeur en accord avec celles données par certains auteurs [5].

Néanmoins, le nombre de Lorentz L est mal connu pour un semi-conducteur non dégénéré, et il paraît difficile de tenir compte de façon précise de cet effet de conductibilité thermique.

1.3 - Sommation sur l'ensemble des vallées

L'une des originalités de ce modèle est que, afin de diminuer les temps de calcul, toutes les grandeurs physiques sont ensuite moyennées sur l'ensemble des vallées de la structure de bande du matériau considéré. Ceci revient à considérer une structure de bande simplifiée à une seule vallée équivalente, comme dans la procédure Monte-Carlo.

Au prix de quelques approximations détaillées en Annexe 1, nous pouvons alors mettre les trois équations de conservation précédentes sous la forme :

$$(7) \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n v}{\partial x} = 0$$

$$(8) \quad n \frac{\partial \epsilon}{\partial t} = q n v E - n v \frac{\partial \epsilon}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} (n v k T) - n \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\tau_\epsilon(\epsilon)}$$

$$(9) \quad n \frac{\partial}{\partial t} (m^* v) = q n E - n v \frac{\partial}{\partial x} (m^* v) - \frac{\partial}{\partial x} (n k T) - n \frac{m^* v}{\tau_m(\epsilon)}$$

où :

n est la densité totale de porteurs libres sur l'ensemble des trois vallées ;

v est la valeur moyenne, pour l'ensemble des trois vallées, de la vitesse moyenne $\overline{v_i}$ dans chacune des vallées ; v est donc la vitesse de dérive totale des porteurs ;

ε est l'énergie moyenne des porteurs sur l'ensemble des trois vallées ; de même pour $\tau_m(\varepsilon)$, $\tau_\varepsilon(\varepsilon)$, $kT(\varepsilon)$, $m^*(\varepsilon)$ et $\mu(\varepsilon)$.

Les principales approximations résultant de l'introduction de cette structure monovallée équivalente sont les suivantes :

- Nous devons négliger le temps de relaxation des particules. Les résultats des simulations Monte-Carlo montrent que cette hypothèse est valable jusqu'à des fréquences de l'ordre de 300 GHz.

- Les grandeurs $m^*(\varepsilon)$, $\tau_m(\varepsilon)$, $\tau_\varepsilon(\varepsilon)$, $kT(\varepsilon)$ et $\mu(\varepsilon)$ sont considérées comme des fonctions instantanées de l'énergie. Ces fonctions peuvent être déterminées à partir des résultats obtenus par des simulations Monte-Carlo en régime statique stationnaire ($\frac{\partial}{\partial t} \equiv 0$), [6] :

$$\tau_\varepsilon(\varepsilon) = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{q E_{ss}(\varepsilon) v_{ss}(\varepsilon)}$$

$$\text{et } \tau_m(\varepsilon) = \frac{m^*(\varepsilon)}{q} \frac{v_{ss}(\varepsilon)}{E_{ss}(\varepsilon)} = \frac{m^*(\varepsilon) \mu_{ss}(\varepsilon)}{q}$$

où $v_{ss}(\varepsilon)$ et $E_{ss}(\varepsilon)$ sont les valeurs statiques stationnaires de la vitesse de dérive des porteurs et du champ électrique, correspondant à l'énergie ε .

La température électronique, définie par :

$$kT = m^* [(\overline{v^2}) - (\overline{v})^2]$$

est obtenue à partir du bilan énergétique :

$$\epsilon = \frac{1}{2} m^* v^2 + \frac{3}{2} kT + \epsilon_p$$

où ϵ_p est l'énergie potentielle moyenne des populations électroniques en vallées satellites X et L.

* Remarque importante :

Le terme de "porteur de charge" utilisé dans cette étude correspond à un porteur équivalent dont le comportement est identique à la moyenne statistique des porteurs considérés.

1.4 - Système d'équations utilisé

Aux trois équations précédentes, il convient d'ajouter l'équation de Poisson, pour tenir compte des effets de charge d'espace. Le système complet d'équations à résoudre est donc le suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial nv}{\partial x} = 0 & (7) \\ n \frac{\partial \epsilon}{\partial t} = q n v E - n v \frac{\partial \epsilon}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} (n v kT) - n \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\tau_\epsilon(\epsilon)} & (8) \\ n \frac{\partial m^* v}{\partial t} = q n E - n v \frac{\partial m^* v}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} (n kT) - n \frac{\mu^* v}{\tau_m(\epsilon)} & (9) \\ \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon_{ps}} (n - N_d) & (10) \quad \text{ou} \quad \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{q}{\epsilon_{ps}} (n - N_d) & (10') \end{cases}$$

Les différentes fonctions de l'énergie $\tau_m(\epsilon)$, $\tau_\epsilon(\epsilon)$, $m^*(\epsilon)$, $kT(\epsilon)$, $\mu(\epsilon)$ utilisées sont données en Annexe 2, pour différents matériaux et différentes températures.

2 - PROCEDURE NUMERIQUE

La résolution de ce système d'équations aux dérivées partielles, couplées, ne peut être effectuée que par une méthode itérative ; méthode qui nécessite la connaissance d'une solution initiale approchée.

2.1 - Solution initiale [1]

La solution choisie pour initialiser le processus de convergence est une solution statique, non stationnaire, dans laquelle nous négligeons les termes de diffusion dans l'équation de conservation du moment.

Dans ces conditions, le système (I) s'écrit :

$$(II) \left\{ \begin{array}{l} \frac{dnv}{dx} = 0 \text{ soit encore } J = qnv = \text{cte} \quad (11) \\ 0 = qvE - v \frac{d\varepsilon}{dx} - \frac{1}{n} \frac{dnv}{dx} kT - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon(\varepsilon)} \quad (12) \\ m^* \frac{dv}{dt} = qE - \frac{m^* v}{\tau_v(\varepsilon)} \quad (13) \\ \frac{dE}{dx} = \frac{q}{\varepsilon_{ps}} (n - N_d) \quad (14) \end{array} \right.$$

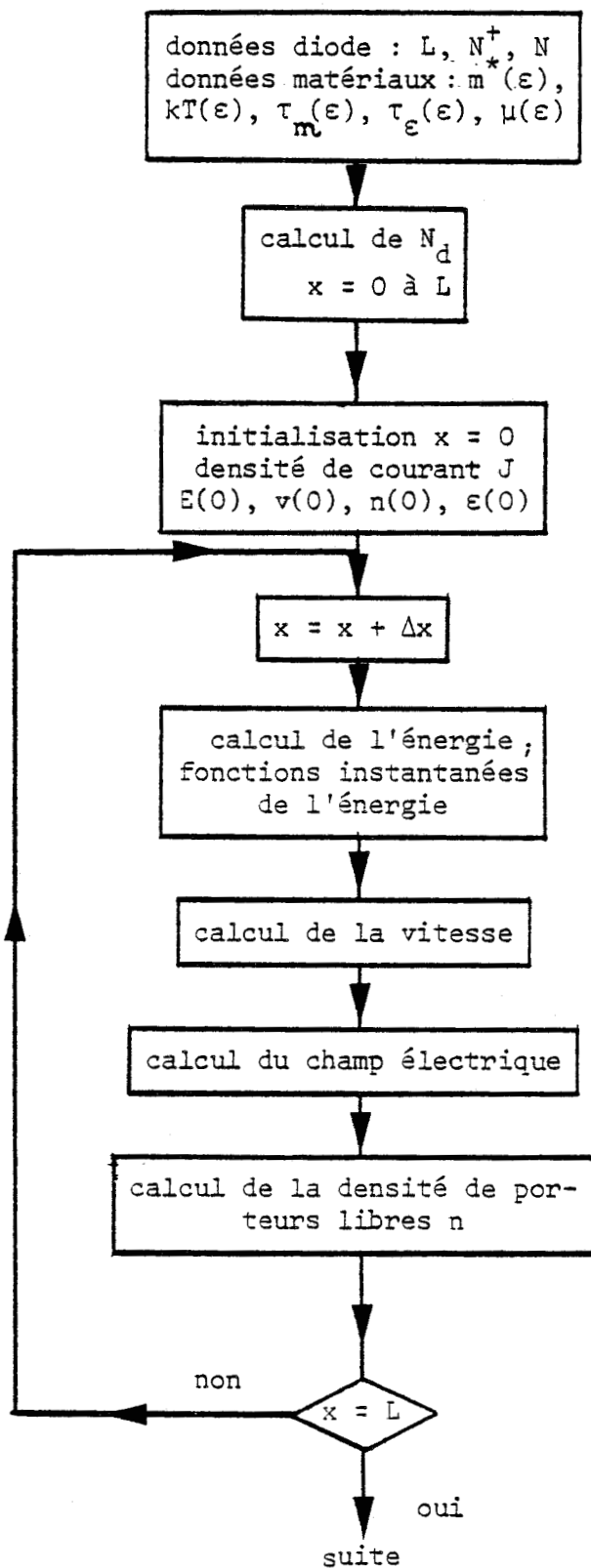
L'organigramme de la procédure numérique permettant d'obtenir les évolutions spatiales des différentes grandeurs physiques le long du composant, est donné figure 3.

Les grandeurs sont initialisées au point $x = 0$; puis le calcul est mené de proche en proche, jusqu'au bout du composant ($x = L$).

Dans un premier temps, l'énergie ε est calculée en utilisant l'équation (12). (Les calculs sont détaillés en Annexe 3).

La connaissance de ε permet de déterminer les différentes grandeurs fonctions instantanées de l'énergie.

Figure 3 : Organigramme de la solution initiale.



La vitesse est ensuite obtenue par résolution d'une équation quadratique déterminée grâce à l'utilisation combinée des équations (11), (13) et (14) (cf. Annexe 3).

Le champ électrique s'en déduit immédiatement par la relation $E = v/\mu$, puisqu'il n'y a pas de termes de diffusion en vitesse ; puis la concentration de porteurs libres n est calculée à l'aide de l'équation de Poisson.

2.2 - Régime statique : non stationnaire, avec diffusion

Lorsque le principal terme de diffusion intervenant dans l'expression de la vitesse : $\frac{\mu(\epsilon)}{qn} \frac{\partial n}{\partial x} kT$, n'est plus négligé, la méthode précédemment décrite n'est plus utilisable. Nous devons avoir recours à une méthode itérative.

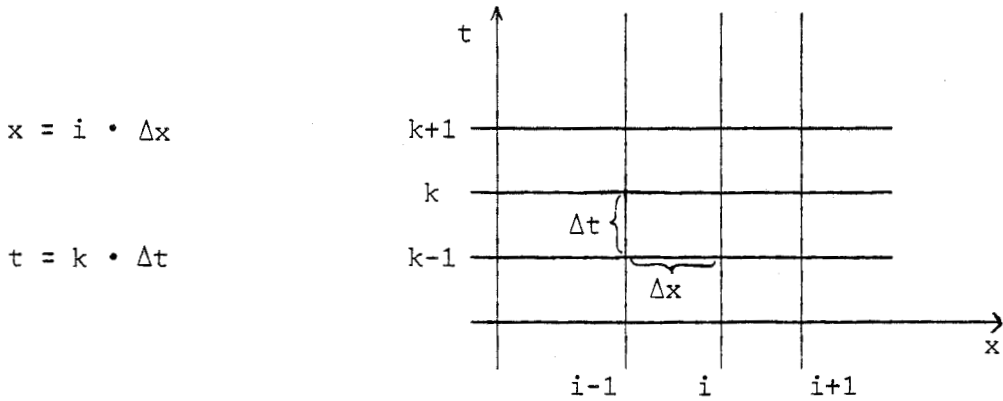
Parmi les différentes méthodes de résolution possibles, nous avons retenu une méthode semi-implicite décrite par Reiser [7], que nous avons adaptée à notre modèle. Partant d'une solution initiale approchée (en l'occurrence celle que nous avons décrite précédemment), cette procédure consiste à simuler l'évolution temporelle des différentes grandeurs vers leur valeur statique correspondant au régime recherché.

Les équations à résoudre sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial nv}{\partial x} = 0 \quad (15) \\ 0 = qn v E - \frac{d}{dx} (n v kT) - n v \frac{d\epsilon}{dx} - n \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\tau_\epsilon(\epsilon)} \quad (16) \\ 0 = qn E - \frac{d}{dx} (n kT) - n v \frac{d m^* v}{dx} - n \frac{m^* v}{\tau_m(\epsilon)} \quad (17) \\ \frac{d^2 v}{dx^2} = \frac{q}{\epsilon_{ps}} (n - N_d) \quad (18) \end{array} \right. \quad \text{(III)}$$

Etant donné que nous partons d'une solution initiale proche de l'état d'équilibre statique recherché, nous ne faisons pas intervenir les termes comportant des dérivées temporelles dans les équations de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, car ils ne sont pas nécessaires à la convergence de la procédure. Par contre, nous devons tenir compte de l'évolution temporelle de la densité de porteurs libres au cours du régime transitoire, afin de pouvoir assurer la continuité du courant.

Cette méthode de résolution semi-implicite impose d'effectuer une double discrétisation du temps et de l'espace ; le passage aux différences finies se fait alors en posant :



Dans ce cas, l'équation (15) peut s'écrire :

$$\frac{n_i^{k+1} - n_i^k}{\Delta t} = \frac{1}{2} (N_i^{k+1} + N_i^k) \quad (19)$$

où
$$N_i^k = \frac{n_{i+1/2}^k v_{i+1/2}^k - n_{i-1/2}^k v_{i-1/2}^k}{\Delta x}$$

(idem en $k+1$)

Les produits $n_i^k v_i^k$ sont déterminés à partir de l'équation (17). L'équation (19) peut alors se mettre sous la forme tridiagonale suivante :

$$\alpha_i^k n_{i-1}^{k+1} + \beta_i^k n_i^{k+1} + \gamma_i^k n_{i+1}^{k+1} = \delta_i^k \quad (20)$$

De la même façon, l'équation (18) peut s'écrire :

$$V_{i+1}^k - 2V_i^k + V_{i-1}^k = \frac{q}{\epsilon_{ps}} \Delta x^2 (n_i^k - N_d) \quad (21)$$

soit encore

$$\alpha_i^k V_{i-1}^k + \beta_i^k V_i^k + \gamma_i^k V_{i+1}^k = \delta_i^k \quad (22)$$

Connaissant les différentes grandeurs à chaque abscisse $x = i \cdot \Delta x$, et à l'instant $t = k \cdot \Delta t$, nous pouvons calculer les coefficients α_i^k , β_i^k , γ_i^k et δ_i^k , et déterminer ainsi la densité de porteurs libres n en chaque point x , à l'instant $(t + \Delta t) = (k+1) \cdot \Delta t$, ou bien encore le potentiel V_i^{k+1} , en résolvant les équations (20) et (22) par la méthode du double balayage de Cholewski [8].

Cette méthode ne converge que si le pas de discrétisation du temps Δt est tel que :

$$\Delta t < \tau = \epsilon_{ps} / q n \mu$$

et $\Delta t < \text{Min} [(\tau_m)_{\text{min}}, (\tau_\epsilon)_{\text{min}}]$

où τ est le temps de relaxation diélectrique.

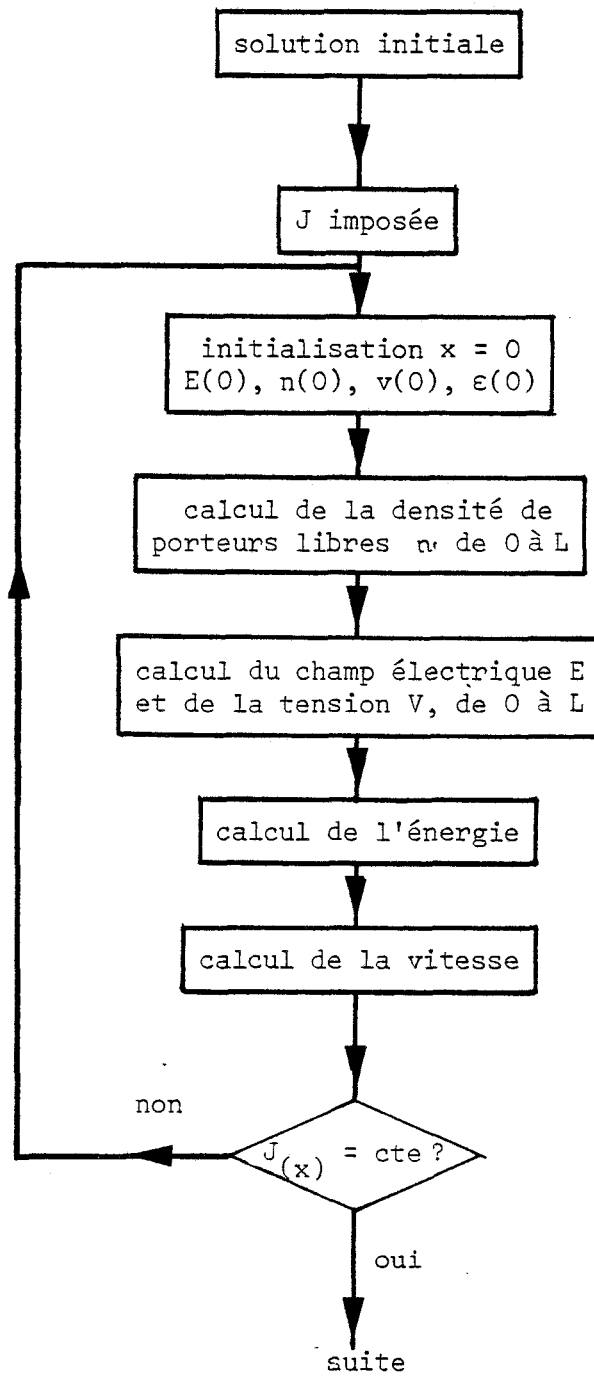
La résolution du système d'équations (III) peut être envisagée de deux manières :

- on peut imposer la densité de courant J_0 dans le composant,
- ou bien encore, imposer la tension V_0 aux bornes de l'échantillon.

a) on impose la densité de courant J_0

La résolution du système d'équations s'effectue alors dans

Figure 4 : Régime statique - densité de courant J imposée.



l'ordre suivant :

- le calcul de la densité de porteurs libres n s'effectue par la méthode de double balayage ;
- le champ électrique E s'en déduit immédiatement par résolution de l'équation de Poisson, utilisée sous la forme (14) ;
- la tension V est calculée par intégration du champ électrique ;
- l'énergie ϵ est ensuite calculée de la même manière que celle décrite pour la solution initiale (cf. Annexe 3) ;
- la vitesse est alors donnée par la continuité du courant :

$$v = J_{\text{moy}}/qn.$$

Les différentes grandeurs physiques sont calculées pour chaque abscisse $x = i \Delta x$, puis le système est rebouclé sur lui-même jusqu'à ce que la procédure ait convergé, c'est-à-dire jusqu'à obtenir une répartition spatiale uniforme de la densité de courant calculée.

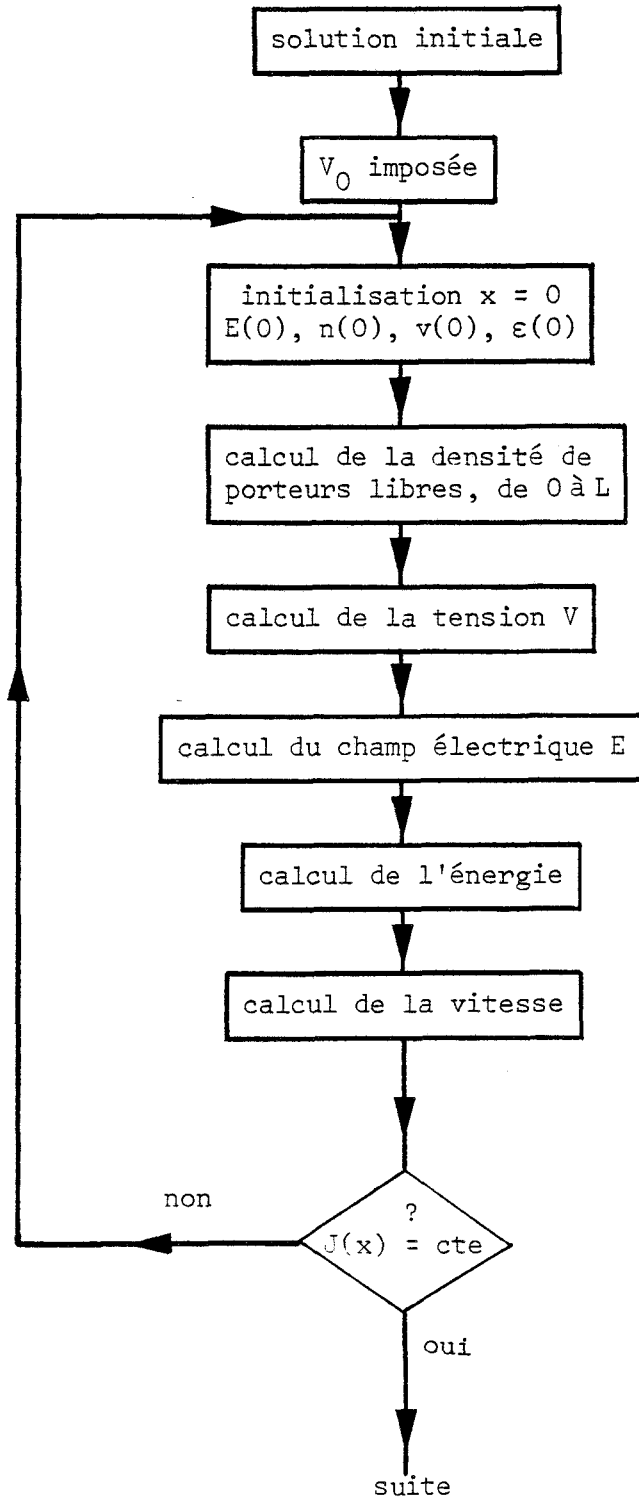
L'organigramme de cette méthode de calcul est décrit sur la figure 4.

b) on impose la tension V_0 aux bornes du composant

- De la même façon que précédemment, la densité de porteurs libres n est calculée par double balayage ;
- la tension V est ensuite calculée par l'équation de Poisson, utilisée sous la forme (18) ;
- le champ électrique E en est déduit par dérivation :

$$E_i = \frac{V_{i+1} - V_{i-1}}{2\Delta x}$$

Figure 5 : Régime statique - tension V_0 imposée.



- le calcul se déroule ensuite comme précédemment, conformément à l'organigramme de la figure 5.

2.3 - Régime dynamique

En régime dynamique, nous devons résoudre le système (I) ou (I'). (cf. page 12).

Etant donné que ces équations différentielles sont fortement couplées, la résolution en est très délicate. La procédure que nous décrivons maintenant est celle qui a permis de trouver le meilleur compromis entre la précision de la convergence, la diminution des temps de calcul, la minimisation des instabilités numériques inhérentes au système à résoudre.

Nous avons finalement été amenés à utiliser une méthode de double balayage pour le calcul de toutes les grandeurs physiques. Cette méthode nécessite une linéarisation des équations permettant de calculer les coefficients du double balayage (erreur d'un pas en temps) ; ceci rend très critique l'ordre dans lequel sont effectués les calculs des différentes grandeurs.

La procédure de calcul retenue est la suivante :

- on calcule d'abord la densité de porteurs libres $n(x, t)$, et la répartition de potentiel $V(x, t)$;
- on calcule ensuite l'énergie et la vitesse moyennes des porteurs en utilisant les équations de conservation de l'énergie et du moment ; soit, en passant aux différences finies :

$$\frac{\epsilon_i^{k+1} - \epsilon_i^k}{\Delta t} = \frac{1}{2} (W_i^{k+1} + W_i^k) \quad (23)$$

$$\text{et } \frac{v_i^{k+1} - v_i^k}{\Delta t} = \frac{1}{2} (C_i^{k+1} + C_i^k) \quad (24)$$

avec

$$W_i^k = q v_i^k E_i^k - v_i^k \frac{\epsilon_{i+1}^k - \epsilon_{i-1}^k}{2\Delta x} - \frac{n_{i+1}^k v_{i+1}^k k_{i+1}^k - n_{i-1}^k v_{i-1}^k k_{i-1}^k}{n_i^k 2\Delta x} - \frac{\epsilon_i^k - \epsilon_0}{\tau_\epsilon(\epsilon_i^k)}$$

et

$$C_i^k = q \frac{E_i^k}{m_i^* k} - v_i^k \frac{v_{i+1}^k - v_{i-1}^k}{2\Delta x} - \frac{n_{i+1}^k k_{i+1}^k - n_{i-1}^k k_{i-1}^k}{2\Delta x n_i^k m_i^*} - \frac{v_i^k}{\tau_m(\epsilon_i^k)}$$

On en déduit les équations de type tridiagonal suivantes :

$$\alpha_i^k \epsilon_{i-1}^{k+1} + \beta_i^k \epsilon_i^{k+1} + \gamma_i^k \epsilon_{i+1}^{k+1} = \delta_i^k \quad (25)$$

$$\alpha_i^k v_{i-1}^{k+1} + \beta_i^k v_i^{k+1} + \gamma_i^k v_{i+1}^{k+1} = \delta_i^k \quad (26)$$

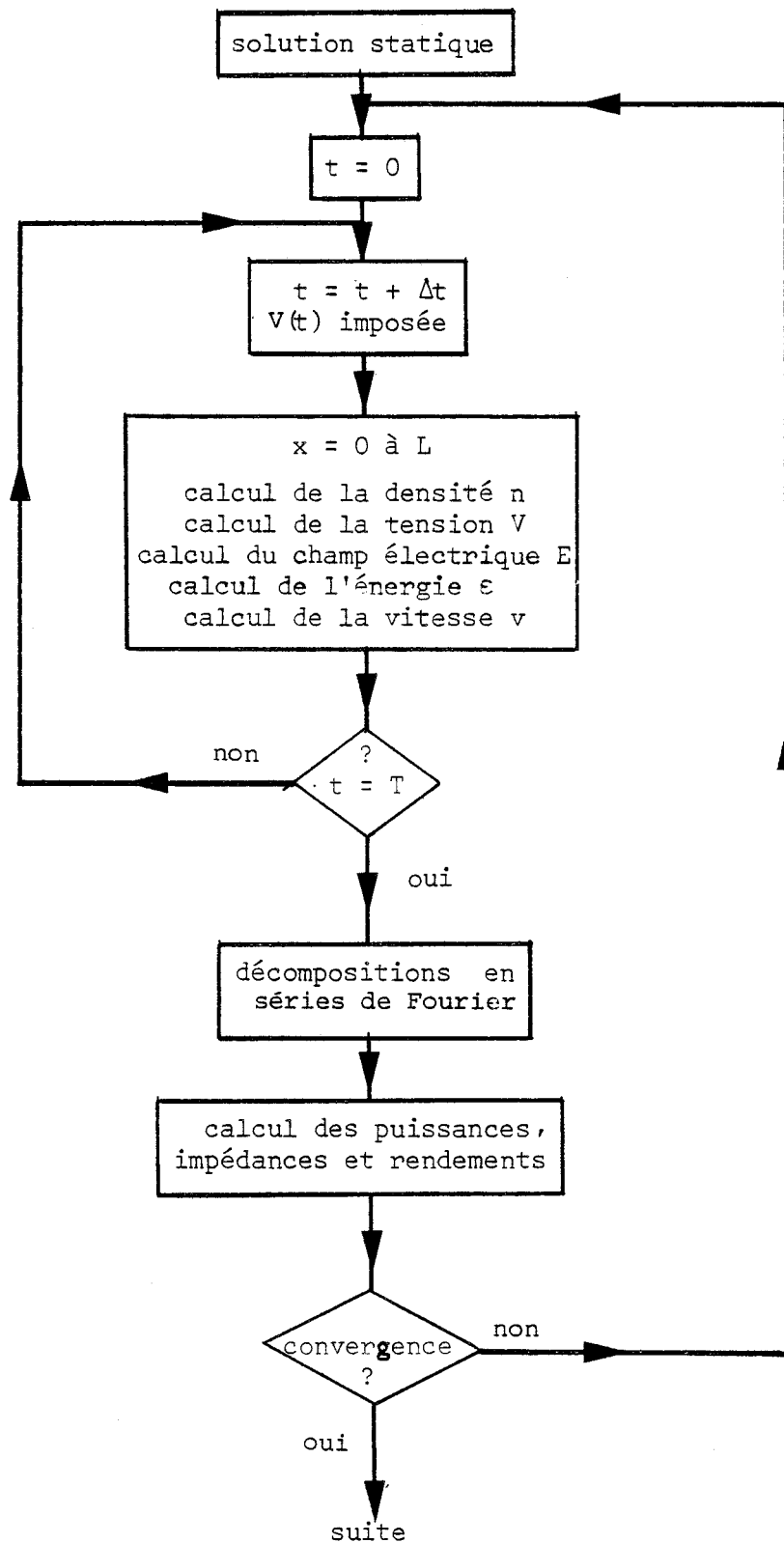
Ces équations tridiagonales peuvent ensuite être résolues par la méthode de Cholewsky.

- Une fois connues les évolutions spatiales, à l'instant t , des différentes grandeurs, la densité de courant total est calculée en écrivant la conservation de la densité de courant :

$$J(t) = q n(x, t) v(x, t) + \epsilon_{ps} \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} \quad (27)$$

De façon à augmenter la précision du calcul, nous avons en fait considéré la densité de courant total moyennée sur l'abscisse, plutôt que sa valeur en un point quelconque du composant, soit :

Figure 6 : Régime dynamique.



$$\overline{J(t)} = \frac{1}{L} \int_0^L q n(x, t) v(x, t) dx + \frac{1}{L} \int_0^L \epsilon_{ps} \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} dx \quad (28)$$

- Le calcul des grandeurs pour toute abscisse $x = i \cdot \Delta x$ est répété à chaque instant $t = k \cdot \Delta t$. Lorsque le calcul a été effectué sur une période complète du signal hyperfréquence, il ne reste plus qu'à décomposer la densité de courant total $\overline{J(t)}$ et le potentiel $V(t)$ en série de Fourier, de façon à accéder aux puissances, rendements et impédances aux différentes fréquences harmoniques considérées.

De plus, les décompositions en série de Fourier sont effectuées en plusieurs points de la zone active du composant, ce qui permet d'obtenir les évolutions spatiales des différentes grandeurs mentionnées ci-dessus.

L'organigramme de la procédure numérique est donné sur la figure 6.

Remarque :

* La description du profil de dopage est telle qu'elle permet de simuler de nombreuses configurations : profil de dopage plat, montant, avec sous-dopage, avec pic de dopage, etc...

* Comme pour le régime statique, nous avons choisi une résolution à tension imposée, solution beaucoup plus commode pour une exploitation ultérieure systématique.

Nous imposons donc le potentiel aux bornes du composant sous la forme :

$$V(t) = V_0 (1 + m_1 \sin \omega t + \dots + m_n \sin (n \omega t + \phi_n))$$

* Toutes les grandeurs fonctions de l'énergie peuvent être mises en tableau et interpolées, plutôt que calculées à chaque itération. Cette modification permet de diminuer le temps calcul dans un rapport 2.



CONCLUSION

Nous venons de décrire le système d'équations utilisé pour modéliser le comportement de dispositifs à transfert électronique en gamme millimétrique, ainsi que la procédure numérique mise en oeuvre pour sa résolution.

L'utilisation de ce modèle, dans des conditions optimales de temps de calcul, conduit aux caractéristiques suivantes :

- en régime statique, 50 à 60 itérations suffisent pour obtenir une densité de courant constante à $\pm 1\%$. Ceci se traduit, sur un ordinateur IRIS 80, par un temps de calcul de 1 mn 30 s, pour un composant de $2,5 \mu\text{m}$ et pour des pas de discrétisation typiques : $\Delta x = 10^{-2} \mu\text{m}$ et Δt variant de 10^{-14} à $2 \cdot 10^{-14}$ s, selon les valeurs des dopages dans les substrats.

- en régime dynamique, avec la même discrétisation spatio-temporelle que précédemment, le temps de calcul nécessaire pour une période à 100 GHz, est d'environ 3 à 4 mn, pour un composant de $2,5 \mu\text{m}$ de longueur.

Ces valeurs montrent que ce modèle est tout à fait adapté à une étude systématique des dispositifs envisagés dans des conditions de temps calcul acceptables.

 *
 * REFERENCES *
 *

- [1] A. CAPPY
 Thèse de 3ème Cycle.
 LILLE, Juin 1981.
- [2] K. BLOTEKJAER
"transport equations for electrons in two-valley semiconductors".
 IEEE Trans. Elect. Dev., Vol. ED-17, n° 1, January 1970, pp. 38-47.
- [3] R. BOSCH, H.W. THIM
"Computer simulation of T.E.D. using the displaced maxwellian approach".
 IEEE Trans. Elect. Dev., Vol. ED-21, n° 1, 1974.
- [4] J.M. ZIMAN
"Electrons and phonons".
 Oxford University press (1960).
- [5] A. VAPAILLE
"Physique des dispositifs à semi-conducteurs".
 Tome 1, Masson, 1970.
- [6] M. SCHUR
"Influence of non-uniform field distribution on frequency limitats of GaAs field effect transistors".
 Elect. Lett., 1976, Vol. 12, n° 23, pp. 615-616.
- [7] M. REISER
"Computer methods in applied mechanics and engineering".
 1, p. 17, 1972.
- [8] E.L. WACHPRESS
"Mathematical method for digital computers".
 Wiley, New-York, Chap. 10, 1967.

** CHAPITRE II **

LIMITATIONS FREQUENTIELLES INTRINSEQUES DE
L'EFFET DE VOLUME DANS LES DISPOSITIFS
A TRANSFERT ELECTRONIQUE
CHOIX DU MATERIAU SEMI-CONDUCTEUR

LIMITATIONS FREQUENTIELLES INTRINSEQUES DE
L'EFFET DE VOLUME DANS LES DISPOSITIFS
A TRANSFERT ELECTRONIQUE

CHOIX DU MATERIAU SEMI-CONDUCTEUR

INTRODUCTION

On peut distinguer grossièrement deux principaux modes de fonctionnement des dispositifs à transfert électronique.

Le premier est le mode Gunn au sens strict. Il est basé sur l'accumulation et la propagation de charges d'espace dans la structure. Les oscillations induites dans le circuit de charge sont dues aux relaxations de courant qui en résultent. Pour ce mode, la fréquence d'oscillation de tels dispositifs est très sensiblement proportionnelle à l'inverse du temps de transit de ces charges d'espace dans la structure : $f \approx v/L$ (où v est la vitesse de transit des charges d'espace, et L la longueur de la zone active du composant).

Le deuxième mode est basé sur la possibilité d'exercer un contrôle de la charge d'espace. On peut théoriquement, sous certaines conditions, empêcher la croissance de toute accumulation de charge d'espace et ainsi obtenir un fonctionnement à champ électrique spatialement uniforme. Il est alors possible d'utiliser l'effet fondamental de mobilité différentielle négative liée à la structure de bande du matériau. Ce type de mode, basé uniquement sur l'effet de transfert électronique en volume, est celui qui permet potentiellement d'obtenir les meilleures performances, dans la mesure où l'on peut s'affranchir des contraintes géométriques (en effet, on n'est plus limité à $L \approx v/f$) et des problèmes d'injection. Si l'on néglige l'influence de l'effet

de peau, la seule limitation fréquentielle d'un tel mode est intrinsèque, et directement liée au caractère non-instantané du transfert électronique intervallées. C'est cette limite fréquentielle intrinsèque que nous allons tenter de déterminer ici.

1 - MODELE UTILISE

Pour effectuer cette étude, nous considérons des échantillons supposés très longs et soumis à un champ électrique spatialement uniforme, soit :

$$E(x, t) = E_0 + E_1 \sin \omega t.$$

Dans ces conditions, nous pouvons utiliser le système d'équations décrit dans le précédent chapitre en y négligeant les termes dus aux gradients spatiaux ($\frac{\partial}{\partial x} \equiv 0$).

Ainsi, les équations de conservation de l'énergie et du moment :

$$\begin{cases} n \frac{\partial \epsilon}{\partial t} = q n v E - n v \frac{\partial \epsilon}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} (n v kT) - n \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\tau_\epsilon(\epsilon)} \\ n \frac{\partial m^* v}{\partial t} = q n E - n v \frac{\partial m^* v}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} (n kT) - n \frac{m^* v}{\tau_m(\epsilon)} \end{cases}$$

peuvent alors se mettre sous la forme simplifiée suivante :

$$\begin{cases} \frac{d\epsilon}{dt} = q v E - \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\tau_\epsilon(\epsilon)} \\ \frac{dm^* v}{dt} = q E - \frac{m^* v}{\tau_m(\epsilon)} \end{cases}$$

Nous retrouvons ainsi les équations simplifiées traduisant la conservation de l'énergie et du moment très largement utilisées [1].

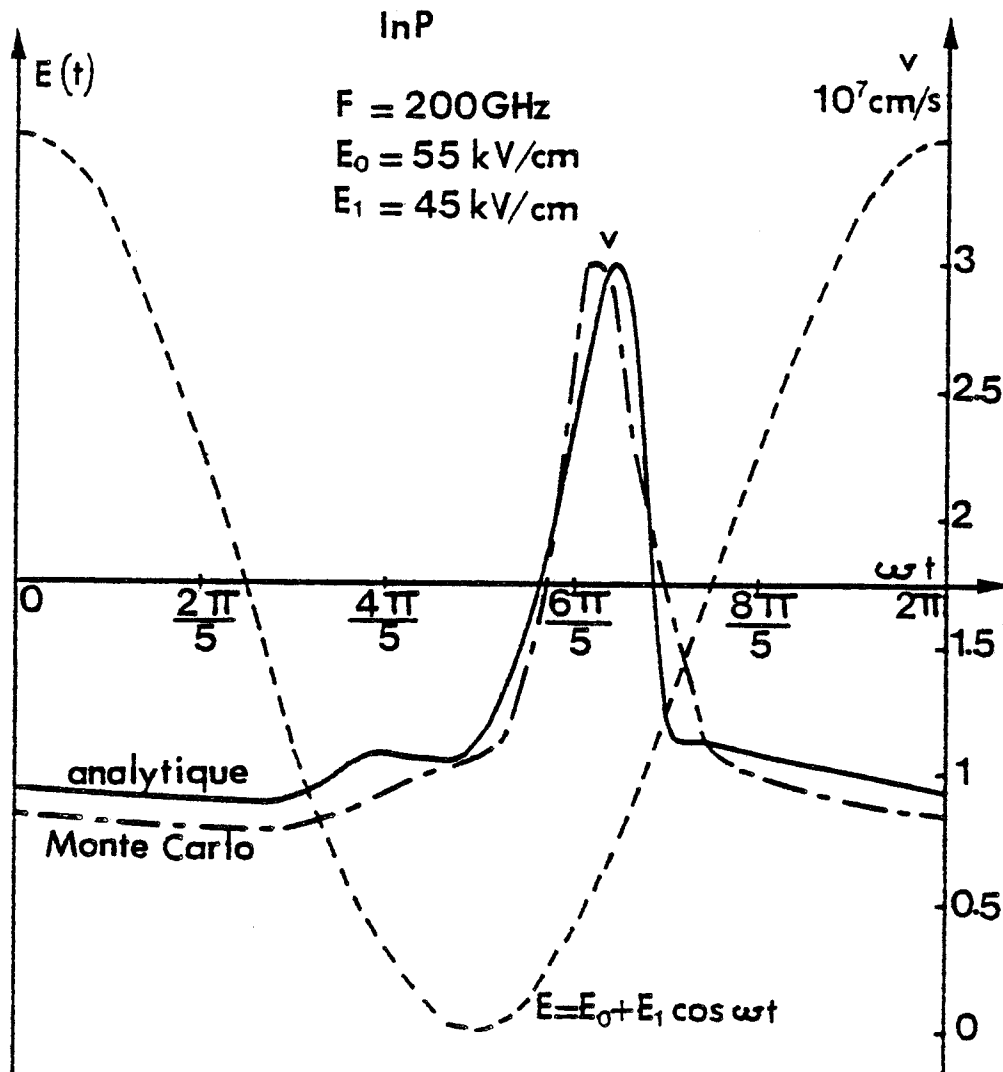


Figure 7: Evolution de la vitesse de dérive des porteurs au cours d'une période du signal hyperfréquence.

	Modèle analytique	Modèle Monte Carlo pour 3 jeux de nombres pseudo-aléatoires		
GaAs 100 GHz	8,9 %	9,4 %	8,4 %	9,6 %
InP 200 GHz	11,5 %	12,7 %		13,5 %

Figure 8: Rendement optimal de dispositifs à transfert électronique en champ électrique uniforme.

BUS
LILLE

Les temps de relaxation du moment et de l'énergie $\tau_m(\varepsilon)$ et $\tau_\varepsilon(\varepsilon)$, sont considérés, comme précédemment, comme des fonctions instantanées de l'énergie.

Remarque :

Notons que, dans le cas de composants très longs, soumis à un champ électrique spatialement uniforme, les évolutions du courant de conduction et de la vitesse de dérive des porteurs sont sensiblement proportionnelles puisque l'on a

$$J_{\text{cond}} = q n v$$

$$\text{et } n \neq N_d = \text{cte}$$

1.1 - Validité du modèle analytique

La validité de l'approximation des temps de relaxation a été vérifiée par comparaison des résultats obtenus, d'une part par la méthode analytique exposée ci-dessus, et, d'autre part, par des simulations Monte-Carlo effectuées dans les mêmes conditions [2], [3].

La figure 7 montre les évolutions, au cours d'une période du signal hyperfréquence, de la vitesse de dérive des porteurs, obtenue d'une part par la méthode analytique, et, d'autre part, par une simulation Monte-Carlo. Cette courbe a été tracée pour l'InP à 200 GHz.

La figure 8 est un tableau récapitulant le rendement optimal de dispositifs à transfert électronique en champ électrique uniforme, obtenu d'une part par la méthode analytique, et, d'autre part, par une simulation Monte-Carlo pour trois jeux de nombres pseudo-aléatoires.

Les figures 7 et 8 montrent que les résultats obtenus par les deux méthodes sont très voisins et donc que l'approximation des temps de relaxation est valable en régime temporel.

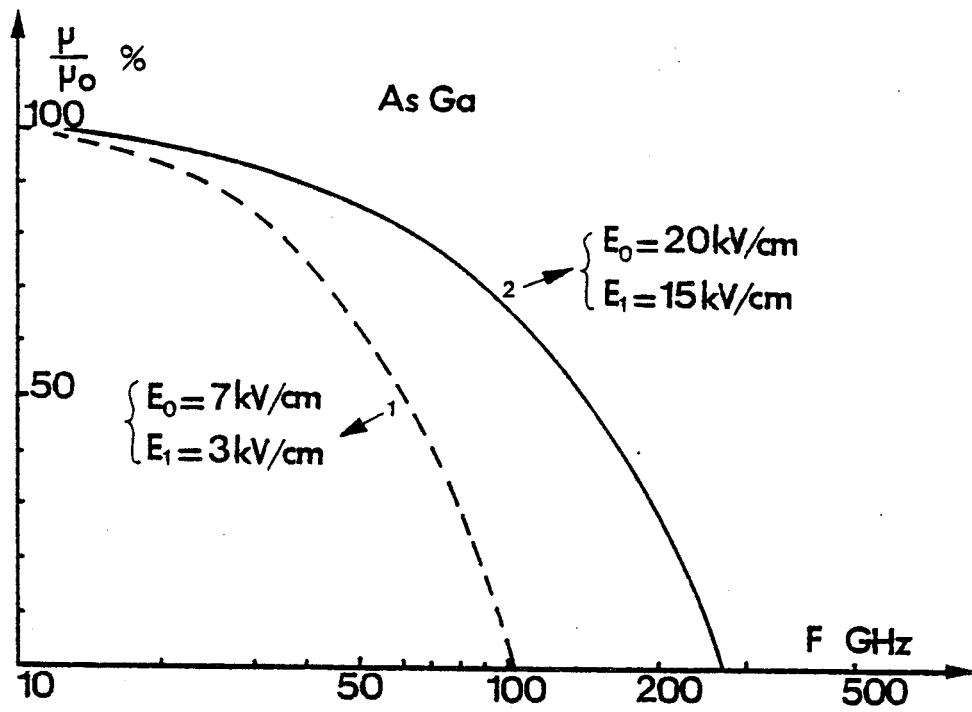


Figure 9: Evolution fréquentielle de la mobilité différentielle négative en régimes petit et grand signal, pour l'AsGa.

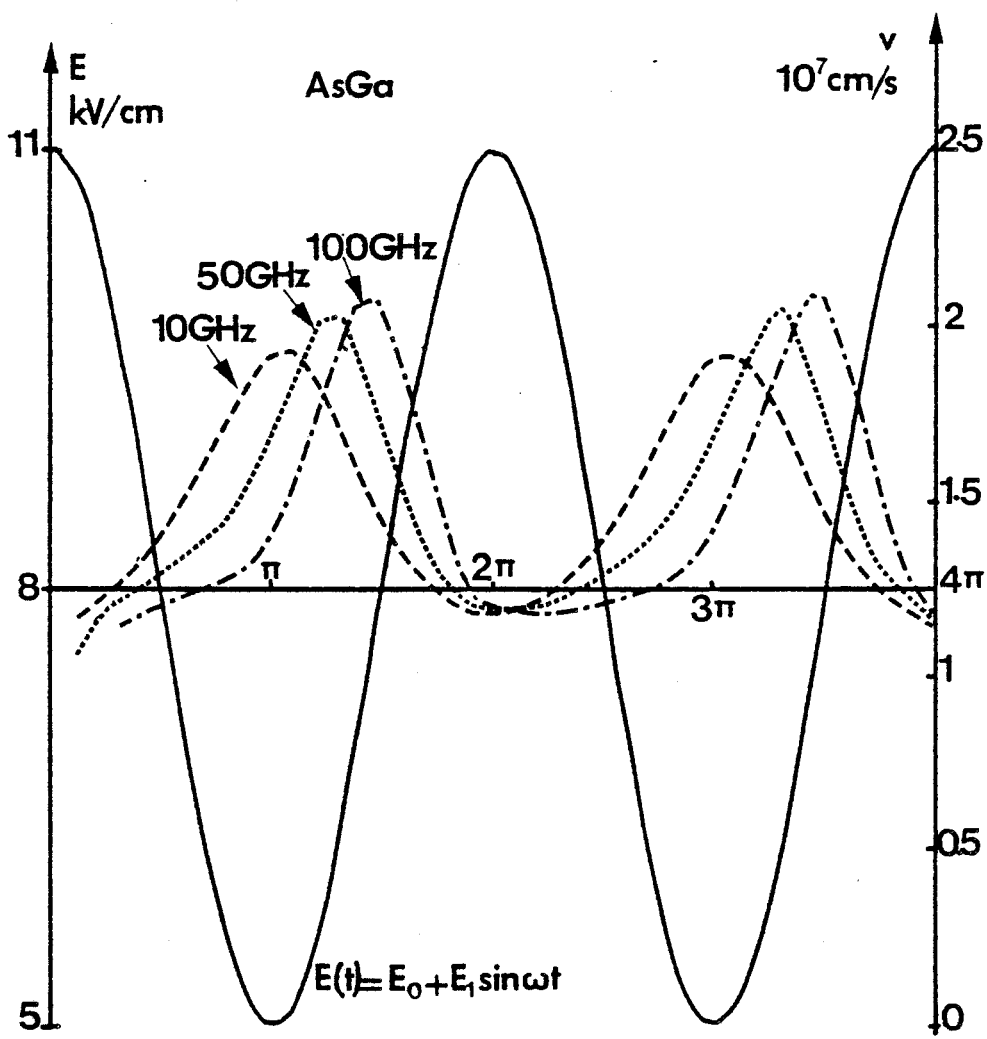


Figure 10: Comportement du dispositif, en champ électrique uniforme, en régime petit signal.

2 - PRINCIPAUX RESULTATS

2.1 - Limite fréquentielle

Nous donnons, figure 9, l'évolution fréquentielle de la mobilité différentielle négative obtenue pour l'AsGa, en régimes petit et grand signal.

En régime petit signal, la fréquence de coupure à 3 dB de la mobilité différentielle négative se situe aux alentours de 70 GHz pour l'AsGa.

Mais ces courbes illustrent un autre aspect fondamental du comportement fréquentiel d'un dispositif à transfert électronique : la fréquence de coupure de la mobilité différentielle négative augmente considérablement en régime grand signal. Elle est de l'ordre de 130 GHz. dans ces conditions.

On peut interpréter physiquement ces évolutions en considérant les variations de la vitesse de dérive des porteurs (donc du courant), pendant une période, dans chacun des deux cas.

La figure 10 illustre le comportement petit signal du dispositif. On constate que le déphasage entre le courant et le champ électrique augmente rapidement avec la fréquence, à cause de l'influence croissante des temps de relaxation des porteurs de charge. Lorsque ce déphasage atteint 270° , la résistance négative disparaît. L'effet de mobilité différentielle négative diminue donc lorsque la fréquence augmente pour disparaître à la fréquence correspondant à ce déphasage de 270° .

La figure 11, quant à elle, représente le comportement, en régime grand signal, du dispositif dans les mêmes conditions. Les effets de relaxation se traduisent ici par deux phénomènes, qui se compensent partiellement :

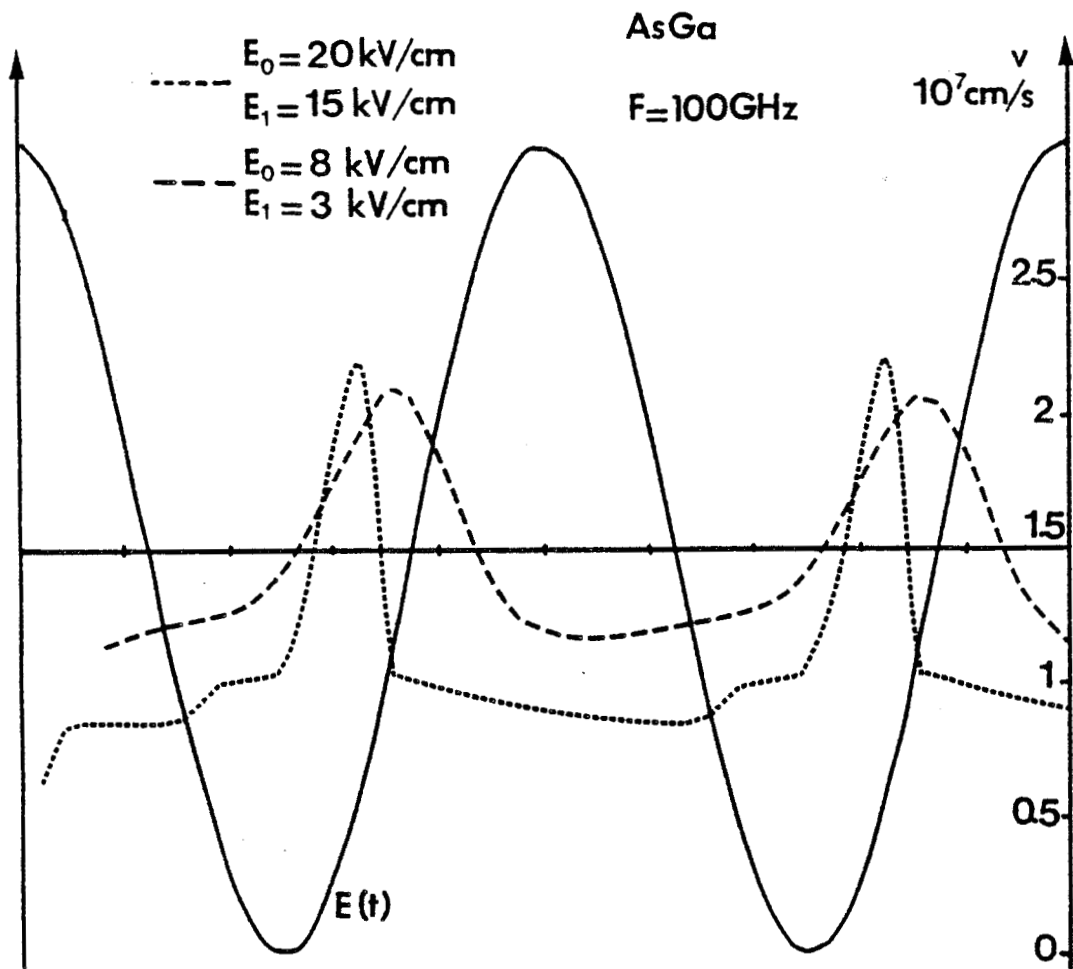


Figure 11: Comportement du dispositif, en champ électrique uniforme, en régime grand signal.

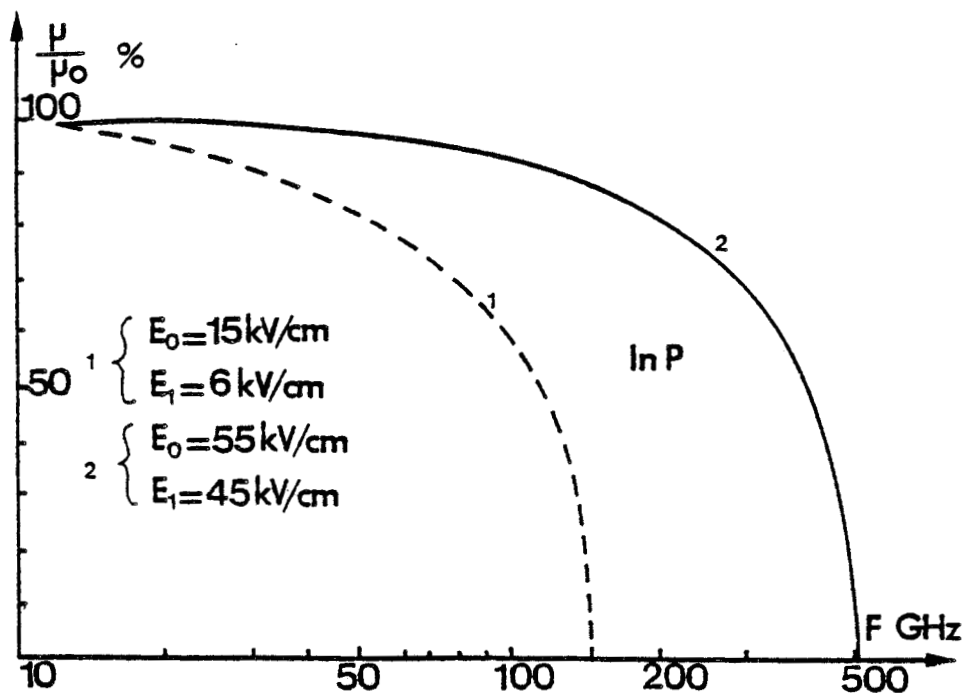


Figure 12: Evolution fréquentielle de la mobilité différentielle négative en régimes petit et grand signal, pour l'InP.

- une augmentation, comme précédemment, du déphasage courant-champ lorsque la fréquence augmente ;
- l'apparition d'un phénomène de survitesse, qui a pour effet d'accélérer les variations de la vitesse de dérive des porteurs, donc du courant de conduction, ce qui transforme la forme d'onde de ce courant en un pic assez étroit. La décomposition en série de Fourier de ce pic, fait apparaître une composante fondamentale dont la phase est beaucoup plus favorable qu'en régime petit signal.

Donc, si l'on augmente l'amplitude du champ électrique hyperfréquence, on augmente par là-même la fréquence de coupure intrinsèque, grâce aux phénomènes de relaxation.

Outre l'arséniure de gallium, cette étude a été effectuée pour d'autres composés semi-conducteurs, à structure de bande adaptée au mécanisme de transfert électronique, à savoir l'InP, le GaInAs et l'InAs.

La figure 12 illustre le comportement en régimes petit et grand signal de l'InP. On peut y observer le même phénomène d'augmentation de la limite fréquentielle en régime grand signal. Ce comportement, lié aux effets de relaxation, s'est trouvé vérifié pour tous les matériaux envisagés.

Ce résultat est très intéressant. Il montre en effet que, si les phénomènes de relaxation peuvent, sous certaines conditions, introduire des limitations, une bonne compréhension des mécanismes permet cependant de choisir les conditions de fonctionnement optimales susceptibles d'en atténuer les effets.

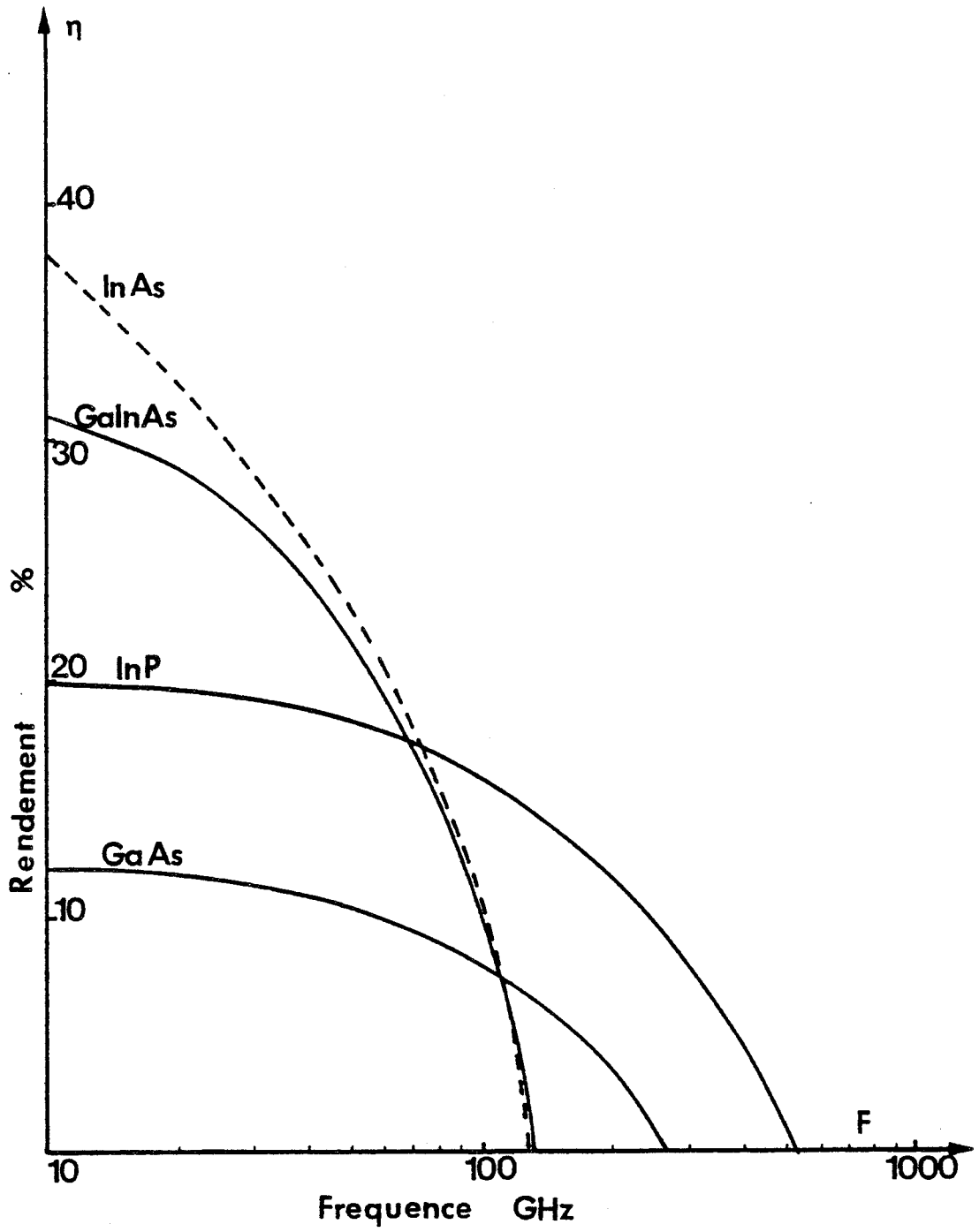


Figure 13: Evolution fréquentielle du rendement maximal obtenu en effet de volume, pour différents matériaux semi-conducteurs.



2.2 - Comparaison des différents matériaux envisagés

L'étude comparative des différents matériaux envisagés est résumée figure 13. Cette figure représente l'évolution fréquentielle du rendement maximal obtenu en effet de volume, pour chaque composé. Le rendement, en mode à champ uniforme, peut s'obtenir simplement à partir de la relation :

$$\eta = \frac{P_{RF}}{P_{DC}} = \frac{\frac{qE_1}{T} \int_0^T v \sin \omega t dt}{\frac{qE_0}{T} \int_0^T v dt} \quad [4]$$

puisque, comme nous l'avons déjà mentionné, le courant de conduction est proportionnel à la vitesse.

Nous constatons, sur la figure 13, que l'InP présente la fréquence de coupure la plus élevée, et le rendement le plus intéressant pour des fréquences supérieures à 70 GHz. Nous voyons en outre que ces matériaux peuvent encore présenter des rendements potentiels intéressants en gamme millimétrique. A 100 GHz, par exemple, le rendement de l'InP est encore de l'ordre de 17 %, et celui de l'AsGa de l'ordre de 8 à 9 %.

Le GaInAs, quant à lui, semble être particulièrement intéressant pour des fréquences inférieures à 50 GHz.

L'utilisation de l'InP en gamme centimétrique est limitée aux systèmes pulsés pour des raisons de dissipation thermique. L'AsGa apparaît donc comme une sorte de compromis entre le GaInAs qui lui est bien supérieur en gamme centimétrique, et l'InP permettant d'atteindre des fréquences deux fois plus grandes. A la vue de ces résultats, l'AsGa n'apparaît donc pas comme un matériau très intéressant pour la réalisation de dispositifs à transfert électronique et doit sans doute sa grande diffusion au développement historique de la technologie.

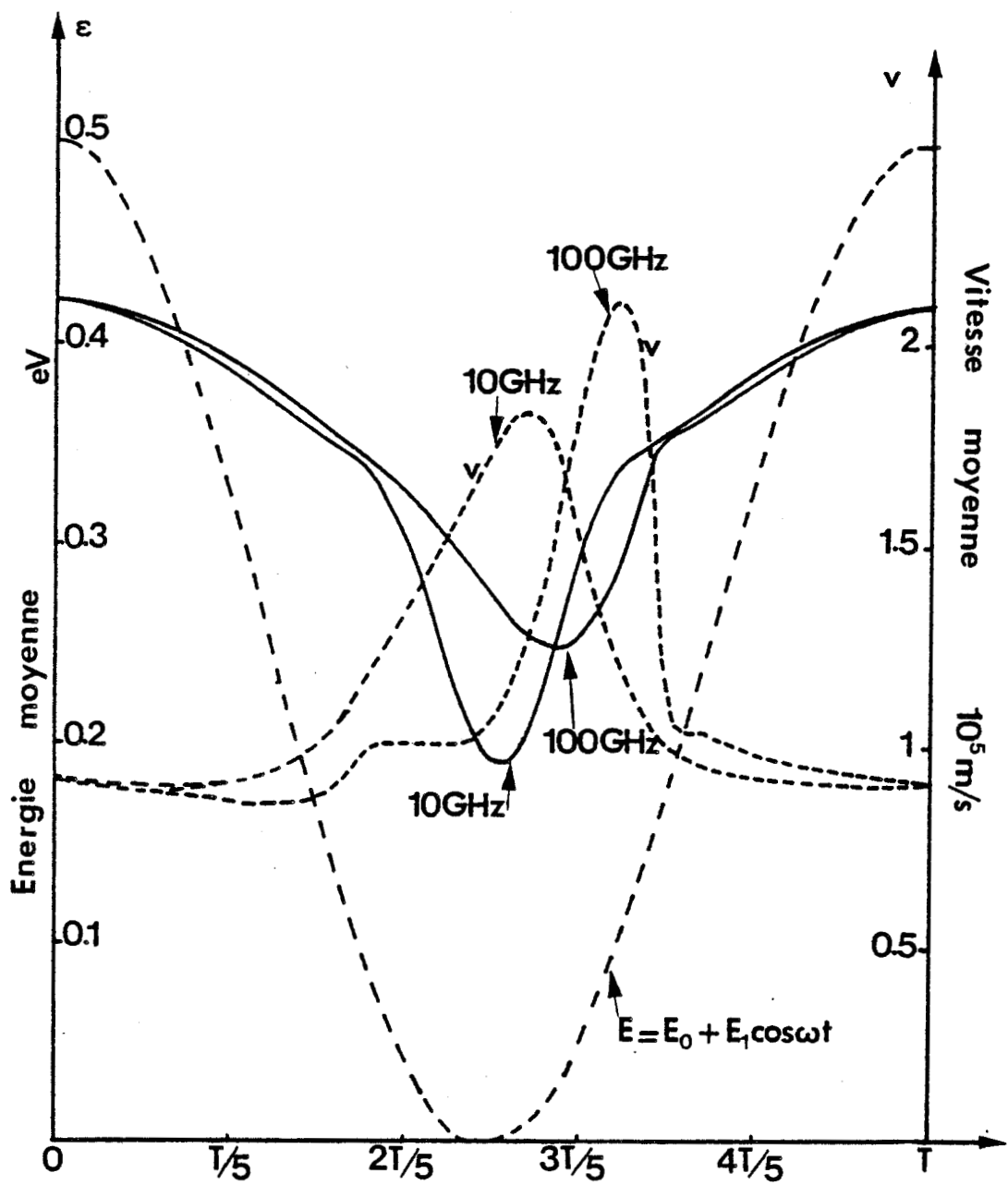


Figure 14: Evolutions temporelles de l'énergie et de la vitesse de dérive des porteurs, au cours d'une période du signal hyperfréquence, à 10 et 100 GHz respectivement.



L'InAs a été considéré ici pour comparaison ; en effet, ses taux d'ionisation élevés limitent considérablement l'amplitude des champs électriques applicables. De plus, pour ce matériau, la largeur de la bande interdite entre bandes de valence et de conduction est très faible, ce qui conduit à une rapide dégénérescence du matériau lorsque la température augmente. L'utilisation de l'InAs est donc peu envisageable.

2.3 - Interprétation de ces résultats. Dérivation d'un critère de choix des matériaux.

La différence entre les évolutions fréquentielles des performances des matériaux considérés peut être interprétée à partir de considérations phénoménologiques simples.

Rees a montré que la limitation fréquentielle principale dans l'arséniure de gallium provenait de la vitesse à laquelle les électrons pouvaient gagner ou perdre de l'énergie dans la vallée centrale de la structure de bande, plutôt que de la vitesse beaucoup plus grande avec laquelle ils sont transférés en vallées satellites [5]. Ce résultat peut être affiné. La figure 14 représente les évolutions temporelles de l'énergie et de la vitesse de dérive moyennes des porteurs, pendant une période du signal hyperfréquence à 10 et 100 GHz respectivement. On voit sur cette figure, que, lorsque la fréquence augmente, la modification de l'évolution temporelle de l'énergie résulte presque exclusivement du faible taux de perte d'énergie des porteurs dans le transfert intravallée, depuis le haut jusqu'au bas de la vallée centrale. L'acquisition d'énergie lorsque le champ électrique augmente est en effet beaucoup plus rapide.

Pendant ce transfert depuis le haut vers le bas de la vallée centrale, le champ électrique reste à de faibles valeurs (cf. figure 14), et l'on peut donc considérer qu'il ne contribue que peu à l'acquisition d'énergie par les porteurs. Dans ces conditions, le taux auquel les électrons perdent de l'énergie en vallée centrale est sensiblement donné par :

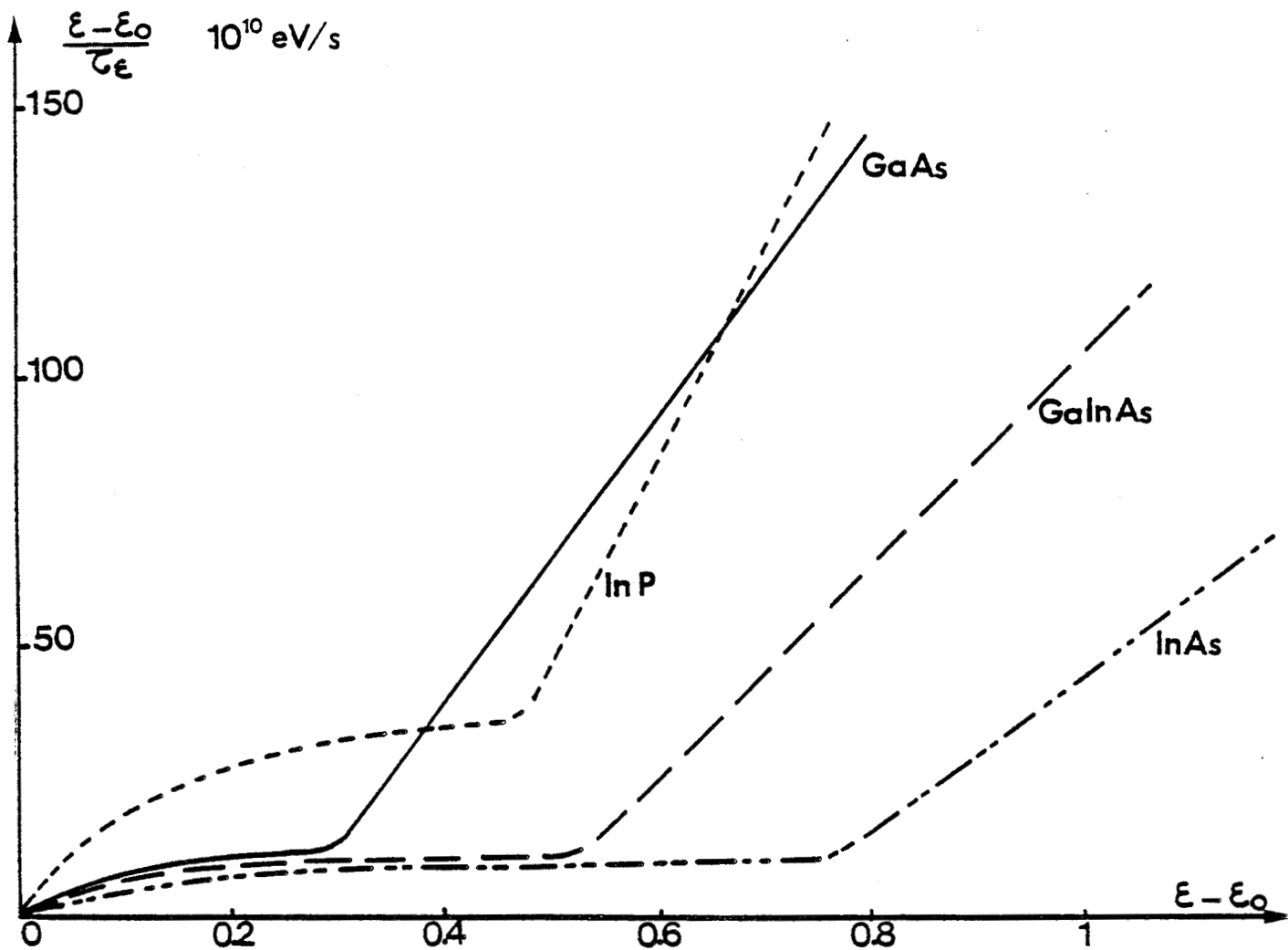


Figure 15: Evolution de la puissance perdue par unité de temps par les porteurs, en l'absence de champ électrique, en fonction de l'énergie.

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon(\varepsilon)}$$

La figure 15 montre l'évolution de la puissance perdue par unité de temps par les porteurs, en l'absence de champ électrique, en fonction de l'énergie, et pour les différents matériaux considérés.

Lors du transfert intravallée, en régime grand signal, l'énergie varie sensiblement de ε_s à $\varepsilon_s/2$ (cf. figure 14). La figure 15 montre que pendant ce transfert, le taux de variation de l'énergie $\frac{d\varepsilon}{dt}$ reste presque constant et égal à $q E_p V_p$. Le temps de relaxation peut alors être approximé par :

$$\overline{\tau_\varepsilon} = \alpha \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_0}{q E_p V_p}$$

où ε_s est la valeur du gap énergétique intervallée,
 E_p , V_p les valeurs critiques du champ électrique et de la vitesse de dérive, données par la caractéristique $v(E)$ statique stationnaire du matériau considéré,
 α une constante de proportionnalité.

Durant le transfert intravallée, l'énergie des porteurs diminue donc suivant la loi :

$$\varepsilon - \varepsilon_0 = \varepsilon_s \exp(-t/\overline{\tau_\varepsilon})$$

On voit donc très clairement que plus la valeur de $\overline{\tau_\varepsilon}$ est élevée et plus le gap énergétique est important, plus les porteurs mettent de temps à perdre leur énergie, donc plus le retard du courant par rapport au champ électrique est important.

Définissons la fréquence f_c comme étant la fréquence de coupure à 3 dB du rendement par rapport à sa valeur stationnaire (basse fréquence). Cette fréquence de coupure f_c est sensiblement inversement proportionnelle à $\overline{\tau_\varepsilon}$ et peut s'écrire :

$$f_c \neq 0.5 \frac{q E_P V_P}{\epsilon_s - \epsilon_0}$$

Nous donnons, dans le tableau ci-dessous, la valeur de cette fréquence de coupure pour les différents matériaux considérés, et pour des dopages de quelques $10^{15}/\text{cm}^3$.

	AsGa	InP	GaInAs	InAs
E_P (kV/cm)	3.5	10.	4.	2.5
V_P (10^7 cm/s)	2.2	2.5	2.1	3.5
ϵ_s (eV)	.33	.59	.6	.87
f_c (GHz)	130	230	75	55

Ces valeurs sont en bon accord avec celles que l'on peut déduire de la figure 13.

Un critère de comparaison simple peut donc être donné par le facteur de mérite :

$$F = q \frac{E_P V_P}{\epsilon_s - \epsilon_0}$$

Plus ce facteur est élevé, meilleur est le comportement fréquentiel intrinsèque du matériau.

CONCLUSION

Cette étude, consacrée aux limitations intrinsèques de l'effet de volume lié au transfert électronique intervallées, nous a permis de mettre en évidence les principaux points suivants :

* La fréquence de coupure intrinsèque à 3 dB de la mobilité différentielle négative augmente fortement en régime grand signal :

plus de 130 GHz à l'AsGa, au lieu de 70 GHz en régime petit signal

près de 230 GHz à l'InP, au lieu de 100 GHz environ en régime petit signal

* Les dispositifs à transfert électronique, en effet de volume, peuvent présenter des rendements potentiels tout à fait intéressants en gamme millimétrique :

8 à 9% pour l'AsGa	} à 100 GHz
16 à 17% pour l'InP	

* L'InP, en effet de volume, est nettement supérieur aux autres composés. Cette supériorité a été confirmée par l'établissement d'un critère de comparaison et de choix des matériaux semi-conducteurs binaires, ternaires ou quaternaires.

* Le GaInAs semble particulièrement intéressant en dessous de 50 GHz.

```
*****  
* REFERENCE *  
*          *  
*****
```

- [1] M. SCHUR
"Influence of non-uniform field distribution on frequency limitats of GaAs field effect transistors".
Elect. Lett. 1976, Vol. 12, n° 23, pp. 615-616.
- [2] A. KASZINSKY
Thèse de Docteur-Ingénieur.
C.H.S. Lille, 1979.
- [3] P.A. ROLLAND, G. SALMER, E. CONSTANT, R. FAUQUEMBERQUE
"Frequency limitations of GaAs transferred electron devices : influence of operating D.C. and R.F. field values".
Elect. Lett., Vol. 15, n° 13, pp. 373-374, 1979.
- [4] J.A. COPELAND
"L.S.A. oscillator diode theory".
J.A.P., Vol. 38, n° 8, pp. 3096-3101, 1967.
- [5] H.D. REES
"Time response of high-field electron-distribution function in Ga As".
I.B.M. J. Res. & Develop., 1969, 13, pp. 537-542.

**
**
**
**
**
**

CHAPITRE III

ETUDE DE LA NATURE ET DES CARACTERISTIQUES
DES MODES DE FONCTIONNEMENT DES COMPOSANTS COURTS
A CONTACT INJECTANT EN GAMME MILLIMETRIQUE

ETUDE DE LA NATURE ET DES CARACTERISTIQUES
DES MODES DE FONCTIONNEMENT DES COMPOSANTS COURTS
A CONTACT INJECTANT EN GAMME MILLIMETRIQUE

INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent, nous nous sommes attachés à définir les limitations fréquentielles intrinsèques de l'effet de transfert électronique en volume. Pour effectuer cette étude, nous avons considéré des échantillons longs soumis à un champ électrique spatialement uniforme et nous avons montré que, dans ces conditions, la mobilité différentielle négative en régime petit signal disparaissait pour des fréquences de l'ordre de 100 GHz pour l'AsGa. Ce résultat peut paraître paradoxal dans la mesure où des composants à l'AsGa fonctionnent en pratique jusqu'à des fréquences de l'ordre de 110 GHz. Ces composants, de structure très simple (N^+NN^+) ont une longueur de zone active voisine de 2 μm . Cette longueur est du même ordre de grandeur que la distance parcourue par les porteurs de charge pendant une période d'un signal hyperfréquence à 100 GHz. On peut donc à priori penser que ces composants ne fonctionnent pas en mode à champ électrique uniforme, mais plutôt en mode du type à temps de transit. Encore faut-il pouvoir préciser le type d'instabilité qui se propage. En outre, les nombreux résultats expérimentaux [1], [2], [3], semblent indiquer que ces composants ne fonctionnent pas en mode à temps de transit à la fréquence de sortie, mais plutôt en "mode harmonique".

Il paraît donc fondamental de bien comprendre les mécanismes physiques mis en jeu dans ces composants courts, de façon à définir de façon plus rigoureuse la nature exacte des différents modes de

fonctionnement pouvant se manifester. Cette étude fait l'objet du présent chapitre.

Dans un but de clarification, nous commencerons cette étude par une description des principaux phénomènes liés à la relaxation des porteurs de charge en régime statique ; leur interprétation est, en effet, plus simple dans ce cas et reste qualitativement valable en régime dynamique.

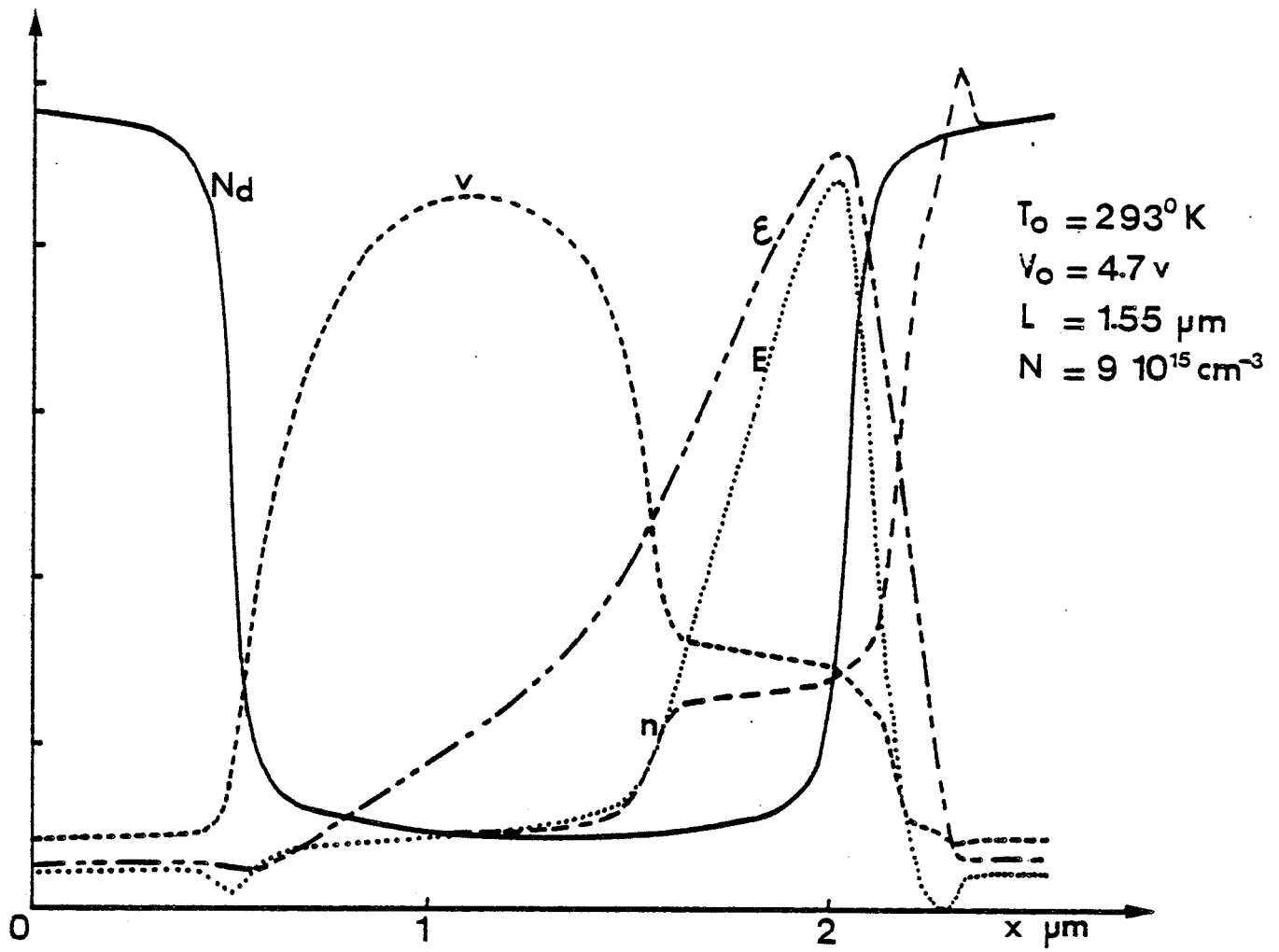


Figure 16: Evolutions spatiales typiques en régime statique des différentes grandeurs physiques.

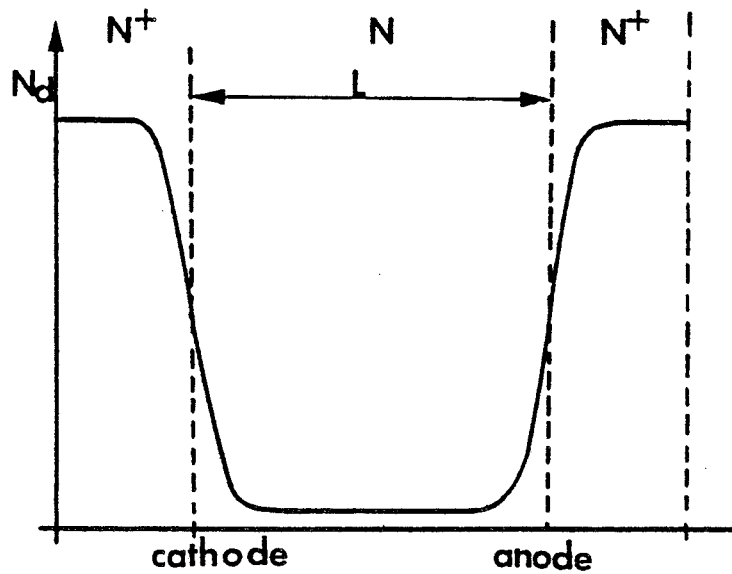


Figure 17: Structure $N^+ N N^+$ utilisée.

1 - REGIME STATIQUE

1.1 - Description des principaux effets liés à la relaxation des porteurs de charge dans des composants courts de structure N⁺ N N⁺

Nous présentons, figure 16, les évolutions spatiales typiques :

- de la concentration de porteurs libres : n ,
- de la vitesse moyenne de dérive des porteurs : v ,
- du champ électrique : E ,
- et de l'énergie moyenne des porteurs : ϵ ,

pour un composant à l'AsGa présentant les caractéristiques suivantes :

- structure N⁺ N N⁺ (cf. figure 17),
- longueur de la zone active : 1,55 μm ,
- dopage de la zone active : $9 \cdot 10^{15}$ at/cm³,
- tension de polarisation : 4,7 V.

Cette étude a été effectuée à température ambiante ($T_0 = 293^\circ \text{K}$).

Rappelons ici qu'en régime statique le comportement du dispositif est régi par les équations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial nv}{\partial x} = 0 \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 = q n v E - \frac{d}{dx} (n v kT) - n v \frac{d\epsilon}{dx} - n \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\tau_\epsilon(\epsilon)} \end{array} \right. \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 = q n E - \frac{d}{dx} (n kT) - n v \frac{d m^* v}{dx} - n \frac{m^* v}{\tau_m(\epsilon)} \end{array} \right. \quad (3)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2 V}{dx^2} = \frac{q}{\epsilon_{ps}} (n - N_d) \end{array} \right. \quad (4)$$

Compte-tenu du fait que nous avons également $J = q n v = \text{constante}$, l'équation (2) peut être simplifiée :

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = \left(qE - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{v\tau_m(\varepsilon)} \right) / \left(1 + \frac{d kT}{d\varepsilon} \right) \quad (5)$$

L'équation (3) quant à elle nous permet d'écrire l'expression de la vitesse moyenne de dérive des porteurs sous la forme :

$$v = \mu(\varepsilon)E - \frac{\mu(\varepsilon)}{qn} \frac{dn}{dx} \frac{kT}{dx} - \tau_m(\varepsilon) v \frac{dv}{dx} \quad (6)$$

Considérons maintenant la figure 16, indépendamment des phénomènes bien connus de diffusion, ces courbes mettent en évidence trois effets fondamentaux liés aux phénomènes de relaxation et de charges d'espace :

- le transfert électronique n'a pas lieu au voisinage immédiat de la zone d'injection (cathode $N^+ N$),
- formation d'une couche d'accumulation de porteurs libres induisant un domaine de haut champ électrique au voisinage de l'anode,
- existence, dans le contact d'anode, d'une zone où le champ électrique prend des valeurs négatives.

Nous allons maintenant expliciter ces trois phénomènes.

a) Existence d'une zone "d'échauffement" des électrons

Les porteurs sont injectés, au niveau de la cathode froide (contact $N^+ N$), avec une énergie égale à l'énergie thermique $3/2 k_B T_0$. Pour être transférés en vallées hautes, ces porteurs doivent acquérir dans le champ électrique une énergie cinétique au moins égale à la valeur du gap énergétique intervallées. L'acquisition de cette énergie nécessite un certain temps, pendant lequel les porteurs parcourent, en régime non stationnaire, une certaine distance.

L'effet de mobilité différentielle négative n'apparaît donc qu'à l'extrémité d'une certaine zone, adjacente à la cathode, qui peut être considérée comme une zone "d'échauffement" des porteurs froids injectés. Cette zone, de longueur beaucoup plus importante qu'en régime stationnaire, est traversée par les porteurs en régime de survitesse. Cette survitesse a comme premier effet l'augmentation, à tension de polarisation constante, de la densité de courant par rapport au régime stationnaire.

Nous insistons sur le fait que cette zone "d'échauffement" liée aux effets de relaxation induits par la non uniformité spatiale, existe même en régime statique, et existera donc à fortiori en régime dynamique.

b) Formation d'une couche d'accumulation de porteurs libres

A l'extrémité de cette zone "d'échauffement", les porteurs ont acquis une énergie cinétique voisine du gap énergétique intervallées, qui permet leur transfert en vallées hautes. Leur vitesse décroît alors brusquement pour atteindre des valeurs proches de celle de la vitesse limite dans le matériau. La rapidité de cette variation s'explique par le fait que le champ électrique prend des valeurs élevées dans cette zone, permettant une rapide acquisition d'énergie par les porteurs (cf. équation (5) page 41). Ces derniers sont donc soumis à un ralentissement important et brutal, accentué par l'effet de survitesse. La continuité du courant en régime statique ($J = q n v = \text{cte}$) impose donc l'apparition d'une forte couche d'accumulation, qui induit elle-même une montée brutale du champ électrique, conformément à l'équation de Poisson. C'est dans cette zone de transition qu'apparaît l'effet de mobilité différentielle négative se traduisant par la création d'une couche d'accumulation de porteurs qui induit un domaine de haut champ électrique confiné au voisinage de l'anode. La couche d'accumulation de porteurs libres ainsi créée est ensuite stable car la vitesse reste à sa valeur saturée en régime indépendant du temps.

Nous voyons donc qu'en régime non stationnaire, nous pouvons substituer à la notion de champ de seuil, couramment admise en régime stationnaire, celle plus appropriée d'énergie de seuil. On notera par ailleurs que l'effet de mobilité différentielle négative liée au transfert intervallées est amplifié par le phénomène de survitesse lié aux effets de relaxation.

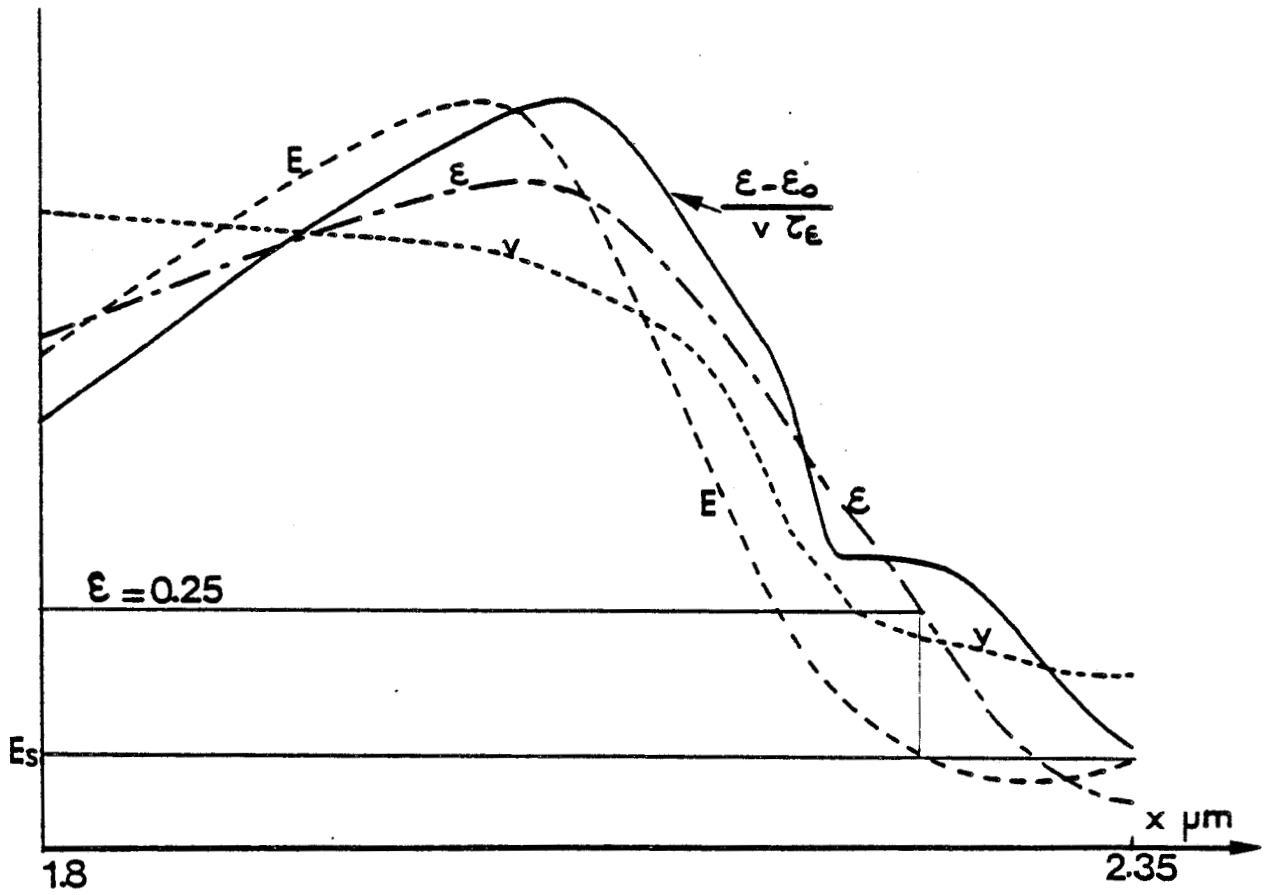


Figure 18 : Effet de thermalisation des porteurs dans le contact d'anode: évolutions spatiales des différentes grandeurs physiques au voisinage du contact d'anode.

c) Petour aux conditions d'équilibre dans le contact d'anode

Nous avons représenté, sur la figure 18, les évolutions spatiales des différentes grandeurs physiques intéressantes, au voisinage du contact d'anode, en dilatant l'échelle spatiale.

Le domaine de haut champ électrique est confiné au voisinage de l'anode. Dans cette zone, les porteurs ont une énergie élevée (0,5 à 0,6 eV).

En régime statique, le terme traduisant les variations spatiales de l'énergie peut s'écrire :

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = \left(E - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{v\tau_\varepsilon} \right) / \left(1 + \frac{dkT}{d\varepsilon} \right) \quad (7)$$

(où ε et kT sont exprimés en eV)

$\frac{d\varepsilon}{dx}$ varie donc comme $\left(E - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{v\tau_\varepsilon} \right)$ puisque $\frac{dkT}{d\varepsilon}$ est toujours positif ($kT(\varepsilon)$ est une fonction monotone croissante).

Lorsque la couche d'accumulation est collectée dans le contact d'anode, le champ électrique décroît brutalement. L'énergie ne peut suivre instantanément cette variation. En particulier, elle ne peut

commencer à décroître que lorsque le terme $\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{v\tau_\varepsilon}$ devient supérieur au

champ électrique E (cf. équation (7) et figure 18). Ainsi, lorsque le champ électrique devient égal à la valeur stationnaire $E_s = J/qN_d\mu_s$ nécessaire au passage de la densité de courant J dans le substrat de dopage N_d et de mobilité statique μ_s , les porteurs ont encore une énergie de l'ordre de 0,2 à 0,3 eV et ne sont donc pas thermalisés. Cette thermalisation s'effectue par conséquent dans le contact d'anode, qui se trouve ainsi être le siège d'un phénomène transitoire non stationnaire. Tant que les porteurs de charge ne sont pas thermalisés, la distribution du nombre de particules ne peut rejoindre sa valeur

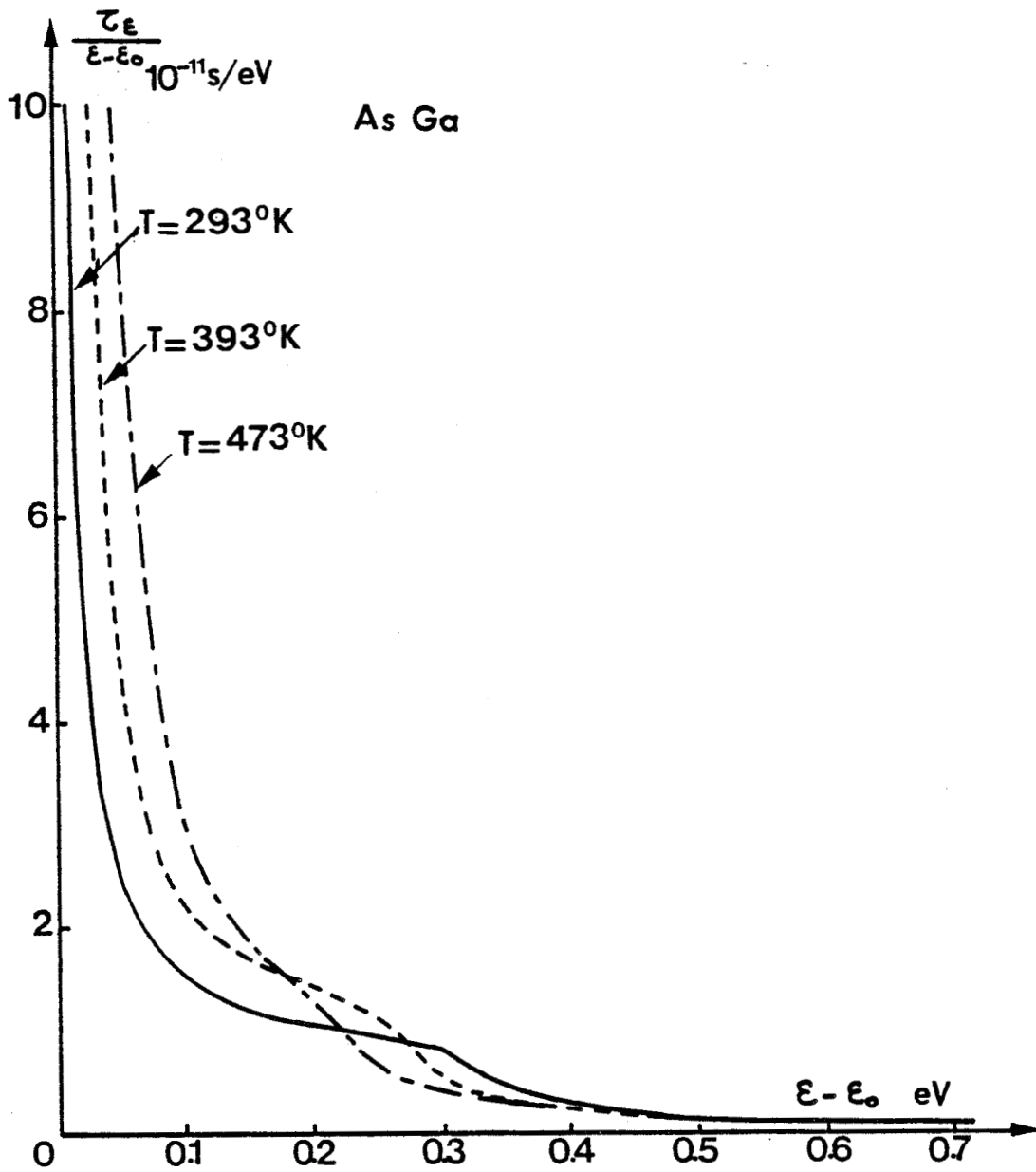


Figure 19: Evolution du rapport $\tau_{\epsilon} / (\epsilon - \epsilon_0)$ en fonction de l'énergie $(\epsilon - \epsilon_0)$, en l'absence de champ électrique, et pour différentes valeurs de la température T .

d'équilibre N_d . Il subsiste par conséquent un défaut de porteurs libres ($n < N_d$) et le champ électrique continue ainsi à décroître. Lorsqu'il atteint une valeur nulle, le terme de décroissance de l'énergie est alors donné par :

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{v \tau_\varepsilon}$$

soit encore $\frac{d\varepsilon}{dt} = - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon}$ (puisque, en statique, $v = \frac{dx}{dt}$),

ce que nous pouvons encore écrire :

$$dt = - \frac{\tau_\varepsilon}{\varepsilon - \varepsilon_0} d\varepsilon$$

Si le champ électrique restait à une valeur proche de zéro, le temps τ nécessaire à l'énergie pour passer de l'énergie ε_1 (0,2 eV par exemple) à l'énergie thermique ε_0 , serait tel que :

$$\tau = \int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon_1} \frac{\tau_\varepsilon}{\varepsilon - \varepsilon_0} d\varepsilon$$

Si nous considérons la courbe $\frac{\tau_\varepsilon}{\varepsilon - \varepsilon_0} = f(\varepsilon - \varepsilon_0)$, à champ élec-

trique nul, (cf. figure 19), nous constatons que le temps τ , qui n'est autre que l'aire sous la courbe, tendrait donc vers une valeur très grande lorsque l'énergie ε tend vers sa valeur d'équilibre ε_0 , en l'absence de champ électrique. En fait, pendant tout le temps où le défaut de porteurs subsiste, le champ électrique continue à décroître et prend donc des valeurs négatives, ce qui accélère la décroissance de l'énergie moyenne des porteurs. Le champ électrique continue ainsi à décroître en valeur négative jusqu'à ce que la densité de porteurs libres n et l'énergie ε aient atteint leurs valeurs d'équilibre ($n = N_d$, $\varepsilon = \varepsilon_0$).

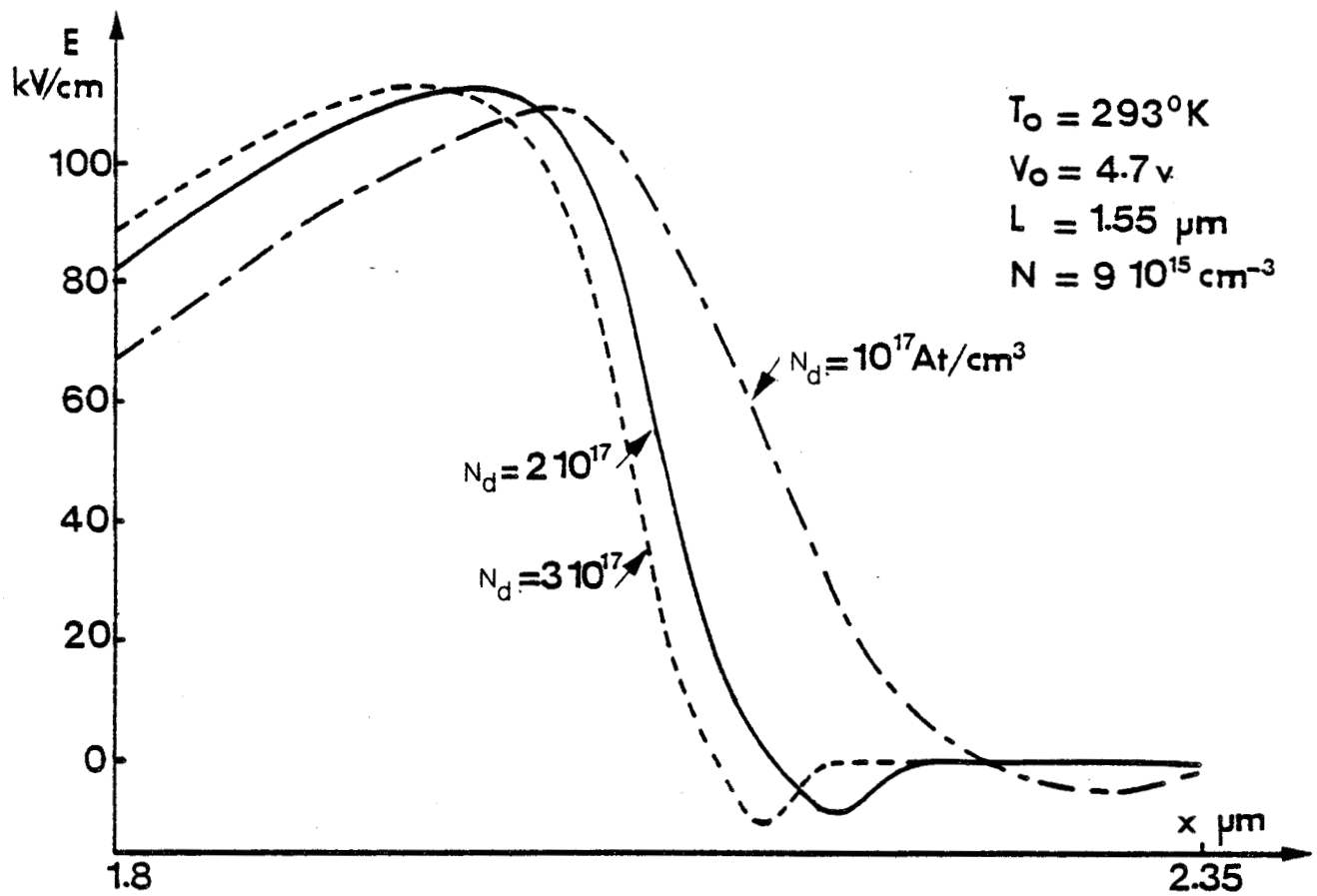


Figure 20 : Influence du gradient de dopage $N N^+$ côté anode sur le processus de thermalisation des porteurs dans le contact d'anode.

Lorsque la thermalisation est terminée, le champ électrique se trouve donc à une valeur négative inférieure à sa valeur stationnaire E_s . Pour lui permettre de remonter à cette valeur d'équilibre, il est nécessaire que se crée localement un excès de porteurs ($n > N_d$) comme nous pouvons l'observer sur la figure 18.

Le champ électrique prendra des valeurs négatives d'autant plus grandes, et sur une distance d'autant plus faible, que le gradient de dopage NN^+ côté anode sera grand. En effet, à densité de courant constante, le champ électrique accuse une décroissance d'autant plus rapide que le dopage du substrat est important (eq. de Poisson). Le taux de décroissance de l'énergie restant quant à lui limité par le temps de relaxation de l'énergie τ_ϵ , le terme prépondérant dans l'équation (7) est le terme où figure le champ électrique. Ceci conduit à une diminution de la longueur de la zone de thermalisation. Ceci est illustré sur la figure 20, où nous avons représenté les variations spatiales du champ électrique E pour différentes valeurs du dopage de substrat N_d , toutes choses restant égales par ailleurs (niveau de dopage de la zone active, conditions de polarisation,...).

Notons également que cet effet sera d'autant plus important que les porteurs auront une énergie élevée à l'endroit où le champ commencera à décroître. Il dépendra donc des conditions de polarisation.

Remarquons de plus que la distance nécessaire à la thermalisation des porteurs (sensiblement égale à la zone où existe un champ électrique négatif) correspond, étant donné les très faibles valeurs de la vitesse dans cette zone, à des temps de l'ordre de 5 à 15 ps suivant les conditions de fonctionnement. Ces temps sont de l'ordre de grandeur de la période d'un signal hyperfréquence à 100 GHz. Ce processus de thermalisation aura, par conséquent, une influence importante en régime dynamique.

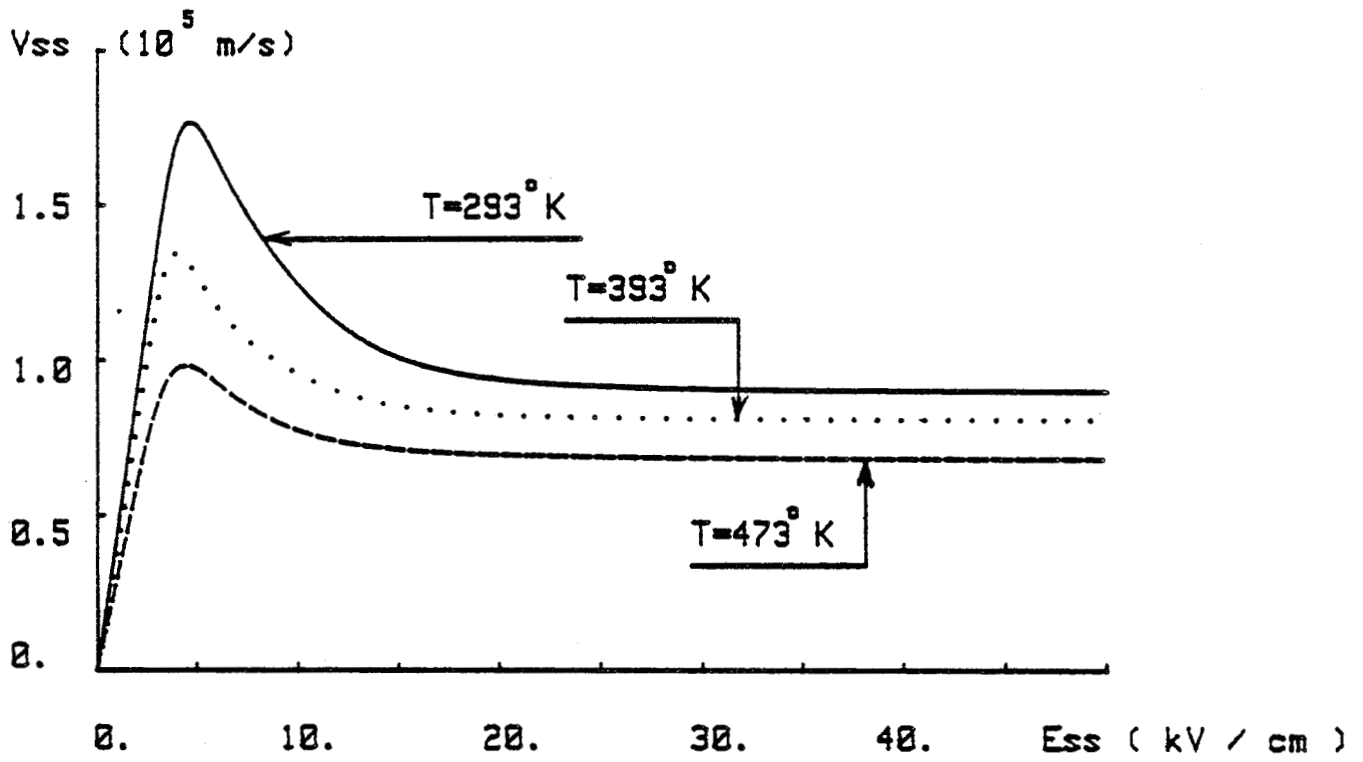


Figure 21 : Evolutions en fonction de la température de la caractéristique statique stationnaire $v(E)$ de l'arséniure de gallium.

1.2 - Influence de la température

Les effets précédents ont été mis en évidence à température ambiante. Cependant, si nous considérons, par exemple, l'évolution de la caractéristique statique stationnaire $v(E)$ de l'AsGa, nous observons des variations importantes de celle-ci lorsque la température varie. (cf. figure 21). (Rappelons que ces courbes ont été déterminées à partir des résultats obtenus par une simulation Monte-Carlo). Ces évolutions justifient la nécessité d'étudier quantitativement l'influence de la température sur le comportement du dispositif.

Si nous considérons les évolutions spatiales

- de la densité de porteurs libres n (figure 22)
- de la vitesse moyenne de dérive des porteurs v (figure 23)
- du champ électrique E (figure 24)
- et de l'énergie moyenne des porteurs ϵ (figure 25)

pour le même échantillon que précédemment, dans les mêmes conditions ($V_0 = \text{cte}$), et pour des températures de 293, 393 et 473° K respectivement, nous observons que les effets précédemment décrits subsistent et restent qualitativement les mêmes (zone "d'échauffement" de cathode, formation d'une couche d'accumulation, zone de "thermalisation" d'anode).

Nous pouvons cependant remarquer les évolutions suivantes :

- nette diminution de la valeur maximale de la survitesse, lorsque la température augmente,
- diminution de la longueur de la zone "d'échauffement" des porteurs injectés,
- diminution également de la valeur de la vitesse saturée.
- La diminution de la valeur maximale de la survitesse et de la longueur de la zone "d'échauffement" peut s'expliquer simplement. En

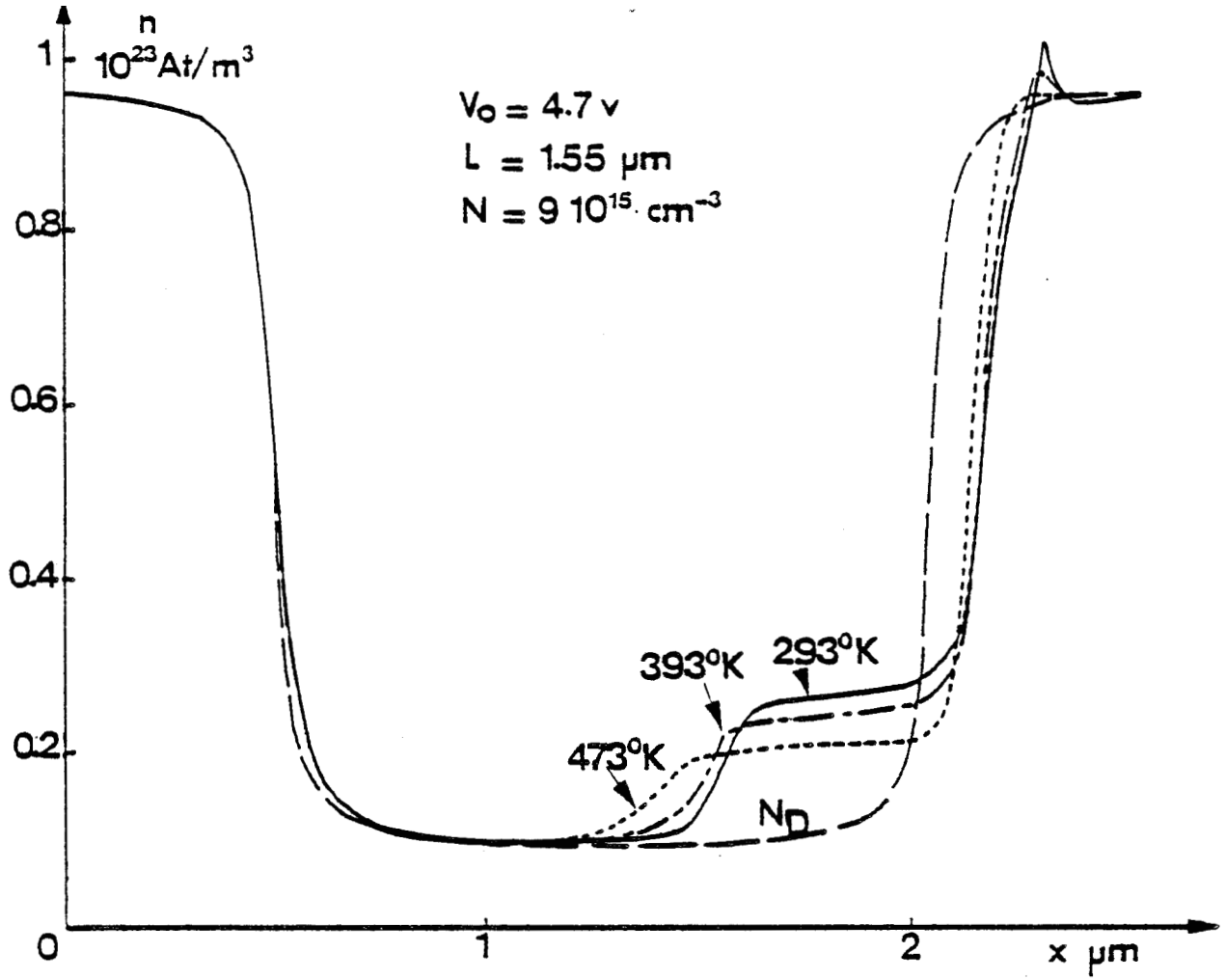


Figure 22 : Evolutions spatiales de la concentration de porteurs libres n .

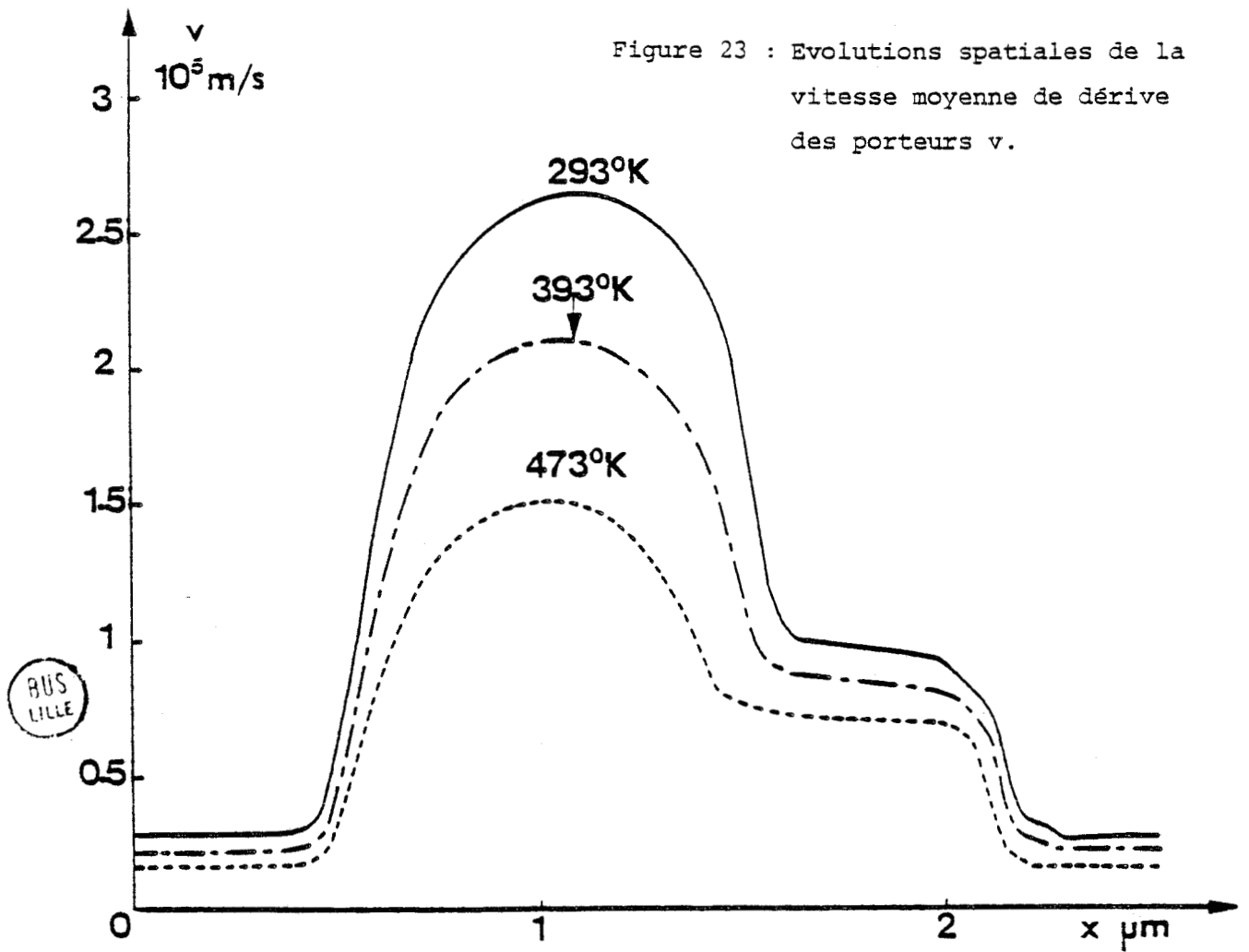


Figure 23 : Evolutions spatiales de la vitesse moyenne de dérive des porteurs v .

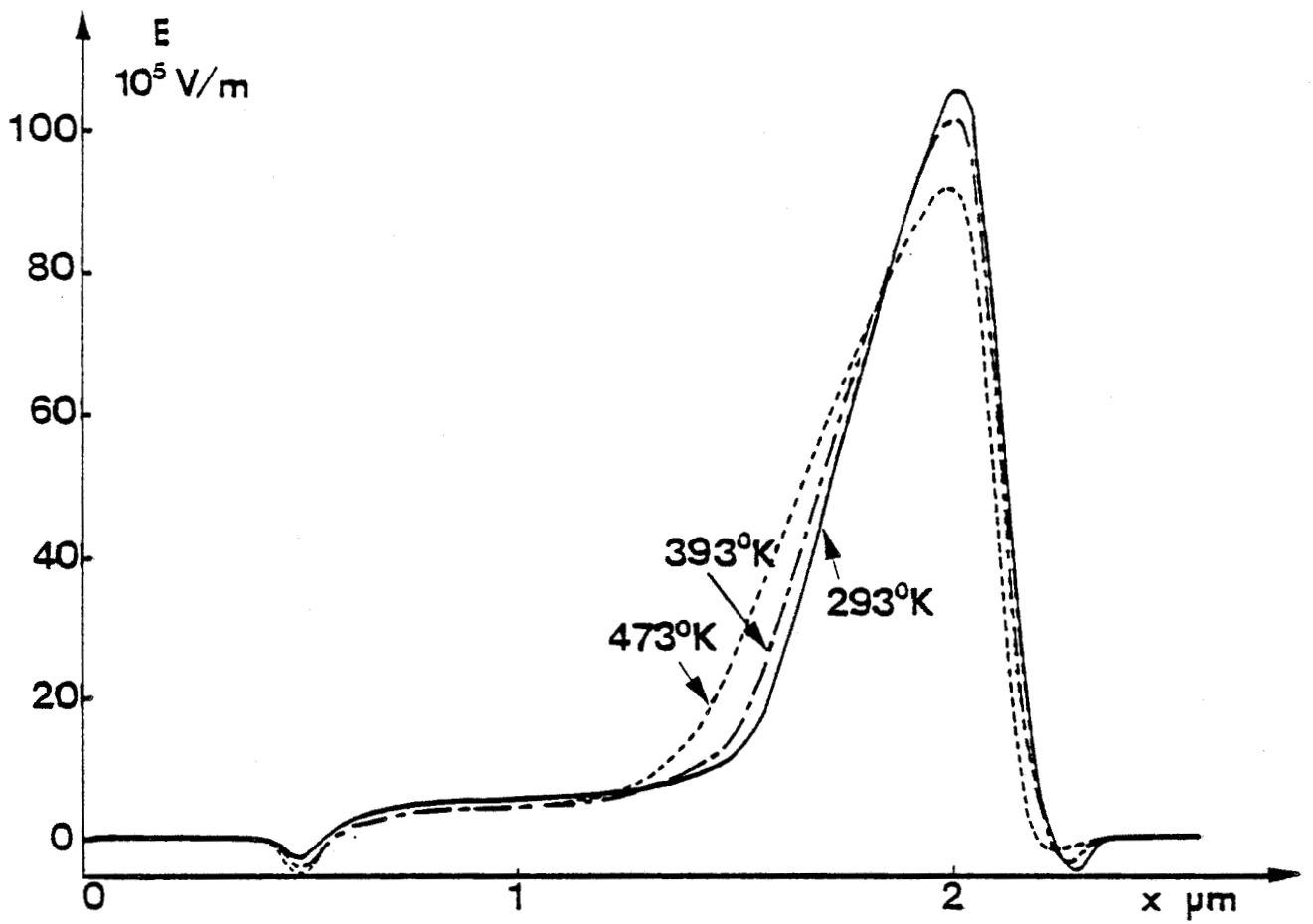


Figure 24 : Evolutions spatiales du champ électrique E.

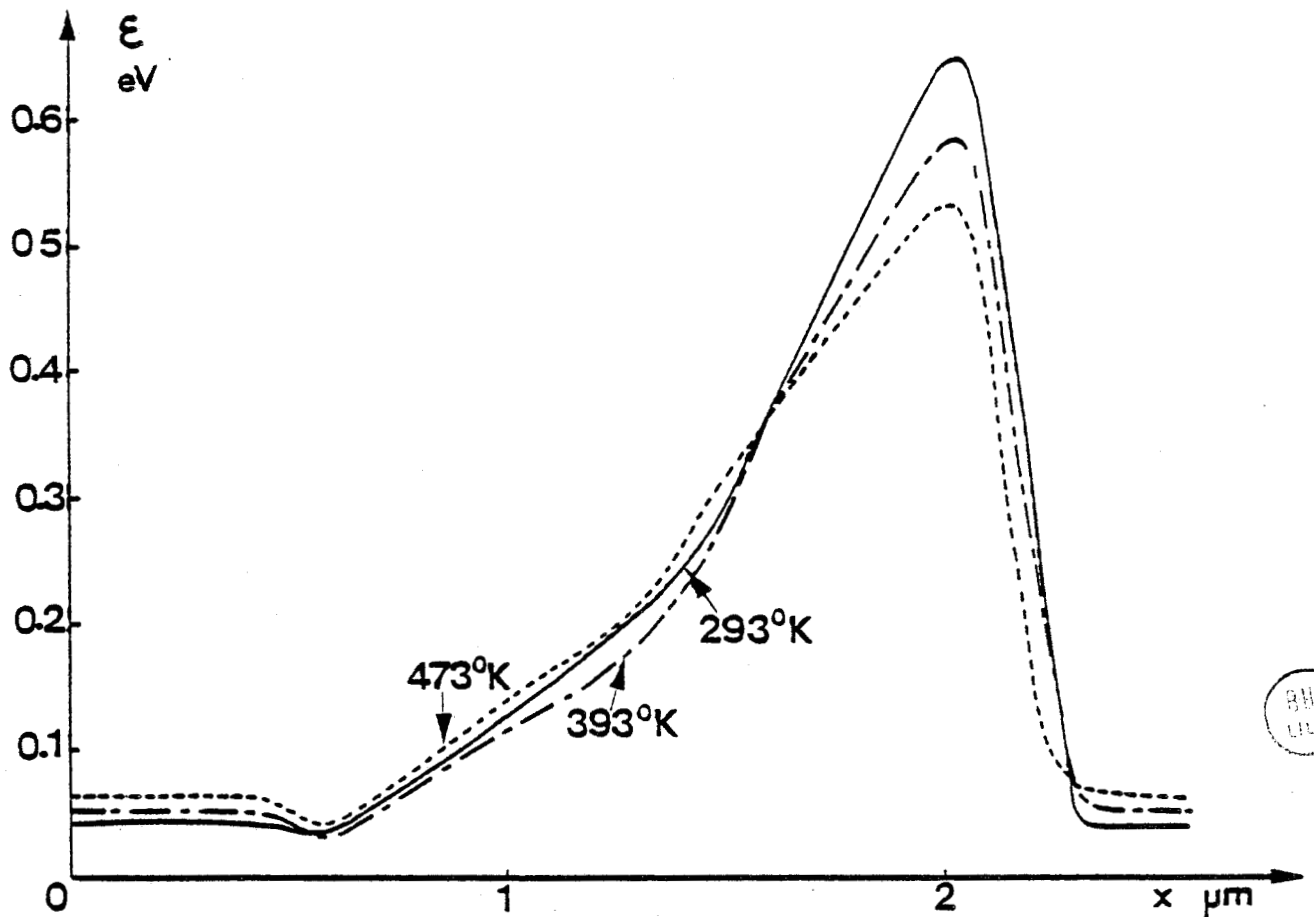


Figure 25 : Evolutions spatiales de l'énergie moyenne des porteurs ϵ .

BNS
LILLE

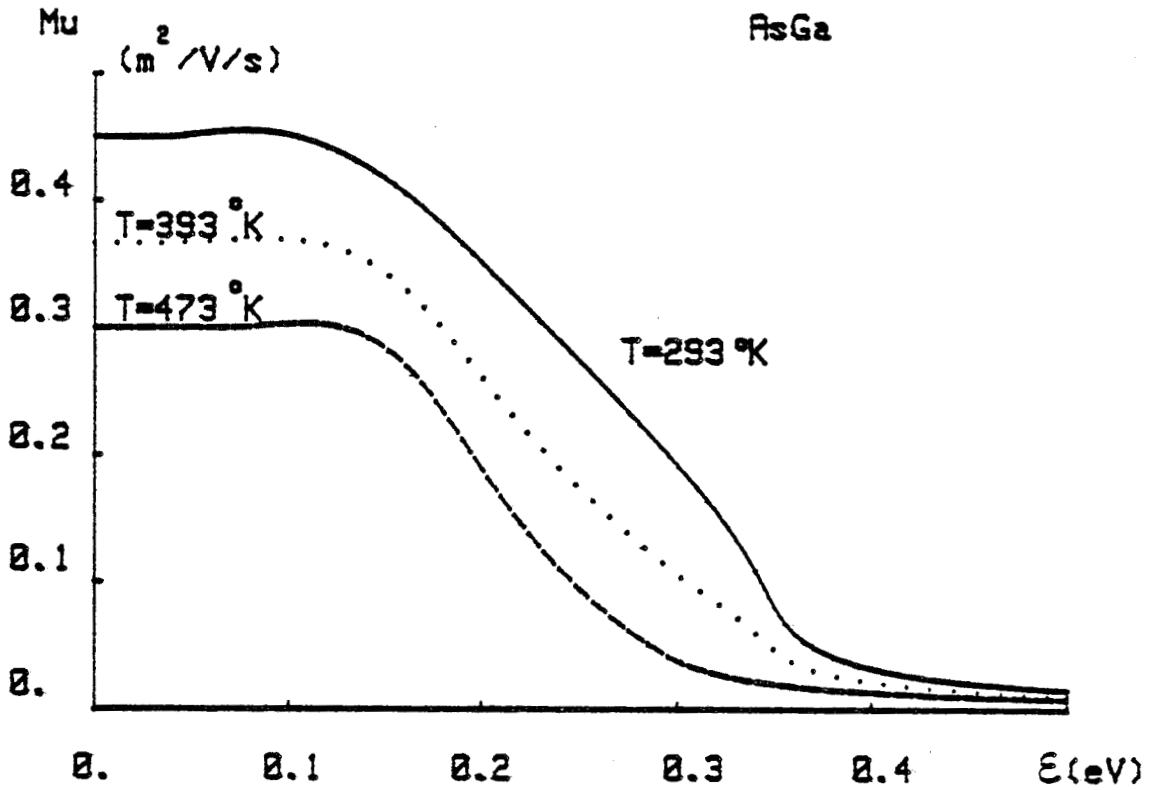


Figure 26 : Evolutions en fonction de la température de la mobilité pour l'arséniure de gallium.

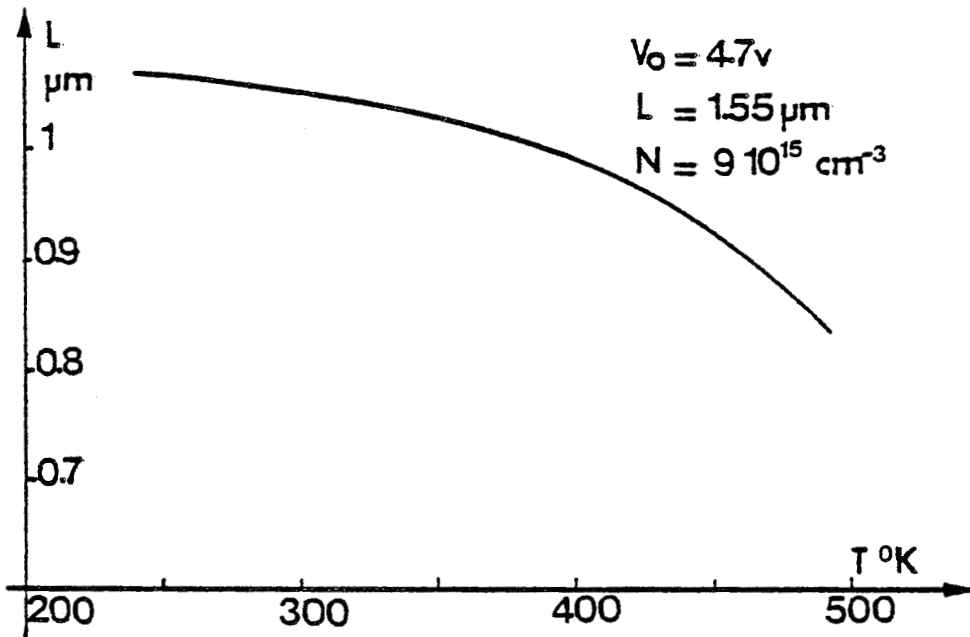


Figure 27 : Variations de la longueur de la zone "d'échauffement" des porteurs en fonction de la température.



effet, en régime statique, l'équation de conservation du moment nous permet d'exprimer la vitesse sous la forme :

$$v = \mu(\varepsilon)E - \frac{\mu(\varepsilon)}{qn} \frac{dn kT}{dx} - \tau_m(\varepsilon) v \frac{dv}{dx} \quad (6)$$

Dans la région où se produit le maximum de survitesse, les gradients spatiaux sont très faibles (cf. figures 22 et 23). Nous pouvons donc écrire avec une bonne approximation :

$$v \approx \mu(\varepsilon)E$$

Etant donné que la survitesse se produit dans chacun des trois cas pour des valeurs de champ électrique peu différentes (cf. figure 24) donc pour des valeurs d'énergie sensiblement égales (figure 25), la diminution de la valeur maximale de la survitesse quand la température augmente est directement liée à la diminution de la mobilité $\mu(\varepsilon)$ (cf. figure 26). De plus, comme nous pouvons le remarquer sur la figure 26 (où nous avons représenté les variations de la mobilité $\mu(\varepsilon)$ pour les trois températures considérées ici), le taux de décroissance de la mobilité en fonction de l'énergie est sensiblement le même quelle que soit la température. Au moment du transfert intervallées, la vitesse décroît à partir d'une valeur d'autant plus faible que la température est plus élevée, et parvient donc plus rapidement à sa valeur saturée. Ceci conduit à la formation d'une couche d'accumulation plus près de la cathode.

L'augmentation de la température se traduit donc par une diminution de la longueur de la zone "d'échauffement" des électrons injectés à la cathode. Nous donnons sur la figure 27 l'allure de la courbe de variation de cette longueur de zone "d'échauffement" en fonction de la température.

- Notons également que les effets conjugués de la diminution de la survitesse et de la vitesse saturée résultent en une diminution, à tension de polarisation constante, de la densité de courant. Pour les cas considérés ici, nous avons :

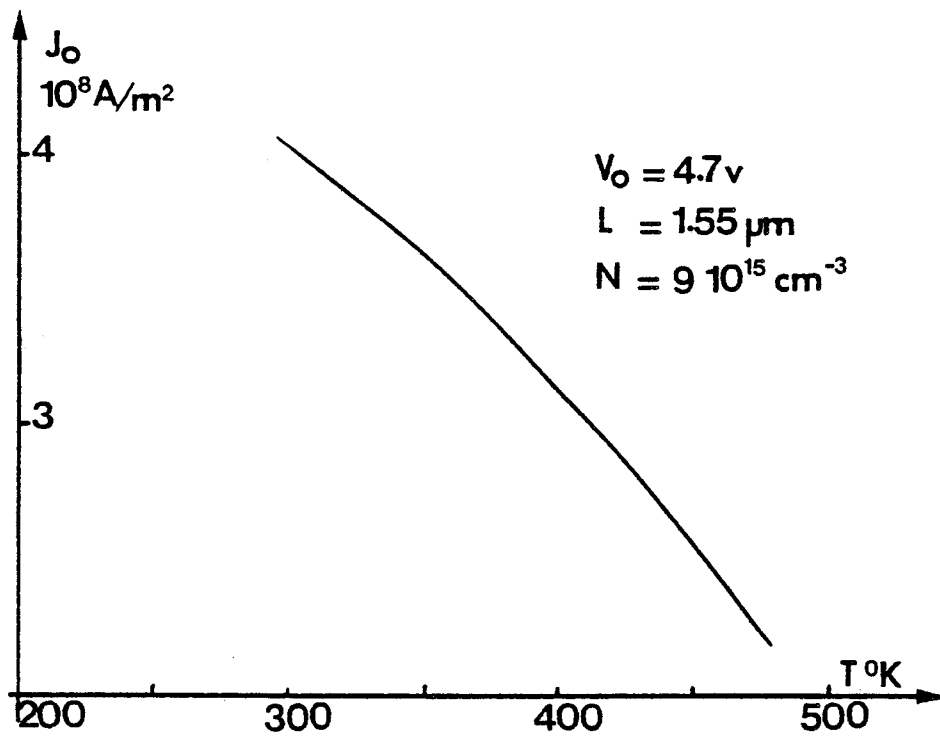


Figure 28: Evolution de la densité de courant continu J_0 en fonction de la température de fonctionnement T .

$$\left. \begin{array}{lll}
 T_0 = 293^\circ \text{ K} & J_0 = 4,0 & 10^8 \text{ A/m}^2 \\
 T_0 = 393^\circ \text{ K} & J_0 = 3,2 & 10^8 \text{ A/m}^2 \\
 T_0 = 473^\circ \text{ K} & J_0 = 2,3 & 10^8 \text{ A/m}^2
 \end{array} \right\} V_0 = \text{cte} = 4,7 \text{ V}$$

Cet effet est, comme on le voit, très marqué. Nous donnons sur la figure 28, l'évolution de la densité de courant J_0 en fonction de la température, à tension de polarisation constante.

Nous voyons donc que si la température a tendance à augmenter, la densité de courant J_0 a tendance à diminuer, ce qui s'accompagne d'une diminution de la puissance continue P_0 dissipée dans le composant à tension de polarisation V_0 constante. La température de fonctionnement donnée par $T = T_a + P_0 \cdot R_{TH}$ (où T_a est la température ambiante et R_{TH} la résistance thermique) aura donc tendance à diminuer. Nous assistons par conséquent à un phénomène d'autostabilisation de la température de fonctionnement du composant, qui sera obtenu sur une gamme de température d'autant plus grande que la résistance thermique R_{TH} sera plus importante.

- Nous pouvons remarquer que "l'effet d'anode" (effet de thermalisation des porteurs dans le contact d'anode) est notablement atténué, dans le cas considéré ici, lorsque la température augmente. En effet, à tension de polarisation constante, la densité de courant J_0 diminue lorsque la température augmente. Par conséquent, le champ électrique prend des valeurs plus faibles ; ceci conduit à une diminution de la valeur maximale prise par l'énergie lorsque la température augmente. Le processus de thermalisation s'en trouve par conséquent minimisé.

Nous pouvons résumer cette étude en notant que l'augmentation de la température de fonctionnement du composant a trois conséquences principales, étroitement liées :



- * la vitesse moyenne de dérive des porteurs diminue,
- * à tension de polarisation constante, la densité de courant diminue en conséquence,
- * l'augmentation de la température de fonctionnement conduit à une nette diminution de la longueur de la zone "d'échauffement" des porteurs injectés.

En régime dynamique, tous ces effets auront une influence importante sur le choix des structures et des conditions de fonctionnement, dans le cas de modes de fonctionnement de type à temps de transit.

Remarque :

Au niveau du contact injectant N^+N , on note l'existence d'une zone à champ électrique négatif, due aux phénomènes de diffusion. Cette évolution du champ électrique entraîne une légère diminution de la valeur moyenne de l'énergie des porteurs, en deçà de la valeur d'équilibre thermique ϵ_0 . Ceci contribue à ralentir l'acquisition d'énergie cinétique par les porteurs. Si cet effet est tout à fait négligeable dans le cas de composants de dimensions microniques (comme nous pouvons le remarquer sur les exemples présentés auparavant), il peut toutefois se manifester de façon très sensible dans le cas de composants submicroniques, en limitant le phénomène de survitesse [4].

2 - REGIME DYNAMIQUE

Nous présentons dans ce paragraphe les principaux résultats d'une étude systématique des différents régimes de fonctionnement rencontrés dans les dispositifs à transfert électronique, à contact injectant et à faible longueur de zone active, en gamme millimétrique.

Pour une meilleure compréhension des phénomènes mis en jeu, la première partie de cette étude est consacrée à la description de la nature du mode fondamental observé dans ce type de composant, ainsi que de ses principales caractéristiques. Cette étude est effectuée en supposant constante la température du composant.

Dans une deuxième étape, nous étudions l'influence de la température sur le régime de fonctionnement et sur ses caractéristiques. Nous en déduisons les structures semi-conductrices et les conditions de fonctionnement optimales.

2.1 - Nature et caractéristiques fondamentales du mode de fonctionnement

Nous insistons sur le fait qu'il s'agit ici, dans un premier temps, d'une étude "semi-quantitative" destinée essentiellement à mettre en évidence la nature physique du mode de fonctionnement fondamental de composants courts en gamme millimétrique. Une étude plus quantitative sera développée dans le paragraphe suivant.

Dans toute cette étude, nous considérons la température de fonctionnement du composant comme étant constante et égale à la température ambiante $T_0 = 293^\circ \text{K}$.

Cette étude a été effectuée dans les conditions suivantes :

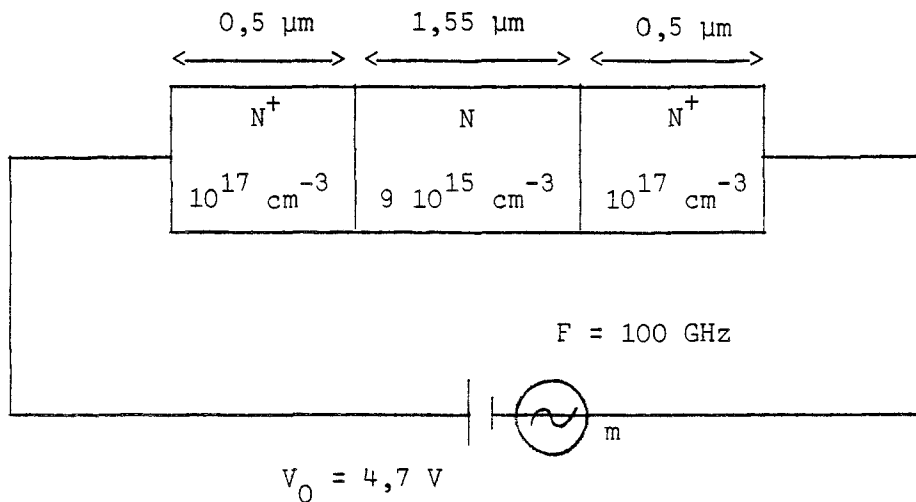
Partant d'un régime statique stable, nous superposons à la tension continue de polarisation V_0 une composante alternative sinusoïdale d'amplitude crête V_1 . La tension totale aux bornes du composant est

donc de la forme :

$$V(t) = V_0 (1 + m \sin \omega t)$$

où $V_1 = m V_0$ est l'amplitude de l'excursion de tension hyperfréquence. Nous définissons le taux de modulation m comme étant égal au rapport $\frac{V_1}{V_0}$.

En outre, nous étudions le cas d'un composant à l'AsGa, de structure $N^+ NN^+$, dont les caractéristiques sont résumées ci-dessous :



2.1.1 - Régime transitoire

Nous décrivons tout d'abord l'évolution du dispositif du régime statique (caractérisé par une couche d'accumulation stable) au régime dynamique. Pour décrire cette phase transitoire entre les deux régimes, nous faisons croître l'amplitude de la composante de tension de façon progressive et continue, pendant une période du signal hyperfréquence, jusqu'à sa valeur finale.

Les figures 29 à 35 permettent de suivre l'évolution de ce régime transitoire.

- Elles représentent respectivement les évolutions spatiales de :

- la concentration de porteurs libres n (figure 29)
- de la vitesse de dérive des porteurs v (figure 30)
- du champ électrique E (figure 31)
- de l'énergie ε (figure 32)
- du courant de conduction J_{cond} (figure 33)
- du courant de déplacement J_{dep} (figure 34)
- du courant total J (figure 35)

à différents instants de la période du signal hyperfréquence.

Plusieurs considérations physiques facilitent la compréhension des phénomènes.

- L'énergie étant une fonction du champ électrique instantané, l'endroit dans la diode où se produit la formation de la couche d'accumulation va évoluer sensiblement au rythme de variation du champ électrique hyperfréquence.

- La continuité du courant dans le composant permet d'écrire :

$$J(t) = J_{\text{cond}}(x, t) + J_{\text{dep}}(x, t)$$

soit encore $J(t) = q n(x, t) v(x, t) + \varepsilon_{\text{ps}} \frac{\partial E(x, t)}{\partial t}$

d'où l'on peut déduire :

$$n(x, t) = \frac{1}{q v(x, t)} [J(t) - J_{\text{dep}}(x, t)]$$

D'où à un instant t donné :

- la densité de courant total doit être constante dans tout le composant ;
- toute augmentation du courant de conduction doit être accompagnée d'une diminution égale du courant de déplacement, et réciproquement ;

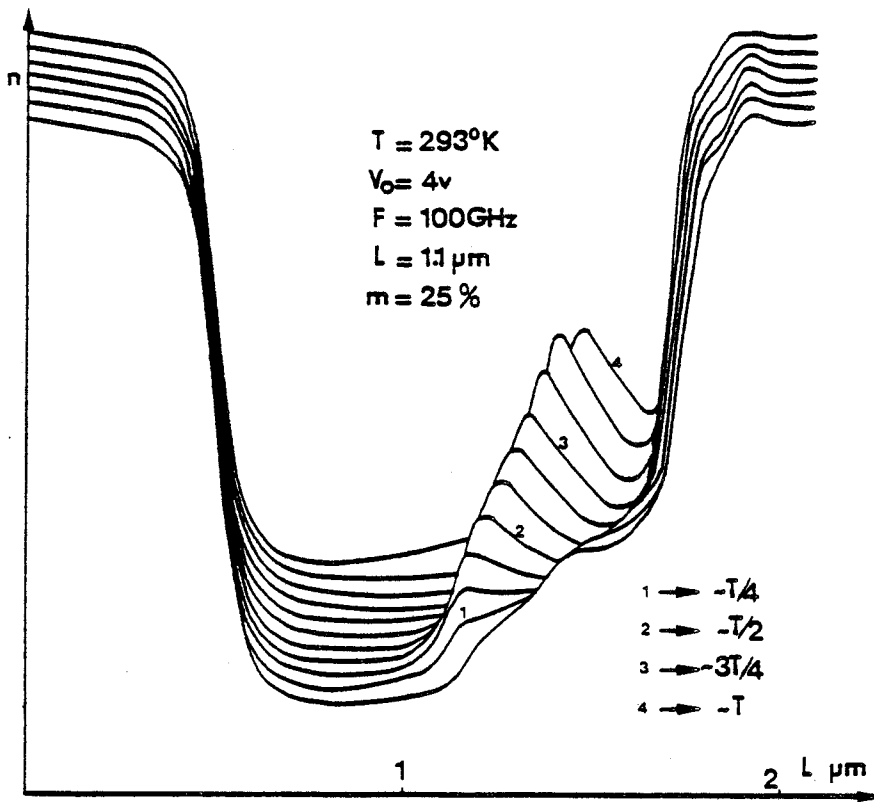


Figure 29 : Concentration de porteurs libres n .

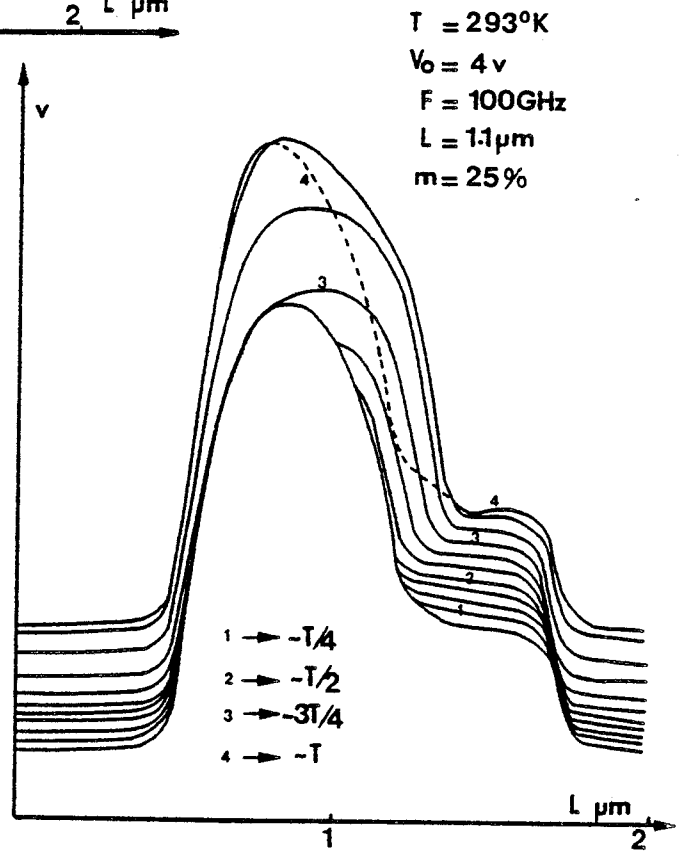
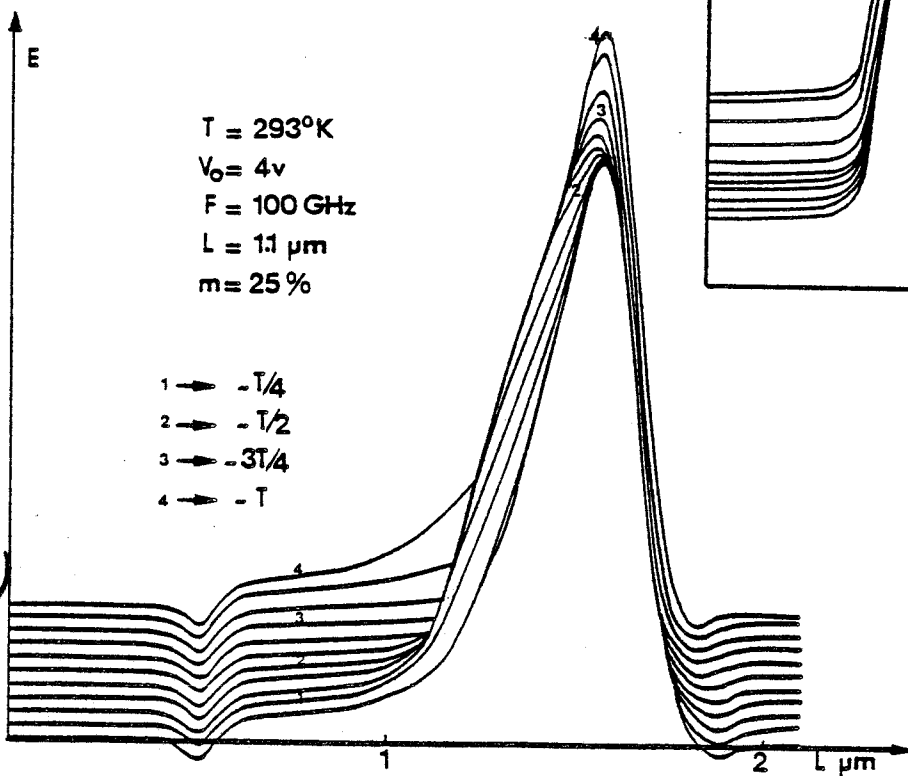


Figure 30 : Vitesse de dérive des porteurs v .

Figure 31 : Champ  lectrique E .



BUS LILLE

Figure 32 : Energie ϵ

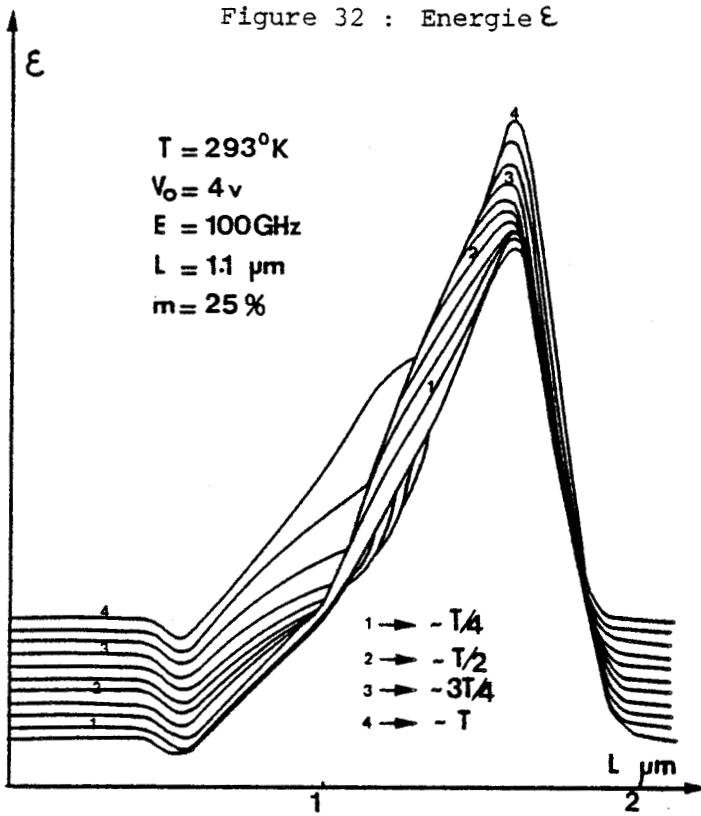


Figure 34 :

Courant de déplacement J_{dep} .

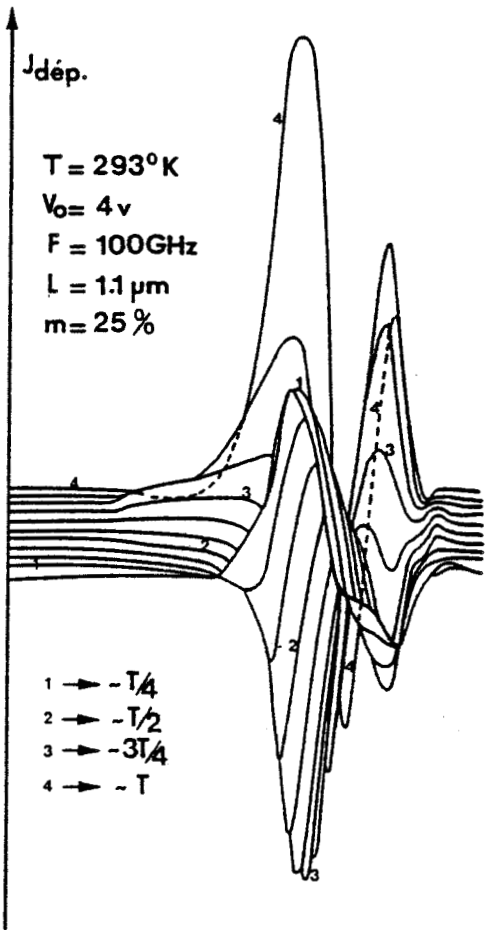


Figure 33 :

Courant de conduction J_{cond} .

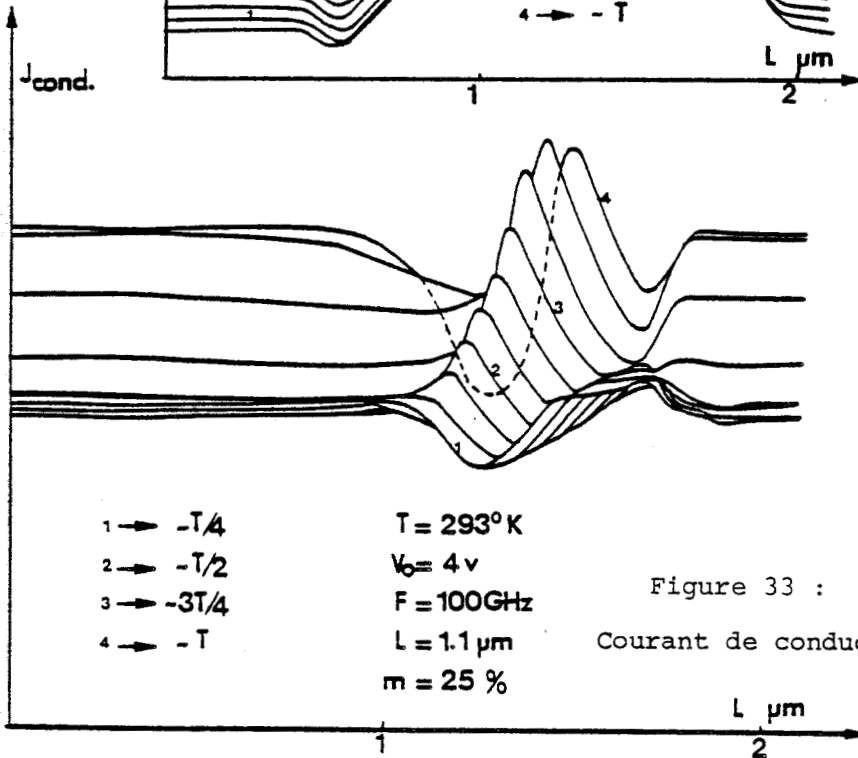
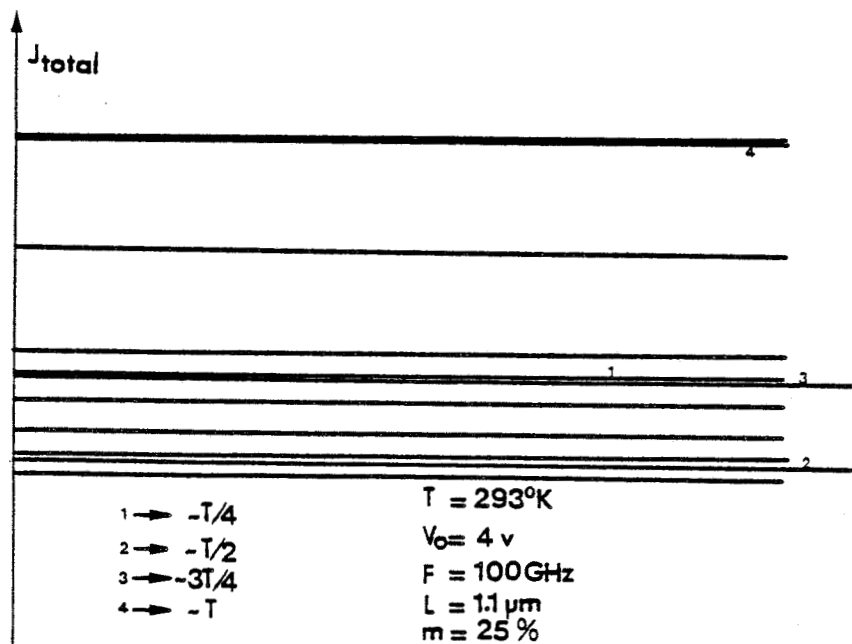


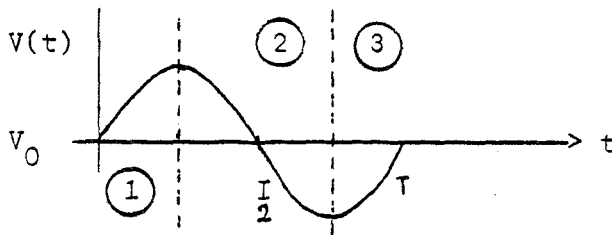
Figure 35 :

Courant total J .



- la vitesse de dérive des porteurs situés dans le domaine à haut champ est sensiblement constante et égale à la vitesse limite dans le matériau. La densité de porteurs libres dans cette zone suivra les évolutions inverses de celles du courant de déplacement.

L'établissement du régime dynamique peut être schématiquement résumé en trois étapes, dépendant de l'évolution temporelle de la tension hyperfréquence, conformément au schéma ci-dessous :



- ① $0 < t < T/4$

Nous observons une déformation de la couche d'accumulation statique initiale, qui tend à prendre la forme d'un pic. En effet, le champ électrique augmente sous l'influence de la tension hyperfréquence ; de ce fait la couche d'accumulation a tendance à se produire plus près du contact de cathode. Il y a par conséquent augmentation locale de la densité de porteurs libres n . Simultanément apparaît une augmentation du courant de déplacement dans la zone à champ électrique élevé, qui a pour effet de diminuer la densité de porteurs libres par rapport à la couche d'accumulation initiale. La combinaison de ces deux effets conduit à la croissance d'une couche d'accumulation de porteurs libres prenant peu à peu la forme d'un pic. Durant cette première phase, il n'y a pas de transit de la couche d'accumulation vers l'anode, puisque, au contraire, celle-ci a tendance à se produire plus près du contact de cathode.

- ② $T/4 < t < 3 T/4$

Le champ électrique diminuant, la couche d'accumulation a cette fois tendance à se produire plus loin de la cathode, ce qui induit un déplacement de cette couche, entraînée par le champ électrique, de la cathode vers l'anode. Le transit s'accompagne d'une croissance de la couche ainsi que de son évolution en un pic de plus en plus étroit, sous l'effet du courant de déplacement.

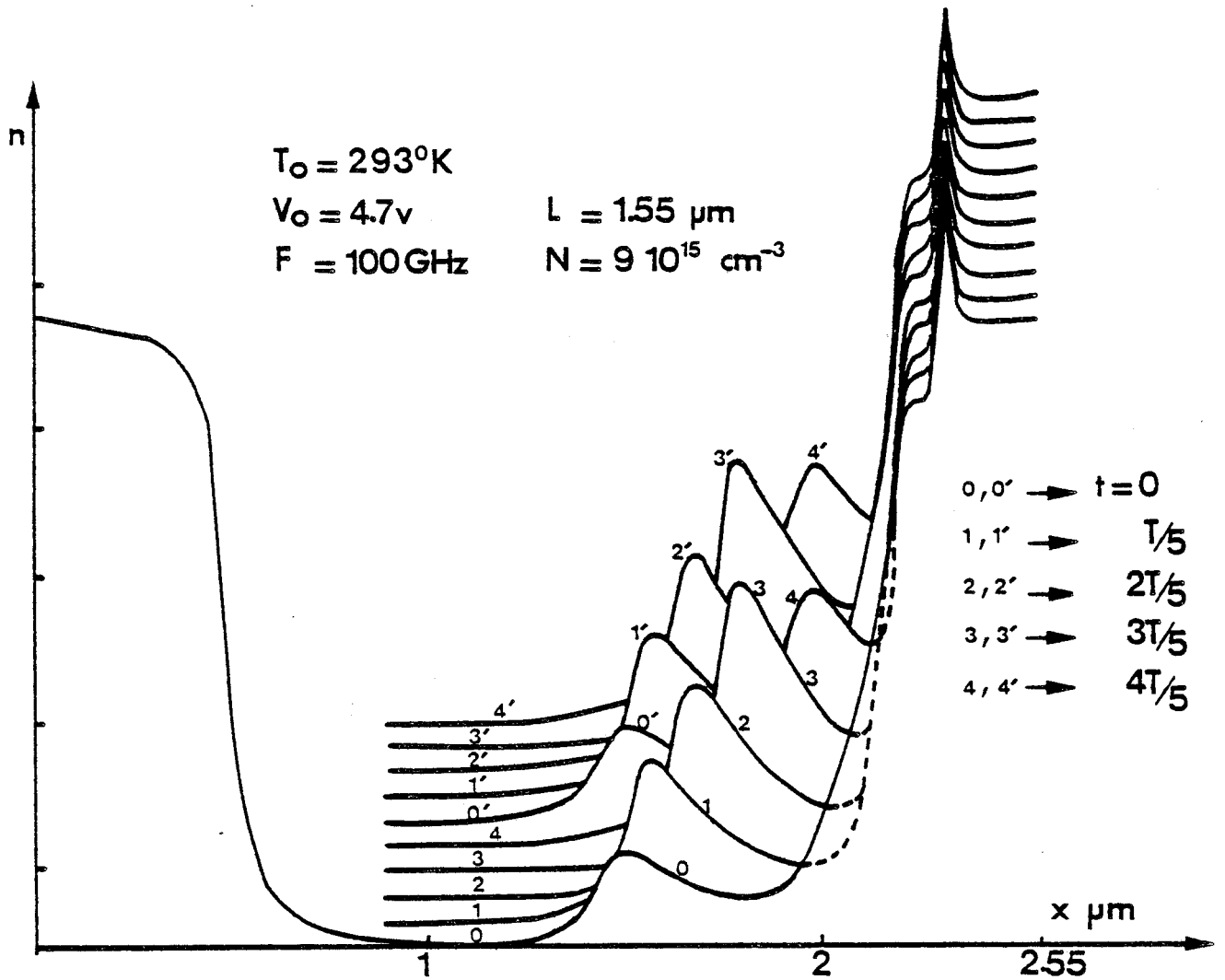


Figure 36 : Régime d'oscillations stables. Evolutions spatiales de la densité de porteurs libres n au cours de deux périodes successives d'un signal hyperfréquence à 100 GHz.

③ $3 T/4 < t < T$

Le champ électrique a de nouveau tendance à augmenter ; la zone d'échauffement des porteurs a donc tendance à se rétracter, mais l'augmentation du courant de déplacement qui en résulte contrarie la formation d'une nouvelle couche d'accumulation avant, sensiblement, la fin de la période. La couche d'accumulation déjà formée continue quant à elle à transiter à la vitesse limite dans le matériau (puisque toujours située dans le domaine à haut champ électrique).

2.1.2 - Régime d'oscillations stables : mode fondamental

Nous voyons donc que si la longueur du composant est telle que la croissance d'une nouvelle couche d'accumulation coïncide avec l'arrivée de la précédente couche au contact d'anode, nous obtiendrons un régime d'oscillations stables, synchronisées par la tension hyperfréquence.

Ceci est illustré sur la figure 36 qui représente les évolutions spatiales de la densité de porteurs libres n à différents instants de la période d'un signal hyperfréquence à 100 GHz. Nous pouvons constater que la formation et le transit de la couche d'accumulation ne se produisent que dans une zone restreinte, confinée au voisinage de l'anode, et qui correspond sensiblement à celle où existait la couche d'accumulation en régime statique. En fait, un bilan énergétique rapide nous permet de décomposer grossièrement le dispositif en deux zones caractéristiques :

- une zone inactive,
- une zone active.

- La zone inactive correspond à la zone d'échauffement des porteurs que nous avons mise en évidence en régime statique. Elle est le siège d'une dissipation de puissance, car, comme en régime statique, aucun effet de mobilité différentielle négative n'y apparaît. Les variations temporelles du champ électrique et du courant de conduction y sont donc sensiblement en phase. L'existence de cette zone inactive

$T_0 = 293^\circ\text{K}$
 $V_0 = 4.75\text{ v}$
 $F = 100\text{ GHz}$
 $L = 155\ \mu\text{m}$
 $N = 9 \cdot 10^{15}\text{ cm}^{-3}$

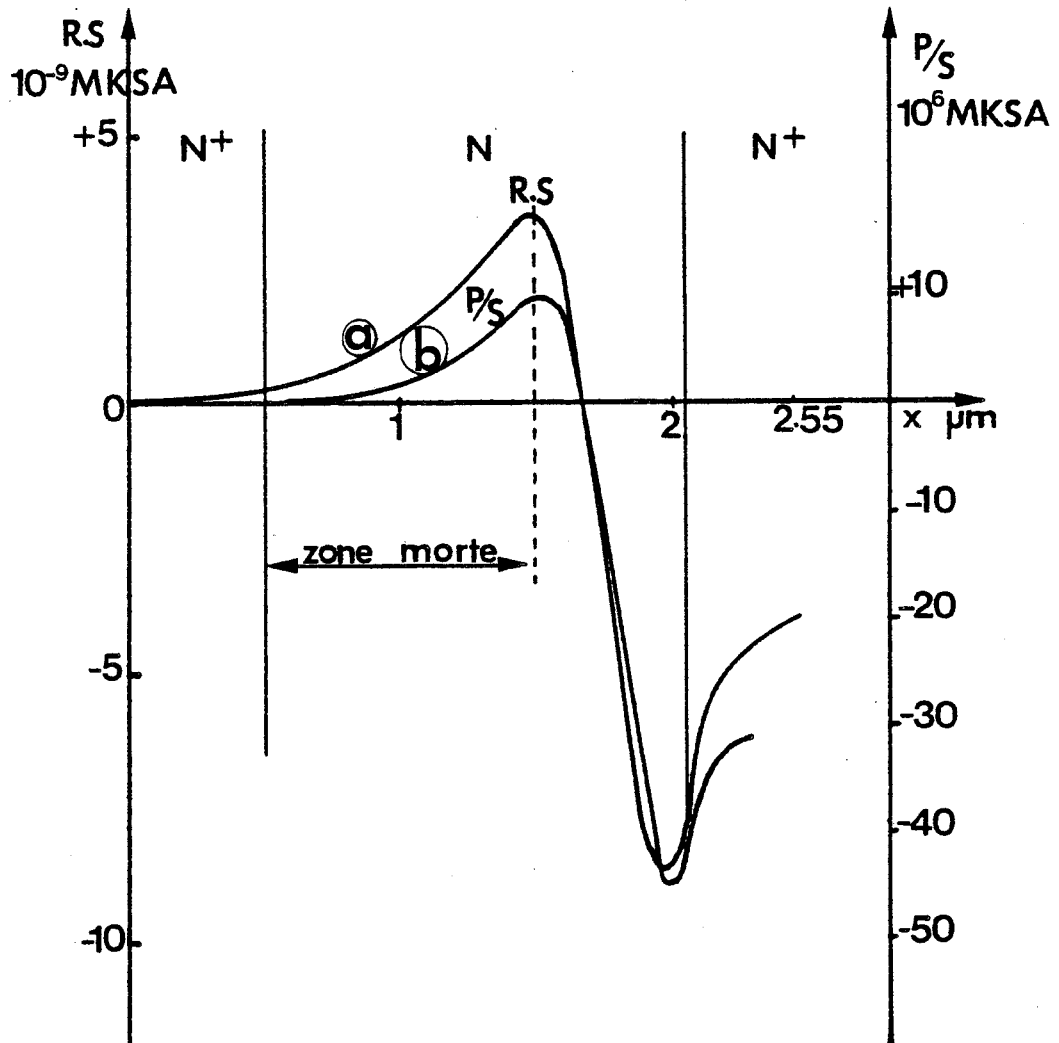


Figure 37 : Evolutions spatiales de la résistance (a) et de la puissance (b), normalisées par rapport à la section du composant S.

a déjà été mise en évidence par certains auteurs, qui sont cependant en désaccord quant à la longueur de cette zone morte [5], [6]. En fait, au cours d'une période du signal hyperfréquence, la longueur de la zone inactive est variable, puisque fonction du champ électrique instantané (cf. figures 29 à 32). C'est pourquoi nous avons choisi une définition de cette zone "morte" sensiblement différente de celle donnée par les auteurs précédemment cités. Considérons les figures 37(a) et 37(b) où nous avons représenté les évolutions spatiales de la résistance ainsi que de la puissance, dans le composant, depuis le contact de cathode jusqu'au contact d'anode. Ces courbes sont obtenues en effectuant les décompositions en série de Fourier en différents points du composant, après chaque période du signal hyperfréquence.

Nous définissons la longueur de la zone morte, conformément au bilan énergétique, comme étant la distance à la cathode à laquelle apparaît l'effet de résistance négative (cf. figure 37(a)). Cette distance est typiquement de 0,8 à 1,2 μm à température ambiante.

- La zone active du composant, est elle sensiblement comprise entre l'extrémité de la zone morte et le contact d'anode. Elle est le siège du mode fondamental à couche d'accumulation et temps de transit.

L'existence de ce mode fondamental peut paraître paradoxale, dans la mesure où nous avons montré que la mobilité différentielle négative intrinsèque liée à l'effet de transfert électronique en volume disparaissait au voisinage de 100 GHz, en régime petit signal. (cf. Chapitre 2). Or la figure 29 montre que, non seulement la zone active du composant peut être le siège d'un mode fondamental à temps de transit à 100 GHz, mais que, de plus, ces oscillations démarrent spontanément à très faible niveau du signal hyperfréquence. Ce comportement peut s'expliquer de la façon suivante : comme nous l'avons déjà mentionné au cours de l'étude en régime statique, la zone morte est le siège de phénomènes de relaxation des porteurs de charge, dus à la non-uniformité spatiale liée à la nature de la cathode froide. Ces effets de relaxation se manifestent par un phénomène de survitesse des porteurs dans cette

zone, induisant ainsi à l'extrémité de cette dernière un effet de mobilité différentielle négative. Par conséquent, nous constatons que si la zone morte ne contribue pas favorablement au bilan énergétique, elle est cependant nécessaire à l'existence d'une mobilité différentielle négative en régime petit signal dans cette gamme de fréquences. Cet aspect fondamental de ce mode de fonctionnement est par ailleurs confirmé par les figures 38 à 40, où nous avons représenté les évolutions spatiales :

- de la concentration de porteurs libres n (figure 38)
- de la vitesse de dérive des porteurs v (figure 39)
- du champ électrique E (figure 40)

pour un composant ayant une couche N d'épaisseur $1,15 \mu\text{m}$, et de niveau de dopage de l'ordre de $10^{16}/\text{cm}^3$. Ces figures montrent que ce composant peut fonctionner en régime d'oscillations stables, en mode à couche d'accumulation et temps de transit, à 140 GHz , fréquence bien supérieure à la fréquence de coupure intrinsèque de la mobilité différentielle négative liée à l'effet de transfert électronique en volume et en régime petit signal.

Ce mode de fonctionnement est donc fondamentalement basé sur les phénomènes de relaxation des porteurs de charge, plutôt que sur l'effet de transfert électronique en volume, qui, dans ce type de composant, ne fait que renforcer l'effet de mobilité différentielle négative induite par le phénomène de survitesse. En gamme millimétrique, ces composants pourraient par conséquent recevoir le qualificatif plus approprié de dispositifs à relaxation des porteurs de charge et à transfert électronique.

La nature de cette mobilité différentielle négative est confirmée par la formation et la propagation de couches d'accumulation, mises en évidence dans le silicium, qui ne présente pas de mobilité différentielle négative liée au transfert électronique.

Ceci est illustré sur la figure 41 où nous avons représenté les évolutions spatiales de la concentration de porteurs libres n à différents instants de la période d'un signal hyperfréquence à 270 GHz .

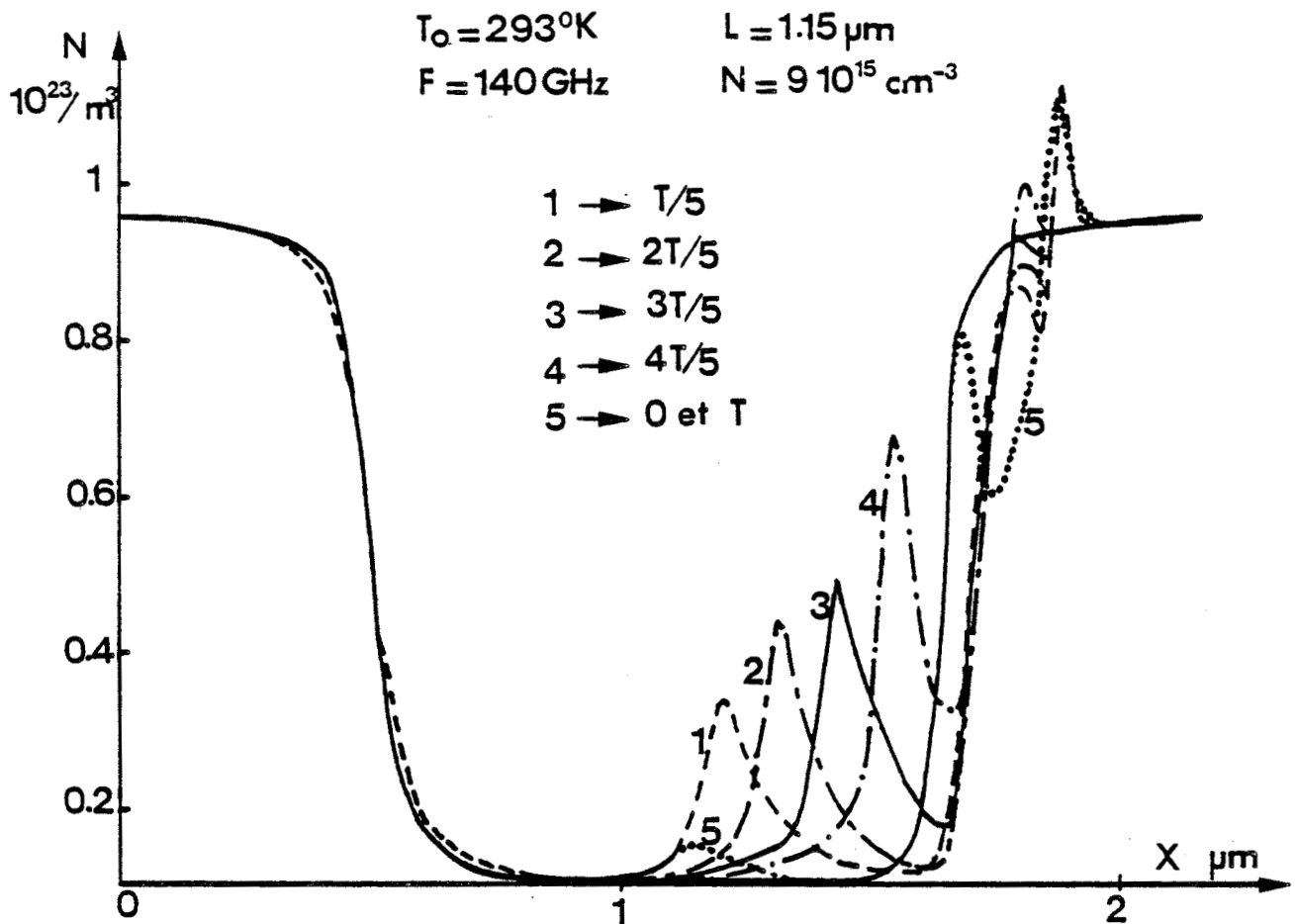


Figure 38 : Evolutions spatiales de la densité de porteurs libres n à différents instants de la période d'un signal hyperfréquence à 140 GHz.

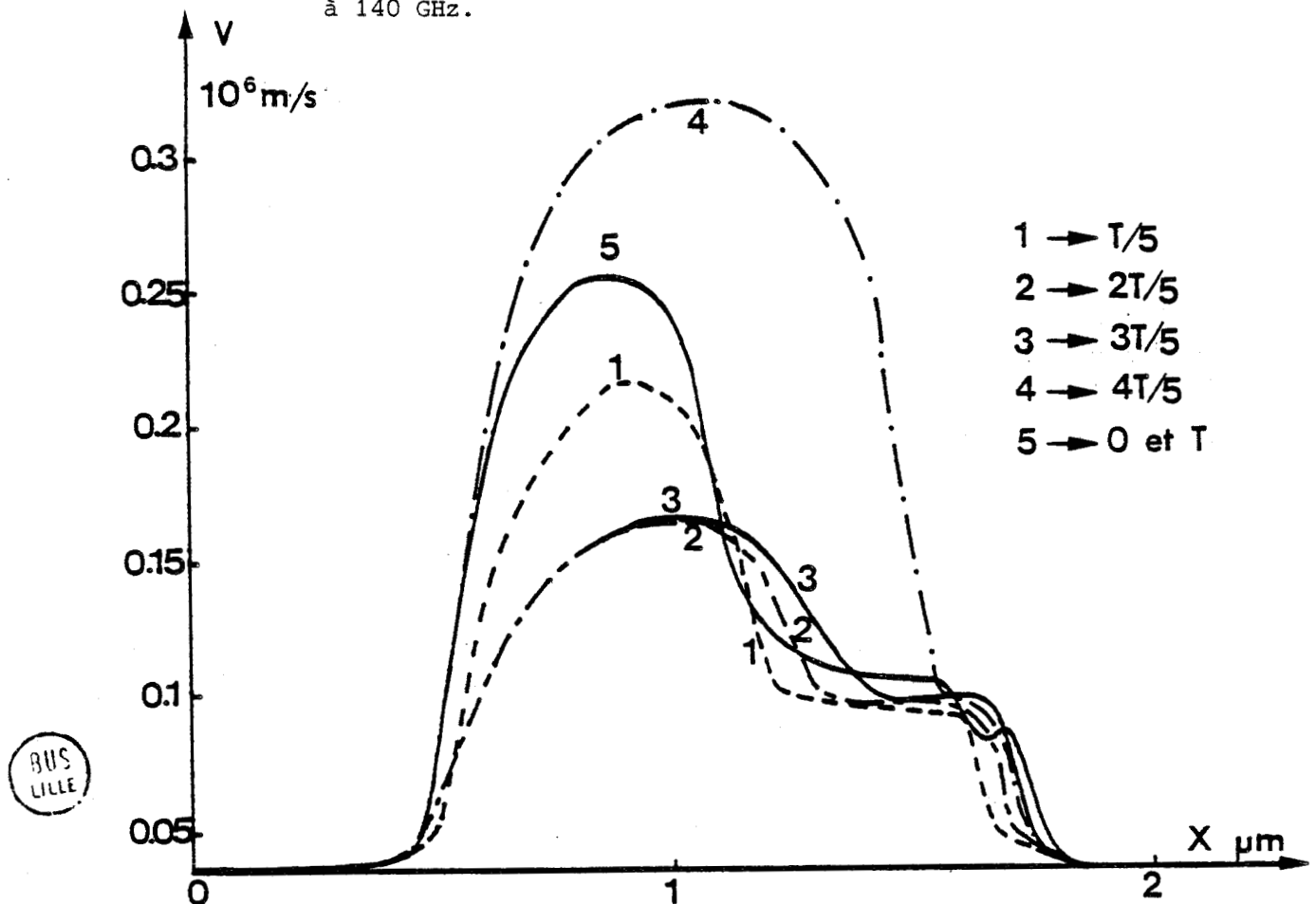


Figure 39 : Evolutions spatiales de la vitesse de dérive des porteurs v .

($F = 140 \text{ GHz}$)

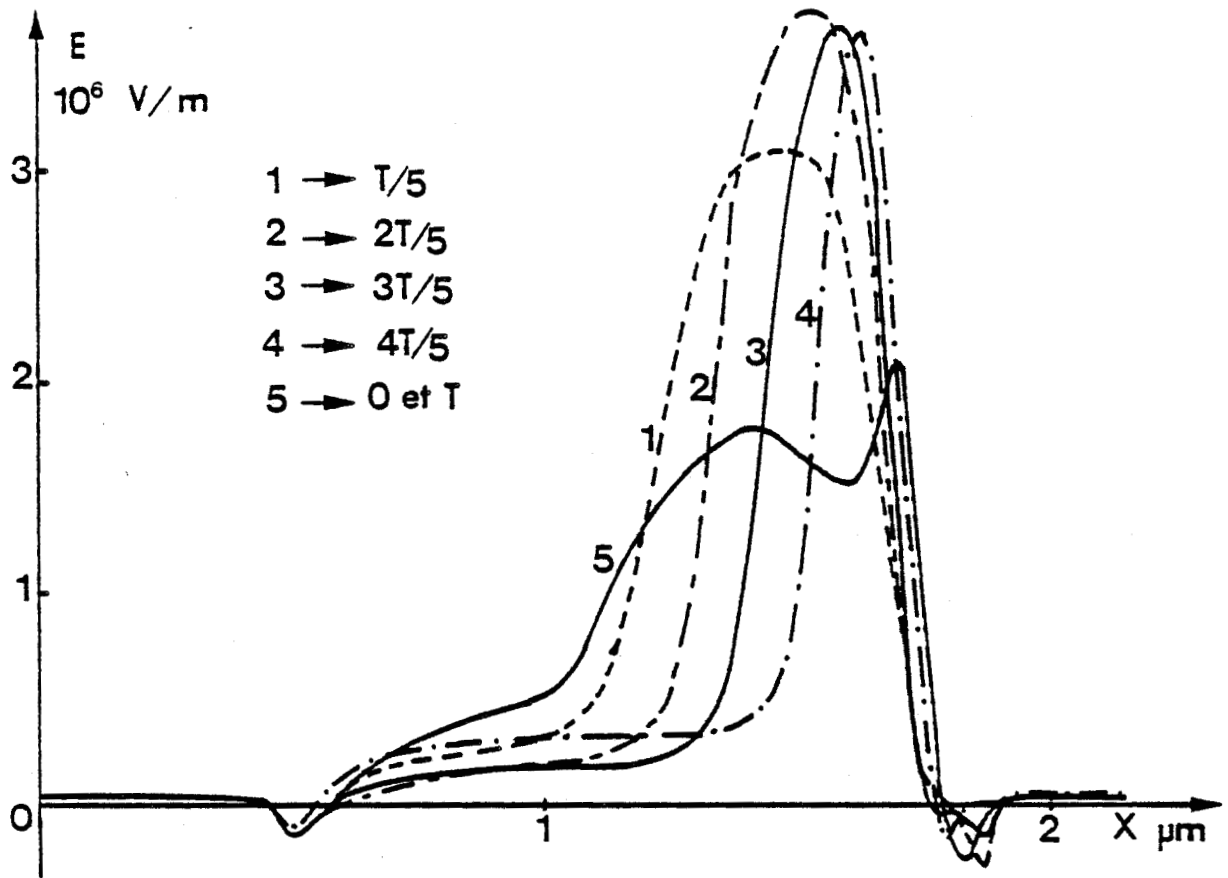
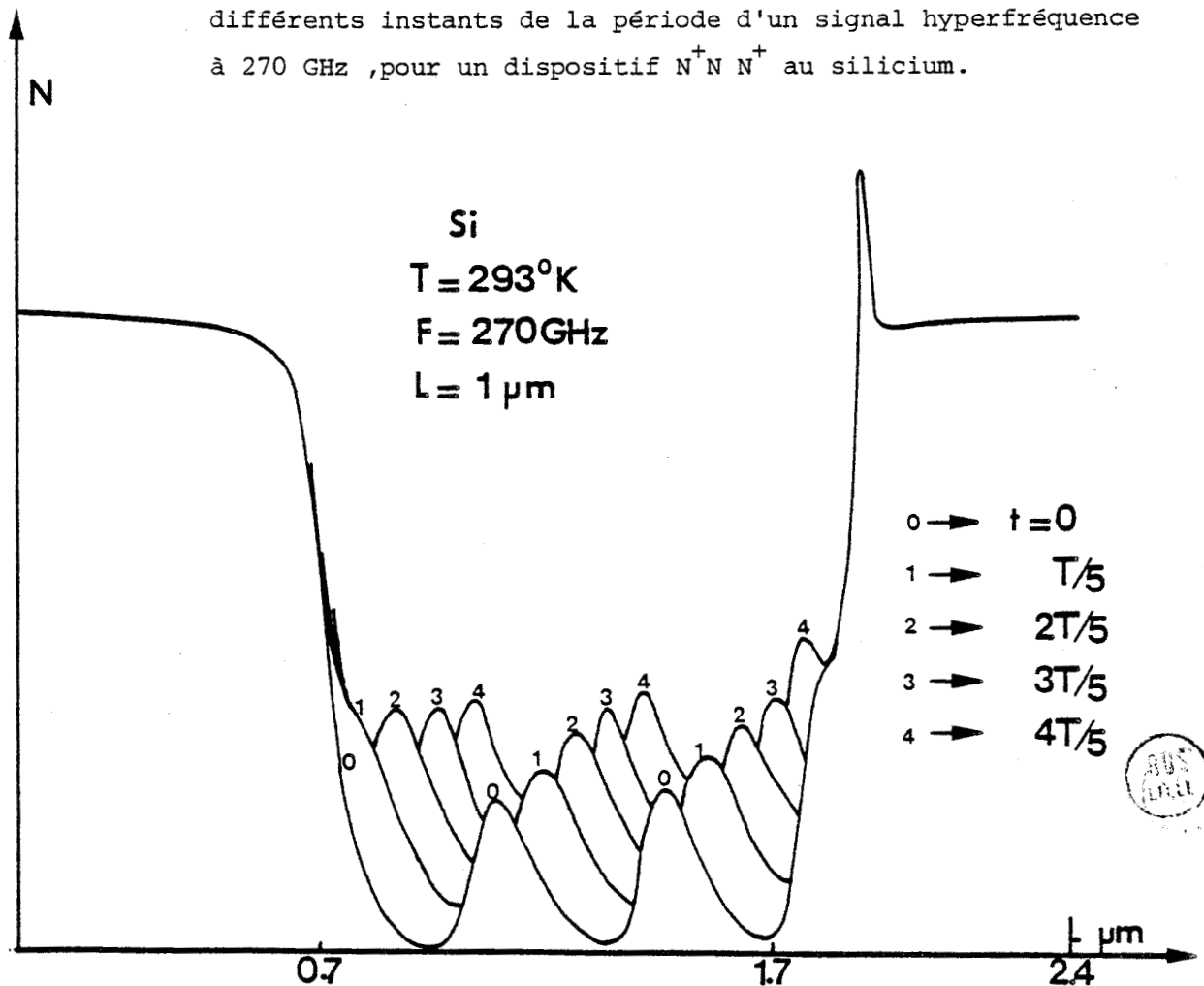


Figure 40 : Evolutions spatiales du champ électrique E ($F = 140$ GHz).

Figure 41 : Evolutions spatiales de la densité de porteurs libres n à différents instants de la période d'un signal hyperfréquence à 270 GHz, pour un dispositif $N^+N^+N^+$ au silicium.



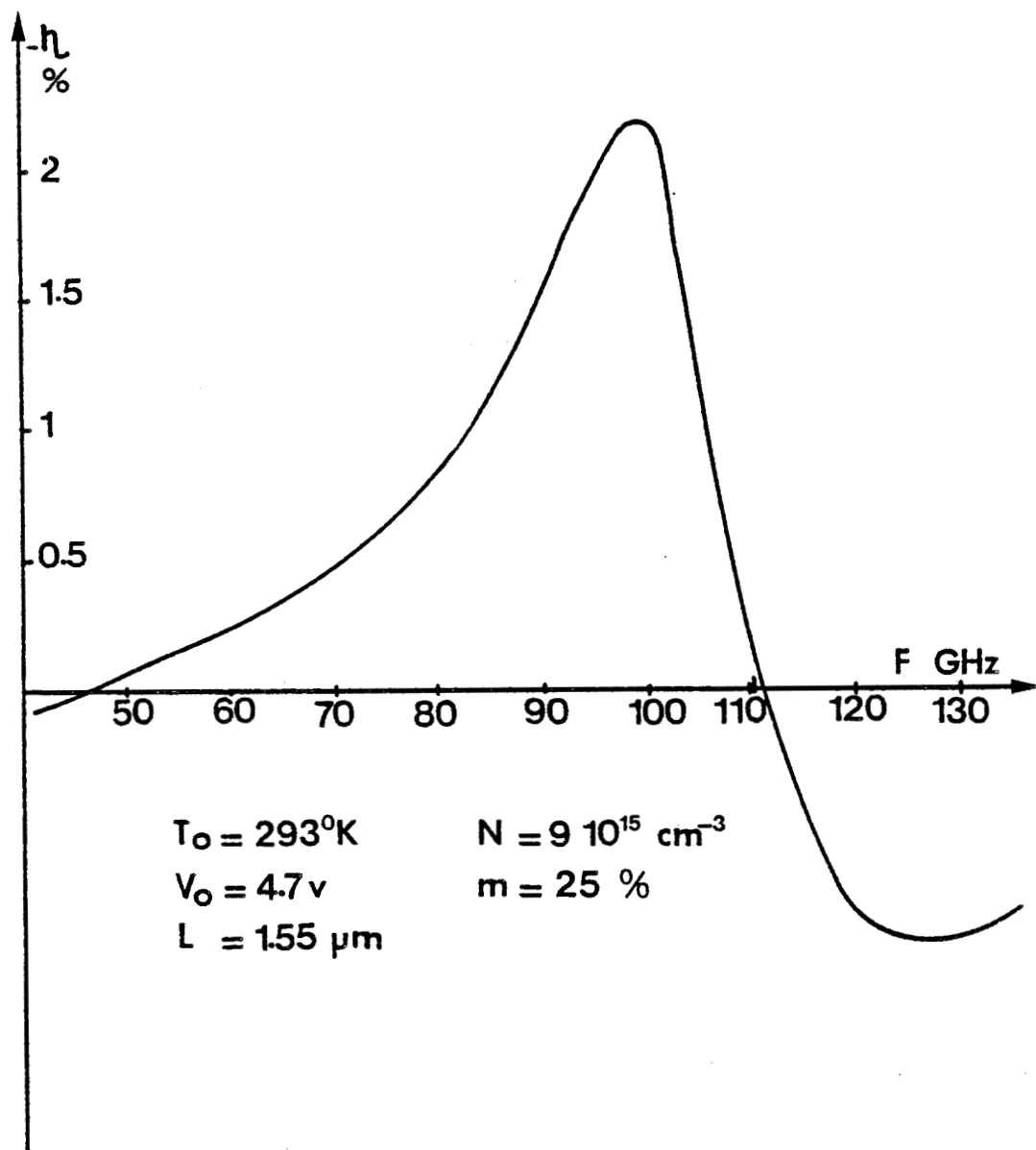


Figure 42 : Evolution fréquentielle du rendement obtenu pour un composant de structure $N^+N^-N^+$ à l'arséniure de gallium.

2.1.3 - Propriétés essentielles d'un tel mode de fonctionnement

a) produit N·L

Le rendement émis par les dispositifs à transfert électronique est une fonction croissante du produit N·L (où N est le niveau de dopage de la zone active et L la longueur géométrique de cette zone) [7].

Il semble donc intéressant de travailler avec un produit N·L le plus grand possible. En gamme centimétrique, de nombreux auteurs ont montré que le produit N·L devait être supérieur à une valeur de l'ordre de $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ pour qu'il puisse exister dans le composant des instabilités susceptibles d'être à l'origine d'un mode de fonctionnement à temps de transit. L'expérience quant à elle a fixé une limite supérieure à ce produit N·L, sensiblement égale à $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. En effet, en pratique, le contrôle des oscillations par le circuit de charge devient très difficile et très critique lorsque le produit N·L est supérieur à cette valeur, en gamme centimétrique.

Cependant, nous avons montré dans le cas de structures à cathode froide l'existence d'une zone morte dont la longueur varie de 0,8 à 1,2 μm environ. En gamme millimétrique, l'importance relative de cette zone morte devient d'autant plus grande que la longueur du composant diminue, et la zone active en est réduite d'autant. Ceci signifie que le produit N·L critique, au-dessus duquel le fonctionnement du dispositif devient difficilement contrôlable, pourra augmenter d'autant plus que le composant sera plus court. Nous pouvons donc, par l'accroissement du produit N·L espérer améliorer les performances des composants. Notons cependant que le produit N·L maximal sera limité en pratique par la valeur maximale admissible du champ électrique à l'interface NN^+ du contact d'anode (nécessité d'une couche tampon de haute qualité cristallographique).

b) largeur de la bande de fréquence utilisable

Nous donnons, sur la figure +2, l'évolution fréquentielle du rendement obtenu pour le composant précédemment décrit, à tension de polari-

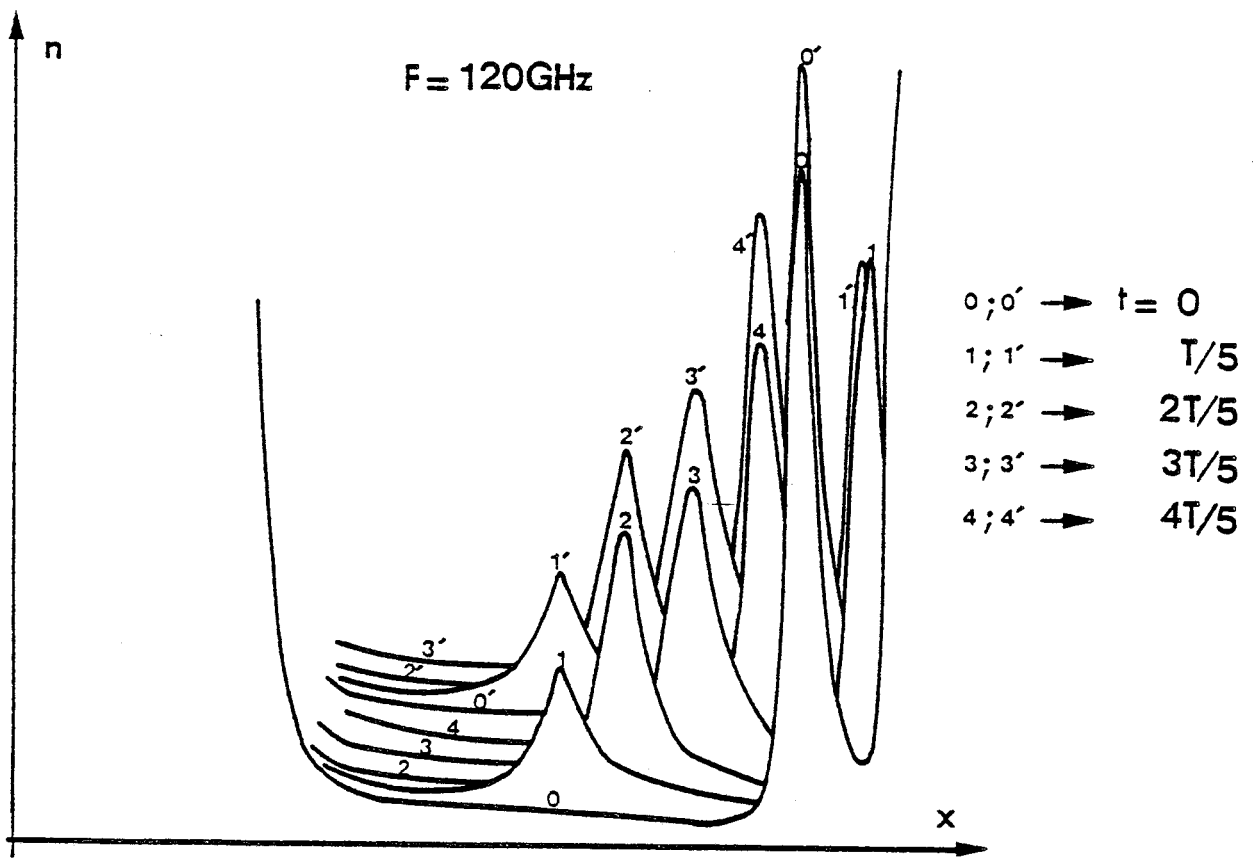


Figure 43 : Régime d'oscillations stables à deux couches d'accumulation.

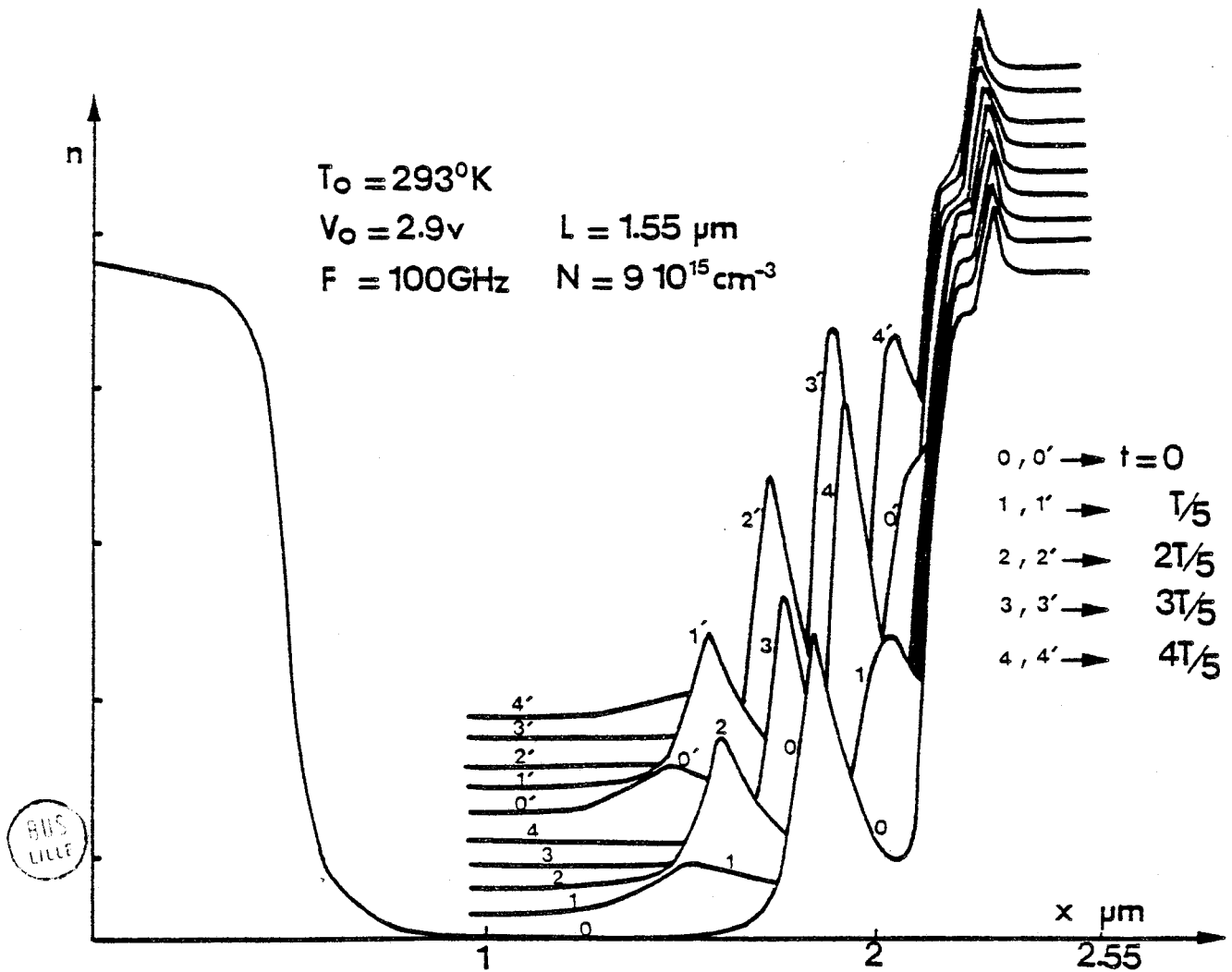
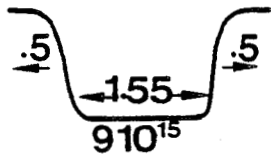


Figure 44 : Régime d'oscillations instables à deux couches d'accumulation.

sation constante ($V_0 = 4,7 \text{ V}$), et à niveau du signal hyperfréquence constant ($m = 25\%$).

Nous constatons que, bien qu'il s'agisse d'un mode de type à temps de transit, la bande de fréquence de fonctionnement est très large, ce qui est tout à fait conforme aux nombreuses observations relevées dans les travaux d'autres auteurs [7]. Ceci est dû principalement au fait que la vitesse moyenne de propagation des couches d'accumulation de la cathode vers l'anode n'est pas constante ; elle est en effet fonction de la rapidité de formation de la couche d'accumulation. Ceci provoque une tendance de cette couche d'accumulation à adapter sa vitesse de propagation au rythme de variation de la tension hyperfréquence. En outre, lorsque la fréquence de fonctionnement f est telle que la longueur de la zone active devient supérieure à la longueur optimale de transit à cette fréquence v/f , il y a apparition d'une seconde couche d'accumulation à l'extrémité de la zone morte, avant que la première n'ait été collectée dans le contact d'anode. Tant que la propagation de ces deux couches peut se synchroniser sur les évolutions temporelles de la tension hyperfréquence, il subsiste un régime d'oscillations stables (cf. figure 43). Par contre, lorsque la fréquence augmente trop considérablement, ce régime à deux couches d'accumulation n'est plus synchrone avec les évolutions temporelles de la tension hyperfréquence (cf. figure 44). Ces caractéristiques sont tout à fait similaires à celles déjà observées par d'autres auteurs [7].

Notons de plus que largeur effective de la bande de fréquence utilisable peut être encore augmentée par le choix d'une tension de polarisation appropriée. En effet, au niveau du contact d'anode, il existe une zone "désertée", nécessaire à la décroissance du champ électrique (cf. régime statique). Cette zone est d'autant plus importante que l'injection de porteurs est grande, c'est-à-dire que la tension de polarisation est élevée. En régime dynamique, l'augmentation de cette zone désertée lorsque la tension de polarisation augmente, se traduit par une augmentation de la longueur active effective du composant. Ceci est tout à



$T = 293^{\circ}\text{K}$

$F = 100\text{GHz}$

$V_0 = 4.75\text{v}$

$$V(t) = V_0 [1 + m \sin \omega t]$$

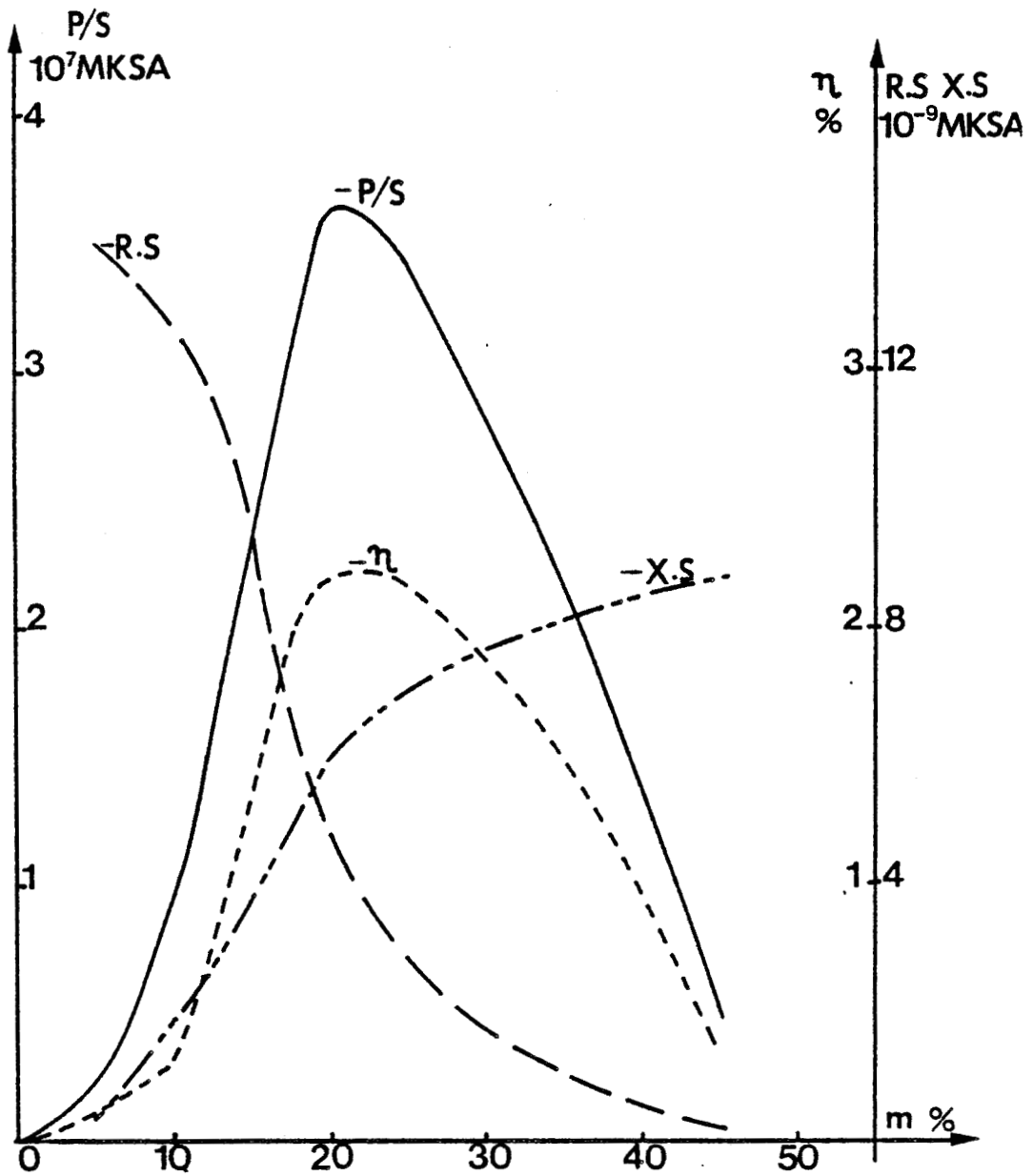


Figure 45 : Influence du niveau du signal hyperfréquence sur les performances du composant.

fait favorable à une diminution de la fréquence de fonctionnement, donc contribue à diminuer la limite inférieure de la bande de fréquence utilisable. A l'opposé, lorsque la tension de polarisation diminue, une légère augmentation de la vitesse moyenne de propagation des porteurs v , ainsi qu'une diminution de la zone active L (due à la diminution de la zone désertée), contribuent à faire augmenter la fréquence de fonctionnement $f = v/L$. Nous pouvons noter à nouveau que ces évolutions sont conformes à celles déjà rapportées par ailleurs [7].

Remarque :

On peut noter une dissymétrie de la courbe de la figure 42 : le rendement décroît plus vite pour les fréquences supérieures à la fréquence optimale. Ceci est dû à l'influence croissante des effets capacitifs lorsque la fréquence augmente, qui contribue ainsi à réduire la résistance négative présentée par le composant ainsi que la puissance émise.

c) Influence du niveau du signal hyperfréquence (circuit de charge)

Nous présentons, sur la figure 45, et pour le composant décrit précédemment, les évolutions de la puissance émise P_{HF} , du rendement η , et de l'impédance présentée par le composant (résistance R et réactance X), en fonction du niveau du signal hyperfréquence m , au voisinage de la fréquence de transit optimale (100 GHz dans le cas présent). Toutes les grandeurs sont normalisées par rapport à la section S du composant. Nous observons que la courbe de rendement passe par un optimum pour des taux de modulation voisins de 25%. Nous constatons également une diminution très rapide de la résistance négative présentée par le composant, lorsque ce taux de modulation augmente (ces évolutions sont tout à fait générales aux différents cas étudiés). Ceci signifie qu'en pratique, compte tenu des pertes du circuit hyperfréquence, il faudra trouver un compromis entre la puissance utile et la résistance de charge. Ceci est illustré figures 46 et 47, où sont représentées les évolutions de la puissance hyperfréquence P_{HF} émise par le composant, et de



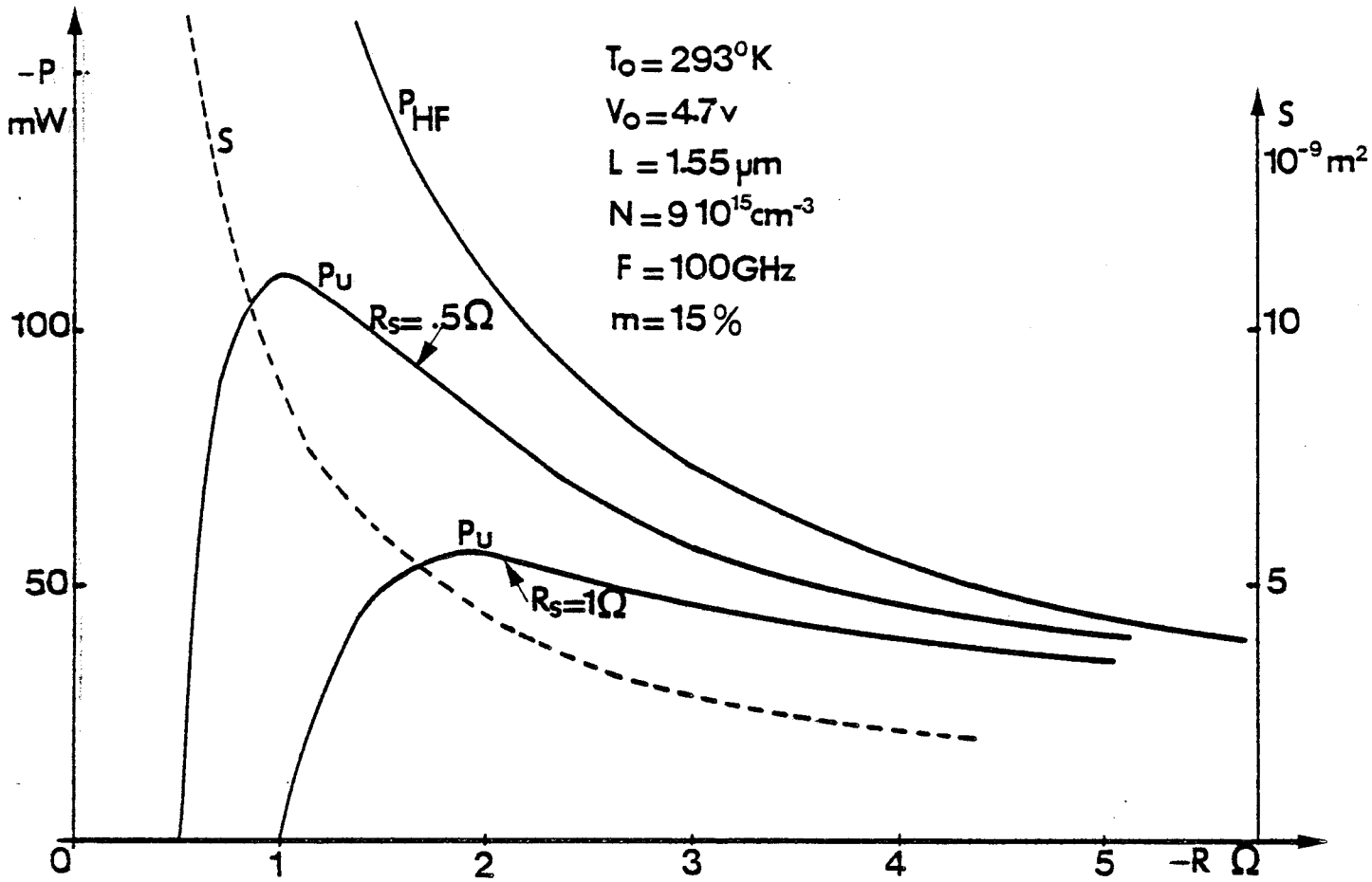


Figure 46 : Influence des pertes du circuit sur la puissance utile.

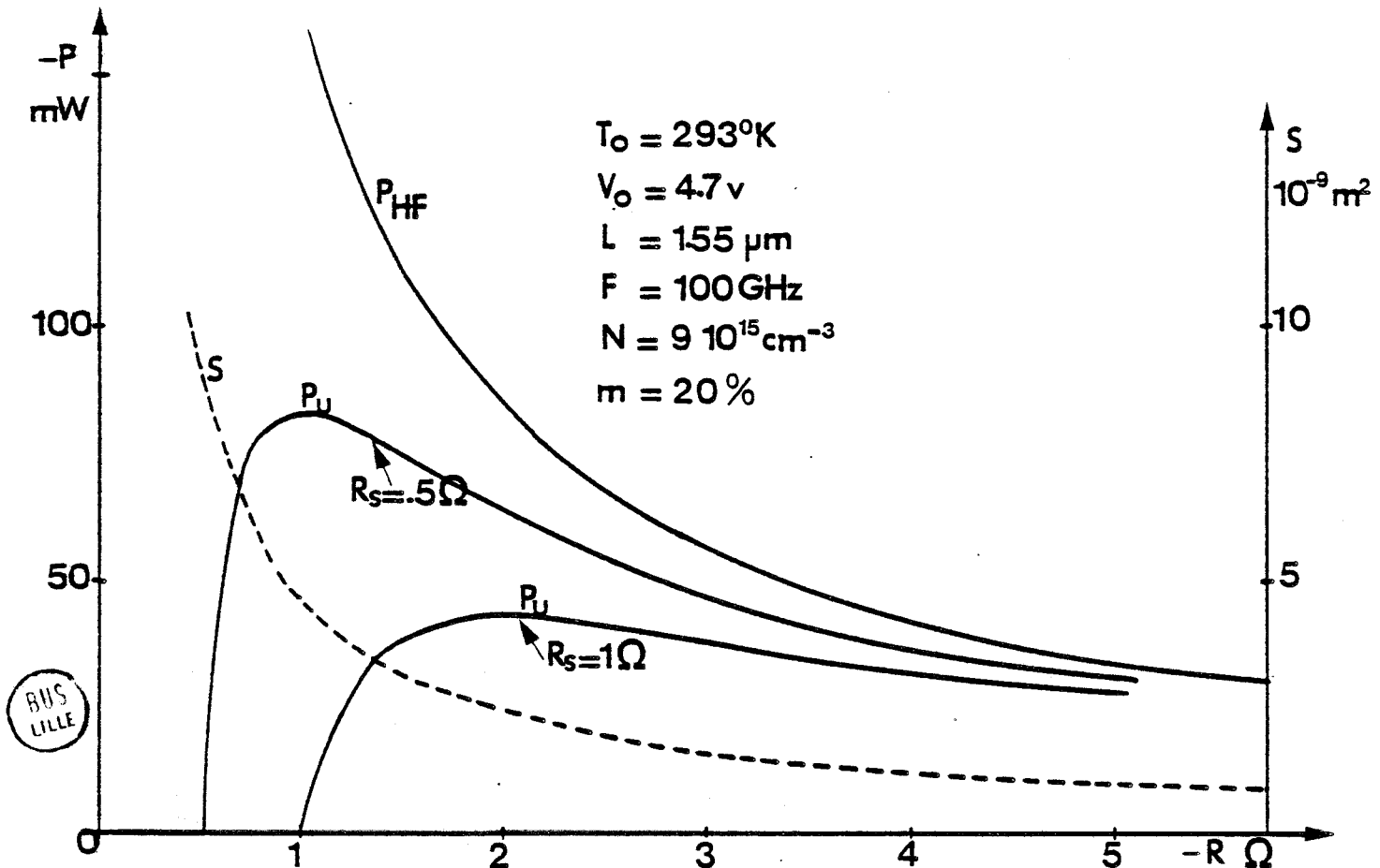


Figure 47 : Influence des pertes du circuit sur la puissance utile.

la puissance utile $P_u = P_{HF} \left(1 - \frac{R_s}{R}\right)$, pour différentes valeurs de la résistance de pertes du circuit R_s , en fonction de la résistance négative présentée par le composant, et pour deux valeurs du niveau du signal hyperfréquence. Signalons immédiatement que les courbes données ici n'ont qu'une valeur indicative. En effet, nous avons obtenu les variations de la résistance R du composant en faisant varier la section S , toutes choses étant égales par ailleurs. Ceci n'est pas rigoureusement exact, dans la mesure où les variations de la section du composant devraient entraîner des variations de la température de fonctionnement de celui-ci, donc des modifications du régime de fonctionnement et de ses performances. Nous n'avons voulu montrer ici que l'influence des pertes du circuit hyperfréquence. Le problème des pertes hyperfréquences se posera en effet toujours dans les mêmes termes, puisque l'allure de la courbe $R(S)$ restera sensiblement la même.

Nous voyons donc sur les courbes des figures 46 et 47 que le choix du point de fonctionnement optimal sera fonction des pertes du circuit hyperfréquence ; en outre, ce point de fonctionnement imposera une valeur de la section S du composant.

CONCLUSION

Nous avons montré l'existence d'une mobilité différentielle négative induite par les effets de relaxation, effets qui se manifestent en particulier dans la zone morte du composant. Cette zone devient ainsi nécessaire à l'induction d'un mode fondamental à temps de transit, basé sur la propagation de couches d'accumulation.

Nous avons de plus montré que ce mode à couches d'accumulation et à temps de transit est un mode de fonctionnement à large bande de fréquence. En outre, la plage de fréquence utilisable peut être notablement augmentée par le choix d'une tension de polarisation appropriée.

Nous avons par ailleurs mis en évidence l'existence d'un compromis entre la puissance utile et la résistance présentée par le composant, compte tenu des pertes du circuit hyperfréquence.

2.2 - Etude quantitative des propriétés des dispositifs à transfert électronique dans des régimes de fonctionnement réalistes

Le point de fonctionnement retenu par l'utilisateur impose une valeur de la section du composant. Le choix de cette section impose une température de fonctionnement du composant, compte tenu de paramètres technologiques (la résistance thermique en particulier). Nous avons vu, en régime statique, l'importance des variations de la température de fonctionnement sur les caractéristiques du dispositif ; il semble donc indispensable d'étudier l'influence des variations de température sur le comportement du dispositif en régime dynamique. Cette étude fait l'objet du présent paragraphe.

2.2.1 - Choix des conditions optimales de fonctionnement

Pour obtenir les performances réelles des dispositifs intégrés dans un circuit de charge, nous devons en fait tenir compte de plusieurs paramètres, étroitement liés, et qui peuvent être répartis de la façon suivante :

- * Les paramètres dépendant du composant :
 - la résistance thermique R_{TH}
 - la section S du composant
 - la température de fonctionnement T

- * Les paramètres liés au circuit de charge :
 - les pertes, que nous traduirons de façon classique par une résistance série R_S
 - l'impédance minimale adaptable

- * Les paramètres extérieurs
 - la température ambiante T_a
 - la polarisation (P_0, I_0)

Comme nous l'avons illustré en régime statique, les performances du dispositif sont essentiellement dépendantes de la température de fonctionnement du composant. Cette dernière est elle-même fonction de la température ambiante T_a et de la puissance continue P_0 dissipée dans le composant :

$$T = T_a + P_0 \cdot R_{TH}$$

ce que nous pouvons encore écrire

$$T = T_a + V_0 \cdot J_0 \cdot S \cdot R_{TH}$$

La contribution majeure à la résistance thermique est celle d'une résistance de constriction ; nous pouvons donc avec une bonne approximation considérer la résistance thermique R_{TH} comme étant sensiblement inversement proportionnelle au diamètre du composant, c'est-à-dire de la forme :

$$R_{TH} = k/\sqrt{S}$$

Nous avons choisi pour la résistance thermique des valeurs réalistes, à partir des données expérimentales [2], [10] :

$$R_{TH} = 30^\circ \text{ C/W pour } \varnothing = 70 \text{ } \mu\text{m}$$

$$k = 1,9 \cdot 10^{-3}$$

Dans le cas général, nous pouvons donc écrire :

$$T - T_a = V_0 \cdot J_0(T) \cdot k \cdot \sqrt{S}$$

puisque nous avons montré, en régime statique, que la densité de courant continu J_0 est une fonction fortement dépendante de la température.

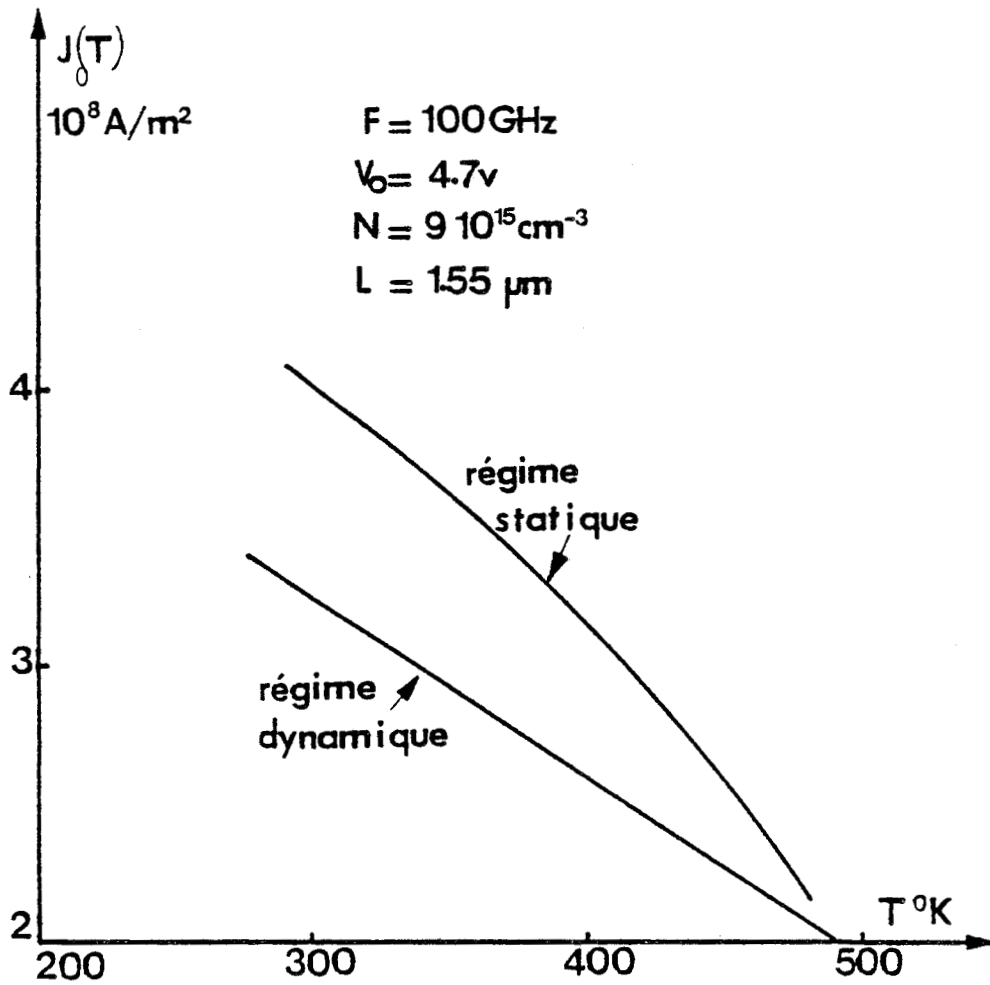


Figure 48 : Evolution de la composante continue de la densité de courant J_0 en fonction de la température.

A titre d'exemple, nous donnons, sur la figure 48, l'évolution de la composante continue de la densité de courant J_0 , en fonction de la température, en régime dynamique, pour le composant étudié dans toute cette première partie. Nous donnons également, pour comparaison, la courbe qui avait été obtenue en régime statique. Nous constatons tout d'abord, que la composante continue de la densité de courant en régime dynamique, à une température T donnée, est inférieure à celle obtenue en régime statique. Ceci est tout à fait naturel ; il s'agit là de la manifestation de l'effet de mobilité différentielle négative. Nous remarquons ensuite que nous pouvons, avec une bonne approximation, dans le cas considéré ici, écrire :

$$J_0(T) = J_0(T_0) - a(T - T_0)$$

avec : $J_0(T_0) = J_0(300^\circ \text{ K}) = 3.3 \cdot 10^8 \text{ A/m}^2$

et $a \approx 0.65 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2/^\circ\text{C}$

Ceci nous permet d'exprimer la température de fonctionnement du composant en fonction de la température ambiante T_a et de la section S :

$$T = \frac{k V_0 \sqrt{S} J_0(T_0) + T_a + a k V_0 \sqrt{S} T_0}{1 + a k V_0 \sqrt{S}}$$

où $k = 1.9 \cdot 10^{-3}$

si l'on prend $R_{TH} = 30^\circ \text{ C/W}$ pour $\phi = 70 \text{ } \mu\text{m}$ ($S \approx 4 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2$).

Nous pouvons donc tracer l'évolution de la température de fonctionnement T en fonction de la section S , à température ambiante T_a constante (cf. figure 49). Nous constatons que l'évolution obtenue s'écarte notablement de la loi en \sqrt{S} couramment admise (courbe en pointillés).

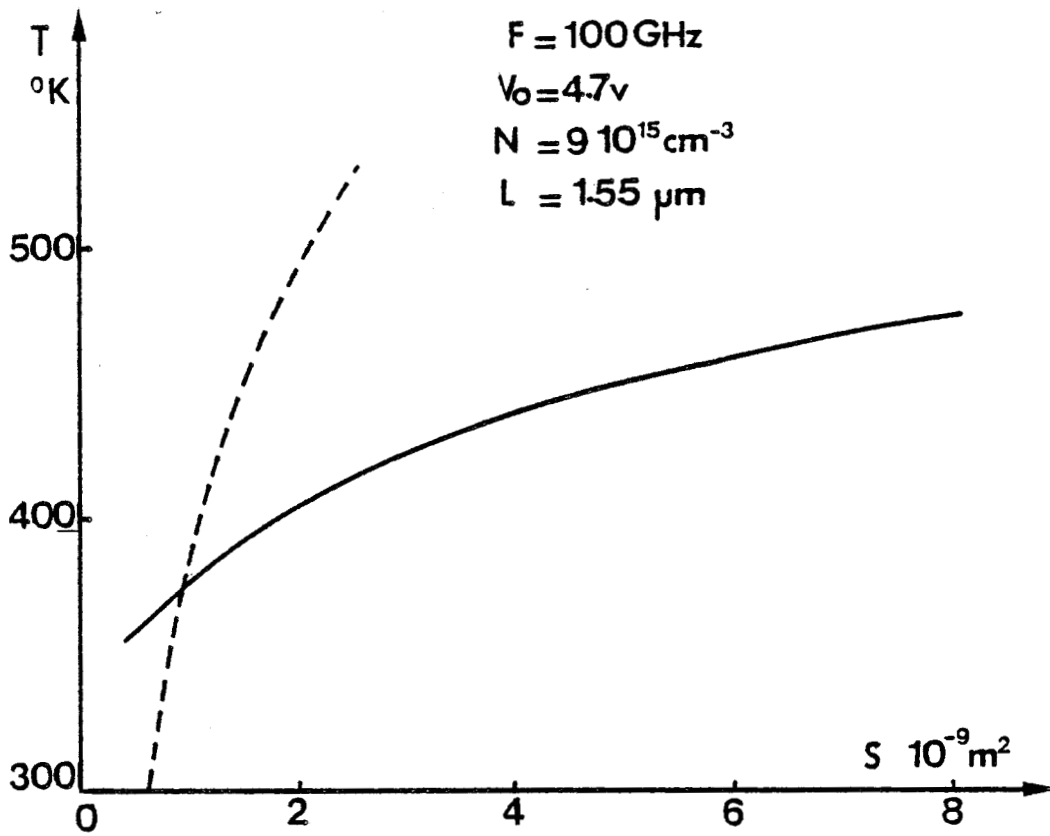


Figure 49 : Evolution de la température de fonctionnement T en fonction de la section du composant.

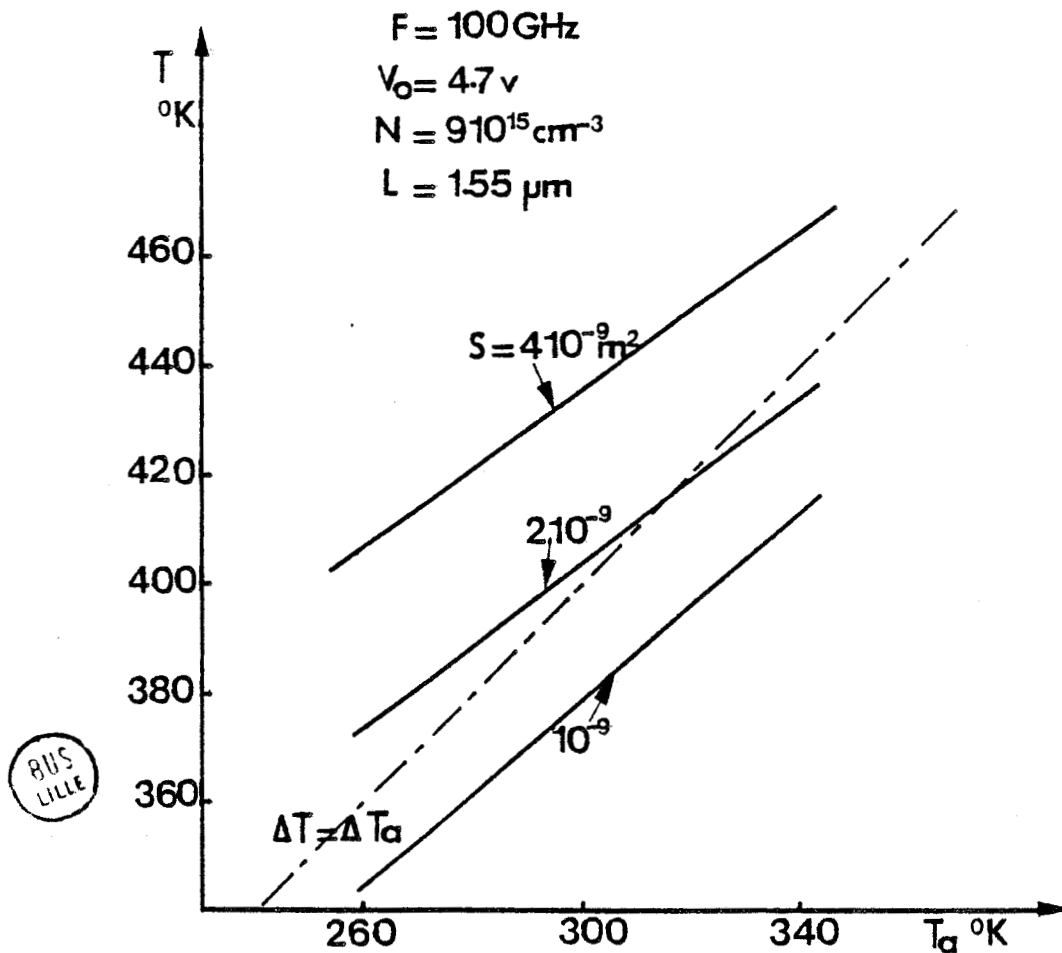


Figure 50 : Evolutions de la température de fonctionnement T en fonction de la température ambiante T_a ; paramètre S .

BUS
LILLE

Nous pouvons également tracer l'évolution de la température de fonctionnement T en fonction de la température ambiante T_a , à surface S constante (cf. figure 50). Nous observons que ces courbes ont une pente $\frac{\Delta T}{\Delta T_a}$ inférieure à 1, ce qui traduit le fait que la composante continue de la densité de courant a tendance à diminuer lorsque la température a tendance à augmenter (cf. régime statique page 49).

Ce cas particulier illustre donc clairement le compromis important existant entre les performances hyperfréquences, la température de fonctionnement et la surface du composant.

La configuration du circuit hyperfréquence interviendra quant à elle à deux niveaux :

- * elle détermine, d'une part, l'impédance minimale qui pourra être adaptée, c'est-à-dire encore la puissance maximale qui pourra être émise par le composant (cf. figures 46 et 47, $P_{HF}(R)$)
- * d'autre part, la résistance de pertes R_S impose la valeur de la résistance R du composant qui permet d'obtenir une puissance utile maximale (cf. figures 46 et 47, $P_u(R)$). Par conséquent, les pertes imposent la section optimale S du composant.

Pour obtenir les performances des composants dans des conditions réalistes, nous nous sommes donc fixés un ordre de grandeur typique de ces différents paramètres ; nous avons été aidés en-celà par les informations recueillies auprès de la THOMSON d'une part [10], et de PLESSEY d'autre part [2].

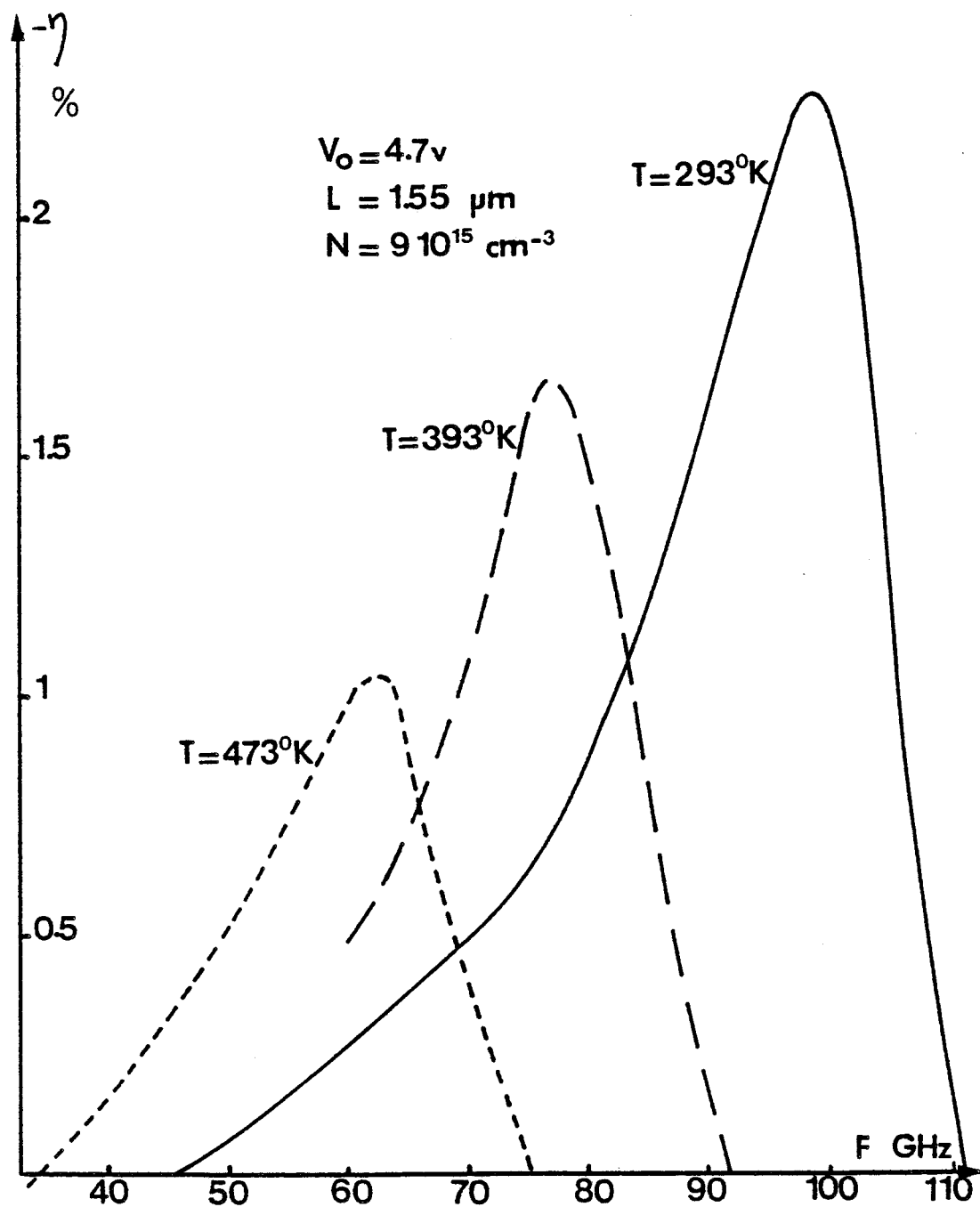


Figure 51 : Influence de la température sur la fréquence du mode fondamental.

Par la suite nous nous placerons donc dans les conditions suivantes :

- $R_{TH} = 30^\circ \text{ C/W}$ pour $\phi = 70 \text{ }\mu\text{m}$
soit encore $R_{TH} = \frac{1.9 \cdot 10^{-3}}{\sqrt{S}} \text{ }^\circ \text{ C/W}$,
- $R_{min} = \text{Résistance minimale adaptable} = 5 \text{ }\Omega$,
- $X_{min} = \text{Réactance minimale adaptable} = 5 \text{ }\Omega$,
- $R_S = \text{Résistance de pertes du circuit hyperfréquence} = 0.75 \text{ }\Omega$,
- T variant de 120 à 200° C .

Remarque :

Les valeurs choisies pour l'impédance minimale adaptable (R_{min} et X_{min}) correspondent à celles couramment obtenues avec un circuit à "cap" (cf. Chapitre 5). En effet, ces circuits ne permettent pas facilement l'adaptation d'une très faible réactance.

On peut cependant envisager, en particulier dans le cas de composants fonctionnant en mode fondamental, l'utilisation d'autres circuits permettant l'adaptation d'impédances plus faibles, donc l'obtention de puissances et rendements utiles plus élevés.

2.2.2 - Influence de la température. Différents régimes de fonctionnement possibles

a) Influence de la température sur la fréquence du mode fondamental

Nous présentons, sur la figure 51, l'évolution fréquentielle du rendement émis par le composant en fonction de la température. Nous observons que pour un composant de longueur donnée, la fréquence de transit optimale en mode fondamental diminue lorsque la température

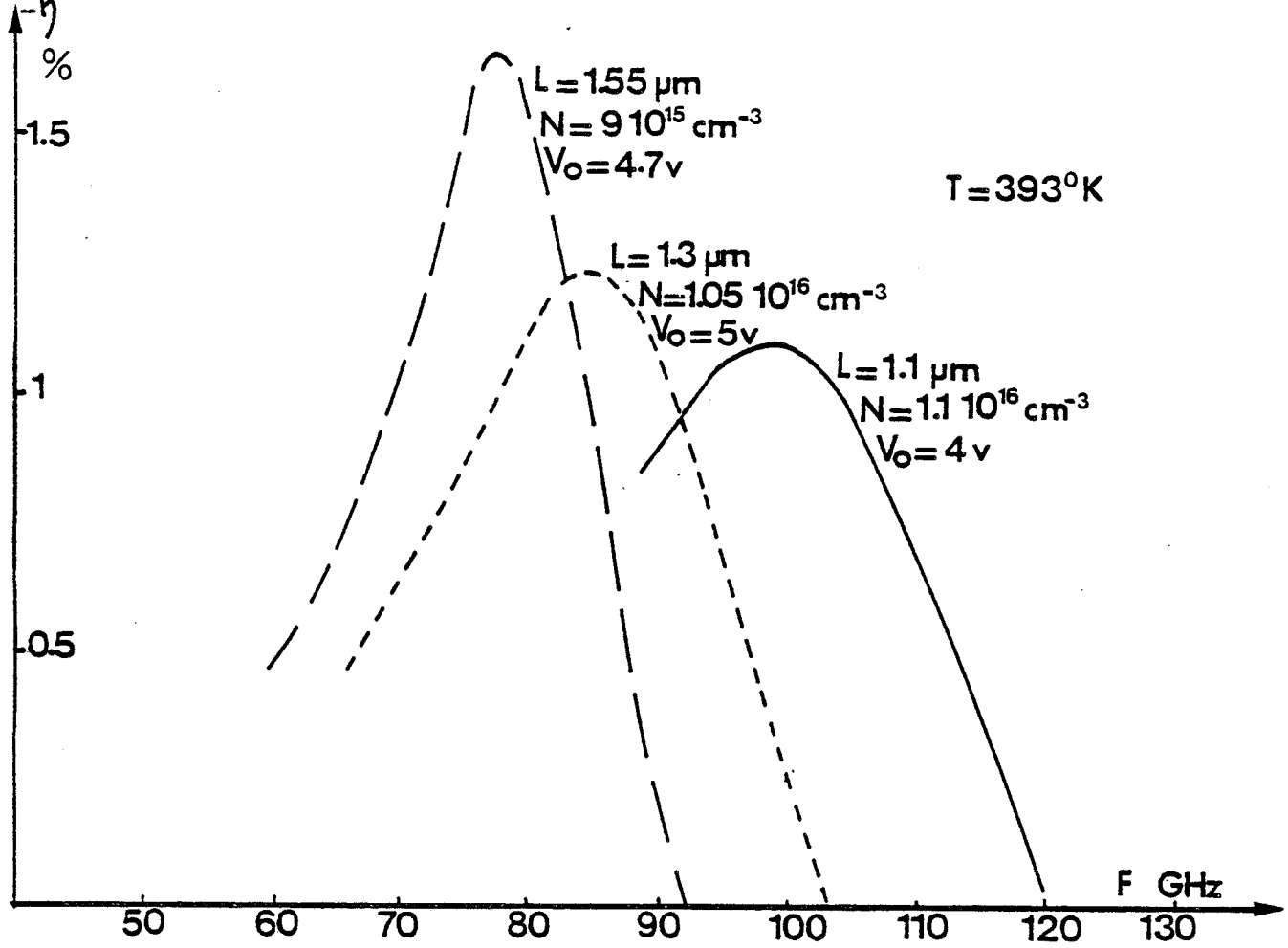


Figure 52 : Influence de la température et de la longueur du composant sur la fréquence de transit optimale en mode fondamental.

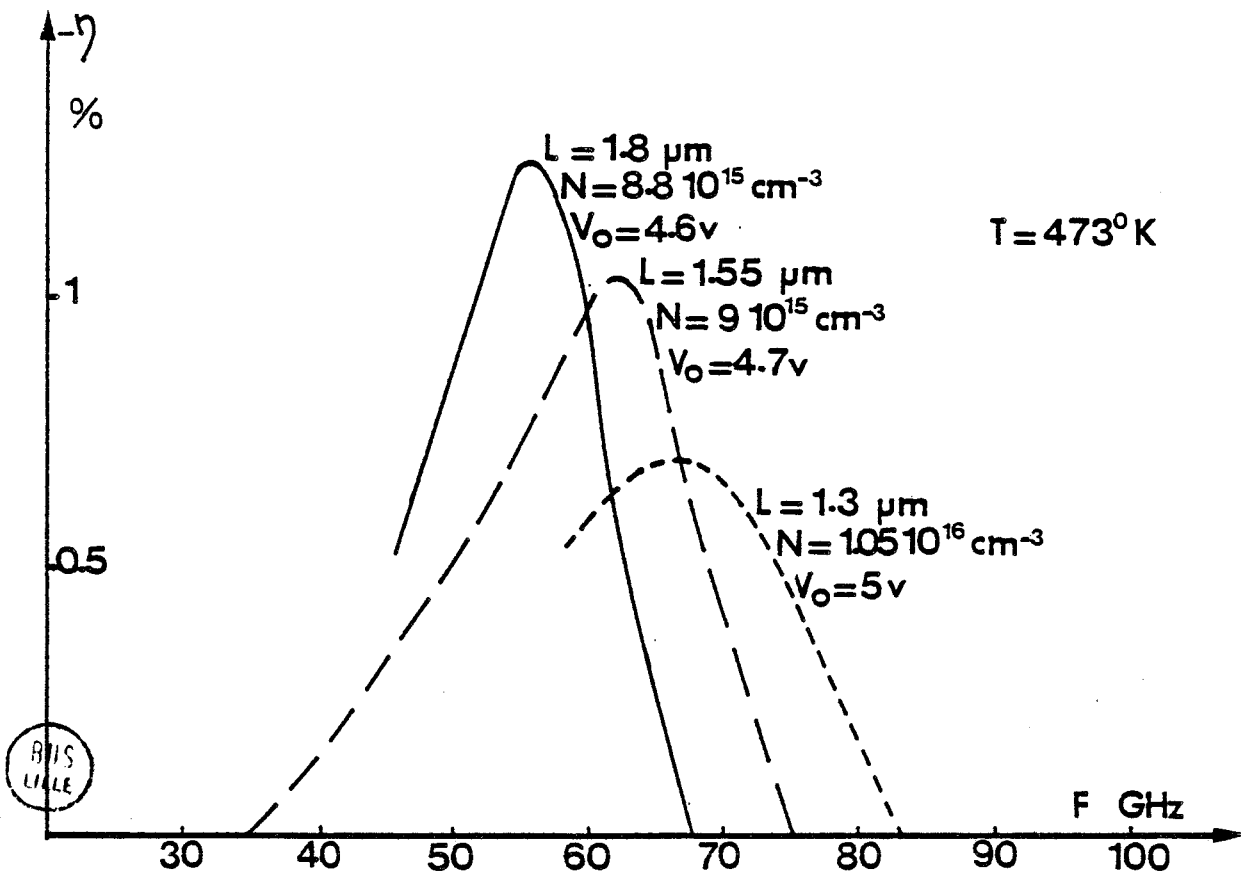


Figure 53 : Influence de la température et de la longueur du composant sur la fréquence de transit optimale en mode fondamental.

augmente. Ceci est tout à fait naturel puisque nous avons montré, au cours de l'étude en régime statique, que la longueur de la zone morte du composant, ainsi que la vitesse moyenne de dérive des porteurs, diminuaient lorsque la température augmentait ; ces deux effets se conjuguent pour diminuer la fréquence de transit optimale en mode fondamental déterminée sensiblement par $f = v/L$ (où L est la longueur de la zone active du composant).

Les figures 52 et 53 montrent quelles seraient les fréquences de transit optimales en mode fondamental de composants dont la longueur de la zone N varie de 1,1 à 1,8 μm , dans les conditions (tension de polarisation, taux de modulation, niveau de dopage de la zone N, température) indiquées sur ces figures. Remarquons plus spécialement que :

- * la longueur optimale pour un fonctionnement en mode fondamental à 100 GHz est de l'ordre de 1,1 μm , pour une température de fonctionnement voisine de 120° C,
- * les composants de 1,8 μm de zone N correspondent sensiblement à une fréquence optimale de 50 GHz pour une température de fonctionnement voisine de 200° C.

b) Existence de modes harmoniques

Les courbes précédentes montrent très clairement que les composants de longueur proche de 1,8 μm ne peuvent pas fonctionner en mode fondamental au voisinage de 100 GHz pour des températures de fonctionnement réalistes (de l'ordre de 120 à 250° C). Or ces composants fonctionnent en pratique au voisinage de 100 GHz, mais avec génération simultanée de puissance à 50 GHz et à 100 GHz ; ces observations expérimentales ont conduit de nombreux auteurs à conclure que ces composants fonctionnaient en mode harmonique [1], [2], [8].

C'est ce type de fonctionnement que nous avons simulé en imposant aux bornes du composant une tension de la forme :

$$V(t) = V_0 (1 + m_1 \sin \omega_1 t + m_2 \sin (2 \omega_1 t + \phi))$$

Les résultats de cette étude sont résumés sur les figures 54 à 57; pour un composant ayant les caractéristiques suivantes :

- longueur de la zone N : 1,8 μm
- niveau de dopage de la zone N : $9 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
- tension de polarisation : $V_0 = 4,6 \text{ V}$
- fréquence fondamentale : 50 GHz
- fréquence harmonique : 100 GHz
- température de fonctionnement : 120 à 200° C

Les courbes de la figure 54 illustrent les évolutions de la puissance émise P_2 et de la résistance R_2 présentée par le composant (normalisées par rapport à sa section S), à 100 GHz, en fonction de l'amplitude de la composante de tension à 50 GHz (m_1). Ces courbes montrent que la puissance et la résistance à la fréquence de sortie augmentent presque linéairement avec le niveau du signal à la fréquence fondamentale. Nous constatons également qu'il existe un seuil de niveau du signal à 50 GHz, en-dessous duquel le composant ne peut générer de puissance à la fréquence harmonique (dans le cas présent, il faut $m_1 > 25\%$). Il s'agit donc bien d'un régime de fonctionnement harmonique, mais nous insistons sur le fait que ce régime est de même nature fondamentale que celui décrit précédemment (à savoir : propagation de couches d'accumulation) (cf. figure 55). Remarquons par ailleurs que si les niveaux de puissance et de résistance à la fréquence harmonique de sortie augmentent avec l'amplitude de la composante de tension à la fréquence fondamentale, il n'en va pas de même de leur dépendance vis-à-vis de la puissance émise par le composant à la fréquence fondamentale. Le dispositif se comporte comme un oscillateur pompé par sous-harmonique. Nous donnons, en outre, sur la figure 56, les évolutions de la puissance émise P_1 et de la résistance R_1 à la fréquence fondamentale (50 GHz), en fonction de l'amplitude de la composante de tension à cette même fréquence (m_1). Ces évolutions sont tout à fait similaires à celles décrites précédemment (cf. page 60) et sont caractéristiques de ce mode de fonctionnement fondamental.

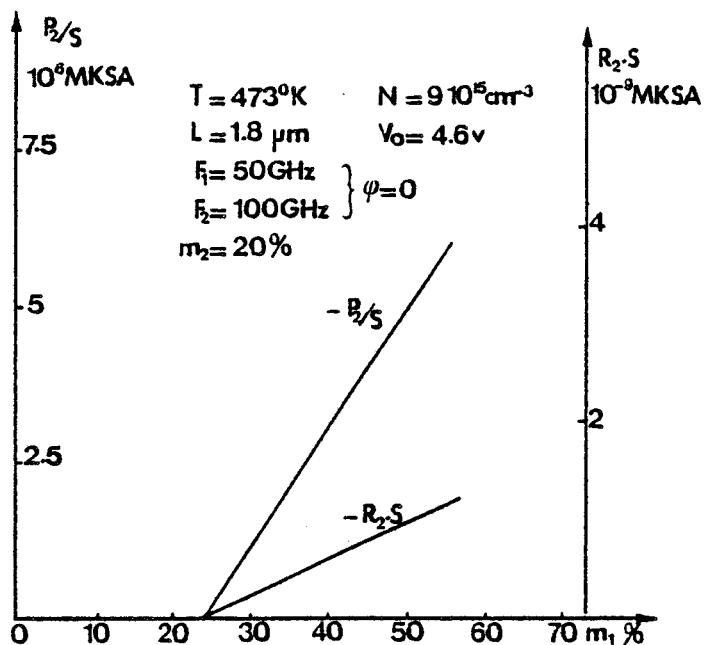


Figure 54 : Puissance émise P_2 et résistance R_2 (normalisées par rapport à la section du composant) à 100 GHz, en fonction de l'amplitude de la composante de tension à 50 GHz (m_1).

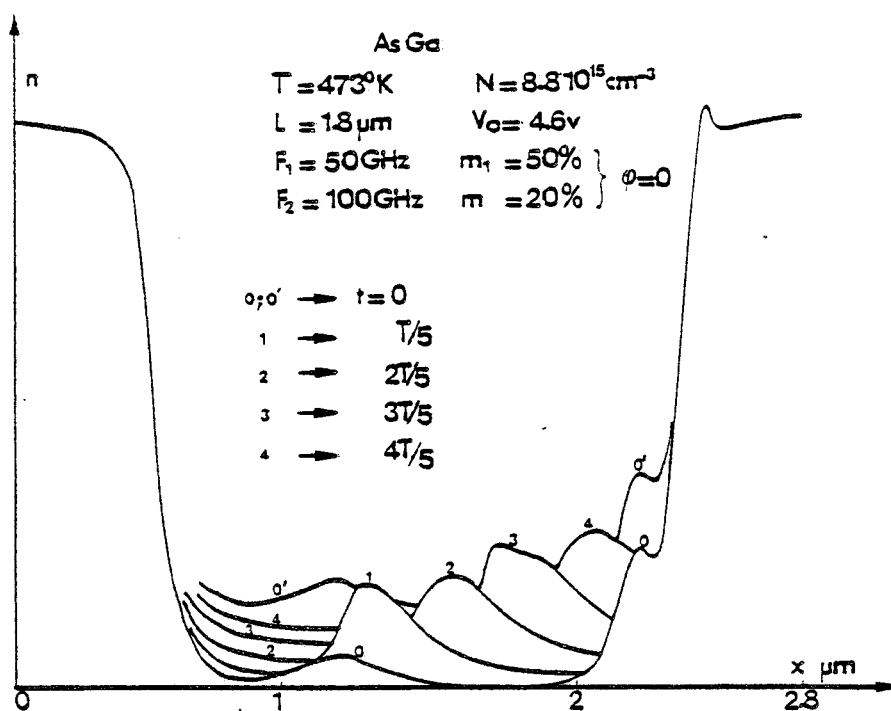


Figure 55 : Fonctionnement en régime harmonique: évolutions spatiales de la concentration de porteurs libres n à différents instants de la période du signal hyperfréquence à 50 GHz.

BUS
LILLE

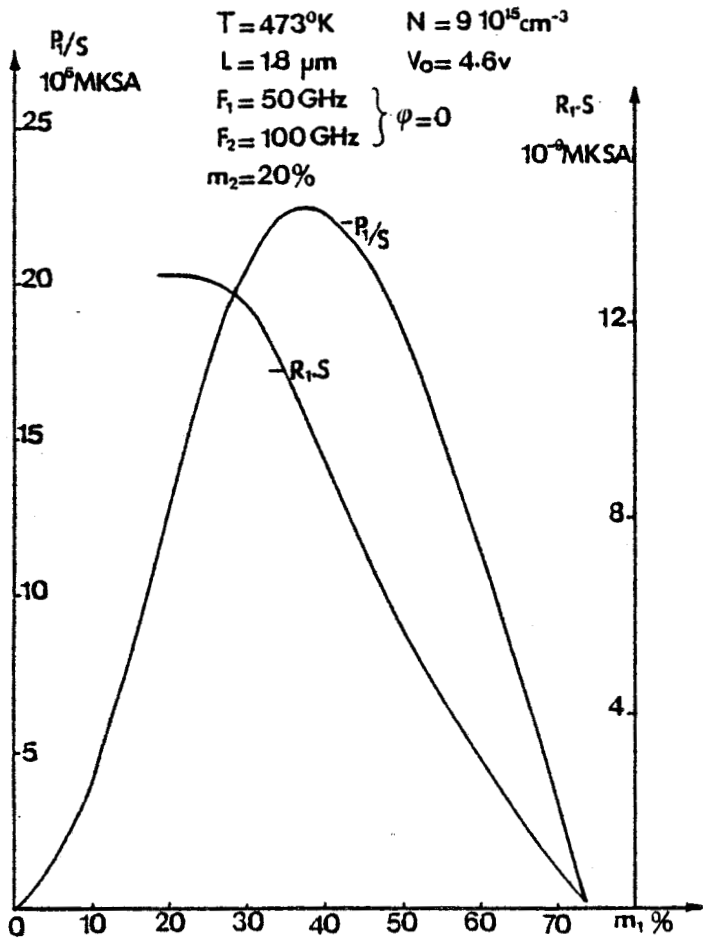


Figure 56 : Puissance émise

P_1 et résistance R_1 (normalisées par rapport à la section S), à 50 GHz, en fonction de l'amplitude de la composante de tension à 50 GHz (m_1).

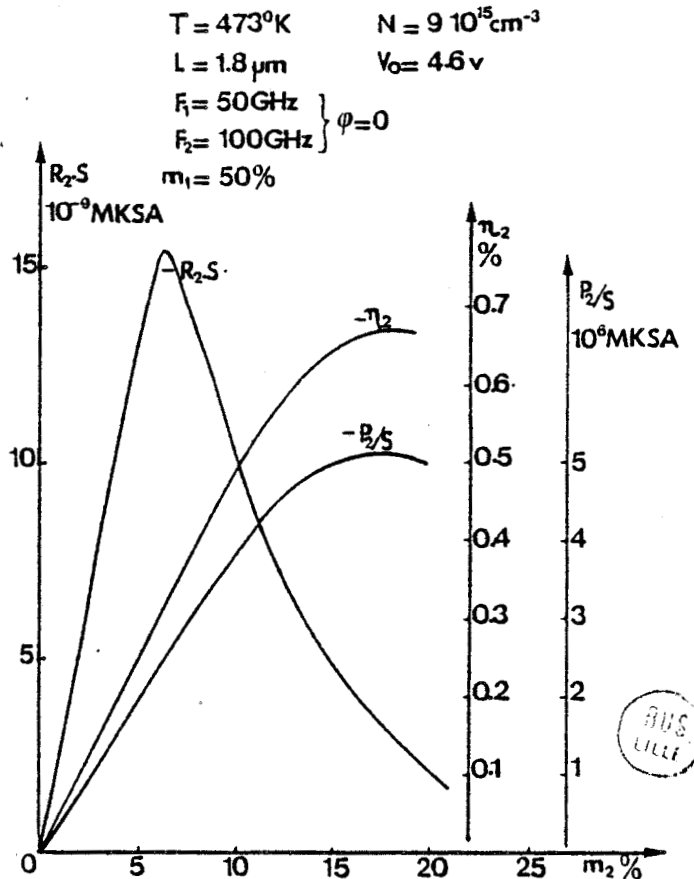


Figure 57 : Puissance émise P_2 et résistance R_2 (normalisées par rapport à la section S), à 100 GHz, en fonction de l'amplitude de la composante de tension à 100 GHz (m_2).



Si nous considérons maintenant la figure 57, nous remarquons qu'une caractéristique principale de ce régime de fonctionnement est l'évolution très critique de la résistance présentée par le composant à la fréquence de sortie en fonction de l'amplitude de la composante de tension à cette fréquence. La nécessité pratique de garder des niveaux de résistance négative suffisamment élevés va donc considérablement limiter l'amplitude de la composante de tension à 100 GHz et par là même le niveau de la puissance de sortie émise.

Nous constatons donc que la seule possibilité d'extraire de la puissance à 100 GHz d'un composant de longueur voisine de $1,8 \mu\text{m}$ est de l'utiliser en régime harmonique. Cependant, les performances obtenues avec ce régime de fonctionnement sont limitées. En effet, si nous nous plaçons dans un cas réaliste et prenons pour les différents paramètres les valeurs indiquées précédemment, nous obtenons :

- pour un composant de structure $N^+ N N^+$
 - de longueur de zone $N \# 2.0 \mu\text{m}$
 - de niveau de dopage $\# 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
 - de section $S \# 4 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2$
- pour une fréquence F_2 égale à 100 GHz
- pour le point de polarisation :

$$V_0 = 5.0 \text{ V} \qquad I_0 = 850 \text{ mA}$$

- les résultats suivants :

$$P_u \# 30 \text{ mW} \qquad \eta_u = 0,7 \%$$

Nous voyons donc que les niveaux de puissance obtenus à la fréquence de sortie (100 GHz) sont assez faibles et associés à des rendements très faibles. Nous pouvons remarquer que ces résultats typiques sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux que nous avons

obtenus et ceux publiés par ailleurs (les composants utilisés à l'heure actuelle en gamme millimétrique fonctionnent en régime harmonique), [1], [8], [9].

Nous ne pouvons pas espérer améliorer notablement ces performances par une augmentation du niveau de dopage de la zone N, car pour des composants de cette longueur, le produit $N \cdot L$ critique reste assez faible (de l'ordre de 210^{12} cm^{-2}).

Par ailleurs, une solution classique pour réaliser des sources puissantes à l'aide de ces dispositifs est d'associer plusieurs composants. L'une des techniques les plus utilisées pour l'association de ces composants en vue d'ajouter leurs puissances est de les coupler à un même circuit résonant, imposant la fréquence de sortie, et faisant partie intégrante du circuit de charge. Toutefois, l'expérience a montré que cette technique s'avère plus critique voire même impossible lorsque les composants fonctionnent en régime harmonique.

Ces résultats limités nous ont incités à étudier plus en détail le fonctionnement de ces dispositifs en mode fondamental à 100 GHz, en vue de chiffrer leurs performances potentielles dans des configurations optimales.

2.2.3 - Choix des structures et des conditions de fonctionnement optimales en mode fondamental

a) Importance du choix du produit $N \cdot L$ en mode fondamental

Comme nous l'avons déjà montré, un fonctionnement en mode fondamental à 100 GHz nécessite l'utilisation de composants de longueur de couche N faible. La diminution de la longueur de la zone active du composant a un effet néfaste sur le rendement de celui-ci. Mais cet inconvénient peut être largement compensé par la possibilité offerte dans ces conditions d'augmenter le niveau de dopage, puisque le produit $N \cdot L$ critique devient plus élevé (cf. page 58).

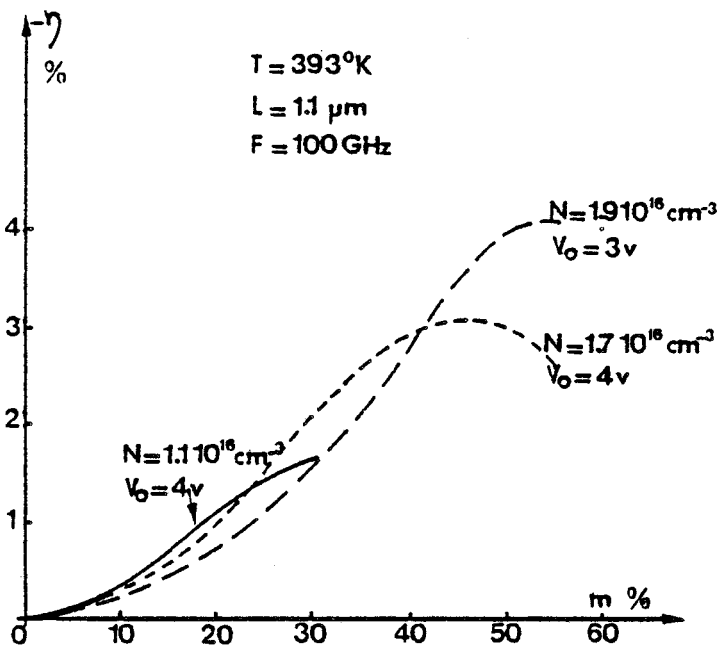


Figure 58 : Rendement émis

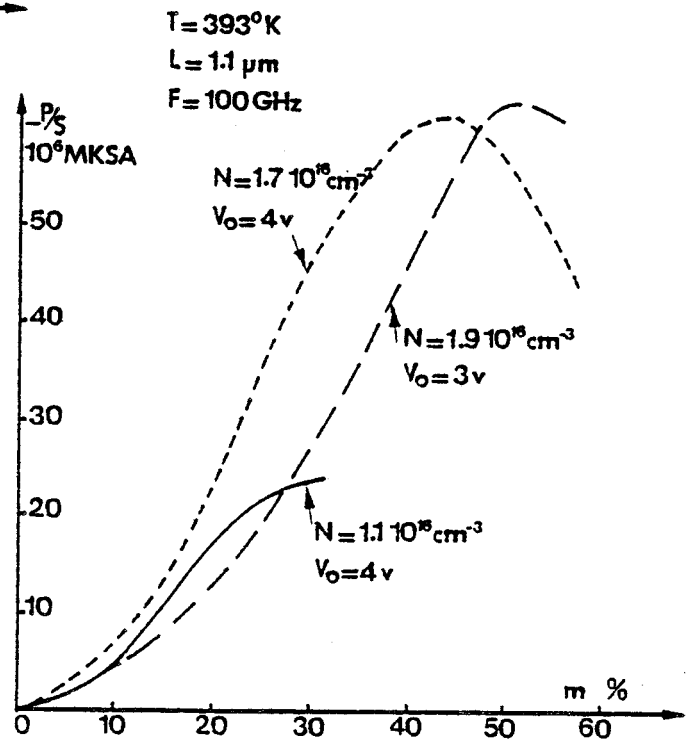


Figure 59 : Puissance émise P normalisée par rapport à la section du composant S.

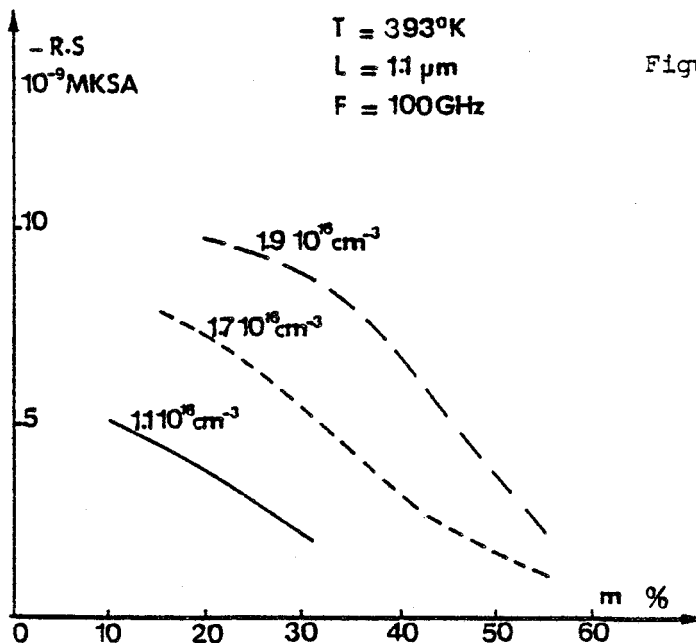


Figure 60:

Résistance R présentée par le composant, normalisée par rapport à la section du composant S.

Ceci est parfaitement illustré sur les figures 58, 59 et 60, où nous avons représenté les évolutions du rendement émis η , de la puissance émise P et de la résistance de sortie R (normalisées par rapport à la surface S), en fonction de l'amplitude de la composante de tension, et pour différentes valeurs du niveau de dopage N , à 100 GHz, pour un composant de longueur de couche N de $1,1 \mu\text{m}$, et fonctionnant au voisinage de 120°C .

Nous constatons que l'augmentation du niveau de dopage N de la zone active permet une augmentation de la résistance négative présentée par le composant, et donc des niveaux de signal hyperfréquence (m) plus élevés. Ceci conduit en particulier à l'augmentation de la puissance émise donc à l'obtention de rendements supérieurs, à niveau de résistance négative constant.

b) Résultats

Dans les mêmes conditions que précédemment, nous obtenons les résultats suivants :

- pour un composant de structure $N^+ N N^+$

de longueur de zone $N \# 1.1 \mu\text{m}$

de niveau de dopage $N \# 1.9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

de section $S \# 10^{-9} \text{ m}^2$

- pour le point de fonctionnement suivant :

$$V_0 = 3.0 \text{ V}$$

$$I_0 = 550 \text{ à } 600 \text{ mA}$$

- $P_u = 50 \text{ mW}$

$$\eta_u = 3.0 \%$$

CONCLUSION

Nous avons donc montré l'influence importante de la température sur le régime de fonctionnement du composant ainsi que sur le choix des structures et des conditions optimales.

En tenant compte de ce paramètre important nous avons pu mettre en évidence la possibilité d'utilisation de composants fonctionnant en mode fondamental à 100 GHz, ayant des performances hyperfréquences théoriques nettement supérieures à celles obtenues en régime harmonique.

Outre leurs performances intéressantes, de tels composants présenteraient l'avantage de se prêter beaucoup mieux que les composants fonctionnant en régime harmonique, à une association éventuelle en vue d'additionner leurs puissances.

 *
 * REFERENCES *
 *

- [1] J.G. ONDRIA
"Wide-band mechanically tunable W-band CW Gunn oscillator".
 AGARD Conference reprint n° 245.
 Millimeter and submillimeter wave propagation and circuits.
- [2] Communication privée PLESSEY
- [3] M.R. FRISCOURT
"Etude théorique et expérimentale de diodes Gunn en bande millimétrique".
 D.E.A., LILLE I, Octobre 1980.
- [4] R.K. COOK, J. FREY
"Diffusion effects and "ballistic transport" ".
 IEEE Trans. Elect. Dev., Vol. ED-28, n° 8, August 1981, pp. 951-953.
- [5] R. BOSCH, H.W. THIM
"Computer simulation of transferred-electron devices using the displaced maxwellian approach".
 IEEE Trans. Elect. Dev., Vol. ED-21, n° 1, January 1974, pp. 16-25.
- [6] D. JONES, H.D. REES
"Electron-relaxation effects in transferred-electron devices revealed by new simulation method".
 Elect. Lett., Vol. 8, n° 14, July 1972, pp. 363-364.
- [7] D. JONES, H.D. REES
"Accumulation transit-mode in transferred-electron oscillators".
 Elect. Lett., Vol. 8, n° 23, November 1972, pp. 566-567.

- [8] W.H. HAYDL
"Harmonic operation of GaAs millimeter wave transferred-electron devices".
Elect. Lett., Vol. 17, n° 22, October 1981, pp. 825-826.
- [9] H. BARTH
"A wide-band, backshort-tunable second harmonic W-band Gunn-oscillator".
A.E.G. - Telefunken.
- [10] THOMSON - DCM
Communication privée.

** CHAPITRE IV **

POSSIBILITES D'AMELIORATION DES PERFORMANCES
DES DISPOSITIFS A TRANSFERT ELECTRONIQUE
EN GAMME MILLIMETRIQUE

POSSIBILITES D'AMELIORATION DES PERFORMANCES
DES DISPOSITIFS A TRANSFERT ELECTRONIQUE
EN GAMME MILLIMETRIQUE

Le chapitre précédent nous a permis de mettre en évidence un certain nombre de phénomènes physiques expliquant l'existence de la mobilité différentielle négative induite dans un dispositif à transfert électronique à l'arséniure de gallium en gamme millimétrique.

En nous basant sur ces mécanismes physiques, nous allons ici présenter une brève étude semi-quantitative, dans laquelle nous essaierons de cerner les solutions envisageables pour l'amélioration des performances des dispositifs à transfert électronique en gamme millimétrique.

L'amélioration des performances de ces dispositifs peut concerner :

- d'une part, l'augmentation du rendement et de la puissance au voisinage de 100 GHz
- d'autre part, l'augmentation de la fréquence de fonctionnement.

Plusieurs solutions sont envisageables, et à étudier :

- l'utilisation de matériaux potentiellement plus performants que l'arséniure de gallium ;
- l'utilisation de modes de fonctionnement différents du mode fondamental à couches d'accumulation et à temps de transit, étudié jusqu'à présent ;

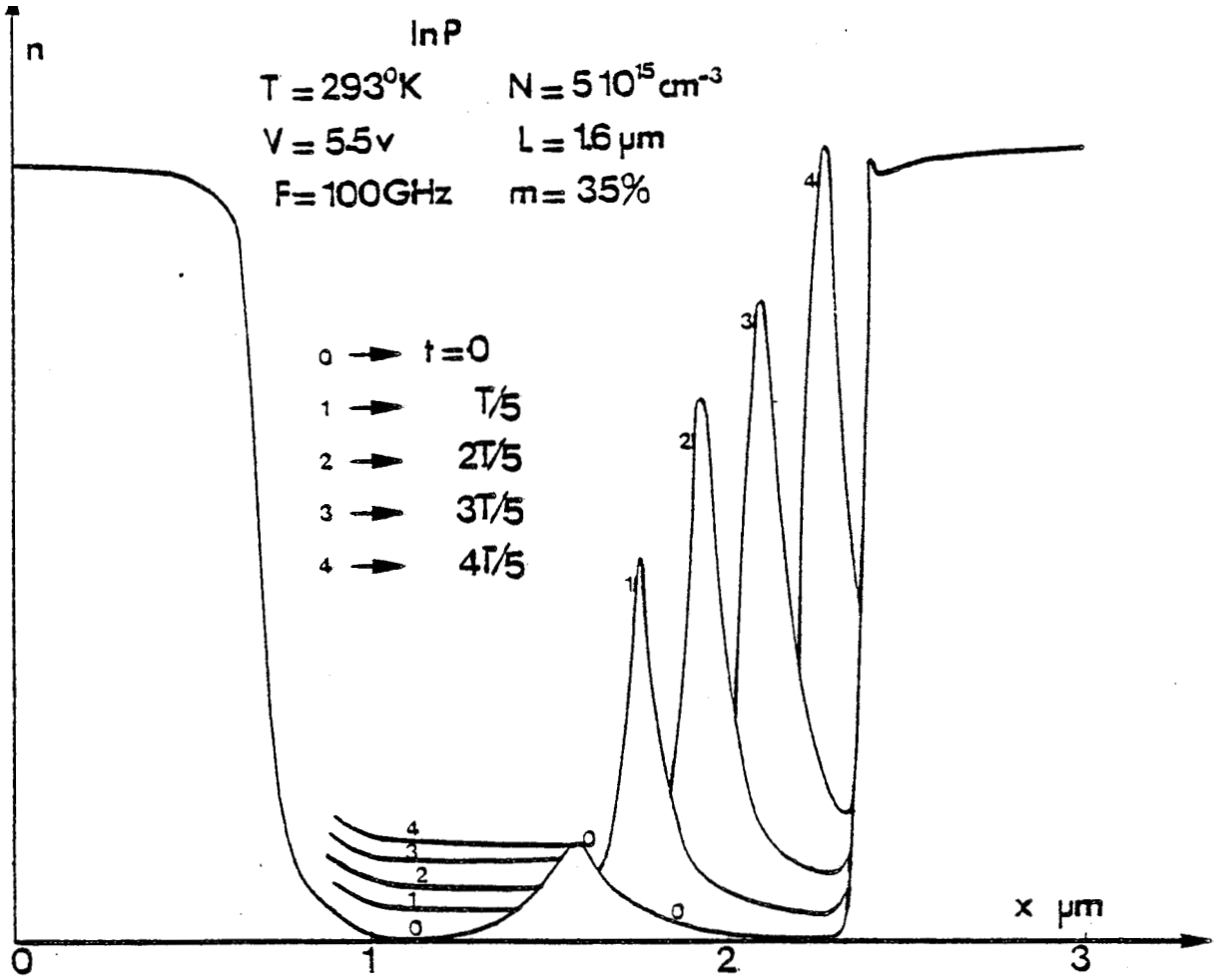


Figure 61 : Evolutions spatiales de la concentration de porteurs libres n , à différents instants de la période du signal hyperfréquence.

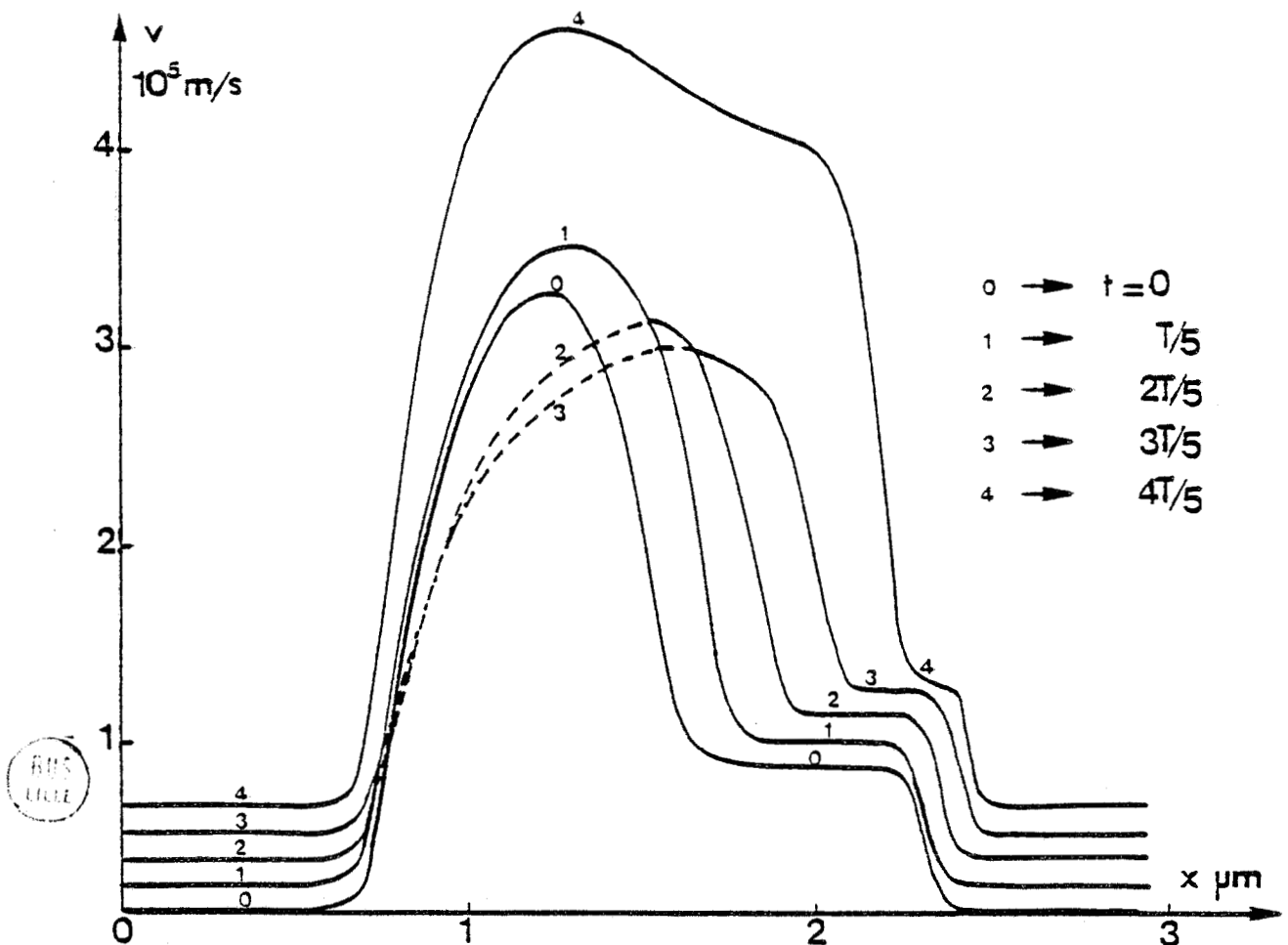


Figure 62 : Evolutions spatiales de la vitesse de dérive des porteurs v .

- l'amélioration des structures des composants existantes et la conception de nouvelles structures.

Nous allons maintenant développer, de façon semi-quantitative, ces quelques points.

4.1 - Utilisation de matériaux autres que l'arséniure de gallium

a) utilisation de l'InP

Nous avons montré, au cours de l'étude des limitations fréquentielles intrinsèques de l'effet de transfert électronique, que l'InP présentait, en effet de volume, des performances potentielles plus intéressantes que l'AsGa, tant au point de vue du rendement que de la fréquence de coupure intrinsèque de la mobilité différentielle négative (cf. Chapitre 2). Il paraît donc intéressant d'effectuer une étude d'optimisation des composants à l'InP comparable à celle réalisée pour l'AsGa.

Nous avons effectué une étude préliminaire, à température ambiante ($T \approx 300^\circ \text{K}$). De même que pour les composants à l'AsGa, l'influence prédominante des effets de relaxation se traduit par l'existence d'une mobilité différentielle négative induite. Cette dernière est à l'origine de l'existence d'un mode fondamental à couches d'accumulation et à temps de transit, comme nous pouvons l'observer sur les courbes des figures 61 et 62. Ces figures illustrent les évolutions spatiales de la concentration de porteurs libres n , et de la vitesse de dérive des porteurs v , à différents instants de la période d'un signal hyperfréquence à 100 GHz, pour un composant à l'InP de longueur $1,6 \mu\text{m}$, de niveau de dopage N voisin de $5 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$, et pour une tension de polarisation V_0 égale à 5,5 V.

* Nous pouvons tout d'abord remarquer que l'effet de mobilité différentielle négative induite par le phénomène de survitesse est plus important que dans le cas de l'AsGa. Les survitesses atteintes dans les composants à l'InP sont en effet plus importantes, comme nous pouvons l'observer sur la figure 62. Ceci est essentiellement dû au fait que la

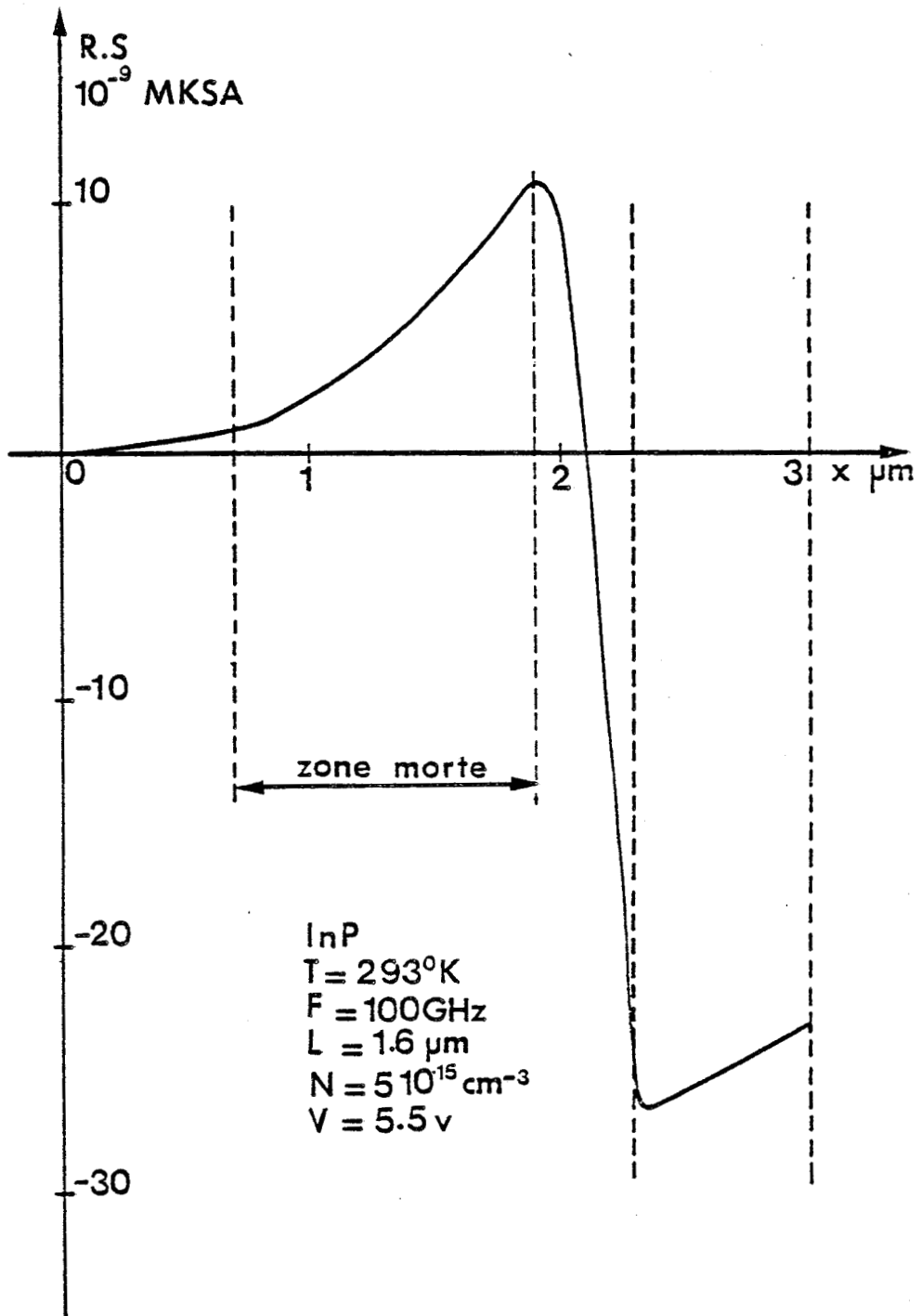


Figure 63 : Evolution spatiale de la résistance R normalisée par rapport à la section S du composant.

valeur de l'énergie de seuil ε_s dans l'InP est supérieure à celle de l'AsGa (0.59 eV au lieu de 0.33 eV). Par conséquent, le champ électrique doit atteindre des valeurs plus importantes avant que le transfert électronique intervallées n'ait lieu. De plus, le taux de décroissance de la mobilité en fonction de l'énergie est beaucoup moins important dans l'InP que dans l'AsGa (cf. Annexe 2).

* Cet effet pourrait se traduire par une zone morte de longueur plus importante dans l'InP que dans l'AsGa. Cependant, si nous observons la figure 63, où nous avons représenté l'évolution spatiale de la résistance R , normalisée par rapport à la section S du composant, nous voyons que la longueur de la zone morte n'est en fait que légèrement supérieure à celle observée dans l'AsGa.

Ceci peut s'expliquer par les considérations suivantes :

- le temps de relaxation de l'énergie dans l'InP est inférieur à celui observé dans l'AsGa (cf. Annexe 2).
- de plus, nous constatons que la tension de polarisation optimale pour les composants à l'InP est supérieure à celle obtenue pour les composants à l'AsGa (car le champ de seuil est plus important).

L'influence de la tension de polarisation V_0 sur la longueur de la zone morte est illustrée sur la figure 64, qui représente les évolutions spatiales de la vitesse de dérive des porteurs, en régime statique, pour différentes valeurs de V_0 . Nous voyons donc que ces deux effets favorisent une acquisition plus rapide de l'énergie dans l'InP.

* Si nous considérons maintenant la figure 65, qui représente les évolutions de la caractéristique statique stationnaire $v(E)$ pour l'AsGa et l'InP respectivement, nous constatons que pour les valeurs élevées que prend le champ électrique dans la zone voisine de l'anode, les vitesses limites dans chacun des matériaux sont sensiblement les mêmes.

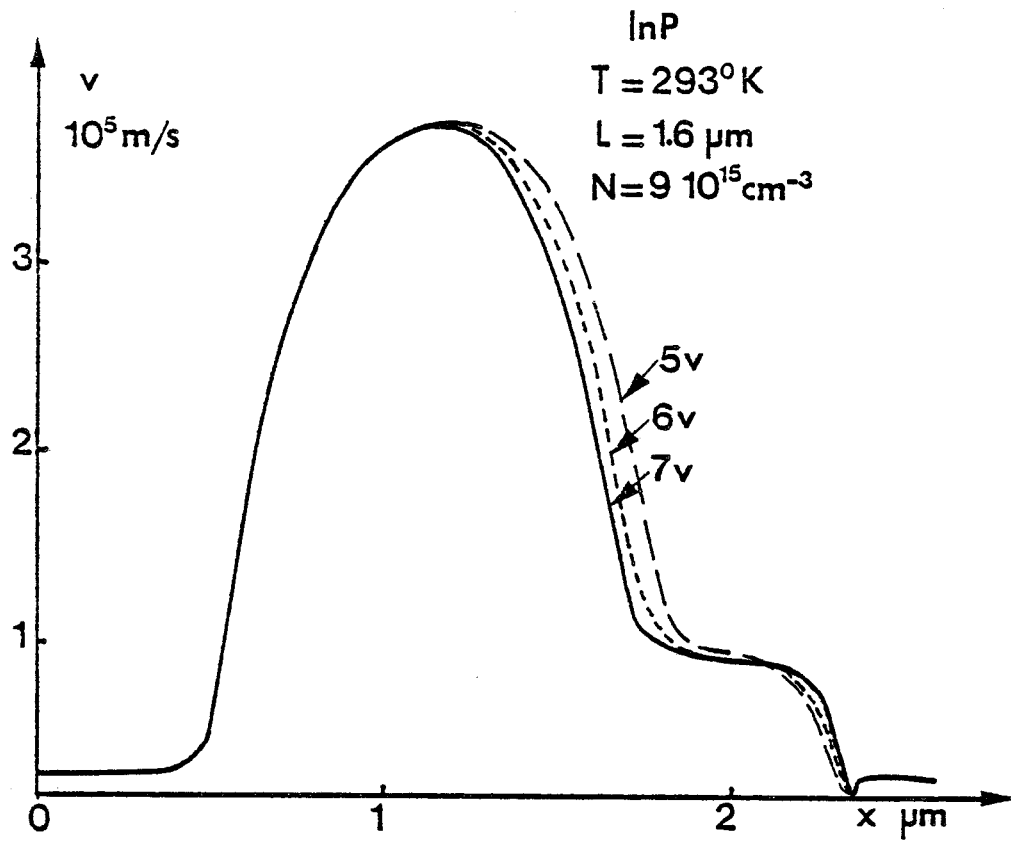


Figure 64: Influence de la tension de polarisation V_0 sur la longueur de la zone morte: évolutions spatiales de la vitesse de dérive des porteurs, en régime statique, pour plusieurs valeurs de V_0 .

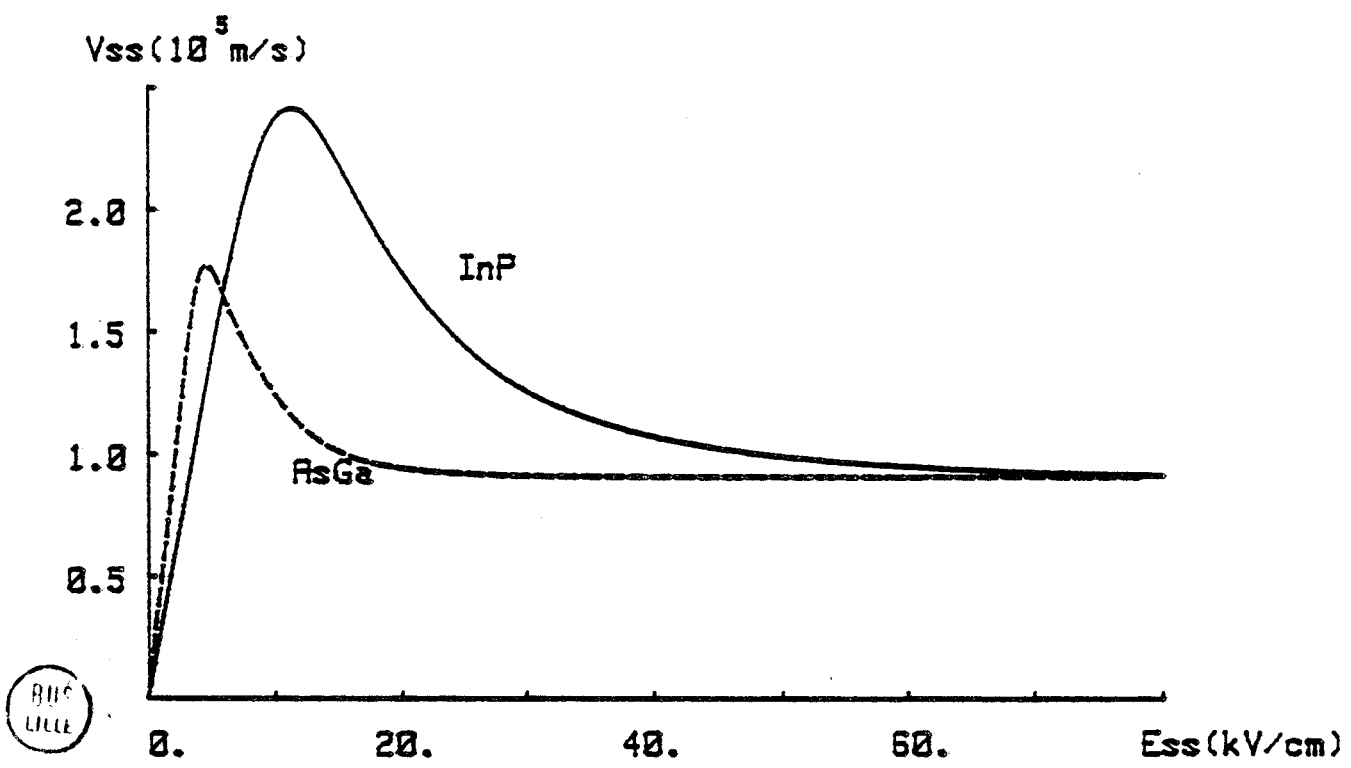


Figure 65: Evolutions comparées de la caractéristique statique stationnaire $v(E)$, de l'AsGa et de l'InP.

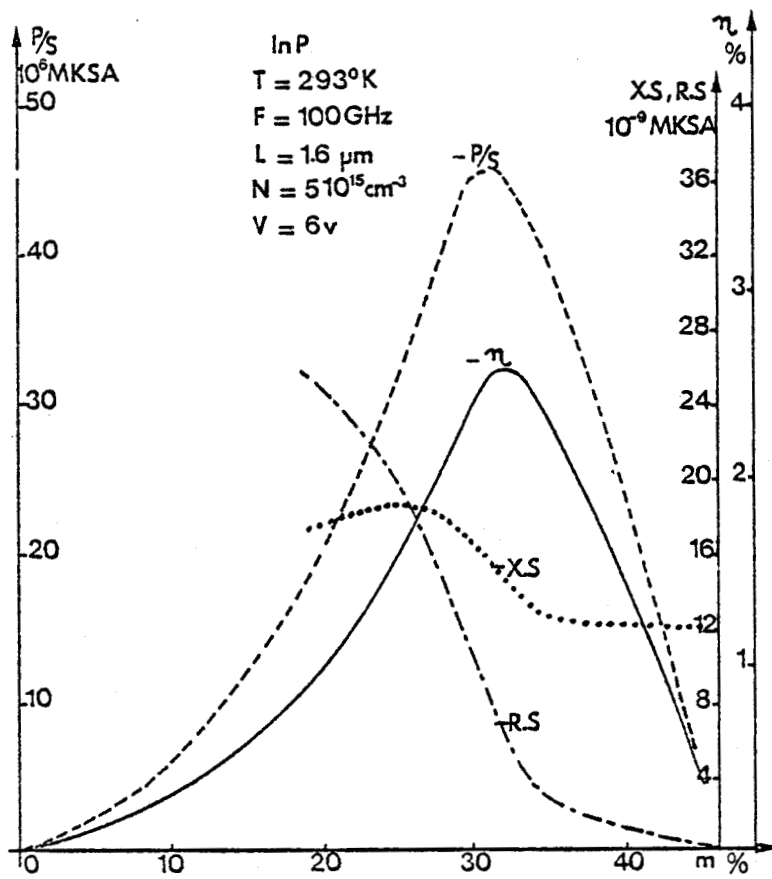


Figure 66 : Influence de l'amplitude de la composante de tension sur les performances du composant.

- puissance émise P normalisée par rapport à la section S ,
- impédance (R,X) " " "
- rendement η .

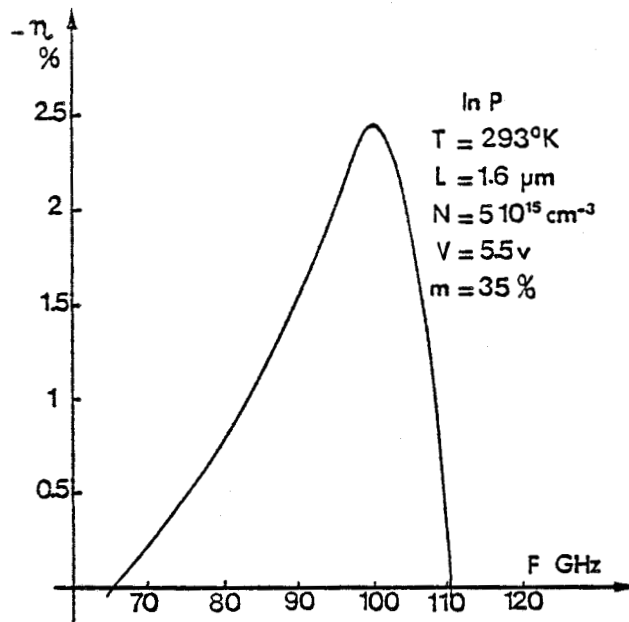


Figure 67 : Evolution fréquentielle du rendement η .



* Ces deux particularités : longueurs de zones mortes quasiment identiques et vitesses de propagation des couches d'accumulation peu différentes, conduisent à des longueurs optimales voisines dans l'AsGa et l'InP, pour un mode de fonctionnement à couche d'accumulation et à temps de transit.

* Par ailleurs, étant donné qu'il s'agit du même mode fondamental que celui rencontré dans l'AsGa, nous retrouvons les mêmes évolutions pour les grandeurs caractéristiques que celles précédemment décrites.

Ceci est illustré sur les figures 66 et 67 où nous avons représenté :

- les évolutions de la puissance émise P , de l'impédance présentée par le composant (R et X), normalisées par rapport à la surface S , et du rendement émis η , en fonction de l'amplitude de la tension hyperfréquence (figure 66) ;
- et l'évolution fréquentielle du rendement émis η (figure 67).

* Considérons maintenant les courbes de la figure 68, qui représentent les évolutions comparées de la puissance émise par le composant en fonction de la résistance négative présentée par celui-ci, pour l'AsGa et l'InP respectivement, et dans les conditions suivantes :

<u>AsGa</u> : $T = 293^\circ \text{ K}$	<u>InP</u> : $T = 293^\circ \text{ K}$
$L = 1.55 \text{ } \mu\text{m}$	$L = 1.6 \text{ } \mu\text{m}$
$N = 9 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	$N = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
$V_0 = 4.7 \text{ V}$	$V_0 = 6.0 \text{ V}$
$F = 100 \text{ GHz}$	$F = 100 \text{ GHz}$

Nous notons une nette supériorité de l'InP par rapport à l'AsGa ; en effet, à puissance émise égale, l'InP conduit à une résistance négative sensiblement double de celle des composants à l'AsGa, ou, ce qui revient au même, à niveau de résistance négative égal, l'InP permet d'ob-

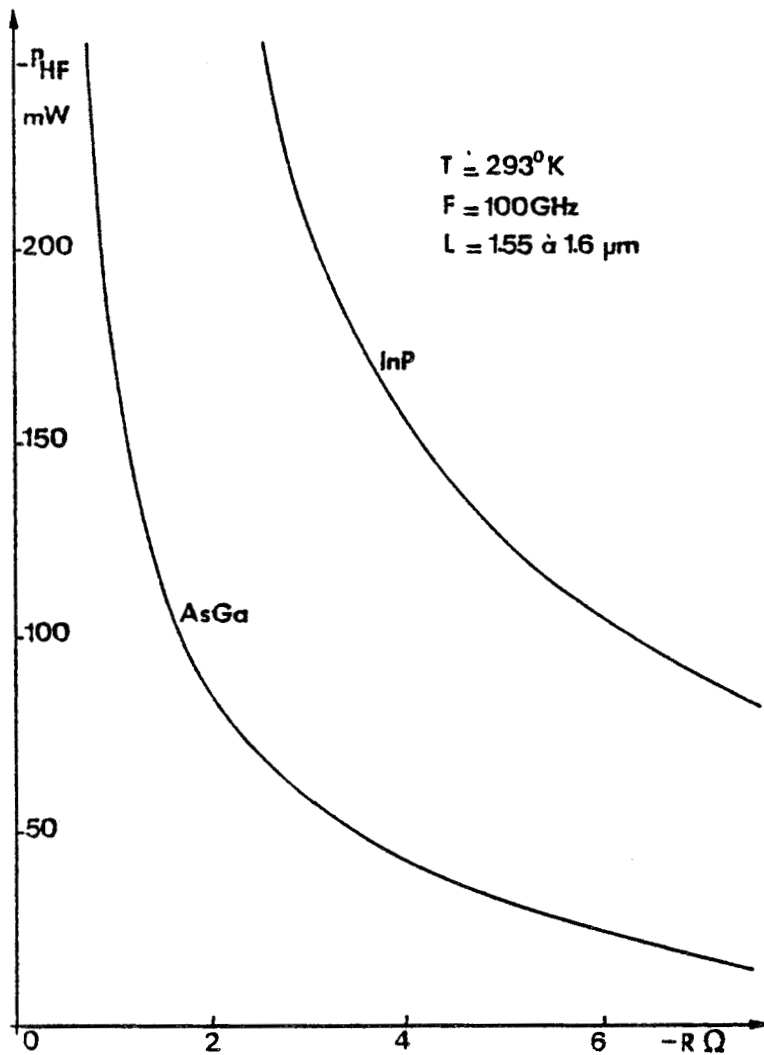


Figure 68 : Evolutions de la puissance émise P_{HF} en fonction de la résistance négative présentée par le composant, pour l'AsGa et l'InP respectivement, à 100 GHz.

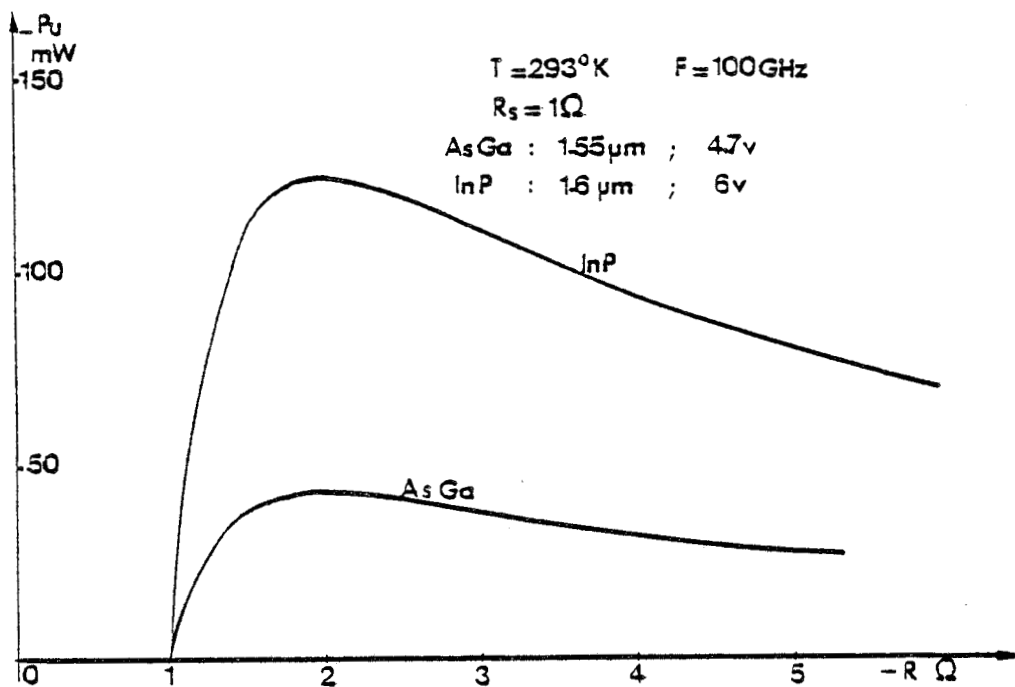


Figure 69 : Evolutions de la puissance utile P_u en fonction de la résistance négative présentée par le composant, pour une résistance de pertes de 1Ω , pour l'AsGa et l'InP, à 100GHz.



tenir deux fois plus de puissance que l'AsGa. Cependant l'utilisation de l'InP ne permet pas d'obtenir des rendements beaucoup plus élevés que dans l'AsGa. En effet deux causes principales contribuent à l'augmentation de la puissance continue dissipée P_0 :

- d'une part l'augmentation, à niveau de dopage constant, de la composante continue de la densité de courant J_0 , augmentation résultant des phénomènes de survitesse plus importants dans l'InP ;
- et, d'autre part, l'augmentation de la tension de polarisation optimale.

Remarquons ici que l'augmentation de la puissance continue dissipée P_0 s'accompagne d'une augmentation de la température de fonctionnement du composant, donc d'une certaine atténuation de l'avantage de l'InP par rapport à l'AsGa.

La figure 69 illustre les évolutions comparées de la puissance utile en fonction de la résistance négative, pour une résistance de pertes de 1Ω , à 100 GHz et à température ambiante, pour le point de fonctionnement donnant le rendement maximal dans chacun des deux cas, à savoir $\eta = 2.2 \%$ pour l'AsGa et $\eta = 2.4 \%$ pour l'InP.

Nous voyons donc que l'InP semble supérieur à l'AsGa au point de vue de la puissance utile à 100 GHz, à température ambiante. Mais il permet également d'atteindre des fréquences de fonctionnement plus élevées. Nous avons en effet représenté, sur la figure 70, les évolutions de la puissance émise par le composant en fonction de la résistance négative présentée par ce dernier, pour l'AsGa et l'InP, à 140 GHz. Nous voyons, qu'à 140 GHz, l'InP conduit encore à des niveaux de résistance convenables. Nous pouvons de plus noter que les composants à l'InP fonctionnant à 140 GHz présentent des performances supérieures à celles des composants à l'AsGa oscillant à 100 GHz (cf. figure 68).

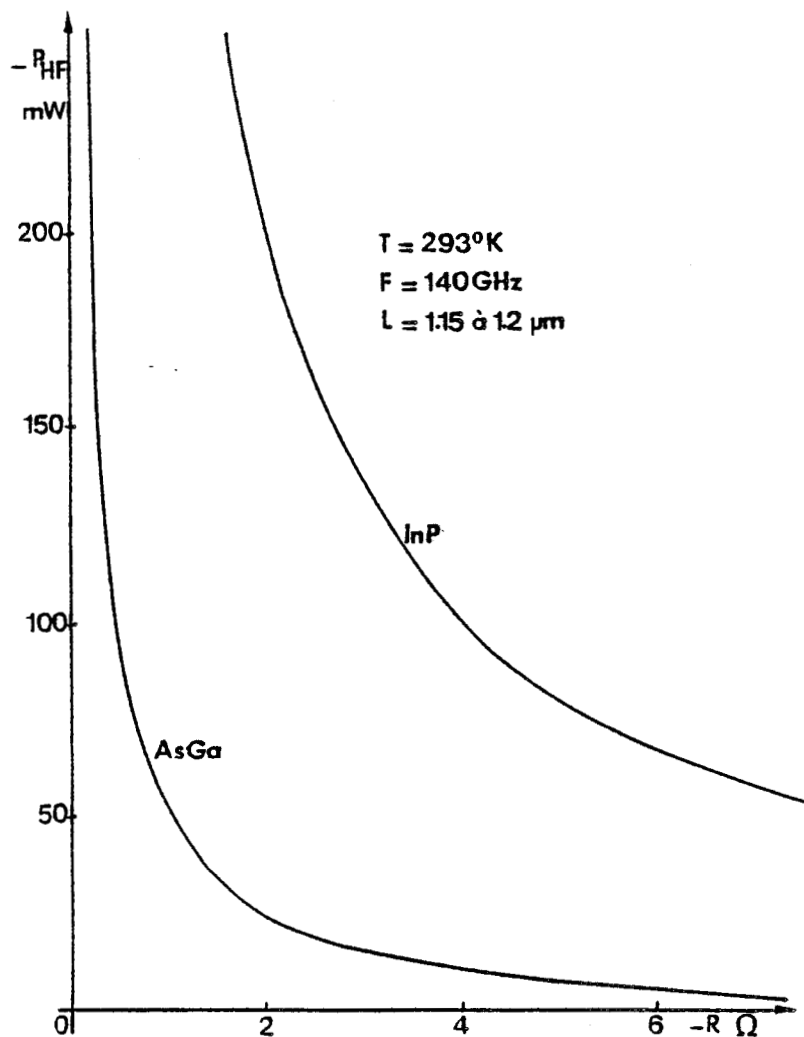


Figure 70 : Evolutions de la puissance émise P_{HF} en fonction de la résistance négative présentée par le composant, pour l'AsGa et l'InP, à 140 GHz .

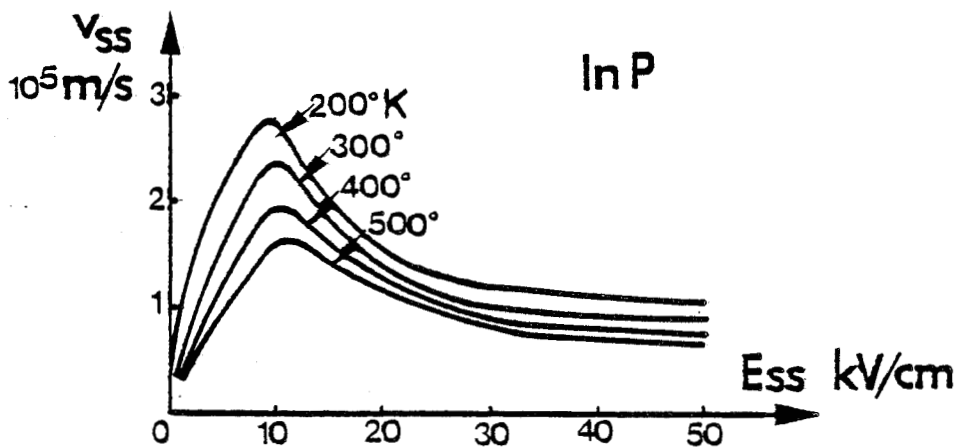


Figure 71 : Evolution de la caractéristique statique stationnaire $v(E)$ de l'InP en fonction de la température, d'après Fawcett [1].

L'utilisation de l'InP semble par conséquent beaucoup plus intéressante que celle de l'AsGa. Nous rappelons toutefois que les résultats donnés ici sont ceux d'une étude préliminaire à température ambiante et ne sont pas optimaux. Il sera donc nécessaire d'effectuer une étude d'optimisation des composants à l'InP, en tenant compte, comme pour l'AsGa, de la température de fonctionnement. Cependant, en se référant à certains auteurs [1], les évolutions de la caractéristique statique stationnaire $v(E)$ de l'InP en fonction de la température sont sensiblement les mêmes que pour l'AsGa (cf. figure 71). Nous pouvons donc nous attendre d'une part à ce que les évolutions caractéristiques en fonction de la température soient comparables à celles décrites pour l'AsGa (notamment en ce qui concerne la longueur optimale de transit), et, d'autre part, à ce que l'avantage de l'InP par rapport à l'AsGa demeure pour des températures de fonctionnement réalistes.

b) utilisation du GaInAs

Bien que nous ayons montré pour le GaInAs la disparition de la mobilité différentielle négative liée à l'effet de transfert électronique en volume en gamme millimétrique, l'influence prédominante des effets de relaxation sur la mobilité différentielle négative induite, nous permet d'envisager l'utilisation du GaInAs pour la génération de puissance à des fréquences voisines de 100 GHz. Nous devons toutefois noter dès à présent deux inconvénients majeurs de ce matériau :

- * le temps de relaxation de l'énergie du GaInAs est supérieur à celui de l'AsGa ;
- * la valeur de l'énergie de seuil ϵ_s entre vallée centrale et vallées hautes est plus grande que dans le cas de l'InP.

La combinaison de ces deux caractéristiques risque de conduire à l'existence d'une zone morte de longueur importante dans laquelle existera une survitesse très grande. Le rendement η s'en trouverait par conséquent sérieusement affecté.



Dans ce cas encore, il semble cependant nécessaire d'effectuer une étude plus détaillée de façon à déterminer les performances potentielles et les limitations des composants réalisés à partir de ce matériau semi-conducteur.

4.2 - Autres modes de fonctionnement envisageables

Nous avons vu que l'utilisation de composants fonctionnant en mode à champ électrique spatialement uniforme devait théoriquement permettre d'augmenter leur rendement (possibilité d'accroître leur longueur).

Cependant, comme en mode LSA, l'obtention de rendements intéressants en mode à champ uniforme, nécessite de travailler à fort niveau (cf. Chapitre 2). Or nous avons vu que la mobilité différentielle négative disparaissait, pour l'AsGa en régime petit signal, pour des fréquences inférieures à 100 GHz.

Ceci signifie que l'initialisation des oscillations doit être réalisée par un fonctionnement de type à temps de transit à fréquence plus faible pendant quelques périodes. La combinaison de ces deux impératifs pose des problèmes de circuit.

D'autre part, un mode à champ électrique spatialement uniforme impose que le composant fonctionne de telle façon que la concentration de porteurs libres n soit sensiblement égale à la valeur du niveau de dopage N dans la zone active ($n \approx N$).

Ceci n'est possible que si la thermalisation des porteurs est complète pendant la phase d'étouffement des couches d'accumulation. Or, nous avons vu que cette thermalisation, en présence d'un champ électrique positif et de faible valeur, nécessitait un temps non négligeable, du même ordre de grandeur que la période du signal hyperfréquence en gamme millimétrique (cf. Chapitre 3, page 46). Ceci rend donc impossible un étouffement complet des instabilités ; d'autres auteurs ont déjà signalé ce fait

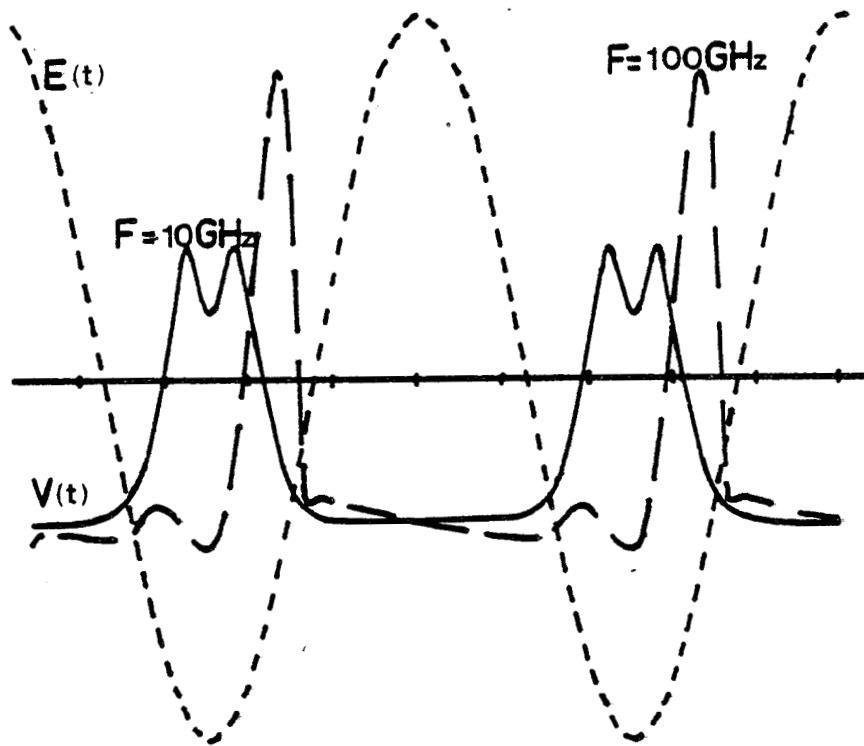


Figure 72 : Evolutions de la vitesse de dérive des porteurs et du champ électrique, au cours d'une période du signal hyperfréquence, à 10 et 100 GHz respectivement.

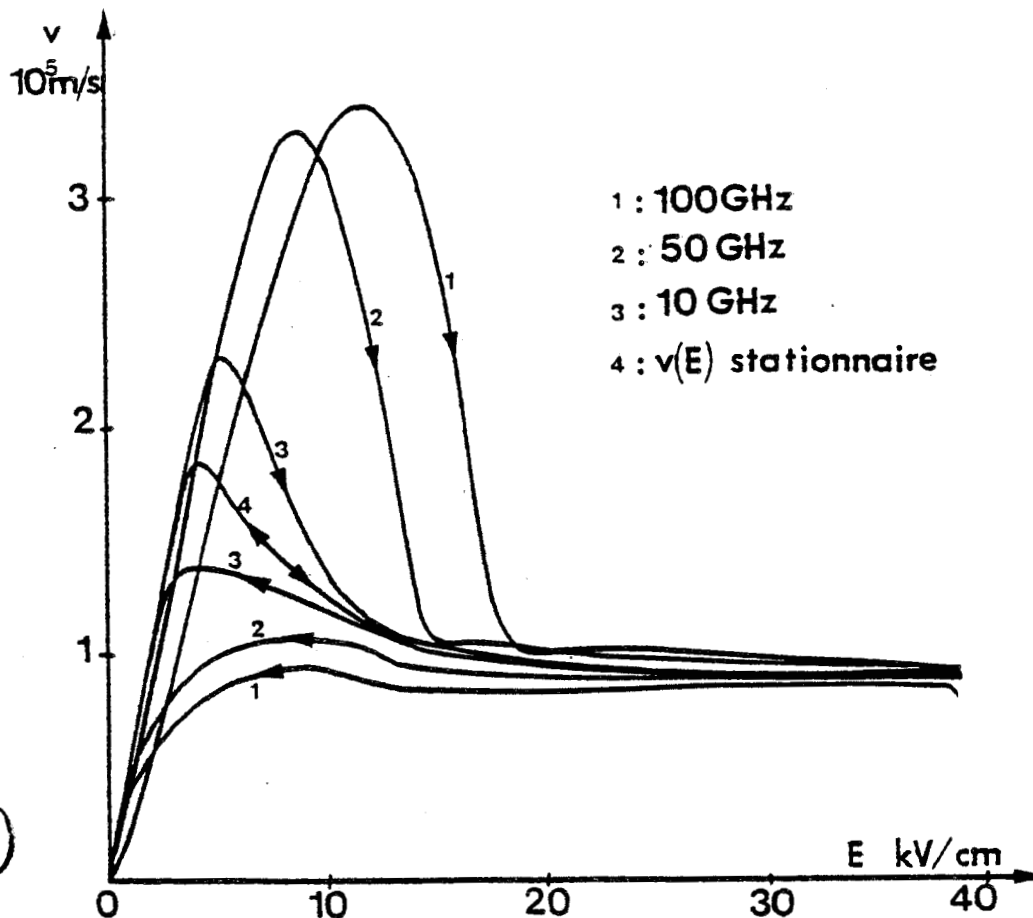


Figure 73 : Evolution de la caractéristique $v(E)$ en fonction de la fréquence.

[2], [3]. Nous pouvons également illustrer ce phénomène plus simplement. Considérons les évolutions, au cours d'une période à 10 GHz, de la vitesse de dérive des porteurs et du champ électrique, supposé spatialement uniforme (cf. figure 72). Pour obtenir un vrai mode LSA à cette fréquence, il faut que le champ électrique reste à des valeurs inférieures à celles du champ pic (c'est-à-dire à des valeurs correspondant à une mobilité positive) pendant une fraction suffisante de la période [4], de façon à permettre un contrôle de la croissance de la charge d'espace par thermalisation des porteurs. Mais ceci n'est possible que si le retard des variations temporelles de l'énergie par rapport à celles du champ électrique n'est pas trop important. En effet, à 100 GHz, le pic de vitesse est, du fait des phénomènes de relaxation, nettement retardé par rapport au minimum de champ électrique et se produit lors de la croissance du champ E (cf. figure 72). En outre, lorsque le champ électrique décroît, les porteurs n'ont pas le temps de se refroidir et gardent une vitesse voisine de leur vitesse limite dans le matériau (cf. figure 73). Par conséquent, même si l'on part d'une configuration spatiale uniforme du champ électrique, les effets de relaxation induisent spontanément des instabilités qui se propagent et qu'il est impossible d'étouffer. Les courbes de la figure 73 montrent que la limite fréquentielle au-dessus de laquelle les couches d'accumulation ne pourront plus être étouffées se situe vers 40 GHz. Cette valeur se situe entre la limite fréquentielle fixée pour ce mode par REES [2] (20 GHz) et celle donnée par BOSCH [3] (60 GHz).

* Certains auteurs ont également mentionné la possibilité d'utiliser des composants surdimensionnés, de longueur égale à plusieurs longueurs de transit [5]. L'induction de composantes de champ aux fréquences sous-harmoniques de la fréquence de fonctionnement permettrait, dans des conditions de phase optimales, d'approcher les performances du mode LSA. Cependant ces observations ont été faites pour des fréquences inférieures à 40 GHz. En gamme millimétrique, les simulations ont montré que l'on se heurtait au même problème que celui signalé dans le cas du régime harmonique (cf. Chapitre 3), à savoir la difficulté d'obtenir un niveau d'impédance convenable à la fréquence de sortie. Nous n'avons pu mettre en évidence des conditions d'utilisation réalistes de tels modes de fonctionnement en gamme millimétrique.

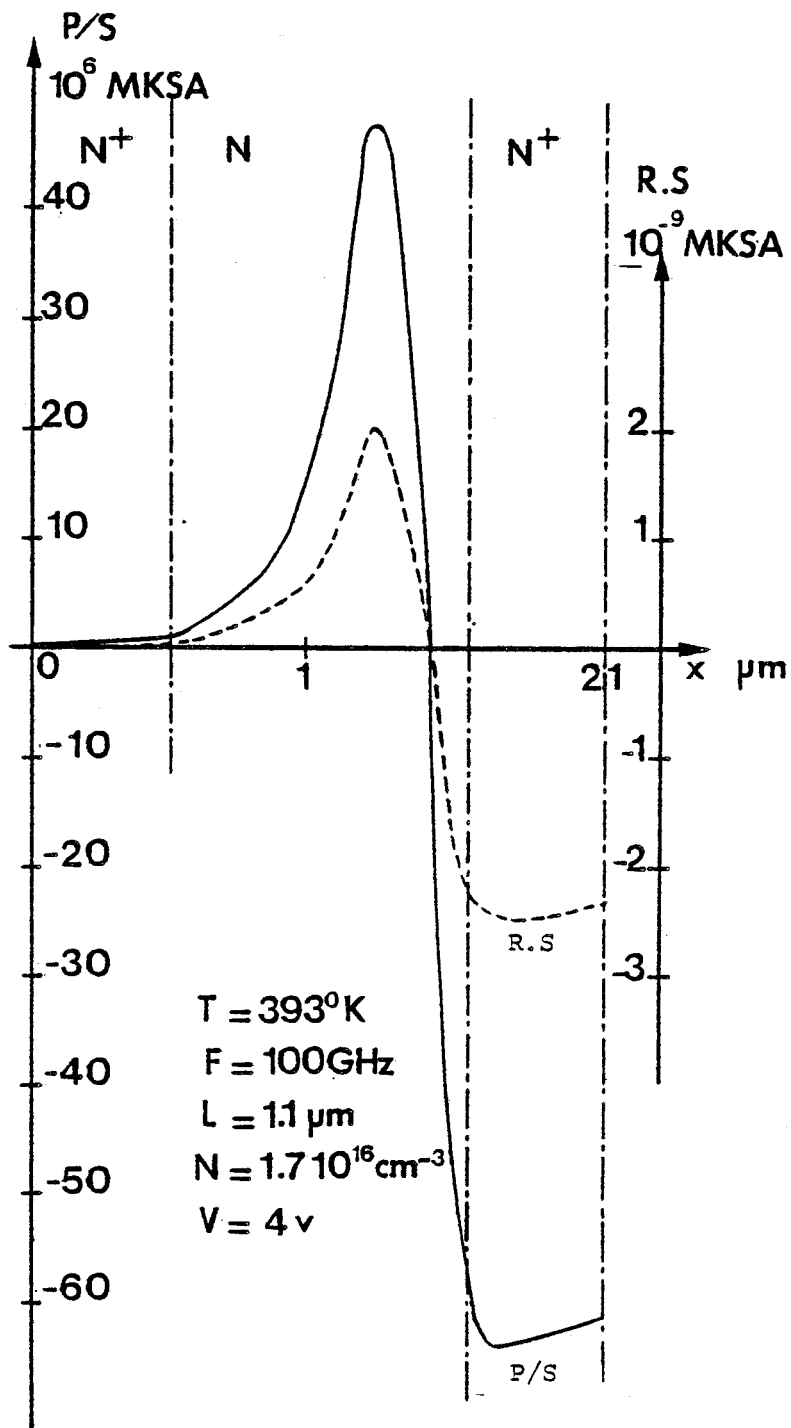


Figure 74 : Evolutions spatiales de la puissance P et de la résistance R, normalisées par rapport à la section S du composant .



Nous voyons, finalement, que les effets de relaxation imposent une limitation fréquentielle de l'ordre de 40 GHz au mode de type LSA, alors qu'ils sont à l'origine d'instabilités, en l'occurrence des couches d'accumulation, jusqu'en gamme millimétrique. Il semble donc que la seule solution pour la réalisation de sources millimétriques est d'utiliser le mode à couche d'accumulation et à temps de transit. Nous allons par conséquent nous préoccuper plus particulièrement de la définition de structures les plus adaptées à ce mode de fonctionnement.

4.3 - Structures

a) diminution de la zone morte

Si la zone morte est nécessaire à l'induction d'une mobilité différentielle négative à 100 GHz, pour l'AsGa, par contre, elle est le siège d'une dissipation de puissance qui contribue fortement à diminuer les performances du composant. Ceci est illustré sur la figure 74 où nous avons représenté les évolutions spatiales de la puissance P et de la résistance R , normalisées par rapport à la section S , dans le cas suivant :

$$\begin{array}{lll} L = 1.1 \mu\text{m} & V_0 = 4.0 \text{ V} & T = 393^\circ \text{ K} \\ N = 1.7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} & F = 100 \text{ GHz} & \end{array}$$

Nous voyons que les pertes de puissance dans la zone morte peuvent atteindre jusqu'à 50 % de la puissance émise par le composant.

D'autre part, comme nous l'avons vu en régime statique, la sur-vitesse importante atteinte dans cette zone morte conduit à une augmentation de la composante continue de la densité de courant J_0 par rapport à sa valeur stationnaire, à même tension de polarisation. Ceci se traduit par une augmentation de la puissance continue P_0 dissipée dans le composant, ce qui dégrade le rendement émis et impose des longueurs de zone active plus faibles.

Nous pouvons donc envisager une amélioration du rendement en agissant sur deux points essentiellement :

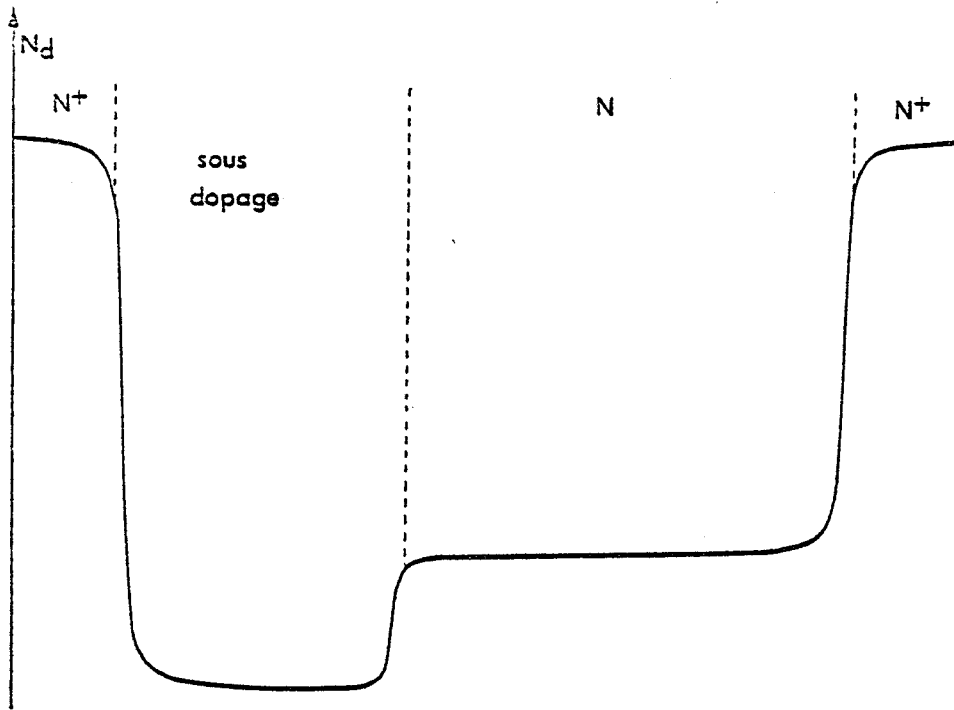
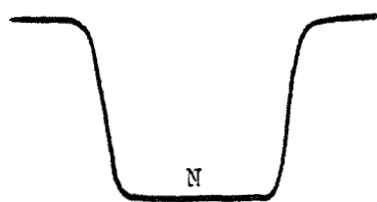


Figure 75 : Allure du profil avec "sous-dopage".

- Réduction de la contribution défavorable de la zone morte au bilan énergétique. Cette zone doit assurer la croissance du champ électrique et de l'énergie des porteurs : nous pouvons essayer de réduire sa longueur en y faisant croître le champ électrique plus rapidement.
- Limitation du phénomène de croissance de la composante continue de la densité de courant.

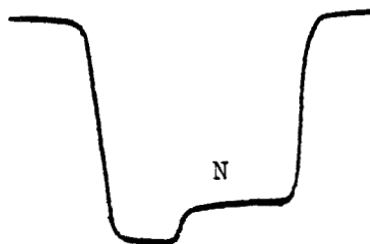
* Une solution classiquement envisagée pour la réduction de la zone morte est décrite figure 75. Elle consiste à réaliser, dans la zone adjacente au contact de cathode, un dopage plus faible que dans la zone active du composant (adjacente à l'anode). Dans ces conditions, comme nous pouvons l'observer sur les figures 76 à 79, le champ électrique croît très rapidement, ce qui diminue la longueur de la zone morte. Bien que la valeur de la survitesse soit plus importante que dans le cas d'un profil de dopage plat, la localisation du phénomène de survitesse permet globalement de diminuer la composante continue de la densité de courant J_0 . De plus, la diminution de la longueur de la zone morte entraîne une diminution de la longueur totale du composant, donc, à densité de courant constante, une diminution de la tension continue V_0 . A titre d'exemple, nous donnons les valeurs obtenues pour la tension de polarisation optimale V_0 , et la composante continue de la densité de courant J_0 , dans les deux cas indiqués ci-dessous :



$$N = 9 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

$$V_0 = 4,75 \text{ V}$$

$$J_0 = 4 \cdot 10^8 \text{ A/m}^2$$



$$N = 9 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

$$V_0 = 3,25 \text{ V}$$

$$J_0 = 2,5 \cdot 10^8 \text{ A/m}^2$$

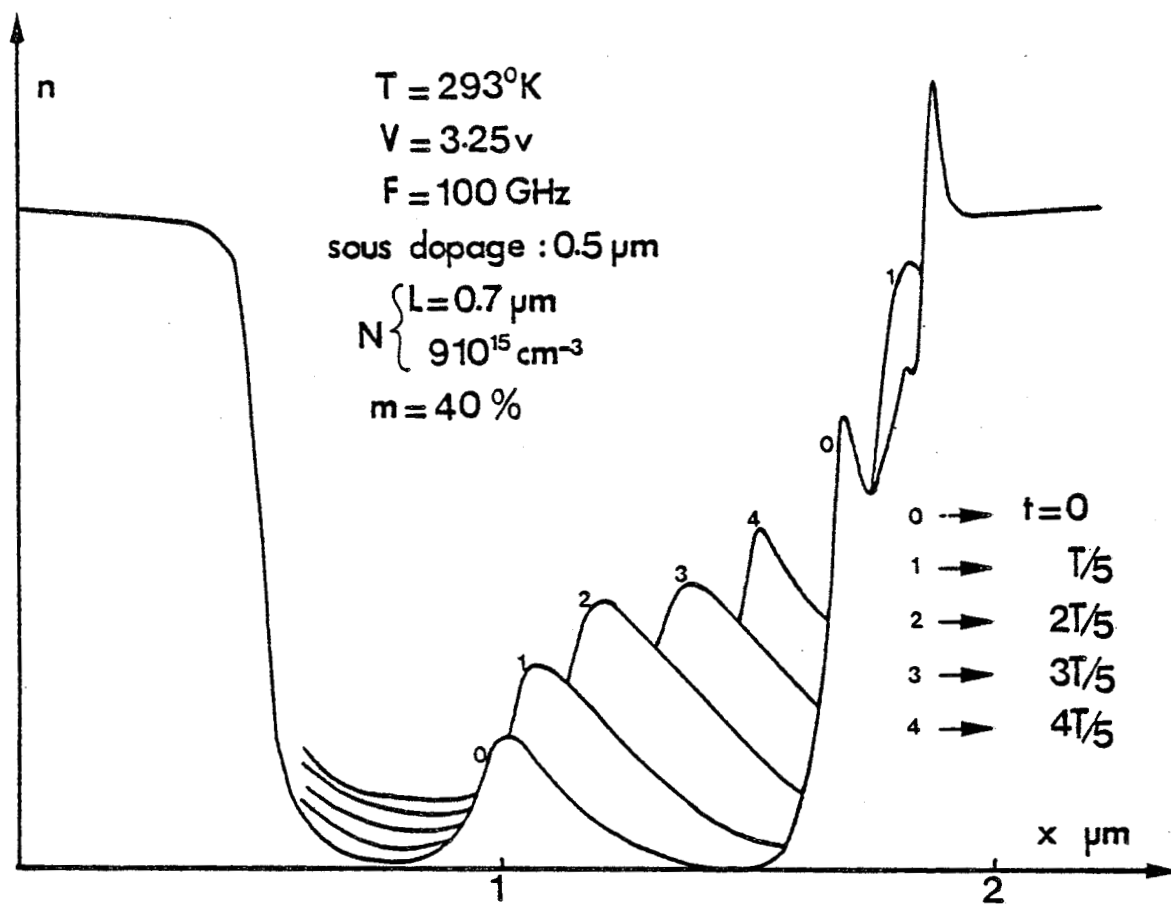


Figure 76 : Evolutions spatiales de la concentration de porteurs libres n .

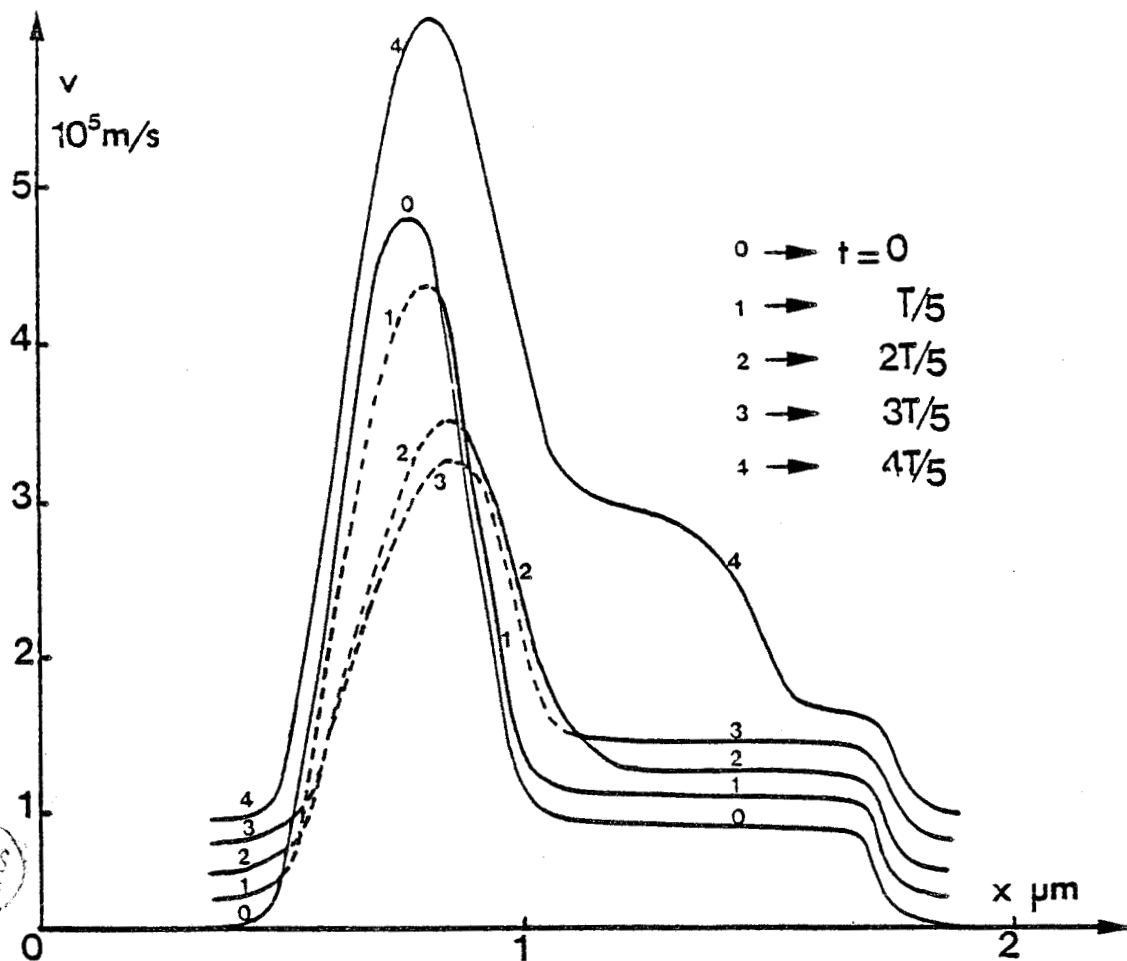


Figure 77 : Evolutions spatiales de la vitesse de d'rive des porteurs v .

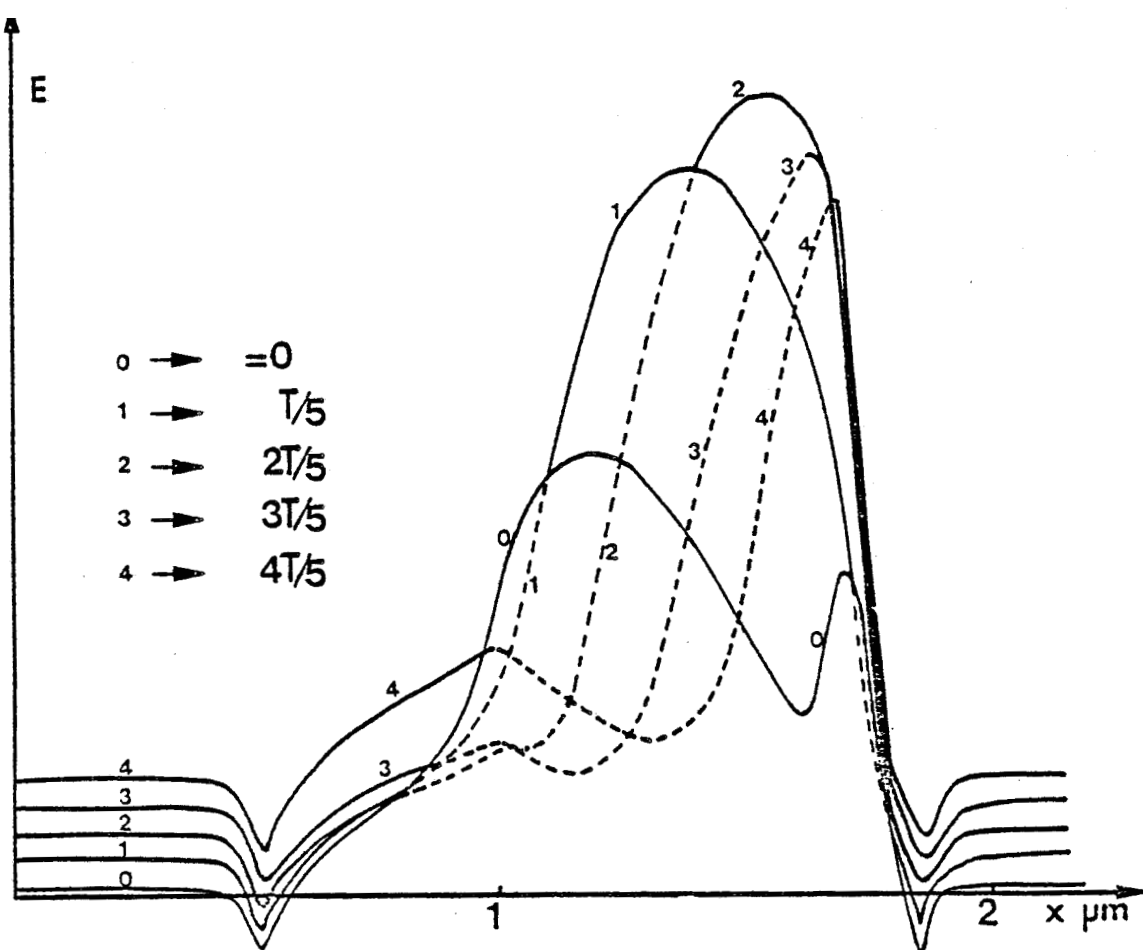


Figure 78 : Evolutions spatiales du champ électrique E .

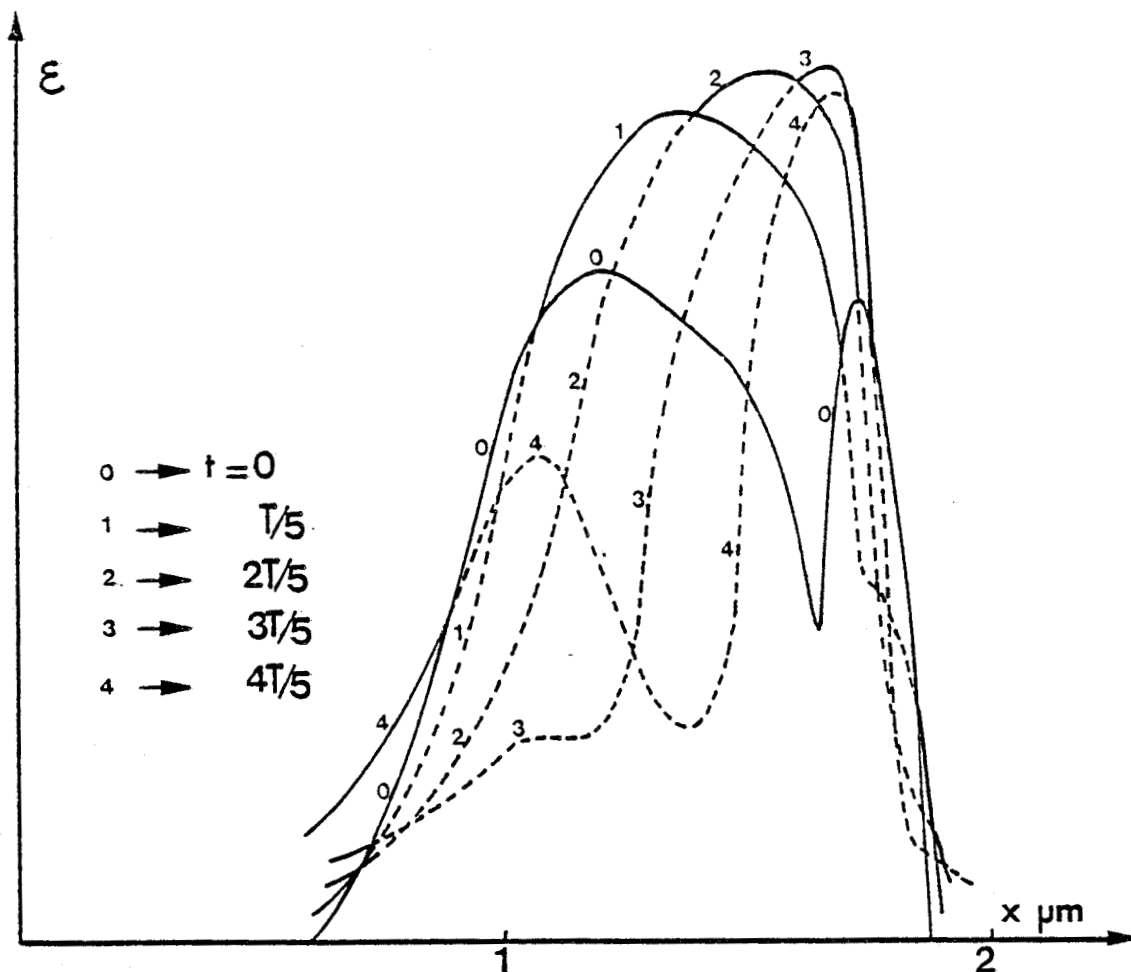


Figure 79 : Evolutions spatiales de l'énergie ϵ .

BUS
LILLE

Ces deux effets contribuent à la diminution de la puissance continue dissipée P_0 ; ce type de structure peut par conséquent conduire à l'obtention de rendements plus élevés que les structures $N^+ N N^+$ à profil de dopage plat.

Cependant, la diminution de la longueur totale du composant s'accompagne d'une augmentation des effets capacitifs. Ceci se traduit par une diminution de la résistance négative présentée par le composant donc par une diminution de la puissance utile. Cet effet est illustré sur les figures 80(a) et 80(b).

Le gain enregistré au niveau du rendement émis maximal (2,8 % au lieu de 2,2 %) est donc largement compensé par l'influence néfaste des effets capacitifs.

* Il existe également une autre configuration couramment employée, plus particulièrement pour les composants à l'InP [6]. Un pic de dopage est implanté immédiatement après la zone sous-dopée, comme nous l'illustrons sur la figure 81(a). Le pic de dopage, suffisamment étroit, permet d'obtenir une décroissance rapide du champ électrique, tout en conservant aux porteurs une énergie relativement élevée (cf. Chapitre 3). Une telle structure permet d'approcher la configuration d'une cathode chaude optimale. Elle permet également de limiter et de contrôler la valeur maximale atteinte par le champ électrique au niveau du contact NN^+ d'anode.

En gamme millimétrique ce type de contact permet seulement d'obtenir des performances de puissance et de résistance comparables à celles des contacts $N^+ N$ (cf. figure 81(b)), car cette configuration présente les mêmes inconvénients que la structure à sous-dopage décrite précédemment, inconvénients inhérents à la diminution de la longueur du composant. De plus, l'avantage de la diminution de la densité de courant continu J_0 disparaît, et les rendements émis obtenus sont faibles (environ 1 % dans le cas considéré ici).

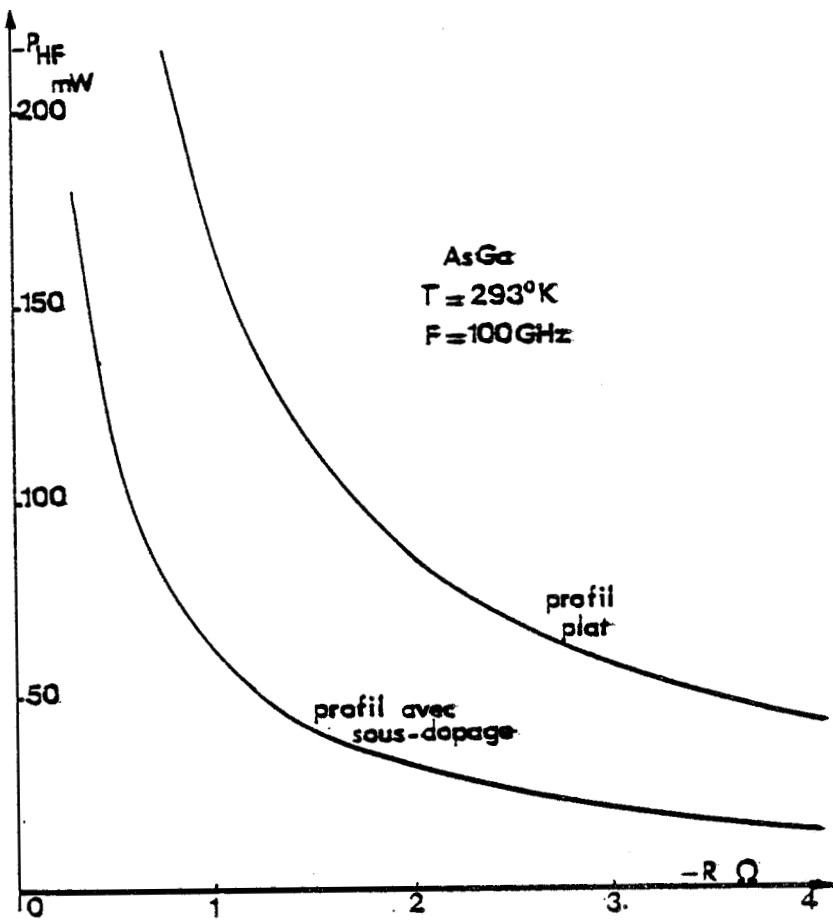


Figure 80 (a) : Evolutions de la puissance émise P_{HF} en fonction de la résistance présentée par le composant R, pour une diode à profil plat et une diode à profil avec sous-dopage.

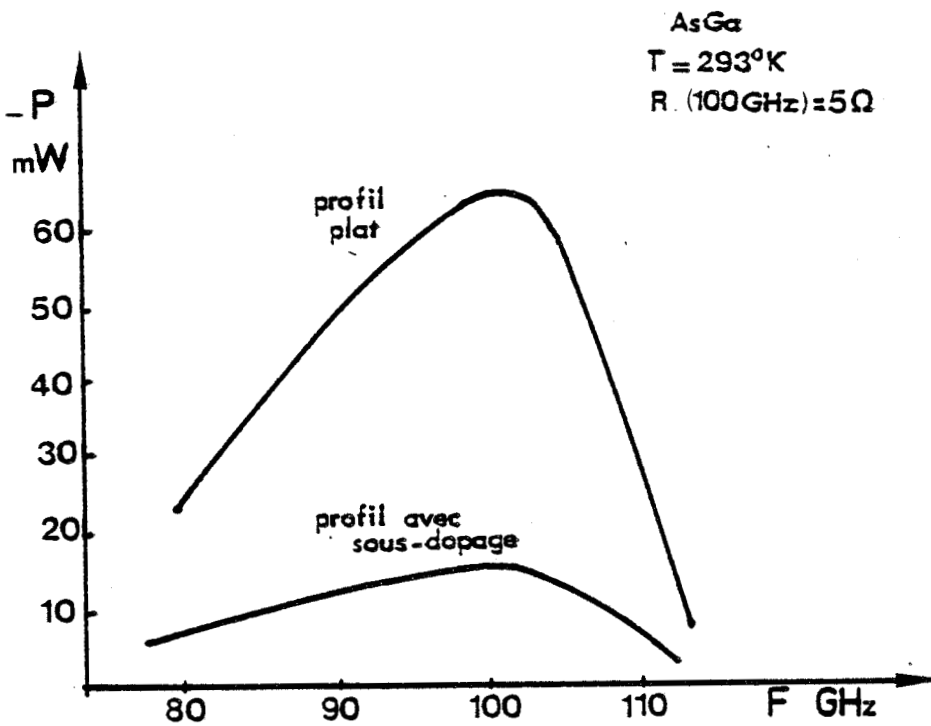


Figure 80 (b) : Evolution fréquentielle de la puissance utile pour une diode à profil plat et une diode à profil avec sous-dopage.



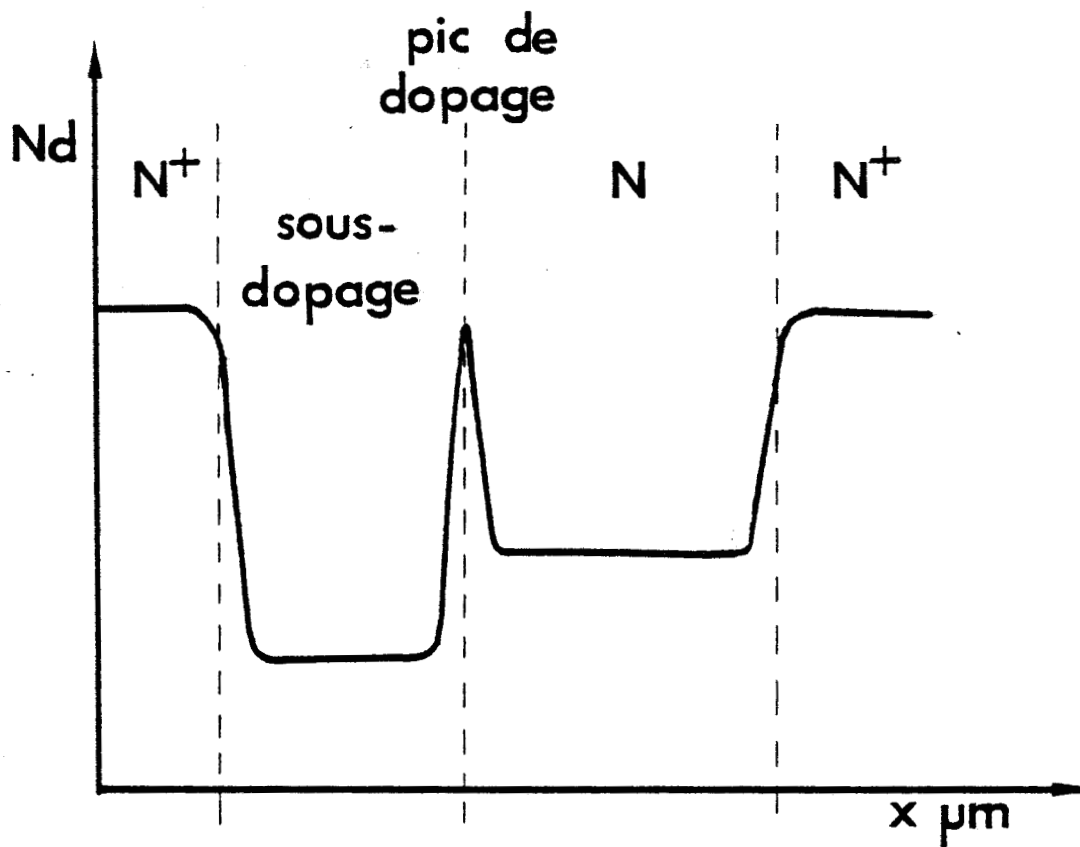


Figure 81 (a): Allure du profil avec "sous-dopage" et "pic de dopage".

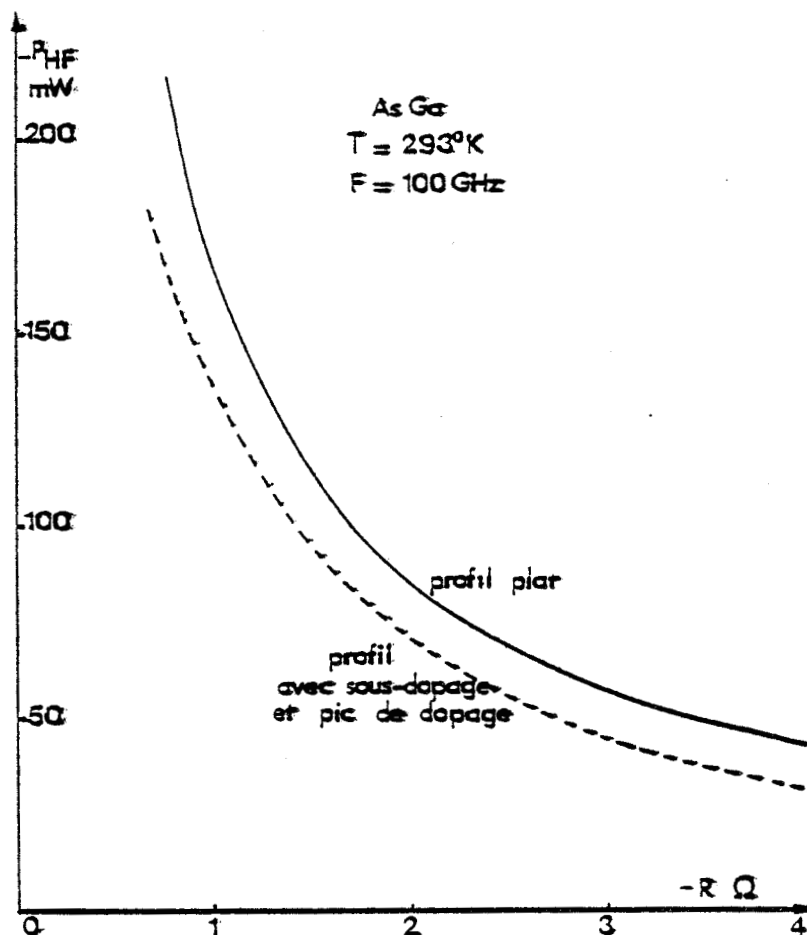


Figure 81 (b) : Evolutions de la puissance émise P_{HF} en fonction de la résistance négative présentée par le composant, pour une diode à profil plat et une diode avec sous-dopage et pic de dopage.



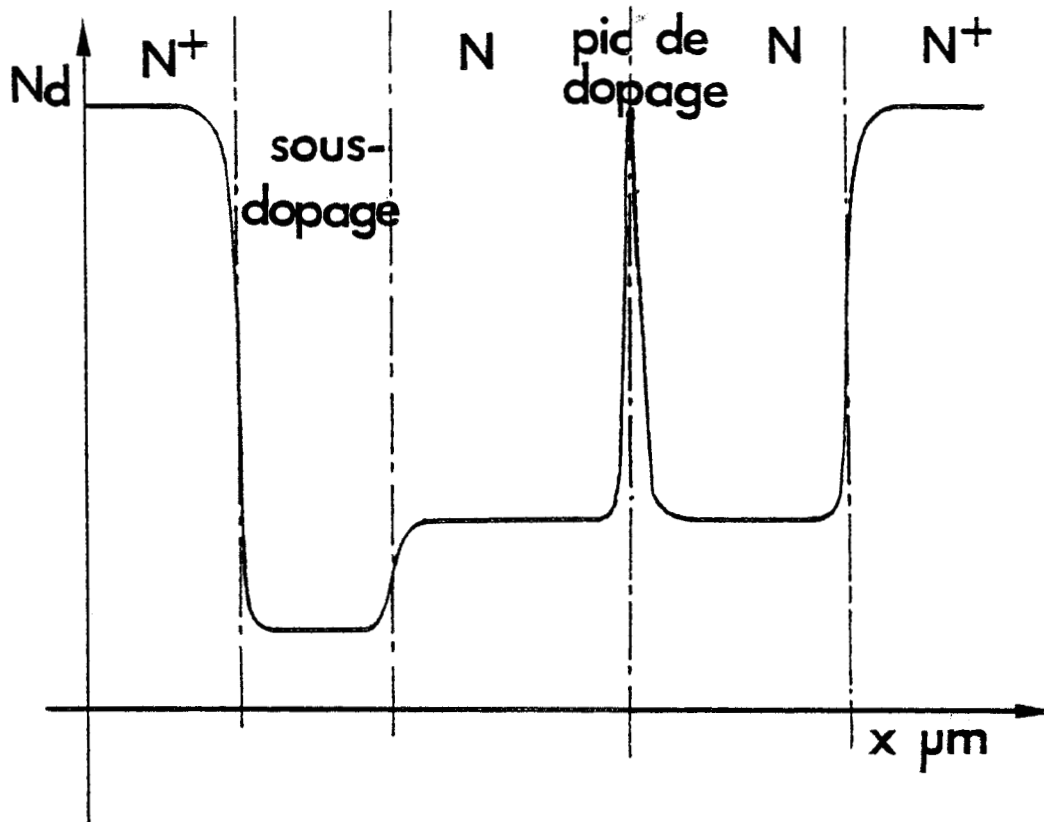


Figure 82 : Structure envisagée pour une association de composants dans des conditions optimales .

* Nous voyons donc que de telles zones d'injection ne seront réellement intéressantes que si elles peuvent être associées à des zones actives plus longues.

A fréquence donnée, on peut obtenir une augmentation de la longueur de la zone active du composant en accroissant la vitesse de propagation des couches d'accumulation. Cet aspect particulier n'a pas été envisagé dans ce travail. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés à la réalisation de nouvelles structures.

b) nouvelles structures

L'idée la plus simple pour la réalisation de composants plus longs est la mise en série de plusieurs diodes. Ceci doit permettre, en théorie, l'addition des puissances et impédances de chacun des composants. Néanmoins cette mise en série monolithique pose de sérieux problèmes thermiques. Il apparaît en effet très difficile dans ces conditions d'évacuer la chaleur au niveau des contacts d'anode non directement reliés au dissipateur thermique, et, de plus il faut alors prendre en compte les gradients thermiques le long du composant.

C'est pourquoi nous nous sommes plutôt intéressés à une structure n'intégrant que deux composants, ne consommant qu'une puissance continue minimale. Pour cela nous utiliserons une structure à sous-dopage pour la première diode et une structure à cathode chaude pour la deuxième diode. Le schéma d'une telle structure est donné figure 82.

La première zone se comportera comme une diode fonctionnant en mode à couche d'accumulation et temps de transit. A l'extrémité de cette première zone, le pic de dopage permettra de faire décroître le champ électrique tout en conservant aux porteurs une énergie voisine de la valeur de seuil ϵ_s . La deuxième zone fonctionnera donc en mode à temps de transit, mais elle ne comportera pas de zone morte.

Les avantages de cette structure devraient être les suivants :



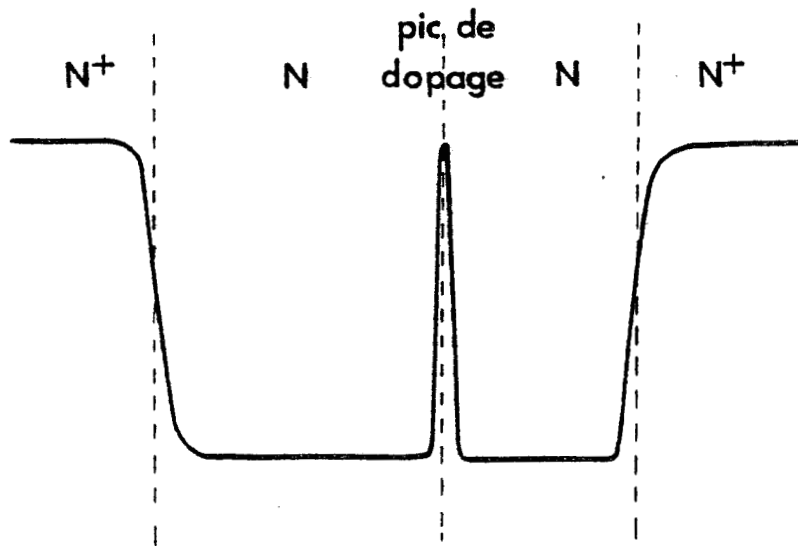


Figure 83 : Allure du profil de dopage utilisé pour l'association de composants.

- la mise en série monolithique des deux composants doit permettre l'addition de leurs puissances et impédances,
- la limitation des phénomènes de survitesse doit entraîner une diminution de la composante continue de la densité de courant. Par ailleurs les deux zones étant de dimensions minimales la tension de polarisation optimale sera plus faible. Ces deux effets doivent donc conduire à une faible dissipation thermique et à une augmentation du rendement émis.
- il existe de plus deux avantages liés à la périodicité de la structure. Cette dernière permet en effet de s'affranchir des problèmes de génération de puissance aux fréquences sous-harmoniques. D'autre part, dans un composant long, l'amplitude des champs électriques applicables est limitée par la valeur maximale du champ électrique admissible au niveau du contact d'anode. L'avantage de cette structure est de permettre la décroissance périodique du champ électrique, donc de contrôler la valeur maximale atteinte.
- remarquons de plus que ce type de structure ne semble pas poser de problèmes particuliers de réalisation dans l'état actuel de la technologie.

La faisabilité d'une telle structure a été mise en évidence dans le cas simplifié où la première diode ne comprend pas de zone à sous-dopage (cf. figure 83). Les figures 84 à 87 illustrent, dans ce cas, les évolutions spatiales, à différents instants de la période d'un signal hyperfréquence à 100 GHz, de la concentration de porteurs libres n , de la vitesse de dérive des porteurs v , du champ électrique E et de l'énergie ε .

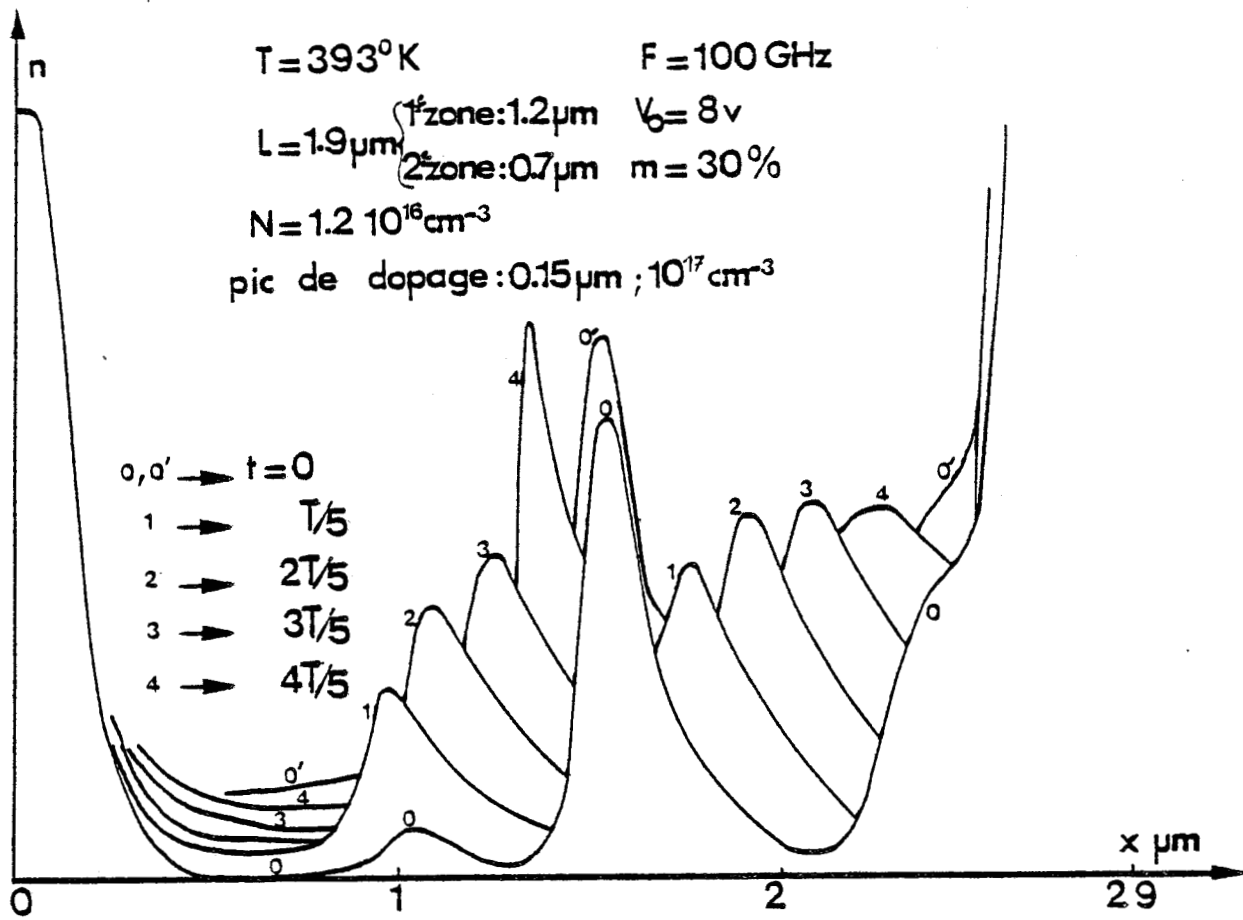


Figure 84 : Evolutions spatiales de la concentration de porteurs libres n.

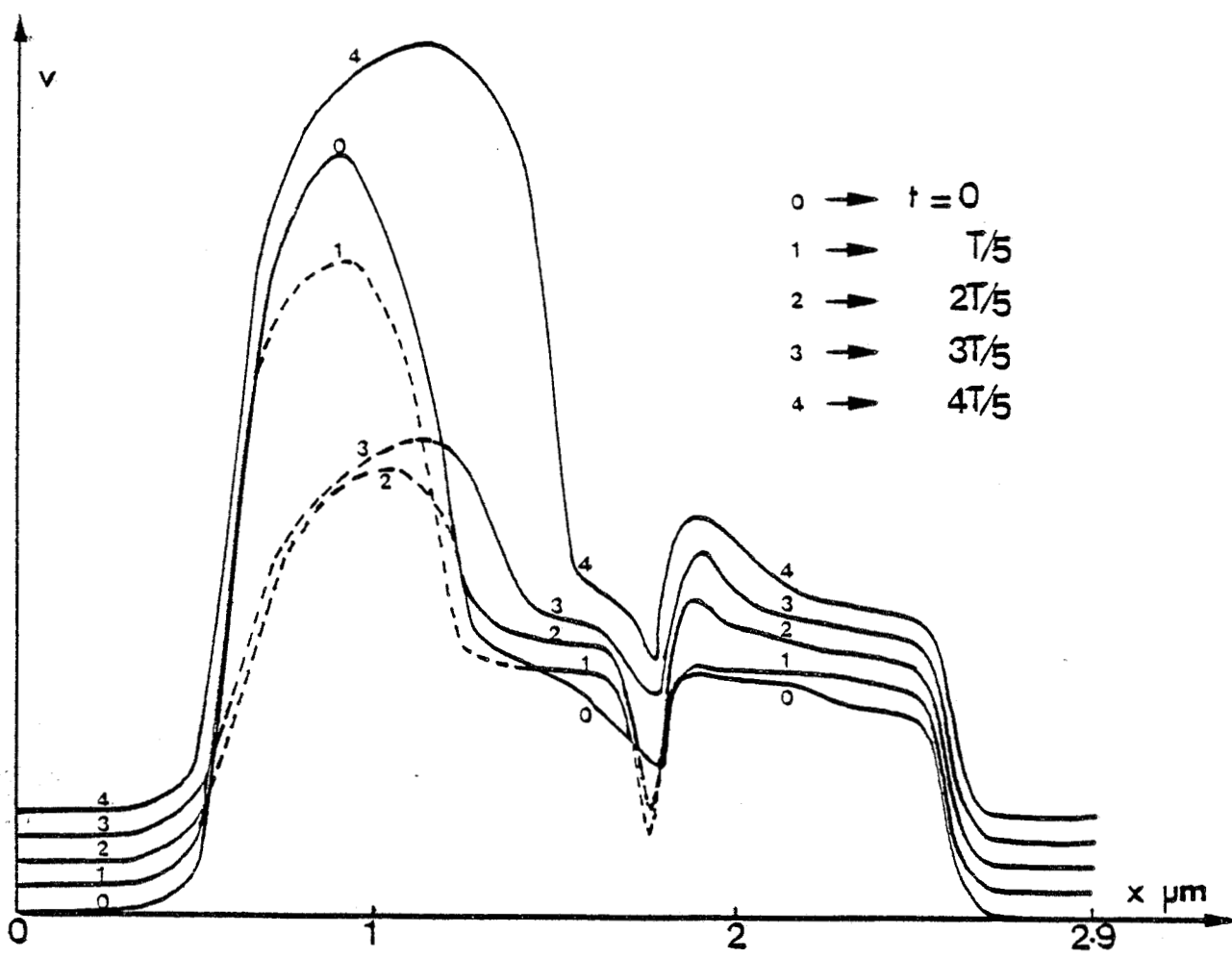


Figure 85 : Evolutions spatiales de la vitesse de dérive des porteurs v.

BUS LILLE

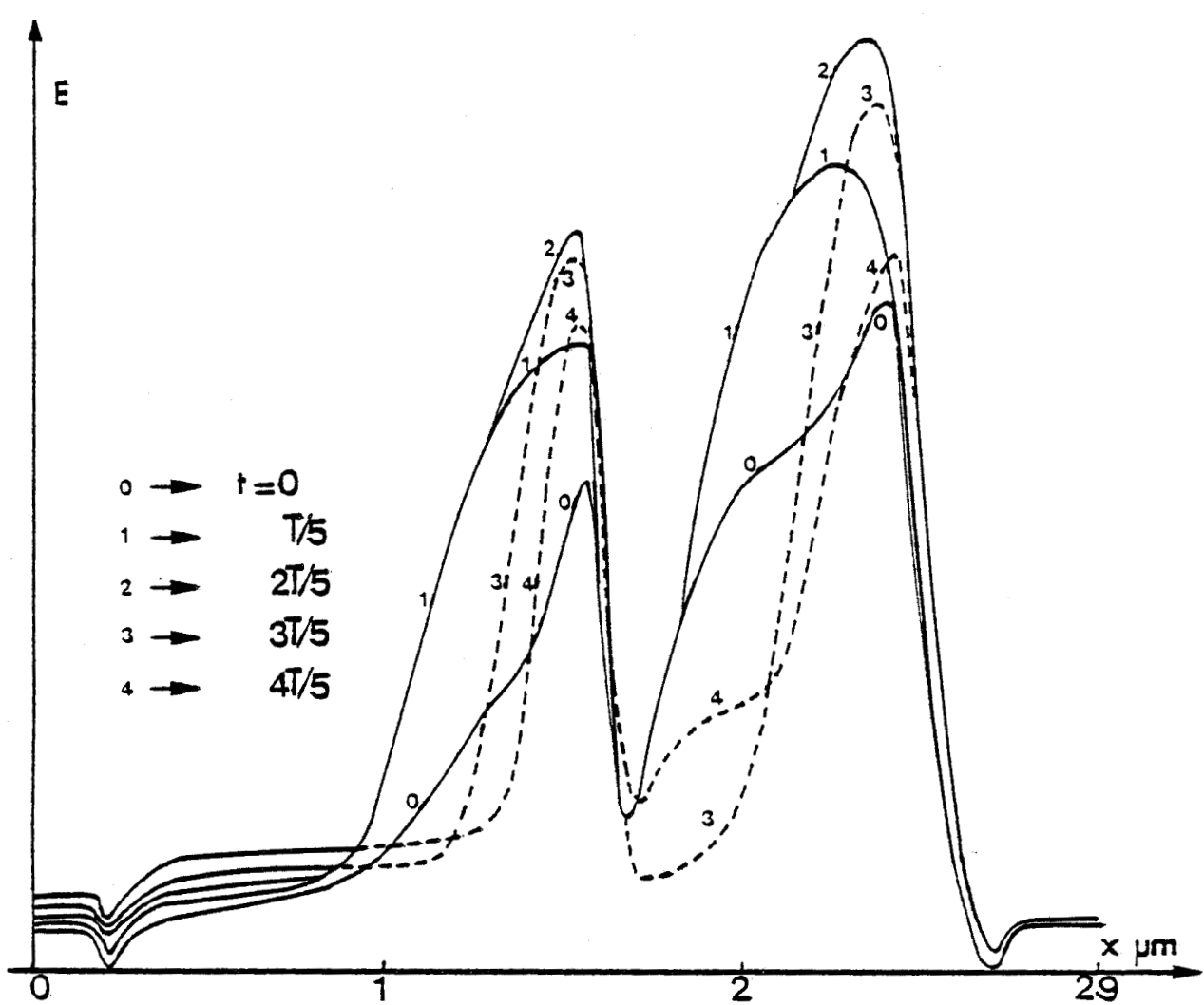


Figure 86 : Evolutions spatiales du champ électrique E.

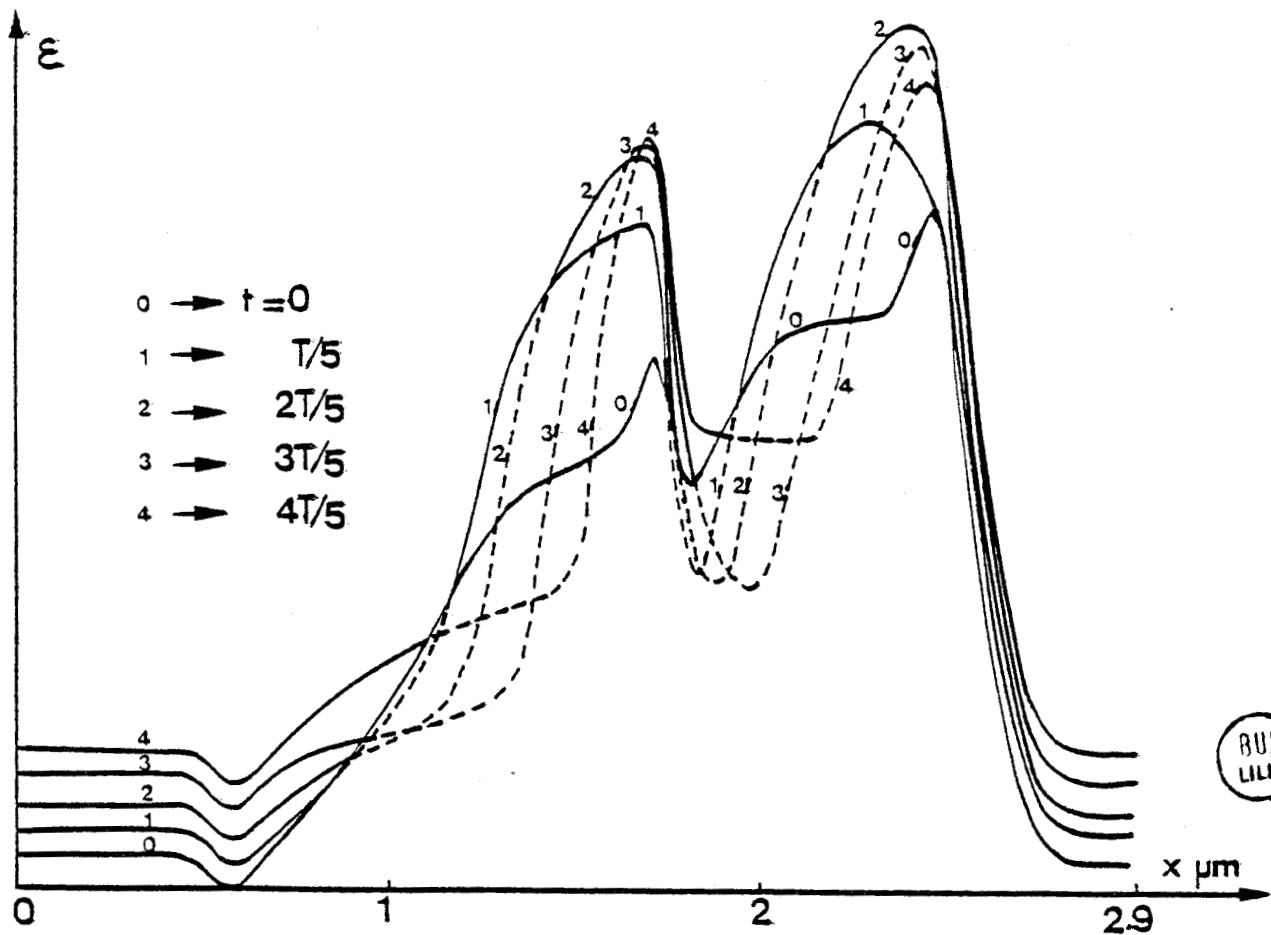


Figure 87 : Evolutions spatiales de l'énergie ϵ .

Les premières simulations effectuées sur des composants ayant une telle configuration de dopage (cf. figure 83) ont montré que l'augmentation du niveau d'impédance permettait un fonctionnement à fréquence plus élevée avec des performances intéressantes. A titre d'exemple, nous donnons ici un résultat obtenu dans des conditions non encore optimales.

$$\text{structure} \left\{ \begin{array}{l} \text{niveau de dopage } N \# 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \\ \text{longueur de la première diode : } 1,0 \text{ } \mu\text{m} \\ \text{longueur de la deuxième diode : } 0,6 \text{ } \mu\text{m} \end{array} \right.$$

$$\text{conditions de fonctionnement} \left\{ \begin{array}{l} T \# 200^\circ \text{ C} \\ V_0 = 6,0 \text{ V} \\ m = 30 \% \\ F = 110 \text{ GHz} \end{array} \right.$$

$$\text{performances} \left\{ \begin{array}{l} P_{\text{HF}} \# 50 \text{ mW} \\ R \# 5,0 \text{ } \Omega \\ \eta \# 2,5 \% \end{array} \right.$$

4.4 - Conclusion

Cette étude préliminaire nous amène à plusieurs conclusions :

- * L'utilisation de composants à l'InP doit permettre l'amélioration des performances de puissance et dans une moindre mesure du rendement utile, en gamme millimétrique.
- * Il apparaît exclus d'utiliser un mode à champ électrique spatialement uniforme au-delà de 40 GHz environ.
- * Les améliorations des structures existantes, ou les nouvelles structures à modulation de dopage envisagées, devront donc être adaptées à un mode de fonctionnement à couche d'accumulation et à temps de transit.

Les premiers résultats obtenus sont encourageants ; il semble maintenant nécessaire d'effectuer une étude plus complète, tenant compte de façon plus fine des problèmes de dissipation thermique, et, éventuellement de gradient thermique, de façon à optimiser les structures envisagées, et à fixer leurs performances et leurs limitations ultimes.

 *
 * REFERENCES *
 *

- [1] W. FAWCETT
"Temperature dependence of the velocity/field characteristic of electrons in InP".
 Elect. Lett., Vol. 11, n° 4, February 1975, pp. 80-81.
- [2] D. JONES, H.D. REES
"Electron-relaxation effects in transferred-electron devices revealed by new simulation method".
 Elect. Lett., Vol. 8, n° 14, July 1972, pp. 363-364.
- "Accumulation transit mode in transferred-electron oscillators"*.
 Elect. Lett., Vol. 8, n° 23, November 1972, pp. 566-567.
- [3] R. BOSCH, H.W. THIM
"Computer simulation of transferred electron devices using the displaced maxwellian approach".
 IEEE Trans. Elect. Dev., Vol. ED-21, n° 1, January 1974, pp. 16-25.
- [4] J.A. COPELAND
"LSA oscillator diode theory".
 J.A.P., Vol. 38, n° 8, 1967, pp. 3096-3101.
- [5] D. JONES, HD. REES
"Overlength modes of transferred electron oscillators".
 Elect. Lett., Vol. 9, n° 5, March 1973, pp. 105-106.
- [6] K.W. GRAY, J.E. PATTISON, H.D. REES, B.A. PREW, R.C. CLARKE, L.D. IRVING
"InP-Microwave oscillators with 2-zone cathodes".
 Elect. Lett. Vol. 11, n° 17, August 1975, pp. 402-403.

** CHAPITRE V **

ETUDE EXPERIMENTALE

ETUDE EXPERIMENTALE

*****INTRODUCTION

La partie expérimentale de ce travail a été effectuée avec le soutien financier de la DRET, et en collaboration avec la Division Composants Microondes de la THOMSON-CSF, qui nous a fourni les échantillons semi-conducteurs. Cette étude a été menée parallèlement à l'étude théorique.

Le but de cette étude était de concevoir et de mettre en oeuvre un dispositif complet de caractérisation de sources millimétriques, incluant la mesure du bruit de modulation d'amplitude et de modulation de fréquence près de la porteuse.

Nous décrivons tout d'abord le banc de mesure complet qui a été élaboré, ainsi que les différents circuits hyperfréquences mis en oeuvre au cours de cette étude. Le lecteur pourra se reporter, pour plus de détails, au rapport de contrat DRET rédigé sur ce sujet.

Nous donnons ensuite les principaux résultats obtenus avec des diodes GUNN à l'arséniure de gallium ; nous les comparons, d'une part aux résultats théoriques, et, d'autre part, à ceux obtenus avec d'autres sources millimétriques (multiplicateur de fréquence, oscillateur à avalanche et temps de transit).

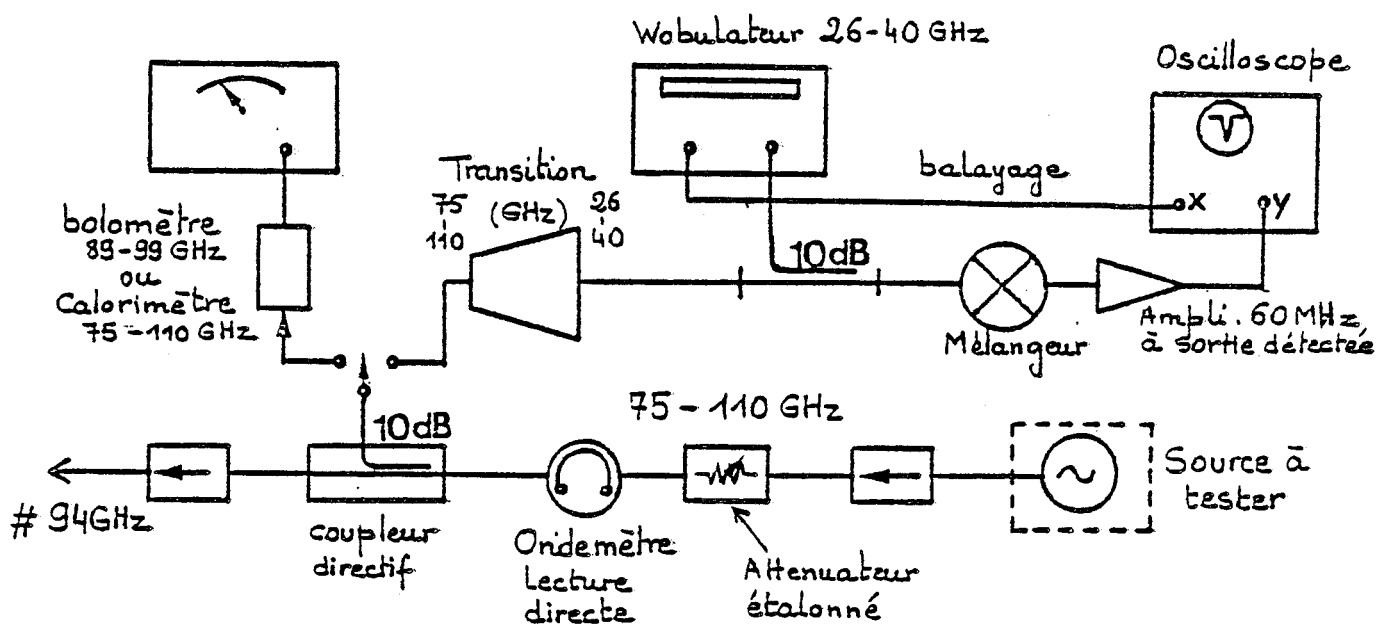


Figure 88 : Schéma synoptique du dispositif de caractérisation des sources en puissance, fréquence et rendement, dans la bande 75-110 GHz.

1 - DESCRIPTION DU DISPOSITIF DE CARACTERISATION

1.1 - Caractérisation des sources en puissance, fréquence et rendement

Le dispositif de mesure utilisé est tout à fait classique. Le schéma synoptique complet en est donné figure 88.

Notons que tous les composants utilisés (atténuateur, ondemètre, bolomètre,...) sont étalonnés avec précision, et à lecture directe, dans la bande 75 - 110 GHz.

La mesure de puissance peut être effectuée soit à l'aide d'une tête bolométrique à réponse rapide et lecture directe au voisinage de 94 GHz (89 à 99 GHz), soit à l'aide d'un calorimètre sec à réponse beaucoup plus lente mais couvrant toute la bande 75 - 110 GHz. Un dispositif de visualisation du spectre est prévu pour faciliter les réglages dans le cas de l'utilisation du calorimètre.

1.2 - Mesure de bruit de sources millimétriques au voisinage de 94 GHz

1.2.1 - Principes de base de la mesure de bruit

Il ressort des nombreuses études sur le bruit [1] des sources hyperfréquences qu'une des meilleures façons de décrire et de mesurer ce bruit, est de le faire en termes de bruit de modulation d'amplitude et de bruit de modulation de fréquence (MA et MF). Ces deux types de bruit étant présents à la sortie des sources, il faudra que le dispositif de mesure puisse rejeter le type de bruit indésirable lors de la mesure, soit du bruit de MA, soit du bruit de MF.

La forme générale d'un signal entâché de bruit de MA et de bruit de MF sera donc :

$$s(t) = E_0(1 + A(t)) \cos(\omega_0 t + \phi(t) + \phi)$$



où $A(t)$ et $\phi(t)$ traduisent les composantes de bruit de modulation d'amplitude et de modulation de fréquence respectivement.

La fréquence instantanée f_i du signal $s(t)$ est donnée par :

$$f_i = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} (\omega_0 t + \phi(t) + \phi)$$

$$f_i = f_0 + \frac{1}{2\pi} \phi'(t)$$

C'est en général $\phi'(t)$ que l'on mesure avec un discriminateur, $\phi(t)$ pouvant s'en déduire par intégration.

Le dispositif de mesure devra donc permettre d'obtenir des renseignements sur $A(t)$ et $\phi(t)$ à partir de mesures effectuées sur $s(t)$.

1.2.2 - Choix d'une structure de base pour la mesure de bruit

a) Mesure du bruit de modulation d'amplitude (MA)

La modulation d'amplitude du signal traduite par le terme $A(t)$ peut être simplement obtenue par une détection aperiodique classique. C'est le principe qui a été retenu ici pour la mesure du bruit de modulation d'amplitude [1].

b) Mesure du bruit de modulation de fréquence (MF)

Le dispositif de mesure de bruit de modulation de fréquence de sources millimétriques peut être conçu de deux façons :

* on peut effectuer ces mesures directement en gamme millimétrique [2], [3],

* ou bien procéder à un changement de fréquence.

La première solution pose un certain nombre de problèmes.

En effet, en bande millimétrique, les composants présentent des

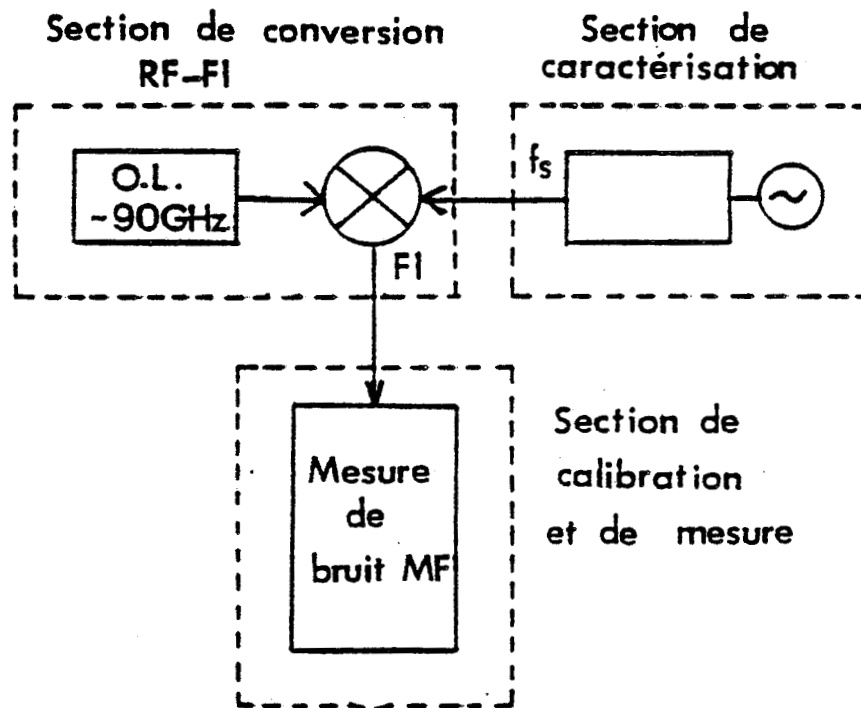


Figure 89 : Schéma de principe du dispositif de mesure utilisé.

pertes importantes ; d'autre part, ils sont étalonnés avec difficultés, et, en outre, leur coût est élevé. La deuxième solution consiste à transposer le signal millimétrique à étudier dans une bande centimétrique, où les différentes opérations d'étalonnage et de calibration sont plus aisées et plus précises. En contre-partie, cette technique nécessite l'utilisation d'un oscillateur local millimétrique très stable et à haute pureté spectrale. C'est cette deuxième solution qui a été retenue car elle doit permettre, dans l'état actuel de la technologie, une sensibilité et un niveau de bruit de fond nettement améliorés par rapport à la première solution, au détriment cependant de la bande de fréquence utilisable du dispositif de mesure [1].

Le schéma synoptique du dispositif de mesure utilisé est décrit figure 89. Il comporte trois parties principales :

- la section de mesure des performances de puissance, rendement et fréquence de fonctionnement, décrite précédemment,
- une section de conversion RF - FI,
- une section de calibration et de mesure de bruit de MF à la fréquence intermédiaire.

Ce sont ces deux dernières parties que nous allons maintenant examiner en détail.

1.2.3 - Section de conversion RF - FI

Cette section du banc de mesure a pour fonction de transposer le signal millimétrique, issu de la source à mesurer, en bande centimétrique (3,7 - 4,2 GHz), bande dans laquelle sera effectuée la mesure de bruit. Le schéma synoptique en est donné figure 90.

Les performances de cette partie du banc reposent sur deux éléments principaux :

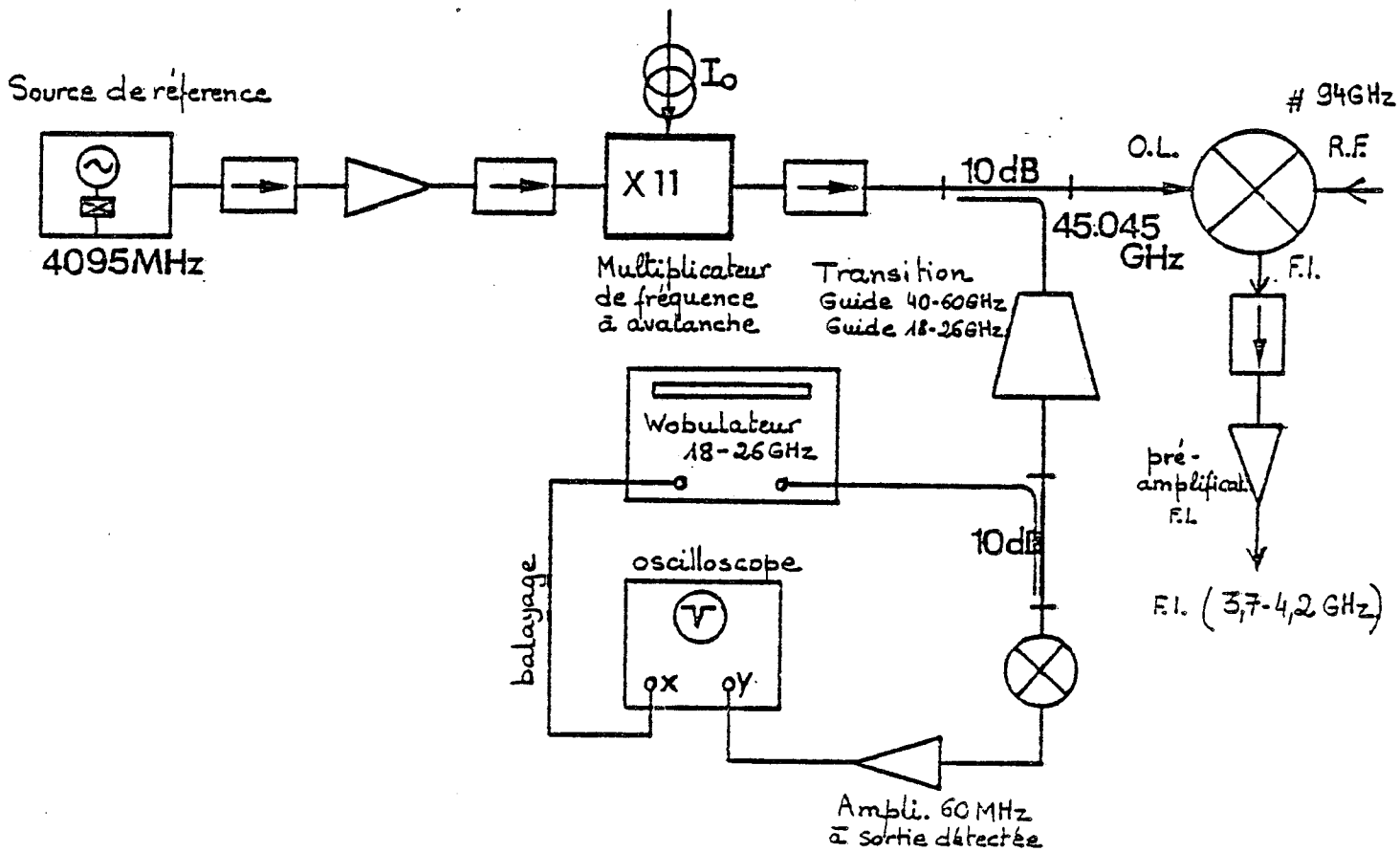


Figure 90 : Schéma synoptique de la section de conversion RF-FI.

- un oscillateur local très stable et à haute pureté spectrale,
- un mélangeur équilibré.

La source stable est constituée d'un oscillateur primaire à quartz thermostaté délivrant un signal à 4095 MHz. Après passage par un amplificateur à faible bruit à transistor à effet de champ à l'AsGa, ce signal alimente l'entrée d'un multiplicateur de fréquence par 11, en un seul étage, à diode à avalanche. Ce multiplicateur a été élaboré selon une technique mise au point par P.A. Rolland [4]. Le signal de sortie du multiplicateur de fréquence, à 45,045 GHz, alimente l'entrée OL d'un mélangeur équilibré.

L'entrée RF est quant à elle alimentée par le signal à transposer, de fréquence f_s voisine de 94 GHz. Le signal à 45,045 GHz sert en fait de signal pompe au mélangeur, qui va doubler sa fréquence avant mélange avec le signal RF.

La sortie du mélangeur délivre donc un signal de fréquence FI telle que :

$$FI = f_s - 2 \times 45,045 \text{ GHz}$$

Cette sortie est amplifiée par un amplificateur à faible bruit à transistor à effet de champ. Cet amplificateur a deux fonctions : amener la puissance du signal à la fréquence FI à un niveau optimal pour la section de calibration et de mesure (10 à 13 dBm), et isoler la section de conversion de la section de calibration et de mesure. La bande passante de cet amplificateur est de 500 MHz (3,7 - 4,2 GHz). La fréquence FI est donc imposée essentiellement par la faible bande passante de cet amplificateur.

1.2.4 - Section de calibration et de mesure

Cette section dont le schéma synoptique est donné figure 91 fonctionne à la fréquence intermédiaire dans la bande de fréquence 3,7 - 4,2 GHz. La structure de base retenue dérive directement de la



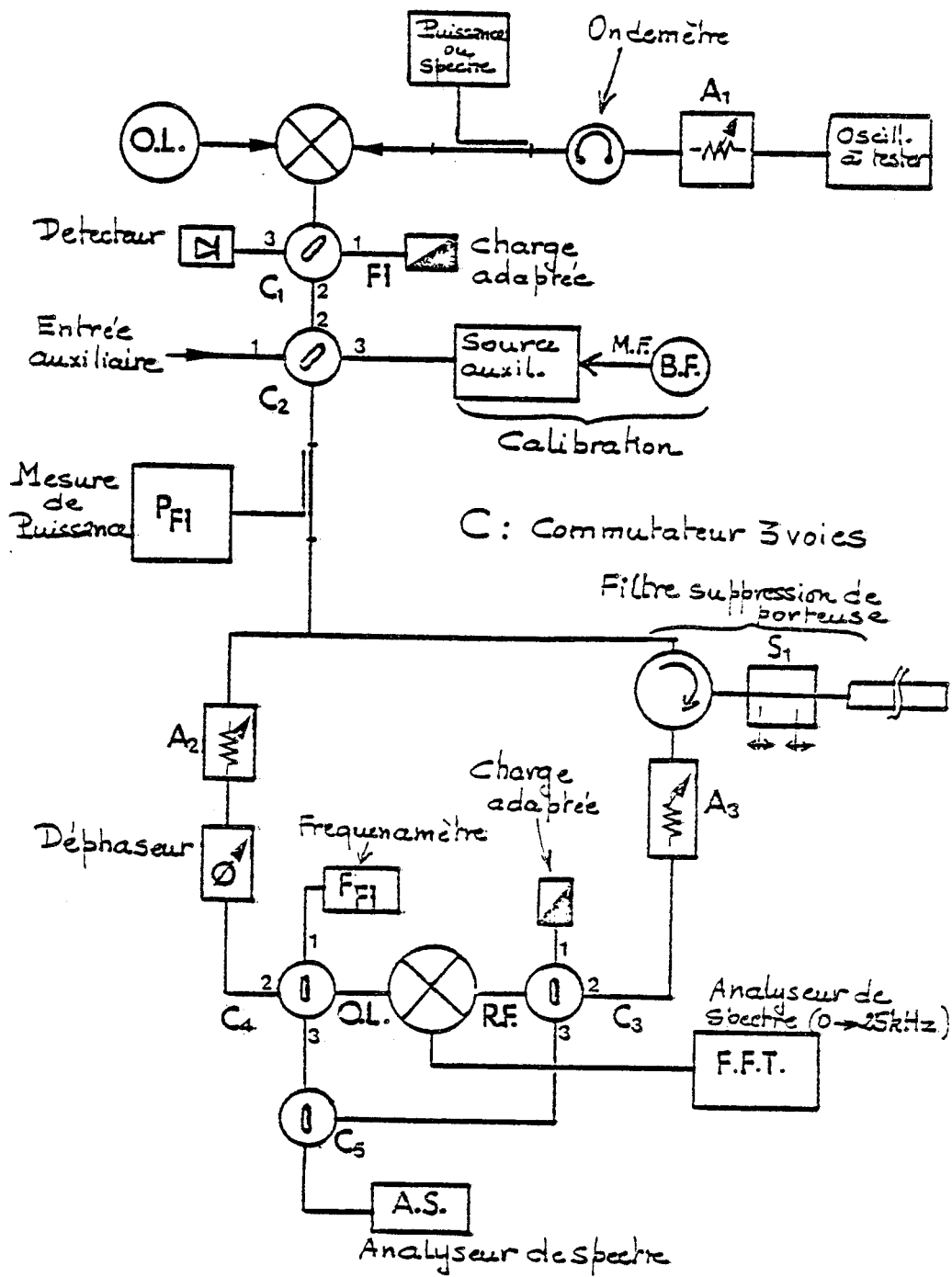


Figure 91 : Schéma synoptique de la section de calibration et de mesure.



technique de mesure de bruit de modulation de fréquence à un seul oscillateur décrite par Ondria [5] et récemment améliorée par Ashley [6], et qui permet d'accéder au bruit de modulation de fréquence au voisinage de la porteuse.

Le discriminateur de fréquence est constitué d'un filtre de réjection de porteuse utilisant une longue ligne de transmission en réflexion. Il permet en outre la réjection du bruit de modulation d'amplitude.

La sortie du mélangeur équilibré peut être reliée soit à un amplificateur faible bruit, de gain variable et calibré (40 à 80 dB), soit directement à l'entrée d'un analyseur de spectre en temps réel. La bande de base couverte par cet analyseur va de 0,02 Hz à 25,5 kHz. Cet analyseur de spectre est de plus connecté à une table traçante, ce qui permet un tracé direct des spectres relevés dans la bande de base.

Remarque :

Cet analyseur permet également d'effectuer la fonction de cohérence entre deux signaux. Cette fonction peut être intéressante, notamment dans le cas d'oscillateurs commandés en tension (VCO), car elle peut fournir une indication sur la corrélation existant entre le bruit des alimentations stabilisées et le bruit à la sortie des sources commandées par celles-ci.

1.2.5 - Performances du banc de mesure de bruit

Le schéma du banc de mesure complet est donné figure 92.

Les principales caractéristiques au niveau des performances sont résumées ci-dessous :

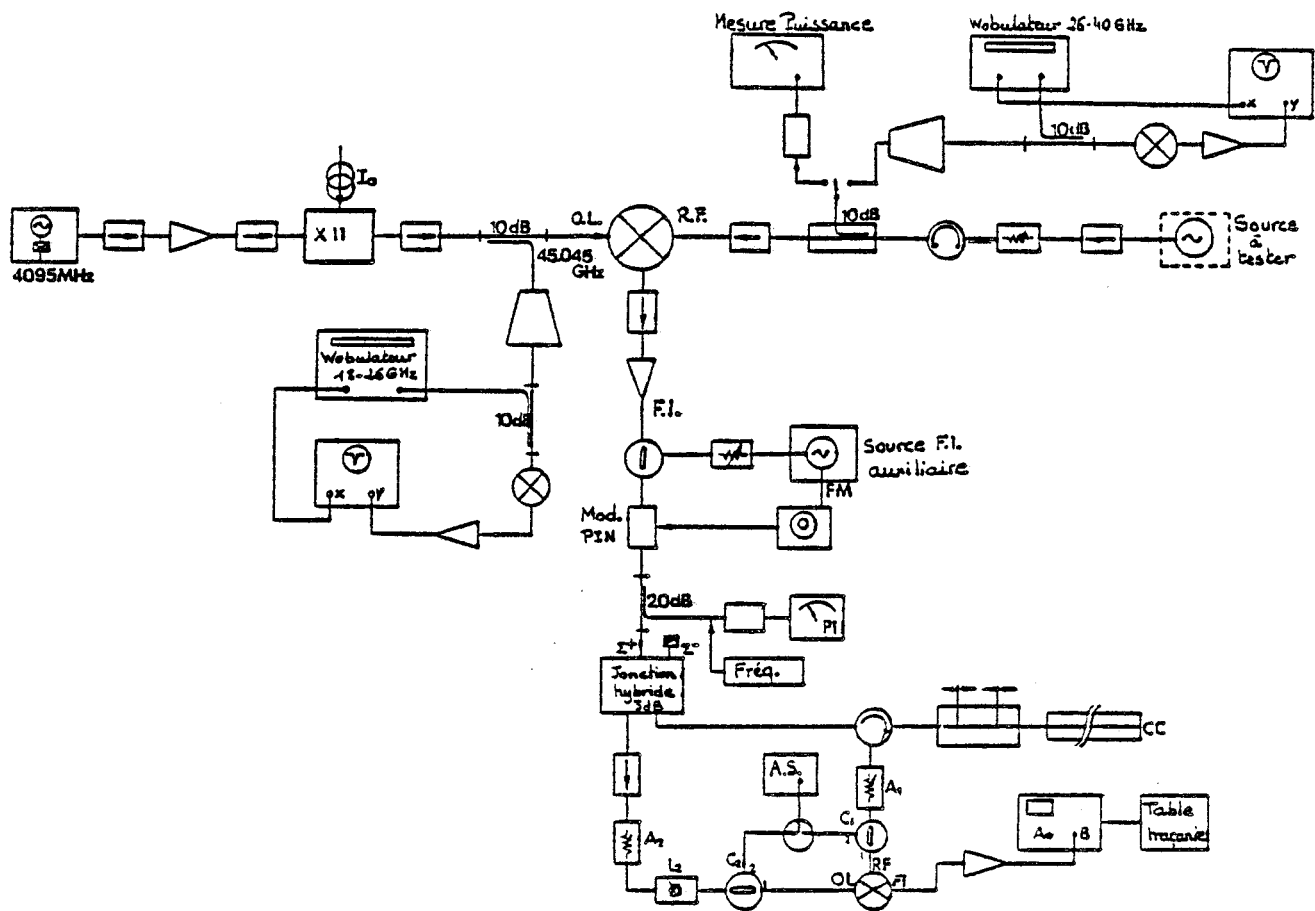


Figure 92 : Schéma synoptique du banc de mesure complet, incluant la mesure des performances hyperfréquences et la mesure du bruit de MA et du bruit de MF près de la porteuse.

a) Section de caractérisation

- Mesure en puissance : précision $\pm 5\%$,
- Mesure de fréquence : précision 15 MHz en lecture directe sur l'ondemètre, précision ± 10 Hz en utilisant un fréquencemètre sur la voie FI.

b) Section de calibration et de mesure* facteur de calibration

La figure 93 donne l'évolution du facteur de calibration du discriminateur :

$$F.C = \frac{\Delta f_{\text{rms}}}{V_{\text{rms}}}$$

où Δf_{rms} est la valeur efficace de la déviation de fréquence de la porteuse due à la modulation de fréquence, et V_{rms} est la valeur efficace de la tension détectée par l'analyseur de spectre en temps réel, due à la présence des bandes latérales de modulation.

Nous pouvons remarquer que, conformément à ce que prévoit la théorie [6], le facteur de calibration ne dépend pas de la fréquence porteuse FI (des mesures effectuées sur toute la bande 3,7 - 4,2 GHz ont permis de vérifier ce point) ; de plus le facteur de calibration suit très sensiblement une loi en $1/\sqrt{p}$.

En outre, la linéarité du mélangeur utilisé fait que ce facteur de calibration n'évolue pas en fonction de l'indice de modulation de fréquence tant que celui-ci reste inférieur à 3. Enfin, le facteur de calibration est constant sur toute la bande de base, c'est-à-dire pour des fréquences modulantes f_m telles que $f_m \leq 25,5$ kHz.



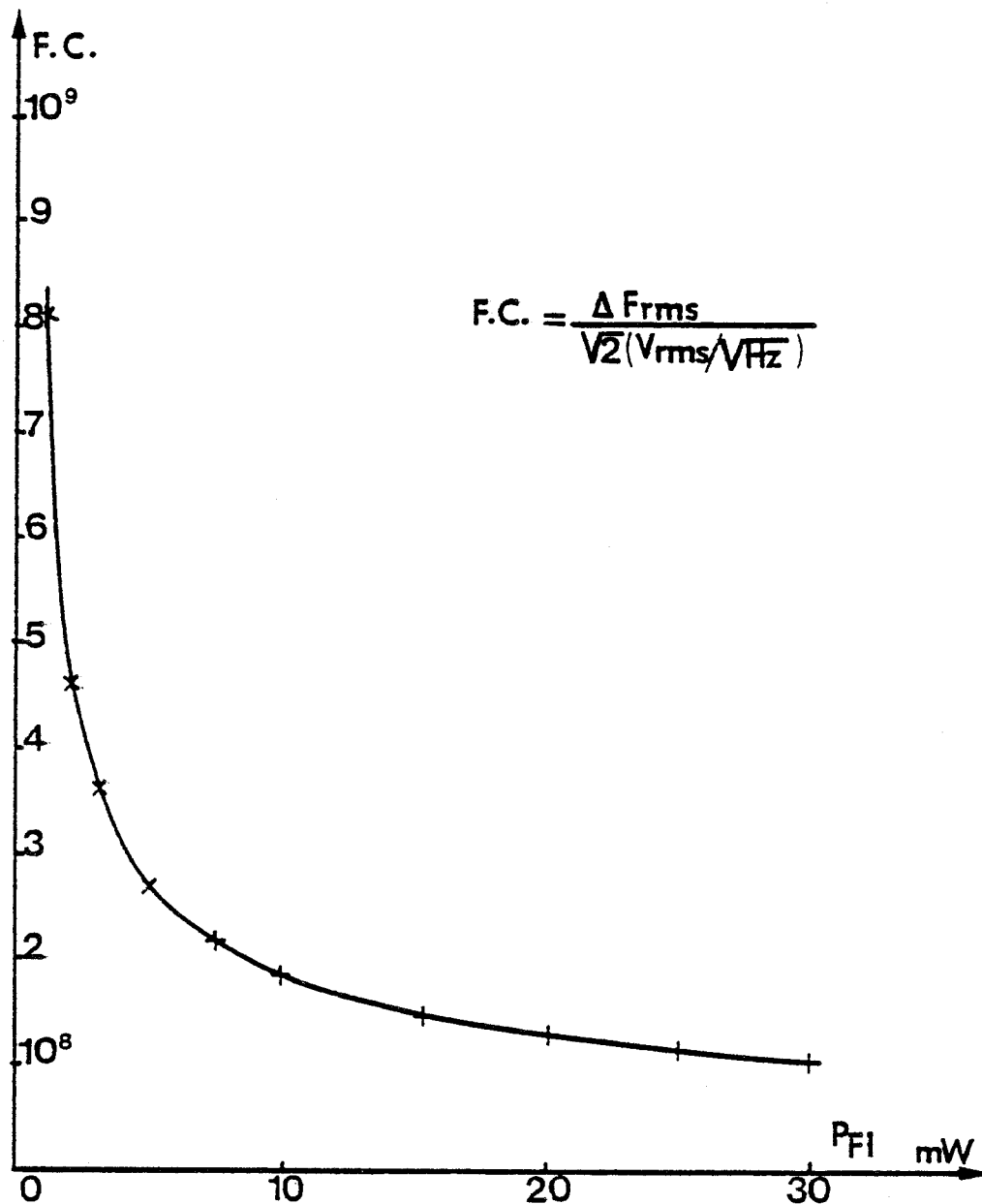


Figure 93 : Evolution du facteur de calibration du discriminateur F.C. en fonction de la puissance à la fréquence intermédiaire P_{FI} .



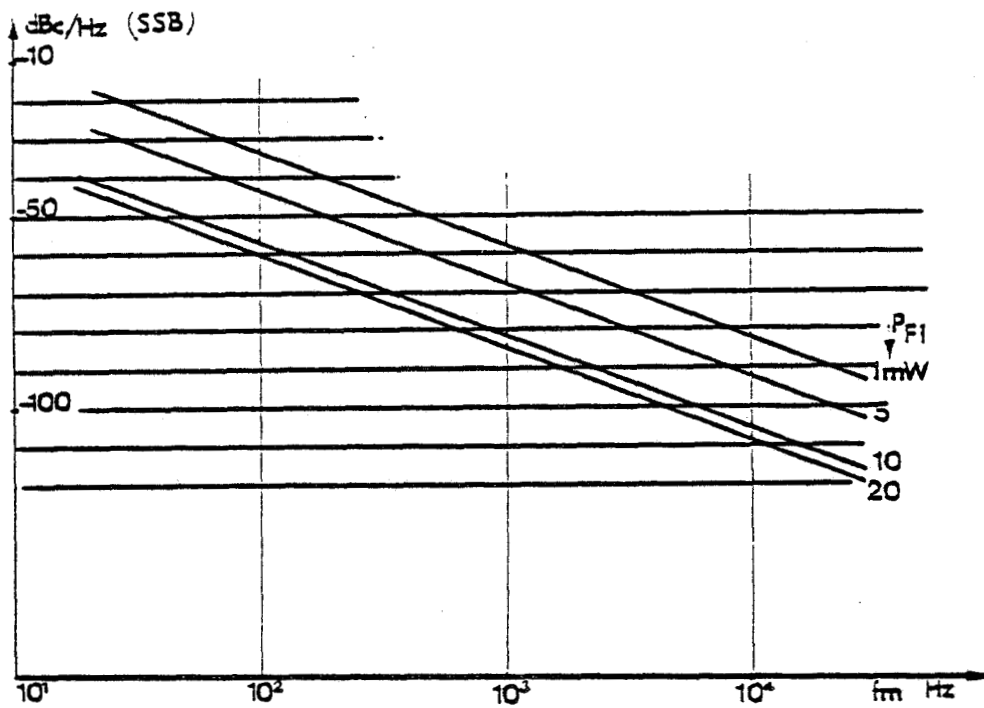


Figure 94 : Evolution de la sensibilité du dispositif de mesure de bruit de modulation de fréquence dans la bande de base, pour différentes valeurs de la puissance incidente à la fréquence intermédiaire P_{FI} .

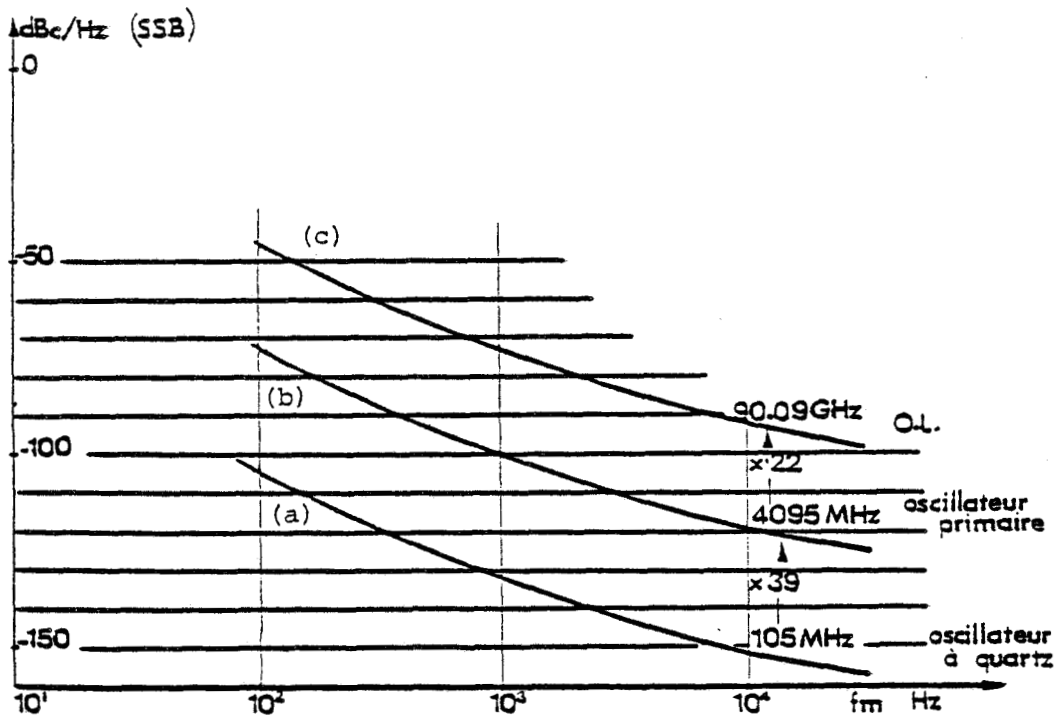


Figure 95 : Evolution du bruit de modulation de fréquence dans la bande de base en différents points de la chaîne constituant l'oscillateur local de référence:

- (a) bruit de MF de l'oscillateur à quartz
- (b) bruit de MF de l'oscillateur primaire
- (c) bruit de MF de la source stable de référence.



* sensibilité

Compte-tenu du bruit de fond global du dispositif et de la sensibilité de l'analyseur de spectre en temps réel dans la bande de base ($\# - 153 \text{ dBV}/\sqrt{\text{Hz}}$), la figure 94 donne l'évolution de la sensibilité du dispositif de mesure de bruit de modulation de fréquence dans la bande de base (0 - 25,5 kHz) pour différentes puissances incidentes à la fréquence intermédiaire ($3,7 \text{ GHz} \leq \text{FI} \leq 4,2 \text{ GHz}$). A 1 kHz de la porteuse par exemple, cette sensibilité est inférieure à - 80 dBc/Hz pour des puissances incidentes supérieures à 10 mW, ce qui est une performance tout à fait satisfaisante.

* minimum de bruit de MF mesurable

La figure 95 montre l'évolution du bruit de modulation de fréquence dans la bande de base (0 - 25,5 kHz) en différents points de la chaîne constituant l'oscillateur local de référence. La courbe (a) donne le bruit de MF de l'oscillateur à quartz de base à 105 MHz ; la courbe (b) celui de l'oscillateur primaire à 4095 MHz ; la courbe (c) correspond au bruit de MF qui entâche le signal de référence à 90,090 GHz. On voit sur cette courbe (c) que le bruit de MF de cette source très stable de référence est de - 73 dBc/Hz à 1 kHz de la fréquence porteuse. Ceci montre que la sensibilité du dispositif de mesure de bruit de MF se situe à environ 7 dB en-dessous du bruit de sources très stables en gamme millimétrique. Ce dispositif de mesure est donc tout à fait adapté à la mesure de bruit de MF tant d'oscillateurs libres que de sources synchronisées dans la fenêtre des 94 GHz.

Signalons cependant que le bruit de la source stable de référence (figure 95(c)) correspond en fait au minimum de bruit de MF mesurable, puisque cette source sert de référence au mélangeur pour transposer le spectre de l'oscillateur à tester dans la bande FI (3,7 - 4,2 GHz).

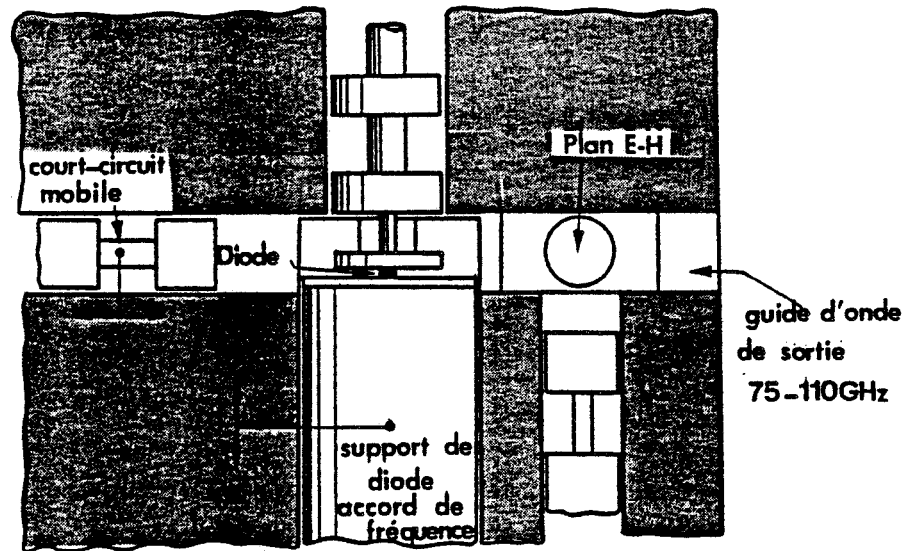


Figure 96 : Cellule "monofréquence" avec sortie en bande millimétrique: "cavité cap".

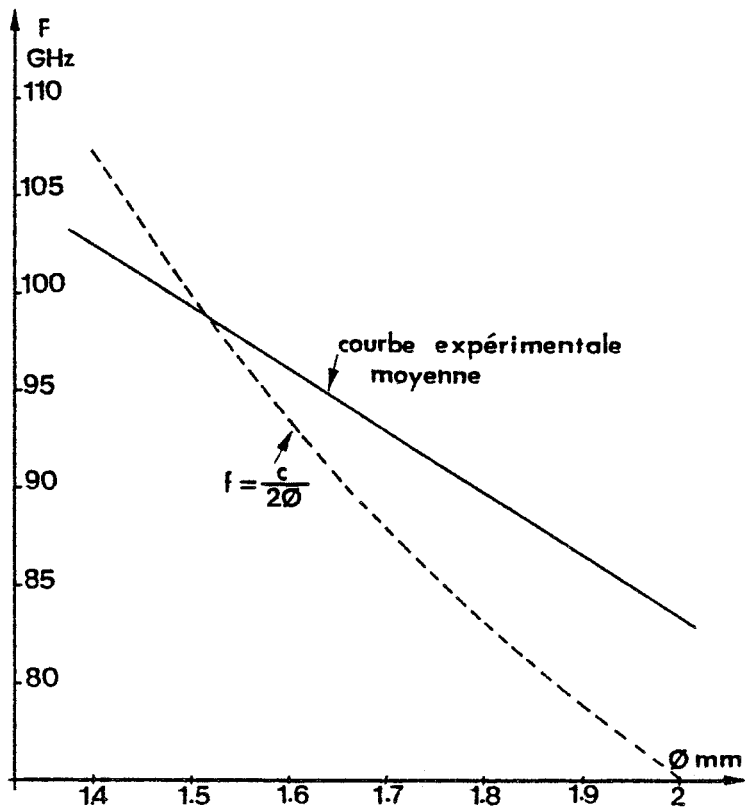


Figure 97 : Evolution typique de la fréquence de fonctionnement en fonction du diamètre du disque.



2 - CELLULES DE MESURES

De façon à pouvoir comparer les résultats théoriques et expérimentaux, deux types de circuits hyperfréquences ont été mis en oeuvre pour la réalisation d'oscillateurs en gamme millimétrique :

- des cellules "monofréquences" avec sortie en bande millimétrique,
- des cellules "multifréquences" avec sorties simultanées en gamme millimétrique et à une fréquence sous-harmonique.

2.1 - Cellule "monofréquence" avec sortie en bande millimétrique

Nous pouvons trouver, sur la figure 96, le schéma de principe des cellules mises en oeuvre. Il s'agit d'un circuit utilisant un disque métallique comme élément d'adaptation. C'est le type de circuit le plus utilisé en gamme millimétrique, et plus connu sous le nom de "cavité cap".

Le "cap" se comporte comme une ligne radiale, de très faible impédance caractéristique, permettant d'adapter la faible impédance de la diode à la forte impédance de charge (présentée, par exemple, par un guide d'onde), à la fréquence de sortie [7], [8].

Le découplage entre le circuit continu d'alimentation et le circuit hyperfréquence est assuré par un filtre coaxial constitué d'une ou de plusieurs sections quart d'onde à très basse impédance caractéristique, accordées sur la fréquence de sortie. Celle-ci est très sensiblement déterminée par le diamètre du cap : $f_0 \approx \frac{c}{2\phi}$, soit $\phi \approx \frac{\lambda_0}{2}$, où λ_0 est la longueur d'onde, en propagation libre, correspondant à la fréquence f_0 de sortie. (Nous donnons, figure 97, l'évolution typique de la fréquence de fonctionnement en fonction du diamètre du disque).



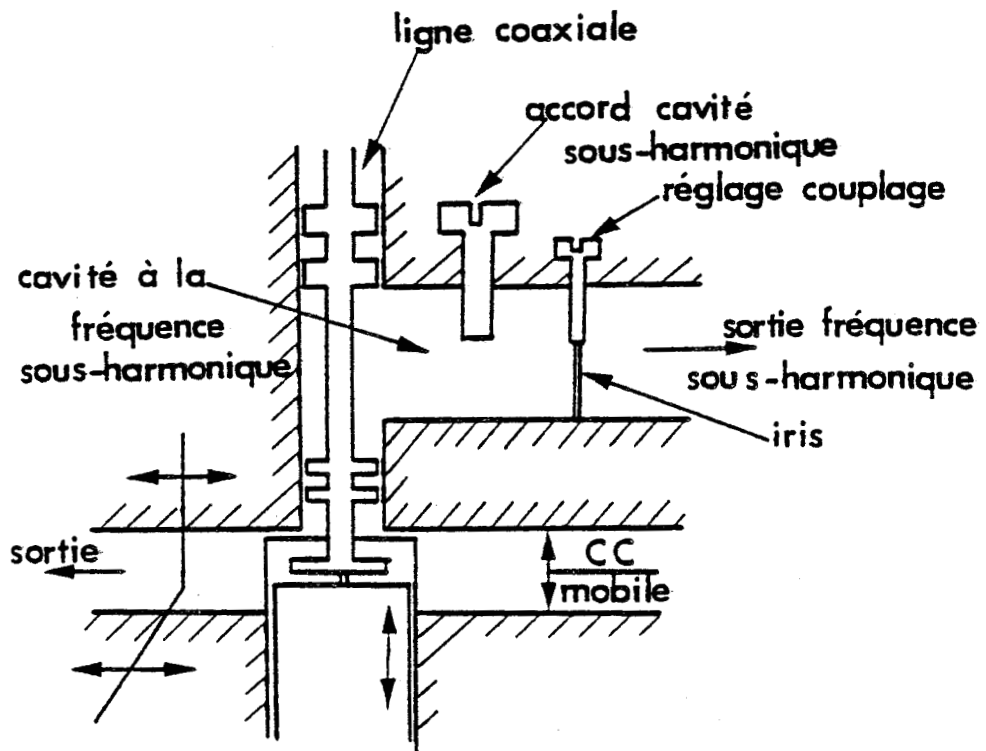


Figure 98 : Cellule "multifréquences" avec sortie en bande millimétrique et cavité à la fréquence sous-harmonique.



On dispose de plus d'un accord mécanique sur une bande de fréquence relativement importante. En effet, la position de l'ensemble diode-cap peut varier de façon continue à l'intérieur du guide. La variation de fréquence résulte de la déformation des lignes de champ électromagnétique.

On peut également améliorer l'adaptation de l'impédance de la diode à l'impédance de charge, en intercalant un adaptateur E-H entre la cellule et la charge. Le guide d'onde de sortie est terminé, du côté opposé à la sortie, par un court-circuit mobile, comme indiqué sur la figure 96. Les conditions optimales de fonctionnement sont obtenues lorsque le piston de court-circuit mobile est situé à une distance de la diode sensiblement égale à un nombre entier de fois le quart

de la longueur d'onde $(2k + 1) \frac{\lambda_g}{4}$ [9].

2.2 - Cellule "multifréquence" avec sorties simultanées en bande millimétrique et à une fréquence sous-harmonique

Le schéma de principe des cellules utilisées est décrit figures 98 et 99.

La partie "haute fréquence" (fréquence de sortie) est tout à fait analogue à celle des cellules décrites ci-dessus.

Les deux cellules décrites diffèrent par la configuration des circuits aux fréquences sous-harmoniques.

a) Cellule avec cavité à la fréquence sous-harmonique

Le circuit à la fréquence sous-harmonique de cette cellule est constitué d'une cavité résonante, accordée sur une fréquence sous-harmonique de la fréquence de sortie (en l'occurrence $f_s/2$), et couplée à la diode par l'intermédiaire de la ligne coaxiale d'alimentation (structure de type Kurokawa [10] (cf. figure 98)). On dispose sur la

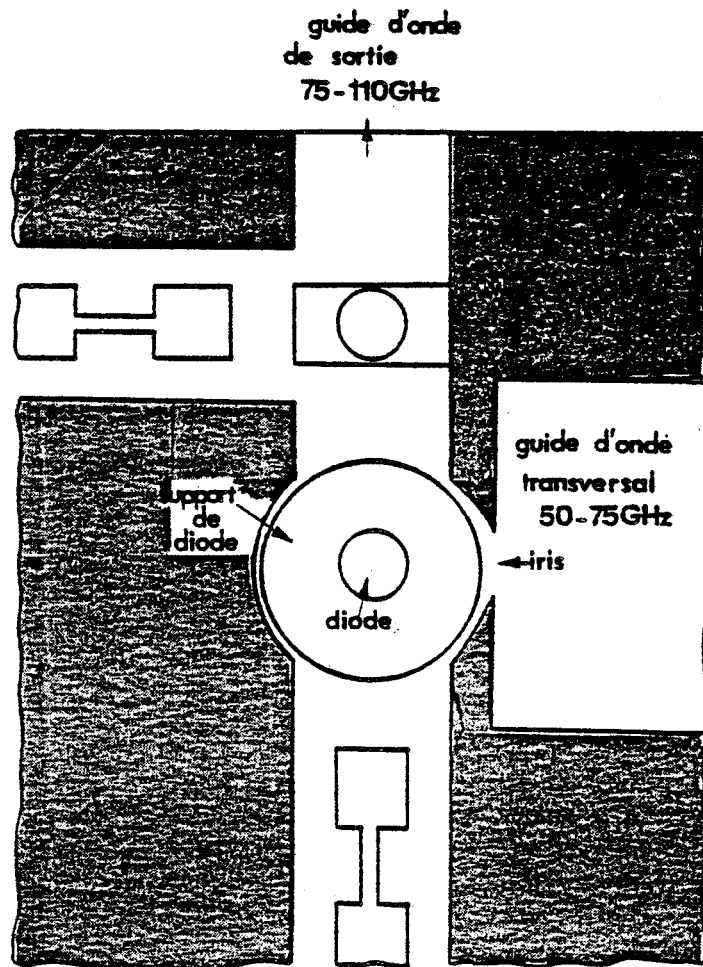


Figure 99 : Cellule "multifréquences" avec sortie en bande millimétrique et guide d'onde additionnel en bande 50-75 GHz.

cavité, d'un élément d'accord de la fréquence (vis métallique ou diélectrique par exemple). Le découplage continu-signal sous-harmonique est à nouveau assuré par un filtre (transformateur $\lambda/4$ très basse impédance).

Une telle cellule a été réalisée avec sortie en bande 75 - 110 GHz et une cavité résonante en bande 40 - 60 GHz, accordée sur 47 GHz.

b) Cellule avec couplage à un guide d'onde additionnel en bande 50 - 75 GHz

Ce deuxième type de cellule est beaucoup plus simple (figure 99).

Un guide d'onde transversal, dans la bande 50 - 75 GHz, a simplement été couplé au guide d'onde principal (dans la bande 75 - 110 GHz), par l'intermédiaire d'un iris selfique, au niveau du composant. Ce guide permet soit d'effectuer la mesure de la puissance émise par la diode à la fréquence sous-harmonique de la fréquence de sortie, soit de réaliser une excitation du composant en injectant un signal à la fréquence sous-harmonique (ceci permet, par exemple, de réaliser un oscillateur GUNN verrouillé en phase par injection à une fréquence sous-harmonique), soit encore de réaliser un accord réactif à la fréquence sous-harmonique.

Notons également que l'adaptateur E-H a été directement intégré dans la cellule, de façon à pouvoir être placé le plus près possible du composant.

3 - CARACTERISATION DES COMPOSANTS UTILISES

Nous donnons dans ce paragraphe les principaux résultats expérimentaux obtenus avec les composants qui nous ont été fournis par la Division Composants Microondes de la THOMSON-CSF, et dont les principales caractéristiques sont résumées ci-dessous :

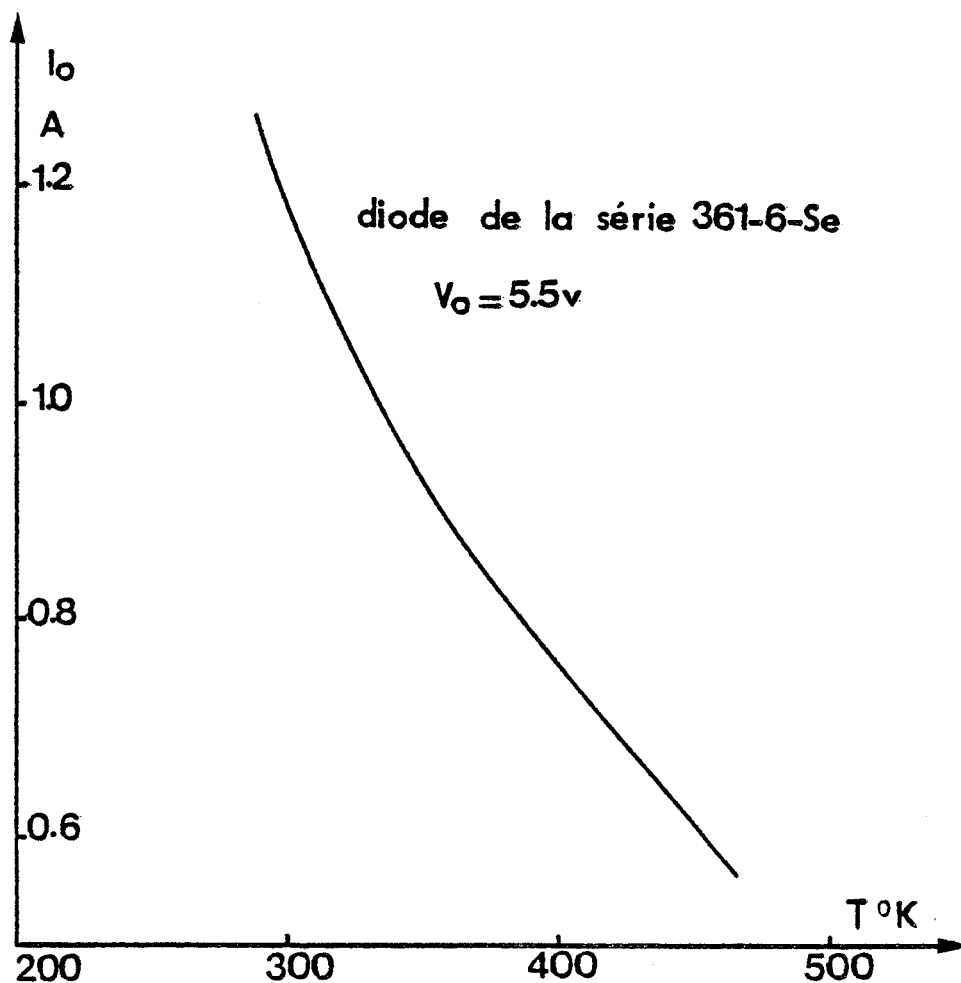
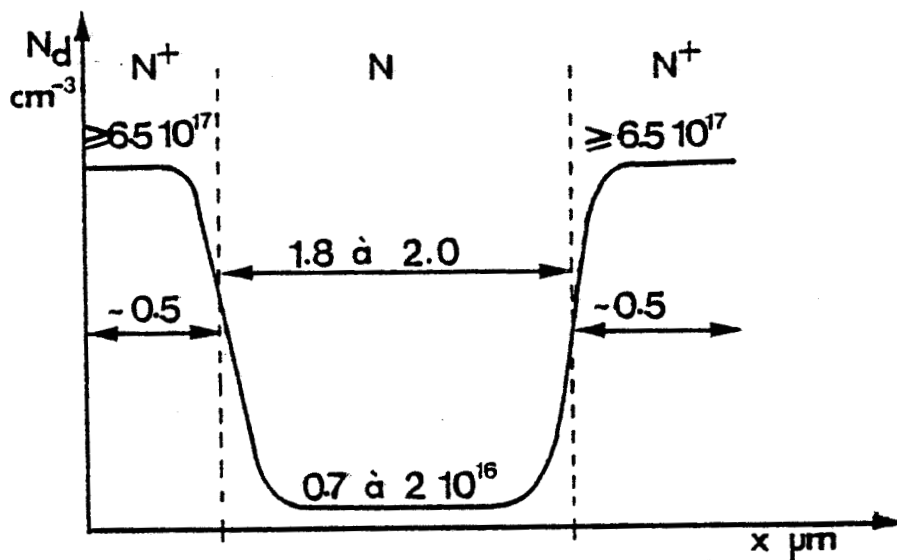


Figure 100 : Evolution du courant continu I_0 en régime statique, en fonction de la température, pour une diode de la série 361-6-Se.





diamètre ϕ : de 60 à 100 μm

boîtier : W3

température de fonctionnement : 150 à 200° C

a) Influence de la température

Nous donnons, sur la figure 100, l'évolution du courant continu I_0 en fonction de la température, obtenue lors d'une série de mesures effectuées sur une diode de la série 361-6-Se. Comme le prévoit la théorie, nous observons une nette diminution du courant lorsque la température augmente. Cependant, nous ne pouvons pousser plus loin notre comparaison théorie-expérience à cause de nombreuses imprécisions sur la connaissance des paramètres technologiques.

b) Performances hyperfréquences

Nous avons, dans un premier temps, constaté le fait que ces composants fonctionnaient simultanément en bande millimétrique et à la fréquence sous-harmonique correspondante. Ceci est illustré sur la figure 101 où nous avons représenté les évolutions fréquentielles des puissances P_1 et P_2 extraites sur la fréquence fondamentale et la fréquence harmonique, respectivement. Ces résultats sont en bon accord avec ceux publiés par ailleurs [11], [12], [13], et avec les résultats de l'étude théorique qui nous a permis de montrer que des composants présentant cette longueur de zone N ne pouvaient fonctionner en mode fondamental à 100 GHz.

Nous avons ensuite réalisé une étude systématique des performances de puissance, rendement, fréquence et bande passante sur plusieurs séries d'échantillons ayant les caractéristiques ci-dessus indiquées :

- * Nous donnons, figures 102 et 103 deux courbes récapitulatives des résultats de puissance et rendement obtenus ; à 95 GHz on obtient typiquement 20 mW avec un rendement de 0,4 %. Nous constatons que ces résultats sont en bon accord avec les résultats théoriques présentés dans le chapitre 3 (cf. page 69).
- * De plus, nous avons obtenu un fonctionnement à très large gamme de fréquence, s'étendant sensiblement de 80 à 105 GHz. Nous constatons à nouveau une bonne corrélation avec les résultats théoriques (cf. figure 42).
- * Nous avons simultanément mis en évidence l'influence de la tension de polarisation V_0 sur la fréquence de fonctionnement du composant. Nous donnons, figure 104, l'évolution typique $f(V_0)$ observée sur plusieurs échantillons. Nous constatons, conformément à ce que prévoyait la théorie, qu'une augmentation de la tension de polarisation V_0 , conduit à une diminution de la fréquence de fonctionnement f . Notons cependant, que, dans la mesure où ces composants fonctionnent en régime harmonique, la tension de polarisation n'influe pas directement sur la fréquence de sortie f , mais modifie en fait la fréquence fondamentale du dispositif $f/2$.

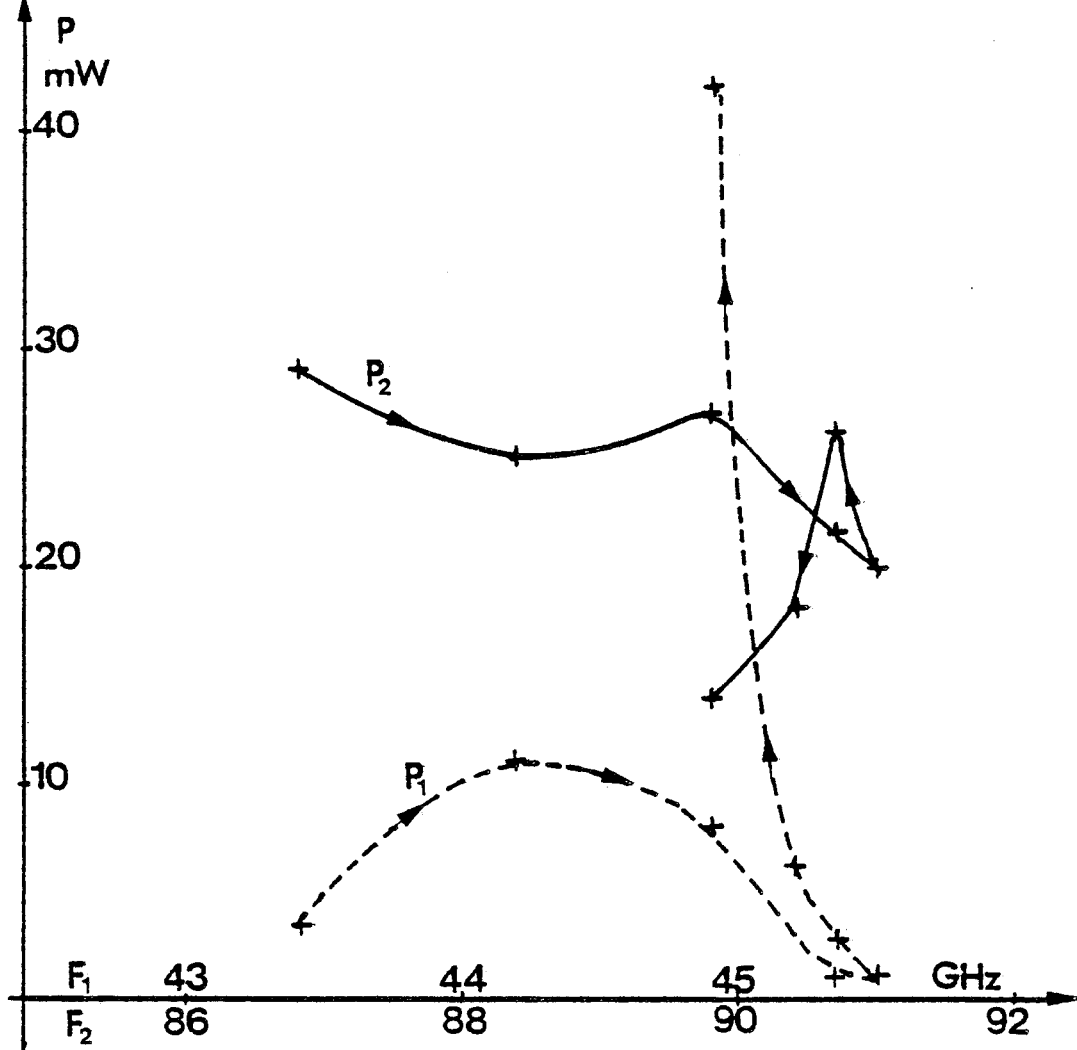


Figure 101 : Evolutions fréquentielles des puissances P_1 et P_2 extraites à la fréquence fondamentale et à la fréquence harmonique (diode de la série 361-6-Se).

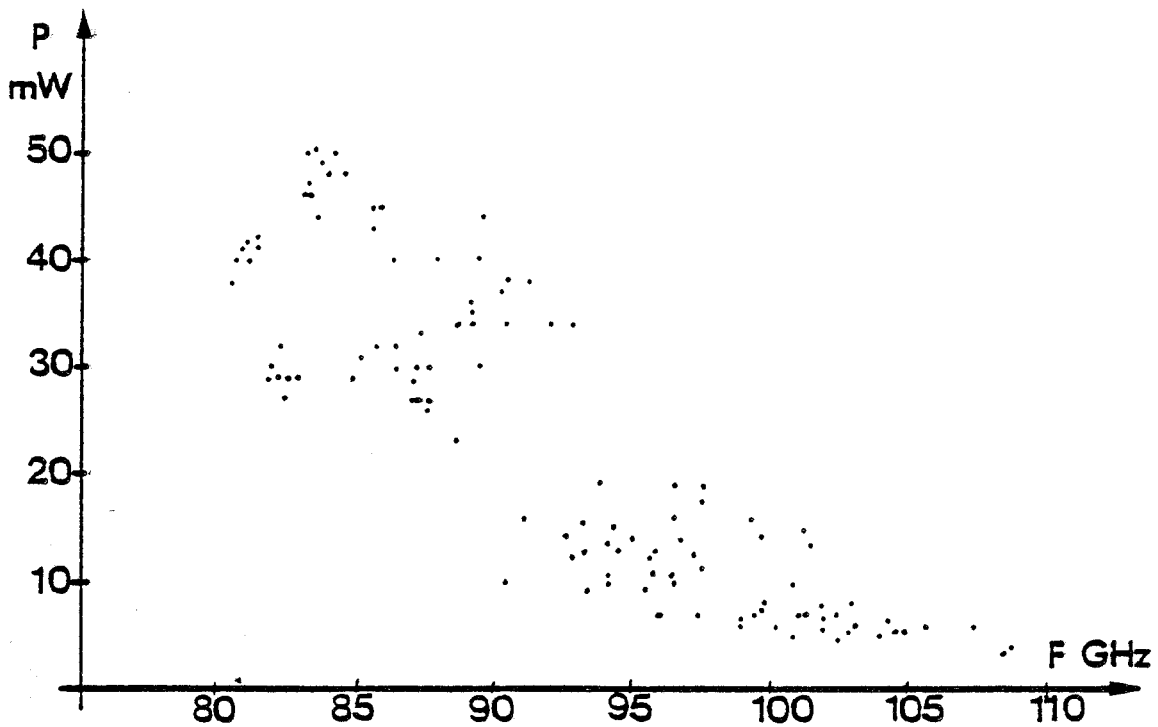


Figure 102 : Evolution fréquentielle de la puissance mesurée dans la bande 75-110 GHz .

BUS
LILLE

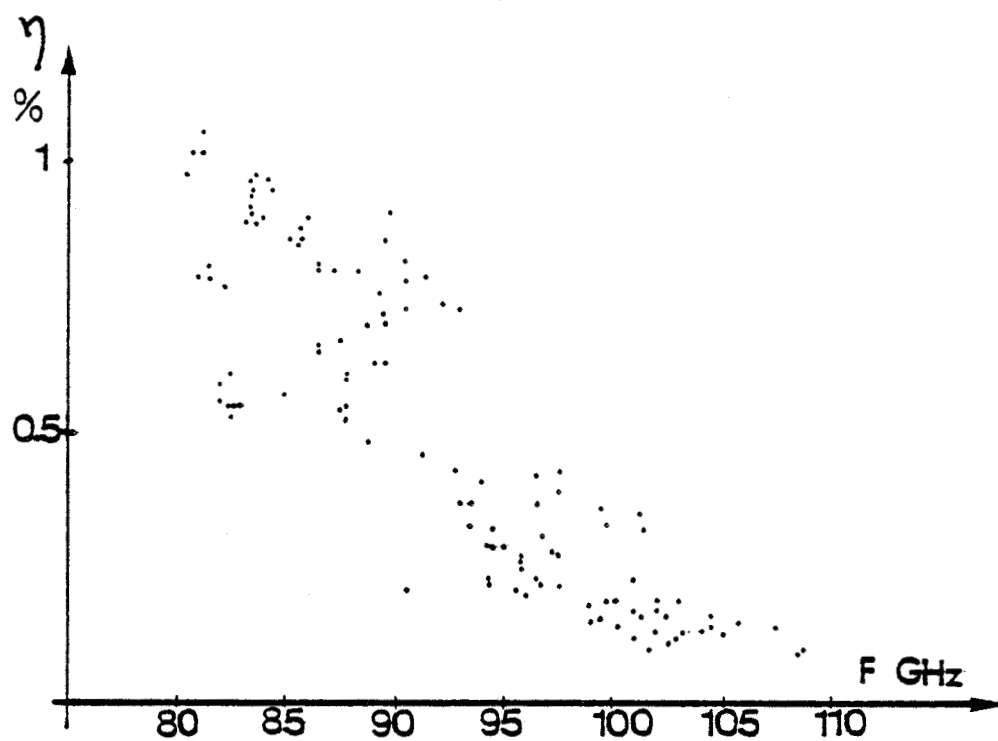


Figure 103 : Evolution fréquentielle du rendement.

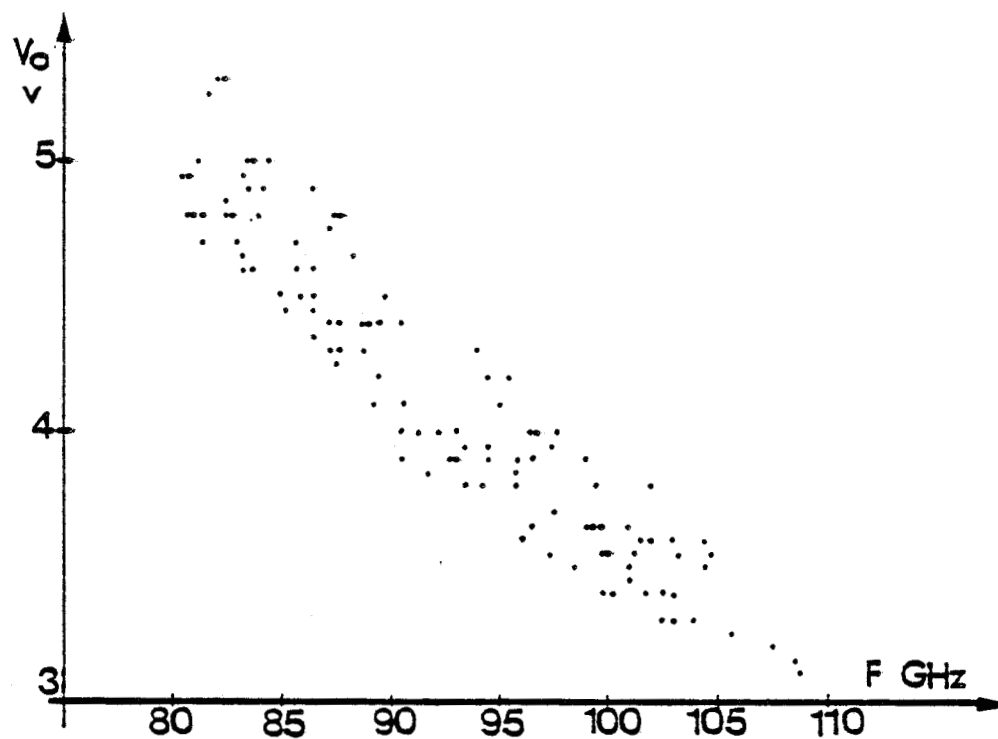


Figure 104 : Evolution typique de la tension de polarisation associée aux différentes fréquences de fonctionnement.



CONCLUSION

Nous avons donc mis expérimentalement en évidence l'existence d'un régime harmonique, dont les performances de puissance et rendement sont médiocres, mais tout à fait en accord avec les prédictions de l'étude théorique. Nous avons également pu vérifier d'autres points de l'étude théorique, notamment la largeur de bande de fréquence exploitable et l'influence de la tension de polarisation sur la fréquence de fonctionnement. Notons toutefois qu'au moment où nous résumons ces résultats, nous n'avons pas encore pu disposer de composants suffisamment courts pour mettre en évidence le mode fondamental à 100 GHz.

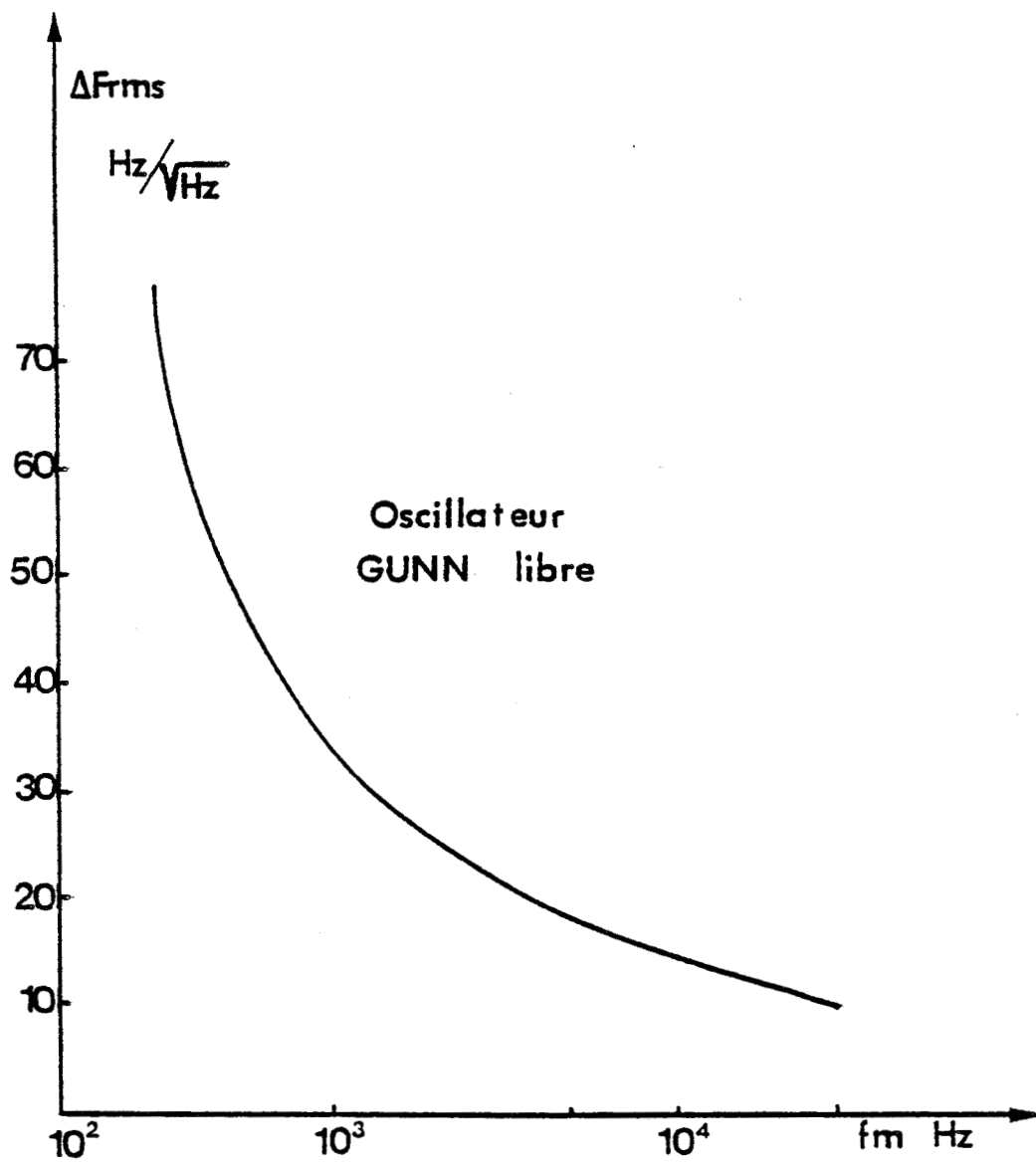


Figure 105 : Evolution typique du bruit de MF d'un oscillateur GUNN libre dans la bande de base .



4 - PERFORMANCES DE BRUIT DE MODULATION DE FREQUENCE COMPAREES DE PLUSIEURS TYPES DE SOURCES MILLIMETRIQUES

4.1 - Oscillateur GUNN libre

De nombreuses mesures de bruit de MF ont été effectuées dans la bande de base 0 - 25 kHz, sur des oscillateurs utilisant des diodes à l'AsGa de la série 361-6-Se (dont nous avons donné ci-dessus les caractéristiques). Nous donnons ici les résultats typiquement relevés, pour des conditions de fonctionnement résumées ci-dessous :

Puissance de sortie # + 10 dBm
 fréquence de fonctionnement 94,0 GHz
 rendement # 0,30 %

La figure 105 illustre l'évolution typique du bruit de modulation de fréquence dans la bande de base 0 - 25 kHz. Cette courbe représente la valeur efficace de la déviation de fréquence par rapport à la fréquence porteuse, normalisée par rapport à une bande d'analyse de 1 Hz, en ne considérant qu'une seule bande latérale de modulation ($\Delta f_{\text{rms}}^{\text{SSB}}$ en Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$). Nous voyons que, dans la bande de base considérée, le bruit de modulation de fréquence, en fonction de l'écart de fréquence par rapport à la fréquence porteuse (f_m), suit une loi en $k f_m^{-\alpha}$; les valeurs de l'exposant α évoluent en fonction de la fréquence modulante f_m :

$$\alpha = 0,53 \text{ pour } 20 \text{ Hz} \leq f_m \leq 50 \text{ Hz}$$

$$\alpha = 0,46 \text{ pour } 50 \text{ Hz} \leq f_m \leq 8 \text{ kHz}$$

$$\alpha = 0,38 \text{ pour } 8 \text{ kHz} \leq f_m \leq 25 \text{ kHz}$$

Nous avons également converti ces évolutions en rapport de puissance de bruit à la puissance à la fréquence porteuse, normalisé par rapport à une bande d'analyse de 1 Hz, et pour une simple bande latérale (P_{FM}/P_0 en dBc/Hz SSB) (cf. figure 106). Nous voyons que les valeurs données pour α correspondent à une décroissance variant de 9 à 8 dB

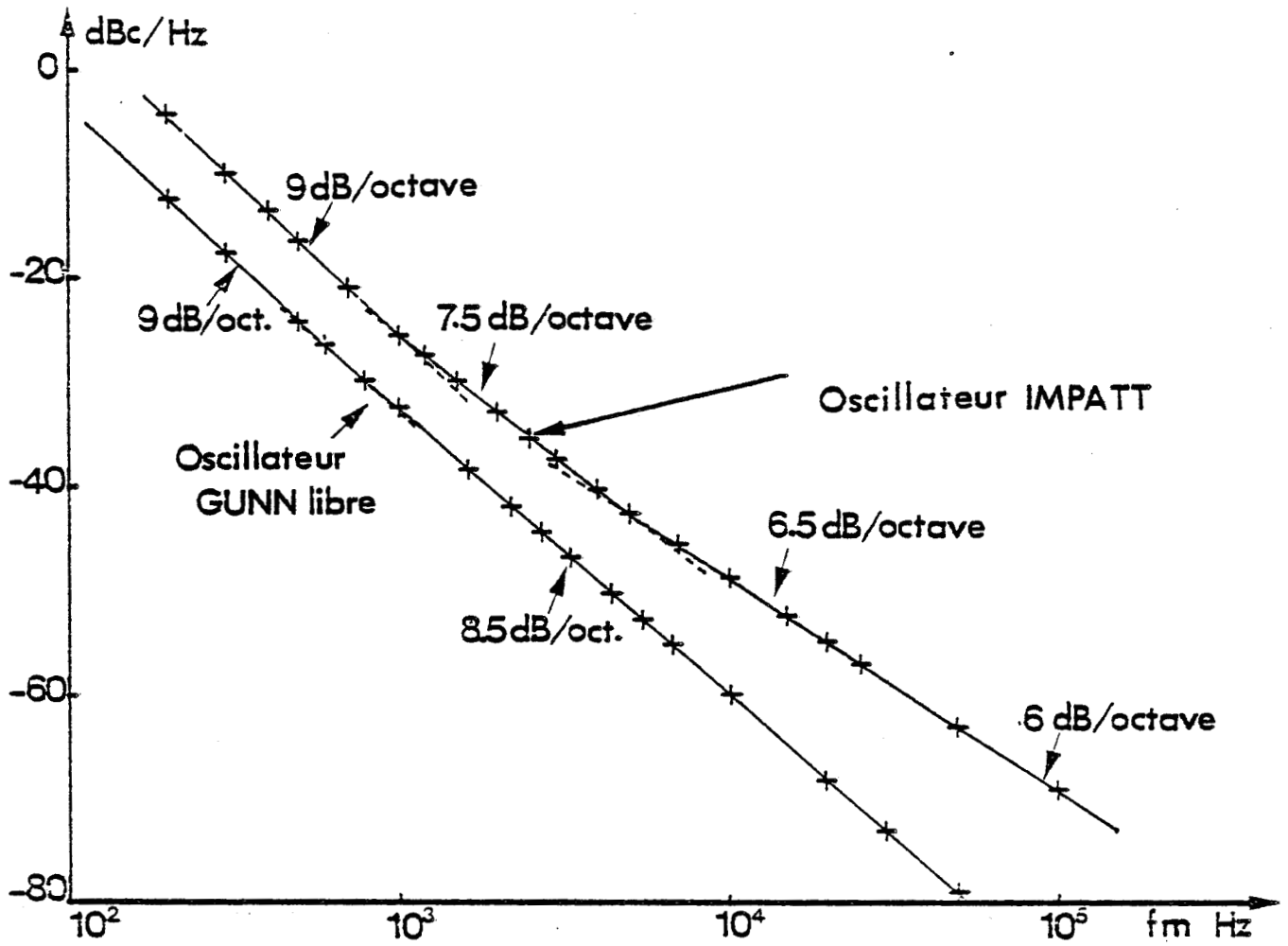


Figure 106 : Bruit de MF dans la bande de base: rapport de la puissance de bruit à la puissance à la fréquence porteuse, normalisé par rapport à une bande d'analyse de 1 Hz, pour une simple bande latérale.

- oscillateur GUNN libre.
- oscillateur IMPATT .

par octave. Ces résultats sont tout à fait représentatifs de ce type de source, et en bon accord avec d'autres résultats obtenus par ailleurs [9], [14], [12]. Ils montrent en outre que ces dispositifs présentent un niveau de bruit de modulation de fréquence faible et comparable à celui des klystrons dans cette gamme de fréquences.

4.2 - Oscillateur ATT

A titre de comparaison, nous avons ensuite caractérisé les performances de bruit de modulation de fréquence d'un oscillateur ATT utilisant une diode IMPATT Silicium à deux zones de transit, montée dans un boîtier préaccordé à 94 GHz (ce qui permet de simplifier au maximum le circuit de sortie : fine tige métallique permettant l'alimentation en continu du composant). Les mesures du bruit de modulation de fréquence ont été effectuées pour le point de fonctionnement suivant :

puissance de sortie + 20 dBm
 fréquence de fonctionnement 94,0 GHz
 rendement # 3 %

La courbe de la figure 106, représente, pour cette source, l'évolution du bruit de modulation de fréquence au voisinage de la fréquence porteuse, normalisé par rapport à une bande d'analyse de 1 Hz, et pour une simple bande latérale de modulation. Le rapport de la puissance de bruit à la puissance à la fréquence porteuse, décroît avec une pente variant de 9 à 6 dB par octave. Ceci signifie que le bruit de modulation de fréquence suit une loi en $k f_m^{-\alpha}$ jusqu'à un écart de 50 kHz environ par rapport à la fréquence porteuse, pour ensuite présenter une contribution constante pour des fréquences modulantes éloignées de la porteuse de plus de 50 kHz (c'est-à-dire lorsque la pente devient égale à 6 dB/octave). Ceci signifie également que le spectre de bruit de l'oscillateur IMPATT est plus large que celui de l'oscillateur GUNN. Etant donnée la pente plus faible présentée par l'évolution du spectre de bruit de modulation de fréquence de l'oscillateur IMPATT, les deux courbes de bruit tendent à se rapprocher lorsque l'écart de fréquence par rapport à la fréquence porteuse diminue. Mais pour des fréquences modulantes inférieures à 1 kHz, les pentes des deux courbes deviennent égales et l'oscillateur GUNN demeure moins bruyant.

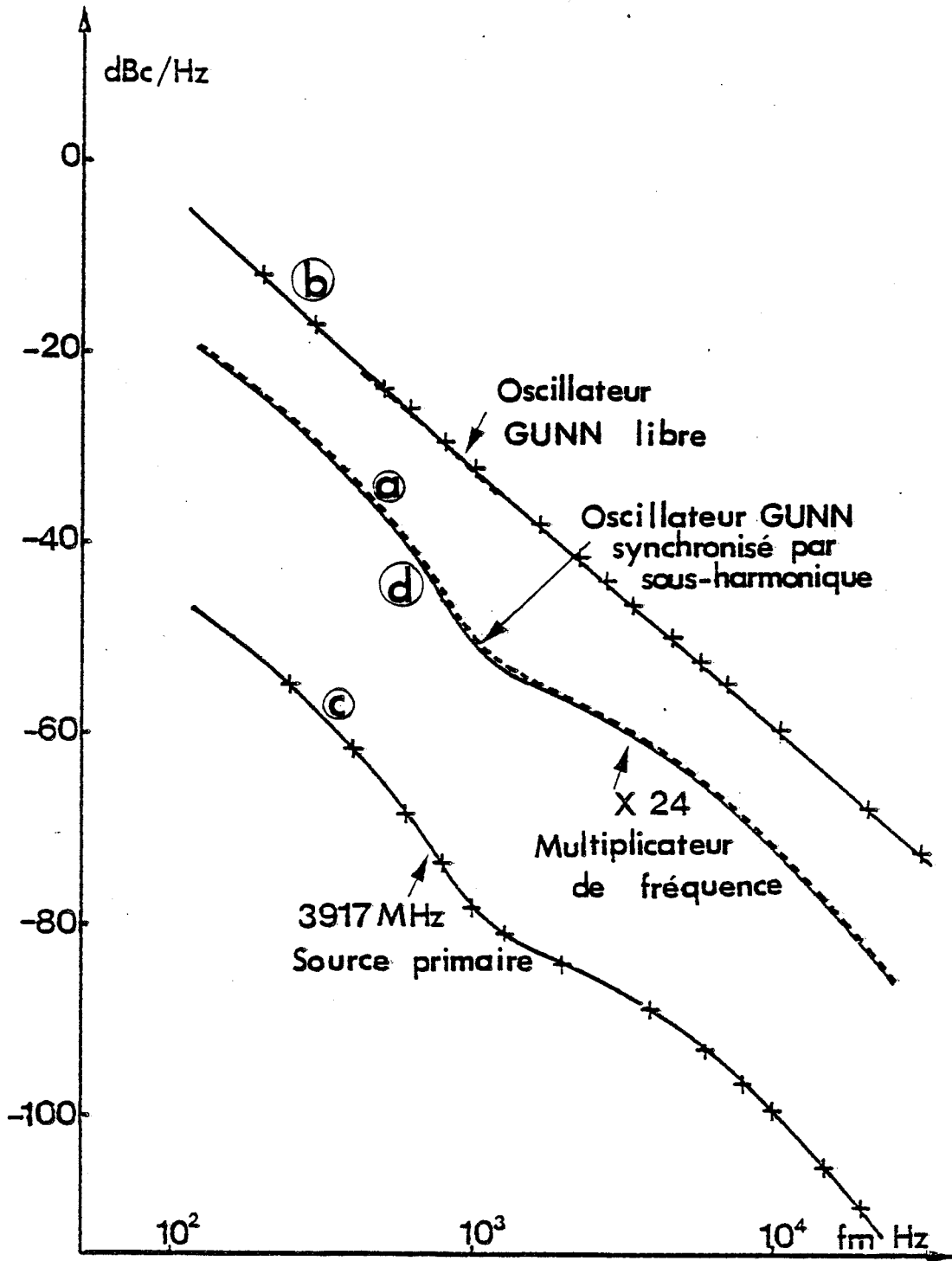


Figure 107 : Bruit de MF dans la bande de base: rapport de la puissance de bruit à la puissance à la fréquence porteuse, normalisé par rapport à une bande d'analyse de 1 Hz, pour une simple bande latérale.



- (a) oscillateur GUNN synchronisé par sous-harmonique.
- (b) oscillateur GUNN libre.
- (c) source primaire à 3917 MHz.
- (d) multiplicateur de fréquence à diode à avalanche.

4.3 - Oscillateur GUNN synchronisé par l'injection d'un signal à la fréquence sous-harmonique

L'oscillateur GUNN précédemment utilisé a été synchronisé par l'injection d'un signal à 47 GHz. Ce signal a été obtenu en multipliant la fréquence d'un signal propre et stable, issu d'un oscillateur à quartz à 3917 MHz, par un multiplicateur de fréquence par 12 à diode à avalanche, en un seul étage. Le niveau de puissance de ce signal pompe à 47 GHz a été fixé à -3 dBm pour les mesures considérées ici. Nous avons pu obtenir dans ces conditions une bande de synchronisation de 350 MHz.

La courbe (a) de la figure 107 montre l'évolution du rapport de la puissance de bruit à la puissance à la fréquence porteuse, normalisé par rapport à une bande d'analyse de 1 Hz, et pour une simple bande latérale, de cet oscillateur synchronisé par sous-harmonique, dans la bande de base considérée.

Pour comparaison, nous avons également fait figurer d'une part le bruit de modulation de fréquence du même oscillateur GUNN, en régime libre, pour le même point de fonctionnement (courbe (b) figure 107), et, d'autre part, le bruit de modulation de fréquence de la source primaire à 3917 MHz (courbe (c) figure 107). Nous constatons que le bruit de modulation de fréquence mesuré à la sortie de l'oscillateur GUNN synchronisé par un signal à la fréquence sous-harmonique est très proche du bruit de modulation de fréquence théorique minimal que l'on peut déduire des caractéristiques de la source primaire.

4.4 - Multiplicateur de fréquence à diode à avalanche

La même source primaire à 3917 MHz a ensuite été multipliée par 24 en un seul étage par un multiplicateur à diode à avalanche. La courbe (d) de la figure 107 montre l'évolution du bruit de modulation de fréquence de la source ainsi réalisée en fonction de la fréquence modulante f_m , pour le point de fonctionnement suivant :

tension de polarisation 7 V

courant continu 70 mA

puissance du signal d'entrée à 3917 MHz : + 30 dBm

puissance du signal de sortie à 3917 MHz \times 24 : + 10 dBm

Nous constatons que le bruit de modulation de fréquence de cette source dans la bande de base considérée est sensiblement égal au minimum de bruit théorique. Le bruit de modulation de fréquence ajouté par le multiplicateur de fréquence à avalanche est négligeable [15].

4.5 - Conclusion

Nous avons comparé les performances de bruit de modulation de fréquence au voisinage de la fréquence porteuse de plusieurs types de sources millimétriques. Nous constatons que les oscillateurs GUNN occupent une position intermédiaire entre les oscillateurs ATT, offrant des performances de puissance plus élevées mais des performances de bruit inférieures, et les multiplicateurs de fréquence à diode à avalanche, permettant d'atteindre de faibles niveaux de puissance, mais à haute pureté spectrale. Ces observations justifient les efforts faits actuellement pour augmenter les performances hyperfréquences des oscillateurs GUNN. En effet la réalisation de telles sources ayant des niveaux de puissance de l'ordre de 50 mW et des rendements voisins de 3 à 4 %, permettrait d'étendre considérablement leur domaine d'utilisation aux applications moyenne puissance et faible bruit.

 * REFERENCE *

- [1] IEEE Trans. Microwave Theory Technique
 Vol. MTT-16, September 1968.
- [2] W.D. SEAL, A.L. LANCE (TRW, Inc.)
"Automate millimeter noise measurements".
 MSN, July 1981, pp. 51-61.
- [3] D.J. ESDALE, G.R. DYER, M.J. HOWES, R.D. POLLARD
"Automate oscillator FM noise measurements".
 MSN, June 1981, pp. 124-134.
- [4] P.A. ROLLAND
*"Sur un nouveau type de multiplicateur de fréquence utilisant
 l'effet d'avalanche dans un semi-conducteur"*.
 Thèse d'Etat, LILLE, Décembre 1978.
- [5] J.G. ONDRIA
"A microwave system for measurements of AM and FM noise spectra".
 IEEE Trans. Microwave Theory Techn.
 Vol. MTT-16, Septembre 1968, pp. 767-781.
- [6] J.R. ASHLEY, T.A. BARLEY, G.J. RAST
"The measurement of noise in microwave transmitter".
 IEEE Trans. Microwave Theory Techn.
 Vol. MTT-25, April 1977, pp. 294-317.
- [7] K.H. DORING, E. SEEBALD
*"High transformation ratio for impedance matching with a radial
 line"*.
 Elect. Lett., January 1980, Vol. 16, pp. 50-51.

- [8] A. DERYCKE
Thèse d'Etat à paraître.
- [9] J.G. ONDRIA
"Wide-band mechanically tunable W-band CW Gunn oscillator".
AGARD Conference Reprint n° 245.
Millimeter and submillimeter wave propagation and circuits.
- [10] F.M. MAGALHAES, K. KUROKAWA
"A single-tuned oscillator for IMPATT characterizations".
Proc. IEEE., Vol. 58, pp. 831-832, May 1970.
- [11] H. BARTH
"A wide-band, backshort-tunable second harmonic W-band Gunn-oscillator".
AEG - Telefunken.
- [12] Communication privée PLESSEY.
- [13] W.H. HAYDL
"Harmonic operation of GaAs millimetre wave transferred electron oscillators".
Elect. Lett., October 1981, Vol. 17, pp. 825-826.
- [14] H.R. GNERLICK, J.G. ONDRIA
"A new look at noise in T.E.O.'s".
IEEE Trans. Microwave Theory Technique,
Vol. MTT-25, 1977, pp. 977-981.
- [15] P.A. ROLLAND, E. PLAYEZ, G. SALMER
"Stable mm source using avalanche diode frequency multipliers".
7th Eu MC, Copenhagen, Denmark, 1977.

```

*****
*****
**          **
** CONCLUSION **
**          **
*****
*****

```

Cette étude était destinée à une meilleure compréhension du fonctionnement réel des dispositifs à transfert électronique en gamme millimétrique. Une étude détaillée des phénomènes de relaxation nous a permis d'explicitier un certain nombre de mécanismes physiques régissant le fonctionnement de ces dispositifs, et de mettre en évidence les propriétés qui en découlent.

- Cette étude a nécessité la mise au point d'un modèle numérique, spatio-temporel, unidimensionnel, prenant en compte simultanément les phénomènes de relaxation des porteurs de charge et les effets de charge d'espace.

- Dans une première étude, effectuée en champ électrique spatialement uniforme, nous avons déterminé la limite fréquentielle de la mobilité différentielle négative liée à l'effet de transfert électronique en volume. La fréquence de coupure à 3dB de cette mobilité se situe au voisinage de 70 GHz pour l'AsGa et 130 GHz pour l'InP. Ces valeurs, conformes à celles obtenues par ailleurs, ont conduit de nombreux auteurs à conclure que les composants AsGa fonctionnant actuellement en gamme millimétrique oscillaient en régime harmonique, et qu'il était impossible d'obtenir un mode fondamental de type à temps de transit en gamme millimétrique, pour l'AsGa.

- Cependant, une étude des composants courts à contact injectant tels que ceux fonctionnant actuellement au voisinage de 100 GHz, nous a permis de mettre en évidence la nature exacte de la mobilité différentielle négative observée dans ces dispositifs: les effets de relaxation des porteurs de charge y jouent un rôle déterminant. Ils sont en effet à l'origine d'une mobilité différentielle négative induite par le phénomène de survitesse, susceptible de se manifester même en l'absence de transfert électronique (comme

dans le cas du silicium par exemple). Cette nouvelle mobilité différentielle négative, d'une autre nature que celle liée au mécanisme de transfert électronique, peut se manifester jusqu'à des fréquences bien supérieures à la fréquence de coupure intrinsèque de l'effet de volume. Ceci nous a permis par conséquent d'envisager l'utilisation de composants à l'AsGa fonctionnant en mode à couche d'accumulation et à temps de transit en gamme millimétrique.

- Nous avons ensuite étudié l'influence des conditions de fonctionnement sur le choix des structures optimales. Nous avons ainsi pu mettre en évidence l'influence prédominante de la température sur le régime de fonctionnement et en particulier sur la longueur de transit optimale à une fréquence donnée.

- Nous avons également montré que les composants AsGa , avec une structure adéquate, pouvaient être utilisés, en mode fondamental à couche d'accumulation et à temps de transit dans la bande des 100 GHz, avec des performances théoriques très intéressantes et nettement supérieures, en particulier au niveau du rendement, à celles obtenues avec les composants fonctionnant en régime harmonique à cette fréquence.

- Parallèlement à cette étude théorique, une étude expérimentale a conduit à la réalisation d'un dispositif de mesures complet permettant la mesure des performances hyperfréquences de sources millimétriques dans la bande 75-110 GHz, ainsi que la mesure du bruit de modulation de fréquence et du bruit de modulation d'amplitude, au voisinage de la fréquence porteuse, de sources fonctionnant dans la bande des 94 GHz. Cette étude expérimentale nous a par ailleurs permis de vérifier un grand nombre de résultats théoriques, notamment au niveau des régimes harmoniques.

- Enfin, dans une dernière partie, nous avons envisagé l'amélioration des performances hyperfréquences des dispositifs à transfert électronique en gamme millimétrique. Plusieurs solutions ont été exposées, de façon qualitative. Les premiers résultats encourageants incitent à poursuivre cette étude de façon beaucoup plus approfondie, dans les directions suivantes:

. étude des performances potentielles et des limitations de composants de structure $N^+ N N^+$ réalisés à partir de matériaux semi-conducteurs autres que l'AsGa: l'InP et le GaInAs en particulier.

. conception de nouvelles structures à modulation de dopage permettant la

mise en série monolithique des composants.

. essai d'optimisation de ces structures, notamment au niveau du contact de cathode (réduction de la zone morte, injection chaude idéale) et de la longueur de la zone de transit.

. essai d'utilisation de nouvelles structures devant permettre l'augmentation de la longueur des dispositifs grâce à l'accroissement de la vitesse de propagation des couches d'accumulation.

ANNEXE I

INTÉGRATION DE L'ÉQUATION DE BOLTZMANN
À UNE DIMENSION

[A. CAPPY] Thèse 3e cycle, Lille, Juin 1981.

Intégration vallée par vallée :

* Equation de conservation du nombre de particules

L'équation de transport de Boltzmann à une dimension s'écrit :
(en supposant le champ électrique dirigé dans la direction x)

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{qE_x}{\hbar} \frac{\partial f}{\partial k_x} + v_x \frac{\partial f}{\partial x} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c \quad (1)$$

L'intégration de cette équation sur tout l'espace réciproque conduit à l'équation de conservation du nombre de particules. Pour effectuer cette intégration, il faut considérer un gaz d'électrons dans chaque vallée et supposer que la sommation peut s'effectuer sur tout

l'espace réciproque. Cette hypothèse implique que dans une zone commune à deux vallées, l'une des deux fonctions de distribution est négligeable.

L'intégration de cette équation, pour la vallée i considérée, conduit à :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial n_i \bar{v}_{xi}}{\partial x} = \left(\frac{\partial n_i}{\partial t} \right)_c \quad (2)$$

* Equation de conservation du moment

L'équation (1) est multipliée par $m_i^* v_x$, puis intégrée sur l'espace réciproque.

Cette intégration se fait en définissant une température électronique kT_i telle que :

$$kT_i = m_i^* \left[\overline{v_{xi}^2} - (\bar{v}_{xi})^2 \right] \quad (3)$$

en faisant, de plus, l'hypothèse suivante :

$$\int_{\frac{1}{2}} m_i^* v_x \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c d^3k = - n_i \frac{m_i^* \bar{v}_{xi}}{Z_m(\bar{E}_i)} \quad (4)$$

on obtient ainsi l'équation de conservation du moment, pour la vallée i :

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_i m_i^* \bar{v}_{xi}) = q n_i E_x - \frac{\partial}{\partial x} (n_i kT_i) - \frac{\partial}{\partial x} (n_i m_i^* \bar{v}_{xi}^2) - \frac{n_i m_i^* \bar{v}_{xi}}{Z_m(\bar{E}_i)} \quad (5)$$

* Equation de conservation de l'énergie

L'équation (1) est multiplié par ε et intégrée sur l'espace réciproque. On suppose que la distribution des vitesses est autour de la valeur moyenne ; dans ce cas, le moment centré d'ordre 3 s'annule :

$$\overline{(v_{x_i} - \bar{v}_{x_i})^3} = 0 \quad (6)$$

on utilise de plus l'égalité suivante :

$$\int_{V_R} \varepsilon \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c d^3k = -n_i \frac{\bar{\varepsilon}_i - \varepsilon_0}{Z_\varepsilon(\bar{\varepsilon}_i)} \quad (7)$$

L'équation de conservation de l'énergie, pour une vallée i parabolique ($m_i^* = \text{cte}$), est donnée par :

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_i \bar{\varepsilon}_i) = q n_i \bar{v}_{x_i} E_x - \frac{\partial}{\partial x} [n_i \bar{v}_{x_i} (\bar{\varepsilon}_i + kT_i)] - n_i \frac{\bar{\varepsilon}_i - \varepsilon_0}{Z_\varepsilon(\bar{\varepsilon}_i)} \quad (8)$$

* Sommation sur toutes les vallées

* L'équation (2) sommée sur toutes les vallées, donne :

$$\sum_i \frac{\partial n_i}{\partial t} + \sum_i \frac{\partial}{\partial x} (n_i \bar{v}_{x_i}) = \sum_i \left(\frac{\partial n_i}{\partial t} \right)_c \quad (9)$$

ce qui donne

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n \langle \bar{v}_x \rangle}{\partial x} = 0 \quad (10)$$

n est la densité totale de porteurs libres

$\langle \bar{v}_x \rangle$ est la vitesse moyenne, dans la direction x , de l'ensemble des électrons.

* L'équation (5), sommée sur toutes les vallées, conduit à :

$$\frac{\partial}{\partial t} [n \langle m^* \bar{v}_x \rangle] = qn E_x - \frac{\partial}{\partial x} (nkT) - \frac{\partial}{\partial x} [n \langle m^* \bar{v}_x^2 \rangle] - n \left\langle \frac{m^* \bar{v}_x}{Z_m(\bar{E})} \right\rangle \quad (11)$$

En supposant que la valeur moyenne des produits est égale au produit des valeurs moyennes et que, de plus :

$$\left\langle \frac{m^* \bar{v}_x}{Z_m(\bar{E})} \right\rangle = \frac{\langle m^* \rangle \langle \bar{v}_x \rangle}{Z_m(\langle \bar{E} \rangle)} \quad (12)$$

et en posant : $m^* = \langle m^* \rangle$, $E = \langle \bar{E} \rangle$, $v_x = \langle \bar{v}_x \rangle$,

on peut écrire :

$$\frac{\partial}{\partial t} (n m^* v_x) = qn E_x - \frac{\partial}{\partial x} (nkT) - \frac{\partial}{\partial x} (n m^* v_x^2) - \frac{n m^* v_x}{Z_m(E)} \quad (13)$$

* En sommant l'équation (8) sur l'ensemble des vallées, il vient :

$$\frac{\partial}{\partial t} (n \langle \bar{E} \rangle) = qn E_x \langle \bar{v}_x \rangle - \frac{\partial}{\partial x} [n \langle \bar{v}_x (\bar{E} + kT) \rangle] - n \left\langle \frac{\bar{E} - E_0}{Z_m(\bar{E})} \right\rangle \quad (14)$$

cette expression peut être simplifiée si l'on suppose :

$$\langle \bar{v}_x (\bar{E} + kT) \rangle = \langle \bar{v}_x \rangle \cdot \langle \bar{E} + kT \rangle \quad (15)$$

et

$$\left\langle \frac{\bar{\varepsilon} - \varepsilon_0}{Z_{\varepsilon}(\bar{\varepsilon})} \right\rangle = \frac{\langle \bar{\varepsilon} \rangle - \varepsilon_0}{Z_{\varepsilon}(\langle \bar{\varepsilon} \rangle)} \quad (16)$$

en notant de même que précédemment $\langle \bar{\varepsilon} \rangle = \varepsilon$ et $\langle \bar{v}_x \rangle = v_x$,

l'équation de conservation de l'énergie s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(n\varepsilon) = q n v_x E_x - \frac{\partial}{\partial x} [n v_x (\varepsilon + kT)] - n \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{Z_{\varepsilon}(\varepsilon)} \quad (17)$$

CONCLUSION

Dans le cas d'un champ électrique dirigé dans la direction x ,
et en supposant que :

- les vallées sont paraboliques
- la fonction de distribution est symétrique
- la valeur moyenne des produits est égale au produit des valeurs moyennes.

Les équations de conservation peuvent s'écrire :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n v}{\partial x} = 0 \quad (18)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(n m^* v) = q n E - \frac{\partial}{\partial x}(n k T) - \frac{\partial}{\partial x}(n m^* v^2) - n \frac{m^* v}{Z_m(\varepsilon)} \quad (19)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(n\varepsilon) = q n v E - \frac{\partial}{\partial x} [n v (\varepsilon + kT)] - n \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{Z_{\varepsilon}(\varepsilon)} \quad (20)$$

où n est la densité totale de porteurs libres sur l'ensemble des 3 vallées
 v est la valeur moyenne, pour l'ensemble des 3 vallées, de la vitesse
 moyenne $\overline{v_i}$ dans chacune des vallées. v est donc la vitesse de
 dérive totale des porteurs, dans la direction du champ.
 ϵ est l'énergie moyenne des porteurs sur l'ensemble des 3 vallées,
 de même façon pour $\tau_m(\epsilon)$, $\tau_\epsilon(\epsilon)$, $kT(\epsilon)$ et $m^*(\epsilon)$.

Dérivation d'un système d'équations programmable :

En développant le terme de gauche, de chacune des équations
 (19) et (20), et en y introduisant, dans l'autre membre, l'égalité

$\frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{\partial nv}{\partial x}$ donnée par (18), on peut simplifier (19) et (20) et obtenir :

$$n \frac{\partial m^* v}{\partial t} = q n E - n v \frac{\partial m^* v}{\partial x} - \frac{\partial (n k T)}{\partial x} - n \frac{m^* v}{Z_m(\epsilon)} \quad (21)$$

$$n \frac{\partial \epsilon}{\partial t} = q n v E - n v \frac{\partial \epsilon}{\partial x} - \frac{\partial (n v k T)}{\partial x} - n \frac{\epsilon - \epsilon_0}{Z_\epsilon(\epsilon)} \quad (22)$$

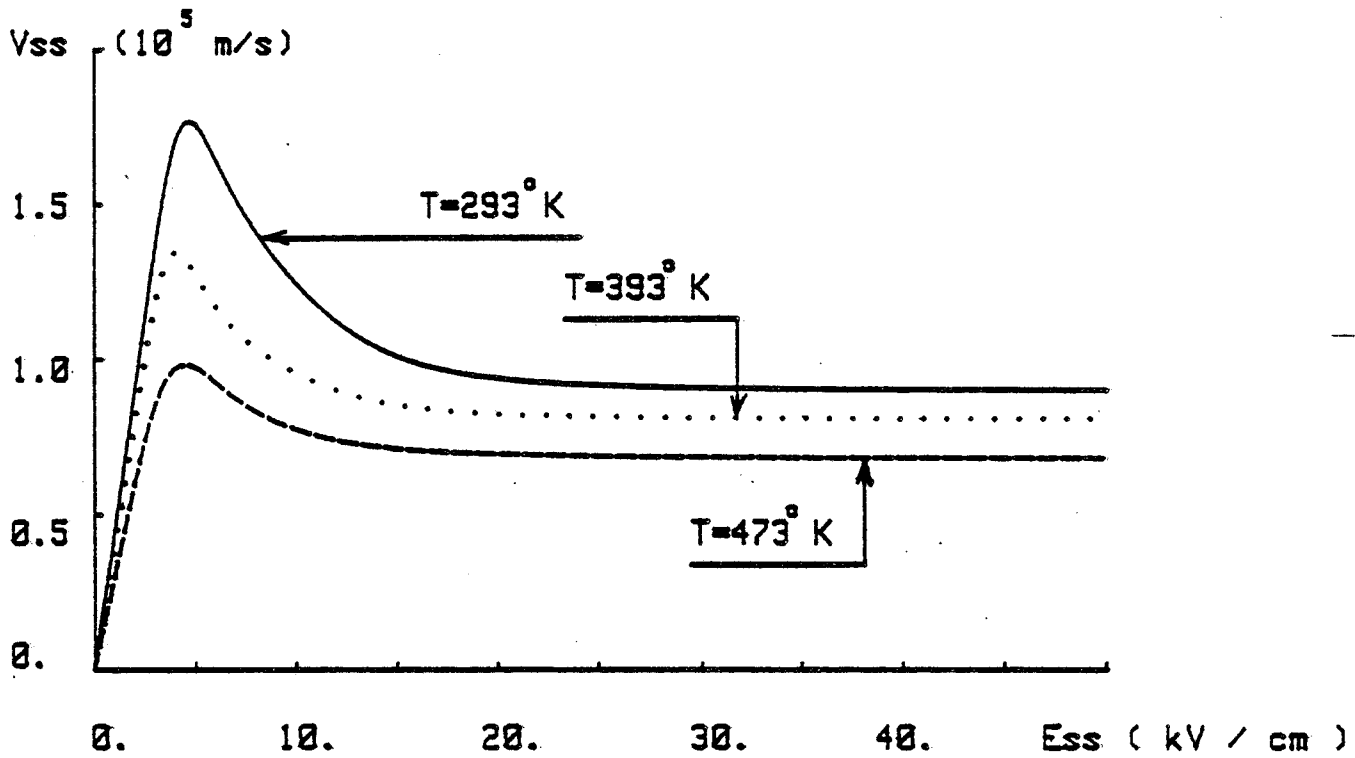
ANNEXE II

CARACTERISTIQUES MATERIAUX .

Les courbes suivantes sont des approximations analytiques dérivées des résultats obtenus par une simulation de type Monte-Carlo ,en régime statique stationnaire ,pour un niveau de dopage voisin de 10^{17} cm^{-3} .

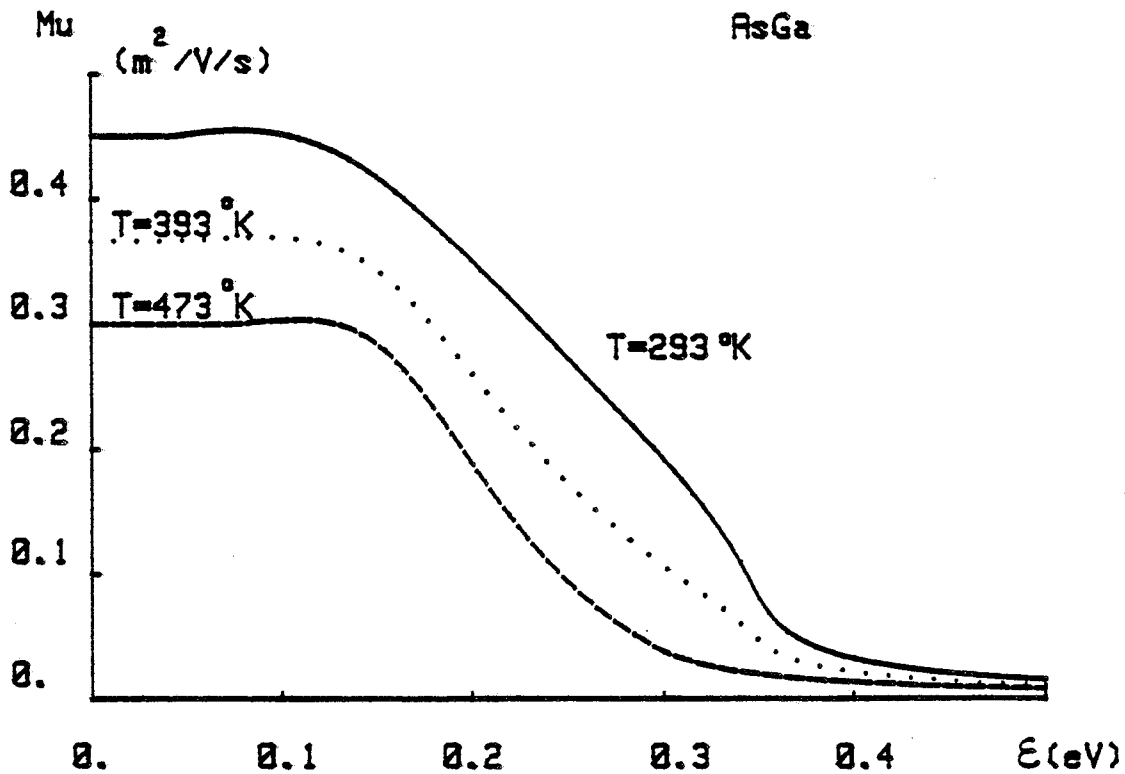
CARACTERISTIQUE STATIQUE STATIONNAIRE $V_{ss}(E_{ss})$.

AsGa



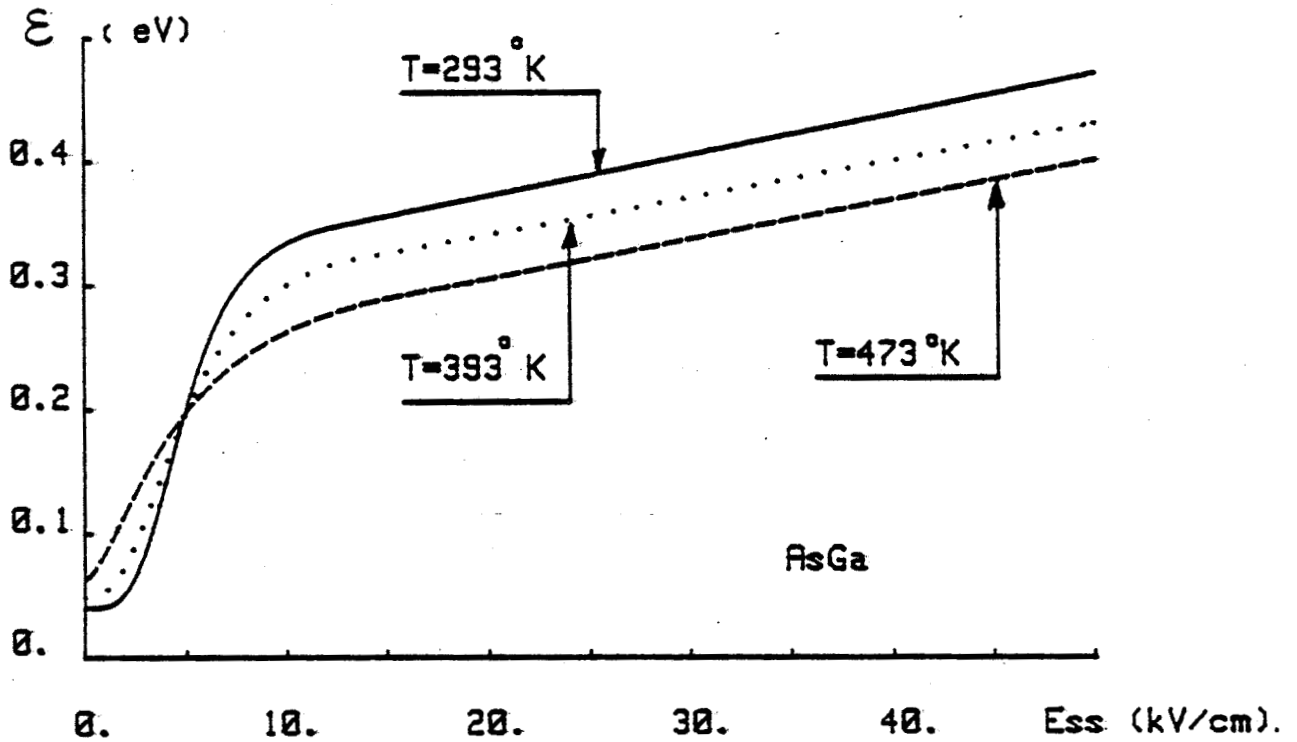
MOBILITE FONCTION DE L ENERGIE

AsGa

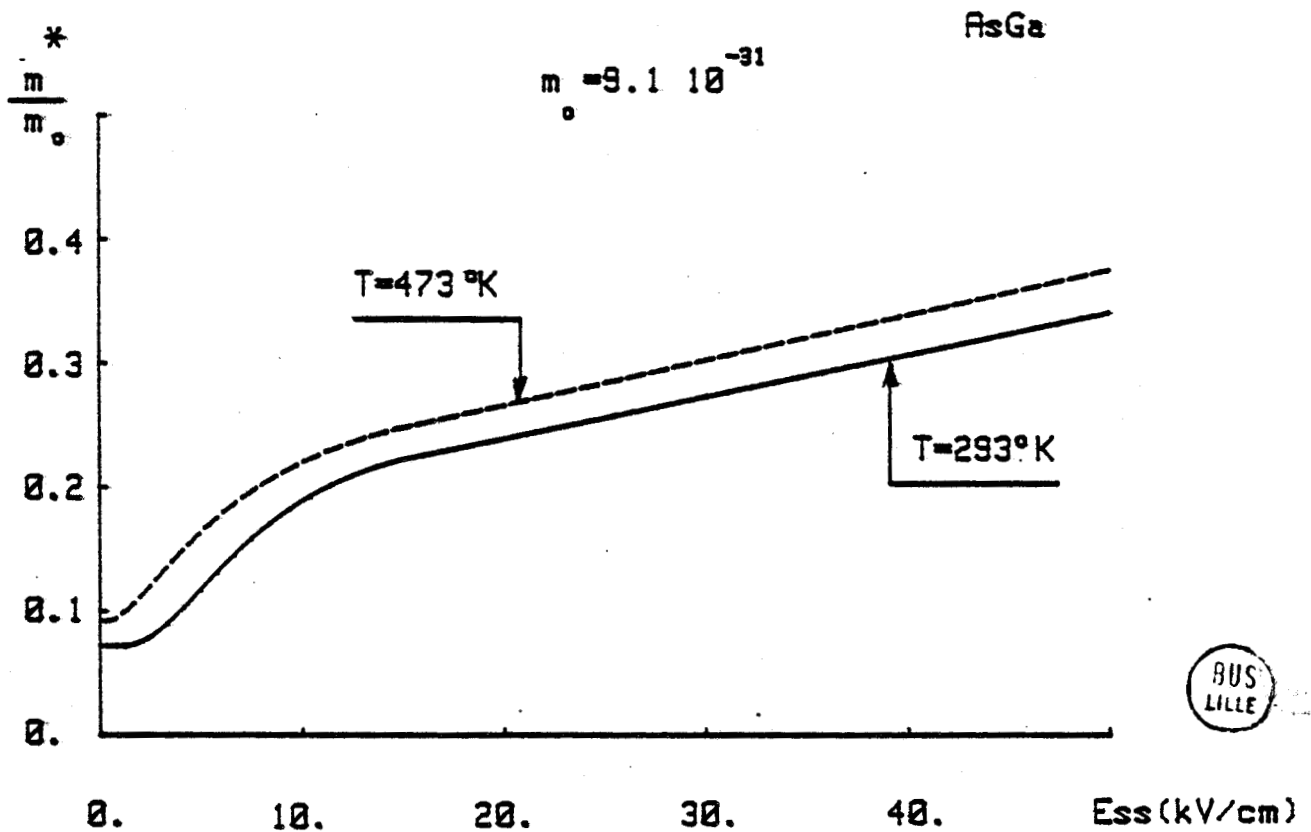


ENERGIE EN FONCTION DU CHAMP ELECTRIQUE

STATIQUE STATIONNAIRE $\mathcal{E}(E_{ss})$

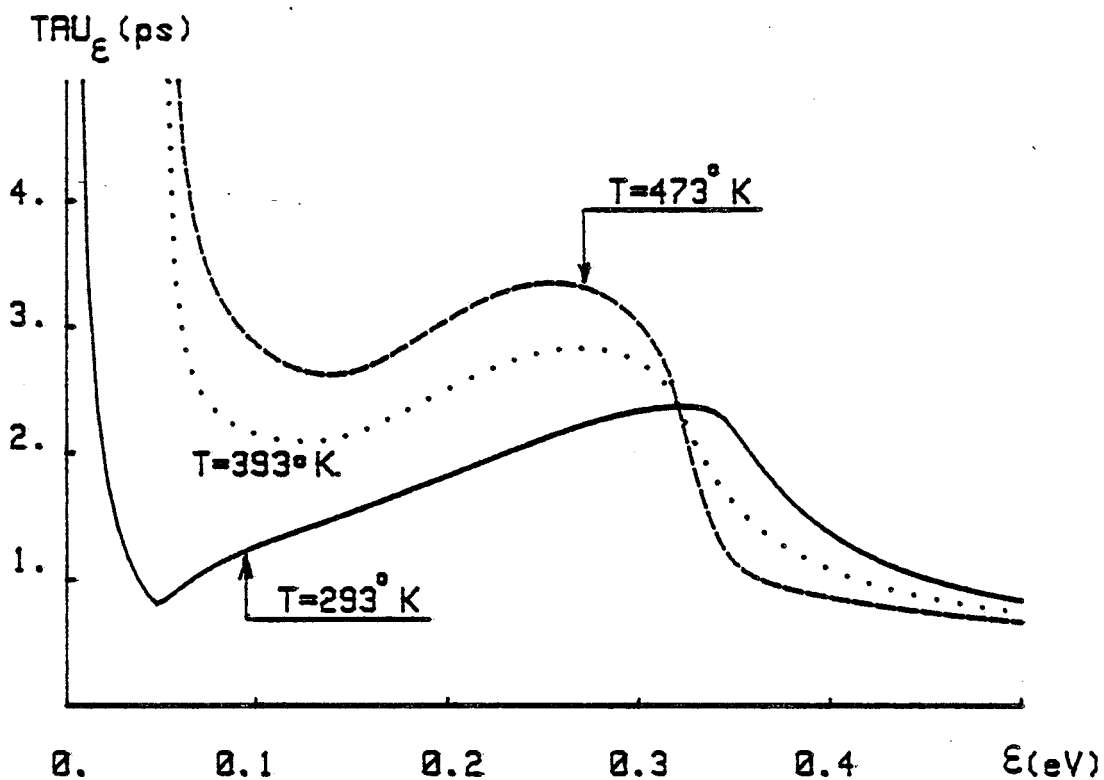


EVOLUTION DU RAPPORT $\frac{m^*}{m_0}$ EN FONCTION DU
CHAMP ELECTRIQUE STATIQUE STATIONNAIRE



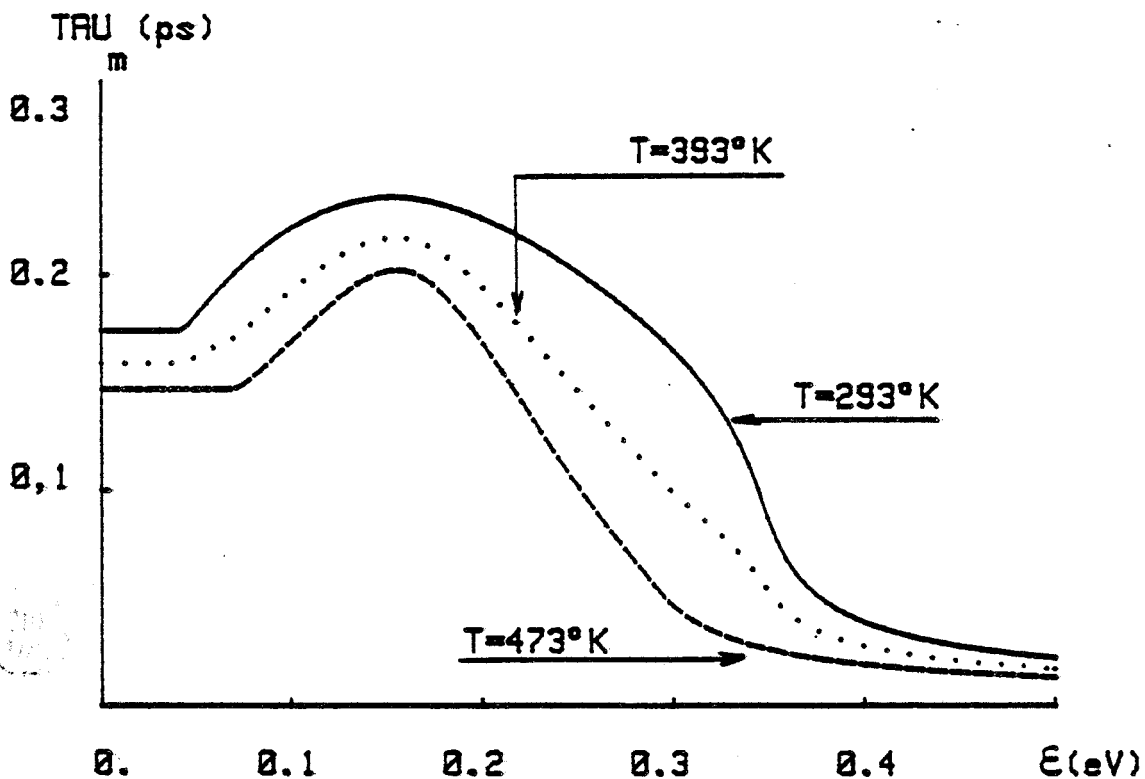
TEMPS DE RELAXATION DE L'ENERGIE $\tau_{\epsilon}(\epsilon)$

AsGa



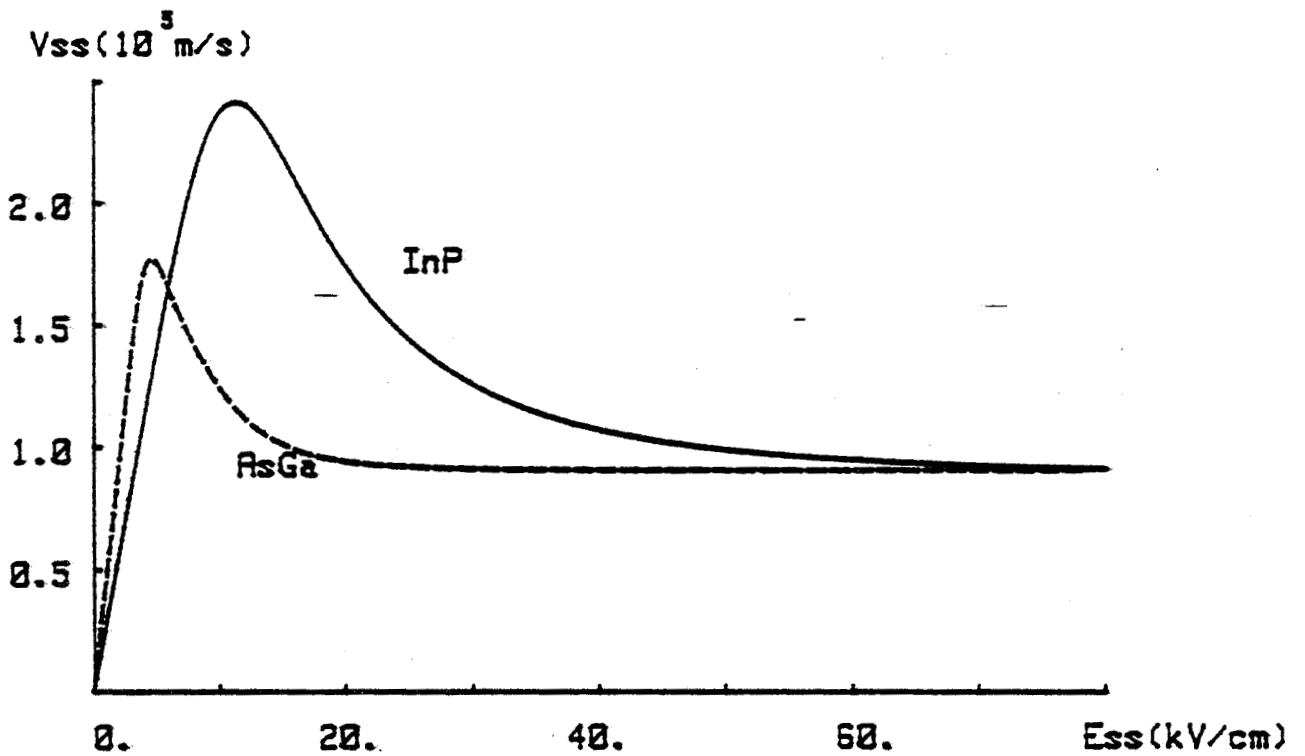
TEMPS DE RELAXATION DU MOMENT $\tau_m(\epsilon)$

AsGa



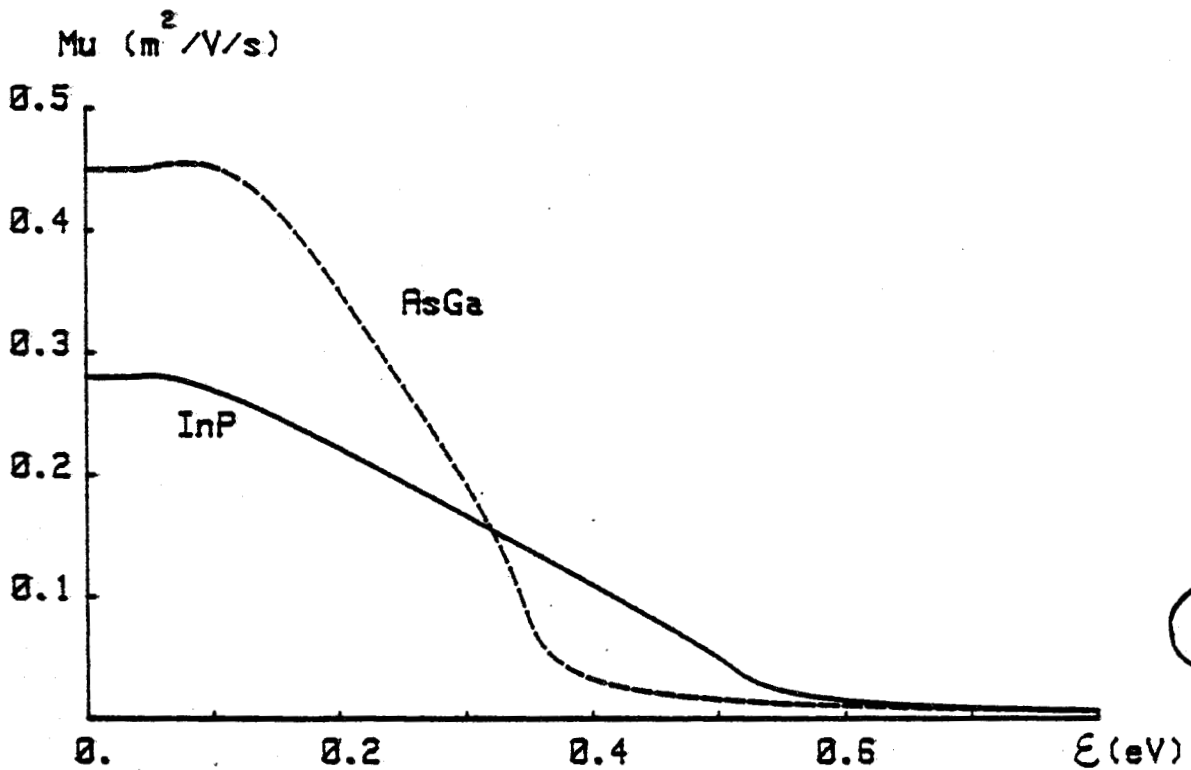
CARACTERISTIQUE STATIQUE STATIONNAIRE $V_{ss}(E_{ss})$

$T=293^{\circ}K$



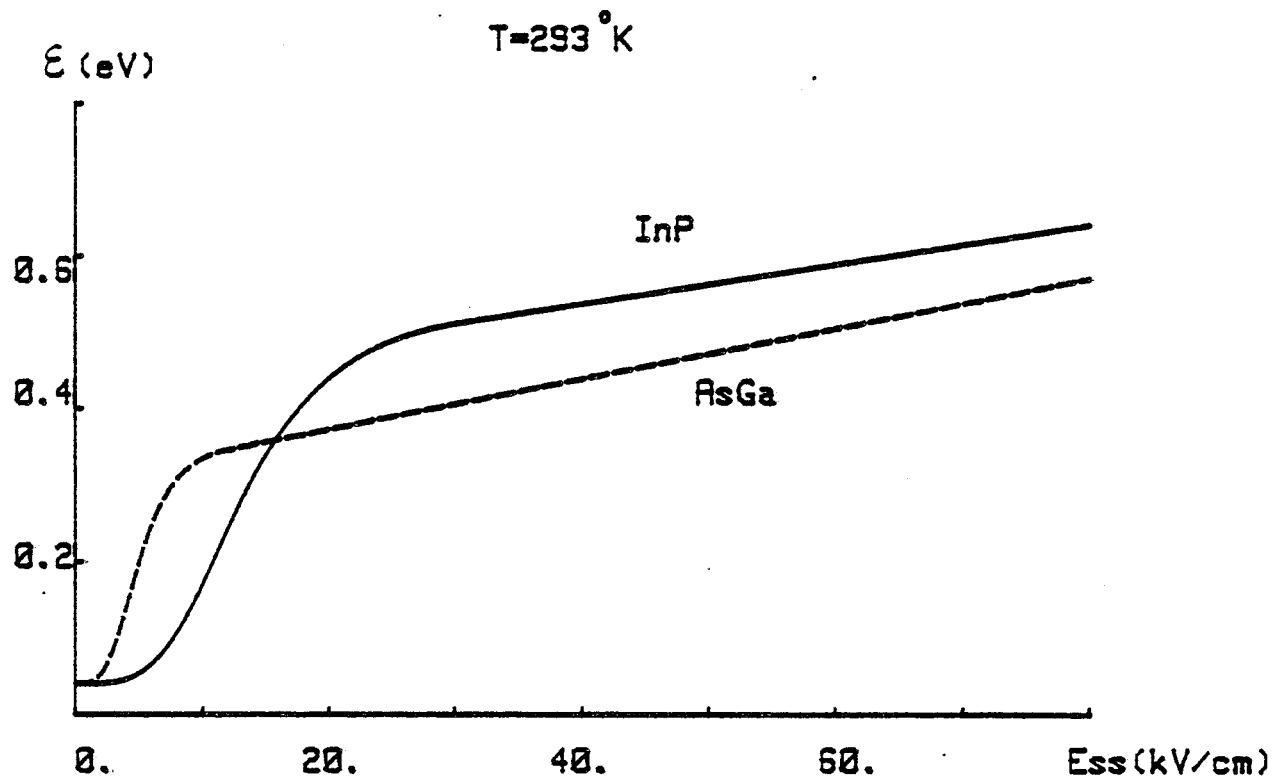
MOBILITE FONCTION DE L'ENERGIE

$T=293^{\circ}K$

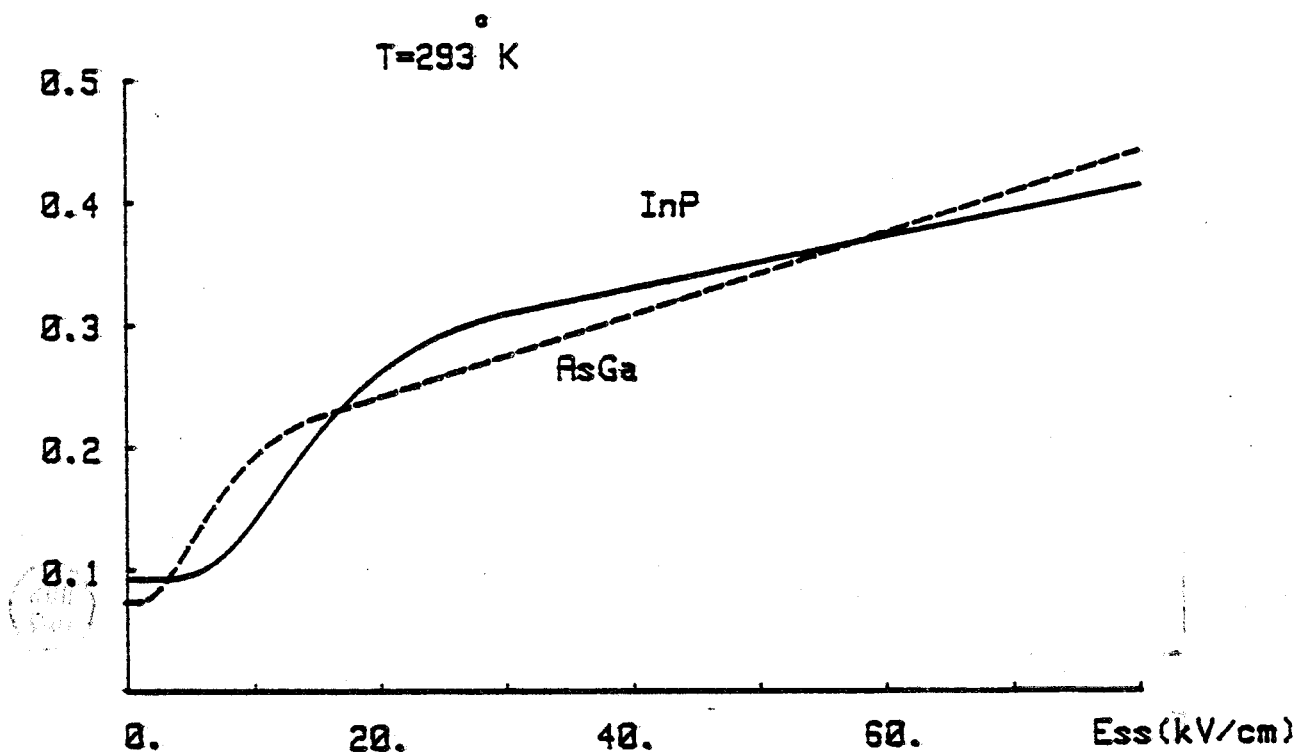


ENERGIE EN FONCTION DU CHAMP ELECTRIQUE

STATIQUE STATIONNAIRE $\epsilon(E_{ss})$

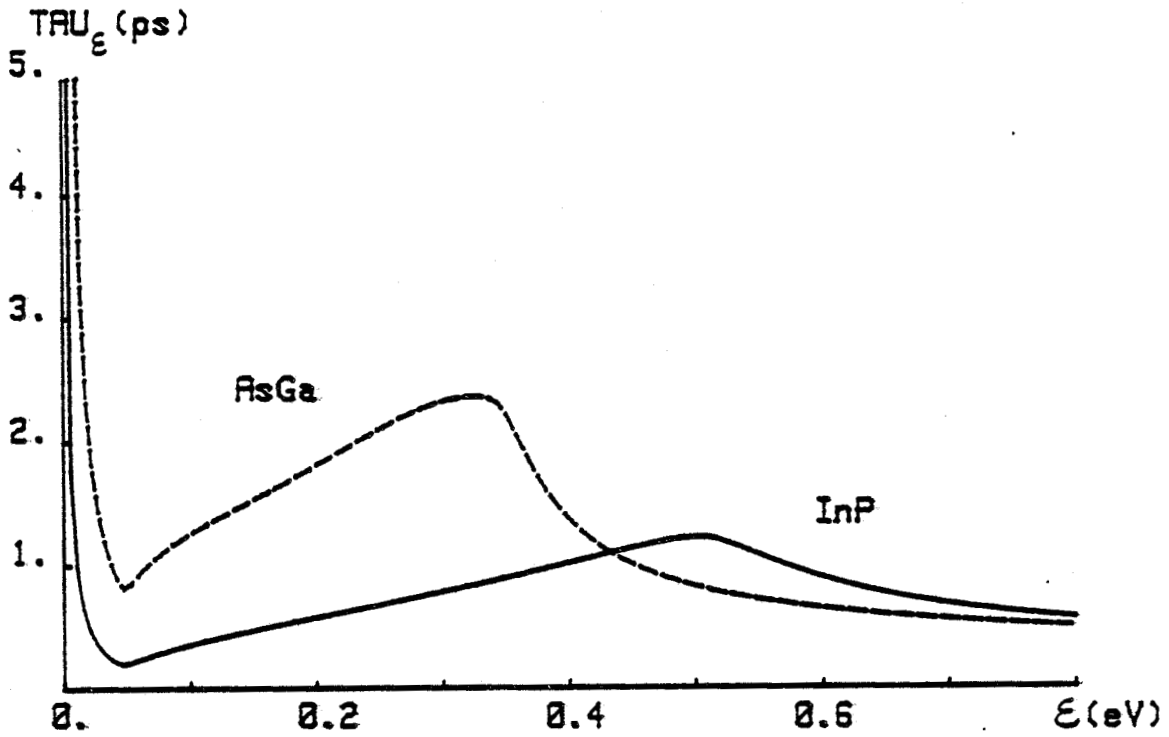


RAPPORT $\frac{m^*}{m_0}$ FONCTION DU CHAMP ELECTRIQUE
STATIQUE STATIONNAIRE



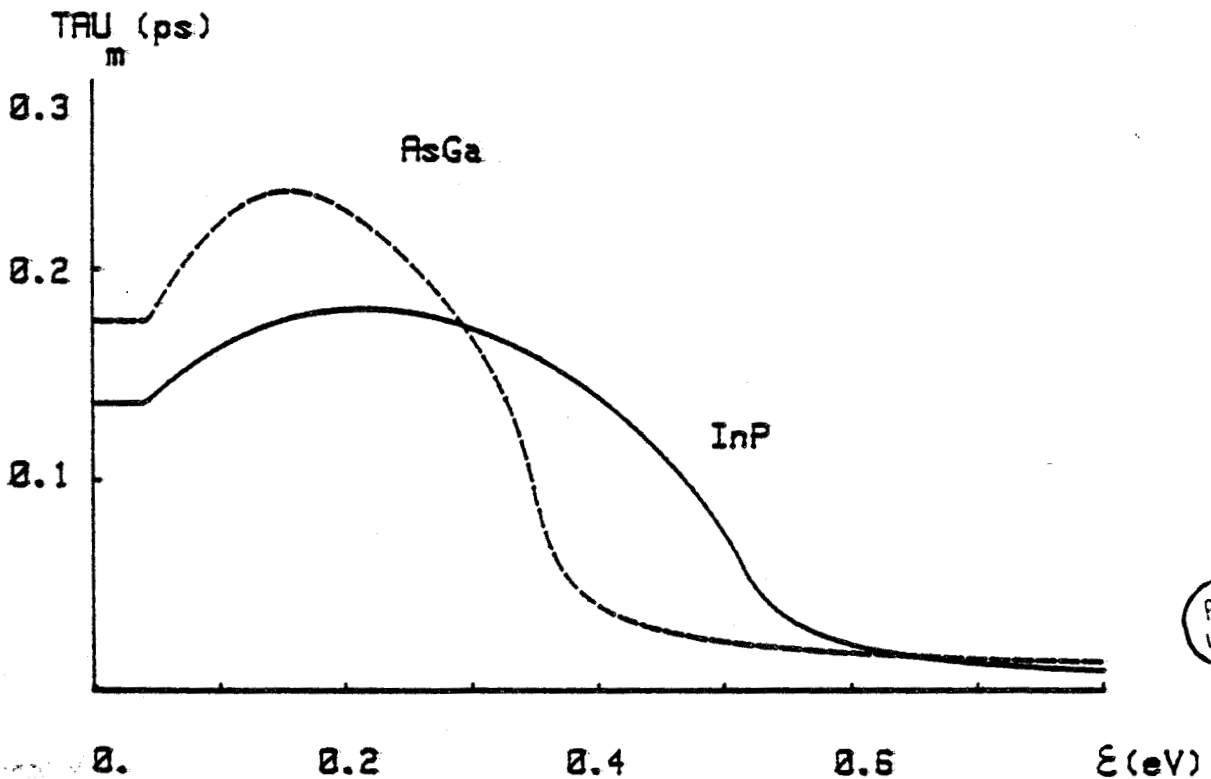
TEMPS DE RELAXATION DE L'ENERGIE $\tau_{\epsilon}(\epsilon)$

T=293° K



TEMPS DE RELAXATION DU MOMENT $\tau_m(\epsilon)$

T=293° K



AUS
LILLE

ANNEXE III

SOLUTION INITIALE NON STATIONNAIRE, SANS DIFFUSION

Calcul de l'énergie en régime statique

En statique, l'équation de conservation de l'énergie

$$n \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} = q n v E - n v \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} (n v k T) - n \frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}_0}{\zeta_{\mathcal{E}}(\mathcal{E})} \quad (1)$$

s'écrit :

$$0 = q n v E - n v \frac{d\mathcal{E}}{dx} - \frac{d}{dx} (n v k T) - n \frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}_0}{\zeta_{\mathcal{E}}(\mathcal{E})} \quad (2)$$

en se souvenant qu'en régime statique on a :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n v}{\partial x} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \frac{d n v}{dx} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad n v = c t e$$

on peut simplifier (2).

$$qE - \frac{dE}{dx} - \frac{dkT}{dx} - \frac{E - \epsilon_0}{v \tau_E(E)} = 0 \quad (3)$$

Comme nous l'avons déjà indiqué, kT est une fonction de l'énergie, fonction analytique déterminée à partir des résultats Monte-Carlo ; $kT(\epsilon)$ est une fonction dérivable, nous pouvons écrire :

$$\frac{dkT}{dx} = \frac{dkT}{dE} \cdot \frac{dE}{dx}$$

l'équation (3) devient alors :

$$qE - \frac{dE}{dx} \left(1 + \frac{dkT}{dE} \right) - \frac{E - \epsilon_0}{v \tau_E(E)} = 0 \quad (4)$$

soit, en passant aux différences finies :

$$E_i = E_{i-1} + \frac{\Delta x}{1 + \left(\frac{dkT}{dE} \right)_{i-1}} \cdot \left[q E_{i-1} - \frac{E_{i-1} - \epsilon_0}{v \tau_E(E_{i-1})} \right] \quad (5)$$

Equation quadratique en vitesse

Si l'on ne tient pas compte des termes de diffusion, l'équation de conservation du moment devient :

$$m^* \frac{dv}{dt} = qE - \frac{m^* v}{\tau_m(E)} \quad \text{avec} \quad \tau_m(E) = \frac{m^* \mu(E)}{q} \quad (6)$$

$$\text{on a de plus,} \quad v = \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad (7) \quad \text{et} \quad J = qnv = \text{cte} \quad (8)$$

l'équation (6), en passant aux différences finies, devient :

$$m_i^{*k} \frac{v_i^{k+1} - v_i^k}{\Delta t} = q E_i^k - \frac{m_i^{*k} v_i^k}{Z_m(E_i^k)} \quad (9)$$

L'équation de Poisson nous donne d'autre part :

$$E_i^k = E_{i-1}^k + \frac{q \Delta z}{\epsilon_{ps}} (n_i^k - N_{d_i}) \quad (10)$$

soit, en introduisant (8) dans (10), puis (10) et (7) dans (9) :

$$v_i^{k+1} = v_i^k + \frac{q \Delta t}{m_i^{*k}} \left[E_{i-1}^k + \frac{q \Delta z}{\epsilon_{ps}} \left(\frac{J}{q v_i^k} - N_{d_i} \right) - \frac{v_i^k}{\mu(E_i^k)} \right] \quad (11)$$

Soit, en multipliant (11) par v_i^k , en faisant l'erreur d'un pas en x sur la vitesse, et après arrangement :

$$v_i^{k+1} - \mu(E_i^k) \left[E_{i-1}^k + \frac{q \Delta z}{\epsilon_{ps}} N_{d_i} \right] v_i^k - \mu(E_i^k) J \frac{\Delta z}{\epsilon_{ps}} = 0$$

on obtient ainsi une équation quadratique en v , que l'on peut facilement résoudre à chaque pas i , de façon à déterminer $v(x)$.



RESUME

En gamme millimétrique (longueur d'onde de quelques millimètres), le fonctionnement des dispositifs à transfert électronique est fortement influencé par les phénomènes de relaxation des porteurs de charge. Ces effets rendent impossible un mode de fonctionnement à champ électrique spatialement uniforme, basé sur la seule mobilité différentielle négative liée au transfert électronique intervallées dans la structure de bande, pour des fréquences supérieures à 40 GHz environ. Par contre, dans les composants courts à contact injectant, les phénomènes de survitesse dus aux effets de relaxation induisent des instabilités pouvant être utilisées pour entretenir un mode fondamental à couche d'accumulation et à temps de transit jusqu'en gamme millimétrique.

L'objet de ce travail est de présenter une étude détaillée de l'influence de ces effets de relaxation sur le comportement des dispositifs à transfert électronique en gamme millimétrique, et de préciser la nature du mode de fonctionnement rencontré, ses performances potentielles et ses limitations, ainsi que la structure optimale des composants en fonction de conditions d'utilisation réalistes.

MOTS CLES

Microonde

Hyperfréquence

Transfert electron

Dispositif transfert électron

Dispositif effet Gunn

Dispositif temps transit

Oscillateur état solide

Oscillateur Gunn

Oscillateur transfert electron

Oscillateur hyperfréquence

Oscillateur harmonique

Oscillateur semiconducteur

Oscillateur temps transit

Oscillation Gunn

Semiconducteur multivallée

