

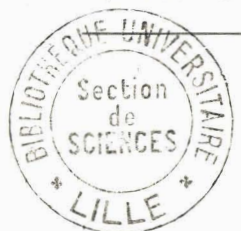
UNIVERSITÉ DE LILLE

FACULTÉ DES SCIENCES

CENTRE DE 3^e CYCLE D'ELECTRONIQUE

THÈSE DE 3^e CYCLE

Sur le bruit d'avalanche
dans les semi-conducteurs



MM. A. LEBRUN, Président
E. CONSTANT, Examineur
L. RACZY, Examineur
A. SEMICHON, Invité

Présentée à Lille, le 2 Octobre 1968

par

Bernard KRAMER

Ingénieur I. S. E. N.

UNIVERSITE DE LILLE

FACULTE DES SCIENCES

DOYENS HONORAIRES :

MM. LEFEBVRE, PARREAU

PROFESSEURS HONORAIRES :

MM. ARNOULT, BEGHIN, BROCHARD, CAU, CHAPPELON, CHAUDRON,
CORDONNIER, DEKEUVELS, DEHORNE, DOLLE, FLEURY, P. GERMAIN,
KAMPE DE FERIET, KOURCANOFF, LAMOTTE, LELONG, Mme LELONG, MM. MAZET
MICHEL, NORMANT, PARISELLE, PASCAL, PAUTHENIER, ROIG, ROSEAU,
ROUBINE, ROUELLE, WIEMAN, ZAMANSKY.

DOYEN :

M. DEFRETIN, Biologie et Physiologie Animales

ASSESEURS :

MM. HEUBEL, Professeur de Chimie Minérale
LEBRUN, Professeur en Electronique

PROFESSEURS :

MM. BACCHUS	Mathématiques Appliquées
BEAUFILS	Chimie
BONNEMAN	Chimie
BECART	Physique
BLOCH	Biologie et Physiologie Animales
BONTE	Sciences de la terre
BOUGHON	Mathématiques Pures
BOUISSET	Biologie et Physiologie Animales
BOURIQUET	Biologie Végétale
CELET	Sciences de la Terre
CONSTANT	Electronique, Electrotechnique t et Automatique
CORSIN	Sciences de la terre

MM. DECUYPER	Mathématiques Pures
DEDECKER	Mathématiques Pures
DEHORS	Electronique, Electrotechnique et Automatique
DELATTRE	Sciences de la terre
DELEAU	Sciences de la Terre
DELHAYE	Chimie
DESCOMBES	Mathématiques Pures
DURCHON	Biologie et Physiologie Animales
FOURET	Physiques
GABILLARD	Electronique, Electrotechnique et Automatique
GLACET	Chimie
GONTIER	Mathématiques Appliquées
HEIM DE BALSAC	Biologie et Physiologie Animales
HOCQUETTE	Biologie végétale
LEBEGUE	Botanique
Mme LEBEGUE	Physique
Mlle LENOBLE	Physique
MM. LIEBAERT	Electronique, Electrotechnique et Automatique, génie Electrique
LINDER	Biologie Végétale
LUCQUIN	Chimie
MARION	Chimie
MARTINOT LAGARDE	Mathématiques Appliquées
Mlle MARQUET	Mathématiques Pures
MENNESSIER	Géologie
MONTARIOL	Chimie
MONTREUIL	Chimie
MORIAMEZ	Physique
MOUVIER	Chimie
PEREZ	Physique
PHAM MAU QUAN	Mathématiques Pures
POUZET	Mathématiques Appliquées
PROUVOST	Sciences de la Terre
SAVARD	Chimie
SCHILTZ	Physique

MM. SCHALLER	Biologie et Physiologie Animale
Mme SCHWARTZ	Mathématiques Pures
MM. TILLIEU	Physique
TRIDOT	Chimie
VAZART	Botanique
VIVIER	Biologie et Physiologie Animales
WATERLOT	Sciences de la Terre
WERTHEIMER	Physique

MAITRES DE CONFERENCES

Mme BADIER	Physique
BASTIANT	Mathématiques
MM. BELLET	Physique
BENABOU	Mathématiques Pures
BILLARD	Physique
BOILLET	Physique
BUI TRONG LIEU	Mathématiques Pures
CHERRUAULT	Mathématiques Pures
CHEVALIER	Mathématiques
DERCOURT	Sciences de la Terre
DEVRAINNE	Chimie
Mme DIXMIER	Mathématiques
M. DOUCET	Chimie
Mme DRAN	Chimie
MM. DUQUESNOY	Chimie
GOUDMAND	Chimie
GUILBAULT	Biologie et Physiologie Animale
GUILLAUME	Biologie Végétale
HANGAN	Mathématiques
HENRY	Physique
HERZ	Mathématiques Appliquées
HEYMAN	Physique
HUARD DE LA MAPRE	Mathématiques Appliquées
JOLY	Biologie et Physiologie Animales

MM. LABLACHE COMBIER	Chimie
LACOSTE	Biologie Végétale
LAMBERT	Physique
LANDAIS	Chimie
LEHMANN	Mathématiques Pures
Mme LEHMANN	Mathématiques Pures
MM. LOUCHEUX	Chimie
MAES	Physique
METTETAL	Zoologie
MONTEL	Physique
NGUYEN PHONG CHAU	Mathématiques
PANET	Electronique, Electrotechnique et Automatique
PARSY	Mathématiques Pures
RACZY	Physique
ROBERT	Calcul Numérique
SAADA	Physique
SEGARD	Chimie
TUDO	Chimie Minérale Appliquée
VAILLANT	Mathématiques Pures
VIDAL	Electronique, Electrotechnique et Automatique
Mme ZINN-JUSTIN	Mathématiques Pures.

A MA FEMME

A MES PARENTS

Ce travail a été effectué au Département Electronique, Electrotechnique, Automatique - Service de Radioélectricité et Electronique - Laboratoire "Hyperfréquences et Semi-conducteurs" - de la Faculté des Sciences de LILLE.

Je tiens à remercier vivement Monsieur le Professeur GABILLARD d'avoir bien voulu m'accueillir dans son service et de s'être intéressé à mon travail.

Je suis extrêmement reconnaissant à Monsieur le Professeur CONSTANT de n'avoir cessé de me guider dans les différentes phases de mon travail et de m'avoir constamment apporté son appui moral. Je le remercie tout particulièrement pour la formation scientifique qu'il m'a inculquée au long de ces deux années et qui m'a permis de mener à bien cette étude.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur le Professeur LEBRUN de me faire l'honneur de présider mon Jury.

J'ai tiré grand profit des conseils de Monsieur le Professeur RACZY, il a eu l'amabilité de juger mon travail et je l'en remercie.

Une grande partie de ce travail a été réalisée sur des composants mis à notre disposition par le laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée, Nous en remercions MM. DESVIGNES, ANDRIEUX, DESSERT, PETIT et plus spécialement Monsieur SEMICHON, qui m'a fait le plaisir de participer à mon Jury.

Qu'il me soit permis de remercier tous les membres de l'équipe "hyperfréquences et Semi-conducteur" : MM. ALLAMANDO, A. CHADELAS, J.M. MARTINACHE, G. VAESKEN, F. WATTRELOT, Mme DUPONT et en particulier MM. B. BOITTIAUX et M. LEFEBVRE, pour leurs réalisations techniques antérieures, et J. PAUQUET, avec qui j'ai eu de longues et fructueuses discussions.

Je remercie également tout le personnel technique et administratif pour leur collaboration amicale et efficace.

E R R A T A

			ligne
Notations	4ème page	$i = \sqrt{-1}$	4
	5ème page	$\sigma = a + \omega \tau_{\gamma}$	8
texte p 17		formule (de Schottky) $i B_D$ (sur le schéma)	9
p 38		35 GHz (sur la courbe en bas à droite)	
P. 64		$P = 12,2$ mW	
p. 69		$i +$ (sur le schéma)	
p. 74		(sur le schéma) u_R (au lieu de u_1) et u_i (au lieu de u_2) (90) $\phi_n = \sqrt{n} \frac{\sqrt{u_1^2}}{U}$ et $\sqrt{u_1^2}$ (au lieu de u_1)	5
		formule (80) au lieu de (83)	13
p. 76		(98) $\dots e^{-(1/4 K_z^2)}$ (99) $\dots e^{-\omega_c^2 \dots}$	
		$C(\tau)$ (au lieu de $R(\tau)$) et $C_{FM}(\tau)$ (au lieu de $R_{FM}(\tau)$)	12 13
p.78		$\overline{u_{FM}^2}$	19
p.79		(106) $\rightarrow \Delta f_S$ et (109) $\rightarrow \Delta f_{FM}(\tau)$	
p.114		(Sur l'abscisse) KHz (au lieu de MHz)	

SOMMAIRE

INTRODUCTION

CHAPITRE. I.

I. Rappels sur les phénomènes d'avalanche dans un semiconducteur et leur application à la production d'ondes hyperfréquences

I.1. Propriétés fondamentales d'un semiconducteur en avalanche

I.1.1. Le phénomène avalanche par rapport au phénomène Zener

I.1.2. Phénomènes en champs forts

I.1.2.1. Condition d'avalanche

I.1.2.2. Taux d'ionisation

I.1.2.3. Vitesse limite des porteurs

I.1.2.4. Equations fondamentales et limites de validité

I.1.3. Les structures étudiées

I.1.3.1. Modèle de Tager

I.1.3.2. Modèle de Misawa

I.1.3.3. Modèle de Read

I.1.3.4. Modèle choisi

I.1.4. Théorie de l'impédance $Z(\omega)$

I.2. Réalisation d'un oscillateur à diode

I.2.1. Condition d'oscillation

I.2.2. Puissance fournie

CHAPITRE. II.

II. Etude théorique et expérimentale du bruit en régime linéaire

II.1. Introduction

II.2. Bruit d'avalanche pour une structure unidimensionnelle idéale

II.2.1. Théorie

II.2.1.1. Calcul de i_{no}^2

1) Cas BF

2) Cas HF

II.2.1.2. Calcul de $|F|$

II.2.1.3. Calcul des générateurs de tension et courant équivalents

1) en BF

2) en HF

II.2.2. Etude expérimentale

II.2.2.1. Principe général

II.2.2.2. Dispositifs expérimentaux

II.2.2.2.1. Cas BF ($f \leq 60$ MHz)

1) 10 kHz - 10 MHz

2) 30 MHz - 60 MHz

II.2.2.2.2. Cas HF ($f \geq 1$ GHz)

1) Gamme 2 - 3 GHz

2) Gamme 8,5 - 12 GHz

3) Bande Q (35 GHz)

II.2.2.3. Courbes expérimentales et interprétation

II.2.2.3.1. cas B.F. ($\omega \ll \omega_a$)

1. Vérification qualitative

2. Vérification quantitative et

détermination de τ_x

II.2.2.3.2. cas H.F. ($\omega \gg \omega_a$)

II.2.2.4. Conclusion de l'étude expérimentale et applications

II.2.2.4.1. Influence de ω_a

II.2.2.4.2. Influence de U_a

- II.2.2.4.3. Utilisation comme source de bruit
- II.2.2.4.4. Conclusion

II.3. Bruit anormal basse fréquence

- II.3.1. Existence de microplasma
 - II.3.1.1. Explication théorique
 - II.3.1.2. Etude expérimentale
- II.3.2. Bruit anormal à bas courants
 - II.3.2.1. Explication théorique
 - II.3.2.2. Etude expérimentale
- II.3.3. Bruit anormal à hauts courants
- II.3.4. Conclusion et applications

CHAPITRE. III.

III. Etude théorique et expérimentale du bruit en régime non linéaire

- III.1. Détermination du courant de bruit en régime non linéaire
 - III.1.1. Principe et montage
 - III.1.2. Etude expérimentale
 - III.1.3. Conclusion
 - III.2. Théorie du bruit en oscillation
 - III.2.1. Théorie générale du bruit dans les oscillateurs
 - III.2.1.1. Introduction
 - III.2.1.2. Bruit de modulation d'amplitude
 - III.2.1.3. Bruit de modulation de fréquence
 - III.2.2. Application au calcul du bruit dans un oscillateur à diode avalanche.
 - III.2.2.1. Introduction
 - III.2.2.2. Spectre de bruit
 - III.3. Techniques expérimentales
- III.

- III.3.1. Introduction
- III.3.2. Bruit loin de la porteuse ($f_m \geq 5\text{MHz}$)
 - III.3.2.1. Dispositif utilisé
 - III.3.2.2. Dépouillement et mode opératoire
- III.3.3. Bruit au voisinage de la fréquence signal ($f_m \leq 2\text{MHz}$)
 - III.3.3.1. Dispositif utilisé
 - III.3.3.2. Dépouillement et mode opératoire
- III.4. Résultats obtenus et interprétation
 - III.4.1. Résultats obtenus
 - III.4.1.1. Loin de la porteuse
 - III.4.1.2. Près de la porteuse
 - III.4.1.3. Spectre complet
 - III.4.2. Comparaison avec la théorie
 - III.4.2.1. Introduction
 - III.4.2.2. Comparaison qualitative
 - III.4.2.3. Comparaison quantitative
 - III.4.3. Comparaison avec les autres oscillateurs
- III.5. Etude de la synchronisation
 - III.5.1. Synchronisation par cavité auxiliaire
 - III.5.1.1. Principe
 - III.5.1.1.1. Cavité en absorption
 - III.5.1.1.2. Cavité en transmission
 - III.5.1.2. Résultats expérimentaux
 - III.5.1.2.1. Cavité en absorption
 - III.5.1.2.2. Cavité en transmission
 - III.5.1.2.3. Synchronisation à deux cavités
 - III.5.2. Synchronisation par un oscillateur auxiliaire

III.5.2.I. Principe de la manipulation

III.5.2.2. Résultats obtenus

III.5.3. Conclusion

CONCLUSION

BIBLIOGRAPHIE

NOTATIONS

De manière générale,

- les grandeurs purement alternatives (valeur moyenne nulle) sont en miniscule : i
- les grandeurs alternatives ayant une composante continue (valeur moyenne non nulle) sont en majuscule et portent un indice \sim : I
- les grandeurs stationnaires continues, indépendantes du temps, sont en majuscule : I , ainsi que les amplitudes maximales des courants alternatifs (les indices 1, 2... n, indiquent qu'ils s'agit de la composante d'ordre 1, 2... n).

Densités de courants[§]

Continus

- J courant dans le circuit de la jonction
- J_0 courant dans la diode
- J_s courant de saturation
- J_{ca} courant de conduction en zone d'avalanche

Alternatifs j courant total dans la diode

- j_1 courant hyperfréquence à l'oscillation
- j_{ca} courant de conduction en zone d'avalanche
- j_{ct} courant de conduction en zone de transit
- j_{da} courant de déplacement en zone d'avalanche
- j_{dt} courant de déplacement en zone de transit

- de bruit $\sqrt{i_n^2}$ courant de bruit délivré dans le circuit extérieur par la diode
- $\sqrt{i_{no}^2}$ courant de bruit généré par la zone d'avalanche en l'absence de champ alternatif.

[§] Grandeurs à multiplier par S , surface de la jonction, pour avoir les courants.

$\sqrt{i^2}$ générateur équivalent de courant de bruit de la diode
 $\mathcal{W}(f)$ densité spectrale de courant de bruit.

tensions

U_z tension d'avalanche à faible courant
 U tension continue appliquée à la diode
 U_o tension continue aux bornes de la jonction
 U_a tension continue aux bornes de la zone d'avalanche
 U_t tension continue aux bornes de la zone de transit

u_T tension alternative totale
 u_a tension alternative aux bornes de la zone d'avalanche
 u_t tension alternative aux bornes de la zone de transit

$\sqrt{u^2}$ générateur équivalent de tension de bruit de la diode.

champs

E champ électrique appliqué à la diode
 E_o champ continu aux bornes de la jonction
 E_M champ maximum au niveau de la jonction
 E_a champ continu en zone d'avalanche
 e_a champ alternatif en zone d'avalanche
 $e_t(x)$ champ alternatif en zone de transit.

Puissances

P_b puissance de bruit due à la diode
 P_e puissance émise par la diode
 P_u puissance utilisable dans le récepteur
 $\mathcal{W}(f)$ densité spectrale de puissance

Résistances

R_o résistance caractéristique du guide ou du coaxial
 R_D résistance différentielle de la diode
 R_T résistance due aux effets thermiques
 R_c résistance différentielle due à l'effet de charge d'espace
 R_{th} résistance thermique
 R_s résistance ohmique série de la diode

- R_{δ} résistance dynamique en zone d'avalanche
- R_t résistance dynamique en zone de transit
- R_p résistance de charge du circuit dans le plan de la diode
- R_{HF} résistance due aux pertes HF dans le circuit

Impédances

- Z impédance totale du circuit
- Z_D impédance totale de la jonction
- $Z'_D = R'_D + j X'_D$ impédance de la diode dans son circuit hyperfréquence.
- Z_{δ} impédance dynamique en zone d'avalanche
- Z_t impédance dynamique en zone de transit

- X réactance
- X_D réactance de la jonction
- X_p réactance de la monture
- L_s self induction série de la diode
- L_{δ} self induction de la zone d'avalanche = $\frac{X_{\delta}}{\omega}$

- C capacité totale de la jonction à l'avalanche
- C_j capacité totale de la jonction
- C_t capacité de la zone de transit
- C_{δ} capacité de la zone d'avalanche
- C_{th} capacité thermique
- C_B capacité du boîtier de la diode

Divers

- $B_0(z), B_1(z) \dots B_n(z)$: fonctions de Bessel modifiées de première espèce.
- $C(\tau)$ fonction d'autocorrélation
- D_n, D_p constantes de diffusion des électrons et des trous
- $f = \frac{\omega}{2\pi}$ fréquence de travail
- $f_a = \frac{\omega_E}{2\pi}$ fréquence d'avalanche
- f_c fréquence de coupure de la diode

$f_o = \frac{\omega_o}{2\pi}$	fréquence d'oscillation
Δf	bande passante du récepteur
g	taux de génération des porteurs
$i = \sqrt{-1}$	
K	paramètre
M, M_n, M_p	taux de multiplication des porteurs
N_A, N_D	concentration des accepteurs et des donneurs
n, p	concentration des trous et des électrons
q	charge de l'électron
Q	coefficient de qualité
Q_s	coefficient de qualité de la diode
S	surface de la jonction
T	température absolue
T_B	température du boîtier
T_b	température équivalente de bruit
T_j	température de la jonction
v	vitesse de saturation des porteurs
v_n, v_p	vitesse des électrons et des trous
W	largeur de la jonction
$y \left\{ \right.$	paramètres dépendant de l'amplitude des oscillateurs
$z \left\{ \right.$	

α_n, α_p taux d'ionisation des électrons et des trous ($\alpha_p = k \alpha_n$)

$$\beta^2 = \frac{I_o}{I_x} = \frac{\omega_a^2}{\omega^2} \quad \text{paramètre}$$

$$\gamma = \frac{\Delta V}{\Delta T} \quad \text{coefficient}$$

δ largeur de la zone d'avalanche

ϵ permittivité diélectrique relative du matériau

η rendement en puissance

η_e rendement en puissance émise

η_u rendement en puissance utilisable

$\theta = \omega \tau_t$ angle de transit

$\lambda(\theta) = \frac{\sin \theta}{\theta} + \frac{\delta}{W - \delta}$ paramètre

$\mu(\theta) = 1 - \frac{\sin \theta}{\theta}$ paramètre

μ_n, μ_p mobilités des électrons et des trous

ρ_n, ρ_p charge d'espace des électrons et des trous

ρ_o densité de charges fixes

$\sigma = a + \omega \tau_j$ paramètre

τ_x intervalle de temps moyen entre deux ionisations

τ_t temps de transit en zone de transit

τ_δ temps de transit en zone d'avalanche

τ_γ retard moyen du au transit des porteurs en zone de multiplication

ϕ phase

$\chi(\theta) = \frac{1 - \cos \theta}{\theta}$ paramètre

Remarque : Nous appelons diode A.T.T. une diode à Avalanche et à Temps de Transit.

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

Parmi les dispositifs actifs hyperfréquences à l'état solide développés ces dernières années, les oscillateurs utilisant les diodes semi-conductrices à avalanche présentent un intérêt considérable.

L'utilisation systématique des porteurs libres dans un semi-conducteur fut, pour la première fois, introduite par Shockley⁽¹⁾, puis reprise par Read⁽²⁾, en 1958, qui proposa le schéma théorique de la première diode à avalanche pour hyperfréquences.

Cependant, l'élaboration du modèle expérimental posa de nombreux problèmes technologiques et ce n'est qu'en 1965 que fut décrite la première réalisation⁽³⁾. Indépendamment de ces travaux, différents chercheurs russes⁽⁴⁾, américains^(5 - 7) et français⁽⁸⁾ vérifiaient, à la même époque, la possibilité d'obtenir des oscillations hyperfréquences à partir de jonctions semi-conductrices polarisées en avalanche.

Depuis, les résultats obtenus, en particulier dans la production d'oscillations continues ou en impulsions^(9 - 12), se sont révélés très intéressants.

Dès 1965, le laboratoire "hyperfréquences et semi-conducteurs" de la Faculté des Sciences de LILLE a entrepris l'étude de l'amplification et de la production d'oscillations hyperfréquences à partir de diodes au silicium en avalanche^(13 - 17).

Ces études sont effectuées en collaboration avec d'autres laboratoires, en particulier le L.E.P. (Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée).

La contribution de notre équipe porte essentiellement sur l'étude de l'impédance ⁽¹⁸⁾, du bruit et des oscillations ⁽¹⁹⁾ présentées par un semi-conducteur en avalanche.

Nous décrivons ici, essentiellement, les résultats obtenus dans l'étude expérimentale et théorique du bruit d'avalanche.

On sait, depuis plusieurs années, que le bruit généré par les dispositifs à avalanche dans les semi-conducteurs est très important. Ce fait, mis en évidence dans différents laboratoires, dont le notre ⁽²⁰⁻²²⁾, a reçu une première interprétation théorique élaborée par Mac Intyre ⁽²³⁾, Hines ⁽²⁴⁾ et Haitz ⁽²⁵⁾.

C'est ainsi que, lorsque nous avons commencé notre travail, aucune étude complète n'avait été réalisée sur le bruit d'avalanche. Le travail présenté ici porte essentiellement sur les jonctions semi-conductrices réalisées dans du silicium. Nous envisageons une étude fondamentale et appliquée, et nous nous proposons, à partir de l'étude du bruit en régime linéaire ; d'une part, de déduire des grandeurs physiques caractéristiques de l'avalanche dans le silicium et d'autre part, de calculer les spectres de bruit d'un oscillateur A.T.T. (à avalanche et à temps de transit).

Dans une première partie, nous rappelons les propriétés fondamentales du phénomène d'avalanche dans un semi-conducteur et nous montrons comment on peut appliquer ce phénomène à la production d'ondes hyperfréquences.

Dans la seconde partie, après avoir introduit la notion de bruit, nous exposons l'étude théorique et expérimentale du bruit en régime linéaire dans le cas d'une structure unidimensionnelle idéale, puis dans le cas d'une structure réelle conduisant à un bruit anormal basse fréquence.

La troisième partie est consacrée au bruit en régime non linéaire et constitue, peut être, le chapitre le plus important de ce travail. Nous étudions, tout d'abord, théoriquement le bruit de modulation d'un oscillateur A.T.T., nous décrivons ensuite les techniques expérimentales qui permettent la mesure et nous comparons les résultats obtenus aux résultats prévus par la théorie. Nous mettons en évidence, en particulier, dans quelle mesure il est possible de diminuer le bruit de modulation à l'aide d'une synchronisation.

C H A P Î T R E I

RAPPELS SUR LES PHENOMENES D'AVALANCHE DANS UN SEMI-CONDUCTEUR ET LEUR APPLICATION A LA PRODUCTION D'ONDES HYPERFREQUENCES

I.1. PROPRIETES FONDAMENTALES D'UN SEMI-CONDUCTEUR EN AVALANCHE

I.1.1. Le phénomène avalanche par rapport au phénomène Zener

Il y a deux mécanismes principaux permettant d'obtenir une émission de champ dans un semi-conducteur : l'effet Zener et l'effet d'avalanche. Ces deux mécanismes peuvent se produire dans des jonctions semi-conductrices ; ils donnent lieu à des caractéristiques électriques semblables mais les phénomènes physiques mis en jeu sont profondément différents.

L'effet Zener ⁽²⁶⁾ peut être défini comme une génération spontanée de paires électron-trou due à la transition isoénergétique d'électrons de la bande de valence à la bande de conduction

L'effet d'avalanche, par contre ⁽²⁷⁻³⁰⁾, basé sur l'ionisation par choc, nécessite l'existence d'un porteur libre initial. Sous l'action d'un champ électrique très intense ce porteur, une fois accéléré, peut céder suffisamment d'énergie pour rompre des liaisons et créer une paire électron-trou.

Les champs électriques requis pour produire les deux effets sont du même ordre de grandeur et c'est le diagramme d'énergie qui détermine le phénomène prépondérant.

On peut montrer que l'ionisation par choc dans les jonctions semi-conductrices est particulièrement favorable à l'obtention d'une résistance négative, l'émission de champ y étant retardée ⁽³⁰⁾.

I.1.2. Phénomènes en champs forts

I.1.2.1. Condition d'avalanche

Un porteur, suffisamment accéléré, peut produire dans le semi-conducteur une paire électron-trou par ionisation par choc. Les nouveaux porteurs et le porteur initial vont être de nouveau accélérés et vont acquérir de l'énergie. Ils peuvent ainsi produire chacun une nouvelle paire électron-trou et ainsi de suite. L'avalanche, due à la multiplication successive des porteurs, n'est donc pas un phénomène instantané et, à partir du moment où le champ électrique est appliqué, un certain temps est nécessaire pour l'établir, c'est ce qu'on appelle l'émission retardée.

Une description plus quantitative des phénomènes est possible (31) en introduisant ce qu'on appelle le taux d'ionisation, c'est à dire le nombre de paires créées par un porteur par unité de longueur parcourue dans la direction du champ électrique E; soit α_n pour les électrons et α_p pour les trous.

On voit immédiatement que, si au cours de son transit un porteur, produit lors de l'apparition d'une paire, crée en moyenne une autre paire, l'ionisation sera entretenue : c'est la condition d'avalanche.

Dans le cas d'un semi-conducteur de longueur W, soumis à un champ E(x), cette condition s'écrit (32 - 34); en supposant un modèle unidimensionnel et des taux d'ionisation ne dépendant que du champ,

$$\int_0^W \alpha_n e^{-\int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx'} dx = 1 \quad (1)$$

x étant une abscisse arbitraire comprise entre 0 et W

où encore en posant : $\alpha_p(E) = k \alpha_n(E)$ (23,35)

$$\int_0^W \alpha_n dx = \frac{\log k}{k - 1} = \psi \quad (2)$$

avec $k \neq 0,1$ et $\psi = 2,56$ pour le silicium.

I.1.2.2. Taux d'ionisation

Diverses théories ont été proposées pour décrire le processus d'ionisation et déterminer l'expression analytique des taux d'ionisation. Les expressions analytiques déduites de l'expérience ⁽³⁶⁻⁴⁰⁾ sont de la forme :

$$\alpha_n, \alpha_p = a e^{- (b/E)} \quad (3)$$

ou encore de manière plus simple, avec $m \neq 6$ (pour le Si)

$$\alpha_n, \alpha_p \neq K E^m \quad (4)$$

C'est cette dernière expression que nous adopterons dans nos calculs, car elle est plus maniable que la précédente.

I.1.2.3. Vitesse limite des porteurs

En champs forts ($E > 10^4$ V cm⁻¹), l'excédent d'énergie acquis par les porteurs entre deux collisions est cédé lors de celles-ci ⁽⁴¹⁾. La vitesse des porteurs est alors indépendante du champ ⁽⁴²⁻⁴⁴⁾; nous l'appellerons vitesse limite et nous la désignerons par v_p et v_n pour les trous et électrons respectivement (pour le Si, $v_p = 7,5 \cdot 10^6$ cm s⁻¹, $v_n = 1,05 \cdot 10^7$ cm s⁻¹).

I.1.2.4. Equations fondamentales et limites de validité

Les équations qui régissent le fonctionnement des diodes à avalanche sont les équations classiques de la physique des semi-conducteurs, modifiées pour tenir compte des conditions particulières à l'avalanche. Ce sont : l'équation de Poisson, les équations de continuité, les équations de transport, et l'équation de conservation du courant.

Dans l'étude qui suit, nous supposons :

- les vitesses limites constantes et atteintes en tout point de la structure.

- les conditions de définition des taux d'ionisation respectées, ceux-ci ne dépendant que du champ.

En outre, nous négligeons :

- les générations thermique, photonique et celle due au rayonnement nucléaire.
- la recombinaison des porteurs dans la zone désertée (la durée de vie des porteurs est très supérieure au temps de transit τ_t).
- les courants de diffusion
- les effets dus à d'éventuels gradients de température.

I.1.3. Les structures étudiées

Nous nous limiterons, dans cette étude, à un modèle unidimensionnel, en supposant la surface de la jonction grande par rapport à la largeur de la zone de charge d'espace. Les taux d'ionisation, α_n et α_p , étant des fonctions très rapidement croissantes du champ électrique le long de la jonction, il est possible, à partir des variations du dopage en impuretés, de définir une zone avalanche équivalente et une (ou plusieurs) zone de transit adjacente.

Il existe différents modèles de diodes à avalanche, caractérisés par l'épaisseur de la zone avalanche (δ) et par l'épaisseur totale de la zone désertée (W),

I.1.3.1. Modèle de Tager (35)

Celui-ci est réalisé soit par une diode de profil $p^+ n n^+$ (fig. 1), soit par une jonction graduelle $p n$ (fig. 2). Dans ce cas, $\delta < W$ et souvent $\delta \neq 0,2 W$

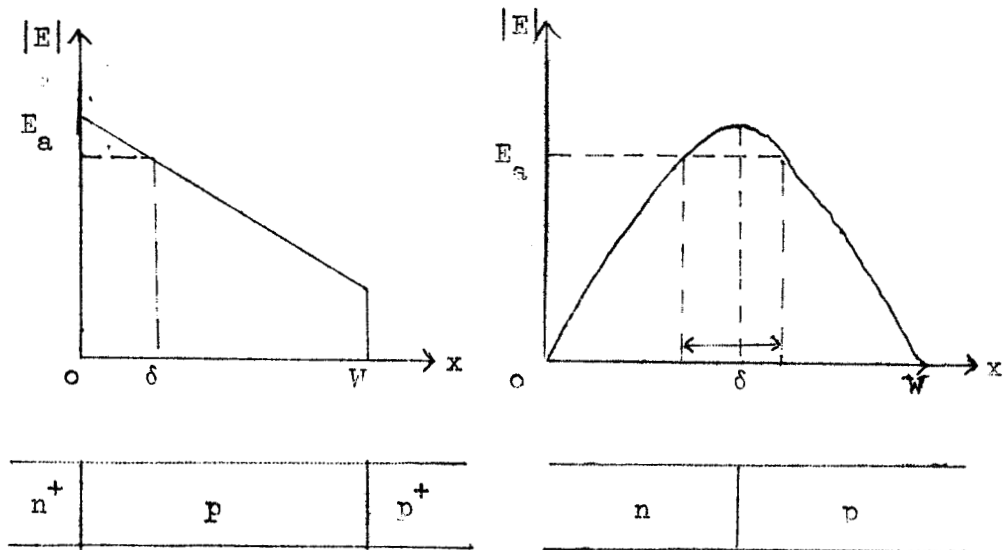


Figure 1

Figure 2

I.1.3.2. Modèle de Misawa (45,46)

La structure théorique est $p^+ i n^+$, mais, en pratique, on réalise plus facilement une structure $p^+ p^- n^+$ ou $p^+ n^- n^+$ (fig. 3). Dans ce cas, $\delta = W$.

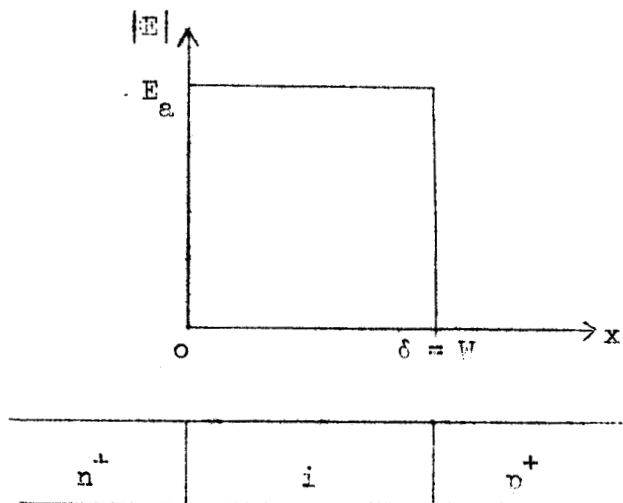


Figure 3

I.1.3.3. Modèle de Read (1, 2)

Il est basé sur une structure $p^+ n n^- n^+$ (ou $p^+ p p^- n^+$) (fig. 4). La zone avalanche est infiniment mince et $\delta \ll W$

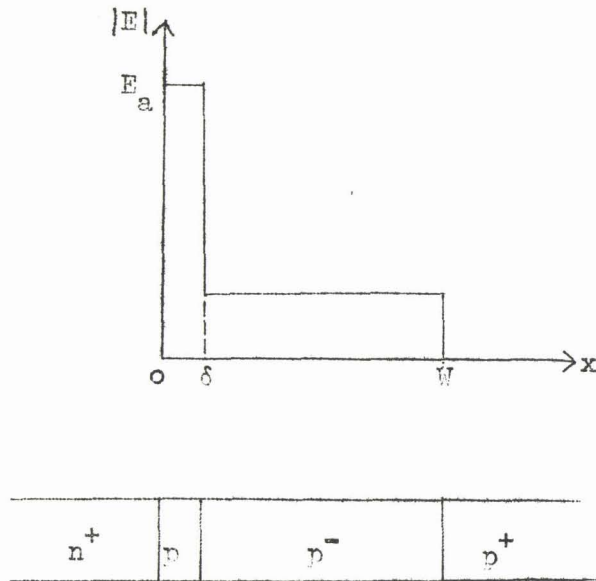


Figure 4

I.1.3.4. Modèle choisi

Dans le but de pouvoir traiter le phénomène analytiquement, nous limiterons notre étude au cas où $\delta \ll W$.

L'approximation ainsi effectuée n'est pas toujours suffisante et nous indiquons les approximations faites dans les différentes étapes du calcul.

I.1.4. Théorie de l'impédance $Z(\omega)$

La théorie complète sur l'impédance $Z(\omega)$ d'une diode en avalanche est étudiée en détail par Boittiaux ⁽¹⁸⁾. Nous nous contenterons ici d'une théorie plus simple pour mener à bien l'étude théorique du bruit ⁽⁴⁷⁾.

Considérons le modèle de Read, pour lequel nous négligeons les temps de transit des porteurs dans la zone avalanche (fig.5) et pour lequel nous supposons :

$$\left. \begin{aligned} v_n = v_p = v & \quad \text{et} \\ \alpha_n(x) = \alpha_p(x) = \alpha_m \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

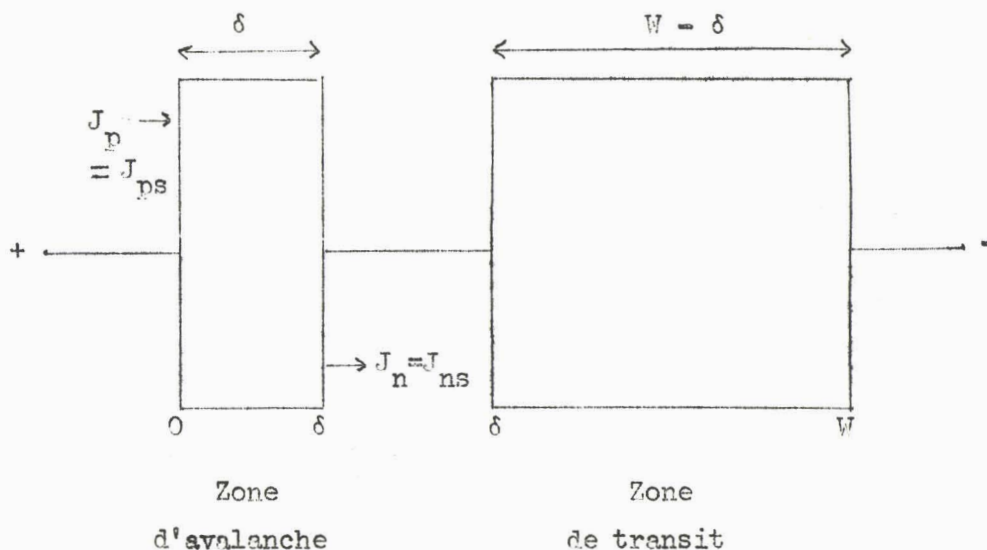


Figure 5

Soit j le courant total alternatif dans la diode

$$j = j_{da} + j_{ca} = j_{dt} + j_{ct} \quad (6)$$

où les indices d, et c indiquent que les courants sont de déplacement ou de conduction et a et t que l'on est dans la zone avalanche ou de transit.

Dans la zone de transit on a la relation

$$j_t = j_{ca} e^{-i\omega x/v} + i\omega \epsilon \cdot e_t(x) \quad (7)$$

où $e(x)$ est la composante alternative du champ, ϵ la permittivité et ω la pulsation.

Posons $j_{ca} = M j$. Dans ces conditions

$$e_t(x) = j \frac{1 - Me^{-i\omega x/v}}{i\omega \epsilon} \quad (8)$$

Considérons maintenant la zone avalanche. D'après les hypothèses précédentes, nous admettons que, quelle que soit l'abscisse x

$$\tilde{J}_p(x, t) + \tilde{J}_n(x, t) = \tilde{J}_{ca}(t) = qv(n + p) \quad (9)$$

En remplaçant dans l'équation des charges

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{1}{q} \frac{\partial \tilde{J}_p}{\partial x} + g = -\frac{1}{q} \frac{\partial \tilde{J}_p}{\partial x} + \alpha q v(n + p) \\ \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{q} \frac{\partial \tilde{J}_n}{\partial x} + g = \frac{1}{q} \frac{\partial \tilde{J}_n}{\partial x} + \alpha q v(n + p) \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

et en intégrant de 0 à δ , sachant qu'aux limites $J_s(0) = J_{ns}$ et $J_s(\delta) = J_{ps}$, où J_s représente le courant de saturation, et que $\delta = v \tau_\delta$, ou τ_δ est le temps de transit en zone avalanche, on obtient :

$$\frac{\tau_\delta}{2} \frac{d \tilde{J}_{ca}}{dt} = \tilde{J}_{ca} \left(\int_0^\delta \alpha dx - 1 \right) + J_s \quad (11)$$

Posons

$$\int_0^\delta \alpha_m(E) dx = \psi \left[E(t) \right] = \psi \left[E_0 + e_a(t) \right] \quad (12)$$

où E_0 est le champ continu. On peut écrire

$$\left. \begin{aligned} \psi \left[E(t) \right] &= \psi(E_0) + \frac{\partial \psi}{\partial E_0} e_a \\ \tilde{J}_{ca}(t) &= J_0 + i_{ca}(t) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

et

En négligeant les termes de second ordre et le courant de saturation, on obtient l'expression de i_{ca} , à partir de (11).

$$i_{ca} = \frac{2 I_0 \frac{\partial \psi}{\partial E_0}}{\tau_\delta} \times \frac{e_a}{i\omega} = \frac{ua}{i\omega L_\delta} \quad (14)$$

où $L_\delta = \delta \frac{\tau_\delta}{2 I_0 \frac{\partial \psi}{\partial E_0}}$ représente la self inductionn équivalente à la zone d'avalanche.

Il existe donc une fréquence de résonance de la zone avalanche, ou fréquence d'avalanche f_a , correspondant à la self L_δ en parallèle sur la capacité $C_\delta = \frac{\epsilon S}{\delta}$

$$\omega_a^2 = \frac{2 J_0}{\epsilon \tau_\delta} \frac{\partial \psi}{\partial E_0} = K_a I_0 \quad (15)$$

A partir de ω_a , M peut s'exprimer facilement

$$M = \frac{j_{ca}}{j} = \frac{j_{ca}}{j_{ca} + j_{da}} = \frac{1}{1 - \omega^2 / \omega_a^2} \quad (16)$$

de même pour Z_δ , impédance de la zone avalanche

$$Z_\delta = \frac{1}{i\omega C_\delta} \frac{1}{1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2}} = i X_\delta \quad (17)$$

Pour connaître l'impédance dynamique totale de la diode Z_D , il reste à calculer l'impédance en zone de transit Z_t . Elle s'obtient en calculant la tension alternative aux bornes, c'est à dire en intégrant le champ instantané calculé en (8), et en posant

$$\theta = \frac{\omega (W - \delta)}{v} = \omega \tau_t = \text{angle de transit} \quad (18)$$

on arrive à

$$Z_t = \frac{1}{i \omega C_t} \left\{ 1 - \frac{M}{i \theta} (1 - e^{i \theta}) \right\} = R_t + i X_t \quad (19)$$

ou encore, d'après la relation(16), à

$$R_t = \frac{1}{\omega C_t} \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_a^2}} \frac{1 - \cos \theta}{\theta} = R_D \quad (20)$$

$$\text{Donc } Z_D = R_D + i (X_t + X_\delta) \quad (21)$$

$$\text{Pour } \omega = 0 \quad Z_D = \frac{(W - \delta)^2}{2 \epsilon v S} = R_c \quad (22)$$

$$\omega < \omega_a \quad R_D > 0 \text{ quel que soit } \theta$$

$$\omega > \omega_a \quad R_D \leq 0$$

$$\text{et pour } \omega \gg \omega_a \quad R_D = - \frac{1}{C_t \omega} \frac{\omega_a^2}{\omega^2} \frac{1 - \cos \theta}{\theta} \quad (23)$$

Au voisinage de ω_a , l'impédance de la diode est très grande et elle tend vers l'infini pour $\omega \neq \omega_a$.

Remarque : il faut noter que ces expressions de l'impédance Z sont des formules approchées et que, en toute rigueur, Z est une fonction de δ . Il est possible de déterminer δ et la variation de $Z = f(\delta)$. Ce calcul a été effectué par ailleurs (18, 48).

I.2. REALISATION D'UN OSCILLATEUR A DIODE

Nous cherchons simplement ici à préciser les paramètres de fonctionnement d'un oscillateur à diode. Nous ne donnons pas les détails des calculs qui conduisent à la réalisation pratique et qui ont fait l'objet du travail d'Allamando (19).

I.2.1. Condition d'oscillation

Un oscillateur à diode est constitué d'un semi-conducteur en avalanche placé dans un circuit hyperfréquence couplé à un circuit d'utilisation (fig. 6).

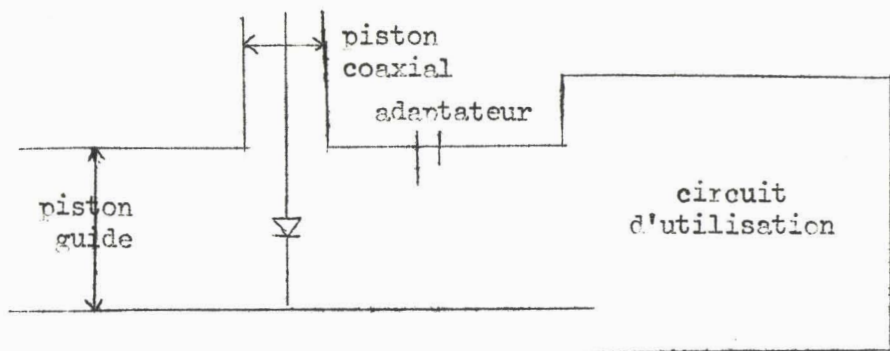


Figure 6

Si on définit :

R_s résistance série de la diode

R_{HF} pertes hyperfréquences ramenées au niveau du semiconducteur

X_p et R_p réactance et résistance ramenées au niveau de la diode.

Le circuit peut se présenter sous la forme suivante (fig. 7)

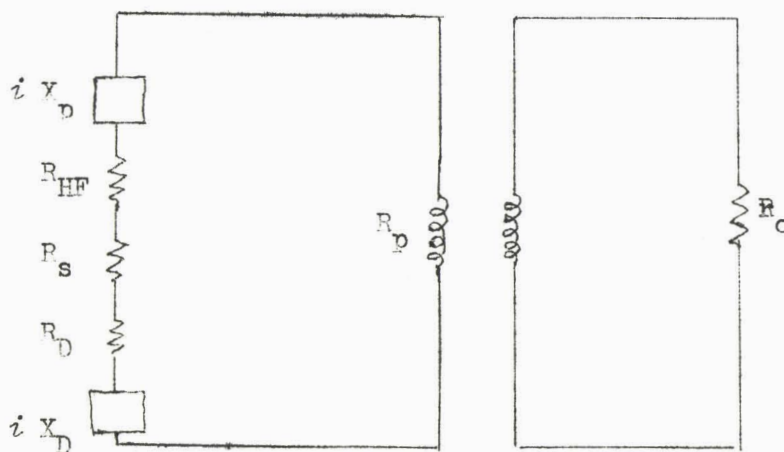


Figure 7

D'où les conditions d'oscillation du circuit

$$X_D(\omega) + X_p(\omega) = 0$$

$$R_D(\omega) + R_p(\omega) + R_s + R_{HF} = 0$$

(24)

Lorsque $\omega > \omega_a$

$$X_D(\omega) = \frac{-1}{C\omega} \quad (25)$$

où C représente la capacité totale de la diode.

On peut alors exprimer la pulsation d'oscillation ω_0 par la relation

$$\omega_0 = \frac{1}{C X_D} \quad (26)$$

Le coefficient de qualité Q en charge du circuit, (pertes hyperfréquences et résistance série incluses), est tel que

$$Q = \frac{1}{C\omega (R_s + R_{HF})} \quad (27)$$

Dans le cas où les pertes hyperfréquences sont négligeables,

$$Q = Q_s = \frac{f_c}{f} \quad (28)$$

où f_c est la fréquence de coupure de la diode, polarisée au voisinage de la tension avalanche

I.2.2. Puissance fournie

La puissance émise par la diode est

$$P_e = |R_D| \frac{I_1^2}{2} \quad (29)$$

où I_1 est l'amplitude du premier harmonique du courant hyperfréquence traversant la diode.

Par contre, la puissance recueillie dans le circuit d'utilisation est

$$P_u = R_p \frac{I_1^2}{2} = (|R_D| - R_s - R_{HF}) \frac{I_1^2}{2} \quad (30)$$

Le calcul de R_D en régime non linéaire n'est pratiquement pas possible analytiquement; on peut toutefois remarquer que la résistance série et les pertes hyperfréquences limitent considérablement la puissance effectivement reçue dans le circuit d'utilisation. Les réglages consisteront à faire varier I_1 par l'intermédiaire de R_p pour rendre P_u maximum.

CHAPITRE II

ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE
DU BRUIT EN REGIME LINEAIRE

II.1. INTRODUCTION

Le bruit présenté par un semi-conducteur en avalanche est anormalement élevé et sa température équivalente de bruit peut atteindre des millions de °K (13). Ceci ne peut être expliqué par un simple effet de grenaille, une fluctuation supplémentaire du courant est liée à l'effet d'avalanche. Nous essayons ici d'interpréter ce phénomène, car la théorie de Schottky permettant jusqu'ici de calculer la température de bruit d'une diode ne peut plus s'appliquer dans le cas où la diode est en régime d'avalanche (49).

Les performances d'un oscillateur utilisant une diode A.T.T. (Avalanche et à Temps de Transit) sont liées à ce phénomène. Il est intéressant de remarquer que, pour caractériser complètement le dipole "diode" en hyperfréquences, il est nécessaire de déterminer non seulement son admittance $Y_D = G_D + j B_D$, mais encore le courant de bruit propre $\sqrt{i^2}$ de la diode.

Le schéma équivalent de la diode est le suivant (fig. 8)

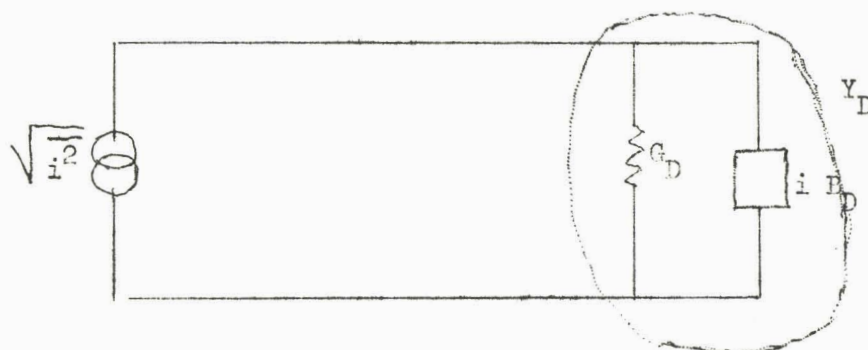


Figure 8

Pratiquement en hyperfréquences, grace à des dispositifs adaptateurs parallèles, on mesure la puissance maximale de bruit que peut délivrer la diode.

La température de bruit T_b mesurée est reliée à la puissance maximale délivrable par la relation : $P_b = k T_b \Delta f$, où Δf est la bande passante du récepteur de résistance R_p (fig. 9).

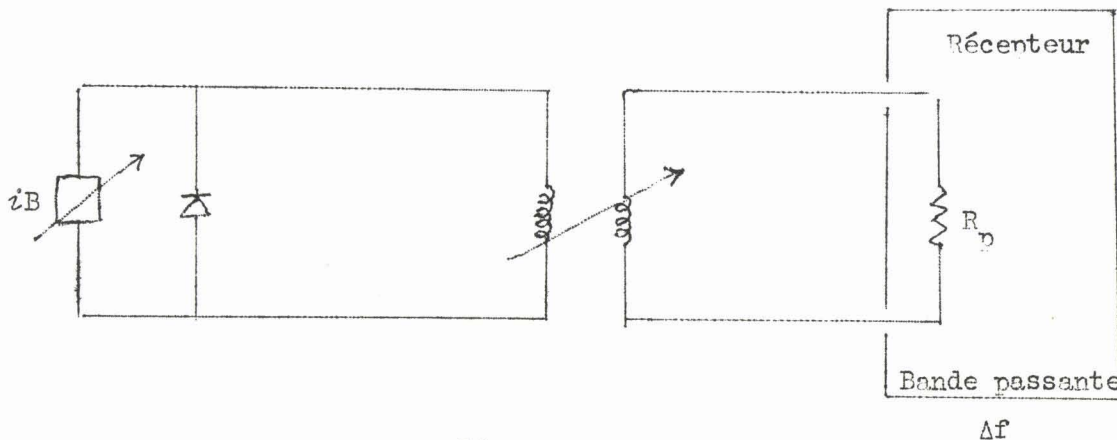


Figure 9

Si le récepteur est adapté ($R_p = R_D$), on a :

$$P_{\max} = \frac{R_D i^2}{4} \quad \text{d'où} \quad T_b = \frac{R_D i^2}{4 k \Delta f}$$

Il est donc facile de passer du courant de bruit à la température de bruit, connaissant la résistance dynamique de la jonction à la fréquence considérée.

II.2. BRUIT D'AVALANCHE POUR UNE STRUCTURE UNIDIMENSIONNELLE IDEALE

II.2.1. Théorie

Les lois de variation du bruit présenté par un semi-conducteur en avalanche, observées expérimentalement en fonction des principaux paramètres (courant de polarisation, tension avalanche, fréquence de travail), sont assez complexes.

Pour tenter d'interpréter quantitativement ces résultats, on peut utiliser les théories développées par Hines et Tager (24, 35, 50-52). Nous essa-
yons ici d'en faire une synthèse et d'aboutir à des formules aussi complètes que possible et qui permettent de tenir compte des taux d'ionisation différents pour

les trous et les électrons. ($\alpha_p = k \alpha_n$ éventuellement). Nous allons montrer que le carré du courant de bruit i_n^2 , délivré par la diode dans le circuit contenant le récepteur et les dispositifs d'accord série (fig. 10), peut se mettre sous la forme analytique suivante.

$$\overline{i_n^2} = \overline{i_{no}^2} \times |F| \quad (31)$$

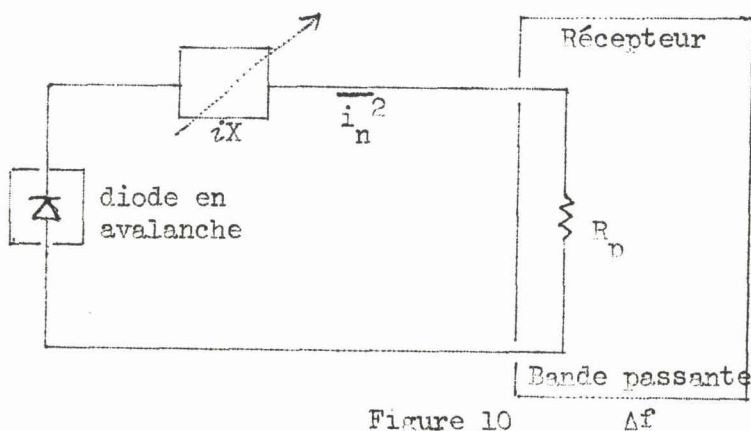


Figure 10 Δf

$\overline{i_{no}^2}$ représente la courant quadratique moyen généré dans la zone avalanche proprement dite, $|F|$ est un terme tenant compte des effets de charge d'espace et du temps de transit τ_t à travers la zone désertée, de longueur $W = \delta$ et de surface S .

A partir de $\overline{i_n^2}$, nous pouvons déduire les grandeurs de bruit caractérisant la diode: la densité spectrale de la tension de bruit délivrée par la diode en circuit ouvert $u^2/\Delta f$ et la densité spectrale de courant de bruit délivré par la diode en court circuit $i^2/\Delta f$.

II.2.1.1. Calcul de $\overline{i_{no}^2}$

Dans cette étude, nous distinguons deux cas. Dans un premier temps, nous supposons que les multiplications se produisent instantanément vis à vis de la période de l'onde électromagnétique (cas B.F.) Ensuite, nous envisageons l'influence du retard de l'émission (cas H.F.).

II.2.1.1.1. Cas B.F. : Pour le calcul de $\overline{i_{no}^2}$, nous avons repris et adapté la théorie élaborée par Mac Intyre ⁽²³⁾ sur le bruit de multiplication des diodes à avalanche uniforme; l'analyse est limitée au cas où $\alpha_n = \alpha_p$. La théorie peut se modifier assez facilement pour $\alpha_n \neq \alpha_p$ ⁽⁵³⁾.

Le schéma d'une telle diode, dont la zone d'avalanche s'étend de 0 à δ , est donné fig. 11

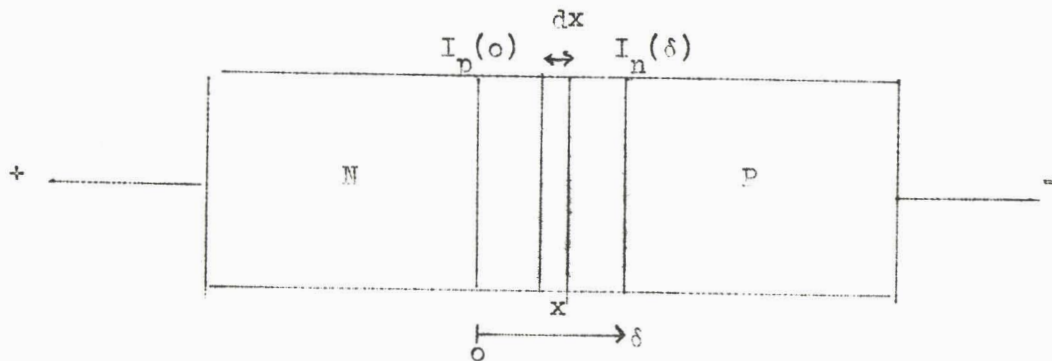


Figure 11

Les électrons et les trous étant générés par paires, on peut ne considérer qu'un seul type de porteurs (les trous par exemple). En particulier, si nous calculons l'augmentation du courant de trous I_p dans une tranche dx , d'abscisse x , on a :

$$dI_p = \alpha \left[I_n(x) + I_p(x) \right] dx \quad (32)$$

Nous admettons ⁽²³⁾, que ce courant subit le bruit de grenaille classique. Dans ce cas, on peut écrire :

$$\overline{(dI_p^2 - dI_p^2)} = 2 q dI_p \Delta f \quad (33)$$

D'autre part, ce courant va être amplifié par le phénomène de multiplication, comme tout courant généré en x , et, si $\overline{i_{no}^2}$ est la densité spectrale du bruit du courant total, la contribution due à la génération des paires entre x et $x + dx$ est

$$dW = 2 q M^2(x) \frac{d I_p(x)}{dx} dx \quad (34)$$

où $M(x) = M = \text{constante}$ est le taux de multiplication des porteurs traversant la jonction.

En additionnant les fluctuations des courants entrant des deux cotés de la jonction, $I_p(o)$ et $I_n(\delta)$, et en intégrant, on obtient :

$$w = 2 q \left[I_p(o) M^2(o) + I_n(\delta) M^2(\delta) + \int_o^\delta M^2(x) \frac{d I_p}{dx} dx \right] \quad (35)$$

en tenant compte du fait que $M = \text{constante}$

$$w = 2 q M^2 \left[I_p(o) + I_n(\delta) + \int_o^\delta \frac{d I_p}{dx} dx \right]$$

d'où

$$w = 2 q M^2 \left[I_p(\delta) + I_n(\delta) \right] \quad (36)$$

or : $I_o = I_n(\delta) + I_p(\delta)$, par définition, d'où :

$$w = \frac{i_{no}^2}{\Delta f} = 2 q M^2 I_o = \frac{2q}{I_s^2} I_o^3 \quad (37)$$

Cette formule est valable dans le cas $\alpha_n = \alpha_p$.

Examinons ce qui se passe pour $\alpha_p = k \alpha_n$ avec $k \neq 1$. Le calcul est un peu plus complexe mais, si on suppose $M(o)$ et $M(\delta) \gg 1$, ce qui est justifié puisque $I_o/I_s \gg 1$ en avalanche, la densité spectrale se met sous la forme

$$w = \frac{2 q I_o^3}{\left| \sqrt{k} I_p(o) + \frac{1}{\sqrt{k}} I_n(\delta) \right|^2} \quad (38)$$

La loi en I_0^3 n'est donc pas modifiée et w dépend simplement de k et de l'importance de la contribution relative des courants de trous et d'électrons au courant de saturation. Ceci ne change pas les lois de variation générales, mais modifie les résultats numériques d'un facteur qui reste voisin de l'unité.

II.2.1.1.2. Cas H.F. : En fait, en hautes fréquences, les multiplications ne se produisent pas instantanément vis à vis de la période de l'onde électromagnétique et nécessitent un temps $M \tau_x$ pour se réaliser (τ_x est le temps moyen entre deux ionisations). Il en est de même pour les fluctuations du courant et l'on peut alors considérer $M \tau_x$ comme le temps de corrélation du courant de bruit. Si l'on choisit une fonction de corrélation exponentielle de la forme

$$C(\tau) = \overline{i(t) i(t + \tau)} = \exp\left(\frac{-t}{M \tau_x}\right) \quad (39)$$

La densité spectrale w devient, dans le cas $\alpha_n = \alpha_p$ et en tenant compte de cet effet,

$$w = \frac{2q I_0^3}{I_s^2} \frac{1}{1 + \omega^2 M^2 \tau_x^2} \quad (40)$$

Aux fréquences utilisées ($f \geq 10$ MHz), $\omega \gg \frac{1}{M \tau_x}$, d'où

$$w = \frac{2q I_0^3}{I_s^2 \omega^2 M^2 \tau_x^2} = \frac{2q}{\omega^2 \tau_x^2} I_0 \quad (41)$$

D'où la valeur de $\overline{i_{no}^2}$

$$\overline{i_{no}^2} = \frac{2q \Delta f}{\omega^2 \tau_x^2} I_0 \quad (42)$$

En reportant cette valeur dans la relation (31), on obtient l'expression suivante du courant de bruit de la diode

$$\overline{i_n^2} = \frac{2q \Delta f}{\omega^2 \tau_x^2} I_0 \times |F| \quad (43)$$

II.2.1.2. Calcul de |F|

Le calcul du terme |F| est un peu plus complexe, car il fait appel à la théorie développée au paragraphe I.1.4.

Le calcul de $\overline{i_{no}^2}$ suppose qu'il est possible de maintenir le champ électrique constant à une valeur E_{oa} , correspondant à une avalanche stable. i_{no} est donc un courant de bruit idéalisé en absence de champ alternatif. En présence de champ alternatif, il y a induction d'un courant corrélé i_{nc} , qui s'ajoute au courant de conduction i_{no} . La somme des courants i_{no} et i_{nc} est injectée dans la zone de déplétion (fig. 12) et donne naissance à un courant de déplacement, $i \omega S \epsilon e_a$ en zone avalanche, d'où un courant total

$$i_n = i_{no} + i_{nc} + i \omega \epsilon S e_a = i_{ca} + i \omega \epsilon S e_a \quad (44)$$

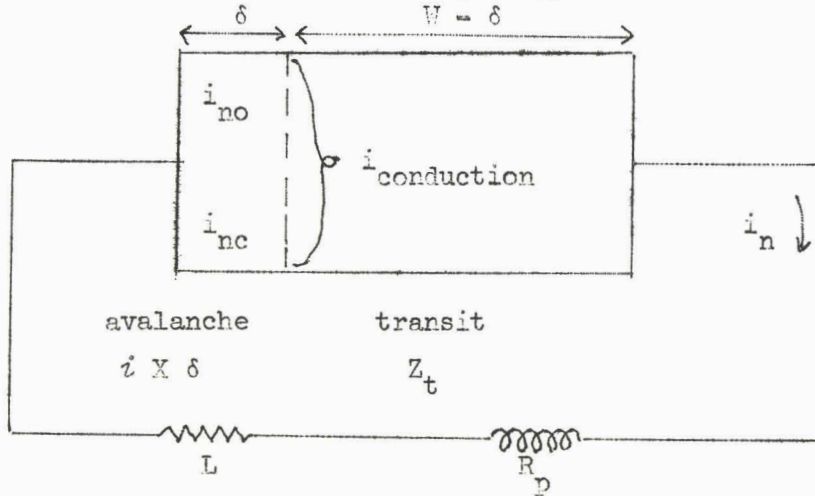


Figure 12

Ce courant est indépendant de x (d'après l'équation précédente). Dans la zone de transit, i_n devient :

$$i_n = i \omega \epsilon S e_t(x) + i_{ca} \exp\left(-i \omega \frac{x}{v}\right) \quad (45)$$

En intégrant $e_t(x)$, on obtient la chute de tension dans la zone de transit u_t . En appliquant la loi de Kirchoff au circuit contenant le récepteur et le dispositif d'accord série (figure 14), on trouve relation (46) :

$$i_n \left(i \omega L + R_p + \frac{W - \delta}{i \omega \epsilon S} \right) + e_a \delta + i_{ca} \frac{W - \delta}{\omega \epsilon S} \left(\frac{1 - \cos \theta + i \sin \theta}{\theta} \right) = 0$$

Or, d'après (47), $i_{nc} = \frac{2 e_a I_o \left(\frac{\partial \psi}{\partial E_o} \right) E_{oa}}{i \omega \tau_\delta}$ (47)

En remplaçant i_{nc} par sa valeur dans l'expression de i_n , on obtient

$$e_a \delta = (i_n - i_{no}) \frac{\delta}{i \omega \epsilon S} \frac{1}{1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2}} \quad (48)$$

D'où i_{nc} en fonction de i_{no} , $i_{nc} = \frac{i_n - i_{no}}{1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2}}$ avec

$$\omega_a^2 = \frac{2 I_o \left(\frac{\partial \psi}{\partial E} \right) E_{oa}}{\epsilon S \tau_\delta} \quad (49)$$

En reportant les valeurs de i_{nc} et $e_a \delta$ dans la relation (46), nous obtenons l'expression complète de i_n : relation (50)

$$i_n = i_{no} \frac{\frac{W - \delta}{\omega \epsilon S} \frac{-1}{1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2}} \left[i \frac{\delta}{W - \delta} + \frac{1 - \cos \theta + i \sin \theta}{\theta} \right]}{i \omega L + R_p + \frac{\delta}{i \omega \epsilon S \left(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2} \right)} + \frac{W - \delta}{\omega \epsilon S} \left[-i + \frac{1 - \cos \theta + i \sin \theta}{\theta \left(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2} \right)} \right]}$$

Le dénominateur représente l'impédance totale Z de la boucle de la figure 12. Plusieurs simplifications sont possibles ; en négligeant $\frac{\delta}{W - \delta}$ par rapport à $\frac{\sin \theta}{\theta}$ et en accordant le circuit, c'est à dire en annulant les parties réactives, on obtient :

$$R = R_p + \frac{W - \delta}{\omega \epsilon S \theta} \frac{(1 - \cos \theta)}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_a^2}} = R_p + R_D \quad (51)$$

La formule (50) se réduit à

$$i_n = i_{no} \frac{\frac{W - \delta}{\omega \epsilon S}}{R} \left[\frac{-1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_a^2}} \right] \left(\frac{1 - \cos \theta + i \sin \theta}{\theta} \right) \quad (52)$$

La valeur de l'écart quadratique moyen de i_n est obtenu en prenant le module du carré.

$$\overline{i_n^2} = \overline{i_{no}^2} \left| \frac{1}{R^2} \cdot \frac{2(W - \delta)^2}{\theta^2 \omega^2 \epsilon^2 S^2} \frac{(1 - \cos \theta)}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_a^2}\right)^2} \right| \quad (53)$$

Or dans le domaine de fréquence étudié, $\theta \ll \frac{\pi}{4}$
 Dans ces conditions, $(1 - \cos \theta) \approx \frac{\theta^2}{2}$, ce qui entraîne :

$$\overline{i_n^2} = \frac{2q \Delta f}{\omega^2 \tau x^2} I_o \left| \frac{1}{R^2} \frac{1}{\omega^2 C_t^2} \frac{1}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_a^2}\right)^2} \right| \quad (54)$$

Dans cette expression intervient ω_a , qu'il nous faut calculer. Plusieurs expressions sont possibles suivant la forme analytique utilisée pour α , (relations (3) et (4)).

On peut, par exemple ⁽²⁴⁾, transformer la relation (49) en posant

$$\frac{1}{\delta} \left(\frac{\partial \psi}{\partial E_0} \right)_{E_{0a}} = \frac{m}{U_a} \quad . \text{ On obtient :}$$

$$\omega_a^2 = \frac{2vm}{\epsilon S} \times \frac{I_0}{U_a} \quad (55)$$

où m est une constante et U_a la chute de tension aux bornes de la zone avalanche.

On peut utiliser d'autres formules (17) ou déterminer ω_a expérimentalement (54). C'est ce que nous ferons par la suite ; la formule (55) est cependant intéressante car elle fait intervenir la tension d'avalanche U_a , qui est une grandeur facilement mesurable.

II.2.1.3. Calcul des générateurs de tension et de courant équivalents

Connaissant $\overline{i_n^2}$ débité dans le récepteur, on peut facilement en déduire les caractéristiques de la diode et en particulier donner les générateurs de tension et de courant équivalents (figure 13). En effet $\sqrt{u^2}$ tension de bruit en circuit ouvert, est égale au produit du courant $\sqrt{\overline{i_n^2}}$ par la résistance de charge, quand celle-ci tend vers l'infini.

$$\overline{u^2} = (R_p^2 \overline{i_n^2}) \quad \text{si } R_p \rightarrow \infty$$

D'après la formule (54)

$$\overline{u^2} = \left[\frac{2q \Delta f}{\omega^2 \tau_x^2} I_0 \frac{1}{\omega^2 C_t^2} \times \frac{R_p^2}{R^2} \times \frac{1}{\left(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2}\right)^2} \right] \quad (56)$$

Si $R_p \rightarrow \infty$

Or d'après la relation (51)

$$\frac{R_p^2}{R^2} = \frac{R_p^2}{(R_p + R_D)^2} \rightarrow 1 \text{ quand } R_p \rightarrow \infty$$

donc

$$\overline{u^2} = \frac{2q \Delta f I_0}{\omega^2 \tau_x^2} \cdot \frac{1}{\omega^2 C_t^2} \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2}\right)^2} \quad (57)$$

D'où le schéma équivalent suivant, (fig. 13),

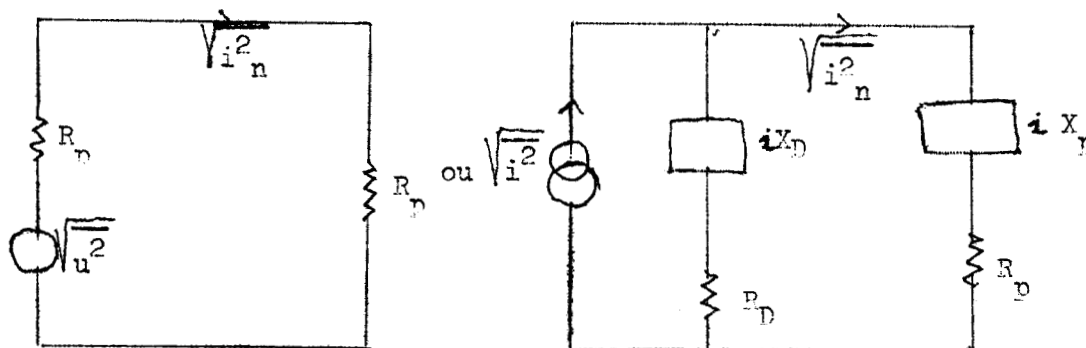


Figure 13

Le générateur de courant est tel que $\overline{u^2} = |Z_D|^2 \overline{i^2}$, ce qui donne pour $\overline{i^2}$ l'expression suivante,

$$\overline{i^2} = \frac{1}{|Z_D|^2} \cdot \frac{2q \Delta f I_0}{\omega^2 \tau_x^2} \cdot \frac{1}{\omega^2 C_t^2} \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2}\right)^2} \quad (58)$$

Enfin, on peut calculer la puissance maximale de bruit délivrable par la diode dans une charge adaptable:

$$P_b = \overline{u^2} \times \frac{1}{4 R_D} = \frac{1}{4 R_D} \times \frac{2q I_0 \Delta f}{\omega^2 \tau_x^2} \cdot \frac{1}{\omega^2 C_t^2} \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2}\right)^2} \quad (59)$$

dans le cas où la diode présente une résistance série non négligeable, $R_s \gg R_D$; on a, d'après la fig. 13,

$$P_b = \frac{1}{4 R_s} \times \frac{2q I_o \Delta f}{\omega^2 \tau_x^2} \frac{1}{\omega^2 C_t^2} \frac{1}{\left(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2}\right)^2} \quad (60)$$

Pour passer facilement d'une grandeur à l'autre, nous donnons, tableau 1, les relations de correspondance.

$$P_b = \frac{\overline{u^2}}{4 R_D} = \frac{|Z_D|^2 \overline{i^2}}{4 R_D}$$

$$\overline{u^2} = |Z_D|^2 \overline{i^2} = (R_D + R_v)^2 \overline{i_n^2} = R^2 \overline{i_n^2}$$

$$\overline{i^2} = \frac{(R_D + R_v)^2}{|Z_D|^2} \overline{i_n^2} = \frac{R^2}{|Z_D|^2} \overline{i_n^2}$$

Tableau 1

En résumé, une diode peut être caractérisée par son générateur de tension de bruit $\overline{u^2}$, dont la valeur est donnée par la relation (57) ou encore par

$$\overline{u^2} = \frac{2q I_o \Delta f v^2}{\epsilon^2 S^2} \frac{\tau_t^2}{\tau_x^2} \frac{1}{\omega^4 \left(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2}\right)^2} \quad (61)$$

Dans ces conditions, on aboutit aux conclusions suivantes :

II.2.1.3.1. En B.F., c'est à dire pour $\omega \ll \omega_a$, les formules (57) et (61) deviennent :

$$\overline{u^2} = \frac{I_o}{\omega_a^4} \frac{2q \Delta f}{\tau_x^2 C_t^2} \quad (62)$$

$$\overline{u^2} = \frac{1}{I_0} \frac{q \Delta f U_a^2}{2 m^2} \left(\frac{\tau_t}{\tau_x} \right)^2 = R i_n^2 \quad (63)$$

$\overline{u^2}$ est indépendant de la fréquence, est inversement proportionnel à I_0 et peut atteindre des valeurs très importantes. La température équivalente de bruit est donnée par la formule, classique en bruit, :

$$\overline{u^2} = 4 k T_b R_D \times \Delta f \text{ donc } T_b = \overline{u^2} \times \frac{1}{4 k R_D \Delta f}$$

Donc, d'après la relation (63) et avec $U_a = K_h U_0$, où U_0 représente la tension continue aux bornes de la diode, on a

$$T_b = \frac{U_0^2}{I_0} \frac{q K_h^2}{2 m^2} \left(\frac{\tau_t}{\tau_x} \right)^2 \times \frac{1}{4 k R_D} \quad (64)$$

Une application numérique typique, avec $R_D \neq 10 \Omega$, $U_0 = 45 \text{ V}$, $I = 10 \text{ mA}$, donne $T_b \neq 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$

Ceci montre donc que le bruit thermique dû à la résistance de la diode est tout à fait négligeable par rapport au bruit dû à l'avalanche.

II.2.1.3.2. En H.F. : c'est à dire pour $\omega \gg \omega_a$ et si $\theta < \pi/4$, la formule (57) devient :

$$\overline{u^2} = \frac{I_0}{\omega^4} \frac{2 q \Delta f}{\tau_x^2 C_t^2} \quad (65)$$

où

$$\overline{u^2} = \frac{I_0}{\omega^4} \frac{2 q \Delta f v^2}{\epsilon^2 S^2} \left(\frac{\tau_t}{\tau_x} \right)^2 = R^2 i_n^2 \quad (66)$$

$\overline{u^2}$ varie proportionnellement au terme $\frac{I_0}{\omega^4}$, donc décroît très rapidement avec la fréquence, et est proportionnel à I_0 , à fréquence constante. Cependant en H.F., c'est la puissance de bruit P_b que nous mesurons et, selon le type de charge utilisée (variable ou fixe) et la valeur de la résistance série R_s , P_b peut

s'exprimer par les formules suivantes :

- la charge est réglable et $R_D \gg R_S$

$$P_b = \frac{I_o}{\omega^4} \frac{q v^2 \Delta f}{2 R_D \epsilon^2 S^2} \left(\frac{\tau_t}{\tau_x} \right)^2 = k T_b \quad (67)$$

- la charge réglable et $R_D \ll R_S$

$$P_b = \frac{I_o}{\omega^4} \frac{q v^2 \Delta f}{2 R_S \epsilon^2 S^2} \left(\frac{\tau_t}{\tau_x} \right)^2 \quad (68)$$

- la charge R_p est fixe et $R_S \ll R_D$, on a, pour $R_p + R_D > 0$,

$$P_b = \frac{I_o}{\omega^4} \frac{q v^2 \Delta f}{2 \epsilon^2 S^2} \frac{R_p}{(R_p + R_D)^2} \left(\frac{\tau_t}{\tau_x} \right)^2 \quad (69)$$

II.2.2. Etude expérimentale

II.2.2.1. Principe général

Pour couvrir la gamme de fréquence 10 KHz - 35 GHz, on doit utiliser plusieurs dispositifs présentant des structures très différentes. Cependant le principe de mesure est toujours le même ; comparaison du bruit de la diode avec une source de bruit de référence (diode saturée en dessous de 100 MHz, tube à gaz aux fréquences supérieures). Pratiquement pour obtenir la précision maximale, il est nécessaire d'appliquer une puissance constante au récepteur. Pour cela, il suffit d'atténuer plus ou moins l'une des deux sources de bruit de manière à observer la même déviation sur l'appareil de mesure.

Connaissant l'atténuation et la valeur du courant de bruit de la source étalon, on en déduit i_n^2 , T_b ou u^2 (tableau 1). Le schéma de principe des dispositifs de mesure est donné fig. 14.

Pour faciliter la comparaison des résultats expérimentaux et théoriques, nous annulons la réactance de la diode au moyen d'un accord série. La puissance de bruit mesurée est donc égale à :

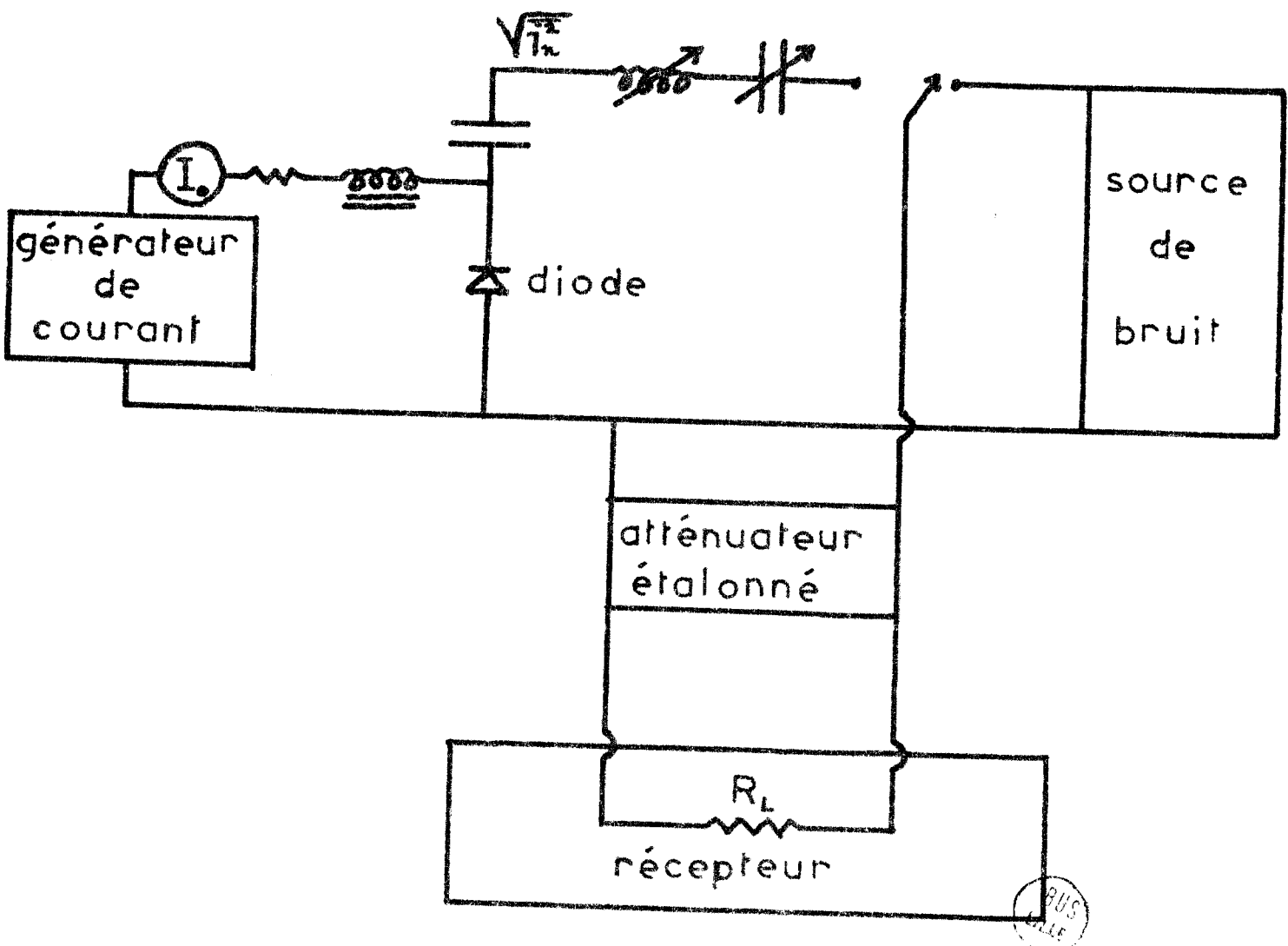


FIGURE 14

SCHEMA DE PRINCIPE DES DISPOSITIFS
DE MESURE

$$R_b = K T_b \quad \Delta f = R_p \overline{i_n^2} = \frac{R_p}{R^2} \overline{u^2} \quad (70)$$

Sauf au voisinage de la résonance ($\omega \neq \omega_a$), où l'impédance totale de la diode ($R_D + i X_D$) est très grande, on peut admettre, en première approximation, que R est déterminée par l'impédance du récepteur R_n et ne dépend pas de I_0 et de ω , (pour $\omega \gg \omega_a$ et $\omega \ll \omega_a$).

Nous négligeons également l'influence des éléments parasites tels que la capacité boîtier C_B et la self série L_S de la diode. Dans une certaine mesure, il est possible de compenser leur influence à l'aide du dispositif d'accord. Cependant, en toute rigueur, l'accord série est insuffisant et il peut donc se produire une erreur systématique qui, faible aux moyennes fréquences, peut devenir importante aux très hautes fréquences.

La monture et l'impédance du récepteur sont choisis de manière à éviter toute oscillation du dispositif.

II.2.2.2. Dispositifs expérimentaux

Les différents points de mesure sont situés aux fréquences 10 KHz - 10 MHz, 30 MHz, 60 MHz, 33 GHz et dans les bandes 2 - 8 GHz, 8,5 - 12 GHz.

II.2.2.2.1. Cas B.F. ($f \leq 60$ MHz)

Le montage est schématisé fig. 15

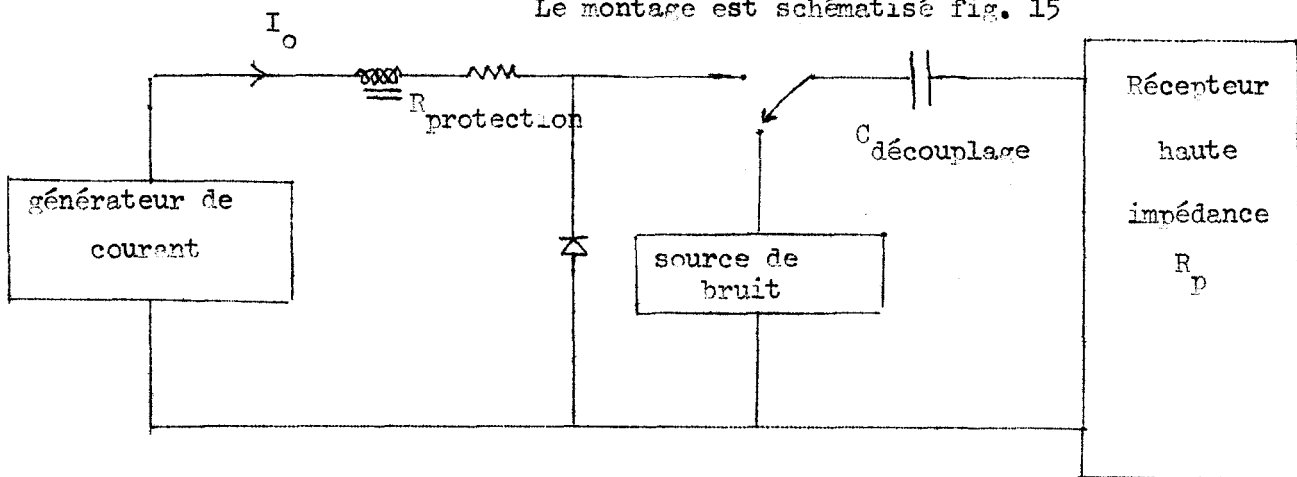


Figure 15

L'accord série de la diode n'est pas réalisé, dans ce cas, car la partie réactive de l'impédance de la diode est négligeable à ces fréquences.

Ce système permet de mesurer directement $\overline{u^2}$, lorsque $R_p \gg R_D$.

Il n'est pas nécessaire de connaître les variations de la résistance de la diode R_D en fonction de I_0 ; le dépouillement des mesures est considérablement simplifié.

1) 10 KHz - 10 MHz

Dans la bande 10 KHz - 10 MHz, on utilise un voltmètre quadratique (1 Hz - 10 MHz) précédé d'un filtre passe haut (10 KHz), de forte impédance, permettant d'éliminer les fluctuations TBF du secteur (50 Hz) et de ses premiers harmoniques. L'impédance d'entrée du filtre est très grande (5 k Ω) par rapport aux résistances dynamiques des diodes à mesurer (en général < 100 Ω).

2) 30 MHz - 60 MHz

En I.F., les mesures de bruit sont effectuées au moyen d'amplificateurs sélectifs à 30 MHz et à 60 MHz de faible impédance d'entrée. En effet à 30 MHz, nous utilisons un amplificateur sélectif G.R. directement gradué en db (31), d'impédance d'entrée 400 Ω , et à 60 MHz un amplificateur AIL, suivi d'un bloc de détection et d'un millivoltmètre continu; son impédance d'entrée étant 70 Ω . Dans ces conditions, la méthode précédente n'est pas applicable. Deux procédés sont possibles :

- On peut placer en parallèle sur l'entrée de ces amplificateurs une résistance de manière à normaliser l'impédance des différents récepteurs dans toute la gamme de fréquence à 50 Ω . On peut alors comparer facilement les courbes de i_n^2 (50 Ω), obtenues avec des appareils différents. Connaissant R_D , on en déduit :

$$\overline{u^2} = (R_D + R_p)^2 \overline{i_n^2}$$

- Un dispositif adaptateur permet d'obtenir à l'entrée du récepteur une

impédance très élevée $R_D \ll R_p$, en utilisant les mêmes amplificateurs que précédemment.

Cette seconde méthode permet de s'affranchir de la mesure de R_D et fournit une information directement comparable aux mesures B.F.

II.2.2.2.2. Cas H.F.

Les structures des appareillages diffèrent suivant la gamme de fréquence utilisée (coaxial ou guide d'onde). Généralement la mesure est faite sans adaptation d'impédance, (cas de la formule 69). En mesurant la densité de puissance de bruit, ou la température de bruit de la diode, on passe facilement à i_n^2 et à u_n^2 , (tableau 1).

1) Gamme 2 - 8 GHz

Dans cette gamme de fréquence, les éléments constituant le banc de mesure sont sous forme coaxiale. Nous donnons, (fig. 16), le schéma du dispositif utilisé

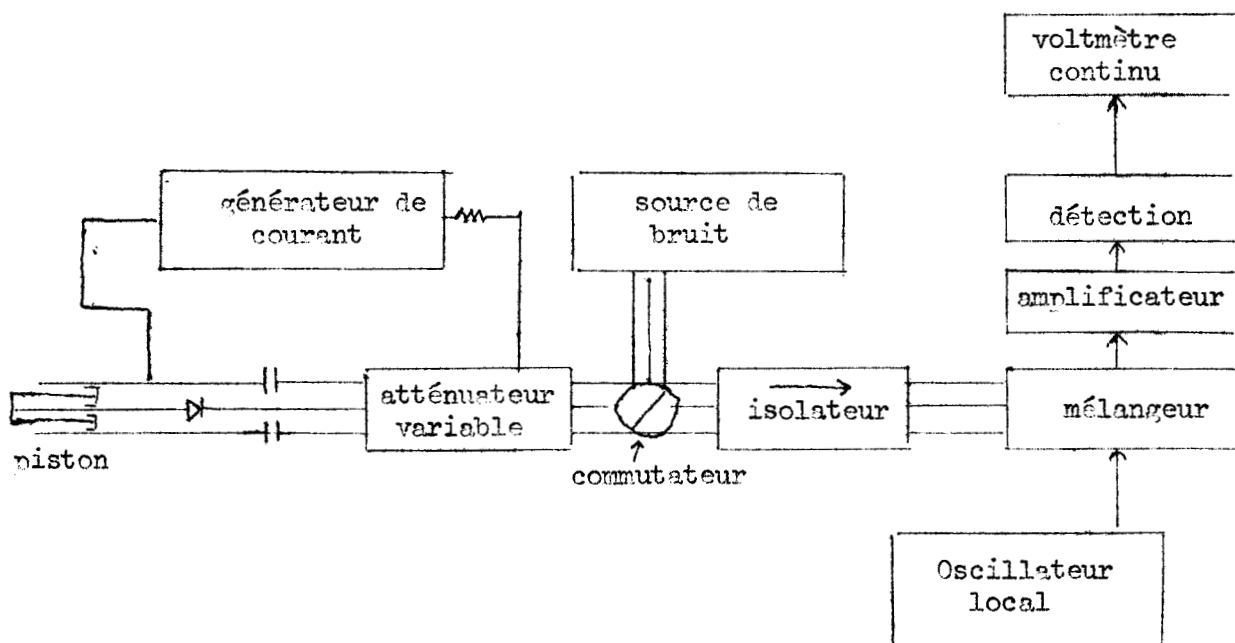


Figure 16

Nous utilisons une détection hétérodyne de fréquence intermédiaire 60 MHz et l'impédance d'entrée du récepteur est celle du mélangeur (50 Ω). Ce montage permet donc de mesurer i_n^2 (50 Ω) de manière directe.

2) Gamme 8,5 - 12 GHz

Dans cette bande de fréquence, l'appareillage est réalisé en guide d'onde selon le dispositif décrit, fig. 17,

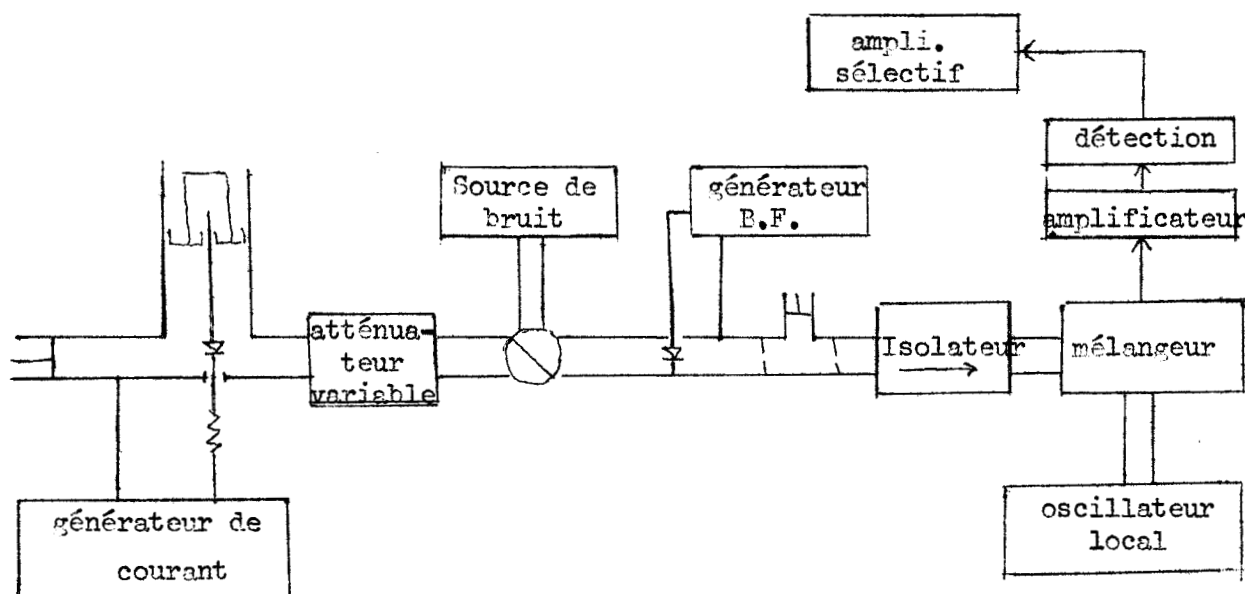


Figure 17

Pour augmenter la sensibilité de la mesure, le signal hyperfréquence de bruit est modulé en B.F. (1 kHz) par un modulateur Philips. La détection est assurée par un amplificateur sélectif général radio, accordé sur 1 kHz.

Remarque : Sachant que l'impédance caractéristique en guide est

$$R_c = R_g \frac{a}{b} \left(R_g = R_o \frac{\lambda_g}{\lambda} \right)$$

et que la monture utilisée est sous-dimensionnée suivant son petit côté dans un rapport de l'ordre de $\frac{1}{5}$, on peut raisonnablement penser que l'impédance vue par la diode est de l'ordre de 50 Ω. Dans ces conditions, le courant i_n^2 dans le

circuit peut se comparer (tout au moins au point de vue ordre de grandeur) avec celui déterminé à fréquence plus basse.

On peut d'ailleurs pratiquement mesurer $\overline{u^2}$, car à ces fréquences R_D est souvent très faible par rapport à 50Ω . Cette hypothèse est encore mieux vérifiée si on utilise une monture non sous-dimensionnée, mais en pratique nous n'utilisons pas cette méthode car elle n'est pas réalisable directement à toutes les fréquences. Il est préférable de tracer le spectre de i_n^2 (50Ω), accessible directement dans toutes les structures.

3) Bande Q (35 CHz)

Dans cette bande de fréquence, les mesures sont très difficiles car la valeur du bruit des diodes est faible et la mesure nécessite un appareillage considérable réalisé au laboratoire par WATTRELOT (55). Le schéma synoptique du banc est donné, fig. 18.

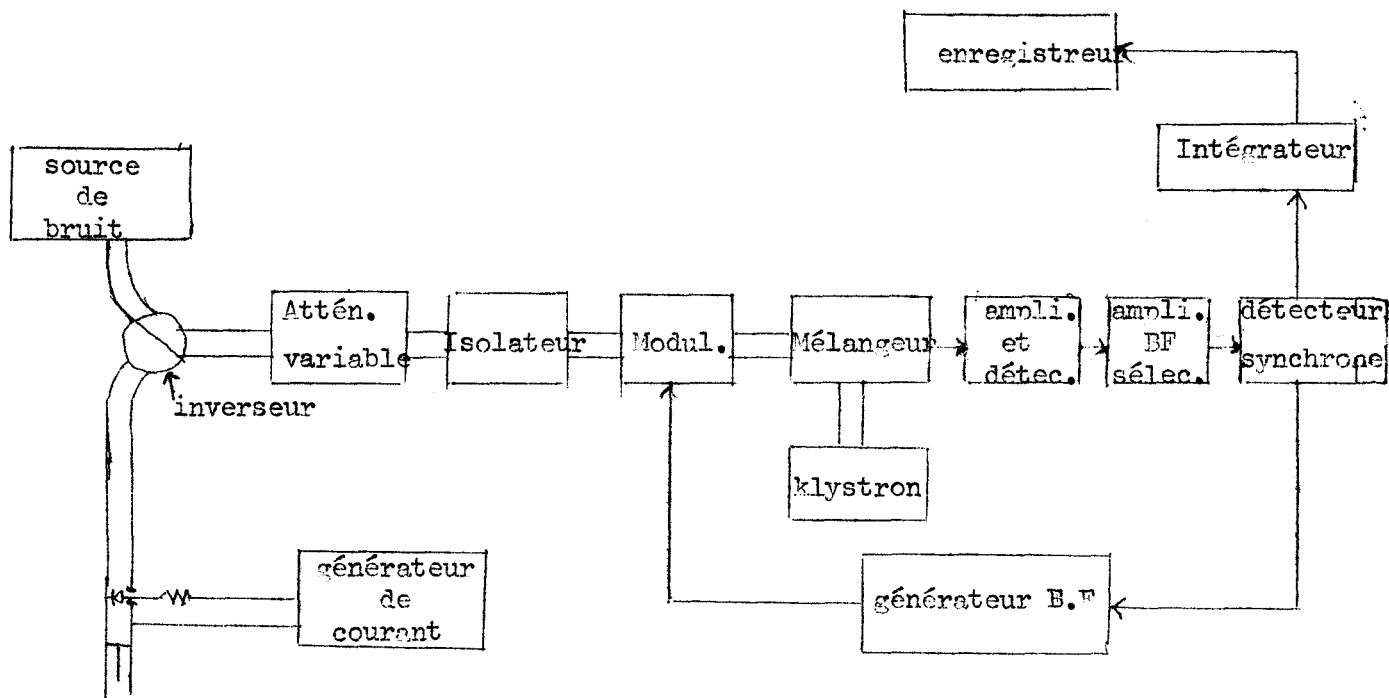


Figure 18

La monture de la diode est également sous dimensionnée, comme en bande X. Le détecteur synchrone, suivi d'un intégrateur de constante de temps variable, augmente la sensibilité du montage, ce qui permet de déceler des différences de température de l'ordre du °K avec la constante de temps maximum alors qu'en bande X la sensibilité n'est que de 100 °K.

Nous n'avons pas effectué de mesures de bruit aux fréquences supérieures à 35 GHz car les densités spectrales deviennent très faibles (variation en $1/\omega^4$), et les éléments parasites de l'encapsulation ont une influence considérable.

II.2.2.3. Courbes expérimentales et interprétation

Nous donnons, fig. 19, les variations de $\overline{i_n^2}$ en fonction de la fréquence f et du courant de polarisation continue I_0 pour l'une des diodes les plus caractéristiques. D'une façon générale, on remarque que les variations de $\overline{i_n^2}$ en fonction de I_0 ne sont pas simples. On constate cependant que :

- $\overline{i_n^2}$ passe par un maximum pour un courant I_0 d'autant plus élevé que la fréquence est grande (fig. 19).
- aux fréquences élevées et aux courants faibles, $\overline{i_n^2}$ varie proportionnellement à I_0 (figure 20)
- aux fréquences faibles et courants élevés, $\overline{i_n^2}$ varie proportionnellement à $1/I_0$ (fig. 20).

Si on étudie les variations de $\overline{i_n^2}$ en fonction de la fréquence f , à I_0 donné, on observe une diminution très rapide de $\overline{i_n^2}$ en fonction de f . Cette variation est d'autant plus rapide que le courant I_0 est faible et que la fréquence est élevée.

Etudions maintenant les phénomènes de manière plus quantitative pour chacune des bandes de fréquences étudiées.

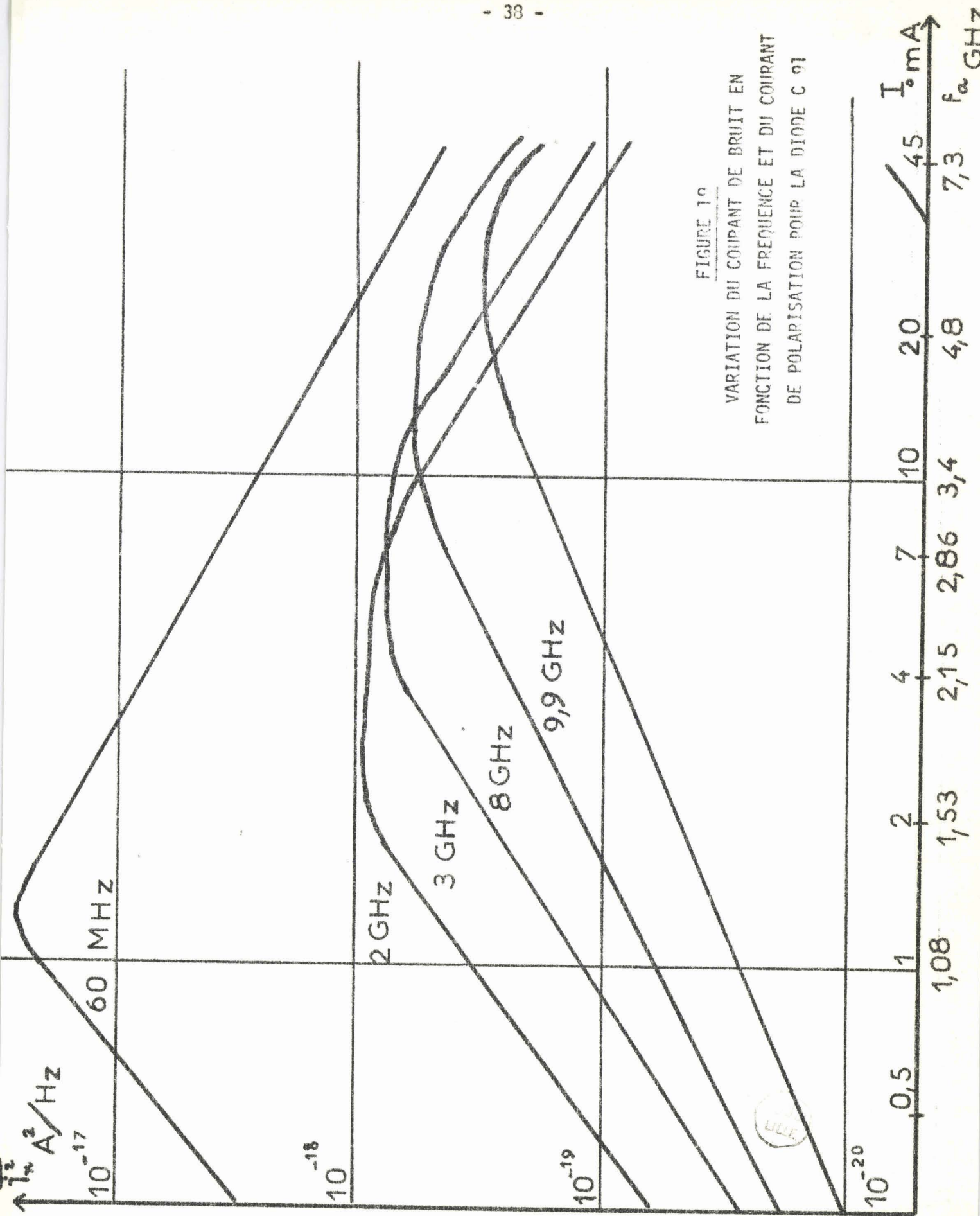


FIGURE 10

VARIATION DU COUPANT DE BRUIT EN
FONCTION DE LA FREQUENCE ET DU COURANT
DE POLARISATION POUR LA DIODE C 91

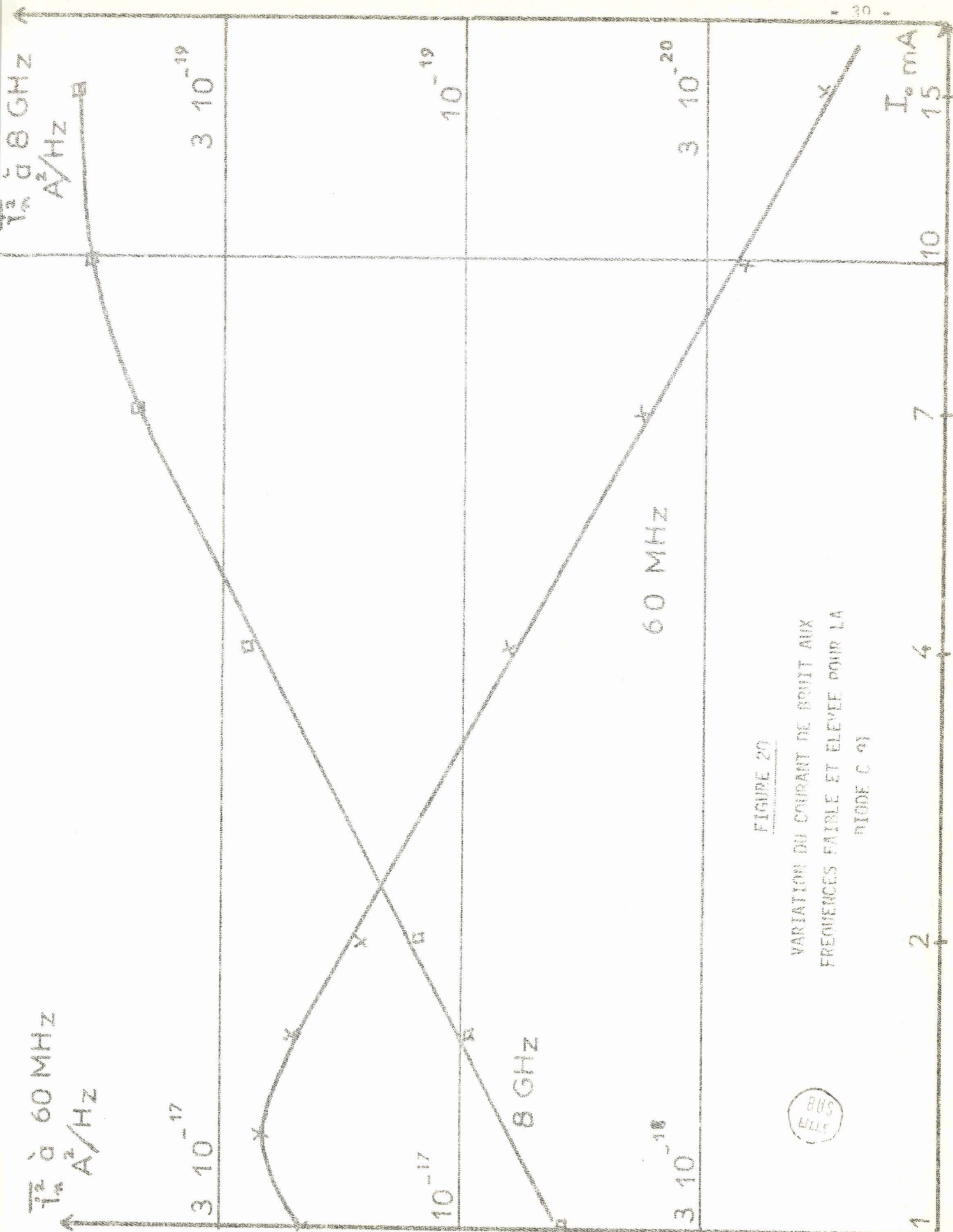


FIGURE 20

VARIATION DU COURANT DE BRUIT AUX
 FREQUENCES FAIBLE ET ELEVEE POUR LA
 DIODE C 91



DIODE C 91

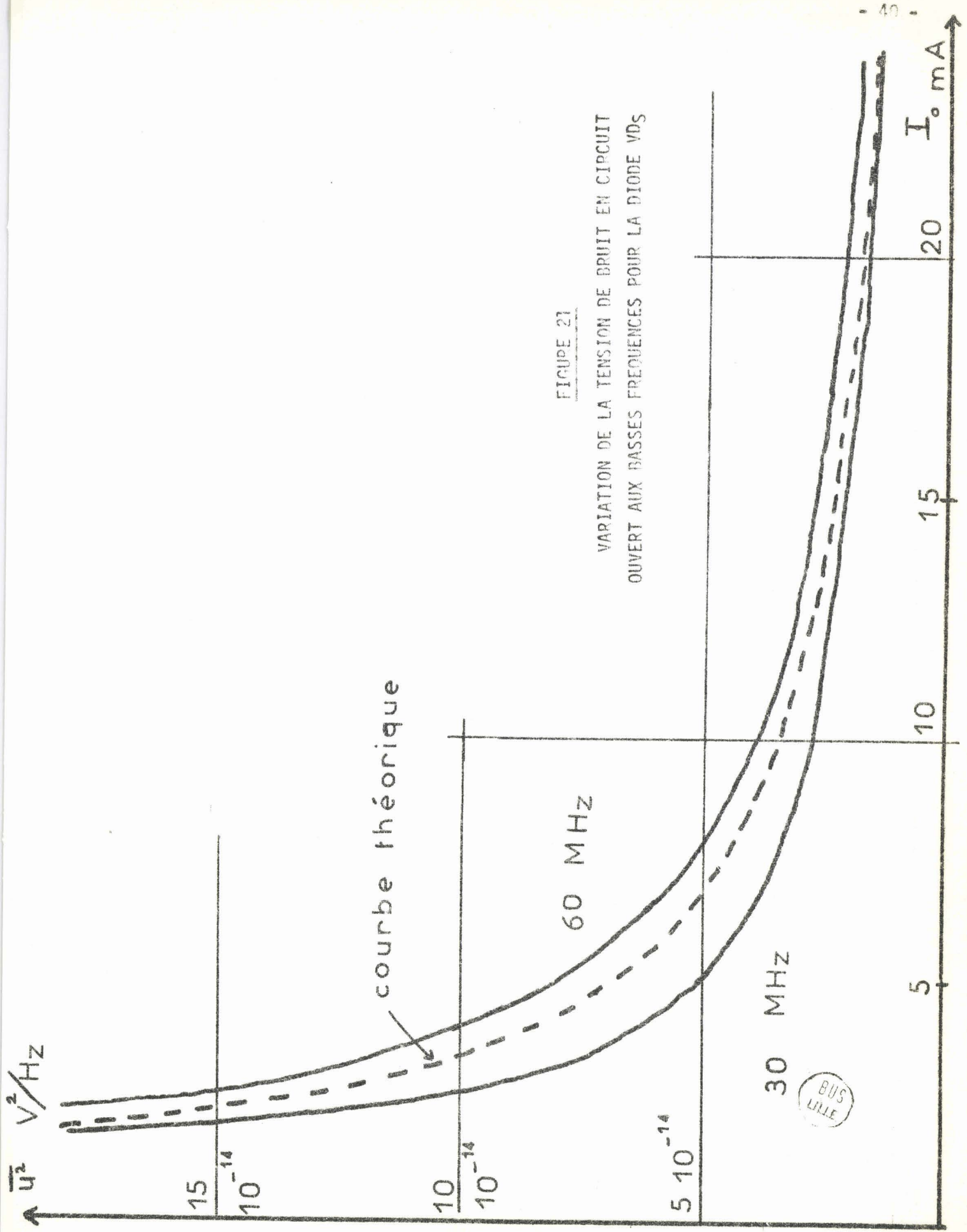


FIGURE 21

VARIATION DE LA TENSION DE BRUIT EN CIRCUIT
OUVERT AUX BASSES FREQUENCES POUR LA DIODE VDS

II.2.2.3.1. Cas B.F.

1) vérification qualitative

Nous avons calculé, au paragraphe II.2.1.3., l'expression des grandeurs caractéristiques du bruit présenté par une diode en avalanche. En B.F., la tension quadratique moyenne de bruit en circuit ouvert est donnée par les relations (62) et (63)

$$\overline{u^2} = \frac{I_0}{\omega_a^4} \frac{2q}{\tau_x^2 C_t^2} \quad (62)$$

et

$$\overline{u^2} = \frac{q K_h^2 U_0^2}{2m^2} \left(\frac{\tau_t}{\tau_x}\right)^2 \times \frac{I}{I_0} \quad (63)$$

Dans cette expression, (63), le coefficient $\frac{q K_h^2 U_0^2}{2m^2} \left(\frac{\tau_t}{\tau_x}\right)^2$ est indépendant de I_0 et de f et u^2 est proportionnel à $1/I_0$ et indépendant de la fréquence.

La fig. 21 montre les variations de la tension de bruit en circuit ouvert à 30 et 60 MHz en fonction du courant de polarisation pour une jonction uniforme. On vérifie, sur cette figure, la loi de variation hyperbolique avec I_0 et l'absence d'influence de la fréquence, lorsque celle-ci est peu élevée ($f \ll f_a$).

2) vérification quantitative et détermination de τ_x

Il est possible de vérifier de façon plus quantitative les relations précédentes: (62) et (63). On peut ainsi déterminer des grandeurs physiques caractéristiques de l'avalanche, tel l'intervalle de temps moyen τ_x séparant deux ionisations. En toute rigueur, il faut pour cela connaître la structure de la diode et en particulier les largeurs de la zone d'avalanche δ et de transit $W - \delta$. Ces grandeurs peuvent être déterminées à partir des mesures de capacité et de résistance de charge d'espace. En effet, on a

$$C_j = \frac{\epsilon S}{W} \quad \text{et} \quad R_c = \frac{(W - \delta)^2}{2 \epsilon v S}$$

Donc si on connaît S , donné par le constructeur, et si l'on prend $v = 10^5$ m/s et $\epsilon = 10^{10}$ F/m, on obtient facilement δ et $W = \delta$.

Si l'on veut déterminer τ_x , on peut partir soit de la relation (63), soit de la relation (62)

Dans le premier cas, il est, en effet, facile, à partir des courbes expérimentales, de déterminer le coefficient $\frac{g K_h^2}{2 m^2} \left(\frac{\tau_t}{\tau_x}\right)^2$. Pour passer au calcul de τ_x , il faut connaître m , K_h et τ_t . A partir du rapport $\frac{\delta}{W - \delta}$, on peut estimer K_h (on prendra ici $K_h \neq 0,5$) ; m se détermine à partir des résultats expérimentaux sur le taux d'ionisation (nous prenons $m = 4$) et enfin τ_t est calculé par la relation $\tau_t = \frac{W - \delta}{v}$

Dans ces conditions, nous avons déterminé τ_x pour différents échantillons. Par exemple, pour la diode U D₅, à partir des courbes expérimentales, on trouve $\tau_t/\tau_x = 7,3$ pour cet échantillon, de surface $S = 10^{-8}$ m² ; des mesures ont donné $R = 30 \Omega$ et $C = 0,23$ pF d'où $\delta = 1,2 \mu$ et $W = 3,5 \mu$ et on trouve $\tau_t = 2,5 \cdot 10^{-11}$ s.

Dans ces conditions $\tau_x = 3,4 \cdot 10^{-12}$ s

Un calcul analogue, effectué pour l'échantillon M₂ sensiblement différent, donne $\tau_x = 3,1 \cdot 10^{-12}$ s. Ces déterminations de τ_x sont cependant peu précises, vu l'estimation de m et de K_h ; ces paramètres intervenant au carré, l'erreur sur τ_x peut être considérable. C'est pourquoi, il est intéressant d'essayer d'opérer par une autre méthode. On peut, par exemple, utiliser la relation (62). Il faut alors connaître la fréquence d'avalanche f_a .

Un travail récent, effectué dans notre laboratoire, a permis la détermination expérimentale de f_a (18). On constate, comme le prévoit la théorie, que f_a est proportionnelle à la racine du courant de polarisation : on a $\omega_a = K_a \sqrt{I_0}$.

Le facteur de proportionnalité K_a a été déterminé expérimentalement pour nos échantillons par Boittiaux. A l'aide de ce facteur la relation (62)

s'écrit :

$$\overline{u^2} = \frac{1}{K_a^4 I_0} \frac{2q}{C_t^2 \tau_x^2}$$

On voit que, si l'on connaît C_t et K_a , il est facile de déterminer τ_x à partir des résultats expérimentaux. Ainsi, pour la diode UD5, on a $K_a = 20 \cdot 10^{10} \text{ Hz/A}^{1/2}$, valeur mesurée ⁽¹⁸⁾, et on trouve: $\tau_x = 2,5 \cdot 10^{-12} \text{ s}$. Pour M_2 , on trouve $\tau_x = 2 \cdot 10^{-12} \text{ s}$.

Les résultats obtenus sur τ_x sont donc relativement concordants et l'on peut estimer τ_x à environ $3 \cdot 10^{-12} \text{ s}$. Remarquons que, si $\tau_x = 3 \cdot 10^{-12} \text{ s}$, il est facile de calculer l'ordre de grandeur de la distance L_i parcourue par un porteur entre deux ionisations. On a $L_i = \tau_x v = 3 \cdot 10^{-7} \text{ m}$, ce qui nous donnerait un taux d'ionisation moyen $\bar{\alpha} = 1/L_i \approx 3 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$, ce qui semble raisonnable.

Il est cependant difficile de comparer le taux d'ionisation obtenu de cette manière au taux d'ionisation défini classiquement, car, dans cette détermination de τ_x , il est probable que la moyenne sur l'ensemble des porteurs a été effectuée de façon différente à celle donnant lieu au calcul de $\bar{\alpha}$. Un travail plus quantitatif que le notre devrait permettre d'élucider quelques aspects de ce problème.

II.2.2.3.2. Cas H.F.

Aux fréquences élevées, on a la relation (65)

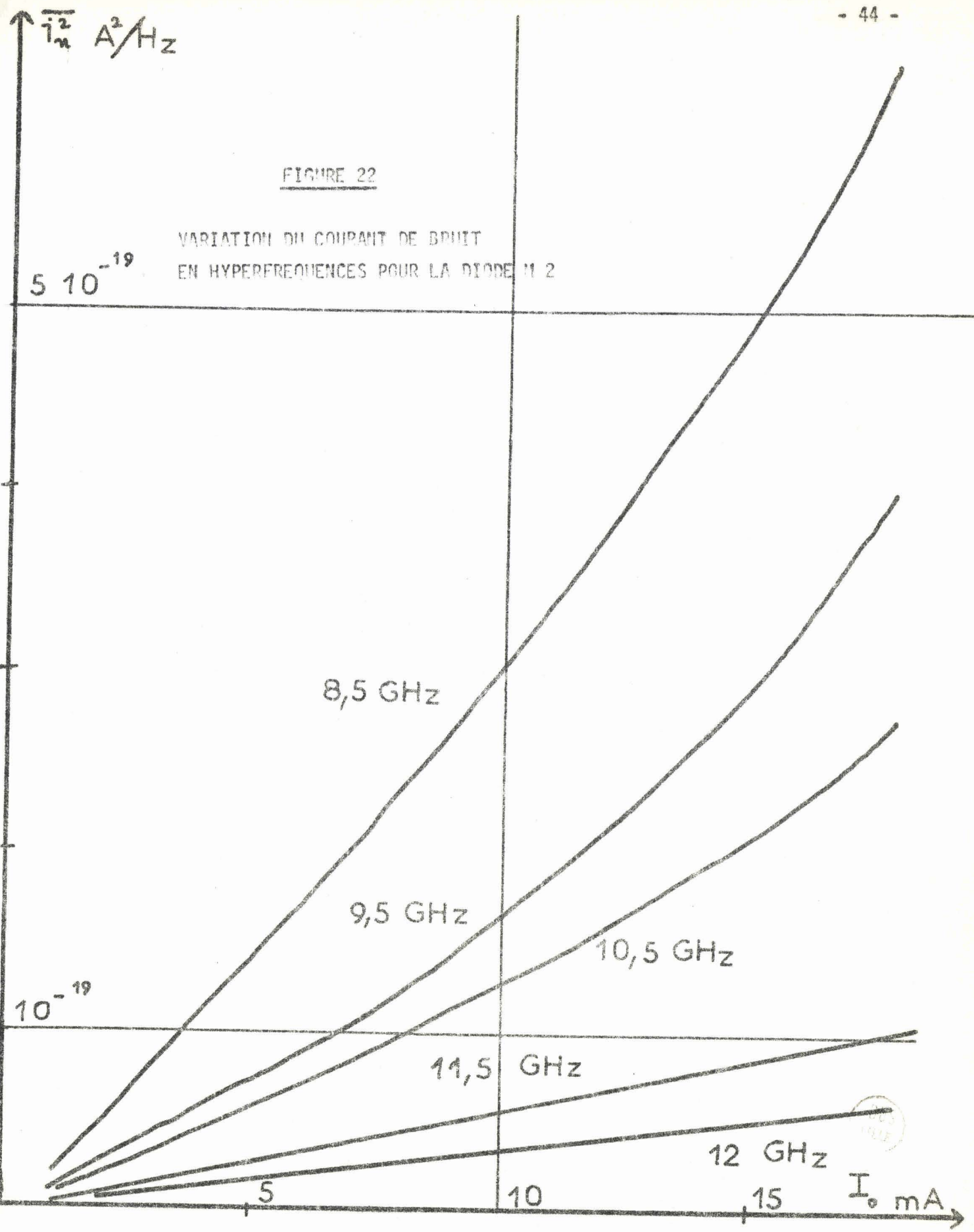
$$\overline{i_n^2} = \frac{I_0}{\omega^4} \times \left(\frac{2q \Delta f}{\tau_x^2 R^2 C_t^2} \right) \quad (65)$$

Suivant les hypothèses faites sur R_D , on voit immédiatement que tous les termes sont constants sauf I_0/ω^4 .

La fig. 22 montre les variations de $\overline{i_n^2}$ en hyperfréquences (8,5 - 12 GHz) en fonction du courant de polarisation et pour une jonction uniforme. $\overline{i_n^2}$ varie proportionnellement à I_0 et diminue très rapidement avec la fréquence.

FIGURE 22

VARIATION DU COURANT DE BRUIT
EN HYPERFREQUENCES POUR LA DIODE M 2



Ici encore l'accord avec la théorie est satisfaisant en ce qui concerne la variation effectivement obtenue en fonction de I_0 (la variation en $1/\omega^4$ étant plus difficile à vérifier systématiquement). Nous joignons également ici des courbes de $\overline{i_n^2}$ on T_b mesurées dans les diverses bandes de fréquence HF : 2 - 8 GHz (fig. 23) et 35 GHz (fig. 24). Plus la fréquence est élevée et plus les phénomènes décrits précédemment sont nets. Dans la bande de fréquence 2 à 4 GHz, on est plutôt dans une zone intermédiaire entre la HF et la BF, zone où $\omega \neq \omega_a$ pour des courants classiques et c'est ce que nous allons étudier maintenant.

II.2.4. Conclusion de l'étude expérimentale et applications

II.2.4.1. Influence de ω_a

Nous venons de voir que, pour des fréquences intermédiaires, on observe successivement les deux phénomènes décrits précédemment (BF et HF)

- pour les courants faibles $\omega \gg \omega_a$, la variation de $\overline{i_n^2}$ est proportionnelle à I_0
- pour les courants forts $\omega \ll \omega_a$, variation proportionnelle à $1/I_0$

On conçoit que, pour les courants tels que $\omega \neq \omega_a$, $\overline{i_n^2}$ passe par un maximum. Ceci est intéressant car on peut ainsi déterminer expérimentalement, à partir des mesures de bruit, l'ordre de grandeur de ω_a . Pour montrer cet effet, nous avons gradué l'abscisse de la figure 19 en fréquence d'avalanche f_a (f_a étant calculée à partir de la formule développée en (55)).

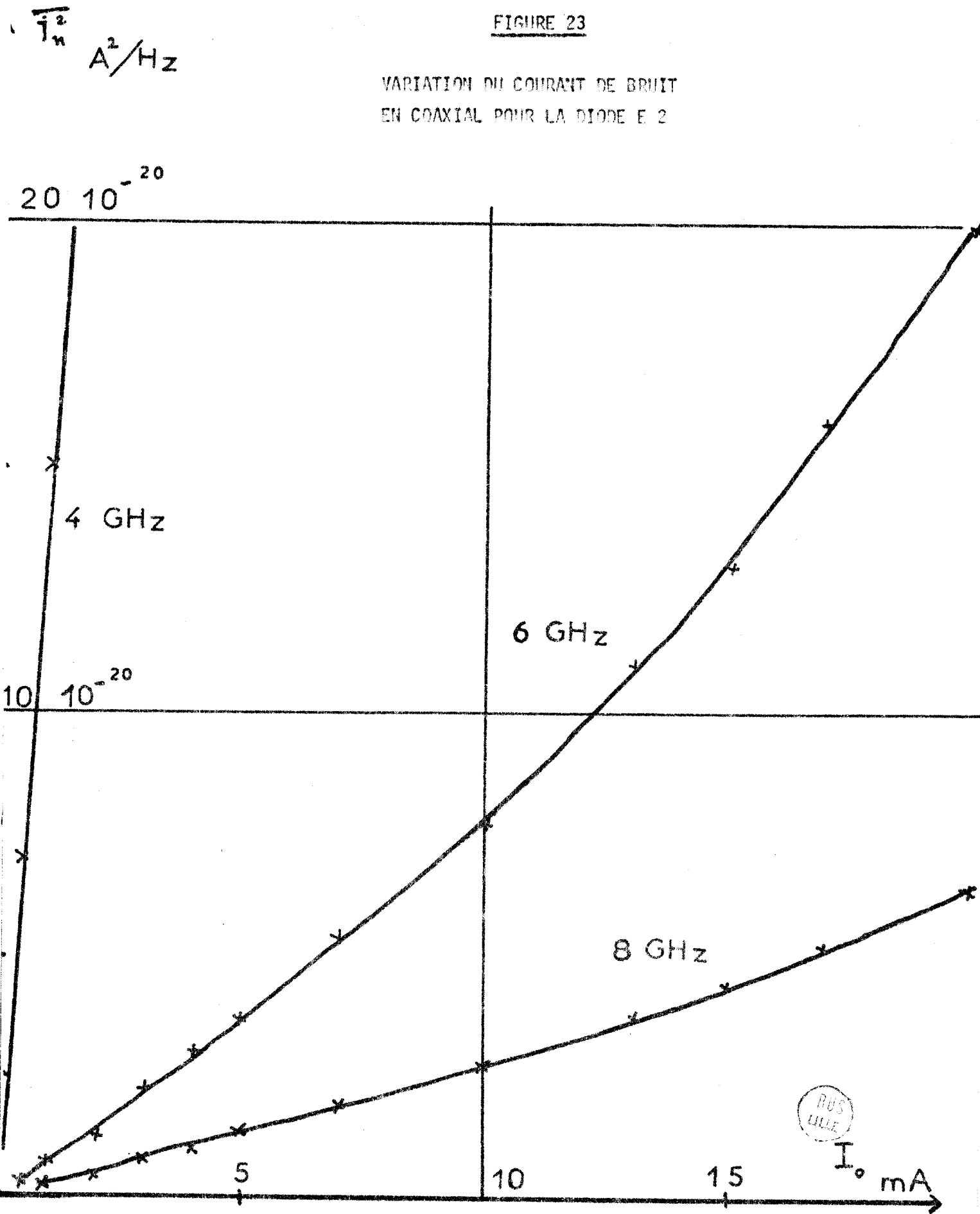
On constate que, lorsque l'on fait varier I_0 , $\overline{i_n^2}$ passe par un maximum dont la position varie rapidement avec la fréquence, ce maximum correspondant sensiblement au courant I_0 tel que la fréquence de mesure soit égale à f_a .

II.2.4.2. Influence de U_a

La tension d'avalanche U_a est un paramètre de base en ce qui concerne les diodes à avalanche. Il est intéressant de voir de quelle façon ce paramètre intervient dans les mesures de bruit. Or, il existe une relation simple entre ω_a et U_a ; en effet, d'après la formule (55),

FIGURE 23

VARIATION DU COURANT DE BRUIT
EN COAXIAL POUR LA DIODE E 2



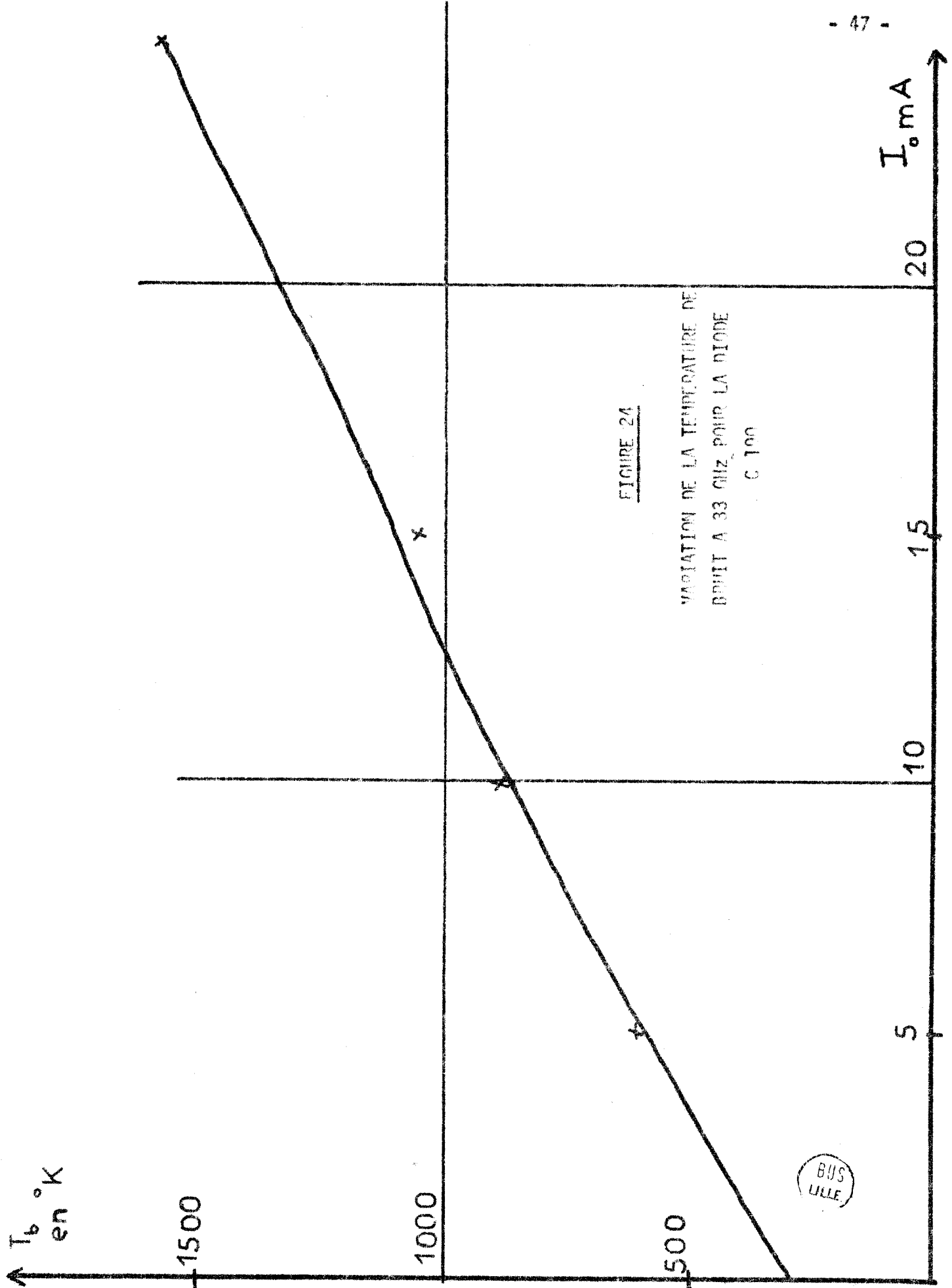


FIGURE 24

VARIATION DE LA TEMPERATURE DE
DIBIT A 33 MHz POUR LA DIODE

C 100



$$\omega_a^2 = K \frac{I_o}{U_a} \neq K' \frac{I_o}{U_o}$$

Comme le maximum de la courbe de bruit, tracée en fonction de I_o à fréquence constante, est obtenu pour $\omega_a \neq \omega$, si on fait varier U_o , le courant I_o , correspondant à ce maximum, doit varier proportionnellement à U_o . C'est ce que nous avons mis en évidence sur la fig. 25 où nous avons tracé les courbes de bruit à 9 GHz, pour des diodes de diamètres voisins et de tensions d'avalanche différentes. Sur ces courbes, on voit nettement apparaître, comme le prévoyait la théorie, l'influence de U_o .

Remarquons enfin qu'à 35 GHz le maximum n'a d'ailleurs été observé jusqu'à présent que pour des diodes de tension de claquage très faible ($\neq 9$ volts); car le courant nécessaire pour que la fréquence avalanche soit de l'ordre de 35 GHz ne peut être atteint (à cause de la dissipation thermique).

II.2.4.3. Utilisation comme source de bruit (20-22, 56, 57)

Les sources de bruit (tubes à gaz) utilisées en hyperfréquences sont généralement volumineuses et nécessitent des tensions d'alimentation importantes. La puissance délivrée est par ailleurs constante et ne peut varier électroniquement. Pour éviter ces inconvénients, il est pratique d'utiliser des sources de bruit réalisées à partir de diodes en avalanche. La puissance de bruit est $P_b = k T_b \Delta f = R_D i_p^2$, or, si $\omega \gg \omega_a$ (ce qui est souvent réalisé en hyperfréquences), $P_b = K I_o / \omega^4$.

P_b varie donc proportionnellement au courant appliqué et peut être commandé électroniquement. Un calcul simple montre que la température de bruit correspondante peut atteindre 10^6 K à 9 GHz. En pratique, la diode est placée parallèlement au champ électrique dans un guide d'onde standard, un piston d'accord compense la susceptance présentée par celle-ci.

Des sources de bruit de ce type ont été réalisées en bande X et en bande ν ⁽²⁰⁻²²⁾. Il est cependant possible d'envisager des réalisations aux fréquences supérieures : la tension d'avalanche U_o de la diode utilisée doit alors être plus

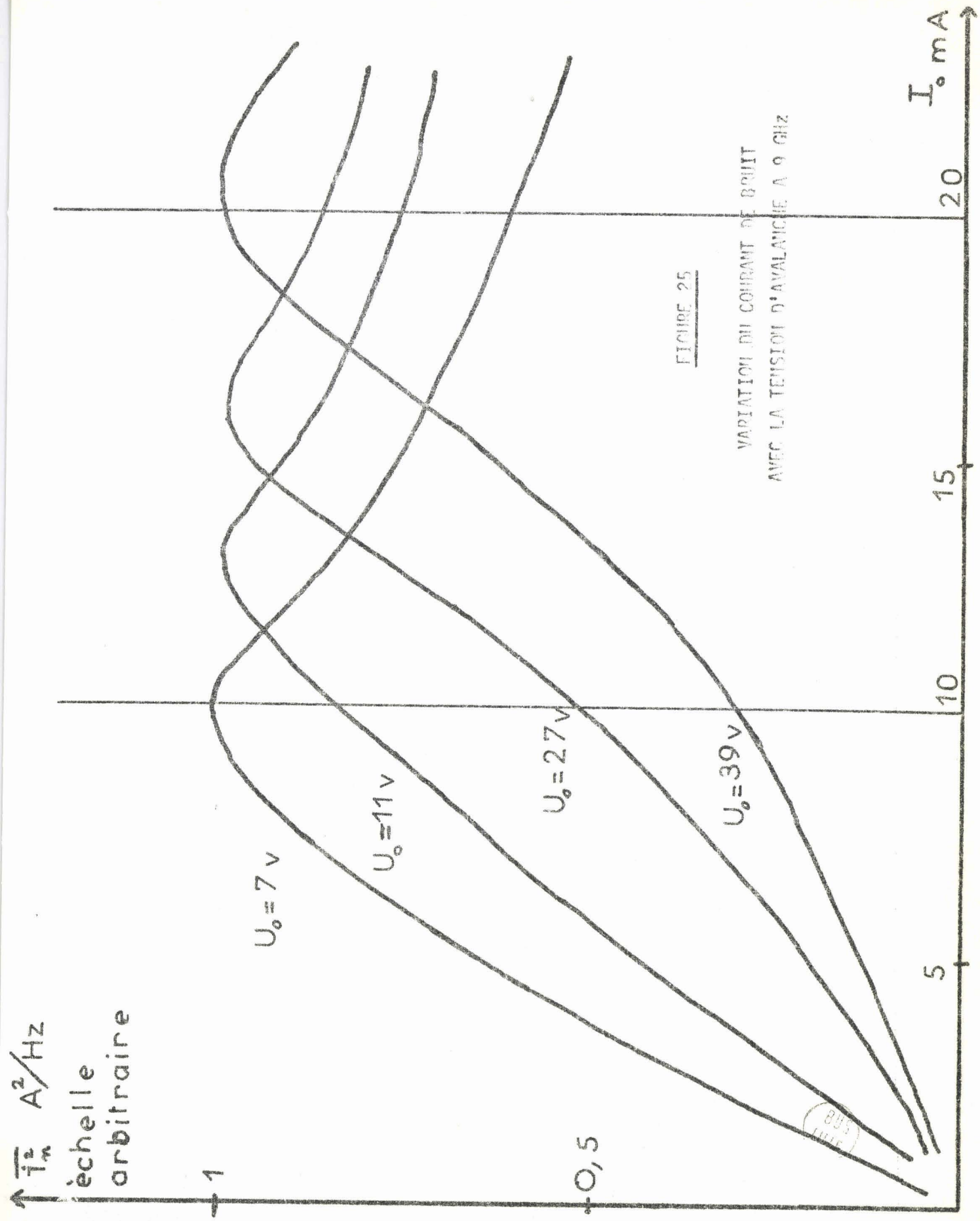


FIGURE 25

VARIATION DU COURANT DE BRUIT
AVEC LA TENSION D'AVALANCHE A 9 GHz



faible, pour que f_a soit plus faible ($f_a = K \frac{I}{U}$) et donc que la condition $\omega \ll \omega_a$ soit encore réalisée dans une certaine plage de courant. D'autre part, nous avons signalé au paragraphe II.2.2.1 que les éléments parasites de la diode, dus à l'encapsulation, pouvaient avoir une influence en très hautes fréquences. La fréquence de travail est donc limitée par ces éléments parasites et également par les pertes dues à la résistance série R_s de la diode. Celle-ci introduit une fréquence de coupure f_c de la diode,

$$f_c = \frac{1}{2 \pi R_s C} \neq 200 \text{ GHz en général}$$

Pour ne pas être gêné par les pertes, il faut donc que la fréquence de travail soit très faible par rapport à f_c .

II.2.4.4. Conclusion

La théorie effectuée dans ce paragraphe permet d'expliquer l'essentiel des résultats obtenus. Il est possible de vérifier qualitativement les courbes expérimentales. Une comparaison plus quantitative permet d'obtenir des renseignements sur les mécanismes physiques représentant l'avalanche dans un semi-conducteur, tel l'intervalle de temps moyen entre deux ionisations τ_x .

Pour que la détermination des paramètres fondamentaux de l'ionisation par choc dans un semi-conducteur ait un sens, il faut, cependant, opérer sur une jonction de structure unidimensionnelle. Lorsqu'il n'en est pas ainsi, on observe des effets de non uniformité que nous allons décrire maintenant.

II.3. BRUIT ANORMAL BASSE FREQUENCE

Bien souvent le bruit dans un semi-conducteur en avalanche est largement supérieur, surtout en B.F., à celui donné par la théorie précédemment exposée. Trois effets (25, 58) permettent d'expliquer cette différence et l'importance anormale du bruit observé.

II.3.1. Existence de microplasma (5, 59, 61)

II.3.1.1. Explication théorique

A moins de précautions très particulières, il se produit, au cours de la réalisation de la structure semi-conductrice, certaines dislocations dans le réseau cristallin avec précipitations d'impuretés qui se traduiront par des perturbations de largeur très faible dans la courbe de distribution de champ. En augmentant la tension aux bornes de la diode, pour une tension inférieure à la tension d'avalanche globale, il se produit des claquages très localisés (microplasma), dus au fait, qu'en certains points, le champ est supérieur au champ avalanche. Chaque claquage, de par les charges qu'il crée, entraîne une modification de la pente du champ qui se traduit par l'allumage ou l'extinction d'autres zones d'inhomogénéité : d'où l'apparition d'un bruit de commutation BF, dont la fréquence est de quelques dizaines de kHz, dû à ces relaxations qui sont analogues à celles d'un thyatron associé à un circuit RC, mais dont la durée est rendue variable par le caractère aléatoire du déclenchement (génération thermique, injection de porteurs).

De par leur mécanisme, les microplasma se situent à des champs de polarisation faibles, donc à des courants peu importants (très souvent tels que $\omega_p \ll \omega$).

II.3.1.2. Etude expérimentale

Il est très difficile de faire une étude expérimentale systématique de ce phénomène qui est essentiellement différent d'une diode à l'autre. Sur les courbes de bruit tracées en basse fréquence, les microplasma se traduisent par des perturbations de petite largeur se produisant à des faibles densités de courant.

Nous donnons, à titre d'exemple, fig. 26, l'allure des perturbations dans la bande de fréquence 10 KHz - 10 MHz, en attirant l'attention du lecteur sur l'échelle du courant de polarisation.

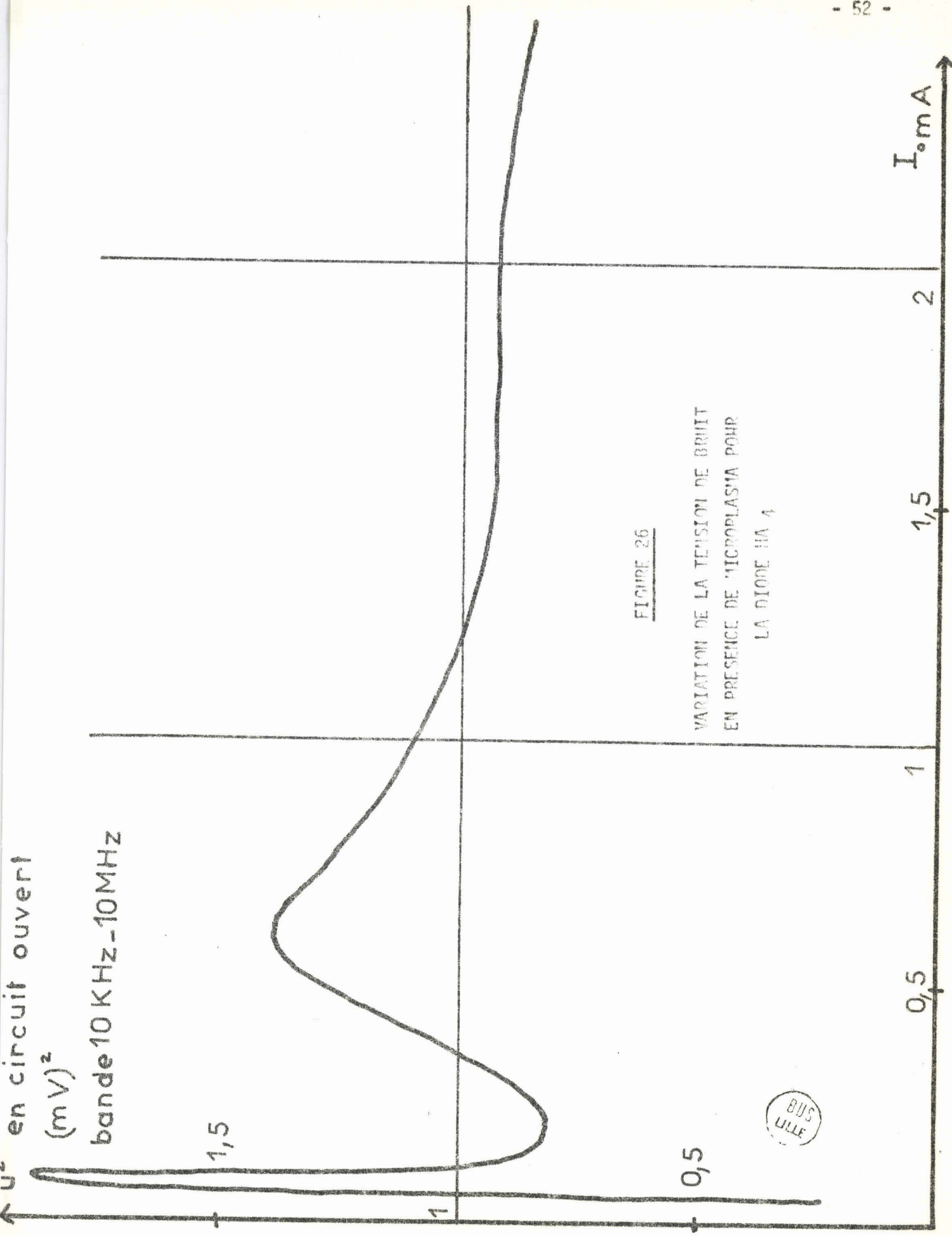


FIGURE 26

VARIATION DE LA TENSION DE BRUIT
EN PRESENCE DE MICROPLASMA POUR
LA DIODE 11A 4



II.3.2. Bruit anormal à bas courants (62)

II.3.2.1. Explication théorique

La loi de variation du bruit basse fréquence, en $1/I_0$, donnée par une diode semi-conductrice polarisée en avalanche, suppose une jonction parfaitement uniforme. Dans le cas où la jonction n'est pas parfaite, le claquage ne se fait pas sur la totalité de la jonction mais en des zones très localisées. Les premières ruptures se produisent à tensions faibles, là où le champ est le plus important, le nombre de ruptures augmente avec la tension jusqu'à ce que la rupture se fasse sur la totalité de la jonction.

Une diode dont la jonction n'est pas uniforme peut être considérée comme étant la somme d'un certain nombre de diodes élémentaires, placées en parallèle. Dans le cas simple où ce nombre se réduit à deux, il est possible de représenter la jonction non uniforme de la façon suivante (fig. 27), où U_1 et U_2 représentent les tensions de claquage respectives ($U_2 > U_1$), u_1^2 et u_2^2 les générateurs de tension de bruit équivalent, R_1 et R_2 les résistances série et soit U la tension appliquée à la diode.

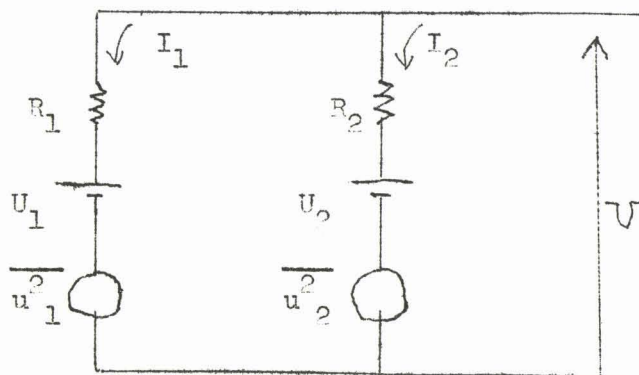


Figure 27

A la première loi en $1/I_1$ due à la première diode élémentaire ($U_2 > U > U_1$) s'ajoute la loi en $1/I_2$ de la deuxième diode élémentaire dès que l'on claque celle-ci, à tension légèrement supérieure ($U > U_2$), et ainsi de suite.

La courbe de bruit en fonction du courant total va donc présenter autant de rebondissements qu'il y a de diodes élémentaires (figure 28). Ceci s'explique, de façon quantitative, en considérant dans une première étape le cas des deux diodes élémentaires en parallèle, de même résistance série R (nous négligeons les parties réactives des diodes, cas B.F.).

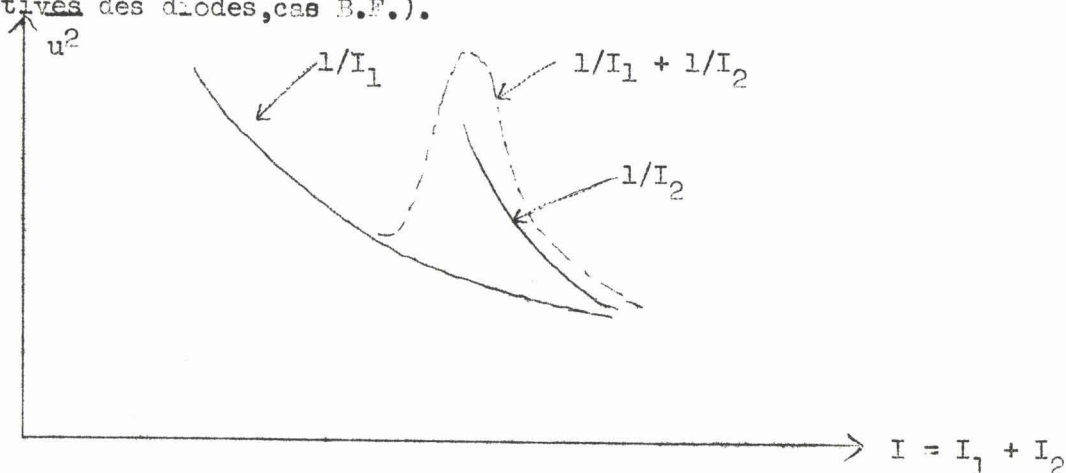


Figure 28

Pour une diode, en basse fréquence

$$\overline{u^2} = \frac{U_a^2}{I_o} \frac{\sigma \Delta f}{2 m^2} \left(\frac{\tau_t}{\tau_x} \right)^2 = \frac{a^2 U_a^2}{I_o} \Delta f \quad (71)$$

où a est une constante.

Comme les deux générateurs de tension de bruit sont en parallèle, il faut ajouter les générateurs de courant de bruit équivalents

$$\frac{\overline{i^2}}{\Delta f} = \frac{a^2 U_1^2}{I_1} \frac{1}{R^2} + \frac{a^2 U_2^2}{I_2} \frac{1}{R^2} = \frac{a^2}{R^2} \left(\frac{U_1^2}{I_1} + \frac{U_2^2}{I_2} \right) \quad (72)$$

Comme la résistance équivalente dans laquelle débite ce générateur est $R/2$, on en déduit le générateur de tension équivalent u^2

$$\frac{\overline{u^2}}{\Delta f} = \frac{a^2}{4} \left(\frac{U_1^2}{I_1} + \frac{U_2^2}{I_2} \right)$$

On peut essayer de mettre $\overline{u^2}$ sous une forme plus exploitable en faisant intervenir le courant total $I = I_1 + I_2$ et en faisant apparaître le terme correctif par rapport à la loi classique

$$\frac{\overline{u^2}}{\Delta f} = \frac{a^2 U^2}{I} \times K \quad (73)$$

donc

$$K = \frac{1}{4} \left(\frac{1}{I_1} + \frac{1}{I_2} \right) = \frac{1}{4 \frac{I_1 I_2}{I^2}}$$

sachant que $U_1^2 \neq U_2^2 \neq U^2$

En écrivant la loi des mailles aux deux diodes élémentaires, on en tire I_1 et I_2 en fonction de U_1 et U_2 et I et on arrive à la valeur finale de K .

$$U = U_1 + R I_1 = U_2 + R I_2$$

$$\text{d'où } K = \frac{1}{1 - \left(\frac{U_2 - U_1}{R I} \right)^2} \geq 1 \quad (74)$$

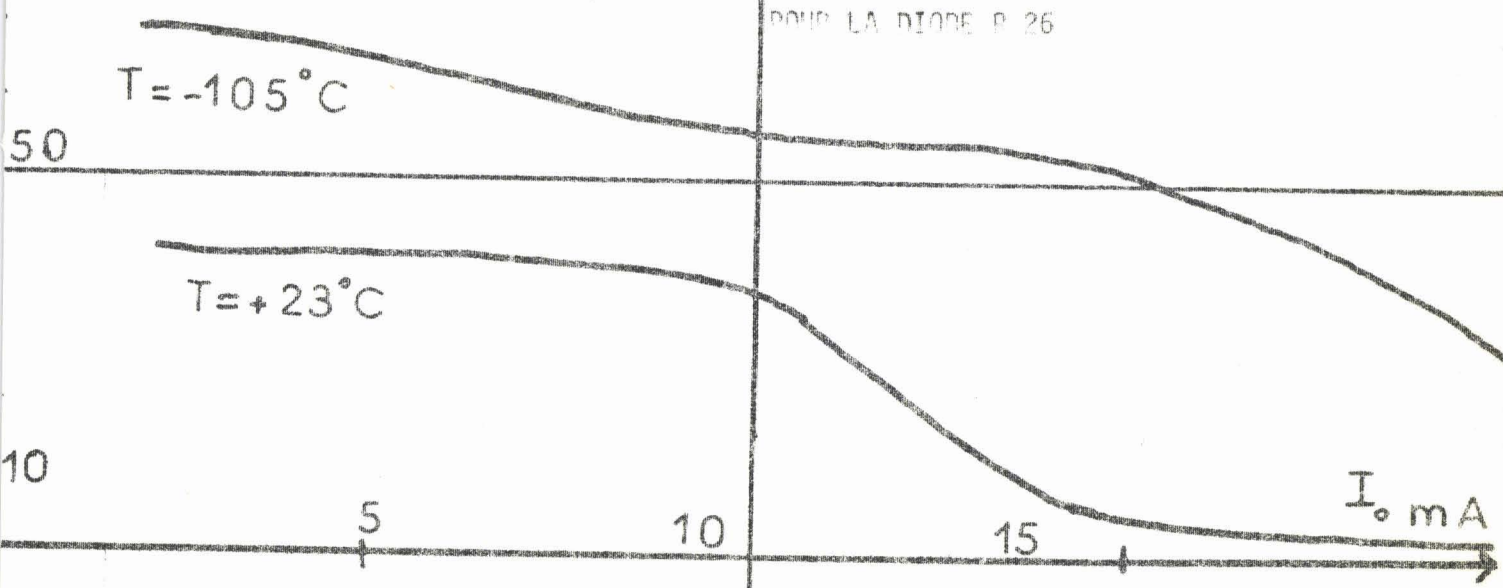
II.3.2.2. Etude expérimentale

Nous voyons donc que le relevé de la courbe de bruit en basse fréquence est un moyen pratique permettant de vérifier l'uniformité de la jonction. Lorsque celle-ci est parfaite, la courbe de bruit basse fréquence doit être régulière et en $1/I_0$ (fig. 21). Lorsque l'uniformité n'est pas parfaite, la courbe présente des discontinuités (fig. 29).

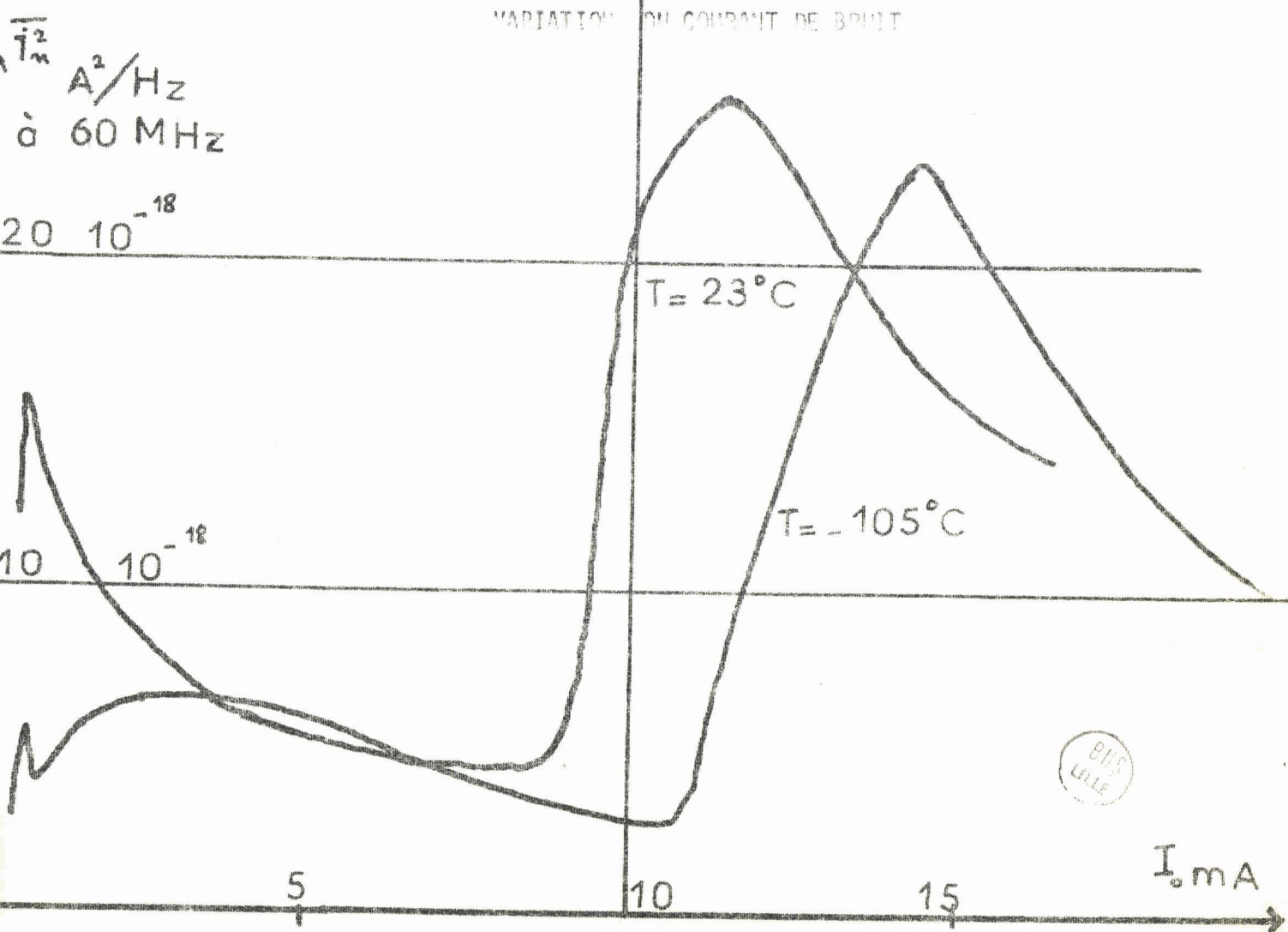
Remarquons que, d'un point de vue électrique, la mesure de R_D nous apporte également des renseignements sur l'uniformité de l'avalanche. Il est donc intéressant de faire une étude parallèle entre i_n^2 et R_D . On a $R_D = \frac{(W-\delta)^2}{2\epsilon vS}$; si l'uniformité de l'avalanche, c'est à dire S , varie lorsque l'on augmente la tension aux bornes de la jonction (ou le courant de polarisation), on voit que R_D sera modifié.

FIGURE 29

VARIATION DE LA RESISTANCE DYNAMIQUE EN PRESENCE DE NON UNIFORMITE POUR LA DIODE P 26



VARIATION DU COURANT DE BRUIT



En effet, on peut montrer qu'un bruit, du type précédemment décrit, est bien associé à des non uniformités du claquage en constatant qu'il augmente avec la surface du claquage. Plus précisément, si les pics sont causés par des non uniformités de claquage, tels qu'une expansion, dépendant du courant, de la zone de claquage ; alors, cette variation de surface de claquage doit correspondre à une variation de la résistance R_D de la diode. Or, c'est bien ce que nous avons observé en traçant, en dessous de la courbe de bruit (fig. 29), la courbe $R_D = f(I_0)$. La partie décroissante de la courbe de R_D coïncide avec le pic de i_n^2 , (variation du diamètre D en avalanche dans la formule de R_D).

Pour des courants supérieurs, R_D est constante et le bruit d'excès décroît rapidement. Cette correspondance peut être également mise en évidence par les effets de température qui provoquent un déplacement équivalent du maximum de i_n^2 et de la décroissance de R_D .

On peut donc, à partir des courbes $\overline{i_n^2} = f(I_0)$, juger de l'uniformité d'une jonction. Les renseignements obtenus peuvent être comparés à ceux donnés par les mesures de résistance dynamique.

II.3.3. Bruit anormal à hauts courants

Pour l'instant, il est très difficile de mettre sur pied une explication théorique quantitative d'un tel phénomène. Nous avons simplement essayé, à partir des données expérimentales, de justifier l'allure des courbes à hauts courants.

Pour des courants élevés, en effet, les densités de puissance continues sont de l'ordre de 10^6 W/cm², ce qui entraîne des augmentations de température pouvant atteindre 200°C. Il semble donc que des effets thermiques puissent provoquer le bruit d'excès à haut courant qui est souvent observé (fig. 30). Cette supposition est d'ailleurs confirmée par le fait qu'un bon refroidissement du boîtier réduit considérablement ce bruit (25).

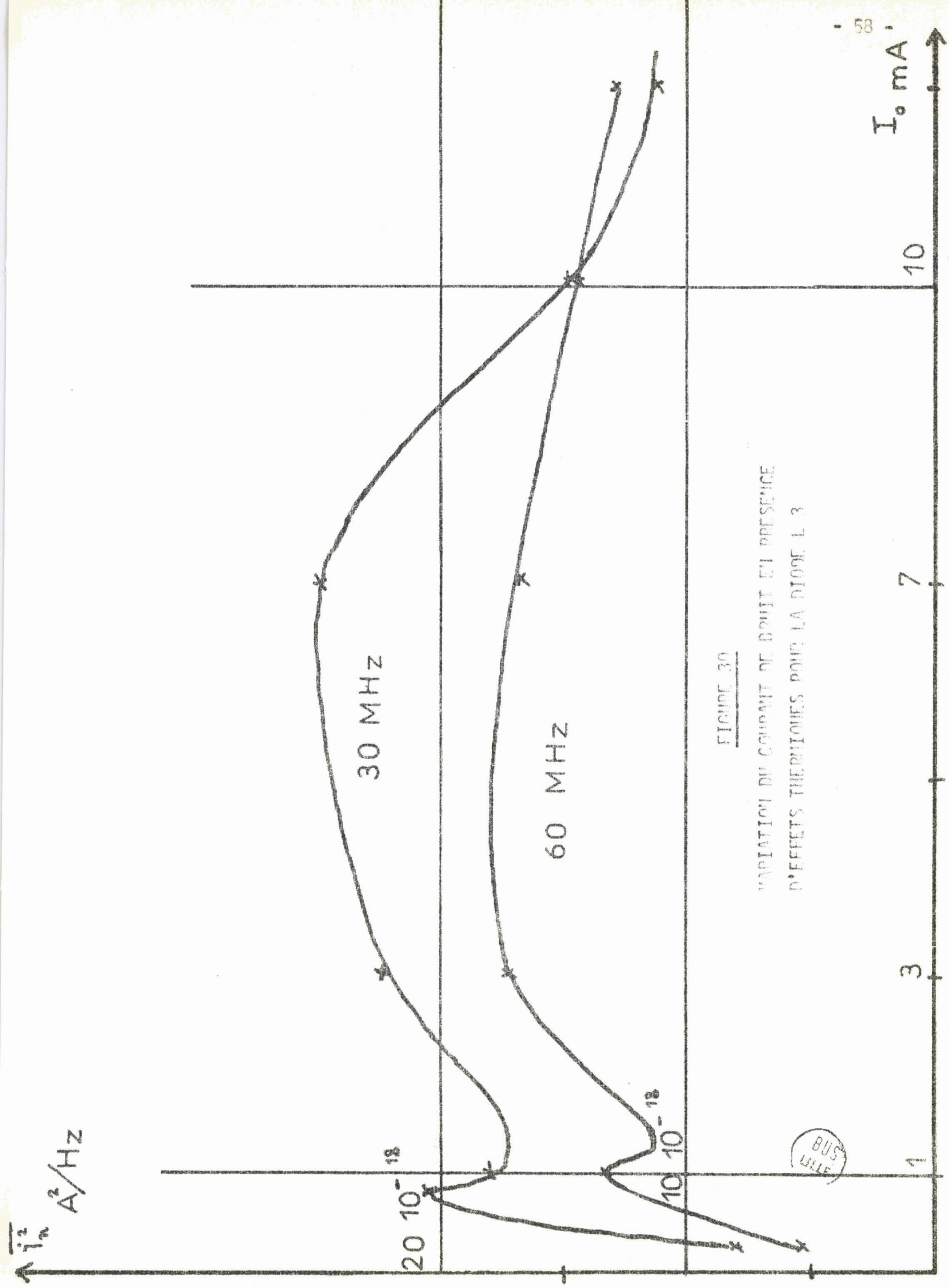


FIGURE 30
 VARIATION DU COURANT DE BRUIT EN PRESENCE
 D'EFFETS THERMIQUES POUR LA DIODE L 3

II.3.4. Conclusion et applications

L'étude théorique du bruit basse fréquence, produit par une diode semi-conductrice idéale polarisée en avalanche, montre que la densité spectrale du bruit en fonction du courant de polarisation a une allure hyperbolique.

Toutefois l'expérience montre que, très souvent, le bruit obtenu est supérieur à celui e compté.

Rappelons qu'il y a, à celà, trois raisons :

- présence de microplasma
- bruit anormal à bas courants
- bruit anormal à hauts courants.

Or les deux premières causes du bruit supplémentaire se traduisent par des effets caractéristiques d'une jonction non uniforme.

Même en l'absence de microplasma, l'avalanche ne se généralise pas, pour les faibles densités de courant, à la totalité de la jonction.

Généralement, à partir d'une zone de claquage localisée, elle s'étend progressivement à l'ensemble de la jonction au fur et à mesure que l'on augmente le courant de polarisation. Nous avons montré que cette extension progressive de l'avalanche nous amenait à considérer une diode, dont la jonction n'est pas uniforme, comme étant équivalente à plusieurs diodes placées en parallèle.

Nous voyons donc que la courbe de bruit permet d'apprécier l'uniformité d'une jonction, (figure 29) . Quand à la dernière cause du bruit d'excès, nous avons montré qu'elle est d'origine thermique. Elle dépend donc de la résistance thermique de la diode, c'est à dire de la possibilité de la diode à dissiper la chaleur.

CHAPITRE III

ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DU BRUIT EN

REGIME NON LINEAIRE

III.1. DETERMINATION DU COURANT DE BRUIT i^2 EN REGIME NON LINEAIRE

Dans le chapitre précédent, nous avons calculé les grandeurs caractéristiques du bruit dans les jonctions semi-conductrices fonctionnant en régime linéaire : $u^2(I_0, f)$ et $i^2(I_0, f)$. Or, les jonctions semi-conductrices, polarisées en avalanche, sont souvent utilisées comme éléments actifs permettant la réalisation d'oscillateurs hyperfréquences. Etant donné l'importance du bruit mesuré en régime linéaire, on peut se demander si ce bruit n'est pas un obstacle important à leur utilisation. Nous avons donc, à partir de la théorie que nous avons mise au point pour le régime linéaire, élaboré une théorie du bruit délivré dans un oscillateur à diode avalanche.

Pour effectuer cette étude, un problème fondamental se pose : Peut-on utiliser les résultats acquis en régime linéaire pour en déduire le bruit lorsque la diode oscille, c'est à dire est soumise à une tension H.F. importante.

En d'autres termes, en toute rigueur, il faut avant de calculer le bruit en oscillation, étudier la modification des grandeurs caractéristiques $i^2(I_0, f)$ et $u^2(I_0, f)$ quand on passe du régime linéaire au régime non linéaire. Par exemple, nous pouvons essayer de déterminer expérimentalement la variation du courant de bruit i^2 lorsque la diode est soumise à un champ H.F. d'amplitude croissante.

III.1.1. Principe et montage

Le principe de la manipulation à réaliser consiste donc à mesurer, à la fréquence f_1 , les variations de $i_n^2(f_1)$ lorsque la diode est soumise à une tension hyperfréquence (pompe) de puissance croissante et de fréquence f_0 légère-

-rement différente de f_1 . Cette tension est appliquée à l'aide d'un oscillateur auxiliaire, dont la puissance peut être de quelques milliwatts ^x, pour se placer dans des conditions voisines d'une diode oscillant seule (figure 3.1.).

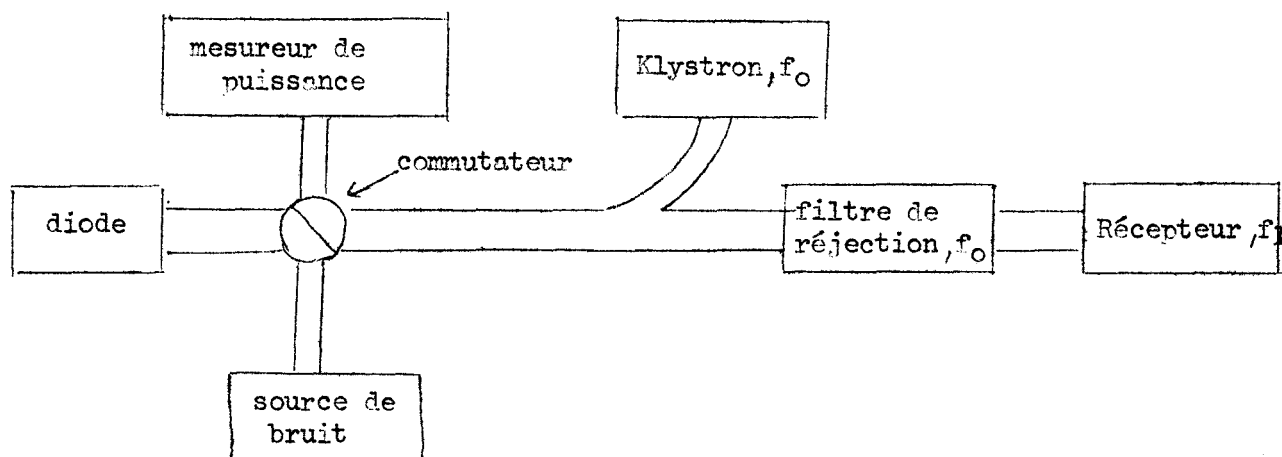


Figure 3.1

Il est évident qu'une telle manipulation ne peut avoir de sens que dans le cas où le récepteur est accordé sur la fréquence f_1 et n'est pas sensible directement à l'onde hyperfréquence (pompe), de fréquence f_0 , provenant du klystron. Ceci peut-être réalisé au moyen d'un filtre de réjection, ou de suppression, qui atténue fortement les ondes électromagnétiques de fréquences très voisines de f_0 et laisse passer sans atténuation notable toutes les autres, quelle que soit leur fréquence.

Dans ces conditions, on arrive au principe de manipulation suivant:

- on relève tout d'abord, la pompe étant arrêtée, la valeur du bruit

^x Nous avons cependant préféré faire nos essais avec des puissances supérieures car vu les pertes, ne serait-ce que dans la résistance série de la diode, il semble logique de fournir à la diode une puissance supérieure à celle délivrée en oscillation pour que la puissance au niveau même de la diode soit voisine dans les deux modes de fonctionnement.

de la diode en régime linéaire. On accorde la diode de façon à avoir le maximum de bruit à la fréquence f_1 .

- On règle la fréquence du klystron (pompe) utilisé sur celle du filtre de réjection f_0 . Soit f_m la différence entre f_1 et f_0 , on fera au cours des mesures varier f_m entre 5 et 200 MHz. Dans toute l'étude, le klystron sera stabilisé en fréquence au moyen d'un "syncriminator" qui permet d'avoir une stabilité en fréquence de $3 \cdot 10^5$.

Avant de mesurer le bruit de la diode en présence de l'oscillateur, on vérifie l'efficacité du filtre de réjection, le niveau de bruit obtenu ne doit pas augmenter quand on applique l'oscillateur sur la diode, celle-ci n'étant pas polarisée.

- Ces réglages étant réalisés, on effectue une nouvelle mesure du bruit de la diode, sans toucher les réglages, en envoyant la puissance du klystron sur celle-ci.

Pratiquement, le montage est schématisé (fig. 3.2.)

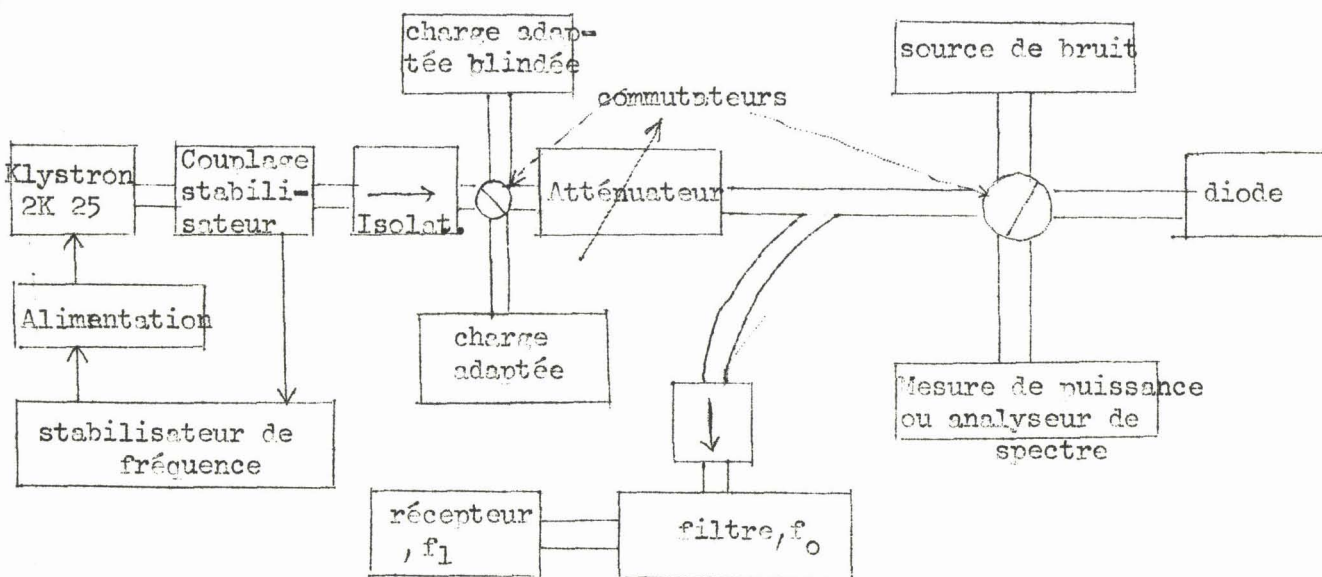


Figure 3.2.

Les problèmes techniques sont cependant très nombreux. En effet, quand la pompe (klystron) fonctionne, il est difficile de s'affranchir de tout couplage entre le récepteur et la pompe. Ce couplage se fait soit par le circuit hyperfréquence lui-même, soit par rayonnement extérieur dû à un mauvais blindage du circuit ou des appareils. Ces difficultés peuvent être levées d'une part en faisant débiter le klystron, pendant la mesure de la diode seule, sur une charge adaptée parfaitement blindée ; d'autre part en mesurant le niveau de perturbation sur le récepteur quand on envoie la puissance du klystron sur la diode, celle-ci n'étant pas polarisée. On peut ainsi considérer que, dans le cas où cette perturbation est 20 db en dessous du niveau de bruit de la diode perturbée, cette perturbation est négligeable et la mesure valable. Nous ne décrirons pas ici en détail le récepteur hyperfréquence et le filtre de réjection qui ont fait l'objet d'une mise au point particulière dans l'étude du bruit de modulation, (chapitre III.2); le stabilisateur de fréquence du klystron utilisé est le synchronisateur FDS 30 (Schomandl).

III.1.2. Etude expérimentale

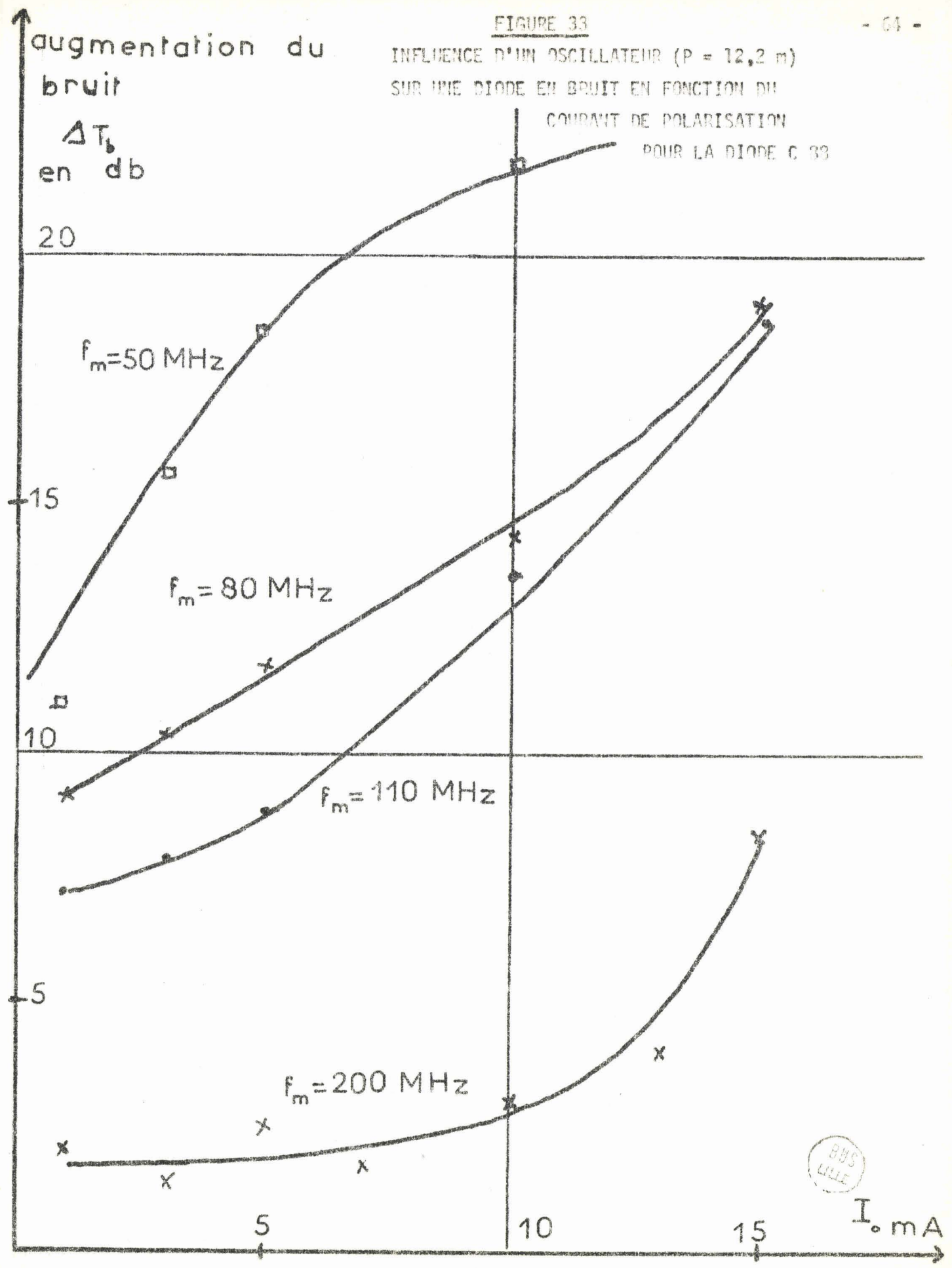
Nous avons donc mesuré, pour plusieurs échantillons, la variation de la température de bruit observée lorsque l'on applique le signal de pompe. On constate alors une augmentation du bruit délivré par la diode. Nous représentons, figure 33 et 34, la variation du bruit (exprimée en db) observée soit, fig. 33, en fonction du courant de polarisation pour une puissance de pompe de 12 mW; soit, fig. 34, en fonction de la puissance de pompe pour des courants de polarisation de 5 et 15 mA. Ces résultats ont été obtenus pour différentes valeurs de f_m , qui, rappelons le, est la différence entre la fréquence de mesure f_1 et la fréquence de pompe f_0 .

Sur ces deux figures, on constate globalement une augmentation du bruit d'autant plus grande que f_m est petit, que la puissance du klystron est grande et que le courant est élevé. Cependant ces courbes présentent des anomalies assez sérieuses qui font penser à des effets paramétriques ou de synchronisation.

Une des explications la plus vraisemblable de ce phénomène est que

FIGURE 33

INFLUENCE D'UN OSCILLATEUR (P = 12,2 m)
SUR UNE DIODE EN BRUIT EN FONCTION DU
COURANT DE POLARISATION
POUR LA DIODE C 33



augmentation du

bruit

ΔT_b

en db

15

10

5

$I_o = 15 \text{ mA}$

$I_o = 5 \text{ mA}$

5

10

P_{mW}

FIGURE 34

INFLUENCE D'UN OSCILLATEUR ($f_m = 50 \text{ MHz}$) SUR
UNE DIODE EN BRUIT EN FONCTION DE LA PUISSANCE
DE POMPE POUR LA DIODE C 33



le bruit IF^{**} généré dans la diode bat avec l'onde hyperfréquence de la pompe pour donner un bruit hyperfréquence parasite au voisinage de la fréquence de pompe. Dans ces conditions, il semble difficile d'éliminer l'influence de ce bruit IF et d'étudier de façon précise les modifications de i^2 avec la tension hyperfréquence.

III.1.3. Conclusion

On ne peut tirer d'enseignement général de l'étude expérimentale précédente, vu tous les phénomènes non linéaires qui peuvent se produire lorsque l'on applique une tension hyperfréquence importante à la diode.

Dans ces conditions, il nous a semblé, qu'étant donné les difficultés d'une mesure sans ambiguïté du courant de bruit i^2 en régime non linéaire, il était plus raisonnable de prendre en première approximation pour valeur de i^2 celle qui est mesurée en régime linéaire. Cette hypothèse a d'ailleurs déjà été utilisée dans la littérature (63).

III.2. THEORIE DU BRUIT EN OSCILLATION

III.2.1. Théorie générale du bruit dans les oscillateurs

III.2.1.1. Introduction

Le bruit affecte le comportement des oscillateurs d'au moins deux manières importantes. Pendant les oscillations entretenues, le bruit crée des perturbations ou des modulations indésirables de l'amplitude et de la phase de l'onde. Les perturbations d'amplitude produisent un spectre continu qui, dans le cas général, est plus faible et plus large que la bande passante du résonateur. Les perturbations de phase dispersent la fréquence nominale en une distribution continue, de forme analogue à celle due à la modulation d'amplitude mais d'intensité plus élevée et de largeur plus faible.

^{**} Dans le but d'étudier le bruit IF, durant l'étude expérimentale, nous avons mis en permanence en parallèle sur la diode un oscilloscope et éventuellement un voltmètre quadratique. Nous avons constaté que la puissance de pompe modifiait de façon importante le bruit IF. Le phénomène est complexe et nous avons essayé de l'éliminer autant que possible en shuntant le circuit d'alimentation continue avec une grosse capacité de découplage.

Au départ de l'oscillation, c'est le bruit qui constitue la tension de démarrage et détermine le temps nécessaire à l'établissement de l'oscillation.

Nous allons maintenant chercher à établir la distribution spectrale due aux effets du bruit et nous suivons ici essentiellement les travaux effectués par EDSON (64).

Les oscillateurs sont caractérisés par des circuits relativement sélectifs et, de ce fait, tous les effets intéressants sont concentrés dans une plage de fréquence assez étroite. En conséquence, nous pouvons réduire notre attention au bruit situé dans une bande étroite, centrée sur la fréquence d'oscillation f_0 ^{**}

Nous envisageons ici la représentation du circuit oscillant la plus simple et la plus classique. Soit un tel circuit, (figure 35),

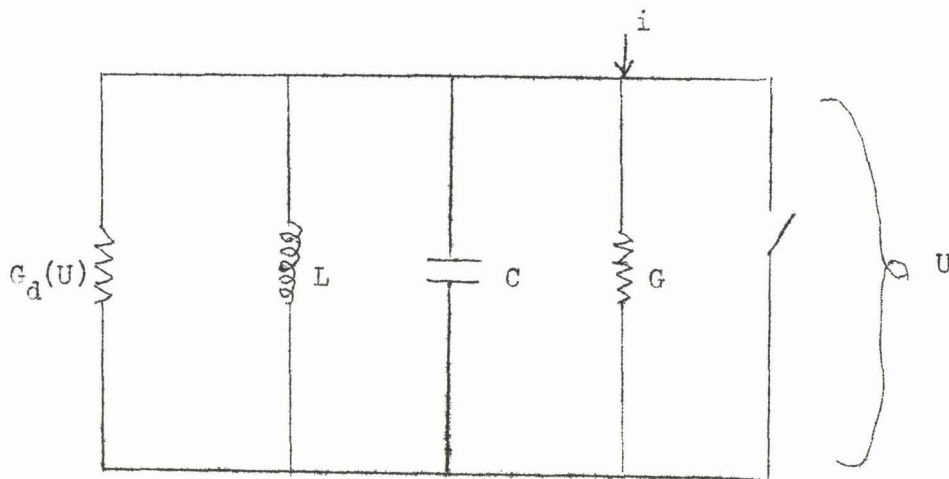


Figure 35

^{**} Remarque : Nous n'envisagerons ici que le cas où l'oscillateur est perturbé par des bruits de fréquences voisines de la fréquence d'oscillation à l'exclusion des bruits B.F. et I.F.

où L , C et G sont des éléments positifs et fixes. G_d représente la conductance de l'élément actif en oscillation et de ce fait est négative.

Cette conductance varie avec l'amplitude U de la tension engendrée aux bornes du circuit oscillant. Les effets du bruit identifiables à la conductance G sont représentés par le courant i .

Les conditions d'oscillation sont, si ω_0 est la pulsation d'oscillation, :

$$\begin{cases} LC\omega_0^2 = 1 \\ G + G_d = 0 \end{cases} \quad (75)$$

III.2.1.2. Bruit de modulation d'amplitude

En l'absence de bruit, un oscillateur génère une succession de cycles quasi-sinusoidaux identiques en amplitude, période et forme. La présence de bruit perturbe légèrement cette situation : l'amplitude et la période varient de manière aléatoire autour des valeurs précédentes non perturbées.

Pour évaluer la valeur de cette perturbation, il faut noter que l'amplitude de tout oscillateur change légèrement quand on injecte un signal de synchronisation. Si le signal injecté i est petit, et a la même fréquence et la même phase que celle de l'oscillation spontanée, alors le changement d'amplitude est directement proportionnel à l'amplitude d'entrée. On peut représenter cette condition par la formule

$$sG = i/\Delta U. \quad (76)$$

où ΔU est l'augmentation d'amplitude résultant du courant de synchronisation i et s un paramètre sans dimension qui dépend du degré de saturation. Le produit sG représente donc une conductance équivalente. Dans ces conditions, on peut envisager pour les perturbations, dans le circuit représenté (fig. 35), le circuit équivalent de la figure 36.

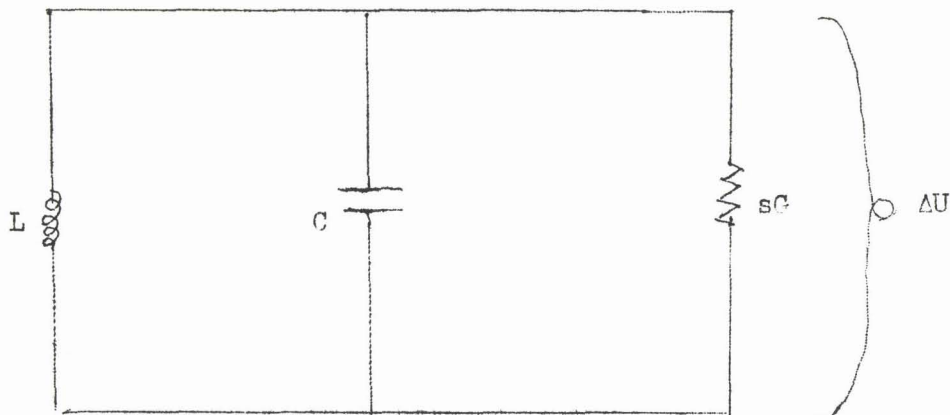


Figure 36

L'introduction du paramètre s permet de linéariser le problème. L'expérience montre, en effet, que, dans une gamme étroite d'amplitude, la variation est exactement proportionnelle à la perturbation et, comme les variations qui nous préoccupent sont très faibles, la procédure est valable.

La valeur de s dépend des composants passifs, de la caractéristique de l'élément non linéaire et de la valeur des tensions appliquées. Bien qu'une valeur unique de s existe pour chaque condition d'oscillation, il est souvent difficile de l'évaluer dans les circonstances pratiques.

Supposons que le circuit représenté fig. 35 soit en oscillations entretenues et soit $U \cos \omega_0 t$ la tension à ses bornes.

Le bruit va perturber l'oscillation : il consiste en une série d'impulsions. Supposons au départ le circuit sans bruit et introduisons les perturbations à l'instant $t = 0$.

A La tension originale, il va s'ajouter une autre tension aléatoire dont les propriétés statistiques sont déterminées par les impulsions de bruit agissant sur le circuit passif équivalent (composé de L , C et sG). De ce fait, les impulsions de bruit vont moduler en amplitude la tension originale.

Tout d'abord pour calculer la tension aléatoire $u(t)$, il est commode de considérer le cas d'un circuit passif classique : L, C et $G > 0$, G_d n'existant pas, et de déterminer l'influence du bruit sur ce circuit. Durant le premier quart de cycle, après l'introduction du bruit ($t = 0$), le courant de bruit va exciter dans le système une tension d'amplitude de valeur quadratique moyenne $\overline{u^2_1}$. Durant le quart de cycle suivant, le courant de bruit excite une tension de phase orthogonale et de même valeur quadratique moyenne d'amplitude. Le terme initial n'est pas affecté car les termes sinus et cosinus sont orthogonaux. Comme les composantes en sinus et cosinus exercent des influences semblables, il est suffisant d'étudier une seule composante, nous choisissons le terme en cosinus car il offre des simplifications de notation. Durant le deuxième demi-cycle, deux effets opposés surgissent. L'oscillation cosinusoidale, excitée durant le premier demi-cycle, décroît en amplitude d'un facteur associé avec l'amortissement positif du circuit passif.

Cependant, cet effet est compensé par l'impulsion additionnelle reçue durant le deuxième demi-cycle. De ce fait, à la fin de la deuxième moitié de cycle, l'amplitude de la composante cosinusoidale est représentable par

$$\overline{u^2_2} = \overline{u^2_1} (1 + e^{-\delta})$$

où δ est le décrement logarithmique.

En réalisant une itération de ce raisonnement pour n demi-cycles et en faisant tendre n vers l'infini, $\overline{u^2_n}$ tend vers une valeur asymptotique

$$\overline{u^2} = \frac{\overline{u^2_1}}{\delta} \quad (77)$$

Pierce (65) a montré que, dans un état stable et d'après le principe d'équipartition, on aboutissait à un équilibre d'amplitude donné par

$$\overline{u^2} = \frac{kT}{C} \quad (78)$$

où $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ MKGA = constante de Boltzmann

T = température absolue effective de bruit de G

Cette expression peut être mise sous plusieurs formes équivalentes, en utilisant les relations bien connues

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (79)$$

$$Q = \frac{\omega_0 C}{G} \quad (80)$$

et
$$\delta = \frac{\pi}{Q} = \frac{\pi G}{\omega_0 C} \quad (81)$$

La valeur du carré moyen de l'impulsion de bruit délivrée par quart de cycle est donnée, en éliminant u^2 entre les formules (77) et (78), par

$$\overline{u^2}_1 = \frac{\pi kT}{CQ} = \frac{\pi kTG}{\omega_0 C^2} \text{ volts crête}^2 \quad (82)$$

Cette relation sera nécessaire plus loin dans le calcul des perturbations de phase.

Ce raisonnement est, directement applicable au cas du circuit actif. Nous avons montré que la seule différence fondamentale est, du point de vue bruit (ou perturbation), que la conductance équivalente est sG au lieu de G .

Dans ce cas, d'après la formule (77), la valeur quadratique moyenne de la déviation d'enveloppe, obtenue dans un état stable, est

$$\overline{u^2} = \frac{\overline{u^2}_1}{s\delta} \quad (83)$$

$\overline{u^2}_1$ et δ étant les valeurs données par les relations (82) et (81)

Dans ces conditions, la valeur quadratique moyenne de la déviation de tension de l'enveloppe de l'oscillation (à partir de la valeur non perturbée) s'écrit :

$$\overline{u^2} = \frac{kT}{sC} \quad (84)$$

L'étude de la formule (84) montre que la situation est exactement la même que si le courant de bruit, produit par la conductance G à la température T, agissait sur un circuit résonnant comprenant L, C et une conductance sC. De ce fait, le spectre est plus faible et plus large d'un facteur s que celui associé au circuit passif correspondant.

En tenant compte de la réponse spectrale du circuit oscillant et du facteur deux provenant du fait que seule la composante cosinusoidale a été étudiée, on obtient

$$\overline{u_{AM}^2}(\omega) = \frac{2 k T G}{s^2 G^2 + 4 C^2 (\omega - \omega_0)^2} \text{ volts}_{\text{eff}}^2/\text{cycle} \quad (85)$$

La distribution spectrale de la fonction d'enveloppe est souvent intéressante. Du fait que les bandes latérales haute et basse sont cohérentes et s'ajoutent directement, on doit ajouter les tensions et non les puissances. D'où l'expression

$$\overline{u_e^2} = \frac{8 k T G}{s^2 G^2 + 4 \omega_m^2 C^2} V_{\text{eff}}^2/\text{cycle} \quad (86)$$

où $\omega_m = \omega - \omega_0 =$ pulsation d'enveloppe.

En vue de l'étude du spectre complet, calculons la fonction d'auto-corrélation correspondant à la distribution d'enveloppe

Par définition, la fonction d'autocorrélation partielle est, d'après la théorème de Wiener-Khintchine,

$$C_{AM}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \overline{u_{AM}^2}(\omega) \cos(\omega\tau) d\omega \quad (87)$$

où τ est l'intervalle d'observation.

En tenant compte de la valeur de $\overline{u_e^2}$, (relation 86), et des considérations d'origine, on arrive à

$$C_{AM}(\tau) = \frac{U^2}{2} + \frac{4kT}{\pi s^2 G} \int_0^\infty \frac{\cos(\omega_m \tau) d\omega_m}{1 + 4\omega_m^2 C^2/s^2 G^2} \quad (88)$$

En intégrant et en normalisant à $U^2/2$, on obtient

$$C_{AM}(\tau) = 1 + \frac{2kT}{U^2 s C} e^{-\left(\frac{sG\tau}{2C}\right)} \quad (89)$$

Dans toutes les situations classiques, le premier terme, tenant compte de la puissance de sortie nominale, est très grand par rapport au second qui décrit les fluctuations d'amplitude.

III.2.1.3. Bruit de modulation de fréquence

Pour évaluer les perturbations de phase à la sortie d'un oscillateur, considérons un bruit de phase sinusoidale, par exemple, produit par des impulsions arrivant tous les quarts de cycles pairs.

Cette situation peut être visualisée dans la figure 37 montrant un vecteur de phase qui, dans un système sans bruit, possède une longueur constante et une vitesse angulaire constante. Les perturbations de longueur sont contrariées par l'effet de saturation de l'oscillateur et produisent la modulation d'amplitude erratique décrite plus haut. Par contre, aucun mécanisme n'existe pour contracter les variations de phase. La situation correspond à celle d'une horloge bien réglée qui, si on l'avance une fois, continue à marcher fidèlement jusqu'à ce qu'on la retarde. Les impulsions de bruit de phase sinusoidale constituent une série de "réglages d'horloge" aléatoires qui produisent le même effet qu'une déviation aléatoire de vitesse.

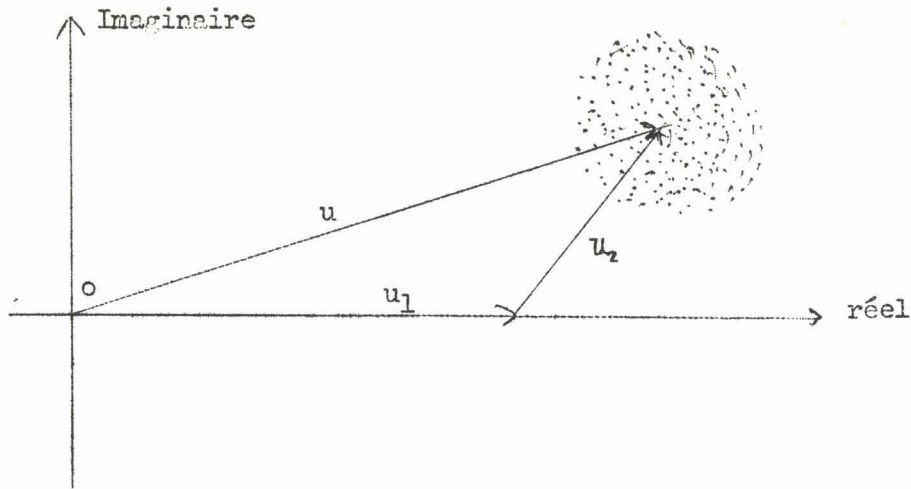


Figure 37

En utilisant la formule (82) on obtient, comme valeur quadratique moyenne de l'erreur de phase accumulée dans une période de n demi-cycles, la valeur

$$\Phi_n = \sqrt{n} \frac{u_1}{U} = \sqrt{\frac{\pi n k T G}{\omega_0 c^2 U^2}} \text{ radians} \quad (90)$$

Il est clair que ce résultat n'est valable que pour de petites valeurs de n car u_1 est très petit par rapport à U et l'angle Φ_n est pratiquement égal à sa tangente. Pour des grandes valeurs de n , l'erreur de phase accumulée devient importante et on peut penser que la méthode précédente est en défaut. Cependant la méthode est justifiée par le fait que les impulsions de bruit continuellement et naturellement sont entre-elles parallèles et perpendiculaires à la direction instantanée de la phase.

Sachant que la puissance totale générée est

$$P = \frac{W^2 c}{2} \quad (91)$$

on peut transformer la relation (90), à partir de la formule (83), et, en posant

$$\tau = \frac{n}{2f_0}, \text{ on obtient}$$

$$\phi_n = \sqrt{\frac{n \pi \omega_0 k T}{2 P Q^2}} = \sqrt{\frac{\omega_0^2 k T \tau}{2 P Q^2}} \text{ radians} \quad (92)$$

Donc, pendant que l'erreur de phase probable augmente sans limite, l'erreur de fréquence probable tend vers 0 au bout d'une longue période de temps, car elle varie comme $\sqrt{n}/n = \frac{1}{\sqrt{n}}$

En n demi-cycles, la phase totale moyenne avance de $n \pi$ radians. D'où la valeur quadratique moyenne de l'erreur de phase fractionnaire, ou de fréquence, dans un intervalle de temps τ

$$\phi_n / \phi_t = \sqrt{\frac{\omega_0 k T}{2 \pi n P Q^2}} = \sqrt{\frac{k T}{2 \tau P Q^2}} \quad (93)$$

Cette formule est importante car elle représente la limite de la précision avec laquelle on peut observer la fréquence d'un oscillateur pendant un temps τ .

Calculons maintenant la fonction d'autocorrélation des perturbations de phase, qui est la mesure la plus significative de la cohérence. Par définition,

$$C_{FM}(\tau) = \frac{U^2}{2} \overline{\cos \left\{ \omega_0 t + \phi(t) \right\} \cos \left\{ \omega_0 (t + \tau) + \phi(t + \tau) \right\}} \quad (94)$$

ou équivalentement, formule (95)

$$C_{FM}(\tau) = \frac{U^2}{2} \left[\overline{\cos \omega_0 \tau \cos [\phi(t + \tau) - \phi(t)]} - \overline{\sin \omega_0 \tau \sin [\phi(t + \tau) - \phi(t)]} \right]$$

Or $[\phi(t + \tau) - \phi(t)]$ est une variable aléatoire de valeur quadratique moyenne égale à ϕ_n . Etant donné que l'argument a une distribution symétrique, le terme $\sin [\phi(t + \tau) - \phi(t)]$ est nul et la formule (95) devient

$$C_{FM}(\tau) = \frac{U^2}{2} \cos(\omega_0 \tau) \overline{\cos [\phi(t + \tau) - \phi(t)]} \quad (96)$$

Pour évaluer le dernier terme, une fonction pondérale cosinusoidale est appliquée à la distribution gaussienne de phase. La distribution de proba-

bilité de la déviation de phase ϕ , accumulée dans un intervalle de temps τ , peut être écrite, d'après la relation (92) et la définition d'une distribution normale

$$p = K_1 e^{-K_2^2 \phi^2} \quad (97)$$

où

$$K_1 = \sqrt{\frac{P_0^2}{\pi \omega_0^2 \tau kT}} \quad \text{et} \quad K_2^2 = \frac{P_0^2}{\omega_0^2 \tau kT}$$

En tenant compte de ces valeurs, on arrive à

$$\begin{aligned} \cos \left\{ \phi(t + \tau) - \phi(t) \right\} &= K_1 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-K_2^2 \phi^2} \cos \phi \, d\phi \\ &= \frac{K_1 \sqrt{\pi}}{K_2} e^{-(1/4) a^2} \end{aligned} \quad (98)$$

On obtient enfin la valeur de l'autocorrélation de phase

$$C_{FM}(\tau) = \frac{U^2}{2} \cos(\omega_0 \tau) e^{-\omega_0^2 \tau kT / 4 P_0^2} \quad (99)$$

Pour obtenir la distribution spectrale correspondante, on utilise le théorème de Wiener-Khintchine

$$u^2(\omega) = 4 \int_0^\infty R(\tau) \cos(\omega\tau) \, d\tau$$

En substituant $R_{FM}(\tau)$, cette expression devient

$$\overline{U_{FM}^2}(\omega) = 2 U^2 \int_0^\infty \cos(\omega_0 \tau) \cos(\omega\tau) e^{-\omega_0^2 \tau kT / 4 P_0^2} \, d\tau \quad (100)$$

En utilisant les tables d'intégrales, en négligeant le terme $\omega_0^2 kT / 4 P_0^2$ par rapport à ω_0 et en utilisant les formules (91) et (80), la formule (100) se réduit à

$$\overline{u_{FM}^2}(\omega) = \frac{2 k T G}{(\omega_0^2 C k T / 2 P Q^2)^2 + 4 C^2 (\omega_0 - \omega)^2} v^2 \text{ eff/cycle} \quad (101)$$

A partir de cette expression, on obtient la bande passante totale de bruit

$$2\Delta\omega = \frac{\omega_0^2 kT}{2 P Q^2} \text{ radians/sec} \quad (102)$$

Comme les numérateurs et deuxièmes termes des dénominateurs sont égaux dans les formules (101) et (85), à des fréquences éloignées de la porteuse, les perturbations d'amplitude et de phase sont égales.

La fonction d'autocorrélation de l'onde complète est donnée par le produit $C_{AM}(\tau) C_{FM}(\tau)$

$$C(\tau) = C_{FM}(\tau) + \frac{kT}{sC} \cos \omega_0 \tau e^{-\left(\frac{sC\tau}{2C} + \frac{\omega_0^2 kT \tau}{4 P Q^2}\right)}$$

Or, dans tous les cas pratiques, comme $\frac{kT}{P} \ll P$, pour déterminer le spectre complet, il suffit de faire la somme de $u_{AM}^2(\omega)$ et de $u_{FM}^2(\omega)$

$$\overline{u_T^2}(\omega) = \overline{u_{AM}^2}(\omega) + \overline{u_{FM}^2}(\omega)$$

III.2.2. Application au calcul du bruit dans un oscillateur A.T.T.

III.2.2.1. Introduction

Nous allons maintenant appliquer les formules établies plus haut, au cas qui nous intéresse, c'est à dire à celui d'un oscillateur hyperfréquence à diode avalanche.

Les formules (85, 92, 101, 102) font intervenir la température de bruit effective T de G. Cette température doit tenir compte de toutes les sources de bruit du circuit, ici éventuellement ^{du} bruit d'avalanche. G étant la conductance de charge du circuit oscillant par opposition à la conductance de la diode

G_d (< 0 en oscillation). Nous avons calculé, chapitre II, le courant de bruit $\sqrt{\overline{i^2}}$ propre à la diode en régime linéaire. Nous admettons, paragraphe III.1., que cette valeur varie peu quand la diode oscille, il faut donc chercher à relier $\sqrt{\overline{i^2}}$ à T (de G).

Par définition, on a

$$kT \Delta f = P_b = \frac{\overline{i^2}}{4G}$$

donc
$$T = \frac{\overline{i^2}}{4 G k \Delta f} = \frac{\overline{Ri^2}}{4 k \Delta f} \quad (103)$$

Si $R = \frac{1}{G}$ = résistance de charge.

III.2.2.2. Spectre de bruit

Cherchons maintenant quelles sont les puissances de bruit générées par un tel oscillateur. Nous désignerons par N_f , N_{AM} et N_{FM} les puissances de bruit dues respectivement au bruit de fond, de modulation d'amplitude et de modulation de fréquence, reçues par le récepteur dans une bande passante de 1 Hertz centrée sur une fréquence $f_1 = f_o + f_m$ (où f_o est la fréquence de l'oscillateur en essai et f_1 la fréquence de mesure). Le bruit de fond correspond au bruit normalement créé dans un amplificateur linéaire et engendré dans la bande hyperfréquence. Par définition, et d'après les formules (85) (101) et (102),

$$N_{AM} = \overline{u_{AM}^2(\omega)} \times G = \frac{2 k T G^2}{s^2 G^2 + 4 C^2 \omega_m^2} = \frac{R \overline{i^2} / 2 \Delta f}{s^2 + 4 C^2 \left(\frac{f_m}{f_o}\right)^2} \quad (104)$$

$$N_{FM} = \overline{u_{FM}^2(\omega)} \times G = \frac{2 k T G^2}{\left(\frac{\omega_o^2 C k T}{2 P O \Delta f}\right)^2 + 4 C^2 \omega_m^2} = \frac{R \overline{i^2} / 2 \Delta f}{\left(\frac{R \overline{i^2} \omega_o}{8 P O \Delta f}\right)^2 + 4 C^2 \left(\frac{f_m}{f_o}\right)^2} \quad (105)$$

$$\Delta\omega_s = \frac{\omega_o^2 k T}{2 P Q^2} \quad \text{ou} \quad \Delta\omega_s = \frac{\pi f_o^2 i^2}{4 P Q^2 G \Delta f} \quad (106)$$

A partir de la formule (92), on peut calculer la déviation standard ou valeur quadratique moyenne de la déviation de fréquence

$$\Delta f_{FM}(\tau) = \frac{\phi_n}{2 \pi \tau} = \frac{\sqrt{\frac{\omega_o^2 k T \tau}{2 P Q^2}}}{2 \pi \tau} = \frac{f_o}{Q} \sqrt{\frac{R i^2}{8 P \tau \Delta f}} \quad (107)$$

Or le temps d'observation τ est donné par $\tau = \frac{1}{B}$, dans le cas d'une mesure utilisant un amplificateur vidéo idéal de bande passante B . La formule (107) devient

$$\Delta f_{FM}(B) = \frac{f_o}{Q} \sqrt{\frac{R i^2 B}{8 P \Delta f}} \quad (108)$$

Remarquons qu'entre les deux dernières quantités (106) et (108), il existe une relation simple

$$\left[\Delta f_{FM}(B) \right]^2 = \pi B \Delta f_s \quad (109)$$

On peut donc maintenant connaître le spectre complet de l'oscillateur en écrivant la puissance de bruit N_T , reçue dans une bande passante de 1 Hertz centrée sur une fréquence $f_1 = f_o + f_m$

$$N_T = N_f + \frac{R i^2 / 2 \Delta f}{s^2 + 4 Q^2 \left(\frac{f_m}{f_o} \right)^2} + \frac{R i^2 / 2 \Delta f}{\left(\frac{R i^2 \omega_o}{8 P Q \Delta f} \right)^2 + 4 Q^2 \left(\frac{f_m}{f_o} \right)^2} \quad (110)$$

A partir de cette formule, on peut faire deux simplifications. Tout d'abord négliger N_f par rapport aux autres termes, tant que f_m reste inférieur à 200 MHz et tant que le spectre de bruit varie encore en fonction de f_m , ce qui est généralement réalisé dans la bande de fréquence étudiée et pour les diodes testées.

D'autre part, le terme $\overline{i^2}/\Delta f$ peut se simplifier, sachant que $\overline{i^2}$ est proportionnel à Δf . En effet, nous pouvons ici appliquer la théorie linéaire établie plus haut qui donne la valeur de $\overline{i^2}$, d'après la formule (58) et en ne négligeant pas θ par rapport à $\pi/4$,

$$\overline{i^2} = 2 q I_0 \Delta f \times \frac{1}{\omega^4 |Z_D|^2 C_t^2 \tau_x^2} \frac{1}{(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2})^2} \frac{1 - \cos \theta}{\theta^2/2}$$

Soit en remplaçant Z_D par sa valeur, (formule 19):

$$Z_D = \frac{1}{\omega C_t} \left[\frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_a^2}} \right] \frac{1 - \cos \theta}{\theta^2} + \frac{1}{j\omega C_t} \left[(1 - \frac{\sin \theta}{\theta}) + \frac{\frac{\sin \theta}{\theta} + \frac{\delta}{W - \delta}}{1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2}} \right]$$

d'où

$$\frac{\overline{i^2}}{\Delta f} = w(\overline{i^2}) = 2 q I_0 \times K_3 \tag{111}$$

$K_3 [\omega, \tau_x, \omega_a, \theta, \delta/W - \delta]$ est un facteur assez compliqué analytiquement qui se déduit des paramètres principaux de la diode.

En tenant compte de ces 2 simplifications, la formule (110) devient

$$N_T = \frac{\overbrace{R \frac{W}{2}}^{N_{AM}}}{s^2 + 4 Q^2 (\frac{f_m}{f_0})^2} + \frac{\overbrace{R \frac{W}{2}}^{N_{FM}}}{(\frac{\omega_0 R W}{8 P Q})^2 + 4 Q^2 (\frac{f_m}{f_0})^2} \tag{112}$$

On voit que le bruit de modulation d'amplitude sera égal au bruit de modulation de fréquence pour des fréquences f_m très élevées, ce sera le cas si f_m est plus grand que $\Delta f_0/20$ et que $\frac{\omega_0^2 R W f_0}{32\pi P Q^2}$. Nous montrerons que, en réalité, le premier terme est beaucoup plus important que le deuxième et que le bruit de modulation de fréquence est, pour f_m faible, d'amplitude beaucoup plus grande que le bruit de modulation d'amplitude.

Pratiquement, nous caractériserons le bruit d'un oscillateur par le rapport :

$$\frac{N_T}{P} = \frac{\text{Puissance de bruit par hertz de bande passante}}{\text{puissance de la porteuse}} \quad (113)$$

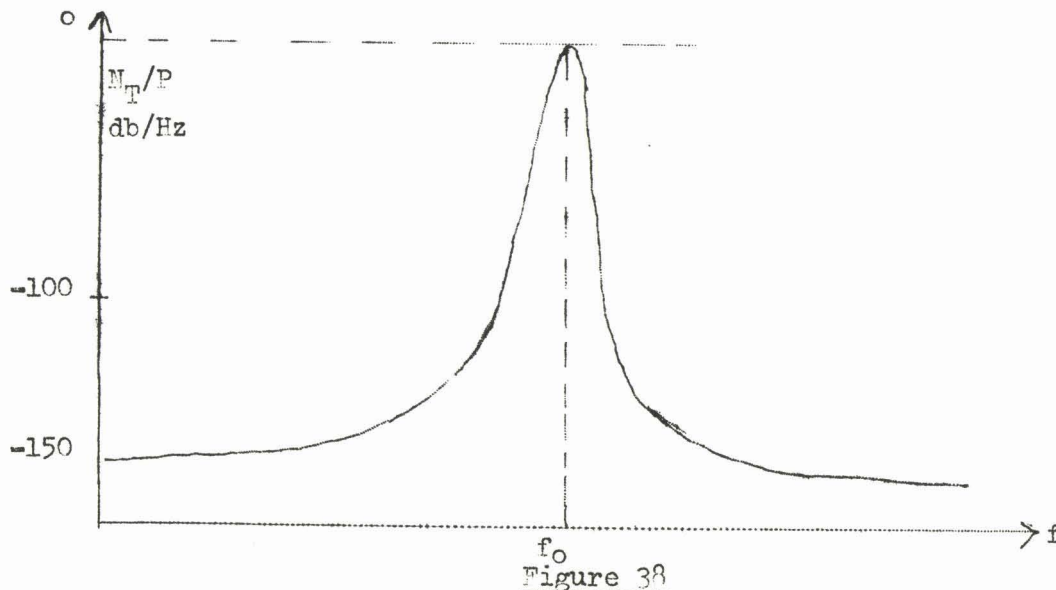
qui est une grandeur représentant directement la qualité d'un spectre d'oscillateur, puisque normée par rapport à la puissance de celui-ci.

III.3. TECHNIQUES EXPERIMENTALES

III.3.1. Introduction

L'étude théorique précédente nous a permis de calculer la grandeur N_T/P , qui permet d'exprimer les caractéristiques d'un oscillateur, et il est intéressant de comparer cette grandeur théorique aux valeurs expérimentales.

Nous décrivons ici une étude expérimentale de la mesure du bruit de modulation faite dans la bande X (8,2 - 12,4 GHz), qui est la bande de fréquences la plus utilisée en hyperfréquences et dans laquelle oscillent généralement les diodes étudiées (ainsi que les échantillons gunn). La mesure de $N_T(f_m)/P$ nécessite l'utilisation d'un récepteur très sélectif, centré sur f_m . En effet, la principale difficulté de la mesure du bruit de modulation des oscillateurs à diode avalanche réside dans le fait que $P_T(f_m)$, puissance totale émise par la diode en oscillation, varie énormément, fig. 38, en fonction de f_m ($P_T(0)$ étant égale à la puissance de l'oscillateur).



Donc, si on veut mesurer la valeur de P_T à une fréquence f_m , il faut disposer d'un récepteur très sélectif sensible au signal de bruit à mesurer et dont la réponse soit complètement indépendante du signal de bruit à une fréquence différente. Aussi, pour faire une étude significative du spectre complet $P_T(f_m)$, on voit, fig. 38, qu'il faut pouvoir s'affranchir du signal à la fréquence porteuse $f_m = 0$; la réjection correspondante devant être supérieure à 150 db/Hz, si f_m est de l'ordre du MHz.

Pratiquement nous utilisons ici un récepteur à détection superhétérodyne. Cette méthode est utilisée dans presque tous les types de récepteurs pour résoudre le problème de l'obtention d'une amplification suffisante avec la sélectivité nécessaire (66-68). En principe, l'oscillateur local, de fréquence f_L , délivre une tension grande par rapport à celle du signal à la fréquence f_L et la différence de fréquence désirée est produite dans un élément non linéaire, généralement un cristal détecteur.

Un tel élément non linéaire préserve les relations de phase; aussi toutes les irrégularités dans la phase de l'oscillateur local apparaissent-elles à la sortie, indistinctes des irrégularités de phase du signal d'entrée. Il en est de même pour les perturbations d'amplitude. En effet, si il n'y a aucun signal à l'entrée, pour des petites variations du niveau de l'oscillateur local, le signal de sortie redressé varie de manière linéaire avec les changements de niveau de l'oscillateur local. On ne peut donc distinguer les perturbations d'amplitude dues à l'oscillateur local de celles qui sont dues au signal d'entrée.

Pour éviter ces inconvénients, pratiquement tout le bruit du à l'oscillateur local peut être éliminé en utilisant un mélangeur équilibré (ou symétrique), qui donne dans le circuit d'entrée des composantes de bruit en opposition de phase vis à vis de l'oscillateur local (figure 29).

Cette suppression est d'ailleurs effective jusqu'aux fréquences de séparation les plus faibles par rapport au signal de la porteuse, ce qui est très intéressant.

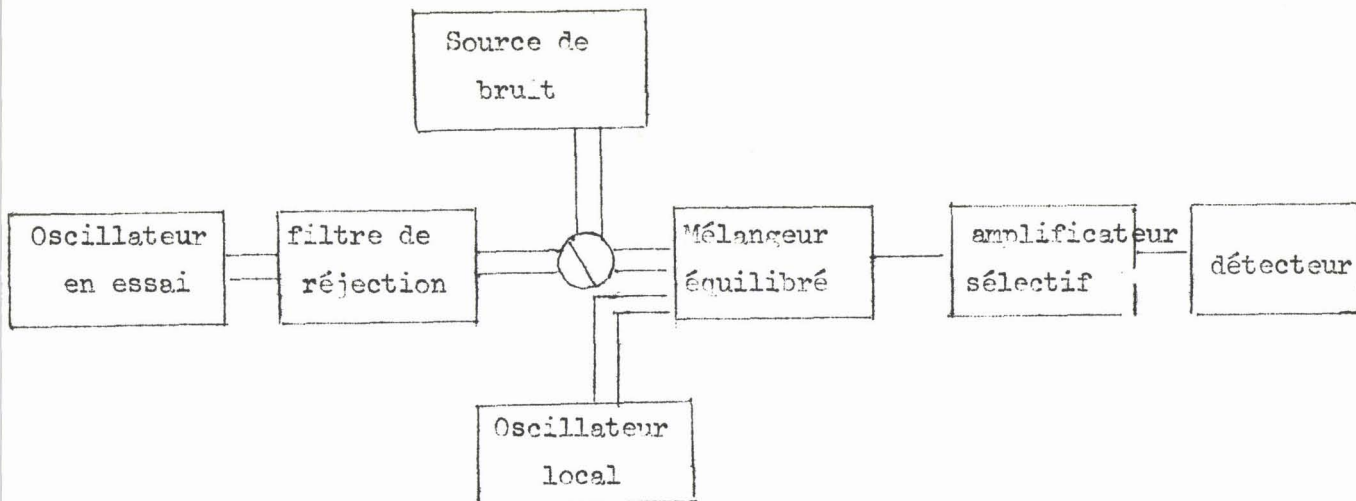


Figure 30

Dans cette méthode, il n'y a pas de cohérence de phase entre l'oscillateur local, fréquence f_L , et l'oscillateur en essai, fréquence f_o , et la phase du signal varie constamment par rapport à celle de l'oscillateur local, contrairement à la détection directe. D'autre part, si la porteuse est modulée simultanément en amplitude et en fréquence par la même cause, on montre que, en chaque point du spectre, les composantes correspondantes sont en quadrature (69). Or la puissance de deux ondes en quadrature est égale à la somme des puissances de chacune des composantes, la mesure sera la même que ces modulations soient corrélées ou non. Analytiquement, et avec les notations posées précédemment dans l'étude théorique, on peut écrire que la puissance totale de bruit mesurée à la sortie du récepteur hétérodyne, centré sur f_m , est

$$P_T(f_m) = P_{AM} + P_{FM} + P_f$$

Rappelons enfin que la mesure du bruit de modulation nécessite une sélectivité (ou une réjection) considérable pour pouvoir effectivement faire cette mesure.

La sélectivité du préamplificateur (ou amplificateur) correspondant à une détection superhétérodyne classique est insuffisante et il faut mettre en

oeuvre des moyens très importants.

Nous avons exposé le principe général de la manipulation à réaliser, il faut maintenant en venir à la réalisation pratique.

La principale difficulté technique est donc la réalisation d'un filtre de réjection permettant d'éviter que le signal, la fréquence f_0 , arrive sur le récepteur. Pour obtenir la sélectivité énorme requise, il y a deux moyens principaux qui sont : le filtre de réjection en hyperfréquences et l'amplificateur sélectif en fréquences intermédiaires. Le filtrage hyperfréquence permet de n'appliquer à l'entrée du mélangeur que les bandes latérales de bruit. Ceci a pour intérêt principal de conserver un mélange correct et pour cela la puissance du signal à mesurer doit être au moins 10 fois inférieure à celle de l'oscillateur local, qui polarise le mélangeur équilibré. Il faut donc réaliser deux conditions.

- d'une part, avoir une réjection la plus grande possible, centrée sur la fréquence porteuse.

- d'autre part, une bande passante de filtre la plus étroite possible, de manière à pouvoir faire des mesures le plus près possible de la porteuse.

Cette dernière condition nous fixe donc une limite inférieure à la fréquence $f_m = f_1 - f_0$, et c'est pourquoi cette méthode n'est valable que loin de la fréquence porteuse.

Des études très poussées sur ce type de filtre en hyperfréquences (70 - 72) ont montré que le modèle le plus intéressant était celui représenté (figure 40).

Ce type de filtre est appelé filtre de réjection à T_é magique. Il a une perte d'insertion typique de l'ordre de 6 db, une bande passante de l'ordre du MHz et une réjection maximale de l'ordre de 60 db.

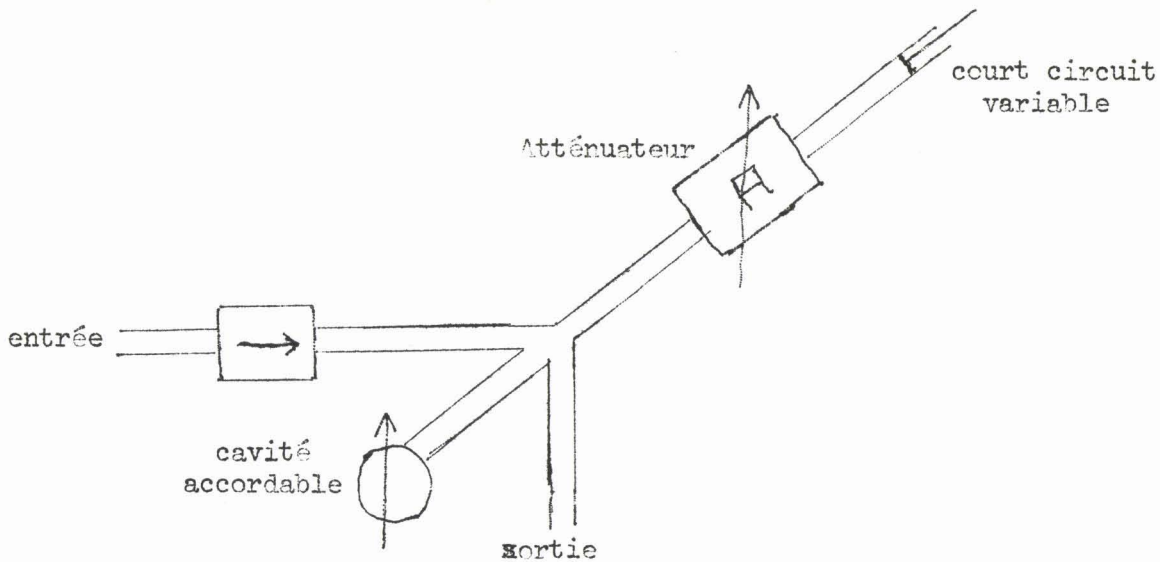


Figure 40

La réalisation pratique de ce filtre au Laboratoire, avec le matériel dont nous disposons, nous a amené à utiliser un atténuateur de faible encombrement, pour réaliser un grand déséquilibre entre les longueurs des deux bras du Té, et une cavité à iris en guide d'onde.

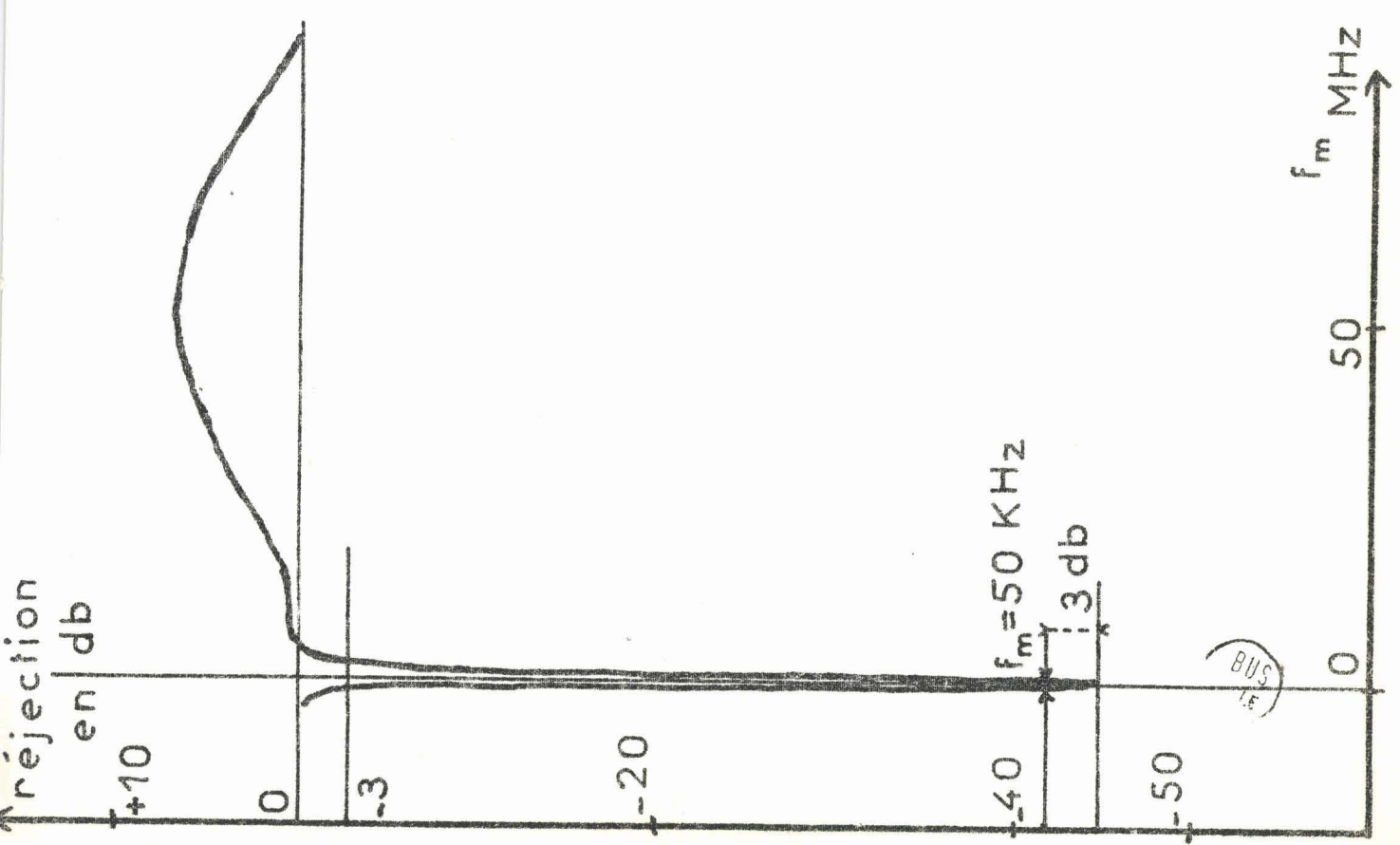
Avec ces éléments, les caractéristiques du filtre obtenu sont les suivantes, (fig. 41).

- Bande passante: 2 MHz
- Réjection minimale: 45 db (60 db au maximum)
- pertes d'insertion: 6 db

Ces valeurs sont assez satisfaisantes et s'approchent des valeurs théoriques optimales calculées ⁽⁷¹⁾, et c'est ce qui nous a conduit à adopter ce filtre définitivement. Les caractéristiques de celui-ci nous imposent la fréquence f_m minimale par la bande passante du filtre. Elle est de l'ordre de 5 MHz et nous pouvons définir avec précision les 2 gammes de fréquences à considérer :

- loin de la fréquence porteuse, $5 \text{ MHz} \leq f_m \leq 200 \text{ MHz}$
- près de la fréquence porteuse, $1 \text{ kHz} \leq f_m \leq 5 \text{ MHz}$

réjection
en db



suppression au dessus des
apertures d'insertion
en db

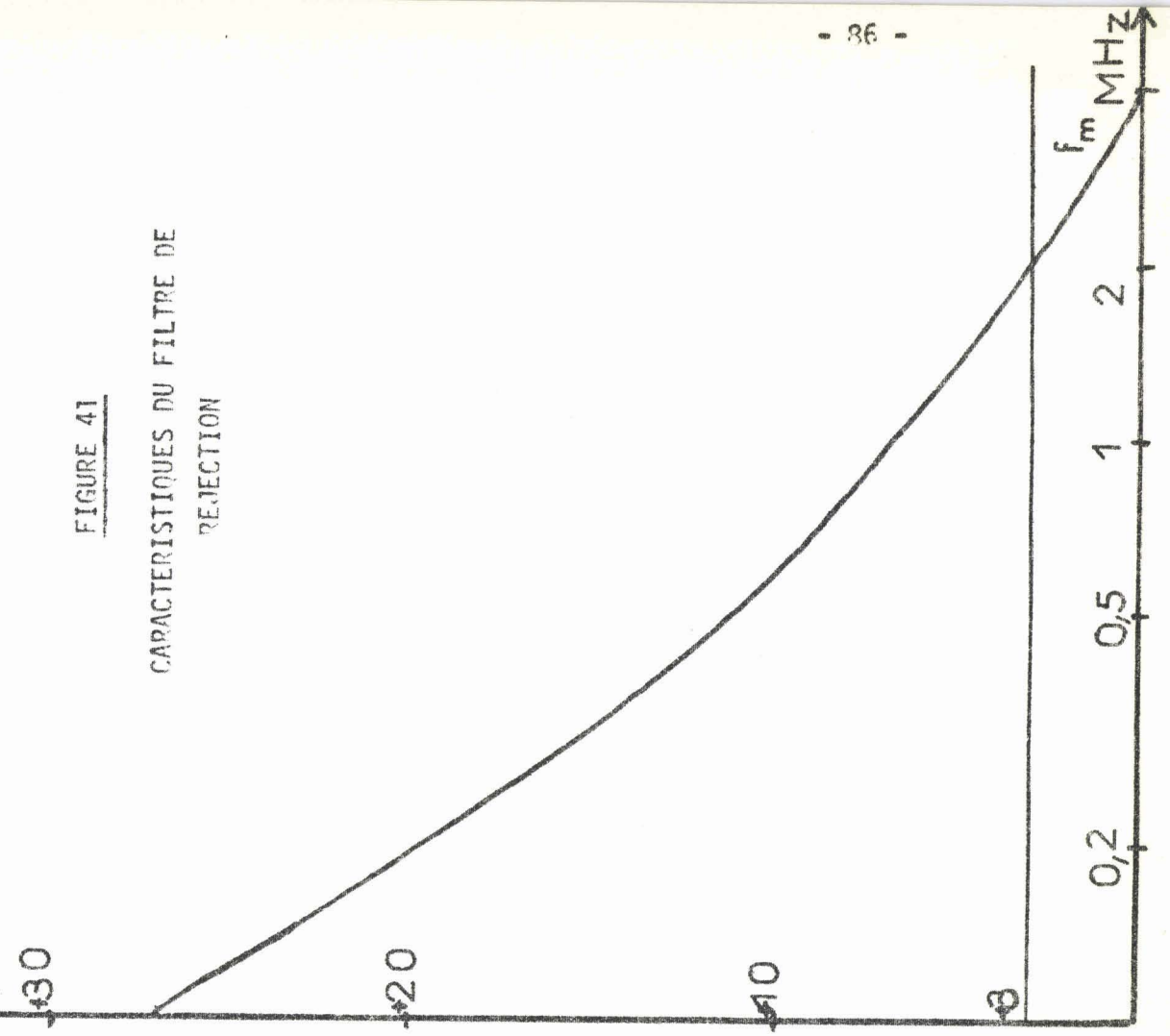


FIGURE 41

CAPACITIVES DU FILTRE DE
REJECTION

III.3.2. Bruit loin de la fréquence porteuse ($f_m \gg 5$ MHz)

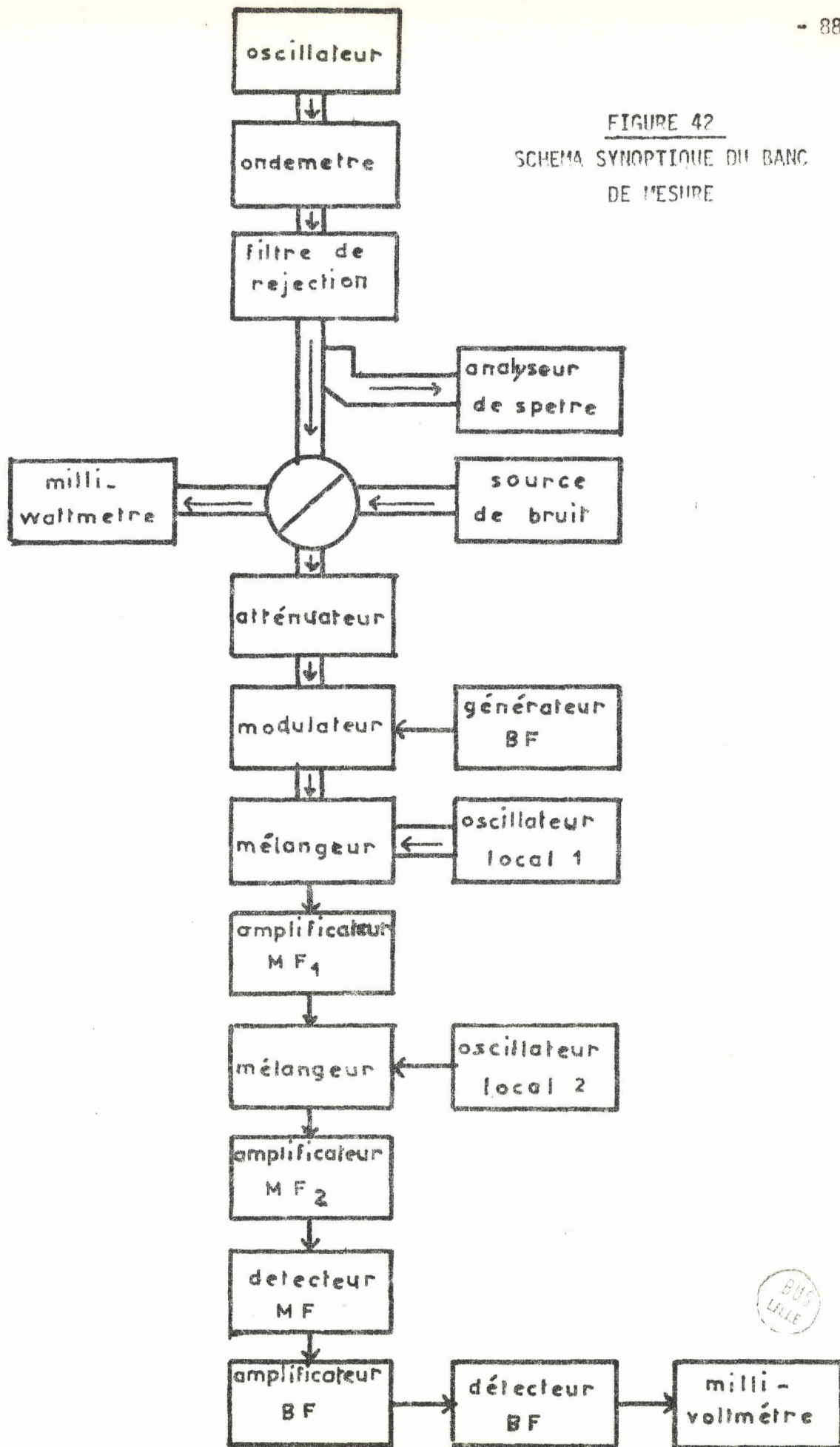
III.3.2.1. Dispositif utilisé

Nous voyons donc que la méthode superhétérodyne ne convient que pour des fréquences supérieures à 5 MHz et que dans la gamme inférieure il faudra recourir à un autre procédé de mesure. Le principe ayant été décrit avec précision, il nous reste à justifier les éléments de la réalisation pratique choisie pour ce récepteur superhétérodyne (fig. 42).

En hyperfréquences, le banc de mesure est composé de :

- un ondenètre mesurant la fréquence d'oscillation de l'oscillateur en essai.
- un filtre de réjection, décrit plus haut.
- un coupleur directif, suivi d'un analyseur de spectre Hewlett Packard permettant de régler la réjection sur la fréquence porteuse. De cette manière nous pouvons visionner en permanence le spectre de l'oscillateur et maintenir la réjection à une valeur élevée ($\neq 60$ db) à l'aide du filtre.
- un commutateur, qui envoie dans le récepteur tantôt le bruit de l'oscillateur et tantôt la source de bruit.
- une source de bruit hyperfréquence, bande X, qui sert de niveau de bruit de référence.
- un milliwattmètre, qui mesure la puissance délivrée par l'oscillateur à l'aide du commutateur (en tenant compte des 6 db de pertes d'insertion du filtre).
- un atténuateur variable étalonné, qui chiffre l'écart en db entre le niveau de la source de bruit et celui du bruit de l'oscillateur.
- un modulateur à diode, suivi d'un générateur BF, qui améliore la sensibilité du récepteur grâce à une modulation de l'onde hyperfréquence à une fréquence de l'ordre du kHz.

FIGURE 42
SCHEMA SYNOPTIQUE DU BANC
DE MESURE



- un mélangeur équilibré, qui est, comme nous l'avons vu plus haut, une partie importante du récepteur. Nous utilisons un mélangeur FHG de facteur de bruit 8 db, et muni d'un préamplificateur large bande incorporé dont la fréquence centrale est 60 MHz ; la fréquence intermédiaire IF de travail est donc imposée. Cependant, il faut réaliser un filtrage très sévère en IF pour avoir un gain suffisant et pour s'affranchir complètement de la fréquence porteuse et des fréquences voisines.

En effet, nous verrons plus loin que, à fréquences fm élevées, les niveaux de bruit mesurés pour une diode sont de l'ordre de 150 db/Hertz en dessous du niveau de la fréquence porteuse; il faut donc une réjection supérieure à cette valeur pour mesurer le bruit et non la fréquence signal. Comme la réjection en hyperfréquences, n'est que de 60 db, celle-ci n'est pas suffisante et en IF le filtrage, à 10 MHz de la fréquence centrale, doit être de l'ordre de 90 db, ce qui est considérable.

Aux fréquences intermédiaires, le banc de mesure est composé de :

- un amplificateur sélectif 60 MHz, qui fixe la bande passante du récepteur à 400 kHz.

- un mélangeur coaxial à un cristal, qui, au moyen d'un oscillateur local, délivre une fréquence de 30 MHz, amplifiée dans un amplificateur sélectif²⁴.

- un amplificateur sélectif 30 MHz, de bande passante 700 kHz, à grand gain (≠ 60 db), donc à grande réjection (≠ 100 db/Hz)

- un détecteur, suivi d'un amplificateur sélectif basse fréquence centré sur la fréquence de modulation BF. L'amplificateur sélectif général Radio

²⁴ Remarque : Ce deuxième battement n'est pas idéal du point de vue fréquences, mais est justifié par le fait que nous avons utilisé dans la mesure du possible les appareils existants au laboratoire.

permet une lecture directe du niveau BF sur un indicateur (après détection interne).

En résumé, la méthode de mesure consiste à comparer le niveau de la source de bruit étalon à celui du bruit de la diode, les 2 niveaux étant ramenés à la même valeur grâce à un atténuateur hyperfréquence étalon, qui permet de faire toujours travailler le banc de mesure dans les mêmes conditions.

III.3.2.2. Dépouillement et mode opératoire

A l'aide d'un tel dispositif, on mesure donc la température de bruit, ou la puissance totale de bruit, reçue dans les 2 bandes latérales du récepteur aux fréquences $f_m = f_1 - f_0$ et $f'_m = f_1 + 120 \text{ MHz} - f_0$. Ceci est bien visualisé sur la figure (43)

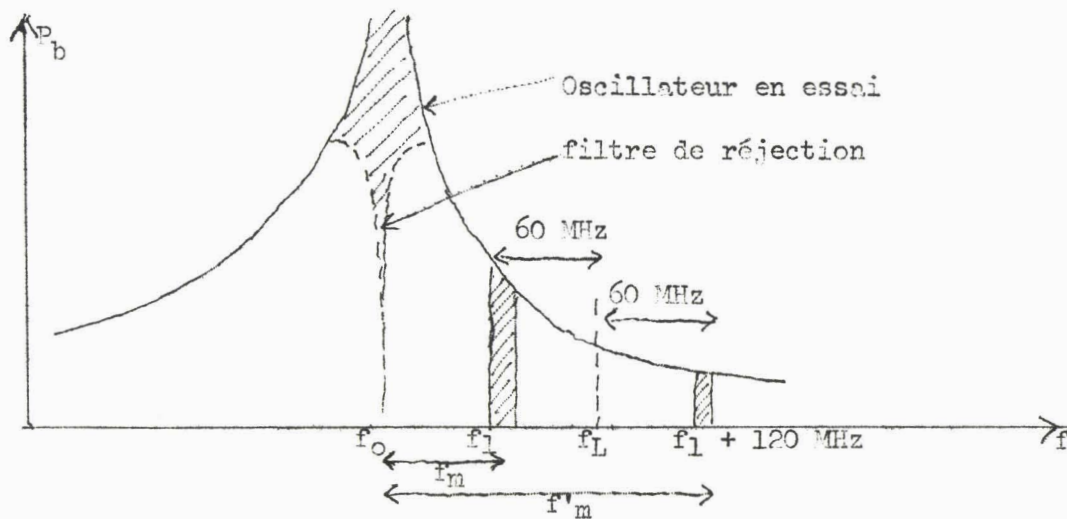


Figure 43

Sans faire d'approximations, il est délicat de traiter le cas de la réception image, car il faut recourir à une méthode de récurrence assez complexe pour pouvoir séparer les composantes de bruit de chaque bande. Heureusement, le bruit varie largement avec la fréquence et, dans notre gamme de mesure, nous pourrons toujours négliger la contribution de la bande latérale la plus éloignée de la fréquence centrale. Ceci sera justifié, d'une part par les courbes de mesure, d'autre part par le fait que, comme la gamme de mesure est de 200 MHz, les

120 MHz d'écart entre les deux bandes sont très grands par rapport à l'espacement entre deux points de mesure.

En faisant cette supposition et en négligeant la puissance du bruit de fond P_f , en première approximation, la mesure nous donne

$$P_T \neq P_{AM} + P_{FM} = P(f_o - f_l) = P(f_m)$$

Comme les spectres sont approximativement symétriques, nous ne mesurons en principe que le spectre de l'oscillateur du côté haute fréquence, par exemple; cela a l'avantage d'éviter les erreurs systématiques, s'il y en avait, pour la comparaison des spectres.

Pratiquement nous procédons de la manière suivante : nous pointons d'abord le maximum de bruit dans le récepteur, en balayant en fréquence l'oscillateur local, et nous repérons la fréquence de l'oscillateur local f_{Lo} , telle que $f_{Lo} - f_o = 60$ MHz, en vérifiant que f_{Lo} est bien supérieure à f_o . Ensuite, nous augmentons la fréquence du récepteur d'une quantité $f_L - f_{Lo} = f_m$ et nous faisons la mesure du bruit $P_T(f_m)$. Au cours de toutes ces mesures, la réjection est contrôlée et maintenue à sa valeur maximale.

Avant de passer à l'étude expérimentale proprement dite, nous décrivons la méthode de dépouillement des mesures. En effet, les mesures donnent $T_b(f_m)$ par rapport à la source de bruit, celle-ci étant prise comme niveau 0 db. Or, nous avons vu que la quantité intéressante était N_T/P , en db/Hertz, il faut donc convertir ΔT_b en N_T puis en N_T/P .

Le niveau de référence étant celui de la source de bruit, il est intéressant de chercher à quelle puissance de bruit ce niveau correspond et ensuite d'y ajouter les variations ΔT_b qui se conservent intégralement, puisque exprimées en db. La puissance de bruit, par Hertz de bande passante, N_{sdb} , s'exprime facilement en fonction de sa température de bruit T_{sdb}

$$N_{\text{sdb}} = k T_{\text{sdb}} = 0,3 \cdot 10^{-18} \text{ W/Hertz}$$

\neq - 185 db/Hertz pour une puissance de 1 Watt

Connaissant la puissance de l'oscillateur en essai, par exemple, $P=2\text{mW}$, on en déduit le niveau de référence de la source de bruit $N_{\text{sdb}}/P = -159 \text{ db/Hertz}$.

Cependant, il faut tenir compte de deux autres éléments :

- d'une part, les pertes d'insertion de 6 db du filtre de réjection, qu'il faudra donc ajouter pour que la comparaison entre le bruit et la puissance de l'oscillateur soit valable.

- d'autre part, le fait que, quand on fait la mesure avec la source de bruit, il y a présence d'une réception image, que nous avons négligée pour le bruit de l'oscillateur, ce qui a pour effet de doubler la bande passante de réception donc le bruit. Pour que la comparaison des mesures soit valable, il faut donc ajouter encore 3 db au niveau de référence.

Nous voyons donc qu'il faut ajouter 9 db au niveau de référence précédemment calculé, ce qui nous donne une valeur de - 150 db/Hertz, dans l'exemple choisi, pour le niveau de référence de la source de bruit.

III.3.3. Bruit au voisinage de la fréquence signal ($f_m < 1 \text{ MHz}$)

III.3.3.1. Dispositif utilisé

Dans la gamme de fréquence f_m inférieure à 2 MHz, nous avons vu plus haut que les mesures faites selon la méthode superhétérodyne, n'étaient pas valables. Il nous faut donc trouver une autre méthode de mesure.

Comme nous disposons au laboratoire d'un analyseur de spectre Hewlett Packard très perfectionné, nous avons utilisé directement cet appareil pour faire nos mesures. Cette idée est d'ailleurs en partie guidée par le fait que plusieurs auteurs (73 - 75) utilisent simplement cette méthode avec des résultats intéressants.

La méthode consiste donc à envoyer l'oscillateur directement, sans filtrage, à l'entrée de l'analyseur de spectre. Dans ces conditions, on ajuste, avec le gain IF, le niveau de la porteuse au niveau 0 db de l'écran et nous lisons directement le nombre de db en dessous du niveau de la porteuse, dans les différentes gammes de fréquences, de balayage de l'écran. Il faut toutefois prendre des vitesses de balayage compatibles avec les gammes de fréquences de balayage utilisées.

III.3.3.2. Dépouillement et mode opératoire

On mesure donc directement N_{TP}/P , en db. Il reste simplement à normaliser ce rapport, c'est à dire à l'exprimer en db/Hz. Or, à chaque gamme de balayage correspond une bande passante : celle-ci est de 3 kHz jusqu'à un balayage de 30 kHz/cm et de 10 kHz, au dessus, jusque 300 kHz/cm, en fonctionnement automatique; on peut également imposer cette bande (1 KHz par exemple). En tenant compte de ces valeurs, on obtient les valeurs N_{TP}/P en db/Hz sans avoir besoin de la valeur de la puissance P.

III.4. RESULTATS OBTENUS ET INTERPRETATION

III.4.1. Résultats obtenus

III.4.1.1. Loin de la porteuse

Nous donnons, fig. 44, des mesures spectrales de bruit N_{TP}/P (fm) pour des diodes de différents types (LEP, Microwave, Philips). La fréquence de l'oscillateur en essai est toujours réglée aux environs de 9 GHz, la puissance est comprise entre 1,5 et 6 mW et la même structure hyperfréquence est utilisée pour toutes les diodes A.T.T.

La figure (45) représente un exemple de spectre complet d'un oscillateur A.T.T. loin de la porteuse, avec la correspondance $\Delta T_b \leftrightarrow N_{\text{TP}}/P$, expliquant le dépouillement.

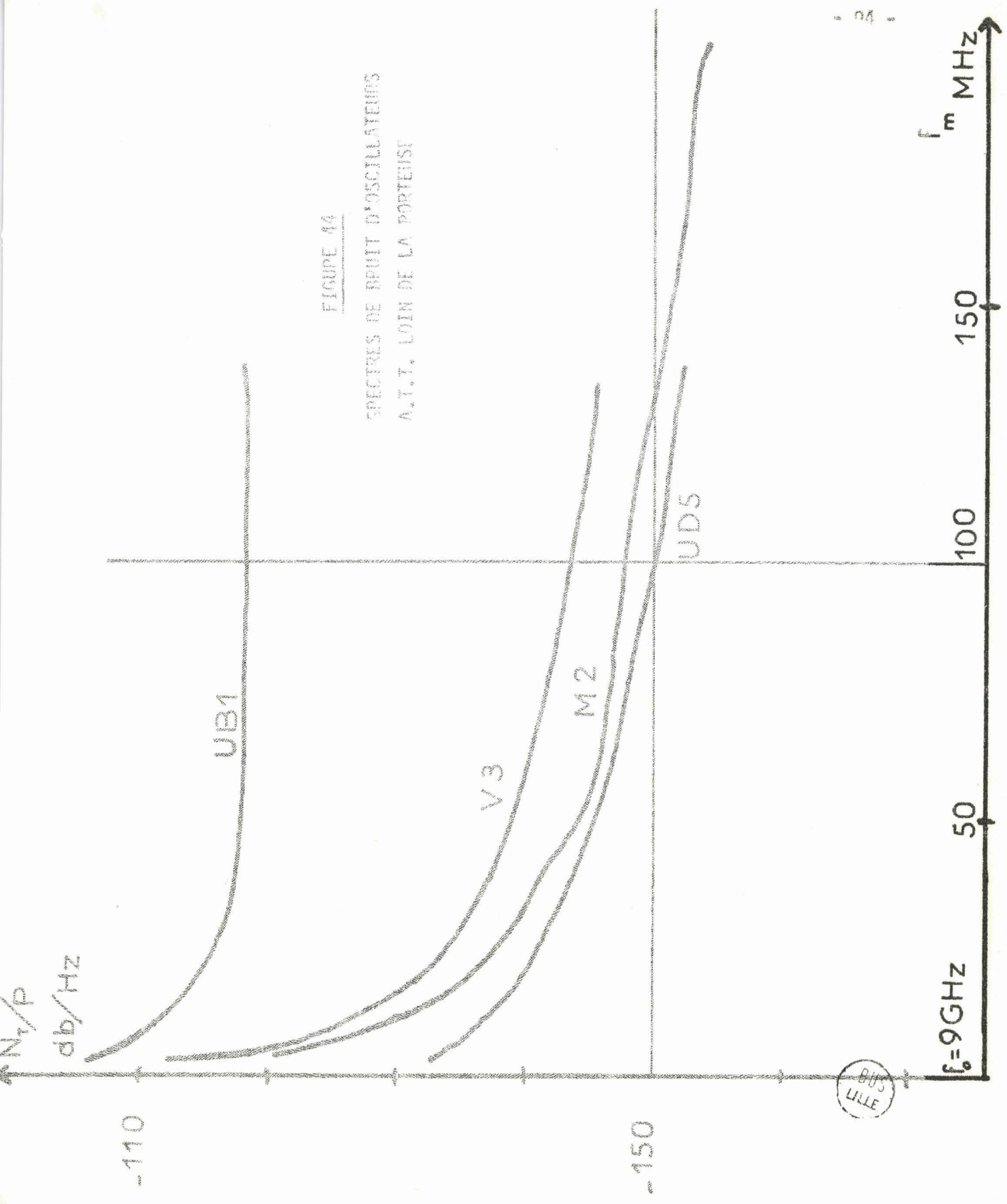


FIGURE 44

SPECTRES DE BRUIT D'OSCILLATEURS
A.T.T. LOIN DE LA PORTEUSE

BUS
LILLE

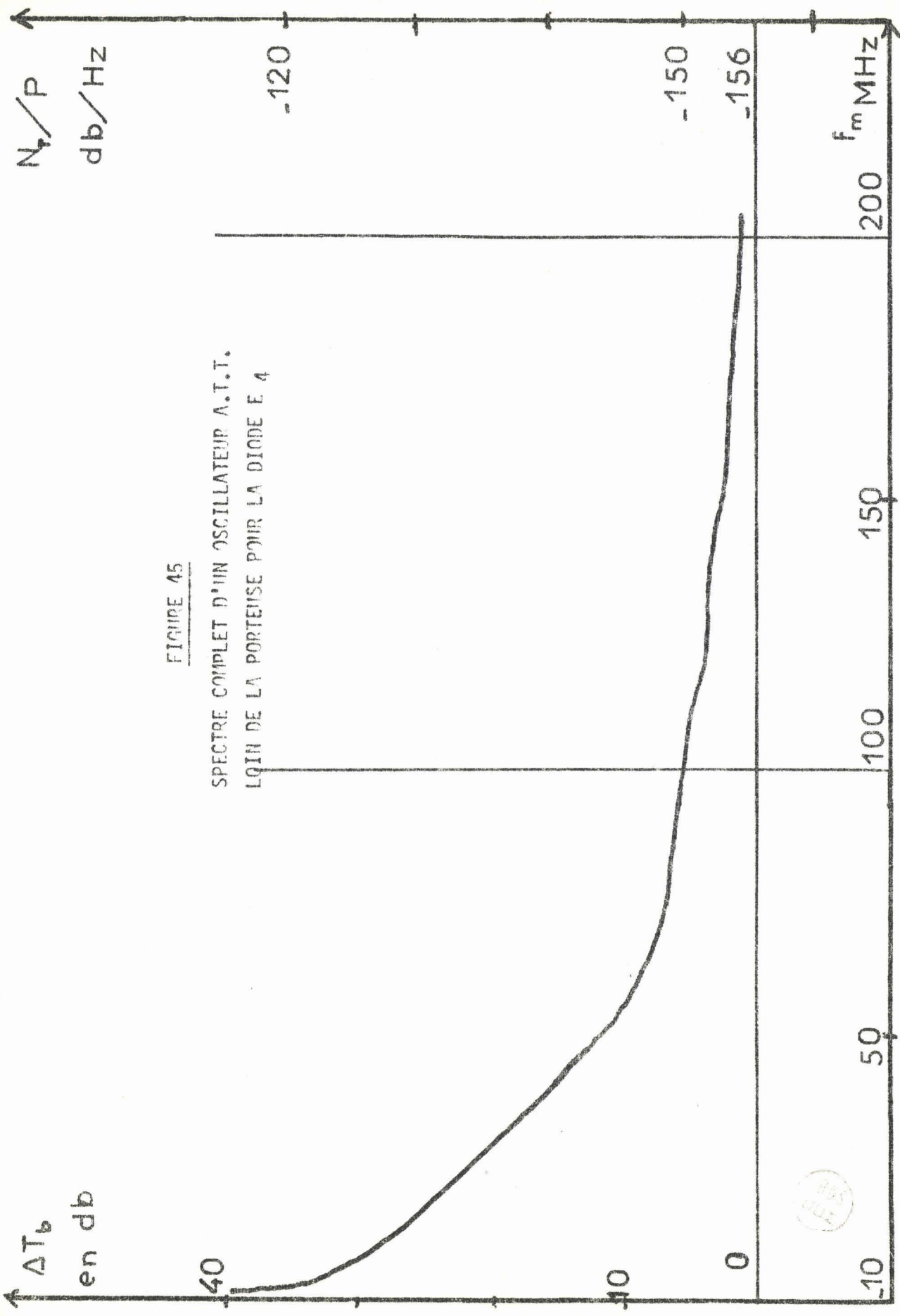


FIGURE 45

SPECTRE COMPLET D'UN OSCILLATEUR A.T.T.
LOIN DE LA PORTEUSE POUR LA DIODE E 4



III.4.1.2. Près de la porteuse

La figure (46) donne des spectres typiques au voisinage de la porteuse pour des fréquences de séparation allant de 1 kHz à 1 MHz. La limite supérieure est due au fait qu'il n'est pas possible de faire des mesures en dessous de 60 db, donc au dessus de 1 MHz pratiquement, avec une précision raisonnable. Nous donnons, sur cette figure, un exemple de dépouillement N_T/P en db $\leftrightarrow N_T/P$ en db/Hz ($\Delta F = 1$ kHz).

III.4.1.3. Spectre complet

A l'aide des mesures précédentes, on peut tracer le spectre complet d'un oscillateur A.T.T., figure (47). Cette figure reprend les résultats donnés sur les figures (45) et (46), en les juxtaposant.

III.4.2. Comparaison avec la théorie

III.4.2.1. Introduction

Il est intéressant de comparer les résultats expérimentaux obtenus aux valeurs théoriques pour les diodes étudiées. Le calcul théorique et son application aux diodes à avalanche nous a conduit à la formule (113) qui, en tenant compte de la formule (112), s'écrit :

$$\frac{N_T}{P} = \frac{R w/2P}{s^2 + 4 Q^2 \left(\frac{f_m}{f_0}\right)^2} + \frac{Rw/2P}{\left(\frac{\omega_0 R w}{8PQ}\right)^2 + 4 Q^2 \left(\frac{f_m}{f_0}\right)^2} \quad (114)$$

Cette formule fait intervenir les variables suivantes Q , R et f_0 , puis R et w , qui dépendent soit de la diode, soit du circuit extérieur; et nous allons d'abord la vérifier qualitativement.

III.4.2.2. Comparaison qualitative

Dans la formule (114), nous voyons apparaître, dans les 2 termes de modulation de fréquence et d'amplitude, le même facteur dépendant de la fréquence de séparation f_m . Ce facteur est au dénominateur et est propor-

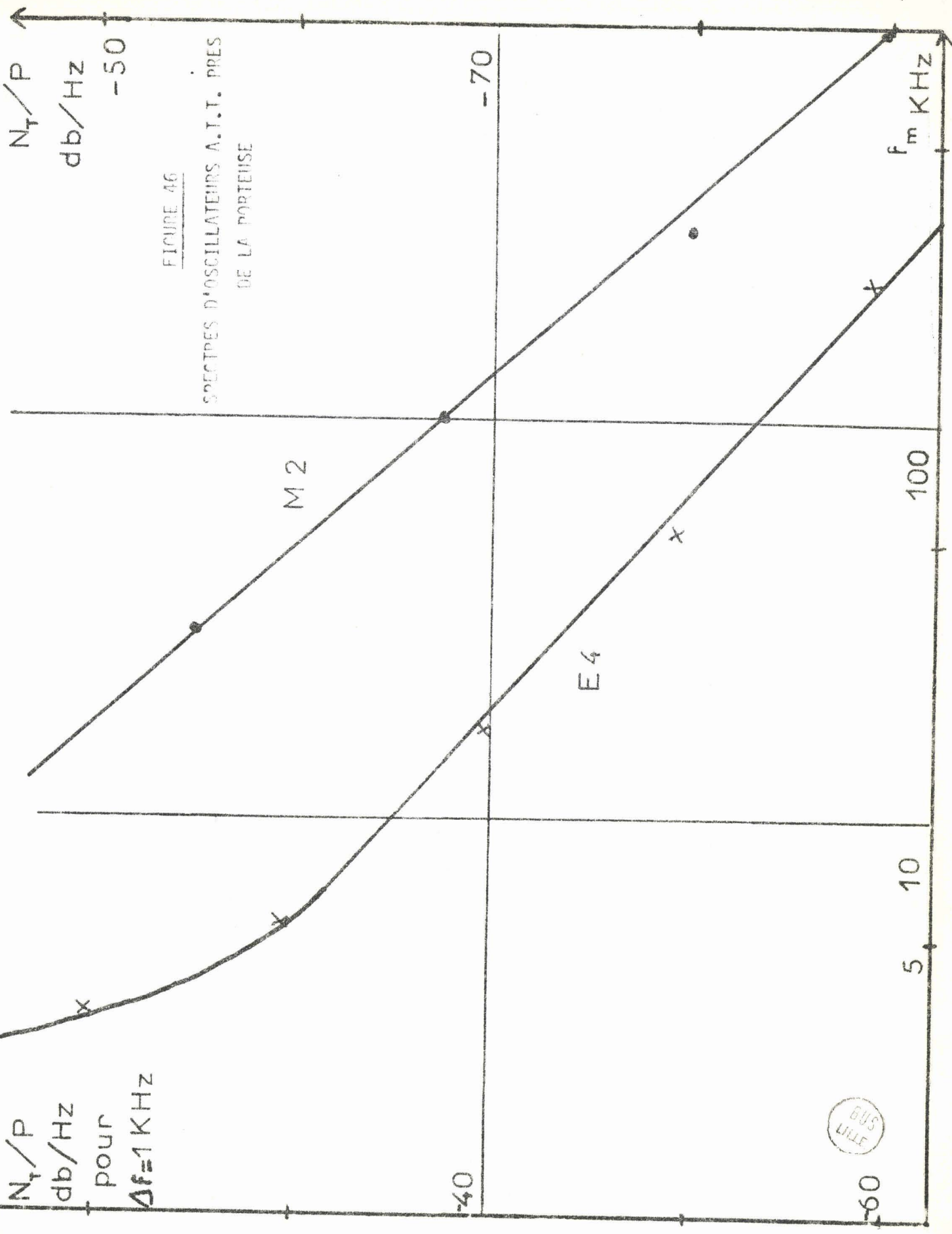


FIGURE 46

SPECTRES D'OSCILLATEURS A.T.T. PRES DE LA PORTEUSE

N_T/P
db/Hz
pour
 $\Delta f = 1 KHz$



tionnel à f_m^2 . Dans la mesure où celui-ci n'est pas négligeable par rapport aux termes constants, qui sont également au dénominateur, la loi de variation de N_T/P , en fonction de f_m , doit donc être en $1/f_m^2$, ce qui doit être le cas dans la majeure partie du spectre. Ceci peut être mis en évidence, d'une part sur un spectre loin de la fréquence porteuse, figure (48), où l'on a comparé les courbes théoriques et expérimentales, ou encore sur les figures (46), près de la porteuse, et (47), spectre complet, qui font apparaître une pente en $1/f_m^2$.

III.4.2.3. Comparaison quantitative

Cette première loi étant vérifiée, comparons maintenant les résultats et les valeurs théoriques dans le cas d'une diode donnée, la comparaison générale n'étant pas réalisable facilement.

Les trois premières variables Q , R et f_o , qui interviennent dans la formule (114), ne dépendent pratiquement pas de la diode étudiée, puisque nous nous sommes fixés la fréquence d'oscillation f_o , peu différente de 9 GHz, et une monture de diode donnée, donc un coefficient de qualité constant, dans la mesure où la résistance série des diodes étudiées varie peu. La puissance P dépend de la diode ; cependant, nous nous sommes fixés en général 2 mW, dans la mesure du possible, et de toutes façons les variations de puissance sont faibles.

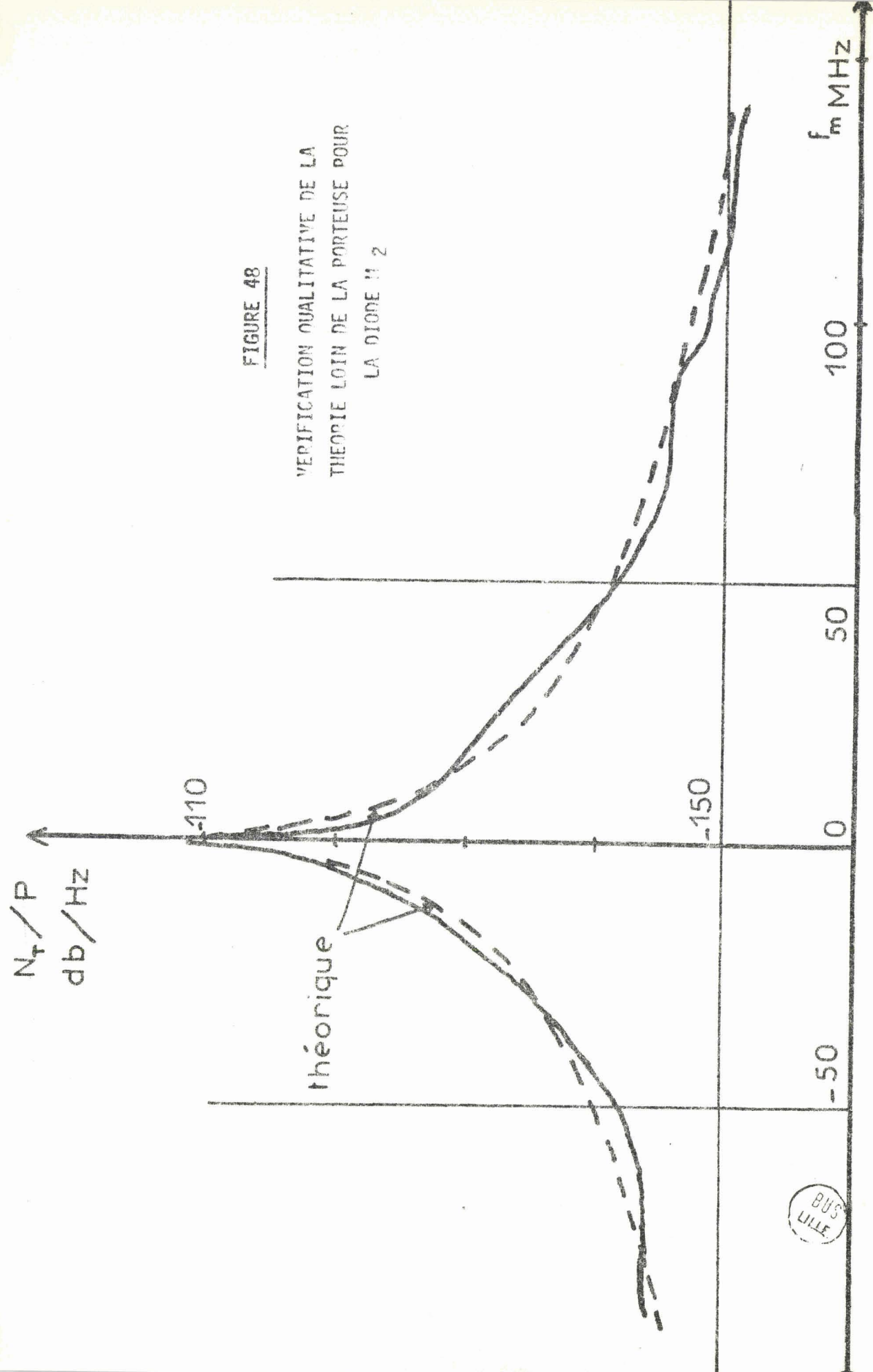
La densité spectrale de courant de bruit $\overline{w(i^2)}$ est la principale grandeur qui est variable d'une diode à l'autre, car elle dépend de la structure semi-conductrice utilisée et donc des valeurs caractéristiques de chaque diode, à savoir : θ , R_D , U_o , C_t , f_a , I_o . Quant au facteur s , qui dépend du degré de saturation, il est difficile de l'estimer car il peut varier de 1 à 10. Cependant, pour une diode donnée, c'est une constante et nous le choisirons égal à 2, comme certains auteurs ⁽⁶³⁾, pour une résistance de charge optimale.

Pour le premier groupe de variables Q et R , nous avons choisi les valeurs typiques suivantes :

$$f_o = 9 \text{ GHz}$$

FIGURE 48

VERIFICATION QUALITATIVE DE LA
THEORIE LOIN DE LA PORTEUSE POUR
LA DIODE M 2



$$R \neq 100 \Omega \text{ (correspondant à } G = 10^{-2} \text{ rhos (63))}$$

$$Q \neq 150, \text{ d'après les mesures faites par Martinache (76)}$$

Pour aller plus loin dans le calcul, il faut faire le choix d'une diode précise car les variables P et w varient d'une diode à l'autre. La diode UD₅ nous donne, par exemple, les valeurs suivantes

$$U_0 = 70 \text{ volts}$$

$$P = 2 \text{ mW, mesuré sur milliwattmètre}$$

$$\theta \neq \pi/2$$

$$C_t = 0,23 \text{ pF, mesurée au pont par Oudart (77)}$$

$$f_a = 5,5 \text{ GHz (à } 30 \text{ mA), mesurée par Boittiaux (18)}$$

$$\omega_a = K_a \sqrt{I_0} \text{ avec } K_a = 20 \cdot 10^{10} \text{ Hz}/\Lambda^{1/2}$$

$$I_0 = 30 \text{ mA, courant d'oscillation}$$

$$R_D = 30 \Omega$$

$$S = 10^{-8} \text{ m}^2$$

En remplaçant ces dernières valeurs dans la formule (111), on obtient

$$K_3 \neq 10 \quad \text{et } w(\bar{i}^2) = 10^{-19} \Lambda^2/\text{Hz}$$

En portant toutes ces valeurs numériques dans la formule (114), on arrive à l'expression numérique suivante, ne dépendant que de f_m (que l'on exprimera en MHz)

* Le coefficient de qualité, défini ici, est différent de celui envisagé par Allamando (19), dans le calcul de la puissance, qui prend comme valeur $1/C\omega R_g$ (schéma série de l'impédance de la diode). Notre valeur de Q est différente car elle correspond au coefficient de qualité du circuit oscillant global, tenant compte de la capacité totale du circuit (schéma parallèle), qui peut être bien plus importante que celle de la diode. Notre coefficient de qualité est donc toujours supérieur à celui défini par Allamando.

$$\frac{N_T}{P} = \underbrace{\frac{6,25 \cdot 10^{-16}}{1 + 2,78 \cdot 10^{-4} f_m^2}}_{AM} + \underbrace{\frac{25 \cdot 10^{-16}}{7,4 \cdot 10^{-14} + 11,1 \cdot 10^{-4} f_m^2}}_{FM} \quad (115)$$

On peut, dès lors, faire les constatations suivantes :

En ce qui concerne le terme de modulation d'amplitude, la bande passante, du point de vue fréquence de mesure f_m , est $2 \Delta f_m = 120$ MHz. Du point de vue modulation de fréquence, la bande passante est $2 \Delta f_s \neq 20$ Hz, ce qui donne un $\Delta f_{FM}(B)$, pour une bande passante B de 1 kHz, de 1^{er} ordre de 300 Hz.

Nous voyons donc que, comme les valeurs numériques des deux termes de la formule (115) sont du même ordre, la bande passante totale de l'oscillateur est déterminée par la modulation de fréquence, vu la différence d'ordre de grandeur des deux bandes partielles. Dans la bande de fréquence la plus lointaine de la porteuse, c'est à dire $5 \text{ MHz} \ll f_m \ll 200 \text{ MHz}$, le bruit de modulation d'amplitude est constant pour les fréquences f_m faibles, puis intervient suivant la loi de sa bande passante et enfin devient égal au bruit de modulation de fréquence, pour les fréquences f_m grandes. Dans cette dernière plage de fréquence, la formule (114) se simplifie considérablement et devient, pour $f_m \gg$,

$$\frac{N_T}{P} = \frac{R \frac{V}{P}}{4 Q^2 \left(\frac{f_m}{f_0}\right)^2} \quad (116)$$

Le terme N_T/P varie donc proportionnellement au carré de l'inverse de la fréquence f_m . Pour des fréquences intermédiaires, $5 \text{ MHz} \ll f_m \ll 200 \text{ MHz}$, la formule (114) se simplifie également et devient :

$$\frac{N_T}{P} = \frac{\frac{Rw}{2P}}{s^2 + 4 Q^2 \left(\frac{f_m}{f_0}\right)^2} + \frac{\frac{Rw}{2P}}{4 Q^2 \left(\frac{f_m}{f_0}\right)^2} \quad (117)$$

Ces deux formules sont valables pour toutes les diodes, car les simplifications ne dépendent que du coefficient de qualité et de la fréquence de mesure.

Dans la bande de fréquence la plus proche de la porteuse, c'est à dire $1 \text{ kHz} \ll f_m \ll 1 \text{ MHz}$, le terme de modulation d'amplitude est constant et négligeable, seule la modulation de fréquence varie en $1/f_m^2$. La formule (114) devient :

$$\frac{N_T}{P} = \frac{R_w}{2 s^2 P} + \frac{R_w/2P}{4 Q^2 \left(\frac{f_m}{f_0}\right)^2} \neq \frac{R_w/2P}{4 Q^2 \left(\frac{f_m}{f_0}\right)^2} \quad (118)$$

Enfin dans une bande de fréquence très proche de la porteuse, $f_m \ll 1 \text{ kHz}$, ou nous n'avons aucun moyen de mesure précis, la modulation de fréquence suit la loi de sa bande passante et N_T/P se met sous la forme

$$\frac{N_T}{P} = \frac{R_w/2P}{\left(\frac{\omega_0 R_w}{2PQ}\right)^2 + 4 Q^2 \left(\frac{f_m}{f_0}\right)^2} \quad (119)$$

Nous avons comparé, tableau 2, les valeurs expérimentales observées aux valeurs théoriques calculées à partir des relations (116), (117) et (118)

	: Af	: $\frac{N_T}{P} \frac{\text{db}}{\text{Hz}}$	* : $\frac{N_T}{P} \frac{\text{db}}{\text{Hz}}$	* : $\frac{N_T}{P} \frac{\text{db}}{\text{Hz}}$: $\frac{N_T}{P} \frac{\text{db}}{\text{Hz}}$: $\frac{N_T}{P} \frac{\text{db}}{\text{Hz}}$: $\frac{N_T}{P} \frac{\text{db}}{\text{Hz}}$
	: à 3db	: 10 kHz	: 100 kHz	: 5 MHz	: 10 MHz	: 100 MHz	
Valeurs expérimentées	: 2 kHz	: - 68	: - 88	: - 134	: - 137	: - 151	
Valeurs théoriques	: 20 Hz	: - 76,5	: - 96,5	: - 131	: -136,5	: - 154	
* Mesures à l'analyseur de spectre HP							

L'accord obtenu est satisfaisant et la loi de variation en fonction de la fréquence de mesure est sensiblement respectée.

On constate, cependant, qu'aux fréquences faibles, $f_m \leq 1$ MHz, le bruit observé est plus élevé que le bruit théorique.

Cette différence pourrait vraisemblablement être interprétée en tenant compte de la modulation due au bruit basse et moyenne fréquence, engendré dans la diode, négligé dans le calcul théorique. Il n'est, en effet, pas possible d'éliminer complètement le bruit B.F. à cause de la résistance thermique de la diode.

III.4.3. Comparaison avec les autres oscillateurs

Il est intéressant de comparer les résultats expérimentaux obtenus pour les diodes A.T.T. à ceux que l'on peut déterminer pour des oscillateurs fonctionnant dans la même bande de fréquence sur des principes différents. (78-84). Les mesures de bruit sont en effet importantes si l'on veut étudier les applications industrielles de tels oscillateurs. Dans le même domaine de fréquence et de puissance, deux types d'oscillateurs sont souvent utilisés : les klystrons et les échantillons gunn, et ce sont ces deux types d'oscillateurs que nous avons étudiés comparativement. Nous donnons, fig. 49, une comparaison des meilleurs spectres, loin de la porteuse, de ces oscillateurs avec ceux des oscillateurs A.T.T.

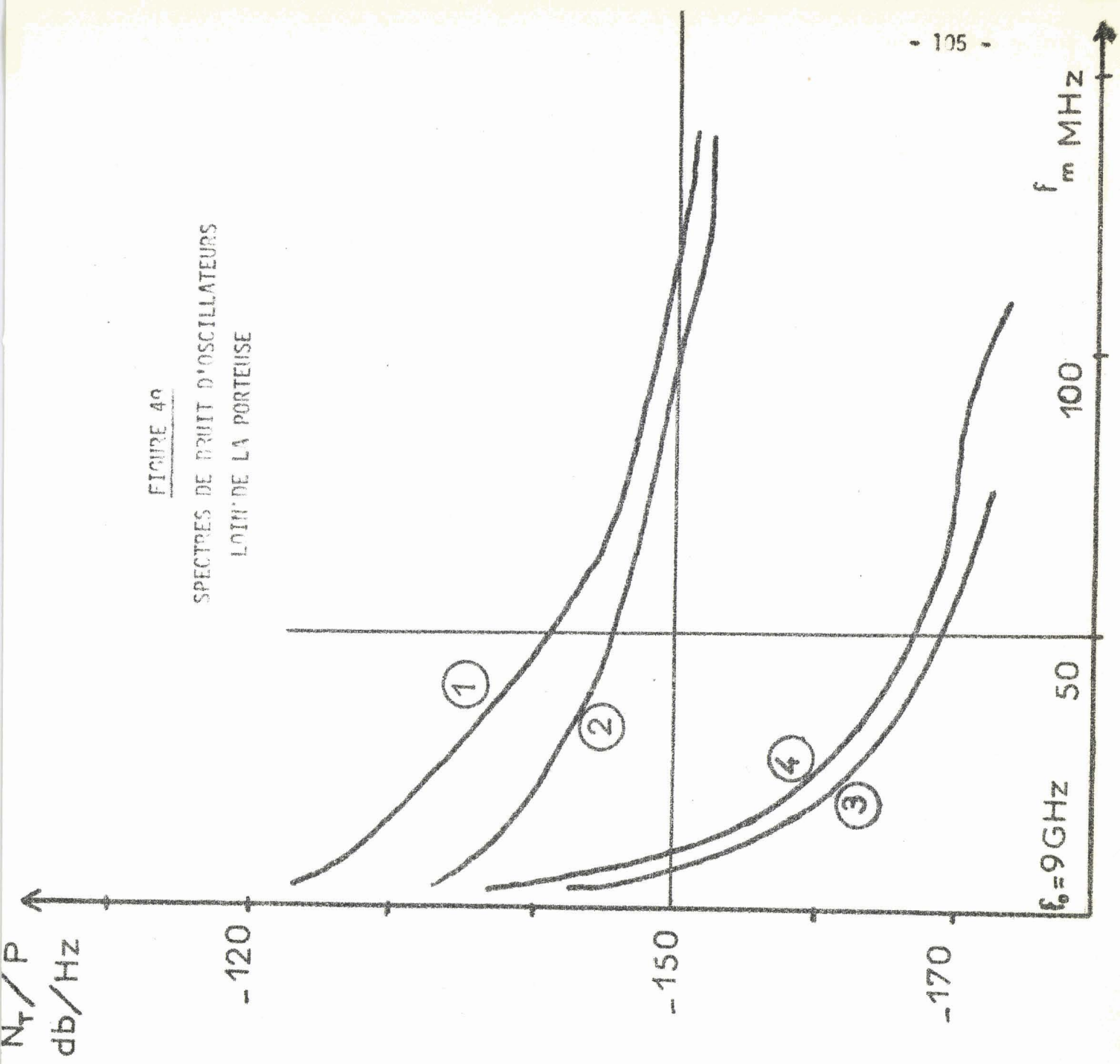
La figure (50) montre les spectres complets, pour $f_m \gg$, d'un klystron 2 K 25 et de deux échantillons gunn^{**}. A fréquences f_m plus faibles, on obtient la figure (51), représentant les meilleurs spectres dans cette gamme de fréquence des différents types d'oscillateurs.

Il est assez clair, sur ces figures, que les oscillateurs A.T.T. étudiés produisent un bruit plus intense en général que celui engendré dans un klystron ou un échantillon gunn. Ceci est vrai dans tout le spectre, sauf pour des fréquences très voisines de la porteuse où le bruit des oscillateurs A.T.T. devient comparable.

Dans la gamme courante d'utilisation, les oscillateurs A.T.T. sont donc assez bruyants par rapport aux autres oscillateurs. Remarquons, toutefois, que les valeurs expérimentales et calculées du bruit d'un oscillateur A.T.T. ne doivent

^{**} Ces échantillons nous ont été fournis par la Radiotechnique et nous en remercions vivement Monsieur Drougard.

FIGURE 40
SPECTRES DE BRUIT D'OSCILLATEURS
LOIN DE LA PORTEUSE



diodes

① M2

② UDS

échantillon gunn

③ RTC 362

klystron

④ 2K25



FIGURE 50

SPECTRES D'UN KLYSTRON ET D'ECHANTILLONS
PRELÈVÉS LOIN DE LA PORTEUSE

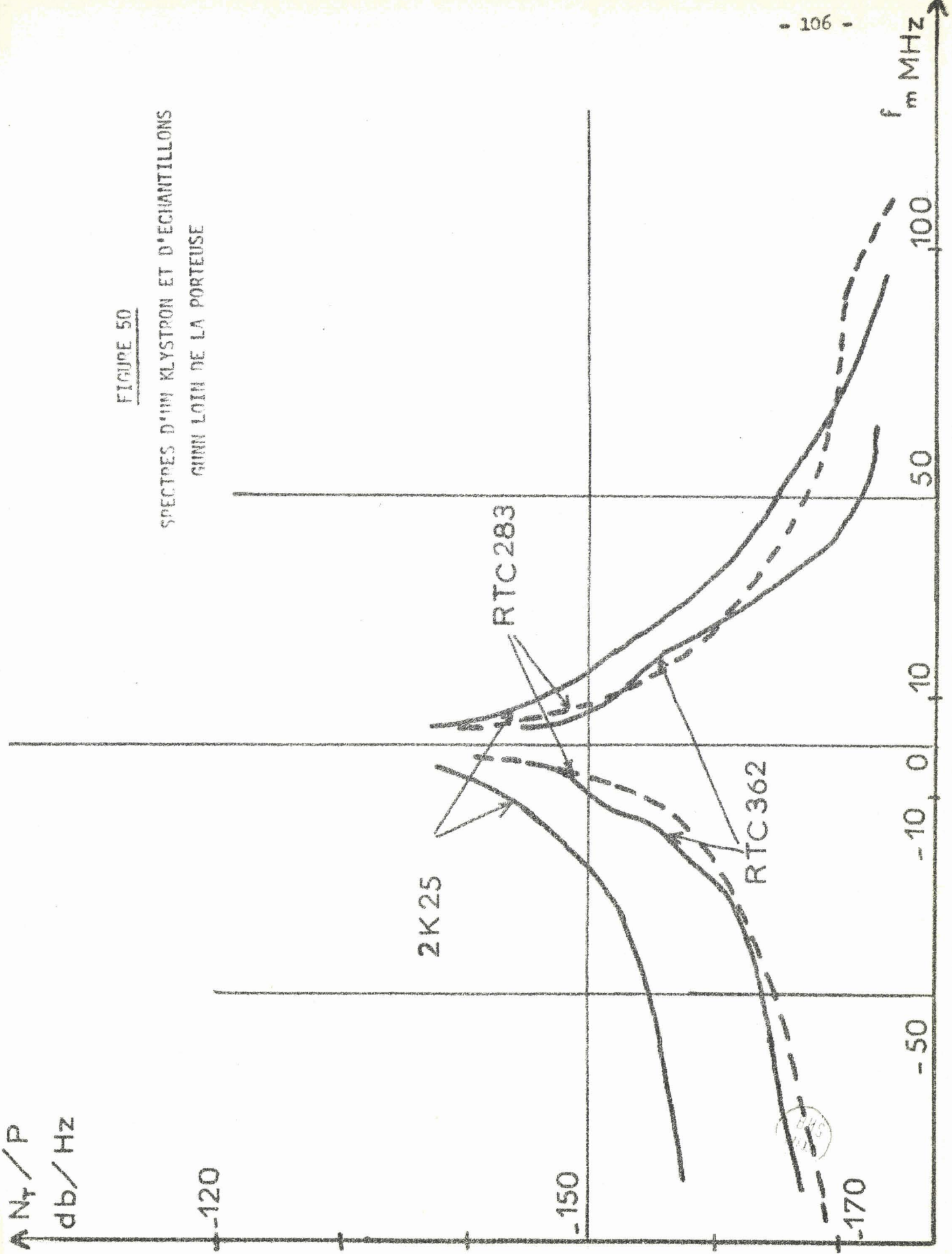
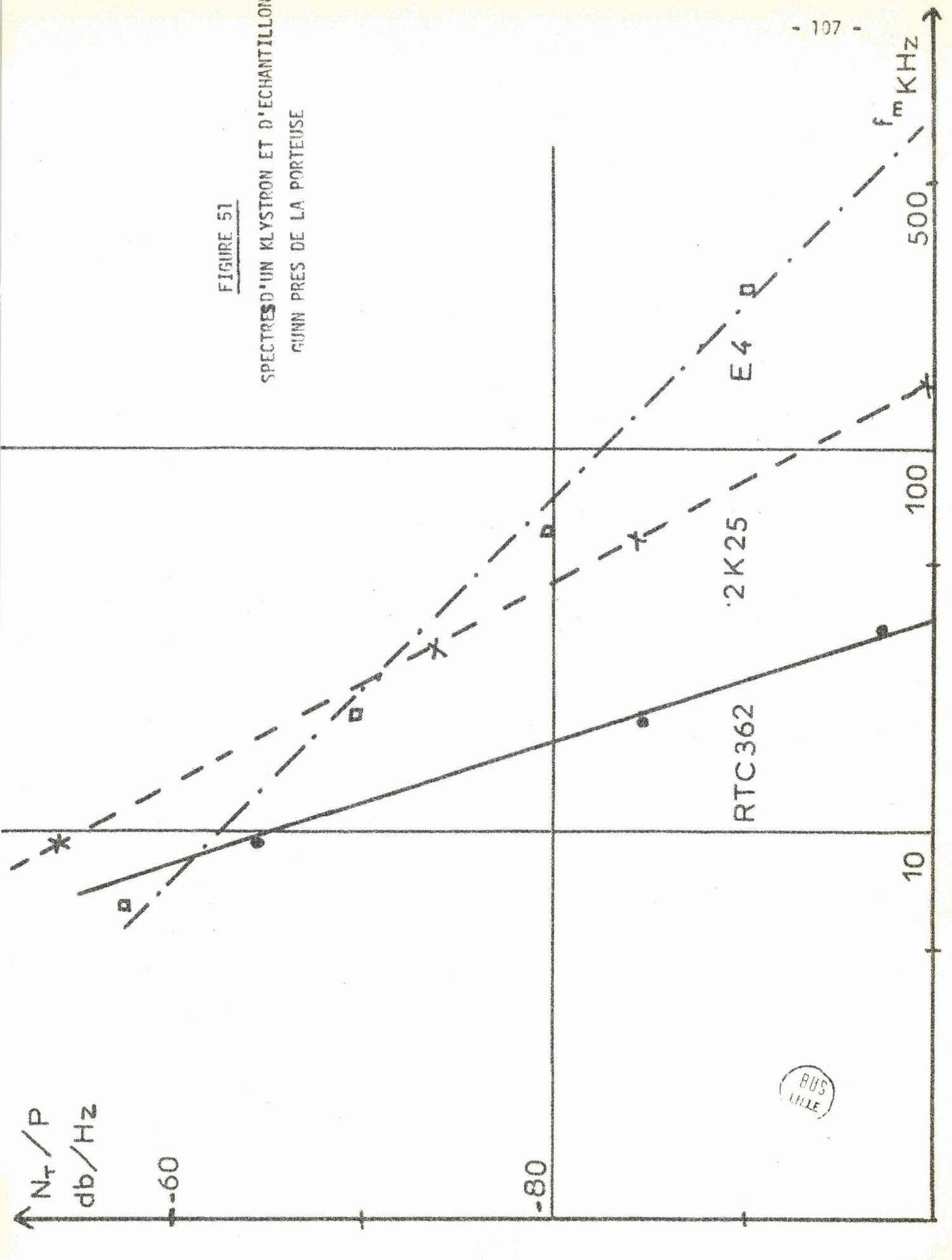


FIGURE 51

SPECTRES D'UN KLYSTRON ET D'ECHANTILLON
GUNN PRES DE LA PORTEUSE



pas être interprétées comme des valeurs limites.

En effet, il est possible de diminuer le rapport N_T/P dans de larges proportions; par exemple en augmentant le coefficient de qualité de la monture (mais celui-ci est souvent limité par la résistance série de la diode et d'autre- part par les dimensions nécessairement faibles des montures hyperfréquences utilisées) ou la puissance de l'oscillateur, mais on est ici gêné par la limite de dissipation thermique.

A coefficient de qualité égal, on ne peut obtenir avec un oscillateur A.T.T. des performances de bruit, loin de la porteuse, comparables à celles d'un échantillon gunn[¶]. Nous allons voir qu'il est possible d'améliorer le spectre par des moyens extérieurs à l'oscillateur lui-même, notamment en synchronisant les oscillateurs A.T.T.

III.5. ETUDE DE LA SYNCHRONISATION

C'est un des moyens les plus courants pour tenter d'améliorer le spectre des oscillateurs et nous allons voir dans quelle mesure cette méthode donne satisfaction avec les oscillateurs A.T.T. (73, 74).

La synchronisation peut s'effectuer de deux façons : soit à l'aide d'une cavité différente de celle où est placée la diode, soit en injectant sur le semi-conducteur en avalanche, à l'aide d'un oscillateur auxiliaire, une puissance hyperfréquence très inférieure à celle produite par l'oscillateur.

Avec de telles méthodes, nous espérons obtenir des résultats voisins de ceux des autres oscillateurs.

III.5.1. Synchronisation par cavité auxiliaire

III.5.1.1. Principe

Il y a deux principales sortes de cavités résonnantes : les cavités en absorption et les cavités en transmission. Ces deux types de cavités peuvent être utilisés séparément, ou ensemble, car nous allons voir qu'elles ont

[¶] La différence est de l'ordre de 15 db en faveur des échantillons gunn.

des effets complémentaires.

Il paraît, en effet, assez clair que ces deux sortes de synchronisation vont avoir des résultats différents, sachant que les courbes de réponse en impédance de ces deux cavités ont des allures opposées (fig. 52).

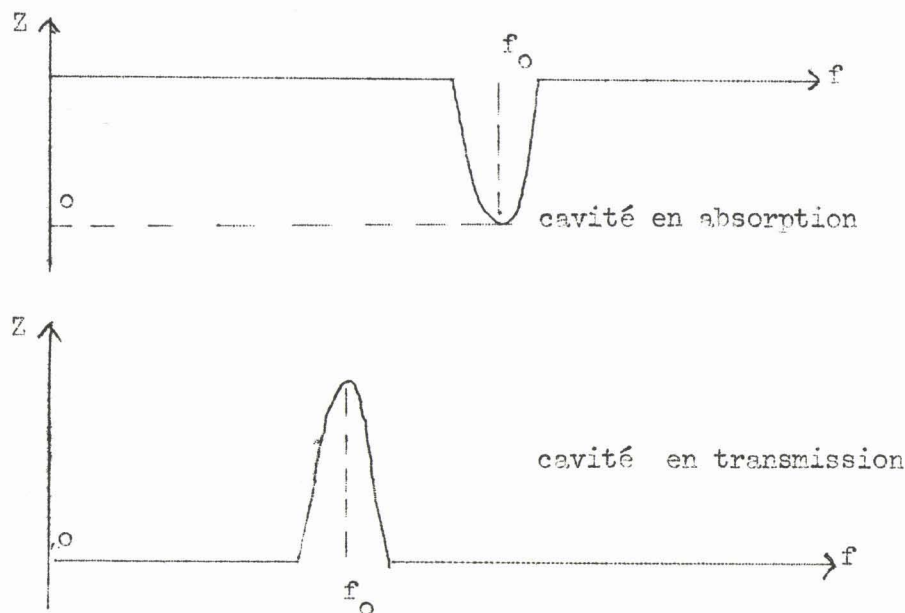


Figure 52

III.5.1.1.1. Cavité en absorption

Cette méthode peut paraître paradoxale, au premier abord, car à la fréquence de résonance de la cavité, l'impédance présentée par celle-ci est voisine de zéro, donc court-circuite le champ hyperfréquence.

Cependant, il ne faut pas oublier que c'est un fonctionnement dynamique et donc c'est la pente de la caractéristique en impédance qui est intéressante. Or, si la cavité a un coefficient de qualité Q élevée ($\neq 3000$), cette pente est très élevée au voisinage de la résonance, d'où l'explication de la synchronisation d'un oscillateur A.T.T. sur les flancs de la courbe d'impédance de la cavité et non juste sur la fréquence centrale de résonance, (figure 53), où l'absorption est trop importante.

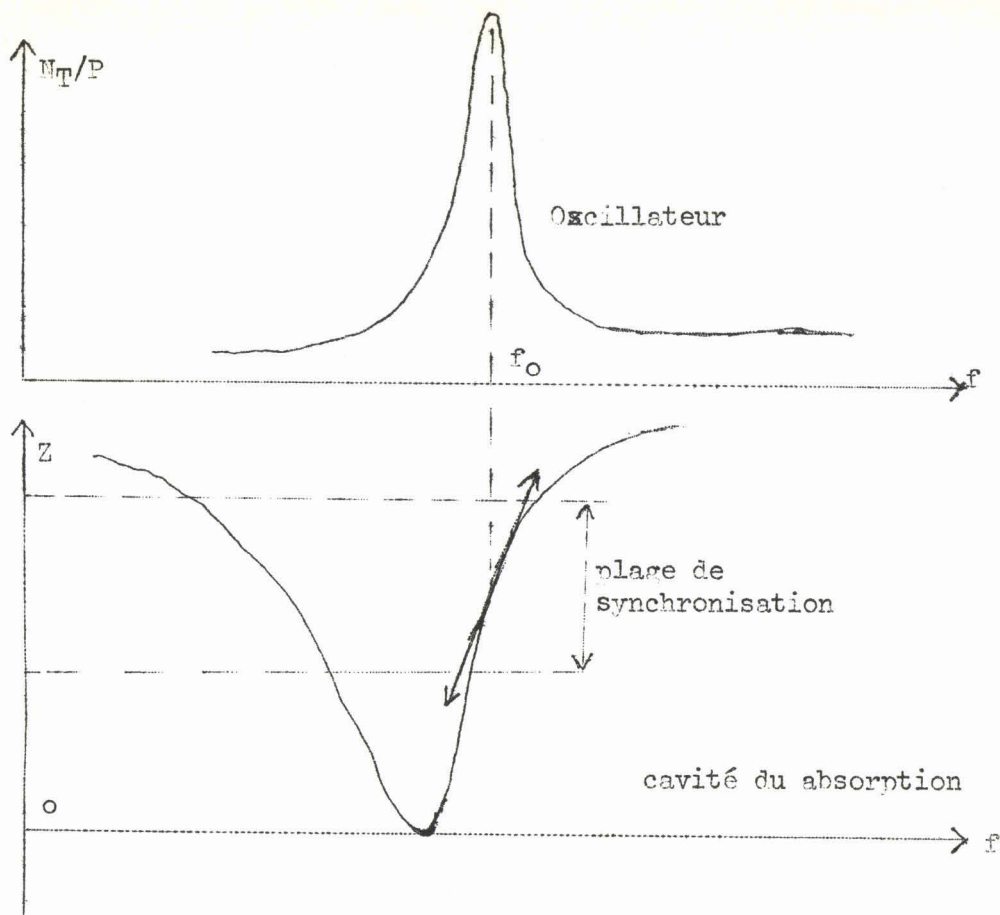


Figure 53

La synchronisation est donc possible, et ceci efficacement au voisinage de la porteuse, en couplant plus ou moins le circuit de l'oscillateur à une cavité en absorption placée, si possible, à un nombre entier de demi-longueurs d'onde du plan équivalent de l'oscillateur.

On peut donc, dans une plage relativement étroite, accorder la fréquence de l'oscillateur avec une grande précision, donnée par la cavité stabilisatrice. Remarquons qu'il ne sera possible d'améliorer le spectre, par ce procédé, que pour $f_m \ll f_0/Q$. En effet, lorsque f_m est plus grand, l'impédance présentée par la cavité ne varie plus.

III.5.1.1.2. Cavité en transmission

On peut penser également réduire le bruit d'un oscillateur A.T.T. à l'aide d'une cavité en transmission, car il est clair que tout spectre imparfait peut être amélioré par passage dans un filtre à bande

suffisamment étroite. Le mécanisme est beaucoup plus simple que dans le cas précédent, car ici on réalise simplement un filtrage passif du spectre de l'oscillateur, alors que précédemment on intervenait activement sur les caractéristiques de l'oscillation et il y avait interaction.

Par opposition au cas précédent, nous voyons que l'amélioration sera surtout sensible loin de la fréquence porteuse car, si le spectre est déjà relativement étroit (2 kHz), le coefficient de qualité de la cavité sera insuffisant pour l'améliorer au voisinage de la porteuse. Par contre, loin de la porteuse, la cavité a une impédance nulle et court-circuite les composantes de bruit (figure 54).

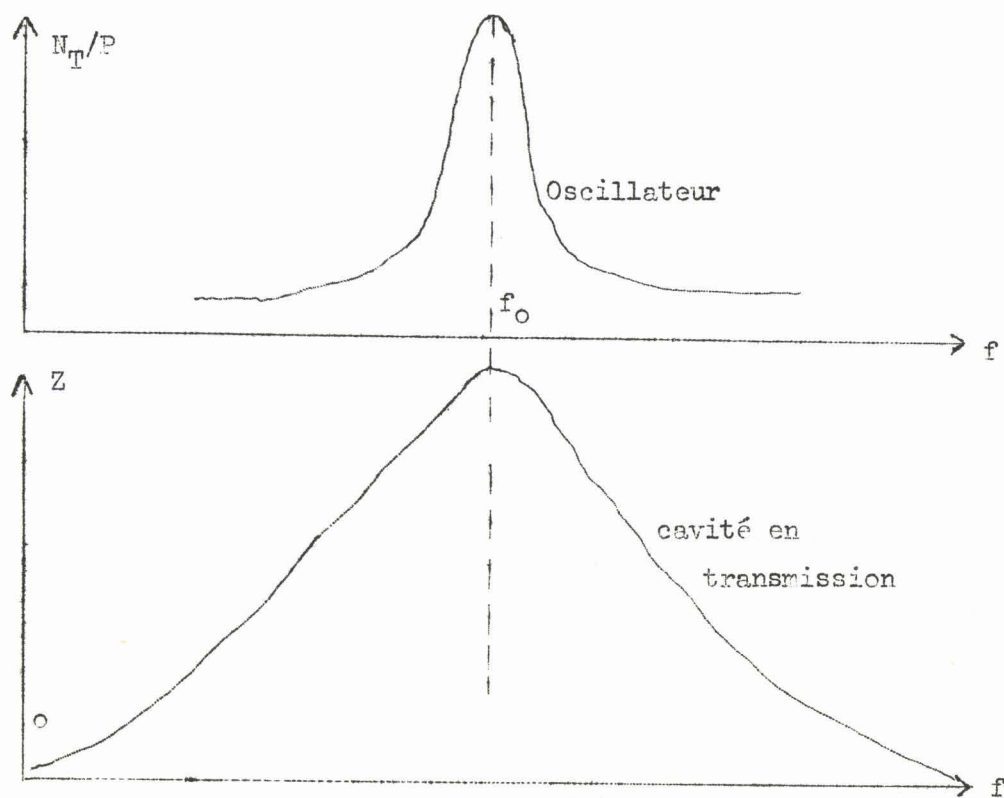


Figure 54

Cependant, si le spectre de départ est mauvais, celui-ci sera amélioré par la cavité suivant le coefficient de qualité de celle-ci. Cette méthode augmente la stabilité à long terme du système, dans la mesure où la cavité additionnelle est plus stable que celle du résonateur interne original.

III.5.1.2. Résultats expérimentaux

III.5.1.2.1. Cavité en absorption

Comme cavité stabilisatrice, nous avons utilisé un ondemètre à absorption Philips, de type classique ($Q \neq 3000$), à la sortie de l'oscillateur A.T.T.. Les résultats obtenus sont donnés figure (55), pour $f_m \gg 1$ MHz, et figure (56), pour $f_m \ll 1$ MHz.

Nous voyons qu'il y a une amélioration très nette, de l'ordre de 10 db pour les fréquences f_m peu éloignées de la porteuse. Au contraire, loin de la porteuse, il y a une légère dégradation due, sans doute, aux pertes introduites par le guide contenant la cavité. Des résultats sont résumés, fig. 57, où nous avons représenté, en fonction de la fréquence f_m , variant de 10 kHz à 10 MHz, la variation en db du bruit de modulation provoquée par la synchronisation. Nous donnons, fig. 58, différentes photos de spectres avec et sans cavité stabilisatrice.

En conclusion, il est possible, à l'aide d'une cavité en absorption, d'améliorer le spectre d'un oscillateur A.T.T. au voisinage de la porteuse.

III.5.1.2.2. Cavité en transmission

Nous utilisons ici deux cavités en transmission :

- l'une, de coefficient de qualité $Q = 3000$ et de pertes d'insertion élevées.
- l'autre, de coefficient de qualité plus faible, $Q \neq 1000$, et de pertes d'insertion de l'ordre de 3 db.

Nous avons tracé, fig. 59, successivement le spectre obtenu sans cavité, avec cavité en transmission de coefficient de qualité Q élevé, puis avec cavité de Q faible, pour des fréquences f_m loin de la porteuse.

On constate que, pour $f_m \gg 10$ MHz, l'amélioration est très sensible et peut atteindre 20 db.

FIGURE 55
SPECTRE D'UN OSCILLATEUR A.T.T.
SYNCHRONISE PAR CAVITE EN ADSORPTION
LOIN DE LA RESETEUSE POUR LA DIODE M2

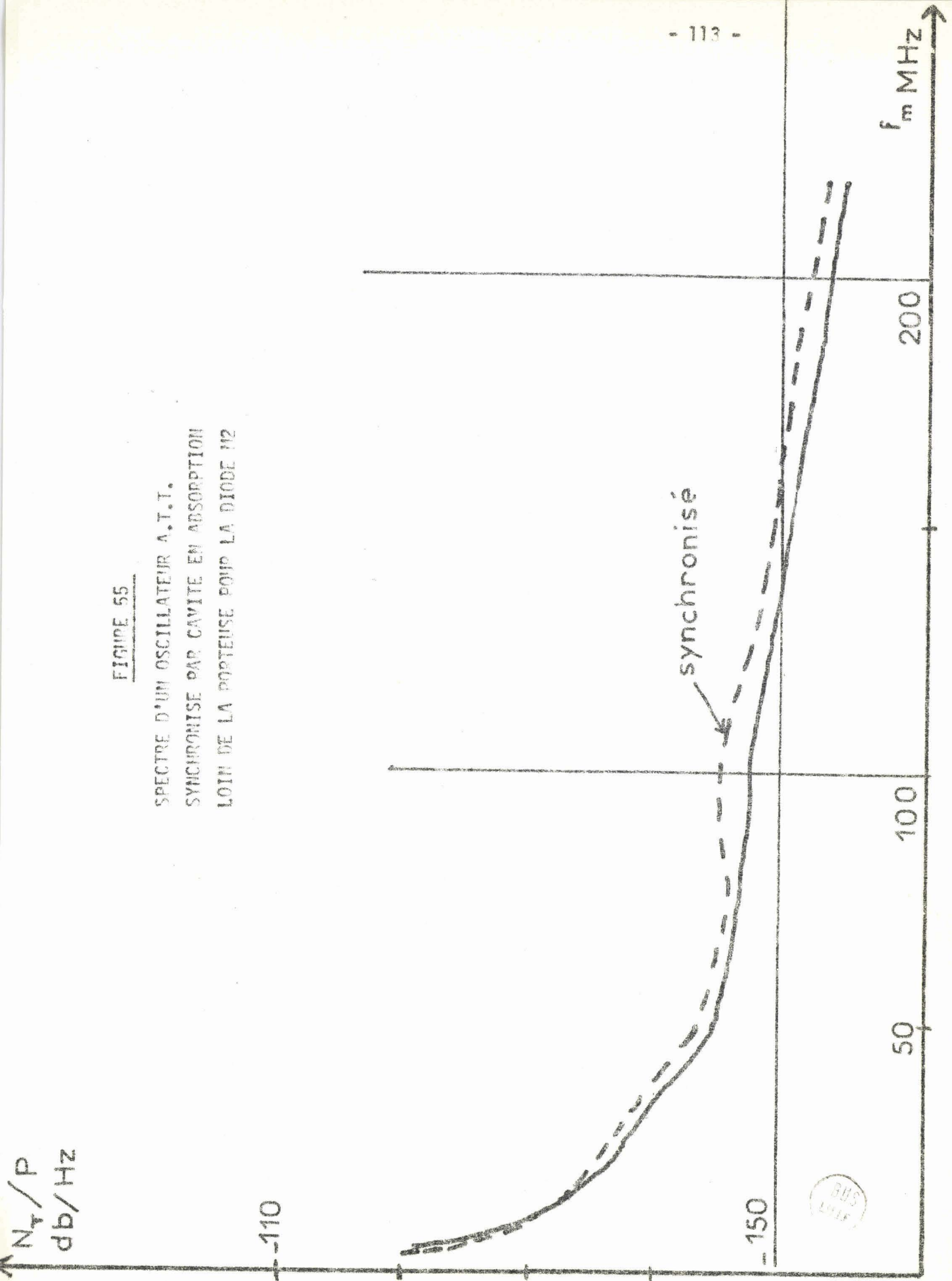
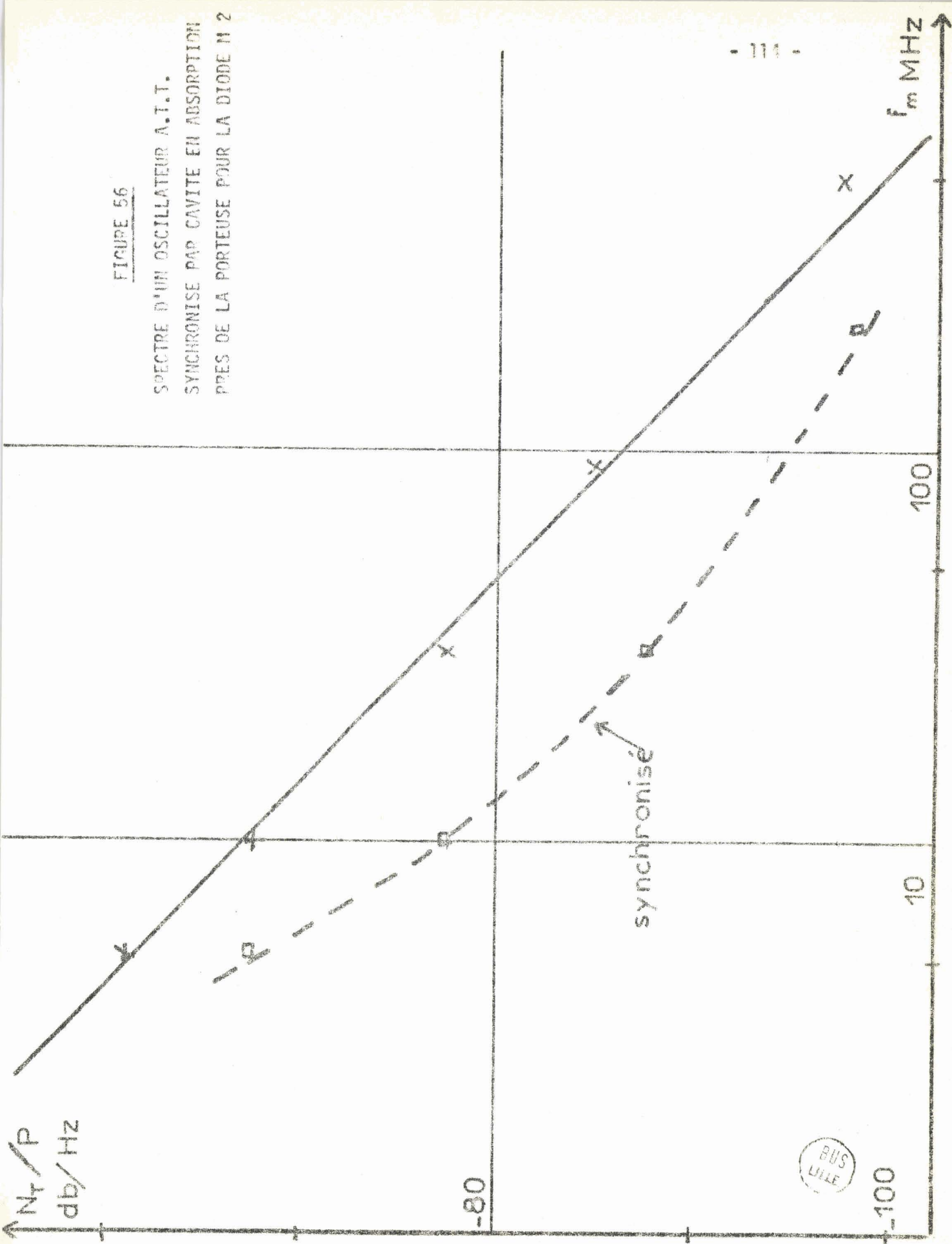


FIGURE 56

SPECTRE D'UN OSCILLATEUR A.T.T.
SYNCHRONISÉ PAR CAVITÉ EN ABSORPTION
PRES DE LA PORTEUSE POUR LA DIODE N 2



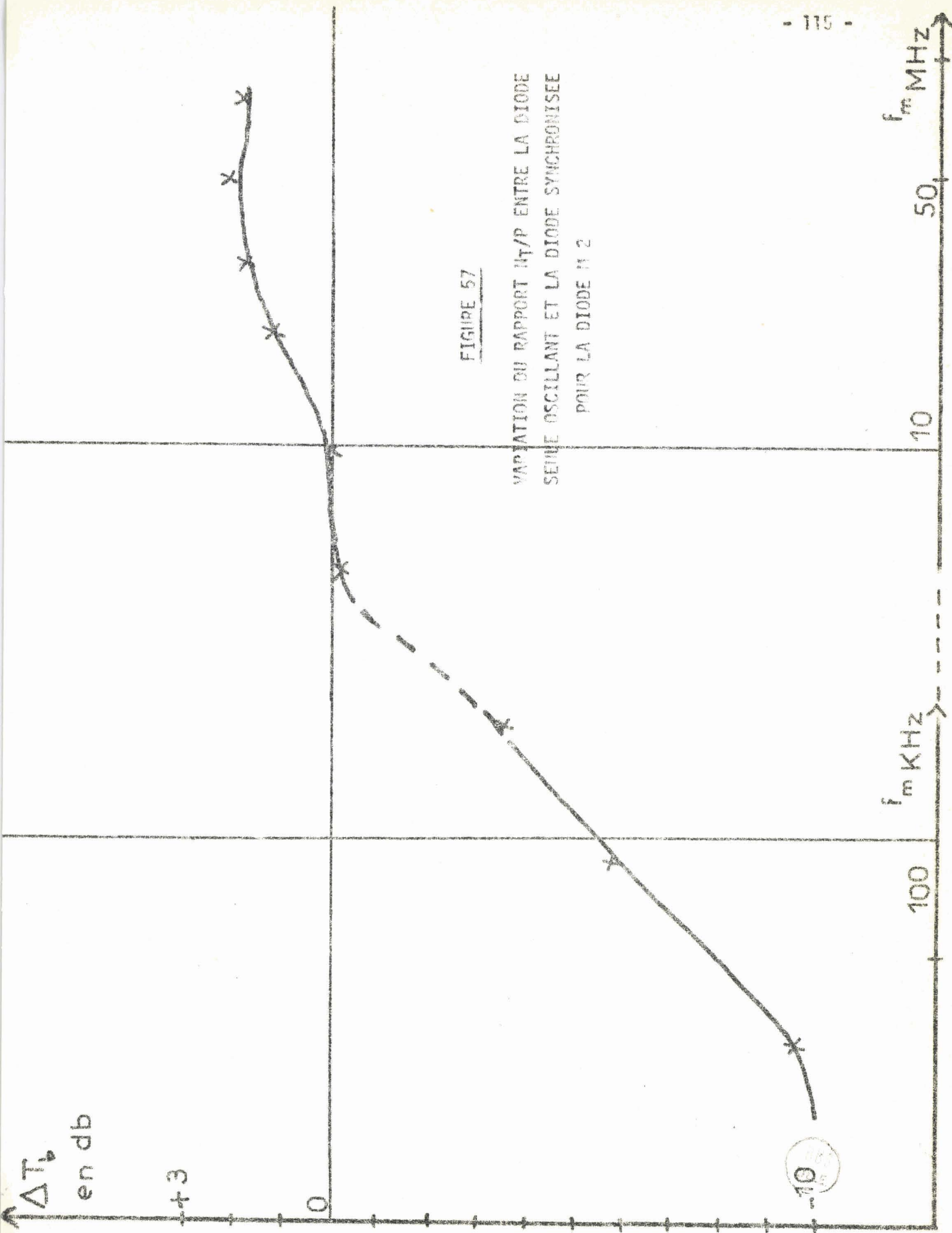
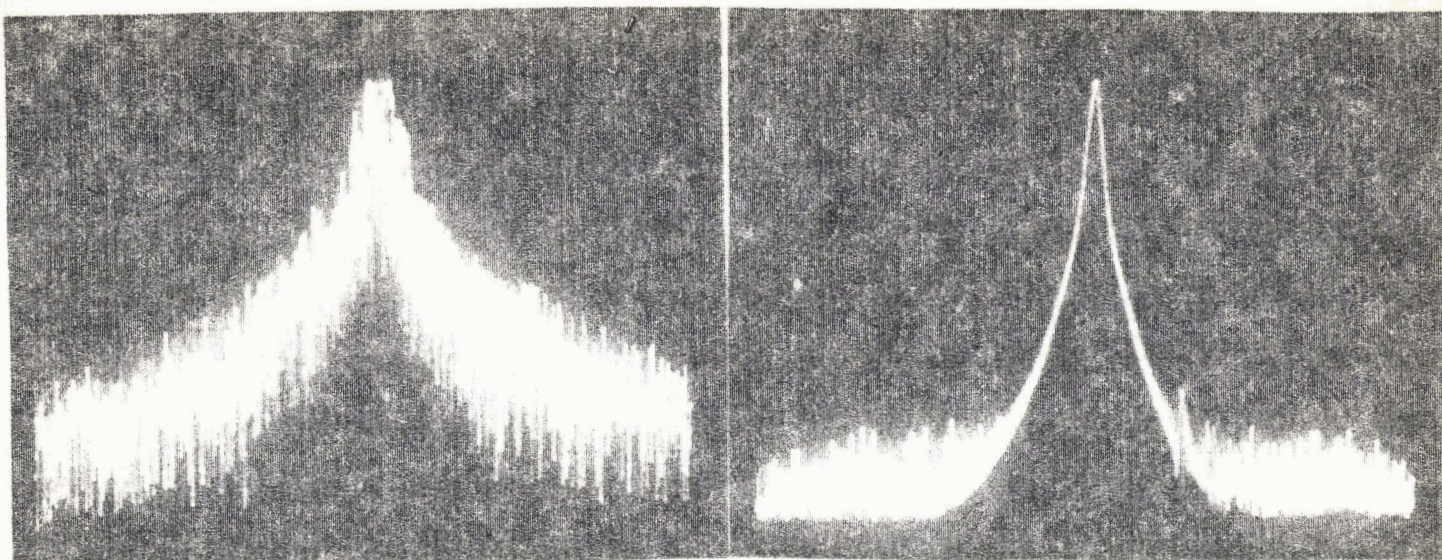


FIGURE 57

VARIATION DU RAPPORT I/P ENTRE LA DIODE
SEULE OSCILLANT ET LA DIODE SYNCHRONISEE
POUR LA DIODE N° 2

10



diode M 2

 $P = 1 \text{ mW}$

gain 60 db

OSCILLATEUR

SEUL

FIGURE 58

SPECTRES A L'ANALYSEUR

balayage 100 khz/cm

bande 10 khz/cm

 $f_0 = 8700 \text{ Mhz}$

SYNCHRONISÉ

diode HA4

 $P = 5 \text{ mW}$

gain IF 53 db

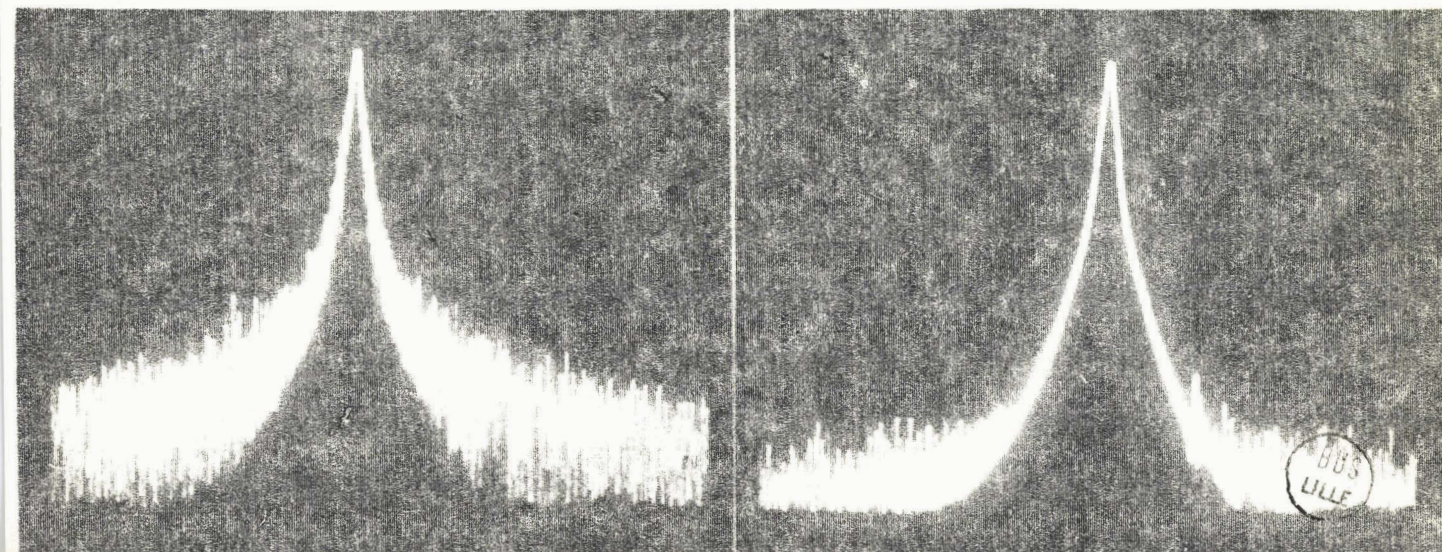
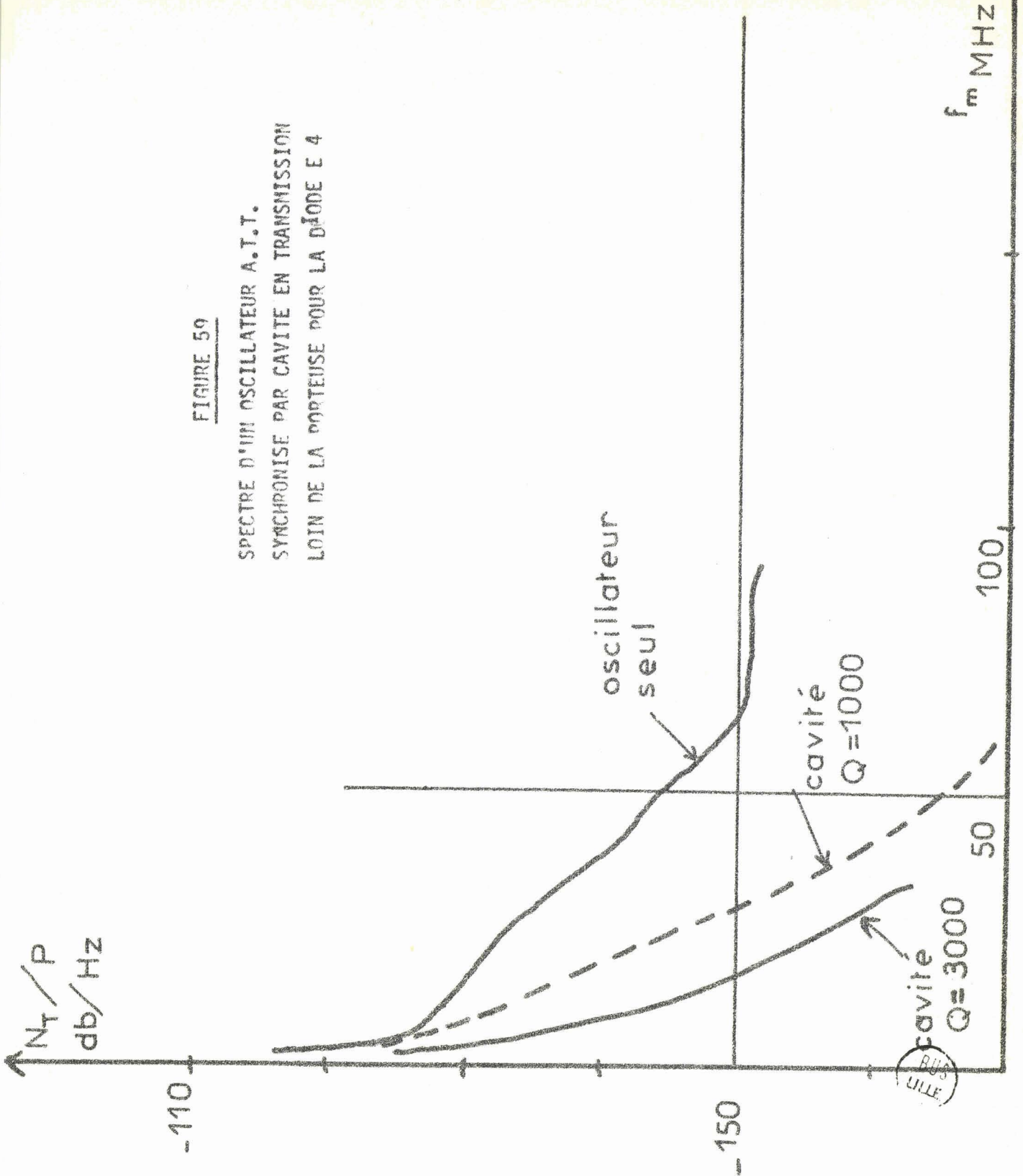


FIGURE 59

SPECTRE D'UN OSCILLATEUR A.T.T.
SYNCHRONISE PAR CAVITE EN TRANSMISSION
LOIN DE LA PORTEUSE POUR LA DIODE E 4



Nous n'avons évidemment observé aucune amélioration au voisinage de la porteuse; le spectre obtenu est inchangé.

III.5.1.2.3. Synchronisation à deux cavités

Pour obtenir le spectre idéal, il est logique, d'après ce qui précède, d'associer la synchronisation par cavité en absorption, qui améliore le spectre au voisinage de la porteuse, au filtrage par cavité en transmission, qui améliore le spectre loin de la porteuse. C'est ce qu'on ne peut réaliser en plaçant, à la sortie de l'oscillateur, d'abord la cavité absorbante puis un isolateur et la cavité en transmission. Ceci montre bien que les problèmes de construction mécanique, qui empêchent souvent d'atteindre de grandes valeurs de coefficients de qualité dans le résonateur de base, peuvent être résolus en utilisant un ou plusieurs résonateurs auxiliaires, de coefficients de qualité importants.

III.5.2. Synchronisation par un oscillateur auxiliaire

III.5.2.1. Principe de la manipulation**

La manipulation à réaliser est assez voisine de celle que nous avons décrite au paragraphe III.1. (figure 32).

Il y a, cependant, une différence fondamentale :

La diode oscille dès le départ et la puissance de l'oscillateur auxiliaire de synchronisation est très inférieure à la puissance de l'oscillateur A.T.T., (25 db en dessous, du point de vue puissance).

III.5.2.2. Résultats obtenus

L'oscillateur auxiliaire est un klystron stabilisé en fréquence avec une précision de 10^{-5} . Cette stabilisation nous a permis l'obser-

** Nous n'entrons pas dans le détail de l'explication théorique du phénomène; celle-ci fait l'objet de nombreux travaux ⁽⁸⁵⁾(86), dont les résultats sont trop complexes pour être abordés dans le cadre de notre thèse.

vation particulièrement commode des spectres au voisinage de la porteuse. Les résultats généraux obtenus sont représentés fig. 60. Nous donnons, près de la porteuse, le spectre obtenu avec et sans synchronisation, fig. 61. On voit que l'amélioration est de l'ordre de 20 db.

Il faut cependant signaler que le bruit de modulation avant synchronisation était relativement important et on peut penser que l'amélioration doit être moins grande lorsque le spectre de départ est meilleur.

Loin de la porteuse, on constate une légère augmentation du bruit vraisemblablement due au bruit ajouté par le klystron loin de sa fréquence d'oscillation; la synchronisation ne se faisant plus sentir si loin de la fréquence centrale.

III.5.3. Conclusion

Nous avons donc vu, dans cette partie, qu'il était possible d'améliorer considérablement le spectre des oscillateurs A.T.T. de manière à le rendre comparable à celui des oscillateurs classiques de la bande X. (klystron et échantillon gunn).

La synchronisation par cavité est cependant nettement préférable à celle réalisée par oscillateur extérieur car elle est beaucoup plus fiable, moins encombrante et plus facile.

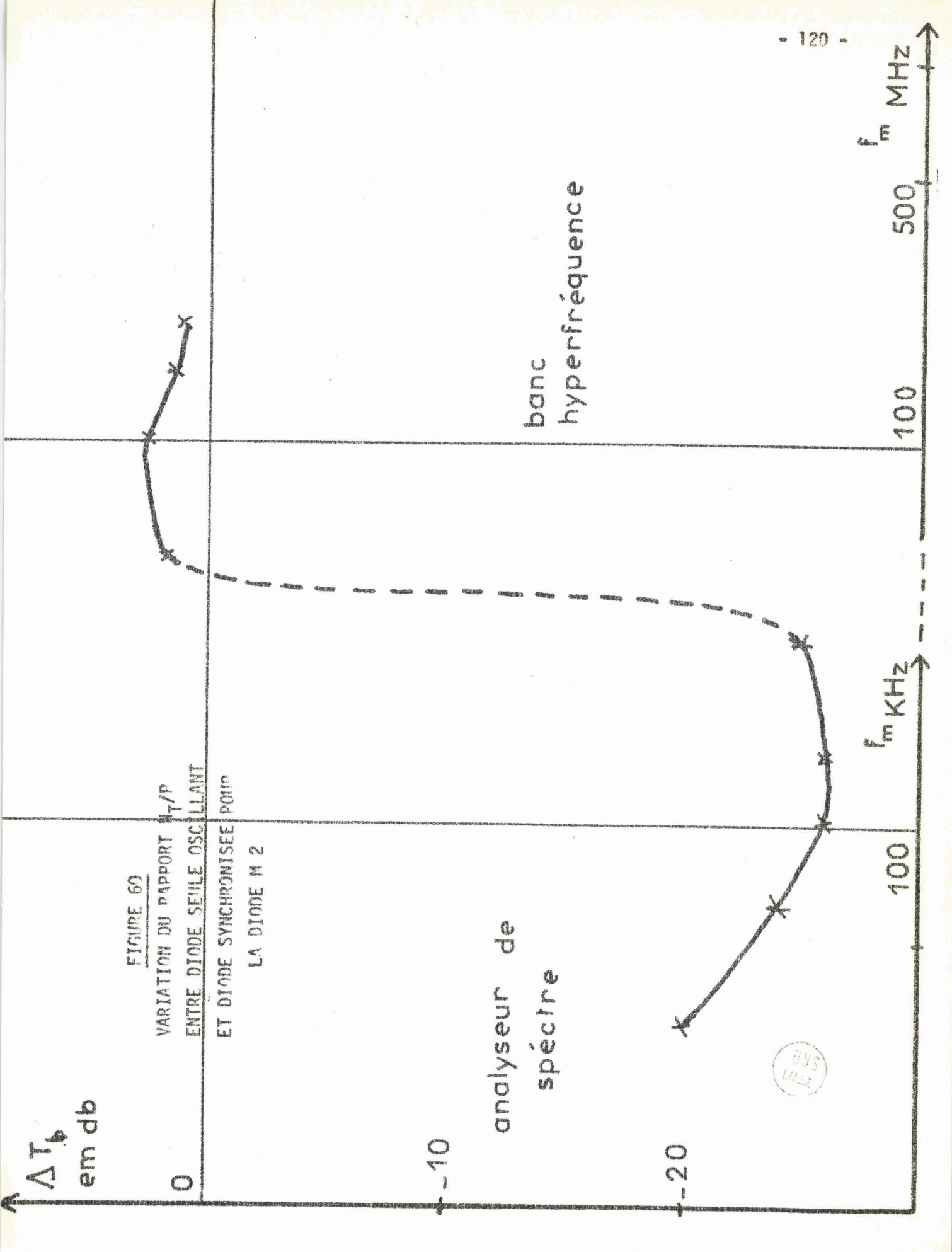


FIGURE 60
VARIATION DU RAPPORT T_1/P
ENTRE DIODE SEULE OSCILLANT
ET DIODE SYNCHRONISEE POIN
LA DIODE M 2

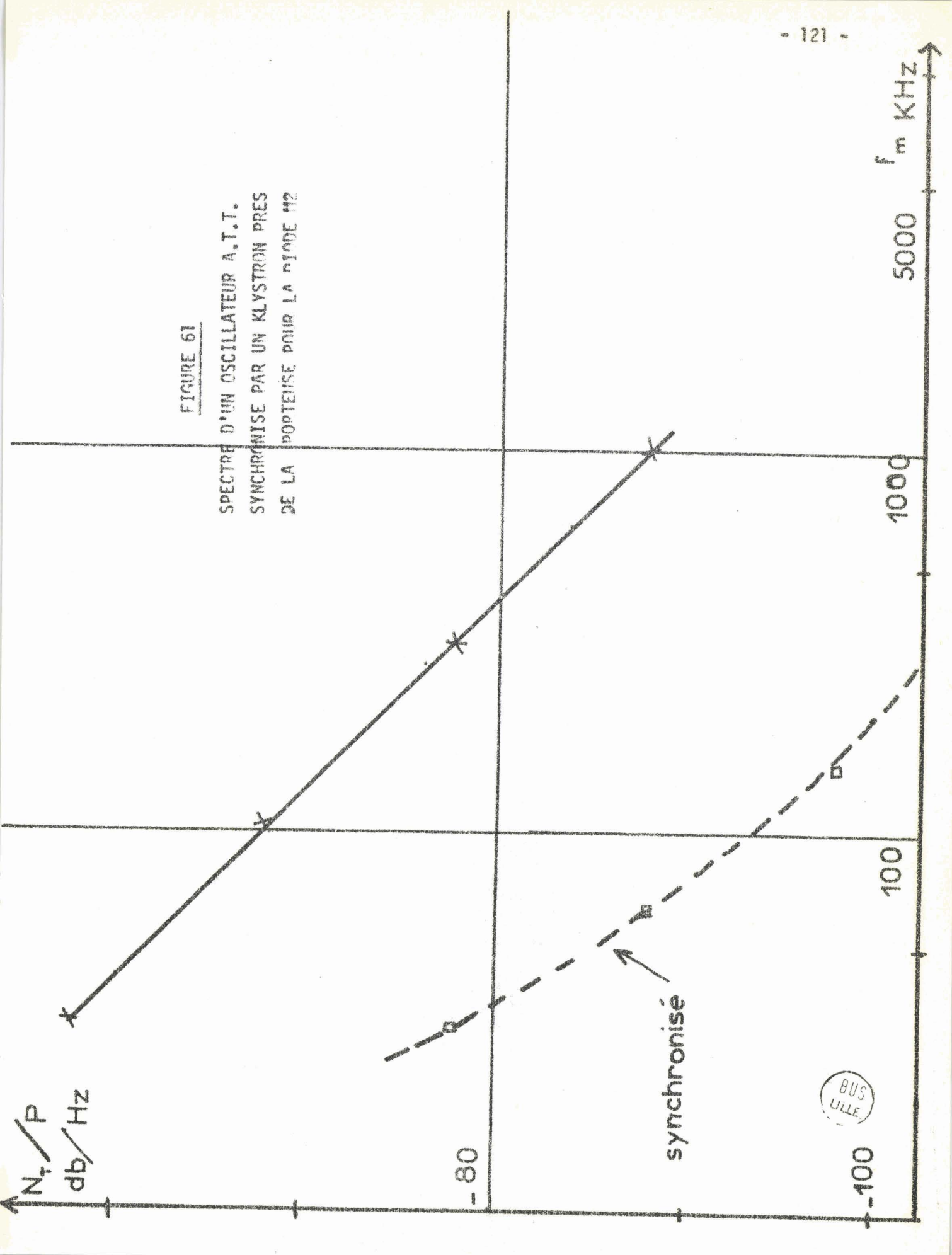
analyseur de spectre

banc hyperfréquence



FIGURE 61

SPECTRE D'UN OSCILLATEUR A.T.T.
SYNCHRONISE PAR UN KLYSTRON PRES
DE LA PORTEUSE POUR LA MODE H2



C O N C L U S I O N

Le travail présenté ici constitue une étude systématique aussi complète que possible du bruit présenté dans une jonction semi-conductrice en avalanche au silicium.

Après avoir effectué la synthèse des théories existantes sur le bruit d'avalanche, nous avons montré qu'il était possible d'expliquer l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus en régime linéaire dans tout le spectre hertzien (1 kHz - 35 GHz).

Dans ces conditions, nous avons calculé les performances de bruit d'un oscillateur à avalanche et comparé les valeurs théoriques aux résultats expérimentaux.

Le bon accord observé indique que les nombreuses hypothèses simplificatrices nécessaires pour mener à terme l'ensemble des calculs sont justifiées.

Ainsi, nous avons abouti à des conclusions qui nous semblent intéressantes:

D'une part, à partir de l'étude expérimentale du bruit d'avalanche, nous avons pu calculer les grandeurs caractéristiques de l'ionisation par choc dans un semi-conducteur et en particulier τ_x , l'intervalle de temps moyen entre ionisations.

D'autre part, l'étude de la synchronisation montre qu'il est possible d'améliorer considérablement le spectre d'un oscillateur A.T.T. et de le rendre concurrentiel, quelle que soit l'application envisagée, par rapport aux oscillateurs déjà commercialisés.

Ce travail ne constitue qu'une première étape. En effet, il porte essentiellement sur les jonctions semi-conductrices au silicium et nous nous proposons d'étudier, dans un proche avenir, dans quelle mesure d'autres matériaux (germanium, arseniure de gallium) ou d'autres structures (barrières métal-semi-conducteur) permettraient une diminution du bruit d'avalanche.

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

- (1) W. SHOCKLEY, B.S.T.J., 33, p. 799-826, 1954
- (2) W.T. READ, B.S.T.J., 37, p. 401-446, 1958
- (3) C.A. LEE, R.L. BALDORF, W. WIEGAND et G. KAMINSKY, App. Phys. Lett., 6, n. 89-91, 1965
- (4) A.S. TAGER, Thèse Doctorat Moscou, 1962
- (5) P.L. JOHNSTON, F.C. DE LOACH et B.F. COHEN, B.S.T.J., 44, n. 369-372, 1965
- (6) F.A. BRAUD, V.J. HIGGINS, J.J. BARANOWSKI et M.A. DRUESHE, PIEEE, 53, p 1276-1277, 1965
- (7) C.A. BURBUS, PIEEE, 53, p1256-1257, 1965
- (8) A. HAUTDUCOEUR, communication Soc. de Phys, décembre 1965
- (9) C.B. SWALL, PIEEE, 55, p1617, 1967
- (10) C.B. SWAN, T. MISAWA et C.E. BRICKER, PIEEE, 55, p1747-1748, 1967
- (11) H.J. PRAGER, K.K.M. CHANG et S. WEISBERG, PIEEE, 55, p586-597, 1967
- (12) L.S. BOWMAN et C.A. BURBUS, IEEE Trans. El. Devices, ED 14, 8, p411-418, 1967
- (13) E. CONSTANT, R. GABILLARD, A. HAUTDUCOEUR, A. CHADELAS, C.R. Acad. Sc. Paris, 262, p16-18, 1966
- (14) E. CONSTANT, R. GABILLARD, J.M. THERRIOT et E. ALLAMANDO, C.R. Acad. Sc. Paris, 262, p661-666, 1966
- (15) E. CONSTANT, R. GABILLARD, E. ALLAMANDO et M. LEFEBVRE, C.R. Acad. Sc. Paris, 263, p13-15, 1966
- (16) J.M. THERRIOT, D.E.S. Electronique, Lille, Juin 1966

- (17) E. ALLAMANDO, Mémoire C.N.A.M. Electronique, Lille, Novembre 1966
- (18) B. BOITTEAUX, Thèse 3ème cycle Electronique, Lille, Octobre 1968
- (19) E. ALLAMANDO, Thèse 3ème cycle Electronique, Lille, Octobre 1968
- (20) A. HAUTDUCOEUR, Thèse 3ème cycle Electronique, Lille, Mai 1966
- (21) A. CHADELAS, E. CONSTANT et A. HAUTDUCOEUR, Onde Electrique, n. 733-734, Juillet - Aout 1968
- (22) A. CHADELAS, Mémoire C.N.A.M. Electronique, Lille, Février 1968
- (23) R.I. Mac INTYRE, IEEE Trans. El. Devices, ED 13, 1, p164-168, 1966
- (24) M.E. HINES, IEEE Trans. El. Devices, ED 13, 1, p152-163, 1966
- (25) R.H. HAITZ, J. Appl. Phys., 38, 7, p2035-2046, 1967
- (26) C. ZENER, Proc. Phys. Soc., 67, 12, p523-529, 1954
- (27) P.A. WOLFF, Phys. Rev., 95, 6, p1415-1420, 1954
- (28) W. SHOCKLEY, Sol. St. Electr, 2, p37-67, 1961
- (29) G.A. BARAFF, Phys. Rev., 128, 6, p2507-2517, 1962
- (30) E. CONSTANT, G. VAESKEN et G. MARTINACHE, Rapport IREL, Mars 1968
- (31) J. PAUQUET, Mémoire C.N.A.M. Electronique, Lille, Juillet 1968
- (32) K.G. Mac KAY, Phys. Rev., 94, 4, p877-884, 1954
- (33) S.L. MILLER, Phys. Rev., 99, 4, p1234-1244, 1955
- (34) E. CONSTANT et A. SEMICHON, Onde Electrique, p703-721, Juillet- Aout 1968
- (35) A.S. TAGER, Sov. Phys. Uspekhi, 9, 6, p392-412, 1967
- (36) A.G. CHYNOWETH, Phys. Rev., 100, 5, p1537-1540, 1958
- (37) A.G. CHYNOWETH, J.A.P., 31, 7, p1161-1165, 1960

- (38) R.A. LOGAN et A.G. CHYNOWETH, J.A.P., 33, 5, p1640-1654, 1962
- (39) R.A. LOGAN, A.G. CHYNOWETH et B.C. COHEN, Phys. Rev., 128, 6, p2518-2523, 1962
- (40) S.M. SZE et J.F. GIBBONS, Sol. St. Electr, 9, p831-845, 1966
- (41) C.Y. DUH et J.L. MOLL, IEEE Trans. Elect. Devices, ED 14, 1, p47-49, 1967
- (42) W. SHOCKLEY, BSTJ, 30, p990, 1951
- (43) A.C. PRIOR, J. Phys. Chem. Solids, 12, p275-280, 1960
- (44) C.B. NARRIS et J.F. GIBBONS, IEEE trans. Elect. Devices, ED 14, 1, p38-43, 1967
- (45) T. MISAWA, IEEE Trans. Elect. Devices, ED 13, 1, p137-142, 1966
- (46) T. MISAWA, IEEE, Trans. Elect. Devices, ED 14, 10, p580-584, 1967
- (47) M. GILDEN et M.E. HINES, IEEE Trans. Elect. Devices, ED 13, 1, p169-174, 1966
- (48) C. VAESKEN, D.E.A. Electronique, Lille, Juin 1967
- (49) P. CRIVET, bruit de fond
- (50) E. CONSTANT, B. KRAMER et L. RACZY, C.R. Acad. Sc. Paris, 265, p385-388, 1967
- (51) B. KRAMER, D.E.A. Electronique, Lille, Juin 1966
- (52) A.S. TACER, Sov. Phys. Sol. St. 6, 8, p1919-1925, 1965
- (53) H.K. GUMMEL et J.L. BLUE, IEEE Trans. Elect. Devices, ED 14, 9, p569-580, 1967
- (54) H.K. GUMMEL et D.L. SHARFETTER, BSTJ, 12, p1797-1827, 1966
- (55) F. WATTRELOT, Mémoire C.N.A.M., Electronique, Lille, (à paraître)
- (56) D.E. SUSANS, El. Lett., 3, 8, p354-355, 1967
- (57) D.E. SUSANS, El. Lett., 4, 4, p72-73, 1968
- (58) R.H. HAITZ, App. Phys. Lett., 9, 10, p381-383, 1966

- (59) A.G. CHYNOWETH et K.G. Mac KAY, Phys. Rev., 102, 2, p360-376, 1956
- (60) R.J. Mac INTYRE, JAP, 32, 6, p983-995, 1961
- (61) R.H. HAITZ, JAP, 35, 5, p1370-1376, 1964
- (62) R.H. HAITZ, El. Communicator, 2, 2, p1^o-19, 1967
- (63) M.E. HINES, I.S.S.C. Conf., p^o2-23, Fevrier 1966
- (64) W.A. EDSON, PIRE, 42, 8, p1454-1466, 1960
- (65) I.R. PIERCE, PIRE, 44, p601-608, Mai 1956
- (66) B.G. BOSCH et W.A. GAMBLING, J. Brit. IRE, 21, 6, p503-515, 1961
- (67) B.G. BOSCH et W.A. GAMBLING, PIEEE, p658-664, Septembre 1961
- (68) B.G. BOSCH et W.A. GAMBLING, J. Brit. IRE, p389-403, Novembre 1962
- (69) R. JULLERAT, Onde Electrique, 45, p101-106, Janvier 1965
- (70) W.P. COURT, El. Engineering, p208-209, Avril 1958
- (71) D.M. KITCHING, B.G. BOSCH et W.A. GAMBLING, PIEEE (GB), 115, 4, p472-485, 1968
- (72) W.A. GAMBLING et D.M. KITCHING, PIEEE (GB), 115, 5, p615-621, 1968
- (73) G.C. DALMAN, Microwave Journal, 11, 3, p32-34 et p146-149, 1968
- (74) Microwave Ass., Micronotes, 4, 6, Décembre 1966
- (75) R.L. JOHNSTON et J. JOSEPHKANS, PIEEE, 54, 3, p412-413, 1966
- (76) J.M. MARTINACHE, D.E.A. Electronique, Lille, Juin 1967
- (77) M. OUDART, Mémoire C.N.A.M. Electronique, Lille, (à paraitre)
- (78) C.C. SHEN et L.A. Mac KENZIE, IEE Conf. (GB), 27, p287-291, 1966

- (79) J. JOSEPHANS, PIEEE, 54, 10, p1478-1479, 1966
- (80) D.W. DRAYSEY, El. Lett, 2, 3, p125-126, 1966
- (81) G.S. HOBSON, El. Lett. 3, 2, p63-64, 1967
- (82) V.P. KODALI, El. Lett, 4, 8, p147-148, 1968
- (83) E.A. FAULKNER, El. Lett, 3, 9, p419, 1967
- (84) R. KRAMER, E. CONSTANT et B. BOITTEAU, Onde Electrique, p 735-736, Juillet-
Aout 1968
- (85) M. DROUGARD, Onde Electrique, p 694-702, Juillet-Aout 1968
- (86) H.L. STOVER, PIEEE, 54, p 310-311, 1966

