



Contribution à l'étude du bruit de fond dans les composants et circuits intégrés analogiques

Didier Sauvage

► To cite this version:

Didier Sauvage. Contribution à l'étude du bruit de fond dans les composants et circuits intégrés analogiques. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 1982. Français. NNT: . tel-00181395

HAL Id: tel-00181395

<https://theses.hal.science/tel-00181395>

Submitted on 23 Oct 2007

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

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

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE PAUL SABATIER DE TOULOUSE

pour l'obtention

du **DIPLOME de DOCTEUR-INGENIEUR**

Discipline : Matériaux et Composants actifs

par

Didier SAUVAGE

Ingénieur physicien ENSIEG

CONTRIBUTION A L'ETUDE DU BRUIT DE FOND DANS LES COMPOSANTS ET CIRCUITS INTEGRES ANALOGIQUES

Soutenue le 26 janvier 1982, devant la Commission d'Examen :

MM. J.-C. MARTIN

Président

G. REY

A. MARTINEZ

Mme Y. TESICH

Examineurs

M. ROCHE

G. BLASQUEZ

A V A N T - P R O P O S

Le travail que nous présentons dans ce mémoire a été réalisé dans la division "Composants Electroniques" du Laboratoire d'Automatique et d'Analyse des Systèmes (L.A.A.S.) du Centre National de la Recherche Scientifique (C.N.R.S.). Il a été soutenu par le Groupement Circuits Intégrés (G.C.I.S.) et la SESCOSEM.

Nous ne saurions entreprendre l'exposé de ces travaux sans remercier tous ceux qui ont contribué à leur aboutissement.

En premier lieu, nous tenons à remercier Monsieur D. ESTEVE, Directeur du L.A.A.S. et Représentant du C.N.R.S. au G.C.I.S., pour la confiance qu'il nous a accordée en nous accueillant dans le Laboratoire et pour nous avoir permis d'entreprendre cette étude.

Nous sommes très honoré de la présence de Monsieur le Professeur, J.C. MARTIN, Recteur de l'Académie de Bordeaux, qui malgré ses très lourdes tâches, a bien voulu accepter la présidence de notre commission d'examen. Nous lui témoignons notre profonde gratitude pour l'intérêt qu'il porte à notre travail.

A Monsieur G. REY, Professeur à l'Université Paul Sabatier de Toulouse, nous voulons exprimer notre reconnaissance pour sa participation à la commission d'examen. L'ensemble de ses écrits nous a beaucoup aidé pour mener à bien cette étude.

Nous sommes très heureux de la présence à notre commission d'examen de Monsieur A. MARTINEZ, Professeur à l'Institut National des Sciences Appliquées et Responsable de la Division "Composants Electroniques" du L.A.A.S. Il nous a souvent aidé à résoudre des problèmes divers et nous tenons à l'en remercier.

Madame Y. TESICH, Responsable du Service Technologie et Composants au Centre de Villarceaux de la C.I.T. Alcatel nous a offert notre premier emploi. Nous sommes très honoré de la confiance qu'elle nous a manifestée. Nous lui exprimons toute notre reconnaissance.

Nous remercions vivement Monsieur M. ROCHE, de la THOMSON SESCOSEM à St Egrève, qui a suggéré l'étude et dirigé la réalisation des différentes structures.

Monsieur G. BLASQUEZ, Chargé de Recherches au C.N.R.S. a bien voulu assurer la direction scientifique de nos travaux. Nous lui exprimons notre profonde gratitude pour le soutien constant qu'il nous a apporté. Il nous a permis, par de nombreuses discussions, de progresser rapidement dans des domaines qui nous étaient étrangers. Sa contribution à l'aboutissement de nos travaux a été essentielle.

Nous tenons également à remercier :

- Mademoiselle M. GUEGEN, de la C.I.T. Alcatel, qui nous a accueilli au sein de son service et qui, par sa compréhension, a facilité l'achèvement de notre travail.

- Messieurs J.P. BAILBE et A. MARTY pour nous avoir aidé par leurs conseils et leur compétence.

- Monsieur R. TOSI, pour les nombreuses et fructueuses discussions que nous avons eues, et pour son amitié.

- Messieurs J. BORREIL, A. BOUKABACHE, J. LAVERNE de l'équipe Bruit de fond, qui ont contribué à ce travail.

- Messieurs J. DANGLA, M. GAMBOA y ZUNIGA, S. BACEIREDO et A. BERDIX pour leur soutien amical.

Nous tenons également à remercier les membres du service documentation du L.A.A.S. qui ont assuré la réalisation matérielle de ce mémoire : MM. E. LAPEYRE, J. CATALA, R. ZITTEL, C. DAURAT et R. LORTAL.

Enfin, Marlen a eu la tâche difficile de transcrire notre mémoire. Qu'elle trouve ici le témoignage de notre reconnaissance.

LISTE DES PRINCIPAUX SYMBOLES

a	Paramètre de défocalisation
A_E	Aire de l'émetteur
A_G	Aire de la grille
A_S	Aire de la zone dépeuplée
e_n	Coefficient de capture des électrons
C_p	Coefficient de capture des trous
$C_{XX}(\tau)$	Fonction d'autocorrélation
D_n	Constante de diffusion des électrons
D_p	Constante de diffusion des trous
e_n	Générateur de bruit en tension
e_{n0}	Générateur de bruit en tension non corrélé au bruit en courant
$\overline{e_n^2}$	Valeur quadratique moyenne de e_n
$e_n i_n$	Terme de corrélation
e_R	Générateur de bruit associé à R_S
E_i	Niveau de Fermi intrinsèque
E_T	Niveau piège
f	Fréquence
f_t	Proportion de pièges occupés par les électrons
f_{tp}	Proportion de pièges occupés par les trous
F_e	Fréquence d'échantillonnage
g_m	Transconductance
G_V	Gain en tension
h_{FE}	Gain en courant dans le montage émetteur commun
i_{FS}	Générateur de bruit en courant en $1/f$ associé à la surface
i_c	Générateur de bruit en courant associé à la jonction collecteur-base
i_E	Générateur de bruit en courant associé à la jonction émetteur-base
i_L	Générateur de bruit en courant associé à la zone latérale
i_S	Générateur de bruit en courant associé à la surface
i_n	Générateur de bruit en courant
$\overline{i_n^2}$	Valeur quadratique moyenne de i_n

I	Courant
I_{ST}	Courant de surface total
I_{BS}	Contribution du courant de surface au courant de base
I_{DS}	Courant de diffusion dans la zone neutre
I_{RGS}	Courant de recombinaison associé à la zone de charge d'espace superficielle
I_S	Courant de recombinaison associé aux états de surface
I_{DBL}	Courant latéral de diffusion dans la base
I_{DEL}	Courant latéral de diffusion dans l'émetteur
I_{DBF}	Courant frontal de diffusion dans la base
I_{DEF}	Courant frontal de diffusion dans l'émetteur
I_{RL}	Courant de recombinaison dans la zone latérale de charge d'espace
I_{RF}	Courant de recombinaison dans la zone frontale de charge d'espace
I_{RN}	Courant de recombinaison dans la zone neutre de base
K_S	Constante diélectrique
k	Constante de Boltzmann
l	Largeur de l'émetteur
L	Longueur de l'émetteur
L_D	Longueur de diffusion
M	Nombre d'enregistrements
N	Nombre d'échantillons
N_a	Concentration en accepteurs
N_d	Concentration en donneurs
N_T	Concentration en pièges
n	Densité d'électrons
n_i	Concentration intrinsèque
$n_1 =$	$n_i \exp \left[(E_t - E_i) / kT \right]$
P	Nombre de trous
p	Densité de trous
$p_1 =$	$n_i \exp \left[(E_i - E_t) / kT \right]$
q	Charge de l'électron
Q	Charge due aux impuretés
Q_S	Charge stockée
R	Résistance
R_S	Résistance de source
R_B	Résistance métallurgique de la base

R_{bn}	Résistance de bruit associée à la résistance de base
R_{bni}	Résistance de bruit associée à la résistance de base intrinsèque
R_L	Résistance latérale de base
R_n	Résistance équivalente de bruit = $\overline{V_e^2}/4kT$
$r_{bb'}$	Résistance de base
$r_{bb'i}$	Résistance de base intrinsèque
$r_e =$	kT/qI_c
$R_{Sopt} =$	$\overline{e_n^2/i_n^2}$
$R \text{ corre} =$	$\overline{e_n i_n/i_n^2}$
$S(f)$	Densité spectrale de puissance
s_0	Vitesse de recombinaison en surface
t	Temps
T_0	Température absolue
T	Durée d'observation d'un signal
T_e	Période d'échantillonnage
U_S	Taux de recombinaison en surface
U_V	Taux de recombinaison en volume
$U_T =$	$kT/q = 26 \text{ mV}$
$\overline{V_e^2}$	Valeur quadratique moyenne de la tension de bruit à l'entrée
V_{CEO}	Tension de claquage entre émetteur et collecteur
V_{CBO}	Tension de claquage entre collecteur et base
V_{EBO}	Tension de claquage entre émetteur et base
V_{CE}	Tension collecteur - émetteur
W	Profondeur
$x(t)$	Signal aléatoire
$\overline{x^2(t)}$	Valeur quadratique moyenne de $x(t)$
$X(f)$	Transformée de Fourier de $x(t)$
Y	Admittance
Z	Impédance
α	Gain en courant dans le montage base commune
β	Gain en courant dans le montage émetteur commun
ϵ_0	Permittivité du vide
τ	Constante de temps
ω	$2\pi f$

INDICES

A	Relatif à la zone active du transistor
B	Relatif à la base
C	Relatif au collecteur
D	Relatif au drain
E	Relatif à l'émetteur
G	Relatif à la grille
Q	Relatif à un quadripole
q	Relatif à la $q^{\text{ième}}$ mesure d'une série de N mesures
S	Relatif à la surface
<u>—</u>	Valeur moyenne
$\hat{}$	Estimateur

0o0o0o0o0o

INTRODUCTION GENERALE

Les circuits intégrés analogiques sont aujourd'hui largement utilisés pour : l'amplification, le filtrage, la mise en forme, les conversions analogique numérique et numérique analogique, ... , des signaux électriques. Par rapport à leurs homologues réalisés avec des composants discrets, ils ont de nombreux avantages :

- leur coût est faible,
- leurs performances sont faiblement dispersées,
- leur encombrement est réduit,
- leur consommation est faible,
- leur fiabilité est bonne,
- leur sensibilité aux variations de l'environnement est faible.

Les éléments de base de la plupart des circuits intégrés analogiques sont les amplificateurs et notamment les amplificateurs opérationnels. Comparés aux amplificateurs réalisés avec des composants discrets, les amplificateurs intégrés ont en général des performances moindres. D'un point de vue pratique, il en résulte une limitation significative du domaine des applications potentielles. C'est pourquoi un effort de recherche continu et important est effectué dans de nombreux pays sur ces circuits, pour tenter d'en améliorer les performances.

L'une des limitations des circuits intégrés est le bruit de fond. Celui-ci se manifeste par des fluctuations spontanées du courant et de la tension à la sortie, en l'absence de signal à l'entrée. Ce phénomène n'est pas propre aux circuits intégrés. Il résulte de propriétés fondamentales des matériaux et éléments constituant tous les circuits électroniques. Cependant, son amplitude dans les circuits intégrés est particulièrement élevée. Impossible à compenser à cause de son caractère aléatoire, il limite alors la sensibilité et la précision des appareils construits à partir de circuits intégrés.

Les amplificateurs intégrés sont essentiellement constitués de transistors bipolaires et de transistors à effet de champ. L'origine du bruit observé doit donc être recherchée en premier lieu dans les composants.

Il résulte des travaux effectués sur les transistors discrets que de nombreuses sources de bruit peuvent coexister. Par exemple, les transistors bipolaires sont le siège d'un bruit de grenaille prenant naissance aux jonctions et

d'un bruit thermique associé à la base. De plus, des sources de bruit en excès comme le bruit en créneaux et le bruit en $1/f$ peuvent se manifester. Dans les transistors à effet de champ, le bruit normal est dû à l'agitation thermique des porteurs dans le canal. En pratique, il y a aussi très souvent du bruit de génération recombinaison, du bruit en $1/f$ et quelquefois du bruit en créneaux.

En général, les sources de bruit en excès sont fonctions des conditions d'élaboration des composants. Par suite, comme les processus de fabrication sont significativement différents entre les composants discrets et les composants intégrés, il n'y a à priori aucune raison pour que le comportement des circuits intégrés soit identique à celui des composants discrets.

Soulignons aussi que le bruit d'un circuit intégré doit aussi dépendre de son architecture et des conditions dans lesquelles les composants qui le constituent sont polarisés. Il s'en suit que la maîtrise du bruit des circuits intégrés est un problème complexe et qu'il ne peut être résolu sur la base des connaissances acquises sur les circuits discrets.

Les travaux qui sont développés dans ce mémoire constituent une première contribution à la connaissance des origines du bruit dans les circuits intégrés. L'étude porte principalement sur les aspects "composants".

Dans une première partie, la caractérisation de tous les types de transistors constituant les circuits intégrés est effectuée. Pour ce faire, un système de mesure numérique original est utilisé. Son emploi est justifié par le grand nombre de mesures que nécessite ce type d'étude. A partir des résultats obtenus, la nature des sources de bruit apparaissant dans ces circuits est identifiée. Leur valeur est ensuite analysée à la lumière des connaissances actuelles sur le bruit des transistors et à partir des caractéristiques technologiques de ces circuits. Le comportement "anormalement bruyant" des circuits aux fréquences élevées est alors expliqué. Dans le domaine des basses fréquences, l'origine de la principale source de bruit en excès apparaissant dans les transistors à effet de champ est précisée.

La deuxième partie porte sur l'étude du bruit basse fréquence des tran-

sistors bipolaires. Divers moyens sont mis en oeuvre pour localiser les sources de bruit et pour estimer leurs contributions respectives. En particulier, une méthode puissante d'analyse est proposée à partir de la comparaison des valeurs respectives de la résistance de base totale, de la résistance de base latérale, de la résistance optimale en bruit de fond et de la résistance de corrélation existant entre les générateurs équivalents du bruit ramenés à l'entrée.

Les résultats obtenus permettent de préciser le comportement de chacune des sources observées en fonction des conditions de polarisation, de la fréquence, et de la taille des transistors. Les circuits équivalents en bruit de fond des NPN et des PNP sont établis.

Finalement, à partir de l'ensemble des observations, un nouveau modèle qui attribue le bruit de basse fréquence des bipolaires au piégeage des porteurs minoritaires est développé.

OoOoOoOoO

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

C A R A C T E R I S A T I O N D U B R U I T D E S C I R C U I T S I N T E G R E S L I N E A I R E S

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LE BRUIT DE FOND

I.1. - INTRODUCTION

Aux bornes des circuits électriques apparaissent des fluctuations spontanées de tension dont les origines et la nature sont diverses. Dans ce chapitre, les différentes sources de bruit connues sont décrites. Les grandeurs permettant de caractériser ces fluctuations sont ensuite définies. Enfin, les représentations et les méthodes de mesure du bruit de fond les plus couramment employées sont définies.

I.2. - LES PRINCIPAUX TYPES DE BRUIT DE FOND

Les sources de bruit les plus fréquemment rencontrées dans les dispositifs à semi conducteurs sont le bruit thermique, le bruit de grenaille et le bruit de génération recombinaison. D'autres sources de bruit dont la nature est moins connue peuvent coexister. Elles génèrent des bruits parfois appelés en "excès" dont les plus importants sont le bruit en "1/f" et le bruit en "créneaux".

a) Le bruit thermique

Le libre parcours moyen d'un électron dans un solide est de l'ordre de grandeur de la période du réseau (théorie de Drude Lorentz). Cela signifie que les électrons ont un déplacement largement incohérent, et ont des trajectoires rendues aléatoires par ces collisions. La contribution effective d'un électron au courant total dépend de la composante longitudinale de sa vitesse. La valeur de celle-ci est modifiée de façon aléatoire au cours du déplacement de l'électron, ce qui induit des fluctuations du courant instantané. Ce bruit a été primitivement observé par Johnson sur les résistances métalliques [1]. Sa valeur quadratique moyenne (égale au carré de la valeur efficace du bruit) a été calculée par Nyquist [3]. Pour un barreau de résistance R, il a trouvé :

$$(I.1) \quad \overline{I^2(t)} = 4k T_0 \Delta f / R \quad \text{pour } 0 < f_0 < +\infty$$

où $\overline{I^2(t)}$ représente la moyenne temporelle du carré du courant instantané, k la constante de Boltzmann, T_0 la température et Δf l'intervalle de

fréquence sur lequel ce bruit est observé. Les fluctuations de la tension $V(t)$ s'écriront donc :

$$\overline{V^2(t)} = 4 k T_o R \Delta f$$

On définit par analogie la résistance équivalente de bruit R_n d'un bruit quelconque par :

$$R_n = \overline{V^2(t)} / 4 k T_o \Delta f$$

Lorsqu'un courant I traverse la résistance, le bruit lié à l'agitation thermique des porteurs reste indépendant de la valeur I de ce courant, tant que les mobilités des électrons et des trous obéissent à la relation d'Einstein [46] .

b) Le bruit de grenaille

Le bruit de grenaille est le bruit associé à un courant $I(t)$ résultant d'un processus d'émission discret des porteurs. Dans le cas où le processus d'émission constitue une suite d'événements indépendants, les impulsions élémentaires de courant peuvent être considérées comme des fonctions de Dirac $\delta(t-t_j)$, où les instants t_j d'arrivée des porteurs sont distribués selon une loi de Poisson. Le courant s'écrit alors :

$$I(t) = q \sum \delta(t - t_j)$$

où q est la charge de l'électron.

La valeur quadratique moyenne du courant $I(t)$ est égale à :

$$(I.2) \quad \overline{I^2(t)} = 2 q I \Delta f \quad \text{pour } 0 < f < +\infty$$

$I = \overline{I(t)}$ est la valeur moyenne du courant $I(t)$.

Le bruit de grenaille a été initialement observé dans les tubes à vide et plus tard dans les dispositifs à jonctions PN.

Une analyse plus détaillée des mécanismes de transport du courant permet de considérer le bruit de grenaille des jonctions comme du bruit de diffusion [46] . Elle montre que, à faible niveau d'injection, la valeur quadratique moyenne des fluctuations du courant dans une jonction PN peut s'écrire :

$$(I.3) \quad \overline{I^2(t)} = \left[4 k T_o (\mathcal{R}_e(Y)) - 2q I \right] \Delta f$$

où Y est l'admittance de la jonction et $\text{Re}(Y)$ sa partie réelle.

Pour $I = 0$, on retrouve le bruit thermique, tandis qu'en polarisation directe et en basse fréquence, comme $Y = qI/kT_0$, l'équation (I.3) se réduit à la formule bien connue (I.2).

c) Le bruit de génération - recombinaison

La présence d'atomes d'impuretés et de défauts cristallins dans un semi conducteur provoque généralement la création de niveaux d'énergie discrets dans la bande interdite. Ceux-ci peuvent, soit piéger temporairement des électrons et des trous qui ne participent alors plus à la conduction, soit favoriser leur passage d'une bande à l'autre (phénomène de génération - recombinaison). De telles captures ou émissions des électrons et des trous entraînent des fluctuations des concentrations locales en porteurs libres, donc des variations des courants et des tensions. Suivant la position et la nature des pièges et suivant le mode de fonctionnement du composant, une grande variété de comportements peut être observée [61] .

d) Le bruit en $1/f$

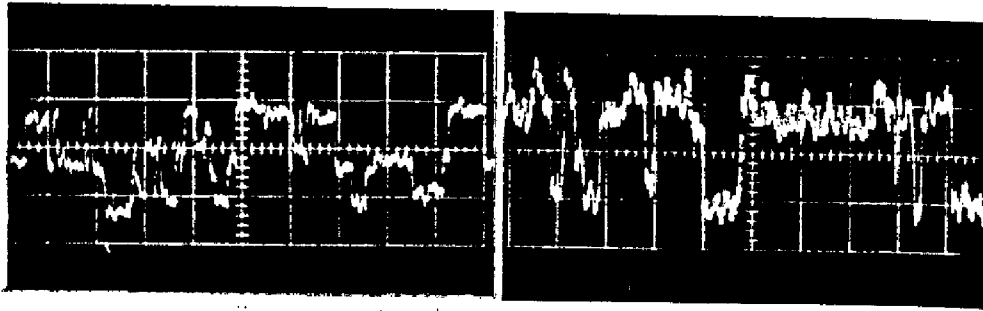
La valeur quadratique moyenne de ce bruit mesurée dans un petit intervalle de fréquence Δf autour de la fréquence de mesure f , varie comme l'inverse de la fréquence. Il prédomine en général dans le domaine des basses fréquences. Il a été observé sur la majorité des composants électroniques. Il existe sans doute plusieurs mécanismes générant ce type de bruit et son origine est encore mal connue.

De nombreux travaux expérimentaux ont montré l'influence des propriétés superficielles des composants sur le bruit en $1/f$. Dans les semi conducteurs, Mac Whorter a suggéré que ce bruit résultait d'un processus de piégeage aléatoire des porteurs du substrat par les états lents de surface situés dans la couche d'oxyde. Ce modèle a permis d'expliquer le bruit dans les résistances, les jonctions, les transistors à jonctions et MOS.

D'autres auteurs ont depuis longtemps affirmé l'existence de sources de bruit en volume et attribué son origine à des fluctuations du nombre de porteurs. Cette hypothèse a été plus récemment discutée par Hooge et ses collaborateurs qui ont attribué ce bruit à des fluctuations de mobilité [15, 16, 21]. Celles-ci seraient provoquées par la diffusion sur le réseau [22].

e) Le bruit en créneaux

Le bruit en créneaux se caractérise par des transitions aléatoires du courant entre un ou plusieurs niveaux moyens. (fig. I.1).



Bruit en créneaux à 3 niveaux Bruit en créneaux à 2 niveaux

Figure I.1

Ce bruit a pu être observé dans la plupart des composants [28, 29, 30, 31]. Dans les semi conducteurs, il est très souvent associé à des défauts cristallins et notamment des dislocations situées au voisinage des régions superficielles des jonctions [12].

I.3. - CARACTERISATION DU BRUIT DE FOND

Le bruit électrique est, dans la plupart des cas, un signal aléatoire stationnaire, c'est à dire que ses moments ne dépendent pas du temps [4]. Il obéit également au principe d'ergodicité selon lequel la moyenne sur un ensemble de réalisations d'un phénomène est égale à sa moyenne temporelle. Enfin, le plus

souvent, le bruit résulte de phénomènes élémentaires indépendants et de même loi de probabilité, ce qui lui confère un caractère gaussien. Les différents types de bruit que nous venons de décrire au § I.5.2, à l'exception du bruit en crêneaux, sont effectivement stationnaires, ergodiques et gaussiens.

Dans ce cas, les propriétés de bruit sont entièrement caractérisées par la densité spectrale de puissance $S_{XX}(f)$. Celle-ci est liée à la valeur quadratique moyenne par la relation :

$$(I.4) \quad \overline{x^2(t)} = \int_0^{\infty} S_{XX}(f) df$$

Pour la classe des signaux étudiés, elle peut être définie également comme la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation $C_{XX}(\tau)$, avec [38] :

$$(I.5) \quad C_{XX}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_0^T x(t) x(t - \tau) dt = \overline{x(t) x(t - \tau)}$$

On voit qu'alors

$$(I.6) \quad C_{XX}(0) = \overline{x^2(t)}$$

Comme $C_{XX}(\tau)$ est la transformée de Fourier inverse de $S_{XX}(f)$, on trouve :

$$(I.7) \quad C_{XX}(\tau) = \int_0^{\infty} S_{XX}(f) e^{2\pi i f \tau} df$$

Pour $\tau = 0$, compte tenu de (I.6), on retrouve bien :

$$(I.8) \quad \overline{x^2(t)} = \int_0^{\infty} S_{XX}(f) df$$

Il est aussi possible de montrer que la densité spectrale d'un signal aléatoire observé pendant un temps T peut s'exprimer en fonction de la transformée de Fourier $X(f)$ du signal $x(t)$ par [54] :

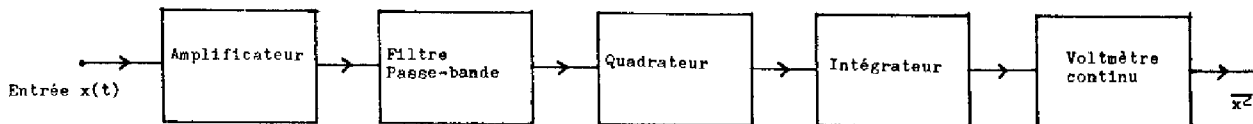
$$(I.9) \quad S_{XX}(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2}{T} \overline{|X(f)|^2}$$

où $\overline{|X(f)|^2}$ désigne la valeur moyenne calculée sur un ensemble d'observations de durée T du carré du module de la transformée de Fourier de $x(t)$.

I.4. - MESURE DE LA DENSITE SPECTRALE DE PUISSANCE

I.4.1 Mesure de la densité spectrale à partir de la valeur quadratique moyenne

D'après la formule (I.5), il apparaît que la mesure, à travers un filtre passe bande étroit de largeur Δf centré sur f , de la valeur quadratique moyenne du signal, fournit la valeur de la densité spectrale $S_{XX}(f)$ à cette fréquence. Le dispositif expérimental sera donc le suivant, (fig. I.2) :



Dispositif expérimental de mesure de la densité spectrale de puissance

Figure I.2

De la mesure de $\overline{x^2}$ en sortie, on déduit $S_{XX}(f)$ par :

$$S_{XX}(f) = \overline{x^2} / \Delta f$$

En pratique, de nombreuses versions de ce montage sont possibles. Les filtres utilisés ont une fréquence centrale f et une largeur de bande Δf qui peuvent varier. L'intégrateur est le plus souvent réalisé par un filtre passe bas de grande constante de temps T_i . Ce temps d'intégration et la largeur de bande Δf déterminent la précision sur la mesure [12,46] :

$$(I.10) \quad \frac{\sigma[S_{XX}(f)]}{S_{XX}(f)} = \frac{1}{\sqrt{T_i} \Delta f}$$

D'autre part, la valeur réellement mesurée est la densité spectrale intégrée de $(f - \Delta f/2)$ à $(f + \Delta f/2)$. Si elle n'est pas constante sur cet intervalle (cas de bruit en $1/f$ par exemple) on commet une erreur sur la mesure que l'on peut cependant minimiser en imposant à Δf une limite supérieure [12] :

$$(I.11) \quad \Delta f < f/5$$

Si l'on désire d'après (I.10) une précision meilleure que 10 %, on

doit donc avoir :

$$(I.12) \quad \frac{1}{T_i \Delta f} = \frac{1}{100} \quad \text{soit} \quad \frac{100}{T_i} < \Delta f$$

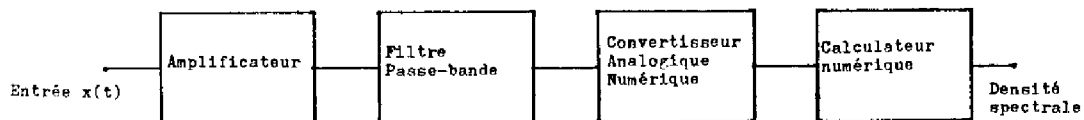
Et d'après (I.11) et (I.12)

$$(I.13) \quad \frac{100}{T_i} < \frac{f}{5} \quad \text{soit} \quad T_i > \frac{500}{f}$$

Pour étudier la densité spectrale à une fréquence $f = 10$ Hz, il faudra donc un temps d'intégration minimum T_i de 50 s et une résolution en fréquence meilleure que 2 Hz.

I.4.2 Mesure de la densité spectrale à partir de la transformée de Fourier

La densité spectrale peut se calculer à partir de la transformée de Fourier selon la formule (I.6). La figure I.3 décrit un dispositif expérimental type. Le rôle du filtre passe bande est double : d'une part, éliminer les fréquences élevées pour éviter les phénomènes de repliement de spectre [38], et d'autre part, atténuer les basses fréquences qui ont en général des amplitudes très élevées et qui ne permettent par conséquent pas d'utiliser le convertisseur analogique numérique dans les meilleures conditions [35].



Dispositif expérimental de mesure de la densité spectrale de puissance à partir de la transformée de Fourier

Figure I.3

D'une façon générale, il n'est possible d'effectuer l'analyse du signal, avec les systèmes numériques, que dans une bande de fréquence donnée.

En effet, la condition (I.11) du § I.4.1. imposant une limite supérieure à la résolution fréquentielle subsiste dans les systèmes numériques. Néanmoins, dans ces derniers, pour un enregistrement du signal de durée T , la

finesse d'analyse est fixée et égale à :

$$\Delta f = 1 / T$$

Par suite, la fréquence minimale observable avec un système numérique est :

$$(I.14) \quad f_{\min} = \frac{5}{T}$$

Par ailleurs, à cause des phénomènes de repliement de spectre, la fréquence maximale du signal pouvant être caractérisée est [38] :

$$(I.15) \quad f_{\max} = \frac{1}{k_1 T_e}$$

k_1 est au minimum égal à 2, et l'erreur commise sur l'estimation des caractéristiques du signal est d'autant plus faible que k_1 est grand [35].

De (I.14) et (I.15), on déduit :

$$(I.16) \quad \frac{f_{\max}}{f_{\min}} = \frac{T}{5 k_1 T_e}$$

Comme le nombre d'échantillons dans un enregistrement de durée T du signal est :

$$N = T / T_e$$

La condition (I.16) peut aussi s'écrire :

$$(I.17) \quad \frac{f_{\max}}{f_{\min}} = \frac{N}{5 k_1}$$

Sur les systèmes numériques, N est de l'ordre de 1 000. k_1 est choisi le plus souvent égal au moins à 4. Le rapport des fréquences extrêmes est alors égal ou inférieur à 20. Dans ces conditions, l'analyse du signal ne pourra être effectuée que par bandes de fréquences successives.

L'analyse des signaux aléatoires impose d'autres précautions. En effet, selon la formule (I.6), la densité spectrale peut s'écrire :

$$S_{XX}(f) = \frac{2}{NT_e} \overline{|X(f)|^2}$$

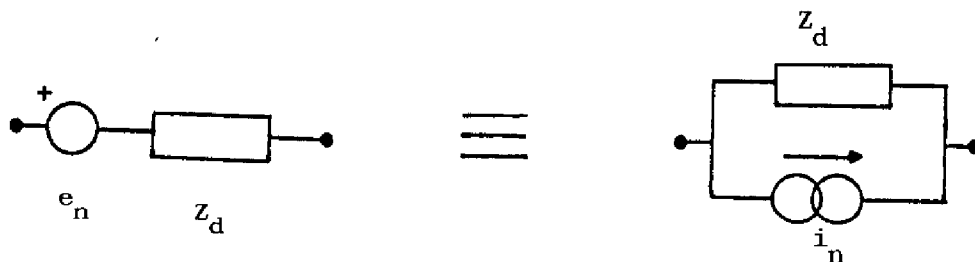
Nous voyons qu'il est donc nécessaire de calculer la moyenne du carré du module de la transformée de Fourier du signal, relatif à une durée d'observation T , sur un nombre M d'enregistrements successifs. La densité spectrale ainsi estimée est connue avec une précision égale à $1/\sqrt{M}$ [62].

Une autre méthode est également applicable [4,38]. Elle est couramment appelée lissage fréquentiel, et consiste à effectuer la moyenne arithmétique des valeurs de $|X(f)|^2$ pour une suite de ℓ fréquences consécutives. La précision obtenue est alors $1/\sqrt{\ell}$, mais la résolution fréquentielle est dégradée et devient ℓ / NT_e .

I.5. - REPRESENTATION ET CARACTERISATION DU BRUIT DE FOND DANS LES CIRCUITS

I.5.1 Circuits électriques équivalents aux dipôles et quadripôles bruyants

Par application du théorème de Thévenin, les variations spontanées de tension observables aux bornes d'un dipôle quelconque en circuit ouvert peuvent être représentées par un générateur de bruit en tension e_n , en série avec l'impédance dynamique Z_d du dipôle supposé sans bruit, (fig. I.4). D'après le théorème de Norton, cette représentation est équivalente à un générateur de bruit en courant i_n en parallèle avec le dipôle non bruyant.



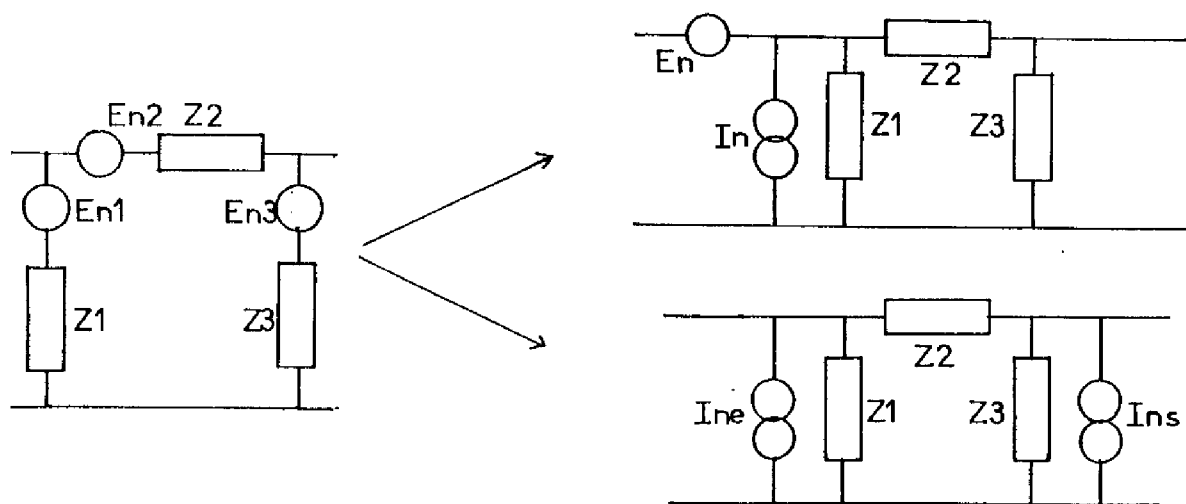
Circuits équivalents pour un dipôle

Figure I.4

Les densités spectrales des générateurs e_n et i_n sont liées par :

$$(I.18) \quad S_{e_n}(f) = |Z_d|^2 S_{i_n}(f)$$

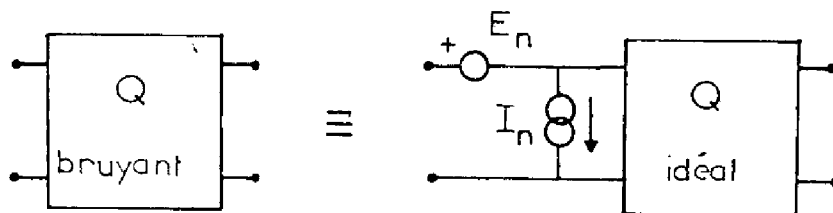
En ce qui concerne les quadripôles, la représentation précédente est applicable à chaque branche. En utilisant les théorèmes généraux d'analyse des circuits, il est alors facile de montrer que, dans le cas particulier de la figure (I.5), le bruit du quadripôle peut être simulé par deux générateurs [2,12,32].



Représentation des quadripôles bruyants par des générateurs équivalents de bruit de fond

Figure I.5

D'une façon générale, on peut montrer que ces résultats sont applicables à un quadripôle quelconque. En particulier, on peut représenter le bruit par deux générateurs, l'un en tension et l'autre en courant, placés à l'entrée du quadripôle supposé non bruyant, (fig. I.6).

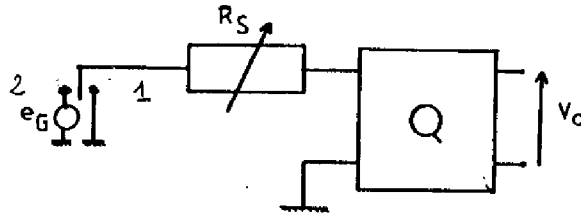


Représentation du bruit des quadripôles

Figure I.6

I.5.2 Caractérisation du bruit des quadripôles

Le montage couramment utilisé pour caractériser les générateurs e_n et i_n est montré sur la figure I.7.



Dispositif de caractérisation du bruit d'un quadripôle

Figure I.7

La figure I.8 représente le schéma équivalent en bruit de ce montage.

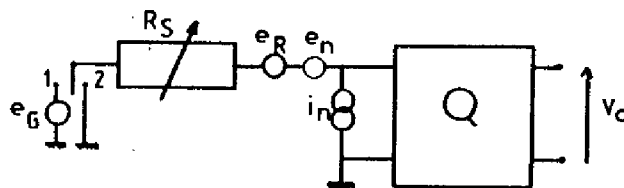


Schéma équivalent en bruit

Figure 1.8

La résistance R_S est appelée résistance de source, et e_R est le générateur associé à son bruit thermique. Le générateur e_G est un générateur de bruit qui permettra de mesurer le gain en tension G_V du montage constitué par le quadripôle et la résistance R_S .

Une première mesure de la tension de bruit V_{01} dans une bande étroite Δf effectuée avec l'interrupteur en position 1 donne :

$$(I.19) \quad \overline{V_{01}^2} = |G_V|^2 (\overline{e_R^2} + (\overline{e_n + R_S i_n})^2)$$

Avec l'interrupteur en position 2, on a :

$$(I.20) \quad \overline{V_{o2}^2} = |G_V|^2 \overline{e_G^2} + \overline{V_{o1}^2}$$

La mesure de la valeur quadratique moyenne $\overline{e_G^2}$ de e_G permet de trouver le gain en tension

$$(I.21) \quad G_V^2 = \frac{\overline{V_{o2}^2} - \overline{V_{o1}^2}}{\overline{e_G^2}}$$

En reportant (I.21) dans (I.19), on déduit :

$$(I.22) \quad \overline{(e_n + R_S i_n)^2} = \frac{\overline{V_{o1}^2} \overline{e_G^2}}{\overline{V_{o2}^2} - \overline{V_{o1}^2}} - \overline{e_R^2}$$

Pour mesurer $\overline{e_n^2}$, on prend $R_S = 0$

Pour avoir $\overline{i_n^2}$, il faut choisir R_S tel que $R_S \gg (\overline{e_n^2} / \overline{i_n^2})^{1/2}$

On a alors $\overline{(e_n + R_S i_n)^2} \simeq R_S^2 \overline{i_n^2}$

Néanmoins en hautes fréquences, il est difficile d'obtenir des résistances pures de forte valeur. Des méthodes plus complexes de caractérisation des quadripoles doivent être utilisées [11].

La quantité $\overline{V_e^2} = \overline{(e_n + R_S i_n)^2}$ est le bruit ramené à l'entrée du quadripole branché sur la résistance R_S . Du point de vue statistique, les générateurs e_n et i_n sont le plus souvent corrélés. Dans ce cas, $\overline{V_e^2}$ peut se mettre sous la forme :

$$(I.23) \quad \overline{V_e^2} = \overline{e_n^2} + R_S^2 \overline{i_n^2} + 2 R_S \operatorname{Re} (\overline{e_n i_n^*})$$

où $\text{Re } \overline{(e_n i_n^*)}$ représente la partie réelle de la corrélation des générateurs e_n et i_n .

En mesurant $\overline{V_e^2}$ pour plusieurs valeurs de R_S (au moins trois), on voit que l'on peut calculer les valeurs de $\overline{e_n^2}$, $\overline{i_n^2}$ et $\overline{e_n i_n^*}$.

La méthode décrite pour déduire $\overline{(e_n + R_S i_n)^2}$ de (I.22) est appelée méthode des trois mesures. Elle présente l'inconvénient de rendre la mesure assez longue et d'avoir une précision qui est déterminée par la somme des erreurs commises sur chacune des mesures. Nous verrons dans le chapitre II une méthode plus rapide et précise, et qui ne nécessite qu'une seule mesure.

00000000

C H A P I T R E I I

SYSTEME NUMERIQUE DE CARACTERISATION DU BRUIT DE FOND

II.1. - INTRODUCTION

Les études rapportées dans ce mémoire ont été effectuées à partir d'un système numérique d'acquisition et de traitement automatique du bruit de fond des circuits et composants électroniques, réalisé récemment par l'équipe bruit de fond du L.A.A.S. [33,35].

Par rapport aux dispositifs traditionnels, ce type de système présente les avantages suivants :

- il permet l'étude des propriétés statistiques et fréquentielles des signaux aléatoires.
- il est plus rapide.
- il est plus commode.
- le traitement et l'exploitation des résultats est plus facile.

Pour caractériser le bruit des composants et circuits intégrés dans les meilleures conditions, il était nécessaire de procéder à différentes améliorations et adaptations du matériel, et d'effectuer des développements du logiciel. Dans ce qui suit, nous décrirons la structure de ce système et nous en rappellerons les principes de base. Nous examinerons ensuite les causes d'erreurs et indiquerons les méthodes utilisées pour les minimiser.

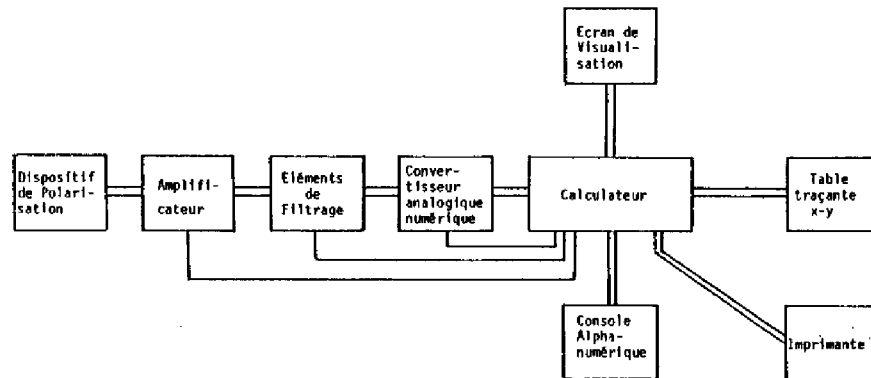
II.2. - SYSTEME NUMERIQUE DE CARACTERISATION DU BRUIT DE FOND

II.2.1 Structure du système

L'organigramme de ce système est représenté sur la figure II.1.

Le calculateur, du type Multi 20 Intertechnique, est l'organe central du système. Il permet tout d'abord l'analyse statistique des données sur des blocs de taille variable de 128 à 8 192 points mémoire, le calcul de la transformée de Fourier directe et inverse, et celui de la densité spectrale. Il dispose de plus d'un "port" d'entrée sortie de 4 octets permettant la commande d'éléments périphériques. Sa programmation est théoriquement possible dans les langages assembleur, Fortran, Plurimat S et Basic. Il s'est avéré en pratique que seul le

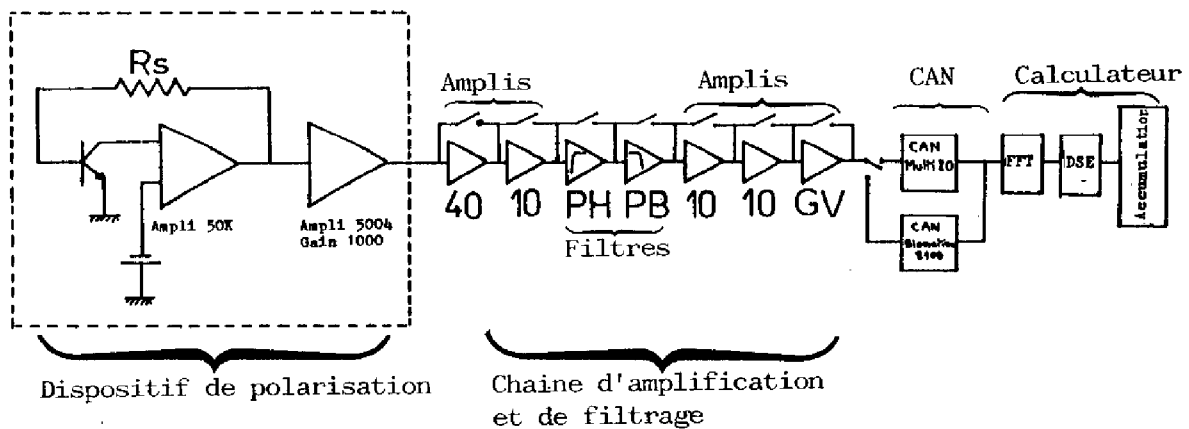
Basic permettait d'effectuer des traitements sophistiqués sur les signaux.



Organigramme du système numérique de caractérisation du bruit de fond

Figure II.1

La figure II.2 montre de façon plus précise la structure des différents éléments de l'organigramme : convertisseurs, filtres, amplificateurs et dispositif de polarisation.



Structure de l'ensemble du système

Figure II.2

a) Les convertisseurs analogiques numériques (CAN)

Deux convertisseurs analogiques numériques (CAN) sont utilisés. Le premier est un CAN Intertechnique M 1 683 d'une résolution de 12 bits et pouvant échantillonner jusqu'à 20 kHz. Il sera utilisé en basse fréquence. Le second est un échantillonneur rapide Biomation 8 100 dont la résolution est de 8 bits. Il sera utilisé pour l'analyse des signaux au-delà de 1 kHz.

b) Les filtres

Le système de filtrage est composé de filtres passe-haut et passe-bas programmables, de type "Butterworth".

Les filtres passe-bas ont une pente de 120 dB/décade et leur fréquence de coupure est programmable par décade de 2 Hz à 2 MHz.

Les filtres passe-haut ont une pente de 80 dB/décade et leur fréquence de coupure est programmable par décade de 0,04 Hz à 40 kHz.

c) Les étages amplificateurs

La chaîne amplificatrice est composée :

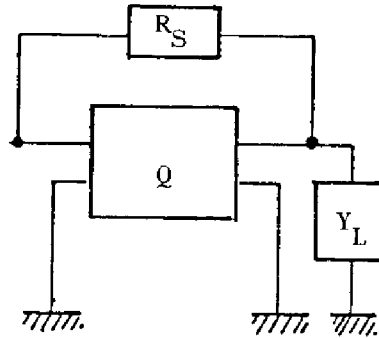
- d'un étage de gain 40, réalisé à partir d'un amplificateur opérationnel AD50K à faible bruit.
- de trois étages de gain 10 et d'un étage à gain variable (GV) utilisant des amplificateurs opérationnels AD507K.

Le gain de cette chaîne est programmable de façon discrète de 1 à $4 \cdot 10^5$. Sa bande passante s'étend environ de 0,01 Hz à 1 MHz et son bruit ramené à l'entrée à 1 kHz est $4\text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour le bruit en tension et $0,1\text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour le bruit en courant. Enfin, son impédance d'entrée est égale à $100\text{ k}\Omega$, et son impédance de sortie 200Ω .

d) Le dispositif de polarisation

Le dispositif de polarisation dépend du type de composant étudié. Pour notre part, nous avons utilisé le dispositif étudié par J. Boreil [33]. Son prin-

cipe est de contre-réactionner l'entrée et la sortie du quadripole Q par une résistance R_S (figure II.3).



Principe du dispositif de polarisation utilisé

Figure II.3

Le schéma équivalent en bruit est représenté sur la figure II.4. Les générateurs e_R , e_n et i_n sont associés respectivement au bruit de la résistance R_S et au quadripole.

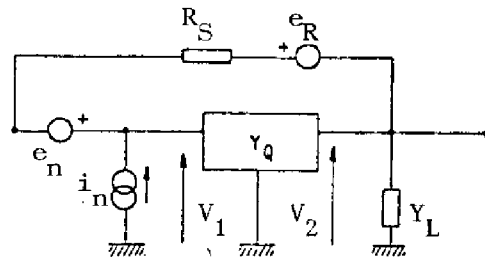


Schéma équivalent en bruit du dispositif de polarisation

Figure II.4

On montre [33] que si le quadripole a un gain suffisant, sous certaines conditions on a :

$$(II.1) \quad \overline{V_e^2} = \overline{e_R^2} + (\overline{e_n + R_S i_n})^2$$

Par rapport à la méthode décrite au chapitre I, ce système présente l'intérêt de ne nécessiter qu'une mesure. Il est donc intrinsèquement plus rapide et plus précis.

Un préamplificateur Ortec Brookdeal type 5004 de gain 1 000 et à très faible bruit ($0,8 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 kHz en tension) complètera le dispositif de polarisation.

II.2.2 Description du logiciel

Le calculateur doit assurer plusieurs tâches successives :

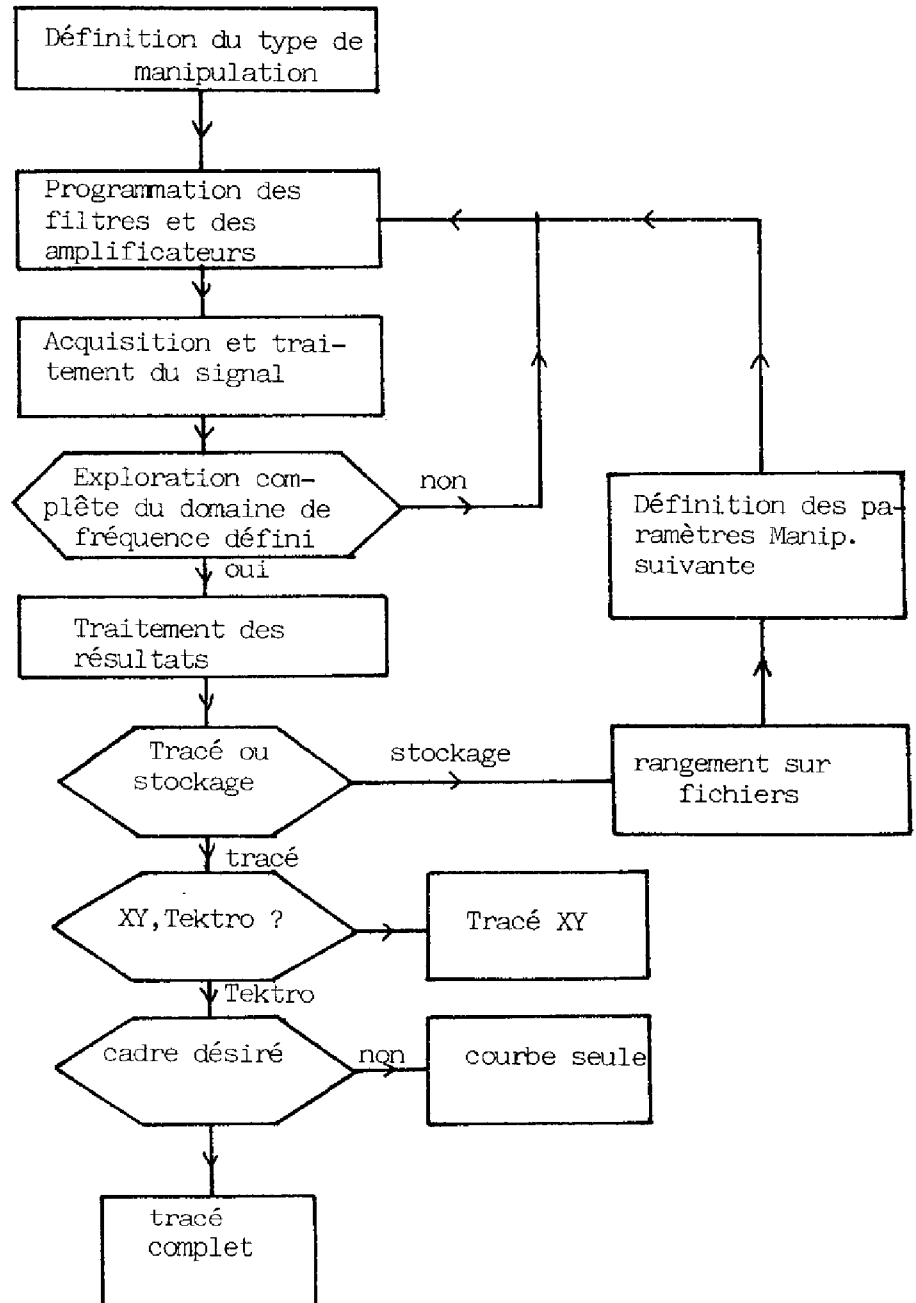
- le réglage des amplificateurs et des filtres
- l'acquisition et le traitement du signal
- le traitement des résultats et leur tracé ou stockage.

La multiplicité, la diversité et la répétitivité de ces tâches conduit à organiser cette séquence d'ordres de façon modulaire, en créant des sous programmes spécialisés qui seront stockés sur disque et chargés successivement en mémoire centrale.

L'organigramme de la figure II.5 montre de façon sommaire les tâches à effectuer pour caractériser le spectre d'un signal de bruit.

La figure II.6 indique les sous programmes utilisés à chaque étape. Leurs organigrammes sont donnés en Annexe II.

D'une façon générale, après avoir défini les paramètres qui permettront d'identifier le type d'expérience désirée (ACQUIS), il s'agira d'effectuer un premier réglage des gains (AQC), puis de positionner les filtres et de réaliser une adaptation fine du signal à la dynamique du CAN utilisé (GVARBF et BIOMAT). Ensuite, suivant la bande de fréquence analysée et la nature du signal (dynamique spectrale et niveau) différents programmes d'acquisition et de traitement seront utilisés (TRABF, TR1BF, TR2BF, TRBMF, TR1MF, TRBMF2). Puis il faudra effectuer les corrections nécessaires sur les résultats obtenus et la conversion en coor-

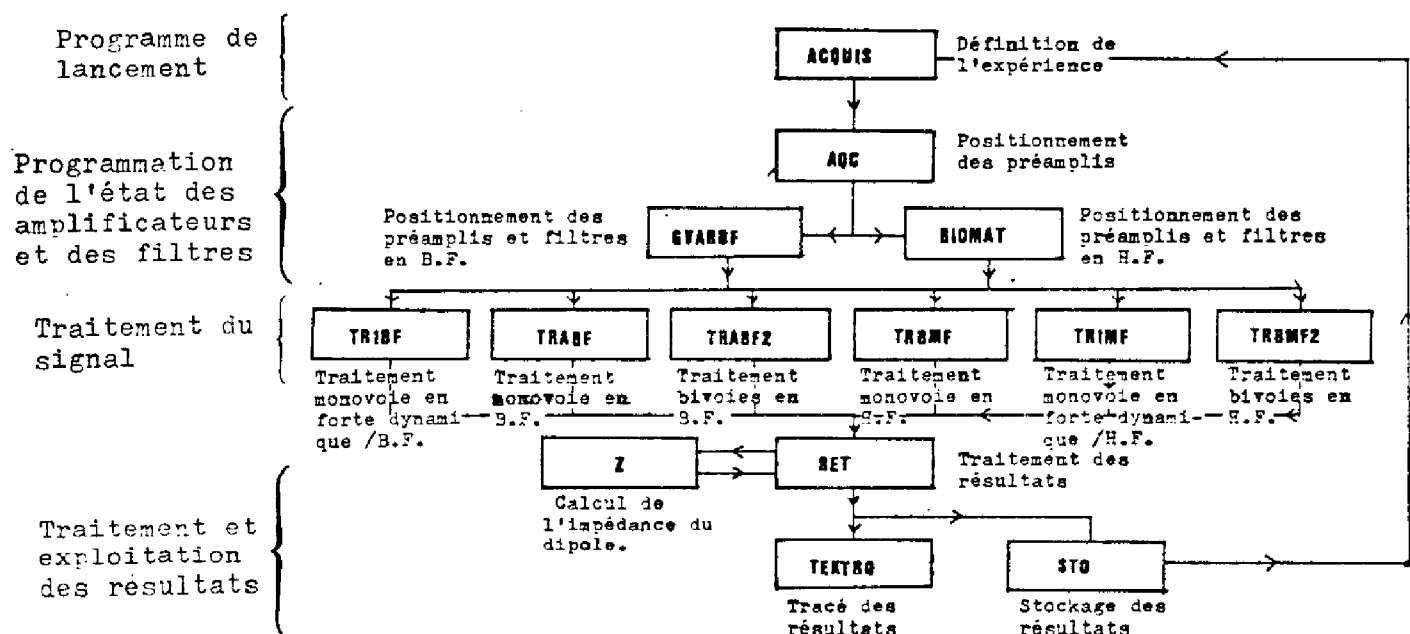


Principe de la caractérisation de la densité spectrale d'un signal de bruit

Figure II.5

données logarithmiques (RET). Eventuellement, si on analyse le bruit en courant d'un dipole d'impédance inconnue, une détermination de celle-ci sera nécessaire (Z). Enfin, il sera possible de tracer les résultats sur table numérique (TEKTRO), sur table XY, ou de les stocker sur disque (STO). Si plusieurs bandes de fréquences successives doivent être analysées, il faudra après chaque acquisition positionner les filtres et régler les gains pour la nouvelle bande de fréquence étudiée. Ce n'est qu'après avoir analysé toutes les bandes désirées que le traitement des résultats sera effectué.

Les programmes mis en place permettent donc l'étude de façon automatique dans une bande de fréquence allant de 0,1 Hz à 1 MHz de la densité spectrale de signaux de bruit quelconque. Il est alors possible d'obtenir directement les générateurs de bruit en tension e_n ou en courant i_n d'un quadripole quelconque.



Structure du logiciel

Figure II.6

II.3. - PRECISION DES MESURES ET CAUSES D'ERREURS

Une première analyse des causes d'erreurs avait été effectuée par R. Tosi. Nous reprendrons et développerons ici cette analyse, en fonction des problèmes rencontrés lors de l'utilisation intensive du système, et compte tenu des précisions désirées sur les mesures. Nous décrirons ainsi les différentes causes d'erreurs et les solutions adoptées pour les minimiser. Ces erreurs se répartissent dans la chaîne d'amplification et de filtrage, dans la conversion analogique numérique et dans le traitement numérique lui-même.

II.3.1 Erreurs dues à la chaîne d'amplification et de filtrage

Quatre causes d'erreurs ont été identifiées :

- a) des imprécisions sur la connaissance des gains
- b) des problèmes d'adaptation d'impédance entre étages
- c) la génération d'oscillations en hautes fréquences
- d) des effets non linéaires en haute fréquence.

a) Imprécisions sur la connaissance des gains

Pour améliorer la précision sur les gains, nous avons mesuré le gain effectif de chaque étage et nous avons introduit leurs valeurs dans les sous programmes de calcul, à la place des valeurs calculées.

b) Les problèmes d'adaptation d'impédance

Ils ont été localisés pour l'essentiel à l'entrée du filtre passe-bas. Pour les supprimer, un amplificateur opérationnel de gain unité a été placé en amont de celui-ci.

c) et d) Oscillations et effets non linéaires en hautes fréquences

Il est apparu que la conjonction de ces effets pouvait modifier le spectre sur une large bande de fréquence. Il a donc été nécessaire de limiter

par filtrage les signaux de hautes fréquences, avant amplification. Par ailleurs, les oscillations ont pu être attribuées aux capacités parasites des câbles de liaisons entre amplificateurs opérationnels. Elles ont été atténuées en plaçant des résistances de $100\ \Omega$ en série à la sortie de chaque étage, de manière à déplacer en fréquence les pôles introduits par les capacités.

L'ensemble des modifications apportées permet d'estimer l'incertitude sur le gain de chaque étage inférieure à 1 %.

II.3.2 Erreurs dues à la conversion analogique numérique

- Le convertisseur analogique numérique peut provoquer des erreurs dues
- a) aux variations de son gain par rapport aux données du constructeur
 - b) à l'écêtage du signal pour un signal aléatoire
 - c) à la quantification du signal
 - d) à une troncature temporelle due à l'échantillonneur-bloqueur.

a) Variations du gain

Les constructeurs fournissent la valeur du gain de chaque CAN (Inter-technique et Biomation) avec des précisions respectives de 1 % et 3 %.

b) Ecrêtage d'un signal aléatoire

La dynamique limitée du CAN peut provoquer sur le bruit un écrêtage des valeurs extrêmes du signal. L'erreur introduite dépend du rapport entre la valeur crête du signal et sa valeur efficace. Pour notre part, nous nous sommes efforcés de limiter ce rapport à 5, ce qui permet de rendre l'erreur d'écêtage inférieure à 1 %.

c) Quantification du signal

Le nombre limité de niveaux de quantification du CAN détériore le signal initial. Les signaux analogiques et quantifiés diffèrent d'une suite de valeurs aléatoires, dont on montre qu'elles forment un bruit blanc à bande limi-

tée de puissance $\Delta x_q^2/12$ (Δx_q pas de quantification) [49]. Cette erreur dépend de la largeur de bande étudiée et de la nature du spectre. En procédant à une analyse par décade, on montre que, pour un bruit en $1/f^2$, l'erreur commise est inférieure à 0,1 % pour 256 niveaux de quantification (8 bits) [35].

d) Troncature due à l'échantillonneur-bloqueur

L'échantillonneur-bloqueur a un temps d'ouverture θ non nul, c'est à dire qu'il estime pour chaque échantillon la valeur moyenne du signal sur une durée θ . Le signal est donc multiplié dans le domaine temporel par une fonction "porte" de largeur θ . Par conséquent, la transformée de Fourier du signal échantillonné est celle du signal idéal où θ serait nul, convoluée à la fonction $(\sin \pi f \theta) / \pi f \theta$ où f est la fréquence étudiée. Pour un temps d'ouverture égal à $F_e/4$ (F_e fréquence d'échantillonnage), l'erreur est plus faible que 0,1 %.

II.3.3 Erreurs dues au traitement numérique

La première cause d'erreur est due :

- a) aux phénomènes de repliements de spectres provoqués par le non respect de la condition de Shannon.

D'autre part, le traitement des signaux ayant une forte dynamique spectrale, et par exemple, une composante sinusoïdale importante, a montré que deux autres erreurs pouvaient être commises :

- b) l'une due à la troncature temporelle du signal
- c) l'autre due à une troncature numérique due au calculateur.

Enfin, une cause d'erreur supplémentaire est :

- d) l'incertitude statistique.

Nous nous proposons d'examiner successivement ces différentes causes d'erreurs.

a) Les phénomènes de repliement

Nous avons vu qu'un filtre n'étant jamais parfait, les phénomènes de

repliement du spectre dus au non respect de la condition de Shannon introduisait une erreur dépendant de la pente du filtre et de sa fréquence de coupure. Pour des filtres à 120 dB/ décade de fréquence de coupure $f_c/5$, tels ceux utilisés dans le système, l'erreur d'échantillonnage est inférieure à 0,1 % [49].

b) Effets de la troncature temporelle du signal

Le traitement numérique se fait sur des tranches de signal de durée T . Comme dans le cas de l'échantillonneur-bloqueur, ceci équivaut à multiplier le signal réel par une fonction "porte" de largeur T . Dans le domaine fréquentiel, la densité spectrale estimée est donc la densité spectrale réelle convoluée à une fonction $T (\sin \pi f T / \pi f T)^2$:

$$(II.2) \quad \hat{S}_{XX}(f) = S_{XX}(f) * T \left(\frac{\sin \pi f T}{\pi f T} \right)^2$$

Ceci peut également s'écrire sous la forme :

$$(II.3) \quad \hat{S}_{XX}(f_0) = T \int_{-\infty}^{+\infty} S_{XX}(f) \frac{\sin^2 \pi (f - f_0) T}{\pi (f - f_0)^2} df$$

soit en posant $x = \pi (f - f_0) T$

$$(II.4) \quad \hat{S}_{XX}(f_0) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{XX} \left(\frac{x}{\pi T} + f_0 \right) \frac{\sin^2 x}{x^2} dx$$

Pour un bruit blanc, $S_{XX}(f) = A$ quel que soit f

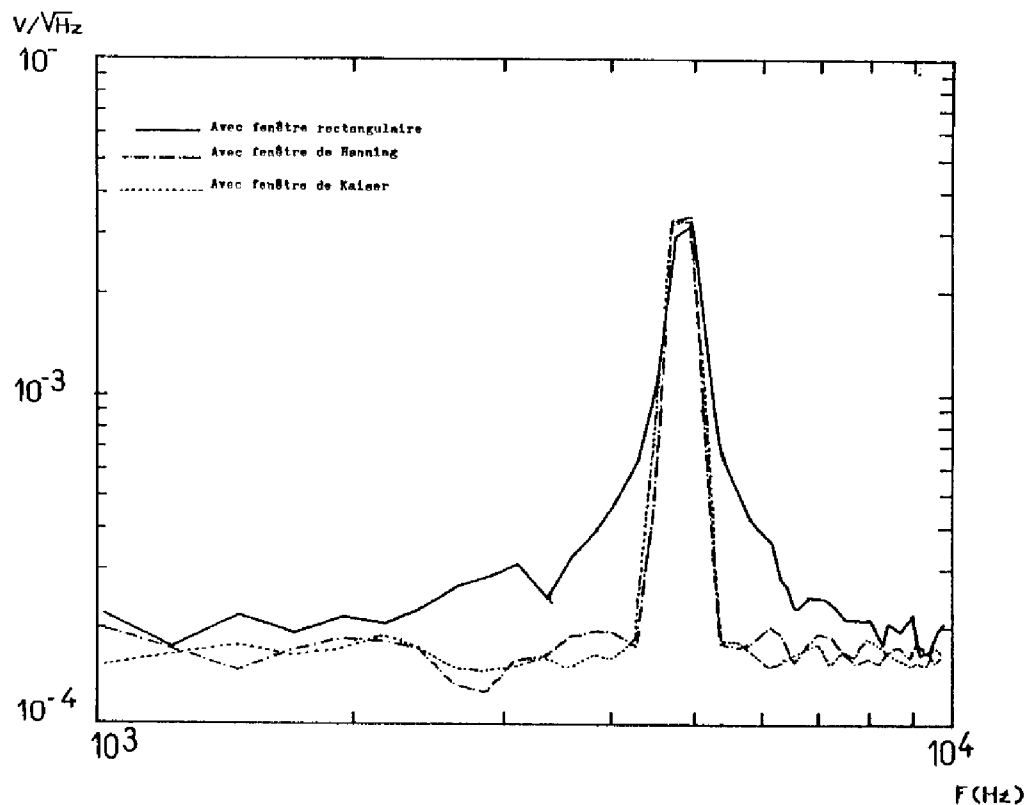
$$(II.5) \quad S_{XX}(f_0) = \frac{A}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin^2 x}{x^2} dx$$

La méthode des résidus permet de montrer que

$$(II.6) \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin^2 x}{x^2} dx = \pi$$

D'où $S_{XX}(f_0) = A$

Si le spectre n'est pas blanc, des erreurs sont introduites, dues à l'existence des lobes latéraux de la fonction $(\sin^2 x/x^2)$ et à la largeur même $\Delta f_{eq} = 1/T$ du filtre équivalent associé à cette fonction. Le calcul de l'intégrale (II.8) pour un bruit en $1/f$, et pour une fréquence f_0 égale à $5 \Delta f_{eq}$ montre que l'erreur commise est inférieure à 1,5 %. Pour des bruits dont les spectres sont plus irréguliers, et qui comportent par exemple des composantes sinusoïdales, l'erreur peut être plus importante. Des sous-programmes spécifiques utilisant des fonctions de pondération de Hanning et de Kaiser ont été réalisés. Ils permettent de diminuer les effets de la troncature. La figure II.7 montre l'influence du choix de la fonction de pondération temporelle (ou fenêtre de troncature) sur le calcul de la densité spectrale d'un bruit blanc superposé à un signal sinusoïdal.

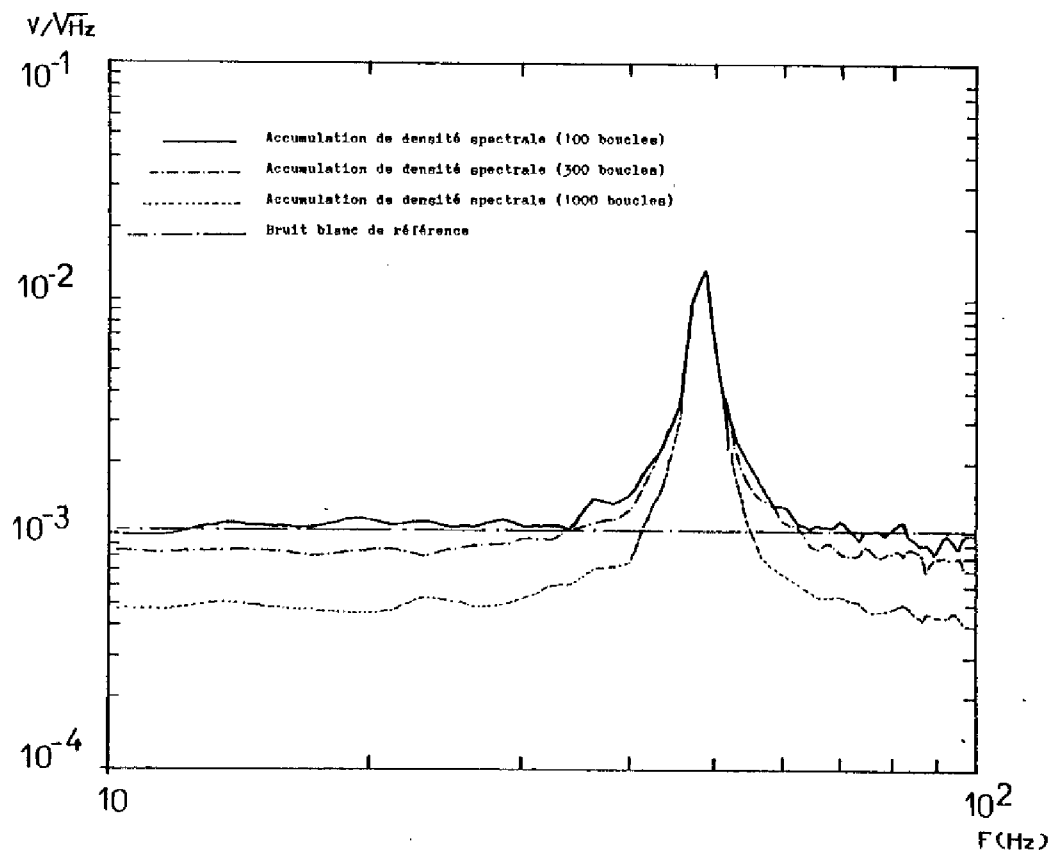


Influence du choix de la fenêtre de troncature sur le calcul de la densité spectrale d'un bruit blanc superposé à un signal sinusoïdal

Figure II.7

c) Effets de la troncature numérique due au calculateur

L'estimation de la densité spectrale de signaux de forte dynamique dans le domaine fréquentiel s'est révélée biaisée par l'existence d'une troncature numérique réalisée par le calculateur. Celle-ci est due à une conversion entier - flottant, qui s'effectue correctement sur les valeurs élevées de la densité spectrale lors de son accumulation, mais qui tend à en diminuer les valeurs les plus faibles. Cet effet est illustré par la figure II.8 qui montre que les erreurs sont d'autant plus importantes que le nombre d'enregistrements sur lequel est effectuée la moyenne est élevé.



Effet de la troncature numérique sur l'estimation de la densité spectrale d'un signal composé d'un bruit blanc et d'une sinusoïde, en fonction du nombre d'enregistrements

Figure II.8

Pour atténuer ces problèmes de conversion, il faut effectuer les moyennes sur des valeurs peu dispersées. Pratiquement, nous avons créé des sous-programmes "forte dynamique spectrale" qui réalisent les moyennes sur les quantités suivantes :

$$(II.7) \quad S(f) = \sum_{i=1}^N \frac{2}{TN} \frac{|X(f, iT)|^2}{\hat{S}_{XX0}(f)}$$

où N est le nombre total d'enregistrements, $X(f, iT)$ la transformée de Fourier du signal observé entre les instants iT et $(i + 1)T$, et $\hat{S}_{XX0}(f)$ une estimation de la densité spectrale sur 10 enregistrements :

$$(II.8) \quad \hat{S}_{XX0}(f) = \sum_{i=1}^{10} \frac{2}{10T} |X(f, iT)|^2$$

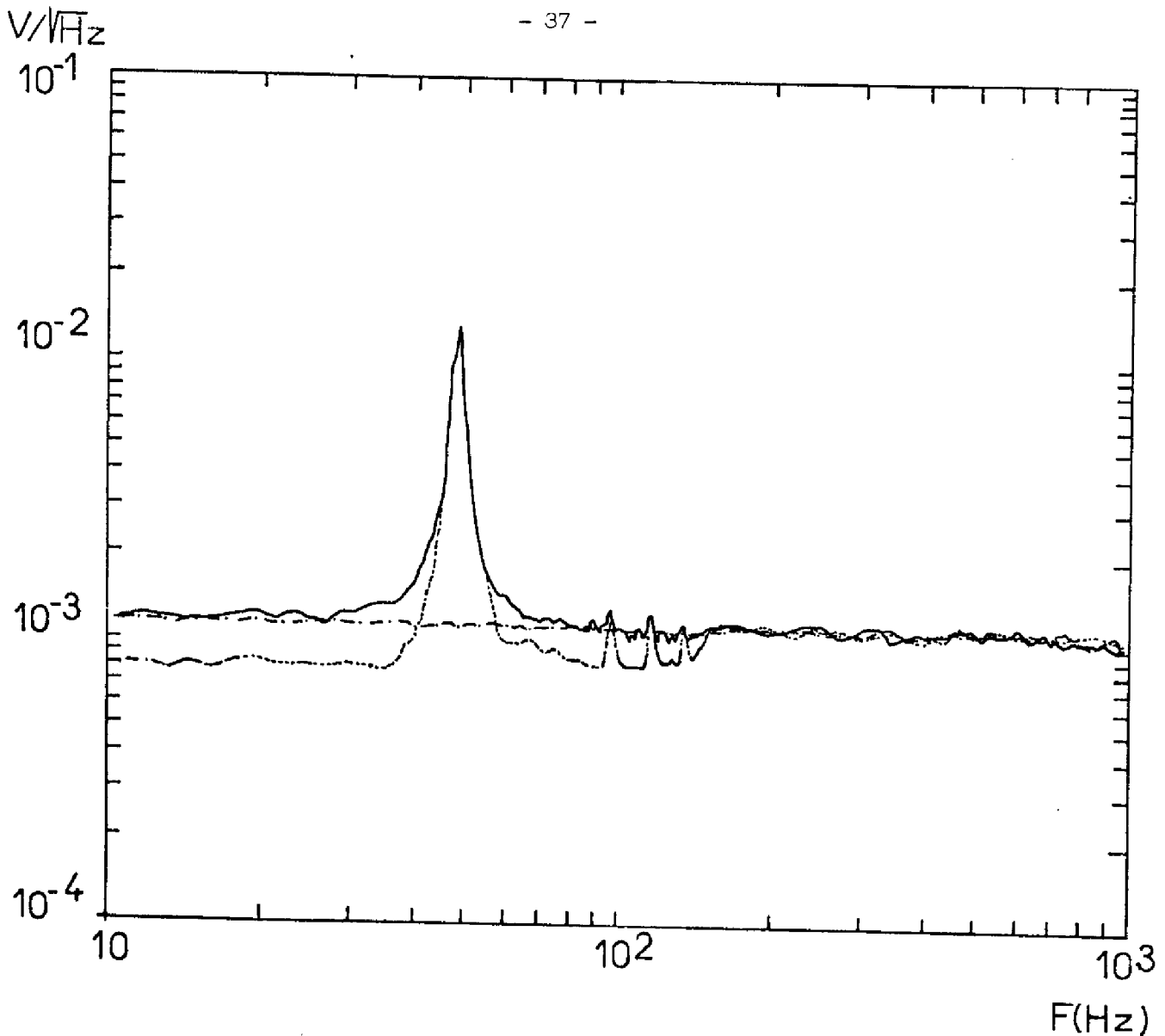
$S(f)$ représente donc une moyenne sur la densité spectrale normalisée par rapport à $\hat{S}_{XX0}(f)$. On retrouve l'estimateur $\hat{S}_{XX}(f)$ de façon évidente :

$$(II.9) \quad \hat{S}_{XX}(f) = \hat{S}_{XX0}(f) \cdot S(f)$$

Un exemple de résultats obtenus en utilisant les programmes mettant en oeuvre cette procédure est montré sur la figure (II.9). Il apparaît que les problèmes dus à la troncature numérique sont ainsi considérablement atténués.

d) Incertitude statistique

L'estimation de la valeur moyenne du module de la transformée de Fourier s'effectue sur un nombre limité M d'enregistrements du signal. On montre que la précision sur l'estimation est alors $1/\sqrt{M}$ [38, 49, 62].



Effets des troncatures numériques sur un signal sinusoïdal superposé au bruit blanc

..... Estimateur de la densité spectrale obtenue en effectuant la moyenne arithmétique des densités spectrales sur 1 000 enregistrements.

————— Estimateur de la densité spectrale obtenue en effectuant la moyenne arithmétique des densités spectrales normalisées sur 1 000 enregistrements.

----- Bruit blanc de référence (estimation sur 1 000 enregistrements).

Figure II.9

II.3.4 Précision sur la mesure de la densité spectrale d'un signal

L'évaluation quantitative de l'incertitude totale sur la mesure du bruit ne peut être calculée par l'addition simple de toutes les erreurs évoquées. Certaines d'entre elles sont corrélées, et certaines erreurs systématiques peuvent se compenser. Afin de donner tout de même une estimation sur l'incertitude des résultats, deux tests ont été effectués :

- l'étude de la répétitivité des résultats obtenus pour des expériences identiques.
- des comparaisons entre les résultats obtenus par notre système et ceux obtenus avec les dispositifs expérimentaux traditionnels.

Nous avons dans un premier temps mesuré la densité spectrale d'un signal délivré par un générateur de bruit blanc. Celle-ci a été mesurée de quatre façons différentes :

- en numérique pour une fréquence $f = 8 \text{ kHz}$ et $\Delta f = 200 \text{ Hz}$ en effectuant la moyenne sur 100 enregistrements.
- en numérique en effectuant la moyenne sur 100 enregistrements et en réalisant un lissage fréquentiel.
- à l'aide d'un voltmètre sélectif analogique du type HP312B à la fréquence $f = 8 \text{ kHz}$ et avec une résolution $\Delta f = 1 \text{ kHz}$.
- à l'aide d'un voltmètre sélectif analogique modèle Quan Tech 305 à la fréquence $f = 8 \text{ kHz}$ et avec une résolution $\Delta f = 1 \text{ kHz}$.

Les mesures de type numérique ont été répétées une dizaine de fois. La valeur moyenne de cet ensemble de mesure, l'écart type et l'écart maximum ainsi que les valeurs mesurées en analogique ont été reportées dans le tableau II.10.

	Valeur mesurée $V/\sqrt{\text{Hz}}$	Ecart type $V/\sqrt{\text{Hz}}$	Ecart type relatif	Ecart maximum relatif
Quan Tech Type 305	$4,43 \cdot 10^{-4}$			
Hewlett Packard Type 312 B	$4,16 \cdot 10^{-4}$			
Méthode numérique $f = 8 \text{ kHz}$	$4,33 \cdot 10^{-4}$	$0,206 \cdot 10^{-4}$	4,7 %	9,4 %
Méthode numérique Lissage fréquentiel	$4,29 \cdot 10^{-4}$	$0,029 \cdot 10^{-4}$	0,7 %	2,3 %

Résultats des tests de mesure en bruit blanc

Tableau II.10

L'examen de ces résultats montre que les valeurs mesurées par les différentes méthodes sont comparables. La répétitivité de la méthode numérique se révèle de plus très bonne, puisque l'incertitude maximale est de l'ordre de l'incertitude statistique. Compte tenu de ces éléments, et de l'analyse qui précède, on peut estimer que les résultats obtenus par la méthode numérique en effectuant la moyenne sur 100 enregistrements, sont connus avec une précision meilleure que 10 %.

00000000

C H A P I T R E I I I

BRUIT DANS LES FILIERES BIPOLAIRES ET BIFET

III.1. - INTRODUCTION

On classe habituellement dans les circuits intégrés analogiques les amplificateurs opérationnels, les régulateurs de tension, les convertisseurs numériques analogiques et analogiques numériques, les PLL (Phase Locked Loop). Nous nous intéresserons plus particulièrement aux amplificateurs opérationnels qui constituent le composant de base de tous ces circuits.

Les circuits réalisés à partir d'amplificateurs opérationnels intégrés sont généralement plus bruyants que ceux élaborés avec des éléments discrets. Ces derniers peuvent avoir des bruits en tension ramenés à l'entrée inférieurs à $1\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, alors que les amplificateurs intégrés dépassent fréquemment $10\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$.

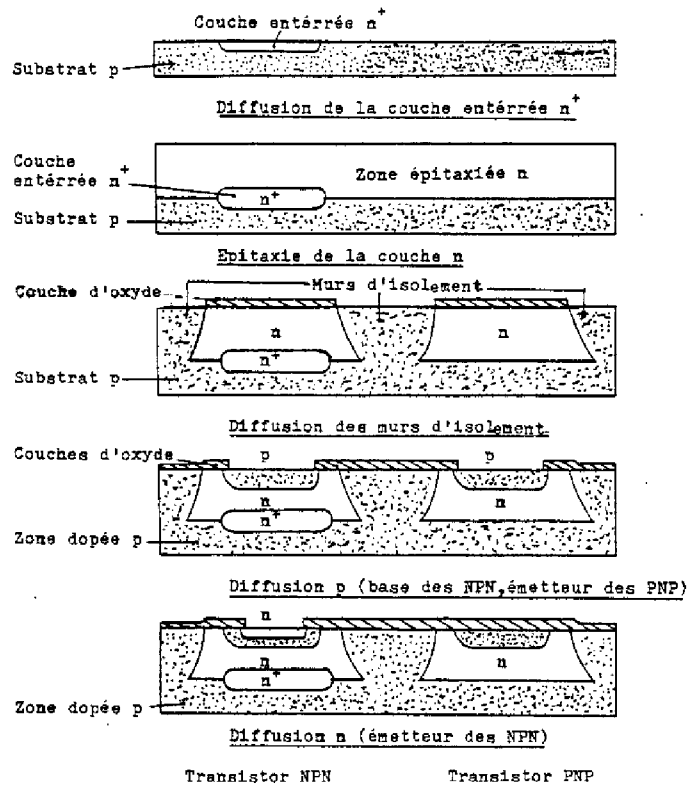
Le but de ce chapitre est de caractériser et d'analyser le bruit des circuits et des composants intégrés, afin de déterminer les origines de ce comportement bruyant.

Il est divisé en trois parties principales qui sont :

- La description des processus technologiques d'élaboration des circuits intégrés.
- La caractérisation de composants intégrés.
- Une première interprétation des origines du bruit de ces composants sur la base des connaissances actuelles dans ce domaine.

III.2. - TECHNOLOGIE DES CIRCUITS INTEGRES [50,51]

Dans les processus actuellement utilisés, deux filières technologiques prédominent : d'une part, la filière bipolaire à couche enterrée et isolation par jonctions, et d'autre part, la filière bifet ou le circuit comporte des transistors à effet de champ et bipolaires. La figure III.1 décrit les différentes séquences du processus de fabrication de la filière bipolaire.

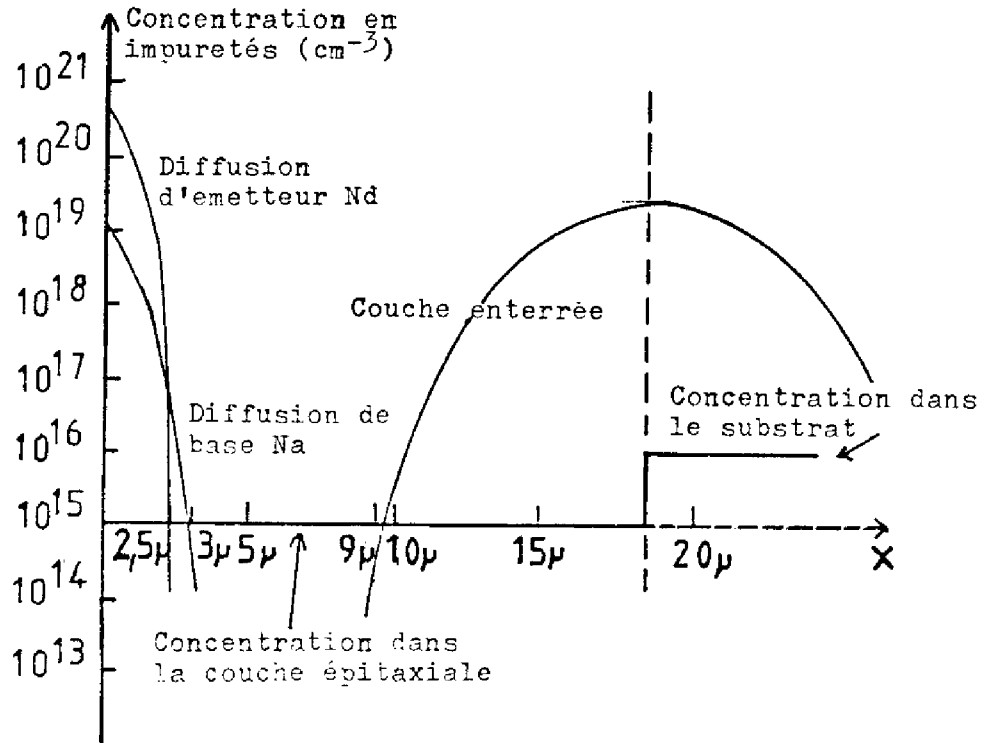


Processus de fabrication des transistors intégrés

Figure III.1

Les circuits sont élaborés à partir d'un substrat de type P, d'environ $250 \mu\text{m}$ et dopé typiquement à 10^{16} at/cm^3 . Dans une première étape, on diffuse localement des zones de type N qui constitueront les "couches enterrées". Ces dernières sont des chemins basse impédance pour le courant collecteur des transistors NPN. Ensuite, une couche de type N est formée par épitaxie sur tout le substrat. Elle est peu dopée (qqs 10^{15} at/cm^3) et son épaisseur est de l'ordre de $15 \mu\text{m}$. Dans cette couche N, on effectue des diffusions profondes de type P qui seront les murs d'isolement du circuit. En fonctionnement normal, cette diffusion constitue avec les zones N des jonctions polarisées en inverse, qui serviront d'isolation entre les composants. L'étape suivante consiste à diffuser une zone P de 1 à $3 \mu\text{m}$ qui formera la base des transistors NPN et l'émetteur des transistors PNP (dopage $\approx 10^{18} \text{ at/cm}^3$). Enfin, on diffusera les zones N nécessaires pour former l'émetteur des NPN, dont la profondeur variera de $0,5$ à $2,5 \mu\text{m}$ et le dopage de 10^{19} à 10^{20} at/cm^3 . Les contacts seront réalisés par des dépôts d'aluminium.

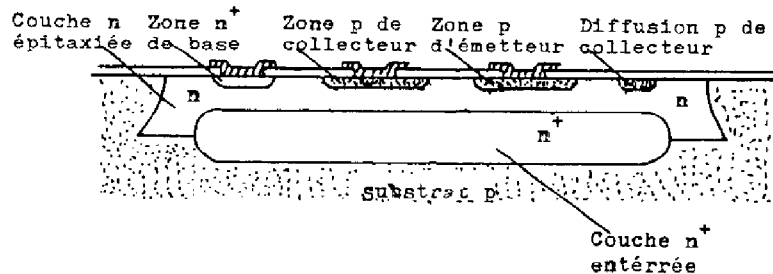
La figure III.2 indique les profils de dopage généralement utilisés.



Profils de dopage typique dans les circuits intégrés

Figure III.2

Parallèlement à la formation des transistors NPN et PNP de structure verticale, couramment désignés par le terme de transistors "substrat", des transistors PNP latéraux sont réalisés. Leur structure est représentée sur la figure (III.3). L'émetteur et le collecteur de ces transistors sont constitués de zones P élaborées en même temps que la base des NPN.



(La diffusion de collecteur "entoure" l'émetteur)

Structure du PNP latéral

Figure III.3

Les processus d'élaboration décrits ci-dessus donnent des transistors PNP aux performances médiocres. Les origines de ce comportement sont multiples.

Le faible dopage de base entraîne :

- d'une part, une forte résistivité dans la base qui favorise l'apparition précoce des phénomènes de défocalisation.
- d'autre part, la manifestation rapide des phénomènes de hautes injections.

La grande épaisseur de la base donne :

- un facteur de transport et une efficacité d'injection faibles, qui ne permettent pas d'obtenir des gains élevés (sa valeur usuelle sera de l'ordre de 50).
- un temps de transit dans la base élevé , qui entraîne une dégradation des performances hautes fréquences.

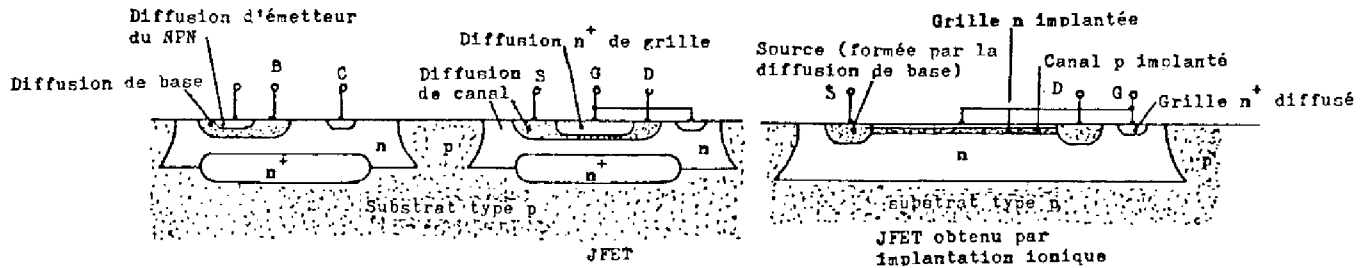
Par contre, les transistors NPN ont des gains en courant plus élevés (200 à 1 000 usuellement), et des performances fréquentielles meilleures.

La réalisation de transistors bipolaires de type NPN à grand gain (dits "supergain") est également possible avec les processus technologiques précédents. Dans ce cas, il faut réduire l'épaisseur de base, ce qui améliore à la fois l'efficacité d'injection et le facteur de transport dans la base . Néanmoins, la réduction de l'épaisseur de la base réduit la tension de claquage collecteur-base, à cause du phénomène de "punch-through".

Cette tension de claquage très basse (typiquement 5V) peut être augmentée en utilisant ce transistor dans un montage cascode (émetteur commun suivi de base commune). Avec ce dernier, on peut obtenir des tensions de claquage de l'ordre de 50V. Les gains obtenus pour ces transistors "supergain" sont typiquement 5 000, l'épaisseur de base ne dépassant pas 0,2 μ .

Les transistors bipolaires utilisés dans la filière bifet sont élaborés selon un processus de fabrication semblable à celui des transistors de la filière bipolaire à couche enterrée et à isolation par jonctions. Les transistors

à effet de champ (JFET) peuvent être obtenus par diffusion ou par implantation ionique. Les structures réalisées avec ces techniques sont représentées sur la figure III.4.



Structures JFET diffusées et implantées

Figure III.4

La structure d'un JFET diffusé est analogue à celle d'un transistor NPN vertical. Les inconvénients de cette technique sont :

- une mauvaise reproductibilité des caractéristiques du canal
- une tension de claquage grille-drain du même ordre de grandeur que celle de la jonction émetteur-base d'un transistor NPN (environ 7V).

Dans les structures implantées, le canal est formé dans la couche épitaxiée faiblement dopée de type n. La tension de claquage grille-drain est par suite plus élevée, et l'implantation permet de contrôler d'une manière plus précise le profil de dopage et l'épaisseur du canal. Celui-ci étant de type P, les JFETs intégrés auront cependant généralement une transconductance plus faible que celle des JFETs à canal N, où la mobilité des porteurs est plus élevée.

Pour réaliser à partir des composants actifs décrits des circuits électroniques, il faut également pouvoir réaliser des résistances et des capacités. Les résistances que l'on réalise par diffusion d'impuretés dans le semi-conducteur ne peuvent avoir des valeurs supérieures à $50\text{ k}\Omega$ et inférieures à 10Ω , et occupent de plus pour ces valeurs extrêmes de grandes surfaces de silicium. Les capacités, qu'on réalise à partir de structures MOS ou de jonctions polarisées en inverse,

ne peuvent dépasser 200 pF. De plus, la précision sur les valeurs de ces éléments intégrés n'est guère supérieure à 20 %.

III.3. - BRUIT DE FOND NORMAL DANS LES TRANSISTORS

III.3.1 Bruit de fond normal dans les transistors bipolaires

Le bruit de fond normal dans les transistors bipolaires provient des sources de bruit grenaille des jonctions émetteur-base et collecteur-base et du bruit thermique associé à la résistance de base. Pour un transistor de structure lamellaire idéal, les travaux de nombreux auteurs et notamment ceux de Van der Ziel et Becking [60] ont abouti au schéma équivalent de la figure III.5. Le générateur e_n représente le bruit thermique d'un élément de la résistance de base R , et les générateurs i_{nib} et i_{no} sont associés au bruit de grenaille des jonctions émetteur-base et collecteur-base.

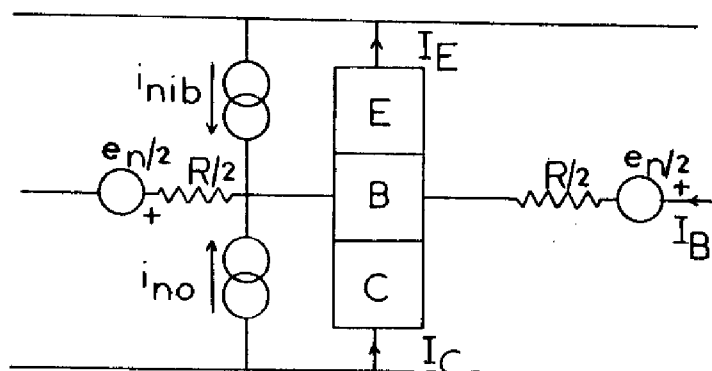


Schéma équivalent en bruit d'un transistor lamellaire

Figure III.5

Ces générateurs sont définis par les relations suivantes [9], [61] .

$$(III.1) \quad \overline{e_n^2} = 4 kT R \Delta f$$

$$(III.2) \quad \overline{i_{nib}^2} = 2 q I_E \Delta f$$

$$(III.3) \quad \overline{i_{no}^2} = 2 q I_C \Delta f$$

$$(III.4) \quad \overline{i_{nib} i_{no}^*} = 2 kT \left[y_{12B} + y_{21B}^* \right] \Delta f$$

où I_E et I_C représentent les courants émetteur et collecteur, Δf un petit intervalle de fréquence, et y_{12B} et y_{21B}^* les paramètres de la matrice admittance $[Y_B]$ du transistor dans le montage base commune. Usuellement, $y_{12B} \ll y_{21B}$ et $y_{21B} \approx 1/r_e$ ($r_e = kT/qI_C$).

Il a été montré que ce circuit était équivalent à celui de la figure (I.6), où le bruit est simulé par deux générateurs ramenés à l'entrée du quadripôle.

En régime de fonctionnement normal, ces générateurs en tension e_n et en courant i_n sont donnés par :

$$(III.5) \quad \overline{e_n^2} = 4kT \left[\frac{r_e + R + \frac{R^2}{2h_{FE}r_e}}{2\alpha} + \frac{R}{h_{FE}} \right] \Delta f$$

$$(III.6) \quad \overline{i_n^2} = \frac{2q I_B}{\alpha} \Delta f$$

$$(III.7) \quad \overline{e_n i_n^*} = R \left[\frac{2q I_B}{\alpha} + \frac{2kT}{h_{FE}} \right] \Delta f$$

où α et h_{FE} désignent respectivement les gains en courant du transistor dans les montages base-commune et émetteur-commun, I_B le courant de base.

De nombreux auteurs assimilent le comportement d'un transistor réel à celui d'un transistor lamellaire. Dans ce cas, la résistance R représente la résistance de base $r_{bb'}$ du transistor. Récemment, Blasquez, Caminade et Le Gac [8, 9, 10, 11] ont proposé de représenter le comportement d'un transistor réel par la juxtaposition de transistors lamellaires. A partir de ce modèle, ils ont montré que les générateurs de bruit en courant et en tension ramenés à l'entrée sont donnés en basse fréquence par

$$(III.8) \quad \overline{e_n^2} = 4kT \left[R_{bn} + \frac{r_e}{2\alpha_A} + \frac{r_{bb'}^2}{2h_{FEA}r_e} C_n + \frac{r_{bb'}}{h_{FEA}} \right] \Delta f$$

$$(III.9) \quad \overline{i_n^2} = \frac{2q I_{BA}}{\alpha_A} \Delta f$$

$$(III.10) \quad \overline{e_n i_n^*} = \frac{2kT}{h_{FEA}} \left[1 + \frac{r_{bb'}}{r_e} \right] \Delta f$$

R_{bn} et C_n sont des coefficients donnés, en basse fréquence, pour un transistor de géométrie rectangulaire, par [9,10] :

$$(III.11) \quad R_{bn} \approx \left(1 - \frac{a}{3a + 4}\right) r_{bb'}$$

$$(III.12) \quad C_n \approx 1,3$$

avec $r_{bb'} = R_b / (a + 3)$ et $a = R_b I_B / U_T$ (R_b résistance métallurgique de la base et $U_T = kT/q$)

Afin de rendre compte du comportement d'un transistor réel, G. Blasquez [12] et J. Caminade [10] ont introduit dans le circuit électrique équivalent des éléments complémentaires associés aux zones latérales des jonctions émetteur-base et collecteur-base, et aux résistances de contact et de cristal. Dans le domaine des basses fréquences, si ces dernières peuvent être négligées, l'effet prépondérant est alors celui de la résistance de la zone passive de base (résistance extrinsèque de base). Si l'on désigne par R_L la valeur de cette résistance, les expressions définissant les générateurs de bruit sont analogues aux expressions III.8 à III.11, avec :

$$R_{bn} = R_L + R_{bni}$$

$$r_{bb'} = R_L + r_{bb'i}$$

où R_{bni} et $r_{bb'i}$ sont relatifs à la zone active (intrinsèque) du transistor.

III.3.2. Bruit de fond normal dans les transistors à effets de champ

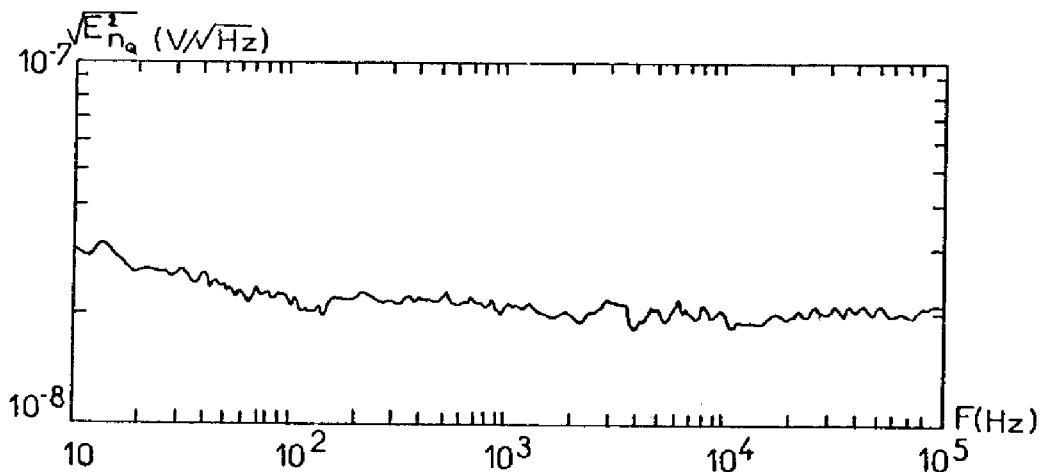
En basse fréquence, le bruit est dû essentiellement au bruit thermique de la zone non saturée du canal et des résistances parasites d'accès source-canal et drain-canal. D'après les travaux de Van Der Ziel [37], il est possible de montrer que la valeur quadratique moyenne du générateur équivalent de bruit en tension ramené à l'entrée du transistor est approximativement égale à :

$$(III.13) \quad \overline{e_n^2} \approx \frac{2}{3} \frac{4kT}{g_m} \Delta f$$

cà g_m est la transconductance du JFET. Dans ce cas le bruit des résistances parasites est négligé.

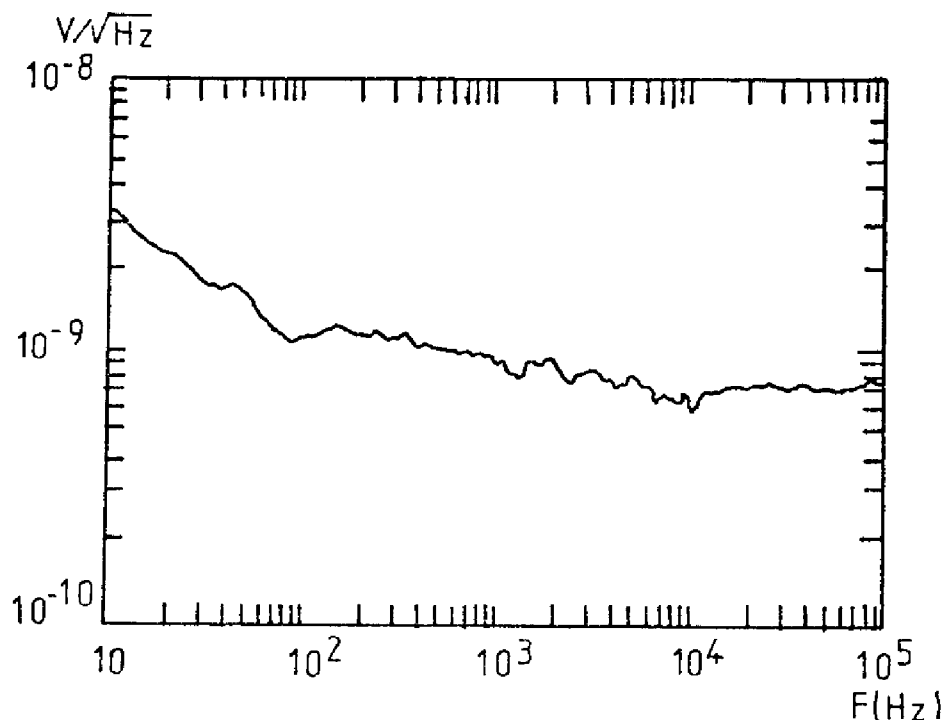
III.4. - CARACTERISATION DU BRUIT D'UN AMPLIFICATEUR OPERATIONNEL INTEGRE

Afin de préciser l'amplitude du bruit de fond dans les circuits intégrés analogiques, nous avons dans un premier temps mesuré la densité spectrale des générateurs de bruit en courant et en tension ramenés à l'entrée sur des amplificateurs de type 741. A titre de comparaison, nous avons également figuré le bruit d'un amplificateur de hautes performances Ortec 5004 . Les résultats obtenus sont portés sur les figures III.6a , III.6b, III.7a et III.7b.



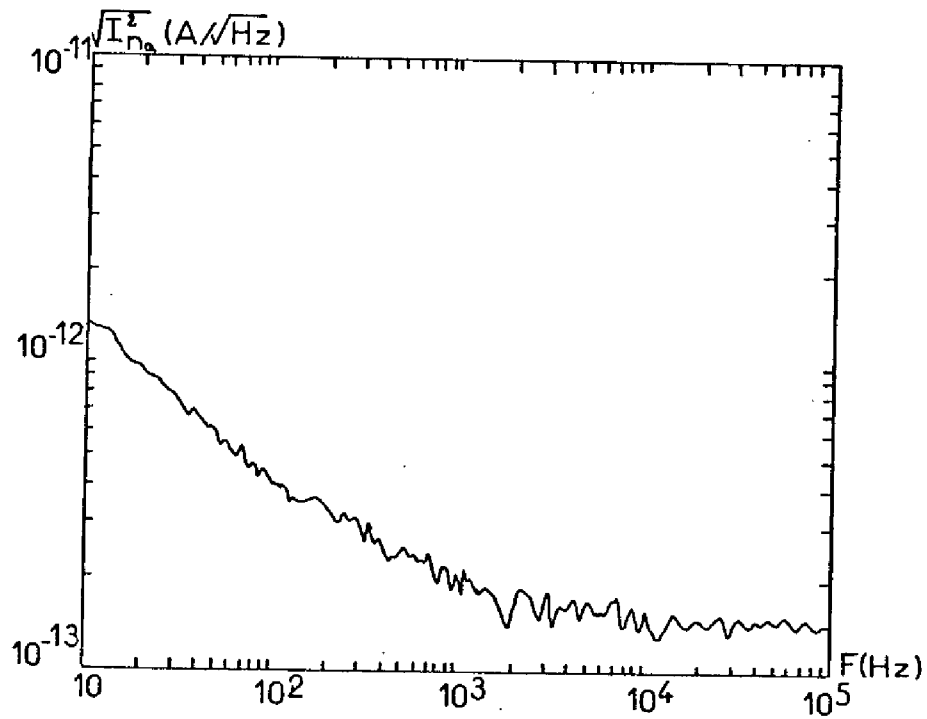
Bruit en tension ramené à l'entrée d'un amplificateur opérationnel du type 741

Figure III.6a



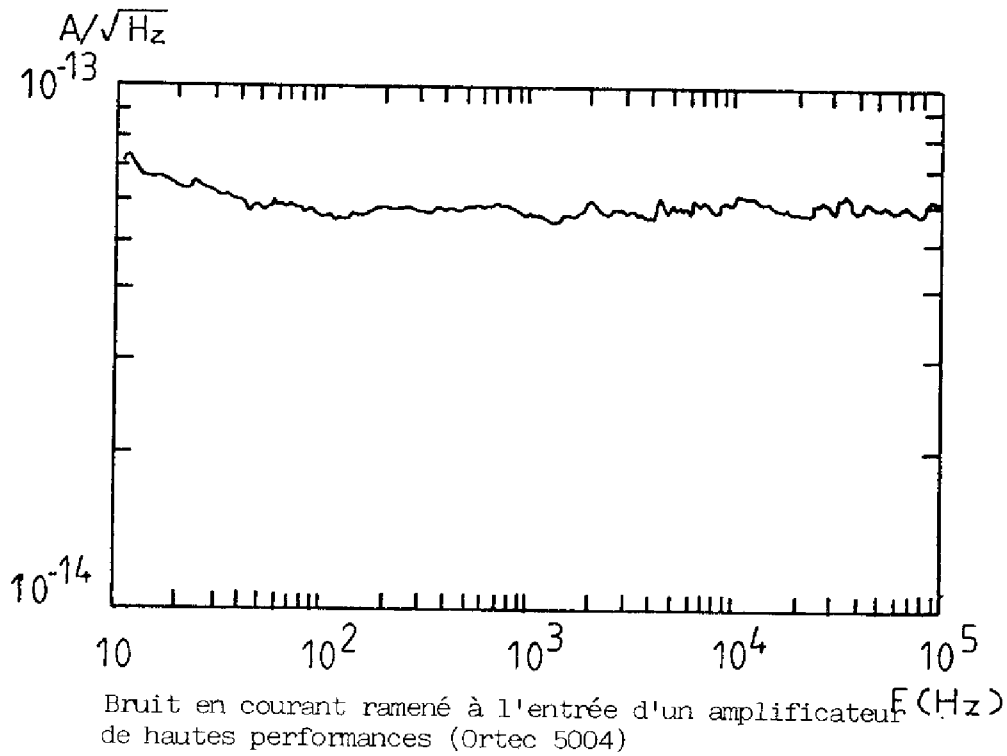
Bruit en tension ramené à l'entrée d'un amplificateur de hautes performances (Ortec 5004)

Figure III.6b



Bruit en courant ramené à l'entrée d'un amplificateur opérationnel du type 741

Figure III.7a



Bruit en courant ramené à l'entrée d'un amplificateur de hautes performances (Ortec 5004)

Figure III.7b

Nous voyons en premier lieu que la densité spectrale du bruit en tension du 741 est au moins 100 fois supérieure à celle du 5004. En ce qui concerne la densité spectrale du bruit en courant, celle du 741 est au moins 4 fois supérieure à celle du 5004. Par ailleurs, dans le domaine des très basses fréquences, elle augmente plus rapidement pour le 741 que pour le 5004.

Afin de préciser l'origine de ces différences, le bruit des transistors intégrés a été analysé.

III.5.- ETUDE EXPERIMENTALE DU BRUIT DE FOND DES TRANSISTORS INTEGRES [43]

III.5.1 Filière bipolaire

Les composants étudiés ont été réalisés par la société Thomson Sescosem (Saint Egrève). Trois types de transistors seront caractérisés :

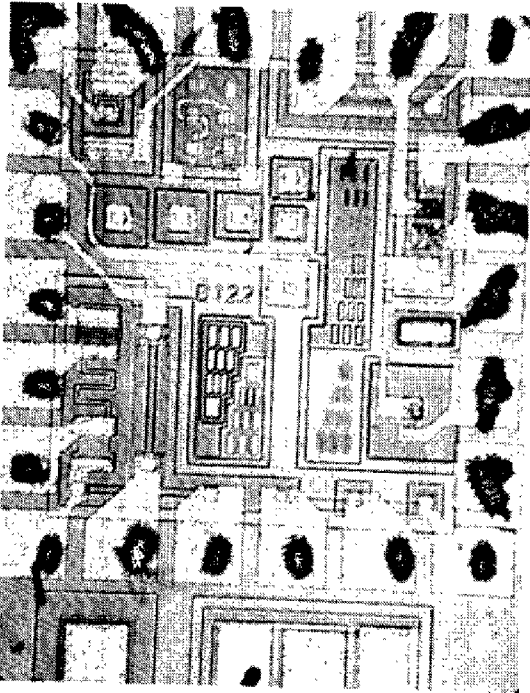
- les NPN à structure verticale (NPN substrat).
- les PNP latéraux.
- les PNP substrat.

La figure III.8 est une photographie du circuit sur lequel sont réalisés les différents composants. Les émetteurs ont une géométrie sensiblement carrée, dont le côté est de l'ordre de 20 μm . Le tableau III.9 indique quelques caractéristiques statiques de ces transistors.

: Type de transistor :	$h_{FE} = 1 \mu\text{A}$	$h_{FE} = 10 \mu\text{A}$	V_{CE0} (volts)	V_{CB0} (volts)	V_{EB0} (volts)
: PNP Substrat:	40	47	135	120	84
: PNP Latéral :	140	68	30	40	72
: NPN Substrat :	50	74	45	80	64

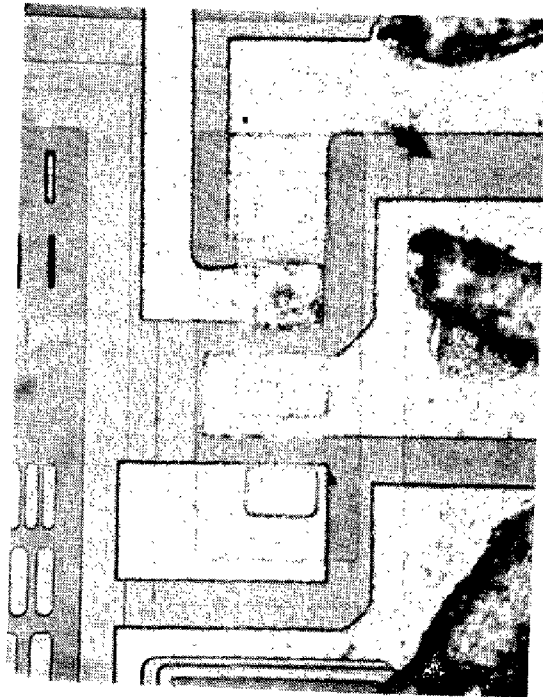
Caractéristiques statiques de différents transistors

Tableau III.9



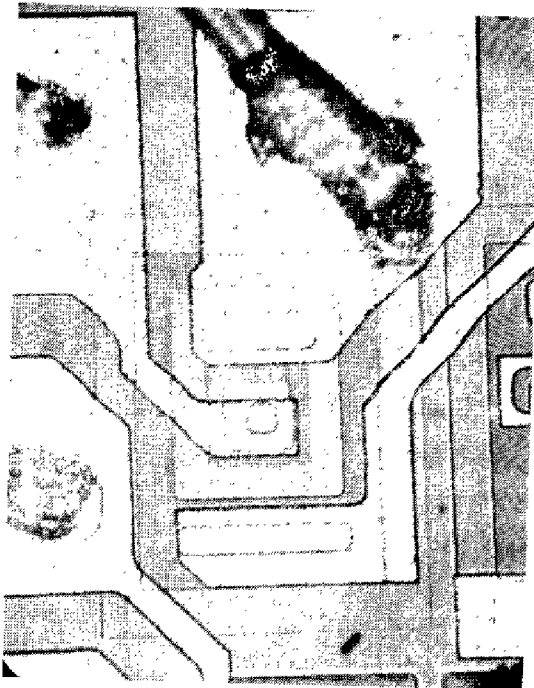
Vue du circuit intégré

Figure III.8



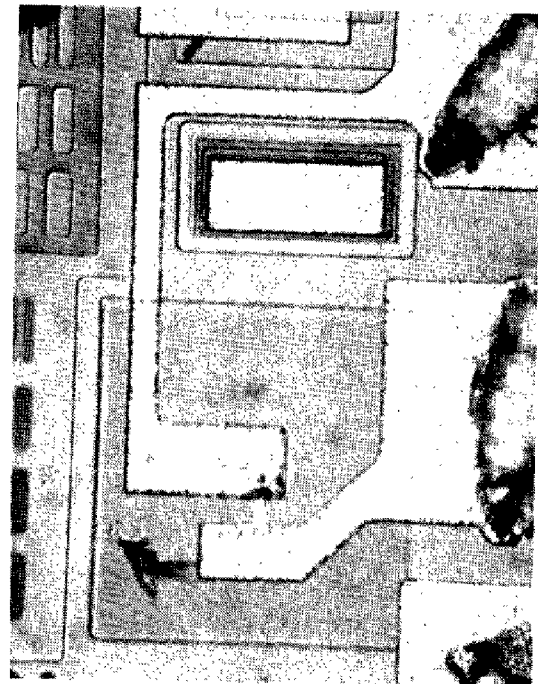
Vue du NPN Substrat

Figure III.8a



Vue du PNP latéral

Figure III.8b



Vue du PNP Substrat

Figure III.8c

Les générateurs de bruit en courant et en tension ont été caractérisés entre 1 Hz et 10 kHz, pour des niveaux de courant collecteur variant de 1 μ A à 1 mA, et à une tension collecteur-émetteur V_{CE} égale à 5V. A titre de comparaison, le bruit d'un transistor non intégré 25 T 1000 de type NPN a été caractérisé.

a) Bruit en tension

Les figures III.10, III.11, III.12 montrent les spectres du générateur de bruit en tension des trois types de transistors. On observe qu'aux plus hautes fréquences le bruit est blanc, et qu'aux très basses fréquences, il varie en $1/f$. Le bruit en tension du transistor 25 T 1000 est représenté sur la figure III.13.

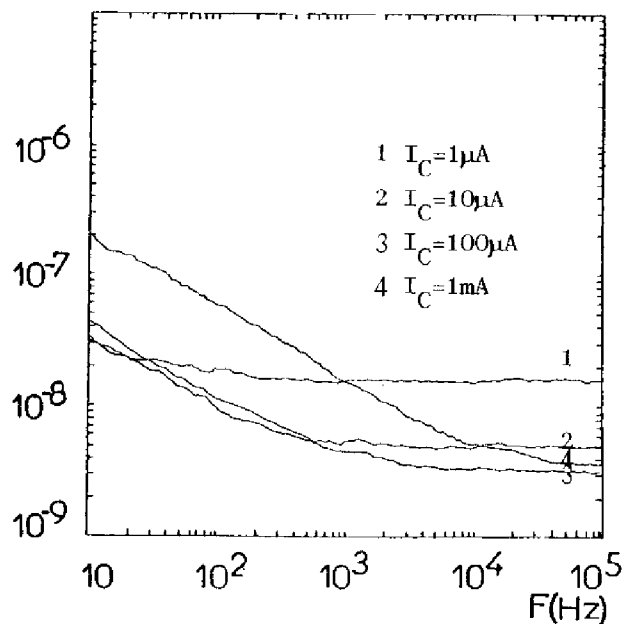
Les courbes de la figure III.14 montrent la cohérence des résultats obtenus en bruit blanc avec ceux prévus par la formule (III.8), qui permet de déduire la valeur de $r_{bb'}$.

Aux hautes fréquences, il apparaît que le bruit des transistors intégrés est supérieur à celui du 25 T 1000, particulièrement à fort niveau, parce que leurs résistances de base sont plus élevées.

De plus, les transistors PNP verticaux se révèlent beaucoup plus bruyants que les NPN verticaux et les PNP latéraux.

Aux basses fréquences, les valeurs relevées à 10 Hz montrent qu'à bas niveau ($I_C < 10 \mu$ A) les transistors intégrés et le 25 T 1000 ont des niveaux de bruit comparables. Par contre, à plus fort niveau de polarisation, les transistors intégrés et plus particulièrement les PNP présentent un accroissement rapide du bruit en $1/f$. Cet excès apparaît clairement sur les PNP verticaux et latéraux (fig. III.11, III.12) lorsque le courant atteint 1 mA. Une étude approfondie de ce bruit en $1/f$ sera effectuée dans le chapitre IV.

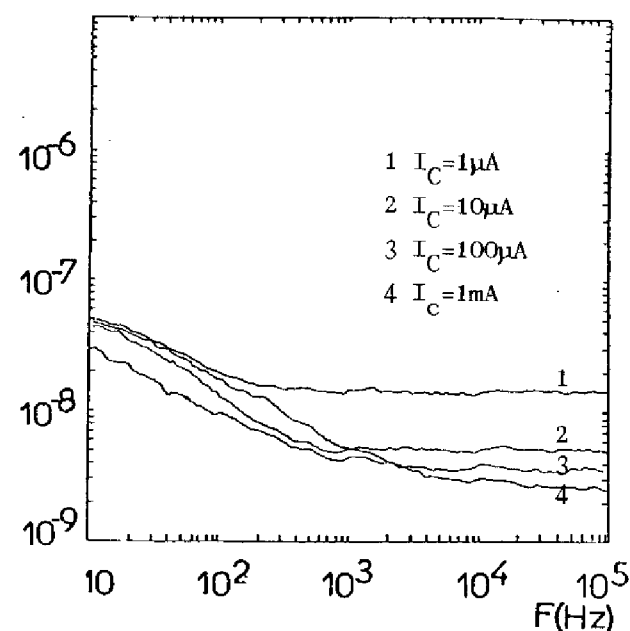
$\sqrt{e_n^2}$ (V/ $\sqrt{\text{Hz}}$)



Bruit en tension d'un transistor
PNP latéral

Figure III.10

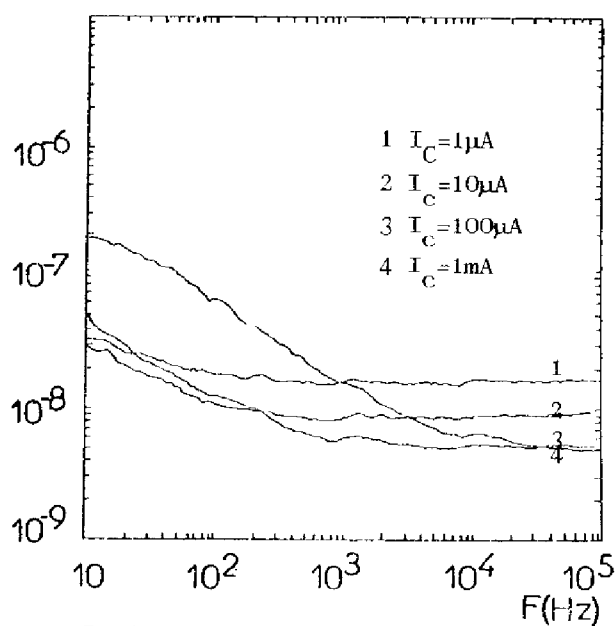
$\sqrt{e_n^2}$ (V/ $\sqrt{\text{Hz}}$)



Bruit en tension d'un transistor
NPN vertical

Figure III.11

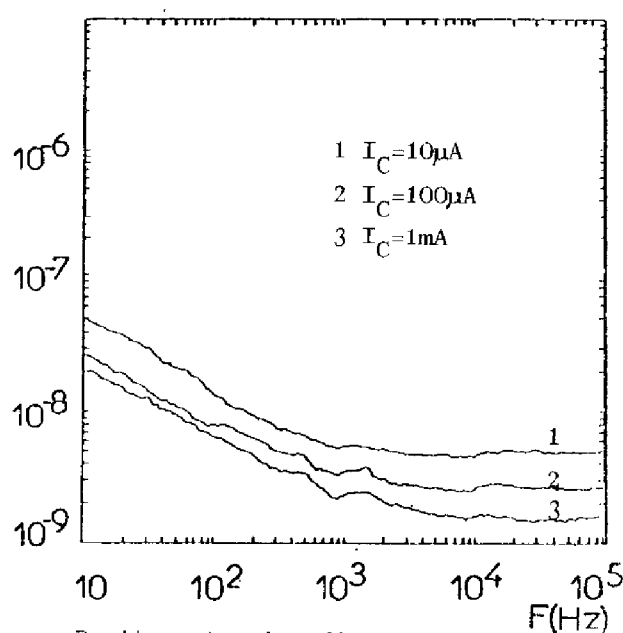
$\sqrt{e_n^2}$ (V/ $\sqrt{\text{Hz}}$)



Bruit en tension d'un transistor
PNP vertical

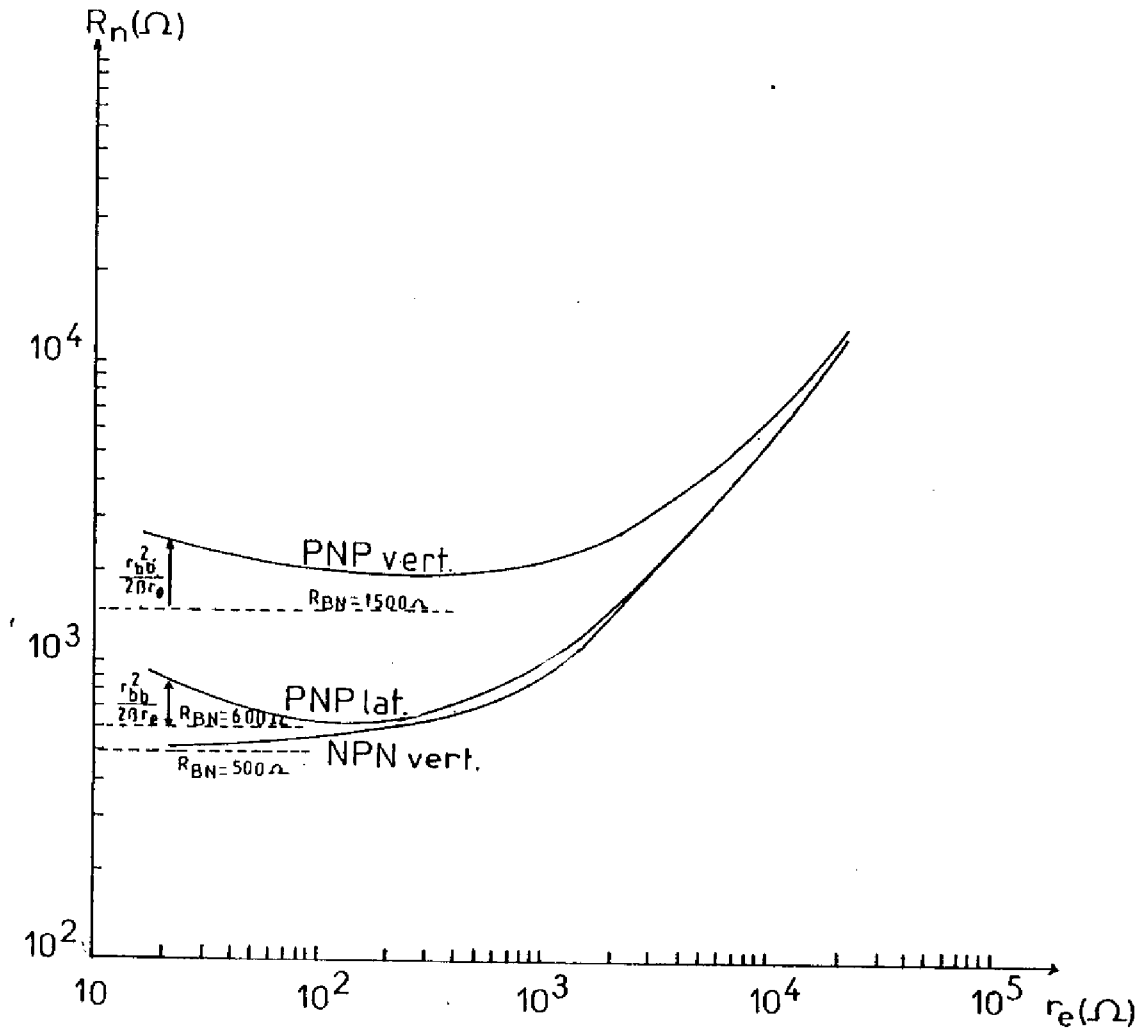
Figure III.12

$\sqrt{e_n^2}$ (V/ $\sqrt{\text{Hz}}$)



Bruit en tension d'un transistor
25 T 1000

Figure III.13



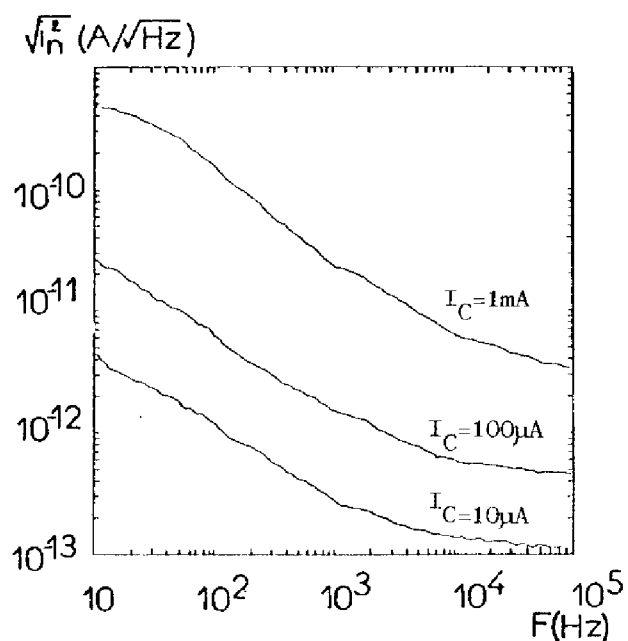
Variations de R_n en fonction de r_e

Figure III.14

b) Bruit en courant

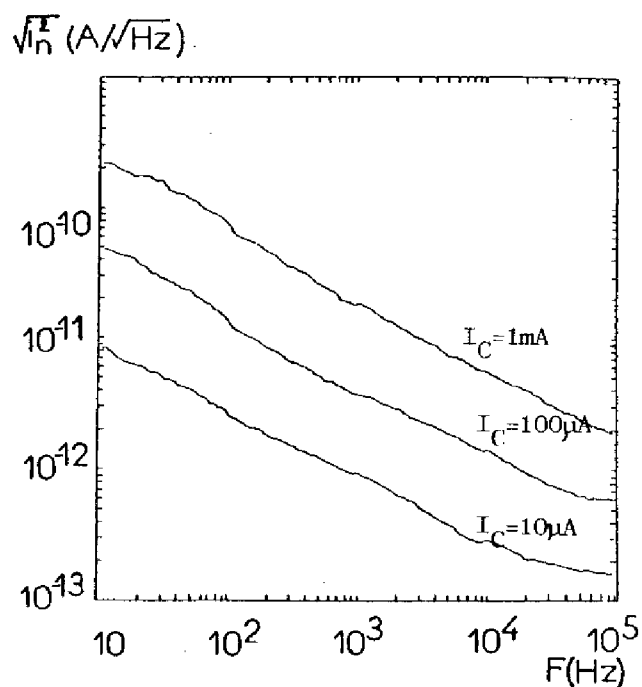
L'observation à l'oscilloscope du bruit révèle que peu de transistors présentent du bruit en créneaux. L'examen au microscope des composants après révélation chimique des défauts montre l'absence quasi totale de défauts cristallins et de dislocations.

Les spectres des générateurs de bruit en courant des transistors intégrés et du 25 T 1000 sont reportés sur les figures III.15, III.16, III.17 et III.18. On observe que le bruit en $1/f$ prédomine sur la plus grande partie du spectre.



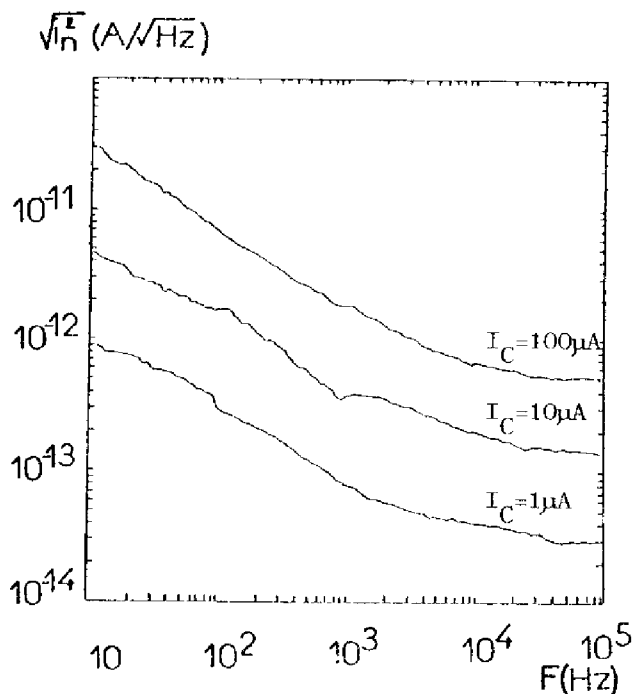
Spectre du générateur de bruit en courant pour le PNP latéral

Figure III.15



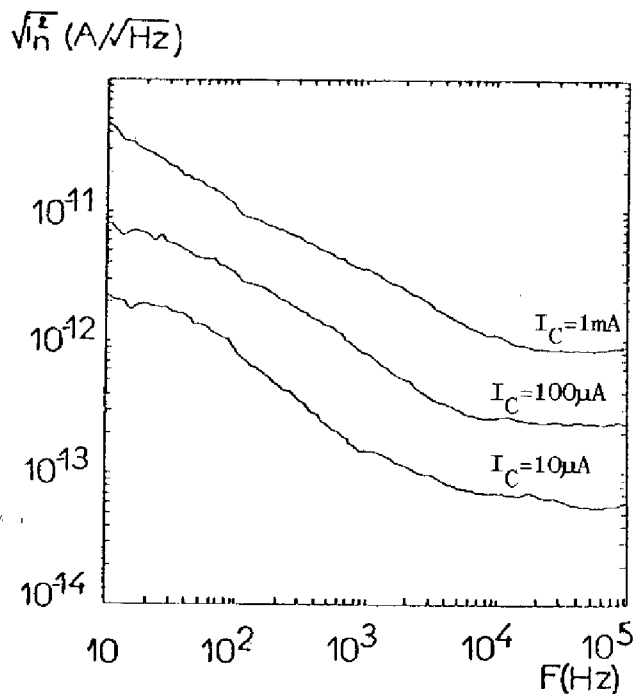
Spectre du générateur de bruit en courant pour le NPN vertical

Figure III.16



Spectre du générateur de bruit en courant pour le PNP vertical

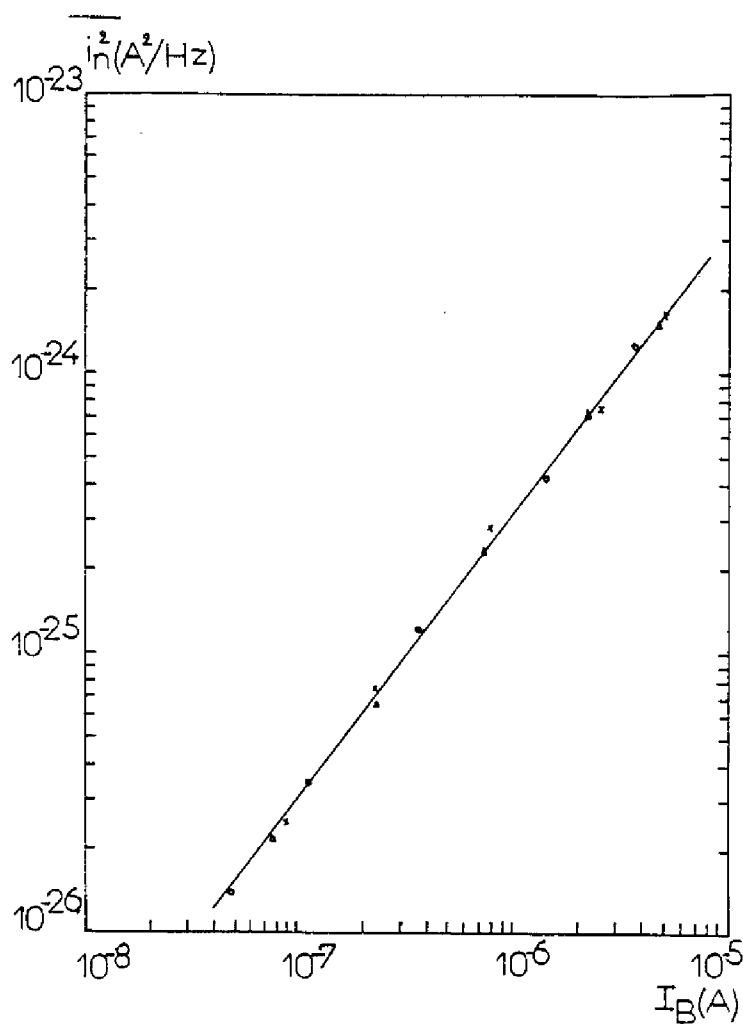
Figure III.17



Spectre du générateur de bruit en courant pour le 25 T 1000

Figure III.18

Aux fréquences où le bruit est blanc, la figure III.19 montre que la densité spectrale est égale à $2q I_B$ pour tous les transistors étudiés, conformément à l'expression (III.9). Les différences de comportement observées sur les figures III.15 à III.18 sont dues, en bruit blanc, aux différences de gain en courant.



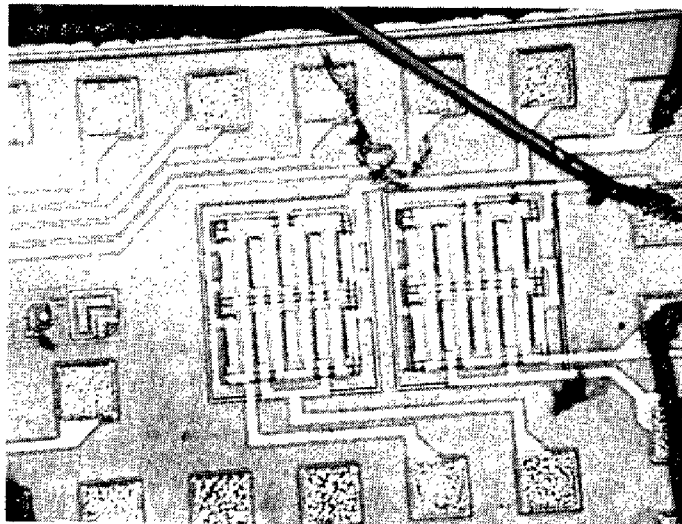
i_n^2 en bruit blanc en fonction de I_B

Figure III.19

Aux très basses fréquences, les niveaux de bruit des différents transistors intégrés à courant collecteur constant sont comparables. Ils sont toutefois supérieurs à ceux du 25 T 1000.

III.5.2 Etude du bruit de la filière bifet

La figure III.20 montre le composant testé et le circuit dans lequel il est inséré. Le canal du transistor à effet de champ étudié a été réalisé par implantation ionique. Les valeurs typiques du courant de saturation I_{DSS} pour une tension grille-source nulle est de l'ordre de $100\ \mu A$, la transconductance est de l'ordre de 10^{-4} mhos. Le générateur de bruit en tension ramené à l'entrée a été caractérisé entre 1 Hz et 10 kHz pour des tensions de drain égales à 2V et des courants de drain variant entre $5\ \mu A$ et $150\ \mu A$.

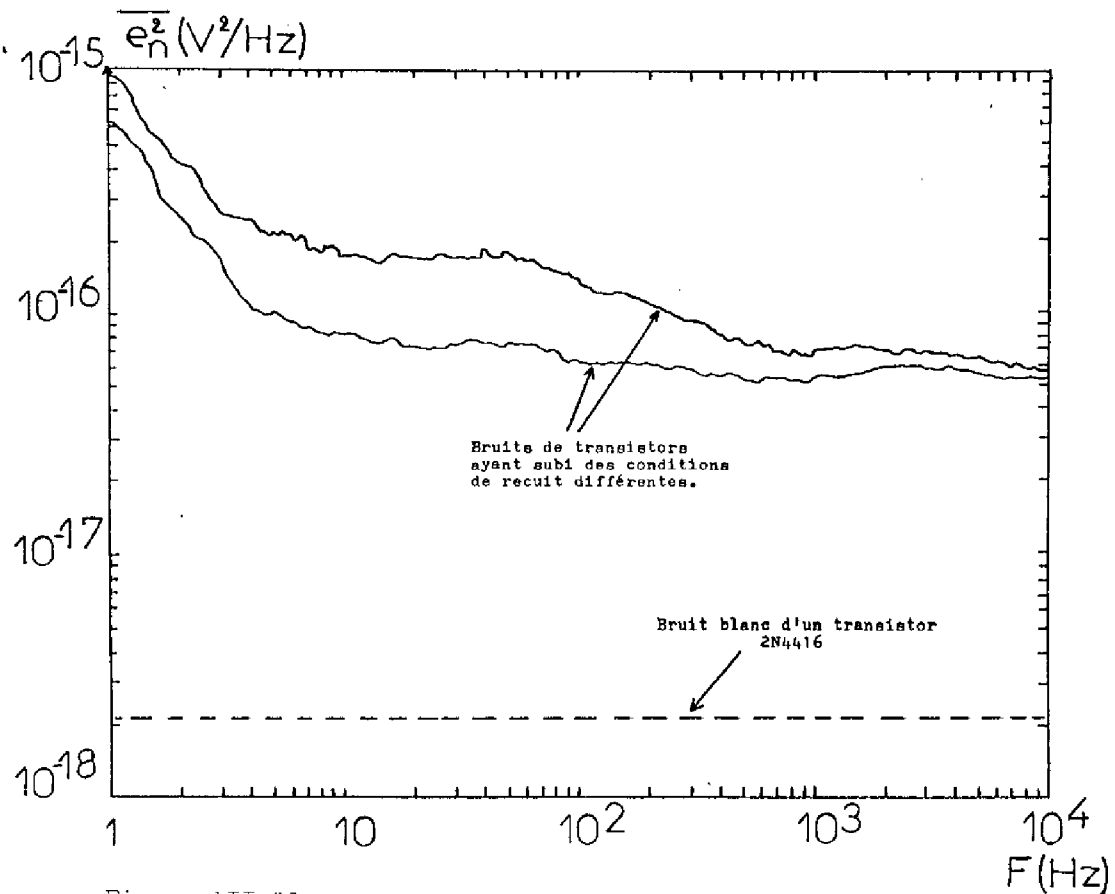
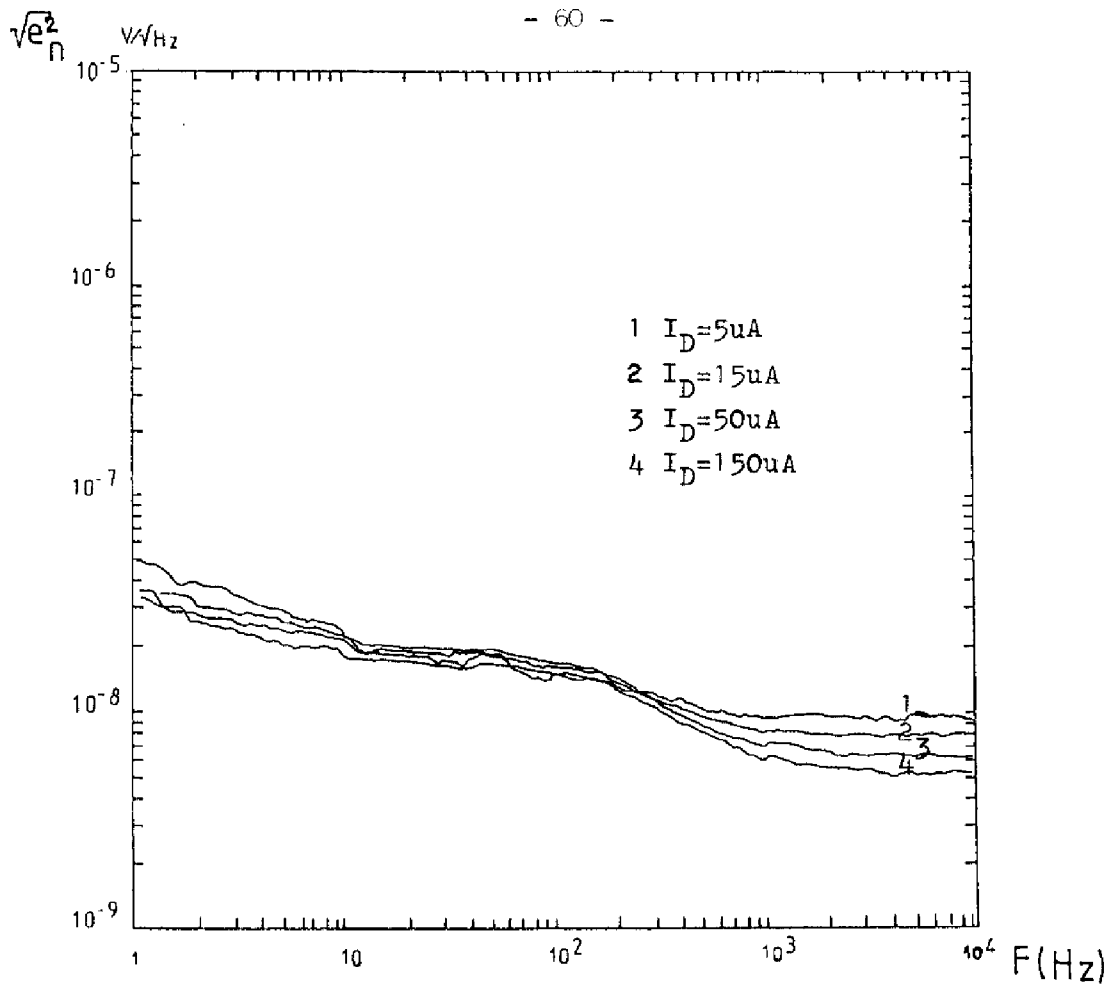


Vue du FET Intégré étudié

Figure III.20

Sur les spectres typiquement observés (figure III.21), on distingue trois composantes :

- un bruit en $1/f$ qui prédomine en dessous de 10 Hz
- un bruit lorentzien entre 10 Hz et 10^3 Hz
- un bruit blanc pour f supérieur à 10^3 Hz.



La densité spectrale peut ainsi être approchée par une loi du type

$$(III.14) \quad S(f) = \frac{A}{f} + \frac{B}{1 + \frac{f^2}{f_0^2}} + C$$

où A, B, C sont des constantes.

Le bruit en $1/f$ n'atteint pas des niveaux très élevés et varie assez peu avec le courant drain. Des études complémentaires seraient nécessaires pour en préciser l'origine.

La figure III.22 montre les spectres de transistors ayant subi des conditions différentes de recuit thermique après implantation. Il apparaît que l'amplitude du bruit lorentzien est notablement modifiée par les conditions de recuit et qu'elle peut dans certains cas être négligeable devant le niveau de bruit blanc. Ceci montre que ce bruit est du bruit de génération-recombinaison associé aux défauts cristallins créés par l'implantation. Enfin, le bruit blanc obéit à la relation (3.13). Ceci suggère que son origine physique est le bruit thermique du canal. Sur la figure III.22, le bruit thermique d'un transistor à effet de champ discret du type 2N 4416 a été tracé. On voit qu'il est nettement inférieur à celui des transistors intégrés. Aux hautes fréquences, le comportement bruyant des transistors intégrés est donc du, conformément à la formule (3.13), à la faible valeur de leur transconductance.

III.6. - CONCLUSION

Les circuits intégrés analogiques sont essentiellement constitués par des transistors bipolaires et des transistors à effet de champ.

L'étude de ces transistors montre que leur bruit de fond est notablement plus élevé que celui des transistors discrets. Ces différences peuvent être attribuées à plusieurs causes.

En ce qui concerne les transistors à effet de champ, le comporte-

ment bruyant est du d'une part à la faible valeur de la transconductance g_m , et d'autre part, aux défauts cristallins créés par l'implantation ionique.

Pour les transistors bipolaires intégrés, les bruits élevés résultent en premier lieu des grandes valeurs de la résistance de base et des faibles valeurs du gain en courant. De plus, dans le domaine des basses fréquences, il existe des sources de bruit supplémentaires dont le spectre varie comme l'inverse de la fréquence. L'étude de ce bruit sera effectuée de manière détaillée dans le prochain chapitre.

Dans ces conditions, il est évident que les circuits intégrés linéaires ne peuvent pas présenter des performances de bruit supérieures à celles des circuits conçus avec des composants discrets.

OoOoOoOoO

DEUXIEME PARTIE

ETUDE DU BRUIT DE FOND AUX BASSES FREQUENCES DE LA FILIERE BIPOLAIRE

C H A P I T R E I V

ETUDE DE TRANSISTORS BIPOLAIRES TETRODES

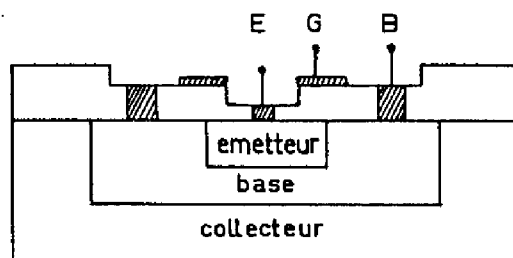
IV.1. - INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent, on a montré que les transistors bipolaires intégrés avaient en basse fréquence un bruit en $1/f$ important. La présence de ce bruit sur des composants discrets de même type avait déjà été observée. Certains auteurs, comme Gibbons [63] avaient suggéré qu'il prenait naissance dans les régions volumiques du transistor. D'autres, comme Hsu [14] avaient mis en évidence l'importance des effets de surface.

Expérimentalement, on peut espérer séparer les contributions des effets de volume et de surface en étudiant le comportement en bruit des transistors bipolaires tétrodes. Dans ce but, de tels composants ont été réalisés selon la technologie propre aux circuits intégrés. Ce chapitre a pour objet de présenter les résultats de cette caractérisation. La description des structures utilisées et des rappels théoriques sur les effets de surface dans les jonctions seront d'abord effectués. Les résultats de l'étude expérimentale du comportement de ces structures seront ensuite exposés.

IV.2. - DESCRIPTION DE LA STRUCTURE DES TRANSISTORS TETRODES

Les premières structures bipolaires commandables par effet de champ ont été étudiées en 1961 par C.T. Sah [40] pour l'étude des phénomènes de surface. De caractéristiques identiques aux transistors bipolaires, elle n'en différerait que par la présence d'une métallisation sur la couche d'oxyde recouvrant la jonction émetteur-base (figure IV.1). Cette électrode est appelée grille.



Coupe d'un transistor bipolaire tétrode

Figure IV.1

L'application d'une tension sur cette grille permet de faire varier l'état électrostatique de la surface et de modifier les propriétés superficielles. Les structures étudiées dans ce qui suit ont été réalisées par la société Thomson Sescosem en utilisant le processus de fabrication des circuits intégrés linéaires décrit au chapitre III. Il s'agit d'un circuit comportant six transistors : 3 transistors NPN et 3 transistors PNP verticaux. Les photographies de la figure (IV.2) permettent de voir ces transistors. En première approximation, ils ont tous la même structure géométrique, mais leurs tailles sont différentes, de façon à réaliser les études précisant l'influence de ce paramètre sur le bruit de fond. Par la suite, nous repèrerons la taille de ces transistors par les indices 1, 2 et 3. L'aire des émetteurs des NPN 1 et PNP 1 est de $1\,700\,\mu^2$, celle des NPN 2 et PNP 2 de $17\,000\,\mu^2$ et enfin celle des NPN 3 et PNP 3 de $200\,000\,\mu^2$.

Le circuit est monté dans un boîtier 16 broches "dual in line". Huit plaquettes de 10 circuits sont disponibles, les échantillons de chaque plaquette correspondant à des réalisations du processus technologique indépendantes.

IV.3. - EFFETS DE SURFACE DANS UNE JONCTION ABRUPTÉ ASYMETRIQUE

L'étude expérimentale des propriétés des couches de silice élaborées thermiquement a permis de mettre en évidence d'une part la présence de charges électriques à l'intérieur de la silice, et d'autre part, l'existence d'un phénomène de piégeage des porteurs libres du semi-conducteur par les états de surface.

L'influence de ces derniers sur le comportement électrique de l'interface $S_1-S_{iO_2}$ peut être assez correctement décrit en supposant qu'il existe, dans la bande interdite, des états d'énergie permis sur lesquels des mécanismes de génération recombinaison et de piégeage peuvent prendre naissance. Ces états sont distribués de manière assez uniforme dans la bande interdite, et leurs interactions avec les porteurs libres obéissent à la statistique de Hall-Schockley-Read.

IV.3.1 Influence des effets de surface sur le courant dans une jonction PN^+

Suivant la valeur du potentiel de grille, il est possible d'avoir en surface accumulation de porteurs majoritaires, appauvrissement ou inversion [42].

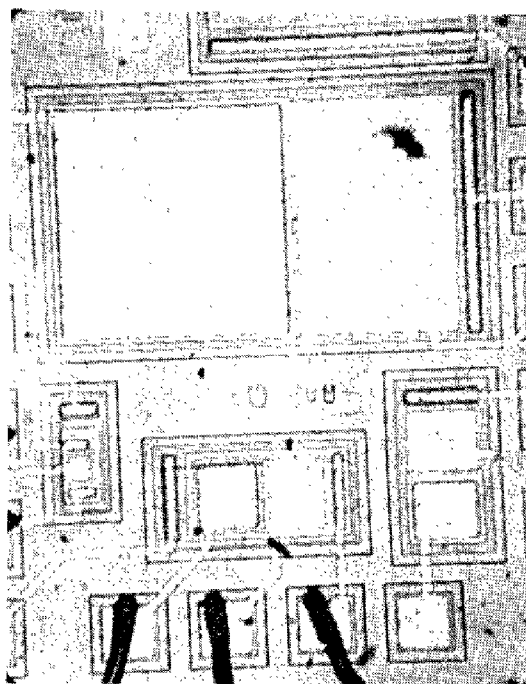
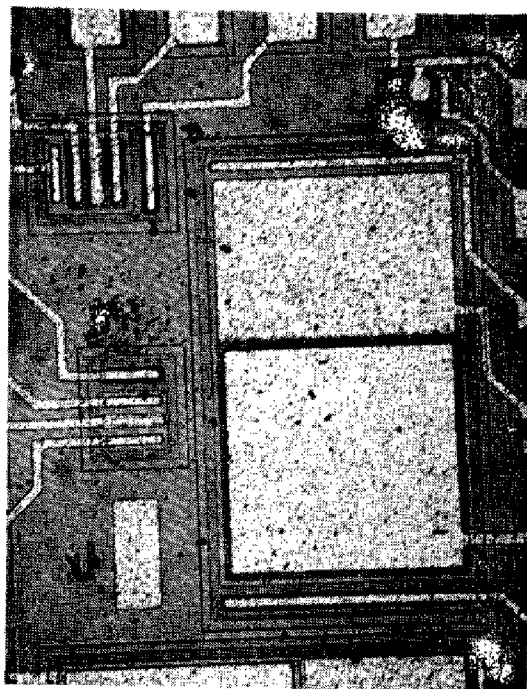


Figure IV.2 Photographies du circuit

Lorsque la surface est accumulée (figure IV.3), le courant dans la jonction est dû à l'injection des électrons dans la zone P^+ et aux électrons qui se recombinent dans la zone de charge d'espace de la jonction et dans la zone P. Le comportement de ce courant est essentiellement déterminé par les propriétés volumiques du semi-conducteur et de la jonction. Ce courant restera donc constant quel que soit l'état électrique de la surface, c'est à dire quelle que soit la tension appliquée sur la grille. Il sera noté I_V .

Lorsque la surface est appauvrie, la région de charge d'espace de la jonction s'étend à la surface conformément à la figure IV.4. On distingue dans ce cas trois courants superficiels [64].

- un courant de génération recombinaison associé aux états de surface situés à l'interface Si-SiO₂ :

$$I_S = q \iint_{\text{surface}} U_S \, dx dz$$

où U_S est le taux de recombinaison en surface.

- un courant de génération recombinaison associé aux pièges situés dans la zone de charge d'espace superficielle :

$$I_{RGS} = q \iiint_{\text{volume de la zone de charge d'espace}} U_V \, dx dy dz$$

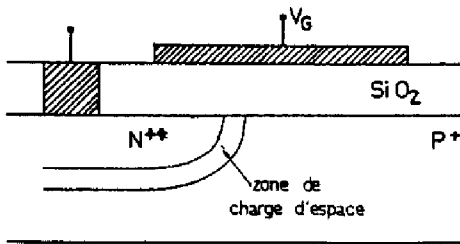
où U_V est le taux de recombinaison en volume.

- un courant de diffusion dans la zone neutre du substrat adjacente à la zone de charge d'espace qui, dans le cas d'une diode longue, correspond à la recombinaison dans le volume neutre :

$$I_{DS} = q \iiint_{\text{volume neutre}} U_V \, dx dy dz$$

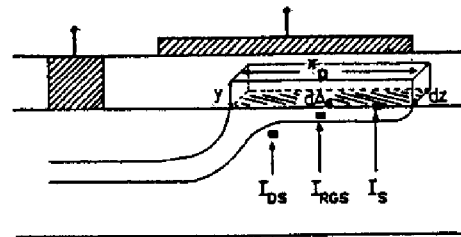
Lorsque la surface est inversée (figure IV.5), seuls les deux courants superficiels I_{RGS} et I_{DS} subsistent.

Les études menées par Grove [42] puis Estève [64] sur ces courants de surface ont montré que, lorsque le potentiel de grille varie :



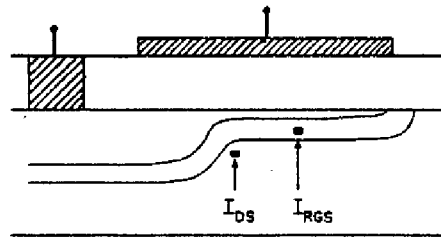
Accumulation

Figure III.3



Depletion

Figure IV.4

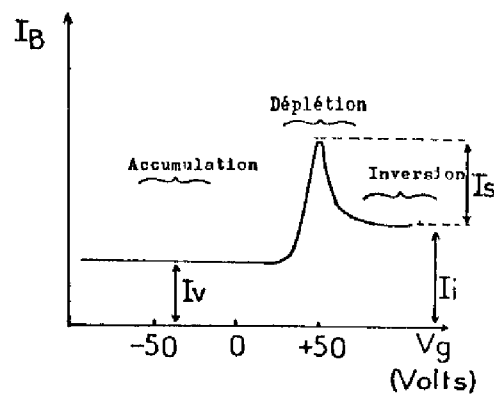


Inversion

Figure IV.5

- a) le courant de recombinaison I_S passe par un maximum
- b) le courant de diffusion I_{DS} varie de façon exponentielle lorsque la zone superficielle est dépeuplée de porteurs, puis atteint un niveau de saturation au-delà de l'inversion
- c) le courant de recombinaison I_{RGS} augmente de façon monotone avec le potentiel de grille jusqu'à ce que la région superficielle soit inversée.

L'allure des variations du courant total traversant la jonction avec la tension de grille a typiquement la forme de la courbe représentée sur la figure IV.6.



Variation de I_B avec la tension de grille

Figure IV.6

Le calcul exact du courant nécessite la connaissance des taux de recombinaison U_S et U_V , c'est à dire des densités de porteurs en tout point de la surface et des caractéristiques des états de surface. Ces quantités ne pouvant être connues, on fait en pratique les hypothèses suivantes [42,64] :

- Les sections de capture des états de surface pour les électrons et les trous sont égales ($\sigma_p = \sigma_n = \sigma$)

- Il existe un seul niveau d'énergie dans la bande interdite, situé au niveau de Fermi intrinsèque.

- L'écart entre les quasi-niveaux de Fermi est constant et égal à celui existant dans les zones volumiques de la charge d'espace de la jonction.

Dans ces conditions, le courant I_S est égal à :

$$(4.1) \quad I_S = q A_S \frac{s_o (n_S p_S - n_i^2)}{n_S + p_S + 2 n_i}$$

où $s_o = \sigma v_{th} N_{TS}$ est la vitesse de recombinaison en surface, N_{TS} la densité superficielle des états de surface, v_{th} la vitesse thermique des porteurs, n_S et p_S les densités des électrons et des trous à la surface, n_i la densité intrinsèque des porteurs, et A_S l'aire de la zone dépeuplée.

Lorsque $n_S = p_S = n_i \exp\left(\frac{qV_J}{2U_T}\right)$ où V_J est la tension aux bornes de

la jonction, le courant I_S passe par un maximum I_{SM} qui s'écrit :

$$(4.2) \quad I_{SM} = q A_S s_o \frac{n_i}{2} \exp\left(\frac{qV_{EB}}{2U_T}\right)$$

Lorsque I_{SM} est beaucoup plus grand que I_V , I_{RGS} et I_{DS} , sa mesure permet de déterminer s_o . Il est parfois difficile de connaître la valeur du seul courant de surface I_{SM} . On est amené alors à définir une vitesse de recombinaison globale s_o^* donnée par 4.1 :

$$(4.3) \quad s_o^* = \frac{2I_{ST}}{q A_S \exp\left(\frac{qV_J}{2U_T}\right)}$$

où I_{ST} est le courant de surface total du à I_S , I_{RGS} et I_{DS} .

Si la surface est dépeuplée, le courant I_{RGS} s'écrit [42] :

$$(4.4) \quad I_{RGS} = \frac{1}{2} q A_S \frac{x_d}{\tau_o} \exp\left(\frac{qV_J}{2U_T}\right)$$

où x_d est la profondeur de la zone dépeuplée et τ_o la durée de vie des porteurs dans cette zone.

La composante I_{DS} peut le plus souvent être négligée [64]. Dans ces conditions, s_o^* s'écrit :

$$(4.5) \quad s_o^* = \frac{2 (I_{SM} + I_{RGS})}{qn_i A_S \exp\left(\frac{qV_J}{2 U_T}\right)} = s_o + \frac{x_d}{\tau_o}$$

IV.3.2 Influence des effets de surface sur le bruit d'une jonction PN⁺

De nombreuses études expérimentales ont montré que lorsque l'on augmente les états de surface, le bruit augmente [65].

Hsu [14] et Blasquez [12] en reprenant l'hypothèse de Mac Worther [13] ont attribué ce bruit au piégeage aléatoire des porteurs transitant au voisinage de la surface, par des états de surface lents ($\tau > 10^{-2}$ s) associés aux pièges localisés dans la silice adjacente à l'interface. Les constantes de temps correspondant à ces pièges sont distribuées de façon exponentielle avec la distance du piège à l'interface. La superposition des spectres élémentaires associés à chaque piège donne alors un spectre résultant en $1/f$.

Blasquez [12] a calculé la densité spectrale de ce bruit, qui peut se réduire à l'expression

$$(4.6) \quad S_{I_{FS}} = \frac{A_S}{f} \frac{N_{TS}(E)}{\ln(\tau_{max}/\tau_{min})} kT \left[\frac{q}{U_T(C_{Si} + C_{ox})} \right]^2 J_{ST}^2$$

où A_S est l'aire de la zone dépeuplée, f la fréquence, $N_{TS}(E)$ la densité de pièges par unité de surface et d'énergie, $\tau_{\min}$ et $\tau_{\max}$ les constantes de temps extrêmes associés aux pièges, C_{Si} et C_{ox} les capacités par unité de surface de la zone superficielle dépeuplée et de la couche de silice, et J_{ST} la densité de courant de surface total par unité de surface.

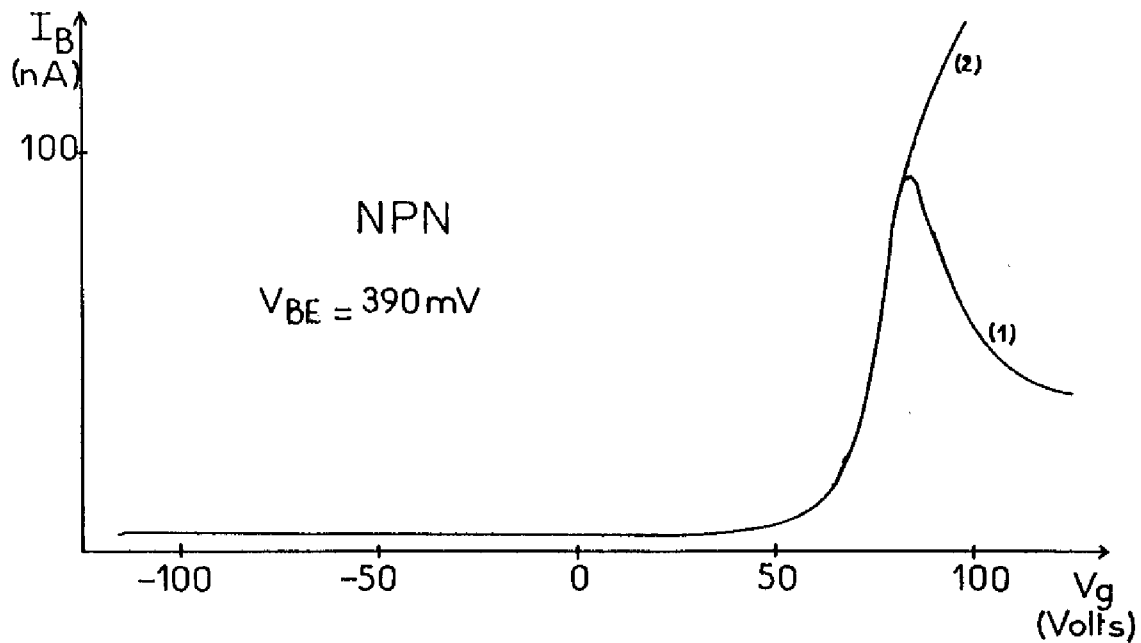
L'établissement de cette formule suppose que

- a) la surface est homogène
- b) les distributions spatiales et énergétiques sont uniformes
- c) la surface est dépeuplée de porteurs.

On peut voir que ce bruit varie proportionnellement à l'aire de la zone dépeuplée et au carré du courant de surface total.

IV.3.3 Etude expérimentale de l'influence des phénomènes de surface sur le courant de base dans les transistors tétrodes

Les composantes superficielles du courant dans la jonction émetteur-base apparaissent comme des composantes du courant de base. C'est donc l'étude de sa variation avec la tension de grille qui nous intéressera. Des mesures du courant de base ont donc été faites, à la température ambiante et pour une tension émetteur-base constante égale à 390 mV sur tous les transistors disponibles, pour une tension de grille variant de -100V à + 100V. La figure IV.7 montre les comportements typiques observés sur les NPN. D'une manière générale, ils sont en accord avec la théorie (courbe (1)). Néanmoins, sur certains composants, on n'observe pas la diminution du courant base lorsque la surface est fortement dépeuplée (courbe (2)). Cela suggère l'existence d'une forte densité de centre de recombinaison dans la région de charge d'espace adjacente à l'interface Si-SiO₂. La plupart des composants présentant ce comportement sont des transistors NPN dont la base a été diffusée à partir d'une source au nitrure de bore BN, alors que dans tous les autres cas c'est le chlorure de bore qui a été utilisé [43]. Une étude plus approfondie serait nécessaire pour déterminer l'influence de la source de dopant.



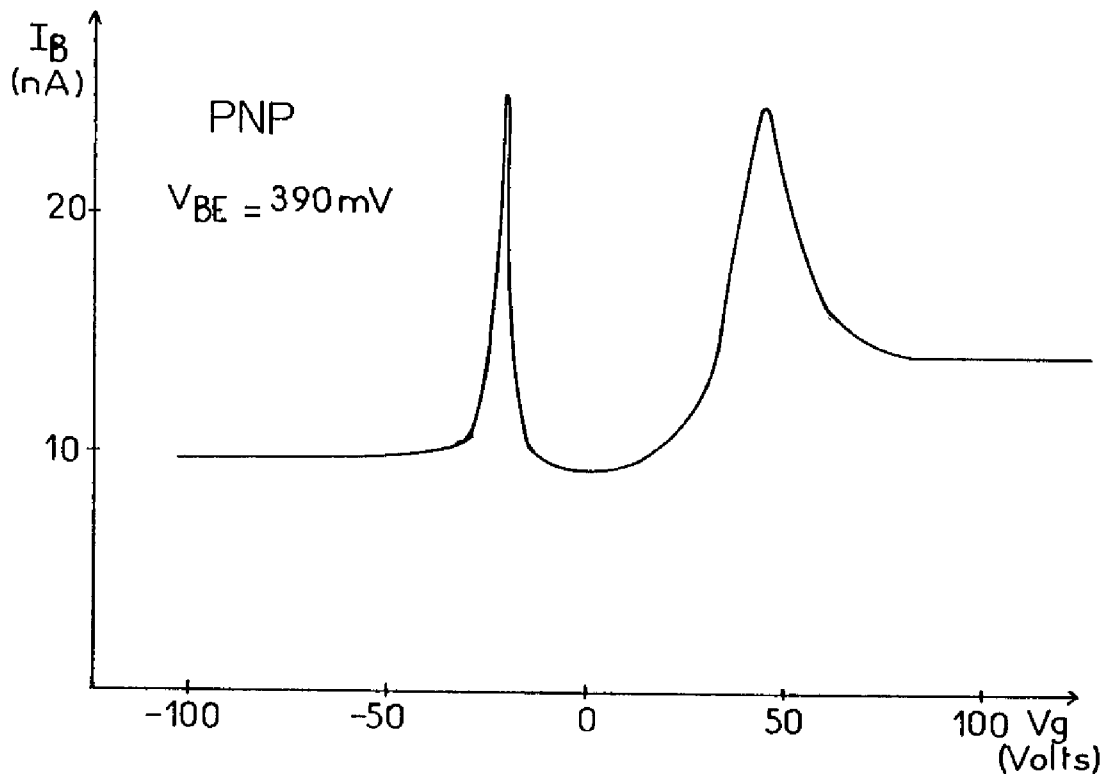
Courant de base en fonction de la tension de grille

Figure IV.7

La figure IV.8 montre les résultats obtenus sur les transistors PNP. Ils se différencient de ceux obtenus pour les NPN par la présence d'un pic supplémentaire. Le pic correspondant à la déplétion de la base est celui observé pour les tensions de grille négatives. Le pic correspondant aux tensions de grille positives est la conséquence de la formation d'une couche de déplétion induite à la surface de l'émetteur, c'est à dire dans la zone diffusée, de type P^+ . Notons que dans les NPN, les zones P^+ constituent la base du transistor. En conséquence, le pic associé aux tensions de grille positives des PNP est analogue à celui des NPN.

Ce deuxième pic n'a pu être observé sur les NPN à cause des valeurs insuffisantes de la tension de grille explorée. D'une façon générale, les pics associés à la formation d'une couche d'appauvrissement des PNP ont des amplitudes très variables selon les composants. Ceci est du à la grande dispersion existant sur l'aire de la partie de la grille recouvrant l'émetteur, provoquée par les imprécisions d'alignement des masques. A partir de l'ensemble des figures IV.7 et IV.8 et de la formule 4.2, nous avons dressé le tableau IV.1 dans lequel sont consignées les tensions de la grille V_{GP} correspondant au maximum du courant de

base I_{ST} max, et la valeur de la vitesse globale de recombinaison en surface s_0^* associée à I_{ST} max. A cause des phénomènes de dispersion constatés sur les PNP quand l'émetteur est dépeuplé, il n'a été porté sur le tableau que les résultats correspondants à l'induction d'une zone dépeuplée dans la base.



Variation de I_B avec V_g (PNP)

Figure IV.8

Il apparaît que s_0^* est très faible pour les PNP, et dans une moindre mesure sur les NPN de grande taille. Ceci indique que la densité des états d'interface est relativement faible. Par contre, dans les NPN de petite taille, les valeurs de s_0^* sont notablement plus élevées. On le note en particulier sur les plaques 5, 6, 7 et 8 qui ont été fabriquées à partir d'une source au nitrure de bore. Une étude plus approfondie serait nécessaire pour préciser l'origine de ce phénomène.

De surcroît, il est à noter que les tensions de grille correspondant au pic du courant de base sont relativement peu dispersées. La quantité de charges électriques présentes dans l'oxyde ne varie donc pas significativement d'une

Plaquette	NPN1			NPN2			NPN3		
	I_{ST} (nA)	V_{GPic} (V)	s_0^* (cm/s)	I_{ST} (nA)	V_{GPic} (V)	s_0^* (cm/s)	I_{ST} (nA)	V_{GPic} (V)	s_0^* (cm/s)
1	2.4	63.	49.2	8.	92.	16.4	85.5	97.	17.5
2	2.6	80.	53.3	7.8	92.	16.0	77	98.	15.8
3	1.95	85.	40.0	9.1	92.	16.6	79.	98.	16.2
4	2.3	81.	47.2	7.2	93.	14.8	87.2	100.	17.8
5	18.	73.	369.	25.	85.	51.3	92.	84.	18.8
6	24.	70.	492.	25.5	83.	52.3	124.	85	25.4
7	18.	89.	369.	23.	103.	47.2	/	/	/
8	20.2	87.	414.	27.	107.	55.4	/	/	/

Plaquette	PNP1			PNP2			PNP3		
	I_{ST} (nA)	V_{GPic} (V)	s_0^* (cm/s)	I_{ST} (nA)	V_{GPic} (V)	s_0^* (cm/s)	I_{ST} (nA)	V_{GPic} (V)	s_0^* (cm/s)
1	0.5	-21.	10.2	2.6	-22.	5.3	7.2	-31.	1.5
2	0.61	-22.	12.5	1.13	-22.	2.3	7.6	-23.	1.56
3	0.51	-20	10.46	2.8	-24.	5.7	10.6	-24.	2.2
4	0.6	-20	12.3	3.5	-22.	7.2	11.6	-21.	2.4
5	0.68	-20.	13.9	3.	-22.	6.1	16.	-22.	3.3
6	0.71	-22.	14.6	3.	-24.	6.1	15.2	-22.	3.1
7	0.75	-20.	15.4	3.2	-20.	6.5	11.3	-24.	2.32
8	0.76	-20.	15.6	3.5	-19.	7.2	15.	-20.	3.1

Tableau IV.1

plaque à l'autre.

A partir du tableau IV.1 nous avons également tracé la variation du courant de surface $I_{ST} \text{ max}$ en fonction de l'aire de la grille (figure IV.9). Il se dégage une loi moyenne pour les PNP

$$(4.7) \quad I_{ST} \text{ max} \propto A_G^{0.67}$$

alors que le comportement des NPN est plus irrégulier. L'écart par rapport à la loi théorique $I_{ST} \propto A_G$ provient du fait que A_S est inférieur à A_G .

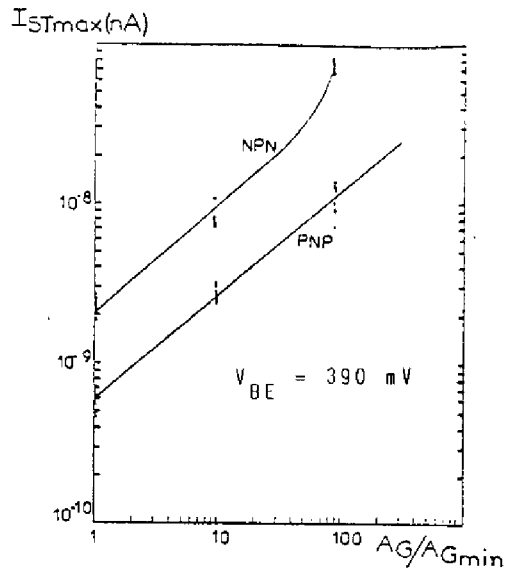
IV.3.4 Influence de la tension de grille sur le bruit en $1/f$ [52]

L'observation du bruit à l'oscilloscope n'a pas mis en évidence l'existence de phénomène de bruit en créneaux.

Les spectres obtenus entre 10 Hz et 100 Hz pour différentes valeurs de la tension de grille montrent que la densité spectrale du bruit basse fréquence varie en $1/f$ (figure IV.10).

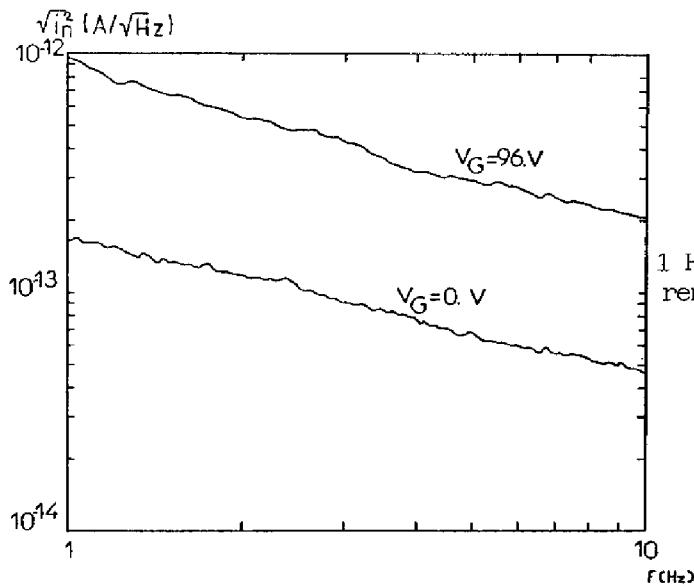
Le bruit en courant ramené à l'entrée en fonction de la tension de grille, à une fréquence de 10 Hz et pour $V_{BE} = 570 \text{ mV}$ est donné sur la figure IV.11. Elle montre la corrélation existant entre le bruit et le courant de base.

Nous voyons que la formation d'une couche de déplétion en surface induit une augmentation du bruit. Lorsque la surface est inversée, le bruit diminue sans cependant atteindre son niveau initial. Enfin, lorsque la surface est accumulée ($V_G < 0$), le bruit ne dépend pas de la tension de grille. Dans ces conditions, la plupart du courant de base prend naissance en dehors des régions superficielles du transistor. Il est donc probable qu'il en est de même pour le bruit. La quantité $i_F^2 - i_{F0}^2$ où i_F et i_{F0} sont respectivement les valeurs du générateur de bruit en courant pour une tension de grille V_G donnée, d'une part, et une tension de grille nulle d'autre part, est donc caractéristique du bruit produit à la surface. De même, la différence $I_B - I_{B0}$, où I_B et I_{B0} sont les courants de base



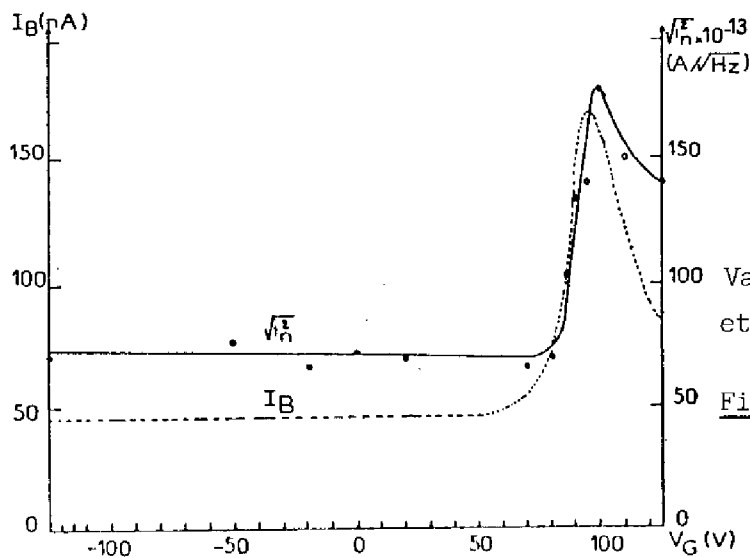
I_{STmax} en fonction de l'aire de la grille à $V_{BE} = Cte$

Figure IV.9



Spectres de bruit entre 1 Hz et 10 Hz pour différentes valeurs de V_G ($I_C = \mu A$)

Figure IV.10



Variations de I_{FS}^2 et de I_{BS} avec V_G

Figure IV.11

associés aux valeurs de V_G précédentes, est une mesure des composantes superficielles du courant base. Nous nous intéresserons donc dans ce qui suit aux variations de $\overline{i_{FS}^2} = \overline{i_F^2} - \overline{i_{FO}^2}$ en fonction de $I_{BS} = I_B - I_{BO}$ qui caractérisent l'influence des effets de surface.

Pour différentes valeurs de V_{EB} , nous avons donc mesuré le bruit à 10 Hz $\overline{i_F^2}$ pour $V_G = V_{Gp}$ (pic de déplétion), et $\overline{i_F^2}$ pour $V_G = 0$, ainsi que les courants de base correspondant I_{Bp} et I_{Bo} . A partir de ces mesures, nous avons recherché les lois de variations de $\overline{i_{FS}^2} = \overline{i_{Fp}^2} - \overline{i_{Fo}^2}$ en fonction de $I_{BS} = I_{Bp} - I_{Bo}$ et de l'aire de la grille.

Cas des NPN

La figure IV.12 montre la variation de $\overline{i_{FS}^2}$ avec I_{BS} . Elle peut être décrite par une loi de la forme

$$(4.8) \quad S_{i_{FS}} \propto I_{BS}^{\gamma} \quad \text{avec } \gamma \simeq 2,3$$

La valeur de γ dépend assez peu du composant testé et de la géométrie.

Sur la figure IV.13 sont reportées les variations de $\overline{i_{FS}^2}$ en fonction de l'aire de la grille pour $I_{BS} = C^{te}$. Malgré la dispersion des résultats, particulièrement importante pour les petits composants, on peut approcher ce comportement par une loi moyenne

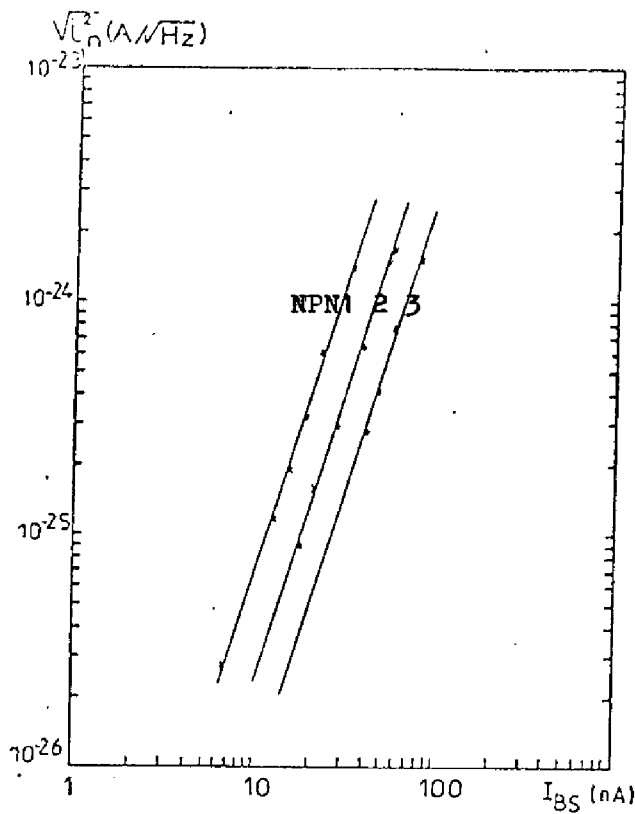
$$(4.9) \quad S_{i_{FS}} \propto A_G^{-0,66}$$

Le bruit peut donc être décrit par la relation suivante

$$(4.10) \quad S_{i_{FS}} \propto I_{BS}^{2,3} A_G^{-0,66}$$

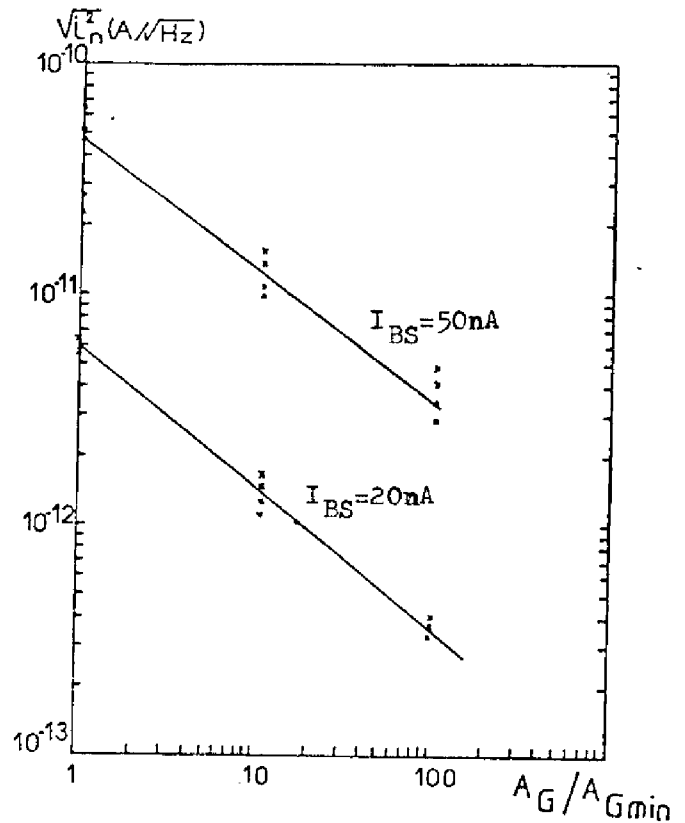
Une telle loi ne peut être comparée à la formule (4.6). Seule la connaissance de la variation de $\overline{i_{FS}^2}$ avec l'aire de la grille pour $V_{BE} = C^{te}$ (qui équivaut à $J_{ST} = C^{te}$) permet d'établir un parallèle avec la loi théorique. Les mesures des valeurs moyennes de $\overline{i_{FS}^2}$ pour différentes tailles de composant à $V_{BE} = 450$ mV ont permis d'établir la loi

$$(4.11) \quad S_{i_{FS}} \propto A_G^{\alpha} \quad \alpha \simeq 1,2$$



Variation de i_{FS}^2 en fonction de I_{BS}

Figure IV.12



Variation de i_{FS}^2 en fonction de l'aire de la grille à $I_{BS} = C^{te}$

Figure IV.13

Cas des PNP

Le pic de courant associé aux tensions de grille positives étant analogue à celui observé sur les NPN, nous limiterons l'étude des effets de surface au cas où la zone de charge d'espace s'étend dans la base des PNP, c'est à dire pour $V_G < 0$. La figure IV.14 donne un exemple du comportement de i_{FS}^2 en fonction de I_{BS} . La loi moyenne obtenue est, pour une aire de grille constante

$$(4.12) \quad S_{i_{FS}} \propto I_B^\gamma \quad \gamma \simeq 2,6$$

Les résultats obtenus à $I_{BS} = C^{te}$ peuvent être approximativement décrits par la relation

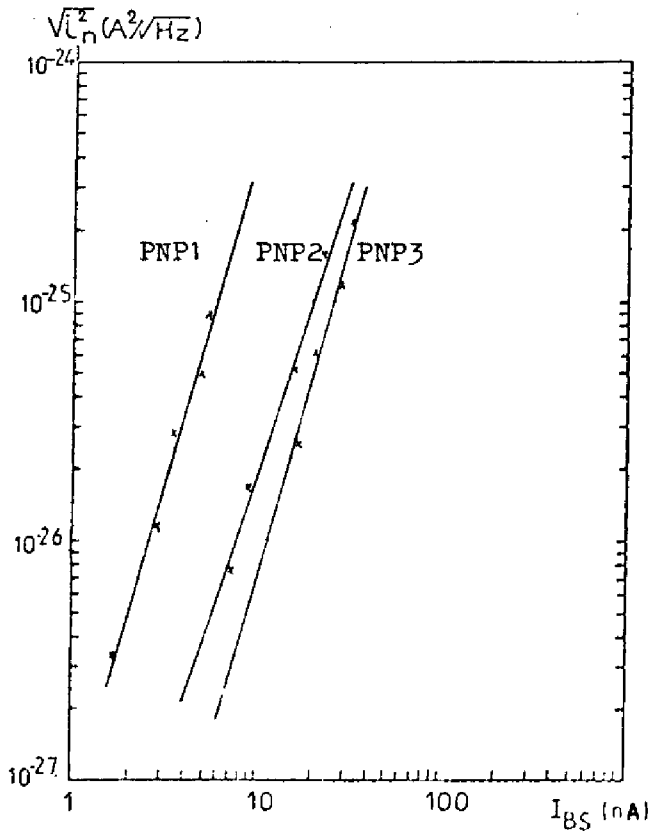
$$(4.13) \quad S_{i_{FS}} \propto A_G^{-0,9}$$

L'ensemble de ces résultats conduit à la formule empirique

$$(4.14) \quad S_{i_{FS}} \propto I_{BS}^{2,6} A_G^{-0,9}$$

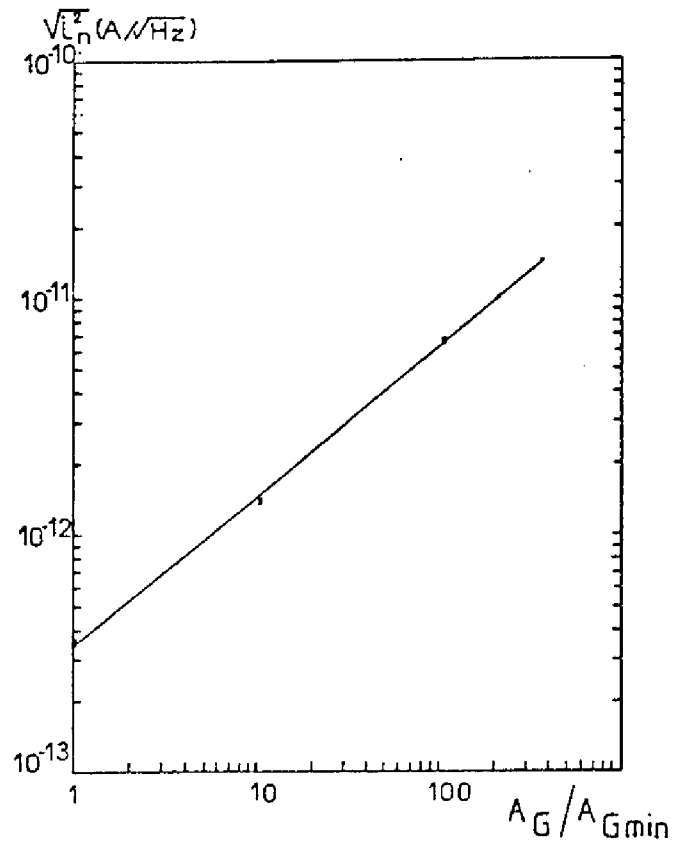
De la même façon que pour les NPN, c'est la variation à $V_{BE} = C^{te}$ qui permettra la comparaison avec la formule (4.6) (figure IV.15)

$$(4.15) \quad S_{i_{FS}} \propto A_G^{1,3} \quad (V_{BE} = 450 \text{ mV})$$



$\sqrt{i_F^2}$ en fonction de I_{BS}

Figure IV.14



$\sqrt{i_F^2}$ en fonction de la taille pour $V_{BE} = 450$ mV

Figure IV.15

IV.3.5 Conclusion

Les transistors tétrodes intégrés présentent le même comportement qualitatif que les composants discrets testés par le passé [40, 41, 12]. L'existence de phénomènes de bruit basse fréquence en $1/f$ et leur corrélation aux variations du courant de surface ont été à nouveau vérifiées, et les lois d'évolution du bruit avec le courant de surface sont comparables à celles déjà observées. Cependant, les composants intégrés se révèlent avoir des vitesses de recombinaison en surface généralement beaucoup plus faibles, et les caractéristiques des transistors NPN et PNP apparaissent différents.

Cette étude a permis de déterminer expérimentalement le comportement

en bruit en fonction de la taille des composants. En première approximation, l'ensemble des observations, qui donne une loi $Si_F \propto A_G^{1.2}$, est cohérent avec la théorie qui prévoit une loi $Si_{FS} \propto A_S^{1.0}$.

Les composants discrets ont généralement des émetteurs fortement dopés, et les effets relatifs à la formation d'une couche de déplétion côté émetteur y sont rarement observés. Par contre, dans les circuits intégrés, cet effet peut être mis en évidence sur les transistors PNP. IL en résulte que l'introduction de charges positives dans l'oxyde, notamment par l'effet des rayonnements, peut induire des effets de surface beaucoup plus facilement sur les PNP intégrés que sur les PNP discrets. Si ces derniers étaient réputés moins sensibles que les NPN à la pollution de l'oxyde par des ions positifs ou aux rayonnements ionisants [41], il apparaît que dans les circuits intégrés, les sensibilités des NPN et des PNP à ces phénomènes seront comparables.

Il nous faut noter enfin que les différentes caractéristiques mesurées sur les transistors intégrés montrent que dans l'ensemble, les échantillons traités présentaient une bonne qualité de surface. En particulier, il apparaît que les effets de surface ne semblent pas responsables du bruit basse fréquence observé à $V_G = 0$. Ce bruit va donc être étudié plus précisément dans ce qui suit.

IV.4. - CARACTERISTIQUES DES TRANSISTORS TETRODES à $V_G = 0$

L'observation des courbes $I_B(V_G)$ montre qu'au voisinage de $V_G = 0$, I_B est indépendant de V_G . Ceci permet de penser que les effets de surface ne sont pas prépondérants et que le comportement est essentiellement déterminé par les propriétés volumiques. Dans ce qui suit, nous effectuerons en premier lieu une brève étude des caractéristiques statiques des composants et ensuite des propriétés de bruit.

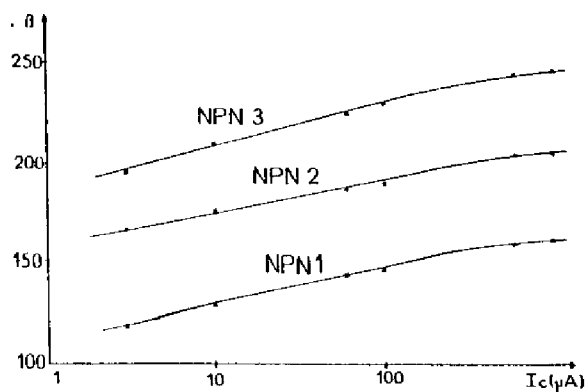
IV.4.1 Etude expérimentale du comportement statique des transistors tétrodes à $V_G = 0$

Les notions théoriques nécessaires à l'interprétation des mesures effectuées sont rappelées dans l'annexe 1.

Le tableau IV.2 indique les gains et les tensions de claquage des différents types de transistors sur les différentes plaques.

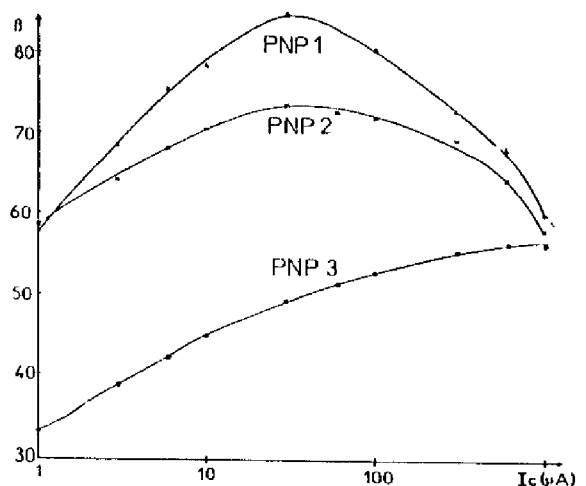
Nous pouvons remarquer que les tensions de claquage des jonctions émetteur-base des transistors NPN sont très faibles par rapport à celle des PNP. En effet, nous avons vu dans le chapitre III que la diffusion de base des NPN correspond à la diffusion d'émetteur des PNP, dont le dopage est environ 10^{18} at/cm³. Selon la formule (A.1.20), la tension de claquage correspondante est 6 Volts. Pour les PNP, le dopage de base est $5 \cdot 10^{15}$ at/cm³ environ, et cette tension peut atteindre 100 Volts.

Le tableau IV.2 permet aussi de voir d'importantes différences de gain entre PNP et NPN d'une part, et entre les différentes géométries d'autre part. Les figures IV.16 et IV.17 précisent les variations de ces gains en fonction du courant collecteur. Nous voyons que, conformément à la description des composants intégrés faite au chapitre III, le gain des PNP est inférieur au gain des NPN. A bas niveau, le gain des transistors augmente avec le courant collecteur, mais au-delà d'un certain seuil, on constate sur les PNP une décroissance du gain.



Gain des transistors NPN en fonction de I_C

Figure IV.16



Gain des transistors PNP en fonction de I_C

Figure IV.17

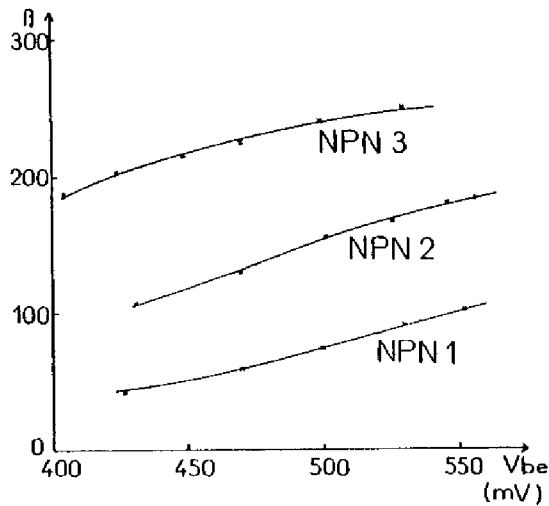
Plaque	NPN 1					NPN 2					NPN 3				
	h_{fe} $I_B=1\mu A$ $V_{CE}=5V$	h_{fe} $I_B=10\mu A$ $V_{CE}=5V$	h_{FE} $I_C=10\mu A$	h_{FE} $I_C=10\mu A$	h_{FE} $I_C=10\mu A$	h_{fe} $I_B=1\mu A$ $V_{CE}=5V$	h_{fe} $I_B=10\mu A$ $V_{CE}=5V$	h_{FE} $I_C=10\mu A$	h_{FE} $I_C=10\mu A$	h_{FE} $I_C=10\mu A$	h_{fe} $I_B=1\mu A$ $V_{CE}=5V$	h_{fe} $I_B=10\mu A$ $V_{CE}=5V$	h_{FE} $I_C=10\mu A$	h_{FE} $I_C=10\mu A$	h_{FE} $I_C=10\mu A$
1	150	165	37	82	6,7	200	210	35	82	6,7	230	240	34	82	6,7
2	150	165	35	80	6,7	200	215	34	80	6,7	250	260	32	84	6,7
3	145	155	42	85	6,7	185	200	41	82	6,7	230	250	40	84	6,7
4	125	145	44	83	6,8	160	180	40	83	6,7	200	210	40	84	6,7
5	95	105	45	80	6,8	120	135	43	80	6,8	150	160	42	84	6,8
6	65	75	50	82	6,8	85	87	46	80	6,8	95	105	45	84	6,8
7	255	260	30	82	6,7	330	360	30	83	6,7	400	430	28	80	6,7
8	360	375	34	87	6,7	490	570	34	83	6,7	570	600	33	84	6,7

Plaque	PNP 1					PNP 2					PNP 3				
	h_{fe} $I_B=1\mu A$ $V_{CE}=5V$	h_{fe} $I_B=10\mu A$ $V_{CE}=5V$	h_{FE} $I_C=10\mu A$	h_{FE} $I_C=10\mu A$	h_{FE} $I_C=10\mu A$	h_{fe} $I_B=1\mu A$ $V_{CE}=5V$	h_{fe} $I_B=10\mu A$ $V_{CE}=5V$	h_{FE} $I_C=10\mu A$	h_{FE} $I_C=10\mu A$	h_{FE} $I_C=10\mu A$	h_{fe} $I_B=1\mu A$ $V_{CE}=5V$	h_{fe} $I_B=10\mu A$ $V_{CE}=5V$	h_{FE} $I_C=10\mu A$	h_{FE} $I_C=10\mu A$	h_{FE} $I_C=10\mu A$
1	110	70	75	87	84	80	68	75	95	82	65	62	76	85	75
2	120	75	75	84	78	90	70	75	84	78	76	72	75	96	76
3	105	69	75	85	80	70	65	76	85	80	45	52	75	90	78
4	110	70	87	90	80	70	62	78	82	77	50	54	75	87	84
5	105	70	75	88	75	72	68	75	83	78	62	64	77	82	78
6	60	68	78	85	80	61	62	78	83	80	52	66	74	82	78
7	105	70	78	87	82	77	65	75	95	78	60	62	80	86	80
8	110	70	80	96	85	80	65	75	90	83	65	62	76	94	84

Mesure des paramètres statiques sur les transistors tétrodes

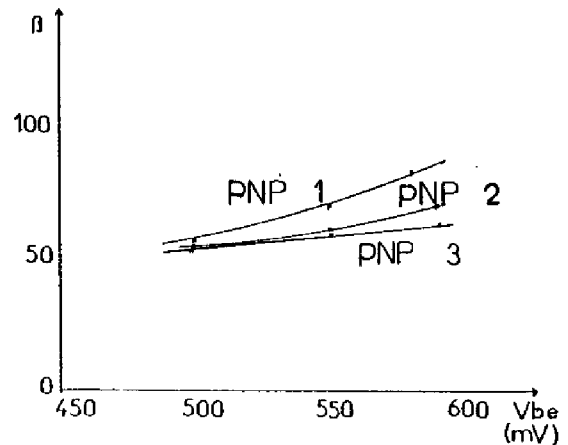
Tableau IV.2

Pour analyser les variations du gain à bas niveau, nous avons représenté sur les figures IV.18 et IV.19 ces variations en fonction de la tension émetteur-base.



Gain des transistors NPN en fonction de V_{BE}

Figure IV.18



Gain des transistors PNP en fonction de V_{BE}

Figure IV.19

Nous pouvons voir que pour les NPN, à $V_{BE} = C^{te}$, le gain augmente avec la taille de l'émetteur. D'après la formule (A.I.14) de l'annexe 1, cela signifie que les effets latéraux ou de surface ont un rôle important. Cependant, nous avons vu que l'étude de courbe $I_B(V_G)$ conduit à estimer les effets de surface négligeables aux niveaux de polarisation étudiés. Ce sont donc les effets latéraux qui prédominent. Le courant de base variant comme le périmètre d'émetteur P_E et le courant collecteur comme l'aire A_E , le gain croît lorsque la taille des composants augmente.

Pour les PNP, le gain est approximativement constant, à $V_{BE} = C^{te}$, quelle que soit la taille de l'émetteur. Cela signifie que les courants de base et

}

de collecteur varient de façon identique avec les paramètres géométriques. Une étude plus précise de la variation de ces courants avec la tension V_{BE} montre que les effets frontaux sont prépondérants sur les PNP 2 et PNP 3, alors que le PNP 1 tend à se comporter comme un transistor latéral.

Dans ces conditions, il apparaît que la variation du gain en fonction de V_{BE} , pour une taille d'émetteur donnée, ne peut s'expliquer sur les NPN que par la prédominance des phénomènes de recombinaison dans la zone de charge d'espace latérale et dans la zone neutre latérale. Pour les PNP, les mécanismes de recombinaison prédominants ont lieu dans les zones frontales et plus précisément dans la charge d'espace et dans la zone neutre de base.

La décroissance du gain des PNP à fort niveau peut être due à des phénomènes de hautes injections, de défocalisation ou d'élargissement de base dans le collecteur (Annexe 1). Chacun de ces mécanismes n'apparaît que lorsque le courant collecteur atteint une valeur particulière [44]. Le tableau IV.3 donne les valeurs des seuils correspondant aux différents phénomènes pour chaque géométrie.

Seuil Transistor	Hautes Injections I_{HIB}	Défocalisation I_{ECC}	Elargissement base I_{WBC}
PNP1	83 μ a	1,2 mA	2,0 mA
PNP 2	0,83 mA	1,2 mA	20,3 mA
PNP 3	9,7 mA	1,2 mA	239 mA
NPN 1	290 mA	9,2 mA	136 mA
NPN 2	2,9 A	9,2 mA	1,36 A
NPN 3	34,1 A	9,2 mA	16 A

Seuils des mécanismes de décroissance du gain

Tableau IV.3

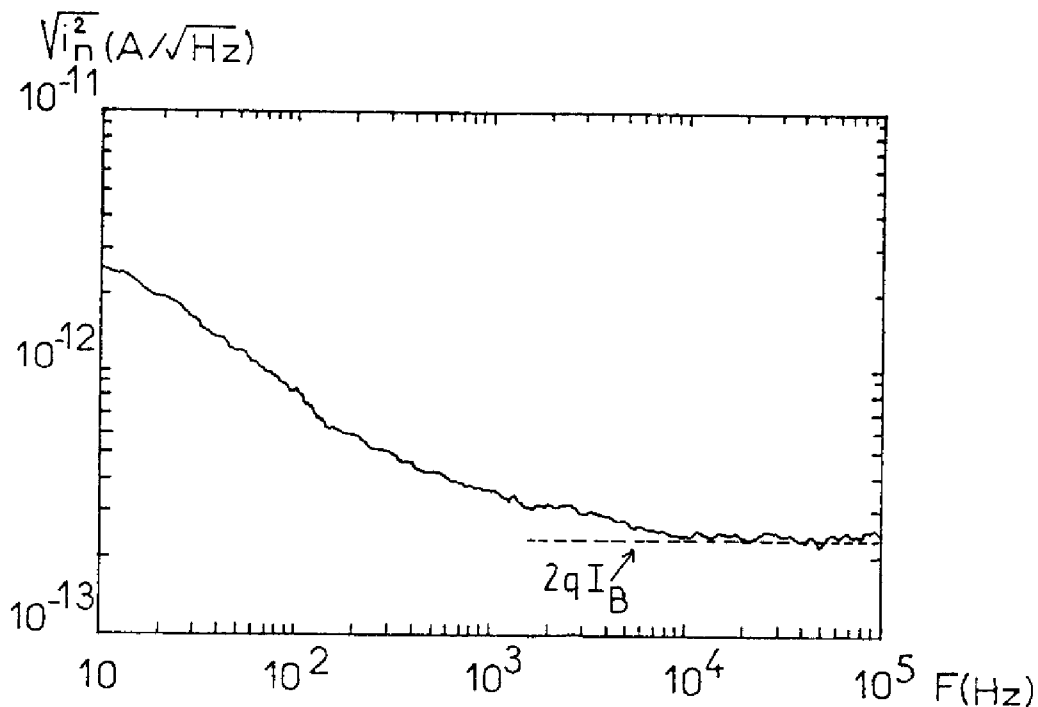
D'après ces valeurs, nous voyons que la décroissance du gain est provoquée par les hautes injections sur les PNP 1, par la défocalisation sur le PNP 3, et que les deux phénomènes doivent exister sur le PNP 2. Pour les NPN, c'est la défocalisation qui, à fort niveau, provoque la chute du gain.

IV.4.2 Etude expérimentale du bruit à $V_G = 0$ [53]

Le bruit est caractérisé par la densité spectrale des deux générateurs de bruit ramenés à l'entrée du transistor. Les paramètres de l'étude sont les conditions de polarisation et les facteurs géométriques du transistor. Comme dans le cas précédent, la bande de fréquence explorée a été 10 Hz - 100 kHz. Les générateurs de bruit ont été mesurés pour des courants collecteur variant entre 1 μ A et 1 mA, pour une tension V_{CE} de 5 Volts et à la température ambiante.

A/ Comportement du générateur de bruit en courant

L'observation du bruit à l'oscilloscope n'a pas mis en évidence la présence de bruit en créneaux. Un exemple de spectre entre 10 Hz et 100 kHz est donné sur la figure IV.20. On voit qu'en dessous de 1 kHz, la densité spectrale varie en $1/f$, tandis qu'au-delà elle est constante et égale à $2qI_B$. Ces résultats ont pu être vérifiés sur l'ensemble des composants.



Spectre du générateur de bruit en courant

Figure IV.20

Les figures IV.21 et IV.22 représentent la variation de $(\overline{i_{n_F}^2})^{1/2}$ en fonction de I_B pour une fréquence égale à 10 Hz, selon la taille des transistors et leur type (NPN et PNP). On déduit de ces figures la loi moyenne d'évolution du bruit avec le courant de base

$$(4.16) \quad \overline{i_{n_F}^2} \propto I_B^{\gamma}$$

$\gamma \simeq 1,3$ pour les NPN quel que soit le niveau de courant. Pour les PNP, γ est une fonction du courant. A bas niveau, γ est égal à 1,4. A fort niveau pour les PNP, γ est compris entre 2 et 2,5.

Les figures IV.23 et IV.24 donnent les variations du bruit en fonction de l'aire de l'émetteur pour $I_B = C^{te}$ à une fréquence de 10 Hz. On trouve que le bruit suit la loi

$$(4.17) \quad \overline{i_{n_F}^2} \propto A_E^{\alpha}$$

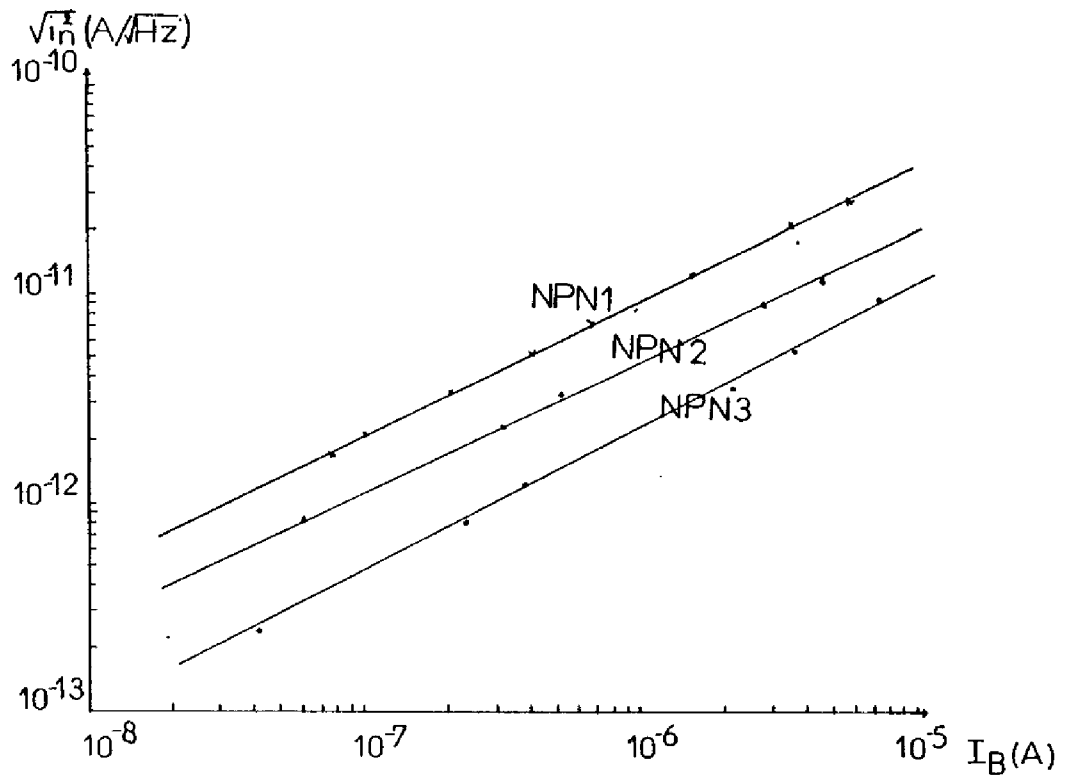
avec $\alpha \simeq -0,4$ pour les NPN et $\alpha \simeq -0,35$ pour les PNP.

L'ensemble des résultats précédents peut se résumer par les relations empiriques suivantes :

$$(4.18) \quad \overline{i_{n_F}^2} \propto I_B^{1,3} A_E^{-0,4} \quad \text{pour les NPN}$$

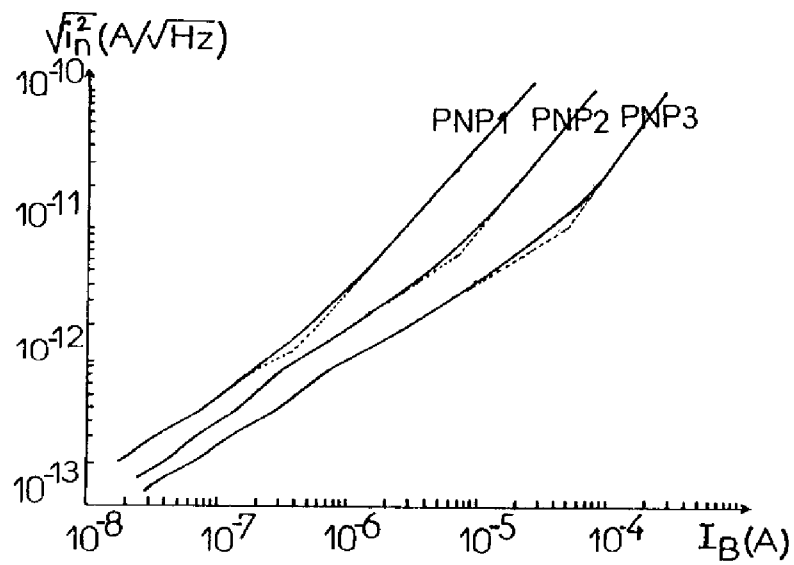
$$(4.19) \quad \overline{i_{n_F}^2} \propto I_B^{1,4} A_E^{-0,35} \quad \text{pour les PNP.}$$

On remarque que la variation du bruit avec le courant est moins rapide que lorsque la zone superficielle de base est dépeuplée, c'est à dire quand le bruit provient de la surface.



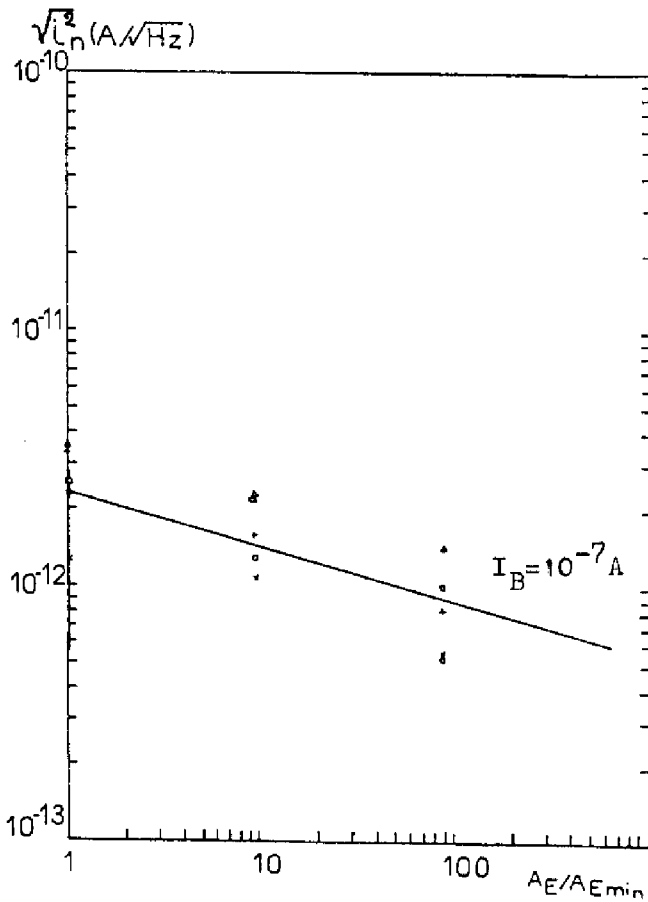
Bruit en courant en fonction de I_B - Transistor NPN

Figure IV.21



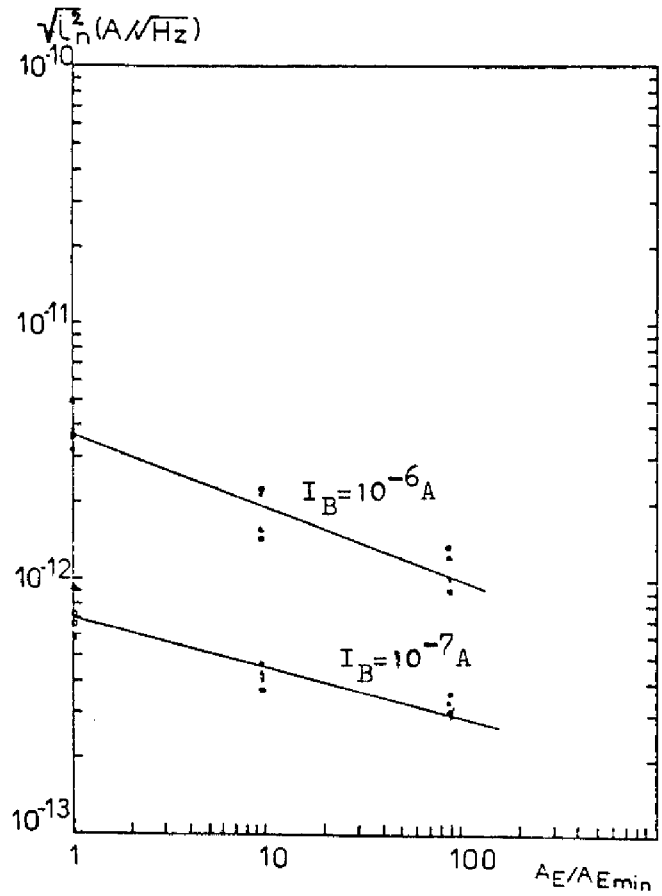
Bruit en courant en fonction de I_B - Transistor PNP

Figure IV.22



Générateur de bruit en courant pour $f = 10$ Hz en fonction de l'aire pour un transistor NPN à $I_B = C^{te}$

Figure IV.23



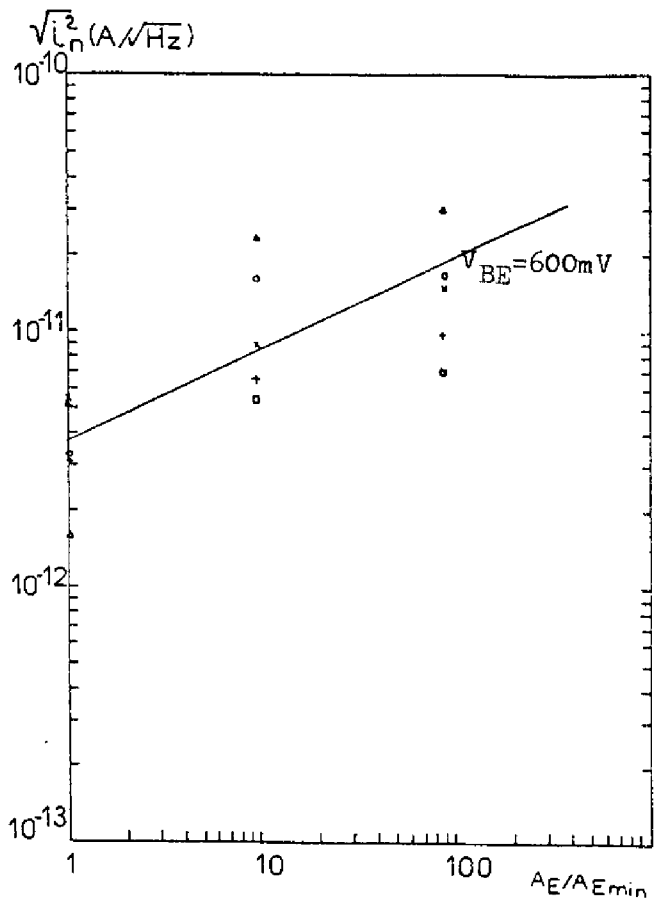
Générateur de bruit en courant pour $f = 10$ Hz en fonction de l'aire pour un transistor PNP à $I_B = C^{te}$

Figure IV.24

Les figures IV.25 et IV.26 représentent les variations du bruit en fonction de la géométrie à $V_{BE} = C^{te}$. Elles peuvent être décrites par les lois moyennes

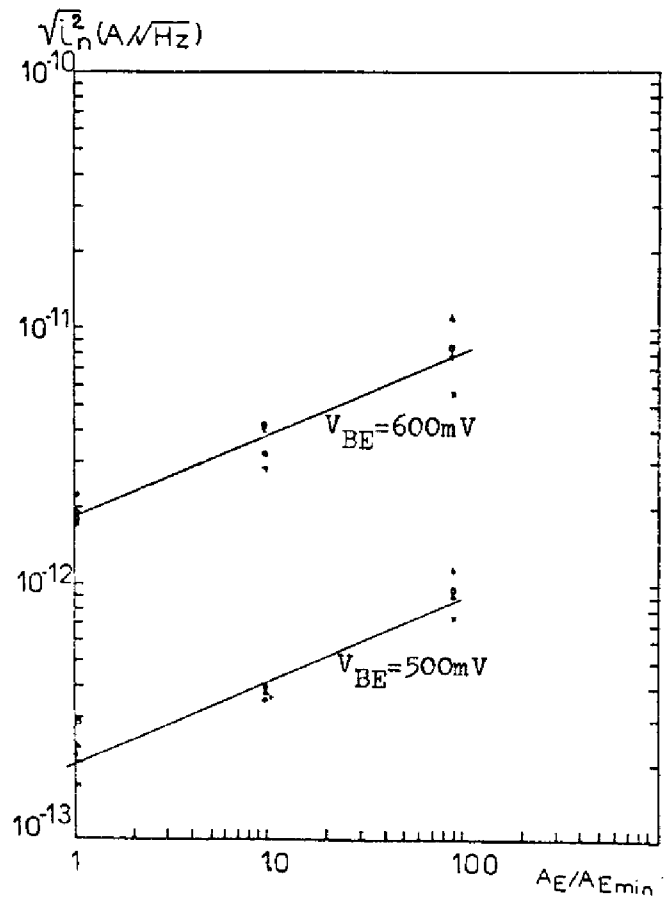
$$(4.20) \quad \overline{i_{n_F}^2} \propto A_E^{0,6} \quad \text{pour les NPN}$$

$$(4.21) \quad \overline{i_{n_F}^2} \propto A_E^{0,8} \quad \text{pour les PNP}$$



Générateur de bruit en courant pour $f = 10$ Hz en fonction de l'aire pour un transistor NPN à $V_{BE} = C^{re}$

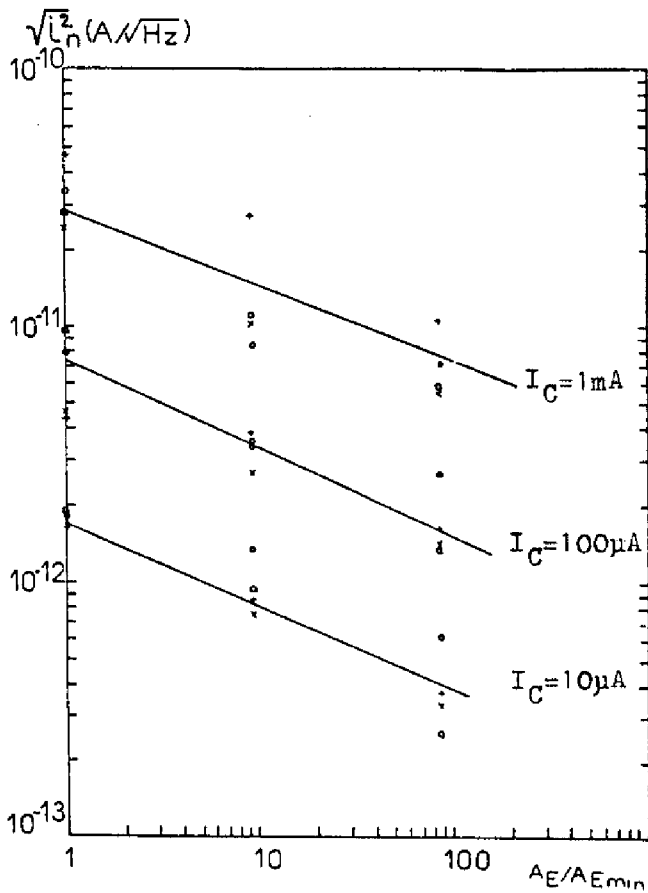
Figure IV.25



Générateur de bruit en courant pour $f = 10$ Hz en fonction de l'aire pour un transistor PNP à $V_{BE} = C^{re}$

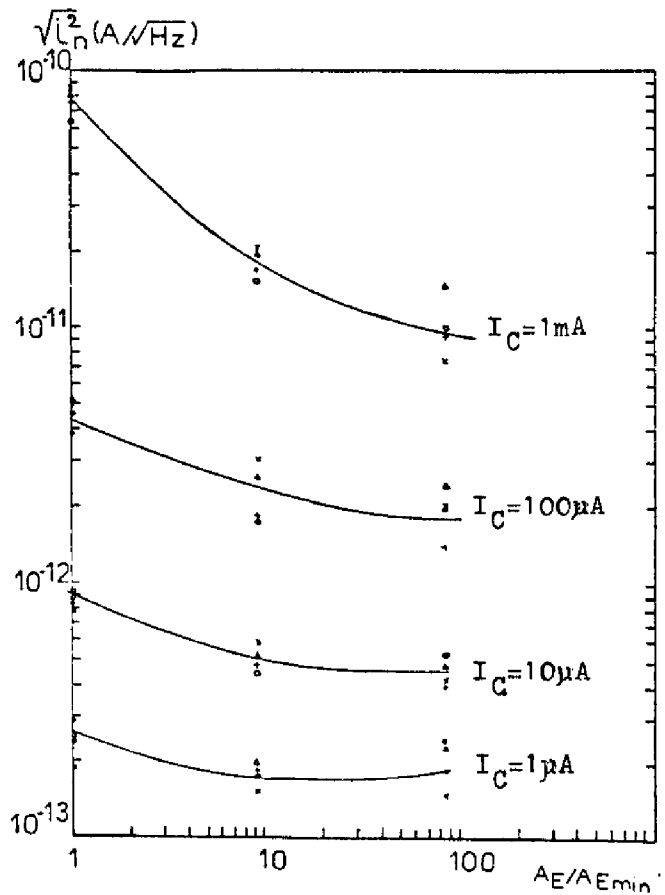
Figure IV.26

Les comparaisons à $I_C = C^{re}$ peuvent être fort instructives car c'est souvent le courant collecteur qui détermine le choix du niveau de polarisation. Les résultats sont représentés sur les figures IV.27 et IV.28, où les courbes sont paramétrées en I_C .



Bruit en courant en fonction de l'aire
à $f = 10$ Hz pour un transistor NPN à
 $I_C = C^{re}$

Figure IV.27



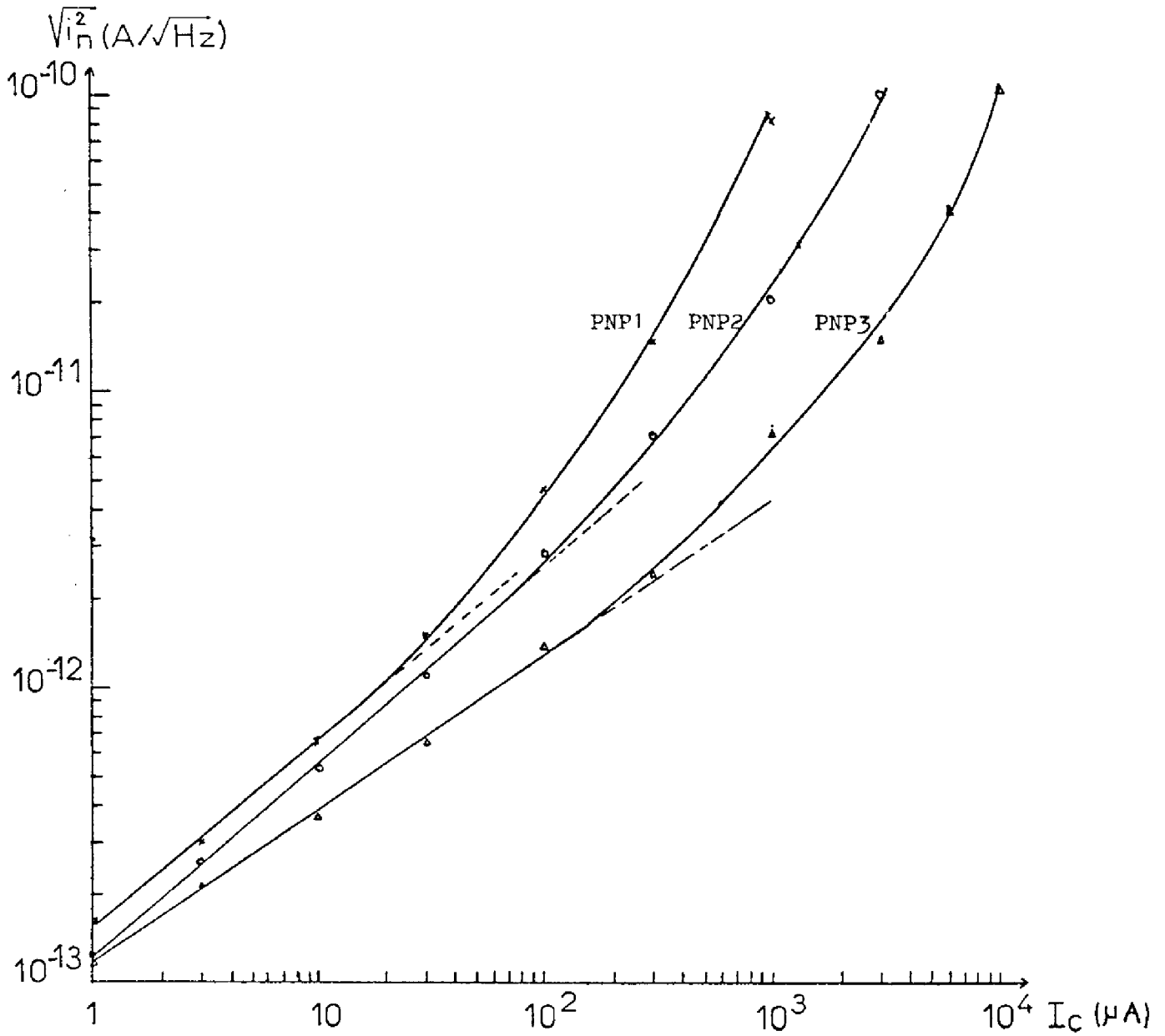
Bruit en courant en fonction de l'aire à
 $f = 10$ Hz pour un transistor PNP à $I_C = C^{re}$

Figure IV.28

Pour les NPN, le comportement est uniforme quelque soit le niveau de polarisation et peut être décrit par la loi

$$(4.22) \quad \overline{i_{n_F}^2} \propto I_C^{1,2} A_E^{-0,6}$$

En ce qui concerne les PNP, le comportement dépend du niveau de polari-



Bruit en courant en fonction du courant collecteur pour $f = 10$ Hz
pour un transistor PNP

Figure IV.29

sation. A très bas niveau, le bruit est grossièrement indépendant de la géométrie. De plus, la figure IV.29 qui donne les variations du bruit des PNP 1, PNP 2 et PNP 3 en fonction du courant collecteur montre que ce bruit peut être décrit à très bas niveau ($I_C < 30 \mu A$) par une loi du type:

$$(4.23) \quad \overline{i_{n_F}^2} \propto I_C^\delta \quad \text{AVEC } 1 \ll \delta \ll 1,2$$

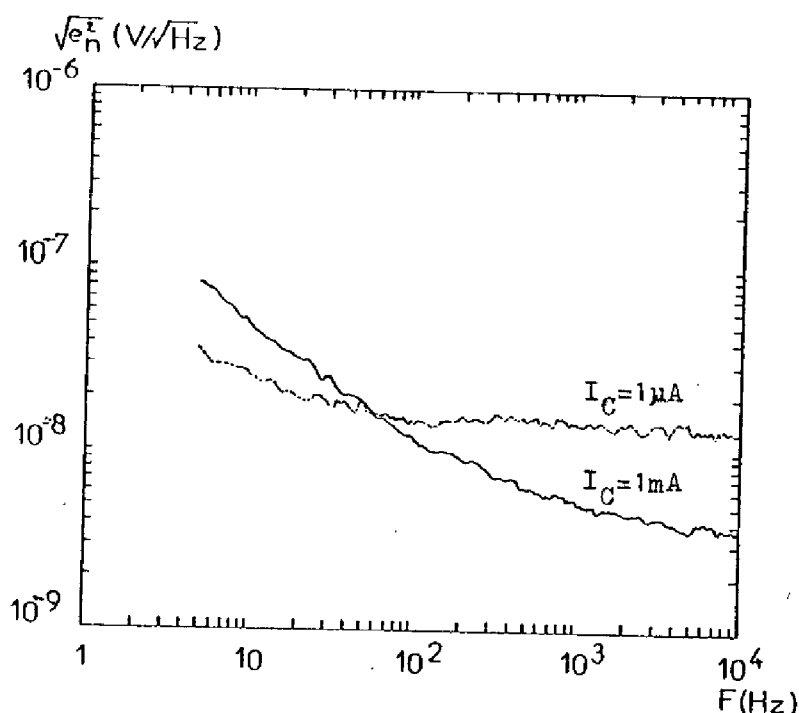
Par contre, à fort niveau, on observe d'une part d'après la figure IV.28 que les transistors de petite taille sont notablement plus bruyants que ceux de grande taille, et d'autre part, d'après la figure IV.29, que le bruit augmente rapidement avec le niveau de courant. Les seuils à partir desquels ce bruit diffère notablement de la loi à bas niveau peuvent être déduits de la figure IV.29. On trouve pour le PNP 1 $I_C \approx 30 \mu A$, pour le PNP 2 $I_C = 100 \mu A$ et pour le PNP 3 $I_C = 400 \mu A$. La comparaison de ces seuils avec les valeurs du courant collecteur au-delà desquelles le gain décroît suggère que les excès de bruit à fort niveau sont corrélés aux phénomènes de hautes injections et de défocalisation.

B/ Comportement de générateur de bruit en tension

L'observation du bruit en tension à l'oscilloscope n'a pas mis en évidence la présence de bruit en créneaux. Des exemples de spectres obtenus entre 5 Hz et 10 kHz pour différents niveaux de courant collecteur sont représentés sur la figure IV.30

Spectre du générateur de bruit en tension

Figure IV.30



On peut voir qu'en basse fréquence ($f < 1\text{kHz}$) et pour $I_C = 1\text{ mA}$, la densité spectrale varie en $1/f$. A très bas niveau ($I_C = 1\text{ }\mu\text{A}$), le bruit blanc prédomine sur la plus grande partie du spectre. Pour des niveaux intermédiaires, les deux types de bruit coexistent.

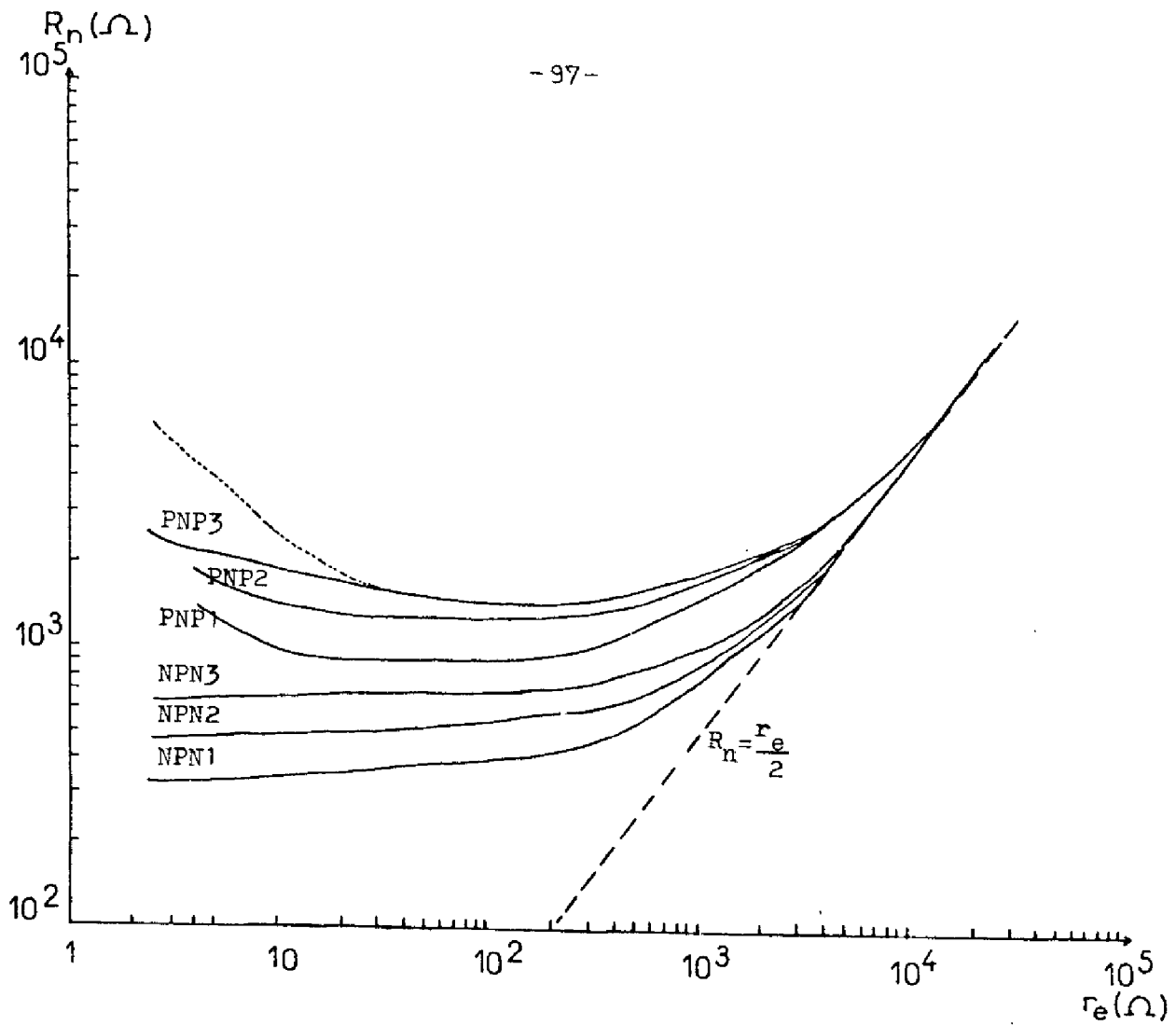
La figure IV.31 montre la variation de la résistance équivalente de bruit R_n , en bruit blanc, en fonction de r_e ($r_e = U_T/I_C$). Elle permet de voir qu'à bas niveau R_n est égal à r_e , conformément à la formule (3.8). D'après celle-ci, le comportement de R_n à plus fort niveau permet de déduire la valeur de R_{bn} . Le tableau IV.4 indique les valeurs moyennes pour les différents types de transistors. Les valeurs élevées relevées dans tous les cas s'expliquent:

- a) par l'importance de la zone latérale située sous la grille
- b) par la géométrie carrée.

Les valeurs plus élevées de R_{bn} sur les PNP sont dues à la résistivité beaucoup plus grande de la zone épitaxiée. Cet effet est néanmoins compensé par la mobilité plus importante dans la base des PNP que dans celle des NPN, et par l'épaisseur de base plus faible dans les NPN que dans les PNP. Le tableau montre aussi que des différences existent selon la taille des transistors. Pour un type donné, le rapport longueur sur largeur et la profondeur de base restant constant, la résistance de base doit en première approximation être constante. Il est à noter que nous avons mesuré la résistance équivalente de bruit et non directement la résistance de base. Des études complémentaires sont nécessaires pour préciser l'origine de ces différences qui ne peuvent pas être expliquées, par des considérations simples.

A fort niveau de courant, la résistance de base diminue à cause de la défocalisation. La valeur de la résistance équivalente de bruit R_n est alors inférieure à celle que l'on trouverait si la résistance de base était constante. Cet effet est illustré sur la figure IV.31.

Les figures IV.32 et IV.33 représentent les variations du bruit en $1/f$ mesuré à 10 Hz en fonction du courant collecteur. On voit que, à bas niveau, le bruit dépend peu du courant collecteur. A plus fort niveau, on observe un accroissement rapide du bruit, qui apparaît plus tôt sur les PNP, et sur les transistors de petite taille. Pour les PNP, il est intéressant de comparer les valeurs du



Resistance équivalente en bruit blanc R_n en fonction de $r_e = UT/IC$

Figure IV.31

Type	NPN 1	NPN 2	NPN 3	PNP 1	PNP 2	PNP 3
R_{bn}	350	450	670	900	1350	1580

R_{bn} moyen pour différents types de transistors

Tableau IV.4

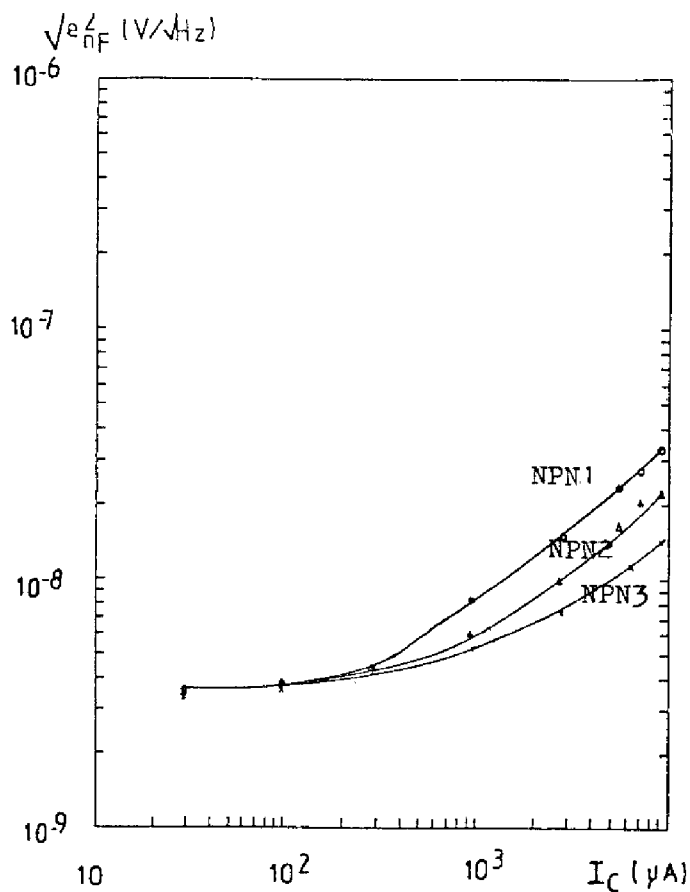


Figure IV.32 Bruit en tension du transistor NPN à $f = 10 \text{ Hz}$ en fonction de I_C

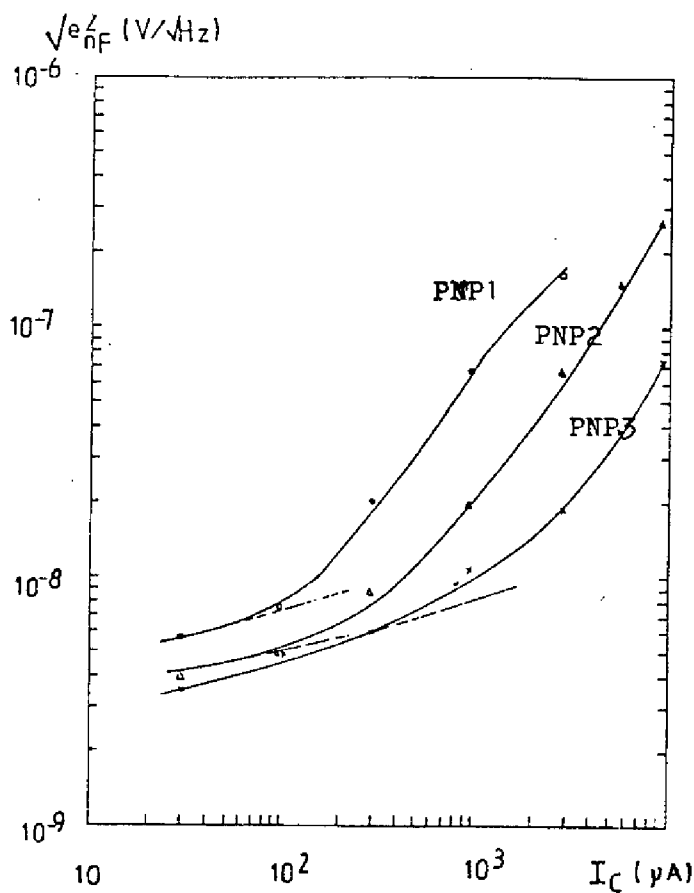


Figure IV.33 Bruit en tension du transistor PNP à $f = 10 \text{ Hz}$ en fonction de I_C

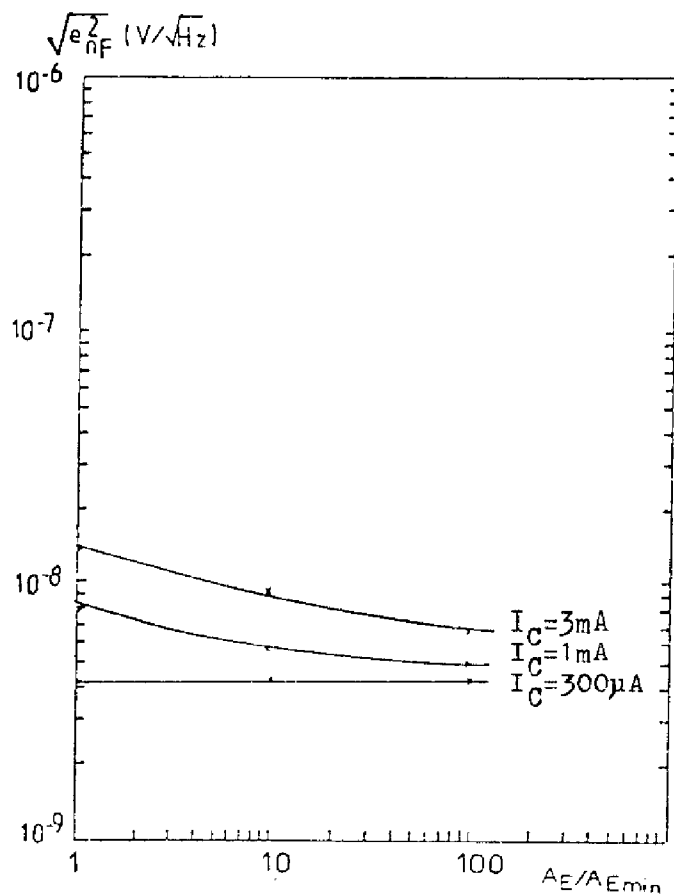


Figure IV.34 Bruit en tension du transistor NPN à $f = 10 \text{ Hz}$ en fonction de l'aire

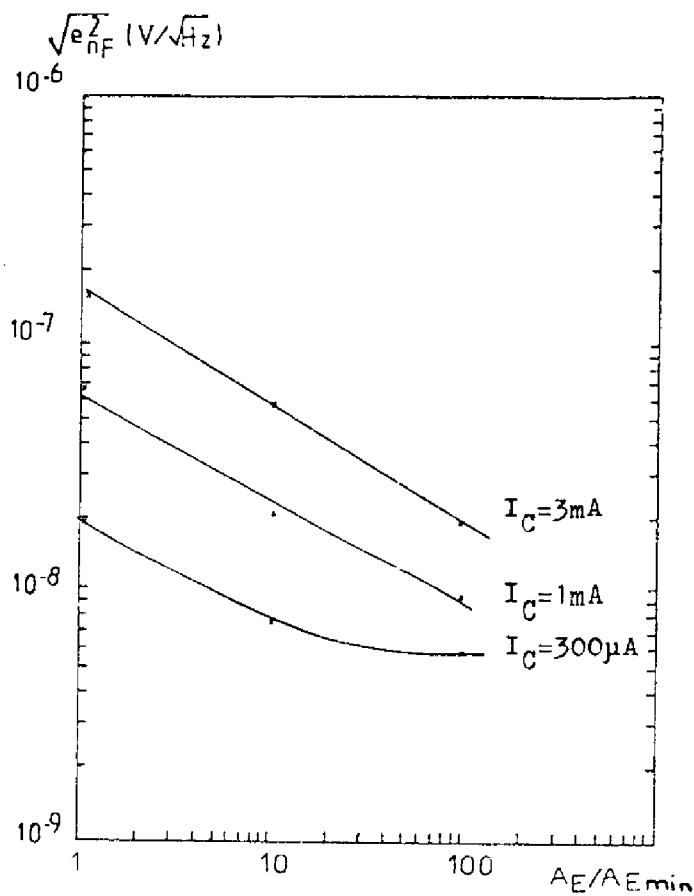


Figure IV.35 Bruit en tension du transistor PNP à $f = 10 \text{ Hz}$ en fonction de l'aire

courant collecteur à partir duquel ces accroissements deviennent importants aux seuils d'apparition des hautes injections et de la défocalisation. Les valeurs trouvées sont respectivement 100 μ A pour le PNP 1, 150 μ A pour le PNP 2 et 400 μ A pour le PNP 3. Ceci est du même ordre que les valeurs relevées pour les accroissements du bruit en courant. Par suite, les excès de bruit en tension à fort niveau sur les PNP peuvent être attribués aux hautes injections et à la défocalisation. Pour les NPN, à fort niveau ($I_C > 1$ mA), on observe également un accroissement du bruit mais moins rapide que sur les PNP. Ce bruit varie approximativement selon une loi

$$(4.24) \quad \overline{e_{n_F}^2} \propto I_C^\xi \quad 1 < \xi < 1,2$$

Les figures IV.34 et IV.35 représentent la variation du bruit en tension à 10 Hz en fonction de l'aire de l'émetteur à différents niveaux de courant.

Nous voyons que pour les PNP comme pour les NPN, à très bas niveau, le bruit est indépendant de l'aire de l'émetteur, hormis pour le PNP 1 où se manifestent les phénomènes de hautes injections. A plus fort niveau, le bruit en tension peut être approché par les lois empiriques suivantes

$$(4.25) \quad \overline{e_{n_F}^2} \propto A_E^{-0,3} \quad \text{pour les NPN}$$

$$(4.26) \quad \overline{e_{n_F}^2} \propto A_E^{-0,9} \quad \text{pour les PNP}$$

IV.5. - INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les différents comportements que nous venons d'observer montrent que les générateurs en courant et en tension ont des comportements comparables à fort niveau. Pour les NPN, si $I_C > 1$ mA, les formules (4.23) et (4.24) montrent la similitude des lois de variations des générateurs de bruit en tension et en courant. Dans les mêmes conditions de fonctionnement, pour les PNP, quand les phénomènes de hautes injections et de défocalisation apparaissent, les accrois-

sements de bruit en courant et en tension sont corrélés. Ces observations suggèrent de représenter le bruit en tension à fort niveau par la relation

$$(4.27) \quad \overline{e_{n_{1F}}^2} = r^2 \overline{i_{n_F}^2}$$

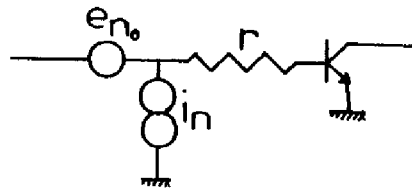
où r a la dimension d'une résistance.

A bas niveau, le bruit en tension tend vers une limite inférieure tandis que le bruit en courant continue à décroître. Ceci permet de penser que le bruit en tension ne peut plus être décrit par la relation (4.27), mais qu'il doit alors être représenté par une loi

$$(4.28) \quad \overline{e_{n_F}^2} = \overline{e_{n_o}^2} + \overline{e_{n_{1F}}^2}$$

où e_{n_o} est un générateur de bruit en tension dont l'évolution n'est pas liée à celle du bruit en courant.

La comparaison des expressions (4.27) et (4.28) suggère de représenter le comportement du transistor par le schéma équivalent de la figure (IV.36)



Représentation du bruit en $1/f$ associé aux régions volumiques du transistor

Figure IV.36

Les courbes IV.32 et IV.33 représentant l'évolution du bruit en tension en fonction du courant collecteur permettent, par identification au schéma de la figure IV.36, de déduire les valeurs de r et de e_{n_o} . La valeur de $\overline{e_{n_{1F}}^2}$ est obtenue par extrapolation du comportement à haut niveau. La valeur de $\overline{e_{n_o}^2}$ est obtenue en effectuant la différence entre la valeur mesurée $\overline{e_{n_F}^2}$ et $\overline{e_{n_{1F}}^2}$.

(Figure IV.37)

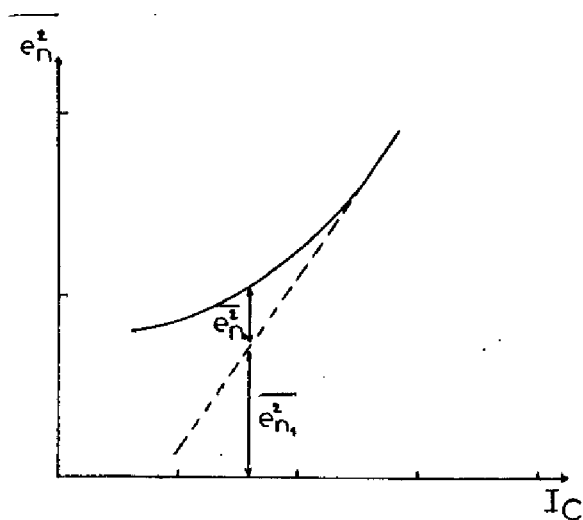


Figure IV.37

Les mesures du générateur de bruit en courant effectuées par ailleurs permettent de calculer $\eta = \sqrt{e_{n0}^2 / i_{n0}^2}$. Le tableau IV.4 indique les valeurs obtenues pour les différents transistors selon le niveau de courant

	NPN 1		NPN 2		NPN 3		PNP 1		PNP 2		PNP 3	
I_C	e_{n0} (nV/√Hz)	η (Ω)	e_{n0} (nV/√Hz)	η (Ω)	e_{n0} (nV/√Hz)	η (Ω)	e_{n0} (nV/√Hz)	η (Ω)	e_{n0} (nV/√Hz)	η (Ω)	e_{n0} (nV/√Hz)	η (Ω)
30 μA	3,5	/	3,5	/	3,5	/	5,2	1 450	4,0	/	4,0	/
100 μA	3,2	185	3,5	260	3,5	410	4,2	1 430	4,8	650	5,0	/
300 μA	3,1	200	3,9	285	4,1	500	/	1 220	6,5	720	5,9	580
1 mA	3,6	205	3,8	305	4,0	550	/	880	/	1 000	8,3	860
3 mA	/	210	/	340	3,8	550	/	/	/	700	/	1 220
10 mA	/	200	/	260	/	420	/	/	/	/	/	760

Tableau IV.4 Valeurs de e_{n0} et η pour les différents types de transistors

Pour les NPN, il apparaît que les valeurs de e_{n0} sont à peu près indépendantes du niveau de courant et de la taille du transistor. Par conséquent, à bas niveau, lorsque $\overline{e_{n0}^2}$ est grand devant $\overline{e_{n1F}^2}$, le bruit en tension ne variera ni avec le niveau de polarisation ni avec l'aire de l'émetteur. Par ailleurs, à la précision des mesures près, la valeur de η est constante lorsque le courant collecteur varie. Elle dépend cependant de la taille du transistor selon une loi du type

$$(4.29) \quad \eta \propto A_E^{\Gamma} \quad \Gamma \simeq 0,3$$

A fort niveau de courant, lorsque $\overline{e_{n1F}^2}$ est grand devant $\overline{e_{n0}^2}$, compte tenu de la loi de variation de i_{nF}^2 donnée par la relation (4.22), le bruit en tension est décrit par

$$(4.30) \quad \overline{e_{nF}^2} \simeq \overline{e_{n1F}^2} \propto I_C^{1,2} A_E^{-0,3}$$

L'ensemble de ces résultats est cohérent avec les mesures effectuées et valident ainsi le choix du schéma IV.36.

Pour les PNP, les valeurs de e_{n0} varient avec le niveau de polarisation et la taille de l'émetteur, mais elles restent comparables. Par contre, les évolutions de η sont beaucoup plus complexes. Il apparaît que le bruit en tension ne peut pas être interprété à partir de ce modèle simple, principalement parce qu'à courant collecteur constant, des phénomènes parasites différents (défocalisation et hautes injections) provoquent des comportements en bruit qui ne sont pas comparables sur les différents transistors.

Le générateur e_{n0} représente une contribution au bruit en tension non corrélée au bruit en courant. Son origine peut difficilement être précisée à ce niveau. Il n'est pas possible en effet d'exclure que cette composante est due à l'imprécision de mesure de bruit en tension à bas niveau ou au système de mesure utilisé. Cependant, les différences observées entre les PNP et les NPN suggèrent que ce bruit est caractéristique du composant. Des études complémentaires seront nécessaires.

La valeur de la résistance r_n permet de préciser partiellement l'origine des sources de bruit en courant. Nous devons tout d'abord remarquer que la caractérisation du comportement du générateur de bruit en courant déjà effectuée permet d'affirmer que les effets de surface ne sont pas à l'origine de ce bruit. En effet, nous avons vu que celui-ci n'est pas modifié lorsque l'on fait varier la tension de grille autour de $V_G = 0$. Or, l'analyse du bruit basse fréquence généré dans la zone superficielle de base d'un transistor montre qu'il dépend fortement du potentiel de surface, donc de la tension de grille. On peut donc conclure qu'à $V_G = 0$, le bruit des transistors testés prend naissance dans le volume, c'est à dire qu'il est dû à des effets latéraux ou des effets frontaux.

Par analogie avec les études menées sur le bruit blanc, on peut penser que la résistance r_n sera égale à la résistance de base $r_{bb'}$ si le bruit est généré dans la zone frontale, et à la résistance latérale R_L s'il prend naissance dans la zone latérale. La comparaison de r_n et de R_{bn} (qui est égale à $r_{bb'}$ à bas niveau et en basse fréquence) peut donc permettre de préciser la localisation des sources existantes.

Pour les NPN, le tableau IV.5 montre que les valeurs moyennes de r_n sont toujours inférieures aux valeurs moyennes de R_{bn} . Cela suggère que ce bruit prend partiellement naissance dans les zones latérales du transistor.

	NPN 1	NPN 2	NPN 3
r_n	200	290	480
R_{bn}	350	450	670

Valeurs de R_{bn} et de r_n pour les transistors NPN

Tableau IV.5

Pour les PNP, l'interprétation des mesures est plus difficile. En effet, les phénomènes de défocalisation et de hautes injections modifient d'une part la valeur de R_{bn} et ne permettent pas d'autre part de déterminer correctement la valeur de η .

Il découle de ce qui précède que les mesures de $\overline{e_n^2}$ et $\overline{i_n^2}$ sont insuffisantes pour déterminer avec précision la localisation des sources volumiques de bruit en $1/f$. De nouvelles méthodes sont utilisées dans ce qui suit pour résoudre ce problème.

IV.6.- CONCLUSION

L'étude des transistors tétrodes a permis de mettre en évidence des comportements en bruit basse fréquence différents selon que la zone superficielle de base est dépeuplée ou que la tension de grille est nulle.

Dans le premier cas, le bruit est dû aux effets de surface. Des lois empiriques décrivant l'évolution du bruit en $1/f$ avec le niveau de polarisation et l'aire de la grille ont été définies. Elles sont rappelées dans le tableau IV.6. La sensibilité plus grande aux effets de surface des transistors PNP intégrés par rapport aux transistors PNP discrets a été révélée. Le comportement des transistors intégrés est cependant conforme dans l'ensemble à celui déjà observé sur les transistors tétrodes discrets.

Lorsque la tension de grille est nulle, le bruit a été attribué à des sources volumiques à l'exclusion des sources superficielles. Le comportement des générateurs équivalents en tension et en courant en fonction du niveau de polarisation et de l'aire de l'émetteur a été analysé et des lois empiriques décrivant ce comportement ont été définies (tableau IV.6). Sur les PNP, l'influence des phénomènes de hautes injections et de défocalisation sur le bruit en $1/f$ a été mise en évidence. Ils provoquent un accroissement brutal de celui-ci, tant pour le générateur en courant que pour le générateur en tension. A partir de l'ensemble de ces résultats, un schéma équivalent susceptible de décrire les comportements observés a été élaboré. Il ne permet cependant pas de rendre compte du bruit des transistors PNP, et afin de préciser la nature et la localisation des sources volumiques, des études complémentaires sont nécessaires. Elles sont l'objet du chapitre V.

	Générateur	Type	$F(I_{BS})$	$f(I_C)$	$V_{BE} = C^{te}$
$V_G = V_{G_p}$	$\overline{i_n^2}$	NPN	$I_{BS}^{2,3} A_E^{-0,66}$	/	$A_G^{1,2}$
		PNP	$I_{BS}^{2,6} A_E^{-0,9}$	/	$A_G^{1,3}$
$V_G = 0$	$\overline{i_n^2}$	NPN	$I_B^{1,3} A_E^{-0,4}$	$I_C^{1,2} A_E^{-0,6}$	$A_E^{0,6}$
		PNP	$I_B^{1,4} A_E^{-0,35}$	$I_C^{1,2} A_E^{0,0}$	$A_E^{0,8}$
	$\overline{e_n^2}$	NPN	/	$I_C^{1,2} A_E^{-0,3}$	/
		PNP	/	$A_E^{-0,4} I_C = C^{te}$	/

Tableau IV.6

OoOoOoOoO

C H A P I T R E V

MODELISATION DU BRUIT TRES BASSE FREQUENCE DES TRANSISTORS INTEGRES

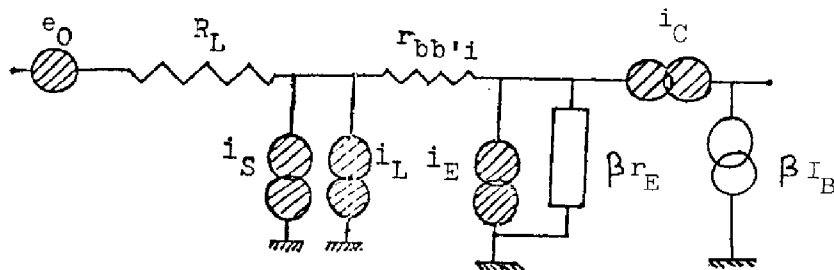
V.1. - INTRODUCTION

L'étude des transistors tétrodes a montré qu'il pouvait exister dans les transistors bipolaires intégrés différentes sources de bruit en excès aux très basses fréquences. Certaines ont été localisées dans les régions superficielles de la jonction émetteur-base. D'autres ont été associées aux régions volumiques du transistor. Chacun de ces groupes a été caractérisé en fonction des conditions de fonctionnement et de la taille des transistors. Des comportements différents ont été notés d'une part entre les transistors NPN et PNP, et d'autre part en fonction des conditions de polarisation. Les méthodes d'étude utilisées n'ont cependant pas permis de situer avec précision les sources volumiques.

Dans ce chapitre, une méthode d'étude plus puissante mais aussi plus complexe est mise en oeuvre dans le but d'effectuer cette localisation. Il est évident que cette dernière constitue un élément indispensable pour la recherche des origines physiques de ce bruit et pour la compréhension des comportements observés. Le chapitre comprend deux parties essentielles qui sont d'une part une description approfondie de la méthode, et d'autre part un exposé et une analyse des résultats obtenus.

V.2. - CHOIX DES PARAMETRES DE L'ETUDE

Les études effectuées dans les chapitres précédents comme des études antérieures sur le bruit en $1/f$ et le bruit blanc suggèrent que les sources présentes dans un transistor bipolaire peuvent être représentées en basse fréquence et à bas niveau, dans le montage émetteur-commun, par le schéma V.1 [23, 25, 26]



Représentation du bruit d'un transistor bipolaire

Figure V.1

où e_o est un générateur de bruit en tension non corrélé au bruit en courant, i_L et i_S des générateurs de bruit localisés dans les zones superficielles et latérales, et où i_E et i_C sont des générateurs situés en parallèle sur les jonctions émetteur-base et collecteur-base.

Ce schéma peut se ramener à une représentation classique par deux générateurs e_n et i_n à l'entrée. On a alors, en posant $r_{bb'} = R_L + r_{bb'i}$ [31]

$$(5.1) \quad e_n = e_o + R_L(i_L + i_S) + \frac{i_C}{\alpha^*}(r_e + r_{bb'}) - i_E r_{bb'}$$

$$(5.2) \quad i_n = \frac{i_C}{\alpha^*} - i_E + i_L + i_S$$

En admettant que seuls les générateurs i_E et i_C peuvent être corrélés, on trouve

$$(5.3) \quad \overline{e_n^2} = \overline{e_o^2} + R_L^2(\overline{i_L^2} + \overline{i_S^2}) + \frac{\overline{i_C^2}(r_e + r_{bb'})^2}{\alpha^{*2}} + \overline{i_E^2} r_{bb'}^2 - \frac{2r_{bb'}(r_{bb'} + r_e)\overline{i_E i_C}}{\alpha^*}$$

$$(5.4) \quad \overline{i_n^2} = \frac{\overline{i_C^2}}{\alpha^{*2}} + \overline{i_E^2} - 2 \frac{\overline{i_E i_C}}{\alpha^*} + \overline{i_L^2} + \overline{i_S^2}$$

$$(5.5) \quad \overline{e_n i_n} = R_L(\overline{i_L^2} + \overline{i_S^2}) + \frac{\overline{i_C^2}(r_e + r_{bb'})}{\alpha^{*2}} + \overline{i_E^2} r_{bb'} - \frac{\overline{i_E i_C}(r_e + 2r_{bb'})}{\alpha^*}$$

Ceci est un système de trois équations à cinq inconnues, qui sont les quatre sources de bruit et le terme de corrélation $\overline{i_E i_C}$. Si mathématiquement il n'existe pas de solution unique, l'étude des équations (5.3) à (5.5) peut nous renseigner sur la réalité physique des différentes sources. Dans ce qui suit, nous nous proposons d'étudier le comportement des termes $\overline{e_n^2}$, $\overline{i_n^2}$ et $\overline{e_n i_n}$ en effectuant différentes hypothèses sur les sources de bruit.

a) Sources de bruit latérales ou en surface

Dans ces conditions, $i_E = i_C = e_o = 0$ et les équations (5.3) à (5.5) deviennent

$$(5.6) \quad \overline{e_n^2} = R_L^2 (\overline{i_L^2} + \overline{i_S^2})$$

$$(5.7) \quad \overline{i_n^2} = \overline{i_L^2} + \overline{i_S^2}$$

$$(5.8) \quad \overline{e_n i_n} = R_L (\overline{i_L^2} + \overline{i_S^2})$$

en posant $R_{Sopt}^2 = \frac{\overline{e_n^2}}{\overline{i_n^2}}$ et $R_{corre} = \frac{\overline{e_n i_n}}{\overline{i_n^2}}$ on trouve :

$$(5.9) \quad R_{Sopt} = R_{corre} = R_L$$

b) Sources localisées dans la jonction émetteur-base

Alors $e_o = i_L = i_S = i_C = 0$ et on a

$$(5.10) \quad \overline{e_n^2} = r_{bb'}^2 \overline{i_E^2}$$

$$(5.11) \quad \overline{i_n^2} = \overline{i_E^2}$$

$$(5.12) \quad \overline{e_n i_n} = r_{bb'} \overline{i_E^2}$$

Le calcul de R_{Sopt} et R_{corre} donne

$$(5.13) \quad R_{Sopt} = R_{corre} = r_{bb'}$$

c) Sources de courant en surface et dans la jonction émetteur-base

Dans ce cas on a $e_o = i_C = 0$ et on déduit

$$(5.14) \quad \overline{e_n^2} = R_L^2 (\overline{i_S^2} + \overline{i_L^2}) + r_{bb'}^2 \overline{i_E^2}$$

$$(5.15) \quad \overline{i_n^2} = \overline{i_S^2} + \overline{i_L^2} + \overline{i_E^2}$$

$$(5.16) \quad \overline{e_n i_n} = R_L (\overline{i_S^2} + \overline{i_L^2}) + r_{bb'} \overline{i_E^2}$$

En posant $\alpha_1 = (\overline{i_S^2} + \overline{i_L^2}) / \overline{i_E^2}$ on trouve :

$$(5.17) \quad R_{Sopt}^2 = \frac{R_L^2 \alpha_1 + r_{bb'}^2}{1 + \alpha_1}$$

$$(5.18) \quad R_{corre} = \frac{R_L \alpha_1 + r_{bb'}^2}{1 + \alpha_1}$$

On montre facilement alors l'inégalité suivante si α_1 n'est pas nul :

$$(5.19) \quad r_{bb'} > R_{Sopt} > R_{corre} > R_L$$

d) Sources de courant à la jonction émetteur-base et source de tension

Seuls les générateurs i_E et e_O ne sont pas nuls et on a :

$$(5.20) \quad \overline{e_n^2} = \overline{e_O^2} + r_{bb'}^2 \overline{i_E^2}$$

$$(5.21) \quad \overline{i_n^2} = \overline{i_E^2}$$

$$(5.22) \quad \overline{e_n i_n} = r_{bb'} \overline{i_E^2}$$

D'où

$$(5.23) \quad R_{Sopt} = \frac{\overline{e_O^2}}{\overline{i_E^2}} + r_{bb'}$$

$$(5.24) \quad R_{corre} = r_{bb'}$$

Dans ce cas, on a donc $R_{Sopt} > r_{bb'}$, tandis que $R_{corre} = r_{bb'}$.

A partir de ces quatre exemples, il est possible de voir que la comparaison des termes R_{Sopt} , R_{corre} , R_L et $r_{bb'}$, permet de préciser l'importance des différents générateurs du schéma V.1. C'est pourquoi nous nous intéresserons de manière approfondie à ces quantités dans ce qui suit.

V.3. - METHODES EXPERIMENTALES

Les valeurs de $r_{bb'}$, R_L , R_{Sopt} et R_{corre} sont déterminées par des méthodes différentes.

V.3.1 Mesure de $r_{bb'}$ -----

Le terme $r_{bb'}$, a été déterminé à partir de mesures de bruit. Nous avons vu en effet dans le chapitre III qu'à bas niveau, R_{on} était théoriquement égal à $r_{bb'}$. A partir de la formule III.38 et de la mesure du bruit en tension en bruit blanc, on déduit la valeur de $r_{bb'}$. Cependant, celle-ci peut être modifiée lorsqu'apparaissent des phénomènes de défocalisation. Il convient donc d'effectuer les mesures à des niveaux de courant assez faibles pour éviter ces problèmes. La valeur de $r_{bb'}$, à plus fort niveau, lorsqu'il y a défocalisation sera estimée d'après la formule suivante, applicable aux transistors rectangulaires

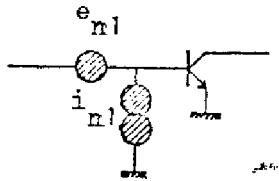
$$(5.25) \quad r_{bb'} = R_L + \frac{3r_{bb'i}}{a + 3}$$

où $r_{bb'i}$ est déduit de la mesure de $r_{bb'}$, à bas niveau ($r_{bb'i} = r_{bb'} - R_L$) et où a est le paramètre de défocalisation [44] .

V.3.2 Mesure de R_L -----

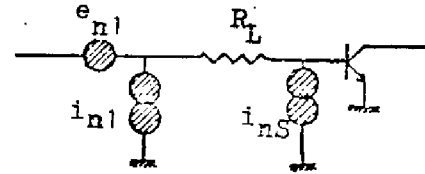
La valeur de R_L a également été estimée par des mesures de bruit. Considérons en effet un transistor, dont le bruit pour une tension de grille nulle ($V_G = 0$) peut être représenté par les générateurs e_{n1} et i_{n1} (figure V.2). Si on applique sur la grille de ce transistor tétrode une tension V_{Gp} correspondant

au pic de déplétion de la zone superficielle de base, le bruit en courant de ce transistor va augmenter. Ce bruit en courant produira lui-même du bruit en tension à travers la résistance R_L , si le bruit est généré dans la zone superficielle de la jonction émetteur-base. Le bruit du transistor pour $V_G = V_{Gp}$ peut alors être représenté par le schéma V.3.



Générateurs de bruit à $V_G = 0$

Figure V.2



Générateurs de bruit à $V_G = V_{Gp}$

Figure V.3

Le calcul des générateurs équivalents e_{n_2} et i_{n_2} du transistor pour $V_G = V_{Gp}$ donne

$$(5.26) \quad \overline{e_{n_2}^2} = \overline{e_{n_1}^2} + R_L^2 \overline{i_{nS}^2}$$

$$(5.27) \quad \overline{i_{n_2}^2} = \overline{i_{n_1}^2} + \overline{i_{nS}^2}$$

$$(5.28) \quad \overline{e_{n_2} i_{n_2}} = \overline{e_{n_1} i_{n_1}} + R_L \overline{i_{nS}^2}$$

En affectant l'indice 1 pour les mesures à $V_G = 0$ et l'indice 2 pour les mesures à $V_G = V_{Gp}$ et en posant $\overline{i_S^2} = \alpha_1 \overline{i_{n_1}^2}$, on a

$$(5.29) \quad R_{Sopt_2}^2 = \frac{\overline{e_{n_1}^2}}{(1 + \alpha_1) \overline{i_{n_1}^2}} + \frac{\alpha_1 R_L^2 \overline{i_{n_1}^2}}{(1 + \alpha_1) \overline{i_{n_1}^2}} = \frac{R_{Sopt_1}^2}{1 + \alpha_1} + \frac{\alpha_1 R_L^2}{1 + \alpha_1}$$

$$(5.30) \quad R_{\text{corre}_2} = \frac{\overline{e_{n_1}^2}}{(1 + \alpha_1) \overline{i_{n_1}^2}} + \frac{R_L \alpha_1 \overline{i_{n_1}^2}}{(1 + \alpha_1) \overline{i_{n_1}^2}} = \frac{R_{\text{corre}_1}}{1 + \alpha_1} + \frac{\alpha_1 R_L}{1 + \alpha_1}$$

Par ailleurs, il est possible de déterminer à partir de ces mesures α_1 par

$$\alpha_1 = \overline{i_{n_2}^2} / \overline{i_{n_1}^2} - 1$$

On peut donc calculer R_L de deux façons

$$(5.31) \quad R_L = \left[R_{\text{corre}_2} (1 + \alpha_1) - R_{\text{corre}_1} \right] / \alpha_1$$

$$(5.32) \quad R_L^2 = \left[R_{\text{Sopt}_2}^2 (1 + \alpha_1) - R_{\text{Sopt}_1}^2 \right] / \alpha_1$$

Les effets du dépeuplement de la zone superficielle de base ne sont sensibles qu'à bas niveau. Pour obtenir des mesures significatives, il faut donc un courant collecteur faible. Dans ces conditions, le bruit en tension sera faiblement affecté par les sources superficielles, et la précision résultant de la formule (5.31) sera meilleure que celle résultant de la formule (5.32). C'est pourquoi R_L a été déterminé à partir de mesures du terme de corrélation.

V.3.3 Mesure de R_{Sopt} et R_{corre}

Les valeurs de R_{Sopt} et de R_{corre} ont été déterminées à partir des mesures des termes $\overline{e_n^2}$, $\overline{i_n^2}$, $\overline{e_n i_n}$.

V.3.3.A Principe de la méthode

La valeur quadratique moyenne du bruit ramené à l'entrée $\overline{V_e^2}$, en tenant compte du bruit thermique de la résistance, s'écrit en basse fréquence et dans une bande de fréquence étroite

$$\overline{V_e^2} = \overline{e_n^2} + R_S^2 \overline{i_n^2} + 2 R_S \overline{e_n i_n} + 4kT_R R_S$$

A partir de cette relation, il est possible de déterminer $\overline{e_n^2}$, $\overline{i_n^2}$ et $\overline{e_n i_n}$ en effectuant une suite de mesures pour différentes valeurs de la résistance de source R_S .

Théoriquement trois mesures de $\overline{V_e^2}$ pour trois valeurs de R_S suffisent. En pratique, le terme de corrélation étant généralement faible, sa détermination avec une précision suffisante a nécessité la mise en oeuvre d'une méthode plus complexe.

En posant $A = \overline{e_n^2}$, $B = \overline{i_n^2}$ et $C = 4kT_0 + \overline{e_n i_n}$, la formule (V.33) peut s'écrire

$$(V.34) \quad \overline{V_e^2} = A + R_S^2 B + R_S C = f(R_S)$$

Pour déterminer A, B et C on réalise une série de N mesures de la tension de bruit à l'entrée $\overline{V_e^2}$ pour N valeurs différentes R_{S_q} de la résistance R_S . On obtient A, B, C à partir de ces valeurs par une méthode^q de moindres carrés. Il s'agit alors de minimiser par rapport à A, B et C la fonction Φ définie par :

$$(V.35) \quad \Phi = \sum_{q=1}^N p_q (\overline{V_e^2}_q - f(R_{S_q}))^2$$

Le terme p_q représente le poids de chaque mesure. Il peut théoriquement être choisi de façon arbitraire, mais en pratique son choix influence largement la précision du résultat.

En écrivant la condition

$$(V.36) \quad \frac{d\Phi}{dA} = \frac{d\Phi}{dB} = \frac{d\Phi}{dC} = 0$$

on peut former un système de trois équations à trois inconnues qui fournit A, B et C. Ceci permet de déterminer les valeurs $\overline{e_n^2}(f)$, $\overline{i_n^2}(f)$, $\overline{e_n i_n}(f)$ de $\overline{e_n^2}$, $\overline{i_n^2}$ et $\overline{e_n i_n}$ pour une fréquence f quelconque. Pour les fréquences suffisamment élevées, le bruit est blanc, et nous obtenons les termes correspondants $\overline{e_{n_{Bl}}^2}$, $\overline{i_{n_{Bl}}^2}$ et $\overline{e_{n_{Bl}} i_{n_{Bl}}}$. Pour les basses fréquences, le bruit résulte de la superposition du bruit blanc et du bruit en $1/f$. Si l'on suppose les phénomènes

généralisant ces deux types de bruit indépendants, la contribution du bruit en $1/f$ est donnée par

$$(V.37) \quad \left\{ \begin{array}{l} \overline{e_{n_F}^2} = \overline{e_n^2(f)} - \overline{e_{n_{Bl}}^2} \\ \overline{i_{n_F}^2} = \overline{i_n^2(f)} - \overline{i_{n_{Bl}}^2} \\ \overline{e_{n_F} i_{n_F}} = \overline{e_n i_n(f)} - \overline{e_{n_{Bl}} i_{n_{Bl}}} \end{array} \right.$$

où l'indice F est relatif au bruit en $1/f$.

V.3.3.B Procédure expérimentale

La valeur du terme de corrélation est typiquement égale à $1/100$ de la valeur du bruit en tension V_e^2 . Sa détermination avec une précision suffisante nécessite la mise en oeuvre d'une procédure complexe dans laquelle les incertitudes sont à chaque étape minimisées.

La figure V.4 montre l'organigramme de la procédure expérimentale.

Pour déterminer $V_{e_q}^2(f)$, on effectue avec le système numérique décrit au chapitre II une mesure de la densité spectrale sur une bande de fréquence $[f_{\min}, f_{\max}]$ avec $f_{\min} \leq f_o \leq f_{\max}$. Pour diminuer l'incertitude statistique, nous avons vu que l'on devait effectuer la moyenne sur un grand nombre d'enregistrements, ou un lissage fréquentiel. Le grand nombre de mesures à effectuer ne permet pas de choisir un nombre d'enregistrements supérieur à 100 sans conduire à des temps de calculs excessifs. Par ailleurs, le lissage fréquentiel détériore la résolution spectrale. Aux fréquences les plus hautes, lorsque le bruit est blanc, cela ne pose pas de problèmes car la densité spectrale est constante. L'analyse sur une bande de fréquence nous fournissant 52 valeurs $V_{e_q}^2(f_k)$ correspondant à 52 valeurs f_k de la fréquence, on améliorera considérablement la précision sur $V_{e_q}^2(f_o)$ en bruit blanc en effectuant la moyenne sur les 52 valeurs $V_{e_q}^2(f_k)$. On a ainsi un estimateur $U_q^2(f_o)$ de $V_{e_q}^2(f_o)$ défini par:

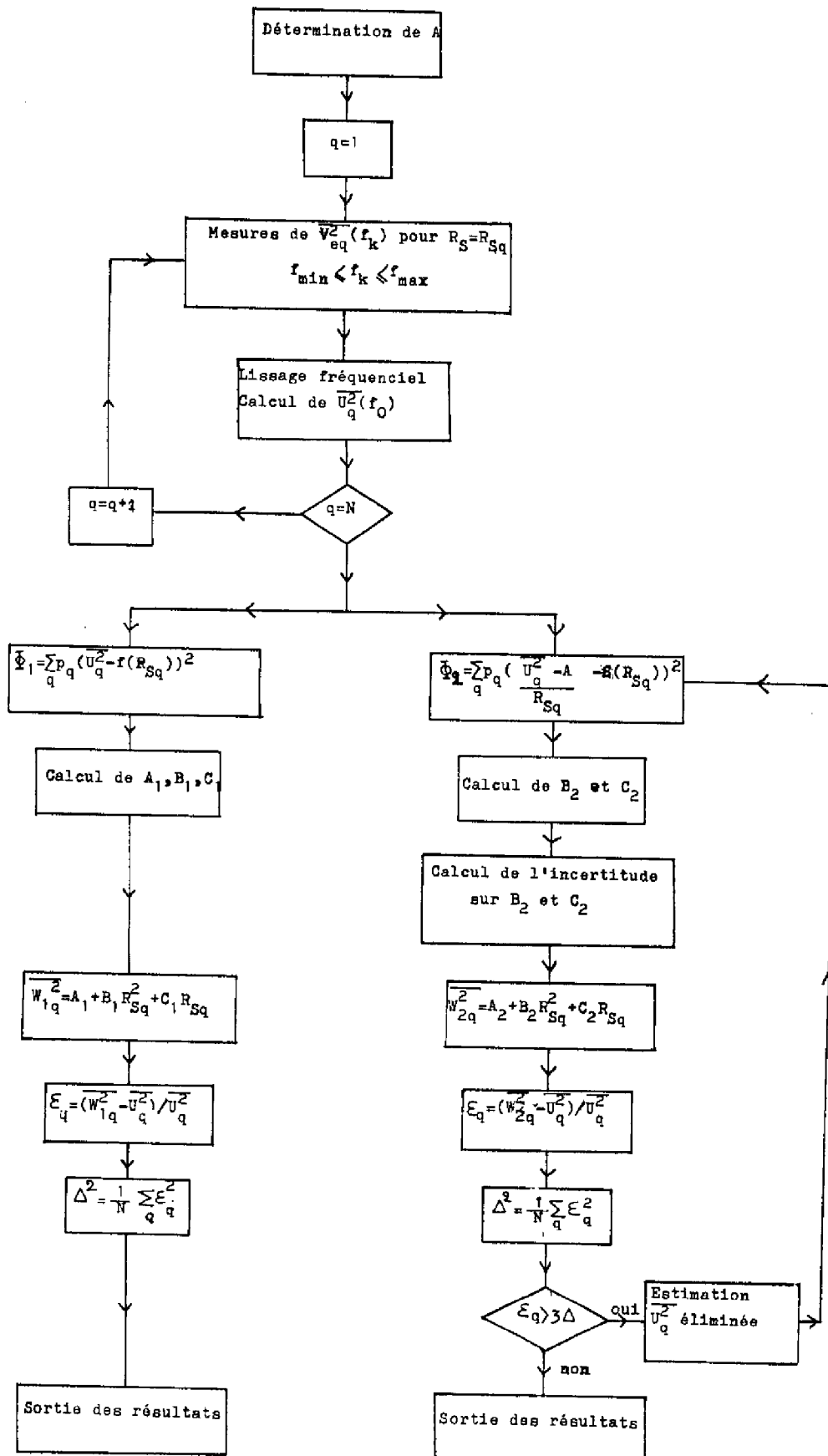


Figure V.4

$$(V.38) \quad \overline{U_q^2(f_o)} = \frac{1}{52} \sum_{k=1}^{52} \overline{V_{eq}^2(f_k)}$$

En basse fréquence, l'application d'une telle méthode conduirait à une erreur importante sur l'estimation de $\overline{V_{eq}^2(f_o)}$ car les valeurs de $\overline{V_{eq}^2(f_k)}$ dépendent de la fréquence selon la loi moyenne suivante :

$$(V.39) \quad \overline{V_{eq}^2(f_k)} = \frac{K}{(f_k)^\alpha} + \overline{V_{Bl}^2}$$

où K est une constante, α la pente du spectre (typiquement égale à 1) et $\overline{V_{Bl}^2}$ la contribution du bruit blanc. La formule (V.39) peut s'écrire sous la forme

$$(V.40) \quad \text{Log} (\overline{V_{eq}^2(f_k)} - \overline{V_{Bl}^2}) = -\alpha \text{Log } f_k + \text{Log } K$$

Cette expression permet de voir que si l'on connaît $\overline{V_{Bl}^2}$, il est possible à partir de 52 points de mesures $\overline{V_{eq}^2(f_k)}$ de déterminer les coefficients α et Log K de la droite de régression de $\text{Log}(\overline{V_{eq}^2(f_k)} - \overline{V_{Bl}^2})$ en fonction de Log f_k . Ces valeurs permettront de déterminer un estimateur $\overline{U_q^2(f_o)}$ défini par :

$$(V.41) \quad \overline{U_q^2(f_o)} = \frac{K}{(f_o)^\alpha} + \overline{V_{Bl}^2}$$

Il est donc possible, tant en bruit blanc qu'en basse fréquence, d'effectuer un lissage fréquentiel qui diminue l'incertitude statistique. Ceci permet d'obtenir une suite d'estimateurs $\overline{U_q^2(f_o)}$ de $\overline{V_{eq}^2(f_o)}$ pour différentes valeurs de R_{S_q} comme le montre la figure V.5.

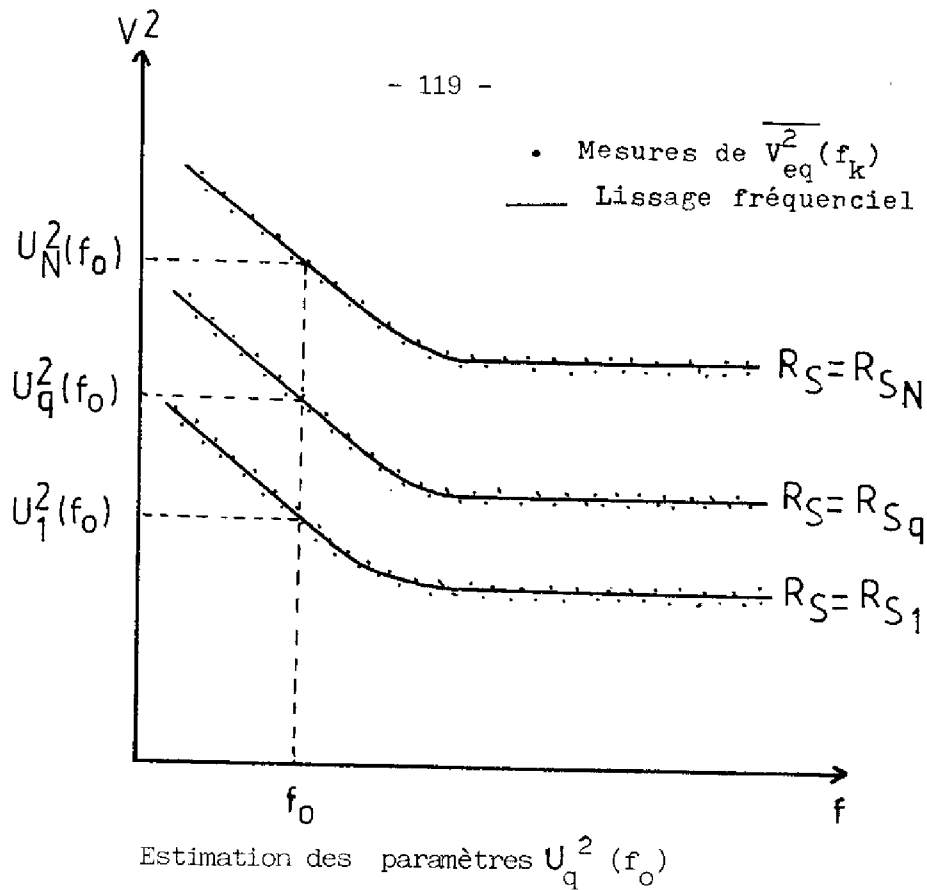


Figure V.5

L'incertitude statistique sur les estimateurs $\overline{U_q^2}(f_0)$ peut être calculée à partir de lois de Student qui permettent de connaître l'intervalle de confiance des paramètres de la droite de régression [18].

A partir de l'ensemble des valeurs $\overline{U_q^2}(f_0)$, on forme la fonction Φ_1

$$(V.42) \quad \Phi_1 = \sum_q p_q (\overline{U_q^2}(f_0) - f(R_{S_q}))^2$$

qui permet de trouver les coefficients A, B et C selon la procédure décrite au § V.3.3A. Une étude plus précise de cette fonction montre que le choix optimum de p_q est $p_q = 1/(R_{S_q} \overline{U_q^2}(f_0))$.

La connaissance des paramètres A, B et C permet de calculer d'après la formule (V.34) les valeurs $\overline{W_{1q}^2}(f_0)$ correspondant à R_{S_q} . Le terme

$\varepsilon_q = (\overline{W_{1q}^2}(f_0) - \overline{U_q^2}(f_0))/\overline{U_q^2}(f_0)$ représente alors l'écart de la mesure $\overline{U_q^2}(f_0)$ à la courbe de régression. L'écart quadratique moyen est donné par

$$(V.43) \quad \Delta^2 = \frac{1}{N} \sum_{q=1}^N \varepsilon_q^2$$

Parallèlement à cette méthode de régression, nous effectuons de façon complémentaire une autre estimation des paramètres A, B et C. Dans ce cas, on détermine d'abord la valeur de A de façon précise. Le terme $A = e_n^2$ représente en effet la valeur de $V_e^2(f_o)$ pour $R_{S_q} = 0$. Pour connaître A avec une précision suffisante, on calcule la moyenne statistique sur plusieurs mesures successives de $V_e^2(f_o)$ pour $R_{S_q} = 0$. Le calcul de la moyenne et de l'écart-type sur ces mesures permet de connaître l'incertitude statistique sur A. Si celle-ci est supérieure à 5 %, on effectue de nouvelles mesures jusqu'à ce que la précision désirée soit atteinte.

Lorsque A est connu, la formule (V.34) peut s'écrire

$$(V.44) \quad S(R_{S_q}) = \frac{\overline{V_{e_q}^2} - A}{R_{S_q}} = R_{S_q} B + C$$

Une méthode des moindres carrés permet de calculer les coefficients B et C de la droite de régression de $S(R_{S_q})$ en fonction de R_{S_q} . De la même façon que précédemment, on utilisera l'estimateur $\frac{U_q^2(f_o)}{R_{S_q}}$ de $\frac{V_e^2(f_o)}{R_{S_q}}$ obtenu par un lissage fréquentiel. On formera ensuite la fonction Φ_2

$$(V.45) \quad \Phi_2 = \sum_{q=1}^N p_q \left(\frac{\overline{U_q^2(f_o)} - A}{R_{S_q}} - S(R_{S_q}) \right)^2$$

où l'on choisira $p_q = 1/S(R_{S_q})^2$ pour optimiser la méthode.

Les valeurs de B et C sont déduites de Φ_2 . Ceci permet d'après la formule (V.34) de déterminer les valeurs $W_{2q}^2(f_o)$ correspondant à R_{S_q} pour les termes A, B et C trouvés. On estime également l'écart à la courbe de régression: $\epsilon_q = (W_{2q}^2(f_o) - U_q^2(f_o)) / U_q^2(f_o)$, et l'écart quadratique moyen Δ est calculé selon la formule (V.43). Lorsque pour certains points de mesure ϵ_q est supérieur à 3Δ , ces mesures sont éliminées et une nouvelle détermination de B et C à par-

tir de la nouvelle fonction Φ_2 est effectuée. D'autre part, l'intervalle de confiance sur les paramètres B et C de la droite de régression peut être calculé et donne donc l'incertitude sur les valeurs déterminées.

V.3.3.C Description des sous-programmes

Les sous-programmes permettant la détermination du terme de corrélation ont été inclus dans le logiciel décrit au chapitre II. L'organigramme de la figure V.6 montre la nouvelle structure du logiciel et les procédures d'appel des sous-programmes.

On retrouve dans cet organigramme la structure modulaire du chapitre II, avec un programme de lancement, des sous-programmes de réglage des gains et des filtres, des programmes de traitement des résultats. Il s'y ajoute les programmes effectuant la régression sur la courbe $V_e^2(R_S)$ et des programmes annexes permettant à partir de la lecture des fichiers de déterminer le sous-programme à exécuter, et des programmes de tracé. La figure V.7 indique de façon simplifiée la succession des fonctions réalisées par ces sous-programmes dont les organigrammes sont donnés dans l'annexe II.

La première tâche effectuée est l'estimation de la valeur de $\overline{e_n^2}$ dans le domaine du bruit blanc et en basse fréquence, à partir de la mesure de $V_e^2(R_S)$ pour $R_S = 0$. Ensuite, la valeur de $U_q^2(R_S)$ pour $R_S = R_S$ est estimée en bruit blanc et en bruit en 1/f en suivant les procédures ^q déjà décrites. Ces opérations sont recommencées pour un ensemble de valeurs de R_S , à partir duquel les coefficients A , B et C sont déterminés en bruit blanc et en basse fréquence. Enfin, $\overline{e_n^2}$, $\overline{i_n^2}$ et $\overline{e_n i_n}$ sont déduits de A , B , C par (V.33). Les valeurs de ces termes pour le bruit en 1/f sont déduits de (V.37).

Le tableau V.8 montre un exemple de résultats et la figure V.9 permet de comparer les valeurs mesurées et les valeurs estimées du facteur de bruit en fonction de R_S . Elle montre que l'accord est excellent.

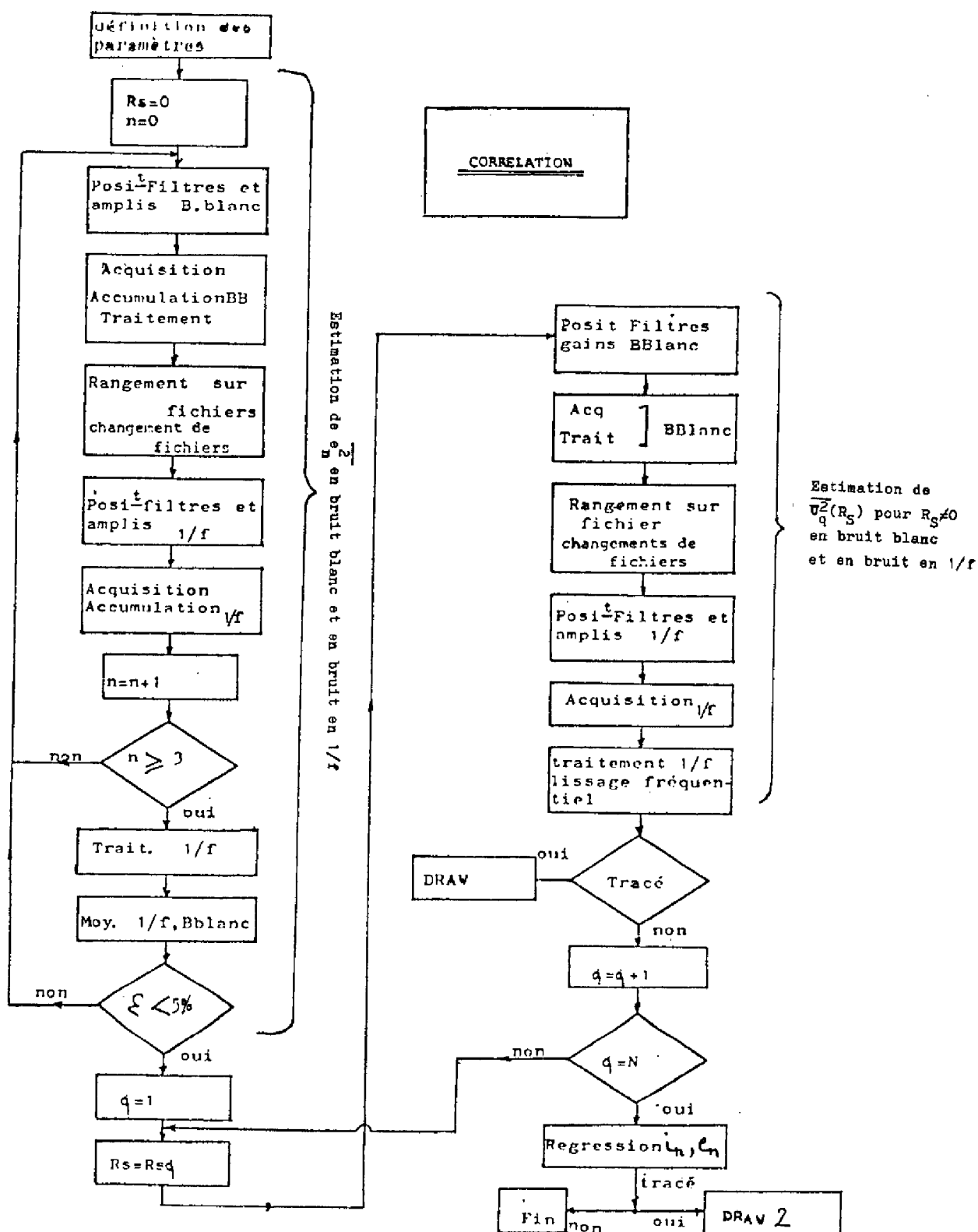


Figure V.7

```
Rs= 1          Vs^2=+.1307792E-15   F.exp.= 8113.58
Rs= 200        Vs^2=+.1651070E-15   F.exp.= 51.2166
Rs= 755        Vs^2=+.2423383E-15   F.exp.= 19.9136
Rs= 825        Vs^2=+.2634787E-15   F.exp.= 19.8137
Rs= 1400       Vs^2=+.3843408E-15   F.exp.= 17.0320
Rs= 1500       Vs^2=+.4259025E-15   F.exp.= 17.6155
Rs= 1780       Vs^2=+.4833026E-15   F.exp.= 16.8452
Rs= 2610       Vs^2=+.7612424E-15   F.exp.= 18.0950
Rs= 3320       Vs^2=+.1019189E-14   F.exp.= 19.0454
Rs= 3920       Vs^2=+.1196475E-14   F.exp.= 18.9363
Rs= 4750       Vs^2=+.1563779E-14   F.exp.= 20.4247
Rs= 5600       Vs^2=+.2309619E-14   F.exp.= 25.5875
Rs= 10200      Vs^2=+.5583443E-14   F.exp.= 33.9607
Rs= 56400      Vs^2=+.1366652E-12   F.exp.= 150.332
Rso= 1804.48   Fmin= 16.5895
EN^2  +.1324672E-15
IN^2  +.4068227E-22
CORREL +.1076230E-18
```

Vmesure	Vfit	Erreur	Rs
+1.1307792E-15	+1.1325939E-15	-1.38789%	1
+1.1651070E-15	+1.1592444E-15	3.55128%	200
+1.2423383E-15	+1.2505900E-15	-3.40611%	755
+1.2634787E-15	+1.2638957E-15	-0.15748%	825
+1.3843408E-15	+1.3882429E-15	-1.01436%	1400
+1.4259025E-15	+1.4126168E-15	3.12042%	1500
+1.4833026E-15	+1.4851826E-15	-0.39868%	1780
+1.7612424E-15	+1.7377806E-15	3.08234%	2610
+1.1019189E-14	+1.9983320E-15	2.04609%	3320
+1.1196475E-14	+1.1250500E-14	-4.51417%	3920
+1.1563779E-14	+1.1647623E-14	-3.36109%	4750
+1.2309619E-14	+1.2112360E-14	8.54000%	5600
+1.5583443E-14	+1.5647468E-14	-1.14674%	10200
+1.1366652E-12	+1.1366292E-12	0.02564%	56400

ECART QUADRATIQUE MOYEN 3.65991%

```
Rso= 1796.21   Fmin= 16.9479
En^2  +.1307792E-15 INCERTITUDE+.6538918E-17   4.99999%
In^2  +.4053388E-22 INCERTITUDE+.1678414E-23   4.14067%
CORREL+.1114404E-18 INCERTITUDE+.2608169E-19   23.4041%
```

Vmesure	Vfit	Erreur	Rs
+1.1307792E-15	+1.1309056E-15	-0.09753%	1
+1.1651070E-15	+1.1579128E-15	4.35789%	200
+1.2423383E-15	+1.2501897E-15	-3.24043%	755
+1.2634787E-15	+1.2636038E-15	-0.04715%	825
+1.3843408E-15	+1.3888094E-15	-1.16143%	1400
+1.4259025E-15	+1.4133205E-15	2.95509%	1500
+1.4833026E-15	+1.4862576E-15	-0.61159%	1780
+1.7612424E-15	+1.7398313E-15	2.81340%	2610
+1.1019189E-14	+1.1001654E-14	1.77956%	3320
+1.1196475E-14	+1.1253668E-14	-4.77864%	3920
+1.1563779E-14	+1.1651215E-14	-3.59191%	4750
+1.2309619E-14	+1.2116223E-14	8.37311%	5600
+1.5583443E-14	+1.5648954E-14	-1.17317%	10200
+1.1366652E-12	+1.1362601E-12	0.29577%	56400

ECART QUADRATIQUE MOYEN 3.68696%

Tableau V.8

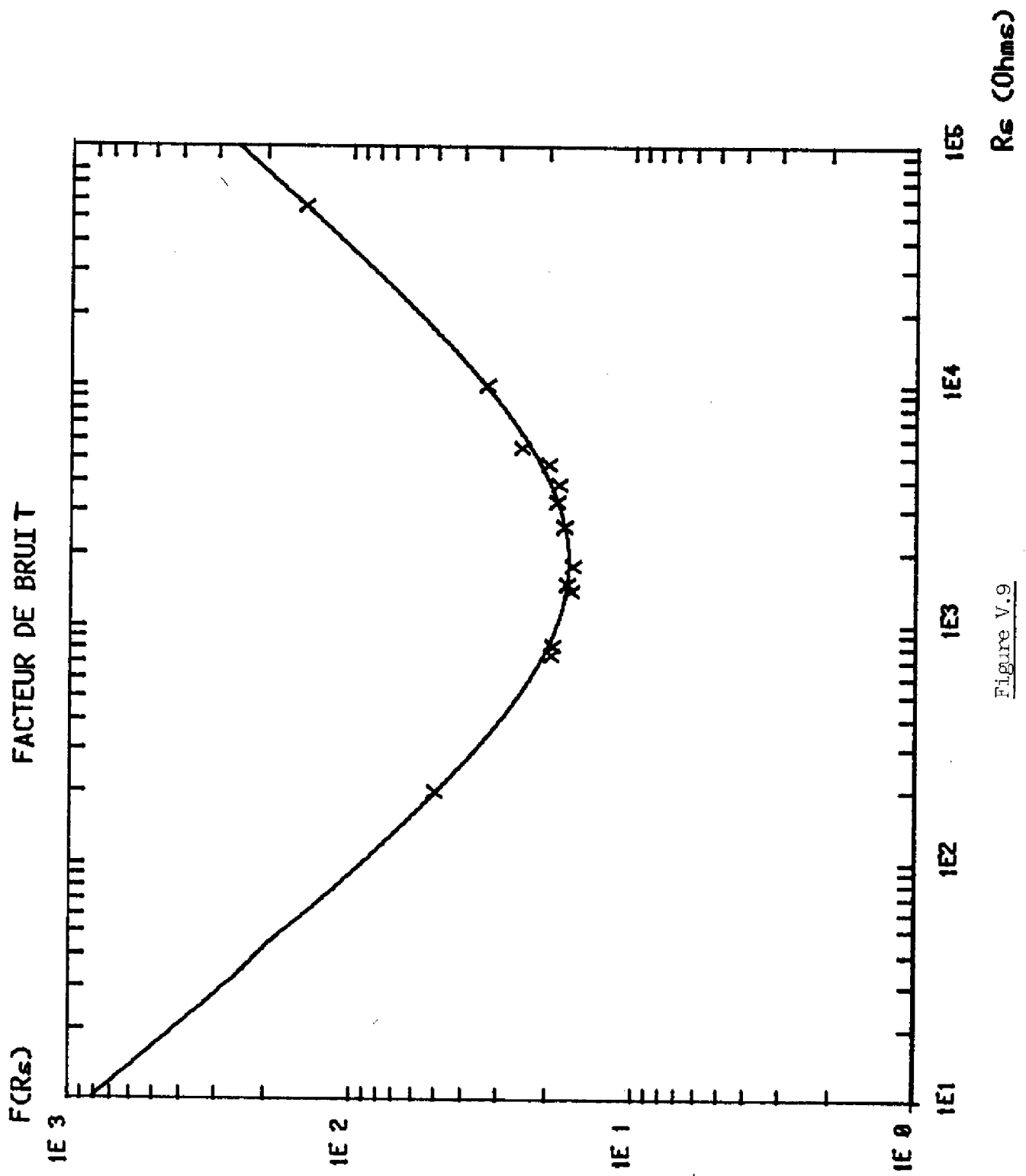


Figure V.9

V.3.3.D Précision des mesures

Les programmes utilisés fournissent l'incertitude statistique sur les valeurs de A, B et C. Les deux premiers termes peuvent être calculés avec une précision meilleure que 5 %, tandis que le terme C n'est que rarement déterminé avec une incertitude inférieure à 15 %. Cette incertitude dépend de la qualité et du nombre des mesures $V_e^2(R_S)$ effectuées. Pratiquement, une quinzaine de mesures sont nécessaires.

Cependant, même si l'incertitude sur $C = 4kT_0 + \overline{e_n i_n}$ est faible (10 % par exemple), celle sur le terme $\overline{e_n i_n}$ ne sera faible que si $\overline{e_n i_n}$ n'est pas petit devant $4kT_0$. Si C est connu à 10 % près et si $\overline{e_n i_n}$ est dix fois plus petit que $4kT_0$, l'erreur sur la détermination de $\overline{e_n i_n}$ atteint 100 %.

La condition ci-dessus a une grande importance en pratique, parce que le terme $\overline{e_n i_n} = R_{\text{corré}} i_n^2$ est généralement faible à bas niveau. On peut s'en convaincre en considérant le bruit blanc. Dans ce cas, on a

$$(V.45) \quad \overline{e_n i_n} = r_{bb} i_n^2 = 2q I_C r_{bb} \Delta f / \beta$$

En prenant pour r_{bb} , et β les valeurs typiques trouvées sur les transistors étudiés ($r_{bb} = 1 \text{ K}\Omega$ et $\beta = 50$), on trouve que $\overline{e_n i_n}$ est de l'ordre de $2kT_0$ pour $I_C = 1 \text{ mA}$. On ne pourra donc pas faire la mesure à des niveaux de courant très inférieurs à cette valeur, et on se limitera typiquement à $I_C = 300 \mu\text{A}$.

En basse fréquence, le niveau de courant à partir duquel les mesures sont possibles dépendent de la qualité du composant et de la fréquence étudiée. Si les transistors ont peu de bruit en $1/f$, il faudra se placer à fréquence très basse pour que le terme $\overline{e_n i_n}$ soit au moins comparable à $4kT_0$. Cependant, cela entraîne des temps de mesure excessifs. L'expérience montre que sur les structures étudiées, pour une fréquence $f = 10 \text{ Hz}$, on ne peut déterminer le terme de corrélation pour des courants collecteurs inférieurs à $100 \mu\text{A}$.

Certaines précautions sont également à prendre pour éviter de nouvelles causes d'imprécision, en particulier à cause de la durée relativement longue de

l'expérience (4 heures environ). Pendant tout le temps des mesures, l'état de charge des batteries doit rester constant, le composant ne doit pas s'échauffer de façon excessive ainsi que les éléments du circuit de polarisation, et l'asservissement du point de polarisation devra être assez précis pour ne pas varier dans le temps.

V.4. - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les mesures ont été effectuées sur différents transistors, à une fréquence de 10 Hz, pour des courants collecteurs variant de 300 μ A à 10 mA, et une tension V_{CE} égale à 5V. En suivant la procédure décrite précédemment, les valeurs de R_{Sopt} , R_{corre} , R_L et r_{bb} , ont été déterminées.

Les résultats obtenus pour les PNP 3, PNP 1 et NPN 3 sont reportés sur les tableaux V.10, V.11, V.12. Les incertitudes moyennes sur les valeurs de R_{Sopt} et R_{corre} sont respectivement de 6 % et 20 %.

On observe que dans tous les cas, R_{Sopt} et R_{corre} diminuent quand le courant I_C augmente. On peut remarquer que R_n , R_{Sopt} et R_{corre} sont du même ordre de grandeur. On vérifiera également que R_n suit le comportement décrit au chapitre III.

Pour les PNP 3, l'examen du tableau V.10 montre que, à bas niveau ($I_C < 3$ mA), R_{corre} est égal à r_{bb} , aux incertitudes de mesure près. La résistance R_{Sopt} augmente à faible niveau mais devient rapidement comparable à R_{corre} et r_{bb} . A très fort niveau, R_{Sopt} et R_{corre} sont égaux à la résistance latérale R_L .

Pour le PNP 1, le tableau V.11 permet de voir que R_{Sopt} et R_{corre} sont toujours égaux. A bas niveau, ils sont égaux à R_n .

Pour le NPN 3, on observe sur le tableau V.12 qu'à tous les niveaux R_{Sopt} est supérieur à R_{corre} . D'autre part, R_{corre} est toujours significativement inférieur à r_{bb} , et devient rapidement égal à R_L .

I_C	R_{Sopt} (Ω)	R_{corre} (Ω)	R_n (Ω)	$r_{bb'}$ (Ω)
300 μA	2980	1460	1520	1500
1 mA	1760	1400	1625	1350
3 mA	1220	1300	1750	1140
4 mA	1010	785	1800	1080
6 mA	920	790	2060	1010
10 mA	800	785	2230	940

$R_L = 780 \Omega$

Tableau V.10 Mesures de R_{Sopt} et R_{corre} pour le PNP 3

I_C	R_{Sopt} (Ω)	R_{corre} (Ω)	R_n (Ω)
300 μA	1290	1120 *	1200
1 mA	950	870	1150
3 mA	725	625	1300

* l'incertitude sur cette mesure atteint 40 %

Tableau V.11 Mesures de R_{Sopt} et R_{corre} pour le PNP 1

I_C	R_{Sopt} (Ω)	R_{corre} (Ω)	R_n (Ω)
600 μA	1010	/	720
1 mA	710	332	700
3 mA	520	235	600
10 mA	400	200	570

$R_L = 215 \Omega$
 $r_{bb'} = 700 \Omega$

Tableau V.12 Mesure de R_{Sopt} et de R_{corre} pour le NPN 3

V.5. - INTERPRETATION DES RESULTATS ET MODELISATION

V.5.1 Methode de localisation des sources de bruit

A partir des comparaisons de R_{Sopt} , R_{corre} , r_{bb} , et R_L , nous nous proposons d'établir les critères permettant d'identifier les générateurs du schéma V.1 qui contribuent le plus au bruit basse fréquence du transistor.

La comparaison des termes R_{Sopt} et R_{corre} permet en elle-même d'obtenir plusieurs informations sur les sources de bruit existantes. Nous montrons dans l'annexe III que pour un quadripole quelconque, il est possible d'affirmer que

- $R_{Sopt} \geq R_{corre}$ dans tous les cas
- si $R_{Sopt} = R_{corre}$ il existe une seule source de bruit en courant ou plusieurs corrélées entre elles.
- si $R_{Sopt} > R_{corre}$ il existe au moins deux sources de bruit en courant ou/et en tension, dont certaines sont nécessairement incorrélées.

Appliquons ces propriétés générales au quadripole particulier que représente le schéma équivalent en bruit du transistor de la figure V.1.

En premier lieu, si $R_{corre} = R_{Sopt}$, il n'existe donc qu'une seule source de bruit en courant ou plusieurs corrélées entre elles. Par hypothèse, seules les sources i_E et i_C peuvent être corrélées. Donc, ou il existe des sources i_E et i_C corrélées, ou il n'en existe qu'une seule, qui peut être i_S , i_L , i_E ou i_C . Si nous supposons que le niveau de courant est tel que $r_{bb} + r_e \simeq r_{bb}$, on peut affirmer

- si $R_{corre} = R_L$ les sources sont superficielles ou latérales
- si $R_{corre} \simeq r_{bb}$, il existe une source i_E ou une source i_C , ou les deux qui doivent alors être corrélées.

En second lieu, si $R_{Sopt} > R_{corre}$, il existe alors au moins deux sources de bruit en courant ou/et en tension, dont certaines sont corrélées. En comparant leur valeur à celles de r_{bb} , et de R_L , on peut préciser la localisation de ces sources.

Les équations (V.4) et (V.5) donnent

$$(V.47) \quad R_{\text{corre}} = \frac{R_L(\overline{i_L^2} + \overline{i_S^2}) + \overline{i_C^2} / \alpha^{*2}(r_e + r_{bb'}) + \overline{i_E^2} r_{bb'} - \frac{\overline{i_E i_C}}{\alpha^*} (r_e + 2r_{bb'})}{\frac{\overline{i_C^2}}{\alpha^{*2}} + \overline{i_E^2} - 2 \frac{\overline{i_E i_C}}{\alpha^*} + \overline{i_L^2} + \overline{i_S^2}}$$

En posant $\alpha_1 = (\overline{i_L^2} + \overline{i_S^2}) / (\frac{\overline{i_E^2}}{\alpha^{*2}} + \overline{i_E^2} - 2 \frac{\overline{i_E i_C}}{\alpha^*})$ on trouve

$$(V.48) \quad R_{\text{corre}} = \frac{R_L \alpha_1 + r_{bb'} + r_e \left(\frac{\overline{i_C^2} / \alpha^{*2} - \overline{i_E i_C} / \alpha^*}{\overline{i_n^2}} \right)}{1 + \alpha_1}$$

Si r_e est petit devant $r_{bb'}$, on peut généralement écrire

$$(V.49) \quad R_{\text{corre}} \approx \frac{R_L \alpha_1 + r_{bb'}}{1 + \alpha_1}$$

d'où l'on déduit

$$(V.50) \quad \alpha_1 \approx \frac{r_{bb'} - R_{\text{corre}}}{R_{\text{corre}} - R_L}$$

On voit immédiatement que si R_{corre} est inférieur à $r_{bb'}$, alors α_1 n'est pas nul. Donc il existe des sources superficielles ou latérales en plus des sources volumiques.

Si $R_{\text{corre}} = r_{bb'}$, alors $\alpha_1 = 0$ et il n'y a que des sources i_E ou i_C , auxquelles s'ajoute éventuellement une source de tension e_o . Si une seule des sources en courant existe, alors la source en tension e_o n'est pas négligeable car $R_{\text{Sopt}} > R_{\text{corre}}$. Si cette source en tension est nulle et si $r_{bb'} \approx r_{bb'} + r_e$, alors les sources i_E et i_C sont corrélées car dans le cas contraire $R_{\text{Sopt}} = R_{\text{corre}} = r_{bb'}$.

Enfin, si $R_{\text{corre}} \simeq R_L$, α_1 est infini et seules les sources superficielles ou latérales contribuent au bruit en courant. Comme $R_{\text{Sopt}} > R_{\text{corre}}$, il existe nécessairement une source en tension supplémentaire.

Nous voyons que l'étude de R_{Sopt} , R_{corre} , R_L et r_{bb} , permettent d'identifier les différentes sources. Les conclusions de notre analyse sont reportées dans le tableau V.13.

V.5.2 Interprétation des résultats expérimentaux

Nous allons tenter à partir des résultats expérimentaux du § V.4 et du tableau V.13 de déterminer la nature et la localisation des sources de bruit, puis d'établir un schéma équivalent en bruit.

a) PNP 3

A faible niveau, comme $R_{\text{Sopt}} > R_{\text{corre}}$, il existe plusieurs sources de bruit. D'autre part, $R_{\text{corre}} \simeq r_{\text{bb}}$, et par conséquent, on peut affirmer que le bruit peut être représenté par des générateurs corrélés placés en parallèle sur les jonctions émetteur-base et collecteur-base, ou que l'une au moins de ces sources existe et qu'il faut introduire un générateur en tension e_{no} .

A plus fort niveau, $R_{\text{Sopt}} \simeq R_{\text{corre}}$. Il existe alors une seule source de bruit en courant ou plusieurs corrélées. Comme R_{Sopt} et R_{corre} sont de l'ordre de r_{bb} , on peut dire que les sources peuvent être représentées par des générateurs en parallèle sur la jonction émetteur-base et/ou la jonction collecteur-base.

A très fort niveau, R_{corre} devient égal à R_L , ce qui laisse supposer que les sources sont latérales ou superficielles.

Ces résultats mettent en évidence la présence de sources volumiques de bruit en $1/f$, pouvant être représentées par des générateurs en parallèle sur les jonctions émetteur-base et collecteur-base. A bas niveau, le comportement du transistor suggère l'existence éventuelle d'une source de bruit en tension.

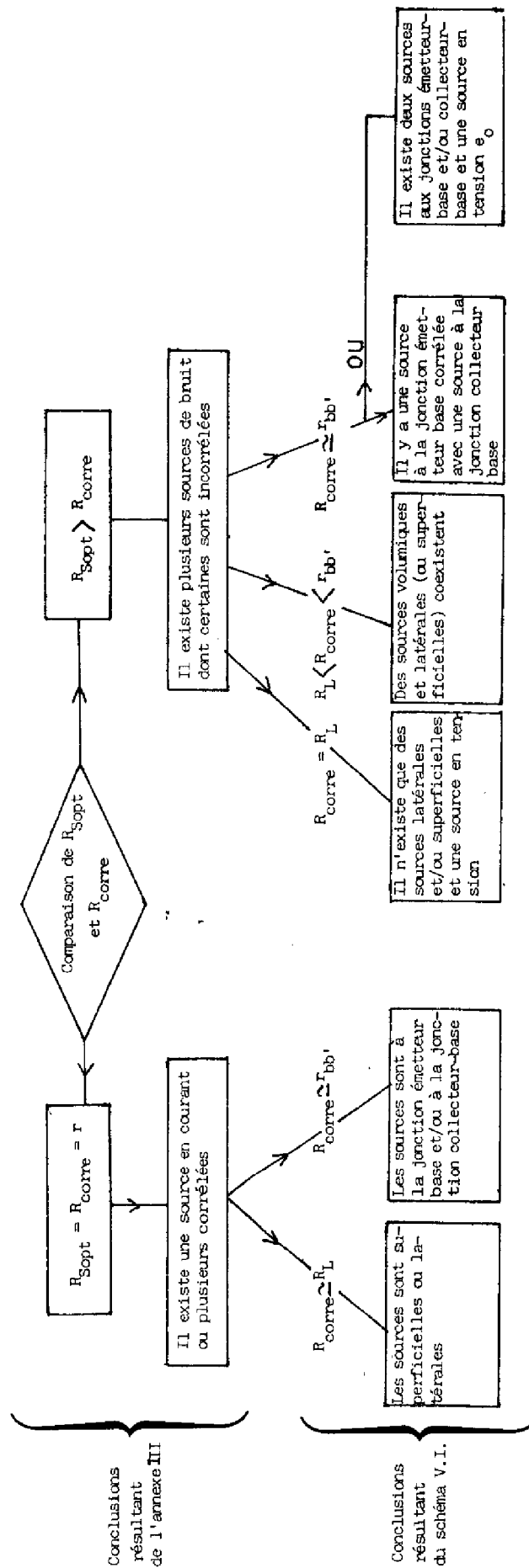


Tableau V.13

Le bruit du transistor PNP 3 peut donc être décrit par le schéma équivalent de la figure V.14

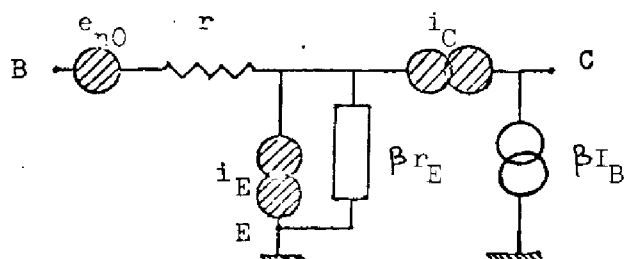


Schéma équivalent en bruit du PNP 3

Figure V.14

Selon ce schéma on a $r = R_{\text{corre}}$. Les mesures montrent qu'à bas niveau, on a $r = r_{bb}$. Lorsque les phénomènes de défocalisation apparaissent r décroît rapidement et tend vers R_L .

b) PNP 1

Comme $R_{\text{Sopt}} = R_{\text{corre}}$, il n'existe qu'une seule source de bruit ou plusieurs corrélées. La valeur de R_{corre} est inférieure à r_{bb} , pour $I_C \geq 1\text{mA}$. Cependant, à ces niveaux de courant les phénomènes de défocalisation et de hautes injections coexistent et la valeur de r_{bb} ne peut pas être connue. Il apparaît cependant que le bruit du PNP 1 peut être représenté par un schéma équivalent identique à celui du PNP 3 (figure V.14) où le générateur e_o serait nul.

c) NPN 3

R_{Sopt} est toujours supérieur à R_{corre} et R_{corre} est approximativement égal à R_L . Cela signifie que les sources de bruits sont latérales ou superficielles, et qu'il existe une source en tension supplémentaire. Le bruit du NPN 3 peut alors être représenté par le schéma équivalent suivant (figure V.15).

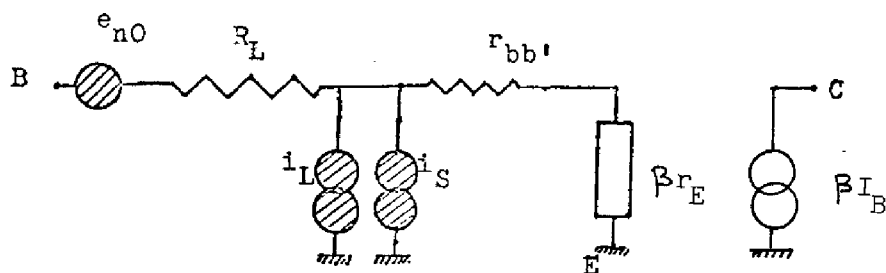


Schéma équivalent du NPN 3

Figure V.15

Il est possible d'obtenir la valeur de e_{no} à partir des formules (5.3), (5.4) et (5.5)

$$(V.51) \quad \overline{e_{no}^2} = (R_{Sopt}^2 - R_{corre}^2) \overline{i_n^2}$$

Les valeurs de $\overline{e_{no}^2}$ sont reportées dans le tableau V.14.

	:	:	:	:
I_C	:	1 mA	3 mA	10 mA
	:	:	:	:
$\overline{e_{no}^2}$	:	3,6	5,6	12,1
	:	:	:	:

Valeur de $\overline{e_{no}^2}$ (en nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$) pour le NPN 3

Tableau V.14

Cette analyse permet de voir que les transistors NPN et les transistors PNP ont des comportements différents. Pour ces derniers, nous avons vu en particulier qu'il n'était pas possible à partir des mesures de corrélation de savoir si des sources existaient conjointement à la jonction émetteur-base et à la jonction collecteur-base, ou si une seule d'entre elles existait. Cependant, l'analyse du comportement du bruit en tension peut permettre de résoudre

ce problème. En effet, à très bas niveau, lorsque r_e est grand devant $r_{bb'}$, le bruit en tension s'écrit

$$(V.52) \quad \overline{e_n^2} \simeq r_e^2 \overline{i_C^2}$$

soit

$$(V.53) \quad \overline{e_n^2} \simeq \frac{U_T^2 \overline{i_C^2}}{I_C^2}$$

Les différentes mesures effectuées sur le bruit en $1/f$ en tension ont montré qu'il diminuait avec le courant collecteur. Cela signifie que la contribution du bruit $1/f$ augmente beaucoup moins vite que celle du bruit blanc. Comme le bruit blanc varie en $1/I_C$, ceci entraîne pour le $1/f$ une loi de variation du type

$$(V.54) \quad \overline{i_C^2} = K_1 I_C^\gamma \quad 1 < \gamma < 2$$

Une étude plus précise des résultats des mesures montre que si i_C existait, γ devrait être proche de 2. Dans ces conditions, le bruit en courant ramené à l'entrée s'écrit d'après (V.4).

$$(V.55) \quad \overline{i_n^2} = \overline{i_E^2} + \overline{i_C^2} - 2\overline{i_E i_C}$$

Si la corrélation des générateurs i_E et i_C entraîne de façon analogue au bruit blanc $\overline{i_E i_C} = \overline{i_C^2}$, alors on a

$$(V.56) \quad \overline{i_n^2} = \overline{i_E^2} - \overline{i_C^2} = K_1 (\overline{i_E^\gamma} - \overline{i_C^\gamma})$$

$$(V.57) \quad \overline{i_n^2} = K_1 \overline{i_C^\gamma} \left[\left(1 + \frac{I_B}{I_C} \right)^\gamma - 1 \right] = K_1 \gamma I_C^{\gamma-1} I_B$$

Par ailleurs on a

$$(V.58) \quad I_B = K_2 I_C^{1/m} \quad 1 < m < 2$$

L'étude de la variation de I_B avec V_{EB} permet de trouver $m \simeq 1,2$.

D'où

$$(V.59) \quad \overline{i_n^2} = \gamma K_1 K_2 I_C^{\gamma - 1 + 1/m}$$

Puisque $\gamma \simeq 2$ et $1/m \simeq 0,8$

$$(V.60) \quad \overline{i_n^2} = K_1 K_2 I_C^{1,8}$$

Ceci est contraire à l'expérience qui a montré que $\overline{i_n^2}$ était environ proportionnel à $I_C^{1,2}$.

Cela signifie donc que même sur les PNP, il n'existe qu'une seule source de bruit en courant, qui peut donc être représentée par un générateur en parallèle sur la jonction émetteur-base.

Compte tenu de l'ensemble des résultats obtenus sur les NPN et les PNP, le comportement en bruit des différents types de transistor peut être représenté par le même schéma (figure V.16)

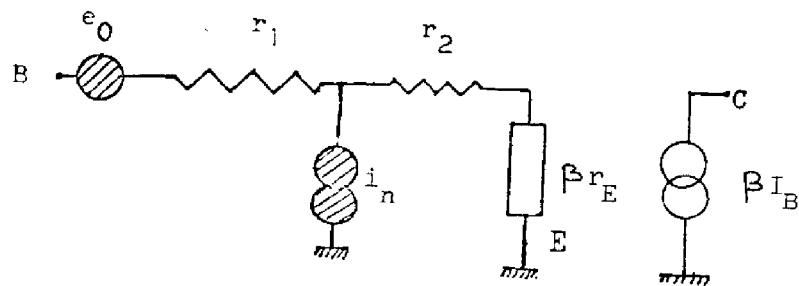


Schéma équivalent pour le bruit 1/f des transistors

Figure V.16

Selon les transistors, les valeurs de r_1 et r_2 varient ainsi que le poids relatif de e_o^2 par rapport à $r_1^2 i_n^2$. On a de plus $r_1 + r_2 = r_{bb'}$, et les valeurs de r_1 et de r_2 varient peu avec le courant.

V.6. - CONCLUSION

Afin de préciser les sources volumiques de bruit qui ont été mises en évidence dans le chapitre IV, une nouvelle méthode de localisation des sources de bruit dans les transistors bipolaires a été élaborée. Elle est basée sur la comparaison des termes $r_{bb'}$, R_L , R_{Sopt} , R_{corre} . Un système de mesure permettant la détermination du terme de corrélation d'un quadripole quelconque avec une précision suffisante a été mis au point.

Nous avons ensuite montré qu'en comparant les termes R_{Sopt} et R_{corre} d'une part et R_{Sopt} , R_{corre} , R_L , $r_{bb'}$, d'autre part, il était possible de préciser la localisation et la nature des sources de bruit. Un schéma équivalent en bruit peut ainsi être établi.

Les résultats expérimentaux prouvent l'existence de sources volumiques dans les transistors bipolaires intégrés qui ont été étudiés. Ils montrent que le bruit peut être représenté par un générateur de bruit en courant en parallèle sur la jonction émetteur-base pour les transistors PNP, tandis que pour les NPN ce générateur serait localisé dans les zones latérales ou à la frontière des zones latérales et frontales. A ce générateur peut s'ajouter un générateur de bruit en tension non corrélé au bruit en courant. Son origine n'a pu cependant être déterminée.

OoOoOoOoO

C H A P I T R E V I

ORIGINE DU BRUIT DE TRES BASSE FREQUENCE DANS LES TRANSISTORS
BIPOLAIRES INTEGRES

VI.1. - INTRODUCTION

Il résulte de la modélisation du comportement des sources volumiques du bruit en excès à très basse fréquence que dans les transistors NPN l'essentiel du bruit est généré dans les zones latérales ou au voisinage de la frontière des zones latérales et frontales. Pour les transistors PNP, à bas niveau de polarisation, le bruit prend principalement naissance dans les régions frontales. Par contre, à fort niveau de polarisation, il est plutôt produit à la frontière des zones latérales ou frontales, ou dans les zones latérales.

L'ensemble de ces résultats suggère alors que les sources microscopiques de bruit sont plus ou moins distribuées dans tout le transistor. Par ailleurs, les théories du bruit en $1/f$ associé aux régions superficielles des jonctions suggèrent d'attribuer le bruit de volume à des processus de génération recombinaison ou de piégeage des porteurs. A priori, les processus de génération recombinaison ne peuvent pas donner des distributions de constantes de temps suffisantes pour expliquer l'observation du bruit en $1/f$ aux très basses fréquences. Les processus de piégeage des porteurs majoritaires doivent être exclus pour les mêmes raisons. Il faut alors envisager que le bruit puisse être produit par un processus de piégeage des porteurs minoritaires.

Dans ce chapitre, nous analysons cette possibilité et nous établissons les expressions de la densité spectrale de puissance des fluctuations du courant qui en résultent. A partir des conclusions de cette étude théorique, nous tentons d'expliquer l'ensemble des observations rapportées dans les chapitres IV et V.

VI.2. - LES MECANISMES DE GENERATION-RECOMBINAISON ET DE PIEGEAGE

Les atomes et les ions d'impuretés, les défauts cristallins (dislocations, lacunes, interstitiels), la surface du cristal, perturbent la structure de bande d'un semi conducteur en créant des niveaux d'énergie dans la bande interdite. Ceux-ci peuvent alors capturer ou émettre des porteurs de charge. Dans le cas d'une interaction s'effectuant avec une bande, ils sont appelés niveaux pièges. Dans le cas où les interactions s'effectuent avec les deux bandes, ils sont désignés par centres de génération recombinaison.

L'analyse du comportement de ces centres a été faite par Hall, Shockley et Read [67]. L'étude statistique des émissions et des captures des porteurs par ces centres montre que la proportion de centres occupés par les électrons est

$$(VI.1) \quad f_t = (C_n n + C_p p_1) / [C_n (n + n_1) + C_p (p + p_1)]$$

La proportion de pièges occupés par les trous s'écrit

$$(VI.2) \quad f_{tp} = 1 - f_t = (C_n n_1 + C_p p) / [C_n (n + n_1) + C_p (p + p_1)]$$

où C_n et C_p sont les coefficients de capture des électrons et des trous, n et p les densités d'électrons et de trous libres, n_1 et p_1 des constantes caractéristiques du niveau piège définies par

$$(VI.3) \quad n_1 = n_i e^{(E_t - E_i)/kT}$$

$$(VI.4) \quad p_1 = n_i e^{(E_i - E_t)/kT}$$

n_i étant la concentration intrinsèque en électrons, E_i le niveau de Fermi intrinsèque et E_t le niveau d'énergie où se situe le centre.

Si la densité de centres occupés subit une perturbation, le retour à l'équilibre s'effectue avec une constante de temps égale à

$$(VI.5) \quad \tau = \frac{1}{C_n (n + n_1) + C_p (p + p_1)}$$

Considérons alors un élément de volume ΔV contenant une densité N_T de centres. Soit n_t le nombre de centres occupés et δn_t une fluctuation spontanée de n_t .

La densité spectrale de cette fluctuation peut être calculée par le théorème de Wiener Kintchine [61, 68]

$$(VI.6) \quad S_{\delta n_t}(f) = \frac{4}{1 + \omega^2 \tau^2} \overline{\delta n_t^2} = \frac{4}{1 + \omega^2 \tau^2} N_t f_t f_{tp} \Delta V$$

où $\omega = 2\pi f$

Cette expression montre que $S_{\delta n_t}(f)$ est constante en basse fréquence ($\omega \ll \frac{1}{\tau}$) et varie en $1/\omega^2$ en haute fréquence ($\omega \gg 1/\tau$).

A. Van der Ziel [69] a montré que s'il existait une distribution correcte de constantes de temps, le spectre des fluctuations associées à n_t pouvait suivre une loi en $1/f$, pour une fréquence telle que

$$\frac{1}{\tau_{\max}} \ll \omega \ll \frac{1}{\tau_{\min}}$$

où $\tau_{\max}$ et $\tau_{\min}$ sont les constantes de temps extrêmes associés aux centres.

VI.3. - FLUCTUATIONS DU NOMBRE DE PORTEURS MINORITAIRES DANS UNE DIODE P^+N

Supposons que dans la région N d'une jonction P^+N il existe au niveau d'énergie E_t des pièges à porteurs minoritaires. Toute fluctuation du nombre de pièges occupés provoque une fluctuation égale au nombre de porteurs minoritaires libres. Les équations (VI.1), (VI.2) et (VI.5) deviennent alors

$$(VI.7) \quad f_t = p_1 / (p + p_1)$$

$$(VI.8) \quad f_{tp} = p / (p + p_1)$$

$$(VI.9) \quad \tau = 1 / C_p (p + p_1)$$

Nous supposerons de plus que cette jonction est analogue à la jonction émetteur-base d'un transistor bipolaire PNP pour laquelle la région P^+ est fortement dopée par rapport à la région N. Nous appellerons donc émetteur la zone P^+ , et base la zone N.

A/ Cas d'une diode courte

La figure VI.1 permet de définir les notations utilisées pour désigner les paramètres géométriques de cette diode.

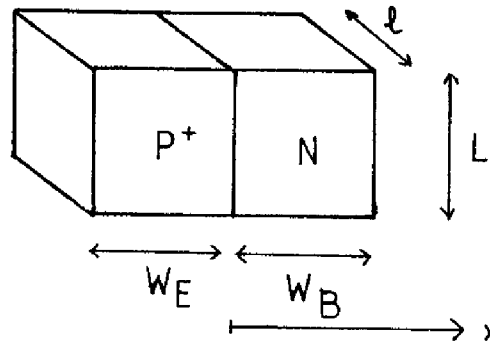
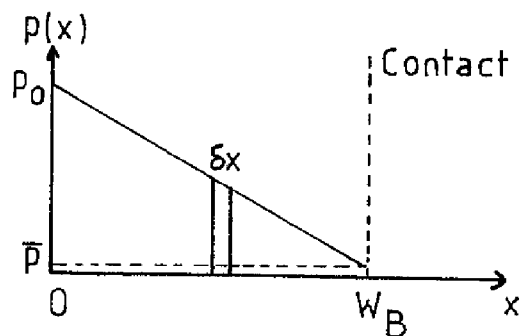


Schéma de la diode courte

Figure VI.1

Puisque par hypothèse, la diode est courte, W_B est petit devant la longueur de diffusion L_{DB} dans la base. De même W_E est petit devant la longueur de diffusion L_{DE} dans l'émetteur.

Considérons le cas où la jonction est polarisée en direct et intéressons nous à la zone quasi neutre de base. Comme $W_B \ll L_{DB}$, le profil des porteurs minoritaires peut être assimilé à une droite (figure VI.2) [2, 42, 59]



Profil des porteurs minoritaires

Figure VI.2

On a donc

$$(VI.10) \quad p(x) = p_0 (1 - x / w_B) + \bar{p}$$

où

$$(VI.11) \quad p_0 = \frac{n_i^2}{N_{DB}} \exp V_{EB}/U_T$$

et

$$(VI.12) \quad \bar{p} = n_i^2 / N_D$$

N_{DB} est la concentration en donneurs dans la base et V_{EB} la tension appliquée aux bornes de la diode. Le terme $\bar{p}$ est très petit et nous le considérons nul dans ce qui suit.

Le nombre total de porteurs dans l'élément de volume $L \delta x$ est

$$(VI.13) \quad \delta P = p(x) L \delta x$$

La densité spectrale de la fluctuation du nombre de porteurs δP est donc

$$(VI.14) \quad S_{\delta P} = \frac{4\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \overline{\delta P^2} = \frac{4\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} N_t f_t f_{t_p} L \delta x$$

La densité spectrale de la fluctuation du nombre total de porteurs P dans la base se calcule en intégrant (VI.14) de 0 à w_B .

$$(VI.15) \quad S_P = \int_0^{w_B} \frac{4\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} N_t f_t f_{t_p} L dx$$

Compte tenu de (VI. 7), (VI.8) et (VI.9)

$$(VI.16) \quad S_P = \int_0^{W_B} \frac{4 N_t p p_1}{c_p (p + p_1)^3} \frac{1}{1 + \frac{\omega^2}{(c_p (p + p_1))^2}} \ell L dx$$

D'après (VI.10), $p(x)$ s'écrit : $p(x) = p_0(1 - \frac{x}{WB})$ et $dp = - \frac{p_0}{WB} dx$. D'où

$$(VI.17) \quad S_P = \int_{p_0}^0 - \frac{4 N_t p p_1}{c_p (p + p_1)^3} \frac{1}{1 + \frac{\omega^2}{(c_p (p + p_1))^2}} \frac{W_B \ell L}{p_0} dp$$

En posant $u = \frac{\omega}{c_p(p + p_1)}$, on a $du = - \frac{\omega}{c_p(p + p_1)^2} dp$ et $p = \frac{\omega}{c_p u} - p_1$

$$(VI.18) \quad S_P = \int_{\frac{\omega}{c_p(p_0 + p_1)}}^{\frac{\omega}{c_p p_1}} \frac{L \ell W_B}{p_0} \frac{4 N_t p_1 (\frac{p}{u}) (\frac{\omega}{c_p u} - p_1)}{1 + u^2} \frac{du}{\omega}$$

$$(VI.19) \quad S_P = \frac{4 N_t p_1 L \ell W_B}{p_0 \omega} \int_{\frac{\omega}{c_p(p_0 + p_1)}}^{\frac{\omega}{c_p p_1}} \frac{1 - \frac{p_1 c_p u}{\omega}}{1 + u^2} du$$

En intégrant (VI.19) on trouve

$$(VI.20) \quad S_P = \frac{4 N_t p_1 L \ell W_B}{p_0 \omega} \left[\text{Arctg} \frac{\omega}{c_p p_1} - \text{Arc tg} \frac{\omega}{c_p (p_0 + p_1)} - \frac{p_1 c_p}{2 \omega} \text{Log} \frac{1 + (\frac{\omega}{c_p p_1})^2}{1 + \frac{\omega^2}{(c_p (p_0 + p_1))^2}} \right]$$

Si $C_p p_1 \ll \omega \ll C_p p_o$ alors $\text{Arc tg } \frac{\omega}{C_p p_1} - \text{Arc tg } \frac{\omega}{C_p (p_o + p_1)} \approx \frac{\pi}{2}$

et le terme $\frac{p_1 C_p}{2\omega} \text{Log} \frac{1 + \left(\frac{\omega}{C_p p_1}\right)^2}{1 + \left(\frac{\omega}{C_p (p_o + p_1)}\right)^2}$ se comporte comme $x \text{ Log } x$ quand

x tend vers 0 et tend lui-même vers 0.

En conséquence, (VI.20) s'écrit

$$(VI.21) \quad S_P = \frac{4N_t p_1 L W_B}{p_o \omega} \frac{\pi}{2}$$

pour $C_p p_1 \ll \omega \ll C_p p_o$

$$(VI.22) \quad S_P = \frac{N_t p_1 L W_B}{p_o f}$$

Nous voyons donc que la densité spectrale de la fluctuation du nombre de porteurs minoritaires dans la base varie en $1/f$. La même démonstration est applicable à l'émetteur. Il suffit dès lors de modifier la formule (VI.22) en considérant les valeurs de N_t , p_1 , p_o et W relatives à l'émetteur.

B/ Cas d'une diode longue

Les notations utilisées sont définies sur la figure VI.3. Celles-ci sont différentes du cas précédent car elles seront appliquées ultérieurement à la zone latérale de base du transistor.

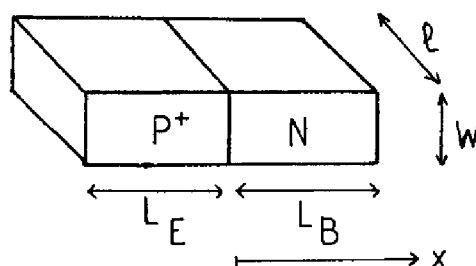


Schéma de la diode longue

Figure VI.3

Dans une diode longue, où $L_B \gg L_{DB}$, la concentration en porteurs minoritaires varie en fonction de x dans la base, selon la loi

$$(VI.23) \quad p(x) = p_0 e^{-\frac{x}{L_{DB}}}$$

Comme dans le cas de la diode courte, la densité spectrale de la fluctuation du nombre total de porteurs est donnée par l'équation (VI.16) où l'on substitue aux notations du schéma (VI.1) celles de la figure (VI.3)

$$(VI.24) \quad S_P = \int_0^{L_B} \frac{4N_t p p_1}{C_p (p + p_1)^3} \frac{1}{1 + \frac{\omega^2}{(C_p (p + p_1))^2}} l W dx$$

De (VI.23) on déduit

$$(VI.25) \quad dp = -\frac{p}{L_{DB}} dx$$

D'où

$$(VI.26) \quad S_P = \int_{p_0}^0 \frac{4N_t p_1}{C_p (p + p_1)^3} \frac{L_D W l}{1 + \frac{\omega^2}{(C_p (p + p_1))^2}} dp$$

Soit en posant $u = \frac{\omega}{c_p(p + p_1)}$ et $du = \frac{-\omega}{c_p(p + p_1)^2} dp$

$$(VI.27) \quad S_p = \int_{\frac{\omega}{c_p(p_0 + p_1)}}^{\frac{\omega}{c_p p_1}} \frac{4N_t p_1 \ell W_L D}{c_p} \frac{c_p^2}{\omega^2} \frac{u}{1 + u^2} du$$

En intégrant on trouve

$$(VI.28) \quad S_p = \frac{2N_t p_1 \ell W_L D c_p}{\omega^2} \text{Log} \frac{1 + \left(\frac{\omega}{c_p p_1}\right)^2}{1 + \frac{\omega^2}{(c_p(p_0 + p_1))^2}}$$

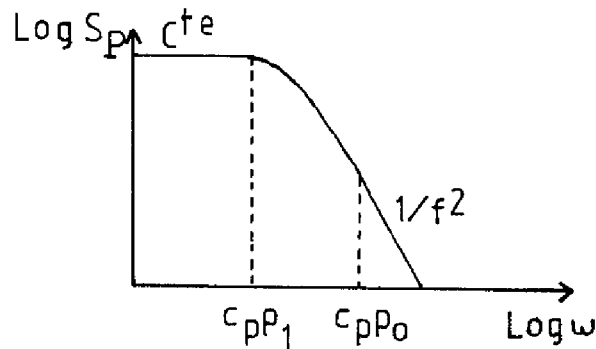
Dans le cas où $\omega \ll c_p p_1 \ll c_p p_0$ (VI.28) devient

$$(VI.29) \quad S_p \simeq \frac{2N_t \ell W_L D}{c_p p_1}$$

Dans le cas où $c_p p_1 \ll c_p p_0 \ll \omega$ on a

$$(VI.30) \quad S_p \simeq \frac{2N_t p_1 \ell W_L D c_p}{\omega^2} \text{Log}\left(\frac{p_0}{p_1}\right)^2$$

La variation de S_p en fonction de la fréquence est montrée sur la figure VI.4.



Variation de la densité spectrale de puissance du nombre total de pièges occupés en fonction de la pulsation

Figure VI.4

Lorsque ω est compris entre $c_p p_1$ et $c_p p_0$, S_p varie approximativement en $1/f^\delta$ $0 < \delta < 2$. Pour un niveau piège, la gamme de fréquence sur laquelle une loi en $1/f$ peut être observée est relativement restreinte. Par contre, s'il existe plusieurs niveaux pièges de constante de temps différentes, cette gamme peut être très étendue. Dans ce cas, S_p s'écrit

$$S_p = \frac{2 \ell_{WL_{DB}}}{\omega^2} \sum N_{tp1} C_p \text{Log} \left(\frac{\omega}{c_p p_1} \right)^2$$

ou pour un seul niveau piège

$$(VI.31) \quad S_p = \frac{2 \ell_{WL_{DB}}}{\omega^2} \sum N_{tp1} C_p \text{Log} \left(\frac{\omega}{c_p p_1} \right)^2$$

Cette formule peut s'appliquer à la zone d'émetteur en substituant aux paramètres relatifs à la base ceux relatifs à l'émetteur.

VI.4.- FLUCTUATIONS DU COURANT DIRECT DUES AU PIEGEAGE DES PORTEURS MINORITAIRES DANS UNE DIODE P⁺N

La densité de courant de trous J_p injecté par l'émetteur dans la base peut s'écrire [2, 59]

$$(VI.32) \quad J_p = \frac{q^2 n_i^2 D_{pB}}{Q_B + Q_{SB}} \exp \frac{V_{EB}}{U_T}$$

où D_{pB} est la constante de diffusion des trous dans la base, et où Q_B et Q_{SB} représentent la charge des impuretés de dopage et la charge des porteurs minoritaires stockés dans la base par unité de surface.

Une fluctuation du nombre de porteurs minoritaires se traduit par une fluctuation de la charge stockée Q_{SB} . On a alors une variation δJ_p telle que

$$(VI.33) \quad \delta J_p = - \frac{q^2 n_i^2 D_{pB}}{(Q_B + Q_{SB})^2} \exp \frac{V_{EB}}{U_T} \delta Q_{SB}$$

soit

$$(VI.34) \quad \delta J_p = - J_p \frac{\delta Q_{SB}}{Q_B + Q_{SB}}$$

Si les phénomènes de hautes injections ne prédominent pas, alors $Q_B \gg Q_{SB}$. Si V désigne le volume de la base et P le nombre total de porteurs minoritaires, on a

$$(VI.35) \quad \delta J_p = - \frac{J_p \delta P}{N_{DB} V}$$

Soit pour le courant I_p traversant la diode

$$(VI.36) \quad S_{I_p} = \frac{I_p^2}{(N_{DB} V)^2} S_P$$

A/ Cas d'une diode courte

La densité spectrale S_p des fluctuations des porteurs minoritaires dans la base est alors donnée par (VI.22). D'où

$$(VI.37) \quad S_{I_p} = \frac{I_p^2}{(N_{DB} V)^2} \frac{N_t p_1 L^2 W_B}{p_o f}$$

Comme dans ce cas $V = L^2 W_B$ et compte tenu de (VI.11)

$$(VI.38) \quad S_{I_p} = \frac{I_p^2 N_t p_1}{N_{DB} L^2 W_B n_i^2 f} \exp - \frac{V_{EB}}{U_T}$$

A partir de (VI.32), on établit que

$$(VI.39) \quad I_p = q \frac{D_{PB} n_i^2 L}{N_{DB} W_B} \exp \frac{V_{EB}}{U_T}$$

On a alors

$$(VI.40) \quad S_{I_p} = \frac{q D_{PB} N_t p_1}{(N_{DB} W)^2} \frac{I_p}{f}$$

La densité spectrale des fluctuations du courant direct varie proportionnellement au courant traversant la diode, et suit une loi en $1/f$.

B/ Cas d'une diode longue

On reporte alors dans (VI.36), l'expression de S_p donnée par (VI.31)

$$(VI.41) \quad S_{I_p} = \frac{I_p^2}{(N_{DB} V)^2} \frac{2N_t p_1 \ell W_L C_p}{\omega^2} \text{Log} \left(\frac{\omega}{C_p p_1} \right)^2$$

Comme $V = \ell W_L B$, on a

$$(VI.42) \quad S_{I_p} = I_p^2 \frac{2N_t p_1 \ell W_L C_p}{N_{DB}^2 W L_B^2} \frac{1}{\omega^2} \text{Log} \left(\frac{\omega}{C_p p_1} \right)^2$$

Dans le cas d'une diode longue, la densité spectrale du bruit en $1/f$ des fluctuations du courant direct varie comme le carré du courant.

VI.5.- FLUCTUATIONS DU COURANT INVERSE DE LA DIODE

La densité de courant inverse est la densité du courant d'électrons injecté par la base dans l'émetteur. Elle a pour expression [58].

$$(VI.43) \quad J_n = \frac{q D_{nE} n_i^2}{Q_E + Q_{SE}} \left(1 + \frac{D_{pB}}{D_{pE}} \frac{Q_{SE}}{Q_{SB} + Q_B} \right) \left(\frac{pn}{n_i^2} \right)_0$$

où D_{nE} et D_{pE} sont les constantes de diffusion des électrons et des trous dans l'émetteur, Q_E et Q_{SE} les charges respectives des impuretés et des porteurs minoritaires stockés dans l'émetteur par unité de surface, et $\left(\frac{pn}{n_i^2} \right)_0$ la valeur de $\left(\frac{pn}{n_i^2} \right)$ à la frontière de la zone de charge d'espace et de la zone quasi neutre d'émetteur.

Le courant J_n fluctue car les charges Q_{SE} et Q_{SB} varient. L'expression de la variation δJ_n en fonction de δQ_{SE} et δQ_{SB} est

$$(VI.44) \quad \delta J_n = \frac{-q^2 n_i^2}{(Q_E + Q_{SE})^2} \left(1 + \frac{D_{pB}}{D_{pE}} \frac{Q_{SE}}{Q_B + Q_{SB}} \right) \left(\frac{pn}{n_i^2} \right)_o \delta Q_{SE} \\ + \frac{q^2 D_{nE} n_i^2}{Q_E + Q_{SE}} \frac{D_{pB}}{D_{pE}} \frac{\delta Q_{SE}}{Q_B + Q_{SB}} \left(\frac{pn}{n_i^2} \right)_o - \frac{q^2 D_{nE} n_i^2}{Q_E + Q_{SE}} \frac{D_{pB}}{D_{pE}} \frac{Q_{SE}}{(Q_B + Q_{SB})^2} \delta Q_{SB} \left(\frac{pn}{n_i^2} \right)_o$$

Ceci s'écrit

$$(VI.45) \quad \delta J_n = \frac{q^2 D_{nE} n_i^2}{(Q_E + Q_{SE})} \left(\frac{pn}{n_i^2} \right)_o \left[\underbrace{- \frac{\delta Q_{SE}}{Q_E + Q_{SE}}}_{(1)} + \underbrace{\frac{D_{pB}}{D_{pE}} \frac{Q_{SE}}{Q_B + Q_{SB}}}_{(2)} \frac{\delta Q_{SE}}{Q_E + Q_{SE}} \right. \\ \left. + \underbrace{\frac{D_{pB}}{D_{pE}} \frac{\delta Q_{SE}}{Q_B + Q_{SB}}}_{(3)} - \underbrace{\frac{D_{pB}}{D_{pE}} \frac{Q_{SE}}{(Q_B + Q_{SB})^2}}_{(4)} \delta Q_{SB} \right]$$

Comme $Q_{SE} + Q_E \gg Q_{SB} + Q_B$, on a $(3) \gg (1)$

Si $Q_{SE} \ll Q_E$, alors on a $(3) \gg (2)$

L'expression (VI.45) se réduit à

$$(VI.46) \quad \delta J_n = \frac{q^2 D_{nE} n_i^2}{Q_E} \left(\frac{pn}{n_i^2} \right)_o \left[\frac{D_{pB}}{D_{pE}} \frac{\delta Q_{SE}}{Q_B + Q_{SB}} - \frac{D_{pB}}{D_{pE}} \frac{Q_{SE} \delta Q_{SB}}{(Q_{SB} + Q_B)^2} \right]$$

Comme la densité de courant direct s'écrit [58]

$$(VI.47) \quad J_p = \frac{q^2 D_{pB} n_i^2}{Q_B + Q_{SB}} \left(\frac{pn}{n_i^2} \right)_0$$

On a

$$(VI.48) \quad \delta J_n = \frac{D_{nE}}{D_{pE}} J_p \left(\frac{\delta Q_{SE}}{Q_E} - \frac{Q_{SE} \delta Q_{SB}}{Q_E (Q_B + Q_{SB})} \right)$$

Les fluctuations de Q_{SE} et de Q_{SB} étant incorréllées on a

$$(VI.49) \quad S_{J_n} = \left(\frac{D_{nE}}{D_{pE}} J_p \right)^2 \left[\frac{S_{Q_{SE}}}{(Q_E)^2} + \frac{Q_{SE}^2 S_{Q_{SB}}}{Q_E^2 (Q_B + Q_{SB})^2} \right]$$

On peut montrer que le terme du aux fluctuations de Q_{SB} est négligeable, sauf pour des valeurs de V_{EB} très élevées (Annexe 4). On a alors

$$(VI.50) \quad S_{J_n} = \left(\frac{D_{nE}}{D_{pE}} J_p \right)^2 \frac{S_{Q_{SE}}}{(Q_E)^2}$$

soit

$$(VI.51) \quad S_{J_n} = \left(\frac{D_{nE}}{D_{pE}} J_p \right)^2 \frac{S_{NE}}{(V N_{AE})^2}$$

où N_E est le nombre total de porteurs minoritaires dans l'émetteur, V son volume et N_{AE} la concentration en impuretés d'atomes accepteurs.

A/ Cas d'une diode courte

Dans ce cas, S_{NE} est donnée par la formule (VI.22) où l'on remplace les paramètres relatifs à la base par ceux relatifs à l'émetteur.

$$(VI.52) \quad S_{NE} = \frac{N_{tE} p_{1E} L \ell w_E}{p_{oE} f}$$

En reportant (VI.52) dans (VI.51) on trouve

$$(VI.53) \quad S_{JN} = \left(\frac{D_{nE}}{D_{pE}} J_p \right)^2 \frac{N_{tE} p_{1E} L \ell w_E}{V^2 N_{AE}^2 p_{oE} f}$$

Comme $V = \ell L w_E$ et $p_{oE} = (n_i^2 \exp V_{EB}/U_T)/N_{AE}$

$$(VI.54) \quad S_{JN} = \left(\frac{D_{nE}}{D_{pE}} J_p \right)^2 \frac{N_{tE} p_{1E} \exp - \frac{V_{EB}}{U_T}}{L \ell w_E N_{AE}^2 f n_i^2}$$

Compte tenu de (VI.32) on a

$$(VI.55) \quad S_{JN} = \left(\frac{D_{nE}}{D_{pE}} \right)^2 J_p \frac{q D_{pB}}{N_{DB} w_B} \frac{N_{tE} p_{1E}}{L \ell w_E N_{AE} f}$$

La densité spectrale des fluctuations du courant inverse est
 $S_{I_n} = (\ell L)^2 S_{J_n}$ d'où

$$(VI.56) \quad S_{I_n} = \left(\frac{D_{nE}}{D_{pE}} \right)^2 \frac{q D_{pB}}{N_{DB} N_{AE}} \frac{N_{tE} p_{1E}}{w_B w_E} \frac{I_p}{f}$$

La densité spectrale des fluctuations du courant inverse est proportionnelle au courant direct et suit une loi en $1/f$.

B/ Cas d'une diode longue

On reporte alors la densité spectrale S_{N_E} obtenue par l'équation (VI.31) dont on remplace les paramètres de base par ceux de l'émetteur. On a alors :

$$(VI.57) \quad S_{N_E} = \frac{2N_{tE} n_{1E} \ell W_{L_{DE}} C_{nE}}{\omega^2} \text{Log} \left(\frac{\omega}{C_{nE} n_{1E}} \right)^2$$

On obtient alors à partir de (VI.51) :

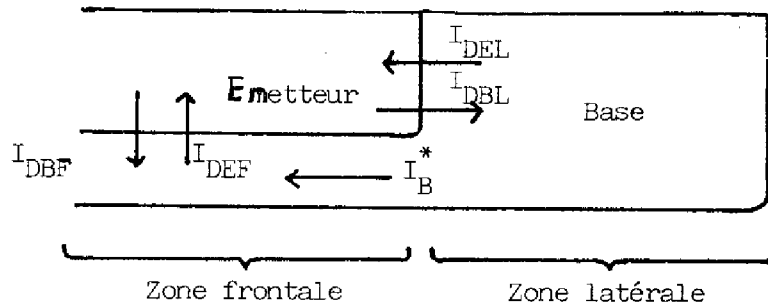
$$(VI.58) \quad S_{J_n} = \left(\frac{D_{nE}}{D_{pE}} \right)^2 J_p^2 \frac{2N_{tE} n_{1E} \ell W_{L_{DE}} C_{nE}}{(\ell W_L)^2 N_{AE}^2 \omega^2} \text{Log} \left(\frac{\omega}{C_{nE} n_{1E}} \right)^2$$

D'où pour S_{I_n} , en reportant $I_p = \ell W J_p$:

$$(VI.59) \quad S_{I_n} = \left(\frac{D_{nE}}{D_{pE}} \right)^2 \frac{I_p^2 L_{DE}}{\ell W L^2} \frac{2N_{tE} n_{1E} C_{nE}}{N_{AE}^2 \omega^2} \text{Log} \left(\frac{\omega}{C_{nE} n_{1E}} \right)^2$$

La densité spectrale du bruit en $1/f$ résultant des fluctuations du courant inverse dans une diode longue varie donc comme le carré du courant direct.

VI.6. - APPLICATION AUX TRANSISTORS BIPOLAIRES



Jonction émetteur-base d'un transistor bipolaire

Figure VI.5

Nous avons vu en interprétant les résultats expérimentaux que le bruit pouvait être représenté par un générateur de bruit en courant entre l'émetteur et la base. C'est donc uniquement la contribution de cette jonction au bruit du transistor que nous considérons.

La jonction émetteur-base est schématisée sur la figure VI.5. Nous distinguerons la zone frontale qui est la zone active du transistor, et la zone latérale.

Dans la zone frontale, la jonction émetteur-base peut être assimilée à une diode courte telle que nous l'avons étudié précédemment. Les densités spectrales des fluctuations des courants directs I_{DBF} et inverse I_{DEF} sont donc données par les équations (VI.40) et (VI.56), pour un transistor PNP.

$$(VI.60) \quad S_{I_{DBF}} = q \frac{D_{PB} N_{tB} p_{1B}}{(N_{DB} W_B)^2} \frac{I_{DBF}}{f}$$

$$(VI.61) \quad S_{I_{DEF}} = \left(\frac{D_{nE}}{D_{pE}} \right)^2 \frac{I_{DBF}}{f} \cdot q \frac{D_{pB}}{N_{DB} N_{AE}} \frac{N_{tE} n_{1E}}{W_B W_E}$$

Les équations pour les NPN sont obtenues en permutant respectivement les indices n et p et les indices D et A.

Le calcul du rapport de ces densités spectrales permet d'estimer quelle est la contribution prépondérante. On trouve pour un transistor PNP:

$$(VI.62) \quad \frac{S_{I_{DBF}}}{S_{I_{DEF}}} = \left(\frac{D_{pE}}{D_{nE}} \right)^2 \frac{N_{tB}}{N_{tE}} \frac{p_{1B}}{n_{1E}} \frac{N_{AE} W_E}{N_{DB} W_B}$$

L'application numérique de la formule (VI.62) avec les données connues, qui sont reportées dans le tableau VI.6, nous donne:

Pour les PNP:

$$(VI.63) \quad \frac{S_{I_{DBF}}}{S_{I_{DEF}}} \simeq 15,6 \frac{N_{tB}}{N_{tE}} \frac{p_{1B}}{n_{1E}}$$

Pour les NPN:

$$(VI.64) \quad \frac{S_{I_{DBF}}}{S_{I_{DEF}}} \simeq 2000 \frac{N_{tB}}{N_{tE}} \frac{p_{1B}}{n_{1E}}$$

Comme il est probable que $N_{tE} \gg N_{tB}$, et si l'on suppose que n_{1E} et p_{1B} sont du même ordre de grandeur, on en déduit que pour les PNP, les fluctuations du courant inverse sont prédominantes, tandis que pour les NPN, les deux

composantes peuvent a priori être du même ordre de grandeur.

La base des NPN est diffusée en même temps que l'émetteur des PNP. On peut donc penser que les niveaux d'énergies et les concentrations en pièges y sont comparables. Il est donc possible d'estimer le rapport $S_{I_{DEF}}^{(PNP)} / S_{I_{DBF}}^{(NPN)}$

$$(VI.65) \quad \frac{S_{I_{DEF}}^{(PNP)}}{S_{I_{DBF}}^{(NPN)}} = \left(\frac{D_{nE1}}{D_{pE1}} \right)^2 \frac{q D_{pB1}}{N_{DB1} N_{AE1}} \frac{N_{tE1} p_{1E1}}{W_{B1} W_E} \frac{I_{p1}}{I_{p2}} \frac{N_{AB2}^2 W_{B2}^2}{q D_{AB2} N_{tB2} p_{1B2}}$$

où l'indice 1 est relatif au PNP et l'indice 2 relatif au NPN.

Pour $I_{p1} = I_{p2}$ (même courant émetteur), en supposant $N_{tE1} p_{1E1} \simeq N_{tB2} p_{1B2}$

et en remarquant $D_{nE1} = D_{nB2}$ et $N_{AB2} = N_{AE1}$ on a

$$(VI.66) \quad \frac{S_{I_{DEF}}^{(PNP)}}{S_{I_{DBF}}^{(NPN)}} = \frac{D_{nE1} D_{pB1}}{D_{pE1}^2} \frac{N_{AE1} W_{B2}^2}{N_{DB1} N_{B1} W_{E1}}$$

Compte tenu des valeurs indiquées dans le tableau (VI.6), on trouve

$$(VI.67) \quad \frac{S_{I_{DEF}}^{(PNP)}}{S_{I_{DBF}}^{(NPN)}} \simeq 500$$

A $I_C = C^{te}$, les courbes IV.27 et IV.28 du chapitre IV montrent que les densités spectrales des bruits des NPN et des PNP sont du même ordre de grandeur. La composante $S_{I_{DEF}}$ étant prépondérante sur les PNP, il en résulte que la composante $S_{I_{DBF}}$ est négligeable sur les NPN.

Type	N base	N émetteur	W base	W émetteur	D _p base	D _n base	D _p émetteur	D _n émetteur
PNP	10^{15}	10^{18}	12 μ	3 μ	12 cm ² /S	28 cm ² /S	2,2 cm ² /S	9 cm ² /S
NPN	10^{18}	10^{20}	0,5 μ	2,5 μ	2,2 cm ² /S	9 cm ² /S	1,2 cm ² /S	2,1 cm ² /S

Constantes utilisées

Tableau VI.6

Il est dès lors nécessaire de comparer les contributions latérales aux contributions frontales.

Les fluctuations du courant latéral inverse I_{DEL} doivent être considérées comme celles du courant inverse d'une diode courte car le contact d'émetteur recouvre celui-ci presque totalement. La densité spectrale de cette fluctuation est donc donnée pour un transistor PNP par :

$$(VI.68) \quad S_{I_{DEL}} = \frac{D_{nE}}{D_{pE}} \cdot q \frac{D_{pB}}{N_{AE} N_{DE}} \cdot \frac{N_{tEP1}}{L x_0} \cdot \frac{I_{DBL}}{f}$$

où L est la largeur de la base et où x_0 est de l'ordre de la longueur d'émetteur non recouverte par le contact. D'après l'expression (VI.61) donnant $S_{I_{DEF}}$, on trouve :

$$(VI.69) \quad \frac{S_{I_{DEF}}}{S_{I_{DEL}}} = \frac{I_{DBL}}{L x_0} \cdot \frac{W_E W_B}{I_{DBF}}$$

Comme $I_{DBF} \gg I_{DBL}$ et $L x_0 \gg W_E W_B$, on a $S_{I_{DEF}} \gg S_{I_{DEL}}$, pour les transistors PNP. Le même raisonnement conduirait à la même conclusion pour les NPN.

Il en résulte que seules les fluctuations du courant frontal inverse $S_{I_{DEF}}$ et du courant latéral direct $S_{I_{DBL}}$ peuvent expliquer les comportements observés. Pour un transistor PNP, l'expression de $S_{I_{DBL}}$ est celle de la densité spectrale des fluctuations du courant direct d'une diode longue et est donnée par l'équation (VI.42)

$$(VI.70) \quad S_{I_{DBL}} = I_{DBL}^2 \cdot \frac{2 N_{tB} p_{1B} L_{DB} C_{pB}}{N_{DB}^2 e W_E L^2} \cdot \frac{1}{\omega^2} \cdot \text{Log} \left(\frac{\omega}{C_{pB} p_{1B}} \right)^2$$

où L_{DB} est la longueur de diffusion dans la base et C_{pB} le coefficient de capture des pièges situés dans la base. Les équations (VI.61) et (VI.70) permettent de trouver

$$(VI.71) \quad \frac{S_{I_{DEF}}}{S_{I_{DBL}}} = \left(\frac{D_{nE}}{D_{pE}} \right)^2 \cdot \frac{q D_{pB} N_{DB}}{2 N_{AE} C_p} \cdot \frac{e L^2}{W_E L_{DB}} \cdot \frac{N_{tE} N_{1E}}{N_{tE} p_{1B}} \cdot \frac{I_{DBF}}{I_{DBL}^2} \cdot \frac{\omega^2}{f \text{Log} \left(\frac{\omega}{C_{pB} p_{1B}} \right)^2}$$

La composante latérale I_{DBL} s'écrit

$$(VI.72) \quad I_{DBL} = \frac{I_{DBF} W_E W_B}{L L_{DB}} \quad (\text{Voir Annexe 1})$$

En tenant compte des valeurs du tableau IV.6 et en prenant $L_{DB} \simeq 50 \mu$ on a :

$$(VI.73) \quad \frac{S_{I_{DEF}}}{S_{I_{DBL}}} = \frac{7.10^{-7}}{L^4} \frac{N_{tE} n_{1E}}{C_p N_{tB} p_{1B}} \frac{1}{I_{DBF}}$$

Le poids des composantes latérales sera donc d'autant plus important que la taille du transistor est petite et que le courant est grand. Pour le PNP 1, en prenant $C_p \simeq 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{S}$ on trouve

$$(VI.74) \quad \frac{S_{I_{DEF}}}{S_{I_{DBF}}} = \frac{2.10^{-10}}{I_{DBF}} \frac{N_{tE} n_{1E}}{N_{tB} p_{1B}}$$

Il apparaît donc que suivant le niveau de courant, la taille du transistor et le rapport entre les concentrations en pièges de l'émetteur et de la base, l'une ou l'autre des composantes peut être prépondérante. On trouverait un résultat comparable pour les NPN.

Il n'est pas possible de déterminer a priori la composante essentielle du bruit en $1/f$. Cependant, les comportements différents des fluctuations des courants I_{DEF} et I_{DBL} en fonction de ces courants et de la taille de l'émetteur peuvent apporter des éléments de réponse.

Nous avons vu dans le chapitre IV que la densité spectrale du générateur i_n variait à peu près proportionnellement au courant, pour les NPN, et les PNP à bas niveau. Ceci serait contradictoire avec l'hypothèse de fluctuations du courant direct latéral, dont la densité spectrale varierait en I^2 . A plus fort niveau, pour les PNP, le bruit varie comme I_B^γ ($2 < \gamma < 2,5$). Il semble qu'alors les composantes latérales puissent être prépondérantes. Nous allons à partir de ces hypothèses, analyser plus précisément le bruit des transistors étudiés.

A/ Transistors PNP

A bas niveau, le comportement en bruit peut être représenté par des fluctuations du courant frontal inverse qui apparaissent alors comme des fluctuations du courant de base, de densité spectrale

$$(VI.75) \quad S_{I_B} = \left(\frac{D_{nE}}{D_{pE}} \right)^2 \frac{I_E}{f} \frac{qD_{pB}}{N_{DB} N_{AE}} \frac{N_{tE} n_{1E}}{W_B W_E}$$

On peut voir que, à $I_E = C^{te}$, elle varie en $1/f$ et est indépendante de la surface d'émetteur. De plus, elle varie proportionnellement au courant émetteur. Nous retrouvons donc approximativement le comportement décrit au chapitre IV. La résistance de corrélation R_{corre} est de plus dans ce modèle égale à $r_{bb'}$, conformément aux résultats du § V.V. Dans le cas où un seul niveau piège existe, la comparaison de la formule (VI.75) avec les mesures de S_{I_B} fournit une estimation de $N_{tE} n_{1E}$

$$N_{tE} n_{1E} \simeq 5.10^{24} \text{ cm}^{-6}$$

ce qui donne des ordres de grandeur vraisemblables pour N_{tE} et n_{1E} .

Dans le cas où plusieurs niveaux pièges existent, l'équation (VI.75) s'écrit

$$(VI.76) \quad S_{I_B} = \left(\frac{D_{nE}}{D_{pE}} \right)^2 \frac{I_E}{f} \frac{qD_{pB}}{N_{DB} N_{AE}} \frac{1}{W_B W_E} \sum_{E_t} N_{tE}(E_t) P_{1E}(E_t)$$

où E_t est la position du niveau piège.

A plus fort niveau, sur les PNP 1, les phénomènes de hautes injections apparaissent essentiellement dans la zone frontale, car la profondeur de base est beaucoup plus petite que la largeur de la zone latérale. Le bruit dans la zone frontale est toujours décrit par l'équation (VI.56), tant que $Q_E + Q_{S_E} \gg Q_B + Q_{S_B}$. Cependant, le courant direct frontal varie en $\exp V_{EB}/2U_T$ en hautes injections, tandis que le courant direct latéral varie en $\exp V_{EB}/U_T$. On comprend dès lors que les phénomènes latéraux deviennent vite prépondérants, et on a alors :

$$(VI.77) \quad S_{I_B} = I_{DBL}^2 \frac{N_{tB}^2 p_{1B}}{N_{DB}^2 l_{WE} L^2} \frac{1}{\omega^2} \text{Log} \left(\frac{\omega}{C_{pB} p_{1B}} \right)^2$$

L'étendue spectrale du bruit en $1/f$ ne peut s'expliquer que s'il existe plusieurs niveaux pièges E_t . L'équation (VI.77) s'écrit alors

$$(VI.78) \quad S_{I_B} = I_{DBL}^2 \frac{1}{N_{DB}^2 l_{WE} L^2} \frac{1}{\omega^2} \sum_{E_t} N_{tB}^{(E_t)} p_{1B}^{(E_t)} \text{Log} \frac{\omega}{C_{pB}^{(E_t)} p_{1B}^{(E_t)}}$$

Le courant I_{DBL} varie comme $(\exp V_{EB}/U_T)$ tandis que le courant base varie comme $(\exp V_{EB}/nU_T)$. La densité spectrale sera donc proportionnelle à I_B^{2n} . La variation observée au chapitre IV est donc bien conforme à celle décrite par (VI.78). A fort niveau, lorsque I_C varie comme $\exp V_{EB}/2U_T$, S_{IB} varie comme I_C^4 . Les phénomènes étant latéraux, la résistance de corrélation sera égale à R_L .

Les phénomènes de défocalisation provoquent de la même façon un accroissement du poids des composantes latérales du courant, qui varient en $\exp V_{EB}/U_T$, par rapport aux composantes frontales qui en forte défocalisation varient comme $\exp V_{EB}/2U_T$. Dans ces conditions, le bruit en $1/f$ lorsqu'apparaissent ces phénomènes sera également décrit par l'équation (VI.78). De la même façon, S_{IB} variera comme I_B^{2n} , et à fort niveau de défocalisation, comme I_C^4 .

Ceci est conforme aux comportements observés. Enfin, comme précédemment, la résistance de corrélation R_{corre} sera égal à R_L , ce que confirment les mesures effectuées.

B/ Transistor NPN

Si le bruit du transistor NPN peut être représenté par des fluctuations du courant frontal inverse, on a alors:

$$(VI.79) \quad S_{I_B} = \left(\frac{D_{pE}}{D_{nE}} \right)^2 \frac{I_E}{f} \frac{q D_{nB}}{N_{AB} N_{DE}} \frac{N_{tE} p_{1E}}{W_B W_E}$$

Ceci n'est cependant pas conforme aux mesures, qui montrent que pour $I_E = C^{te}$ le bruit décroît avec la taille de l'émetteur. Ce phénomène peut s'expliquer en admettant que les pièges ne sont pas uniformément répartis dans l'émetteur, et que la plus grande partie d'entre eux sont concentrés à la périphérie, jusqu'à une distance x_0 du bord de l'émetteur. Cette hypothèse peut être réaliste dans la mesure où de nombreuses observations ont montré que les "Emitter Edge Dislocations", qui sont des dislocations concentrées à la périphérie de l'émetteur, pouvaient apparaître lorsque le dopage devenait important. Ces dislocations sont susceptibles de créer des pièges et de provoquer l'accumulation des impuretés dans les zones où elles se trouvent. De plus, leur influence sur le bruit en $1/f$ a été mise en évidence [23, 24, 71] .

Dans ces conditions, l'équation (VI.79) s'écrit

$$(VI.80) \quad S_{I_B} = \left(\frac{D_{pE}}{D_{nE}} \right)^2 \frac{I_E}{f} \frac{x_0}{L} \frac{q D_{nB}}{N_{AB} N_{DE}} \frac{N_{tE} p_{1E}}{W_B W_E}$$

où x_0 est la distance sur laquelle s'étendent les pièges en bord d'émetteur.

La densité spectrale varie alors comme le courant émetteur, et est proportionnelle à $A_E^{-0,5}$ pour $I_E = C^{te}$ (A_E aire d'émetteur). Les fluctuations prenant naissance dans la zone périphérique de l'émetteur, la résistance de corrélation R_{corre} sera à peu près égale à la résistance latérale R_L . L'équation (VI.70) rend donc bien compte du comportement observé expérimentalement. Si plusieurs niveaux pièges existent, elle s'écrit

$$(VI.81) \quad S_{IB} = \left(\frac{D_{pE}}{D_{nE}} \right)^2 \frac{I_E}{f} \frac{x_o}{L} \frac{qD_{nB}}{N_{AB} N_{DE}} \frac{1}{W_B W_E} \sum_{E_t} N_{tE}(E_t) p_{1E}(E_t)$$

VI.7. - CONCLUSION

Dans ce chapitre, un nouveau modèle attribuant le bruit basse fréquence à des fluctuations des courants de diffusion, provoquées par le piégeage des porteurs minoritaires, a été établi. La densité spectrale des fluctuations des courants de diffusion direct et inverse dans le cas de diode courte et longue a été calculée. Dans certaines conditions, elle varie en $1/f$, de façon proportionnelle au courant de diffusion pour les diodes courtes et à son carré pour les diodes longues.

En appliquant ces calculs aux transistors bipolaires et en utilisant les résultats expérimentaux des chapitres IV et V, nous avons montré que ce modèle pouvait expliquer le comportement des structures étudiées.

Pour les PNP, à bas niveau, on peut ainsi attribuer le bruit basse fréquence à des fluctuations du courant frontal inverse. A plus fort niveau, et en particulier lorsqu'apparaissent les phénomènes de défocalisation et de hautes injections, le bruit serait dû aux fluctuations du courant latéral direct.

Pour les NPN, le bruit semble dû à des fluctuations du courant frontal inverse, provoquées par des pièges situés à la périphérie de l'émetteur.

Ce modèle permet de décrire de façon correcte les comportements observés dans les chapitres IV et V. En particulier, il rend compte des variations du bruit en fonction de la fréquence, du niveau de polarisation et de l'aire de l'émetteur. Une étude complémentaire permettant de corréler le bruit basse fré-

quence aux pièges existant, en particulier dans l'émetteur, serait cependant nécessaire pour vérifier si les niveaux de bruit observés sont quantitativement compatibles avec ceux prévus par le modèle.

00000000

CONCLUSION GENERALE

L'objet de ce travail était d'étudier le bruit de fond des composants et circuits intégrés analogiques. Ces derniers sont essentiellement constitués par des transistors bipolaires et des transistors à effet de champ.

Dans la première partie de ce mémoire, les systèmes et les moyens de caractérisation du bruit de fond ont d'abord été décrits. Puis, l'étude des composants intégrés a montré que leur bruit était notablement plus élevé que celui des transistors discrets. Ces différences ont été attribuées à plusieurs causes.

En ce qui concerne les transistors à effet de champ, le comportement bruyant est dû d'une part à la faible valeur de la transconductance, et d'autre part aux défauts cristallins créés par l'implantation ionique.

Pour les transistors bipolaires intégrés, les bruits élevés résultent en premier lieu des grandes valeurs de la résistance de base et des faibles valeurs du gain en courant. De plus, dans le domaine des basses fréquences il existe des sources de bruit donc le spectre varie en $1/f$.

La deuxième partie de ce mémoire porte sur l'étude des caractéristiques de ces sources supplémentaires de bruit et sur la recherche de leurs origines physiques. Dans le chapitre IV, afin de déterminer les zones dans lesquelles elles sont localisées, l'étude de transistors tétrodes intégrés a été effectuée. Les résultats obtenus ont montré que le bruit en $1/f$ peut être produit dans les zones superficielles ou volumiques du transistor. Dans chacun de ces deux cas, les comportements en fonction des conditions de polarisation et de la taille des transistors ont été précisés. En particulier, il est apparu que les propriétés de surface étaient en bon accord avec les modèles précédemment proposés par d'autres auteurs. En ce qui concerne le bruit de volume, des comportements différents ont été observés en fonction des conditions de polarisation et du type des transistors. En particulier, nous avons mis en évidence un accroissement rapide du bruit en $1/f$ en tension et en courant lorsqu'apparaissent sur les PNP les phénomènes de défocalisation et de hautes injections.

Dans le chapitre V, afin de localiser avec plus de précision les zones dans lesquelles le bruit de volume prend naissance, une méthode puissante mais complexe a été développée. Elle est basée sur la mesure des valeurs de la résistance de corrélation existant entre les générateurs équivalents de bruit ramenés à l'entrée. Elle a permis de montrer que, sur les NPN, l'essentiel du bruit est généré dans les zones latérales ou au voisinage de la frontière des zones latérales et frontales. Pour les transistors PNP, à bas niveau de polarisation, le bruit est produit principalement dans les régions frontales. Par contre, à fort niveau de polarisation, il est plutôt généré dans les zones latérales. Ces observations nous ont conduit à conclure que les sources microscopiques du bruit en $1/f$ étaient réparties dans le transistor.

Dans le chapitre VI, par analogie avec les phénomènes de surface, il a été supposé que le bruit était associé à des phénomènes de piégeage ou de recombinaison. L'examen des différents cas possibles a montré que seul un processus de piégeage des porteurs minoritaires pouvait être retenu. Le calcul des fluctuations du courant provoqué par ce mécanisme a été effectué. Les résultats obtenus ont été comparés aux résultats des caractérisations rapportés dans les chapitres IV et V. Pour les transistors PNP, il semble que le bruit soit associé à bas niveau de polarisation aux fluctuations de la composante inverse du courant de diffusion de la jonction émetteur-base. Par contre, à fort niveau, il serait lié aux fluctuations de la composante directe latérale du courant de diffusion émetteur. Pour les transistors NPN, les mécanismes seraient similaires à ceux des PNP à bas niveau, mais les pièges seraient répartis dans l'émetteur à la périphérie de la jonction émetteur-base.

L'étude rapportée dans ce mémoire a donc permis l'identification des sources principales de bruit dans les composants et circuits intégrés analogiques. En vue de réduire effectivement le bruit des circuits, les recherches devraient être prolongées dans deux directions :

- l'étude de l'influence du processus technologique de fabrication des composants sur le bruit de fond afin de réduire les sources de bruit qui ont été mises en évidence.

- l'étude de l'influence de l'architecture du circuit sur le bruit de fond, car il est évident que, comme nous l'avons observé, les conditions d'utilisation peuvent largement modifier le bruit d'un composant.

OoOoOoOoO

ANNEXES

ANNEXE 1

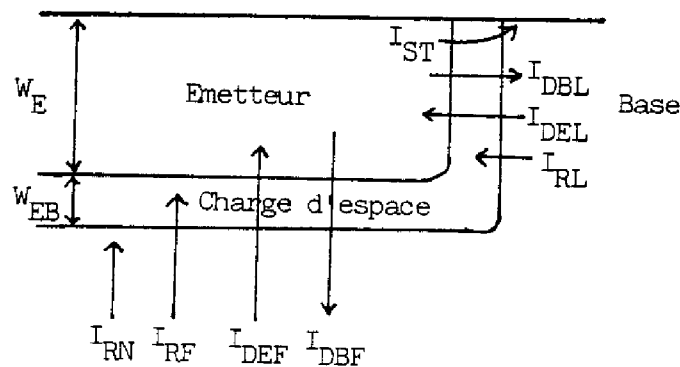
I. RAPPELS SUR LE COMPORTEMENT STATIQUE DES TRANSISTORS BIPOLAIRES

I.1. Gain des transistors bipolaires [42, 44, 58, 59]

Le gain en courant h_{Fe} d'un transistor bipolaire est défini par :

$$\frac{1}{h_{Fe}} = \frac{I_B}{I_C} \quad \text{où } I_B \text{ et } I_C \text{ sont les courants de base et de collecteur.}$$

Le courant à la jonction émetteur-base résulte d'un grand nombre de composantes, qui sont représentées sur la figure AI.1



Composantes du courant à la jonction émetteur-base
Figure AI.1

I_{ST} est le courant de recombinaison en surface

I_{DBL} est le courant de diffusion dans la zone latérale de base

I_{DEL} est le courant de diffusion dans la zone latérale d'émetteur

I_{RL} est le courant de recombinaison de la zone latérale de la région de charge d'espace émetteur-base

I_{DBF} est le courant de diffusion dans la zone frontale de base

I_{DEF} est le courant de diffusion dans la zone frontale d'émetteur

I_{RF} est le courant de recombinaison dans la zone frontale de la région de charge d'espace émetteur-base

I_{RN} est le courant de recombinaison dans la zone neutre de base

W_{EB} épaisseur de la zone de charge d'espace et W_E profondeur de l'émetteur

Les courants de recombinaison dans la zone de charge d'espace varient comme $\exp(V_{EB}/2U_T)$ où V_{EB} est la tension émetteur-base et $U_T = kT/q = 25$ mV. Les courants de diffusion varient pour leur part comme $\exp(V_{EB}/U_T)$.

Les courants apparaissant dans la zone latérale du transistor sont proportionnels à P_E (P_E côté de l'émetteur), tandis que ceux apparaissant dans les zones frontales sont proportionnels à A_E (A_E aire de l'émetteur).

Le tableau A.I.2 permet de voir les variations des différentes composantes en fonction de la taille de l'émetteur et de la tension émetteur-base.

Le courant de base pourra donc se mettre sous la forme

$$(A.I.1) \quad I_B = J_{ST} P_E \exp \frac{V_{EB}}{n_S U_T} + (J_{DBL} P_E \exp \frac{V_{EB}}{U_T} + (J_{DEL} P_E + J_{DEF} A_E) \exp \frac{V_{EB}}{U_T} + (J_{RL} P_E + J_{RF} A_E) \exp \frac{V_{EB}}{2U_T} + J_{RN} A_E \exp \frac{V_{EB}}{U_T})$$

où J_{ST} , J_{DBL} , J_{DEL} , J_{RL} sont des densités de courant par unité de périmètre correspondant aux courants I_{ST} , I_{DBL} , I_{DEL} , I_{RL} , et où J_{DBF} , J_{DEF} , J_{RF} sont des densités de courant par unité de surface correspondant aux courants I_{DBF} , I_{DEF} , I_{RF} . En supposant le dopage de base N_{DB} uniforme, ainsi que le dopage d'émetteur N_{AE} , les composantes du courant de base d'un transistor PNP s'écriront

$$(A.I.2) \quad J_{ST} = \gamma \exp(\xi / N_S)$$

où γ et ξ sont des constantes caractéristiques du processus technologique [44,58] .

(A.I.3) $J_{DBL} = q D_{pB} n_i^2 W_E / L_{pB} N_{DB}$) où D_{pB} est le coefficient de diffusion des
trous dans la base, L_{pB} leur longueur de dif-

(A.I.4) $J_{DBF} = q D_{pB} n_i^2 / N_{DB} W_B$) fusion et W_B l'épaisseur de base.

(A.I.5) $J_{DEL} = q D_{nE} n_i^2 W_E / N_{AE} L_{nE}$) où D_{nE} est le coefficient de diffusion des
électrons dans l'émetteur et L_{nE} leur
longueur de diffusion.

(A.I.6) $J_{DEF} = q D_{nE} n_i^2 / N_{AE} W_E$)

(A.I.7) $J_{RL} = \frac{1}{2} q n_i \frac{W_{EB}}{\tau_o} W_E$)

(A.I.8) $J_{RF} = \frac{1}{2} q n_i \frac{W_{EB}}{\tau_o}$) τ_o durée de vie effective dans la zone de
charge d'espace.

(A.I.9) $J_{RN} = \frac{q W_B n_i^2 D_{pB}}{2 L_{pB}^2 N_{DB}}$

COURANT :	DEPENDANCE en :	DEPENDANCE en V_{EB} / U_T :
I_{ST}	$\propto P_E$	$\propto \exp \frac{V_{EB}}{n_S U_T} \quad 1 \ll n_S \ll 2$
I_{DBL}	$\propto P_E$	$\propto \exp \frac{V_{EB}}{U_T}$
I_{DEL}	$\propto P_E$	$\propto \exp \frac{V_{EB}}{U_T}$
I_{RL}	$\propto P_E$	$\propto \exp \frac{V_{EB}}{2 U_T}$
I_{DBF}	$\propto A_E$	$\propto \exp \frac{V_{EB}}{U_T}$
I_{DEF}	$\propto A_E$	$\propto \exp \frac{V_{EB}}{U_T}$
I_{RF}	$\propto A_E$	$\propto \exp \frac{V_{EB}}{2 U_T}$
I_{RN}	$\propto A_E$	$\propto \exp \frac{V_{EB}}{2 U_T}$

Variations des différentes composantes du courant à la
jonction émetteur-base en fonction de la taille de
l'émetteur et de la tension émetteur-base

Tableau AI.2

Par définition, le gain en courant dans le montage émetteur commun h_{Fe} peut s'écrire

$$(A.I.10) \quad h_{Fe} = \frac{I_C}{I_B} = \frac{I_{DBF} - I_{RN}}{I_E - I_C} = \frac{I_{DBF} - I_{RN}}{I_E - I_{DBF} + I_{RN}}$$

$$(A.I.11) \quad \text{comme } I_E = I_{ST} + I_{DBF} + I_{DBL} + I_{DEL} + I_{DEF} + I_{RL} + I_{RF}$$

$$(A.I.12) \quad \frac{1}{h_{Fe}} = \frac{I_{ST} + I_{DBL} + I_{DEL} + I_{DEF} + I_{RL} + I_{RF} + I_{RN}}{I_{DBF} - I_{RN}}$$

Si on fait apparaître dans cette expression le facteur de transport

$$\alpha_T = \frac{I_{DBF} - I_{RN}}{I_{DBF}} \quad \text{et l'efficacité d'injection } \gamma = I_{DBF} / I_E, \text{ compte tenu de (A.I.12), on trouve}$$

$$(A.I.13) \quad \frac{1}{h_{Fe}} = \frac{I_E + I_{RN} - I_{DBF}}{I_{DBF} - I_{RN}} = \frac{I_E}{I_{DBF} - I_{RN}} - 1 = \frac{1}{\gamma \alpha_T} - 1 = \frac{1 - \gamma \alpha_T}{\gamma \alpha_T}$$

A partir de l'expression (A.I.12) et des expressions (A.I.1) à (A.I.9) on trouve

$$(A.I.14) \quad \frac{1}{h_{Fe}} = \left(\gamma \exp \left[\frac{V_{EB}}{N_S U_T} \right] + \left[\left(q D_{pB} n_i^2 w_E / L_{pB} N_{DB} \right) P_E + \left(w_B n_i^2 / 2 L_{pB} N_{DB} \right) A_E + \left(q D_{nE} n_i^2 w_E / N_{AE} L_{nE} \right) P_E + \left(q D_{nE} n_i^2 / N_A w_E \right) A_E \right] \exp \frac{V_{EB}}{U_T} + \left[\left(\frac{1}{2} q n_i \frac{w_{EB}}{o} \right) \exp \frac{V_{EB}}{2 U_T} \right] \right) / \left(\left[\left(q D_{pB} n_i^2 / N_{DB} w_B \right) - \left(w_B n_i^2 / 2 L_{pB} N_{DB} \right) \right] A_E \exp \frac{V_{EB}}{U_T} \right)$$

Pour une surface d'émetteur constante, le gain peut se mettre sous la forme

$$\frac{1}{h_{Fe}} = A_1 \exp\left(\frac{V_{EB}}{U_T} \left(\frac{1}{N_S} - 1 \right)\right) + B_1 \exp - \frac{V_{EB}}{2U_T} + C_1$$

A_1, B_1, C_1 constantes.

A bas niveau, h_{Fe} augmente donc quand V_{EB} augmente.

Pour une tension émetteur-base constante, le gain a pour expression

$$\frac{1}{h_{Fe}} = \frac{A_E}{P_E} + B_2 \quad A_2, B_2 \text{ constantes.}$$

Si $\frac{A_2}{P_E} \ll B_2$, le gain est indépendant de la taille du composant.

Dans le cas contraire, le gain augmente si on augmente la taille du composant.

Lorsque le niveau d'injection croît, plusieurs mécanismes peuvent provoquer une diminution du gain. De tels phénomènes ne peuvent être décrits par la formule A.I.14 à cause des hypothèses simplificatrices faites.

a) Phénomènes de haute injection

Lorsque la densité de courant traversant un transistor bipolaire dépasse un certain seuil, la concentration des porteurs minoritaires dans la région quasi-neutre de base n'est plus négligeable devant celle des porteurs majoritaires. La charge stockée dans la base par les porteurs minoritaires n'est alors plus négligeable devant la charge Q_B due aux impuretés. Ceci provoque une croissance moins rapide du courant collecteur à fort niveau qu'à bas niveau. En conséquence, le gain diminue. Il est divisé par 2 lorsque le courant collecteur atteint la valeur, pour un transistor PNP [44] :

$$(A.I.15) \quad I_{HIB} = \frac{4 D_{pB} Q_B}{W_B^2} A_E$$

Le gain décroît alors selon la loi:

$$(A.I.16) \quad h_{Fe} = \frac{h_{Fe}^*}{1 + I_C / I_{HIB}}$$

où h_{Fe}^* est le gain intrinsèque du transistor.

b) Phénomènes de défocalisation

Lorsque le courant de base devient important, la tension émetteur-base varie localement car les chutes de tension à travers la résistance de base r_{bb} , ne sont plus négligeables. Le courant injecté l'est préférentiellement à la périphérie de l'émetteur. Le transistor en défocalisation se comporte comme un transistor sans défocalisation dont l'aire d'émetteur serait plus faible. L'aire d'émetteur de ce transistor équivalent, dite aire effective, est d'autant plus faible que l'effet est important, c'est à dire le courant de base grand. Le courant collecteur et le courant intrinsèque de base ont alors leur comportement modifié, et à fort niveau ils varient comme $\exp V_{EB}/2U_T$. Dans ces conditions, le courant de surface et le courant de diffusion dans la zone latérale peuvent devenir prépondérants. Le gain s'exprime alors par la relation:

$$(A.I.17) \quad \frac{1}{h_{Fe}} = \frac{1}{h_{Fe}^*} + \frac{J_{ST} P_E}{[(J_{DBF} - J_{RN}) A_E I_{ECC}]^{1/N_S}} (I_C)^{2/N_S - 1} + \frac{(J_{DBL} - J_{DEL}) P_E}{(J_{DBF} - J_{RN}) A_E I_{ECC}} I_C$$

où I_{ECC} est le courant collecteur critique à partir duquel la défocalisation peut être observée:

$$(A.I.18) \quad I_{ECC} = 8 Q_B D_{nB} h_{Fe}^*$$

c) Phénomènes d'élargissement de base dans le collecteur

Aux faibles tensions, la chute de tension dans la zone ohmique du collecteur entraîne une diminution de la tension inverse appliquée à la jonction collecteur-base. Si la chute de tension est suffisante, cette jonction peut se trouver polarisée en direct. La base injecte alors des porteurs minoritaires dans le collecteur, ce qui y induit une région quasi neutre dite zone de base induite, pouvant être beaucoup plus épaisse que la base du transistor. Ceci provoque une chute brutale du gain. Le courant à partir duquel ce phénomène se produit est:

$$(A.I.19) \quad I_{BWC} = q N_{AC} \mu_{pC} \frac{V_{BC} + \Phi}{W_C} A_E$$

où N_{AE} est le dopage du collecteur, μ_{pC} la mobilité des trous, Φ la tension de diffusion de la jonction collecteur-base et V_{BE} sa tension de polarisation.

I.2. Tensions de claquage des jonctions abruptes asymétriques

On peut calculer de façon approximative la tension de claquage d'une jonction abrupte asymétrique en admettant que le claquage a lieu lorsque le champ maximal dans la jonction atteint la valeur critique E_C . La tension de claquage BV a alors pour expression [42]:

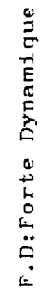
$$(A.I.20) \quad BV = \frac{K_S \epsilon_0 E_C^2}{2qC_B}$$

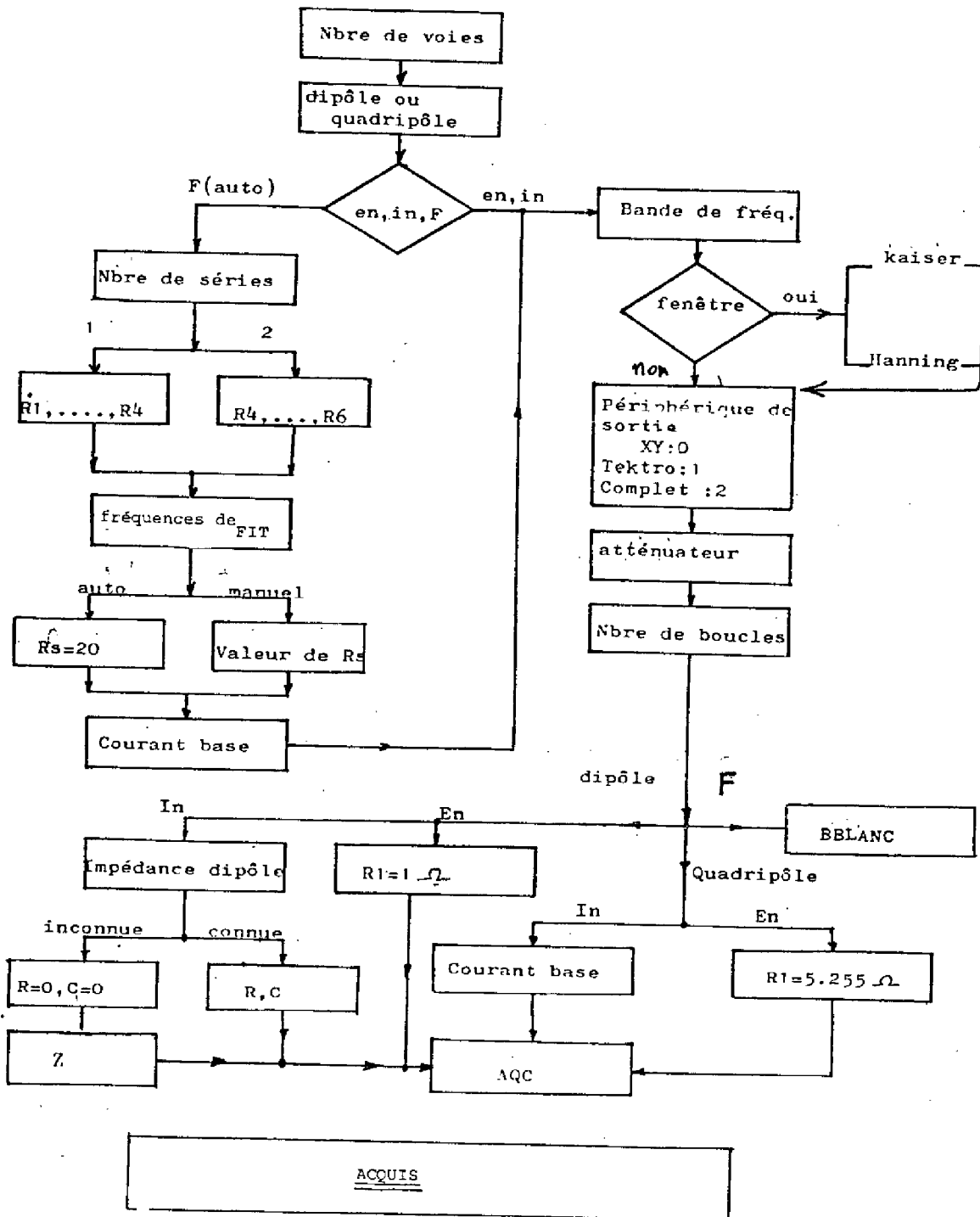
où C_B est la concentration en impuretés dans la zone la moins dopée de la jonction.

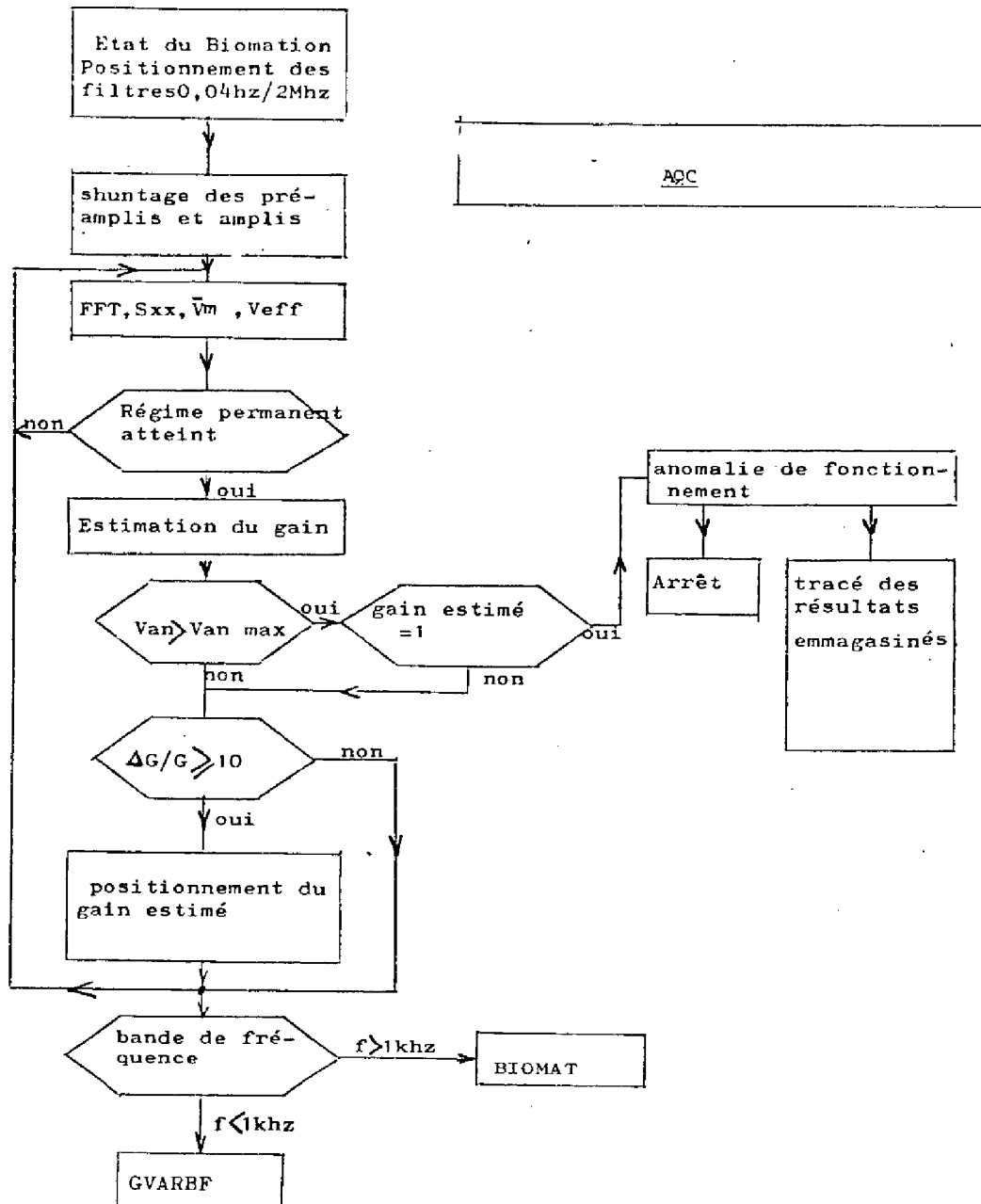
Cette tension de claquage décroît donc avec la concentration en impuretés.

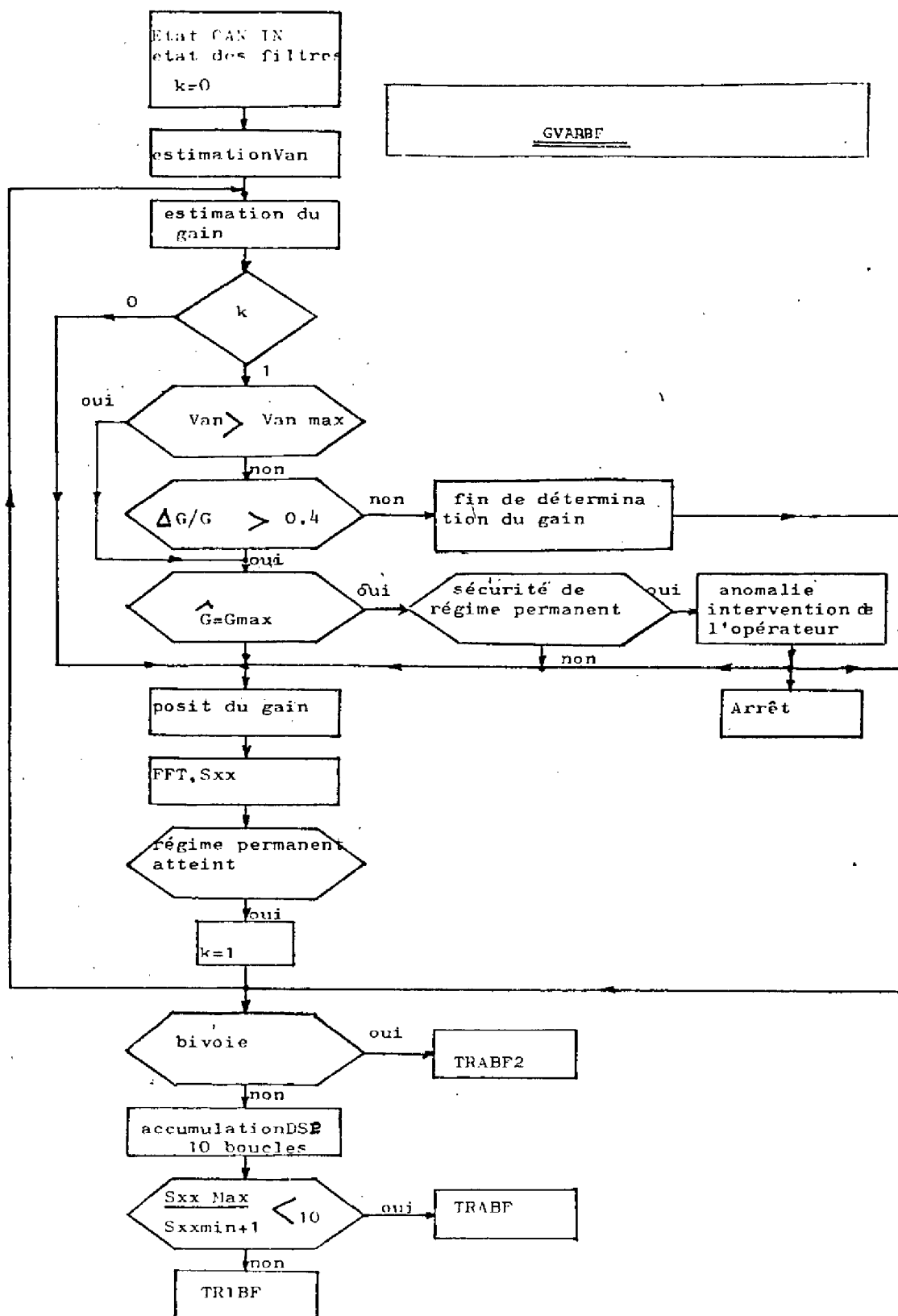
ANNEXE II

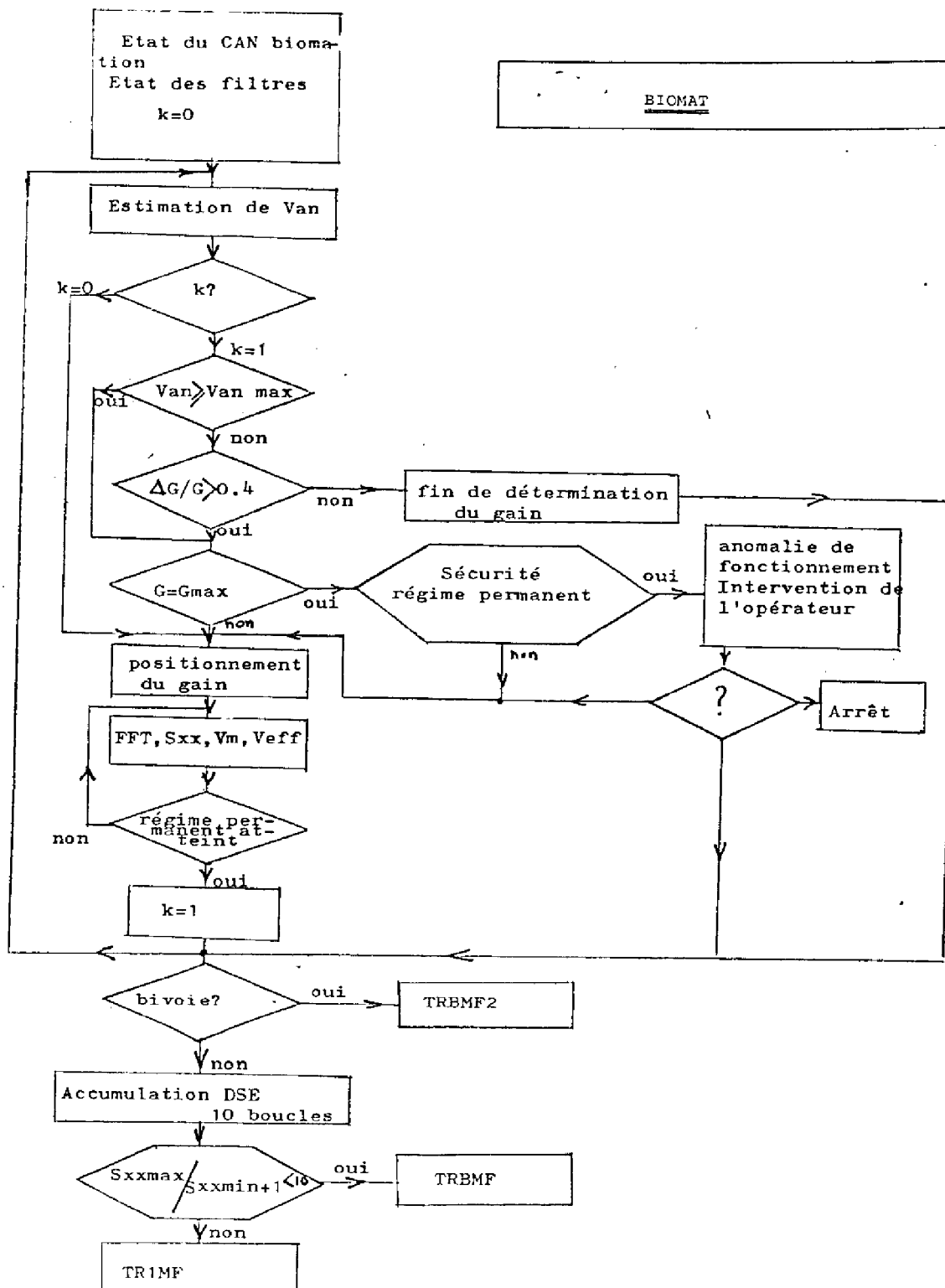
ORGANIGRAMMES DES PROGRAMMES

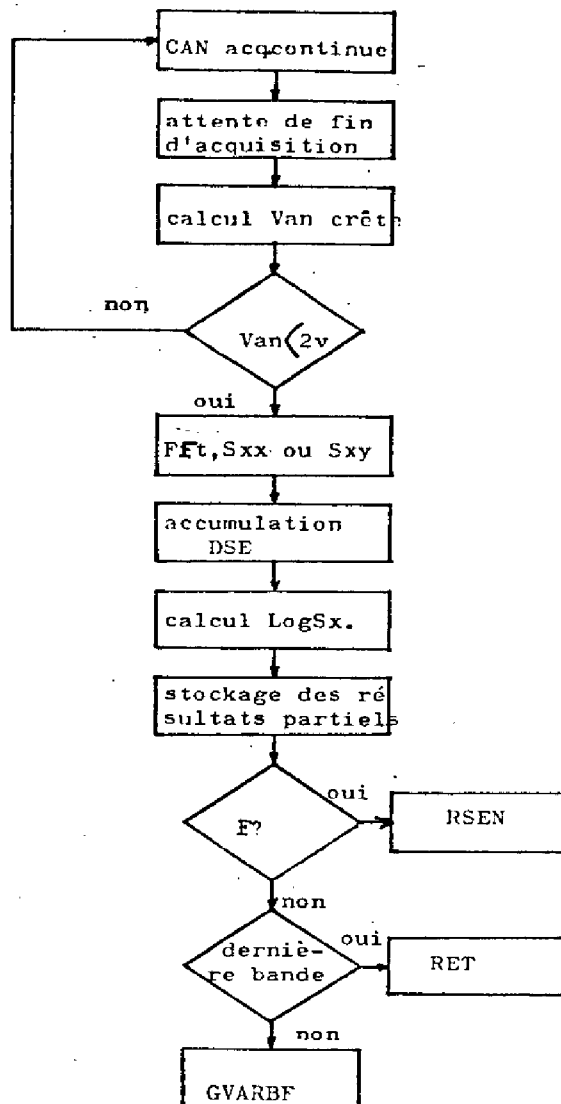




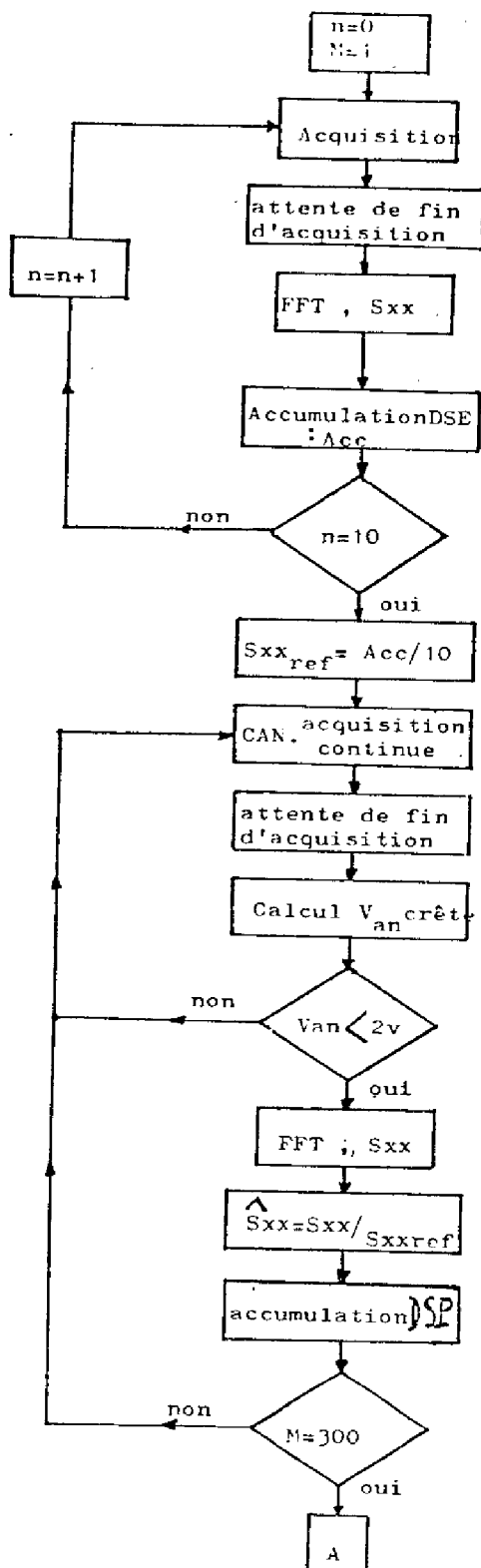




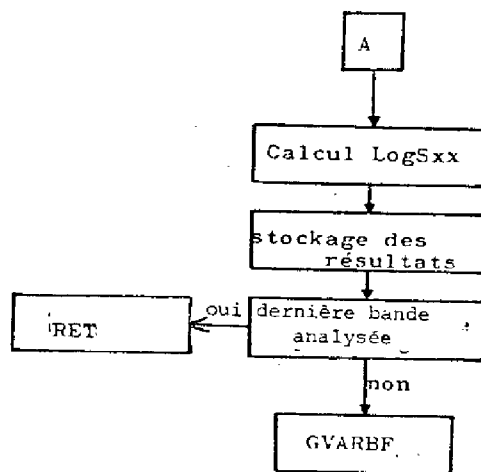


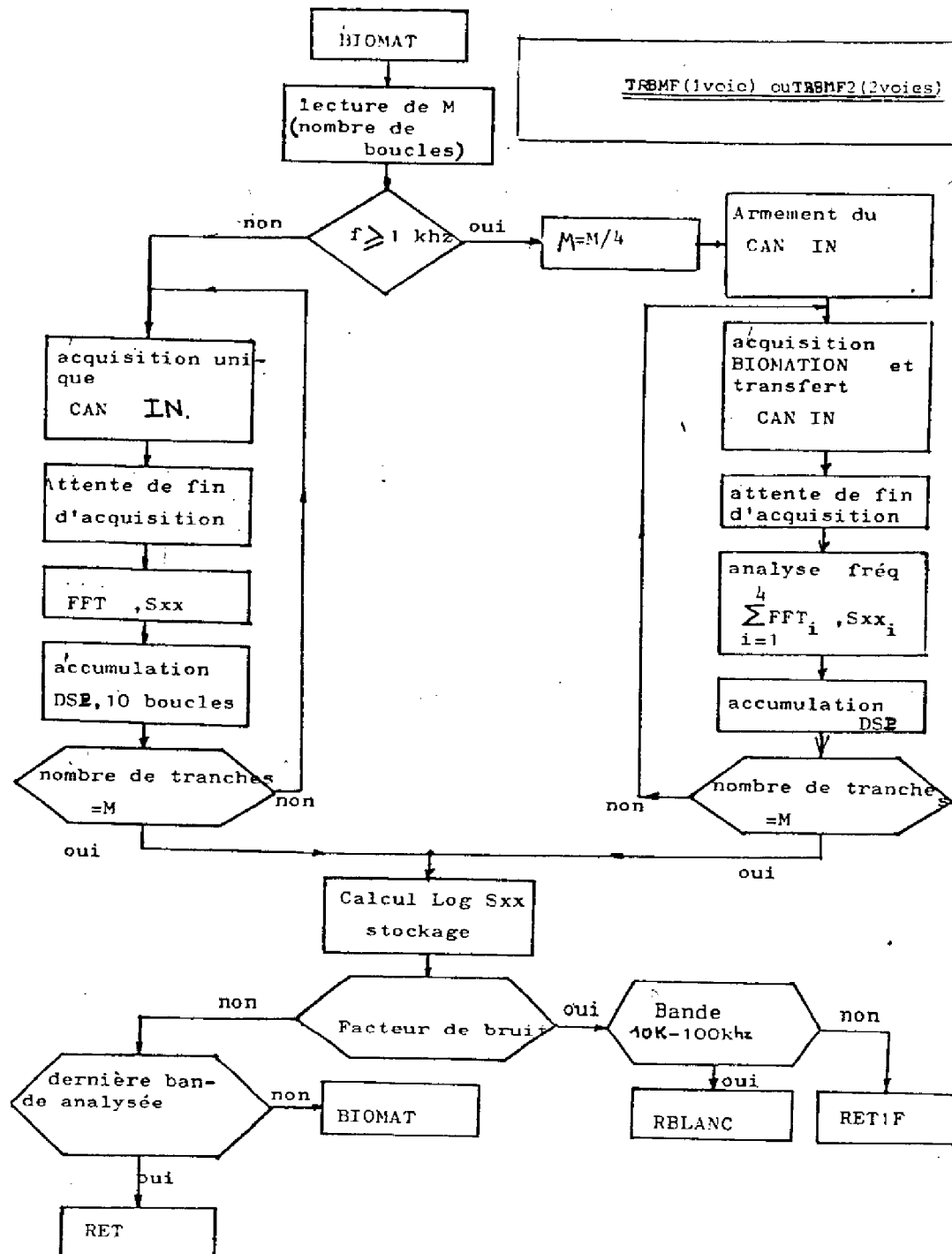


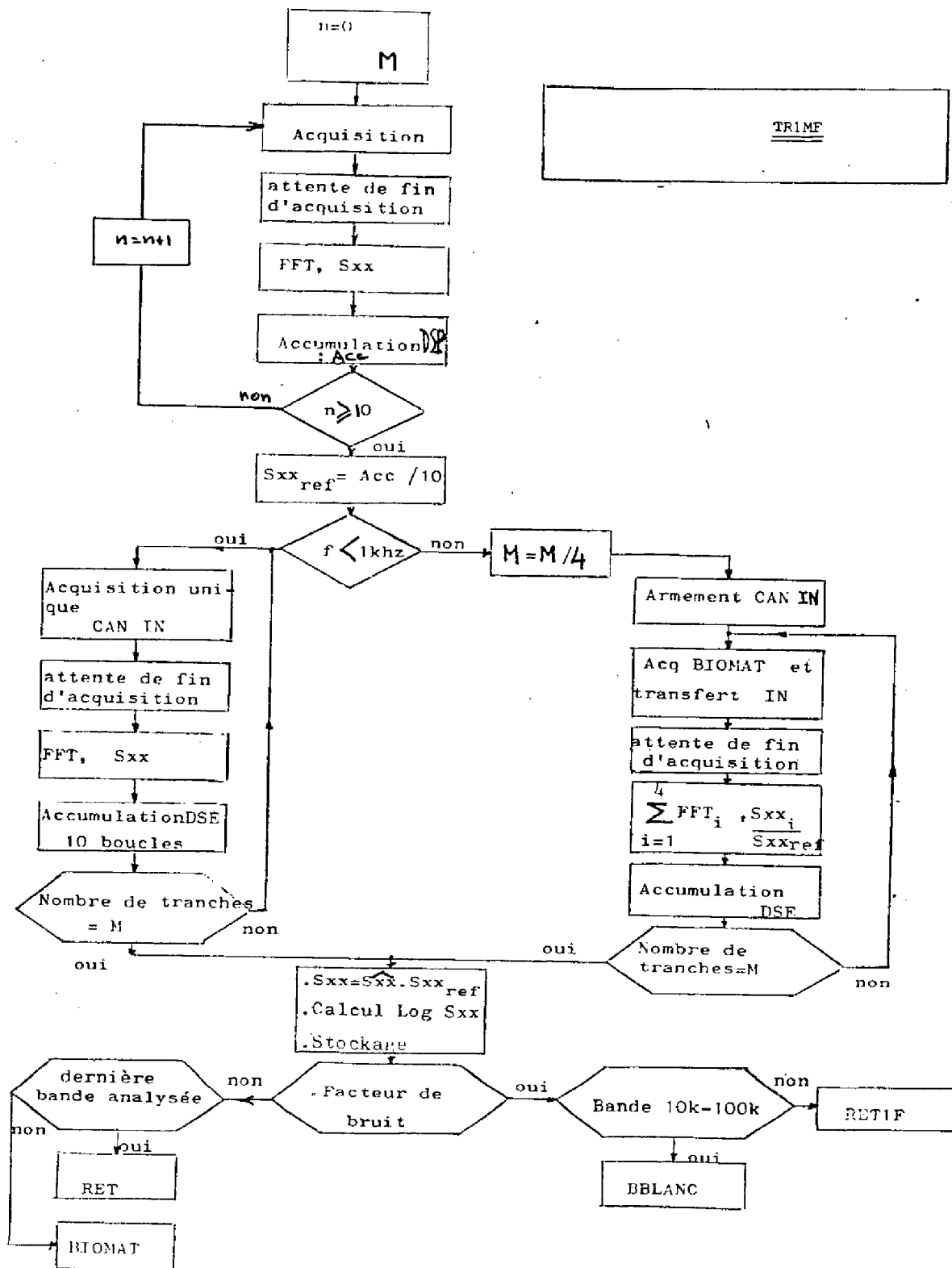
TRABF (1voie) ou TRABF2 (2 voies)

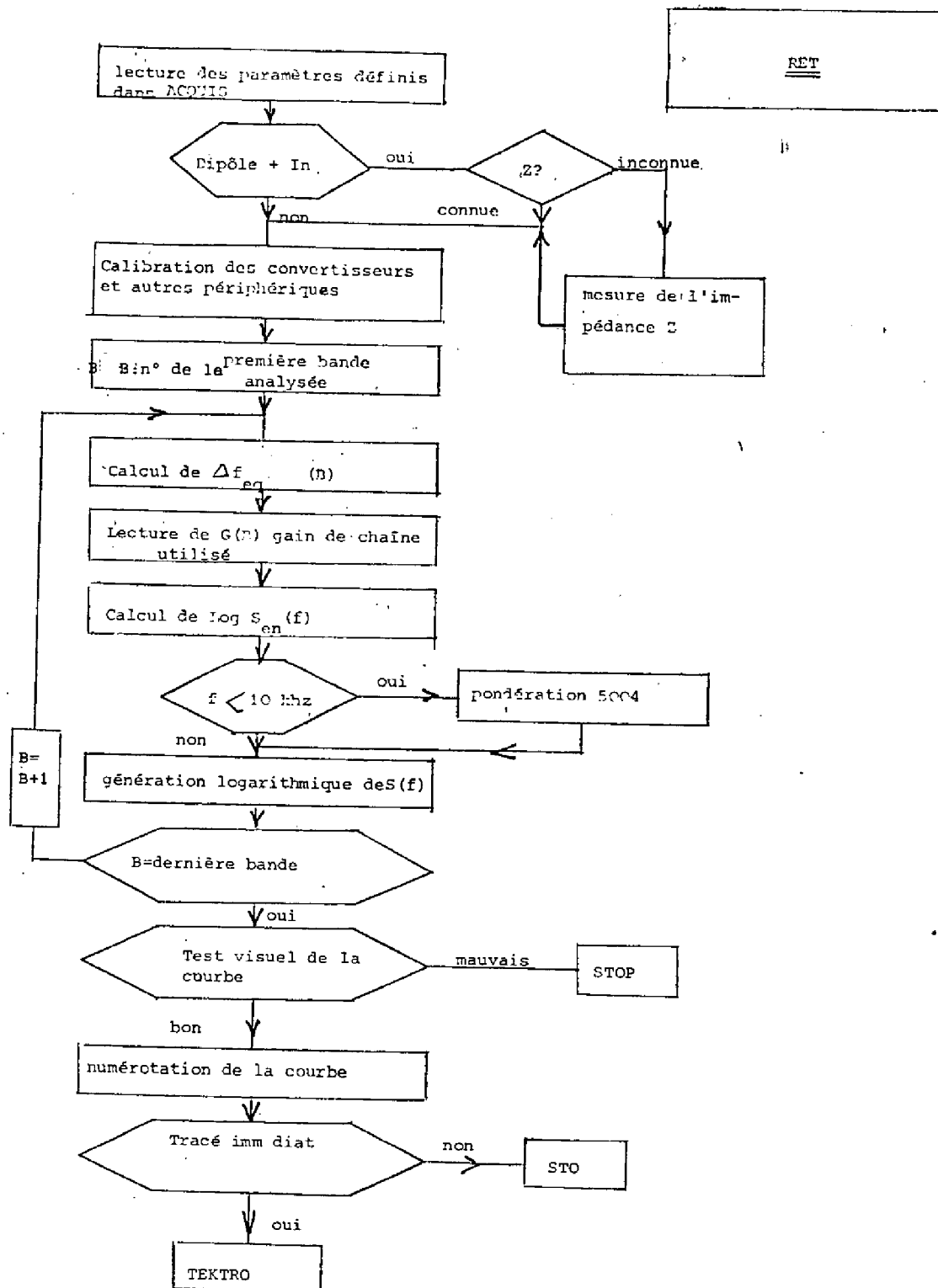


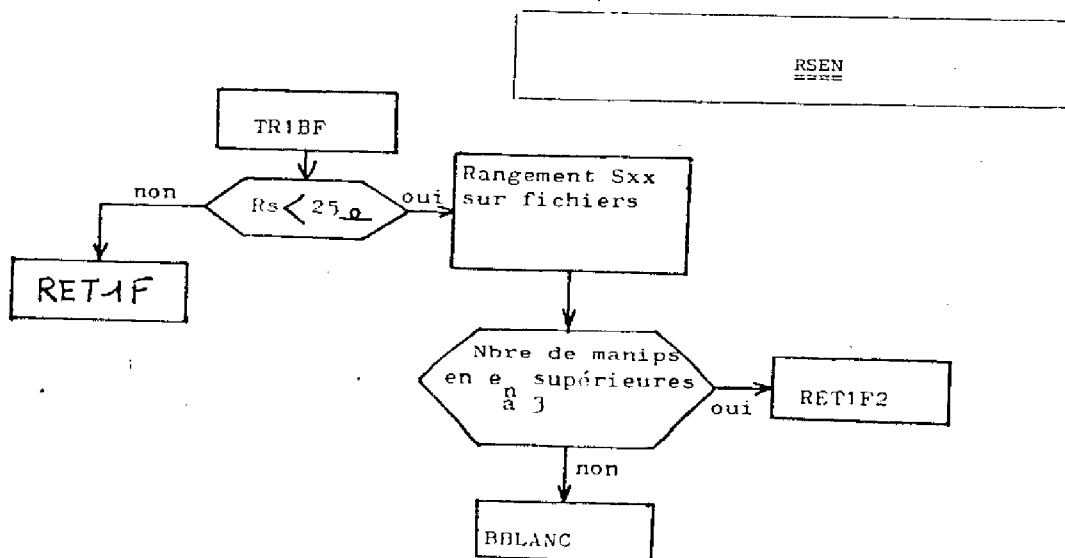
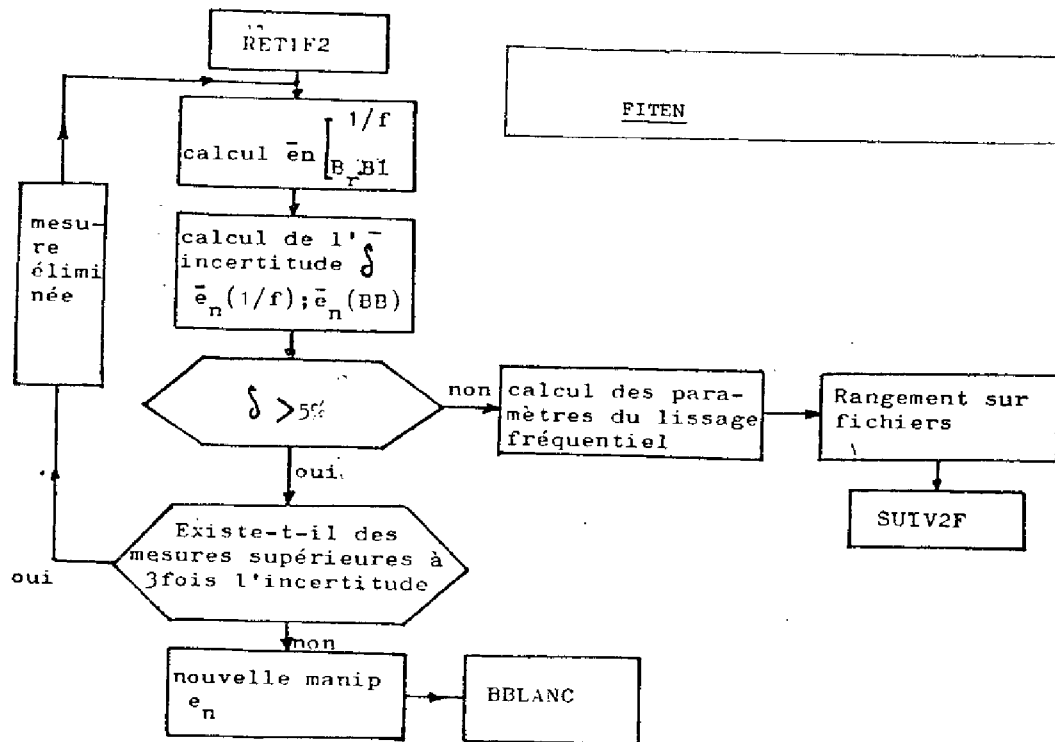
TRIBF

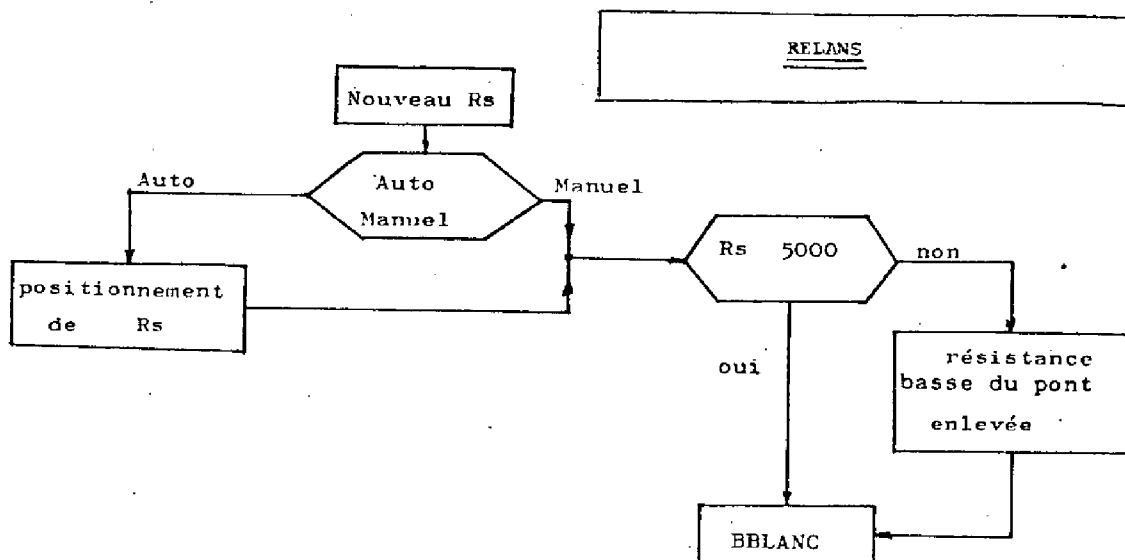
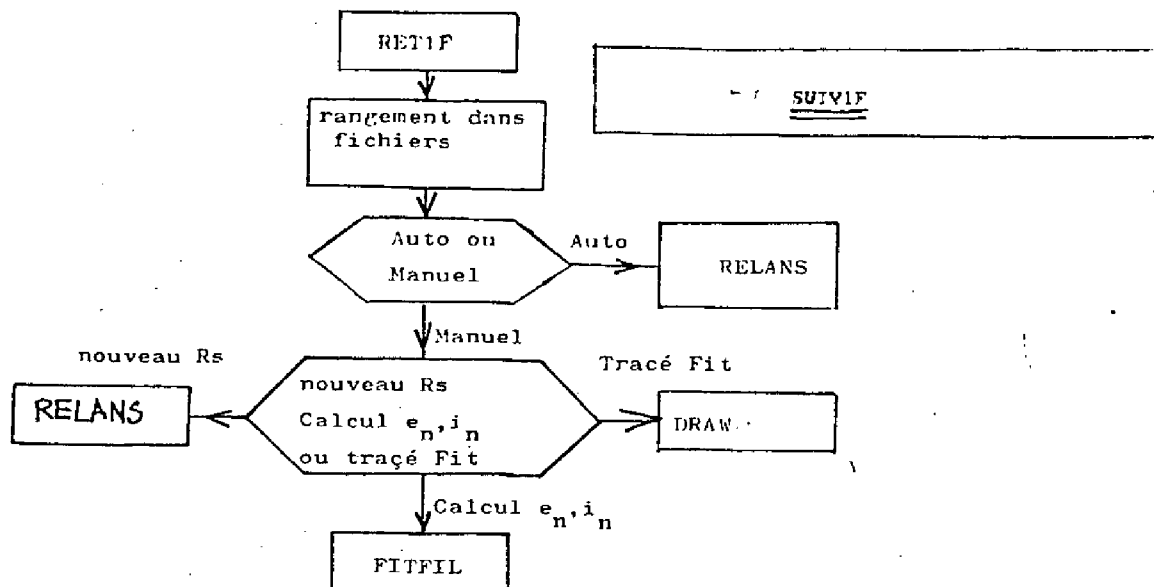












ANNEXE III

PROPRIETES DES TERMES R_{Sopt} et R_{corre}

Les fonctions bornées et intégrables sur un intervalle $[a, b]$ satisfont de façon tout à fait générale à l'inégalité de Schwartz

$$(A.III.1) \quad \int_a^b f(t) g(t) dt \leq \int_a^b f^2(t) dt \int_a^b g^2(t) dt$$

Si on applique cette propriété aux fonctions $e_n(t)$ et $i_n(t)$ sur l'intervalle de temps $[t_o, t_o + T]$, on a

$$(A.III.2) \quad \left(\int_{t_o}^{t_o + T} e_n(t) i_n(t) dt \right)^2 \leq \int_{t_o}^{t_o + T} e_n^2(t) dt \int_{t_o}^{t_o + T} i_n^2(t) dt$$

$$(A.III.3) \quad \left(\frac{1}{T} \int_{t_o}^{t_o + T} e_n(t) i_n(t) dt \right)^2 \leq \left(\frac{1}{T} \int_{t_o}^{t_o + T} e_n^2(t) dt \right) \left(\frac{1}{T} \int_{t_o}^{t_o + T} i_n^2(t) dt \right)$$

Le terme $\frac{1}{T} \int_{t_o}^{t_o + T} f(t) dt$ représente la valeur moyenne $\bar{f}$ de la fonction f pendant la durée T .

On a alors

$$(A.III.4) \quad (\overline{e_n i_n})^2 \leq \overline{e_n^2} \overline{i_n^2}$$

Nous supposons dans tout ce qui suit que le terme $\overline{i_n^2}$ n'est pas nul. En divisant par $(\overline{i_n^2})$ on obtient

$$(A.III.5) \quad (\overline{e_n i_n} / \overline{i_n^2})^2 \leq \overline{e_n^2} / \overline{i_n^2}$$

soit

$$(A.III.6) \quad R_{\text{corre}}^2 \leq R_{\text{Sopt}}^2$$

De façon tout à fait générale, R_{Sopt} est donc supérieure ou égale à R_{corre} . Dans le cas où il n'y a pas égalité, il existe au moins deux sources partiellement ou totalement indépendante dans le circuit.

Supposons en effet qu'il n'existe qu'une seule source de bruit dans le circuit, et qu'il s'agisse d'une source de bruit en courant. Dans une bande de fréquence étroite, on peut écrire le générateur en tension résultant $e_n(t)$ sous la forme

$$(A.III.7) \quad e_n(t) = R i_n(t)$$

R est une résistance dont la valeur est constante dans le temps, ou au moins dont les variations sont lentes par rapport au temps d'observation. En effet, si R est une fonction du temps, ses variations ne sont pas corrélées à celles de $i_n(t)$ car $\overline{e_n(t)} = \overline{R(t) i_n(t)} = 0$. Les fluctuations de cette résistance constitueraient alors une source de bruit indépendante de i_n , ce qui est contraire à l'hypothèse d'une source unique. Il résulte de la formule (A.III.7)

$$\begin{cases} \overline{e_n^2} = R^2 \overline{i_n^2} \\ \overline{e_n i_n} = R \overline{i_n^2} \end{cases} \quad \text{soit} \quad R_{\text{Sopt}} = R_{\text{corre}} = R$$

Par conséquent s'il n'existe qu'une source de bruit en courant, on a égalité des termes R_{Sopt} et R_{corre} . De façon identique, une source de bruit en tension unique générant du bruit en courant à travers une admittance Y donnerait

$R_{\text{Sopt}} = R_{\text{corre}}$. A contrario, si R_{Sopt} est strictement supérieur à R_{corre} , il existe donc plusieurs sources de bruit, en courant et/ou en tension.

Nous nous proposons maintenant de montrer que réciproquement, si les grandeurs R_{Sopt} et R_{corre} sont égales, alors il n'existe qu'une seule source de bruit en courant ou que s'il en existe plusieurs elles sont corrélées.

Dans une bande de fréquence étroite, on peut toujours écrire la source en tension comme la somme de sources de bruit en tension incorrélées aux sources de bruit en courant, et de sources de bruit en courant distribuées dans le quadripole et générant du bruit en tension à travers des résistances R_j

$$(A.III.8) \quad e_n(t) = \sum_i e_{n_i}(t) + \sum_j R_j i_{n_j}(t)$$

$$\text{avec } \overline{e_{n_i} i_{n_j}} = 0 \quad \forall i, j.$$

Le bruit en courant résulte des sources i_{n_i} décrites ci-dessus, auxquelles s'ajoutent éventuellement des sources $i_{n_{A_k}}$ ne donnant pas de bruit en tension.

$$(A.III.9) \quad i_n(t) = \sum_j i_{n_j}(t) + \sum_k i_{n_{A_k}}(t)$$

Les sources $i_{n_{A_k}}$ sont nécessairement incorrélées à la fois aux générateurs e_{n_i} et aux générateurs i_{n_j} . On a donc

$$(A.III.A0) \quad \overline{i_{n_{A_k}} e_{n_i}} = \overline{i_{n_{A_k}} i_{n_i}} = \overline{e_{n_i} i_{n_i}} = 0$$

Calculons le terme $\overline{e_n i_n}$:

$$(A.III.11) \quad \overline{e_n i_n} = \overline{e_n(t) i_n(t)} = \overline{\sum_i e_{n_i}(t) \sum_j i_{n_j}(t)} + \overline{\sum_j R_j i_{n_j}(t) \sum_i i_{n_i}(t)} \\ + \overline{\sum_i e_{n_i}(t) \sum_k i_{n_{A_k}}(t)} + \overline{\sum_i R_i i_{n_i}(t) \sum_k i_{n_{A_k}}(t)}$$

$$(A.III.12) \quad \overline{e_n i_n} = \sum_{i,j} \overline{e_{n_i}(t) i_{n_j}(t)} + \sum_i \overline{R_i i_{n_i}(t)} \sum_j \overline{i_{n_j}(t)} + \sum_{i,j} \overline{e_{n_i}(t) i_{n_{Aj}}(t)} \\ + \sum_{i,j} \overline{R_i i_{n_i}(t) i_{n_{Ai}}(t)}$$

Compte tenu des relations (A.III.10)

$$(A.III.13) \quad \overline{e_n i_n} = \sum_i \overline{R_i i_{n_i}(t)} \sum_j \overline{i_{n_j}(t)}$$

En utilisant l'inégalité de Schwartz, on peut écrire

$$(A.III.14) \quad (\overline{e_n i_n})^2 = \sum_i \overline{R_i i_{n_i}(t)} \sum_j \overline{i_{n_j}(t)} \ll \left(\sum_i \overline{R_i i_{n_i}(t)} \right)^2 \left(\sum_i \overline{i_{n_i}(t)} \right)^2$$

D'où

$$(A.III.15) \quad R_{\text{corre}}^2 = \left(\frac{\overline{e_n i_n}}{\overline{i_n^2}} \right)^2 = \frac{\left(\sum_i \overline{R_i i_{n_i}(t)} \right)^2 \left(\sum_i \overline{i_{n_i}(t)} \right)^2}{\left(\overline{i_n^2} \right)^2}$$

Par ailleurs on trouve immédiatement que

$$(A.III.16) \quad \overline{e_n^2(t)} = \left(\sum_i \overline{e_{n_i}(t)} \right)^2 + \left(\sum_i \overline{R_i i_{n_i}(t)} \right)^2$$

$$(A.III.17) \quad \overline{i_n^2(t)} = \left(\sum_i \overline{i_{n_i}(t)} \right)^2 + \left(\sum_i \overline{i_{n_{Ai}}(t)} \right)^2$$

Comme par hypothèse $R_{\text{Sopt}} = R_{\text{corre}}$, la relation (A.III.15) entraîne

$$(A.III.18) \quad R_{\text{Sopt}}^2 = \frac{\overline{e_n^2}}{\overline{i_n^2}} \ll \frac{\left(\sum_i \overline{R_i i_{n_i}(t)} \right)^2 \left(\sum_i \overline{i_{n_i}(t)} \right)^2}{\left(\overline{i_n^2(t)} \right)^2}$$

soit

$$(A.III.19) \quad \overline{e_n^2(t) i_n^2(t)} \leq \overline{(\sum_i R_i i_{n_i}(t))^2} \overline{(\sum_i i_{n_i}(t))^2}$$

D'après (A.III.16) et (A.III.17)

$$(A.III.20) \quad \left(\overline{(\sum_i e_{n_i}(t))^2} + \overline{(\sum_i R_i i_{n_i}(t))^2} \right) \left(\overline{(\sum_i i_{n_i}(t))^2} + \overline{(\sum_i i_{n_{Ai}}(t))^2} \right) \\ \leq \left(\overline{(\sum_i R_i i_{n_i}(t))^2} \overline{(\sum_i i_{n_i}(t))^2} \right)$$

$$(A.III.21) \quad \overline{(\sum_i e_{n_i}(t))^2} \overline{(\sum_i i_{n_i}(t))^2} + \overline{(\sum_i e_{n_i}(t))^2} \overline{(\sum_i i_{n_{Ai}}(t))^2} \\ + \overline{(\sum_i R_i i_{n_i}(t))^2} \overline{(\sum_i i_{n_{Ai}}(t))^2} \leq 0$$

La somme de tous ces termes positifs étant négative ou nulle, ceci implique que chaque terme est nul. En particulier, ceci impose

$$\overline{(\sum_i i_{n_i}(t))^2} = 0 \quad \text{et} \quad \overline{(\sum_i i_{n_{Ai}}(t))^2} = 0$$

mais alors le bruit en courant du quadripole est nul.

$$\overline{(\sum_i e_{n_i}(t))^2} = 0 \quad \text{et} \quad \overline{(\sum_i R_i i_{n_{Ai}}(t))^2} = 0$$

mais alors le bruit en tension du quadripole est nul.

La seule solution est donc

$$\overline{\left(\sum_i e_{n_i}(t)\right)^2} = 0 \text{ et } \overline{\left(\sum_i i_{n_{Ai}}(t)\right)^2} = 0$$

Ceci peut s'écrire

$$(A.III.22) \left\{ \begin{array}{l} \overline{\sum_i e_{n_i}^2(t)} = - \sum_{i \neq j} \overline{e_{n_i} e_{n_j}} \\ \overline{\sum_i i_{n_{Ai}}^2(t)} = - \sum_{i \neq j} \overline{i_{n_{Ai}} i_{n_{Aj}}} \end{array} \right.$$

La seule solution réalisable de ce système est

$$\left\{ \begin{array}{l} \overline{\sum_i e_{n_i}^2(t)} = 0 \\ \overline{\sum_i i_{n_{Ai}}^2(t)} = 0 \end{array} \right. \quad \text{soit } \forall i \quad \overline{e_{n_i}^2(t)} = \overline{i_{n_{Ai}}^2(t)} = 0$$

Les générateurs e_{n_i} et $i_{n_{Ai}}$ n'existent donc pas, et les formules (A.III.8) et (A.III.9) peuvent s'écrire

$$(A.III.23) \left\{ \begin{array}{l} e_n(t) = \sum_i R_i i_{n_i}(t) \\ i_n(t) = \sum_i i_{n_i}(t) \end{array} \right.$$

Cette expression montre que l'on peut représenter le bruit du quadripole uniquement par des sources de bruit en courant si $R_{\text{corre}} = R_{\text{Sopt}}$. Il s'agit maintenant de montrer que cette source peut être ramenée à une seule source ou que dans le cas contraire, les générateurs i_{n_i} sont corrélés entre eux. Si on suppose que les générateurs i_{n_i} ne sont pas corrélés, on trouve puisque $R_{\text{corre}} = R_{\text{Sopt}}$ par hypothèse

$$(A.III.24) \quad \overline{e_n^2(t)} \overline{i_n^2(t)} = \overline{e_n(t) i_n(t)}^2$$

$$(A.III.25) \quad \overline{\left(\sum_i R_i i_{n_i}(t) \right)^2} \overline{\left(\sum_i i_{n_i}(t) \right)^2} = \left(\sum_{i,j} R_i \overline{i_{n_i}(t) i_{n_j}(t)} \right)^2$$

$$(A.III.26) \quad \left(\sum_{i,j} R_i R_j \overline{i_{n_i} i_{n_j}} \right) \left(\sum_{i,j} \overline{i_{n_i} i_{n_j}} \right) = \left(\sum_{i,j} R_i \overline{i_{n_i} i_{n_j}} \right)^2$$

Comme $\overline{i_{n_i} i_{n_j}} = 0$ si $i \neq j$

$$(A.III.27) \quad \left(\sum_i R_i^2 \overline{i_{n_i}^2} \right) \left(\sum_i \overline{i_{n_i}^2} \right) = \left(\sum_i R_i \overline{i_{n_i}^2} \right)^2$$

$$(A.III.28) \quad \sum_{i,j} R_i \overline{i_{n_i}^2} \overline{i_{n_j}^2} = \sum_{i,j} R_i R_j \overline{i_{n_i}^2} \overline{i_{n_j}^2}$$

$$(A.III.29) \quad \sum_{i>j} R_i^2 \overline{i_{n_i}^2} \overline{i_{n_j}^2} + \sum_i R_i^2 \overline{i_{n_i}^2}^2 + \sum_{i<j} R_i^2 \overline{i_{n_i}^2} \overline{i_{n_j}^2}$$

$$= \sum_{i>j} R_i R_j \overline{i_{n_i}^2} \overline{i_{n_j}^2} + \sum_i R_i^2 \overline{i_{n_i}^2} + \sum_{i<j} R_i R_j \overline{i_{n_i}^2} \overline{i_{n_j}^2}$$

Les indices i et j ont des rôles symétriques.

$$(A.III.30) \quad \sum_{i>j} R_i^2 \overline{i_{n_i}^2} \overline{i_{n_j}^2} + \sum_{i>j} R_j^2 \overline{i_{n_i}^2} \overline{i_{n_j}^2} = \sum_{i,j} R_i R_j \overline{i_{n_i}^2} \overline{i_{n_j}^2} \\ + \sum_{i>j} R_i R_j \overline{i_{n_i}^2} \overline{i_{n_j}^2}$$

$$(A.III.31) \quad \sum_{i>j} (R_i^2 + R_j^2 - 2R_i R_j) \overline{i_{n_i}^2} \overline{i_{n_j}^2} = 0$$

$$(A.III.32) \quad \sum_{i>j} (R_i - R_j)^2 \overline{i_{n_i}^2} \overline{i_{n_j}^2} = 0$$

Chacun des termes de la somme étant positif et leur somme étant nulle, chaque terme est nul.

$$\text{Donc } \forall i,j \quad R_i = R_j \text{ ou } \overline{i_{n_i}^2} \overline{i_{n_j}^2} = 0$$

Si $R_i = R_j$, toutes les sources ont la même origine, ce qui équivaut à dire qu'il n'y en a qu'une. Si $\overline{i_{n_i}^2} \overline{i_{n_j}^2} = 0$, alors il existe au plus une seule source dont la valeur quadratique est non nulle.

Il en résulte que si les générateurs élémentaires sont incorrélés, il n'existe qu'une seule source. A contrario, s'il en existe plusieurs, elles sont nécessairement corrélées.

L'égalité des termes R_{Sopt} et $R_{\text{corré}}$ permet donc d'affirmer qu'il n'existe que des sources en courant, corrélées entre elles si elles sont multiples.

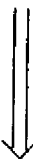
Il faut préciser cependant que les équations (A.III.8) et (A.III.9) supposent que les générateurs en tension introduits ne donnent pas de bruit en courant à l'entrée du quadripole. Cette approche est justifiée car d'après le

théorème de Norton, un tel générateur en tension peut être représenté de façon équivalente par un générateur en courant. Il faut cependant préciser que les notions de source en tension et en courant introduites sont des générateurs équivalents, et qu'il n'est pas possible de déduire de leur étude si les origines physiques du bruit sont des fluctuations de tension ou de courant.

D'autre part, les résistances R_{Sopt} et R_{corre} ne représentent pas nécessairement une résistance physiquement présente dans le quadripole, comme l'a montré l'analyse du § V.2. Ce n'est que dans le cas où une seule source de bruit existe que R_{Sopt} et R_{corre} sont égales à la résistance existante entre la source de bruit et l'entrée du quadripole.

La comparaison des termes R_{Sopt} et R_{corre} a aussi d'autres limites. Elle ne permet pas une localisation et une identification de toutes les sources. En particulier, il ne sera pas possible de localiser des sources de bruit en tension non corrélées au bruit en courant, ni de distinguer des sources de bruit en courant situées dans les mêmes zones.

La comparaison des termes R_{Sopt} et R_{corre} permet cependant d'obtenir de nombreuses informations sur les sources présentes dans un quadripole. Le tableau V.I rappelle les principales conclusions de cette étude.

$R_{\text{Sopt}} > R_{\text{corre}}$		$R_{\text{Sopt}} = R_{\text{corre}}$	
			
Au moins deux sources de bruit en courant ou/et en tension, dont certaines sont nécessairement incorrélées		Une seule source de bruit en courant ou plusieurs toutes corrélées entre elles	
Parmi les sources de bruit, il existe une source de bruit en tension non corrélée au bruit en courant, ou une source de bruit en courant non corrélée au bruit en tension		Une seule source de bruit en courant	

Rappel des conclusions de l'étude

Tableau A.III.1

ANNEXE 4

COMPARAISON DE L'INFLUENCE DE Q_{SB} ET DE Q_{SE}
SUR LES FLUCTUATIONS DU COURANT INVERSE

Pour connaître le terme prépondérant entre $\frac{S_{QSE}}{(Q_E)^2}$ et $\frac{Q_{SE}^2 Q_{SB}}{Q_E^2 Q_B^2}$

de la formule (VI.49) il nous suffit de calculer leur rapport

$$(A.4.1) \quad R = \frac{S_{QSE}}{Q_E^2} \frac{Q_E^2 Q_B^2}{Q_{SE}^2 S_{QSB}}$$

soit

$$(A.4.2) \quad R = \frac{S_{NE}}{S_{pB}} \left(\frac{N_{DB}}{n_E} \right)^2 \left(\frac{W_B}{W_E} \right)^2$$

où n_E est la concentration en porteurs minoritaires dans l'émetteur d'un transistor pour $x = 0$.

Pour une diode courte, S_{N_E} et S_{pB} sont donnés par la relation (VI.40) et on a

$$(A.4.3) \quad R = \frac{N_{tE} n_{1E}}{N_{tB} p_{1B}} \frac{W_B}{W_E} \frac{N_{DB} N_{A_E}^2}{n_i^2 \exp \frac{2V_{EB}}{U_T}}$$

Ce rapport est inférieur à 1 si

$$\exp \frac{2V_{EB}}{U_T} > \frac{N_{tE} n_{1E}}{N_{tB} p_{1B}} \frac{W_B}{W_E} \frac{N_{DB} N_{A_E}^2}{n_i^2}$$

En prenant $W_B = 12 \mu$, $W_E = 3 \mu$, $N_{DB} = 10^{15}$ et $N_{A_E} = 10^{18}$, on trouve comme condition

$$V_{EB} > 985 \text{ mV pour } N_{t_E} n_{1_E} / N_{t_B} p_{1_B} = 10^3$$

$$V_{EB} > 900 \text{ mV pour } N_{t_E} n_{1_E} / N_{t_B} p_{1_B} = 1$$

Cela signifie qu'aux niveaux d'injection couramment utilisés, le terme de fluctuation du $S_{Q_{S_E}}$ est prépondérant devant celui du à $S_{Q_{S_B}}$.

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

- 1 J.B JOHNSON
Physical Review - n° 32, p. 97 (1928)
- 2 G. REY, P. LETURCQ
Physique des composants actifs à semi-conducteurs - Dunod (1978)
- 3 N. NYQUIST
Thermal agitation of electrical charges in conductors - Physical Review -
n° 32, p. 110-113 (1928)
- 4 A. CHOVET, P. VIKTOROVITCH
Le Bruit Electrique - L'onde électrique - vol 57 n° 12, p. 773-783 (1977)
- 5 G. PISTOULET, M. SAVELLI
Physique des dispositifs électroniques - Ch. IV - Dunod (1969)
- 6 D.A. BELL
Electrical noise - Van Nostrand (1960)
- 7 A. VAN DER ZIEL
Proceedings of IRE - n° 43, p. 1639 (1955)
- 8 G. BLASQUEZ, J. CAMINADE et G. LE GAC
Experimental study of current crowding noise in rectangular bipolar transis-
tors at intermediate frequencies - Physica (B + C) 94 n° 3, p. 359-365 (1978)
- 9 G. BLASQUEZ, J. CAMINADE, K.M. VAN VLIET
An accurate analysis of noise in rectangular bipolar transistors including
current crowding - Solid state Electronics - 23, p. 423-431 (1980)
- 10 J. CAMINADE
Analyse du bruit de fond des transistors bipolaires par un modèle distribué -
Thèse de Doctorat d'état - n° 772 (1977) U.P.S. Toulouse
- 11 G. LE GAC
Contribution à l'analyse du bruit de fond des transistors bipolaires -
Influence de la défocalisation - Thèse de Docteur Ingénieur - n° 591 (1977)
U.P.S. Toulouse
- 12 G. BLASQUEZ
Contribution à l'étude du bruit de fond des transistors à jonctions et
notamment des bruits " $1/f$ " et "en créneaux" - Thèse de Doctorat d'état -
n° 532 (1973) U.P.S. Toulouse
- 13 A.L. MAC WORTHER
Semi conductor surface physics - University of Pennsylvania - p. 207 (1957)
- 14 S.T. HSU
Solid state electronics - 13, p. 843 (1970)
- 15 F.N. HOOGHE
Physica - 60, p. 130 (1972)

- 16 L.K.J. VANDAMME
Electronics letters - 12, p. 109 (1976)
- 17 J.C. MARTIN, G. BLASQUEZ, A. de CAQUERAY
Proceedings conf. - Le bruit de fond des composants actifs semi-conducteurs -
Toulouse (1971)
- 18 J.C. GUERARD, J.M. PICARD
Méthodes quantitatives - n° 6 - Régression linéaire - Edition Science et
Culture - Montréal (1980)
- 19 J.C. MARTIN, F.X. MATEU PEREZ, F. SERRA MESTRES
Electronics letters - Vol. 2 n° 9 (Sep. 1966)
- 20 J.L. PLUMB et E.R. CHENETTE
Flicker noise in transistors - IEEE transactions on electron devices (Sep. 1963)
- 21 G.E. BECK
Model of 1/f noise in ion implanted resistors as a fonction of the resistance
determine by a reverse bias voltage - Solid State Electronics - Vol. 22,
p. 475-478 (1979)
- 22 F.N. HOOGE, LKJ. VANDAMME
Physics Letters - 66A (4), p. 315 (1978)
- 23 M. CONTI
Surface and bulk effects in low frequency noise in NPN planar transistors -
Solid State Electronic - Vol. 13, p. 1461-1469 (1970)
- 24 N.D. STOJADINOVIC
Effects of emitter edge dislocations on the low frequency noise in silicon
planar NPN transistors - Electronics Letters - Vol. 15 n° 12 (June 1979)
- 25 K.F. KNOTT
Experimental location of the surface and bulk 1/f noise currents in low noise,
high gain NPN planar transistors - Solid State Electronics - Vol. 16,
p. 1429-1434 (1973)
- 26 R.C. JAEGER, A.J. BRODERSEN
Low Frequency noise in bipolar jonction transistors - IEEE Transactions on
electron devices -Vol. ED 17 n° 2 (Feb. 1970)
- 27 M. STOISIEK, D. WOLF
Origin of 1/f noise in bipolar transistors - IEEE Transactions on electron
devices - Vol. ED 27 n° 9 (Sep. 1980)
- 28 R.G. PAY
M. SC. Thesis University of Birmingham (1956)
- 29 D.A. BELL
Electrical Noise - Van Nostrand company London (1960)
- 30 G. GIRALT, J.C. MARTIN, F.X. MATEU PEREZ
CRAS Paris 261, p. 5350 (1965)

- 31 F.X. MATEU PEREZ
Contribution à l'étude du bruit de fond des transistors plans au silicium -
Thèse de Docteur 3ème Cycle - n° 515 (1967) Toulouse
- 32 A. de CAQUERAY
Contribution à l'étude de l'analyse spectrale du bruit de fond aux très
basses fréquences - Thèse de Docteur 3ème Cycle (Juin 1968) Toulouse
- 33 J. BORREIL
Méthode directe de mesure du bruit de fond des quadripôles - Thèse de
Docteur Ingénieur - n° 741 (1981) Toulouse
- 34 G. BLASQUEZ, R. TOSI, J. BORREIL, D. SAUVAGE, P. CHAUSSON
Etude d'un système numérique de caractérisation de hautes performances -
Rapport de contrat DGRST - GCIS - Publication LRAS n° 2067
- 35 R. TOSI
Conception et réalisation d'une chaîne d'acquisition et de traitement numé-
rique du signal, destinée à la caractérisation du bruit de fond des composants
électroniques - Thèse de Docteur 3ème Cycle - n° 2412 (1980) Toulouse
- 36 J. GRAFFEUIL
Le transistor hyperfréquence à effet de champ à grille métallique sur Arsénure
de Gallium. Propriétés statiques et dynamiques petits signaux. Analyse des
phénomènes de bruit de fond - Thèse d'état - n° 771 (1977) Toulouse
- 37 A. VAN DER ZIEL
Thermal noise in field effect transistors - Proc of IRE, p. 1808-1812
(Août 1962)
- 38 J. MAX
Méthodes et techniques de traitement du signal - Masson (1977)
- 39 M. CONTI, G. CORDA
Noise Sources Identification in Integrated Circuits Through Correlation Analysis -
IEEE - Vol. 9 n° 3 (June 1974)
- 40 C.T. SAH
Proc. of IRE - 49, p. 1623-1634 (Novembre 1961)
- 41 M. NOGATCHEWSKY
Contribution à l'étude des effets de surface sur les transistors bipolaires
tétrodes - Thèse 3ème Cycle - n° 2196 (1979) Toulouse
- 42 A.S. GROVE
Physique et technologie des dispositifs à semi-conducteurs - Dunod (1971)
- 43 G. BLASQUEZ, D. SAUVAGE
Caractérisation du bruit de fond des filières bipolaires à isolation par
jonctions et bifet - Journées nationales du GCIS Toulouse (4/5 Juin 1980)
- 44 G. REY, J.P. BAILBE
Some aspects of current gain variations in bipolar transistors - Solid State
Electronics - Vol. 17, p. 1045,1057 (1974)

- 45 E.R. CHENETTE
Measurements of the correlation between flicker noise sources in transistors -
Proceedings of the IRE (June 1956)
- 46 A. VAN DER ZIEL
Noise source characterization measurements - Prentice Hall INC Englewood
Cliffs (1970)
- 47 A. VAN DER ZIEL
Proc. of IRE - 50, p. 1808 (1962)
- 48 G. BLASQUEZ, J. BORREIL, R. TOSI, G. PINNA
Note technique LAAS - n° 80-103 Toulouse (15 janvier 1980)
- 49 M. STERN, J. de BARBEYRAC, R. POGGI
Méthodes pratiques d'étude des fonctions aléatoires - Dunod (1967)
- 50 J. MILLMANN
Microelectronics - Digital and analog circuits and systems - Mac Graw Hill
(1979)
- 51 P.R. GRAY, R. G. MEYER
Analysis and desing of analog integrated circuits - Wiley(1977)
- 52 G. BLASQUEZ, D. SAUVAGE
Les excès de bruit en courant dans la filière bipolaire à couche enterrée et
isolation par jonction aux très basses fréquences - Journées nationales du
GCIS Toulouse (3, 4 juin 1981)
- 53 G. BLASQUEZ, D. SAUVAGE, M. ROCHE
Influence of geometrical factors on low frequency noise in integrated bipolar
transistor - 11th European Solid State Device Research Conference (ESSDERC)
Toulouse (September 14th - 19th 1981)
- 54 B. LEVINE
Fondements théoriques de la radiotechnique statistique - Tome I - Editions
de Moscou (1973)
- 55 G. BLASQUEZ
Compte-rendu à l'Académie des Sciences de Paris, p. 289 (Nov. 1979)
- 56 G. BLASQUEZ
Méthode directe de mesure du facteur de bruit - Revue de Physique Appliquée
15 p. 1007-1012 (1980)
- 57 Ortec Brookdeal Instructions manual - Publi. M500 40 (Avril 1976)
- 58 J.P. BAILBE
Contribution à l'étude physique des transistors bipolaires - Thèse d'état -
n° 744 (1977) Toulouse
- 59 G. REY, P. LETURQ
Théorie approfondie du transistor bipolaire - Masson Paris (1972)

- 60 A. VAN DER ZIEL, A.G. BECKING
Proc. of IRE - Vol. 46, p. 589 (1958)
- 61 A. VAN DER ZIEL
Fluctuations phenomena in semi conductors - Butterworths London (1959)
- 62 J.S. BENDAT, A.G. PIERSON
Random Data : analysis and measurements procedure - Wiley inter science (1971)
- 63 J.F. GIBBONS
IRE Trans. on electron devices - 5, p. 308 (1962)
- 64 D. ESTEVE
Thèse de Doctorat d'état es sciences Toulouse (1969)
- 65 S.T. HSU, D. FITZGERALD, A.S. GROVE
Applied physics letters - Vol. 12 n° 9, p. 287 (1968)
- 66 S.T. HSU
Low frequency excess noise in metal silicon schottky barrier diodes -
IEEE Transactions on ED - Vol. 17 n° 7 (Juillet 1970)
- 67 W. SHOCKLEY, W.T. READ
Statistics of the recombinations of holes and electron - Physical Review 87
n° 5 (September 1952)
- 68 C.T. SAH
Theory of low frequency generation noise in jonction gate field effect
transistors - Proceedings of the IEEE, p. 795-814 (Juillet 1964)
- 69 A. VAN DER ZIEL
On the noise spectra of semi conductor noise and of flicker effect -
Physica - Vol. 16, p. 359 (April 1950)
- 70 K. TANTRARONGROJ
Bruit en excès et bruit en oscillation dans le transistor hyperfréquence
à effet de champ à l'arséniure de Gallium - Thèse de Docteur Ingénieur
n° 772 (1981) Toulouse
- 71 M. NISHIDA
Effects of diffusion-induced dislocations on the excess low frequency noise -
IEEE Transactions on electron devices - Vol. ED 20 n° 3 (Mars 1973)

T A B L E D E S M A T I E R E S

LISTE DES PRINCIPAUX SYMBOLES

INTRODUCTION GENERALE	1
<u>PREMIERE PARTIE : CARACTERISATION DU BRUIT DES CIRCUITS INTEGRES</u>	5
<u>LINEAIRES</u>	
<u>CHAPITRE I</u> GENERALITES SUR LE BRUIT DE FOND	7
I.1. Introduction	8
I.2. Les principaux types de bruit de fond	8
I.3. Caractérisation du bruit de fond	11
I.4. Mesure de la densité spectrale de puissance	13
I.5. Représentation et caractérisation du bruit de fond dans les circuits	16
<u>CHAPITRE II</u> SYSTEME DE MESURE NUMERIQUE DU BRUIT DE FOND	21
II.1. Introduction	23
II.2. Système numérique de caractérisation du bruit de fond	23
II.3. Précision des mesures et causes d'erreurs	30
<u>CHAPITRE III</u> BRUIT DANS LES FILIERES BIPOLAIRES ET BIFET	41
III.1. Introduction	42
III.2. Technologie des circuits intégrés	42
III.3. Bruit de fond normal dans les transistors	47
III.4. Caractérisation du bruit d'un amplificateur opérationnel intégré	50
III.5. Etude expérimentale du bruit de fond des transistors intégrés	52
III.6. Conclusion	61
<u>DEUXIEME PARTIE : ETUDE DU BRUIT DE FOND AUX BASSES FREQUENCES DE LA</u>	63
<u>FILIERE BIPOLAIRE</u>	
<u>CHAPITRE IV</u> ETUDE DES TRANSISTORS BIPOLAIRES TETRODES	65
IV.1. Introduction	67
IV.2. Description de la structure des transistors tetrodes	67
IV.3. Effets de surface dans une jonction abrupte asymétrique	68

	Page
IV.4. Caractéristiques des transistors tétrodes à $V_G = 0$	83
IV.5. Interprétation des résultats expérimentaux	99
IV.6. Conclusion	104
 <u>CHAPITRE V</u> MODELISATION DU BRUIT TRES BASSE FREQUENCE DES TRANSISTORS INTEGRES	 106
V.1. Introduction	108
V.2. Choix des paramètres de l'étude	108
V.3. Méthodes expérimentales	112
V.4. Résultats expérimentaux	127
V.5. Interprétation des résultats et modélisation	129
V.6. Conclusion	137
 <u>CHAPITRE VI</u> ORIGINE PHYSIQUE DU BRUIT DE TRES BASSE FREQUENCE DANS LES TRANSISTORS BIPOLAIRES INTEGRES	 138
VI.1. Introduction	140
VI.2. Les mécanismes de génération recombinaison et de piégeage	140
VI.3. Fluctuations du nombre de porteurs minoritaires dans une diode P+N	142
VI.4. Fluctuations du courant direct dues au piégeage des porteurs minoritaires dans une diode P+N	150
VI.5. Fluctuations du courant inverse de la diode	152
VI.6. Applications aux transistors bipolaires	157
VI.6. Conclusion	166
 CONCLUSION GENERALE	 168
 ANNEXES	 173
 BIBLIOGRAPHIE	 207

Thèse de Monsieur SAUVAGE

« Contribution à l'étude du bruit de fond dans les composants et circuits intégrés analogiques ».

RESUME

L'étude porte sur les filières BIFET et Bipolaire à Couche Enterrée et Isolation par Jonction. Les sources principales de bruit dans les BIFETS sont celles des transistors à effet de champ. Le bruit thermique de canal est élevé parce que la pente des transistors est faible. Il existe, de surcroît, un bruit de génération recombinaison dû aux défauts cristallins provoqués par l'implantation ionique. Dans les bipolaires, trois sources prédominent : a) le bruit thermique de la résistance de base, b) le bruit de grenaille, c) un bruit en excès en $1/f$. L'étude de ce dernier montre qu'il peut prendre naissance : a) à la surface, b) dans les zones latérales, et c) dans les régions frontales, de la jonction émetteur base. Dans chaque cas, les lois de variations en fonction des conditions de polarisation, de l'aire des émetteurs et du type de transistor sont établies. Quand les phénomènes de délocalisation des lignes du courant émetteur et de hautes injections dans la base se produisent, le bruit en $1/f$ croît très rapidement. La plupart des observations sont expliquées par un modèle physique basé sur l'hypothèse d'un piégeage des porteurs minoritaires.

MOTS CLEFS : Bruit de fond, circuits intégrés analogiques, transistors bipolaires, transistors à effet de champ, bruit en $1/f$.

ABSTRACT :

This study deals with BIFET and Buried Layer - Junction Isolated Bipolar technologies. In BIFET circuits, the most significant noise sources come from FET. Thermal noise in the channel is high because the transconductance is low. Additionally a generation recombination noise exists due to crystalline defects induced by ion implantation. In bipolar circuits, three sources prevail : a) base resistance thermal noise, b) shot noise and c) flicker noise. The latter can be generated : a) at the surface, b) in lateral zone and e) in frontal region of the emitter base junction. In each case, empirical expressions are established as a function of biasing conditions, emitter area and transistor type. When crowding and high injection phenomena occur the flicker noise increases rapidly. Most of the observations are explained by a physical model based on trapping of minority carriers.

KEY WORDS : Noise, analog integrated circuits, bipolar transistors, field effect transistors, flicker noise.