Classification

Physics Abstracts

72.80E — 61.70W — 72.70

Bruit en $1/f^{3/2}$ dans les structures GaAs. Modèle du bruit thermique de surface

M. Pouysegur et J. Graffeuil (*)

Laboratoire d'automatique et d'analyse des systèmes du C.N.R.S., 7, avenue du Colonel-Roche, 31077 Toulouse Cedex, France

(*) Université Paul Sabatier, 118, route de Narbonne, 31079 Toulouse Cedex, France

(Reçu le 16 janvier 1987, accepté le 20 mars 1987)

Résumé. — Cet article présente divers résultats expérimentaux concernant le bruit en $1/f^{3/2}$ de différentes structures GaAs. L'analyse des résultats semble mettre en défaut l'hypothèse d'un bruit de diffusion d'ions généralement évoquée pour expliquer l'origine du bruit en $1/f^{3/2}$. Nous développons un nouveau modèle de « Bruit Thermique de Surface » basé sur l'existence de générateurs de bruit thermique distribués tout au long de l'interface semiconducteur-air des composants.

Abstract. — This paper presents experimental data on $1/f^{3/2}$ low frequency noise in GaAs devices. Analysis of experimental data seem to rule out the existence of the so-called « diffusion noise » usually invoked in GaAs devices. We propose a new « Thermal Surface Noise » model based on the existence of lumped thermal noise generators distributed along the semiconductor-air dielectric protection interface.

Introduction.

L'existence d'un niveau de bruit Basse Fréquence (B.F.) élevé dans les composants à effet de champ GaAs a toujours constitué une limitation sérieuse à leur utilisation dans les domaines de l'amplification très large bande et des applications non linéaires (mélangeurs, oscillateurs). Les techniques de fabrication ayant fortement évolué ces dernières années, on constate aujourd'hui une diminution sensible du bruit B.F. des composants GaAs.

Mais alors que les composantes classiques du bruit en excès (en $1/f^\alpha$ avec $\alpha = 1$ ou 2) sont plus faibles, apparaît une nouvelle composante de bruit variant en $1/f^{3/2}$ et dont l'importance relative par rapport aux autres sources de bruit s'est considérablement accrue ces dernières années.

La première partie de cet article présente divers résultats expérimentaux montrant que le bruit en $1/f^{3/2}$ est présent sur différentes structures GaAs. On analyse les résultats pour s'interroger sur la validité de l'hypothèse d'un phénomène de diffusion d'ions émise par différents auteurs [1-3] afin d'expliquer l'existence de ce bruit en $1/f^{3/2}$.

Une deuxième partie présente un nouveau modèle dit de bruit thermique de surface qui prend en compte les fluctuations du potentiel de surface

engendrées par des générateurs de bruit thermique associé à la surface des composants.

Enfin, une troisième partie illustre la validité du modèle par diverses comparaisons avec les résultats expérimentaux.

1. Résultats expérimentaux.

Le synoptique de l'appareillage mis en œuvre pour la mesure du bruit B.F. des différentes structures GaAs est présenté figure 1. Le générateur de bruit est utilisé dans le cas de mesures sur des transistors afin de déterminer le générateur équivalent de bruit B.F. en tension ramenée à l'entrée du composant. L'amplificateur faible bruit présente une tension équivalente de bruit ramenée à son entrée d'ampli-

Fig. 1. — Synoptique du banc de mesure du bruit basse fréquence.

[The measurement system block diagram.]

tude inférieure à $1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour des fréquences supérieures à 1 kHz . Le bruit thermique de résistances supérieures à 30Ω peut ainsi être facilement mesuré entre 1 kHz et 100 kHz . La densité spectrale du signal mesuré est directement obtenue sur un analyseur FFT. La mesure est automatisée par un microcalculateur de type HP-85 qui effectue aussi un certain nombre de calculs et corrections pour tenir compte du bruit propre et du gain de la chaîne de mesure.

Nous avons utilisé ces moyens pour mesurer le bruit d'essentiellement trois types de structures :

- des T.E.C. GaAs classiques (grille micronique ou submicronique),
- des T.E.C. GaAs à grilles larges ($L = 50 \mu\text{m}$),
- des couches GaAs résistives.

La figure 2 présente deux spectres de bruit ($V_{DS} = 200 \text{ mV}$) : l'un obtenu sur un T.E.C. $L = 1 \mu\text{m}$ et l'autre sur un T.E.C. $L = 50 \mu\text{m}$, les deux transistors étant réalisés à proximité l'un de l'autre sur la même plaquette. Dans les deux cas, on relève la présence d'un bruit en $1/f^{3/2}$ sur plusieurs décades de fréquence.

Fig. 2. — Spectre du bruit basse fréquence de deux transistors à effet de champs ayant des longueurs de grille différentes. ($L_1 = 1 \mu\text{m}$, $L_2 = 50 \mu\text{m}$ — $V_{DS} = 200 \text{ mV}$).

[Equivalent input voltage noise spectra of MESFETs with different gate lengths ($L_1 = 1 \mu\text{m}$, $L_2 = 50 \mu\text{m}$ — $V_{DS} = 200 \text{ mV}$).]

En ce qui concerne les couches résistives, les mesures ont été essentiellement effectuées sur des T.E.Cs sans grille ou sur des échelles de Shockley généralement utilisées pour évaluer les résistances de contact. Une telle structure est présentée figure 3.

Les couches résistives étudiées ont été réalisées par deux techniques différentes soit épitaxie en phase vapeur (V.P.E.) soit implantation ionique (I.I.). Le dopage et l'épaisseur de la couche active ont respectivement pour valeur : $N_d = 10^{17} \text{ at/cm}^3$ et $a = 0,2 \mu\text{m}$. Toutes les mesures sont réalisées en polarisant ces couches dans la région ohmique de leurs caractéristiques (en pratique $V < 100 \text{ mV}$).

Fig. 3. — Vue en coupe d'une structure Shockley GaAs avec des distances interélectrode différentes.

[Cross sectional view of the GaAs resistors with different lengths between contacts.]

La figure 4 présente les spectres de bruit en tension de deux T.E.Cs sans grille réalisés pour l'un par V.P.E. et pour l'autre par Implantation. Tous deux se caractérisent par un bruit en $1/f^{3/2}$ aux fréquences hautes et en $1/f^\alpha$ ($\alpha < 1$) aux fréquences basses. Il existe une fréquence de cassure f_c dont la valeur dépend du composant étudié.

Fig. 4. — Spectre de bruit basse fréquence de deux couches résistives réalisées par deux technologies différentes (VPE et II) ($I_{DS} = 1 \text{ mA}$).

[Noise spectra of the two different GaAs thin film resistors realized with two different technologies.]

Sur la figure 5 sont reportés les spectres de bruit en tension de trois différentes couches résistives d'une même échelle de Shockley (V.P.E.). Ces trois couches ayant des longueurs différentes ($Z = 37 \mu\text{m}$, $L_1 = 1,6 \mu\text{m}$, $L_2 = 9,7 \mu\text{m}$, $L_3 = 14,2 \mu\text{m}$, $a = 2500 \text{ Å}$, $N_d = 2 \times 10^{17} \text{ at/cm}^3$, $I_{DS} = 1 \text{ mA}$).

Les spectres obtenus mettent en évidence deux phénomènes particulièrement importants. D'une part l'amplitude du bruit en $1/f^{3/2}$ est indépendante

Fig. 5. — Spectre de bruit de trois couches résistives d'un même motif Shockley mais de longueurs différentes. ($Z = 37\text{ }\mu\text{m}$, $L_1 = 1,6\text{ }\mu\text{m}$, $L_2 = 10\text{ }\mu\text{m}$, $L_3 = 14\text{ }\mu\text{m}$) ($I_{DS} = 1\text{ mA}$).

[Noise spectra of the three GaAs thin film resistors from the same chip but with different lengths. ($Z = 37\text{ }\mu\text{m}$, $L_1 = 1.6\text{ }\mu\text{m}$, $L_2 = 10\text{ }\mu\text{m}$, $L_3 = 14\text{ }\mu\text{m}$) ($I_{DS} = 1\text{ mA}$).]

de la longueur L de la couche résistive. D'autre part l'amplitude de bruit en $1/f^\alpha$ ($\alpha < 1$) dépend fortement de la longueur L .

Ces deux constatations semblent mettre en défaut l'existence d'un bruit de « diffusion », hypothèse avancée par différents auteurs [2, 3] afin d'expliquer l'origine du bruit en $1/f^{3/2}$. En effet, la théorie basée sur la diffusion d'ions prévoit une dépendance en L^{-1} dans la partie du spectre en $1/f^{3/2}$ et une indépendance vis-à-vis de L dans la partie en $1/f^\alpha$ ($\alpha < 1$).

Dans le but de chercher l'origine véritable de ce bruit en $1/f^{3/2}$ nous avons entrepris d'étudier d'autres types de structures GaAs. Ainsi, le bruit de treize transistors à effet de champ GaAs, en technologie Planar ($300\text{ }\mu\text{m} \times 1\text{ }\mu\text{m}$), et qui diffèrent seulement par la technique et les conditions de passivation utilisées [4], a été mesuré. Les transistors étant polarisés en régime ohmique ($V_{DS} = 200\text{ mV}$), les spectres de bruit B.F. obtenus ont montré que seul environ 50 % de ces transistors présentaient un bruit variant en $1/f^{3/2}$. Nous avons alors mesuré pour chaque transistor sa résistance de surface (résistance de surface interélectrode obtenue à partir du courant de fuite de grille [5]). Les résultats sont indiqués sur le tableau I où R_T représente la résistance de fuite mesurée entre grille et source-drain court-circuités.

Après examen des résultats du tableau I, nous pouvons faire deux constatations :

- i) Le bruit des transistors présentant une composante en $1/f^{3/2}$ est toujours supérieur au bruit des transistors dont le spectre de bruit est plus classique ($1/f$ ou $1/f^2$).
- ii) La composante en $1/f^{3/2}$ n'est présente que

Tableau I. — Valeurs mesurées de la résistance de surface pour différents transistors ayant même géométrie ($L = 1\text{ }\mu\text{m}$, $Z = 300\text{ }\mu\text{m}$) mais ayant subi différents traitements de surface. La présence éventuelle d'une composante de bruit en $1/f^{3/2}$ est indiquée ainsi que la densité spectrale du bruit B.F. mesurée à l'entrée du transistor ($f = 1\text{ kHz}$).

[Experimental values of the surface resistance for different MESFET's with exactly the same layout ($L = 1\text{ }\mu\text{m}$, $Z = 300\text{ }\mu\text{m}$) but processed with different surface treatments. The devices where some $1/f^{3/2}$ noise is present are indicated. The equivalent gate noise spectral density is also given ($f = 1\text{ kHz}$).]

Série	$R_T\text{ (M}\Omega\text{)}$ $L_{GS} = L_{GD} = 1\text{ }\mu\text{m}$	$1/f^{3/2}$ bruit	$S_e\text{ (V}^2\text{/Hz)}$ $f = 1\text{ kHz}$
A	1 000	Oui	$7,7 \times 10^{-13}$
B	4 000	Oui	$5,5 \times 10^{-13}$
C	19	Non	$8,6 \times 10^{-14}$
D	16	Non	$2,5 \times 10^{-13}$
E	10	Non	$9,2 \times 10^{-14}$
F	260	Oui	$6,6 \times 10^{-13}$
H	49	Non	$1,6 \times 10^{-13}$
I	93	Oui	$5,7 \times 10^{-13}$
J	130	Oui	$6,3 \times 10^{-13}$
K	97	Oui	$4,8 \times 10^{-13}$
L	32	Non	$1,4 \times 10^{-13}$
M	0,2	Non	$8,8 \times 10^{-14}$
N	75	Oui	$5,2 \times 10^{-13}$

pour les transistors ayant une forte résistance de surface.

Ces deux constatations sont mises parfaitement en évidence sur la figure 6 où sont reportées les données

Fig. 6. — Bruit de différents transistors mesuré à $f = 1\text{ kHz}$ en fonction de leur résistance de surface R_T ($V_{DS} = 200\text{ mV}$, $L = 1\text{ }\mu\text{m}$).

[Input noise voltage spectral intensity of different MESFET's ($f = 1\text{ kHz}$) versus surface resistance R_T ($V_{DS} = 200\text{ mV}$, $L = 1\text{ }\mu\text{m}$).]

du tableau I. Il semble donc exister une étroite corrélation entre la résistance de surface de la structure et la présence ou non de bruit en $1/f^{3/2}$.

Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons réalisé une légère attaque chimique de la surface d'un T.E.C. sans grille. Après attaque, le courant de saturation et la résistance du canal sont soigneusement mesurés afin de s'assurer que l'attaque chimique n'a nullement dégradé la partie active du composant. Le bruit B.F. est ensuite mesuré à des intervalles de temps différents (5 min, 1 h, 4 h, 24 h, ... après l'attaque). Les principaux spectres obtenus sont présentés figure 7. La fréquence de cassure

Fig. 7. — Spectre de bruit d'un TEC sans grille avant et après attaque chimique de la surface. L'évolution de la fréquence de cassure f_c est nettement visible ($I = 1$ mA).

[Noise spectra of an ungated FET before and after a slight chemical etching of the surface. The modification of the corner frequency f_c is clearly apparent.]

f_c (décroît de 2 kHz (f_{c1}) avant attaque jusqu'à 30 Hz (f_{c2}) juste après attaque pour reprendre une valeur comparable à f_{c1} 1 jour après l'attaque chimique de la surface. L'évolution de f_c en fonction du temps est reportée sur la figure 8.

Compte tenu des différents résultats expérimentaux présentés dans cette première partie, il nous semble maintenant possible d'affirmer que le bruit en $1/f^{3/2}$ dépend fortement des caractéristiques de surface du composant et en particulier de sa résistance de surface.

Nous allons maintenant présenter un nouveau modèle de « Bruit Thermique de Surface » qui explique les comportements obtenus.

2. Modèle du bruit thermique de surface.

Ce modèle est basé sur des travaux antérieurs concernant l'étude de la dispersion fréquentielle de la transconductance dans les MESFETs GaAs [5]. Nous avons alors conclu que le comportement

Fig. 8. — Variation de la fréquence de cassure f_c en fonction du temps écoulé après l'attaque chimique.

[Variation of the corner frequency f_c versus the time elapsed since etching.]

électrique dynamique de la surface pouvait être convenablement décrit par le circuit à éléments distribués de la figure 9.

Sur cette figure, R représente la résistance par unité de longueur ($R = 2 R_T / L_{GS}$ si $L_{GS} = L_{GD}$) de la fine couche conductrice en surface [5, 6], conduction généralement attribuée à la présence d'oxyde métal-arsenic [7] ou à un processus de conduction par saut entre défauts. C représente la capacité de surface par unité de longueur qui tient compte à la fois de la capacité de la zone dépeuplée de surface due au blocage du niveau de Fermi, mais également de la capacité liée aux pièges de surface. Cette dernière est dépendante de la fréquence. R et C varient en fonction du processus technologique utilisé pour les traitements de surface mais leurs valeurs normalisées pour une largeur de grille Z de $1 \mu\text{m}$ sont généralement comprises entre :

$$0,1 < R \text{ (G}\Omega/\mu\text{m)} < 4\,000$$

$$1 < C \text{ (fF}/\mu\text{m)} < 1\,000.$$

Fig. 9. — Modélisation de la surface par une ligne $R.C.$ R et C représentent respectivement la résistance et la capacité surface par unité de longueur.

[The lumped model of the GaAs surface. R is the surface leakage resistance per unit length and C is the surface capacitance per unit length.]

Afin de développer le modèle de bruit thermique de surface, nous supposons qu'en série avec chaque résistance élémentaire de surface, il existe un générateur de bruit thermique équivalent e_B dont la densité spectrale est donnée par le théorème de Nyquist : $S_v(f) = 4 kTR$, où T est la température du composant et k la constante de Boltzmann. Chacun de ces générateurs e_B produit une fluctuation du potentiel de surface et, par conséquent, une fluctuation de tension aux bornes de chaque capacité C . Cette fluctuation à la position z provoquée par e_B à la position l est donnée par :

$$v_B^+(z) = e_B \cosh \gamma l \frac{\sinh \gamma (L - z)}{\sinh \gamma L} \quad \text{si } z > l \quad (1)$$

et

$$v_B^-(z) = -e_B \cosh \gamma (L - l) \frac{\sinh \gamma z}{\sinh \gamma L} \quad \text{si } z < l. \quad (2)$$

Le détail du calcul ainsi que la signification de γ sont donnés en Annexe.

Cette fluctuation de tension $v_B(z)$ induit à son tour une fluctuation de l'épaisseur $d(z)$ de la zone dépeuplée de surface donnée par :

$$\Delta d(z) = -\frac{\alpha a}{2 V_{p0}(1 - X)} v_B(z) \quad (3)$$

où a représente l'épaisseur de la couche GaAs dopé, V_{p0} est la tension de pincement ($qNda^2/2\epsilon$, $\epsilon = 1,1 \times 10^{-10}$ F/m pour le GaAs) et $X = b/a$ où b est l'épaisseur de la couche épitaxiée sous la zone dépeuplée. En réalité, le potentiel de surface V_p qui serait nécessaire pour dépeupler complètement la couche épitaxiée à une fréquence f est dépendant de la fréquence et supérieur à V_{p0} à cause de la présence des pièges de surface.

V_p est donné par [5] :

$$V_p(f) = \alpha(f) V_{p0} \quad (w = 2 \pi f)$$

avec

$$\alpha = 1 / \left[1 + \frac{qN_{ss} \delta}{2 \epsilon} \delta \times (\arctg \omega \tau / \omega \tau + j \ln (1 + \omega^2 \tau^2) / 2 \omega \tau) \right]. \quad (4)$$

Dans l'équation (4), q est la charge de l'électron, N_{ss} la densité d'états de surface, δ l'épaisseur de la zone en surface où les états sont supposés répartis uniformément et τ est la constante de temps des états de surface [4].

L'épaisseur d de la région dépeuplée en surface est supposée être indépendante de z . Ceci est vrai pour une couche résistive à faible tension de polarisation si les résistances de contact sont faibles devant la résistance du canal [8]. Les fluctuations d'épaisseur en tout point z sont fortement corrélées (puisqu'elles proviennent toutes d'un même e_B).

Elles sont responsables d'une variation aléatoire $\Delta(\delta R_c)$ de la résistance du canal R_c . $\Delta(\delta R_c)$ est donnée par :

$$\Delta(\delta R_c) = \int_0^L -\frac{\Delta z}{G_0 L X^2 a} \frac{\Delta d(z)}{X} \quad (5)$$

d'où

$$\Delta(\delta R_c) = \frac{\alpha}{2 G_0 L X^2 V_{p0}(1 - X)} \times \left[\int_0^l v_B^-(z) dz + \int_l^L v_B^+(z) dz \right]. \quad (6)$$

L est la longueur de la couche résistive entre contacts et G_0 la conductance de cette couche s'il n'y avait pas de zone dépeuplée en surface ($G_0 = q \cdot Nd \cdot Z \cdot a \cdot \mu_0 / L$, μ_0 est la mobilité à champ faible). On pose $\rho = 1 / N_d q \mu_0$.

La fluctuation de courant dans la couche s'écrit alors :

$$\delta_i = G_0 X I_{DS} \Delta(\delta R_c). \quad (7)$$

La densité spectrale de puissance du bruit en courant due à toutes les sources non corrélées e_B présentes en tous points l ($0 < l < L$) est égale à :

$$S_i(f) = \int_0^L \delta_i^2 dl \quad (8)$$

et la puissance de bruit en tension est finalement donnée par :

$$S_e(f) = R_c^2 S_i(f). \quad (9)$$

En remplaçant les différentes quantités par leurs valeurs, on détermine que la densité spectrale totale du bruit en tension est donnée par l'expression :

$$S_e(f) = 4 kTR \left[\frac{I_{DS} \rho}{2 V_{p0} S(1 - X)X} \right]^2 \times \left[\frac{\alpha}{\gamma \cosh \frac{\gamma L}{z}} \right]^2 \left[\frac{\sinh pL - \sin pL}{2p} \right] \quad (10)$$

où R_c a été remplacé par $R_c = 1/G_0$ et où $S = Z$ a représenté la section de la couche résistive ; p est lié à la constante de propagation γ : $\gamma = p(1 + j)$, avec $p = \sqrt{\frac{RC\omega}{2}}$.

La densité spectrale de bruit est proportionnelle à I_{DS}^2 comme celle de tout bruit dû à une fluctuation de résistance. L'étude de la relation (10) fait apparaître en fonction du produit pL deux régions distinctes pour lesquelles les densités spectrales s'écrivent :

$$S_e(f) = 4 kTR \left[\frac{I_{DS} \rho}{2 V_{p0} SX(1 - X)} \right]^2 \times \frac{L^3}{[1 + K]^2 \times 12} \quad \text{si } pL \ll 1 \quad (11)$$

et

$$S_e(f) = 4 kTR \left[\frac{I_{DS} \rho}{2 V_{p0} SX(1-X)} \right]^2 \times \frac{\sqrt{2}}{(RC\omega)^{3/2} [1-K]^2} \quad \text{si } pL \gg 1 \quad (12)$$

où $|K| = qN_{ss} \delta / 2 \varepsilon$.

Les caractéristiques de ces deux régions sont :

1) Une région basse fréquence ($pL \ll 1$) où le bruit est indépendant de la fréquence mais proportionnel à L^3 .

2) Une région haute fréquence ($pL \gg 1$) où la densité spectrale de bruit est indépendante de L mais proportionnelle à $1/f^{3/2}$.

3) La fréquence de cassure f_c entre ces deux régions est donnée par l'expression :

$$f_c \approx \frac{|1 \pm K|^{4/3}}{L^2 RC} \quad (13)$$

3. Discussion.

Sur la base de l'analyse théorique, nous pouvons maintenant tenter une interprétation plus fine des résultats expérimentaux de la première partie.

L'évolution du bruit en fonction soit du traitement de la surface lors de la réalisation du composant soit d'une attaque chimique de cette surface s'explique par le fait que dans les deux cas, on modifie aussi bien la résistance de surface que la distribution des pièges de surface.

Les spectres de bruit observés sur la figure 5 sont tout à fait conformes qualitativement à ce que l'on pouvait attendre de la théorie. On constate en effet que :

- i) L'amplitude du bruit dans la région en $1/f^{3/2}$ est indépendante de L .
- ii) L'amplitude du bruit dans la région très basse fréquence croît avec L .
- iii) La fréquence de cassure entre ces deux régions croît quand L décroît.
- iiii) L'absence d'un plateau de bruit pour les fréquences très basses peut s'expliquer par le fait qu'il peut être masqué par un autre bruit en $1/f^\alpha$ ($\alpha \leq 1$). Les origines de ce bruit supplémentaire sont actuellement en cours d'étude.

Enfin, pour préciser la dépendance de l'amplitude du bruit en $1/f^{3/2}$ vis-à-vis de R , nous avons tracé (Fig. 10) les variations théoriques du bruit en fonction de R par unité de distance entre contacts pour trois valeurs différentes de la fréquence (1 kHz, 10 kHz, 100 kHz). Les valeurs numériques choisies pour les paramètres intervenant dans la relation (10) sont des valeurs courantes pour ce type de composant ($L = 1 \mu\text{m}$, $a = 100 \text{ \AA}$, $N_{ss} = 10^{12} \text{ at/cm}^2$, eV , $R_c = 100 \Omega$, $I_{DS} = 1 \text{ mA}$). La figure 10 montre qu'il

Fig. 10. — Variations théoriques de l'amplitude du bruit en $1/f^{3/2}$ en fonction de la résistance de surface et pour différentes fréquences ($N_{ss} = 10^{12} \text{ cm}^{-2} \cdot eV^{-1}$, $f = 1 \text{ kHz}$, $f = 10 \text{ kHz}$, $f = 100 \text{ kHz}$).

[Theoretical variation of the noise in a GaAs thin film resistor versus the surface resistance at different frequencies ($f = 1 \text{ kHz}$, $f = 10 \text{ kHz}$, $f = 100 \text{ kHz}$) ($N_{ss} = 10^{12} \text{ cm}^{-2} \cdot eV^{-1}$).]

existe une valeur particulière de $R = R_{\max}$ pour laquelle l'amplitude du bruit en $1/f^{3/2}$ passe par un maximum. Or, sur la figure 6 tracée à partir des données expérimentales, on observe effectivement un maximum d'amplitude pour le bruit en $1/f^{3/2}$ centré sur une valeur très voisine de celle prévue par le modèle.

4. Conclusion.

Nous avons donc montré que l'origine du bruit en $1/f^{3/2}$ fréquemment rencontré dans les structures GaAs, est en réalité un « bruit thermique de surface » résultant de la modulation du potentiel de surface par le bruit thermique de la couche conductrice présente à la surface de la zone interélectrode.

Nous avons mis en évidence l'existence d'une valeur de la résistance de surface $R_{\max}$ pour laquelle l'amplitude du bruit en $1/f^{3/2}$ passe par un maximum.

Ce bruit est non seulement présent sur les couches résistives mais peut aussi être généré dans les TEC GaAs où il existe toujours (même pour les structures grille creusée) une région de la surface de part et d'autre de la grille dans laquelle peut intervenir cette modulation parasite provoquée par le Bruit Thermique de Surface.

Remerciements.

Ce travail a été réalisé avec l'aide du Centre National d'Etudes Spatiales et de la société THOMSON-DAG qui a fourni un certain nombre de composants. Les auteurs remercient vivement Messieurs M. Bonnet, D. Pavlidis, J. P. Fortea et A. Roizes pour leur collaboration.

Annexe.

CALCUL DE LA FLUCTUATION DU POTENTIEL DE SURFACE EN TOUTE POSITION z . — La surface est représentée par un circuit $R.C$ (Fig. 9). Les contacts sont de type ohmique et la ligne de transmission correspondante est donc supposée fermée sur un court-circuit à chaque extrémité. Nous utilisons le formalisme de la ligne de transmission avec réflexions multiples [9].

On suppose qu'il existe un générateur de bruit thermique à la position l . Quelle est la fluctuation du potentiel de surface induite en un point z quelconque (Fig. 9) ?

Il faut distinguer deux cas :

1) z est entre l et L :

dans ce cas, la fluctuation en z est donnée par :

$$v^+(z) = \frac{e_B}{1 + \tanh \gamma l} \frac{e^{-\gamma z^+} - e^{-2\gamma(L-l)} e^{\gamma z^+}}{1 - e^{-2\gamma l} e^{-2\gamma(L-l)}}$$

où γ est la constante de propagation de la ligne ($\gamma = \sqrt{RC\omega}$) et L la longueur de la ligne entre contacts.

En utilisant l'égalité :

$$\frac{1}{1 + \tanh \gamma l} = \frac{\cosh \gamma l}{e^{\gamma l}}$$

on obtient finalement :

$$v^+(z) = e_B \cosh \gamma l \frac{\sinh \gamma (L - z)}{\sinh \gamma L}$$

2) z est entre 0 et l :

dans ce cas, $v(z)$ est donné par :

$$v^-(z) = -e_B \cosh \gamma (L - l) \frac{\sinh \gamma z}{\sinh \gamma L}.$$

Bibliographie

- [1] GRAFFEUIL, J., CAMINADE, J., Low frequency noise in GaAs Schottky-Gate FETs, *Electron. Lett.* **10** (1974) 266-267.
- [2] HELLUM, J. R., RUCKER, L. M., An anomalous behaviour in low frequency GaAs Resistor Noise, *Solid State Electron.* **28** (1985) 549-550.
- [3] DUH, K. M., ZHU, C., VAN DER ZIEL, A., Low frequency Noise in Gallium Arsenide MESFET, *Solid State Electron.* **27** (1984) 1003-1013.
- [4] HADJOUR, Z., *Analyse des dispersions fréquentielles de la transconductance ou de la capacité d'entrée dans un TEC GaAs en liaison avec les propriétés électriques de la surface entre contacts*. Thèse de 3^e Cycle. Université P. Sabatier, Toulouse, 1985.
- [5] GRAFFEUIL, J., HADJOUR, Z., FORTÉA, J. P., POUYSÉGUR, M., Analysis of capacitance and transconductance frequency dispersions in MES-FET's for surface characterization, *Solid State Electron.* **29** (1986) 1087-1097.
- [6] OZEKI, M., KODAMA, K., SHIBATOMI, A., Surface analysis in GaAs MESFET's by gm frequency dispersion measurement. Int. Symp. GaAs and related compounds, Japan 1981, *Inst. Phys. Conf. Ser.* **63** (1981) 323-328.
- [7] DUMAS, J. M., PAUGAM, J., LE MOUËLLIC, C., Evidence of detrimental surface effects on GaAs power MESFET's, *Electron. Lett.* **18** (1982) 1094-1095.
- [8] BAEK, J., SHUR, M. S., LEE, K. W., VU, T., Current-Voltage characteristics of Ungated GaAs FET's *IEEE Trans. Electron. Devices.* **32** (1985).
- [9] CHIPMAN, R. A., *Transmission lines*, Schaum's Outline Series (McGraw-Hill), 1968.