

# ETUDE ANALYTIQUE DES FLUCTUATIONS A HAUTES FREQUENCES DANS LA DIODE SCHOTTKY VARACTOR A LA BASE DE GaAs.

A. Mahi , FZ. Mahi , A. Helmaoui , A. Belghachi

Université de Bechar, Laboratoire de physique et dispositifs à semi-conducteur BP : 417 Bechar 08000, Algérie.

e-mail : [mido324532@yahoo.fr](mailto:mido324532@yahoo.fr)

ملخص :

الصمام الثنائي شوتكي المتميز بخاصية التزايد فوق الكمون و قدرة العمل في التوترات العالية.

انطلاقا من المحاسن الجيدة لهذا الصمام نقترح حساب التذبذب بطريقة تحليلية لهذا الصمام التناثيتوافق التذبذب الجوهري في حالة تطبيق فرق كمون ثابت على طرفي الصمام. التذبذب يظهر في التوترات العالية حتى تيراهرتز. الدراسة التحليلية يرجى منها تعديل ثوابت الصمام الثنائي شوتكي .

كلمات المفتاح :

الصمام شوتكي , توليد توتر تيراهرتز , تذبذب في التوترات العالية .

## Resume

Notre article est consacré à l'étude analytique de fluctuation intrinsèque de courant dans la diode Schottky varactor en régime stationnaire lorsque en applique une tension constant au borne de la diode Schottky varactor. Les fluctuations apparaissent dans des fréquences de résonances élevées qui tendent vers les terahertz, ces résonances sont utilisées pour générer des fréquences d'ordre terahertz. L'étude analytique permet d'améliorer les paramètres de la diode Schottky (concentration des porteurs libres, les longueurs des régions dopées.....) ainsi que les éléments de circuit résonant.

**Mots cles :** Diode Schottky varactor, fluctuation à haute fréquence, génération terahertz.

## Abstract

Because of the benefits we offer to calculate the fluctuation by an analytical model in this state in regime stationary corresponds to an "intrinsic fluctuation" in applying a constant voltage to the Schottky diode. Both fluctuation appear high resonant frequencies tend to terahertz; these resonances are beneficial to generate a terahertz frequencies. The analytical study permit to improve the parameters of the Schottky diode (concentration of free carriers, the lengths of the doped regions ... ..).

**Keyword:** Schottky varactor diode, fluctuation in high-frequency terahertz, generation terahertz.

## 1. Introduction:

Les systèmes de communications millimétriques sont le plus souvent utilisés pour transmettre et recevoir des signaux à très hautes fréquences. De plus en plus des recherches dans le monde s'intéressent de près ou de loin à ces applications. La génération des fréquences élevées par la technique de multiplication de fréquence à l'aide de La diode Schottky nécessite que le phénomène de fluctuation à hautes fréquences dans ce dispositif soit bien caractérisé. Pour réaliser ce but, nous avons utilisé dans ce travail la méthode de simulation, où les formules de base sont développées par un modèle analytique valable à hautes fréquences permet de mesurer ce bruit dans un composant non-

linéaire. À la section 2 nous développent un modèle analytique qui permet de calculer la fluctuation intrinsèque de courant dans la diode Schottky varactor, les résultats de simulations de la densité spectrale de la fluctuation intrinsèque de courant seront analysées au cour de la section 3, nous présenterons une étude de l'influence des différents paramètres de la diode Schottky sur le spectre de fluctuation intrinsèque à hautes fréquences et section 4 présente une conclusion.

## 2. Etudes analytiques de la densité spectrale en courant :

Au départ nous développons un modèle analytique permettant de calculer la densité spectrale de

courant à hautes fréquences dans la structure  $n^+n$ -métal de la diode Schottky varactor fig.1. Tel que  $l_-$  est la longueur de la région neutre  $n$  avec le dopage  $N_-$  et  $l_+$  la longueur de la région  $n^+$  avec un dopage  $N_+$  [1].

On suppose que : (i) Concentration des porteurs libres  $N_+$  et  $N_-$  n'est plus négligeable dans les régions  $n^+$  et  $n$ , (ii) variation de concentration dans les régions  $n^+$  et  $n$  est abrupte, (iii) la zone de déplétion vide des porteurs, (iiii) on applique une tension constante au borne de la diode ce que signifie que le champ de fluctuation qui apparaisse est le même sur tous les régions.

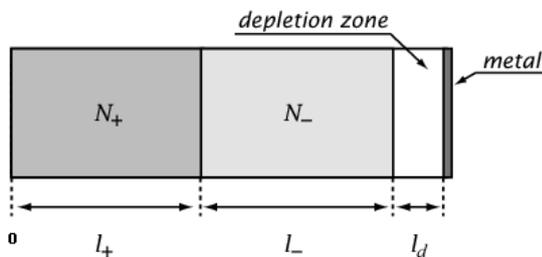


Fig. 1. La structure  $n^+n$ -métal de la diode Schottky varactor :  $l_-$  est la longueur de la région neutre  $n$  avec le dopage  $N_-$ ,  $l_+$  la longueur de la région  $n^+$  avec un dopage  $N_+$  et  $l_d$  est la longueur de la région de déplétion.

On définit le champ de la structure par

$$E(x) = \begin{cases} 0 & \text{pour les régions } \begin{cases} 0 < x < l_+ + l_- \\ l_+ + l_- < x < L \end{cases} \\ \frac{eN_-}{\epsilon_0\epsilon_r}(x - l_+ - l_-) & \text{pour les régions } \begin{cases} 0 < x < l_+ + l_- \\ l_+ + l_- < x < L \end{cases} \end{cases} \quad (1)$$

Tel que  $e$  est la charge d'électron,  $\epsilon_0$  la permittivité de vide,  $\epsilon_r$  la permittivité relative,  $L = l_+ + l_- + l_d$  est la longueur totale de la diode,  $l_d$  est la longueur de la région de déplétion, caractérisée par une barrière de potentiel  $V_d$  et la tension appliquée  $V$ , suivant l'expression

$$l_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r}{eN_-}(V_d - V)} \quad (2)$$

Sous l'action d'une polarisation modérée, le mouvement des électrons libres à l'intérieur des régions neutres de la diode Schottky est désordonné ce qui apparaît une fluctuation de champ électrique [2]. La concentration des porteurs libres à l'intérieur de la diode Schottky est déplacée par rapport à la concentration initiale de dopage, il en résulte une fluctuation des porteurs libres entre l'état initial et l'état final [3.4]. La variation de la densité de charge provoque une perturbation du champ électrique  $\delta E(x)$  exprimée par l'équation suivante

$$\delta E(x) = \begin{cases} \Delta E - \frac{eN_+}{\epsilon_0\epsilon_r}\delta x_+ & 0 < x < l_+ \\ \Delta E - \frac{eN_-}{\epsilon_0\epsilon_r}\delta x_- & l_+ < x < l_+ + l_- \\ \Delta E & l_+ + l_- < x < L \end{cases} \quad (3)$$

Où  $\delta x_+$  est la distance de l'évolution dans la région  $n^+$ ,  $\delta x_-$  est la distance de l'évolution dans la région  $n$ .

La partie homogène de la perturbation globale  $\Delta E$  est déterminée sous la condition d'une polarisation constante  $V$  et par suite la variation de voltage aux bornes de la diode égale à zéro  $\delta V = 0$  suivant la formule

$$\delta V = l_+ \left( \Delta E - \frac{eN_+}{\epsilon_0\epsilon_r}\delta x_+ \right) + l_- \left( \Delta E - \frac{eN_-}{\epsilon_0\epsilon_r}\delta x_- \right) + l_d \Delta E = 0 \quad (4)$$

A partir de Eq (4), il est possible de calculer la perturbation homogène du champ électrique donnée par l'équation suivante

$$\Delta E = \frac{e}{\epsilon_0\epsilon_r L} [N_+ l_+ \delta x_+ + N_- l_- \delta x_-] \quad (5)$$

On peut définir la fluctuation du champ électrique dans chaque région  $n^+$  et  $n$  ( $i = \pm$  le degré de dopage) à partir des équations Eq (3) et Eq (5)

$$\delta E_i = \frac{e}{\epsilon_0\epsilon_r} \begin{cases} -(1 - r_+)N_+\delta x_+ + r_-N_-\delta x_- & i = + \\ r_+N_+\delta x_+ - (1 - r_-)N_-\delta x_- & i = - \end{cases} \quad (6)$$

Tel que  $r_i = \frac{l_i}{L}$  est la longueur relative de  $i$ -région ( $i = \pm$ ).

Afin de décrire la dynamique de la fluctuation des porteurs libres à l'intérieur des régions neutres  $n^+$  et  $n$ , on utilise l'équation de Langevin donnée par l'équation suivante [3-5]

$$\frac{d^2}{dt^2}\delta x_{\pm} + v_{\pm} \frac{d}{dt}\delta x_{\pm} = \frac{e}{m}\delta E_{\pm}(x) + f_{\pm} \quad (7)$$

Avec les signes “+” et “-” correspond à la région  $n^+$  et la région  $n$  respectivement,  $v_{\pm}$  est le moment de la relaxation,  $f_{\pm}$  la force de Langevin exprimée la source de fluctuation dans  $\pm$  région.

Pour passer à la représentation spectrale de fluctuation des porteurs libres, on écrit l'équation Eq (7) sous la forme matricielle

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{21} \\ a_{12} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{bmatrix} \delta x_+(\omega) \\ \delta x_-(\omega) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} f_+(\omega) \\ f_-(\omega) \end{bmatrix} \quad (8)$$

Les éléments de matrice sont [1] :

$$a_{11} = \omega_+^2 - \omega^2 + i\omega v_+ + a_{21}, a_{21} = -r_+ \omega_+^2, \quad a_{12} = -r_- \omega_-^2, \\ a_{22} = \omega_-^2 - \omega^2 + i\omega v_- + a_{12}.$$

$\omega_{\pm}^2 = \frac{e^2 N_{\pm}}{\epsilon_0 \epsilon_r m}$  Est la fréquence plasma des porteurs libres dans les  $\pm$  régions.

La perturbation de la densité de charge surfacique est reliée à la fluctuation du champ électrique, par la relation suivante [1]

$$\delta\sigma_M = \epsilon_0 \epsilon_r \Delta E \quad (9)$$

D'autre part, la fluctuation de la densité de courant  $\delta J$  en circuit extérieure est déterminée par la variation de la densité de charge, on utilise l'expression Eq (5).

$$\delta J = A \frac{d}{dt} \delta\sigma_M = \frac{eA}{L} [N_+ L_+ \frac{d}{dt} \delta x_+ + N_- L_- \frac{d}{dt} \delta x_-] \quad (10)$$

On définit alors la fluctuation de courant en circuit extérieure par

$$\delta J(\omega) = i\omega \frac{eA}{L} [N_+ L_+ \delta x_+(\omega) + N_- L_- \delta x_-(\omega)] \quad (11)$$

Les termes  $\delta x_+(\omega)$  et  $\delta x_-(\omega)$  sont déterminés à partir de l'équation matricielle Eq (8).

A l'aide de théorème de Nyquist, la densité spectrale de Langevin force normalisée par les porteurs libres dans les régions  $\pm$  est donnée par l'expression suivante

$$S_{JJ}^{\pm} = 4kT \frac{v_{\pm}}{m} \frac{1}{AN_{\pm}L_{\pm}} \langle \delta J^2(\omega) \rangle \quad (12)$$

Avec :

$$\langle \delta J^2(\omega) \rangle = \delta J \delta J^* \quad \text{Et} \quad f_{ij}^* = \begin{cases} 1 & i = j \\ 0 & i \neq j \end{cases}$$

On injecte la valeur quadratique moyenne de la densité de courant  $\langle \delta J^2(\omega) \rangle$  et en considérant que les forces de Langevin sont incorrélatées, la densité spectrale en courant est donnée par [6] :

$$S_{JJ} = \frac{4kT A e^2}{m L^2} [v_+ N_+ L_+ \left| \frac{\omega(a_{22} - a_{12})}{a_{22} a_{11} - a_{12} a_{21}} \right|^2 + v_- N_- L_- \left| \frac{\omega(a_{11} - a_{21})}{a_{22} a_{11} - a_{12} a_{21}} \right|^2] \quad (13)$$

Cette équation est la base de notre analyse sur le spectre de la fluctuation intrinsèque de courant dans la diode Schottky varactor.

### 3. RESULTATS ET DISCUSSIONS :

#### 3.1. Densité de bruit intrinsèque en fonction de fréquence :

Pour calculer la densité de fluctuation intrinsèque, nous avons utilisé l'équation Eq (13), les résultats sont représentés sur la fig.2 .

Sur la courbe (bleu) caractérisée par le même dopage dans les deux régions  $n^+$ ,  $n$  et l'absence de zone de déplétion ( $N_+ = N_-, l_d = 0$ ), la structure  $n^+n$ -métal (Fig.1) se simplifie à un barreau homogène avec le même temps de relaxation dans les deux régions  $n^+$  et  $n$  ( $v_+ = v_-$ ). Dans ce cas, le spectre de bruit est Lorentzien dû au passage des porteurs à l'absence de région de déplétion. À hautes fréquences la densité spectrale diminue à cause de la diminution de temps de transit.

Pour le cas  $N_+ = 10N_-, l_d = 0$ , sur la courbe (verte), la valeur de la densité spectrale augmente à faible fréquence par rapport à celle de premier cas à cause de l'augmentation de concentration  $N_+$  dans la région  $n_+$ . Cette structure présente un pique à haute fréquence ( $f = 2 \times 10^{13} Hz$ ) intervient de la différence de fréquence de plasma  $\omega_+$  et  $\omega_-$  ( $N_+ \neq N_-$ ) dans ce cas les porteurs libres présentent une fluctuation entre la concentration  $N_+$  et  $N_-$  (la fréquence de plasma ce déplace entre  $\omega_+$  et  $\omega_-$ ).

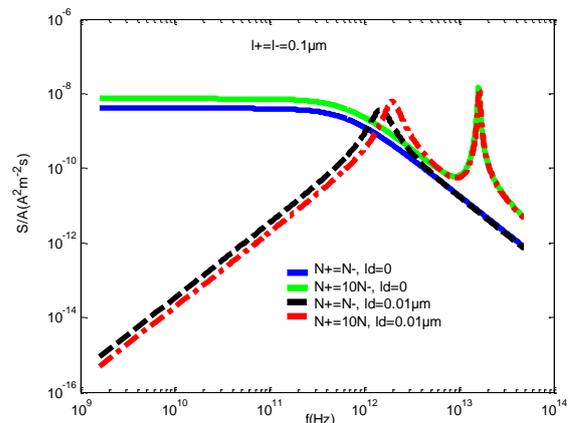


Fig. 2 : Spectre de fluctuation du courant dans une diode Schottky Varactor  $n^+n$ -métal en GaAs :  $l_+ = l_- = 0.1 \mu m$ ,  $v_- = v_+ = 0.1 \omega_-$ ,  $T = 300K$ ,  $N_- = 5.10^{17} cm^{-3}$ ,  $N_+ = 10N_-, \epsilon_r = 12.8, m^* = 0.067m_0$ .

Pour les deux structures courbe (noire) et (rouge), la densité spectrale augmente par un facteur  $\omega^2$  et présente un pique d'oscillation à basse fréquence ( $f = 2 \times 10^{12} Hz$ ) dû aux porteurs qui changent leurs directions et ne peuvent pas traverser la barrière de potentiel. Ainsi la différence de concentration entre les régions  $n^+$  et  $n$  courbe (rouge) conduit à un déplacement de fréquence de plasma et par conséquent une oscillation à haute fréquence (pique à haute fréquence  $f = 2 \times 10^{13} Hz$ ).

### 3.2. Influence de dopage sur le bruit intrinsèque :

Dans le but de montrer l'influence de dopage sur le spectre de fluctuation, on propose deux couples de dopage  $N_- = 5 \times 10^{16} cm^{-3}, N_+ = 10N_-$  et  $N_- = 5 \times 10^{16} cm^{-3}, N_+ = 50N_-$ , la densité spectrale calculée sur les figures Fig. 3 et Fig. 4 successives.

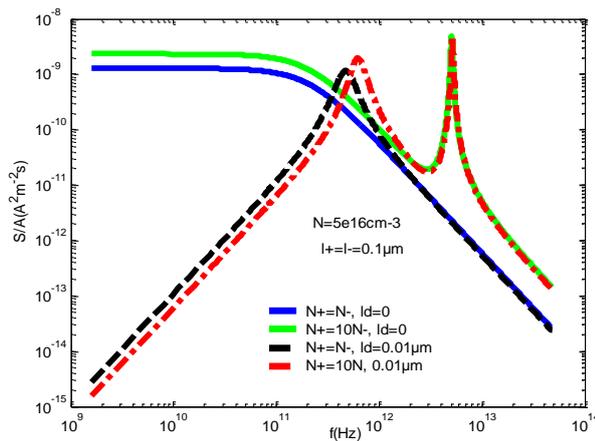


Fig. 3 : Spectre de fluctuation du courant dans une diode Schottky Varactor  $n^+$ - $n$ -métal en GaAs. Avec :  $l_+ = l_- = 0.1 \mu m$ ,  $v_- = v_+ = 0.1 \omega$ ,  $T = 300K$ ,  $N_- = 5.10^{16} cm^{-3}$ ,  $N_+ = 10N_-$ ,  $\epsilon_r = 12.8$ ,  $m^* = 0.067m_0$ .

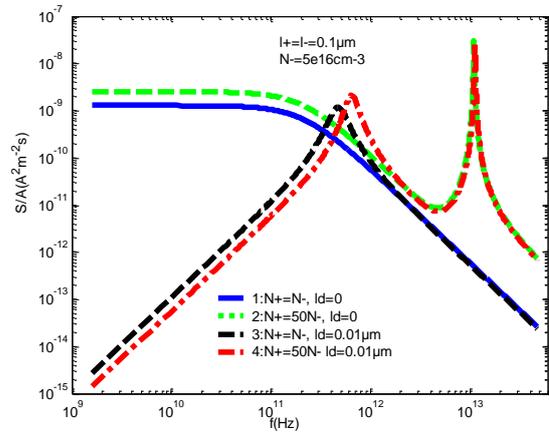


Fig. 4 : La densité spectrale de fluctuation du courant dans une diode Schottky Varactor  $n^+$ - $n$ -métal en GaAs. Avec :  $l_+ = l_- = 0.1 \mu m$ ,  $v_- = v_+ = 0.1 \omega$ ,  $T = 300K$ ,  $N_- = 5.10^{16} cm^{-3}$ ,  $N_+ = 50N_-$ ,  $\epsilon_r = 12.8$ ,  $m^* = 0.067m_0$ .

Les fréquences de plasma sont reliées directement avec le dopage des régions  $n^+$  et  $n$  par les relations :

$$\omega_-^2 = \frac{e^2 N_-}{\epsilon_0 \epsilon_r m} \text{ et } \omega_+^2 = \frac{e^2 N_+}{\epsilon_0 \epsilon_r m}$$

Pour montrer l'influence de différence de dopage entre les régions  $n^+$  et  $n$ , sur le spectre de bruit on compare les deux figures Fig. 3 et Fig. 4.

La variation de dopage entre  $N_+ = 50N_-$  (Fig. 4) et  $N_+ = 10N_-$  (Fig. 3) entraîne une augmentation des fréquences de plasma  $\omega_+$  et par conséquent le deuxième pique de la densité spectrale correspond à  $f = 2 \times 10^{13} Hz$  (Fig. 4) se déplace vers les basses fréquences  $f = 5 \times 10^{12} Hz$  (Fig. 3).

La figure Fig. 4 montre que la valeur de la densité spectrale correspond au pique de fréquence  $f = 2 \times 10^{13} Hz$  qui augmente à cause de l'augmentation de dopage  $N_+ = 50N_-$ .

Pour montrer l'effet de concentration des porteurs libres nous comparons les figures Fig. 2 et Fig. 3, où la différence de dopage pour les deux figures est le même  $N_+ = 10N_-$  et on utilise une concentration  $N_- = 5 \times 10^{17} cm^{-3}$  pour la figure Fig. 2 et  $N_- = 5 \times 10^{16} cm^{-3}$  pour la figure Fig. 3. La comparaison montre que la densité spectrale réduite d'une valeur  $7.34 \times 10^{-9} A^2 m^{-2} s$  (Fig. 2) à  $2.3 \times 10^{-9} A^2 m^{-2} s$  (Fig. 3) à cause de la diminution de temps de transit.

**3.3. L'influence de longueur des régions sur le bruit intrinsèque:**

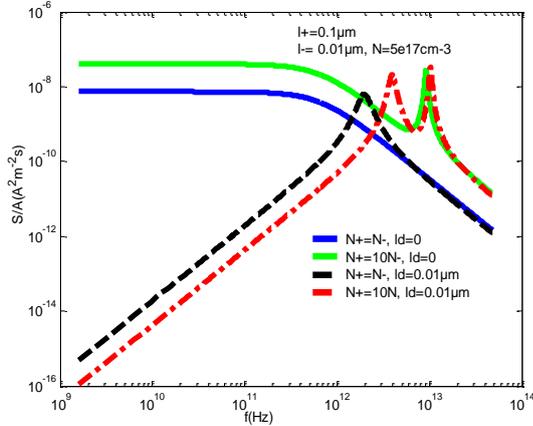


Fig. 5 : La densité spectrale de fluctuation du courant dans une diode Schottky Varactor n<sup>+</sup>-n-métal en GaAs avec : l<sub>+</sub>=0.1μm, l<sub>-</sub>=0.01μm, v<sub>-</sub>=v<sub>+</sub>=0.1ω<sub>-</sub>, T=300K, N<sub>-</sub>=5.10<sup>17</sup>cm<sup>-3</sup>, N<sub>+</sub>=10N<sub>-</sub>, ε<sub>r</sub>=12.8, m<sup>\*</sup>=0.067m<sub>0</sub>.

Le changement effectué sur la densité spectrale par la longueur de région neutre de la diode Schottky (L<sub>-</sub>) est représenté sur la figure Fig.5 .

La diminution de la longueur L<sub>-</sub> = 0.01μm(Fig. 5) par rapport à L<sub>-</sub> = 0.1μm (Fig.2) entraîne une augmentation de conductance à cause des concentrations des porteurs qui traversent la barrière. Ainsi que la réduction de longueur de dispositif L = l<sub>+</sub> + L<sub>-</sub> + l<sub>a</sub> qui diminue le facteur de champ de fluctuation δE [7]. Cet effet contribue à l'augmentation de fréquence de plasma et par suite le pique de fréquence de plasma déplace vers les hautes fréquences.

**3.4. L'influence de tension de polarisation sur le bruit intrinsèque :**

Pour présenter la densité spectrale à différentes tensions de polarisation, nous introduisons la variation de la zone d'espace de charge en fonction de tension de polarisation. Cette variation introduit une variation directe sur la longueur totale de dispositif L , les longueurs relatives r<sub>+</sub>, r<sub>-</sub> et finalement sur la densité spectrale de bruit.

Les résultats sont représentés sur la Fig. 6, elle montre une comparaison entre la densité spectrale calculée à la limite de barrière U = 0.65V (à la présence de la zone

de déplétion) et à la condition de bande plate U = 1V (à l'absence de la zone de déplétion).

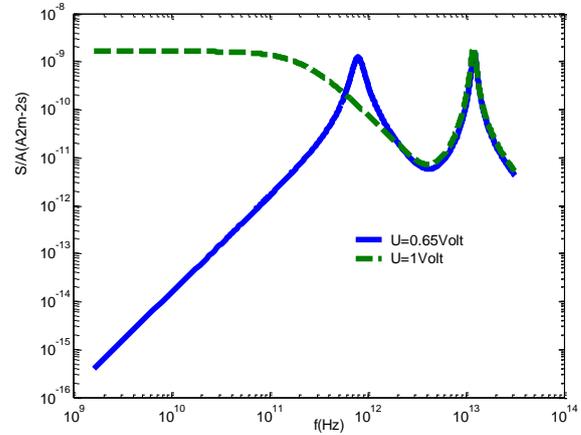


Fig. 6 : La densité spectrale dans une diode Schottky Varactor n<sup>+</sup>-n-métal en GaAs pour différentes polarisations. l<sub>+</sub>=0.05μm, l<sub>-</sub>=0.15μm, v<sub>-</sub>=0.1 ω<sub>-</sub>, v<sub>+</sub>=0.1ω<sub>+</sub>, T=300K, N<sub>-</sub>=5.10<sup>16</sup>cm<sup>-3</sup>, N<sub>+</sub>=2.10<sup>18</sup>cm<sup>-3</sup>.

Aux faibles fréquences la densité spectrale pour U = 1Volt (Fig. 6) est proportionnelle à la conductance. Aux hautes fréquences, le spectre de bruit augmente et présente un pique dû à la différence entre les deux concentrations N<sub>-</sub> et N<sub>+</sub>.

Le spectre de bruit de la structure n<sup>+</sup>n -métal pour U = 0.65Volt à la présence de la région de déplétion est proportionnel à ω<sup>2</sup>. Dans ce cas la fluctuation présente deux piques d'oscillations à 10<sup>12</sup>Hz et à 10<sup>13</sup>Hz, le premier est dû aux porteurs qui ont une énergie inférieure à l'énergie de la barrière de potentiel, donc ces porteurs ne peuvent pas traverser la barrière et par conséquent change leurs directions vers la région neutre du semi-conducteur. La deuxième oscillation (deuxième pique) correspond à une fréquence proportionnelle à la fréquence de plasma causée par la différence de dopage entre les régions n<sup>+</sup> et n.

**4. Conclusion :**

Nous concluons que les niveaux d'énergie des charges sont différents d'une région à l'autre. Ceci permet de créer des zones d'accumulations et d'appauvrissements impliquant une fluctuation des porteurs libres, qui est calculée par un nouveau modèle analytique basé sur l'équation de Langevin.

D'après les résultats obtenus, on conclue que la présence de la région de déplétion influe sur la



fluctuation de bruit en basses fréquences par contre à haute fréquence, la variation de la densité de bruit est conditionnée par l'augmentation de dopage dans la région la plus dopée ( $N_+$ ).

Les fluctuations de courant aident à extraire des harmoniques générés par la multiplication de fréquence par la capacité varactor.

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] -P.Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, L. Reggiani, L. Varani et J. C Vaissière, 'Analytical Model of high-frequency noise Spectrum in Schottky-barrier diodes', IEEE Electron Device Letters, Vol. 26, NO. 1, pp. 2-4, Janvier 2005.

[2] -P.Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, S. Pérez, T. Gonzalez, L. Reggiani, L. Varani et J. C Vaissière, 'Monte Carlo Simulation of Schottky Diodes Operating Under Terahertz Cyclostationary conditions', IEEE Electron Device Letters, Vol. 25, NO. 1, pp. 1- 3, Janvier 2004.

[3] -O. M. Bulashenko, P. Gaubert, L. Varani, J. C Vaissière et J. P. Nougier, 'Impedance field and noise of submicrometer  $n^+n^+$  diodes analytical approach', Journal of Applied Physics, Vol. 88, N° 8, pp. 4709-4716, 15 October 2000.

[4] -P.Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, T. Gonzalez, J. Mateos, D. Pardo, L. Reggiani, L. Varani, J. C Vaissière et J. P. Nougier, 'Spatiotemporal correlation of conduction current fluctuations within a hydrodynamic- Langevin scheme', Applied. Physics Letters, Vol. 74, N° 5, pp. 723-725, 1 Février 1999.

[5] -P.Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, T. Gonzalez, J. Mateos, D. Pardo, L. Reggiani, L. Varani et J. C Vaissière, 'Langevin forces and generalized transfer fields for noise Modeling in deep submicrometer devices', IEEE Trans Electron Device, Vol. 47, NO. 10, pp. 1992-1998, Oct 2000.

[6] -F.Z. Mahi, A. Helmaoui, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, Calculation of the intrinsic spectral density of current fluctuations in nanometric Schottky-barrier diodes at terahertz frequencies, Vol. 403, pp. 3766-3768, October 2008.

[7] -Michael Trippe, Gijs Bosman and Aldert Van der Ziel, 'Transit- Time Effects in the Noise of Schottky-Barrier Diodes', IEEE Transactions On Microwave

Theory and Techniques, Vol. MTT- 34, NO. 11, pp. 1183-1192, November 1986.