

# LES BRUITS DE L'AMPLIFICATEUR OPTIQUE DANS UNE LIAISON OPTIQUE

H. ould saadi A. temmar A. boutaleb  
Institut des Télécommunication d'Oran  
route d'Es-Sénia, 31000  
oshocine@yahoo.fr - a\_temmar@Hotmail.com - boutaleb\_a\_bdelmadjid@yahoo.fr

**Résumé :** Dans cet article nous mettons en évidence les bruits internes engendrés par l'amplificateur optique à fibre dopée à l'erbium (AFDE). Ces bruits, appelés bruits de l'ESA (Emission Spontanée Amplifiée), sont dus aux phénomènes de l'émission spontanée, apparaissant au niveau du milieu amplificateur, qui est la fibre dopée. Les bruits de l'ESA apparaissent dans la formule du rapport signal sur bruit, au niveau du photodétecteur, d'un système de transmission optique, pour la mesure de la qualité de transmission.

**Mots clés :** Amplificateur optique, Bruits de l'ESA, Photodétecteur, Système de transmission, Qualité.

## 1. Introduction :

L'amplificateur optique à fibre dopée à l'erbium (AFDE) constitue un dispositif optique important. Il a contribué énormément au développement des télécommunications optiques des systèmes à haut débit. En effet, avec son gain important et sa large bande, il a permis le développement des systèmes longues distances et l'amplification simultanés de plusieurs canaux multiplexés. Cependant, il présente, au niveau de la photoréception, des bruits de l'ESA dus essentiellement aux phénomènes de l'émission spontanée, influençant ainsi la qualité de transmission dans un système de transmission (Fig.1).

Notre travail consiste à analyser chacun de ces bruits générés par l'amplificateur en fonction de la puissance optique injectée à l'entrée, afin de mettre en évidence leurs influences sur la qualité de transmission d'une liaison à fibre optique [1,2].

## 2. Calcul de la qualité dans un système de transmission :

La qualité d'un système de transmission numérique (Fig.1), est donnée par la mesure de la probabilité d'erreur ou le rapport signal sur bruit, au niveau du photodétecteur.

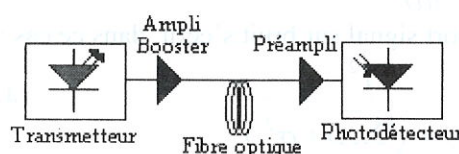


Fig.1 : Schéma d'un système de transmission optique.

Si on suppose que la statistique de bruit est gaussienne et dépendante du seuil de détection, le rapport signal sur bruit  $\rho$  s'écrit :

$$\rho = \frac{I^2}{\left(\sigma_{th} + \sqrt{2IeB + \sigma_{th}^2}\right)^2} \quad (1)$$

Où,  $e$  représente la charge de l'électron,  $B$  la bande du filtre de réception,  $I$  le courant moyen détecté et  $\sigma_{th}^2$  le bruit thermique.

Les performances s'évaluent par le calcul du rapport signal sur bruit, au niveau du photorécepteur, qui dépend du signal et de toutes les contributions des bruits.

## 3. Contributions des bruits de l'ESA au niveau de photodétecteur :

### 3.1 Cas d'une liaison sans amplificateur :

Dans le cas d'une transmission numérique, et avec une modulation par tout ou rien, la puissance optique moyenne  $P$  [3,4,5], qui arrive à l'entrée du photodétecteur, de rendement quantique  $\eta$ , donne naissance à un courant électrique  $I$  moyen détecté par la photodiode. Si le courant d'obscurité est

négligé, le courant moyen détecté est donné par :

$$I = \frac{e\eta}{h\nu} P \quad (2)$$

Avec  $h$  la constante de Planck,  $\nu$  la fréquence et  $P$  la puissance optique reçue. Par ailleurs, au niveau du détecteur on trouve, en plus du bruit thermique  $\sigma_{th}^2$ , le bruit quantique appelé aussi bruit de grenaille  $\sigma_g^2$  lié à la nature corpusculaire (ou granulaire) de la lumière reçue. Il est considéré comme un bruit blanc, additif, dont la densité spectrale de puissance dépendra de la puissance du signal. Ce bruit est donné par :

$$\sigma_g^2 = \frac{2e^2\eta B}{h\nu} P \quad (3)$$

Le rapport signal sur bruit s'écrit, dans ce cas :

$$\rho = \frac{I^2}{\left(\sigma_{th} + \sqrt{2IeB + \sigma_{th}^2}\right)^2} \quad (4)$$

La figure 2 illustre les différentes contributions de bruits apparaissant au niveau du photodétecteur dans une liaison sans amplificateur [6,7].

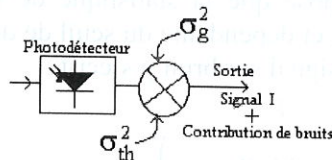


Fig.2 : Schéma représentatif des bruits à la sortie du photodétecteur.

### 3.2 Cas d'une liaison amplifiée :

La présence de l'amplificateur optique de gain  $G$  augmente le signal optique mais engendre des bruits de l'émission spontanée amplifiée (ESA) [3,7].

Ainsi, en présence d'un amplificateur la formule 2 devient :

$$I = \frac{e\eta}{h\nu} GP \quad (5)$$

En sortie du détecteur, le signal sera de la forme  $GP + N$ , où  $N$  caractérise la densité spectrale de puissance de bruit de l'amplificateur, représentant un processus gaussien centré.  $n_{sp}$  étant le facteur de bruit de l'amplificateur, la formule donnant  $N$  s'écrit :

$$N = P_{ESA} = n_{sp}(G-1)h\nu \quad (6)$$

La contribution des bruits de l'émission spontanée amplifiée, dans ce cas, est caractérisée par trois principales composantes de densités de puissance de bruits [7], et qui s'écrivent, simultanément

$$\sigma_{gs}^2 = \frac{2e^2\eta}{h\nu} GPB \quad (7)$$

$$\sigma_{gsp}^2 = 2e^2\eta G\mu n_{sp} BB_a \quad (8)$$

$$\sigma_{ssp}^2 = \frac{4e^2\eta^2}{h\nu} G^2 n_{sp} PB \quad (9)$$

$$\sigma_{spsp}^2 = 2e^2\eta^2 \mu n_{sp}^2 G^2 B_a B \quad (10)$$

La figure 3 met en évidence les différentes contributions de bruits apparaissant au niveau du photodétecteur dans une liaison utilisant un amplificateur optique.

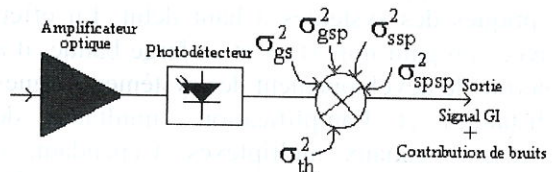


Fig.3 : Schéma des bruits à la sortie du photodétecteur dans une liaison optique amplifiée.

Le rapport signal sur bruit  $\rho$  en réception, en tenant compte de toutes les contributions de bruit, s'écrit :

$$\rho = \frac{I^2}{\left(\sqrt{\sigma_{th}^2 + \sigma_{spsp}^2 + \sigma_{ssp}^2} + \sqrt{\sigma_{th}^2 + \sigma_{spsp}^2 + \sigma_{gs}^2 + \sigma_{gsp}^2 + \sigma_{ssp}^2}\right)^2} \quad (11)$$

L'intérêt de l'amplificateur optique réside dans la possibilité de rendre faible la contribution du bruit thermique  $\sigma_{th}^2$ , de ce fait, ce terme sera négligé. Cette hypothèse peut être confirmée par des mesures des différentes densités de bruits en fonction de la puissance émise à l'entrée [7, 8, 9] (Fig.4).

L'interprétation de cette figure permet en effet de montrer que :

- La densité de bruit thermique  $\sigma_{th}^2$  est négligeable quelque soit la puissance émise, avec un niveau de -60dB par rapport au plus grand des bruits.



- Les densités de bruit  $\sigma_{th}^2$ ,  $\sigma_{gsp}^2$  et  $\sigma_{spsp}^2$  restent constantes.
- Les densités de bruit de battements  $\sigma_{ssp}^2$  et  $\sigma_{sp}^2$  sont dominantes, tant que la puissance émise est inférieure à 1mW.
- Au-delà du milliwatt, le bruit de grenaille  $\sigma_{gs}^2$  devient prépondérant.

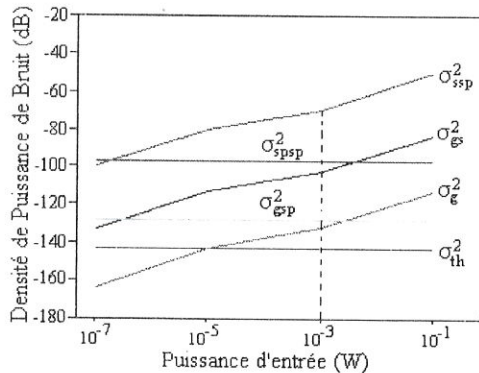


Fig.4 : Densités de puissances de bruits en fonction de la puissance d'entrée.

Les bruits de l'ESA apparaissant à la réception, seront éliminés par la présence d'un filtre optique, dont la bande optique est bien choisie, et placé avant le photorécepteur ; comme le montre bien la courbe de la figure 5 dont la valeur de la bande optique du filtre est mise en évidence.

#### 4. Conclusion :

L'analyse effectuée, montre bien la distribution des densités de bruits de l'émission spontanée amplifiée, en fonction de la puissance du signal utile, dans un système de transmission utilisant un amplificateur optique. Le bruit thermique est noyé par les autres bruits, et de ce fait, il est sans influence sur la qualité de transmission. En outre, les seuls bruits influençant, à la réception, sont les deux bruits de battements de l'ESA. Par ailleurs ces bruits qui influencent le photodétecteur doivent être éliminés par un filtre optique, très bien calculé, afin d'éviter l'interférences entres symboles (IES).

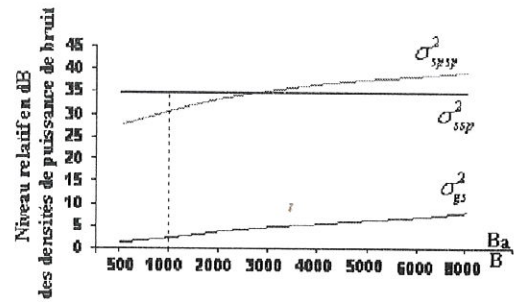


Fig.5 : Courbe de bruits en fonction de la bande relative du filtre optique.

#### 5. Références :

- [1] I. et M. Joindot et al, les télécommunications par fibre optiques, *Collection Technique et Scientifique des télécommunications*, Dunod, 1996.
- [2] Alcatel, Réseaux métropolitains, *revue des télécommunications d'Alcatel*, 2002.
- [3] M. Joindot, Systèmes de transmission sur fibre optique, *Traité des télécommunications*, TE7115, 2000.
- [4] P. Lecoy, Télécoms sur fibres optiques, *Réseaux et Télécoms*. Hermes, 2<sup>ème</sup> Ed., 1997
- [5] E. Desurvire, Erbium doped fiber amplifiers, Principles and Applications, *Wiley Interscience, John Wiley and Sons*, Newyork, 1994.
- [6] H. Ould Saadi, A.Temmar, Optimisation de l'amplificateur optique à fibre utilisé dans un système de transmission, USTO Cnie'04, 2004.
- [7] H.Ould Saadi, Contribution de l'amplificateur optique à fibre dopée à l'erbium dans l'amélioration des performances d'une liaison optique, Thèse magister, ITO, 2004.
- [8] H. Ould Saadi, A.Temmar, Performances d'un système de transmission en fonction de la position de l'amplificateur optique, USTO Ciie'06, 2006.
- [9] A.Temmar and co, Simulation based analysis of erbium fiber doped amplifier, *JAS*, 6(4), 2006, Ansinet.

# Effets du champ de polarisation sur le facteur de transmission et la densité de courant tunnel résonnant de trous dans la structure puits/double-barrière AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>/AlGa<sub>N</sub> würtzite

N.MOKDAD, K.ZITOUNI, A.KADRI

Laboratoire d'Etude des Matériaux Optoélectroniques et Polymères, (L.E.M.O.P.)  
Département de Physique, Faculté des Sciences  
Université d'Oran (Es-Senia)

## Abstract :

In this work, we study the double barrier quantum well würtzite GaN/ AlGa<sub>N</sub> heterostructures where a polarization field of order 1MV/cm is present. This field is due to the algebraic sum of two contributions: the spontaneous and the piezoelectric polarizations.

The calculations of hole transmission amplitudes and hole resonant tunneling current are carried out within the envelope function and the transfer matrix methods through the 6x6 Rachba-Sheka Hamiltonian where strain effects are taken into account via the Pikus-Bir. Hamiltonian and polarization effects are introduced via a piezoelectric tensor.

Our results show that when the GaN well and the AlGa<sub>N</sub> barrier are biaxially strained with piezoelectric and spontaneous polarizations, the number of peaks related to heavy and light holes increases and the energy levels are pushed to the bottom of the quantum well owing to the fact that the well becomes triangular. We also notice that both of the hole transmission and the resonant tunneling current increases as a result of a decrease of the width of the peaks at half maximum.

## Résumé :

Dans ce travail , nous étudions les hétérostructures puits double barrière GaN/ AlGa<sub>N</sub> würtzite qui présente un champ de polarisation de l'ordre du MV/cm qui est la somme de deux contributions : la polarisation spontanée et la polarisation piézoélectrique. Pour effectuer le calcul des amplitudes de transmission et le courant tunnel résonnant de trous, nous utilisons la méthode de la fonction enveloppe basée sur la théorie de la masse effective faisant intervenir l'hamiltonien  $H_{6x6}$  de Rachba-Sheka où les effets de la contrainte sont pris en compte via l'hamiltonien de Pikus-Bir. Les effets de polarisation sont introduits via un tenseur du coefficient piézoélectrique où nous adaptons la technique de la matrice de transfert. Nos résultats montrent que lorsque le puits GaN et la barrière AlGa<sub>N</sub> de la structure puits-double barrière GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N sont soumises à une contrainte biaxiale et par conséquent à un champ piézoélectrique dans le puits et la barrière et à une polarisation spontanée, le nombre de pics relatives aux trous lourds et légers augmente et les niveaux sont poussés vers le fond du puits du fait que le puits devient triangulaire. Nous remarquons également un rétrécissement de la largeur à mi-hauteur des pics de transmission et une augmentation de l'amplitude du courant tunnel résonnant de trous.

**Mots clés :** Hétérostructures würtzite, GaN/Al<sub>0,8</sub>Ga<sub>0,2</sub>N, polarisation piézo-électrique, polarisation spontanée , contrainte biaxiale, Facteur de Transmission, Courant Tunnel Résonnant, Matrice de Transfert, champ cristallin .

## 1. Introduction :

En 1985, Mendez et al[1] ont étudié l'effet tunnel résonant de trous dans les hétérostructures à double barrière AlAs/GaAs/AlAs et ont observé des régions

de résistances négatives dans la caractéristique courant-tension pour de faibles températures.

Ce phénomène de résistance négative se manifeste clairement au niveau de la caractéristique  $J(V)$  des systèmes étudiés lorsque le courant diminue en fonction de la tension appliquée.

Téléphone/Fax. : 041 514080  
e-mail : [kadri.lemop.uo@mail.com](mailto:kadri.lemop.uo@mail.com)



Dans cet article nous étudions l'effet tunnel résonnant de trous dans la structure nanométrique nitrure contrainte puits / double-barrière de GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N würtzite, l'étude de l'effet tunnel résonnant de trous dans l'hétérostructure zinc-blende est présentée dans l'article [2]. Dans les hétérostructures nitrures würtzite, deux effets sont combinés ; l'effet du de la contrainte biaxiale (compression) du au désaccord de maille entre le puits et la barrière qui induit un champ piézoélectrique qui est de l'ordre du MV/cm dans les structures nitrures würtzite et l'effet de la polarisation spontanée qui est due à la différence entre les barycentres des charges négatives et positives dans le cristal[3]. Ces résultats montrent que le nombre de pics relatifs aux trous lourds et légers augmente et les niveaux sont poussés vers le fond du puits du fait que le puits est triangulaire.

Dans cet article nous allons calculer la probabilité de transmission par effet tunnel des trous dans la structure puits/double barrière GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N würtzite en fonction de leur énergie d'incidence pour une largeur de puits de 4nm sous l'effet du champ de polarisation dans le puits et dans la barrière. Pour cela nous avons utilisé un modèle basé sur le formalisme de la fonction enveloppe basée sur l'hamiltonien de Rachba-Sheka-Pikus [4] H<sub>6x6</sub> et la technique de la matrice de transfert [5]. Les effets de polarisation sont introduits via un tenseur du coefficient piézoélectrique.

## 2. Formalisme de l'effet tunnel résonnant de trous :

Dans cette partie, nous développons la méthode de calcul qui permet l'analyse du transport résonnant de trous dans les hétérostructures würtzites. Nous utilisons pour cela la technique de la matrice de transfert ; en se basant sur l'approximation de la fonction enveloppe [6]. Ces calculs nous permettent de déterminer les coefficients de transmission ainsi que le courant tunnel de trous à travers la structure würtzite puits double barrières Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N voir Figure (1). Les trous lourds, légers et la bande du couplage spin-orbitale pour la structure zinc-blende sont décrits par l'hamiltonien H<sub>6x6</sub> de Luttinger-Kohn[4]. Après avoir déterminé les vecteurs d'ondes kz, nous appliquons les conditions de raccordement aux interfaces.

La structure ci-dessous voir figure (1) nous donne huit matrices de continuité (8x8) associées à chaque interface S<sub>i</sub>(i=1,8).

Nous écrivons, ensuite, les amplitudes des fonctions enveloppes aux deux extrémités de la structure ci-dessus à chaque nous avons :

$$\text{à } Z=Z_1, \quad \underline{M}_1 a = \underline{M}_2 b ; Z=Z_2, \quad \underline{M}_3 b = \underline{M}_4 c, \quad Z=Z_3$$

$\underline{M}_5 c = \underline{M}_6 d$  et à  $Z=Z_4 \quad \underline{M}_7 d = \underline{M}_8 t$   
 $\underline{M}_i$  (i=1;8) est une matrice complexe 6x6 obtenue par la continuité de la fonction enveloppe e t la densité du courant de probabilité.

La matrice de transfert M<sub>6x6</sub> qui relie les amplitudes des fonctions d'onde transmises t en fonction de celles des ondes incidentes a :

$$t = M_8^{-1} M_7 M_6^{-1} M_5 M_4^{-1} M_3 M_2^{-1} M_1 a$$

où  $t = (t_h, t_{ch}, t_l, 0, 0, 0)$  les amplitudes des ondes transmises et  $a = (a_h, a_{ch}, a_l, r_h, r_{ch}, r_l)$  les amplitudes des ondes incidentes. Les ondes réfléchies à la sortie du puits double barrière sont nulles.

La matrice de transfert est définie comme suit :

$$\begin{pmatrix} ah \\ 0 \\ al \\ 0 \\ ach \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} & T_{14} & T_{15} & T_{16} \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} & T_{24} & T_{25} & T_{26} \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} & T_{34} & T_{35} & T_{36} \\ T_{41} & T_{42} & T_{43} & T_{44} & T_{45} & T_{46} \\ T_{51} & T_{52} & T_{53} & T_{54} & T_{55} & T_{56} \\ T_{61} & T_{62} & T_{63} & T_{64} & T_{65} & T_{66} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} th \\ 0 \\ tl \\ 0 \\ tch \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1)$$

Dans la résolution du système (1) nous considérons soit une population des trous lourds soit une population des trous légers ou une population de trous dans la bande du champ cristallin dans la structure würtzite, le coefficient de transmission de chaque population s'écrit :

Pour la population de trous lourd nous prenons :  
 $a_h=1, a_l=0$  et  $a_{ch}=0$

$$T_{hh} = \frac{T(5,5) T(3,3) - T(5,3) T(3,5)}{\text{Det}} \quad (2)$$

$$T_{hl} = \frac{T(3,5) T(5,1) - T(3,1) T(5,5)}{\text{Det}} \quad (3)$$

Pour la population de trous léger nous prenons :  
 $a_l=1, a_h=0$  et  $a_{ch}=0$

$$T_{ll} = \frac{T(1,1) T(5,5) - T(5,1) T(1,5)}{\text{Det}} \quad (4)$$

$$T_{lh} = \frac{T(1,5) T(5,3) - T(1,3) T(5,5)}{\text{Det}} \quad (5)$$

alors le puits principal et les barrières en plusieurs sous puits et en plusieurs sous barrières de même largeur  $L/n$  et nous supposons que l'énergie électrostatique est constante en chaque sous-puits et sous-barrière et elle vaut  $m ddp/n$ ,  $m ddb/n$  respectivement ( $ddp$  et  $ddb$  est l'énergie électrostatique totale dans le puits et la barrière et  $m$  varie de 0 à  $n$ ), le choix de  $n$  est de telle sorte qu'il y ait une convergence

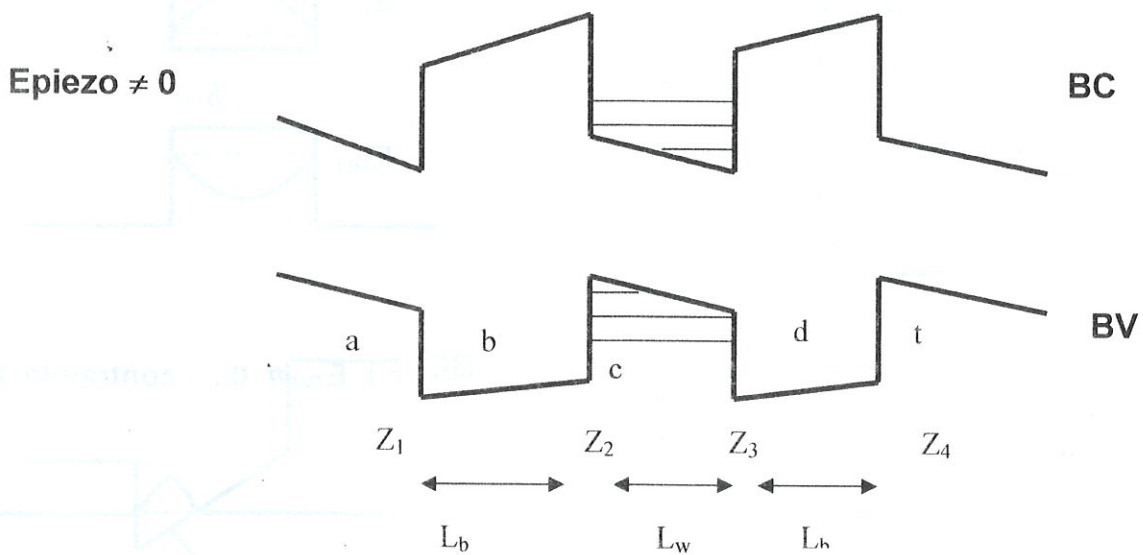


Figure 1 : Profil énergétique d'une structure puits double barrière GaN/AlGaN Würtzite sous l'effet d'un champ piézoélectrique.

Pour la population de trous du champ cristallin nous prenons  $a_{ch}=1, a_h=0$  et  $a_l=0$

$$T_{ch} = \frac{T(1,1)T(3,3) - T(1,3)T(3,1)}{\text{Det}} ; \quad (6)$$

Tel que le Det est le déterminant de la matrice  $T_{6 \times 6}$ .

#### La technique de la matrice de transfert :

Pour étudier l'influence du champ électrique interne perpendiculaire aux couches de l'hétérostructure, nous utilisons la technique de la matrice de transfert qui consiste à suivre les étapes suivantes :

- Puisque le champ électrique influe sur le profil énergétique de la structure nous divisons

des valeurs. Les effets de polarisation dans la structure würtzite sont traités dans l'article [7]

### 3. Résultats numériques :

#### - Facteur de transmission :

Sur la Figure -2-, nous représentons la variation logarithme de la probabilité de transmission en fonction de l'énergie longitudinale  $E_z$  en  $k_{//}=0$  pour la structure puits-double barrière  $Al_xGa_{1-x}N / GaN / Al_xGa_{1-x}N$ . La discontinuité de la bande de valence est égale à  $-136$  meV pour  $x=0.20$ , la largeur du puits et de la barrière sont respectivement  $L_p = 40 \text{ \AA}$  et  $L_b=20 \text{ \AA}$ .



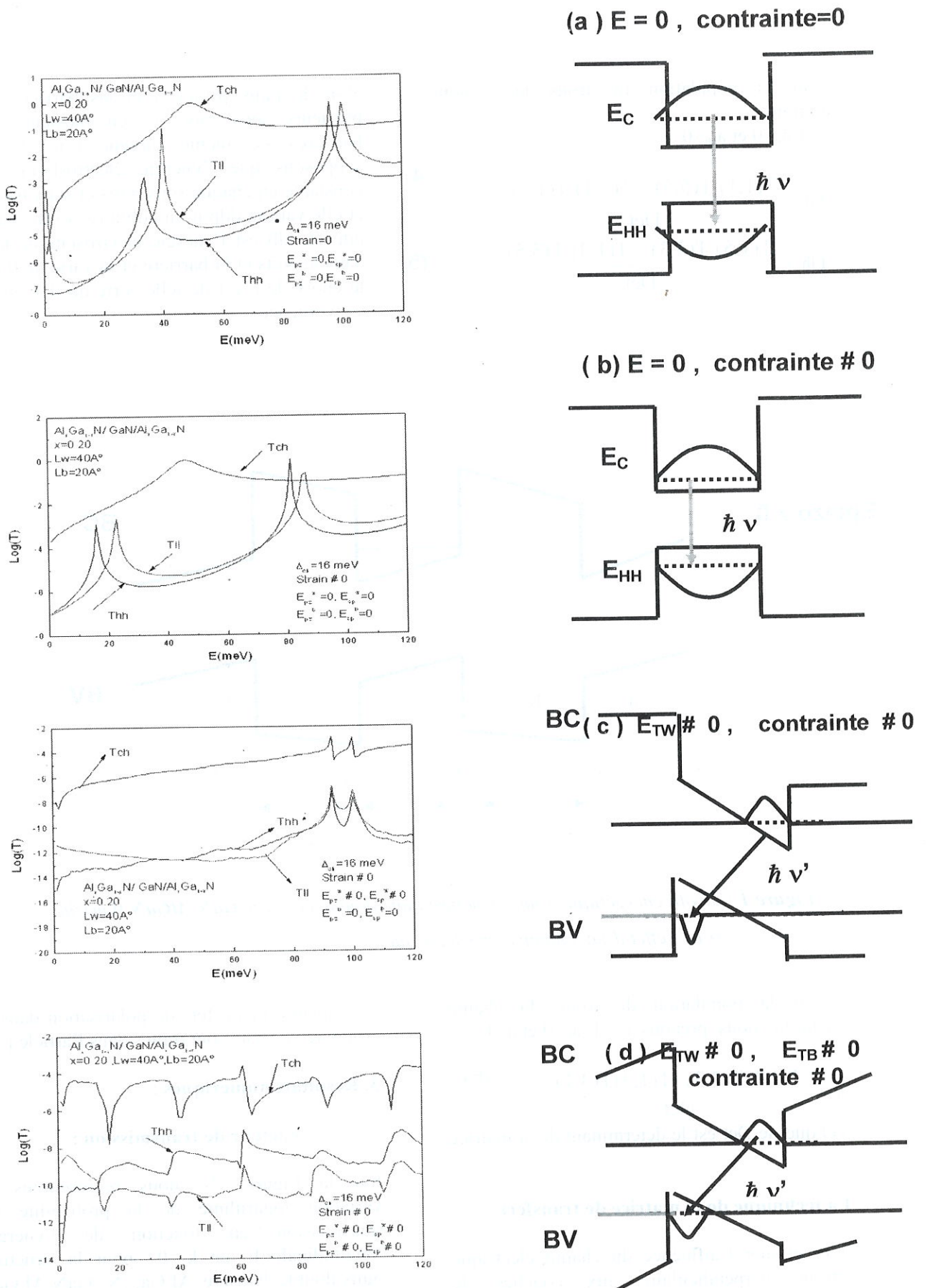


Figure 2 : Spectre de transmission pour  $k_{\parallel}=0$   $A^{-1}$  du puits double barrière  $\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{N} / \text{GaN} / \text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{N}$  et Profil énergétique d'un simple puits quantique  $\text{GaN} / \text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{N}$  :

- (a) Sans contrainte, sans champ dans le puits et la barrière
- (b) avec contrainte, sans champ dans le puits et la barrière
- (c) avec contrainte, avec champ dans le puits, et nul dans la barrière
- (d) avec contrainte, avec champ dans le puits et dans la barrière

Sur la Figure 2(a), nous supposons que le champ de polarisation est nul et nous négligeons l'effet de la contrainte biaxiale.

Nous constatons tout d'abord deux niveaux résonnants de trous lourds HH, deux niveaux de trous légers et un seul niveau du à la bande du champ cristallin. En, effet la densité d'état de trous lourds étant proche à celle de trous légers puisque leurs masses sont proches, le nombre de pics relatifs aux trous lourds est égal à celui des trous légers. Par conséquent les trous lourds et légers traversent la barrière de la même manière. Par contre les trous qui correspondent à la bande du champ cristallin traversent les barrière plus facilement et donc leur facteur de transmission  $T_{ch}$  est plus grand.

L'application d'une contrainte biaxiale sur la microstructure puits-double barrière ne provoque pas un mélange de sous bandes de valence voir Figure 2(b). Nous remarquons une variation des énergies de résonance avec l'application de la contrainte. La bande de trous lourd et léger est également affectée par la compression, les niveaux sont poussés vers le fond du puits. Par contre la bande du champ cristallin n'est pas affectée par la contrainte. La probabilité de transmission de trous lourd et léger est pratiquement proche pour le premier et deuxième niveau par conséquent la contrainte ne provoque pas un mélange d'état. Sur la Figure 2 (c) nous considérons que les barrières sont non contraintes et le puits GaN est soumis à un champ piézoélectrique de l'ordre de 711 KV/cm en présence d'une

polarisation spontanée de l'ordre de  $-29 \text{ mC/m}^2$ .

Nous remarquons que les premiers niveaux de trous lourds et légers sont poussés vers les grandes énergies et il apparaît un fort mixing entre ces deux niveaux et on a l'apparition d'un autre niveau de la bande du champ cristallin du fait que le puits devient triangulaire avec une hauteur de  $-350 \text{ meV}$ .

Lorsqu' on considère que les barrières sont contraintes voir Figure 2(d), cela induit un champ piézoélectrique dans la barrière de l'ordre de  $787 \text{ KV/cm}$  et une polarisation spontanée de  $-39.4 \text{ mC/m}^2$ . Quand au puits GaN, il est soumis à un champ piézoélectrique de l'ordre de  $711 \text{ KV/cm}$  en présence d'une polarisation spontanée de l'ordre de  $-29 \text{ mC/m}^2$ . La combinaison de ces deux effets fait apparaitre un champ total dans le puits de l'ordre de  $-875 \text{ KV/cm}$  et dans la barrière un champ de l'ordre de  $1.74 \text{ MV/cm}$ .

Nous remarquons que les niveaux remontent vers le fond du puits et les trous confinés dans le puits du GaN s'en échappent plus vite puisque la largeur à mi-hauteur du pic de transmission augmente. Nous remarquons également un mélange entre les niveaux de trous lourds et légers et le nombre de pics relatifs à la bande du champ cristallin augmente.

Sur La Figure 3, nous reportons la probabilité de transmission pour une largeur de puits avec deux largeurs de barrières différentes. Nous remarquons que lorsqu' on augmente la largeur de barrière de  $20$  à

$30\text{Å}$  la probabilité de transmission diminue pour les trois niveaux et un fort mixing entre les deux premiers niveaux apparait. Nous remarquons également que la largeur à mi-hauteur diminue pour les niveaux de trous lourds et les niveaux de trous légers.

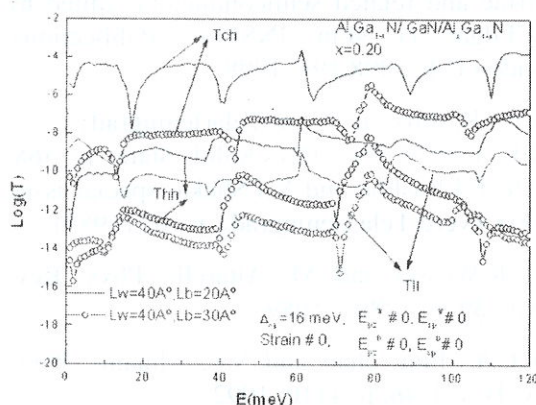


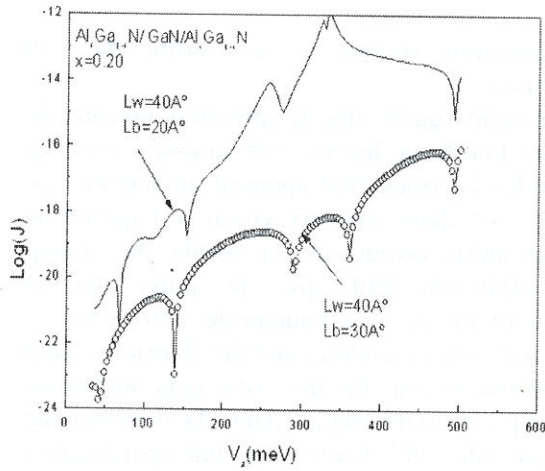
Figure 3 : Spectre de transmission en  $k_x=0 \text{ Å}^{-1}$  de  $\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{N}$  pour une largeur de puits de  $40\text{Å}$  et des barrières de  $20$  et  $30\text{Å}$ .

### Courant tunnel résonnant des trous dans la structure puits /double barrière

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N} / \text{GaN} / \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  würtzite :

Sur la figure 4 , nous représentons la caractéristique  $J(V_a)$  de la structure puits double barrière  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N} / \text{GaN} / \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  pour une largeur de puits de  $L_p=40$  et deux largeurs de barrières  $L_b=30 \text{ Å}$  et  $L_b=20 \text{ Å}$  pour  $x=0.20$  . Nous remarquons des intensités de courant maximales qui correspondent aux





**Figure 4 :** Caractéristique  $J(V_a)$  de la structure puits double barrière  $Al_xGa_{1-x}N/GaN/Al_xGa_{1-x}N$  pour  $L_p=40A^\circ$  et pour des largeurs de barrières: (a)  $L_b=30A^\circ$  et (b)  $L_b=20A^\circ$

énergies de résonance où la probabilité de transmission est maximale. C'est une amplitude preuve que les porteurs ont profité du niveau d'énergie  $E_r > \frac{1}{2} V_a$  pour franchir la barrière par effet tunnel. Les pics de résonances qui apparaissent dans la caractéristiques  $J(V_a)$  correspondent à la contributions d'un mélange de trous lourds, de trous légers et de trous du à la bande du champ cristallin.

Quand on diminue la largeur de barrière de  $30A^\circ$  à  $20A^\circ$  pour  $L_p=40A^\circ$  Figure 4(a, b), l'amplitude des deux premiers pics de courant change et leur structure est modifiée: un rétrécissement de leur largeur et une augmentation de leur amplitude.

#### 4. Conclusion :

En utilisant le modèle de la fonction enveloppe et la technique de la matrice de transfert, nous avons pu étudier l'effet tunnel résonnant de trous dans la bande de valence de la structure wurtzite puits/ double-barrière  $Al_xGa_{1-x}N / GaN / Al_xGa_{1-x}N$  soumise à un champ de polarisation dans le puits et dans la barrière de l'ordre du MV/cm. Ces résultats montrent que lorsque on néglige la contrainte et par conséquent le champ de polarisation piézoélectrique les trous lourds et légers traversent la barrière de la même manière du fait que la densité d'état des trous lourds est proche à celle de trous légers puisque leurs

masses effectives sont proches. Cette probabilité augmente avec la diminution de la largeur de la barrière. Ces effets montrent le rôle joué par la masse effective dans la transparence de la barrière.

Lorsqu'on tient compte de la compression biaxiale sans la présence du champ de polarisation, nous remarquons que les bandes de trous lourds et légers sont affectées par la compression. Les niveaux sont poussés vers le fond du puits. Par contre la bande du champ cristallin n'est pas affectée par la contrainte. La probabilité de transmission des trous lourds et des trous légers est pratiquement proche pour les deux premiers niveaux. Cependant, un résultat important est à signaler est l'accroissement du nombre des pics lorsque la structure nanométrique est soumise un champ de polarisation dans le puits et dans la barrière et un fort mélange entre les niveaux de trous lourds et légers.

Le calcul de la densité de courant tunnel a montré la présence de plusieurs niveaux du fait que le puits est triangulaire et la densité du courant est plus importante lorsque la barrière est transparente.

#### Références :

- [1] E.E. Mendez ; W. L. Wang, B. Ricco, and L. Esaki. Appl. Phys. Lett vol. **47**, p 415, 1985.
- [2] C.Meguenni, K.Zitouni, N.Mokdad, A.Kadri, Materials Research Society Fall Meeting 2004, Hynes Convention Center Boston, Massachusetts, U.S.A, 29 Novembre-03 December 2004.
- [3] J.M. Suzuki, T.Uenoyama, in Gallium Nitride and related semiconductors, edited by J.H.Edgar et al.in INSPEC Publications, London,U.K.1998,191, 1998.
- [4] E.I.Rashba,Fiz.Tverd.Tela(leningrad) 1,407 (1959) [Sov.Phys.Solid State 1, 368, 1959; E.I.Rashba and V.I.Sheka, special issue of Fiz.Tverd.Tela (leningrad), p.162 (1959).
- [5] R.Wessel and M. Altarelli. Phys. Rev. B.vol. **39**, p. 12802, 1989.
- [6] C.Y. Ping chao and S.L. Chuang. Phys. Rev. B .vol. **46**, p. 4110, 1992.
- [7] N.Mokdad, K.Zitouni, A.Kadri, Journées des Sciences et Technologies Avancées. GUEL MA, Algérie 19-21 Mai 2003.