



Transmission tunnel assistée par défaut dans un détecteur infrarouge à multipuits quantiques

Yann Boucher, Isabelle Ribet-Mohamed

► To cite this version:

Yann Boucher, Isabelle Ribet-Mohamed. Transmission tunnel assistée par défaut dans un détecteur infrarouge à multipuits quantiques. Horizons de l'Optique 2009, Jul 2009, Lille, France. SFO, pp.Affiche 2, 2009, <http://optiquelille2009.univ-lille1.fr/>. <hal-00504168>

HAL Id: hal-00504168

<https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00504168>

Submitted on 20 Jul 2010

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.

TRANSMISSION TUNNEL ASSISTEE PAR DEFAUT DANS UN DETECTEUR INFRAROUGE A MULTIPUITS QUANTIQUES

Yann G. BOUCHER^{1,2} et Isabelle RIBET-MOHAMED³

¹ FOTON-ENSSAT (CNRS UMR 6082), BP 80518, 22305 Lannion cedex

² RESO-ÉNIB (EA 3380), CS 73862, 29238 Brest cedex 3

³ ONERA/DOTA/CIO, Chemin de la Hunière, 91761 Palaiseau cedex

boucher@enib.fr

RESUME

On étudie l'influence d'un défaut profond sur la transmission tunnel dans la zone à multipuits quantiques d'un photo-détecteur infrarouge. Dans le cadre d'un formalisme matriciel, le défaut est assimilé à une singularité de Dirac du potentiel.

MOTS-CLEFS : Matrices de transfert ; Fabry-Pérot quantique ; Courant d'obscurité.

1. INTRODUCTION

La présence de défauts profonds peut conditionner les performances ultimes d'un détecteur infrarouge à multi-puits quantiques (MPQ), notamment en termes de courant d'obscurité [1]. Le mécanisme suspecté est un renforcement de l'effet tunnel entre puits adjacents, qui limite ainsi le confinement des porteurs [Fig. 1]. On se propose ici d'en établir une modélisation simplifiée, dans le cadre conceptuel d'une description en termes de matrices de transfert, le défaut profond étant assimilé à un puits de potentiel en « delta » (singularité de Dirac).

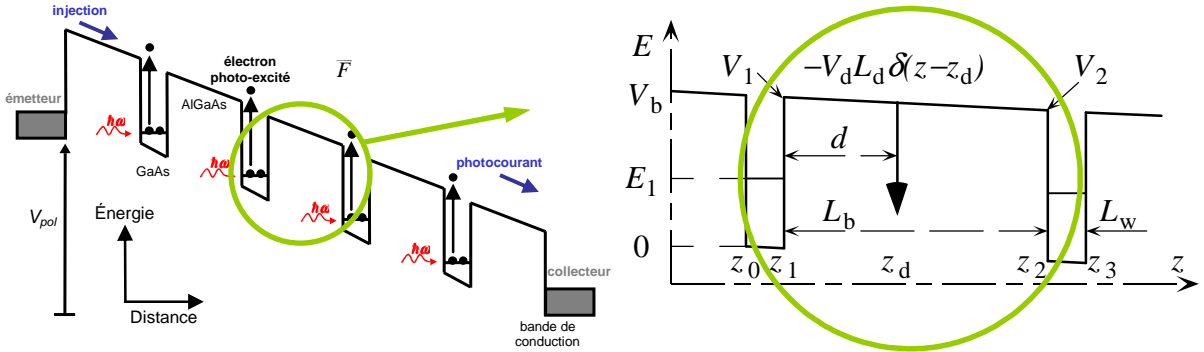


Fig. 1 : (a) Schéma de principe de la zone à multipuits quantique d'un photodétecteur infrarouge [2] : un photon incident, d'énergie $\hbar\omega$ projette un électron depuis l'état confiné d'un puits quantique vers un état libre du continuum, où il participe au photocourant sous l'effet de la différence de potentiel V_{pol} . (b) Système de deux puits quantiques identiques de même largeur L_w couplés par une épaisse barrière tunnel de largeur L_b et de hauteur V_b , comprenant un puits intermédiaire en « delta » de potentiel $V(z) = -V_d L_d \delta(z - z_d)$.

On s'intéresse ici exclusivement à la gamme d'énergie des états confinés. La dépendance temporelle est en $\exp(-i E t / \hbar)$ et l'on tient compte de la différence de masse effective entre le puits en GaAs ($m_w = 0,0665 m_0$) et la barrière en $\text{Al}_{0,26}\text{Ga}_{0,74}\text{As}$ ($m_b = 0,0882 m_0$). La hauteur V_b de la barrière pour $x_{Al} = 0,26$ est de 195 meV, les épaisseurs sont $L_w = 50 \text{ \AA}$, $L_b = 350 \text{ \AA}$ [3]. Sous l'effet de la polarisation, le potentiel quantique décrit une rampe linéaire. Typiquement, le champ est $F = 0,5 \cdot 10^6 \text{ V/m}$, une valeur qui semble importante mais qui ne provoque qu'une chute de potentiel de 20 meV à l'échelle d'une période $\Lambda = 400 \text{ \AA}$. Dans un premier temps, le potentiel quantique est donc supposé constant par morceaux. On posera $k = [(2 m_w / \hbar^2) E]^{1/2}$, $\alpha = [(2 m_b / \hbar^2) (V_b - E)]^{1/2}$, $q = i \kappa = i (m_w / m_b) (\alpha / k)$, $k_V = [(2 m_w / \hbar^2) V_b]^{1/2}$, $\alpha_0 = [(2 m_b / \hbar^2) V_b]^{1/2} = (m_b / m_w)^{1/2} k_V$.

À des fins de normalisation, il est pratique de travailler en fonction du paramètre sans dimension $x = (k / k_V) = [E/V_b]^{1/2}$; il vient alors $k = k_V x$, $\alpha = \alpha_0 [1 - x^2]^{1/2}$ et $\kappa = (m_w/m_b)^{1/2} [1/x^2 - 1]^{1/2}$.

2. MATRICES DE TRANSFERT

Les matrices de transfert utiles à la description du problème sont les matrices d'interface $[I_{WB}]$ du puits vers la barrière et son inverse $[I_{BW}] = [I_{WB}]^{-1}$ de la barrière vers le puits, la matrice $[P_W]$ de propagation dans le puits, les matrices d'évanescence $[E_B]$ et $[E_B']$ dans la barrière, et la matrice $[D]$ représentative de la singularité. Dans la gamme $x \in [0, 1]$, il vient :

$$[I_{WB}] = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1+i\kappa & 1-i\kappa \\ 1-i\kappa & 1+i\kappa \end{pmatrix}, \quad [I_{BW}] = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1-i/\kappa & 1+i/\kappa \\ 1+i/\kappa & 1-i/\kappa \end{pmatrix}, \quad (1a)$$

$$[E_B] = \begin{pmatrix} e^{+\alpha d} & 0 \\ 0 & e^{-\alpha d} \end{pmatrix}, \quad [E_B'] = \begin{pmatrix} e^{+\alpha d'} & 0 \\ 0 & e^{-\alpha d'} \end{pmatrix}, \quad (1b)$$

où $d' = L_b - d$, $\alpha = \alpha_0 [1 - x^2]^{1/2}$ [A.N. : $\alpha_0 L_b \approx 23,5$].

La propagation sur l'épaisseur d'un puits et la singularité admettent pour matrices respectives :

$$[P_W] = \begin{pmatrix} e^{-i\theta} & 0 \\ 0 & e^{+i\theta} \end{pmatrix}, \quad [D] = \begin{pmatrix} 1-A & -A \\ A & 1+A \end{pmatrix}, \quad (1c)$$

où $\theta = k L_w = \theta_0 x$, $\theta_0 = k_V L_w$ [A.N. : $\theta_0 \approx 2,9$], $A = \frac{A_0}{\sqrt{1-x^2}}$ et $A_0 = V_d L_d \frac{m_b}{\hbar^2 \alpha_0} = V_d L_d \sqrt{\frac{m_b}{2 \hbar^2 V_b}}$.

La matrice $[W]$ du puits quantique standard s'écrit simplement $[W] = [I_{BW}] [P] [I_{WB}]$, et la condition de quantification $W_{11} = 0$. Compte tenu des épaisseurs, on trouve un niveau unique correspondant à $x_{w1} = 0,594281$, soit une énergie $E_1 \approx 69$ meV par rapport au fond du puits. Dans le puits en « delta », la condition de quantification $D_{11} = 0$ se réduit à $A = 1$, soit $x_d = [1 - A_0^2]^{1/2}$. On peut donc s'attendre à une résonance en transmission lorsque $x_d = x_{w1}$.

La matrice $[M]$ de la barrière totale s'écrit :

$$[M] = [I_{WB}] [E_B] [D] [E_B'] [I_{BW}], \quad (2a)$$

et la probabilité de transmission [Fig. 2] est $T = 1/|M_{11}|^2$, avec :

$$M_{11} = \left[1 - i \frac{A}{2} \left(\kappa - \frac{1}{\kappa} \right) \right] \text{ch}(\alpha L_b) - \left[A - \frac{i}{2} \left(\kappa - \frac{1}{\kappa} \right) \right] \text{sh}(\alpha L_b) - i \frac{A}{2} \left(\kappa + \frac{1}{\kappa} \right) \text{ch}[\alpha(d' - d)]. \quad (2b)$$

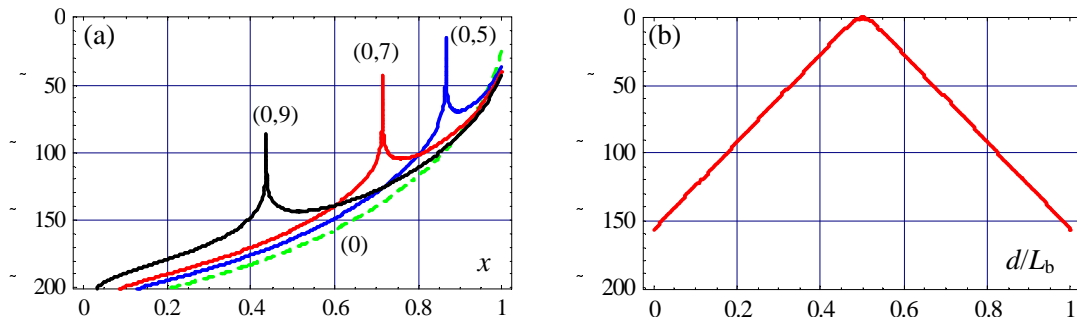


Fig. 2 : (a) Transmission $T(x)$ en dB pour $(d/L_b) = 0,4$: $A_0 = 0$; $A_0 = 0,5$; $A_0 = 0,7$ et $A_0 = 0,9$.
(b) Transmission $T(x)$ en dB pour $A_0 = 0,8$ et $x = 0,6$ en fonction de (d/L_b) .

T dépend à la fois de A_0 et de d/L_b . À résonance, la transmission maximale de 100 % est obtenue lorsque le défaut est situé exactement au centre de la barrière ($d = L_b/2$) : l'ensemble constitue en effet l'équivalent quantique d'un résonateur de Fabry-Pérot symétrique dépourvu de dissipation.

3. RAMPE LINEAIRE DE POTENTIEL

En toute rigueur, les fonctions d'onde propres dans un potentiel linéaire sont des fonctions de Bessel ou, alternativement, des fonctions d'Airy (Ai et Bi). D'un point de vue formel, l'approche matricielle reste valide, à condition d'exprimer les matrices dans la nouvelle base [4].

Supposons que l'équation de propagation s'écrive :

$$(\partial^2 \psi / \partial z^2) + (a z + b) \psi = 0. \quad (3a)$$

Avec le changement de variable : $\xi = -a^{2/3} (a z + b)$, les solutions s'expriment sous la forme $\psi(\xi) = A \text{Ai}(\xi) + B \text{Bi}(\xi)$, où A et B sont des constantes d'intégration. L'état du champ à l'abscisse z (ou ξ) est totalement déterminée par la donnée d'un vecteur colonne dont les deux composantes sont $\psi_A = A \text{Ai}(\xi)$ et $\psi_B = B \text{Bi}(\xi)$. Entre les abscisses z_1 et $z_2 > z_1$, on a :

$$\begin{pmatrix} \psi_{A1} \\ \psi_{B1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Pi_{11} & 0 \\ 0 & \Pi_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{A2} \\ \psi_{B2} \end{pmatrix}, \quad (3b)$$

avec $\Pi_{11} = \text{Ai}(\xi_1)/\text{Ai}(\xi_2)$ et $\Pi_{22} = \text{Bi}(\xi_1)/\text{Bi}(\xi_2)$. Par ailleurs, on passe de la base $\{\psi^+, \psi^-\}$ des fonctions exponentielles co- et contra-propagatives à la base $\{\psi_A, \psi_B\}$ des fonctions d'Airy par [5] :

$$\begin{pmatrix} \psi^+ \\ \psi^- \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 - i \frac{a^{1/3}}{k} \frac{\text{Ai}'}{\text{Ai}} & 1 - i \frac{a^{1/3}}{k} \frac{\text{Bi}'}{\text{Bi}} \\ 1 + i \frac{a^{1/3}}{k} \frac{\text{Ai}'}{\text{Ai}} & 1 + i \frac{a^{1/3}}{k} \frac{\text{Bi}'}{\text{Bi}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_A \\ \psi_B \end{pmatrix}, \quad (3c)$$

où les Ai, Bi, Ai' et Bi' représentent respectivement les fonctions d'Airy et leurs dérivées premières, toutes évaluées pour une même valeur de leur argument ξ , et $k = (a z + b)^{1/2}$.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Nous avons ainsi posé les bases d'une description analytique de l'effet d'une distribution de défauts profonds sur les performances, en termes de transmission tunnel, d'un détecteur infrarouge à multipuits quantiques. Une répartition réaliste des défauts devrait inclure une statistique sur leur nombre et leur distribution, tant spatiale que spectrale. Intuitivement, il ressort d'ores et déjà du modèle ci-dessus que les défauts localisés jouent un rôle de relais pour les ondes électroniques qui favorisent la transmission tunnel à travers les barrières.

REFERENCES

- [1] H. Martijn A. Gromov, S. Smuk, H. Malm, C. Asplund, J. Borglind, S. Becanovic, J. Alverbro, U. Halldin and B. Hirschauer, "Far-IR linear detector array for DARWIN", *Infrared Physics & Technology* Vol. 47, pp. 106-114, 2005.
- [2] H. Schneider & H.C. Liu, *Quantum Well Infrared Photodetectors*, Springer-Verlag, 2007.
- [3] J. Le Rouzo, *Étude expérimentale et théorique de la réponse angulaire et de la réponse spectrale hors bande de détecteurs infrarouges hautes performances*, Thèse de doctorat de l'École Polytechnique, Palaiseau, 2007.
- [4] E. Merzbacher, *Quantum Mechanics (3rd ed.)*, Wiley, 1998.
- [5] Y.G. Boucher, J. Charrier and P. Pirasteh, "Modal Analysis of Graded-Index Porous Silicon Slab Waveguides", *IEEE J. Quantum Electron.* Vol. 44 (9), pp. 886-893, 2008.