

***MODELISATION ELECTRIQUE DE TRANSISTORS BIPOLAIRES  
RADIOFREQUENCES A HETEROJUNCTION, COMPATIBLES CMOS.***

***ELECTRICAL MODELLING OF CMOS COMPATIBLE  
HETEROJUNCTION RADIOFREQUENCY BIPOLAR TRANSISTORS.***

**S. Latreche \*, J. Verdier \*\* and C. Gontrand\*\*\***

***\*Institut d'Electronique, Université de Constantine, Algérie,***

***\*\*Laboratoire de physique de la matière***

***\*\*\*Centre de Génie Electrique de Lyon  
Institut National des Sciences Appliquées de Lyon,  
20 Av. A. Einstein, 69621 Villeurbanne Cedex, France.***

**RESUME.**

Nous étudions ici des composants bipolaires dédiés à l'électronique analogique et à la conversion numérique-analogique, dans le domaine radiofréquence. Ces composants sont compatibles avec une filière silicium CMOS, fortement submicronique. Les moyens technologiques considérés ici pour améliorer les gains en courant de ces composants sont de deux types : l'utilisation d'une base en silicium-germanium ou l'introduction d'une très fine couche d'oxyde, agissant comme barrière tunnel, entre le silicium polycristallin et le monosilicium de l'émetteur. Ce travail, partant de l'étude matériau, aboutit au développement de codes sources résolvant en deux dimensions les équations couplées de Poisson, de continuité du courant en ambipolaire et de Schroedinger, ce de façon totalement numérique..

**ABSTRACT.**

In this paper, we study bipolar transistors specified for analog and analog-digital circuits and working in the radiofrequency range . These devices are fully compatible with a deeply submicronic silicon CMOS technology. The ways to build such structures are twofold. On the first hand, silicon-germanium material replaces the silicon of the base ; on the other hand, a very thin thin oxide layer is introduced between the polysilicon and the underlying monocrystalline silicon of the emitter, acting as a tunneling barrier. This work, starting from a material point of view, is concluded by a fully numerical two-dimensional source code solving numerically the coupled equation of Poisson, ambipolar current continuity and Schroedinger equations.

## 1 INTRODUCTION

Ce travail, tout à fait original quant à sa partie conception, se fait dans un souci de décrire le comportement de composants destinés à fonctionner dans la bande radiofréquence, et ce dans un but de développement de circuits de pointe. Le transistor bipolaire est en particulier très intéressant pour les applications analogiques ou pour la conversion analogique-numérique. Il a par exemple l'avantage d'avoir un faible bruit basse fréquence et d'être un composant potentiellement rapide (au-delà du GHz).

Le profil de dopage des trois zones émetteur, base et collecteur, découle d'un compromis entre gain statique et commande. Ce handicap peut être levé en utilisant une hétérojonction. En effet, l'utilisation d'une hétérojonction pour le système émetteur-base permet d'introduire un degré de liberté supplémentaire sur le profil de concentration du composant et d'accroître ainsi ses performances électriques.

Nous étudions d'abord dans cet article un transistor bipolaire à double hétérojonction Si/SiGe/Si (DHBT) et son intégration dans une filière technologique bipolaire silicium pour la fabrication de circuits rapides (téléphonie mobile, mesures C.E.M et outils informatiques pour le grand public). Nous verrons ensuite la faisabilité d'un transistor tout silicium, mais muni d'une très fine interface d'oxyde au niveau de l'émetteur

Les fréquences de transition sont passées en une dizaine d'années, typiquement de 20 GHz à 200 GHz. Par ailleurs, il faut mentionner que les éléments parasites associés à l'architecture du composant, essentiellement la résistance de base et la capacité collecteur – base [1,2], fortement liés à la technique d'intégration, limitent considérablement les performances électriques du HBT (fréquence de transition  $f_t$  et temps de propagation).

Pour les applications digitales, c'est le temps de propagation qui représente le paramètre le plus décisif. Celui-ci dépend essentiellement du temps de transit des porteurs dans le composant et des constantes de temps liées à la charge des différentes capacités.

La réduction de ce paramètre est liée à l'optimisation du compromis faible temps de transit / faible résistance de base intrinsèque et un dopage collecteur suffisamment élevé pour minimiser les phénomènes de fortes injections.

Il faut donc réduire la surface de la base extrinsèque et le dopage collecteur hors de la zone active afin de réduire la résistance de base extrinsèque et la capacité base – collecteur extrinsèque.

Les premiers HBT d'IBM (1990) présentaient un délai ECL de 27.5 ps pour une épitaxie UHV/CVD. Actuellement le temps record est passé au-dessous de 10 ps [3,4,5].

Enfin, l'énumération des facteurs de mérite ne peut être faite sans citer le produit gain par tension d'Early ( $\beta \times V_A$ ) pour les applications analogiques. A ce niveau, également, une valeur au-dessus de 100.000 V est donnée dans la littérature [6,7] et qui est un facteur nettement supérieur à celui des composants conventionnels Si.

### *Le système SiGe/Si :*

Le silicium et le germanium sont deux cristaux de structure cristallographique de type carbone diamant. Ils sont parfaitement miscibles et leur alliage  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  cristallise selon le même système. La loi de Vegard peut être alors utilisée, pour cette raison, afin de déterminer certaines propriétés physiques de cet alliage. Nous considérons donc une moyenne pondérée entre les paramètres des deux cristaux de départ.

Il faut rappeler que le paramètre de maille du Ge vaut 5.66 Å et celui du Si 5.43 Å. Le paramètre de l'alliage varie linéairement [8,9,10] suivant la loi de Vegard :

$$a(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x) = a(\text{Si}) + (a(\text{Ge}) - a(\text{Si})) \cdot x \quad (1)$$

Du fait de ce désaccord de maille entre le  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  et le substrat de Si (le premier étant légèrement supérieur au second), un champ de forces répulsives entre atomes déposés va donc apparaître à la surface du substrat, compensé par une contrainte compressive exercée par ce dernier. La couche épitaxiée va adapter, lors de la croissance, son paramètre de maille dans le plan de croissance. Selon les caractéristiques électriques de l'alliage, la contrainte coplanaire induit une déformation de paramètre de maille dans le sens de croissance de la couche SiGe. Le réseau cristallin ne sera plus cubique mais quadratique. La couche épitaxiée est dite alors « pseudomorphique » tant que l'énergie emmagasinée dans la couche n'est pas trop importante. Au contraire, si cette énergie augmente, il devient favorable de stocker une partie de cette énergie par la création d'un réseau de dislocations à l'interface : on assiste à un processus de relaxation par déformation plastique du film. Des multipuits quantiques SiGe/Si encapsulés par une couche Si ont été réalisés [11] pour étudier ces problèmes. Des images TEM sont présentées. On observe des ondulations pour de fortes compositions en Ge (Fig 1.a) et un grand nombre de périodes, 20. Par contre, pour un petit nombre de périodes, 8, de 32 Å ( $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$  : 8Å, Si : 24Å), la structure présente des couches d'épaisseur très régulière (Fig 1.b).

*Propriétés physiques du matériau contraint SiGe/Si :*

Le SiGe contraint est un matériau à gap indirect. La contrainte subie par le substrat Si induit une modification de la structure de bande du SiGe. En effet, elle a pour conséquence une réduction accrue de la bande interdite par rapport au matériau massif de même composition en Ge. Bean [12] propose une expression de la valeur de la bande interdite du SiGe contraint comme suit :

$$E_g(x) = E_{g_{\text{Si}}} - 0.96 x + 0.43 x^2 - 0.17 x^3 \quad (2)$$

Afin de résoudre le problème d'alignement des bandes d'une hétéro-interface, il faut connaître les énergies de bande interdite des constituants de l'hétérostructure, ainsi que des estimations des écarts d'énergie  $\gamma_{Ec}$  et  $\gamma_{Ev}$ .

People et Bean [13] déterminent ainsi  $\gamma_{Ev}$  pour une croissance de SiGe sur un substrat Si  $\langle 100 \rangle$ .

$$\gamma_{Ev} (\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x / \text{Si sur Si}) = 0.74 x \quad (3)$$

Le type d'alignement de bandes (figure 2) est gouverné alors par la détermination de  $\gamma_{Ec}$  et  $\gamma_{Ev}$  :

• Si  $\gamma_{Ev}$  et  $\gamma_{Ec}$  sont de signe opposé, l'alignement est de type I.

Ceci correspond à l'hétérostructure que nous considérons  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x / \text{Si}$ . Selon People et Bean,  $\gamma_{Eg}$  est toujours légèrement supérieur à  $\gamma_{Ev}$  et l'alignement est de type I.

• Si la croissance se fait sur un substrat  $\text{Si}_{1-x_s}\text{Ge}_{x_s}$  avec  $x_s \neq 0$ , la situation est moins ambiguë.  $\gamma_{Ev}$  et  $\gamma_{Ec}$  sont de même signe et l'alignement est de type II.

Dans le cas des systèmes contraints SiGe / Si et SiGe / SiGe, Chung et Wang [14] ont calculé les masses effectives des densités d'états.

La concentration intrinsèque des porteurs dépend de la largeur de la bande interdite suivant la relation :

$$ni^2 = (Nc Nv) \cdot \exp(-Eg/KT) \quad (4)$$

Or nous savons que :  $Eg(\text{SiGe}) = Eg(\text{Si}) - \alpha Eg$ .

$\alpha Eg$  est constant lorsque la composition de Ge ne varie pas, nous obtenons alors :

$$ni^2 = (Nc Nv)_{\text{SiGe}} \cdot \exp(-Eg_{\text{Si}}/KT) \cdot \exp(\alpha Eg / KT) \quad (5)$$

avec :

$$Nc \approx 2 \cdot \frac{m_n \cdot KT}{h^2}^{3/2} \quad ; \quad Nv \approx 2 \cdot \frac{m_p \cdot KT}{h^2}^{3/2}$$

La concentration intrinsèque est affectée alors par la composition du Ge (dont dépend  $\alpha Eg$ ) et de la contrainte subie par la couche.

En effet, si la masse effective des électrons ne varie pas beaucoup avec la contrainte, celle des trous, par contre, peut être très affectée. Cependant, aucune mesure directe des masses effectives de trous ou d'électrons n'a été réalisée, du fait de la difficulté à séparer les différentes contributions.

Chung et Wang l'ont calculée ; ils prennent en compte dans leurs calculs le couplage des niveaux de trous lourds et de trous légers avec la bande s jusqu'alors négligé [15, 16]. Toutes les masses directionnelles sont affectées par la contrainte.

#### *Le transistor bipolaire à hétérojonction (TBH) :*

Au départ, les premières tentatives furent développées sur du silicium afin de bénéficier du fort développement de cette technologie (technologie bien maîtrisée, oxyde de bonne qualité, coûts réduits, ...). Ces tentatives n'ont pas été très fructueuses faute de partenaire semi-conducteur de maille cristalline proche de celle du silicium. Cependant, plusieurs dispositifs ont été développés sur le principe d'un émetteur à plus large bande interdite que la base en Si [17]. Des dispositifs ont ainsi pu être réalisés, grâce à l'utilisation du silicium polycristallin semi-isolant [SiPOS] [18] et du silicium amorphe dopé hydrogène [19].

Cependant, les limitations principales de ce type de dispositif, furent :

- Les problèmes de résistivité et d'états d'interface liés à l'utilisation de ces couches.
- Le temps de transit dans la base ne pouvait pas être réduit en utilisant un émetteur à large gap et posait problème pour les fortes densités de courant.
- La présence de la deuxième hétérojonction (B-C) dans le second cas en fait une différence fondamentale : on parle alors de DHBT (Double Heterojunction Bipolar Transistor).

La solution consistant à utiliser pour la base un matériau de bande interdite inférieure à l'émetteur en silicium l'a finalement emporté. Cette alternative a bénéficié du progrès et développement de l'épitaxie du SiGe contraint sur Si. Un des premiers dispositifs donc, à avoir utilisé l'hétérojonction SiGe / Si, fût le transistor bipolaire (TBH).

En effet, le transistor bipolaire classique présente une homojonction au niveau du système émetteur-base. Donc les porteurs (électrons ou trous) voient une barrière de potentiel s'opposant à leur diffusion, identique. Nous savons que l'amélioration de l'efficacité d'injection ne peut être obtenue que par la dissymétrie des dopages d'émetteur et de base, au détriment des autres facteurs de mérite (commande et performances dynamiques).

La figure 3.a montre la différence qui existe sur le schéma de bandes d'énergie dans le cas d'un transistor bipolaire Si et dans celui d'un TBH. Les dopages sont supposés identiques. Le diagramme est ici à polarisation nulle et pour un pourcentage de Germanium constant dans la base SiGe.

Sur ce diagramme, on voit que pour une même tension de polarisation  $V_{be}$ , la barrière de potentiel vue par les électrons pour passer de l'émetteur vers la base est moins importante dans le cas d'une jonction Si/SiGe. Cela favorise le passage des électrons et permet d'obtenir un courant collecteur plus fort dans le cas d'un TBH. En revanche, la barrière de potentiel pour les trous est la même quelle que soit la jonction considérée. Par conséquent, le courant de base ne varie pas beaucoup d'un dispositif à l'autre.

Nous nous intéressons, pour l'heure, au cas d'un transistor à concentration en Ge constante dans la base. Plus celle-ci est importante et plus l'efficacité d'injection est améliorée. Le courant de base n'étant pas affecté par l'utilisation de SiGe, nous pouvons nous limiter à l'expression du courant  $I_c$  afin de déterminer l'amélioration du gain en courant.  $I_b$  est effectivement non affecté, vu l'alignement du diagramme de bandes obtenu dans notre cas. Nous améliorons alors l'efficacité d'injection des électrons sans pour autant affecter celle des trous.

$$I_c \approx \frac{q \cdot S \cdot \exp\left(\frac{q \cdot V_{be}}{KT}\right)}{\int_0^{W_B} \frac{N_B(x)}{D_{nB}(x)} \cdot \frac{dx}{n_{iB}^2(x)}} \quad (6)$$

Le dopage dans la base étant constant, nous obtenons alors :

$$I_{c_{SiGe}} \approx \frac{q \cdot S \cdot n_{SiGe}^2 \cdot D_{nB_{SiGe}} \cdot \exp\left(\frac{q \cdot V_{be}}{KT}\right)}{N_{B_{SiGe}} \cdot W_B} \quad (7)$$

Nous pouvons alors évaluer le rapport des gains d'un transistor bipolaire par rapport à un DHBT comme :

$$\frac{\beta_{SiGe}}{\beta_{Si}} \approx \frac{I_{c_{SiGe}}}{I_{c_{Si}}} \approx \frac{n_{SiGe}^2 \cdot D_{nB_{SiGe}}}{N_{B_{SiGe}}} \cdot \frac{N_{B_{Si}}}{n_{Si}^2 \cdot D_{nB_{Si}}} \quad (8)$$

$$\frac{\beta_{SiGe}}{\beta_{Si}} \approx \frac{D_{nB_{SiGe}} \cdot (N_c \cdot N_v)_{SiGe}}{D_{nB_{Si}} \cdot (N_c \cdot N_v)_{Si}} \cdot \frac{N_{B_{Si}}}{N_{B_{SiGe}}} \cdot \exp\left(\frac{E_g}{KT}\right)$$

En posant :

$$\beta \approx \frac{(N_c N_v)_{SiGe}}{(N_c N_v)_{Si}} \quad \text{et} \quad \beta \approx \frac{D_{nBSiGe}}{D_{nBSi}}$$

$\beta$  et  $\beta'$  sont constants dans le cas du DHBT. Le terme  $\beta'$  traduit la réduction de la densité d'états due à la diminution de la bande interdite est donc inférieur à 1. Par contre  $\beta$  est supérieur à l'unité vue l'augmentation de mobilité des porteurs minoritaires qui est d'autant plus importante que la concentration  $x$  en Ge l'ait [20]. Ce terme peut donc compenser l'effet néfaste sur  $\beta$  d'une augmentation du dopage de la base ( si  $(N_{B Si} / N_{B SiGe}) < 1$ ).

$$\frac{\beta'_{SiGe}}{\beta_{Si}} \approx \beta' \cdot \frac{N_{BSi}}{N_{BSiGe}} \cdot \exp\left(\frac{E_g}{KT}\right) \quad (9)$$

L'exemple suivant met en évidence l'effet positif de l'utilisation d'une base SiGe. En effet, un BJT de base  $Si_{0.9}Ge_{0.1}$  dont la réduction de la bande interdite obéit à l'équation (3) présenterait une augmentation du gain de 15 à 300K. Ceci veut dire que nous pouvons multiplier le dopage de la base (par rapport à un HBT intrinsèquement identique) par 1530 sans dégradation du gain en courant. Nous améliorons ainsi les performances en dynamique et en commutation sans altérer le gain statique.

Cet effet de fort dopage de la base ne peut avoir qu'un effet bénéfique sur les performances électriques du HBT et surtout en dynamique :

• Le fort dopage minimise le risque de perçage de la base et autorise donc l'utilisation d'une base d'autant plus fine. Les temps de transit des porteurs dans la base seront réduits ce qui induit une augmentation de  $f_t$ .

• Les bases très dopées correspondent à une réduction des résistances d'accès.

*Modèle mathématique :*

Dans le cas de composants présentant des hétérojonctions, comme c'est le cas pour le HBT, nous basons notre analyse en considérant un formalisme qui tient compte de la composition non uniforme de la structure et donc des diagrammes de bandes d'énergies.

Le modèle mathématique, de type DDM (drift Diffusion Model) se base sur la résolution couplée, en différences finies et en deux dimensions, des équations de Poisson et de continuité du courant.

Les équations de densité de courant sont :

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_n &= -q n \mathbf{E} + q D_n \nabla n \\ \mathbf{J}_p &= q p \mathbf{E} + q D_p \nabla p \end{aligned} \quad (10)$$

$\phi_n$  et  $\phi_p$  sont les pseudo-potentiels de Fermi :

Si  $E_c$  et  $E_v$  sont les énergies de bandes de valence et de conduction normalisées par rapport à  $U_T (= kT/q)$  nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} E_c &= E_g/2 \\ E_v &= E_g/2 - E_v \end{aligned} \quad (11)$$

$E_v$  étant le «décroché » qui existe au niveau de la jonction métallurgique. Il vaut donc zéro partout sauf aux interfaces Si/SiGe.

Nous supposons, comme nous l'avons vu plus haut que la quasi-totalité de différence de bandes qui existe se reporte sur la bande de valence :

$E_v = E_g$  et  $E_c = 0$ . Des travaux expérimentaux ont relevé des valeurs de  $E_c \ll E_v$  [21].

$\phi_0$  représente le potentiel électrostatique normalisé par rapport à  $U_T$  ; il correspond donc au niveau intrinsèque  $E_i$ .

Les niveaux de Fermi peuvent alors s'écrire selon :

$$\begin{aligned} E_{FN} &= E_c + \ln \frac{n}{N_c} + \ln \phi_n \\ E_{FP} &= E_v + \ln \frac{p}{N_v} + \ln \phi_p \end{aligned} \quad (12)$$

$\phi_n$  et  $\phi_p$  représentent l'influence de la statistique de Fermi-Dirac :

En considérant la statistique de Boltzmann, nous pouvons écrire alors  $\phi_n = \phi_p = 1$ . Cette considération est justifiée du fait que nous nous intéressons à des composants travaillant à température ambiante (300K). La statistique de Fermi-Dirac reste inévitable à basses températures [22]. Les pseudo niveaux de Fermi deviennent alors :

$$\begin{aligned} E_{FN} &= E_c + \ln \frac{n}{N_c} \\ E_{FP} &= E_v + \ln \frac{p}{N_v} \end{aligned} \quad (13)$$

#### Principaux paramètres relatifs à la base SiGe :

Les principaux paramètres relatifs au matériau contraint SiGe sont globalement donnés par une loi d'interpolation reliant les paramètres relatifs au Si et au Ge.

La constante diélectrique varie selon le pourcentage en germanium comme :

$$E_g(x) = 11.9 + x(16 - 11.9) \text{ [23]}.$$

Nous avons déjà vu que le fait de déposer une mince couche de SiGe sur un substrat de Si crée une structure de SiGe contraint. En conséquence, le décalage sur les bandes d'énergie et les densités effectives d'états en est affecté.

La réduction de bande interdite ou le band gap narrowing (BGN) s'exprime alors en fonction de la concentration en Ge  $x$  par :

$$E_g = 0.8 x \quad \text{pour} \quad x \leq 0.25$$

Dans nos simulations, nous considérons  $x = 20\%$  et  $E_g = 170 - 180 \text{ meV}$ .

Les densités effectives d'états sont plus faibles dans le matériau SiGe contraint à cause de la déformation des bandes d'énergie [24].

Le rapport  $(N_c N_v)_{\text{SiGe}} / (N_c N_v)_{\text{Si}}$  dépend de la température. Des mesures [25,26] expérimentales donnent une valeur de 0.4 à la température ambiante.

Nous considérons pour notre cas :

$$N_{c\text{SG}} = 2.8 \cdot 10^{19} + x \cdot (1.04 \cdot 10^{19} - 2.8 \cdot 10^{19}) \quad (14)$$

$$N_{v\text{SG}} = 1.04 \cdot 10^{19} + x \cdot (6.0 \cdot 10^{18} - 1.04 \cdot 10^{19})$$

## RESULTATS

La figure 3.b représente le diagramme d'énergie effectivement calculé (cf. eq. de Poisson) de la structure en allant du collecteur vers l'émetteur pour un composant au silicium et à base  $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$ .

Nous observons un rétrécissement notable de l'énergie de gap au niveau de la base. Il est de l'ordre de 0.18 eV, valeur correspondant à celle relevée dans la littérature.

Ce rétrécissement se reporte globalement sur la bande de conduction et non la bande de valence vu la structure choisie : la base SiGe est de type P, la bande de valence représente alors le niveau de référence.

Ce que nous observons ici représente la clé du bandgap engineering. En effet, la différence qui se crée sur la bande interdite est fonction de la concentration du germanium  $x$  et de sa forme (constant ou linéaire).

Cette différence  $E_g$  induit comme nous l'avons vu ( eq.5) Une variation de la concentration intrinsèque, des densités effectives d'états et donc des caractéristiques du composant ( $I(V)$ , gain, fréquence de transition...).

Finalement la figure 4 représente la comparaison des courbes de Gummel calculées dans le cas d'un transistor à homojonction au silicium et un HBT à base  $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$ .

Le courant de base garde pratiquement la même valeur. Par contre, pour obtenir le même courant collecteur, le BJT au silicium nécessite une polarisation supplémentaire de la base d'environ 0.1 V. Cette réduction du « Turn-ON » est induite par la décroissance de la hauteur de barrière vue par les électrons. Des niveaux de courant collecteur plus importants sont donc observés.

De plus, en utilisant donc un HBT à base SiGe, il est possible de réduire la puissance dissipée dans le circuit électrique considéré.



Nous observons donc sur les courbes de Gummel que le courant de base est pratiquement le même dans le cas d'un BJT au silicium que celui d'un HBT à base SiGe ; Par contre, le courant collecteur croît dans le dernier cas.

Une augmentation du gain en courant dans le cas du HBT est alors observée. Ceci justifie l'utilisation de ce type de structure et l'orientation actuelle de la technologie BiCMOS vers la base SiGe. Cette orientation est également justifiée par l'augmentation de la fréquence de transition et la fréquence d'oscillation maximale relevée pour ce type de structure [4]].

Il y a une autre méthode pour augmenter le gain en courant, tout en travaillant «en tout silicium », à savoir l'introduction d'une fine couche d'oxyde entre polysilicium et silicium monocristallin (fig.5) La barrière de potentiel de la couche très fine d'oxyde (20Å) peut être franchie par effet thermoionique, mais aussi par effet tunnel, par les électrons et les trous. En pratique, nous résolvons ici les équations ambipolaires de dérive-diffusion couplées avec celle de Schrödinger.

Cette approche, totalement numérique, permet une généralisation de l'étude des mécanismes de transport des porteurs dans de telles structures. A notre connaissance, ce travail, appliqué aux composants silicium, est tout à fait original ; qui plus est, il a été réalisé sur un ordinateur de bureau.

La fine couche d'oxyde interfacial polysilicium/silicium monocristallin a pour objet de diminuer le courant de base, pour un courant émetteur quasiment constant et par-là augmenter le gain en courant [27], typiquement d'un facteur 5 à 8.

Des approches analytiques existent déjà ; en effet les structures à effet tunnel continuent de susciter un intérêt aigu depuis la publication des travaux de Esaki et Tsu en 1970 [28,29]. Si les physiciens ont étudié de façon rigoureuse de telles structures, les micro-electroniciens ont quant à eux utilisé des approches simplificatrices. En tout état de cause, les composants nettement submicroniques font intervenir des phénomènes physiques de plus en plus sophistiqués, interdépendants, qui n'existaient pas pour des structures dont les zones actives critiques sont supérieures ou de l'ordre du micron.

Nous présentons alors dans ce chapitre, une modélisation originale de l'interface d'oxyde (20 Å) existant entre l'émetteur mono et polysilicium. En effet, en résolvant à ce niveau les équations couplées de Poisson et Schrödinger, nous prendrons en compte le transport des porteurs à travers celle-ci tant par effet tunnel que thermoionique. Notre approche consiste à résoudre l'équation de Schrödinger par la méthode des matrices de transfert [30], afin de déterminer dans la barrière et aux interfaces les densités de porteurs en se donnant le potentiel via la résolution de l'équation de Poisson.

Pour étudier la probabilité de transmission par effet tunnel qui existe à travers une fine couche d'oxyde (barrière de potentiel), nous résolvons l'équation de Schrödinger dans et hors cette barrière. Il est bien clair que la théorie des bandes doit être «appliquée » avec force circonspection. Par exemple la notion de masse effective ou de fonction d'onde n'a pas la même signification dans un oxyde que pour un réseau cristallin. En fait, depuis une quarantaine d'année des modèles analytiques du transport tunnel à travers un oxyde ont bien été développés (cf.: MOS).

Quand le potentiel varie lentement, la probabilité de transmission peut être évaluée d'une manière analytique par le formalisme WKB (Wenzel, Kramers et Brillouin) [31]. Cependant ce dernier reste peut crédible dans les cas contraires.

Dans ce travail et en considérant un profil de potentiel arbitraire (donné par la résolution de l'équation de Poisson), nous utilisons la technique des matrices de transfert. Cette méthode va nous permettre de calculer le courant tunnel à travers une barrière de potentiel quelconque.

Deux hypothèses sont faites pour ce calcul :

- ? Approximation de la masse effective : nous nous plaçons dans l'hypothèse des bandes paraboliques qui suggère que toute l'information sur le matériau soit contenue dans le tenseur de masse effective.
- ? Approximation de la fonction enveloppe : nous supposons que les fonctions de Bloch des différents matériaux sont identiques.

L'équation de Schrödinger s'écrit alors sous la forme :

$$\psi \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi + \frac{1}{m^*} \frac{\partial \psi}{\partial x} \psi = E_c(x) \psi + E \psi \quad (15)$$

où  $\psi$  représente la fonction d'onde électronique,  $m^*$  la masse effective (ici des électrons) et  $E$  la somme de l'énergie de la bande de conduction  $E_c(x)$  et l'énergie cinétique des électrons calculée dans la direction  $x$  :

$$E = E_c(x) + \frac{\hbar^2 k_x(x)^2}{2m^*} \quad (16)$$

$E_c(x)$  peut être calculée par :

$$E_c(x) = q[V(x) + \phi(x)] \quad (17)$$

où  $\phi(x)$  est la tension d'offset relevée sur la bande de conduction (si elle existe) et  $V(x)$  le potentiel donné par la résolution de l'équation de Poisson.

En fait, on découpe cette barrière en  $N$  tranches, d'épaisseur variable. Chaque intervalle sera assez fin pour que le potentiel  $y$  soit supposé constant. La fonction d'onde est décomposée en deux fonctions planes, d'Airy, se propageant en sens contraire.

L'algorithme a déjà été explicité dans le cadre d'une diode [32]] (voir figure 6 ). Nous présentons ici des résultats relatifs à l'extension à tout le BiCMOS.

## RESULTATS:

La figure 7 représente le diagramme de bandes d'énergie de cette dernière structure sous une polarisation directe de 600 mV. L'épaisseur de l'oxyde choisie (20Å) correspond à l'oxyde interfacial présent entre l'émetteur monosilicium et l'émetteur polysilicium des transistors BiCMOS du CENT (Meylan). Les hauteurs de barrière des électrons et des trous (0.4 et 0.8 eV) sont prises de l'expérience [33]. Afin de rendre les résultats plus visibles (épaisseur d'oxyde très faible devant les autres dimensions de la structure), nous avons préféré représenter les résultats en fonction des numéros de noeud du maillage au lieu de la distance.

Nous représentons sur la figure 8 l'évolution des densités de porteurs avec la barrière d'oxyde dans le cas de la jonction considérée polarisée en direct sous une tension de 600 mV. En présence de l'oxyde les trous sont freinés par la barrière et ils induisent un freinage des électrons dans la région P afin que la neutralité électrique soit toujours conservée. En fait, au niveau de la jonction apparaît une diminution de la densité d'électrons (augmentation de la densité de trous) due essentiellement aux phénomènes de faibles injections. Enfin, nous pouvons observer le passage des porteurs à travers la barrière et leur position dans cette dernière.

Le courant de base de ce dernier est, en fin de compte, présenté (figure 9), qui montre sa réduction lorsque l'oxyde est présent (pour un  $I_c$  quasiment identique, le gain en courant étant de l'ordre de 10, lorsqu'il y a absence d'oxyde).

## CONCLUSION:

Nous avons développé un logiciel bidimensionnel pour l'étude de transistors bipolaires fortement submicroniques, à hétérojonction : à base SiGe ou présentant une fine couche d'oxyde entre émetteur intrinsèque et extrinsèque.

Nous avons dû tenir compte, pour cela, de la non-homogénéité des matériaux considérés. L'utilisation de la statistique de Boltzmann par rapport à celle de Fermi-Dirac est justifiée par la nature (SiGe) du matériau de base considéré et la gamme de températures utilisée.

Les principaux résultats auxquels nous avons abouti sont :

La réduction de la tension d'entrée exigée pour le même niveau de courant de sortie débité par un BJT au silicium et donc la réduction de la puissance dissipée.

L'augmentation du niveau de gain en courant pour ce type de structures (HBT à base en SiGe).

Cette étude montre évidemment les avantages certains et les degrés de liberté supplémentaires apportés par l'introduction de la base SiGe dans cette technologie bipolaire tout silicium initialement. Il y a réduction de la bande interdite en fonction du taux de germanium  $x$  considéré et donc la possibilité de faire du « bandgap engineering ».

Il serait utile de continuer dans cette voie « bandgap engineering » en étudiant un profil de concentration de germanium graduel afin d'optimiser au mieux le HBT considéré.

Nous avons en outre pris en compte les processus de transport électronique dans les technologies bipolaires à émetteur polysilicium, en particulier ceux concernant la traversée d'une structure polysilicium/oxyde/silicium monocristallin par les porteurs ; en effet, si l'épaisseur de la couche d'oxyde interfacial est très fine ( $< 45 \text{ \AA}$ ), celle-ci peut alors être franchie par effet tunnel.

Nous nous sommes attachés dans ce travail à présenter des résultats, explicitant d'abord les problèmes matériau, puis un développement exhaustif d'outils de conception pour le bipolaire, en particulier la résolution, exacte, numérique, de l'équation de Schroedinger dans la barrière de potentiel induite par l'oxyde, couplée avec les équations de dérive-diffusion. La forme de cette barrière, prise en compte par l'équation de Poisson, est a priori quelconque. Cette approche par les fonctions d'Airy est plus fine et plus générale qu'une solution analytique.

Le futur de ce travail va consister en prendre en compte concomitamment le transistor à hétérojonction SiGe et la fine couche d'oxyde interfacial, ainsi que les problèmes de défauts électriquement actifs apparaissant lors d'étapes technologiques.

Cette étude est indispensable, avant toute réalisation de démonstrateurs par l'industriel.

*Remerciements:* ce sujet a été initié par le CNET Meylan. Le travail ci-dessus a été développé dans le cadre du Comité mixte interuniversitaire franco-algérien (cf. C.M.E.P.)

## REFERENCES:

- [1] Matutinovic-krstlj, Z., Venkataraman, V., Prinz, E.J., Sturm, J.C., Magee, C.W.  
Base resistance and effective bandgap reduction in n-p-n- Si/ Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Si HBT's with heavy base doping  
IEEE Transactions on Electron Devices, 1996, Vol. 43, N° 3, pp 457 – 465.
- [2] Le tronc, B., Hashim, M.D.R., Ashburn, P., Mouis, M., Chantre, A., Vincent, G.  
Determination of bandgap narrowing and parasitic energy barriers in SiGe HBT's Integrated in a ipolar technology  
IEEE Transactions on Electron devices, 1997, Vol. 44, N° 5, pp 715 – 722.
- [3] Washio, K., Ohue, E., Tanabe, M., Onai, T.,  
Self-aligned metal/IDP si bipolar technology with 12 ps ECL and 45 GHz dynamic frequency divider  
Proceedings of the European Solid State Device Research Conference 96.  
Edited by : Baccarani, G., Rudan, M., Gif-sur-Yvette : Frontières, 1996, pp 806 – 808.
- [4] Meister, T., Schäfer, H., Franosch, M., Molzer, W., Aufinger, K., Scheler, U., Walz, C., Stolz, M., Boguth, S., Böck, J.,  
SiGe bipolar technology with 74 GHz Fmax and 11 ps gate delay  
In IEDM Tech. Dig. 1995, pp. 739 – 742.
- [5] Pruijboom, A., Terpstra, D., Timmering, C., De Boer, W., Theunissen, M., Slotboom, J., Huetting, R., Hageraats, J.,  
Selective epitaxial base technology with 14 ps ECL gate delay for low-band communication systems  
in IEDM Tech. Dig., 1995, pp. 747 - 750
- [6] Prinz, E.J. and Sturm, J.C.  
Current gain – Early voltage products in heterojunction bipolar transistors with non uniform base bandgaps  
IEEE Electron device lett., 1991, Vol. 12, pp. 661 – 663.
- [7] Prinz, E.J. and Sturm, J.C.  
Current gain – Early voltage products in graded – base Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Si heterojunction bipolar transistors  
IEEE Trans. Electron Devices, 1991, Vol. 38, pp. 2695 – 2696.
- [8] Johnson, E.R., Christian, S.M.  
Some properties of germanium – silicon alloys.  
Phys. Rev., 1954, Vol. 95, PP. 560 – 561.
- [9] Dismukes, J.P., Ekstrom, L., Paff, R.J.  
Lattice parameter and density in germanium – silicon alloys.  
J. Phys. Chem., 1964, Vol. 68, N° 10, PP. 3021 – 3027.

- [10] Aharoni, H.  
Measurement of the lattice constant of Si-Ge heteroepitaxial layers grown on a silicon substrat.  
Vacuum, 1978, Vol. 28, N° 12, pp. 571 – 578.
- [11] Souifi, A..  
Etude par spectroscopie de photoluminescence et d'admittance des propriétés électroniques d'hétérostructures  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  pour composants avancés de la microélectronique silicium ; novembre 1996, INSA de Lyon (France).
- [12] Bean, J.C.  
Silicon-based semiconductor heterostructures : column IV bandgap engineering  
Proceedings of the IEEE, 1992, Vol. 80, N° 4, pp. 571-587.
- [13] People, R., Bean, J.C.  
Band alignment of coherently strained  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$  hetrostructures on  $\langle 001 \rangle$   $\text{Ge}_y\text{Si}_{1-y}$  substrates.  
Appl. Phys. Lett., 1986, Vol.48, N°8, pp. 538-540.
- [14] Chung, S.K., Wang, K.L.  
Effective mass and mobility of holes in strained  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  layers on  $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$  substrate.  
IEEE Transaction on Electron Devices, 1992, Vol. 39, N°9, pp. 2153-2164.
- [15] Hasegawa, H.  
Theory of cyclotron resonance in strained silicon crystals.  
Phys. Rev., 1963, Vol. 129, N°3, pp. 1029-1040.
- [16] Hensel, J.C., Feher, G.  
Cyclotron resonance experiments in uniaxially stressed silicon.  
Phys. Rev., 1963, Vol. 129, N°3, pp. 1041-1053.
- [17] Kroemer, H.  
Heterostructure bipolar transistors and integrated circuit  
Proceedings of the IEEE, 1982, Vol. 70, N°1, pp. 13-25.
- [18] Patton, G.L , Bravman, J.C, Plummer, J.D.  
Physics, Technology and modelling of polysilicon emitter contacts for VLSI bipolar tranistors.  
IEEE Transactions on Electron Devices, 1986, Vol. 33, N°1, pp. 1754-1768.
- [19] Sasaki, K., Furukawa, S., Rahman, M.M.  
A novel structure amorphous SiC :H emitter HBT using low temperatures process  
International Electron Device Meeting Techn. Digest.  
New York (USA) : IEEE, 1985, pp. 294-299.
- [20] Kay, L.E., Tang, T.W.  
Monte Carlo calculation of strained electron mobilities in SiGe using improved ionised-impurity model.  
J. Appl. Phys., 1991, Vol. 70, N°3, pp. 1483-1488.

- [21] Xi, W.X., Kmail, J. and Hansson, G.V.  
Strain-affected band offsets at Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> <100> heterojunction interfaces studied with x-ray photoemission.  
Surface Sci., 1987, Vol. 189/190, pp. 379-384.
- [22] Lundstrom, M.S., Schuelke, R.J.  
Numerical analysis of heterostructure Semiconductor Devices  
IEEE Trans. On Electron Devices, 1983, Vol. ED-30, pp. 1151-1159.
- [23] Sydney, C.M., Houston, P.A., Yow, H.K.  
Analysis of the temperature dependance of current gain in heterojunction bipolar transistors  
IEEE Transactions on Electron Devices, 1997, Vol. 44, N°1, pp. 17-24.
- [24] Prinz, E.J., Garone, P.M., Schwartz, P.V., Wia, X. and Sturn, J.C.  
The effect of base emitter spacers and strain-dependent densities of states in Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Si heterojunction bipolar transistors.  
Int. Electron Devices Meet. Tech. Dig., 1989, pp. 639-642.
- [25] Slotboom, J.W., Strentber, G., Pruijboom, A. and Gravesteijn, D.J.  
Parasitic energy barriers in SiGe HBT's  
IEEE Electron Device Letter, 1991, Vol. 12, N°3, pp. 486-488.
- [26] Prinz, E.J.  
Base transport and vertical profile engineering in Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Si heterojunction bipolar transistors  
Ph.D Dissertation, Princeton University, Princeton, N.J., Oct. 1992.
- [27] . Giroult, G. Nouailhat, A and. Gauneau, M  
Study of a WS<sub>2</sub>/polycrystalline silicon/monocrystalline silicon structure for a complementary metal-oxide-semiconductor for a compatible self-aligned bipolar transistor emitter,  
J. Appl. Phys., vol. 67, n°1, pp. 515-523, 1990.
- [28] .Esaki, L and .Tsu, R.  
IBM J.Res.Dev. 14, p.61, 1970
- [29] Esaki, L and .Tsu, R.  
Tunneling in a finite superlattice  
Appl. Phys. lett. ,11, p.562, 1973
- [30] Yuji Ando and Tomohiro itoh,  
Calculation of transmission tunneling current across arbitrary potentiel barriers  
J. Appl. Phys., p.1497-1502, 1987.
- [31] Messiah, A  
Quantum Mechanics (North - Holland, Amsterdam, 1961).
- [32] Latreche S. , Gontrand C.

Effet tunnel dans la diode émetteur-base d'un transistor bipolaire compatible CMOS  
dédié à la R.F.  
Physica Status Solidi ; juillet 1999.

- [33]. Ng K,K and. Card, H.C  
Asymmetry in the SiO<sub>2</sub> tunneling barriers to electrons and holes  
J. Appl. Phys. 51(4) , April 1980, p.2153-2157.

LEGENDE :

Fig.1.a Image TEM d'une structure à multipuits quantiques montrant des ondulations de période 200 Å.

TEM photograph of multi-quantum wells showing waves of a 200 Å period.

Fig.1.b Image TEM d'une structure  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}/\text{Si}$ , avec Si : 24 Å, SiGe : 8Å.

b TEM image of a  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}/\text{Si}$  structure, with Si : 24 Å, SiGe : 8Å.

Fig.2 Alignement des bandes d'énergies pour l'hétérostructure :

Band diagram matching for the hétérostructure.

Fig. 3a Schéma du diagramme d'énergie : cas d'un HBT à base  $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$  et d'un transistor à homojonction

Band diagram schematic, for a  $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$  HBT and an homojunction transistor.

Fig.3b Calcul du diagramme de bande : cas d'un HBT à base  $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$  et d'un transistor à homojonction

Calculus of the band diagram of the HBT and the homojunction transistor

Fig.4 \_Courbe de Gummel pour le BJT et le HBT  $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$ .

Gummel plots for the HBT and the BJT

Fig.5 Coupe schématique du bipolaire compatible CMOS, avec son oxyde interfacial.

Schematic cut of the compatible CMOS bipolar transistor, with its interfacial oxide.

Fig.6 Evolution des densités de porteurs dans une diode poly.Si/Si/oxyde/Si ( $\text{N}^{++}/\text{N}^+/\text{I}/\text{P}$ )

Carrier density for a poly.Si/Si/oxide/Si ( $\text{N}^{++}/\text{N}^+/\text{I}/\text{P}$ )

Fig.7 Calcul du diagramme de bande: cas du BiCMOS avec oxyde interfacial. et d'un transistor à homojonction



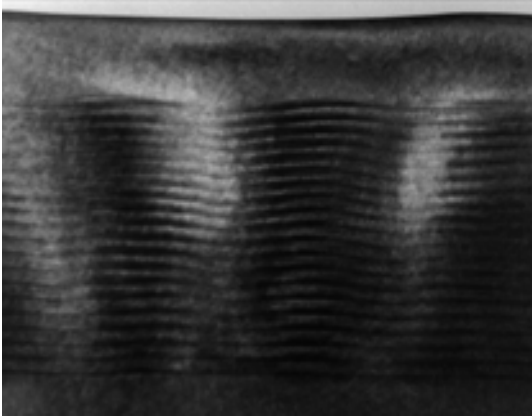
Calculus of the band diagram of a BiCMOS with an interfacial oxide and the homojunction bipolar transistor..

Fig.8 Evolution des densité de porteurs dans le BiCMOS complet

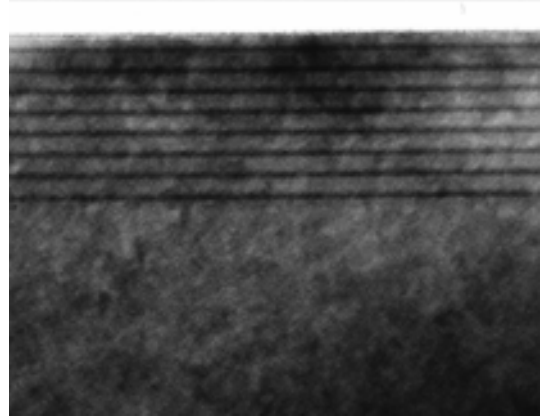
Carrier density along the whole BiCMOS.

Fig.9. Influence de l'oxyde interfacial sur le courant de base (calcul).

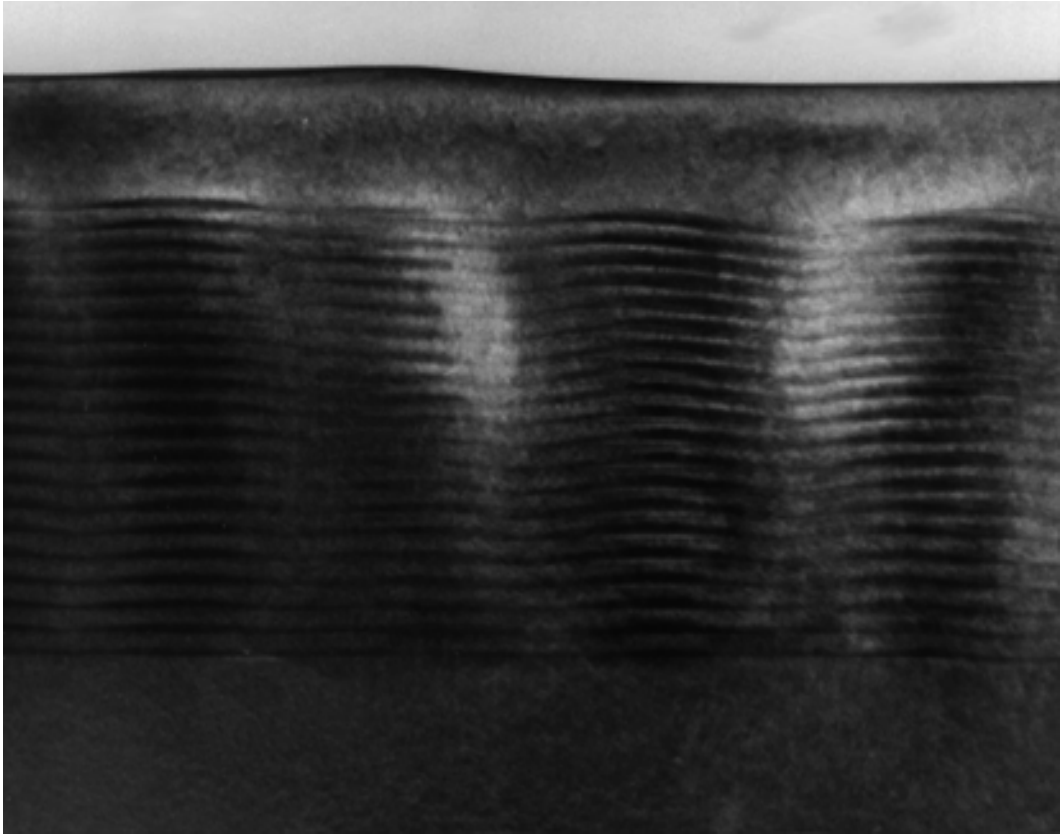
Interfacial oxide influence on the BiCMOS base current.

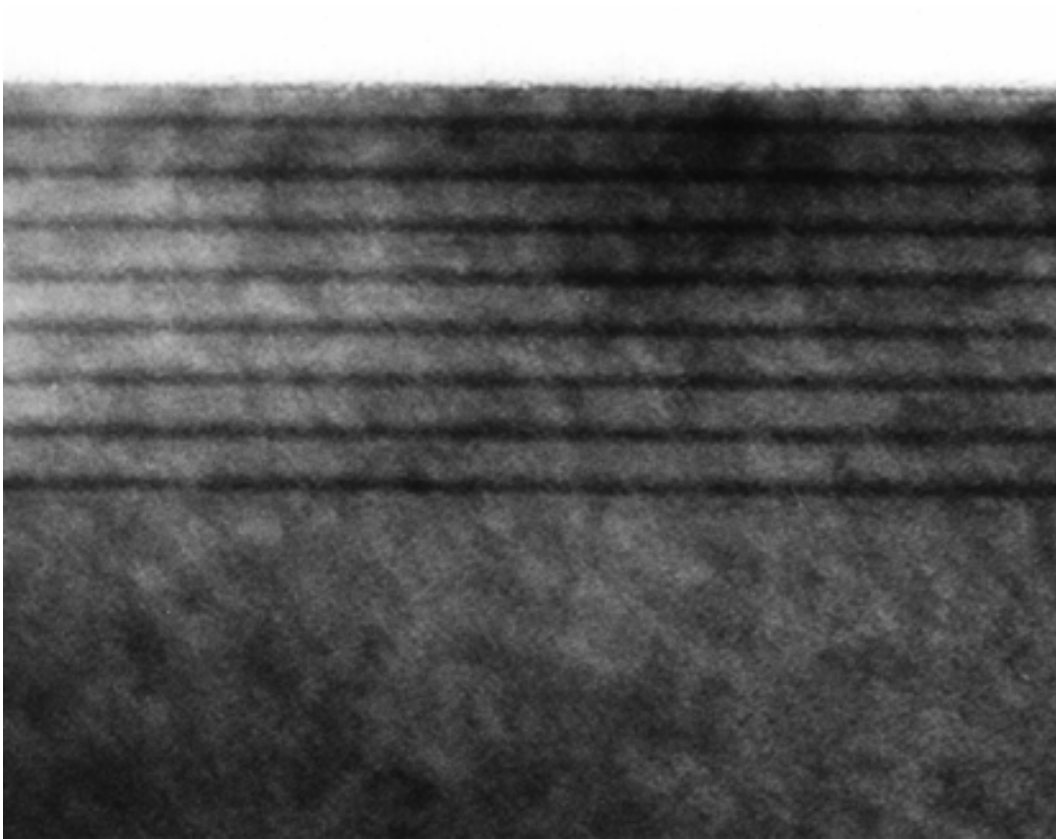


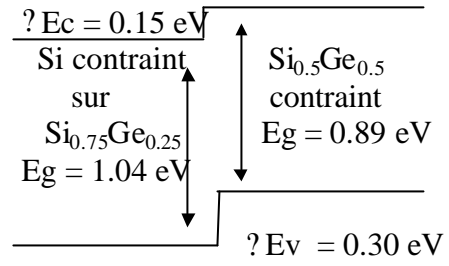
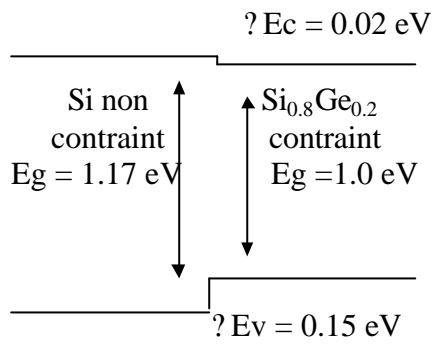
a)



b)

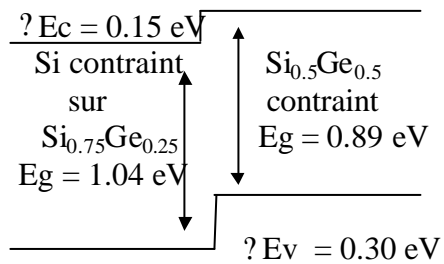
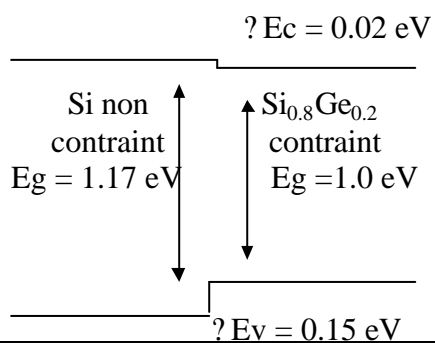


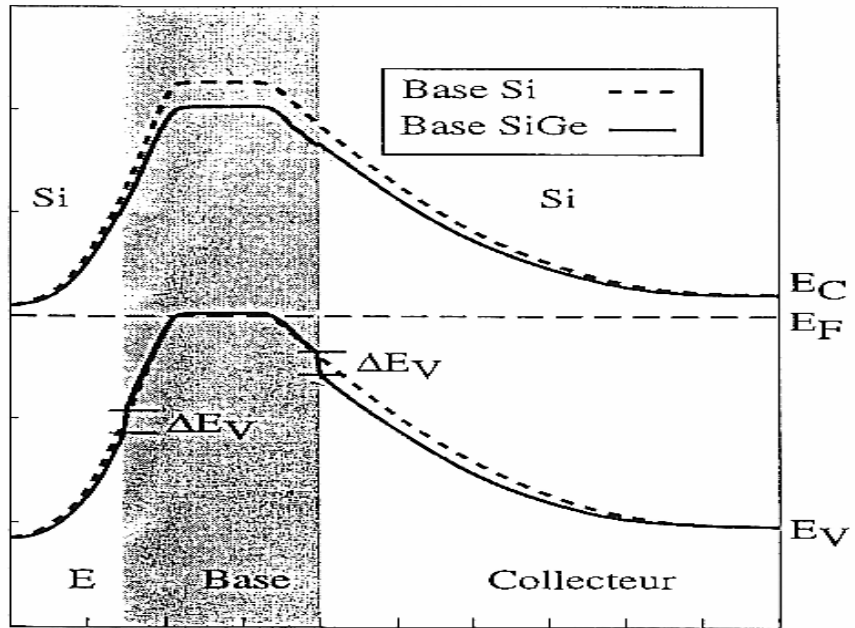


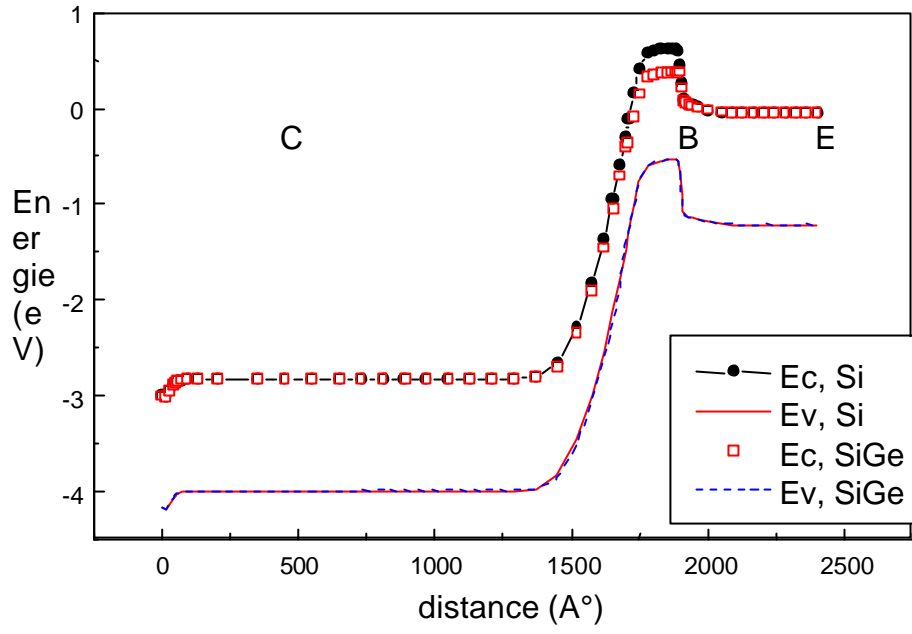


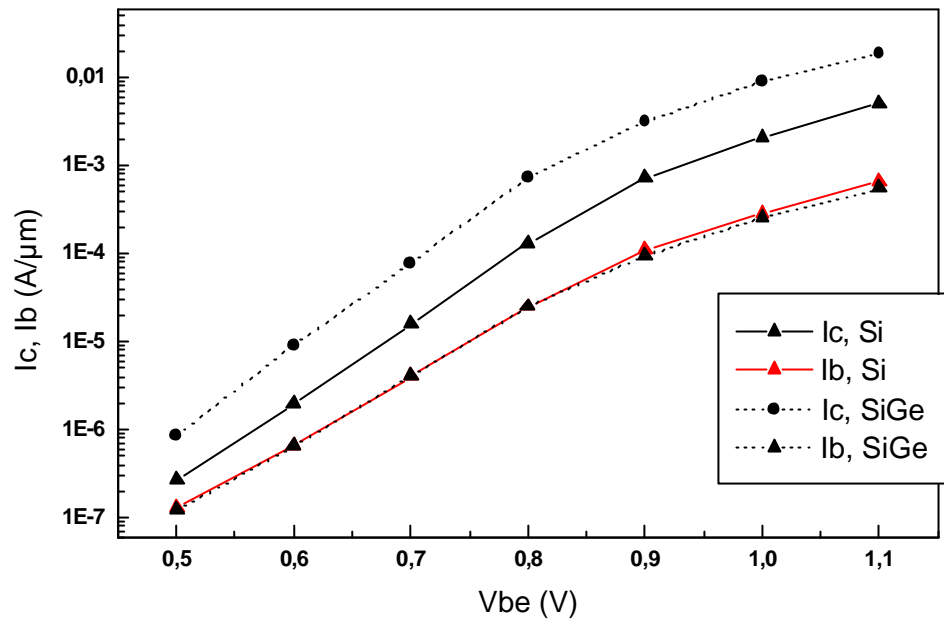
Type I

Type II

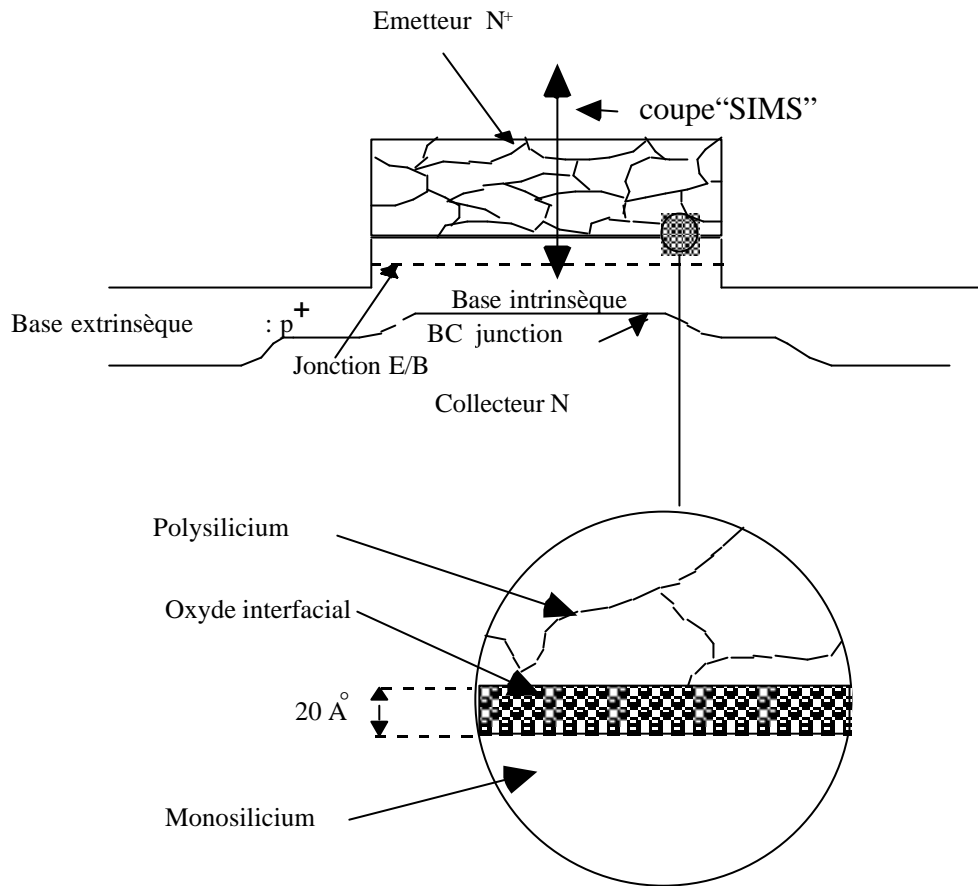


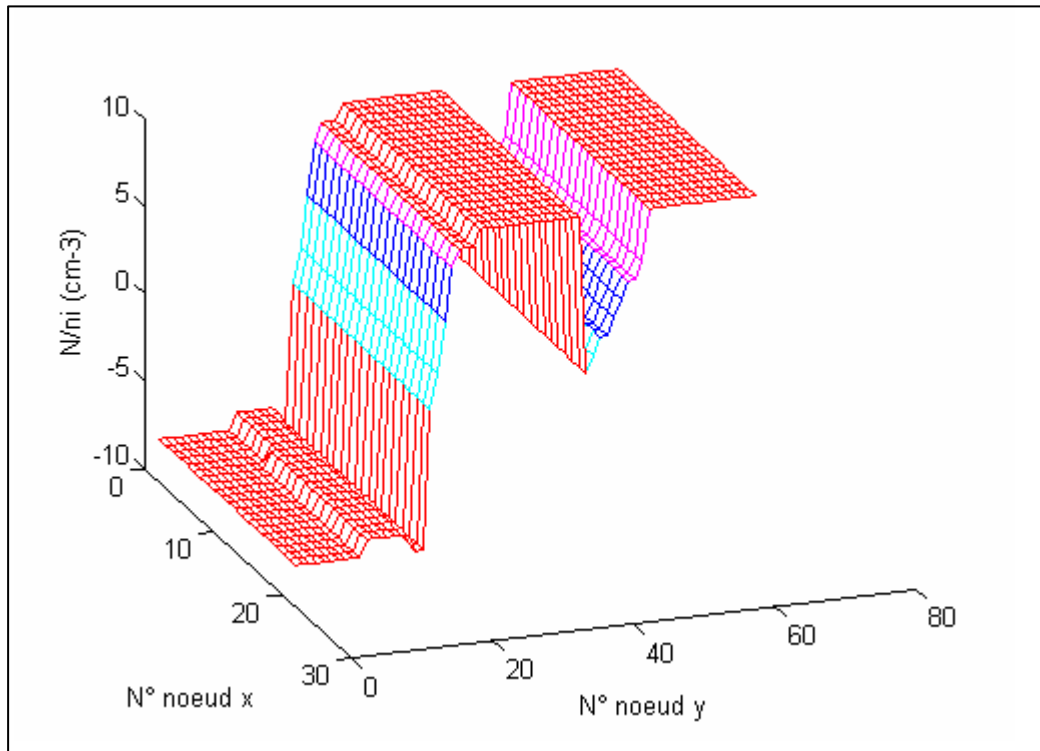




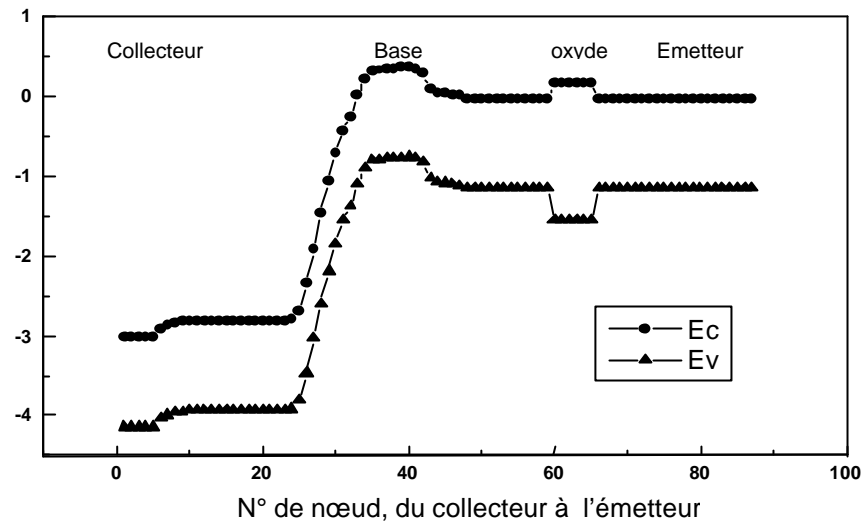


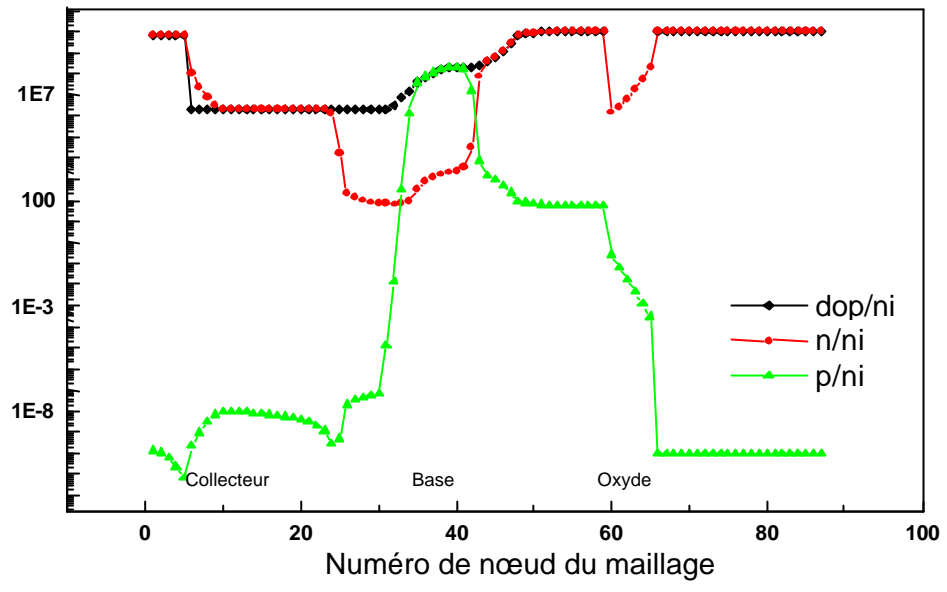






E(eV)





Ib (A/? m)

