

II.1. Introduction

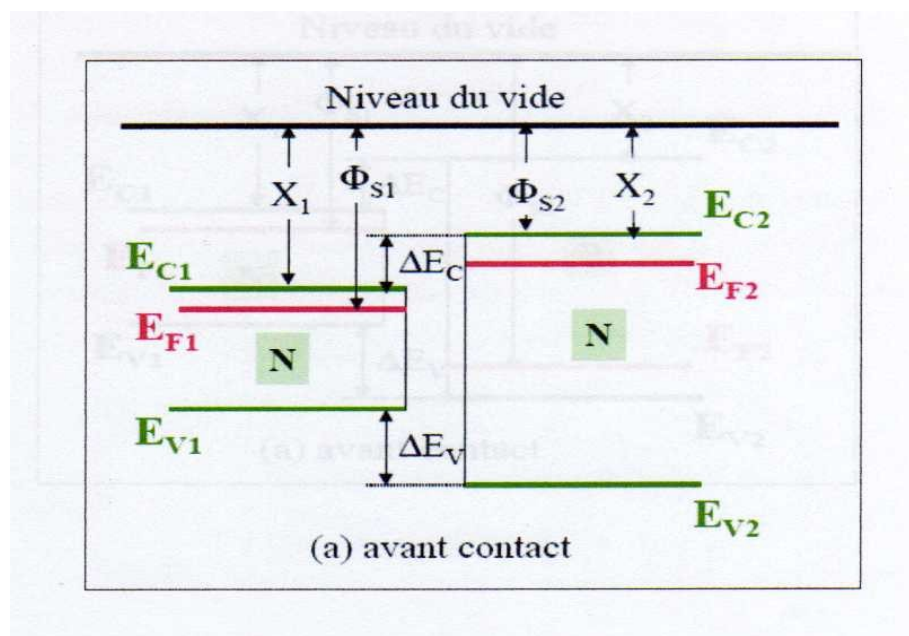
en 1951, William Shockley a proposé d'utiliser une hétérojonction abrupte comme injecteur base-émetteur efficace dans un transistor bipolaire. La même année, Gubanov a publié un article théorique sur les hétérojonctions. Depuis, les hétérojonctions ont été largement étudiées, et de nombreuses applications (existant bien souvent avec des homojonctions) ont pu être améliorées ou être opérationnelles à température ambiante. On cite notamment les HBTs, les diodes électroluminescentes, les diodes lasers, les photodétecteurs, les cellules solaires, etc. [68].

II.2. Définition

Une hétérojonction est obtenue lorsque deux matériaux semi-conducteurs différents sont associés. Sa réalisation s'effectue par croissance cristalline d'un matériau sur l'autre et nécessite l'utilisation de semi-conducteurs ayant des propriétés cristallines voisines (la taille des atomes doit notamment être assez proche).

Selon le type de dopage utilisé pour les semi-conducteurs, deux hétérojonctions se distinguent :

- Les premières sont les hétérojonctions isotypes, pour lesquelles les deux semi-conducteurs sont de même type de dopage (figure II.1).



- Les secondes sont les hétérojonctions anisotypes, pour lesquelles les deux semi-conducteurs sont dopés différemment [69] (figure II.2).

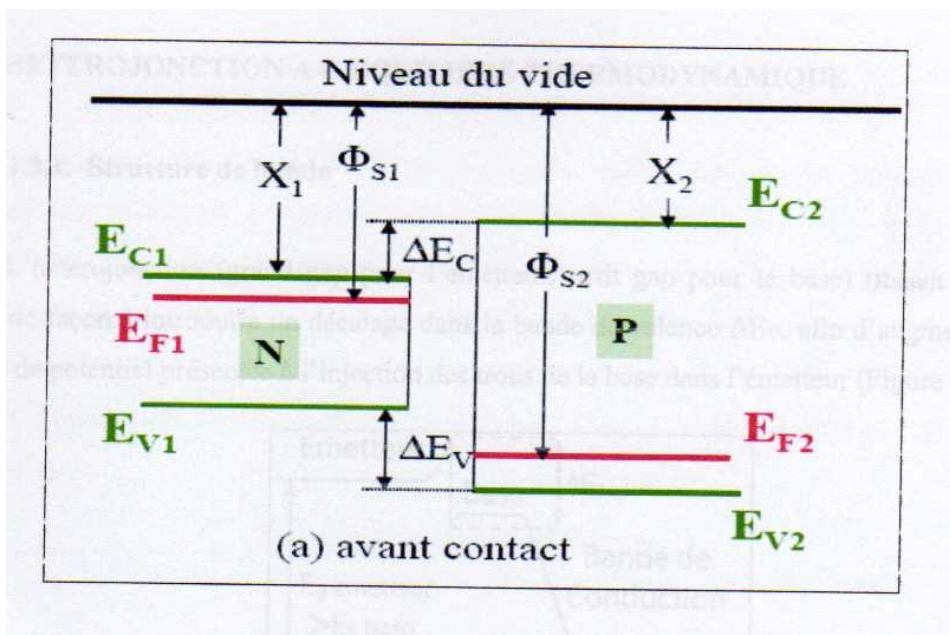
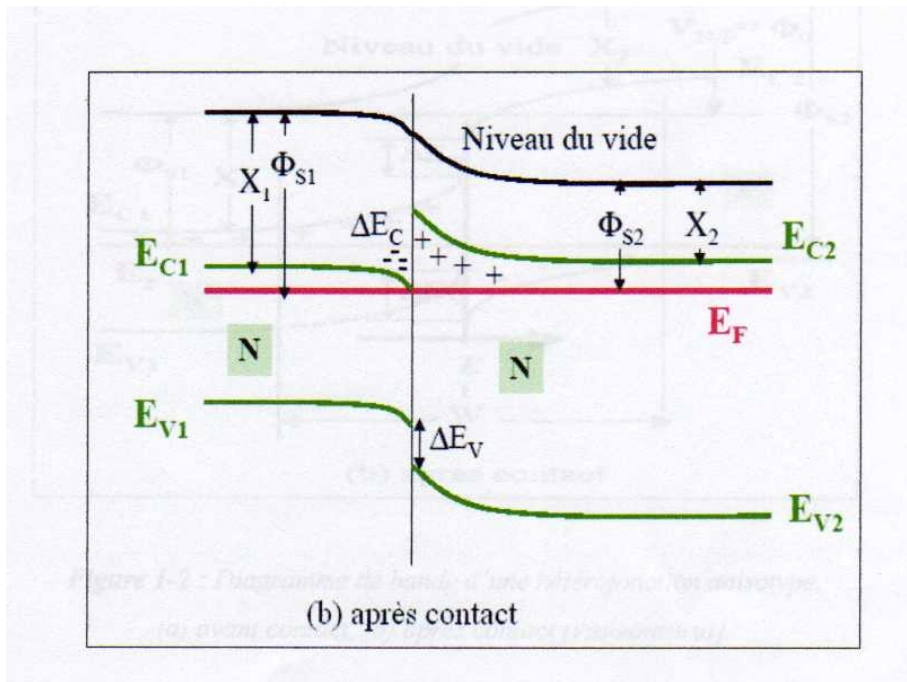


Figure II.1 : Diagramme de bande d'une hétérojonction isotype, (a) avant contact, (b) après contact [70].

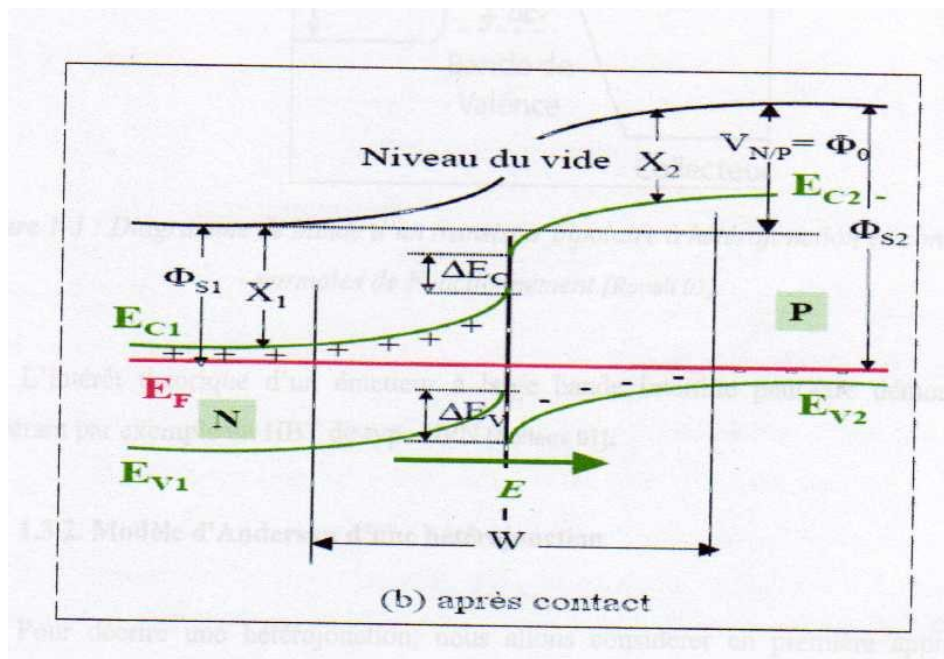


Figure II.2 : Diagramme de bande d'une hétérojonction anisotype, (a) avant contact, (b) après contact [70].

II.2. Hétérojonction p-n à l'équilibre thermique

II.2.1. Schéma de bandes

Le schéma de bandes à l'équilibre thermique de l'hétérojonction du type anisotype retenu est présenté à la figure II.3 comme on considère implicitement que celle-ci est non graduée, c'est-à-dire qu'il y a passage abrupte du matériau (1) au matériau (2). Ce schéma se distingue de celui de la figure I.1b par la présence de discontinuités qui affectent les bords E_c et E_v de la bande de conduction et de la bande valence à l'abscisse de la jonction métallurgique.

Le sens des inégalités entre le gap et entre affinités électroniques des deux matériaux, associée à la discontinuité du niveau E_c un maximum aigu appelé « **Spike** » et une dépression appelée « **Notch** ». On la qualifie de discontinuité forte car elle influence sous polarisation, la nature des mécanismes de déplacement des électrons dans la bande de conduction. Au contraire, la discontinuité du niveau E_v n'introduit pas de rupture de monotonie et n'est donc pas de nature à modifier les mécanismes de déplacement des trous dans la bande de valence. On la qualifie pour cela de quasi-continuité.

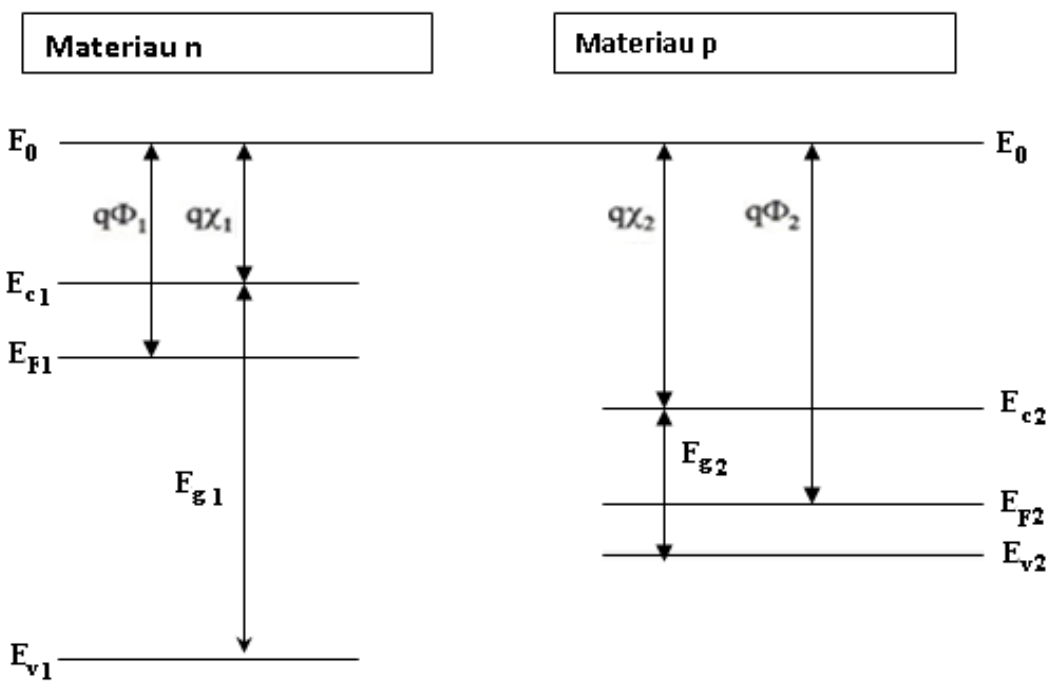
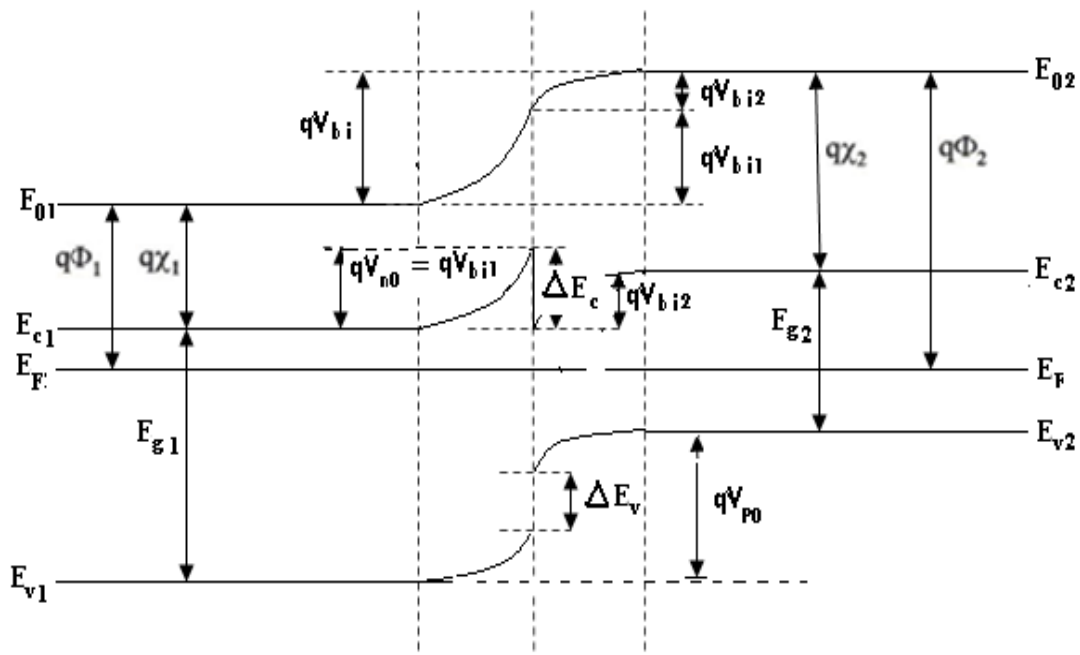


Figure II.3 : Schéma de bandes à l'équilibre thermique d'une hétérojonction abrupte du type « matériau de grand gap dopé n / matériau de gap réduit dopé p.

La différence de potentiel de (ou tension de diffusion) entre le matériau n et le matériau p est positive. Elle s'exprime à partir de la différence des travaux d'extraction sous la forme :

$$(II.1)$$

En explicitant les travaux d'extraction sous la forme :

$$(II.2)$$

$$(II.3)$$

Et sachant que :

$$(II.4)$$

$$(II.5)$$

Où et sont respectivement les niveaux de dopage (supposés uniformes) du matériau n et du matériau p et où et sont respectivement les densités effectives d'état dans la bande de conduction du matériau n et dans la bande de valence du matériau p, la relation (II.1) se développe sous la forme :

$$- \quad (II.6)$$

Sachant que l'on peut aussi écrire :

$$(II.7)$$

$$(II.8)$$

Où et sont les concentrations intrinsèques respectives des deux matériaux (puisque le rapport est quasi égale à), la relation (I.1) peut encore s'expliciter sous la forme :

$$(II.9)$$

Cette dernière relation est l'homologue de la relation familière suivante, relative à l'homojonction p-n abrupte :

$$(II.10)$$

L'écart (qui représenterait en l'absence du Spike, la barrière s'opposant au passage des électrons du matériau n vers le matériau p, s'exprime à partir des résultats précédents par la relation :

$$(\quad (II.11)$$

Et l'on note qu'il est indépendant de l'amplitude du Spike.

Sachant que la différence des gaps des deux matériaux peut mettre sous la forme :

$$(II.12)$$

On en déduit l'expression de l'écart encore égal à (figure II.3), qui représente la barrière s'opposant au passage des trous du matériau p vers le matériau n :

$$+ \quad (II.13)$$

C'est-à-dire encore d'après la relation (II.11) :

$$(II.14)$$

D'après les relations (II.6), (II.11) et (II.14), les barrières et s'écrivent finalement :

$$(II.15)$$

$$(II.16)$$

On retrouve bien dans le cas d'une homojonction, l'égalité des trois barrières :

L'amplitude du spike est directement fixée par la différence des affinités électroniques :

$$(II.17)$$

Cela permet, compte tenu de ce qui précède, de réécrire la relation (I.11) sous la forme :

$$(II.18)$$

Par ailleurs, il est facile de montrer que l'amplitude de la discontinuité du niveau s'exprime en fonction de l'amplitude du Spike et de la différence des gaps des deux matériaux de la façon simple suivante :

$$(II.19)$$

La variation du potentiel d'un matériau à l'autre implique la présence de part et d'autre de la jonction métallurgique, d'une charge d'espace qui doit être positive du côté n et négative du côté p ; cette charge provient d'une diffusion d'électrons (dans la bande de conduction) de la région de plus faible travail d'extraction vers la région voisine et d'une diffusion de trous (dans la bande de valence) en sens inverse.

Pour le type d'hétérojonction considéré, ce mouvement produit une découverte d'ions (positifs du côté n et négatifs du côté p). La charge d'espace résultante est une charge de déplétion (pour d'autres types d'hétérojonction, il peut s'agir de charge d'accumulation).

L'importance de l'effet de barrière du Spike dépend de la région dans laquelle s'étend préférentiellement la charge d'espace. Si le dopage de la région p est faible devant celui de la région n, la zone de transition qui correspond à la zone de courbure des bandes, s'étend préférentiellement dans la région p. dans ces conditions, le Spike dont l'amplitude est indépendante des niveaux de dopage, ne dépasse pas le niveau (figure II.4a) et la barrière s'opposant au passage des électrons du matériau n vers le matériau p s'identifie au décalage entre les niveaux :

$$(II.20)$$

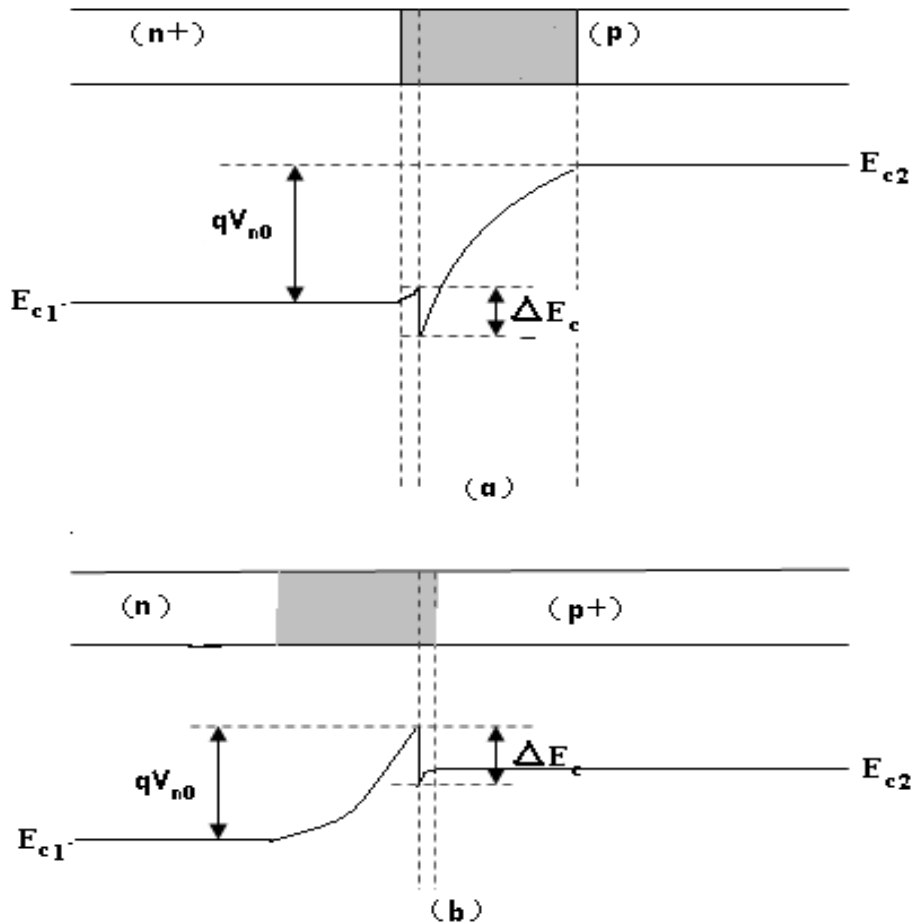


Figure II.4 : Conséquence de la dissymétrie de dopage de l'hétérojonction sur l'importance de l'effet de barrière du spike ; a) cas d'un dopage ; b) cas d'un dopage.

Dans le cas contraire, lorsque le dopage de la région p est beaucoup plus important que celui de la région n, la zone de courbure des bandes s'étend préférentiellement dans le matériau n et le sommet du spike dont l'amplitude est inchangée, dépasse le niveau (figure II.4b). La barrière est dans ces conditions, plus haute que le décalage entre les niveaux :

$$(II.21)$$

Le Notch crée une zone d'accumulation d'électrons (un puits de charge négative). Il tend de ce fait à renforcer l'activité de recombinaison associée aux défauts d'interface et donc à dégrader les performances statique et dynamique du dispositif. L'effet est d'autant plus prononcé que le Notch est proche du niveau de Fermi (c'est-à-dire qu'il est profond).

II.2. Etude de la zone de transition

L'étude électrostatique de la zone de transition de l'hétérojonction fait intervenir les permittivités (distinctes) et des deux matériaux. Elle s'effectue comme dans le cas de

l'homojonction pn, par résolution de l'équation de Poisson, sur la base de l'hypothèse de désertion (qui stipule que les deux zones déplétées placées en vis-à-vis sont vides de porteurs).

L'uniformité de dopage des deux matériaux donne au champ électrique, une variation linéaire par morceaux ; et au potentiel, une variation parabolique par morceaux conformément aux tracés de la figure II.5, sur lesquels sont définies les extensions x_n et x_p de la zone de transition. La neutralité globale de la zone de transition implique que ces épaisseurs doivent être dans le rapport inverse des dopages :

$$(II.22)$$

La continuité du déplacement électrique d'un matériau à l'autre se traduit par une discontinuité du champ électrique à l'interface entre les deux valeurs E_{s1} et E_{s2} telles que :

$$(II.23)$$

Et qui s'écrivent encore :

$$(II.24)$$

$$(II.25)$$

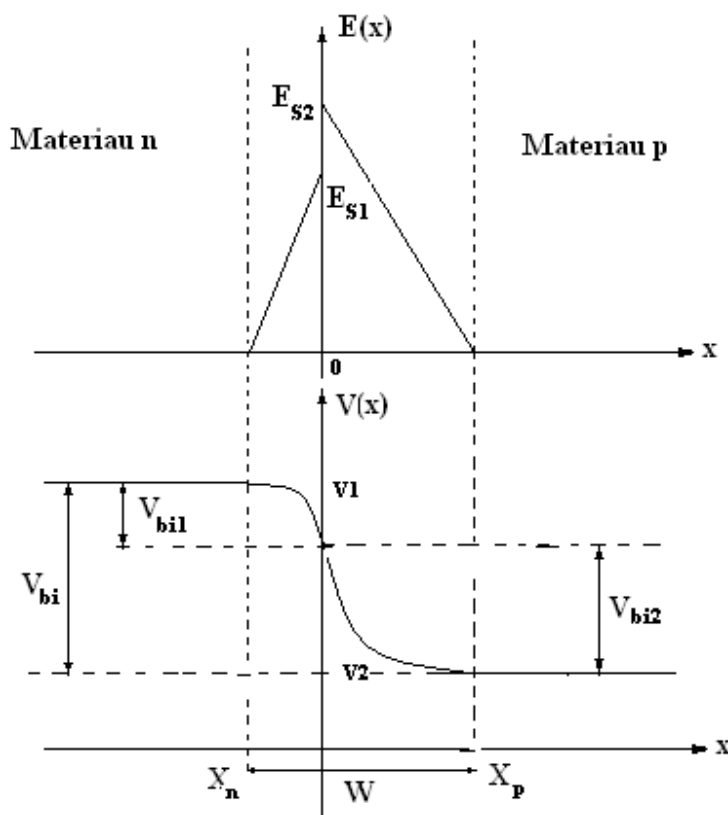


Figure II.5 : Evolution du champ électrique et du potentiel dans la zone de transition de l'hétérojonction de profil de dopage abrupte (on note la discontinuité du champ électrique à l'interface qui provient de la nécessaire continuité de passage de la composante normale du déplacement électrique).

La variation totale (du potentiel, encore égale au potentiel de diffusion se partage en deux variations partielles qui concernent respectivement l'extension côté n et l'extension côté p de la zone de transition :

$$= \quad (II.26)$$

On déduit des relations (II.20) et (II.22), les expressions suivantes des profondeurs x_n et x_p :

$$(II.27)$$

$$(II.28)$$

D'où l'épaisseur totale W de la zone de transition :

$$(II.29)$$

Compte tenu de ces derniers résultats, les variations partielles du potentiel s'écrivent encore :

$$(II.30)$$

$$(II.31)$$

D'où l'on déduit :

$$(II.32)$$

Ce qui montre que la chute de tension est la plus élevée du côté le moins dopé avec une pondération fonction des permittivités.

La mise en évidence des variations de potentiel sur le schéma de bande de la figure II.3, nous permet de déduire les identités suivantes :

$$(II.33)$$

$$(II.34)$$

II.3. Hétérojonction p-n polarisée

II.3.1. Modification des barrières de potentiel

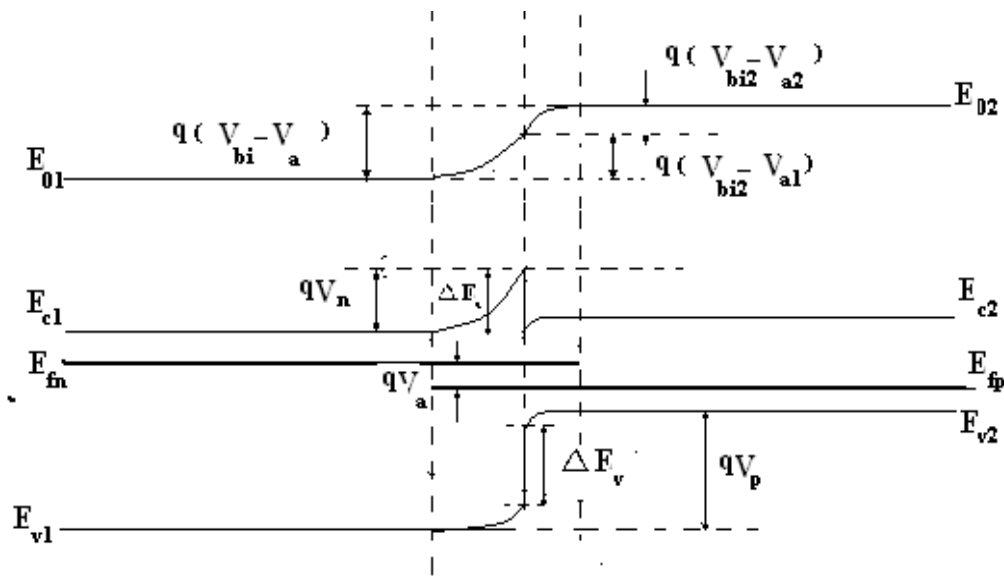
Sous l'effet d'une tension de polarisation externe, le schéma de bandes de l'hétérojonction se modifie selon la figure II.6.

En polarisation directe), le décalage des quasi-niveaux de Fermi et diminue la différence de potentiel entre les deux régions quasi neutres de l'hétérojonction qui devient égale à $(V_{bi2} - V_{a2})$. La tension qui est intégralement reportée aux bornes de la zone de transition se partage en deux parties qui correspondent aux tensions reportées respectivement à l'extension n et à l'extension p de la zone de transition :

$$(II.35)$$

Le déplacement des porteurs majoritaires est facilité par l'abaissement des barrières de potentiel qui s'opposent à leur déplacement. Elles deviennent respectivement :

$$(II.36)$$



$$(II.37)$$

Figure II.6 : Schéma de la structure de bande d'une hétérojonction abrupte du type (matériau n de grand gap / matériau p de gap réduit) en polarisation directe.

En polarisation inverse (), ces mêmes barrières s'élèvent, renforçant ainsi leur effet de blocage.

On note par ailleurs que la polarisation n'a d'effet ni sur l'amplitude du Spike, ni sur l'amplitude de la quasi-continuité.

Dans la mesure où l'hypothèse de désertion de la zone de transition reste légitime, les différentes expressions (II.22) à (II.29) conservent leur validité vis-à-vis de l'hétérojonction polarisée, à condition de remplacer la tension de diffusion d'équilibre. La chute de potentiel se partage en deux termes et (voir figure I.6) qui représentent respectivement les chutes de

potentiel à travers les extensions n et p de la zone de transition. Sachant que ϕ_n et ϕ_p sont les grandeurs d'équilibre définies par les relations (II.30) et (II.31), on montre facilement que :

$$(II.37)$$

$$(II.38)$$

II.3.2. Capacité de jonction

La capacité de transition de l'hétérojonction se définit vis-à-vis d'un fonctionnement en petits signaux, comme le rapport de la variation de la charge d'espace à la variation de la tension appliquée :

$$(II.39)$$

Sachant que :

$$Q=q$$

$$(II.40)$$

$$(II.41)$$

Il vient :

$$(II.42)$$

Cette relation se simplifie en pratique car il existe toujours une forte dissymétrie de dopage. Avec par exemple $N_A \gg N_D$, et sachant que les permittivités relatives ϵ_n et ϵ_p sont du même ordre de grandeur, il vient :

$$(II.43)$$

II.3.3. mécanisme de passage du courant

Dans une hétérojonction polarisée ; les grandeurs caractéristiques vis-à-vis le passage du courant, sont les barrières ϕ_{n0} et ϕ_{p0} (voire figure II.6) s'opposant respectivement au déplacement des électrons majoritaires de la région n vers la région p, et des trous majoritaires de la région p vers la région n. Contrairement à ce qui se passe dans une homojonction, ces barrières sont différentes l'une de l'autre et différentes de la barrière de potentiel ϕ_0 qui n'est pas ici la grandeur la plus significative.

Dans le type d'hétérojonction présente, la barrière ϕ_{n0} étant par nature moins haute que la barrière ϕ_{p0} , il faut s'attendre à ce que le courant d'électrons soit toujours dominant.

Dans l'hétérojonction (tout comme l'homojonction), le courant pour chaque type de porteurs est limité (contrôlé) par le transport de ces porteurs dans la région où ils sont minoritaires. Au contraire des trous qui n'ont pas d'autre possibilité qu'un déplacement dans la région n par

diffusion (comme ils feraient dans une homojonction), les électrons sont susceptibles de se déplacer dans la région p de l'hétérojonction selon différents mécanismes de transport. Ces mécanismes qui peuvent cohabiter sont représentés sur la figure II.7.

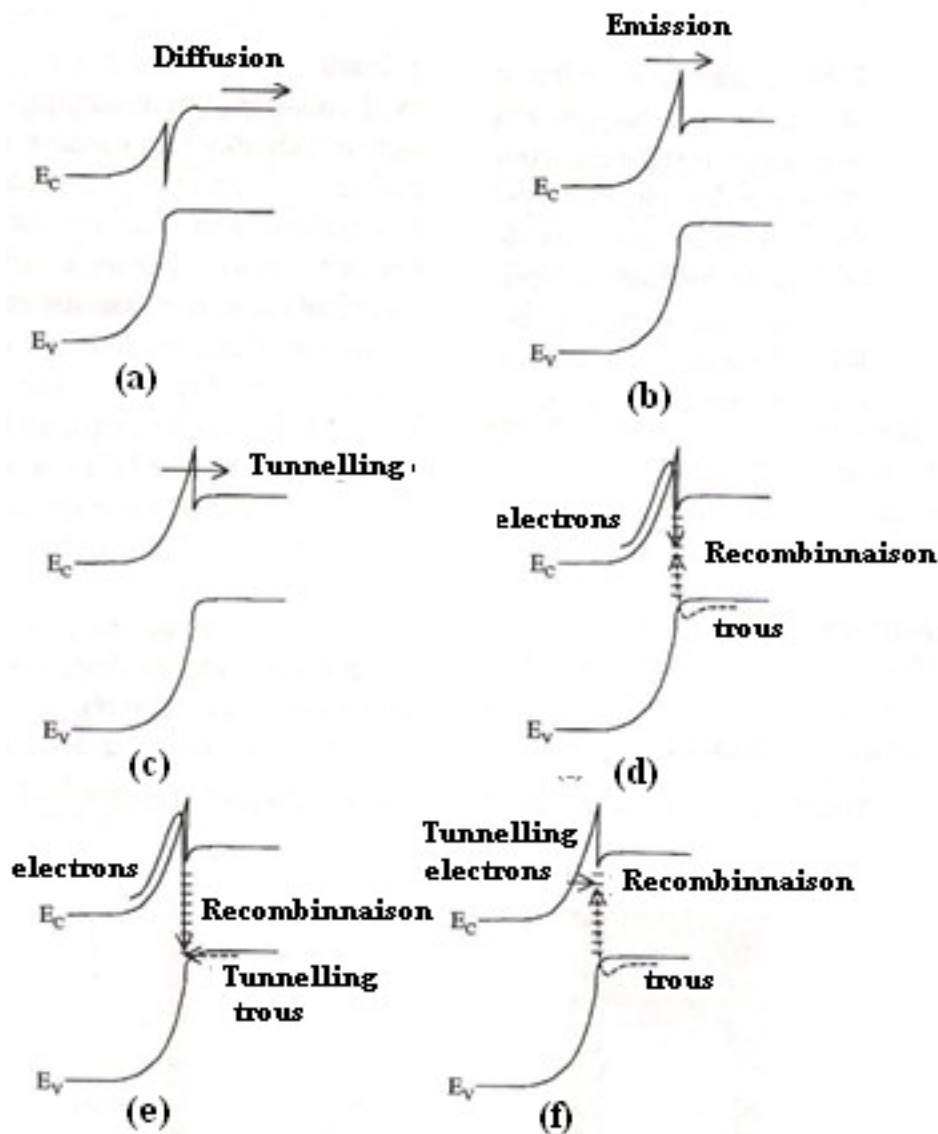


Figure II.7 : Différents mécanismes de transport des électrons dans l'hétérojonction abrupte du type (matériau n de grand gap – matériau p de gap réduit). a) diffusion ; b) émission thermoionique ; c) conduction tunnel à travers le spike ; d) recombinaison à l'interface ; e) et f) recombinaison à l'interface associée à un effet tunnel.

Si le spike n'introduit pas d'effet de barrière (figure II.4a), le courant d'électrons est contrôlé comme dans une homojonction, par la diffusion des électrons minoritaires dans la région p (figure II.7a). A cette composante principale, se rajoute comme là encore dans une homojonction, une composante de recombinaison dans la zone de transition (la continuité du

flux d'électrons traversant la région n étant alors assurée par un flux de trous traversant la région p).

La différence est, qu'ici l'activité dominante de recombinaison est localisée à l'interface (figure II.7d) et que le processus peut se compliquer d'un effet tunnel (figure II.7e et II.7f).

Quand le spike introduit un effet de barrière (figure II.4b), le courant d'électrons est contrôlé par un processus d'émission thermoionique d'électrons comme dans un contact métal-semi conducteur Schottky : la barrière de potentiel n'est franchie que par les électrons possédant une énergie thermique suffisante (figure II.7b). Il peut aussi exister simultanément une conduction tunnel d'électrons à travers le sommet du spike à des niveaux d'énergie où celui-ci est suffisamment fin, ce qui implique la contribution d'une assistance thermique (figure II.7c). Une fois que les électrons ont d'une manière ou d'une autre, franchi le spike, leur transport s'effectue par diffusion. Dans une telle situation où plusieurs mécanismes s'exercent (en série) c'est le plus restrictif, en l'occurrence ici le franchissement du spike qui limite le courant et en fixe la loi de variation. Là encore, se rajoutent les composantes associées à l'activité de recombinaison dans les états d'interface.

Le mécanisme de transport des électrons par diffusion qui est schématisé par la figure II.7a, se formalise à partir du profil de concentration en électrons minoritaires dans la zone quasi neutre p. dans l'hypothèse légitime où cette région est courte (c'est-à-dire où son épaisseur est très inférieure à la longueur de diffusion locale des électrons), ce profil $n(x)$ est linéaire comme le montre la figure II.8.

« principale » se rajoute comme là encore dans une homojonction, une composante de recombinaison dans la zone de transition (la continuité du flux d'électrons traversant la région n étant alors assurée par un flux de trous traversant la région p). La différence est qu'ici l'activité dominante de recombinaison est localisée à l'interface (voir figure 1.10d) et que le processus peut se compliquer d'un effet tunnel (voir figures 1.10e et 1.10f).

Quand le spike introduit un effet de barrière (voir figure 1.7b), le courant d'électrons est contrôlé par un processus d'émission thermoionique d'électrons comme dans un contact métal-semi-conducteur Schottky : la barrière de potentiel n'est franchie que par les électrons possédant une énergie thermique suffisante (voir figure 1.10b). Il peut aussi exister simultanément une conduction tunnel d'électrons à travers le sommet du spike à des niveaux d'énergie où celui-ci est suffisamment fin, ce qui implique la contribution d'une assistance thermique (voir figure 1.10c). Une fois que les électrons ont d'une manière ou d'une autre, franchi le spike, leur transport s'effectue par diffusion. Dans une telle situation où plusieurs mécanismes s'exercent « en série », c'est le plus restrictif, en l'occurrence ici le franchissement du spike, qui limite le courant et en fixe la loi de variation. Là encore, se rajoutent les composantes associées à l'activité de recombinaison dans les états d'interface.

Le mécanisme de transport des électrons par diffusion qui est schématisé par la figure 1.10a se formalise à partir du profil de concentration en électrons minoritaires dans la zone quasi neutre p. Dans l'hypothèse légitime où cette région est « courte » (c'est-à-dire où son épaisseur W_p est très inférieure à la longueur de diffusion locale des électrons), ce profil $n(x)$ est linéaire comme le montre la figure 1.11.

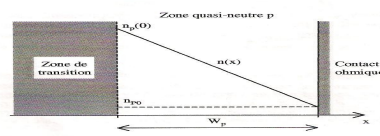


Figure 1.11. Profil $n(x)$ de concentration en électrons minoritaires dans la zone quasi neutre p « courte » (n_{p0} est la concentration d'équilibre en électrons).

Figure II.8 : Profil $n(x)$ de concentration en électrons minoritaires dans la zone quasi neutre p (courte) (est la concentration d'équilibre en électrons).

Les électrons se déplaçant par diffusion, leur densité de courant s'écrit :

$$(II.44)$$

La concentration à la limite de la zone de transition, est liée par une loi en à la hauteur de barrière s'opposant au passage des électrons de la région n à la région p (figure II.7a).

On a une variation en puisque

Comme pour une homojonction, son expression qui fait intervenir la concentration d'équilibre en électrons dans la région p, se précise sous la forme :

$$(II.45)$$

L'expression (II.44) de la densité de courant d'électrons devient alors :

$$(II.46)$$

Les concentrations intrinsèques respectives et des deux matériaux étant liées à la différence des gaps par la relation :

$$(II.47)$$

Il vient finalement :

$$(II.48)$$

De façon symétrique ; le courant de trous dans l'hétérojonction qui est contrôlé par la diffusion des trous minoritaires dans la région n, s'écrit par transposition de la relation (II.46)

$$(II.49)$$

Ou est l'épaisseur de la zone quasi neutre n.

Ces résultats montrent que le courant d'électrons de l'hétérojonction est fois plus élevé que celui d'une homojonction qui serait construite avec le matériau (1) de grand gap, mais que son courant de trous est le même. Cela veut dire qu'à même courant total, l'importance relative du courant de trous est bien moindre dans l'hétérojonction que dans l'homojonction.

Le processus d'émission thermoïonique d'électrons à travers l'hétérojonction, schématisé sur la figure II.7b, est décrit par le modèle d'Anderson [71].

Quand l'effet de barrière du Spike est dominant (figure II.9) qui montre comment la polarisation agit sur la bande de conduction), la densité de courant d'électrons dans l'hétérojonction s'exprime par la différence entre le flux d'électrons du matériau (1) vers le matériau (2) et le flux d'électrons du matériau (2) vers le matériau (1) :

$$(II.50)$$

D'une manière très générale, ces flux s'expriment par les relations :

$$(II.51)$$

$$(II.52)$$

Où les facteurs A et B font implicitement intervenir les dopages, les probabilités de transfert des électrons à travers l'interface, ainsi que les coefficients de diffusion et les durées de vie de ces porteurs et où les barrières et se précisent d'après la figure II.9 sous la forme :

$$(II.53)$$

$$(II.54)$$

La relation (II.50) se développe donc sous la forme :

$$(II.55)$$

Sachant qu'à l'équilibre thermique, on a et il vient :

$$(II.56)$$

D'où finalement :

$$(II.57)$$

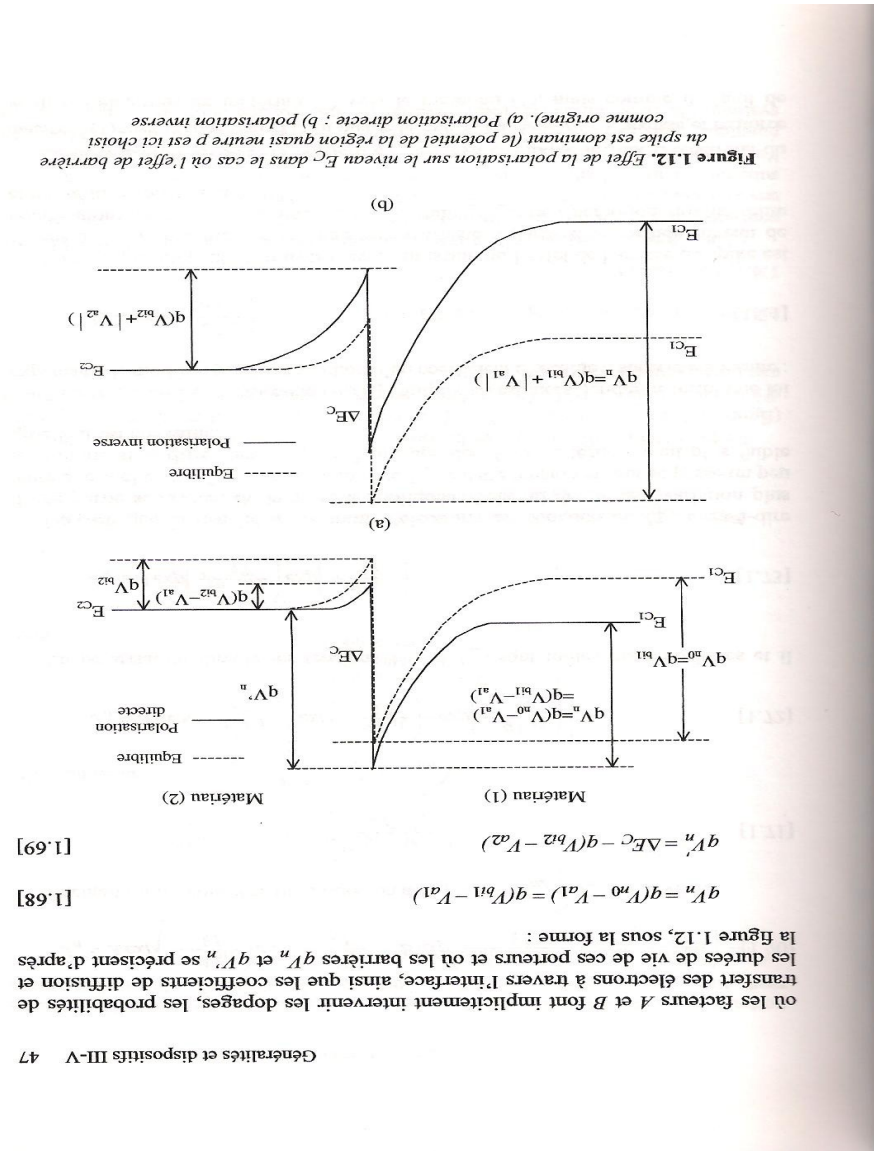


Figure II.9 : Effet de la polarisation sur le niveau dans le cas où l'effet de barrière du Spike est dominant (le potentiel de la région quasi neutre p est ici choisi comme origine)
a) polarisation directe b) polarisation inverse.

En polarisation directe, les tensions sont toutes deux positives et l'on a :

$$(II.58)$$

On voit que la densité de courant d'électrons est fonction de V_a c'est-à-dire d'une partie seulement de la tension appliquée. Cela lui donnerait une variation plus lente que si elle était fonction de la totalité de cette tension et tout se passe un peu ici comme si la différence des bandgaps des deux matériaux était plus faible qu'elle n'est en réalité.

Pour disposer d'une expression (II.59) simple, on est alors conduit à écrire une loi exponentielle modérée par l'introduction d'un coefficient d'idéalité n supérieur à l'unité :

$$(II.59)$$

Le tracé de Gummel (II.59) de l'hétérojonction, présente alors l'allure décrite figure II.10.

En polarisation inverse, la barrière s'élève et bloque le flux d'électrons du matériau (1) vers le matériau (2). En même temps, la barrière s'abaisse et renforce le flux d'électrons du matériau (2) vers le matériau (1) ; mais comme il s'agit de porteurs minoritaires, ce courant qui est le courant inverse de l'hétérojonction, ne peut être que très faible. Quand la barrière disparaît c'est-à-dire quand $V_a = 0$, le courant inverse sature.

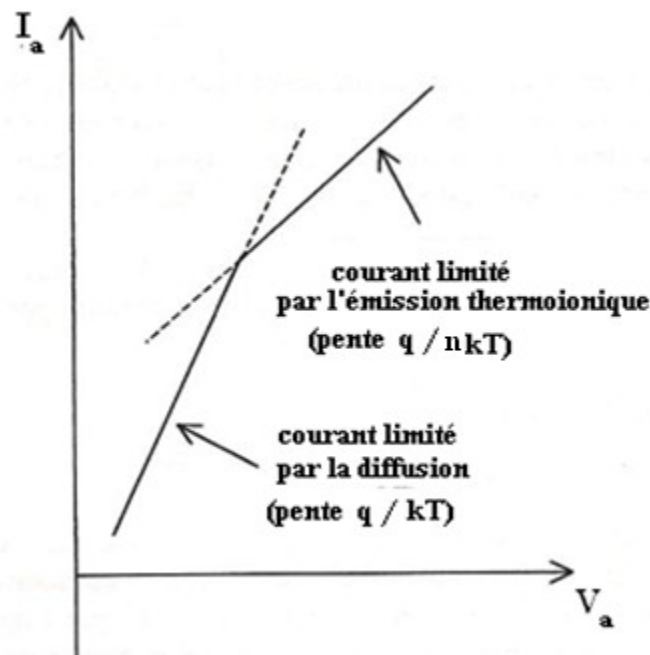


Figure II.10 : Trace de Gummel d'une hétérojonction pour laquelle l'effet de barrière du Spike n'apparaît qu'à un certain niveau de polarisation directe.

II.4. Etude de l'hétérojonction sur le simulateur Afors-HET

En utilisant le simulateur **AFORS-HET**, nous pouvons étudier l'hétérojonction en déterminant ses grandeurs physiques fondamentales. Nous nous intéressons dans notre étude, à l'hétérojonction AlGaIn/GaN où nous considérons trois fractions molaires d'aluminium :

- a) L'hétérojonction (n-p) /
- b) L'hétérojonction (n-p) /
- c) L'hétérojonction (n-p) /

Pour les trois cas, nous calculons les bandes d'énergie, la densité des porteurs, et le potentiel.

Ces derniers sont représentés par les figures II.11 à II.14 pour l'hétérojonction /GaIn, par les figures II.15 à II.18 pour /GaIn, et par les figures II.19 à II.22 pour /GaIn.

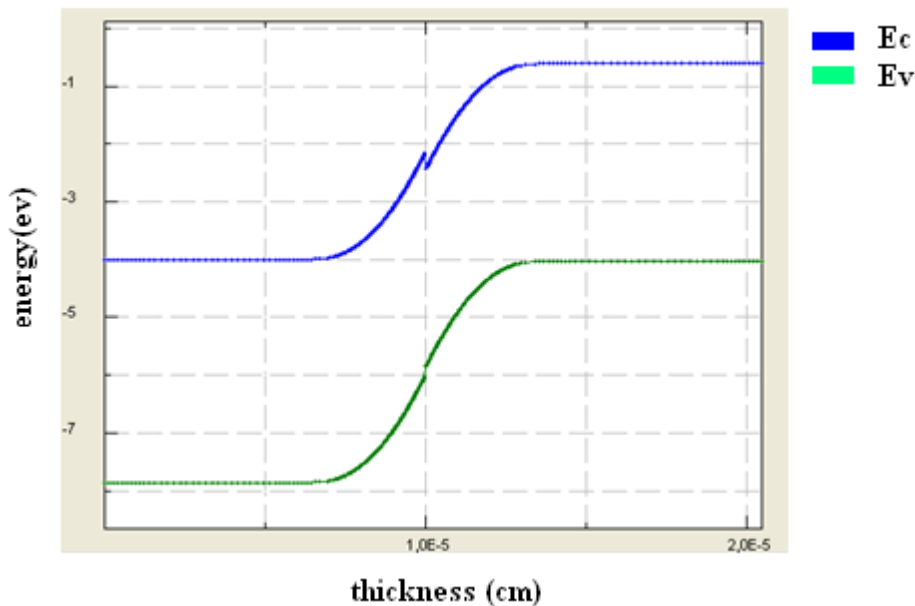


Figure II.11 : Diagramme de bande d'énergie de l'hétérojonction AlGaIn/GaN à l'équilibre thermique.

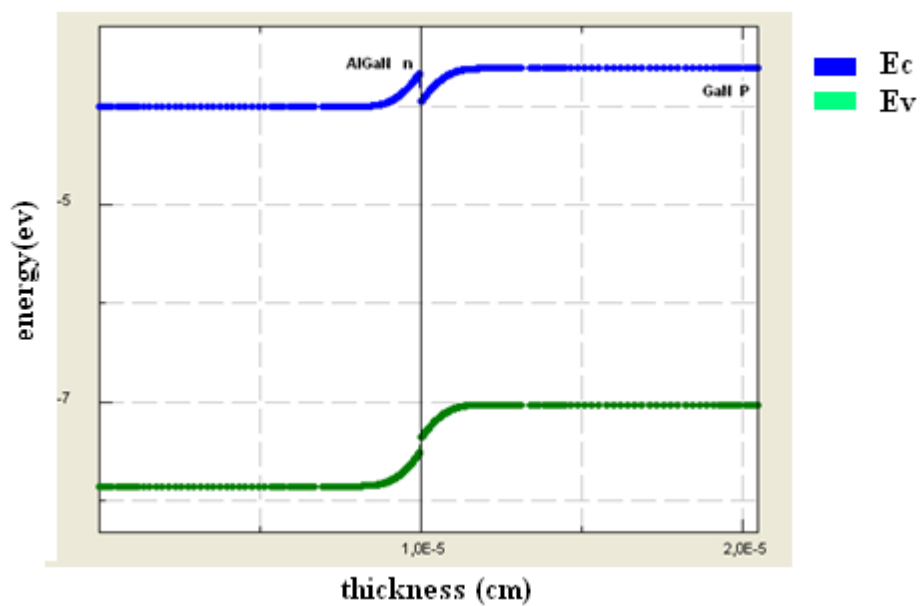


Figure II.12 : Diagramme de bande d'énergie de l'hétérojonction /GaN polarisée.

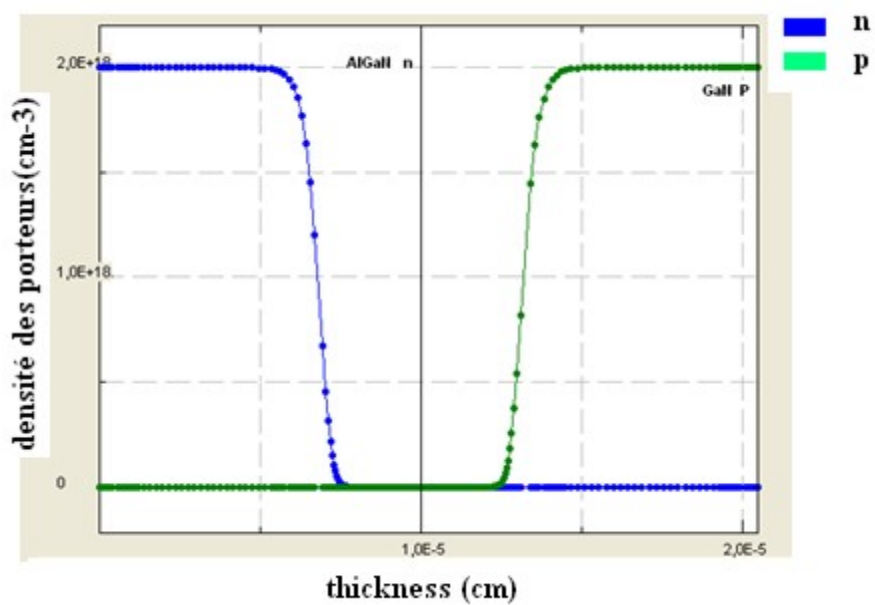


Figure II.13 : Densité des porteurs de l'hétérojonction

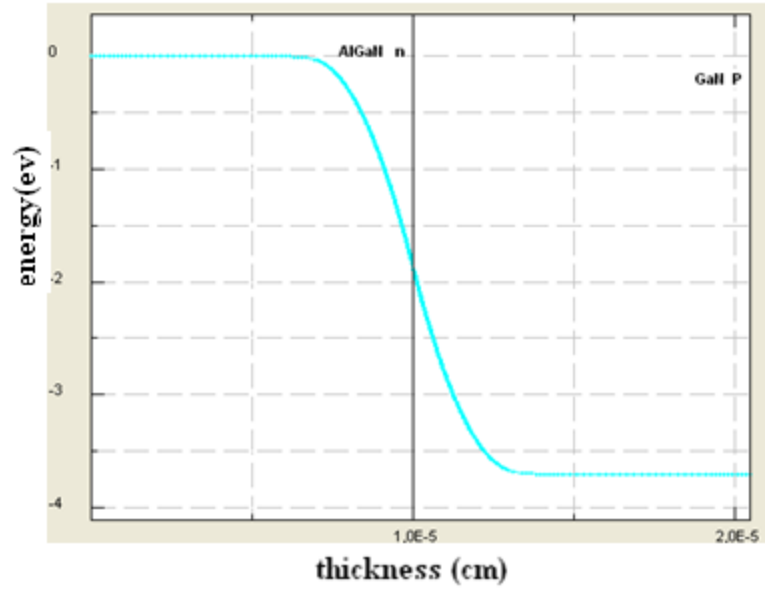


Figure II.14 : Potentiel de l'hétérojonction /GaIn.

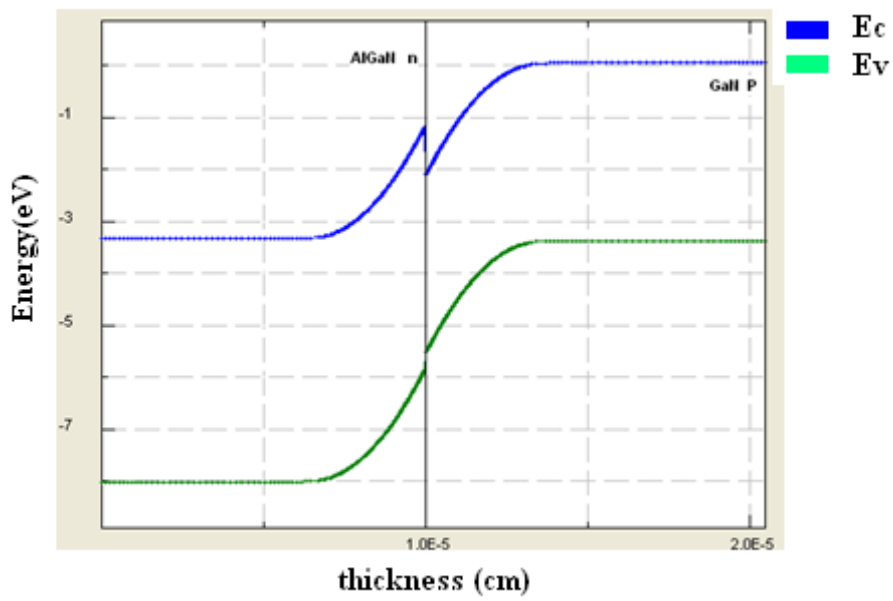


Figure II.15 : Diagramme de bande d'énergie de l'hétérojonction à l'équilibre thermique.

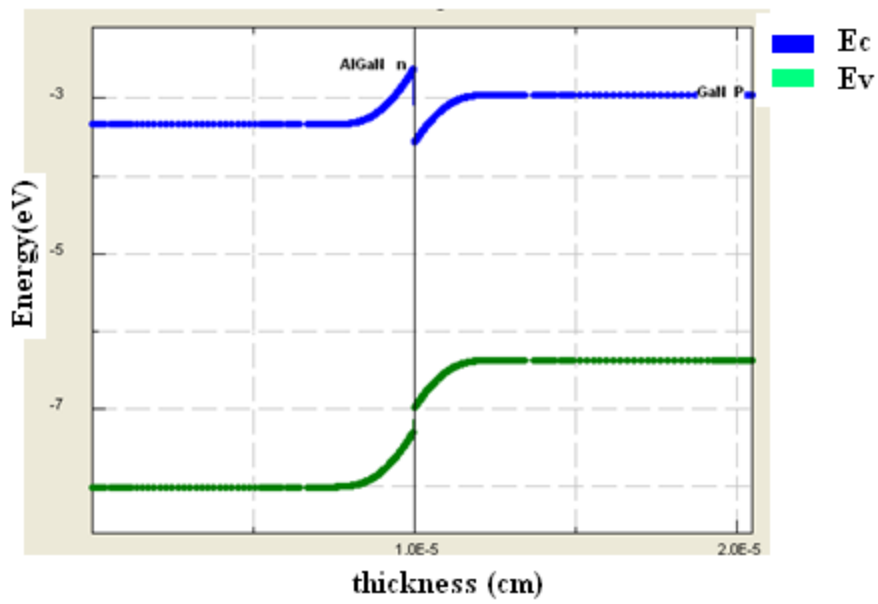


Figure II.16 : Diagramme de bande d'énergie de l'hétérojonction polarisée.

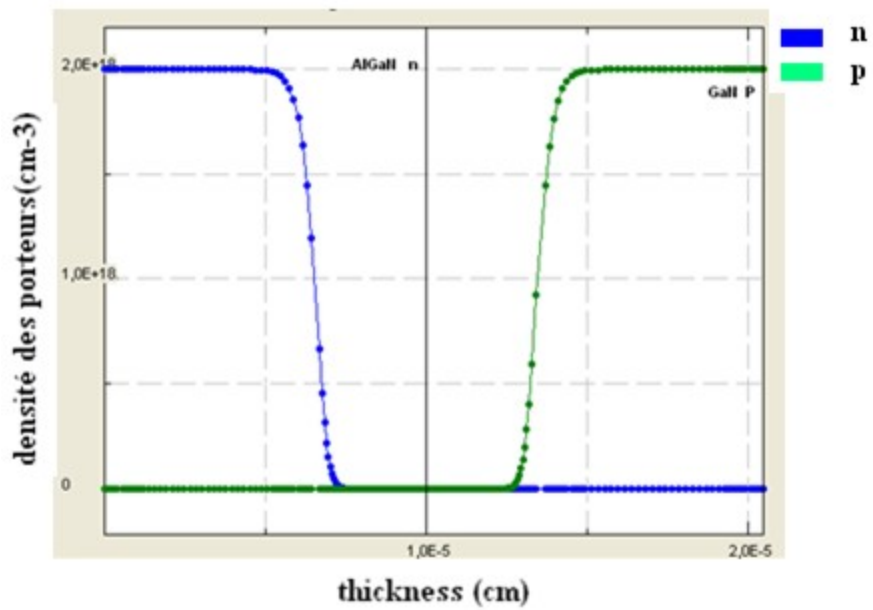


Figure II.17 : Densités des porteurs de l'hétérojonction

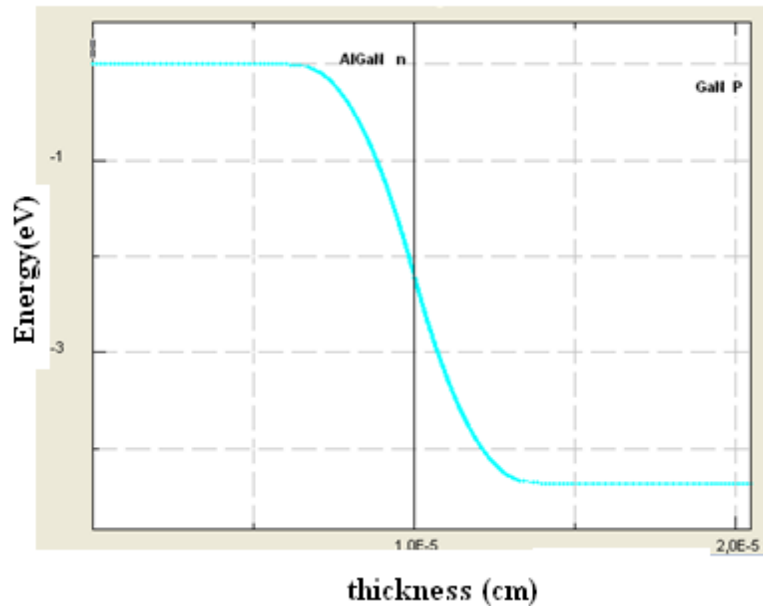


Figure II.18 : Potentiel de l'hétérojonction

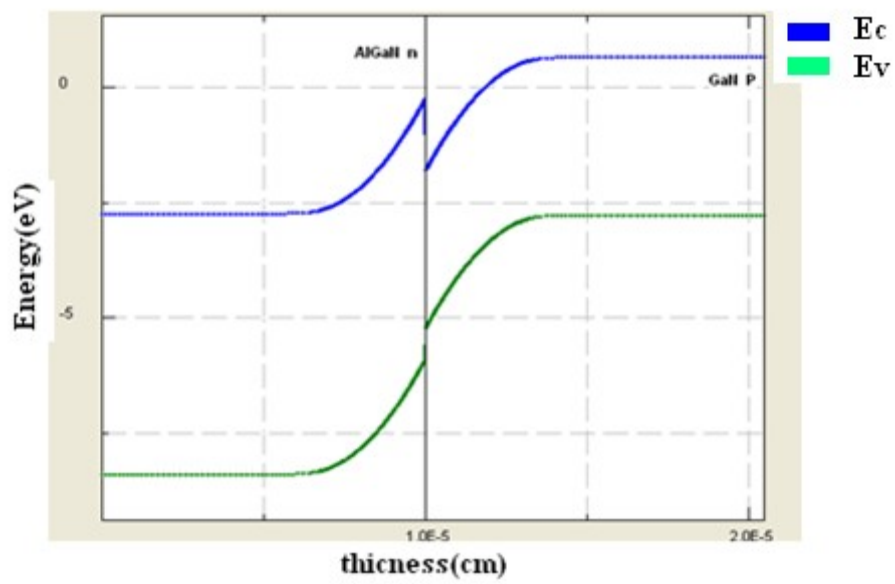


Figure II.19 : Diagramme de bande d'énergie de hétérojonction à l'équilibre thermique.

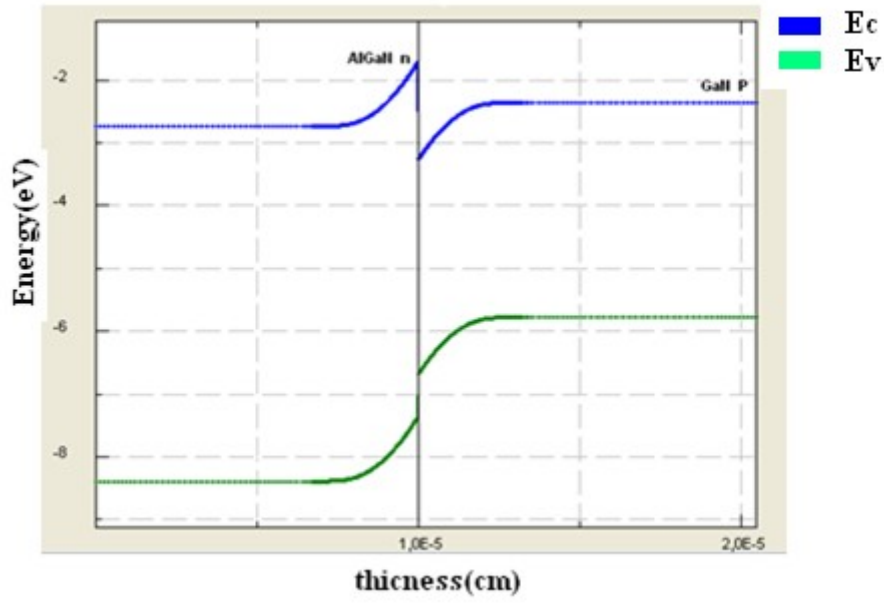


Figure II.20 : Diagramme de bande d'énergie de l'hétérojonction polarisée.

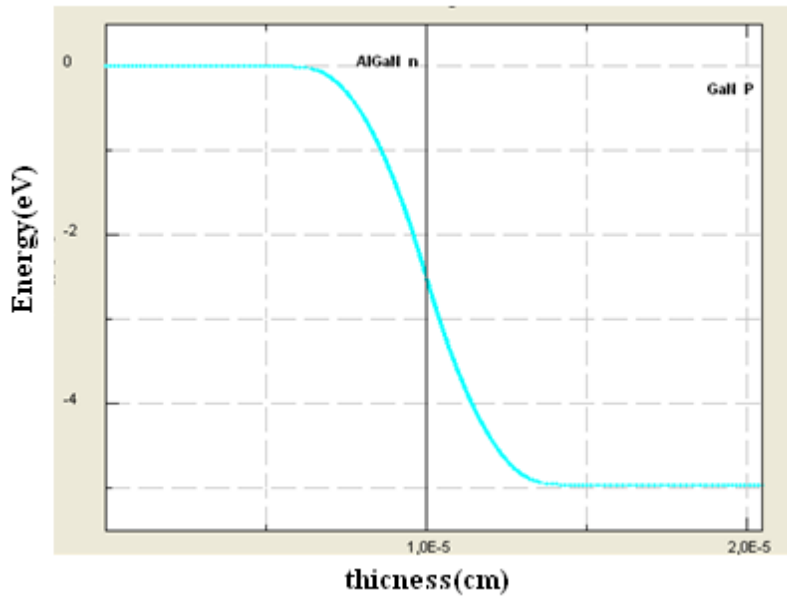


Figure II.21 : Potentiel de l'hétérojonction

Nous remarquons que la forme des graphes est presque identique (forme générale d'une hétérojonction) mais il y a un changement dans les discontinuités et des trois graphes. Nous pouvons conclure que plus le pourcentage d'aluminium augmente, plus Δ_c et Δ_v sont grands. Ces variations sont données dans le tableau II.1.

	Δ_c (eV)	Δ_v (eV)	Δ (eV)
/GaN	0.3	0.18	0.44
/GaN	0.95	0.35	1.25
/GaN	1.55	0.75	2.23

Tableau II.1 : Variation de discontinuités des bandes de conduction et de valence Δ_c et Δ_v

Conclusion

L'hétérojonction est la base des composants HBT utilisés dans le domaine des télécommunications longue distance, des lecteurs CD ou DVD, des appareils photo numériques... En effet, les hétérojonctions permettent de créer des composants à semi-conducteurs plus performants que leurs équivalents à homojonctions.

La conception de transistors bipolaires à hétérojonctions, utilise des hétérojonctions anisotropes. L'intérêt principal de l'hétérojonction est de modifier l'énergie des bandes et, par conséquent, de favoriser la mobilité des électrons, permettant ainsi une amélioration des performances des dispositifs.

Dans le chapitre suivant, nous allons présenter tout d'abord le transistor bipolaire à homojonction (BJT), et ensuite nous étudions le transistor bipolaire à hétérojonctions.