

II-1. Introduction

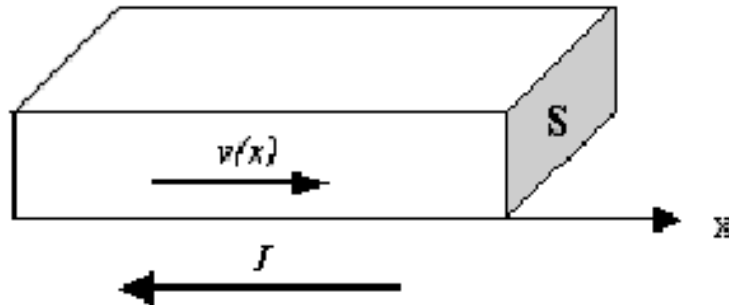
En 1952, W.Shockley introduit le premier le principe du transistor à effet de champ (TEC ou FET pour Field Effect Transistor). Il proposait un nouveau type de composant semi-conducteur qui, contrairement au transistor bipolaire où les deux types de porteurs interviennent dans le fonctionnement (les électrons et les trous), était unipolaire. Dans ces dispositifs, les porteurs responsables de l'effet transistor sont les électrons car ils présentent les meilleures propriétés de transport : mobilité, vitesse et coefficient de diffusion. Le principe du TEC est le contrôle du courant dans un barreau semi-conducteur à l'aide de deux tensions.

II-1-1.Un peu d'histoire

Il faut attendre le début des années 70 pour voir l'arrivée des premiers transistors réalisés sur semi-conducteurs III-V. Les travaux de Mead en 1966 qui proposa de remplacer le Silicium par l'Arséniure de Gallium puis Baechtold [10] en 1973 permettaient l'apparition des transistors MESFETs (MEtal Semi-conductor Field Effect Transistor) sur substrat AsGa, il s'agissait de transistors à effet de champ à grille métallique Schottky. Dans les années 80, les progrès réalisés dans l'élaboration de matériaux, dans la technologie de fabrication et dans les structures semi-conductrices ont vu l'émergence d'une nouvelle génération de transistors à effet de champs, dits à hétérojonction (Les HFETs pour Heterojunction Field Effect Transistor). En effet, en 1980, les laboratoires de recherches de Thomson-CSF et Fujitsu présentent un transistor à effet de champs basé sur une hétérostructure GaAlAs/GaAs [10] [11]. Ce dispositif est baptisé TEGFET (Two Dimensional Electron Gas Field Effect Transistor) à Thomson-CSF et HEMT (High Electron Mobility Transistor) chez Fujitsu. Par la suite, afin de satisfaire aux besoins sans cesse croissants de montée en fréquence, l'idée de base était d'introduire dans la structure du HEMT un matériau à faible gap (l'InGaAs) autorisant une plus grande mobilité des porteurs sous l'action d'un fort champ électrique. Cette différence technologique en matière d'épitaxie a donc donné naissance à un nouveau type de transistor à hétérojonction : le HEMT Pseudomorphique (PHEMT).

II-1-2. Principe des transistors FET

Le principe du TEC est le contrôle du courant dans un barreau semi-conducteur à l'aide de deux tensions.



En effet si on considère un barreau semi-conducteur avec une densité volumique de Porteurs n , le courant s'écrit :

$$I = qn(x)v(x)S(x) \quad (\text{II-1})$$

Où v est la vitesse des porteurs qui dépend de la tension appliqué entre la source et le drain. Le principe de l'effet de champ est de moduler la conductivité de la zone drain source à l'aide du champ électrique transverse, on distingue plusieurs façons d'obtenir ce phénomène :

- Par modulation de la section du barreau $S(x)$, c'est le principe des JFET et des MESFET
- Par modulation de la densité de porteurs $n(x)$, c'est le cas des HEMT et des MOSFET.

II.2. Etude du contact Schottky [12]

Le contact Schottky exploite l'effet redresseur que peut présenter une structure métal semi-conducteur de type N. Lorsque $\phi_m > \phi_s$. L'énergie de la hauteur de barrière Schottky E_b représente dans le diagramme énergétique la différence d'énergie qui existe à l'équilibre thermodynamique entre le niveau maximal de conduction du semiconducteur et le niveau de Fermi du métal, donc :

$$e\phi_m = E_b + e\chi_s \quad (\text{II-2})$$

Où : χ_s est l'affinité électronique du semiconducteur.

II.2.1 Zone de charge d'espace et barrière de potentiel

Les électrons libres du semi-conducteur au voisinage de la jonction métal-semi-conducteur du contact Schottky migrent vers le métal laissant les atomes donneurs ionisés. Ces atomes forment à l'interface du côté semi-conducteur une zone de charge d'espace ZCE »positive et un champ électrique « E » s'établit [Figure (II-1)]. A l'équilibre thermodynamique, le courant de diffusion des électrons s'équilibre avec le courant de conduction engendré par E. La courbure des bandes d'énergie se produit dans une zone d'énergie variant de eV_{bi} telle . V_{bi} correspond à la barrière de potentiel que doivent surmonter les électrons de la bande de conduction du semi-conducteur pour passer dans le métal. Cette barrière est essentiellement dépendante de la nature des matériaux utilisés pour réaliser la structure et des conditions de fabrication.

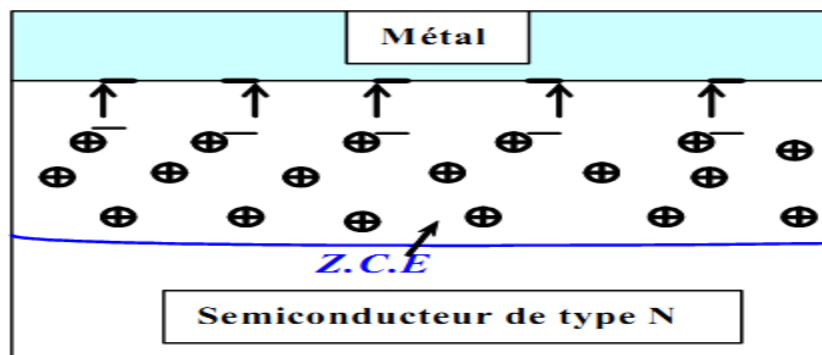


Figure II-1 : contact Schottky- semiconducteur de type N

II.2.2 Champ et potentiel électrique

Pour déterminer l'évolution du potentiel, du champ électrique et de la charge dans le Semi-conducteur il faut donc chercher une solution bidimensionnelle de l'équation de Poisson.

$$\Delta \psi(x, y) = -\frac{\rho(x, y)}{\epsilon_{sc}\epsilon_0} \Rightarrow \nabla E(x, y) = \frac{\rho(x, y)}{\epsilon_{sc}\epsilon_0} \quad (\text{II-3})$$

Où : $\rho(x, y)$: est la densité de charge dans le semiconducteur.

ϵ_{sc} : Est la constante diélectrique du semiconducteur.

ϵ_0 : est la permittivité du vide.

II.2.3 Charge totale de la zone de charge d'espace

En considérant que la charge d'espace est essentiellement due aux atomes dopants ionisés, la densité de charge par unité de surface à l'équilibre thermodynamique s'exprime par :

$$Q = eN_d W \quad (\text{II-4})$$

Où : W est la largeur de la zone de charge d'espace.

II.2.4 Capacité de la zone de charge d'espace

Si la structure est polarisée par une tension électrique, les variations du potentiel dans la zone de charge d'espace entraîne une modulation de la largeur de cette zone et par suite une modulation de la charge totale développée dans le semi-conducteur. Il en résulte que la structure présente une capacité différentielle.

La relation de la capacité équivalente par unité de surface est donnée par :

$$C_{sc} = \frac{dQ_{sc}}{dV_{\text{métal/sc}}} \quad (\text{II-5})$$

II.2.5 Polarisation de la diode Schottky

Si on applique une tension extérieure $V_e = V_{\text{Métal}} - V_{S/C}$ sur l'électrode métallique de la diode figure (II-2), la largeur de la zone de charge d'espace va être modulée et par la suite la hauteur de barrière Schottky est modifiée.

- En polarisation directe c'est-à-dire une tension V_e positive, la bande de conduction du Semiconducteur s'élève et les électrons diffusent du semiconducteur vers le métal et créent un courant du métal vers le semiconducteur.
- En polarisation inverse c'est-à-dire une tension V_e négative, il y a extension de la zone de charge d'espace, ce qui augmente la hauteur de la barrière qui s'oppose à la diffusion des électrons.

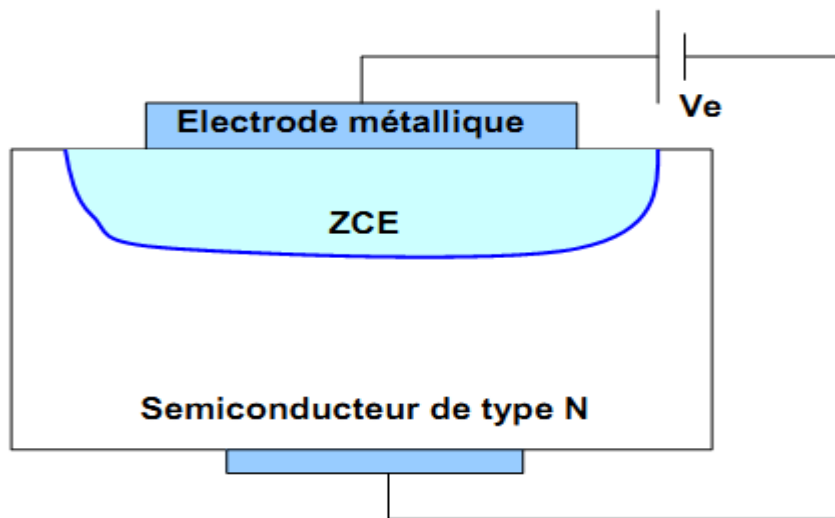


Figure II-2: Polarisation de la diode Schottky

II-3 Le transistor MESFET

Le MESFET (MEtal Semi-conducteur Field Effect Transistor) est le premier composant réalisé sur AsGa. Il comporte le plus souvent une couche active de type N, réalisée sur substrat semi-isolant (SI), deux contacts ohmiques (source et drain) et une grille métallique déposée entre source et drain dans des conditions créant une barrière Schottky vue précédemment.

II-3-1) Structure générale (Cas du MESFET GaAs) [12] Le transistor MESFET GaAs est le plus ancien des transistors à effet de champ hyperfréquence et sa technologie est maintenant bien établie. La structure du MESFET sous sa forme la plus classique est schématisée dans la figure (II-3). Cette structure est la plus simple parmi les différentes structures des transistors FET, elle est tout à fait comparable à celle du transistor JFET mais la jonction P.N est remplacée par une barrière métal-semiconducteur.

Il est construit sur un substrat en GaAs non dopé qui doit être le plus isolant possible. Celui-ci sert uniquement de support mécanique et possède une épaisseur de l'ordre de 100 μm . Sur ce substrat, on dépose une couche active dopée Nd, d'une épaisseur a de l'ordre de 0,1 à 0,3 μm . Elle est déposée soit par épitaxie, soit par implantation ionique et constitue le canal conducteur du transistor. Elle doit comporter le moins possible d'impuretés et des défauts cristallins qui perturbent la circulation des électrons.

De part et d'autre du canal, deux zones fortement dopées N^+ sont ajoutées par implantation ionique ou par diffusion. Elles permettent le contact avec les électrodes métalliques de drain et de source. La résistance de la zone de contact doit être la plus faible possible afin de ne pas dégrader les performances du transistor. L'électrode de la grille doit être formée avec le semi-conducteur du canal un contact redresseur de type Schottky (le travail de sortie du métal est supérieur à celui du semiconducteur).

Les électrodes métalliques de grille, de drain et de source sont déposées directement sur la structure. La largeur Z des électrodes est de quelques micromètres (de 20 à 300 μm) et la longueur de la grille « L » est de quelques dixièmes de micromètres (de 0,2 à 1 μm).

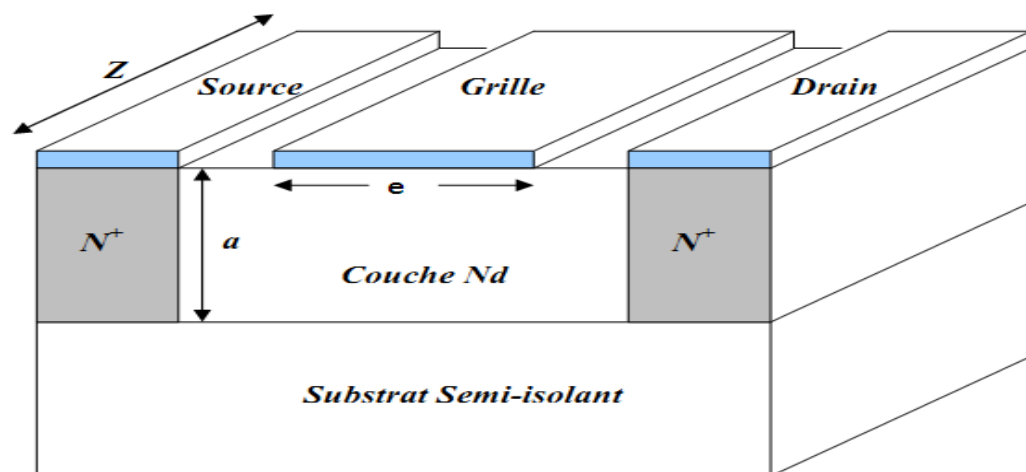


Figure II-3 : Coupe schématique du transistor MESFET GaAs

II-3-2 Principe de fonctionnement

Dans le transistor à effet de champ à jonction JFET, l'électrode de commande est constituée d'une jonction PN latérale. Le principe de fonctionnement de ce composant repose essentiellement sur cette jonction, les électrons libres du semiconducteur de type N au voisinage de la jonction migrent vers le type P laissant les atomes donneurs ionisés. Ces atomes forment à l'équilibre thermodynamique la zone de charge d'espace ZCE positive et un champ électrique E s'établit.

Dans le transistor à effet de champ à barrière Schottky MESFET, le processus mis en jeu est le même que précédemment mais au lieu de la jonction PN, y a une jonction métal semi-conducteur qui forme une diode de type Schottky.

Sans polarisation, il peut y avoir donc la zone de charge d'espace sur une certaine profondeur h dans un canal formé de semi-conducteur de type N dit canal conducteur figure (II-4). La désertion est liée à différents paramètres tels que le matériau de la grille et les propriétés d'interface. Si on applique une tension extérieure négative V_{gs} sur l'électrode de grille,

Celle-ci engendre une augmentation du champ E . La zone de charge d'espace s'étend dans le canal conducteur, une diminution de la valeur de la commande V_{gs} entraîne une augmentation de l'épaisseur de la zone de charge d'espace de la jonction. Cette variation engendre une diminution de la section du canal. Pour une tension $V_{gs} = V_p$ (tension de pincement), la zone de charge d'espace occupe la totalité du canal. La résistance entre drain et source devient très élevée.

Si on applique une tension de drain positive $V_{ds} > 0$ et une tension de grille négative ou nulle $V_{gs} \leq 0$, on a un canal conducteur. Un courant I_{ds} circule entre le drain et la source. Si V_{ds} devient de plus en plus positive, le champ électrique à travers le canal augmente ainsi que la vitesse des électrons. La distribution de tension à travers le canal aura pour conséquence une différence de potentiel entre la grille et le canal sur la longueur de celui-ci. Ceci explique la différence observée pour la profondeur de la zone de désertion le long du canal, qui augmente vers le drain voir la figure (II-5).

Si la tension V_{ds} atteint la valeur V_{dsat} (tension de saturation), le régime de saturation apparaît. L'augmentation de la tension V_{ds} au-delà de V_{dsat} n'affecte pas l'évolution du courant de drain qui garde une valeur I_{dsat} relativement constante figure (II-6).

Le modèle généralement utilisé pour décrire la saturation du courant I_{ds} dans les FETs est celui de la formation d'une zone de pincement dans le canal près du drain. Dans cette zone, la densité de porteurs est très faible. L'augmentation de la tension V_{ds} au-delà de V_{dsat} fait déplacer le point de pincement dans le canal vers la source. Le courant est transporté par les porteurs qui circulent dans le canal entre la source et le point de pincement. Ces porteurs sont ensuite injectés dans la zone de charge d'espace où ils sont soumis à un champ électrique favorable qui les diffuse vers l'électrode de drain.

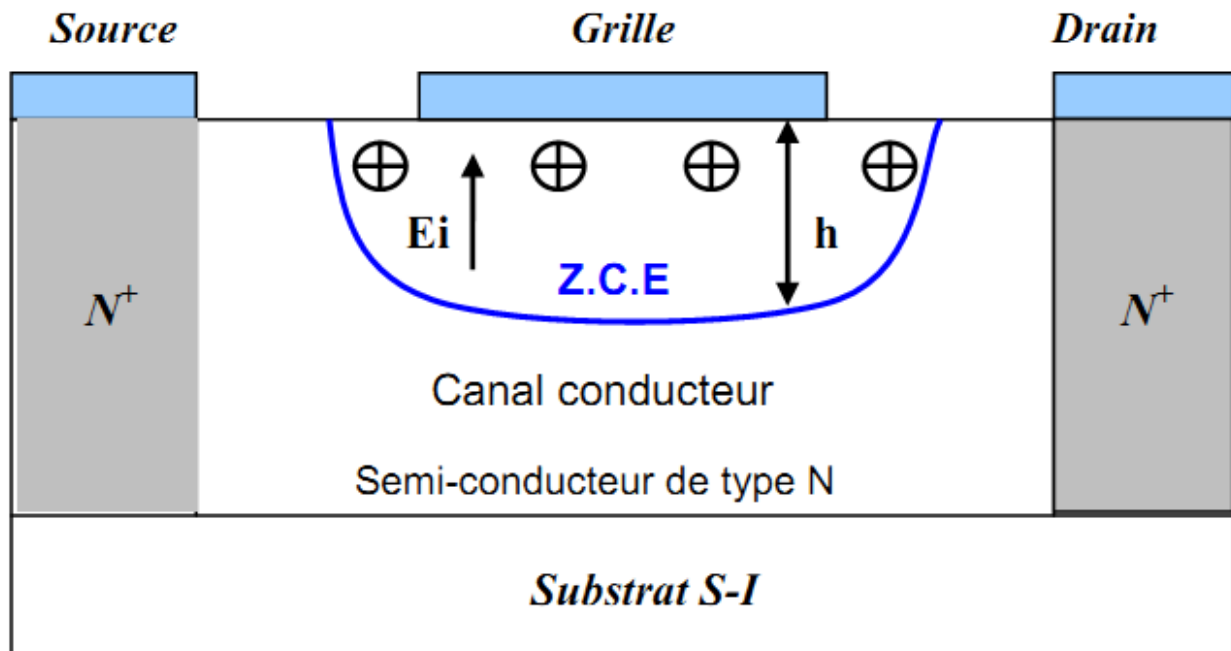


Figure II-4 : Zone de charge d'espace (Z.C.E) dans un MESFET non polarisé.

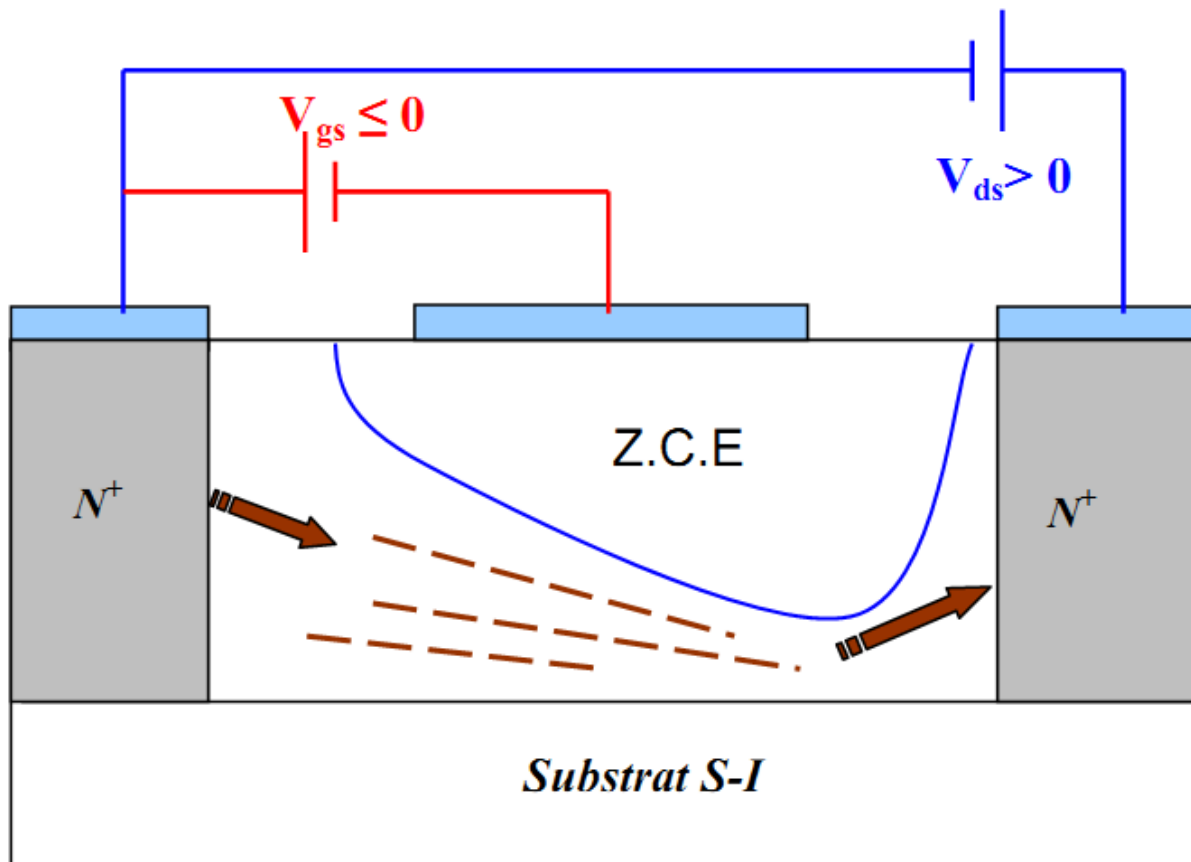


Figure II-5 : Zone de charge d'espace « Z.C.E » dans un MESFET polarisé.

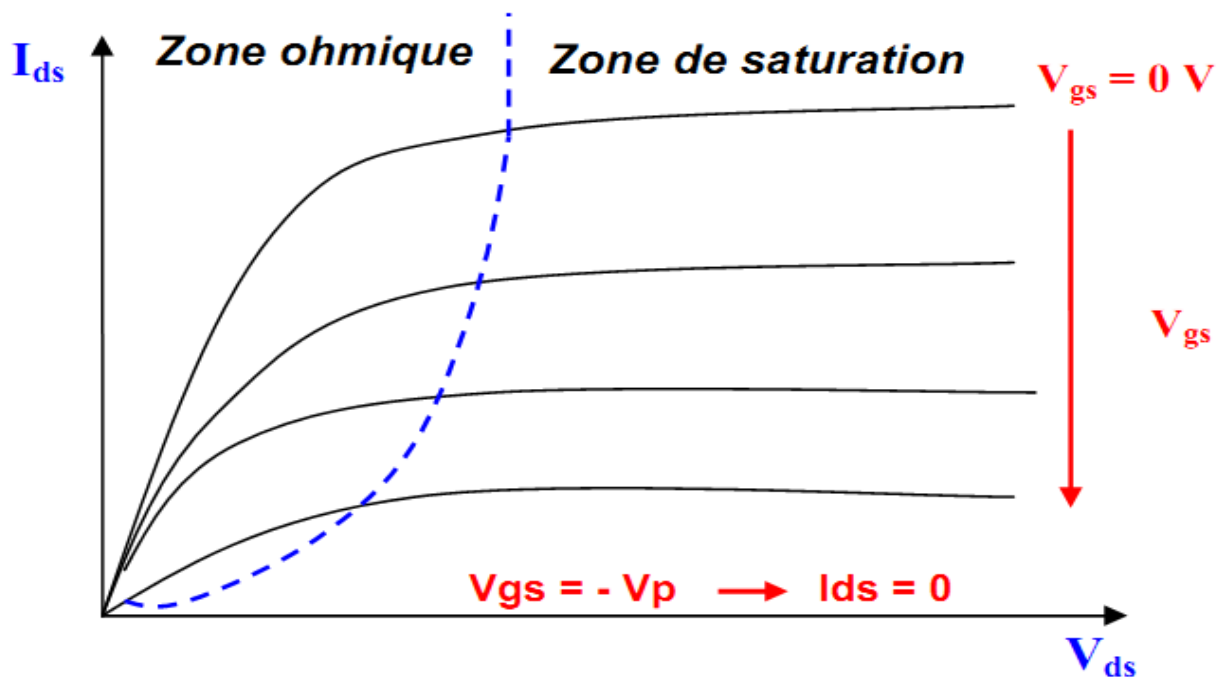


Figure II-6: Réseau typique des caractéristiques courant tensions d'un transistor FET.

II-4 LE MOSFET [12]

II -4-1 Structure générale

Le MOSFET est un composant dont la structure est proche du MESFET. La différence est que le MOSFET figure (II-7) se caractérise par le dépôt d'une couche d'oxyde isolante entre la grille et le substrat constituant une capacité MOS (Métal Oxyde Semi-conductor) . Cette structure est basée sur la commande par une polarisation sur une électrode isolée de porteurs libres dans une zone peu dopée. La modulation du nombre de porteurs permet d'établir un canal de conduction entre deux zones conductrices semi-conductrices très dopées. Une capacité MOS est réalisée sur le substrat entre la source et le drain. L'électrode de commande de la capacité MOS constitue la grille du transistor.

II-4-2 Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement de ce FET à grille isolée consiste à moduler, par la tension de grille, la conductivité du canal drain source résultant de la couche d'inversion créée à la surface du semi-conducteur. En effet, quand la capacité MOS est en régime d'inversion, un canal N à la surface du semiconducteur relie la source et le drain. Il en résulte qu'une polarisation drain source V_{ds} donne naissance à un courant de drain important. Pour une tension V_{ds} donnée, le courant est important quand le régime d'inversion de la capacité est prononcé. On module donc le courant de drain par la tension de polarisation de la grille V_{gs} .

Si la capacité MOS est en régime de forte inversion en l'absence de polarisation, le transistor est normalement conducteur. Le courant de drain peut alors être diminué par une tension de grille de polarité convenable. On dit que le transistor fonctionne en régime d'appauvrissement.

Si au contraire la couche d'inversion n'existe pas en l'absence de polarisation, très peu de courant circule entre la source et le drain (conduction sous le seuil).

La grille doit être polarisée par une tension supérieure à la tension de seuil $V_{gs} > V_{th}$ où V_{th} est la tension à partir de laquelle apparaît le régime d'inversion : apparition du canal pour que le courant drain circule, on dit alors que le transistor fonctionne en régime d'enrichissement.

Comme dans le cas du JFET et MESFET, deux régimes peuvent être distingués. Pour des tensions V_{ds} faibles, la variation de la conductance du canal est négligeable. C'est le régime linéaire. Le courant varie proportionnellement à la tension V_{ds} . Quand la tension V_{ds} augmente, la conductance du canal diminue suite à la diminution de la variation de la densité des porteurs dans la couche d'inversion. Pour une certaine valeur de $V_{ds} \approx V_{dsat}$: tension de saturation, la capacité MOS n'est plus en régime d'inversion côté drain, la conductivité du canal s'annule au voisinage du drain, c'est le régime de pincement. Quand la tension drain continue à augmenter (au-delà de V_{dsat}), le point de pincement se déplace vers la source.

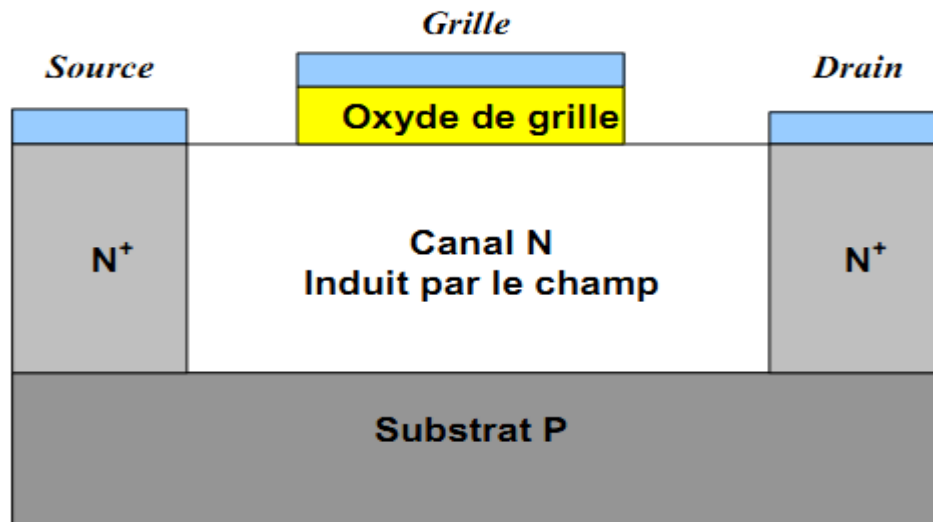


Figure II-7: Coupe schématique d'un transistor MOSFET à canal N.

II-5 LES TRANSISTORS A HETEROJONCTION [13]

Le fonctionnement de ces composants découle directement des propriétés de L'hétérojonction dans laquelle est exploitée la modulation du dopage.

II-5-1 principe de l'hétérojonction [13]

L'hétérojonction constituée du matériau grand gap $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ et du matériau faible gap (non dopé) GaAs est la plus étudiée du fait de la relative facilité de réalisation des Couches épitaxiales.

Le diagramme des bandes d'énergie de cette hétérojonction peut s'établir selon le Modèle d'Anderson .

Ce modèle est fondé sur la continuité du niveau du vide ainsi que sur celle du niveau de Fermi, à l'interface entre les deux semi-conducteurs.

La (figure II-8) représente la structure de bande de l'hétérojonction, avant et après contact.

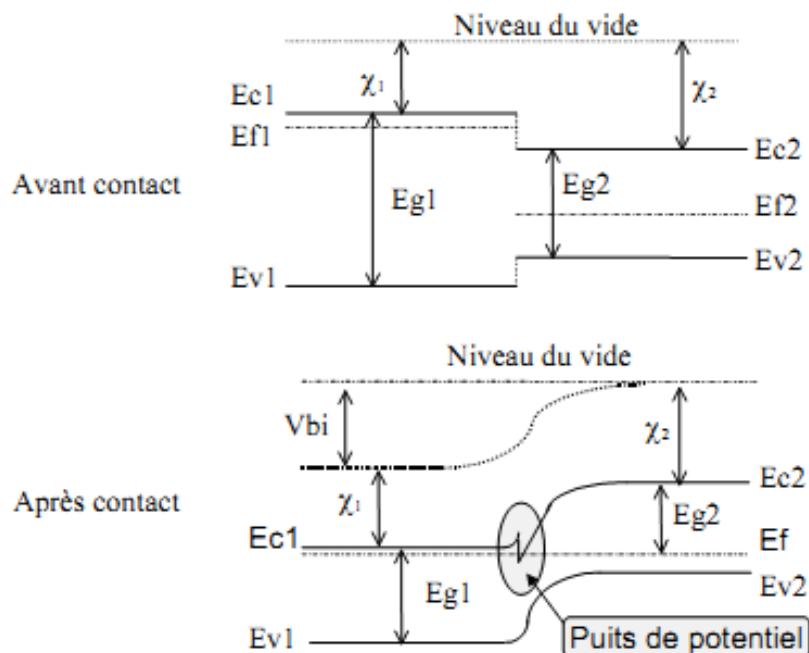


Figure II-8 : Diagramme de bande d'énergie d'une hétéro structure AlGaAs/GaAs

De chaque côté de l'hétérojonction formée, infiniment loin de l'interface, le diagramme de bande doit tendre asymptotiquement vers chacun des diagrammes initiaux. Ceci implique la courbure des diagrammes de conduction et de valence au voisinage de l'hétérojonction. Ces courbures ont pour effet de créer un puits de potentiel qui permet le confinement des électrons issus des donneurs du matériau grand gap (AlGaAs) dans le matériau faible gap (GaAs). L'étroitesse de ce puits (10 à 20 nm) induit la quantification des niveaux d'énergie dans la direction perpendiculaire à la jonction et le mouvement des électrons se fait dans un plan parallèle à l'hétérojonction. On parle alors de gaz d'électrons bidimensionnel.

II-5-2 LE HEMT classique

La structure conventionnelle d'un transistor HEMT, associée à son diagramme de bande, est présentée figure (II-9).

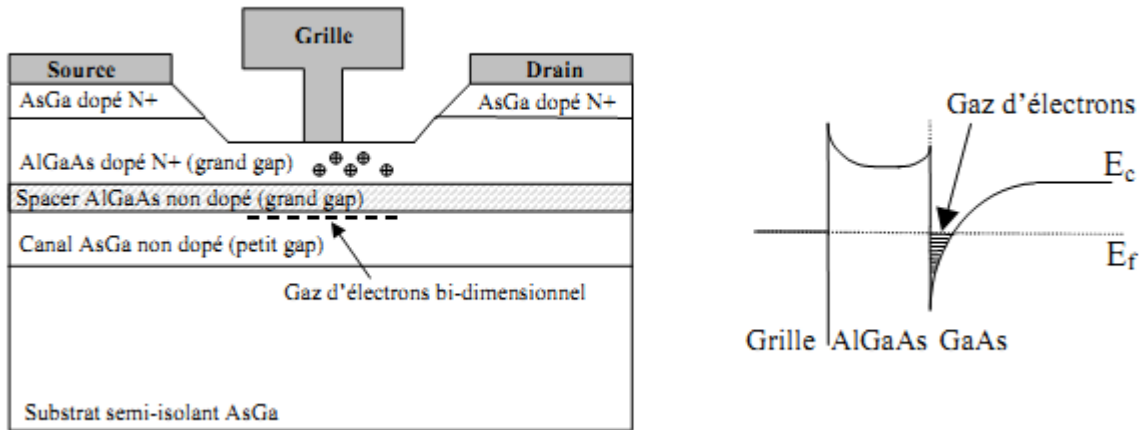


Figure II-9 : Vue en coupe et structure de bande d'un HEMT AlGaAs/GaAs[13]

Sur un substrat semi isolant est déposée une couche d'AsGa non dopée. Le matériau Faible gap permet la formation du gaz d'électrons au voisinage de l'interface (grand gap / faible gap) avec la couche d'AlGaAs. Le gaz d'électrons créé est alors plus ou moins dense suivant la polarisation de la tension de grille.

La couche d'AlGaAs qui fournit les électrons au canal est très dopée sur sa partie supérieure. Sa partie inférieure, appelée "espaceur" ou "spacer", est quant à elle non dopée. Cette couche de quelques dizaines d'Angströms améliore la mobilité des électrons en minimisant leur interaction avec les donneurs ionisés. Enfin, en haut de la structure épitaxiale du HEMT est déposée une couche d'AsGa très fortement dopée, ce qui permet de diminuer les résistances de

source et de drain. Grâce au canal constitué d'un semi-conducteur non dopé, le HEMT possède des propriétés de transport largement supérieures à celles du MESFET. Néanmoins, la densité de charge dans le canal est limitée par le peuplement en électrons de la couche d'AlGaAs dopée N^+ . Pour accroître cette densité et donc les performances en puissance des HEMTs, la solution adoptée a été de remplacer le canal d'AsGa par un matériau semi-conducteur de gap plus étroit tel que l'InGaAs. Ce nouveau type de transistor à hétérojonction, développé suite aux progrès réalisés En matière de techniques d'épithaxie, est appelé HEMT Pseudomorphique (PHEMT).

II-5-3 LE HEMT PSEUDOMORPHIQUE (PHEMT)

Comme le montre la figure(II-10), la structure d'un PHEMT diffère de celle du HEMT conventionnel par le fait qu'une fine couche d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($0,15 < x < 0,35$) est déposée sur la couche d'AsGa non dopée. Cette couche d'InGaAs n'est pas adaptée en maille avec l'AsGa et l'AlGaAs. Elle est donc contrainte et va, par conséquent, être déformée de manière à ce que la structure cristalline de l'InGaAs soit accordée avec celle de l'AsGa et de l'AlGaAs. On parle alors de couche "pseudomorphique".

Cependant, en réalisant un compromis technologique entre la teneur en indium et l'épaisseur du canal, il est possible de s'affranchir des contraintes dues au désaccord de maille. De plus, la largeur de bande interdite de l'InGaAs étant plus faible que celle de l'AsGa, la hauteur du puits de potentiel est augmentée par rapport au HEMT classique sans que cela nécessite la présence de couches trop fortement dopées. Il en résulte un gain en densité de charges dans le canal et donc un courant de drain plus élevé.

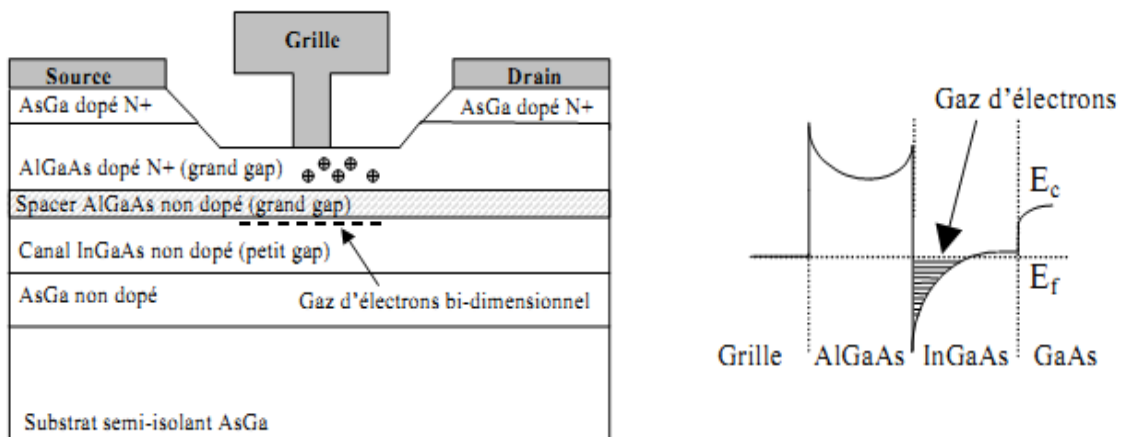


Figure II-10: Vue en coupe et structure de bande d'un PHEMT[13]

Bien que les performances en bruit du PHEMT restent voisines de celles des HEMTs et ce, malgré l'utilisation du canal InGaAs, ses performances en terme de gain font du HEMT le composant à hétérojonction le mieux adapté aux applications de puissance, en particulier dans le domaine millimétrique.

II.6.1 Formation d'un gaz d'électrons à deux dimensions

L'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, est formé de la mise en contact par épitaxie d'une couche de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ dopée et d'une couche de GaAs non intentionnellement dopée (N.I.D). La différence des affinités électroniques entre les deux matériaux provoque une discontinuité de la bande de conduction (ΔE_c) à l'interface de l'hétérojonction $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ (typiquement de l'ordre de 200 à 280 meV pour des taux d'aluminium compris entre 0,25 et 0,35 [13]. Lorsque l'équilibre thermodynamique s'établit, on obtient une répartition spatiale de charges positives et négatives de part et d'autre de l'hétérojonction $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Cette séparation spatiale des porteurs crée un champ électrique interne qui est à l'origine de la courbure des bandes de conduction et de valence.

La figure (II-11) présente les niveaux d'énergie de l'hétérostructure $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ mis en jeu dans chacun des matériaux de l'hétérojonction considérés séparément, c'est-à-dire avant contact. En effet, la bande interdite du GaAs étant plus petite que celle d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (respectivement 1,42 eV et 1,79 eV pour $x = 0,3$) et son affinité électronique étant plus grande.

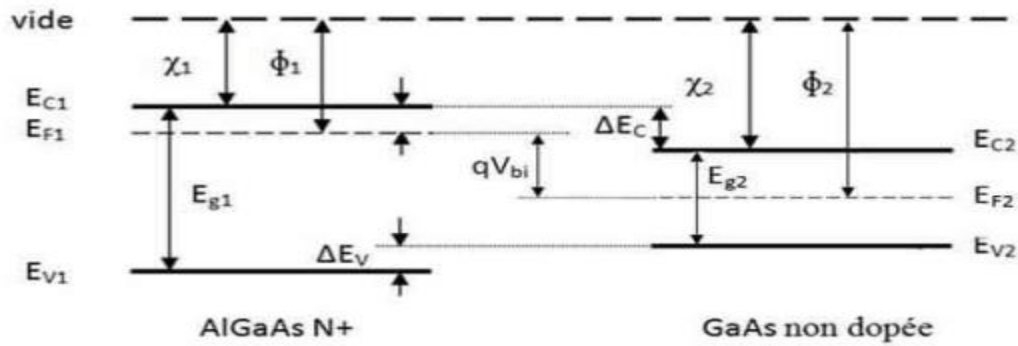


Figure II-11: Diagrammes de bandes d'énergie de deux matériaux de gap différents et séparés [14].

$$\chi_i = \phi_{vide} - E_{Ci} \quad \text{L'affinité électronique du matériau, avec } i:1, 2 \quad (\text{II-6})$$

$$\phi_i = \phi_{vide} - E_{Fi} \quad \text{Le travail de sortie, avec } i:1, 2 \quad (\text{II-7})$$

$$\Delta E_c = E_{C1} - E_{C2} \quad \text{La discontinuité des bandes de conduction} \quad (\text{II-8})$$

$$\Delta E_v = E_{V1} - E_{V2} \quad \text{La discontinuité des bandes de valence} \quad (\text{II-9})$$

$$\Delta E_g = E_{g1} - E_{g2} \quad \text{La discontinuité des gaps d'énergie} \quad (\text{II-10})$$

$$qV_{bi} = E_{F1} - E_{F2} \quad \text{La différence des niveaux de Fermi où } V_{bi} \text{ est le} \quad (\text{II-11})$$

Potentiel de diffusion (built in) de la jonction Schottky

D'après les règles d'Anderson : lorsque les deux matériaux sont assemblés et après équilibre thermodynamique, les niveaux de Fermi doivent s'aligner et le niveau du vide ne peut subir de discontinuité. Il en résulte des discontinuités des bandes de conduction et de valence à l'interface de l'hétérojonction $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Donc, il se crée un puits de potentiel de quelques dizaines d'Å de largeur dont le fond se trouve au-dessous du niveau de Fermi avec:

$$\Delta E_c \approx \chi_2 - \chi_1 = \Delta \chi \quad (\text{II-12})$$

$$\Delta E_v \approx \Delta E_g - \Delta \chi \quad (\text{II-13})$$

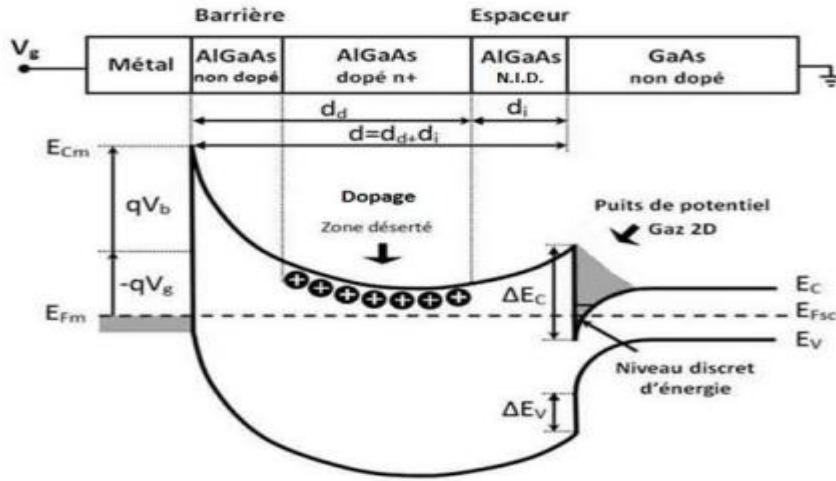


Figure II-12: Formation du gaz bidimensionnel à l'interface de deux matériaux à grande et petite largeurs de bande interdite [14].

d_d : épaisseur de la zone dopée dans la barrière,

d_i : épaisseur de la couche AlGaAs non dopée (Espaceur),

$d = d_d + d_i$: l'épaisseur totale entre le gaz 2D et la grille,

V_{bi} : la tension de la barrière de Schottky,

V_g : la tension de la grille.

Dans le matériau AlGaAs fortement dopé n+, des électrons en provenance de la partie dopée s'accumulent dans le puits de potentiel en franchissant le pic d'énergie ΔE_c et ils sont confinés dans la direction de l'axe de croissance mais libres de se déplacer dans le plan des couches formant ainsi le canal. D'autre part l'utilisation d'un semi-conducteur de faible gap pour le substrat (ici le GaAs) permet de créer un second saut de potentiel qui améliore le confinement des électrons dans le canal en évitant leur fuite vers le substrat. Il faut préciser que le canal actif est formé à l'interface entre deux matériaux à gap différent. D'où l'appellation de gaz

d'électrons à deux dimensions noté en anglais 2DEG "two Dimensional Electron Gas" pour qualifier le courant dans cette structure.

Pour une largeur de puits inférieure à la longueur d'onde de De Broglie, apparaissent les effets quantiques. Ces effets se traduisent par la quantification des niveaux d'énergie des électrons et par la restriction du mouvement des porteurs dans un plan parallèle à l'hétérojonction. L'épaisseur limite du puits est déterminée par la longueur d'onde de De Broglie de l'électron thermique :

$$\lambda_{th} = \frac{h}{\sqrt{2k_B T m^*}} \quad \text{(II-14)}$$

L'hétérojonction permet la séparation spatiale des atomes donneurs ionisés et des électrons libres. Ces électrons ne sont donc plus soumis aux interactions sur impuretés ionisées, et peuvent alors atteindre des mobilités importantes. Le HEMT bénéficie donc d'un transport électronique dans un gaz (quasi-bidimensionnel) bien supérieur à celui d'un matériau dopé. Le confinement des électrons est important et il provoque une quantification des niveaux d'énergie perpendiculaire à la hétéro interface et on dit alors que l'électron a un comportement quantique .

Dans le cas de l'application d'une tension de grille, il est possible de contrôler la densité du gaz d'électrons. Lorsque la tension de grille augmente, le puits de potentiel devient plus profond. Un plus grand nombre d'électrons libérés par les atomes donneurs peuvent alors se déplacer dans le canal. Inversement, lorsque la tension de grille diminue, le puits de potentiel diminue jusqu'à ce qu'il ne puisse plus contenir de porteurs. Le transistor est alors pincé.

II.7 Techniques de croissance [15]

II.7.1 L'épitaxie par jets moléculaires d'hétérostructures *AlGaAs/GaAs*

II.7.1.1 Introduction

La technique d'épitaxie par jets moléculaires (EJM) ou MBE en anglais (Molecular Beam Epitaxy) a été développée initialement à la fin des années 1960. Elle consiste à évaporer des éléments métalliques, isolants ou semi-conducteurs pour ensuite les condenser sur un substrat qui

peut être chauffé. Pour garantir la pureté des matériaux déposés, des conditions d'ultravide sont nécessaires. Cet ultravide est généré et entretenu par un système de pompage adapté (pompes turbo-moléculaires et ioniques) et par des panneaux cryogéniques refroidis à l'azote liquide [16].

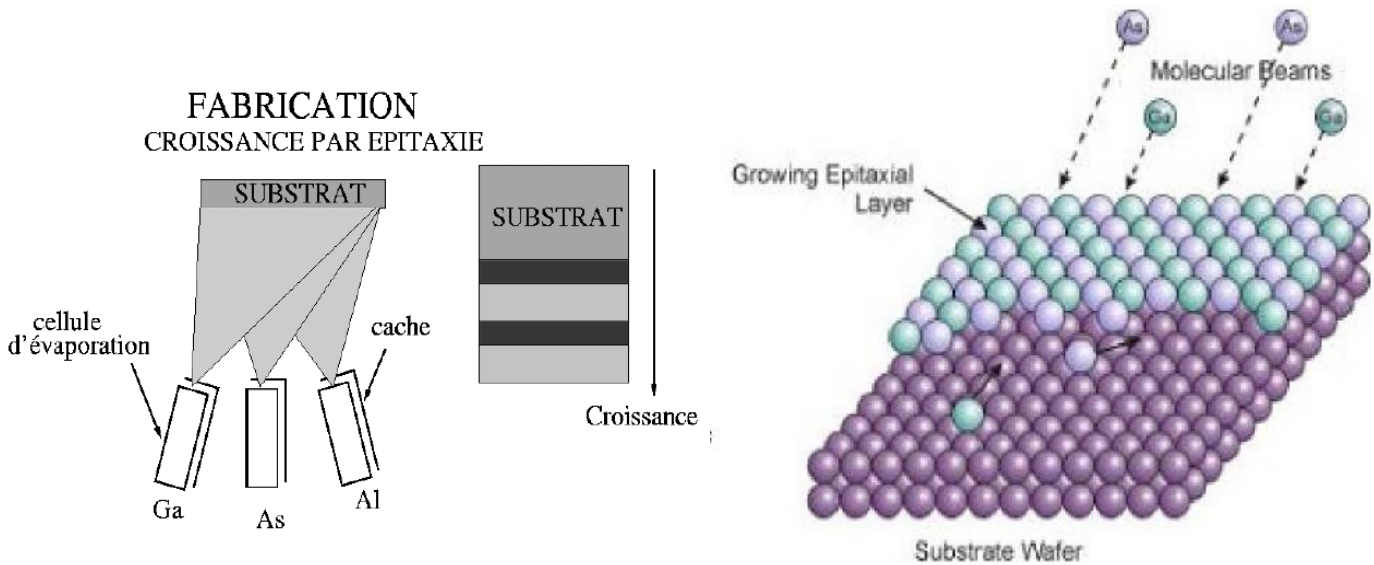


Figure II.13: Schéma de principe d'une croissance en EJM [17].

Suivant les conditions de croissance utilisées, on observe généralement trois modes de croissance:

- le mode bidimensionnel, ou Frank-Van Der Merwe, pour lequel la croissance a lieu de façon idéale, monocouche après monocouche.
- le mode Volmer-Weber, qui correspond à une croissance tridimensionnelle (croissance par îlots) dès le début de la croissance, et est attribué à une différence substantielle des énergies de liaison chimique A-A et A-B entre le matériau déposé A et le substrat B;
- le mode Stransky-Krastanov, où la croissance passe d'un mode bidimensionnel à un mode tridimensionnel. Ce mode apparaît en général sur les matériaux qui présentent un important désaccord de paramètre de maille ($> 2\%$) et semble être provoqué par les contraintes.

I.7.1.2 Processus de croissance des hétérostructure AlGaAs/GaAs :

Le fonctionnement de cette technique sera décrit dans ce qui suit pour réaliser d'hétérostructures d'AlGaAs/GaAs.

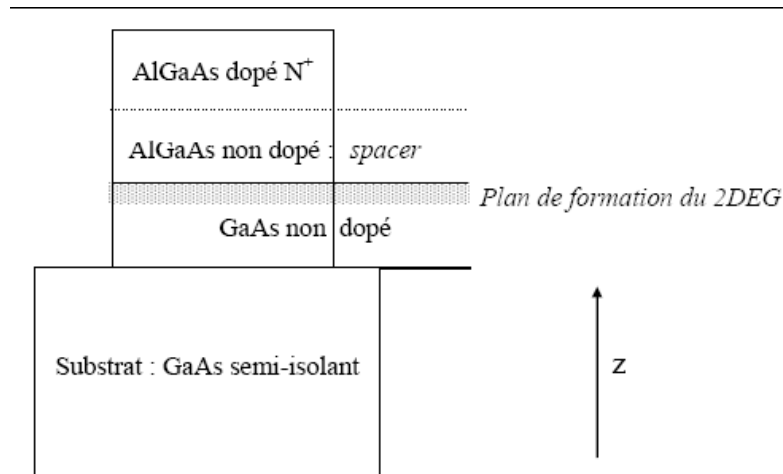


Figure II.14: Schéma d'une hétérojonction AlGaAs/GaAs. z est l'axe de croissance.

Sur un substrat semi-isolant, on fait croître par épitaxie à jet moléculaire la structure représentée sur la **figure II.14**. Elle comporte une couche de GaAs non dopé, une fine couche de $Al_xGa_{1-x}As$ non dopé puis une couche de $Al_xGa_{1-x}As$ dopé N^+ . GaAs et $Al_xGa_{1-x}As$ ont des paramètres cristallins très proches, l'interface entre les couches présente donc peu de défauts. Par contre, la largeur de la bande interdite de $Al_xGa_{1-x}As$ est supérieure à celle de GaAs et augmente avec la concentration x en aluminium. À l'interface de l'hétérojonction, les niveaux de Fermi s'alignent. La différence d'énergie de gap entre les deux semiconducteurs induit une courbure de bande. Côté GaAs, il se forme à l'interface un puits de potentiel triangulaire dans lequel sont transférés les électrons libres de AlGaAs qui s'accumulent (**figure II.14**).

Selon la direction de croissance de l'hétérojonction, ceux-ci sont confinés sur une longueur inférieure à leur longueur d'onde de Fermi. On peut de plus montrer que, à basse température, seule la sous bande la plus basse en énergie est peuplée : il y a donc formation d'un gaz d'électrons purement bidimensionnel à l'interface AlGaAs/GaAs. Cette hypothèse est généralement vérifiée dans le cas d'hétérojonctions AlGaAs/GaAs de concentration électronique relativement faible [18].

En pratique, dans un semiconducteur intrinsèque tous les électrons apportés par les atomes sont utilisés pour réaliser des liaisons chimiques entre eux. Seuls quelques électrons supplémentaires

sont fournis par les atomes d'impureté présents dans le semiconducteur. Il en résulte que le nombre d'électrons venant peupler le puits est petit. Pour contrôler la densité électronique et remplir le puits de potentiel, la solution est d'introduire intentionnellement dans le semiconducteur des atomes d'impureté possédant des électrons supplémentaires : c'est le dopage (comme par exemple des atomes de Si pour le GaAs). Une fois séparés de leurs électrons supplémentaires les atomes de dopants possèdent une charge positive, on les appelle donneurs ionisés. Malheureusement si elle augmente le nombre d'électrons disponibles, l'introduction de ces impuretés apporte des défauts dans le cristal et dégrade les propriétés électriques de celui-ci. Il faut donc trouver un compromis entre l'apport d'électrons et la qualité des échantillons. Un grand progrès fût réalisé lorsque les dopants furent séparés spatialement du puits de potentiel par la couche d'AlGaAs non dopé (spacer) insérée entre GaAs et AlGaAs dopé. Cela permet de réduire la diffusion sur le potentiel des impuretés ionisées et donc d'accroître la mobilité du 2DEG, on réalise ainsi des 2DEG(gaz d'électrons bidimensionnels) de très haute mobilité ($\mu > 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) et de densité surfacique de l'ordre de 10^{11} cm^{-2} . On parle de structure à modulation de dopage **[19]**. Dans ce cas les électrons piégés ne subissent plus l'influence néfaste des atomes donneurs ionisés.

Conclusion

La modélisation des transistors à effet de champ constitue le thème principal de notre étude, bien comprendre le principe de fonctionnement et la méthode de fabrication de ces transistors s'avère donc primordiale.

Dans ce chapitre, nous avons détaillé le principe de fonctionnement des transistors à effet de champs en étudiant plusieurs types de composants unipolaires. La compréhension de l'effet transistor et l'étude de la structure du composant sont les points de départ de la modélisation c'est-à-dire de la mise en équations des phénomènes linéaires et non linéaires qui apparaissent en fonctionnements divers.