

Semi-conducteurs de puissance unipolaires et mixtes (partie 1)

par **Philippe LETURCO**

Professeur à l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse
Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes du CNRS (LAAS)

1. Principes généraux	D 3 108 - 2
1.1 Composants unipolaires	— 2
1.2 Composants mixtes unipolaires-bipolaires.....	— 7
2. Diodes Schottky	— 8
2.1 Structure type	— 8
2.2 Caractéristique statique directe.....	— 9
2.3 Caractéristique statique inverse	— 10
2.4 Comportement dynamique.....	— 11
2.5 Diode « Schottky-bipolaire »	— 12
3. Transistors à effet de champ de jonction et composants dérivés	— 13
3.1 Généralités	— 13
3.2 Caractéristiques statiques des transistors à effet de champ.....	— 13
3.3 Comportement dynamique.....	— 17
3.4 Composants bipolaires dérivés	— 18
Indices et accents	— 19
Notations et symboles	— 20
Transistors MOS (Métal-Oxyde-Semiconducteur)	D 3109
IGBT (Insulated Gate - Bipolar - Transistor) et autres associations MOS - bipolaires	D 3109

Dans les composants semi-conducteurs **unipolaires**, le transport du courant est assuré par les seuls porteurs majoritaires de la région de « base » large et peu dopée qui confère aux dispositifs leur tenue en tension. Cette région de base n'est donc pas modulée en conductivité ; aussi le « compromis » de performances offert entre tension bloquée et courant passant est-il a priori moins favorable, pour une même surface de cristal, que pour les composants bipolaires.

Par contre, en l'absence de phénomènes de stockage de porteurs minoritaires, les composants unipolaires sont intrinsèquement plus rapides. Deux avantages connexes doivent être soulignés :

- une très forte résistance d'entrée des dispositifs commandés (transistors), grâce à la possibilité de contrôler le flux de porteurs majoritaires par **effet de champ** (effet de champ de jonction, effet de champ Métal-Oxyde-Semiconducteur) ;
- une grande **stabilité thermique latérale** sous polarisation directe, en raison du coefficient de température négatif de la mobilité des porteurs ; cette stabilité autorise la réalisation de composants de fort calibre en courant, avec une grande surface active, par intégration parallèle de **cellules** élémentaires.

Les possibilités des effets unipolaires et bipolaires apparaissent complémentaires. Leur **association** dans des structures de composants hybrides offre

des degrés de liberté supplémentaires dans l'arbitrage des compromis de performances entre tenue en tension, capacité en courant, temps et pertes de commutation. L'exemple le plus important industriellement est l'IGBT (Insulated-Gate-Bipolar-Transistor) mais bien d'autres dispositifs « mixtes », aux potentialités variées, apparus au cours des deux dernières décennies, procèdent de cette démarche.

La répartition en deux articles des analyses relatives aux composants unipolaires et mixtes est motivée uniquement par des contraintes de place. Il s'agit en réalité d'un ensemble.

Nota : le lecteur se reportera, pour les notions préalables, à l'article [D 3 102] « Physique des semi-conducteurs de puissance » ainsi qu'à l'article [D 3 104] qui traite de la « Tenue en tension des semi-conducteurs de puissance » ; le lecteur aura également intérêt, pour ce qui touche aux composants « mixtes » à consulter les articles [D 3 106] et [D 3 107] relatifs aux « Composants semi-conducteurs de puissance bipolaires », notamment les paragraphes 1.1 à 1.6 de [D 3 106].

1. Principes généraux

1.1 Composants unipolaires

La qualification d'unipolaire indique que le transport du courant est assuré par un seul des deux types de porteurs. Il s'agit des **porteurs majoritaires** de la région large et peu dopée qui, dans tous les cas, constitue le « cœur » d'un composant de puissance. Cette région, que nous désignons comme « **base** », dans un sens générique (cf. article D 3 104, § 1), mais qui peut recevoir, cas par cas, des appellations plus spécifiques, joue un rôle essentiel : elle offre à la charge d'espace de la jonction bloquant la place de se développer et détermine donc la performance de **tenue en tension** ; elle constitue, à l'état passant, une part importante de la **résistance apparente** du dispositif, d'autant que, en absence d'injection de porteurs minoritaires, il n'y a pas d'effet modérateur de modulation de conductivité. Le **type N** s'impose donc pour le matériau de base, afin de mettre à profit la plus grande mobilité des électrons, et les paramètres d'épaisseur et de dopage dont dépendent directement, mais dans des sens contraires, la tension blovable et le courant admissible doivent être déterminés de manière assez stricte (cf. § 1.1.2).

En corollaire de l'absence de modulation de conductivité dans la région de base, on n'observe pas d'effet de stockage lié au transit des porteurs injectés, contrairement aux composants bipolaires. Les charges mobilisées en régime dynamique se réduisent à celles qui sont emmagasinées dans des **capacités vraies**, capacités de transition des jonctions et capacités des empilements métal-isolant-métal ou métal-isolant-semiconducteur. Les composants unipolaires sont donc intrinsèquement « **rapides** », avec des pertes de commutation réduites, ce qui compense, dans les applications de commutation de haute fréquence, le handicap d'une performance de conduction relativement médiocre (cf. § 1.1.3).

1.1.1 Principales structures

La figure 1 montre les structures de principe des composants de puissance unipolaires les plus importants : **diode Schottky** à contact redresseur métal-semiconducteur, **transistor à effet de champ de jonction** ou JFET (*Junction-Field-Effect-Transistor*), aussi désigné comme SIT (*Static-Induction-Transistor*), **transistor à effet de champ Métal-Oxyde-Semiconducteur** (TMOS). Les mécanismes de fonctionnement fondamentaux sont analysés dans l'article « Physique des semi-conducteurs de puissance » [D 3 102]. Pour une pleine utilisation de l'aire de conduction offerte par le cristal et pour ménager

l'indispensable « base », surtout lorsqu'on recherche de fortes tensions blocables, la structure de ces composants est généralement « **verticale** », les régions de contact terminales (fortement dopées par rapport à la base) étant formées sur les faces opposées de la plaquette. Il existe cependant des structures MOS « latérales », mises en œuvre dans des circuits intégrés de petite puissance (cf. [D 3 109], § 1.1).

■ Les **diodes Schottky** (figure 1 a) mettent en jeu les propriétés de redressement des contacts métal-semiconducteur du même nom (cf. [D 3 102], § 2.2). Ces composants sont utilisés, avec profit, dans les applications de *basse tension* exclusivement (typiquement quelques dizaines de volts). À l'état passant, en effet, la chute de tension dans un contact Schottky est nettement inférieure à la *tension de jonction* d'une diode bipolaire, à paramètres de base et densité de courant comparables. Cet avantage disparaît lorsque l'épaisseur et la résistivité de la couche N⁻ exigées par la tenue en tension rendent sensible, dans la chute de tension totale, la contribution ohmique de la région de base (non modulée en conductivité). Par ailleurs, en raison des valeurs élevées du courant inverse, la tenue en tension des diodes Schottky peut se trouver limitée par des problèmes thermiques, en deçà même des possibilités théoriques de blocage du matériau de base ou de la terminaison de jonction.

■ Les **transistors à effet de champ** Métal-Oxyde-Semiconducteur (MOS, cf. [D 3 102], § 2.4) et de jonction (JFET, cf. [D 3 102], § 2.5), comparés à leurs homologues bipolaires, présentent, un certain nombre d'avantages, outre leur rapidité. D'une part, la puissance de commande est négligeable dans les états statiques bloqué et conducteur (**grande résistance d'entrée**). D'autre part, ces composants ont une très bonne **stabilité thermique latérale**, le coefficient de température du courant de drain, à tensions de grille et drain imposés, étant négatif, comme celui de la mobilité des porteurs. Des composants de forte capacité en courant peuvent ainsi être réalisés par mise en parallèle dans un cristal de surface suffisante du nombre voulu de « cellules » élémentaires, toujours de petites dimensions, comme celles représentées schématiquement sur les figures 1 b (JFET) et 1 c (MOS). Par contre, la **résistance apparente à l'état passant**, qui, rapportée à l'unité de surface de cristal, peut être sensiblement inférieure à celle des transistors bipolaires tant que le calibre en tension est réduit (jusqu'à 200 V approximativement), augmente dans tous les cas très vite avec la tension blovable ($\propto V^{2,5}$), ce qui constitue un lourd handicap. Ce handicap peut être surmonté par une réalisation particulière de la région de base incorporant une « **superjonction** » (cf. [D 3 104], § 4), mais cette technologie est délicate et coûteuse.

L'importance industrielle des transistors MOS va croissante, même pour des domaines d'application où les transistors bipolaires conservent une supériorité de performances : la relative simpli-

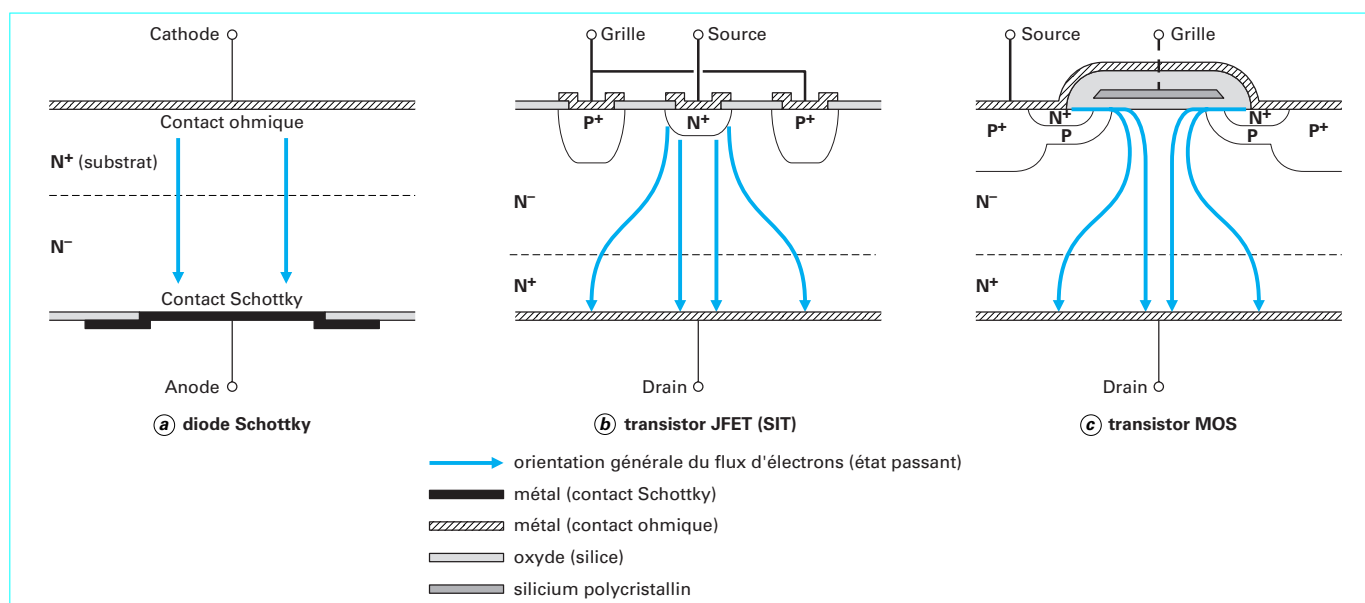


Figure 1 – Schémas de structure des principaux composants unipolaires

cité de leur commande qui facilite la conception et la mise au point des circuits, et permet de réduire globalement les coûts, est souvent considérée par les électroniciens de puissance comme un avantage décisif. Par contre les transistors JFET, malgré l'intérêt de leur principe, n'ont jusqu'à présent connu que des développements marginaux.

1.1.2 « Compromis » entre tension bloquée et résistance de la zone de drift

Quel que soit le dispositif unipolaire, la résistance de la **région de base** apparaît d'emblée, en l'absence de tout effet de modulation de conductivité, comme une contribution critique à la **résistance apparente à l'état passant**, d'autant plus que la tension blocable est plus élevée.

Pour la diode Schottky, l'exact parallélisme des interfaces, terminaisons de jonction mises à part, autorise un cadre d'**analyse unidimensionnel** : la région de « base » est identifiable sans ambiguïté à la couche N^- comprise entre le contact Schottky proprement dit et le « substrat » N^+ . Cette région se divise en deux zones : une **zone de charge d'espace**, dépeuplée, et une **zone de « drift »**, quasi neutre dans les conditions de fonctionnement habituelles, dans laquelle les porteurs se déplacent essentiellement par conduction ; sous polarisation directe, la zone de charge d'espace régressant, la zone de drift occupe la quasi-totalité de la région de base.

Pour les transistors, où le courant de porteurs majoritaires est contrôlé par effet de champ dans des « cellules » MOS ou JFET disposées en surface du cristal selon des motifs répétés à haute densité, il convient de réserver l'appellation de zone de drift à la tranche de la région de base quasi neutre située au-delà du plan limitant les caissons ou grilles P^+ , en mettant à part les zones d'accès (MOS) ou de canal (JFET). L'approximation unidimensionnelle des lignes de courant est encore admissible dans la zone de drift sous réserve que le pas de répétition des cellules soit nettement inférieur à l'épaisseur de cette zone : c'est généralement le cas pour les dispositifs de haute tension.

On peut alors raisonner, en première analyse, sur le schéma général de la figure 2 : la **zone de drift** se confond, dans l'état passant, avec la **région faiblement dopée de la jonction bloquante**. Le problème est de déterminer les valeurs des paramètres de dopage et

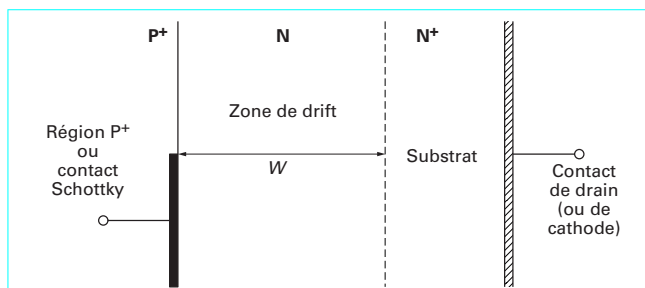


Figure 2 – Schéma unidimensionnel pour l'analyse du « compromis » tension bloquée/résistance de la zone de drift

d'épaisseur qui minimisent la **résistance de drift**, pour une tension bloquée donnée.

■ En se restreignant, pour simplifier, au cas d'une base homogène, la **résistance** R_d de la zone de drift, relative à l'unité de surface active, a pour expression :

$$R_d \approx \frac{W}{e\mu_n N_D} \quad (1)$$

où W est l'épaisseur de la couche et N_D son dopage ; e représente la charge élémentaire ($= 1,602 \cdot 10^{-19}$ C) et μ_n la mobilité des porteurs majoritaires.

■ En l'absence d'injection de porteurs minoritaires, c'est la **tension de claquage** V_B qui limite la tension blocable. Celle-ci ne dépend que de N_D lorsque l'épaisseur de la région N est suffisante pour que la charge d'espace de la jonction bloquante puisse s'étendre *librement*. Elle dépend à la fois de N_D et de l'épaisseur W dans le cas contraire où, au claquage, on a « *punch-through* » (*perçage*), c'est-à-dire que la zone de charge d'espace occupe toute la région faiblement dopée et vient « buter » sur la région limitante N^+ .

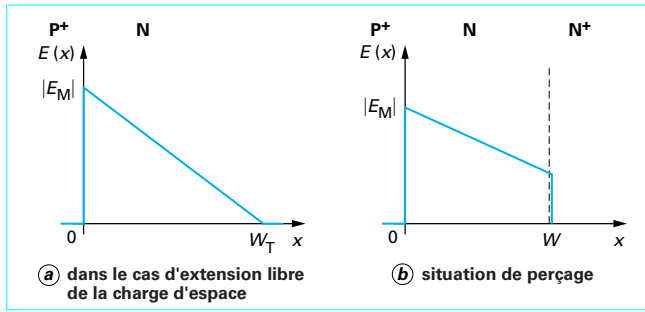


Figure 3 – Répartitions de champ électrique au claquage, pour une base homogène

• Dans l'hypothèse d'un **étalement libre** de la charge d'espace, la tension de claquage V_B est donnée, en fonction du dopage, par la relation approximative (cf. [D 3 104], § 2.3) :

$$V_B \approx 1850 \left(\frac{10^{14}}{N_D} \right)^{3/4} \quad (2)$$

avec N_D exprimé en cm^{-3} pour V_B en volts.

Le champ électrique E_M à la jonction métallurgique et l'étendue W_T de la charge d'espace, au claquage, sont alors donnés par les expressions classiques (cf. [D 3 104], § 2.1) :

$$|E_M| \approx \sqrt{\frac{2eN_D V_B}{\varepsilon}} \quad \text{et} \quad W_T \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon V_B}{eN_D}}$$

où ε représente la permittivité du silicium ($= 1,04 \cdot 10^{-12} \text{ F/cm}$) ; on a négligé la tension de diffusion. On peut réécrire, en fonction de N_D seul :

$$|E_M| \approx \sqrt{\frac{3,7 \cdot 10^{17} e}{\varepsilon}} \left(\frac{N_D}{10^{14}} \right)^{1/8} \quad (3)$$

$$W_T \approx \sqrt{\frac{3,7 \cdot 10^{-11} \varepsilon}{e}} \left(\frac{10^{14}}{N_D} \right)^{7/8} \quad (4)$$

La répartition de champ, dans ces conditions, a la **forme triangulaire** indiquée par la figure 3 a.

Il serait évidemment pénalisant de faire choix d'une épaisseur de base supérieure à ce qui est nécessaire ; aussi, l'option dite « **non punch-through** » dans la définition des paramètres de base des dispositifs unipolaires consiste-t-elle à faire choix d'une épaisseur de la région N peu dopée égale à l'extension « libre » W_T de la charge d'espace au claquage. Il est alors facile d'établir, à partir des expressions (1), (2) et (4), la relation nécessaire entre la résistance R_d de la zone de drift et la tension de claquage V_B ; en prenant $\mu_n \approx 1300 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ comme ordre de grandeur (la mobilité μ_n dépend sensiblement, en réalité, du dopage et de la température), on a approximativement :

$$R_d \approx 5 \cdot 10^{-9} V_B^{2,5} \quad (5)$$

avec R_d en $\Omega \cdot \text{cm}^2$ pour V_B en volts. Cette relation traduit de manière synthétique le « **compromis** » fondamental entre résistance de drift et tension blocable pour les composants unipolaires, représenté graphiquement sur la figure 4 en terme de **conductance** R_d^{-1} .

• Si l'épaisseur W de la région de base est inférieure à celle de l'extension libre de la charge d'espace (situation de **perçage** ou **punch-through**) la tension de claquage peut être facilement évaluée en admettant que le champ de claquage à la jonction métallurgique conserve, pour N_D donné, la même valeur que dans le cas précédent (**non punch-through**). C'est effectivement le cas pour des valeurs du produit WN_D d'au moins quelques 10^{11} cm^{-2} ; la variation du champ

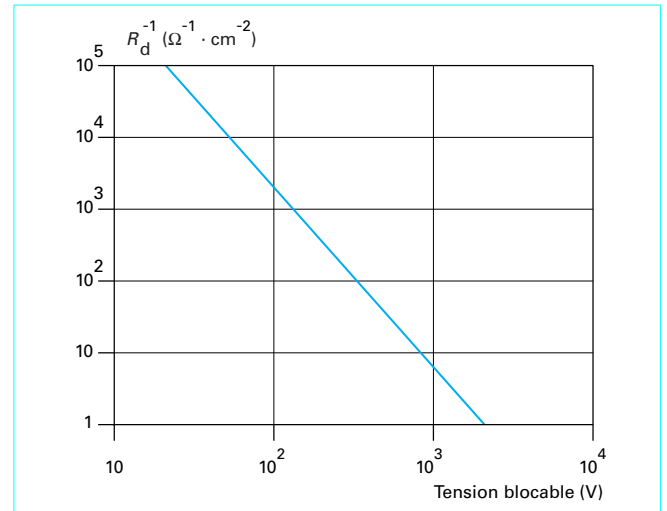


Figure 4 – Compromis entre résistance de drift et tension blocable (configuration « non punch-through »)

électrique, de la jonction métallurgique à l'interface NN^+ , est alors assez ample pour que l'essentiel de la multiplication par avalanche s'effectue dans un voisinage étroit de la jonction métallurgique et qu'en conséquence le champ E_M au claquage soit indépendant de W .

Des considérations géométriques simples sur la **forme trapézoïdale** de la répartition de champ dans ces conditions (figure 3 b) conduisent à l'expression :

$$V_B = W|E_M| - V_P$$

où V_P représente la tension de perçage (cf. [D 3 104], expression (8)) :

$$V_P = \frac{eN_D W^2}{2\varepsilon} \quad (6)$$

En exprimant $|E_M|$ en fonction de N_D , par la relation (3), on obtient :

$$V_B = W \sqrt{\frac{3,7 \cdot 10^{17} e}{\varepsilon}} \left(\frac{N_D}{10^{14}} \right)^{1/8} - \frac{eN_D W^2}{2\varepsilon} \quad (7)$$

À tension de claquage V_B imposée, il existe donc une relation **obligée** entre l'épaisseur W et le dopage N_D et, parmi l'infinité de couples de valeurs (W, N_D) possibles, c'est évidemment celui qui **minimise** la valeur de la résistance de drift R_d qui doit être retenu.

■ Pour poursuivre l'analyse, il est commode de réécrire la relation (7) en rapportant le dopage N_D d'une part, l'épaisseur W d'autre part, à la concentration d'impuretés N_D^* et à l'étendue W_T^* de la charge d'espace que nécessiterait l'obtention de la même tension de claquage V_B dans l'hypothèse d'un développement libre (**non punch-through**) ; on a alors l'équation :

$$\frac{N_D}{N_D^*} \left(\frac{W}{W_T^*} \right)^2 - 2 \left(\frac{N_D}{N_D^*} \right)^{1/8} \frac{W}{W_T^*} + 1 = 0$$

Ainsi, entre valeurs relatives, la relation entre épaisseur et dopage des configurations « **punch-through** » apparaît unique, quelle que soit la tension de claquage imposée :

$$\frac{W}{W_T^*} = \left(\frac{N_D}{N_D^*} \right)^{-7/8} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{N_D}{N_D^*} \right)^{3/4}} \right\} \quad (8)$$

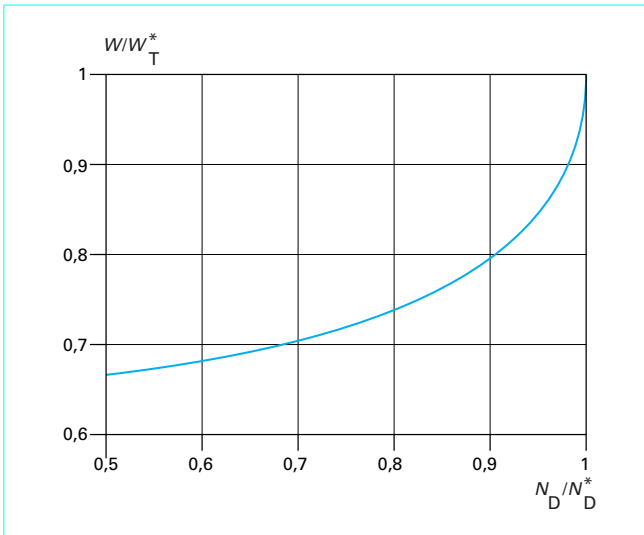


Figure 5 – Relation entre épaisseur et dopage des configurations « punch-through »

La figure 5 représente graphiquement cette relation pour une plage de variation des grandeurs réduites compatible avec l'approximation opérée sur le champ électrique au claquage (indépendance vis-à-vis de W).

Le même type de réduction, opéré sur l'expression (1) de la résistance de drift conduit à :

$$\frac{R_d}{R_d^*} \approx \frac{W}{W_T^*} \frac{N_D^*}{N_D} \quad (9)$$

où R_d^* désigne la résistance de drift pour le cas limite où $W = W_T^*$ et $N_D = N_D^*$. On néglige, ici, pour simplifier, l'influence minime des variations de mobilité avec le dopage. On peut encore écrire, compte tenu de l'expression (8) :

$$\frac{R_d}{R_d^*} = \left(\frac{N_D}{N_D^*} \right)^{-15/8} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{N_D}{N_D^*} \right)^{3/4}} \right\} \quad (10)$$

Ce résultat que traduisent graphiquement la figure 6 a en fonction du rapport N_D/N_D^* et la figure 6 b en fonction du rapport W/W_T^* , met en évidence l'existence d'un **minimum** de résistance de drift, quelle que soit la tension blocable visée, pour un couple précis de valeurs réduites de dopage et d'épaisseur. Ce couple de valeurs qui définit une situation de perçage modéré à l'approche du claquage correspond à une réduction d'environ 8 % du dopage et 19 % de l'épaisseur de couche par rapport à la solution *non punch-through*, et conduit à une diminution de 12 % de la résistance de drift. Dans ces conditions, la relation $R_d(V_B)$ reste du type (5) avec le *même* exposant 2,5.

La solution « optimale » présente un avantage net quoique non spectaculaire par rapport à une définition des paramètres de la base des dispositifs qui s'appuierait sur le simple modèle de jonction abrupte. On remarque par ailleurs que la résistance de drift de la solution *non punch-through* peut être conservée avec un dopage et une épaisseur de couche tous deux réduits d'environ 30 % (cf. figures 6 a et 6 b) ; cette possibilité est avantageuse, en ce qui concerne l'épaisseur, si la région de base doit être réalisée par épitaxie. La mise en œuvre de ces solutions *punch-through* requiert cependant un contrôle étroit des valeurs de paramètres qu'il n'est pas toujours facile d'assurer tout au long du processus technologique d'élaboration des composants. Aussi, pour nombre de structu-

res actuellement industrialisées, l'optimisation est-elle rarement pleinement réalisée, d'autant que l'unidimensionnalité des mécanismes, hypothèse retenue dans la présente analyse, peut être mise en défaut, notamment dans les transistors MOS ou JFET de basse tension (faibles épaisseurs de couche), en raison de la structure fortement hétérogène, multicellulaire, de leur zone de commande.

1.1.3 Effets capacitifs

L'absence d'effet de stockage de porteurs dans la région de base facilite largement, par rapport aux composants bipolaires, la compréhension du comportement en commutation. En particulier, le domaine fréquentiel dans lequel des effets *répartis* (c'est-à-dire fonctions à la fois du temps et des coordonnées de position) devraient être pris en compte se situe bien au-delà de celui concerné par les applications d'électronique de puissance. La dynamique des charges peut-être ainsi décrite comme simplement *localisée* ; la complication qui pourrait résulter, dans l'analyse du comportement des transistors, de la non-unidimensionnalité des mécanismes de transport s'efface dans ces conditions.

Les performances en commutation sont donc essentiellement limitées par les temps de charge et de décharge de **capacités vraies** (capacités de transition de jonctions, capacités d'empilements métal-isolant-métal ou métal-isolant-semiconducteur). Cependant, ces capacités (capacités métal-isolant-métal exceptées) sont fortement **non linéaires** vis-à-vis des tensions supportées, ce qui incite, pour l'analyse et la compréhension des phénomènes dynamiques, à privilégier une approche de type « **contrôle par les charges** ».

L'exemple de la charge (ou de la décharge) de la capacité de transition de la jonction bloquante d'un dispositif dipôle permet d'introduire simplement cette démarche.

■ Le schéma considéré est encore celui de la figure 2. En supposant, comme précédemment, que le dopage de base est homogène, il est facile d'établir la relation entre la charge d'espace totale Q_T et la tension supportée en inverse V_R . Cette relation diffère selon que l'on se trouve en deçà ou au-delà du perçage.

● **En deçà du perçage**, c'est-à-dire tant que la charge d'espace peut s'étendre librement, on a évidemment, par unité de surface de jonction :

$$Q_T = eN_D W_T \quad (11)$$

avec :

$$W_T \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon V_R}{eN_D}}$$

et, par conséquent :

$$Q_T \approx \sqrt{2eN_D\varepsilon V_R} \quad (12)$$

Cette formulation, pour laquelle on a négligé la tension de diffusion, a un domaine de validité limité à la plage de tension inverse située en deçà de la tension de perçage V_P , c'est-à-dire (cf. expression (6)) :

$$V_R < \frac{eN_D W^2}{2\varepsilon}$$

soit encore, en terme de charge :

$$Q_T < eN_D W$$

● **Au-delà du perçage**, l'extension de la charge d'espace se trouve bloquée mais la région N^+ joue un rôle d'armature comme dans un condensateur plan. À l'accroissement de la tension V_R au-delà de la

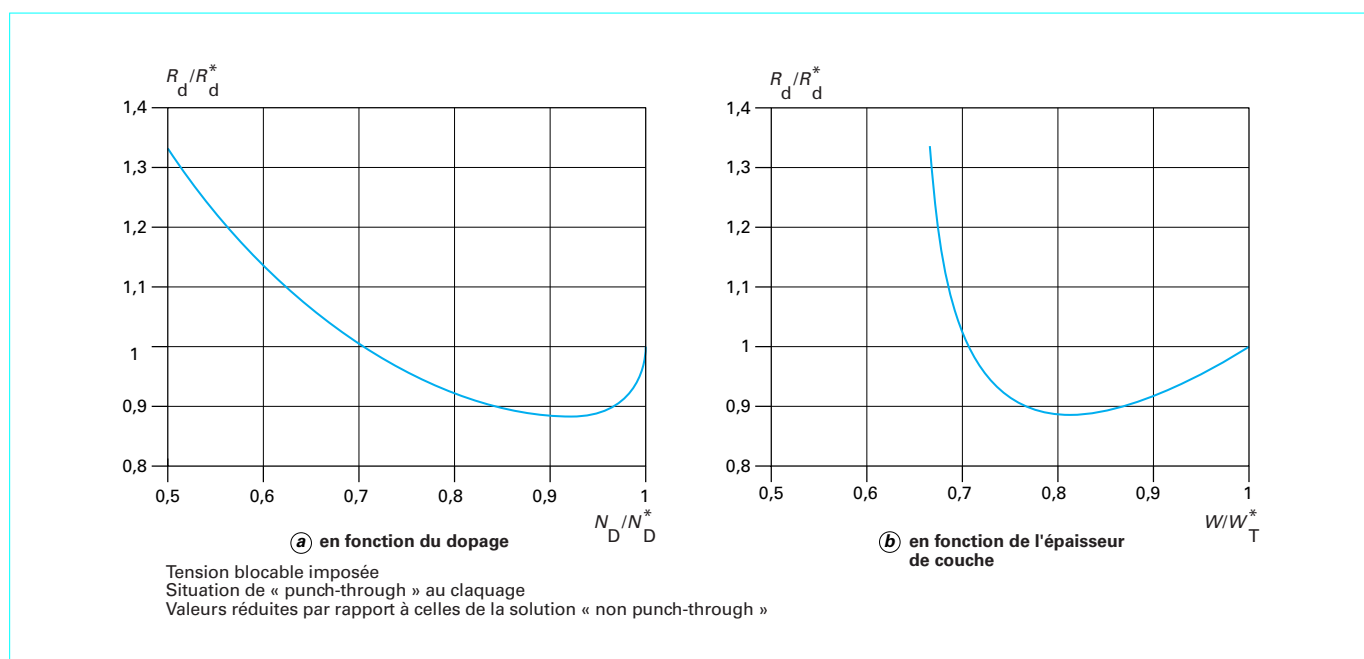


Figure 6 – Variations de la résistance de drift en fonction du dopage et de l'épaisseur de couche

tension de perçage correspond alors une augmentation de charge ΔQ_T donnée simplement par :

$$\Delta Q_T = \frac{\varepsilon}{W} (V_R - V_P)$$

La relation $Q_T(V_R)$ s'écrit donc maintenant :

$$Q_T = \frac{eN_D W}{2} + \frac{\varepsilon V_R}{W} \quad (13)$$

● En régime dynamique, les relations (11) à (13) sont conservées, mais aux variations de charge correspond un **courant de déplacement** $I(t)$ tel que :

$$I(t) = \frac{dQ_T}{dt}$$

ou, à l'inverse :

$$Q_T = \int_0^t I(t) dt + Q_{T0} \quad (14)$$

où Q_{T0} représente la charge contenue à l'instant choisi pour origine des temps. Dans les cas encore simples où le courant peut-être considéré comme imposé, la réponse $V_R(t)$ se trouve ainsi entièrement déterminée.

■ À titre d'exemple, la figure 7 représente selon ces formulations, d'une part la relation $V_R(Q_T)$ (figure 7 a), d'autre part l'onde de tension qu'on observerait en polarisant en inverse le dispositif, à partir de l'état de repos, par une rampe de courant (figure 7 b).

Les valeurs choisies pour les **paramètres de base** sont :

$$N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}, \quad W = 10 \text{ } \mu\text{m};$$

la surface de jonction est $S = 1 \text{ cm}^2$ et la rampe de courant a une pente dI/dt de $80 \text{ A}/\mu\text{s}$. Le procédé de détermination de l'onde de tension est simple : l'aire sous-tendue par l'onde de courant, de l'origine à un instant quelconque t , représente la charge qui est stoc-

kée à cet instant dans la zone de transition de la jonction, charge à laquelle correspond algébriquement la tension supportée.

Ce procédé s'applique naturellement à une forme d'**onde de courant quelconque**.

1.2 Composants mixtes unipolaires-bipolaires

Les qualités intrinsèques des composants unipolaires : rapidité de commutation, et, pour les transistors, commande « isolée », sont obérées, à calibre en tension croissant, par la *détérioration* des performances à l'état passant. C'est la résistance de la zone de drift, imposée de manière pratiquement biunivoque, en fonction de la tension de claquage de la jonction bloquante, par une loi de forte croissance (cf. relation (5) et figure 4) qui est principalement responsable. D'où l'idée d'une **modulation de conductivité** de cette zone par une injection de porteurs minoritaires de niveau suffisant, exactement comme dans la base d'un composant bipolaire. Pour une base N, c'est une injection de trous qui est nécessaire : celle-ci est effectivement obtenue en introduisant un émetteur P^+ , ramifié ou non, en substitution partielle ou totale de la région fortement dopée de drain (ou du contact Schottky).

La figure 8 indique les structures de principe des composants ainsi dérivés de ceux de la figure 1 : **diode « Schottky bipolaire »** ou **JBS** (Junction-Barrier-Schottky), **thyristor SiTh** (Static-Induction-Thyristor) aussi désigné par le sigle **FTD** (Field-Terminated-Diode), **transistor IGBT** (Insulated-Gate-Bipolar-Transistor).

À l'exception de la diode Schottky bipolaire dont l'émetteur P^+ n'est actif qu'en situation de surcharge, ces structures mettent en jeu, au niveau de la base, les mêmes mécanismes fondamentaux que les structures bipolaires pures. Ainsi, le stockage de porteurs qui accompagne la modulation de conductivité implique-t-il une détérioration des performances dynamiques par rapport à celles des composants unipolaires homologues : au gain obtenu sur la

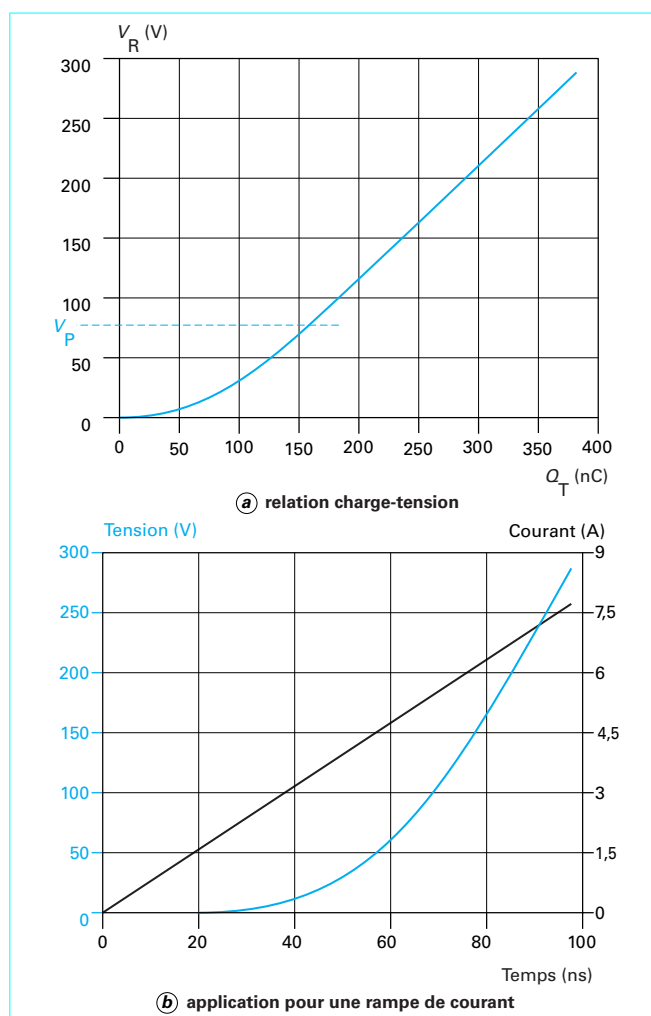


Figure 7 – Exemple de relation entre charge et tension pour une capacité de transition de jonction et application à la détermination de la tension supportée pour une onde de courant imposée

chute de tension à l'état passant et les pertes de puissance associées, s'oppose un accroissement des pertes de commutation, toutes choses étant bien entendu comparées à surface de cristal et tension bloquée égales.

Aussi, suivant les poids respectifs attribués, dans la conception des structures, aux mécanismes unipolaires et bipolaires, d'une part, et en fonction des arbitrages propres aux dispositifs bipolaires concernant l'efficacité d'injection et la durée de vie des porteurs, d'autre part, peut-on réaliser des « **compromis** » de performances entre tension bloquée, courant passant et pertes de commutation qui resteraient inaccessibles selon des conceptions unipolaires ou bipolaires pures. L'intérêt des composants « **mixtes** », bien prouvé aujourd'hui par le champ étendu d'applications que trouvent les IGBT, va donc bien au-delà de la commodité de la commande « isolée » que procure l'effet de champ, « Métal-Oxyde-Semiconducteur » ou « de jonction ».

L'analyse du comportement de ces composants est évidemment plus complexe que celle des composants unipolaires. On peut cependant la simplifier considérablement en adoptant, pour la base large, le même cadre d'approximations unidimensionnel, **régional**

mais distribué que celui qui a été défini pour l'étude des composants bipolaires (cf. [D 3 106], § 1) et en considérant que l'effet de champ joue de manière **localisée**, intervenant essentiellement dans la définition des conditions aux limites de cette base. Le lecteur trouvera dans l'article [D 3 109], à propos de l'IGBT, l'illustration de ce point de vue.

Les structures de la figure 8 ont été présentées comme dérivant de composants à effet de champ purs par intervention d'un mécanisme bipolaire d'injection de porteurs. L'approche **duale** pourrait être soutenue en considérant, par exemple, le transistor IGBT comme une structure bipolaire PNP à base large, commandée par un transistor MOS pilote dans une configuration « Darlington » intégrée. On peut, en ce sens, définir des architectures beaucoup plus complexes, dérivant du thyristor, par exemple, par **association « fonctionnelle »** de structures à effet de champ. De tels dispositifs sont présentés, à titre d'exemple, dans l'article [D 3 109], à la suite de l'étude de l'IGBT, le concept même d'intégration fonctionnelle étant développé dans l'article [D 3 110] comme l'une des voies de l'intégration de puissance.

2. Diodes Schottky

2.1 Structure type

Les **diodes Schottky** mettent en jeu les propriétés de redressement des **contacts métal-semiconducteur** du même nom. Au contraire des contacts ohmiques, ceux-ci sont réalisés avec un choix de matériaux tels qu'une **charge d'espace dépeuplée** se trouve établie dans le semi-conducteur, au voisinage du contact (cf. [D 3 102], § 2.2).

Pour les diodes de puissance, les couples constitués de silicium modérément dopé de type N (de quelques 10^{14} à quelques 10^{15} cm^{-3} selon la tension bloquée visée) et de métaux ou alliages à fort travail de sortie (platine, molybdène, tungstène, platine-nickel...) déterminent, après traitement thermique (formation de siliciures), une **barrière de potentiel** dont la hauteur Φ_B , vue du métal, est de l'ordre de 0,7 à 0,9 V selon les cas. La **tension de diffusion** Φ qui lui correspond dans le semi-conducteur, c'est-à-dire la différence de potentiel $\Psi'(x)$ que supporte la charge d'espace dans les conditions d'équilibre thermodynamique, est typiquement de l'ordre de 0,4 à 0,6 V à 300 K (figure 9). Cette tension de diffusion dépend en premier lieu, de Φ_B , mais aussi du dopage du semi-conducteur et de la température. Des considérations d'équilibre analogues à celles qui permettent le calcul de la tension de diffusion d'une jonction PN (cf. [D 3 102] § 1.6.2), appliquées cette fois non au semi-conducteur seul mais à l'ensemble métal-semiconducteur, permettent de préciser :

$$\Phi = \Phi_B - U_T \ln \left(\frac{N_C}{N_D} \right) \quad (15)$$

où N_C représente la densité d'états dans la bande de conduction ($N_C \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ à 300 K, variation en $T^{3/2}$ vis-à-vis de la température absolue), U_T étant l'unité thermodynamique kT/e .

La diode même est généralement constituée comme indiqué sur la figure 10, la « **base** » (région N) étant réalisée par épitaxie sur un **substrat** fortement dopé N^+ . Le contact Schottky proprement dit, doublé d'autres couches métalliques (aluminium) pour permettre la connexion, constitue l'anode, le contact de cathode (ohmique) étant établi sur le substrat. La **terminaison de jonction**, qui peut se réduire à une simple plaque de champ dans les dispositifs de basse tension (quelques dizaines de volts), est souvent plus complexe, comprenant notamment un anneau de garde P^+ (cas illustré sur la figure). Les paramètres d'épaisseur et de dopage de la couche N épitaxiée sont déterminés, au moins pour les ordres de grandeur, comme indiqué au paragraphe 1.1.2.

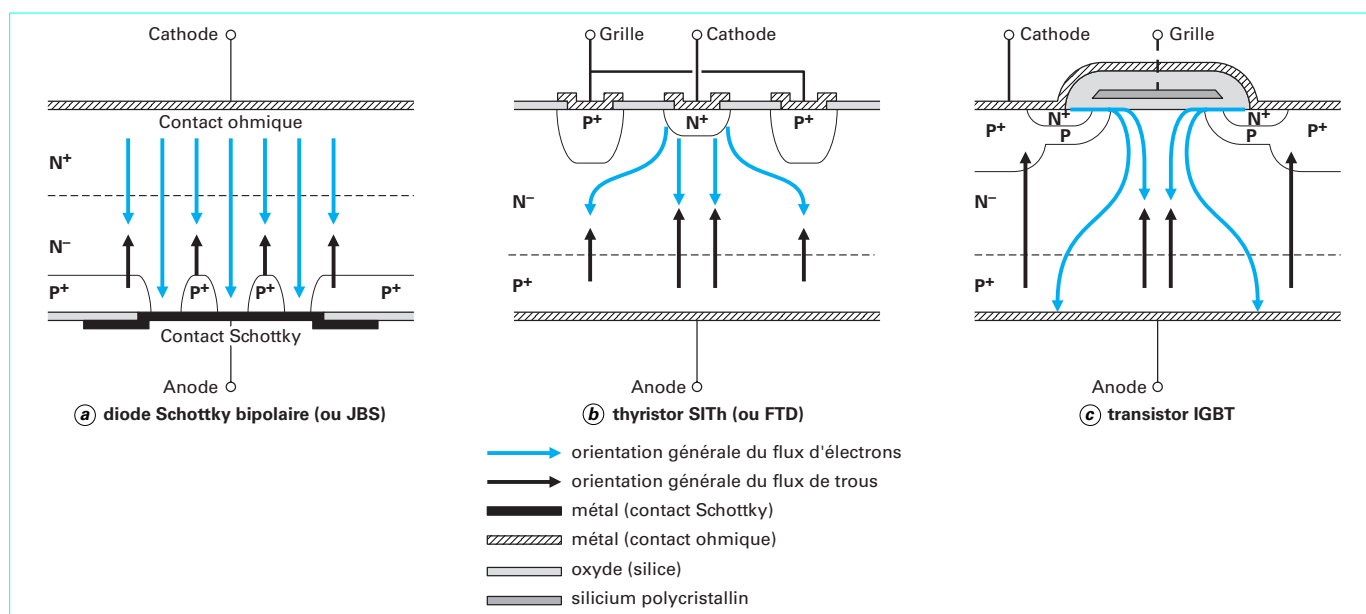
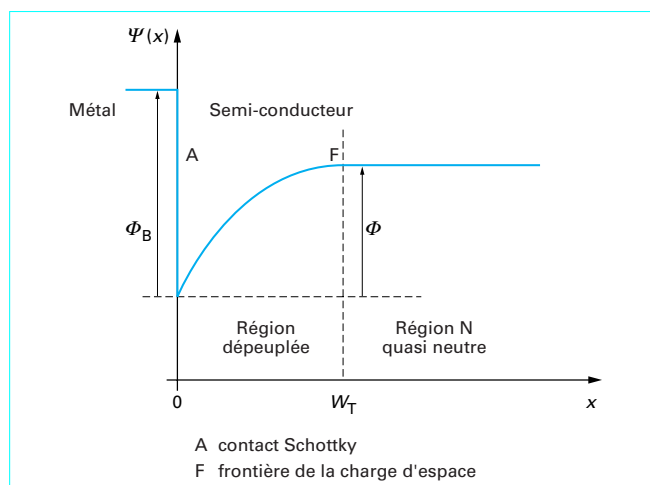


Figure 8 – Schémas de structure des principaux composants mixtes

Figure 9 – Contact redresseur Schottky sur matériau de type N : allure de la répartition de potentiel $\Psi(x)$

Les mécanismes de conduction dans une diode Schottky, sous polarisation directe ou inverse, restent controversés. L'analyse qui suit s'inspire des concepts fondamentaux de W. Schottky et E. Spenke, en réactualisant leur formalisme. L'**hypothèse de travail** est qu'un contact joue le rôle de source ou de puits *infini* de porteurs vis-à-vis du semiconducteur, imposant à l'interface des concentrations de trous (p_A) et d'électrons (n_A) *indépendantes* du courant passant (avec donc, en corollaire, la relation $p_A n_A = n_i^2$) ; le contact est effectivement « Schottky » si ces concentrations sont toutes deux inférieures à la concentration du dopant, impliquant dans le semi-conducteur, au voisinage de l'interface, la présence d'une zone de charge d'espace « dépeuplée » (cf. [D 3 102], § 1.6.1).

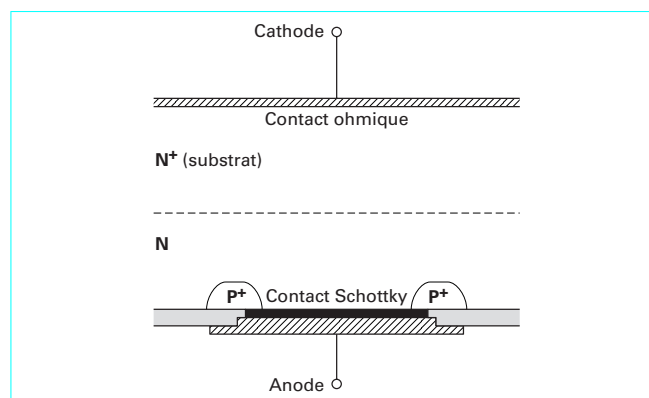


Figure 10 – Structure type d'une diode Schottky

2.2 Caractéristique statique directe

Sous **polarisation directe**, la réduction de la tension supportée par la zone de charge d'espace et le rétrécissement corrélatif de celle-ci permettent la **diffusion** d'un courant d'électrons du semi-conducteur vers le contact Schottky. On peut considérer, par analogie avec une jonction PN, que la région N quasi neutre joue le rôle d'émetteur vis-à-vis de la région de charge d'espace qui, dépeuplée en électrons, se comporte en zone P. On est ainsi conduit à une expression de la densité de courant qui est formellement identique à celle qui serait obtenue dans le cas d'une jonction PN^+ (cf. [D 3 102], § 2.2.3) :

$$J \approx J_n \approx \frac{en_f^2 D_n}{\int_A^F p \, dx} \left[\exp\left(\frac{V_J}{U_T}\right) - 1 \right] \quad (16)$$

n_i étant la concentration intrinsèque et D_n la constante de diffusion des électrons.

La **tension de « jonction »** V_J correspond à la variation, par rapport aux conditions d'équilibre thermodynamique, de la différence de potentiel supportée par la zone de charge d'espace. Cette tension de jonction diffère de la tension V aux bornes du composant en raison des chutes de tension dans les résistances d'accès, celle de la région N quasi neutre de drift notamment.

■ L'intégrale qui figure en dénominateur de l'expression (16) chiffre la population des trous présents dans la charge d'espace, par unité de surface, entre le contact même (repéré A) et la frontière F (cf. figure 9). Cette intégrale peut être évaluée facilement dans les conditions d'**équilibre thermodynamique**, pour lesquelles les variations de concentrations de porteurs sont liées strictement à celle du potentiel électrostatique $\Psi(x)$ (cf. [D 3 102], § 1.6.2). On a alors, en effet :

$$\Psi(x) - \Psi_A = U_T \ln\left(\frac{n(x)}{n_A}\right) = -U_T \ln\left(\frac{p(x)}{p_A}\right)$$

Pour un dopage uniforme, la répartition du potentiel dans la charge d'espace est sensiblement parabolique et on obtient, pour la répartition $p(x)$ des trous, l'expression :

$$p(x) = p_A \exp\left(-\frac{|E_M|}{U_T} \left[x - \frac{x^2}{2W_T}\right]\right) \quad (17)$$

où $|E_M|$ et W_T désignent respectivement le champ électrique maximal au contact et l'épaisseur de la zone de charge d'espace.

Le terme du second degré en x entre crochets dans l'expression (17) a peu de poids dans l'évaluation de la population des trous qui est surtout concentrée au voisinage du contact (faibles valeurs de x devant l'épaisseur W_T de la charge d'espace), et on a donc approximativement :

$$\int_A^F p \, dx = \int_A^\infty p \, dx = p_A \frac{U_T}{|E_M|} \quad (18)$$

avec p_A , concentration au contact, liée à la tension de diffusion Φ par :

$$p_A = p_F \exp\left(\frac{\Phi}{U_T}\right) = \frac{n_i^2}{N_D} \exp\left(\frac{\Phi}{U_T}\right) \quad (19)$$

■ L'expression (18) est encore utilisable, **hors équilibre thermodynamique**, dans la mesure où le courant de trous reste négligeable, c'est-à-dire tant qu'un **quasi équilibre** subsiste, pour la population des trous, dans la charge d'espace (opposition des composantes de diffusion et de conduction). Dans ces conditions, la relation courant-tension (16) peut être explicitée sous la forme :

$$J \approx \frac{en_i^2 D_N}{p_A U_T} |E_M| \left[\exp\left(\frac{V_J}{U_T}\right) - 1 \right]$$

ou encore, en faisant intervenir la mobilité ($D_n = \mu_n U_T$) et la concentration d'électrons au contact ($n_A = n_i^2 / p_A$) :

$$J \approx en_A \mu_n |E_M| \left[\exp\left(\frac{V_J}{U_T}\right) - 1 \right] \quad (20)$$

avec :

$$n_A = N_D \exp\left(-\frac{\Phi}{U_T}\right) \quad (21)$$

$$|E_M| = \sqrt{\frac{2eN_D(\Phi - V_J)}{\epsilon}} \quad (22)$$

la tension de diffusion Φ étant donnée par l'expression (15).

■ L'hypothèse de quasi équilibre à laquelle est soumise l'expression (18) n'est plus valable lorsque la tension de jonction V_J approche la valeur Φ de la tension de diffusion. De manière pragmatique cependant, on peut rendre compte de la variation de valeur de l'intégrale dans l'expression (16), en conservant l'estimation (18) valable pour les conditions d'équilibre et en affectant à l'unité thermodynamique un **facteur v de « non-idéalité »** dont la valeur, un peu supérieure à l'unité (typiquement de 1,02 à 1,15), se révèle sensiblement constante, au moins à faible niveau de polarisation. On écrit ainsi :

$$J \approx J_S \left[\exp\left(\frac{V_J}{v U_T}\right) - 1 \right] \quad (23)$$

où le paramètre J_S , qui joue le rôle de **densité de courant de saturation**, a pour expression :

$$J_S = \frac{eD_n N_D}{U_T} \sqrt{\frac{2eN_D \Phi}{\epsilon}} \exp\left(-\frac{\Phi}{U_T}\right) \quad (24)$$

L'identification des deux formulations ((20)-(22)) et ((23)-(24)) indique que pour V_J bien inférieur à Φ mais au moins supérieur à quelques U_T , le facteur de non-idéalité est de l'ordre de :

$$v = \frac{1}{1 - \frac{U_T}{2\Phi}} \quad (25)$$

■ Pour obtenir, à densité de courant J donnée, la tension V aux bornes du dispositif, il suffit d'ajouter à la **tension de jonction** V_J la **chute de tension** dans la zone de drift :

$$V = V_J(J) + R_d J \quad (26)$$

ainsi que, pour être précis, les chutes de tension dans le substrat et les connexions. Pour un substrat homogène, dans la mesure où l'extension de la charge d'espace peut être négligée devant l'épaisseur W de la zone épitaxiée, la résistance de drift R_d est donnée, pour l'unité de surface active, par l'expression (1).

Par rapport à une diode bipolaire, dont la caractéristique statique a une formulation voisine, les différences majeures résident dans les valeurs de la **tension de jonction**, à densité de courant J donnée, et dans la **non-modulation** de la résistance de drift.

La densité de courant de saturation J_S est beaucoup plus élevée que dans une jonction PN, fait que l'on peut mettre en relation avec le petit nombre des trous présents dans la charge d'espace de la diode Schottky, comparé à la population qu'apporte la région P dans une diode bipolaire. Les **valeurs types** s'étagent de 10^{-4} à 10^{-7} A/cm² à 300 K (10^{-1} à 10^{-3} A/cm² à 400 K) pour des hauteurs pratiques de barrière comprises entre 0,7 et 0,9 V. Dans ces conditions, la tension de jonction est nettement plus faible, pour une même densité de courant J que celle que présenterait une diode bipolaire, à paramètres de base comparables. Elle est typiquement comprise, pour une densité de courant de 100 A/cm² à 300 K, entre 0,35 V pour une faible hauteur de barrière (0,7 V) et 0,55 V pour les barrières les plus élevées (0,9 V) ; ces valeurs se réduisent respectivement à environ 0,25 V et 0,45 V à 400 K.

À forte densité de courant cependant, la chute de tension dans les résistances en série, résistance de drift principalement, prend le pas

sur la tension de jonction, faisant perdre l'avantage intrinsèque de la faible chute de tension directe du contact Schottky. Comme indiqué au paragraphe 1.1.2, la résistance de la zone de drift est liée à la tension blovable en inverse par une loi de très rapide croissance. Le fait que la zone de drift n'est pas modulée en conductivité, contrairement à la base d'une diode bipolaire, implique donc, à surface active égale, une forte détérioration des capacités en courant des diodes Schottky de haute tension (cf. [D 3 100], § 4.2).

■ À titre d'illustration, la figure 11 compare les caractéristiques directes de deux diodes Schottky de même surface active $S = 6,25 \text{ mm}^2$ dont les paramètres N_D et W de la zone de drift sont définis pour des *tenués en tension théoriques* :

— figure 11 a : environ 70 V « basse tension » :

$N_D = 4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $W = 2,5 \text{ }\mu\text{m}$;

— figure 11 b : environ 850 V « haute tension » :

$N_D = 1,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $W = 45 \text{ }\mu\text{m}$.

La hauteur de barrière est de 0,77 V (contact de platine-nickel).

On a tenu compte, dans l'évaluation de la résistance de drift, de la variation de mobilité avec le dopage et la température ; on a ajouté à la résistance série, dans les deux cas, une contribution de 2,5 m Ω pour le substrat N⁺ et les connexions. Les deux formulations ((20)-(22)) et ((23)-(25)) de la relation entre densité de courant et tension de jonction conduisent pratiquement aux mêmes résultats. Ces caractéristiques *calculées* ne sont pas sensiblement différentes de celles que l'on observe expérimentalement. Pour la diode *basse tension*, le facteur de non-idéalité évalué selon l'expression (25) est 1,025 à 300 K et 1,042 à 400 K ; pour la diode *haute tension*, il vaut 1,030 et 1,058, respectivement, pour ces deux températures.

Il convient toutefois de remarquer que dans le cas d'une terminaison de contact par *anneau de garde* P⁺ (cf. figure 10), la diode Schottky proprement dite se trouve doublée, en parallèle, par une *diode bipolaire* P⁺NN⁺ *périphérique*. Quoique la jonction P⁺N soit shuntée sur son bord interne par le contact Schottky, cette diode bipolaire peut être mise en conduction à partir de son bord externe, pour des niveaux de courant passant suffisamment élevés (effet de polarisation latérale lié à la répartition bidimensionnelle des lignes de courant en périphérie). En ce cas, la caractéristique statique du dispositif tend, à très fort niveau de polarisation directe, vers celle de la diode bipolaire périphérique : la capacité de surcharge en courant peut s'en trouver améliorée (cf. § 2.5).

2.3 Caractéristique statique inverse

Sous **polarisation inverse**, on n'observe pas de « saturation » de la densité de courant à la valeur J_S que semble prévoir l'expression semi-empirique (23). Par contre, d'après la formulation théorique (20) de la caractéristique courant-tension, on trouve, pour une tension V_J négative, supérieure en module à quelques unités thermodynamiques :

$$J \approx -en_A\mu_n |E_M| \quad (27)$$

Le courant inverse est donc fonction croissante du champ électrique au contact, et, par suite, de la tension supportée. Cependant, la **linéarité** de cette loi de variation vis-à-vis du champ électrique n'est qu'apparente, en raison de l'intervention de plusieurs mécanismes eux-mêmes liés à l'intensité du champ. Les trois principaux sont les suivants.

■ **Saturation de la vitesse moyenne de dérive des électrons sous fort champ**

La vitesse de dérive $v_n = \mu_n |E|$ n'est proportionnelle au champ électrique $|E|$ que pour les faibles valeurs de ce dernier ($< 10^4 \text{ V/cm}$) ; à fort champ, la mobilité *décroît* et la vitesse de dérive tend vers une valeur limite v_{en} de l'ordre de 10^7 cm/s pour les électrons,

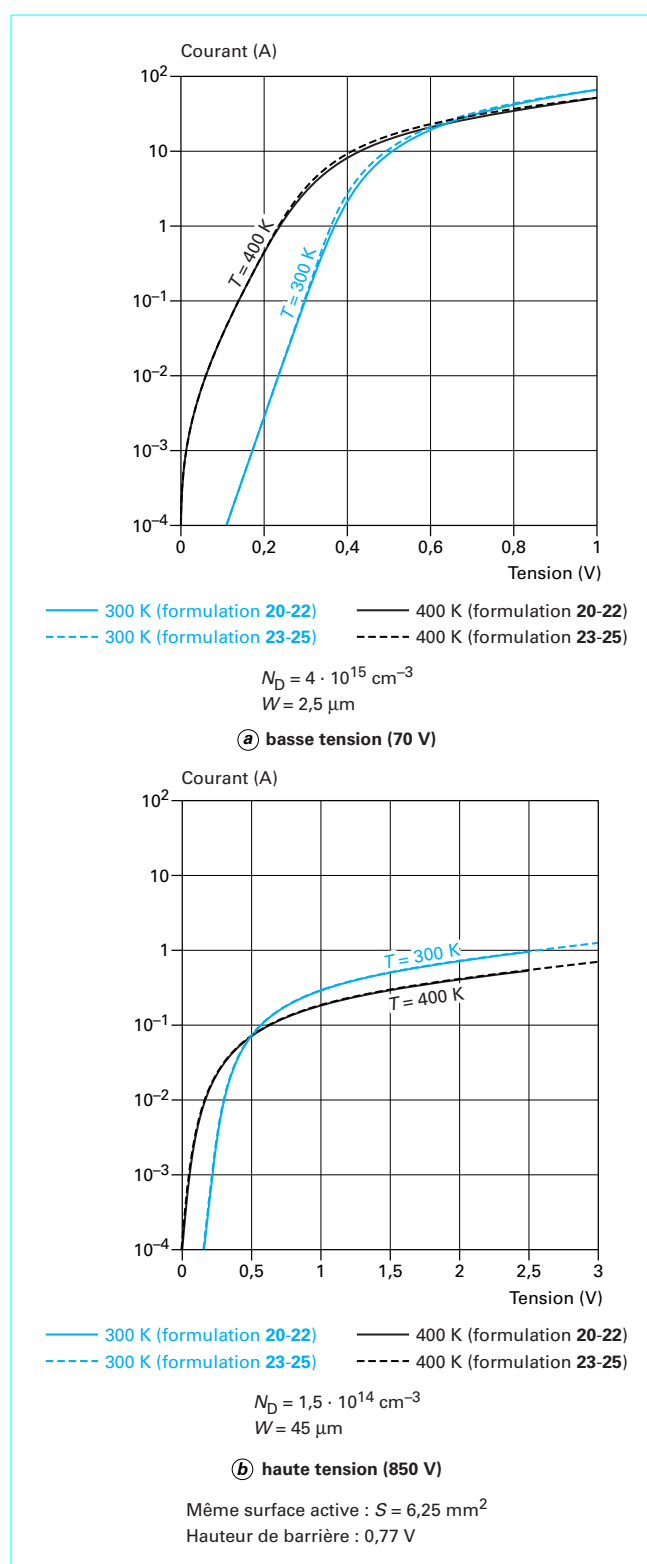


Figure 11 – Exemples de caractéristiques statiques directes de diodes Schottky

cf. [D 3 102], § 1.2.1). Une représentation empirique mais commode de ces variations est obtenue en posant :

$$\mu_n(E) = \frac{\mu_{n0}}{\sqrt{1 + (\mu_{n0}|E|/v_{\ell n})^2}} \quad (28)$$

μ_{n0} représentant la mobilité des électrons en champ faible. Considéré seul, cet effet occulterait, à tension inverse croissante, la dépendance du courant inverse vis-à-vis du champ électrique (cf. expression (27) avec $\mu_n|E_M| \approx v_{\ell n}$).

■ Abaissement de la barrière de potentiel par la force image

On montre que la hauteur de la barrière de potentiel Φ_B est réduite d'une quantité $\Delta\Phi_B$ proportionnelle à la racine carrée du champ électrique :

$$\Delta\Phi_B = \sqrt{\frac{e|E_M|}{4\pi\epsilon}} \quad (29)$$

Il s'agit là d'un **effet** purement **électrostatique** d'influence de charges ponctuelles (les électrons) sur un plan conducteur (le métal de contact).

En ce qui concerne la tension de diffusion Φ , on a donc en réalité (cf. expression (15)) :

$$\Phi = \Phi_B - U_T \ln\left(\frac{N_C}{N_D}\right) - \sqrt{\frac{e|E_M|}{4\pi\epsilon}} \quad (30)$$

avec pour conséquence majeure, la croissance, avec le champ électrique, de la concentration n_A au contact (cf. expression (21)).

■ Multiplication par avalanche

Le mécanisme d'avalanche se traduit par la multiplication du courant J . Le facteur de multiplication est naturellement relatif aux électrons (M_n) ; celui-ci peut être calculé numériquement, en fonction de la tension supportée, comme pour une jonction P⁺NN⁺, en raison de l'évidente similarité de la répartition de champ électrique dans la région N, avant et au-delà du perçage (cf. [D 3 104], §2.2).

Comme le montre la figure 12 pour le cas de la **diode « basse tension »** aux températures de 300 et 400 K (cf. § 2.2 pour les valeurs de paramètres), la conjonction des trois mécanismes explique bien le caractère « *doux* » (« *soft* ») de la caractéristique inverse courant-tension, en comparaison des diodes bipolaires. On a représenté en cyan les résultats de calcul obtenus en faisant intervenir successivement les trois mécanismes que l'on vient de décrire, la relation (27) brute étant représentée, pour comparaison, par un tireté noir (la valeur maximale $|E_M|$ et la répartition du champ sont obtenues, en fonction de la tension supportée, sur la base d'un profil de type P⁺NN⁺ abrupt, cf. [D 3 104], § 2.1). Les caractéristiques obtenues en faisant jouer simultanément les trois mécanismes (tracé cyan continu) sont tout à fait comparables à celles qu'on observe en réalité.

La figure 13 présente, à partir des mêmes éléments théoriques, ce que seraient les caractéristiques inverses de la **diode « haute tension »** aux deux températures de 300 et 400 K (cf. § 2.2 pour les valeurs de paramètres), caractéristiques tracées cette fois en coordonnées semi-logarithmiques. On voit que l'intensité du courant inverse et sa forte croissance en fonction de la tension supportée et de la température peuvent imposer des limitations d'emploi extrêmement contraignantes (risque d'emballement thermique sous polarisation inverse, cf. [D 3 104], § 2.6).

2.4 Comportement dynamique

Les effets de stockage des porteurs minoritaires dans la base d'une diode Schottky étant ordinairement de second ordre, le

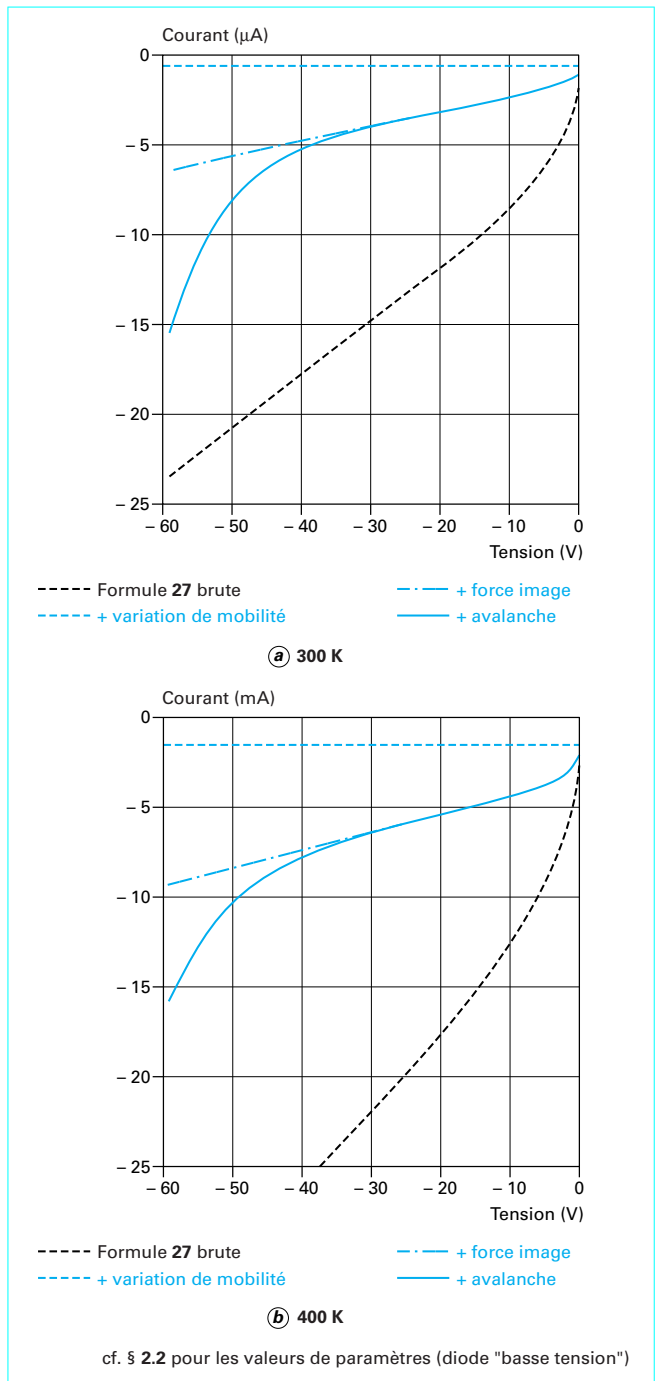


Figure 12 – Caractéristiques statiques en inverse calculées pour une diode Schottky « basse tension », indiquant les poids respectifs des différents mécanismes intervenant

comportement transitoire à la mise en conduction et au blocage est lié essentiellement aux **variations de la charge d'espace**, c'est-à-dire à la charge et à la décharge de la capacité de transition de la jonction métal-semiconducteur. La description qui a été faite au

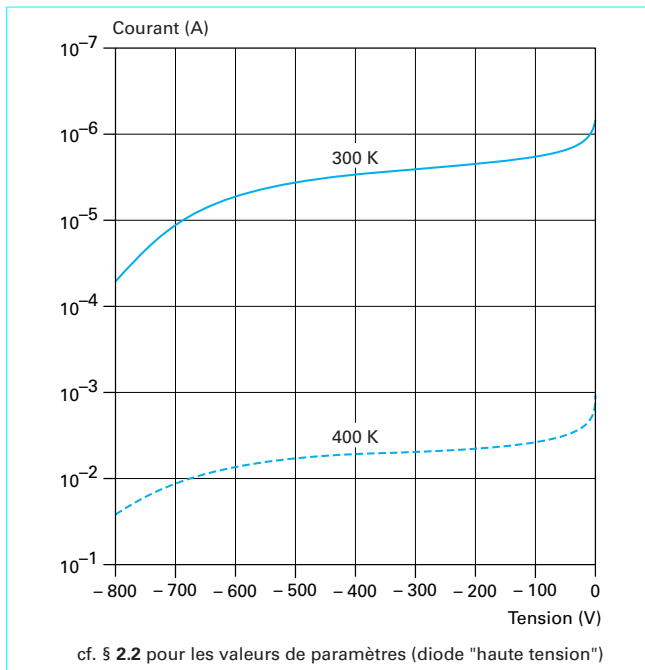


Figure 13 – Caractéristiques statiques en inverse calculées pour une diode Schottky « haute tension » à 300 K et à 400 K

paragraphe 1.1.3 de ces effets capacitifs s'applique alors intégralement.

Ainsi, la charge Q_{rr} *recouvrée* au blocage correspond à la charge Q_T stockée dans la capacité de transition, et est donc donnée par l'une ou l'autre des expressions (12) ou (13) selon que, pour la tension bloquée permanente, l'extension de la charge d'espace dans la région N est « libre » ou limitée au substrat N^+ (situation de perçage).

De manière plus générale, les formes d'ondes peuvent être analysées sur la base d'un schéma équivalent simple associant en série la

capacité de transition $C_t = \frac{dQ_T}{dV_R}$ et une résistance R_s dépendant,

comme C_t , de la valeur instantanée de la tension inverse V_R ; cette résistance R_s inclut la résistance de drift R_d (cf. relation (1) avec substitution à W de l'épaisseur $W - W_T$ de la zone restant neutre dans la base N), et se réduit, au perçage, à la somme des résistances de substrat et de connexions.

Il est facile de voir, en comparant des situations à même extension relative W_T/W de charge d'espace, que la constante de temps « intrinsèque » $R_d C_t$ est inversement proportionnelle au dopage N_D , ce qui implique une dégradation des performances dynamiques lorsque la tension bloquée s'accroît. Ces performances restent cependant telles (constantes de temps « intrinsèques » de l'ordre d'une fraction de nanoseconde) que, dans la majorité des applications, les pertes d'énergie de commutation peuvent être tenues pour négligeables. Cette conclusion ne vaut toutefois, pour les dispositifs gardés par anneau P^+ (cf. structure type de la figure 10), que si la diode bipolaire périphérique P^+NN^+ n'est pas sollicitée sous polarisation directe ; sinon interviennent les mécanismes de recouvrement de la charge stockée par les porteurs injectés, impliquant un accroissement sensible des temps et des pertes de commutation.

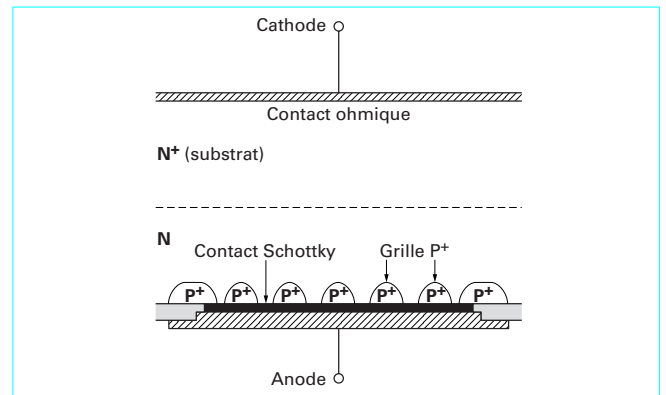


Figure 14 – Diode Schottky-bipolaire

2.5 Diode « Schottky-bipolaire »

Les diodes Schottky, lorsqu'elles sont conçues pour des applications de basse tension (quelques dizaines de volts), présentent, par rapport aux diodes à homojonction de structure PIN, de nets avantages : chute de tension réduite à l'état passant, très grande rapidité de commutation. Cette supériorité s'efface lorsque l'on cherche à augmenter les calibres en tension : le courant inverse, beaucoup plus élevé que celui d'une diode bipolaire, pose des problèmes de stabilité thermique, et la résistance série de la couche de blocage (région N de drift) devient prohibitive en l'absence d'effet de modulation de conductivité. D'où l'idée d'associer les deux types de structure, dont les aptitudes paraissent complémentaires, en un composant *mixte* susceptible d'offrir des degrés de liberté dans l'arbitrage des « compromis » de performances.

La **diode « Schottky-bipolaire »**, dénommée *Junction-Barrier-Schottky-Diode* (JBS) dans la littérature anglo-saxonne, est le composant représentatif de cette approche. Il s'agit d'un dispositif métal-semiconducteur muni d'une grille P^+ à pas serré délimitant des canaux N que vient fermer, sous polarisation inverse, la charge d'espace (figure 14) ; le contact d'anode, Schottky vis-à-vis de la région N, peut être considéré comme ohmique vis-à-vis de la région P^+ .

■ **Sous polarisation directe**, le courant d'électrons emprunte les canaux délimités par la grille, et la jonction P^+N entre grille et base N demeure inactive tant que la chute de tension dans ces canaux et le contact Schottky même reste inférieure à un seuil pratique de conduction que l'on peut situer entre 0,7 et 0,8 V à 25 °C (0,5 à 0,6 V à 125 °C). Au-delà de ce seuil cependant, la jonction grille-substrat injecte des porteurs (trous) qui participent à la conduction globale du dispositif tout en modulant en conductivité la région de base. Ainsi le comportement du dispositif est-il purement « Schottky » à faible niveau de polarisation et tend-il vers celui d'une diode bipolaire de structure PIN à fort niveau.

■ **Sous polarisation inverse**, les zones de charge d'espace qui se développent à partir de l'interface métal-semiconducteur et de la grille P^+ se confondent et on peut penser que le courant inverse du dispositif, rapporté à la surface occupée par le contact Schottky, n'est guère modifié par rapport à celui d'une diode Schottky pure. C'est le cas, mais sous très faible tension seulement. L'analyse bidimensionnelle de la répartition de potentiel dans les canaux montre en effet que, à tension inverse croissante, la composante normale du champ électrique à l'interface métal-semiconducteur augmente moins vite que dans le cas – unidimensionnel – d'une diode Schottky pure. En conséquence, les effets d'abaissement de la barrière de potentiel par la force image et de multiplication par avalanche se

trouvent modérés et il en est donc de même du taux de croissance du courant inverse avec la tension supportée.

■ En **commutation**, le comportement du dispositif n'est pas sensiblement différent de celui d'une diode Schottky pure, sauf naturellement lorsque l'injection de la jonction de grille est sollicitée. En ce cas, le temps de recouvrement et la charge recouvrée augmentent, et les formes d'ondes se rapprochent de celles observées sur les diodes bipolaires.

■ Le **dimensionnement** des structures « Schottky-bipolaire » vis-à-vis d'un cahier des charges précis est donc assez complexe, nécessitant d'analyser aussi bien la répartition bi- ou même tridimensionnelle du flux de porteurs sous polarisation directe que celle du potentiel sous polarisation inverse. Les paramètres géométriques sensibles sont, outre le rapport des surfaces occupées par le contact Schottky et la grille bipolaire, le pas de répétition, la largeur et la profondeur de cette dernière. La simulation numérique est indispensable, dans ces conditions, pour déterminer les bons compromis de performances. Encore marginal dans la panoplie des diodes de puissance, ce type de dispositif doit permettre d'étendre vers 600 V ou même 1 200 V les possibilités d'emploi des diodes Schottky sur silicium.

3. Transistors à effet de champ de jonction et composants dérivés

3.1 Généralités

L'**effet de champ de jonction** (cf. article [D 3 102], § 2.5) permet le contrôle du courant passant dans des dispositifs de puissance unipolaires. Le principe est la variation de section de canaux conducteurs par l'extension de la charge d'espace dépeuplée de jonctions de « grille » normalement polarisées en inverse.

Pour une pleine utilisation de l'aire de conduction offerte par le cristal et pour disposer d'une « base » large et peu dopée indispensable à la tenue en tension, la structure des composants est **verticale**, comme indiqué au paragraphe 1.1.1, les régions de **source** et de **drain** étant formées sur les faces opposées de la plaquette. En règle générale, le matériau de base est de type N pour bénéficier de la plus grande mobilité des électrons. Les fonctions de grille sont établies à quelque profondeur sous la région de source (grille « **enterrée** », figure 15 a) ou réalisées **en surface**, avec interdigitation vis-à-vis de la source qui est alors nécessairement fragmentée (figure 15 b). Outre la délimitation des canaux conducteurs, ces grilles ont aussi la fonction de jonction bloquante : après dépeuplement de l'espace intergrille, la charge d'espace se développe, à tension supportée croissante, dans la région faiblement dopée qui sépare les grilles du drain N⁺.

De tels transistors, pour lesquels la désignation de **SIT** (*Static-Induction-Transistor*), quoique moins justifiée que celle de **JFET** (*Junction-Field-Effect-Transistor*), est assez largement employée, présentent *a priori*, en raison du caractère unipolaire de la conduction, des avantages (stabilité électrothermique, rapidité de commutation) et des inconvénients (« compromis » défavorable entre tension bloquée et résistance apparente à l'état passant) comparables à ceux des transistors à effet de champ MOS (Métal-Oxyde-Semiconducteur). Les développements industriels sont restés cependant peu nombreux jusqu'à présent, orientés davantage vers les applications d'amplification de puissance (audio- ou radiofréquences) que vers celles de commutation. La technologie de ces composants est en effet délicate, notamment en ce qui concerne la maîtrise de l'**état bloqué** (cf. § 3.2.2), et leur **état « fermé »** en

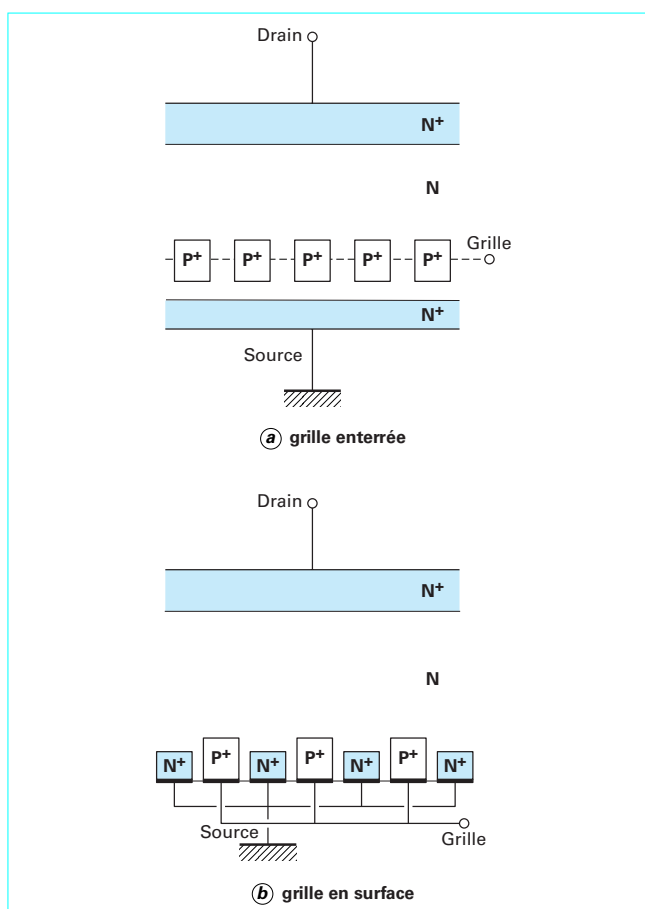


Figure 15 – Structures de principe de transistors de puissance à effet de champ de jonction

l'absence de commande de grille (normalement « ON ») peut soulever des difficultés d'utilisation.

L'injection de porteurs minoritaires par les jonctions de grille, lorsque celles-ci sont polarisées en direct, ou la substitution, dans ces structures, d'une région d'anode P⁺ à la région N⁺ de drain les transforme en composants bipolaires, toujours contrôlés par effet de champ, avec des caractéristiques qui s'apparentent à celles des diodes ou des thyristors. Comme pour les dispositifs SIT, et pour les mêmes raisons, le développement industriel de ces composants « mixtes » est resté jusqu'ici marginal.

Il convient cependant de ne pas exclure les dispositifs à effet de champ de jonction de la panoplie de l'électronique de puissance, les progrès de la technologie (notamment en matière de « tranchées », cf. [D 3 109], § 1.1) et l'évolution des circuits convertisseurs (dans certains schémas, la situation de repos des interrupteurs commandés est l'état « ON ») rendant possible leur réactualisation.

On limitera donc ici à l'essentiel l'étude de ces composants, en insistant toutefois, pour ce qui concerne les aspects statiques, sur les raisons du **défaut de tenue en tension** qui a, jusqu'à présent, été la principale entrave à leur développement (effet des canaux « courts », § 3.2.2).

3.2 Caractéristiques statiques des transistors à effet de champ

La figure 16, qui se rapporte à l'un des canaux d'un dispositif SIT, précise les notations et sens de référence pour l'analyse. On considère ici le cas d'une structure à **grille en surface** ; le cas d'une structure à grille enterrée ne présente, sur le fond, que des différences minimes. L'effet de champ de jonction (cf. [D 3 102], § 2.5.1) joue dans l'espace intergrille et les caractéristiques courant-tension de la structure complète se déduisent des caractéristiques « intrinsèques » de cet espace en ajoutant aux tensions idéales les chutes de tension dans les résistances d'accès.

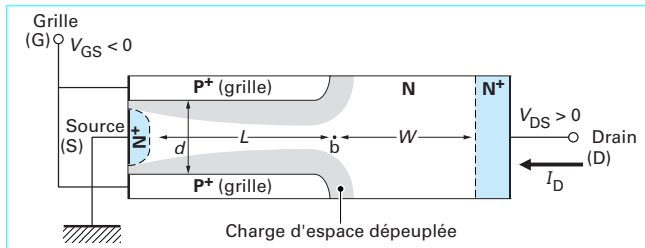


Figure 16 – Illustration du fonctionnement en régime non pincé pour une structure SIT élémentaire

3.2.1 Caractéristiques idéales

■ En première analyse, on peut retenir la description classique de l'effet de champ de jonction, telle que présentée dans l'article [D 3 102], § 2.5, en tenant compte cependant de la résistance R_d de la zone de drift qui s'étend, en régime de fonctionnement non pincé, de l'extrémité des canaux au plan de la jonction drain NN^+ .

Il suffit pour cela de réécrire l'équation des caractéristiques statiques en **régime non pincé** (cf. [D 3 102], § 2.5.4, expression 123 du courant de canal ou courant drain I_D) en notant V_{DS}^* la tension drain « intrinsèque », c'est-à-dire le potentiel, par rapport à la source, de l'extrémité du canal (repéré « b » sur la figure 16) :

$$I_D = G \left\{ V_{DS}^* - \frac{2}{3} \frac{(\Phi + |V_{GS}| + V_{DS}^*)^{3/2} - (\Phi + |V_{GS}|)^{3/2}}{(V_P + \Phi)^{1/2}} \right\} \quad (31)$$

et de poser, pour la tension drain-source « externe » V_{DS} :

$$V_{DS} = V_{DS}^* + R_d I_D \quad (32)$$

Dans la mesure où la zone de drift est dopée de manière homogène, la résistance R_d est donnée, pour une surface utile S de la jonction drain NN^+ , par :

$$R_d = \zeta \frac{W}{e\mu_n N_D S} \quad (33)$$

où W représente l'épaisseur de la zone et ζ est un facteur de correction géométrique, toujours supérieur à l'unité, qui permet de rendre compte de ce que le flux de porteurs ne peut être tenu pour unidimensionnel, sauf approximation.

Dans l'expression (31), le facteur G représente la **conductance** de canal, abstraction faite de la présence de charges d'espace :

$$G = \frac{e\mu_n N_D Z d}{L} \quad (34)$$

Z désignant la largeur cumulée de l'ensemble des canaux (direction normale au plan de la figure) ; Φ est la tension de diffusion des jonctions de grille ; V_P est la **tension de pincement**, c'est-à-dire la valeur absolue de la tension grille-source $|V_{GS}|$ qui, pour $V_{DS}^* = 0$, entraîne la fermeture des canaux de bout en bout :

$$V_P = \frac{eN_D d^2}{8\epsilon} - \Phi \quad (35)$$

Les caractéristiques statiques ainsi décrites, dont la figure 17 a donne un exemple de tracé à tension grille-source V_{GS} constante, ont leur concavité orientée dans le sens des tensions drain croissantes et manifestent une saturation du courant drain à l'approche d'un lieu $I_{D \text{ sat}} = f(V_{DS \text{ sat}})$ d'allure parabolique qui correspond au **pincement** du canal, c'est-à-dire à la fusion des deux charges d'espace qui le délimitent ($V_{DS \text{ sat}} = V_P - |V_{GS}|$).

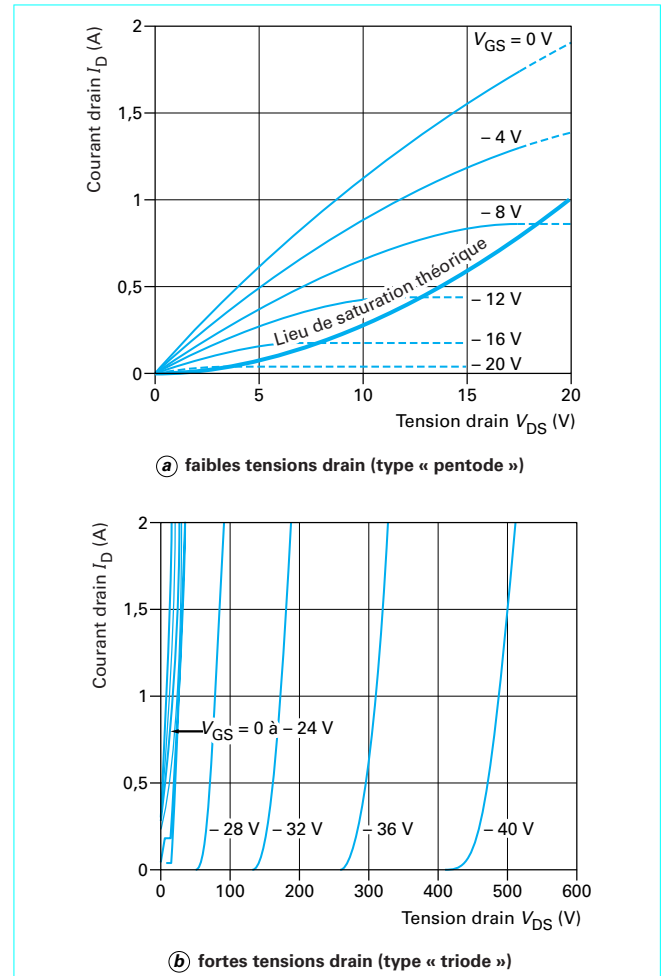


Figure 17 – Allure des caractéristiques de sortie d'un transistor JFET

Les **valeurs de paramètres** utilisées dans cet exemple sont les suivantes :

$$L = d = 25 \mu\text{m} ; Z = 6,9 \text{ cm} ; S = 2,4 \text{ mm}^2 ; W = 40 \mu\text{m} ; \\ N_D = 210^{14} \text{ cm}^{-3} [\mu_n = 1405 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s}) \text{ à } 300 \text{ K}] ; \Phi = 0,8 \text{ V}.$$

On en déduit :

$$G = 0,31 \, \Omega^{-1} ; V_P = 23,2 \, \text{V}.$$

On a pris $R_d = 3,7 \, \Omega$ pour valeur de la résistance de drift ($\zeta \approx 1$), en ignorant, pour simplifier, sa variation avec les tensions de polarisation de grille et de drain, liée au développement des charges d'espace.

■ Il ne s'agit là que de donner un premier aperçu : pour être précis, il faudrait, en outre, tenir compte de la dépendance de la mobilité μ_n des porteurs vis-à-vis de l'intensité du champ électrique dans le canal, de l'influence de la charge d'espace des porteurs mobiles sur la répartition de champ dans la zone pincée et surtout, comme on le verra dans le paragraphe 3.2.2, d'effets proprement **bidimensionnels**, non pris en compte dans les formulations précédentes, qui conduisent, à tension drain croissante, à un autre type de comportement (d'où le tracé simplement « tireté », vers les fortes tensions V_{DS} , des caractéristiques de la figure 17 a), celles-ci évoluant alors en réalité comme l'indique la figure 17 b.

On peut néanmoins dégager les principales « **tendances** », en ce qui concerne l'**état passant**. Celui-ci est normalement fixé à $V_{GS} = 0$. La résistance définie par la tangente à l'origine de la caractéristique correspondante a pour expression, selon le modèle simple précédent :

$$R_{ON} = R_d + \frac{1}{G \left\{ 1 - \frac{\Phi^{1/2}}{(V_P + \Phi)^{1/2}} \right\}} \quad (36)$$

À partir des relations (33), (34) et (35) et par des considérations de **tenue en tension** en ce qui concerne les paramètres W et N_D (cf. § 1.1.2), on peut constater que :

— pour des *composants de basse tension*, le deuxième terme (résistance de canal) l'emporte généralement sur le premier et la réduction de R_{ON} passe alors principalement par une diminution du

facteur géométrique $\frac{L}{Zd}$;

— pour des *composants de tenue en tension élevée* (au-delà de quelques centaines de volts), la résistance R_d de drift domine ; celle-ci augmente vite avec la tension blocable ($\propto V^{2,5}$, § 1.1.2), ce qui réduit sévèrement l'intérêt des composants à effet de champ pur en haute tension.

■ On voit par ailleurs que la résistance R_{ON} est inversement proportionnelle à la mobilité des porteurs, à travers R_d (expression (33)) et $1/G$ (expression (34)), et est donc fonction *croissante* de la température (tendance $\propto T^2$ à $T^{2,5}$ selon la température absolue). Cette propriété est très importante en ce qu'elle permet de réaliser des composants de fort calibre, en couplant de nombreux canaux en parallèle dans le cristal, sans risque d'instabilité thermique latérale : si une part de la surface active du composant a tendance à s'échauffer, la densité de courant et, par suite, la densité de puissance tendent à y diminuer, avec pour effet la restauration de l'homogénéité de la répartition de température et de courant. Cette stabilité n'est toutefois garantie que si la température du cristal reste inférieure à la valeur critique pour laquelle la concentration intrinsèque n_i devient de l'ordre de la concentration N_D du dopant ; sinon l'effondrement de la résistivité du matériau N lorsque la température augmente déclenche au contraire l'instabilité, avec comme issue la destruction quasi immédiate du composant par second claquage.

3.2.2 Effet des canaux « courts »

La saturation des caractéristiques, c'est-à-dire l'obtention d'un régime de fonctionnement où le courant drain n'évolue que faiblement, à tension grille constante et tension drain croissante, n'est jamais observée que dans les dispositifs à canaux très « **longs** »,

c'est-à-dire dans lesquels le rapport L/d est bien supérieur à l'unité. De même, le blocage du composant ($I_{D \text{ sat}} = 0$) prévu par le modèle idéal pour $V_{GS} \leq -V_P$, quelle que soit la tension drain, n'est effectif que pour une tension grille de commande proportionnée à la tension supportée : la tenue en tension des dispositifs à canaux courts peut donc se trouver bien inférieure à celle que définissent les paramètres de la base. La réalisation technologique de dispositifs de puissance à canaux « **longs** » étant malheureusement difficile, la plupart des transistors à effet de champ jusqu'ici développés montrent une **transition de comportement**, les caractéristiques statiques à tension de commande de grille V_{GS} constante, d'abord d'allure « **pentode** » (saturation au moins esquissée, tracé tireté sur la figure 17 a) évoluant vers le type « **triode** » à tension drain croissante, comme le schématise la figure 17 b.

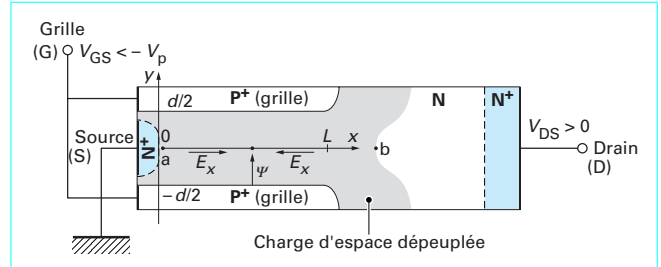


Figure 18 – Schémas de structure SIT en situation de blocage

Pour comprendre le mécanisme de cette transition, analysons la situation de blocage dépeinte par la figure 18 pour une tension grille appliquée supérieure (en module) à la tension de pincement.

■ Les extrémités (pincées) de l'espace dépeuplé intergrille, repérées « a » et « b » sur la figure 18, se trouvent respectivement au potentiel de source et de drain, soit 0 et V_{DS} , et la charge d'espace des jonctions grille supporte, en ces extrémités, les pleines tensions appliquées en sus de la tension de diffusion, soit :

- du côté source (a) : $\Phi + |V_{GS}|$
- du côté drain (b) : $\Phi + |V_{GS}| + V_{DS}$

Par contre, au centre du canal, la charge d'espace ne supporte que la tension Ψ permise par une extension limitée à la valeur $d/2$; pour un canal **long**, l'approximation unidimensionnelle de l'équation de Poisson est permise et l'on a (cf. [D 3 102], § 2.5.2, expression 116) :

$$\Psi = \frac{eN_D d^2}{8\epsilon} \quad (37)$$

Le potentiel au centre du canal, par rapport à la source, est donc, dans ces conditions :

$$V_c = \frac{eN_D d^2}{8\epsilon} - \Phi - |V_{GS}| = V_P - |V_{GS}| \quad (38)$$

Ce potentiel V_c est négatif pour $|V_{GS}| > V_P$, impliquant la présence d'une **barrière de potentiel** pour les électrons, qui, vue de la source, a une hauteur $|V_{GS}| - V_P$. En d'autres termes, les composantes longitudinales E_x du champ électrique d'un côté et de l'autre de l'espace dépeuplé sont orientées dans des sens opposés tels que les porteurs (électrons) des régions quasi neutres de source et de drain s'y trouvent confinés (cf. figure 18).

■ En réalité, la barrière de potentiel responsable de l'état bloqué pour $V_{GS} \leq -V_P$, qui, dans l'approximation unidimensionnelle des canaux longs, a une hauteur indépendante de la tension drain, tend à s'effacer à tension drain croissante. Une analyse précise de ce phénomène de nature bidimensionnelle nécessite le recours au calcul numérique pur. Une **compréhension** au moins **qualitative** est néanmoins accessible en s'appuyant sur le fait que, lorsque l'espace

intergrille est dépeuplé, la répartition de potentiel transversale $\Psi(y)$ dans cet espace est d'allure **parabolique**.

En prenant l'origine des coordonnées à la source, à mi-distance des jonctions de grille, on postule ainsi l'approximation :

$$\Psi(x, y) = ay^2 + \Psi(x, 0) \quad (39)$$

Le potentiel sur les jonctions grille ($y = \pm \frac{d}{2}$) étant fixé à $-(\Phi + |V_{GS}|)$ par rapport à la source, on doit avoir :

$$a = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = -\frac{4}{d^2} [\Phi + |V_{GS}| + \Psi(x, 0)]$$

Dans ces conditions, pour que l'approximation (39) satisfasse l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = -\frac{eN_D}{\varepsilon} \quad (40)$$

la répartition axiale de potentiel $\Psi(x, 0)$ doit être solution de l'équation différentielle :

$$\frac{d^2}{dx^2} \Psi - \Psi = |V_{GS}| - V_P \quad (41)$$

où l'on a posé :

$$V_P = \frac{eN_D d^2}{8\varepsilon} - \Phi$$

Avec pour conditions aux limites approximatives un potentiel nul en $x = 0$ (source) et un champ électrique axial $|E^*|$ supposé connu en $x = L$, la solution de l'équation (41) s'écrit :

$$\Psi(x, 0) = \frac{|E^*| d}{2\sqrt{2}} \frac{\text{sh}\left[\frac{2\sqrt{2}}{d} x\right]}{\text{ch}\left[\frac{2\sqrt{2}L}{d}\right]} + \frac{(|V_{GS}| - V_P) \left\{ \text{ch}\left[\frac{2\sqrt{2}}{d} (L-x)\right] - \text{ch}\left[\frac{2\sqrt{2}L}{d}\right] \right\}}{\text{ch}\left[\frac{2\sqrt{2}L}{d}\right]} \quad (42)$$

La figure 19 décrit de telles répartitions approximatives sur l'intervalle $[0, L]$, pour une tension grille fixée et des valeurs croissantes du champ $|E^*|$. Les valeurs de paramètres choisies pour cet exemple sont :

$$L = d = 25 \mu\text{m} ; |V_{GS}| - V_P = 10 \text{ V.}$$

À champ croissant à la limite côté drain de l'espace intergrille, le sommet de la barrière de potentiel [minimum de la répartition $\Psi(x, 0)$] se décale vers la source et sa hauteur :

$$\Phi_B = -\min[\Psi(x, 0)]$$

diminue. La barrière de potentiel **s'efface** pour la **valeur critique de champ** :

$$|E_{\text{crit}}^*| = \frac{2\sqrt{2}}{d} (|V_{GS}| - V_P) \text{sh}\left[\frac{2\sqrt{2}L}{d}\right] \quad (43)$$

Le champ électrique axial conservant alors partout le même sens, l'espace intergrille n'a pas de pouvoir de blocage : les électrons de la source sont directement collectés et dirigés vers le drain.

■ La valeur limite $V_{DS \text{ max}}$ de tension drain pour laquelle la barrière de potentiel disparaît peut être estimée en considérant que, par raison de continuité, le champ $|E^*|$ est de l'ordre de grandeur du champ maximal dans la zone de charge d'espace qui s'étend, au-

delà de l'espace intergrille, du côté du drain. En admettant que l'approximation unidimensionnelle s'applique dans cette zone et en considérant que celle-ci supporte une variation de potentiel de l'ordre de $[V_{DS} - \Psi(L, 0)]$, on peut poser, pour une commande de grille au blocage énergétique ($|V_{GS}|$ significativement supérieur à V_P) :

$$V_{DS \text{ max}} \approx \Psi(L, 0)|_{E^* = E_{\text{crit}}^*} + \frac{\varepsilon |E_{\text{crit}}^*|^2}{2eN_D} \quad (44)$$

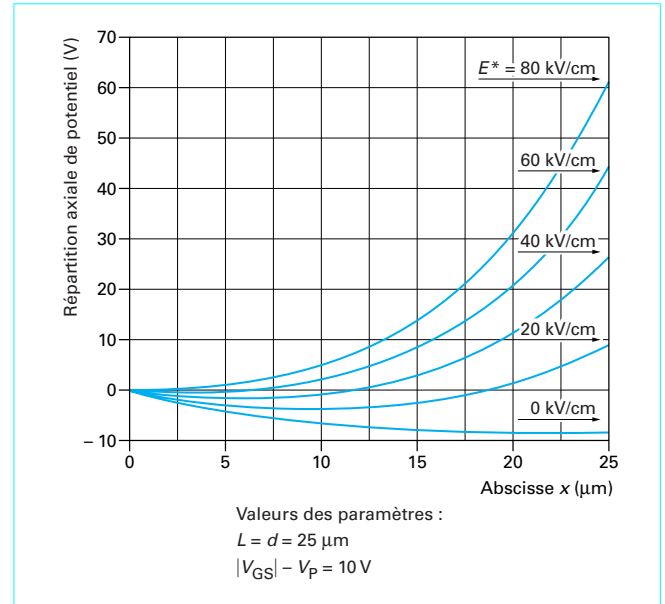


Figure 19 – Répartitions axiales de potentiel $\Psi(x, 0)$ pour des champs électriques croissants imposés à la limite de l'espace intergrille, côté drain

On trouve facilement, dans ces conditions d'approximation, que la tension drain correspondant à l'effacement de la barrière de potentiel est de l'ordre de :

$$V_{DS \text{ max}} \approx (|V_{GS}| - V_P) \left(\text{ch}\left[\frac{2\sqrt{2}L}{d}\right] - 1 \right) + \frac{4\varepsilon}{eN_D d^2} (|V_{GS}| - V_P)^2 \text{sh}^2\left[\frac{2\sqrt{2}L}{d}\right] \quad (45)$$

La figure 20 indique ainsi, pour $L = d = 25 \mu\text{m}$ et différentes valeurs du dopage N_D , les variations de $V_{DS \text{ max}}$ en fonction de la tension grille de commande $|V_{GS}|$ (tracés noirs).

● Cependant, l'effacement de la barrière de potentiel correspond déjà à une situation de conduction, les électrons pouvant librement transiter de la source au drain ; une hauteur de barrière de l'ordre de la tension de diffusion Φ constitue un critère plus strict pour estimer la tenue en tension.

En recherchant donc, par l'expression (42), la valeur du champ $|E^*|$ correspondant à :

$$\Phi_B = -\min[\Psi(x, 0)] = \Phi,$$

puis en faisant usage de la relation (44), on obtient pour $V_{DS \text{ max}}$, qui représente alors approximativement la tension blocable, les résultats reportés, en fonction de $|V_{GS}|$, sur la même figure 20 (tracés cyan).

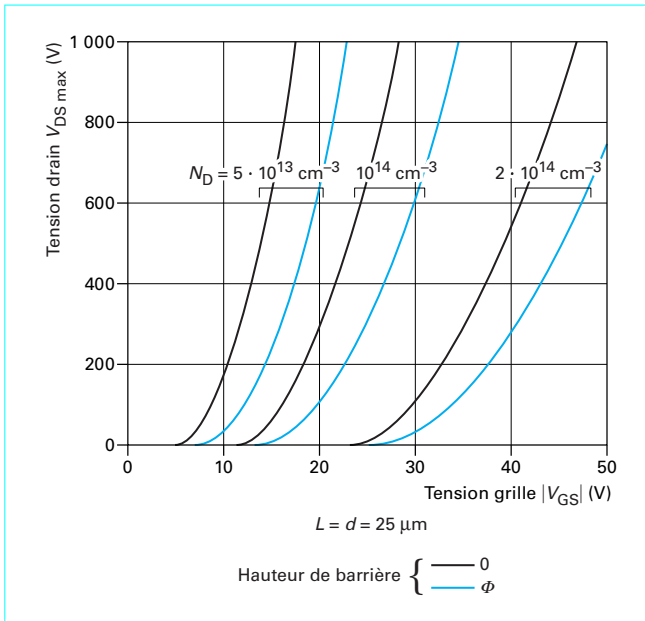


Figure 20 – Relation V_{DS} (V_{GS}) correspondant à l'effacement de la barrière (tracés noirs), à une hauteur de barrière $\Phi_B = \Phi$ (0,8 V ; tracés cyan)

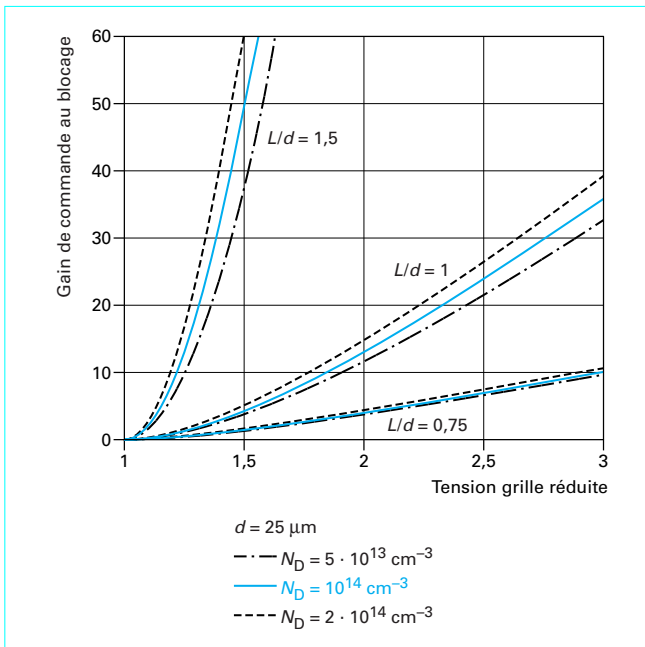


Figure 21 – Influence du rapport L/d sur le gain de commande au blocage

L'obtention de la capacité de blocage théorique V_B , telle que définie par le dopage de la région N^- ($V_B = 1\,800$ V, environ, pour $N_D = 10^{14}$ cm^{-3} , par exemple), suppose naturellement que la tension de

commande nécessaire est effectivement applicable, c'est-à-dire inférieure à la tension de claquage entre grille et source.

La figure 21 montre, à partir de ce même modèle simplifié, pour différentes valeurs du rapport L/d , les variations du **gain de commande au blocage** :

$$G_b = \frac{V_{DS \max}}{|V_{GS}|}$$

calculé pour une hauteur de barrière Φ , en fonction de la tension de commande « réduite », c'est-à-dire rapportée à la tension grille correspondant à un gain nul. Cette présentation a l'intérêt d'être peu dépendante des valeurs de paramètres autres que le rapport L/d (cf. l'influence de N_D sur la figure 21) ; on souligne ainsi que, pour disposer d'un gain de commande convenable, le rapport L/d doit être **nettement supérieur** à l'unité, d'autant que les effets de courbure de jonction (ici ignorés) jouent dans un sens défavorable.

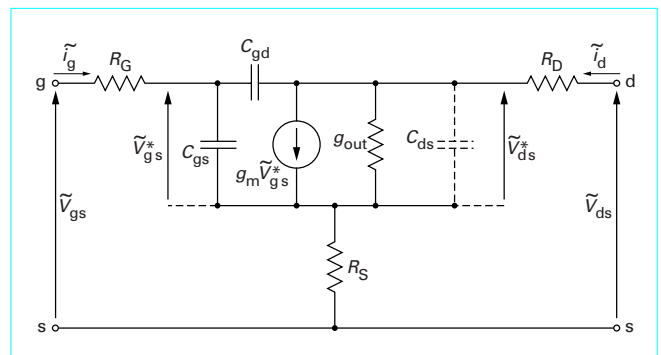


Figure 22 – Schéma équivalent « naturel » d'un transistor à effet de champ de jonction

À partir de conditions de blocage effectif, le courant drain commence à passer, à tension drain croissante, avant que la barrière de potentiel ne soit effacée : il suffit pour cela que la composante de courant de diffusion des électrons de source l'emporte sur celle de conduction qu'oppose le champ électrique en deçà du minimum de la répartition de potentiel (cf. figure 19). La solution numérique des équations de transport en deux dimensions est nécessaire pour décrire quantitativement les caractéristiques statiques dans ces conditions. On peut cependant comprendre que le courant alors passant est d'autant plus élevé que la hauteur de barrière est plus faible, suivant approximativement une loi du type :

$$I_D \propto \exp\left(\frac{-\Phi_B}{U_T}\right) \quad (46)$$

Celle-ci donne une forme de type « **triode** » aux caractéristiques $I_D(V_{DS})$ tracées à V_{GS} constant (cf. figure 17 b).

3.3 Comportement dynamique

Les performances statiques des transistors à effet de champ paraissent médiocres, comparées à celles des transistors bipolaires, car limitées, pour l'état passant, par le « compromis » fondamental entre tension bloquée et résistance de la zone de drift, et, pour l'état bloqué, par la difficulté de réaliser des canaux suffisamment « longs », c'est-à-dire à rapport L/d élevé. Les performances dynamiques sont, au contraire, remarquables. En bref, comme pour tous les composants unipolaires « purs », ce sont les temps de charge et de décharge de capacités vraies, capacités de transition de jonction

essentiellement, plutôt que le temps de transit des porteurs, qui imposent les temps de commutation ou, dans les applications d'amplification, la fréquence maximale d'utilisation.

Pour un bref aperçu, il suffit de considérer le **schéma équivalent « naturel »** du dispositif, représenté sur la figure 22, linéarisé pour des signaux de faible amplitude ; on a désigné par des symboles minuscules, munis du signe tilde, les *variations* des grandeurs, courants et tensions, autour de valeurs de repos. Ce type de schéma, classique en électronique pour représenter le comportement dynamique « petits signaux » des composants actifs, associe un quadripôle « intrinsèque » en II et des éléments annexes ou parasites.

■ La **transconductance** g_m et la **conductance de sortie** g_{out} sont définies classiquement par différenciation de l'équation $I_D(V_{DS}^*, V_{GS}^*)$ du comportement statique du dispositif, avec, pour grandeurs de commande, les tensions drain-source V_{DS}^* et grille-source V_{GS}^* « intrinsèques », c'est-à-dire abstraction faite des chutes de tension dans les résistances d'accès à la zone active de canal :

$$g_m = - \frac{\partial I_D}{\partial |V_{GS}|} \quad (47)$$

$$g_{out} = \frac{\partial I_D}{\partial V_{DS}^*} \quad (48)$$

La conductance d'entrée, en général présente dans ce type de schéma, peut être tenue pour négligeable, tant que la jonction grille est polarisée en inverse, et ne figure donc pas.

■ C'est à la charge Q_T contenue dans la charge d'espace s'étalant à partir des jonctions de grille dans le canal et la région de drain que sont liées les **capacités différentielles interélectrodes** C_{gs} , C_{gd} et C_{ds} . Celles-ci sont difficiles à quantifier mais on peut admettre que la capacité C_{ds} ne joue qu'un rôle secondaire, car elle est shuntée par g_{out} en régime non pincé, et de valeur réduite, en saturation ou au blocage, par découplage des régions de source et de drift, la charge d'espace des jonctions de grille occupant l'espace intermédiaire ; on peut alors poser :

$$C_{gs} + C_{gd} \approx \frac{\partial Q_T}{\partial |V_{GS}|}$$

$$C_{gd} \approx \frac{\partial Q_T}{\partial V_{DS}}$$

Qualitativement, C_{gs} et C_{gd} dépendent des tensions appliquées à travers les épaisseurs de la charge d'espace comptées à partir de la jonction de grille, côté canal d'une part, côté zone de drift d'autre part : ces épaisseurs ne sont pas uniformes, mais on peut prévoir qu'elles augmentent avec la tension inverse de polarisation de grille $|V_{GS}|$ (C_{gs} et C_{gd} décroissent) ; elles augmentent aussi lorsque croît la tension drain V_{DS} , la variation étant plus marquée côté zone de drift que côté canal où l'extension est limitée par le pincement (C_{gd} décroît de manière plus marquée que C_{gs}).

■ Il faut enfin tenir compte de **résistances d'accès** notées R_G , R_S , R_D représentant des effets résistifs en réalité distribués entre les contacts et la partie proprement active du dispositif. La contribution principale à R_D est celle de la zone de drift (R_d). Les résistances R_G et R_S sont associées respectivement à l'**accès aux jonctions de grille** à travers le matériau P^+ et à l'**entrée du canal** à partir de la source ; ces deux résistances, ignorées dans l'analyse simplifiée du comportement statique (§ 3.2), jouent un rôle notable en régime dynamique, surtout dans les dispositifs à grille enterrée (cf. figure 15 a).

■ Le schéma de la figure 22 permet de mettre commodément en évidence les principales limitations fréquentielles des structures à effet de champ.

● En négligeant les résistances d'accès R_S et R_D , et en considérant un fonctionnement à $v_{ds} = v_{ds} = 0$ (c'est-à-dire à V_{DS} cons-

tant), on détermine la **limitation fréquentielle « intrinsèque »** f_{max} par l'égalité des courants variables d'entrée et de sortie ($|\tilde{i}_d| = |\tilde{i}_g|$) :

$$f_{max} = \frac{g_m}{2\pi C_{gs}} \quad (49)$$

Dans la mesure où les caractéristiques statiques sont effectivement de type pentode (cf. § 3.2.1), il est facile de voir que la transconductance g_m est maximale en saturation ($V_{DS} \geq V_{Dsat}$) pour une tension de grille nulle. À partir des formulations du paragraphe 3.2.1 et de la définition (47), on obtient alors :

$$g_{mmax} \approx 2\mu_n \frac{Z}{L} \sqrt{2e\epsilon N_D} \left[\left(\frac{eN_D d^2}{8\epsilon} \right)^{1/2} - \Phi^{1/2} \right] \quad (50)$$

En admettant par ailleurs, pour une simple estimation, que la capacité C_{gs} est proportionnelle à la surface de jonction limitant latéralement le canal et inversement proportionnelle à l'extension maximale de la charge d'espace, soit $d/2$ à la limite de saturation, on peut poser :

$$C_{gs} = \eta \frac{4\epsilon ZL}{d} \quad (51)$$

où η est un facteur géométrique rendant compte de ce que l'épaisseur de charge d'espace n'est pas uniforme. Pour des dispositifs dont la tension de pincement est nettement supérieure à Φ , ce qui permet, pour simplifier, de négliger le deuxième terme entre crochets dans l'expression (50), on parvient, pour la fréquence f_{max} , à l'ordre de grandeur :

$$f_{max} \approx \frac{eN_D \mu_n}{4\eta\epsilon} \left(\frac{d}{L} \right)^2 \quad (52)$$

soit, par exemple, avec les données de structure indiquées au paragraphe 3.2.1, 10 GHz environ.

● La fréquence f_{max} est une limite théorique ; sa valeur très élevée donne en réalité un poids considérable aux éléments parasites. Il en est ainsi, notamment, des résistances R_G et R_S . Considérée seule, la **résistance de source** R_S affecte la transconductance apparente du dispositif qui devient :

$$g_m' = \frac{g_m}{1 + g_m R_S} \quad (53)$$

impliquant donc une réduction de f_{max} . Les deux résistances R_G et R_S interviennent par ailleurs dans la constante de temps de charge et de décharge de la capacité d'entrée. La **fréquence de cassure** :

$$f_c = \frac{1}{2\pi(R_G + R_S)C_{gs}} \quad (54)$$

constitue ainsi, dans de nombreux cas, la limitation principale de la fréquence maximale d'utilisation des dispositifs, notamment pour ceux dont les grilles sont enterrées (résistance d'accès R_G plus élevée que dans les structures à grille ramenée en surface où le contact P^+ est direct ; résistance R_S accrue par la contribution de l'espace compris entre la source et les grilles). D'autres limitations interviennent dans les fonctionnements chargés ($\dot{v}_{ds} \neq 0$), à travers la capacité « Miller » C_{gd} notamment.

● Il n'en reste pas moins que les performances dynamiques des transistors de puissance à effet de champ de jonction sont, potentiellement au moins, supérieures à celles des autres composants. Parmi les rares réalisations parvenues au stade de l'industrialisation, on peut citer des dispositifs « basse tension » (100 V) susceptibles d'opérer au-delà de 1 GHz avec des puissances de sortie de l'ordre de 100 W et des composants d'assez fort calibre (jusqu'à 1 500 V, 180 A) capables de commuter des puissances de plusieurs kilowatts à fréquence encore élevée (du mégahertz à la dizaine de mégahertz).

3.4 Composants bipolaires dérivés

Il y a deux moyens de provoquer la **modulation de conductivité** du matériau semi-conducteur entre source et drain, et d'améliorer ainsi les performances à l'état passant des dispositifs à effet de champ de jonction, bien sûr au détriment de leurs performances dynamiques.

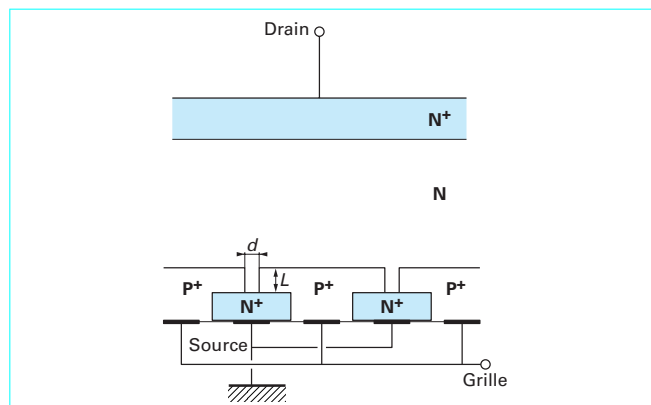


Figure 23 – Schéma de principe du BMFET

Le premier consiste simplement, dans l'état passant, à **polariser dans le sens direct** les jonctions de grille. L'injection de porteurs minoritaires (trous) dans le canal même et dans la région de drift, et l'augmentation de la concentration de porteurs majoritaires qui en résulte pour des raisons de quasi-neutralité, assure l'augmentation de la conductance de canal et la réduction de la résistance de la zone de drift. Une analogie assez étroite peut être alors faite avec le fonctionnement d'un transistor bipolaire, les régions N⁺ de source et P⁺ de grille jouant respectivement le rôle d'émetteur et de base, cependant que la zone N de drift, entre grille et couche N⁺ de drain, se comporte en région de collecteur faiblement dopée.

Ce type de fonctionnement dit « **mode bipolaire** », permet d'accroître considérablement la capacité en courant des dispositifs, au sacrifice de la forte impédance d'entrée ; les performances dynamiques se trouvent par ailleurs bridées par les temps de stockage et de déstockage des porteurs en excès. Ce « mode bipolaire » est cependant intéressant en ce qu'il offre des degrés de liberté supplémentaires dans les choix des concepteurs. On peut ainsi souligner la possibilité de réalisation de dispositifs SIT **normalement « OFF »** en réduisant suffisamment l'intervalle entre doigts de grille pour que les canaux se trouvent déjà dépeuplés à tension grille-source nulle (zones de charge d'espace jointives en supportant la tension de diffusion Φ), et ce même pour d'assez fortes tensions drain-source positives (rapport L/d de 4 à 5 avec d de l'ordre de 1 à 2 μm seulement, pour un dopage N_D de quelques 10^{13} cm^{-3}). La mise en conduction nécessite donc ici la polarisation positive de la grille, avec, en accompagnement, injection de porteurs minoritaires et modulation de conductivité des régions faiblement dopées. De telles structures, dont un exemple est schématisé sur la figure 23, sont désignées sous le sigle **BSIT** (*Bipolar SIT*) ou **BMFET** (*Bipolar-Mode-FET*).

Le deuxième moyen de mettre en jeu un effet de modulation de conductivité dans les structures à effet de champ de jonction est la **substitution d'une région d'anode P⁺** à la région N⁺ de drain (figures 24 et 24 b). Les composants obtenus, dont la désignation est fluctuante (**SITh** pour *Static-Induction-Thyristor*, **FTD** pour *Field-Terminated-Diode*, **FCD** pour *Field-Controlled-Diode*, **FCT** pour *Field-Controlled Thyristor*) sont **normalement « ON »**, comme les transis-

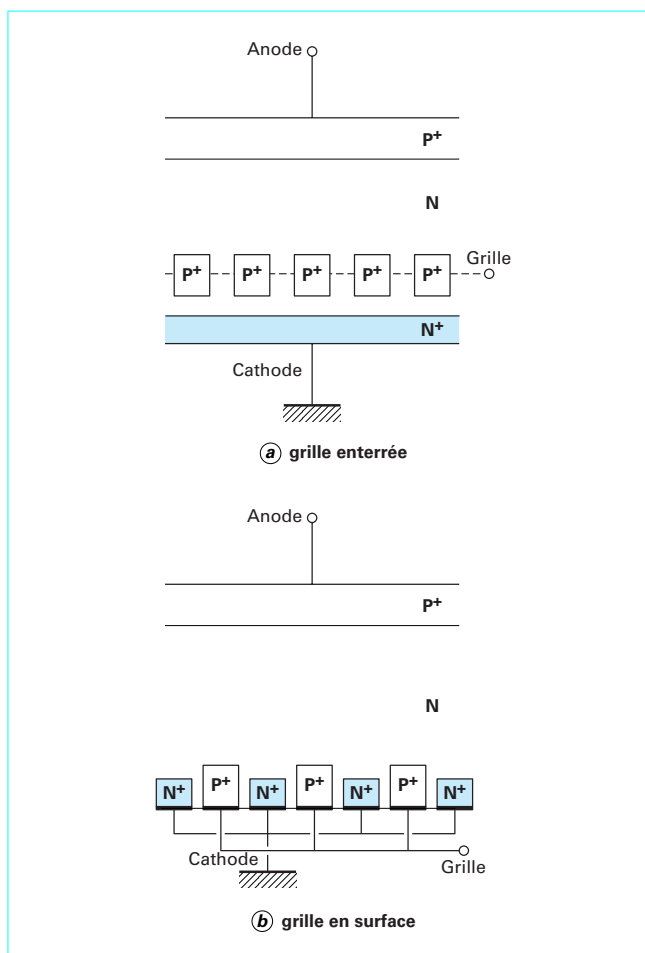


Figure 24 – Structures de principe de diodes (ou thyristors) contrôlés par effet de champ de jonction

tors dont ils dérivent, mais se comportent, à l'état passant, comme des diodes P⁺NN⁺. Ils peuvent être bloqués par polarisation inverse de la grille, mais, le dépeuplement des canaux exigeant l'extraction préalable d'une part notable de la charge stockée par les porteurs dans leur transit entre source et drain, le processus d'**ouverture** s'apparente étroitement à celui des thyristors Gate-Turn-Off (cf. [D 3 107] § 2.6).

Dans l'**état bloqué**, sous polarisation de grille suffisamment négative, l'effet des canaux courts joue exactement de la même manière que dans les transistors unipolaires. La tension blocable est donc presque toujours nettement inférieure à celle que définiraient les paramètres de dopage et d'épaisseur de base pour une diode ou un thyristor classique.

Quelques réalisations présentant des caractéristiques plus immédiatement exploitables dans les applications de commutation de puissance que celles des transistors JFET purs ont été poussées jusqu'au stade de l'industrialisation. On peut citer ainsi plusieurs composants de fort calibre (2 500 V, 300 A ; 4 000 V, 400 A) dont les performances d'ensemble (chute de tension directe, temps de fermeture et d'ouverture, gain de commande à l'ouverture) sont comparables à celles de thyristors GTO classiques.

Notations et Symboles	
Symbole	Définition
C	capacité
C_t	capacité de transition (différentielle)
D	constante de diffusion
d	profondeur de canal
E	champ électrique
E_M	champ maximal
e	charge élémentaire ($= 1,6 \cdot 10^{-19}$ C)
f	fréquence
f_c	fréquence de cassure
G	conductance
g	conductance (différentielle)
g_m	transconductance
I	courant
\tilde{i}	courant (composante variable)
J	densité de courant
J_S	densité de courant de saturation
k	constante de Boltzmann ($= 8,62 \cdot 10^{-5}$ eV/K)
L	longueur de canal
M	facteur de multiplication par avalanche
N_A	concentration d'atomes accepteurs
N_D	concentration d'atomes donneurs
N_C	densité d'états (bande de conduction)
n	concentration d'électrons libres
n_i	concentration intrinsèque
p	concentration de trous
Q	charge électrique
Q_{rr}	charge recouvrée

Notations et Symboles	
Symbole	Définition
Q_T	charge stockée (capacité de transition)
R	résistance
R_d	résistance de drift
R_{ON}	résistance apparente à l'état passant
R_s	résistance série
S	surface active
T	température absolue
t	temps
U_T	unité thermodynamique ($= kT/e$)
V	potentiel, différence de potentiel, tension
V_B	tension de claquage
V_J	tension de jonction
V_P	tension de perçage ou tension de pincement
V_R	tension inverse
v	vitesse de dérive des porteurs
v_ℓ	vitesse limite
\tilde{v}	tension (composante variable)
W	épaisseur, profondeur
W_T	épaisseur de zone de transition
x, y	abscisse de position
Z	largeur canal
ε	permittivité
μ	mobilité des porteurs
ν	facteur de non-idéalité
Φ	tension de diffusion
Φ_B	hauteur de barrière
Ψ	potentiel électrostatique

Indices et accents			
A, B, C	contacts	n	électrons
c, crit	valeur critique	P	région P
D, d	drain	p	trous
d	drift	S, s	source
F	frontière	S, sat	saturation
G, g	grille	T, t	zone de transition
J	jonction	0	valeur de référence, valeur initiale
M, max	valeur maximale	\sim	variable dynamique (petits signaux)
N	région N	*	valeur intrinsèque, particulière ou de référence