

DIODES A JONCTIONS

Dans ce chapitre nous allons examiner les propriétés d'une jonction P.N. Ce dispositif constitue l'élément de base de toute l'électronique et les résultats que nous obtiendrons pour la jonction P.N trouveront leurs applications dans de nombreux autres composants beaucoup plus complexes. De plus nous donnerons quelques notions sur des composants tels que les diodes Zener, les diodes Tunnel, les diodes Schottky ou encore les divers composants opto-électroniques. Ce chapitre constituera aussi une première introduction à la représentation des composants semi-conducteurs sous forme de circuit électrique équivalent.

1. La Jonction PN en Circuit Ouvert

Une jonction PN est constituée de deux zones respectivement dopées P et N et juxtaposées d'une façon que nous supposons abrupte (figure-1), c'est-à-dire que la transition de la zone P à la zone N se fait brusquement. Lorsque l'on assemble les deux régions, la différence de concentration entre les porteurs des régions P et N va provoquer la circulation d'un courant de diffusion tendant à égaliser la concentration en porteurs d'une région à l'autre. Les trous de la région P vont diffuser vers la région N laissant derrière eux des atomes ionisés, qui constituent autant de charges négatives fixes. Il en est de même pour les électrons de la région N qui diffusent vers la région P laissant derrière eux des charges positives. Il apparaît aussi au niveau de la jonction une zone contenant des charges fixes positives et négatives. Ces charges créent un champ électrique \vec{E} qui s'oppose à la diffusion des porteurs de façon à ce qu'un équilibre électrique s'établisse.

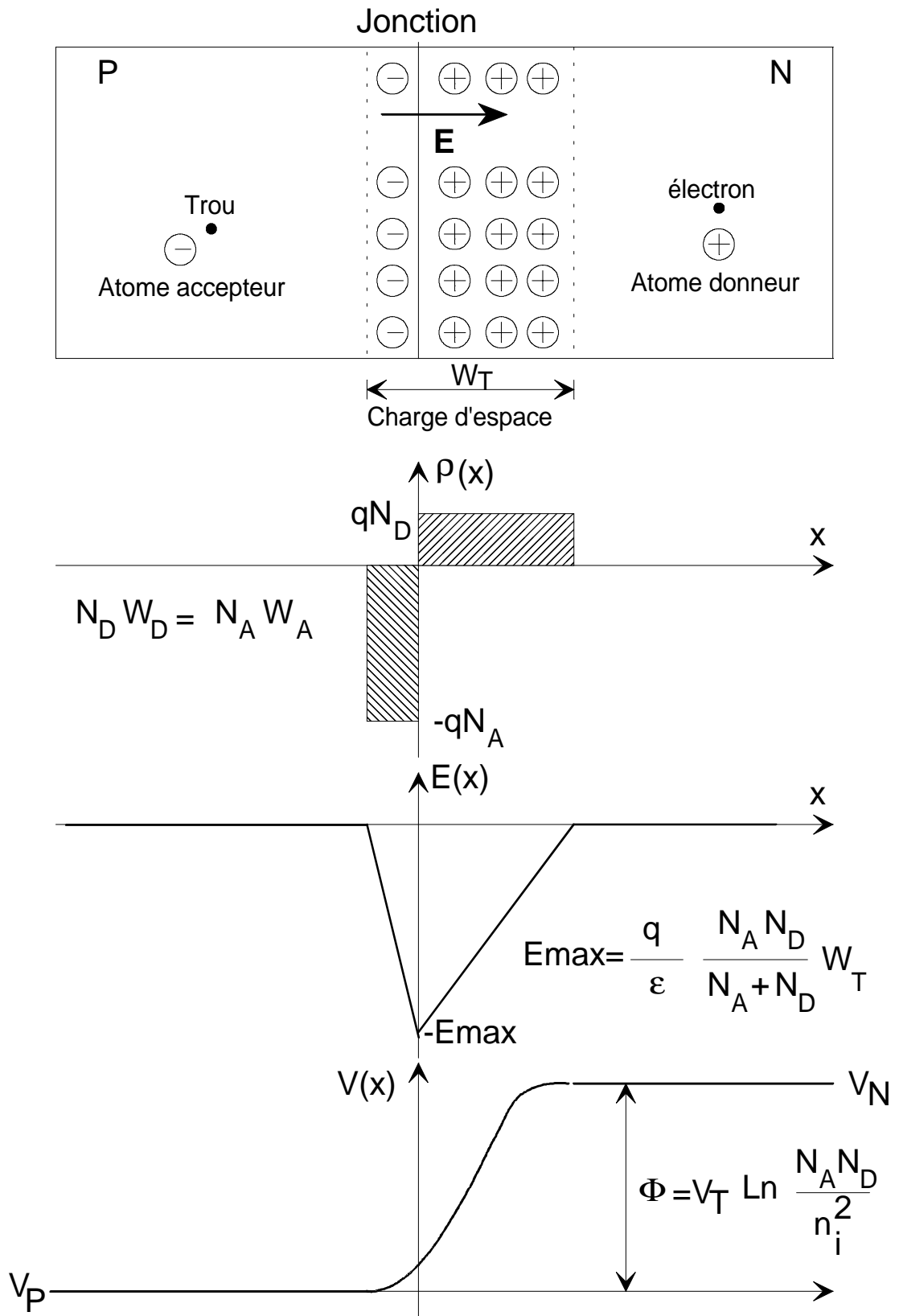


Fig-1 Représentation d'une jonction PN à l'équilibre thermodynamique

Dans ces conditions les répartitions des charges, du champ électrique et du potentiel sont représentées sur la figure 1. La région dépeuplée de porteurs mobiles est appelée *zone de charge d'espace (ZCE)*. Elle a une épaisseur de l'ordre de 0,5 μm . La forme générale de la densité de charges dépend essentiellement du profil de dopage de la jonction. Dans le cas idéal représenté à la figure 1 on peut déduire aisément la forme du champ électrique $E(x)$ ainsi que du potentiel $V(x)$ par application des équations de l'électrostatique.

En effet le potentiel $V(x)$ et le champ électrique $E(x)$ s'expriment en fonction de la densité de charges $\rho(x)$ par :

$$\frac{dE(x)}{dx} = \frac{1}{\varepsilon} \rho(x) \quad \text{Loi de Gauss} \quad (1)$$

$$E(x) = -\frac{dV(x)}{dx} \quad \text{Expression du Champ} \quad (2)$$

De plus la neutralité électrique globale du barreau impose la relation:

$$N_A \cdot W_A = N_D \cdot W_D \quad . \quad (3)$$

On peut remarquer que conformément à la relation de Boltzmann il existe une barrière de potentiel qui constitue le potentiel de diffusion de la jonction:

$$\Phi = V_T \cdot \ln \left(\frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2} \right) \quad (4)$$

La largeur de la zone de transition est donnée par

$$W_T = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D} \cdot \Phi} \quad (5)$$

REMARQUE 1 :

Très souvent les jonctions sont dopées de façon très dissymétriques (exemple : P⁺N si $N_A = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) ce qui fait que la zone de charge d'espace s'étend essentiellement du côté le plus faiblement dopé. Pour un calcul plus précis on se référera à l'exercice n°1.

REMARQUE 2 :

Il n'est pas possible d'observer ce potentiel de diffusion à l'aide d'un voltmètre à grande impédance d'entrée du fait que lorsque l'on parcourt le circuit la somme des potentiels de contact des différentes régions (métal-semi conducteur P, jonction P. N, jonction N - métal) est nulle.

2. La Jonction PN Polarisée

2.1. DENSITE DES PORTEURS MINORITAIRES AU NIVEAU DE LA JONCTION

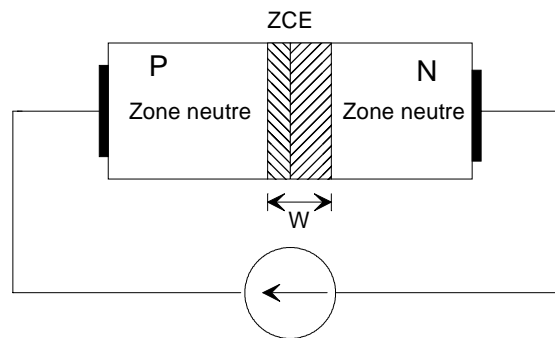


Fig-2 Jonction PN polarisée

Appliquons aux bornes de la jonction une d. d. p. continue V (figure-2). Cette d.d.p se retrouve intégrale-ment appliquée à la zone de charge d'espace du fait de la réalisation technologique des contacts métal semi-conduc-teur appelés contacts ohmiques, c'est-à-dire dont le potentiel de contact est indépendant du sens du courant et très faible.

La zone située entre les contacts ohmiques et la zone de charge d'espace est appelée zone neutre.

La tension V va donc modifier directement la hauteur de la barrière de potentiel au niveau de la jonction de la façon indiquée à la figure 3.

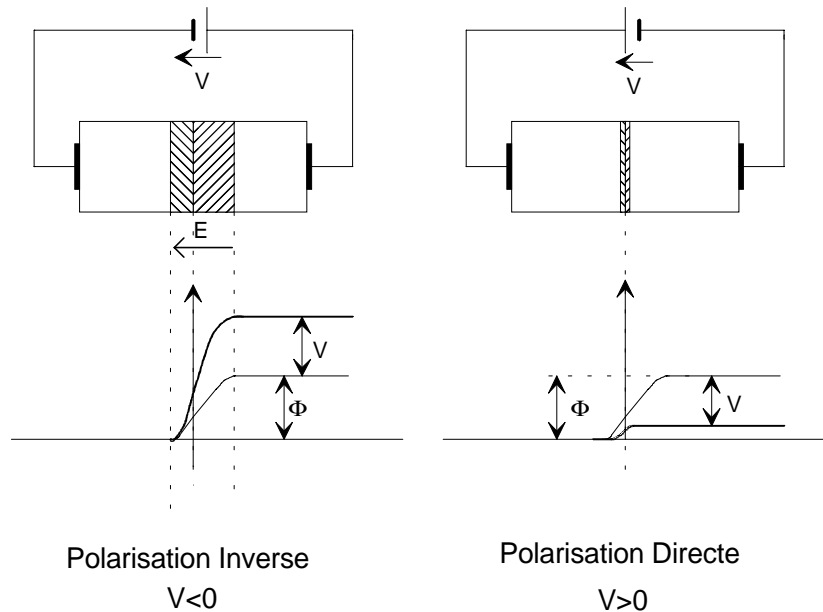


Fig-3 Répartition du potentiel interne dans une jonction PN polarisée

La hauteur de la barrière de potentiel devient alors $(\Phi - V)$ où la tension V est comptée algébriquement. Considérons les concentrations en porteurs *minoritaires* à la limite de la zone de charge d'espace. Soient:

côté N p_{N0} la densité de trous à l'équilibre.

$p_N(0)$ la densité de trous hors d'équilibre.

Côté P n_{P0} la densité d'électrons à l'équilibre

$n_P(0)$ la densité d'électrons hors d'équilibre.

Compte-tenu que $N_A \gg p_{p0}$ et $N_D \gg n_{n0}$ les densités de porteurs majoritaires sont respectivement:

- N_D côté N
- N_A côté P

La relation de Boltzmann vue au chapitre précédent s'applique aussi bien à l'équilibre que hors d'équilibre pour des régimes de *faible injection*. On a donc :

$$p_N(0) = N_A \cdot e^{-\frac{\Phi-V}{V_T}} \quad \text{avec} \quad p_{No} = N_A \cdot e^{-\frac{\Phi}{V_T}} \quad (6)$$

et

$$n_P(0) = N_D \cdot e^{-\frac{\Phi-V}{V_T}} \quad \text{avec} \quad n_{Po} = N_D \cdot e^{-\frac{\Phi}{V_T}} \quad (7)$$

d'où l'on tire les relations fondamentales donnant la densité des porteurs minoritaires injectés au niveau de la jonction par rapport à leur densité à l'équilibre (circuit ouvert).

$$p_N(0) = p_{No} \cdot e^{\frac{V}{V_T}} \quad (8)$$

$$n_P(0) = n_{Po} \cdot e^{\frac{V}{V_T}} \quad (9)$$

Ces deux relations vont nous permettre de déterminer l'équation de la caractéristique statique de la jonction PN.

2.2. CARACTERISTIQUE STATIQUE

2.2.1. Caractéristique théorique

Afin de simplifier le calcul de la caractéristique de la jonction nous allons nous intéresser au courant de trous diffusant côté N. La généralisation aux électrons diffusant côté P ne pose aucun problème. Examinons donc la répartition des trous minoritaires dans une diode dont la largeur de la zone N est supposée faible devant la longueur de diffusion des trous.

Au niveau de la jonction la densité de trous est donnée par l'équation (9). Au niveau du contact ohmique nous supposons que tous les porteurs en excès se recombinent et la densité de trous sera :

$$p_N(W_N) = p_{No} \quad (10)$$

La répartition des trous en excès est alors celle représentée à la figure 4.

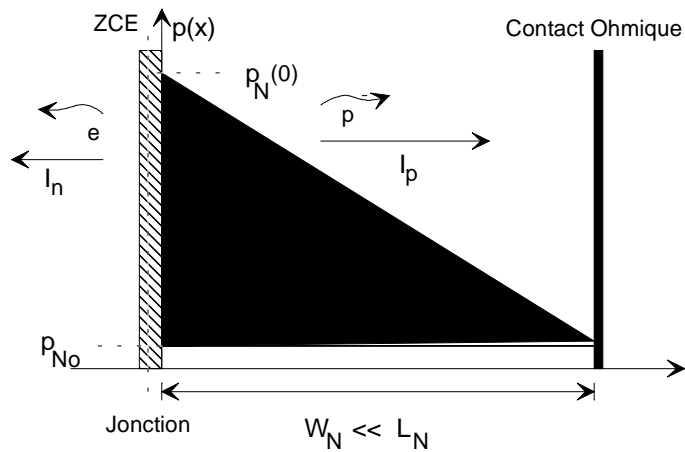


Fig-4 Répartition des trous injectés côté N. On aura une répartition identique des électrons injectés côté P

Le courant traversant la diode, du aux trous est un *courant de diffusion* dont l'expression est :

$$I_p = -q \cdot D_p \cdot A \cdot \frac{dp(x)}{dx} \quad (11)$$

Compte tenu de la répartition donnée sur la figure 4, la dérivée $\frac{dp}{dx}$ s'écrit :

$$\frac{dp(x)}{dx} = -\frac{p_N(0) - p_{N0}}{W_N} \quad (12)$$

On en tire l'expression du courant de diffusion du aux trous

$$I_p = \frac{q \cdot A \cdot D_p \cdot p_{N0}}{W_N} \cdot \left(e^{\frac{V}{V_T}} - 1 \right) \quad (13)$$

De la même façon le courant d'électrons est donné par:

$$I_n = \frac{q \cdot A \cdot D_n \cdot n_{P0}}{W_P} \cdot \left(e^{\frac{V}{V_T}} - 1 \right) \quad (14)$$

Dans ces deux expressions on note que le courant de saturation inverse est proportionnel à la densité de porteurs minoritaires p_{N0} et n_{P0} respectivement côté N et P.

Le courant total traversant la jonction sera donné par :

$$I = I_n + I_p = I_s \cdot \left(e^{\frac{V}{V_T}} - 1 \right) \quad (15)$$

$$V_T = \frac{k \cdot T}{q} = 26mV \text{ à } T = 300K$$

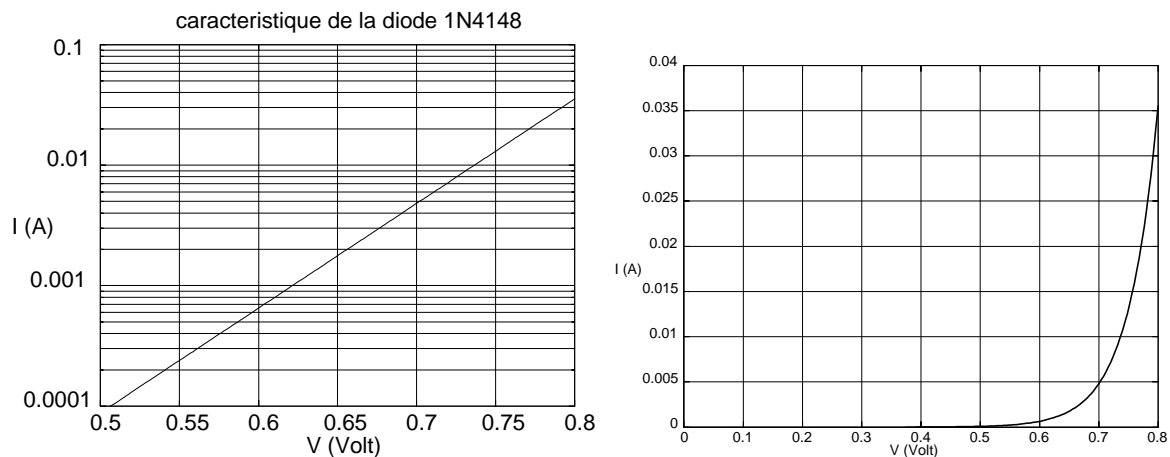
I_s est le courant de saturation inverse. Son expression est:

$$I_s = q \cdot A \cdot \left(\frac{D_n \cdot n_{P0}}{W_P} + \frac{D_p \cdot p_{N0}}{W_N} \right) \quad (16)$$

Il est de l'ordre de quelques pA pour le silicium. Et de quelques centaines de nA pour le Germanium.

L'allure de la caractéristique $I(V)$ de la diode est donnée à la figure 5 à la fois en échelle linéaire et en échelle logarithmique. On note que la représentation en échelle logarithmique est une droite de pente q/kT pour des courants $I \gg I_s$. En effet on a:

$$\text{Ln} \left(\frac{I}{I_s} \right) = \frac{q}{kT} \cdot V \quad (17)$$



1

Fig-5 Caractéristique courant Tension d'une diode 1N4148.

2.2.2. Caractéristique réelle

Cependant si l'on trace expérimentalement la caractéristique $\ln(I)=f(V)$ pour une diode au Silicium on constate que la pente de cette caractéristique représentée à la figure-7 n'est pas $\frac{1}{V_T}$ comme on pourrait s'y attendre mais voisine de $\frac{1}{2V_T}$. D'autre part, le courant de saturation inverse est sensiblement plus important que celui obtenu par l'expression précédente. Ceci, est du au phénomène de génération et recombinaison des porteurs injectés dans la zone de charge d'espace. Enfin on constate la courbure de la caractéristique pour des courants importants. Cette courbure est due à la chute de tension dans la résistance série de la diode. En effet toute diode présente une résistance en série avec la diode *intrinsèque* qui intervient dans la mesure de la caractéristique $I(V)$ (figure-6). La caractéristique réelle courant tension de la diode *extrinsèque* est donc:

$$I = I_S \cdot \left(e^{\frac{V - R_s \cdot I}{h \cdot V_T}} - 1 \right) \quad \text{avec } h \cong 2 \quad (18)$$

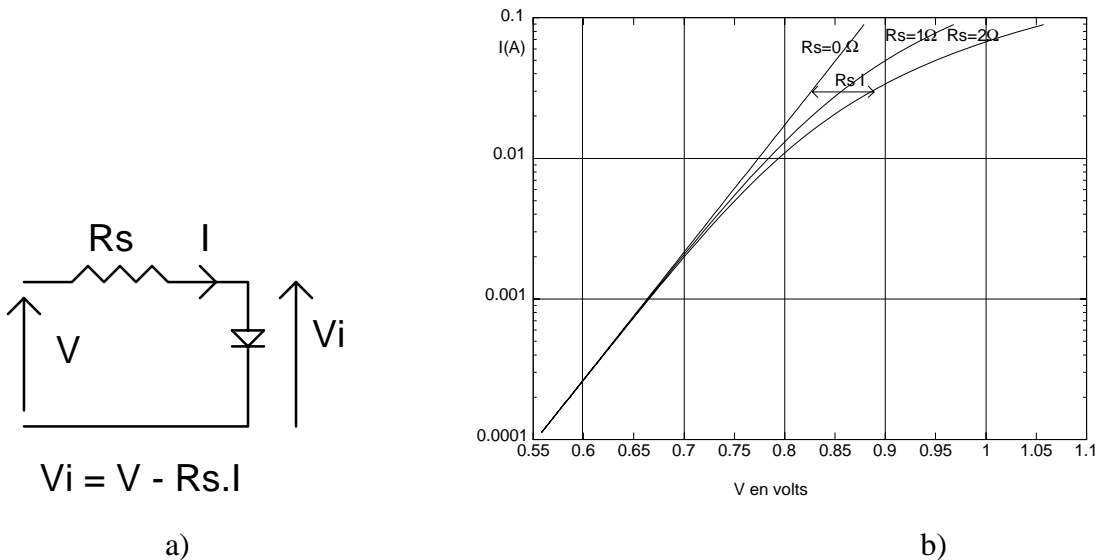


Fig-7 a) Schéma de la diode réelle avec sa résistance série. V_i est la tension de commande intrinsèque.

b) Caractéristiques réelles de la diode tracées pour des valeurs de résistance R_s de 0, 1 et 2 Ohm. La chute de tension par rapport à la tension intrinsèque est donnée par le segment de longueur $R_s I$ indiqué sur la figure.

2.2.3. Influence de la température

La température de fonctionnement est un paramètre fondamental dans la détermination du fonctionnement des dispositifs à semi-conducteurs. Dans le cas de la jonction P.N le courant de saturation est essentiellement du aux porteurs minoritaires générés par agitation thermique. Ce courant de saturation sera donc particulièrement sensible à la température. Son expression est donnée par:

$$I_S = K \cdot T^m \cdot e^{\frac{-E_{go}}{2 \cdot k \cdot T}} \quad (19)$$

avec $m=2$ pour le Germanium

$m=1.5$ pour le Silicium

et $m=1.5$ pour L'arséniure de Gallium

Pour trouver l'influence de la température sur la caractéristique de la jonction jonction dérivons l'expression simplifiée du courant soit :

$$I \cong I_S e^{\frac{V}{hV_T}}$$

Nous avons :

$$\frac{dI}{dT} = \frac{dI_S}{dT} \cdot e^{\frac{V}{hV_T}} + \frac{dV}{dT} \cdot \frac{I_S}{hV_T} \cdot e^{\frac{V}{hV_T}} - I_S \cdot \frac{q \cdot V}{hk \cdot T^2} \cdot e^{\frac{V}{hV_T}} \quad (20)$$

$\frac{dI_S}{dT}$ représente la variation du courant inverse en fonction de la température.

Pratiquement ce courant double tous les 10°C.

Cherchons maintenant la variation $\frac{dV}{dT}$ lorsque le courant I est maintenu constant (à l'aide d'un circuit extérieur) soit lorsque $dI = 0$ dans l'expression précédente. Nous avons alors :

$$\frac{dV}{dT} = \frac{V}{T} - \frac{h \cdot V_T}{I_S} \cdot \frac{dI_S}{dT} \quad (21)$$

pratiquement pour une jonction au Silicium, à la température ordinaire nous avons :

$$\frac{dV}{dT} = -2,5 \text{ mV}^\circ\text{C}$$

Remarque : Cette propriété de la diode est largement employée pour réaliser des capteurs de température électroniques.

3. Modélisation de la jonction PN

3.1. MODELES RESISTIFS EN BASSE FREQUENCE

La modélisation de la jonction PN aux basses fréquences consiste à établir un schéma électrique équivalent susceptible de décrire le fonctionnement de la jonction vis à vis des signaux appliqués. Ces signaux peuvent être des signaux d'amplitude importante "grands signaux" ou de faible amplitude et dans ce cas on parle de fonctionnement "petits signaux".

Sur la figure-7 on a représenté la caractéristique I(V) d'une diode. Sur cette caractéristique on distingue deux types de résistances équivalentes à la jonction:

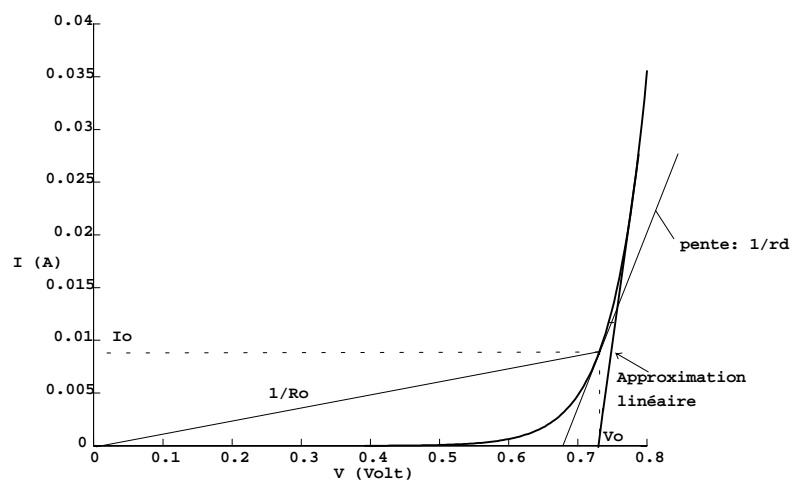


Fig-7 Définition des différents modèles résistifs d'une jonction PN

▫ La *résistance statique* est donnée par le rapport $\frac{V}{I} = R_0$. C'est une grandeur fortement variable qui en fait est peu intéressante. Pour une diode idéale on a :

$$R_0 = 0 \text{ en direct et } R_0 \rightarrow \infty \text{ en inverse}$$

C'est cette résistance que l'on mesure à l'Ohmmètre lorsque l'on teste une diode. Pour un courant de 1mA sa valeur est proche de 600 Ohms.

▫ La *Résistance dynamique* est la résistance présentée par la jonction à un "petit signal" appliqué autour d'un point de fonctionnement I_0, V_0 . Pour ce point de fonctionnement (polarisation) il est possible d'assimiler la caractéristique $I(V)$ à sa tangente, et pour de faibles variations δi et δv des courant et tension de la diode on pourra définir la résistance dynamique de la diode par (figure 7)

$$rd = \frac{dv}{di} = \left(\frac{dI(V)}{dV} \right)^{-1}_{V=V_0} \quad (22)$$

Cette résistance dynamique sera évidemment fonction du point de polarisation (I_0, V_0). En effet, on a en direct:

$$I \cong I_s e^{\frac{V}{hV_T}} \text{ d'où } \frac{1}{rd} = \frac{I_s}{hV_T} e^{\frac{V_0}{hV_T}} = \frac{I_0}{hV_T} \quad (23)$$

Dans le cas d'une diode au Si on peut retenir la règle simple donnant la résistance dynamique en fonction du courant de polarisation I_0 : $rd \cong 50/I_0$ avec I_0 exprimé en mA

A mi chemin entre le modèle de la diode idéale et le modèle non linéaire donné par la relation $I(V)$ il est souvent commode d'utiliser un modèle linéaire par morceaux tel que celui représenté à la figure-8.

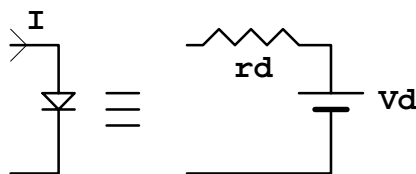


Fig-8 Schéma équivalent d'une diode à jonction $V_d = 0.7 V$ et r_d est de l'ordre de quelques Ohms

3.2. INFLUENCE DES CAPACITES

3.2.1. Capacité de transition

Considérons une jonction polarisée en inverse par une tension $V < 0$. La tension appliquée à la zone de transition est alors $\Phi_T = \Phi - V$.

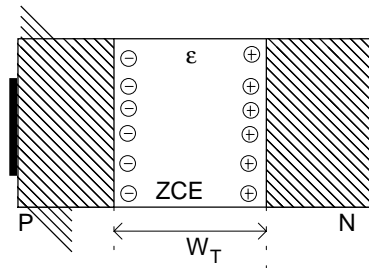


Fig-9 Capacité de transition se la jonction polarisée en inverse

Dans ce cas, on peut considérer la jonction comme un condensateur plan d'épaisseur w_T , d'aire A et de constante diélectrique ϵ (figure 9) où w_T , A et ϵ représentent respectivement la largeur totale de la zone de transition, l'aire de la jonction et la constante diélectrique du matériau.

La capacité de transition est alors :

$$C_T = \frac{\epsilon A}{w_T} \quad (24)$$

où w_T est donné par:

$$w_T = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon}{q} \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D} \cdot \Phi_T} \quad (25)$$

on en tire finalement:

$$C_T = \frac{\varepsilon A}{\sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon}{q} \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\Phi - V}} = \frac{C_{T0}}{\sqrt{1 - \frac{V}{\Phi}}} \quad V < \Phi \quad (26)$$

et la valeur de C_{T0} est donnée par:

$$C_{T0} = \frac{\varepsilon A}{\sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D} \cdot \Phi}} \quad (27)$$

Application numérique: pour une diode au Silicium d'aire 10^{-3} cm^2 , $N_A = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$;
 $N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$; $\varepsilon = 11,7 \varepsilon_0$; $\Phi = 850 \text{ mV}$ et $q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
 $C_{T0} \cong 10 \text{ pF}$

Une application typique de cette propriété est *la diode varicap* ou varactor utilisée comme capacité variable commandée par la tension de polarisation V . Ce composant est utilisé dans les circuits d'accord automatique ainsi que dans des amplificateurs spéciaux, en haute fréquence. La figure 10 montre la variation de capacité d'une telle diode en fonction de la tension de polarisation inverse V .

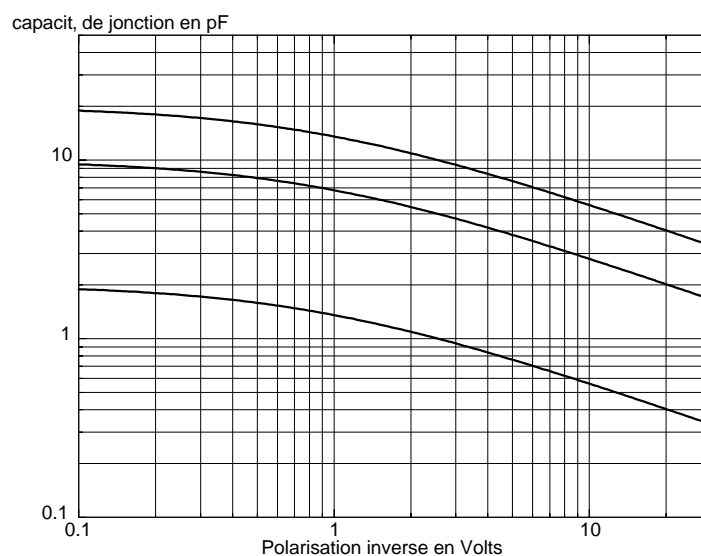


Fig-10 Variations de capacité de diodes varicap pour

$$C_{t0} = 20 \text{ pF}, C_{T0} = 10 \text{ pF} \text{ et } C_{T0} = 2 \text{ pF}$$

3.2.2. Capacité de diffusion ou de stockage

Lorsque la jonction est polarisée en direct des charges (électrons ou trous) sont injectées dans les régions quasi-neutres de la diode. Ces charges diffusent jusqu'aux contacts ohmiques constituant ainsi une charge stockée dans la zone neutre. Reprenons la répartition des trous minoritaires dans la zone N donnée à la figure 4 pour une jonction P⁺N et modifions légèrement la tension de polarisation V d'une quantité dV. Il en résulte une augmentation dp_N(0) de la densité de trous injectés au niveau de la jonction. La charge stockée dans la région N subit alors une augmentation de dQ_s. (zone hachurée de la figure 11).

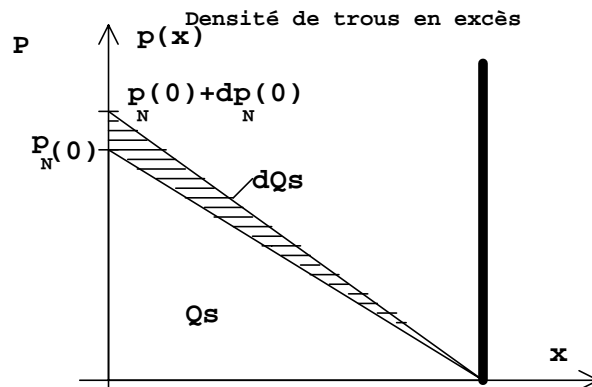


Fig-11 Répartition des trous minoritaires pour une variation de charge stockée dQ_s

Cette variation de charge dQ_s sous l'effet de la variation de potentiel permet la détermination d'une capacité C_d appelée capacité de diffusion telle que

$$C_d = \frac{dQ_s}{dV} \quad (25)$$

Afin de calculer cette capacité, déterminons tout d'abord l'expression de la charge stockée Q_s en statique pour une diode P⁺N. (C'est-à-dire dont le courant est uniquement constitué du courant de trous).

On a :

$$Q_s = q \cdot A \cdot (\text{aire hachurée}) = \frac{q \cdot A \cdot p_N(0)}{2} \cdot w_N \quad (27)$$

où A est l'aire de la jonction. En remplaçant p_N(0) par son expression on obtient:

$$Q_s = \frac{q \cdot A \cdot p_{No} \cdot w_N}{2} \cdot e^{\frac{V}{h \cdot V_T}} \quad (28)$$

en supposant $e^{\frac{V}{V_T}} \gg 1$ on obtient l'expression de la charge stockée en fonction du courant traversant la jonction:

$$Q_s = \frac{q \cdot A \cdot w_N \cdot p_{No}}{2 \cdot I_s} \cdot I = \tau \cdot I \quad (29)$$

Cette expression indique que la charge stockée est proportionnelle au courant traversant la jonction. La constante de proportionnalité τ correspond à la durée de vie moyenne des porteurs minoritaires dans la jonction. Pour des jonctions PN cette durée de vie peut varier de quelques ns à quelques μ s.

Nous pouvons maintenant exprimer la capacité de diffusion en dérivant l'expression (29) par rapport à V. On obtient:

$$C_d = \frac{dQ_s}{dV} = \frac{dQ_s}{dI} \cdot \frac{dI}{dV} = \frac{\tau}{r_d} \quad (30)$$

$$\text{avec } r_d = \frac{\eta \cdot V_T}{I}$$

Exemple : diode 1N4148 $I = 1\text{mA}$; $r_d = 50 \Omega$; $t = 0,1\mu\text{s}$ $C_D = 2 \text{ nF}$; on remarque que la capacité de diffusion est très importante. Le phénomène de charge stockée constitue en fait la principale limitation de rapidité des diodes à jonction PN.

On peut donc donner le schéma équivalent d'une diode polarisée en direct pour les petites variations de la tension et du courant.

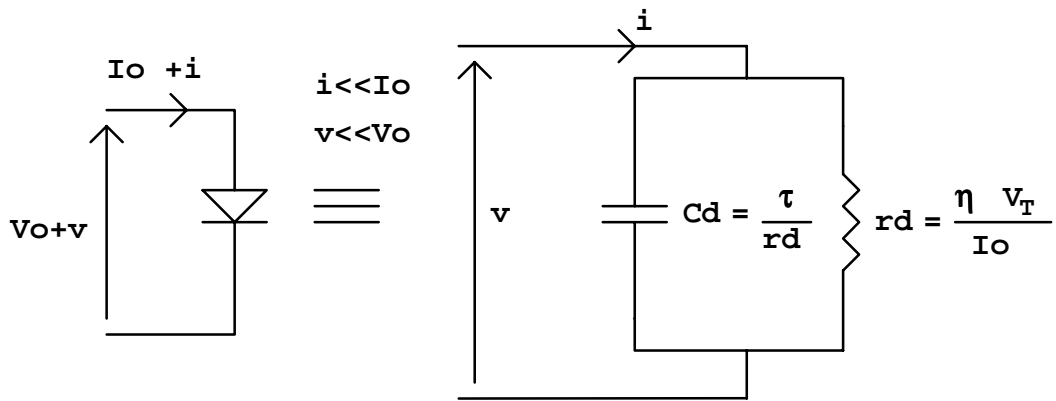


Fig-12 Schéma équivalent d'une jonction PN polarisée en direct

En résumé la jonction PN présente deux types de capacités suivant qu'elle est polarisée en inverse ou en direct:

- une capacité de transition en inverse
- une capacité de diffusion en direct

Elle présentera donc un comportement fortement non linéaire et l'étude analytique ne pourra se faire qu'au moyen d'approximations linéaires par morceaux.

3.3. APPLICATION A L'ETUDE DE LA COMMUTATION

Lorsque la diode à jonction PN est utilisée en commutation le phénomène de charge stockée va limiter très fortement la vitesse maximum de commutation. Soit le circuit de la figure 13 a) excité par le signal d'entrée représenté à la figure 13 b).

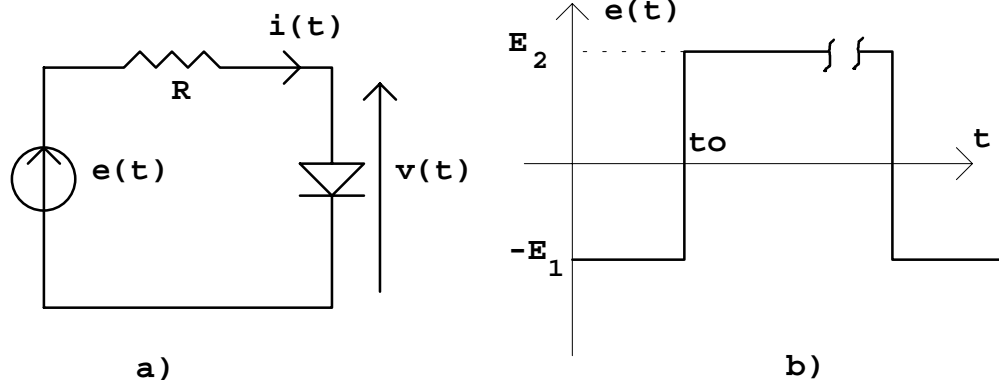


fig-13 circuit utilisé pour la commutation a) et signal appliqué au circuit b)

Le courant dans la diode ainsi que la tension à ses bornes sont représentés à la figure 14.

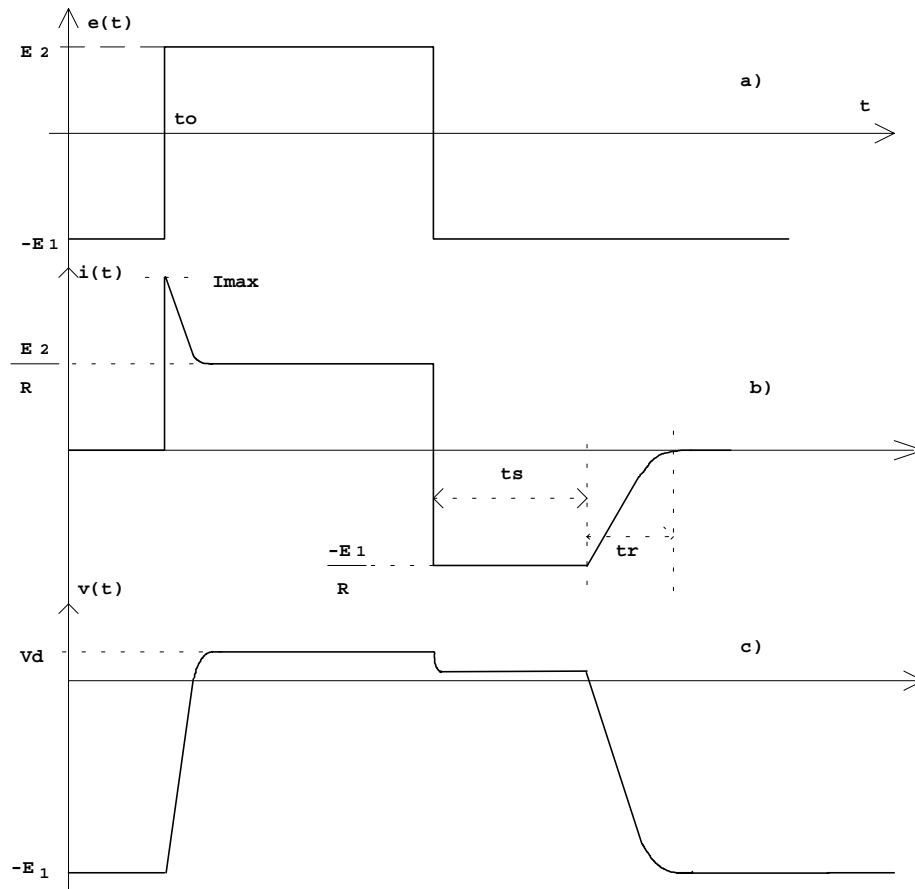


Fig-14: Représentation des courant et tension de la jonction en régime de commutation.

-A l'instant t_0 la diode est mise en conduction par un échelon de la tension de commande $e(t)$. Pour $t < t_0$, la diode était bloquée et se comporte comme un condensateur de capacité C_T . Au moment où la valeur du générateur $e(t)$ passe de $-E_1$ à E_2 la tension au borne de la jonction ne pouvant subir de discontinuité on observe un pic de courant dont la valeur est donnée par:

$$I_{max} = \frac{E_1 + E_2}{R} \quad (31)$$

Le temps t_t correspond alors au temps de décharge de la capacité de transition ainsi qu'à la charge de la capacité de diffusion.

-A l'instant t_1 on bloque la diode passante en lui appliquant un échelon de tension négatif. Cependant en régime passant il existe une charge stockée dans la zone neutre (figure-11). Avant de bloquer la diode il faut évacuer cette charge stockée. Cela se fait par le passage

d'un courant inverse I_2 dans la jonction. L'équation qui régit l'évolution de la charge dans la zone de charge d'espace découle de l'équation de continuité; elle est donnée par:

$$\frac{dQ(t)}{dt} + \frac{Q(t)}{\tau} = i(t) \quad (32)$$

Durant tout le temps d'évacuation des charges la diode maintient une tension quasi nulle à ses bornes. Le courant $i(t)$ est donc constant et la solution de l'équation (32) avec la condition initiale $Q(0) = \frac{\tau \cdot E_1}{R}$ fournit:

$$Q(t) = \tau \cdot \left(\frac{E_1 + E_2}{R} \right) \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} - \tau \cdot \frac{E_2}{R} \quad (33)$$

Le temps de saturation t_s correspond alors au temps que met la charge stockée pour s'annuler: $Q(t_s)=0$ il est donné par:

$$t_s = \tau \cdot \text{Ln} \left(\frac{E_1 + E_2}{E_1} \right) \quad (34)$$

Enfin le temps mis par la charge d'espace à se reconstituer est t_{rd} et il est donné par:

$$t_{rd} = R \cdot \langle C_T \rangle \cdot \text{Ln} \left(\frac{E_1 + E_2}{E_2 - V_D} \right) \quad (34)$$

où $\langle C_T \rangle$ est la valeur moyenne de la capacité de transition de la jonction.

Temps t_t correspond au temps de dépeuplement de la zone de transition de ses porteurs libres ainsi qu'à la charge de la capacité de transition jusqu'à la valeur $-E_1$.

En général, les constructeurs spécifient le temps de recouvrement inverse $tr_1 = t_s + t_{rd}$ dans les conditions de polarisation déterminées. Ce temps peut varier de quelques ns à plusieurs μ s pour les diodes de puissance.

4. Limitations Physiques Claquage

Dans le plan $I(V)$ d'un dipôle il existe en général, dans chaque cadran, trois limites absolues. La première concerne le courant maximum qu'un dipôle peut admettre, la seconde concerne la tension maximum à ses bornes liée généralement au phénomènes de claquage et enfin la troisième est une limitataion en puissance dissipable par le dipôle qui, dans le plan $I(V)$ est représentée par l'hyperbole de dissipation maximale d'équation $I.V = P_{\max}$. Ces différents types de limitations sont indiquées à la figure-15 pour un dipôle dont la caractéristique est celle d'une diode.

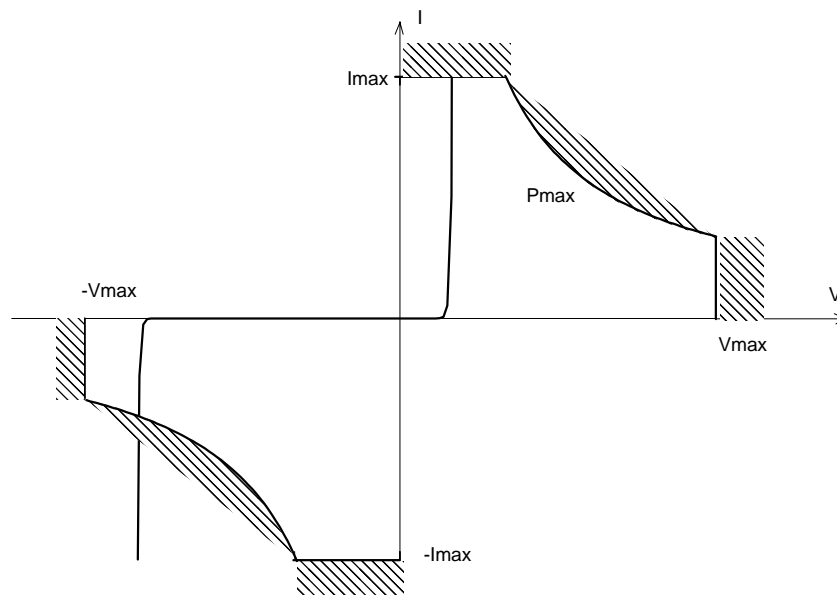


Fig-15 Limitations physiques absolue d'un dîpole quelconque

Cependant, pour une diode deux limites interviendront essentiellement du fait de la forme de la caractéristique, ainsi que l'on peut le noter à l'examen de la caractéristique de la figure-15.

- en direct : limite de courant : Cette limite est liée à la densité de courant admissible au niveau de la jonction. celle-ci est typiquement de l'ordre de 100 A/cm^2 pour les dispositifs actuels. Un dépassement de cette limite conduit généralement à une destruction de la jonction.

- en inverse : limite en tension ou limite en puissance: C'est le phénomène de claquage qui se traduit par une augmentation rapide du courant inverse. Ce claquage peut provenir de deux effets suivant le degré de dopage du matériau utilisé.

- Claquage par effet d'avalanche (matériau peu dopé).

En inverse, il règne un champ électrique intense au niveau de la jonction. Ce champ peut devenir suffisant pour arracher un électron à une liaison puis l'accélérer et lui procurer une énergie suffisante pour que cet électron lors d'un choc avec un autre atome arrache un nouvel électron lui-même accéléré, etc... Ce phénomène appelé effet d'avalanche est généralement incontrôlable et conduit à une destruction de la jonction.

- Claquage par effet Zéner (matériau fortement dopé).

Il s'agit maintenant d'un claquage non destructif car le champ électrique n'est pas suffisant pour accélérer

suffisamment les électrons arrachés aux liaisons. Pour qu'il y ait claquage, il suffit que le champ interne soit supérieur à sa valeur critique E_{cr} qui est de l'ordre de $2 \cdot 10^7$ V/cm. Dans ces conditions et pour une jonction abrupte, la tension zener est donnée par :

$$V_Z = \frac{\epsilon \cdot E_{cr}^2}{2 \cdot q} \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \quad (35)$$

La caractéristique d'une diode zéner est représentée à la figure 16

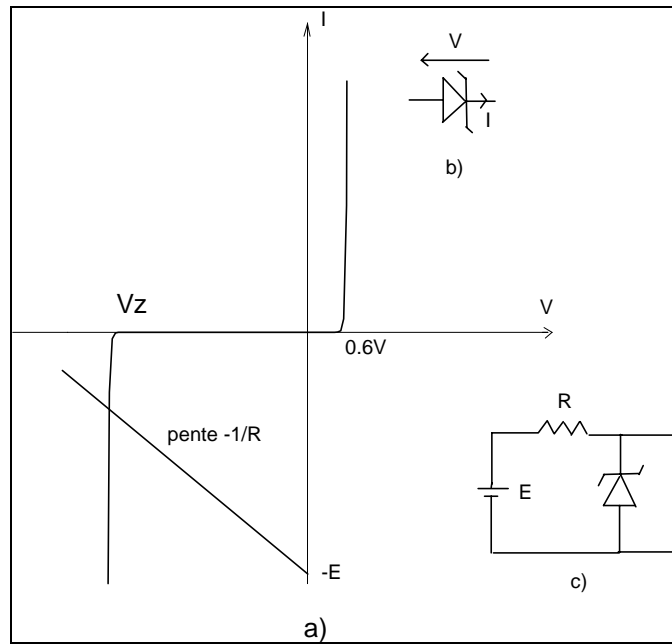


Figure 16:a) Caractéristique $I(V)$ d'une diode zéner b) Symbole de la diode Zener; c) Utilisation en régulateur de tension (cf droite de charge sur la fig 16-a)

5. Diodes Spéciales

5.1. CONTACT METAL SEMI-CONDUCTEUR

Le contact métal-semiconducteur fut l'un des tous premiers composants électroniques utilisé dès 1904. Cependant ce n'est qu'en 1938 que Schottky donna une interprétation des effets de redressement d'un tel contact. Le contact métal semi-conducteur constitue encore l'un des dispositifs de base de l'électronique moderne. On l'emploie aussi bien pour ses propriétés de redressement (diodes Schottky) que pour réaliser des contacts ohmiques de bonne qualité.

Pour comprendre le fonctionnement d'une telle jonction il nous faut définir la notion de travail de sortie d'un métal et la notion d'affinité électronique d'un Semi-Conducteur.

Le travail de sortie d'un électron dans un métal représente l'énergie qu'il faut apporter à un électron du métal pour l'extraire de ce métal. On le représente par la différence entre le niveau de Fermi du métal et le niveau d'énergie du vide. Ce travail de sortie est Φ_m comme représenté sur la fig-17-a. De la même façon un Semi-conducteur est caractérisé par son affinité électronique χ qui représente l'énergie qu'il faut fournir à un électron de la bande de conduction pour l'extraire du SC. De la même façon le travail de sortie est Φ_s (fig-17-a).

Lorsque l'on réalise un contact avec les deux matériaux tels que représentés à la figure 17-a, les électrons auront tendance à se déplacer du côté où le travail de sortie est faible vers le côté où il est le plus grand. Les électrons auront tendance, dans notre cas, à se déplacer du SC vers le métal, créant ainsi une charge d'espace dans les deux matériaux. On obtient alors la répartition des charges donnée à la figure-17-b. La charge d'espace s'étend quasiment uniquement du côté N du fait des fortes différences de concentration en électrons entre le métal et le Semi-conducteur. A l'équilibre thermodynamique on a une barrière de potentiel qui se crée pour s'opposer à la diffusion des électrons du SC vers le métal à l'équilibre.

Les caractéristiques $I(V)$ d'un contact métal semi-conducteur dépendent essentiellement du niveau de dopage du semi-conducteur. Suivant ce niveau de dopage on aura affaire à une diode Schottky ou à un contact ohmique.

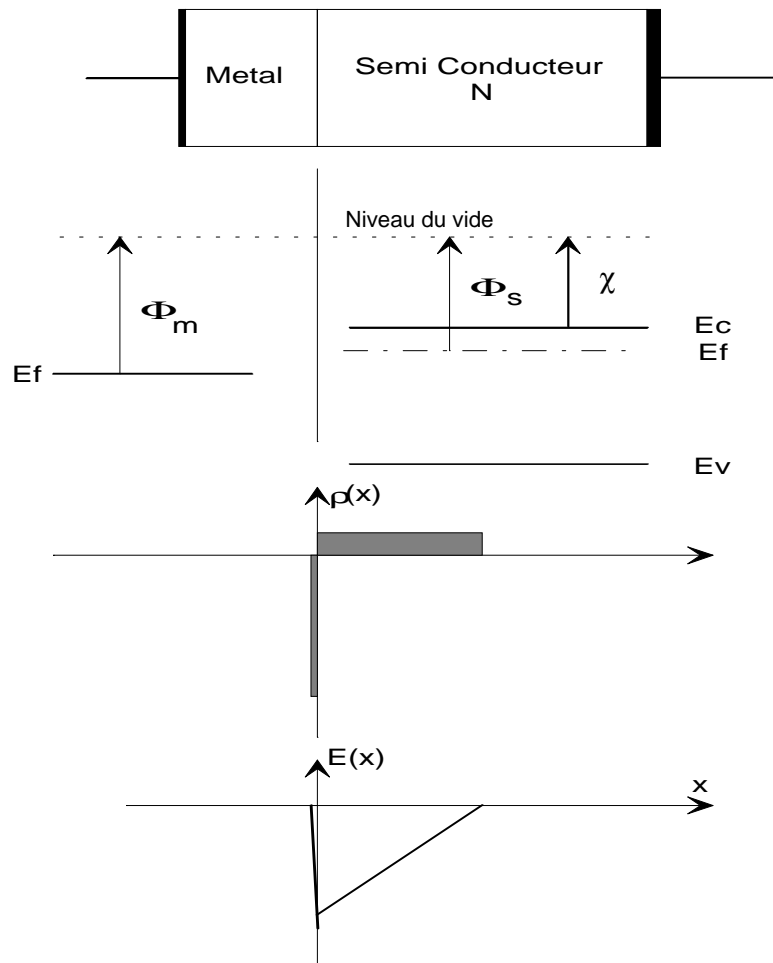


Fig-17 Jonction Métal Semi-conducteur

5.1.1. diode Schottky

Pour un matériau normalement dopé le courant à travers la jonction est du à un effet thermoionique et il est donné par:

$$I = I_S \cdot \left(e^{qV/kT} - 1 \right) \quad (36)$$

$$I_S = A^* \cdot T^2 \cdot e^{-q\Phi_{Bn}/kT}$$

où A^* est la constante de Richardson et Φ_{Bn} est la hauteur de la barrière de potentiel à l'équilibre (analogue à la barrière de potentiel Φ rencontrée dans la jonction PN). Cette caractéristique est analogue à celle d'une diode; cependant le seuil d'une telle diode est plus faible que pour une jonction PN, de l'ordre de 0,3 à 0,5Volt. De plus du fait qu'il n'existe pas de charge stockée dans la diode les temps de commutation sont très inférieurs à ceux d'une

jonction PN, ce type de diode est donc utilisé en Hautes Fréquences comme dispositif de commutation rapide.

5.1.2. Contact ohmique

Si le dopage de la région N devient important le mécanisme de conduction du courant à travers la jonction est un mécanisme d'effet tunnel à travers la barrière de potentiel à l'interface des deux matériaux. dans ces conditions le courant à travers la jonction est approximativement donné par:

$$I \approx \exp \left[\frac{-4\sqrt{m_n \cdot \epsilon_s / \hbar} \cdot (\Phi_{Bn} - V)}{\sqrt{N_D}} \right] \quad (37)$$

où m_n est la masse effective des électrons ($m_n=0,19.m_0$ pour le Si), \hbar est la constante de Planck réduite ($1,05458 \cdot 10^{-34}$ J.s), ϵ_s est la permittivité diélectrique du semi-conducteur ($\epsilon_s= 11,9$ pour Si) et N_D est le dopage de la zone N.

Compte tenu de l'expression du courant (33) on obtient la résistance du contact à $V=0$ en dérivant l'expression précédente et on obtient:

$$R_c \approx \exp \left[\frac{(4\sqrt{m_n \cdot \epsilon_s / \hbar}) \cdot \Phi_{Bn}}{\sqrt{N_D}} \right] \quad (38)$$

avec des dopages de l'ordre de 10^{19} cm^{-3} on peut obtenir des résistances de quelques $\text{m}\Omega.\text{cm}^2$.

5.2. DIODE TUNNEL

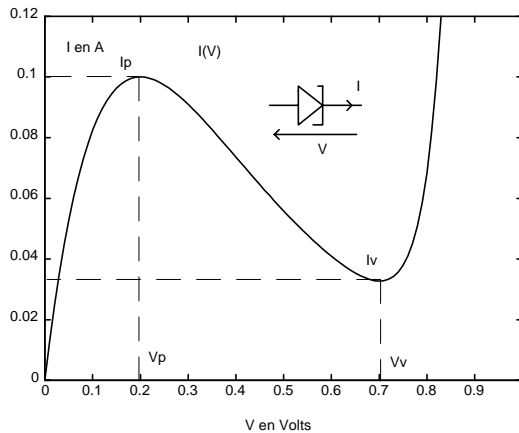


fig-18 Caractéristique d'une diode tunnel

Une diode tunnel est une jonction PN pour laquelle les côtés P et N sont très fortement dopés. Dans ces conditions il peut se produire un effet quantique appelé "effet Tunnel" qui établit qu'une particule a une probabilité non nulle de traverser une barrière de potentiel. Dans une jonction PN très fortement dopée cet effet se traduit par l'apparition d'une zone de *résistance dynamique négative* dans la caractéristique I(V) de la diode. Une caractéristique typique est représentée à la figure-18. Le courant est maximum

pour une tension $>0 V_p$ puis décroît jusqu'à une valeur I_v et enfin remonte pour des tensions supérieures à V_v . Cet effet de résistance négative sera mis à profit pour réaliser des oscillateurs fonctionnant depuis quelques centaines de MHz jusqu'à environ 10GHz.

5.3. PHOTOCOMPOSANTS

Les photocomposants sont des composants dont le principe de fonctionnement est basé sur un échange d'énergie entre la lumière et les porteurs d'un Semi-conducteur. Suivant le sens du transfert d'énergie on distingue:

- Les photoémetteurs : Diodes Electro Luminescentes, Diodes LASER qui convertissent l'énergie électrique en énergie lumineuse.

- Les photorécepteurs: photodétecteurs qui transforment l'énergie lumineuse en *signal* électrique et les cellules solaires qui transforment l'énergie lumineuse en *énergie* électrique.

Dans tous les cas le photon joue un rôle prépondérant. Il transporte une énergie $\delta E = h\nu$ où ν est la fréquence du rayonnement liée à la longueur d'onde λ du rayonnement par

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \quad (39)$$

La relation (39) peut encore être exprimée en fonction de l'énergie transportée par les photons on a alors

$$\lambda = \frac{h \cdot c}{h \cdot \nu} = \frac{1,24}{h \cdot \nu \text{ (eV)}} \text{ (\mu m)} \quad (40)$$

La correspondance entre l'énergie des photons et la nature du rayonnement lumineux est indiquée à la fig-19

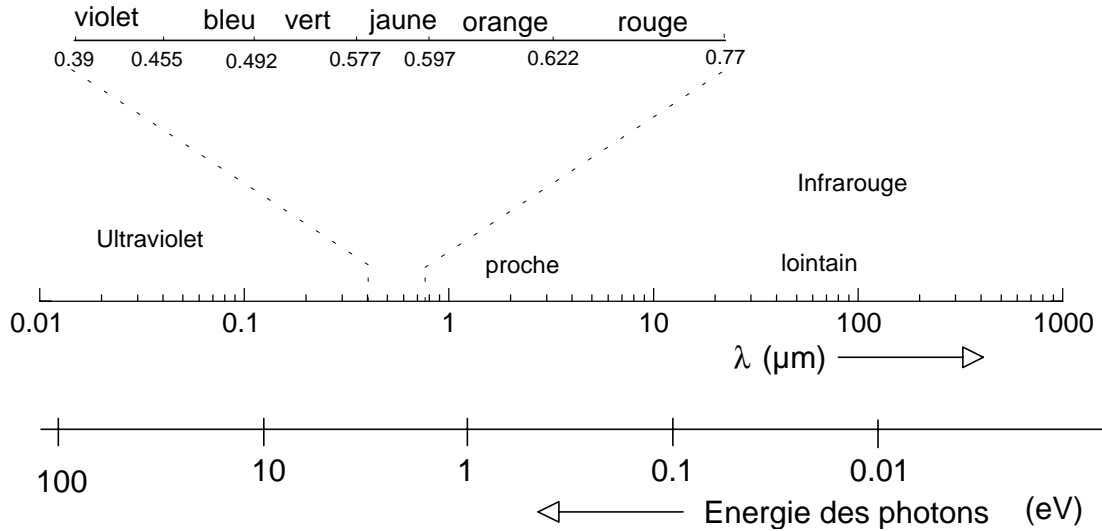


Fig-19 Carte du rayonnement lumineux de l'Ultraviolet à l'infrarouge

Dans tous les cas le processus d'échange d'énergie se fait par transitions radiatives. Il existe principalement 3 types de transitions radiatives:

- *Absorption* d'un photon par un électron qui le fait passer de la bande de valence dans la bande de conduction.(photodétecteurs)
- *Emission spontanée* d'un photon par un électron effectuant une transition de la bande de valence à la bande de conduction (Diodes électro Luminescentes)
- *Emission stimulée* d'un photon en phase avec un photon incident (Diodes LASER)

5.3.1. Diodes électroluminescentes (LED)

Les diodes électroluminescentes sont des jonctions PN qui peuvent émettre spontanément un rayonnement dans le domaine visible, dans l'infrarouge et dans l'ultra violet.

La longueur d'onde du rayonnement émis dépend essentiellement de la largeur du Gap du matériau utilisé. Dans le cas des LED du domaine visible la largeur du gap doit être comprise entre 1,8 eV et 2,6eV. Ce type de largeur de gap ne peut être obtenu qu'avec des alliages semi-conducteurs tels que l'alliage $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ constitué d'Arséniure de Galium et de

Phosphore. y est la proportion de Phosphore introduite dans le réseau, elle permet de régler la largeur du Gap et par la même la longueur d'onde du rayonnement émis.

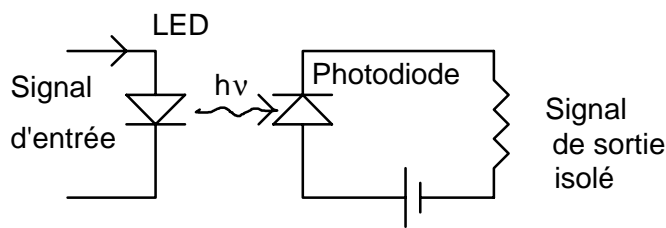


Fig-20 Opto coupleur

Dans le domaine de l'infrarouge on utilisera plutôt des alliages tels que le composé quaternaire (à 4 éléments) $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$ qui permet d'obtenir des gaps variant de 1,1 à $1,6\mu m$. Une application importante de ce type de LED est la réalisation

d'optocoupleurs constitués d'une LED infrarouge et d'une photo diode tel que représenté à la fig-20:

5.3.2. Diodes LASER

Les diodes LASER constituent une application importante du phénomène d'émission stimulée. Elles sont constituées d'une jonction PN réalisée sur un substrat d'AsGa avec des composés ternaires et quaternaires de Ga, As, In, P et Al dont la composition permet de choisir la longueur d'onde. Actuellement on peut générer des longueurs d'ondes comprises entre $0,3\mu m$ et $30\mu m$. A cause du principe même de l'émission stimulée le signal optique généré est très monochromatique et de grande directivité.

De plus il est possible de moduler la puissance lumineuse émise en modulant la polarisation de la Jonction et ce jusqu'à des fréquences très élevées.. Cette dernière possibilité ainsi que sa très petite taille en font une des plus importantes sources de lumière dans les communications optiques à haut débit.

Elles sont aussi utilisées dans les systèmes d'enregistrement et de lecture optiques (Compact Disks) ou dans l'impression de haute qualité.

5.3.3 Photo détecteurs

5.3.2.1. Photoconducteur

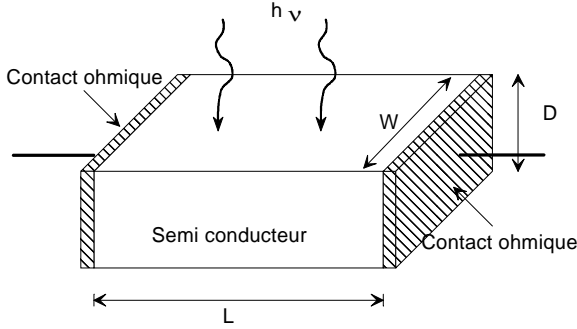


Fig-21 Photoconducteur

Les photodétecteurs sont des composants susceptibles de convertir des signaux lumineux en signaux électriques. Le plus simple d'entre eux est le photoconducteur basé sur la modulation optique de la conductivité d'un barreau de Semi Conducteur. Le principe de fonctionnement est le suivant:

Considérons le schéma d'un photoconducteur représenté à la fig-21. Le photoconducteur est constitué d'un barreau semi-conducteur inséré entre deux contacts Ohmiques. Sous l'effet d'un rayonnement lumineux d'énergie suffisante il y a une génération de porteurs à la surface du semi-conducteur et sur une faible profondeur ϵ . Cependant l'existence de porteurs en excès dans le SC implique un phénomène de recombinaison. Ainsi si à l'instant 0 le nombre de porteurs générés par le flux lumineux considéré est n_0 à l'instant t il sera donné par:

$$n(t) = n_0 \cdot e^{\frac{-t}{\tau}} \quad (41)$$

où τ est la durée de vie moyenne des porteurs. La relation (1) exprime simplement que le taux de recombinaison est proportionnel au nombre de porteurs en excès. En effet on a:

$$R = -\frac{dn}{dt} = \frac{n_0}{\tau} e^{\frac{-t}{\tau}} = \frac{n}{\tau} \quad (42)$$

En régime établi le taux de génération doit être égal au taux de recombinaison et on a donc $G=R$. Ce taux de génération est lié au nombre de photons incidents sur le barreau. Celui-ci est $\frac{P_{tot}}{h \cdot \nu}$ par unité de temps. P_{tot} est la puissance lumineuse totale et $h \cdot \nu$ est l'énergie des

photons incidents. De plus tous les photons ne créent pas une paire électrons trous. Le rapport du nombre de photons créant une paire électron-trou au nombre total de photons incidents est le rendement quantique η et constitue une mesure de l'efficacité de la conversion optique-

électrique. Ce rendement quantique est généralement compris entre 70% et 100%. Le nombre de porteurs créés par unité de temps et par unité de volume est donc

$$G = \frac{\eta \left(\frac{P_{tot}}{h\nu} \right)}{W \cdot L \cdot D} = \frac{n}{\tau} \quad (43)$$

Si on établit un champ électrique \mathbf{E} dans le sens de la longueur le courant entre les contacts métalliques est donné par:

$$I_p = \sigma \cdot E = (q \cdot \mu_n \cdot n \cdot E) \cdot W \cdot D = q \cdot v_d \cdot n \cdot W \cdot D \quad (44)$$

en remplaçant n par sa valeur donnée dans (43) on obtient la valeur du courant par

$$I_p = q \cdot \left(\eta \cdot \frac{P_{tot}}{h \cdot \nu} \right) \cdot \left(\frac{\mu_n \cdot \tau \cdot E}{L} \right) \quad (45)$$

On observe que ce courant dépend de la puissance lumineuse totale reçue, à champ électrique constant. La résistance du barreau est donc modulée par la lumière et le dispositif réalise une conversion optique électrique.

5.3.2.2. Photodiode

Une photodiode est constituée d'une jonction PN polarisée en inverse présentant une surface apte à recueillir le rayonnement lumineux. La structure d'une telle diode est représentée à la fig-22.

En pratique les zones P et N sont séparées par une couche non dopée I dans laquelle un champ électrique E est établi à l'aide de la polarisation inverse. Le diagramme du potentiel dans la jonction est donné à la fig-22-b.

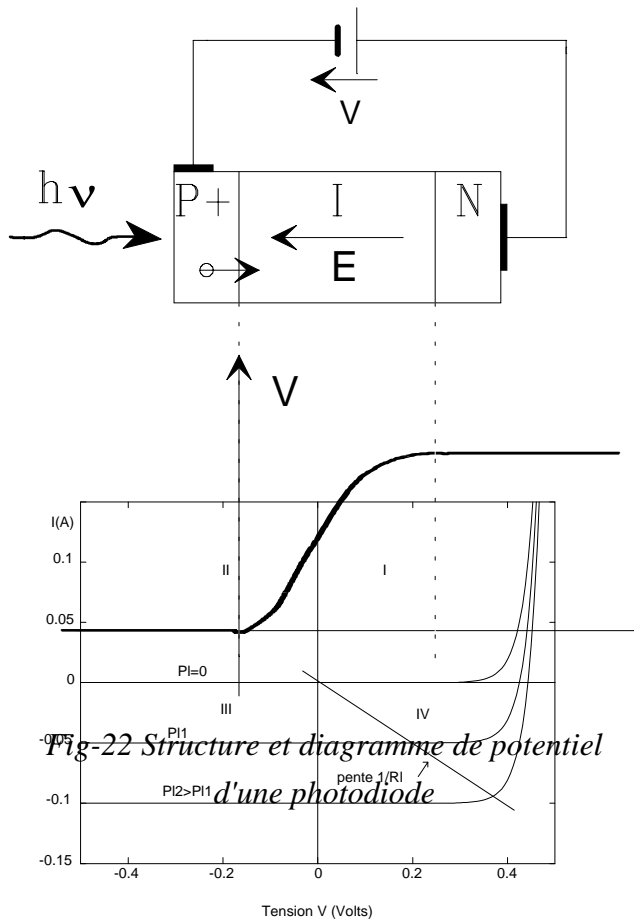


Fig-22 Structure et diagramme de potentiel d'une photodiode

Fig-23 Caractéristique d'une photodiode pour différentes puissances lumineuses

Les électrons générés dans la zone P seront donc entraînés vers la zone N puis dans le circuit extérieur provoquant la circulation d'un courant inverse dont l'intensité sera proportionnelle à l'intensité du rayonnement incident.

La caractéristique de la photodiode est donc donnée par:

$$I = I_S \cdot \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) - I_L$$

(46)

où I_L est le courant dû aux porteurs générés par le rayonnement lumineux. La caractéristique d'une photodiode est donnée fig-23 pour différents flux lumineux.

5.3.2.3. Cellule Solaire

Une cellule solaire est en fait une photodiode utilisée en générateur de puissance. Pour cela on utilise la photodiode dans le quadrant IV de la caractéristique. En effet dans ce cadran on a $I < 0$ et $V > 0$ la diode se comporte donc comme un générateur de puissance. Le circuit équivalent d'une telle diode est donné à la fig-24. Dans ce circuit le courant I_L est généré optiquement. La résistance R_L doit être ajustée pour absorber le maximum de puissance. En période de plein ensoleillement la puissance lumineuse reçue sur terre est au maximum de 1000W/m^2 ; cependant le rendement des cellules solaires au Si est au maximum de 10% si bien que l'on pourra récupérer une puissance maximum de 100W/m^2 de cellules.

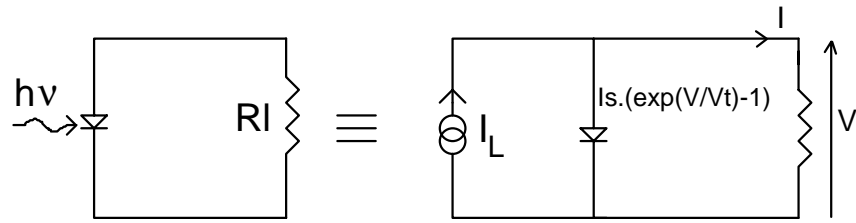


Fig-23 Schéma équivalent d'une cellule solaire