

Chapitre III

Contact Métal/Semiconducteur

Le contact ohmique et le contact Schottky.

Utilisation de ces deux types de contacts dans les dispositifs microélectroniques.

Caractéristiques Courant-tension d'un contact ohmique et d'un contact Schottky.

I. Introduction

Le contact Schottky constitue un dispositif de test particulièrement adapté à l'étude des propriétés électriques des matériaux. Ce chapitre est organisé en deux parties, la première partie, présente les caractéristiques courant-tension et capacité-tension d'une diode Schottky en rappelant les principales propriétés physiques des centres profonds, ainsi que la description des techniques capacitives pour l'étude de ces centres en exposant la spectroscopie thermique des défauts profonds (DLTS). Dans la seconde partie une description des dispositifs expérimentaux utilisés pour effectuer des mesures électriques est exposée.

Les structures utilisées pour effectuer des études sur les propriétés électriques des semiconducteurs sont des diodes Schottky: Le contact ohmique est réalisé par évaporation d'étain sur la face arrière de l'échantillon. Le contact Schottky est obtenu par évaporation d'or à partir d'un creuset chauffé par effet joule sous un vide de 10^{-6} torr. Le métal est déposé à travers un masque permettant de réaliser des diodes de surfaces calibrées ($\varnothing = 1\text{mm}$).

La figure 1, présente les différentes étapes (simplifiées) de traitement des échantillons pour l'obtention d'un contact Métal/Semiconducteur, ou contact Schottky

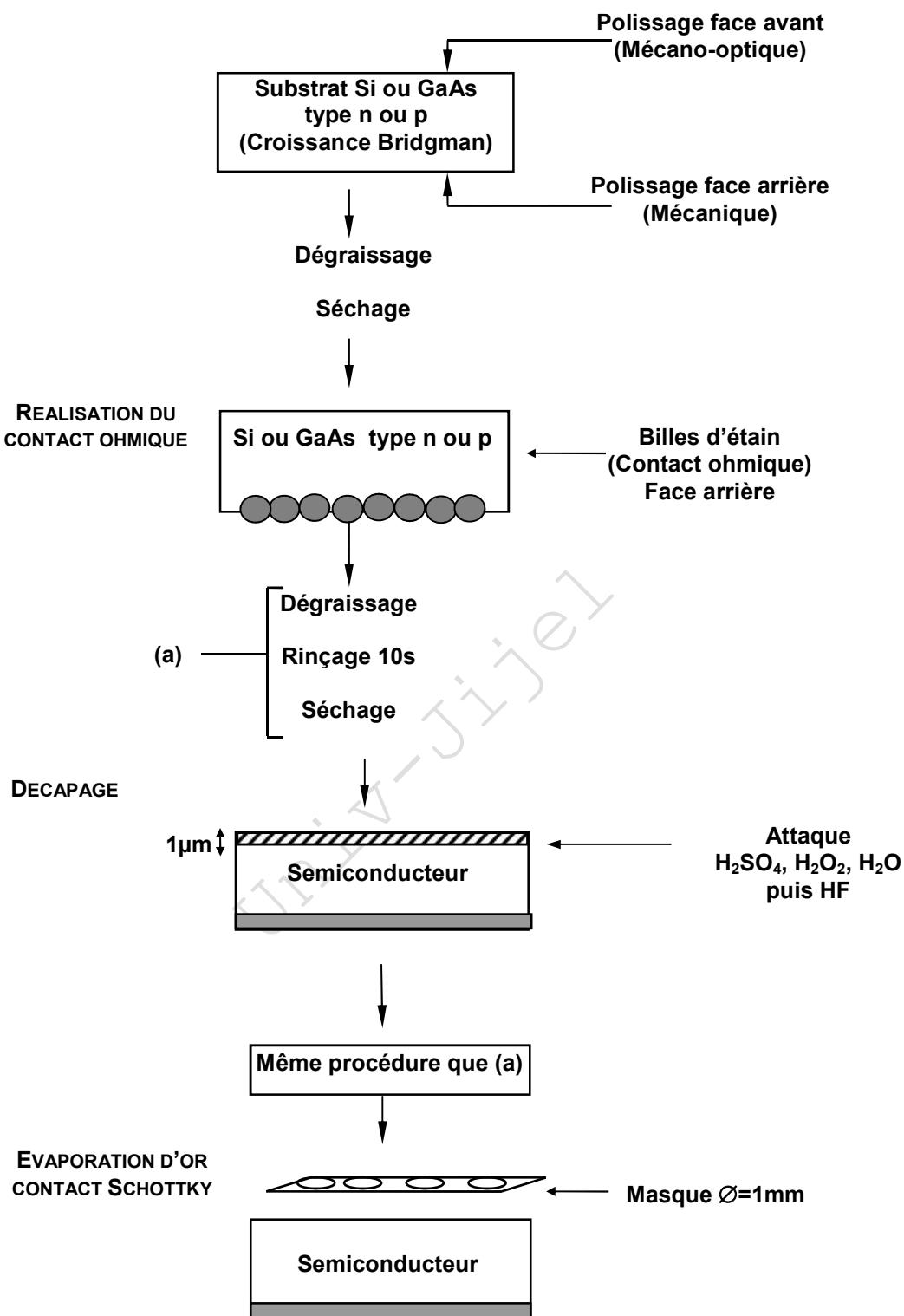


Figure 1. Différentes étapes de traitement des échantillons (simplifiées)

II. Caractéristique courant-tension I(V)

Le courant circulant dans une diode Schottky polarisée en direct, où le semi-conducteur n'est pas trop dopé, est décrit généralement par **le modèle de l'émission thermoionique** dont l'expression est donnée par [1]:

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1 \right] \quad (III.1)$$

Avec

$$I_s = A^{**} T^2 \exp\left(-q \frac{V_{Bn}}{kT}\right) \quad (III.2)$$

A^{**} : constante de Richardson $\left(\frac{4\pi m^* k^2}{h^3}\right)$

m^* : masse effective

V_{Bn} : hauteur de barrière de potentiel au contact métal-semi-conducteur (figure. 2a).

L'expression (III.1) a été simplifiée en négligeant certains phénomènes dont :

- L'abaissement $\Delta\Phi$ de la hauteur de barrière due au champ électrique appliqué,
- Les effets quantiques, en particulier, le passage des électrons par effet tunnel à travers la barrière,
- Les défauts de surface.

En tenant compte de la résistance série, de la diode due soit au contact ohmique déposé, soit au matériau semi-conducteur ou encore à la prise de contacts externes, l'expression (III. 1) devient :

$$I = I_s \left[\left(\exp \frac{q(V - R_s I)}{nkT} \right) - 1 \right] \quad (III.3)$$

où : n est le facteur d'idéalité de la diode dont la valeur est comprise entre 1 et 2 pour la plus part des jonctions.

R_s : résistance série

I_s : courant de saturation inverse

Pour des valeurs de la tension V , aux bornes de la diode, très supérieures à $\frac{kT}{q}$,

l'expression de $I(V)$ se simplifie, et devient :

$$I \approx I_s \exp\left[\frac{q(V - R_s I)}{nkT}\right] \quad (III.4)$$

A partir du tracé de la courbe $\ln(I/I_s) = f(V)$ (III.4) avec $I \gg I_s$ dont l'allure est représentée sur la figure 2b, on peut déterminer :

II.1. le facteur d'idéalité n

$$n = \frac{1}{U_T} \frac{\partial V}{\partial (\ln I)} \quad (III.5)$$

avec $U_T = kT/q$.

A partir de mesures obtenues en utilisant un dispositif expérimental (voir 2^{ème} partie du chapitre), on peut tracer les courbes $I(V)$ pour pouvoir étudier les caractéristiques des structures testes et l'évolution des paramètres qui les caractérisent dont le **courant de saturation I_s** , le facteur d'**idéalité n** et la **barrière de potentiel V_{Bn}** .

Le courant de saturation I_s est calculé aux faibles polarisations par extrapolation de la droite $\ln\left(\frac{I}{I_s}\right) = f(V)$ pour une tension de polarisation nulle, de même pour le facteur

d'idéalité n , on utilise la relation : $n = \frac{1}{U_T} \times \frac{\partial V}{\partial (\ln I)}$.

Exemple : La valeur de la hauteur de la barrière de potentiel du contact Schottky Au-GaAs (n) associée au courant de saturation I_s est donnée par : $V_{Bn} = \frac{KT}{q} \ln\left(\frac{A^* T^2}{J_s}\right)$

J_s : Densité de courant

A^* : **Constante de Richardson pour l'arséniure de gallium** $\frac{A^*}{A} = \frac{m^*}{m_0} = 0.068$ [1]

$A = 120 \text{ A/cm}^2/\text{K}^2, \Rightarrow A^* = 8.16 \text{ A/cm}^2/\text{K}^2$ [2]

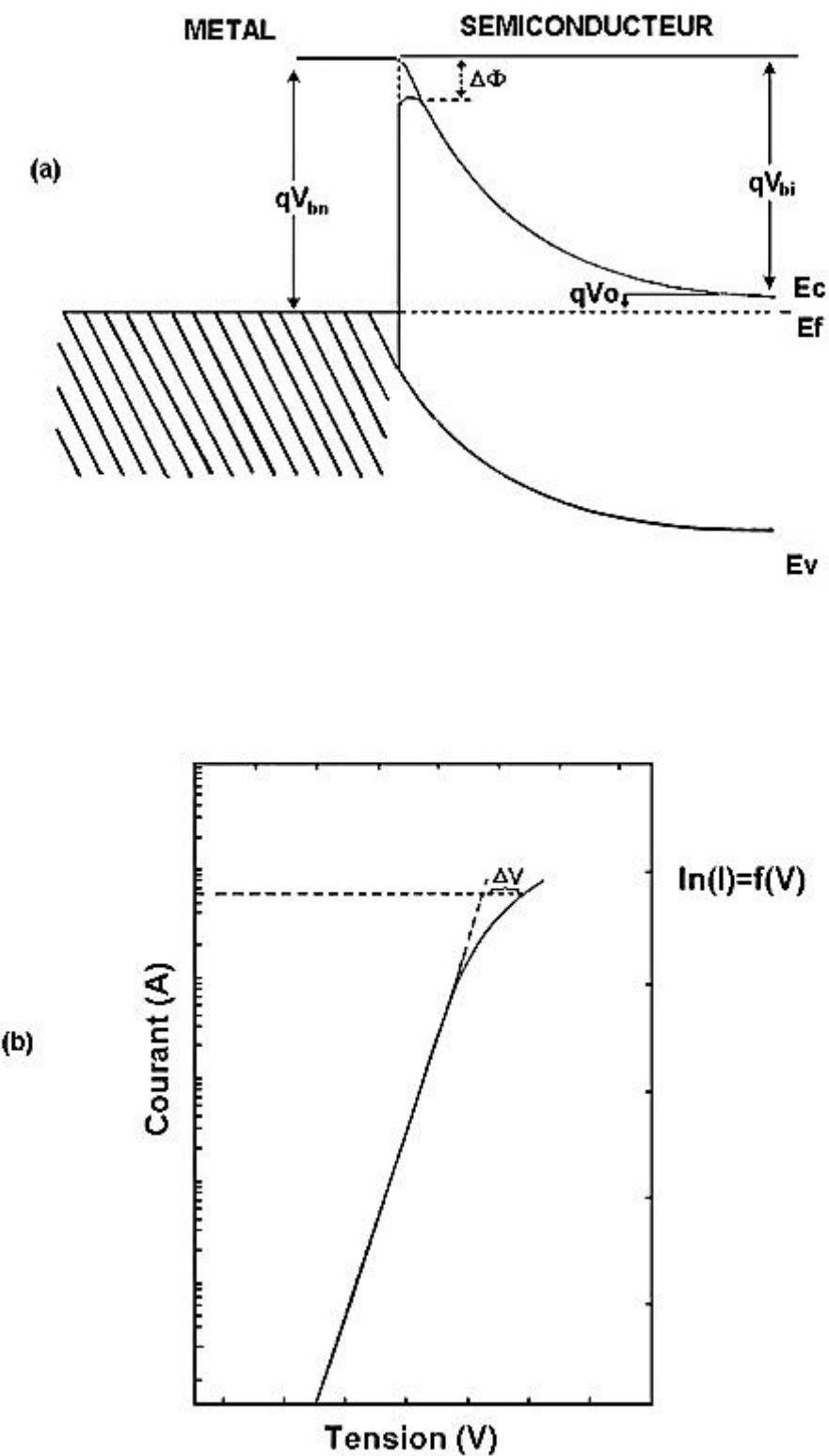


Figure 2. (a). Schéma de la bande simplifié d'une barrière Schottky
 (b). Caractéristique électrique $\ln(I) = f(V)$ d'une jonction PN ou d'une diode Schottky polarisée en direct.

II.2. Courant de saturation Is

Il peut être déterminé par extrapolation de la densité de courant à V=0 de la même droite (III.4).

II.3. Hauteur de la barrière

$$V_{Bn} = U_T \ln \left(\frac{A^{**} T^2}{J_s} \right) \quad (III.6)$$

où Js est la densité de courant de saturation

A** est la constante de Richardson

II.4. Résistance série

La résistance série est déterminée à partir de la partie non linéaire de la courbe (III.4):

$$Rs = \frac{\Delta V}{I} \quad (III.7)$$

III. Caractéristique capacité-tension C(V)

Sous polarisation inverse, la valeur de capacité par unité de surface d'une diode Schottky est donnée par [1,3] :

$$C = \frac{\varepsilon_s}{w} = \left[\frac{q \varepsilon_s N_d}{2(V_{bi} - V)} \right]^{1/2} \quad (III.8)$$

$$\text{avec} \quad V_{Bn} = V_{bi} + V_0 + \frac{kT}{q} \quad \text{et} \quad V_0 = E_c - E_F \quad (III.9)$$

Cette relation nous permet de déterminer :

III. 1. La concentration des centres ionisés

La pente de la courbe $\frac{1}{C^2} = f(V)$ fournit la concentration des centres ionisés Nd:

$$Nd = \frac{2}{q \varepsilon_s} \left[\frac{d \left(\frac{1}{C^2} \right)}{dV} \right]^{-1} \quad (III.10)$$

III. 2. La hauteur de la barrière de potentiel V_{bi}

Par extrapolation de la courbe pour $V=0$, on détermine V_{bi} . Dans les matériaux non uniformément dopés, l'intersection de droite $\frac{1}{C^2} = f(V_R)$ avec l'axe des abscisses n'est plus égale à V_{bi} , et il est donc impossible de déduire la hauteur de la barrière de potentiel.

IV. Centres profonds définition et caractéristiques physiques

Les propriétés électriques des semi-conducteurs peuvent être, considérablement, modifiées par l'introduction d'atomes étrangers. Ces atomes créent des niveaux donneurs ou accepteurs dans la bande d'énergie interdite. Les niveaux profonds peuvent être liés à des impuretés chimiques ou à des défauts physiques.

Les niveaux profonds peuvent être des pièges à porteurs ou des centres de génération-recombinaison. L'importance de ces niveaux particuliers, comme les pièges ou les centres de génération-recombinaison, est déterminée par les taux de captures et/ou d'émission des électrons et/ou des trous respectivement. En général, si un porteur est capturé par un niveau profond, il y reste jusqu'à ce qu'il soit réémis dans la bande d'où il vient. Ainsi, le niveau est classé comme un piège. Si, cependant, un porteur de type opposé est capturé dans le même niveau avant que le premier ne soit réémis, ce niveau est un centre de recombinaison puisqu'il y a recombinaison électron-trou [4].

IV. 1. Définition

Un piège ou un centre de recombinaison est défini en fonction du taux de capture dans une région neutre d'un semi-conducteur, et en fonction de la probabilité d'émission thermique dans une région de déplétion d'une jonction PN ou d'une barrière Schottky.

Dans un semi-conducteur, le niveau profond est défini comme un centre de recombinaison si les coefficients de capture des électrons et des trous sont grands et comparables (pas trop différents). Les niveaux sont désignés par pièges à électrons, par exemple, si la probabilité de capture des électrons est plus grande que celle des trous ($c_n \gg c_p$). Ces définitions sont résumées sur la figure (3.a et b). Il s'ensuit qu'un piège à trou est un niveau profond où $c_p \gg c_n$.

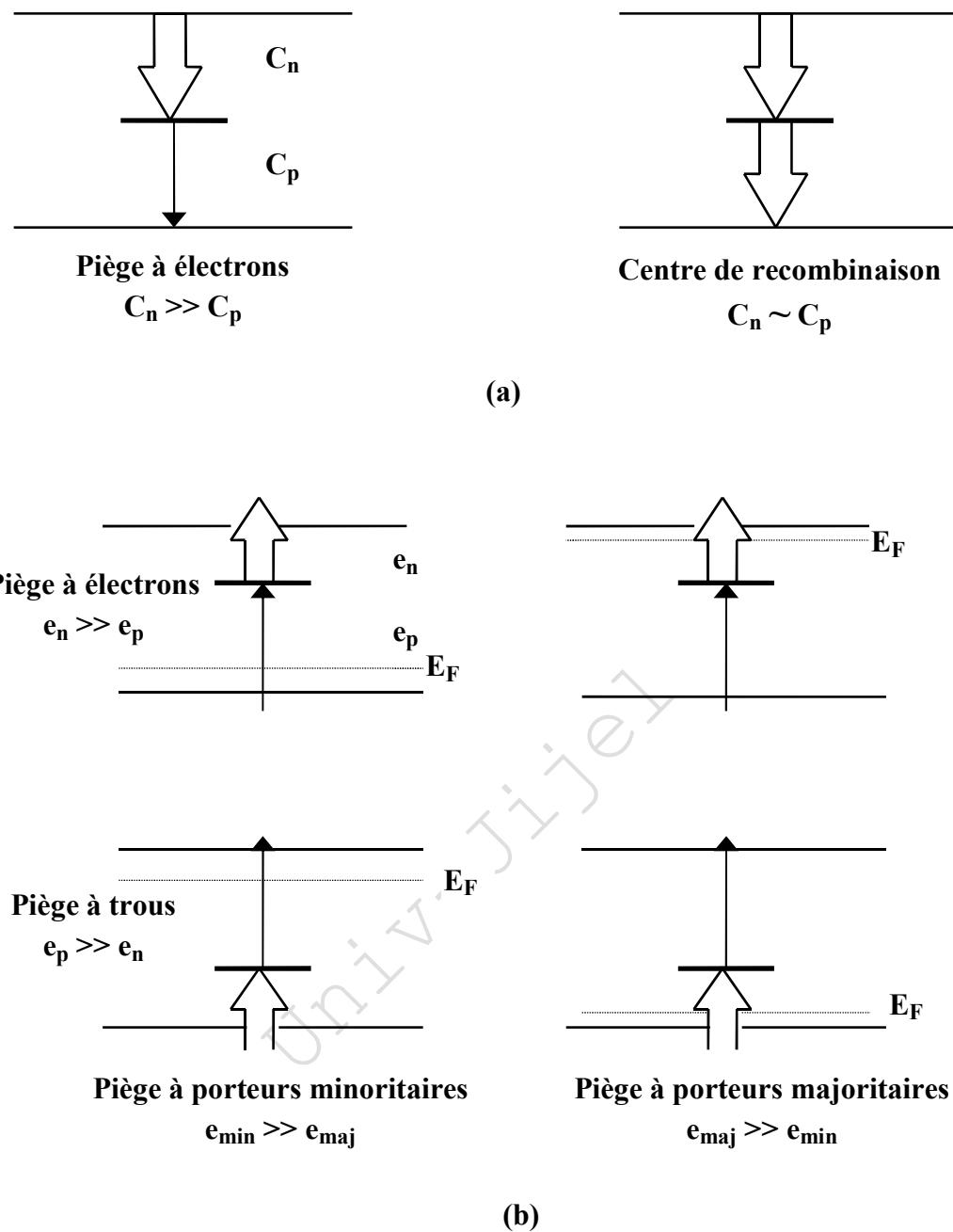


Figure 3. Illustration de la définition [4] :

- (a) d'un piège et d'un centre de recombinaison
- (b) d'un piège à électrons (ou à trous) à porteurs majoritaires et à porteurs minoritaires

Ainsi, nous pouvons dire que les niveaux profonds peuvent être soit des centres de recombinaison, soit des centres de génération ou tout simplement des pièges.

Dans la région de déplétion où la concentration des électrons et des trous est sensiblement nulle, il n'est pas aisé de parler de capture mais, plutôt de processus d'émission thermique qui va être dominant. Si un centre profond a des taux d'émission

des électrons et des trous comparables (et grands), alors il est attribué à un centre de génération.

Un piège à porteurs majoritaires a un coefficient thermique pour les majoritaires e_{maj} beaucoup plus important que celui des minoritaires e_{min} , et l'inverse pour un piège à porteurs minoritaires. La figure 3.b illustre ces deux définitions. Ainsi, un piège à électrons, par exemple, est à porteurs majoritaires dans un semi-conducteur type n et à porteurs minoritaires dans un semi-conducteur type p. Notons, aussi, que les pièges à électrons sont aussi appelés «pièges donneurs» et les pièges à trous «pièges accepteurs».

Etant donné que l'occupation des pièges, comme les niveaux peu profonds est contrôlée par le niveau de Fermi il est, donc, facile d'éclaircir les états de charge des centres à électrons et trous correspondants à leurs positions par rapport au niveau de Fermi.

Un piège à électron est plein (d'électrons), par conséquent neutre, quand il est au-dessous du pseudo niveau de Fermi E_{Fn} ; et vide (d'électrons), donc chargé positivement, quand il est au-dessus de E_{Fn} . Un piège à trous est plein (de trous), donc neutre, quand il est au-dessus du pseudo niveau de Fermi E_{Fp} ; et vide (de trous) chargé ainsi négativement quand il est au-dessous de E_{Fp} . Cette définition est illustrée sur la figure 3.

IV. 2. Cinétique de capture et d'émission

Génération -recombinaison et capture-émission d'un seul niveau profond ont été décrits par **Hall-Schockley-Read (1952)**. Par conséquent, ces niveaux profonds sont généralement désignés par centres HSR. Il existe quatre processus de base: capture d'électrons, émission d'électrons, et capture-émission de trous qui sont représentés sur la figure 4.

Il existe aussi quatre processus optiques équivalents mais ils ne seront pas considérés dans ce chapitre puisque on ne traitera pas les méthodes optiques. L'équation qui décrit ces quatre processus est déduite de ce qui suit. Considérons un piège localisé à E_t de la bande de conduction avec une concentration N_t (figure 4). Ce piège va être considéré en premier comme capable de réaliser les quatre processus mentionnés ci-dessus avant que d'autres cas particuliers ne soient considérés. Le taux de capture R_c est proportionnel à la concentration des porteurs libres dans la bande de conduction et la bande de valence et des pièges vides. Le taux d'émission R_e est proportionnel à la

concentration des états pleins dans la bande de conduction et de valence, et de pièges pleins.

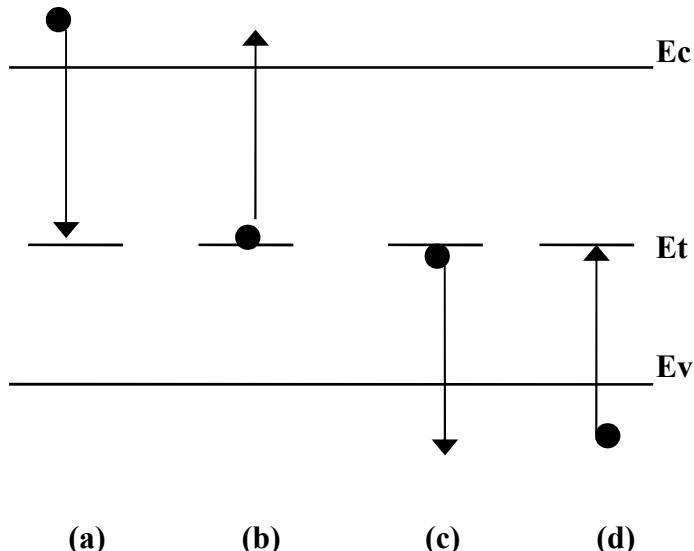


Figure 4. Transitions électroniques entre l'état lié au défaut et les bandes permises.

- a. émission d'électron
- b. capture d'électron
- c. émission de trou
- d. capture de trou

Puisque la densité des états vides des bandes de conduction et de valence est beaucoup plus importante que celle des porteurs libres existants pour les remplir, ainsi le taux d'émission est, généralement, considéré indépendant de la densité des porteurs libres.

La variation de la concentration d'électrons dans la bande de conduction, du fait de ces processus, est donnée par :

$$-\frac{dn}{dt} = c_n n p_t - e_n n_t \quad (III.11)$$

où n est la densité (concentration) des électrons dans la bande de conduction, n_t la concentration des pièges occupés par les électrons, p_t est la concentrations des pièges occupés par les trous, c_n le coefficient de capture des électrons et e_n le coefficient d'émission des électrons.

Une équation similaire est établie, éventuellement, pour les taux de variation des trous dans la bande de valence, ainsi on a :

$$-\frac{dp}{dt} = c_p p n_t - e_p p_t \quad (III.12)$$

Notons que :

$$n_t + p_t = N_t \quad (III.13)$$

En combinant les équations (III.11) et (III.12) et en utilisant la relation (III.13), nous obtenons la variation des pièges occupés par les électrons :

$$\begin{aligned} \frac{dn_t}{dt} &= c_n n p_t - e_n n_t + e_p p_t - c_p p n_t \\ \frac{dn_t}{dt} &= (c_n n + e_p) p_t - (c_p p + e_n) n_t \\ \frac{dn_t}{dt} &= (c_n n + e_p) (N_t - n_t) - (c_p p + e_n) n_t \\ \frac{dn_t}{dt} &= (c_n n + e_p) N_t - (c_p p + c_n n + e_p + e_n) n_t \end{aligned} \quad (III.14)$$

Par conséquent :

$$\frac{dn_t}{n_t + c_2 N_t} = -(c_p p + c_n n + e_n + e_p) dt \quad (III.15)$$

$$\text{où : } c_2 = \frac{c_n n + e_p}{c_p p + c_n n + e_n + e_p}$$

La solution de cette équation est [4] :

$$n_t(t) = c_3 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + c_4 \quad (III.16)$$

$$\tau = \frac{1}{c_p p + c_n n + e_n + e_p} \quad (III.17)$$

c_3 et c_4 sont des constantes qui peuvent être déterminées en utilisant les conditions aux limites suivantes :

$$\text{à } t = 0, n_t = n_{ti} \Rightarrow c_3 + c_4 = n_{ti}$$

$$\text{à } t = \infty, n_t = n_{tf} \Rightarrow c_4 = n_{tf}$$

où les indices i et f désignent initial et final respectivement.

L'équation (III.16) devient :

$$n_t(t) = (n_{ti} - n_{tf}) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + n_{tf} \quad (III.18)$$

On suppose que le piège est à électron, dans ce cas, la constante de temps (III.17) est réduite à :

$$\tau \approx \frac{1}{c_n n + e_n} \quad (III.19)$$

Un autre paramètre N_t^+ autre que n_t est introduit représentant la densité des pièges à électrons ionisés.

Considérons maintenant des cas particuliers de l'équation (III.18)

1. Le cas où les pièges sont initialement remplis, c'est à dire

$$n_{ti} = N_t \text{ et } n_{tf} = 0$$

On obtient alors :

$$n_t(t) = N_t \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (III.20)$$

et

$$N_t^+(t) = N_t - n_t(t) = N_t \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right] \quad (III.21)$$

Ce cas correspond à l'émission dans une région de déplétion, donc, $n^- > 0$ et la constante de temps est réduite à :

$$\tau = \tau_e = \frac{1}{e_n} \quad (III.22)$$

2- Cas où les pièges sont initialement vides, c'est-à-dire $n_{ti} = 0$ et $n_{tf} = N_t$

On obtient :

$$n_t(t) = N_t \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right] \quad (III.23)$$

et

$$N_t^+(t) = N_t - n_t(t) = N_t \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (III.24)$$

Ce cas correspond à la capture dans une région neutre, par conséquent $c_n n \gg e_n$ et la constante de temps est réduite à

$$\tau = \tau_c = \frac{1}{c_n n} \quad (III.25)$$

Des équations similaires peuvent être obtenues pour les pièges à trous en remplaçant d'une façon appropriée les paramètres (N_t^+ par N_t^- , n par p , e_n par e_p et c_n par c_p).

IV.3. Principe d'équilibre

On considère un piège à électron ($c_n \gg c_p$) situé à E_t de la bande de conduction avec concentration N_t . Le taux d'émission thermique des électrons de ce piège à la bande de conduction est, généralement, calculé à partir du taux de capture en utilisant le principe détaillé à l'équilibre thermodynamique. Ce principe énonce qu'à l'équilibre thermodynamique le taux global est nul, c'est-à-dire, les taux d'émission et de capture sont égaux, de l'équation (III.14) $\frac{dn_t}{dt} = 0$; e_p et c_p sont très petits, on obtient :

$$c_n n (N_t - n_t) = e_n n_t \quad (III.26)$$

où

$$e_n = c_n n \frac{N_t - n_t}{n_t} \quad (III.27)$$

Dans cette équation $n_t = f_t N_t$, où f_t est la probabilité pour qu'un piège soit occupé.

On peut, donc, écrire l'équation (III.27)

$$e_n = c_n n \frac{1 - f_t}{f_t} \quad (III.28)$$

où : N_t : est la concentration totale du niveau piège, n_t : est la concentration du piège plein.

f_t est donnée par:

$$f_t = \left[1 + g \exp\left(-\frac{E_F - E_t}{kT}\right) \right]^{-1} \quad (III.29)$$

où g est le facteur de dégénérescence dans la plupart des cas égale à 1.

La concentration d'électrons libres n est donnée par la statistique de Boltzman :

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{kT}\right) \quad (III.30)$$

N_c : étant la densité effective des états pleins dans la bande de conduction, en substituant n de l'équation (III.30) et f_t de (III.29) on obtient :

$$e_n = c_n N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{kT}\right) \quad (III.31)$$

La section effective de capture des électrons σ_n est définie comme

$$\sigma_n = \frac{c_n}{\langle v \rangle} \quad (III.32)$$

où $\langle v \rangle$ vitesse thermique moyenne des électrons

L'équation (III.31) devient :

$$e_n = \sigma_n \langle v \rangle N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{kT}\right) \quad (III.33)$$

Généralement, $\langle v \rangle$ est proportionnelle à $T^{1/2}$ et $N_c \propto T^{3/2}$, l'équation (III.33) peut être écrite dans une forme plus simple :

$$e_n = \gamma_n \sigma_n T^2 \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{kT}\right) \quad (III.34)$$

Une équation similaire peut être obtenue pour les trous: $e_n = \gamma_p \sigma_p T^2 \exp\left(-\frac{E_c - E_v}{kT}\right)$

où : γ_n et γ_p sont des constantes indépendantes de la température.

Pour le Ga As [4].

$$\gamma_n \approx 2.28 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{ S}^{-1} \text{ K}^{-2}$$

$$\gamma_p \approx 1.7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ S}^{-1} \text{ K}^{-2}$$

Remarque :

Il est toujours intéressant de remarquer que la variation d'occupation des pièges suit toujours une loi exponentielle qui dépend de:

- l'état initial du piège (vide ou plein),
- type de piège (σ_n , ΔE , N_t),
- la température,
- dopage initial de l'échantillon.

V. Capacité d'une barrière Schottky en présence d'un centre profond

La figure 5.a représente le diagramme énergétique d'une barrière Schottky sur un semi-conducteur type n polarisé en inverse V_R en présence d'un centre donneur de concentration N_d totalement ionisé et d'un centre profond de concentration N_t à l'équilibre thermodynamique, ainsi la distribution des charges ρ dans la zone déserte est donnée par la figure 5.b.

Dans la zone de charge d'espace w on distingue une zone de transition de largeur λ pour laquelle le défaut profond considéré se trouve en dessous du niveau de Fermi et

par conséquent plein. L'intégration de l'équation de Poisson dans la zone de charge d'espace donne les relations:

$$\lambda^2 = \frac{2\epsilon_s}{qN_d} \frac{(E_F - E_t)}{q} \quad (III.35)$$

$$w^2 + \frac{N_t}{N_d} (1 - \lambda)^2 = w_0^2 \quad (III.36)$$

avec: $w_0^2 = \frac{2\epsilon_s}{qN_d} (V_{bi} - V_R)$ largeur de la zone désertée en présence du seul donneur N_d ionisé.

V_{bi} hauteur de barrière sans champ appliqué.

A partir des relations précédentes, la capacité d'une barrière Schottky, en présence d'un centre profond, se déduit :

$$C = \frac{\epsilon_s S}{w} = C_0 \left[1 + \frac{N_t}{2N_d} \left(1 - \frac{\lambda}{w} \right)^2 \right] \quad (III.37)$$

avec, $C_0 = \frac{\epsilon_s S}{w_0}$: Capacité d'une zone désertée en présence d'un seul centre donneur N_d ionisé.

Toutes les méthodes d'étude des défauts profonds sur les barrières Schottky sont basées sur une mesure des modifications de leur impédance par suite d'une variation sur la population des niveaux dans la zone désertée. L'expression (III.37) montre que l'on peut étudier le comportement des pièges profonds en observant la variation de la capacité, utilisée pour caractériser les niveaux pièges dans les méthodes de spectroscopie capacitive.

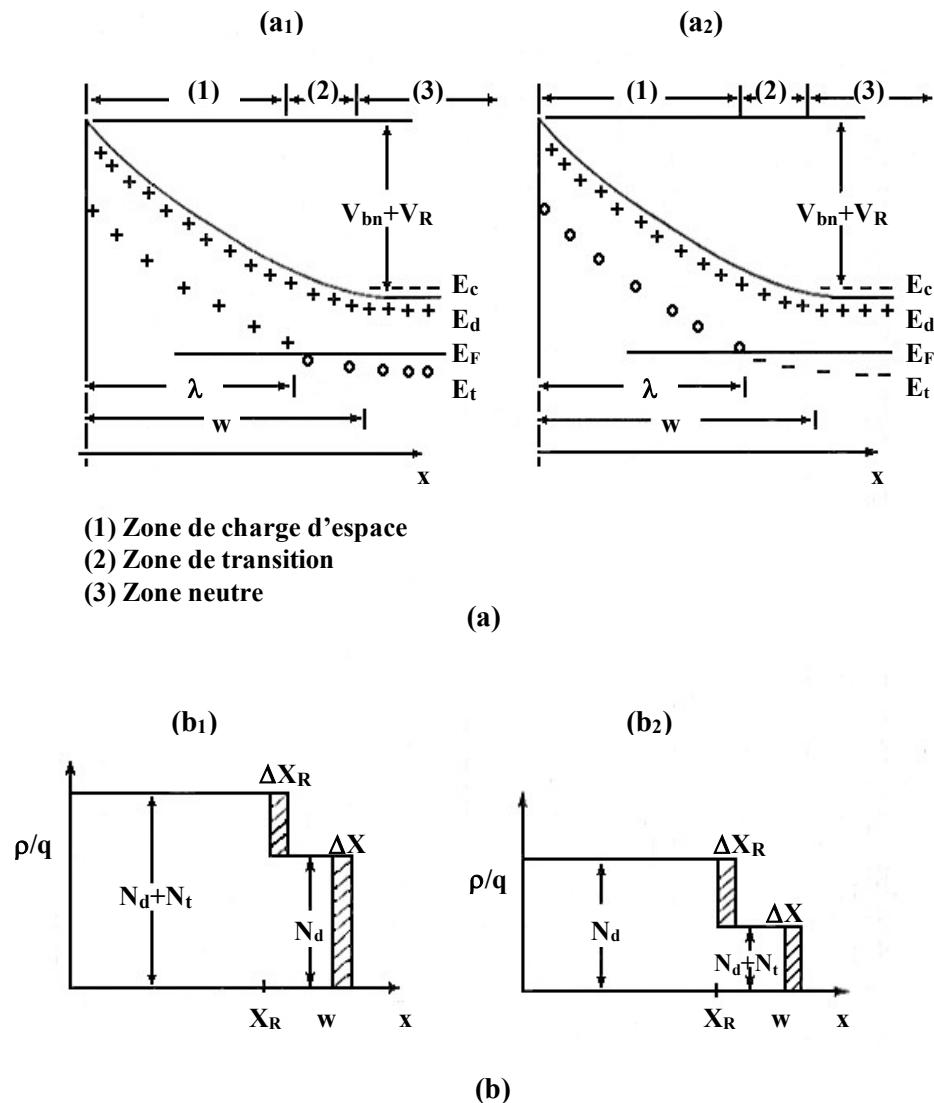


Figure 5. (a) Diagramme énergétique d'une barrière Schottky en présence d'un niveau piége d'énergie E_t
 (b) contribution du niveau piége à la densité de charge dans la zone de charge d'espace.

- (1) niveau E_t de type donneur
- (2) niveau E_t de type accepteur.

VI. Réponse capacitive transitoire due aux centres profonds

La relation (III.37) s'écrit, en tenant compte de la concentration des piéges ionisés N :

$$C = C_0 \left[1 + \frac{N_t}{2N_d} \left(1 - \frac{\lambda}{w} \right)^2 \right] \quad (III.38)$$

En considérant les équations III.24, III.25, III.26 établies au paragraphe IV la capacité transitoire s'exprime, donc:

$$C(t) = C_0 \left[1 + \frac{N_t}{2N_d} \left(1 - \frac{\lambda}{w(t)} \right)^2 [1 - \exp(-e_n t)] \right] \quad (III.39)$$

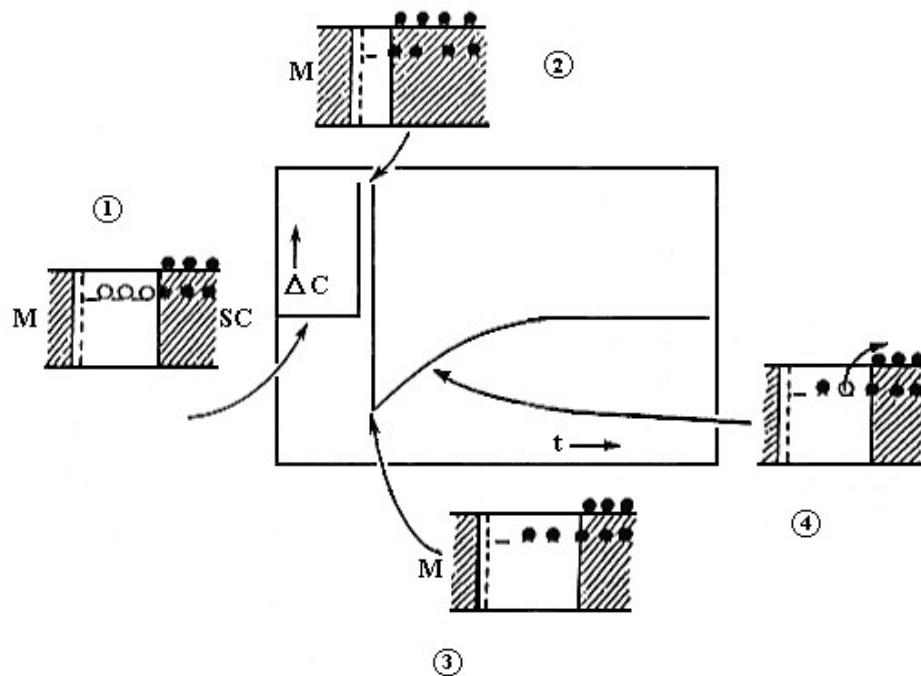
La variation de capacité, due à la réémission des porteurs piégés, découle immédiatement de la relation (III.39).

$$\Delta C(t) = \Delta C_{\max} [1 - \exp(-e_n t)]$$

avec: $\Delta C(t) = C(t) - C_0$

$$\Delta C_{\max} = \frac{C_0 N_t}{2N_d} \left(1 - \frac{\lambda}{w(t)} \right)^2$$

La figure 6. représente la réponse transitoire de capacité de la zone désertée d'une diode Schottky (semi-conducteur type n).



(1) $t < 0$ régime stationnaire

(2) $t = 0^-$ pulse d'injection

(3) $t = 0^+$ suppression de pulse

(4) $t > 0$ transitoire de vidage des pièges

Figure 6. Réponse transitoire de capacité due aux pièges à porteurs majoritaires dans une diode Schottky (SC type n).

VII. Technique de caractérisation des niveaux profonds

La caractérisation de niveaux profonds nécessite l'évaluation de leur **énergie d'activation**, et **taux d'émission/capture** pour les électrons trous et leurs **concentrations respectives**. Etant donné que, les taux d'émission et de capture (e_n et C_n) sont proportionnels à la section efficace de capture σ_n , il est donc pratique d'évaluer σ_n au lieu de e_n et C_n .

Malgré l'émergence des méthodes transitoires comme outil principal dans la caractérisation des niveaux profonds, quelques méthodes restent encore très utiles comme ***courant stimulé thermiquement (TSC)*** et ***capacité stimulée thermiquement (TSCAP)***. Dans ces techniques, les pièges sont au début remplis à basse température, ensuite, elle est augmentée et la capacité (où le courant) est mesurée, le maximum (le maximum ou le minimum dans le cas de la TSCAP) qui apparaît correspond à l'émission des pièges. L'inconvénient de ces techniques inclus l'incertitude dans l'énergie d'activation et la difficulté à évaluer le taux d'émission. La photocapacitance est une technique puissante mais elle nécessite une longue analyse et elle est aussi limitée aux pièges plus profonds que 0.3 eV.

La plus grande modification dans les ***techniques transitoires est la DLTS*** introduite par ***D.V.Lang*** en 1974 [5].

VII.1. Spectroscopie capacitive transitoire des centres profonds: (DLTS)

La Spectroscopie transitoire des centres profonds (DLTS: Deep Level Transient Spectroscopy) est devenue très utilisée pour l'étude des niveaux profonds des impuretés et des défauts dans les semi-conducteurs, ceci est dû, essentiellement, aux avantages qu'elle présente par rapport aux autres techniques à savoir la rapidité, la sensibilité et la facilité d'analyse et d'interprétation. En effet, cette technique permet une bonne description de ces niveaux et, elle est capable d'évaluer tous les paramètres des défauts (énergie d'activation, section efficace de capture des porteurs libres, concentration et profils) [6].

VII.1.1. Principe de la technique

Le principe de la technique DLTS consiste, en premier, à appliquer une tension inverse V_R à une jonction PN ou à une barrière Schottky (polarisation dans le sens bloquant) entraînant une région de déplétion et à déterminer la constante de temps de vidage d'un niveau profond dans la zone de charge d'espace vide de porteurs libres. Le

remplissage du niveau est préalablement assuré par une impulsion électrique débloquante. Cela revient à analyser les transitoires de capacité après une excitation électrique en faisant varier lentement la température de l'échantillon en corrélant le signal de mesure avec une fonction fournie par un double échantillonneur moyenneur (Boxcar) [7]. Celui-ci est constitué par un Dirac positif en t_1 , et un autre négatif en t_2 (voir figure 7).

La procédure expérimentale consiste, alors, à enregistrer l'évolution de:

$$S = C(t_1) - C(t_2) \quad (III.40)$$

Différence de deux valeurs de la capacité prises aux instants t_1 et t_2 (voir figure 8). Le signal enregistré aura pour valeur:

$$S = C_0 \frac{N_t}{2Nd} [\exp(-e_n t_1) - \exp(-e_n t_2)] \quad (III.41)$$

Un calcul très simple montre que l'expression S va passer par un maximum à une température T_m se traduisant par un pic du signal DLTS. Ce maximum correspond à une valeur du taux d'émission donnée par:

$$e_n(T_m) = \frac{Ln\left(\frac{t_1}{t_2}\right)}{(t_1 - t_2)} \quad (III.42)$$

VII.2. Paramètres des pièges évalués par la DLTS

La DLTS permet la détermination des paramètres caractérisant un piège (énergie d'activation E_t , section de capture σ , concentration N_t). L'analyse des pics du signal pour plusieurs couples (t_1/t_2) permet d'aboutir à la signature des défauts en traçant le **diagramme d'Arrhénus** [8]:

$$Ln\left(\frac{T^2}{e_n}\right) = f\left(\frac{1}{T}\right) \quad (III.43)$$

L'équation (III.43) est de la forme:

$$Ln\left(\frac{T^2}{e_n}\right) = P \cdot \frac{1}{T} + B \quad (III.44)$$

avec : $P = \frac{E_c - E_t}{k}$

$B = -Ln(\gamma_n \sigma_n)$

où: k est la constante de Boltzman

et $\gamma_n \approx 2.28 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{ S}^{-1} \text{ K}^{-2}$.

D'autre part l'amplitude du pic permet d'évaluer la concentration moyenne du piège dans la zone de déplétion à partir de l'expression:

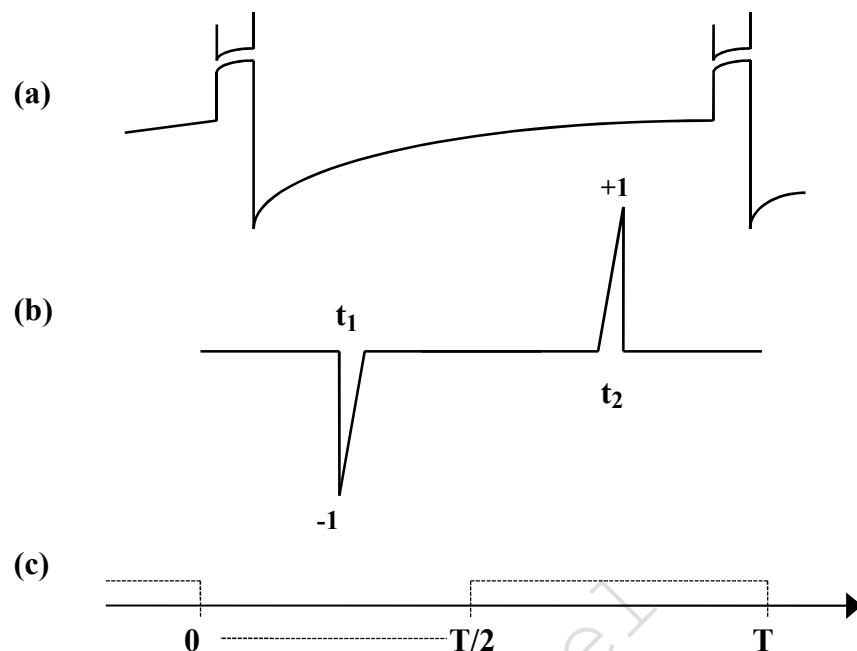


Figure 7. (a) Transitoire de capacité et différents filtres DLTS

(b) Technique boxcar

(c) Détection synchrone

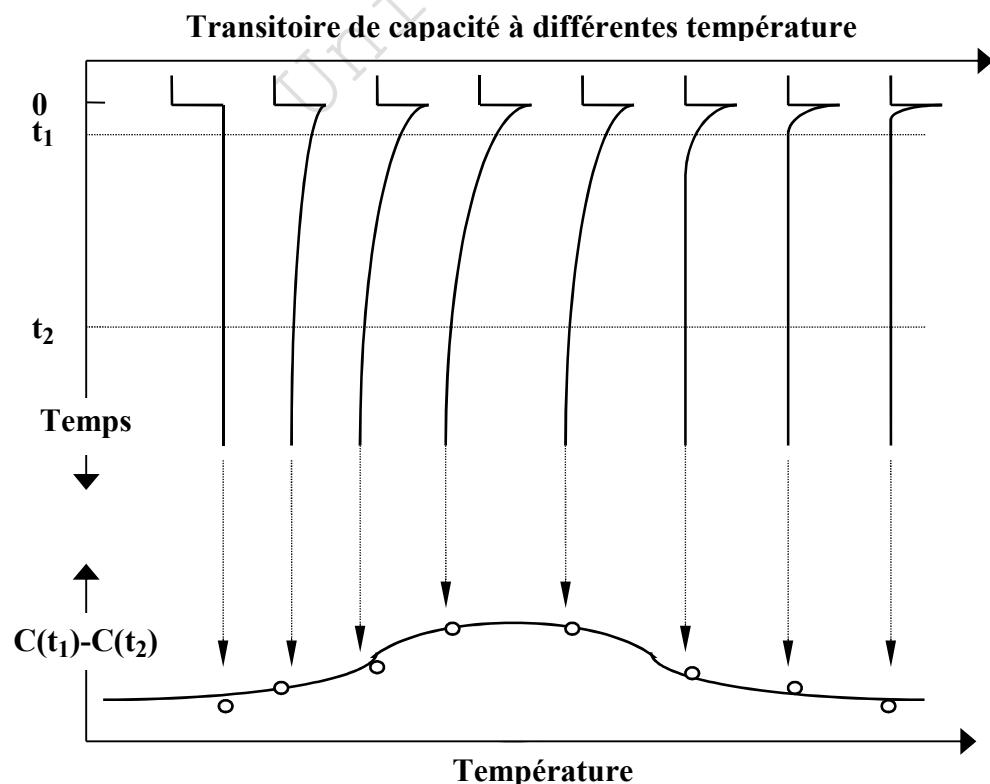


Figure 8. Evolution du transitoire de capacité et du signal de DLTS avec la température

$$N_t = \frac{2\Delta C}{C_0} N_d f(r) \left(1 - \frac{\lambda}{w_0}\right)^{-2} \quad (III.45)$$

avec $f(r) = \exp\left(\frac{Ln(r)}{r-1}\right) - \exp\left(-\frac{r \cdot Ln(r)}{r-1}\right)$

$$r = \frac{t_2}{t_1},$$

ΔC : amplitude du pic.

C_0 : capacité de l'échantillon à $T=T_m$ et $V=V_R$.

VIII. Appareillage

Le système est constitué d'un **cryostat** "Bidon" (air liquide) qui permet des descentes en température jusqu'à celle de **l'azote liquide (77°K)**, dans lequel nous pouvons placer des échantillons à caractériser.

Le refroidissement de l'échantillon est assuré par la circulation de l'azote liquide par le biais d'une pompe aspiratrice. La régulation de température est commandée par un régulateur dont les principales caractéristiques sont :

- **Gamme de température : -200°C à 400°C**
- **Puissance de chauffement : 75 W.**
- **Erreur de mesure : 1% .**

Enfin, pour assurer une bonne circulation de l'azote liquide dans l'enceinte, un vide qui peut atteindre **10⁻³ torr** est réalisé par une pompe dont la puissance et le courant nominale sont respectivement 0.12 kW et 1.8 A.

VIII.1. Caractéristique courant-tension: I(V)

Les mesures de l'intensité et de la différence de potentiel entre les bornes des échantillons à caractériser sont effectuées à l'aide d'un multimètre programmable HP 3457A dont la gamme de mesure est comprise entre **100 pA et 1.5 A** avec une résolution de **0.001%**. La source de polarisation des échantillons est assurée par une source d'alimentation de type AX 3-50. Une résistance **Rs** (1K ohm) est placée en série afin de protéger les échantillons de toute surtension et limiter le courant. La figure 9.a représente le dispositif expérimental de mesure courant-tension.

VIII.2. Caractéristique capacité-tension C(V)

Cette caractéristique est mesurée par un capacimètre Hewlet Packart programmable 4280A travaillant à 1Mhz. La polarisation en inverse de la diode test est réalisée par ce même capacimètre qui permet de programmer la valeur initiale et finale de la tension de polarisation, ainsi que le pas désiré.

La valeur de la capacité, dont la gamme est comprise entre 0 pF et 1.2 nF avec une résolution de 10^{-4} , est donnée pour chaque valeur de la tension de polarisation. La figure 9.b représente le dispositif expérimental de mesure capacité-tension.

VIII.3. Spectroscopie capacitive transitoire des centres profonds DLTS

La figure 10 donne le schéma synoptique d'un exemple de dispositif de mesures utilisé au niveau du laboratoire (LPM, INSA de Lyon). Il se compose principalement de [9]:

- **Capacimètre :** le banc de mesure dispose d'un capacimètre (10 à 300 pF pleine échelle) ayant un temps de réponse de 3 μ s, et une compensation de 10 à 300 pF. La résolution et la fréquence de mesure sont respectivement de 0.1% et de 1 Mhz (amplitude 100 mVRms). D'autre part, ce pont capacitif permet de mesurer le courant de fuite de la structure étudiée en même temps que la mesure de la capacité. Au-delà de 150 μ A de courant de fuite, le pont de mesure est saturé et par conséquent la valeur de la capacité indiquée n'est pas significative.
- **Générateurs d'impulsions :** la polarisation de l'échantillon s'effectue à l'aide d'un générateur d'impulsions ayant une tension de polarisation et une amplitude d'impulsion respectivement de 0 à $\pm 10V$ et de 0 à $+10V$. La période des impulsions est réglable entre 0,2 μ sec et 1 sec et la largeur d'impulsion entre 100 ns et 100msec.
- **Double BOXCAR :** il possède une double fonction, la première est de définir la fenêtre d'observation des vitesses d'émission en fixant les valeurs des deux portes aux instants t_1 et t_2 et la deuxième est d'augmenter le rapport signal sur bruit en moyennant sur un grand nombre de périodes. Il effectue, à chaque période, le calcul $\Delta C(t_2) - \Delta C(t_1)$ et moyenne ce résultat, délivrant, ainsi, le signal DLTS: $S(T)$. Ce dernier est alors transmis au calculateur par l'intermédiaire du multimètre digital "HP 3478A". Le changement de la vitesse d'émission s'effectue par un seul commutateur qui permet de choisir la valeur de la première porte t_1 quant à la deuxième porte, elle est fixée par l'appareil en prenant le rapport t_2 / t_1 toujours constant. Il permet l'étude des diodes

avec des vitesses d'émission allant de 2 s^{-1} jusqu'à 10^4 s^{-1} avec une résolution $\Delta C/C$ de 2.10^{-5} à 2.10^{-6} et une constante de temps de 1 sec, 3 sec ou 10 sec.

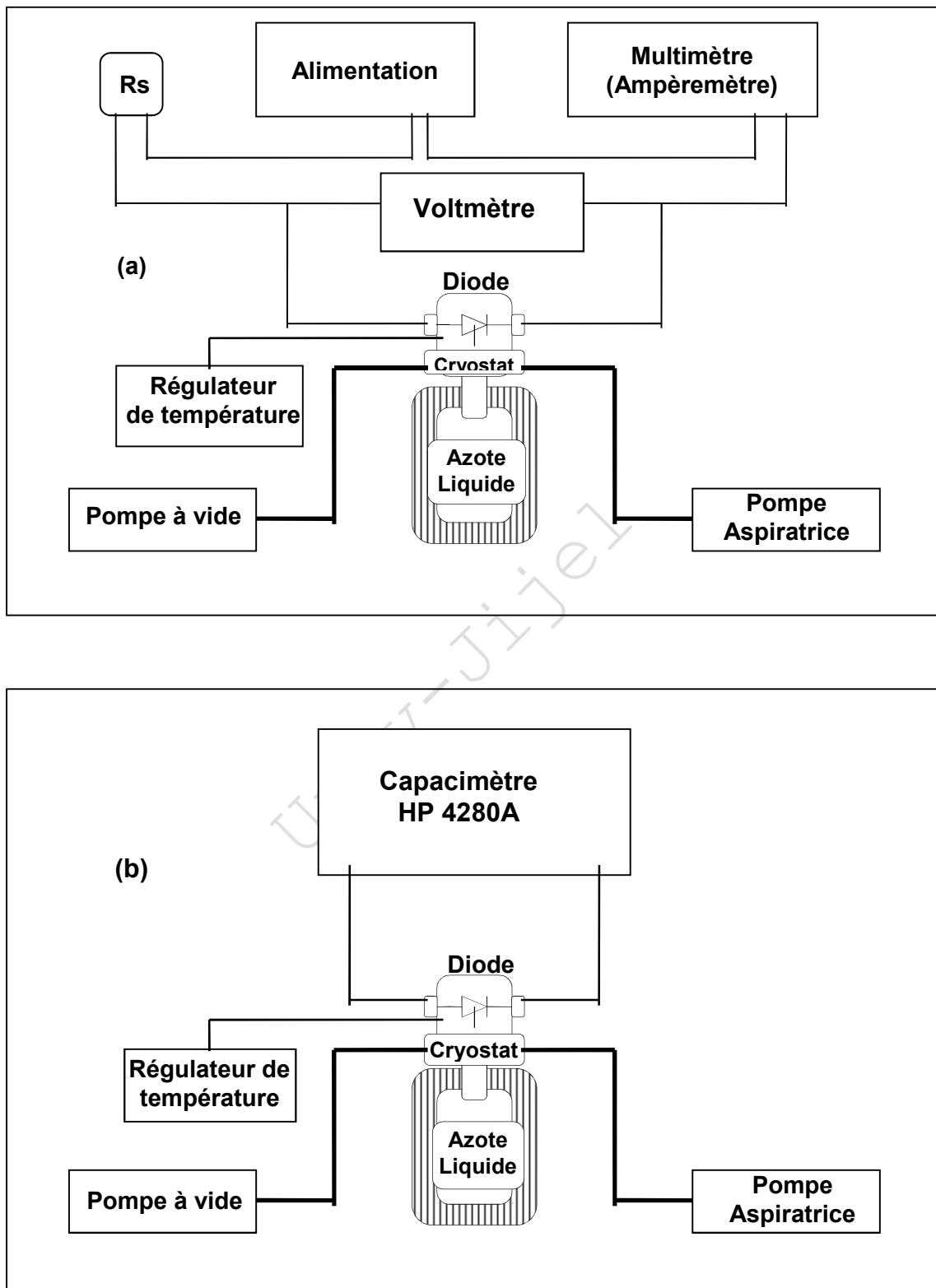


Figure 9. Schéma du dispositif de mesure des caractéristiques:
 (a) courant-tension
 (b) capacité-tension

• **Mesure de température :** L'échantillon est placé dans un cryostat "Bidon" (Air Liquide), qui permet des descentes en température jusqu'à celle de l'azote liquide. Le système de régulation en température comporte un régulateur numérique (Air Liquide Minicor) possédant une montée de température en rampe linéaire. Le repérage de la température de "l'échantillon" se fait à l'aide d'une sonde de platine ayant des dimensions comparables à celles de l'échantillon. La sonde est montée d'une façon symétrique par rapport à l'échantillon (type HG924 : 100Ω à 0°). Cette symétrie, au sens "thermique", est établie en vérifiant que les spectres de DLTS S(T) lors de la montée et de la descente sont superposables. Par conséquent, un bon équilibre thermique entre l'échantillon, le support et le capteur est atteint pour une vitesse de balayage en température relativement lente, de l'ordre de 5 à 8 $^\circ\text{C}/\text{mn}$.

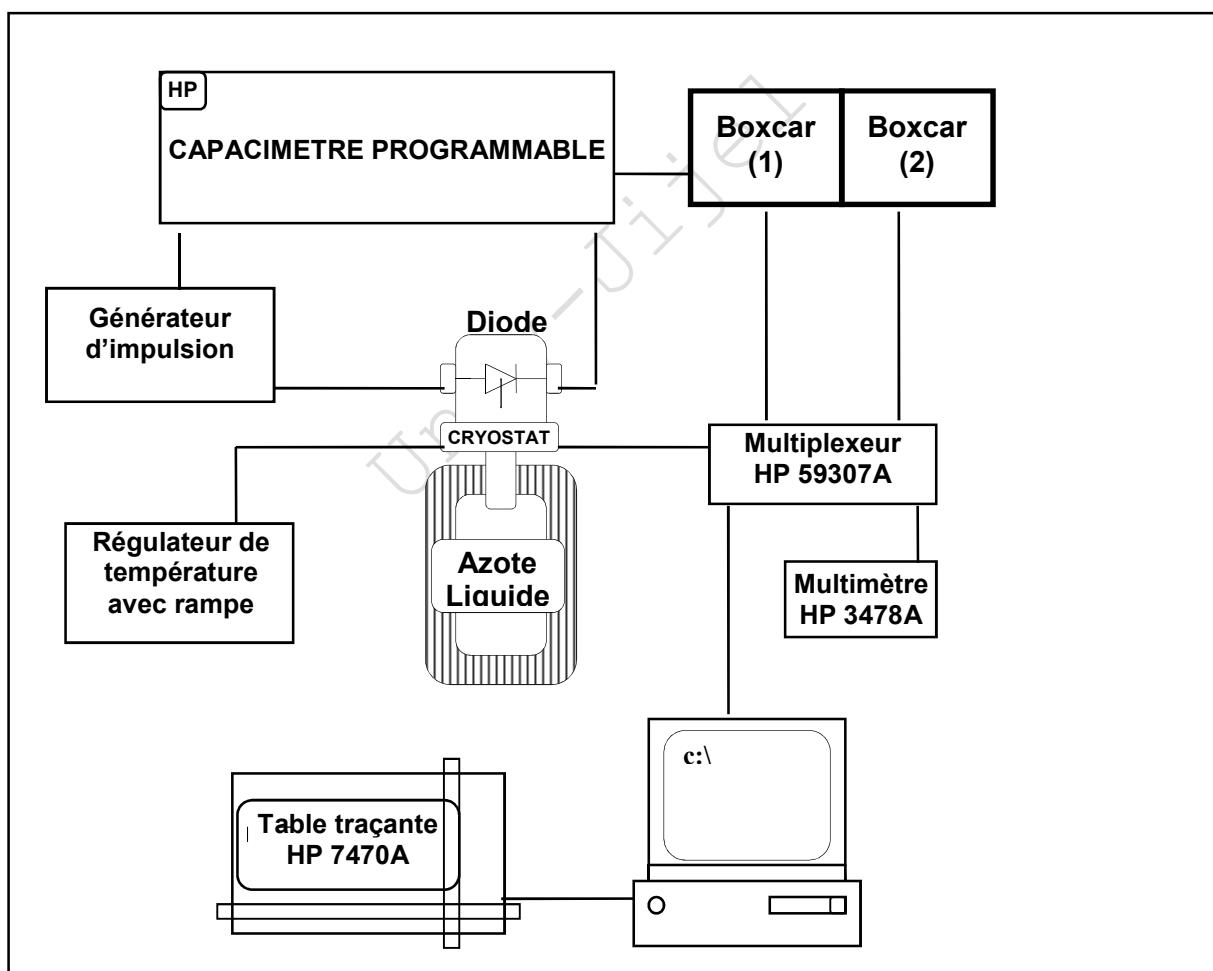


Figure 10. Schéma du dispositif de mesure DLTS

Références bibliographiques

- [1] S.M.Sze, "Physics of semiconductor devices", 2^{ème} Edition John Wiley & Sons, (1981).
- [2] J.R.Waldrop, "Rare-earth métal Schottky-barrier contacts to GaAs", Appl. Phys. Lett, Vol. 46 N°9, pp.864-866, (1985).
- [3] H. Mathieu, "Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques", 2^{ème} Edition Masson, (1990).
- [4] M. Sengouga "Hole traps in GaAs FETs: characterisation and backgating effects", Thèse PHD Lancaster University, UK, (1991).
- [5] D.V. Lang, "Deep level transient spectroscopie: A new methode to characterize traps in semiconductors", J. Appl.phys, Vol. 45, pp.3023-3032, (1974).
- [6] N.M. Jonhson, et al, "Constant-capacitance DLTS measurement of defect-density profiles in semiconductors", J.appl.phys, Vol. 50 N° 7, pp.4828-4833, (1979).
- [7] D.S.Day, et al, "Deep-level-transient spectroscopy: system effects and data analysis", J.Appl.Phys, Vol. 50 N° 8, pp.5093-5098, (1979).
- [8] C.D. Wang, and H.C. Lin, "Deep level transient spectroscopy system using a spectrum analyser", J.Appl.Phys, Vol. 52 N° 2, pp.546-549, (1981).
- [9] Document technique DLTS, LPM, INSA de Lyon.