

La jonction PN et ses applications

Hélène TAP

Institut National Polytechnique de Toulouse
Éditions des Ressources Pédagogiques Ouvertes de
Toulouse INP

Table des matières



Objectifs	4
Introduction	5
I - Partie A : La jonction PN	6
1. Les constantes, la mobilité des porteurs dans le silicium	7
1.1. Constantes usuelles	7
1.2. La mobilité des porteurs dans le silicium	8
2. I. Définition - propriétés	9
2.1. I.1 Constitution de la jonction	9
2.2. I.2 Diagrammes d'énergie	10
3. II. La jonction PN à l'équilibre thermodynamique	12
3.1. II.1 Calcul de la largeur de la zone de charge d'espace	12
3.2. II.2 Calcul de la barrière de potentiel	15
4. III. La jonction PN hors équilibre thermodynamique	18
4.1. III.1 Polarisation de la jonction	18
4.2. III.2 Équations caractéristiques	19
4.3. III.3 Caractéristique statique	23
5. IV. La jonction PN en régime dynamique	30
5.1. IV.1 Détermination du point de polarisation (ou point de fonctionnement) de la jonction	30
5.2. IV.2 Modèle dynamique petit signal de la jonction PN	32
6. V. Le modèle réel de la jonction PN	35
6.1. V.1 Le claquage de la jonction	35
6.2. V.2 Mécanisme de génération-recombinaison dans la zce	38
6.3. V.3 Effet résistif sur la caractéristique directe	39
6.4. V.4 Le coefficient de non-idéalité	40
II - Partie B : Les composants électroniques basés sur une jonction PN	41
1. I. La Diode ElectroLuminescente ou DEL (Light Emitting Photodiode ou LED)	42
1.1. I.1 Principe de fonctionnement	42
1.2. I.2 Spectre d'émission	44
1.3. I.3 Rendement	45
1.4. I.4 Temps de réponse – fréquence de coupure	47
1.5. I.5 Structure d'une DEL	48
2. II. La photodiode PIN	49
2.1. II.1 Constitution – principe de fonctionnement	49
2.2. II.2 Sensibilité spectrale – rendement quantique externe	52
2.3. II.3 Temps de réponse	52
3. III. La photodiode à avalanche ou APD	54
3.1. La photodiode à avalanche (APD)	54

4. IV. Les cellules photovoltaïques	57
4.1. <i>Les cellules photovoltaïques</i>	57
5. V. Le redressement	61
5.1. V.1 <i>Le redressement simple alternance</i>	61
5.2. V.2 <i>Le redressement double-alternance ou pont de Graëtz</i>	61
6. VI. La diode Zener	62
6.1. <i>La diode Zener</i>	62
Ressources annexes	63
Contenus annexes	64

Objectifs

Les composants électroniques basés sur une simple jonction PN dont les caractéristiques technologiques ont été optimisées pour une application spécifique, sont à la fois très nombreux et très différents. Il est donc fondamental de comprendre le fonctionnement, en statique et en dynamique, en direct ou en inverse, d'une jonction PN. Ce sera chose faite, à la fin de ce chapitre.

Ainsi, à l'issue de ce chapitre, vous serez capables, d'une part de comprendre le fonctionnement de divers composants électroniques comme une cellule photovoltaïque, une photodiode PIN ou APD, une diode électroluminescente ou LED, une diode zéner, une diode de redressement, etc... mais aussi de les concevoir et de les optimiser pour l'application à laquelle ils sont dédiés.

Introduction



- Version papier [cf. 200923-JoncPNetApplis_papier.pdf]
- *Version diaporama (cf. p.63)*

Partie A : La jonction PN



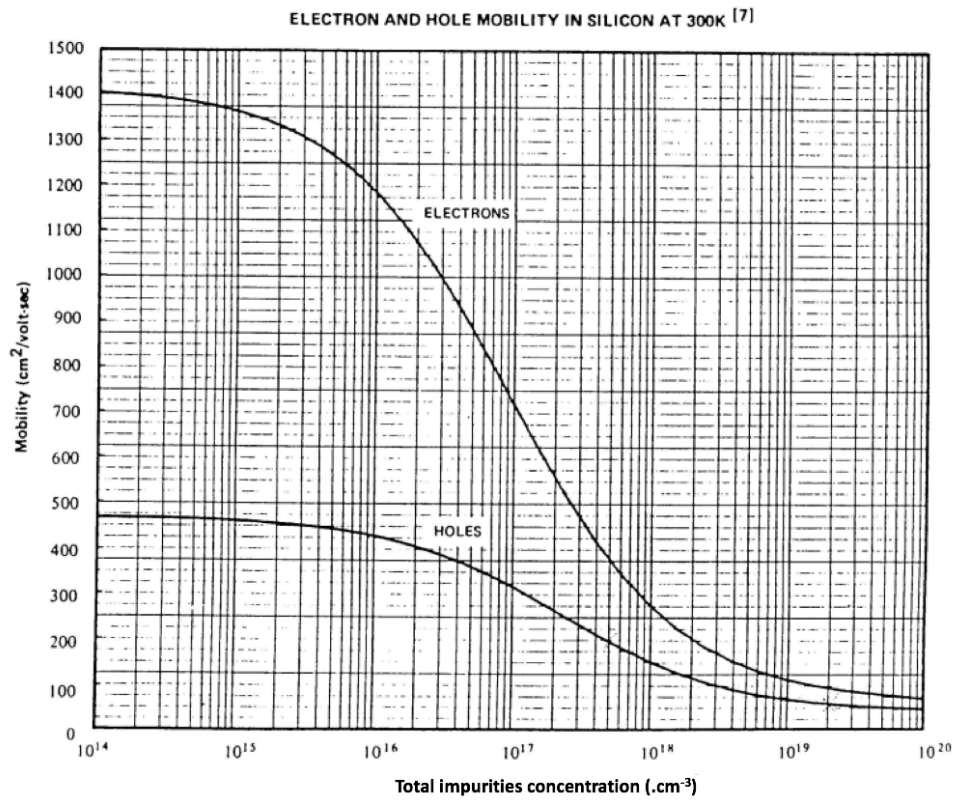
I

1. Les constantes, la mobilité des porteurs dans le silicium

1.1. Constantes usuelles

Constantes usuelles	Valeurs
Masse atomique du silicium	28,08 g.mol ⁻¹
Paramètre cristallin du silicium	5,43 10 ⁻⁸ cm
Constante diélectrique du silicium	1 pF.cm ⁻¹
Vitesse de la lumière dans le vide = c	3. 10 ¹⁰ cm.s ⁻¹
Densité du silicium	5.10 ²² cm ⁻³
Masse volumique du silicium	2,33 g.cm ⁻³
Constante de Planck = h	6,62.10 ⁻³⁴ m ² .kg.s ⁻¹ = 4,14.10 ⁻¹⁵ eV.s
Largeur du bandgap = E _g	<ul style="list-style-type: none"> - 0,67 eV pour le Germanium (Ge) - 1,12 eV pour le Silicium (Si) - 1,40 eV pour l'Arséniure de Gallium (As Ga) - 6,00 eV pour le Diamant (C)
Constante de Boltzmann = k	8,619 10 ⁻⁵ eV/K
Masse effective de l'électron = m _C	0,62 m ₀ avec m ₀ = 9,1 10 ⁻²⁸ g
Masse effective du trou = m _V	1,05 m ₀ avec m ₀ = 9,1 10 ⁻²⁸ g
N = densité d'états dans les bandes permises ≈ N _C ≈ N _V	≈ 2,7 10 ¹⁹ (T/300) ^{3/2} cm ⁻³ soit 2,7 10 ¹⁹ cm ⁻³ à 300 K
Densité intrinsèque = n _i	<ul style="list-style-type: none"> - 2,5 10¹³ cm⁻³ pour le Germanium (Ge) - 1,6 10¹⁰ cm⁻³ pour le Silicium (Si) - 1,1 10⁷ cm⁻³ Arséniure de Gallium (As Ga)
Vitesse thermique des porteurs dans le silicium = v _{th}	10 ⁷ cm.s ⁻¹
Charge de l'électron = q	1,6.10 ⁻¹⁹ C
Tension thermodynamique = U _T	26 mV à 300 K
Durée de vie des porteurs dans le silicium = τ	1μs pour un dopage de 10 ¹⁶ cm ⁻³

1.2. La mobilité des porteurs dans le silicium



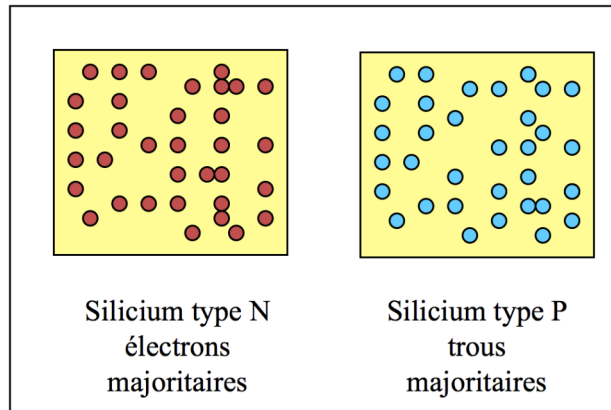
Mobilité des électrons et des trous dans le Silicium en fonction du dopage à 300K

2. I. Définition - propriétés

2.1. I.1 Constitution de la jonction

Considérons deux matériaux semi-conducteurs de types opposés. Celui de type N possède majoritairement des électrons, l'autre, de type P, des trous. Ces deux matériaux étant isolés et les dopages étant homogènes, les densités de porteurs sont constantes dans chaque élément. À température ambiante, tous les dopants sont ionisés et chacune des régions est électriquement neutre :

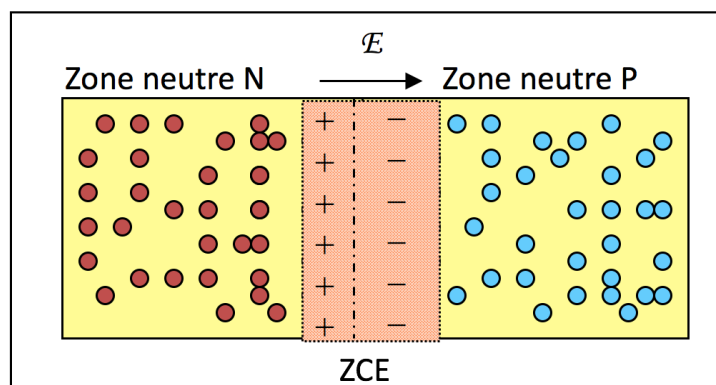
densité d'électrons dans la région N = N_D^+ et densité de trous dans la région P = N_A^-



Mettons ces deux matériaux en contact :

Les électrons vont diffuser des zones de forte concentration vers les zones de faible concentration. Ils vont de ce fait se recombiner avec les trous au voisinage de la jonction. Ils laissent dans la zone N les ions N_D^+ . De même dans la zone P concernée par les recombinaisons, il ne reste que les ions N_A^- .

Ces ions, négatifs dans la région P (atomes de bore par exemple ayant gagné un électron) et positifs dans la région N (atomes de phosphore par exemple ayant perdu un électron) vont donner naissance à un champ électrique (phénomène de conduction) qui a tendance à s'opposer au phénomène de diffusion.



L'apparition de ce champ électrique génère donc un phénomène de conduction qui s'oppose à la diffusion. L'équilibre sera établi lorsque les deux phénomènes se compenseront. Il y aura à ce moment là une zone dépourvue de porteurs appelée zone de charge d'espace (zce) séparant deux zones neutres (où $\bar{n} = N_D^+$ et $\bar{p} = N_A^-$) dans lesquelles sont confinés les porteurs libres.

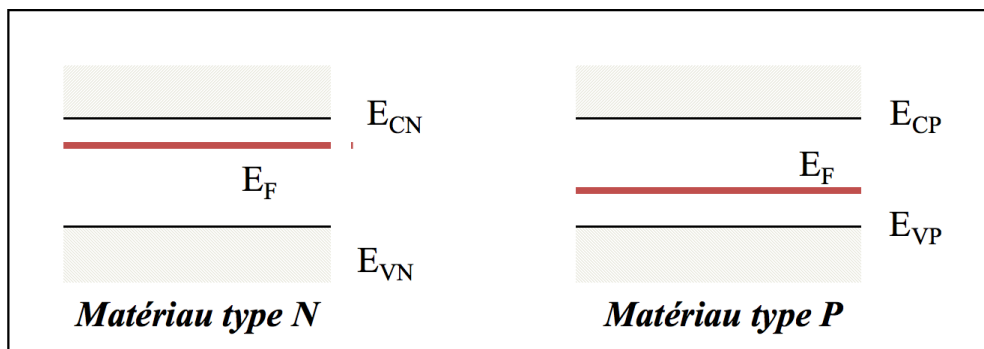
Remarque

Il faut noter que la quantité de charges dans la zce côté N est forcément égale à la quantité de charges dans la zce côté P vu qu'il s'agit de recombinaison de paires électron-trou. La largeur de la zone dépeuplée de part et d'autre de la jonction, dépendra donc du dopage.

2.2. I.2 Diagrammes d'énergie

Reprenons les deux matériaux précédents et raisonnons maintenant en terme de diagrammes d'énergie. Ils peuvent, pour des matériaux dopés, se représenter suivant la figure ci-dessous, dans le cas où les matériaux sont isolés.

Pour un matériau de type N, les électrons étant majoritaires, le niveau de Fermi se situe près de la bande de conduction alors que pour un type P où ce sont les trous qui sont majoritaires, il se situe près de la bande de valence.



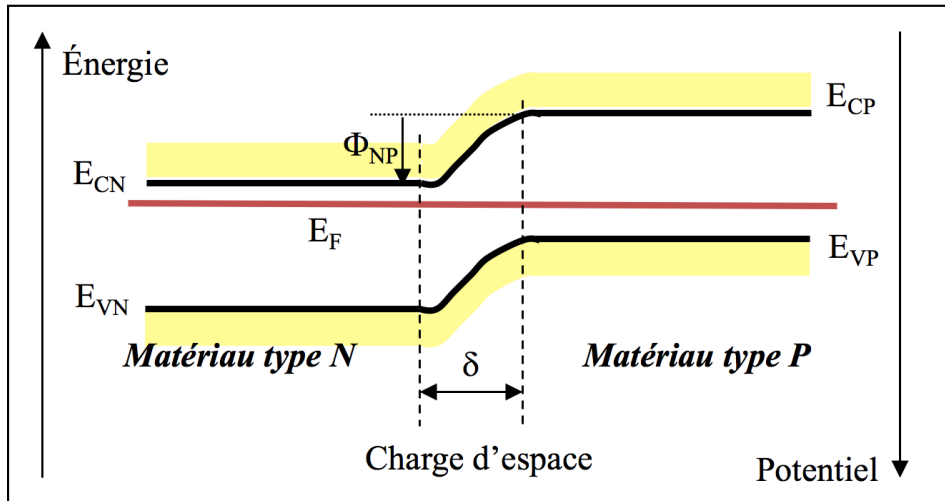
Si nous mettons ces deux matériaux en contact, la seule constante qui va exister dans ce système sera le niveau de Fermi. Le diagramme de bandes va donc évoluer de manière à ce que les niveaux de Fermi de chaque constituant s'alignent, engendrant, par conséquent, une déformation des bandes d'énergie.

Loin de la jonction métallurgique, on va retrouver les matériaux originels ; par contre, au voisinage de celle-ci, il va y avoir courbure des bandes car leur variation ne peut être que continue: Le passage de la région N à la région P se fait graduellement, sans discontinuité.

La courbure des bandes d'énergie fait apparaître une barrière de potentiel (due à l'existence d'un champ électrique) qui va s'opposer au passage des porteurs des régions où ils sont en forte concentration vers les régions où ils sont en faible concentration.

Il existe donc deux phénomènes antagonistes:

- Un phénomène de diffusion dû au gradient de concentration,
- Un phénomène de conduction dû à l'apparition d'un champ électrique induit par la diffusion.



Fondamental

La zone centrale appelée « charge d'espace » est une zone dans laquelle règne un champ électrique important (plusieurs kilovolts par centimètre) et sera donc dépourvue de porteurs libres. Elle se caractérise par sa hauteur Φ_{NP} et sa largeur δ .

Nous allons dans ce qui suit déterminer les équations permettant de calculer ces deux éléments caractéristiques.

Définition

La différence de potentiel est assimilable à une différence d'énergie telle que:

$$\Phi_{NP} = \Phi_N - \Phi_P = -\frac{1}{q}(E_{CN} - E_{CP}) = -\frac{1}{q}(E_{VN} - E_{VP})$$

On l'appelle « hauteur de barrière » ou « barrière de potentiel ». On peut aussi dire « barrière de diffusion » lorsque la jonction n'est pas polarisée.

3. II. La jonction PN à l'équilibre thermodynamique

3.1. II.1 Calcul de la largeur de la zone de charge d'espace

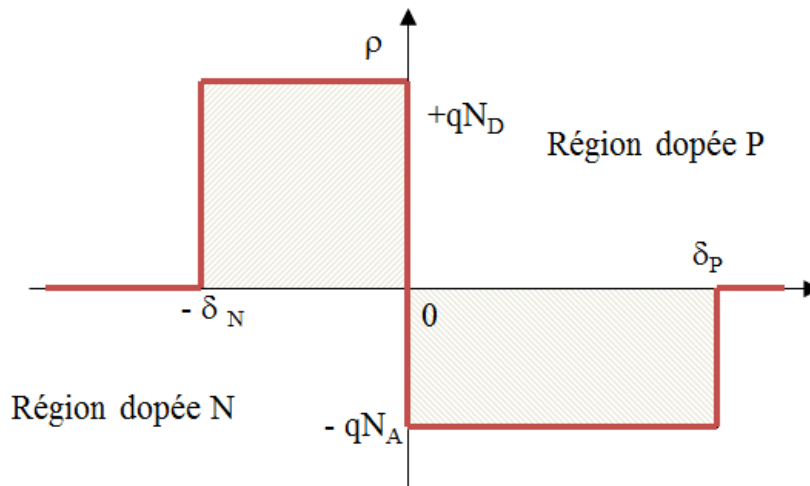
Nous allons établir les équations permettant de calculer la largeur de la zone de charge d'espace et la différence de potentiel à ses bornes.

3.1.1. Équations du modèle défini à partir des hypothèses de Schokley

Pour définir les caractéristiques de la charge d'espace, nous allons utiliser des hypothèses connues sous le nom d'*hypothèses de Schokley*, qui s'énoncent sous la forme suivante :

- La charge d'espace est limitée par des plans parallèles au plan de la jonction métallurgique.
- La charge d'espace est dépourvue de porteurs libres
- Le champ est nul en dehors de la charge d'espace (donc le potentiel est constant).

Nous allons, pour établir les équations permettant de déterminer la hauteur et la largeur de la charge d'espace, utiliser le modèle défini à partir des *hypothèses de Schokley* (cf. p.64) . Nous considérerons en outre que le matériau est homogène dans le plan YZ et de ce fait, nous utiliserons un modèle unidimensionnel. La charge électrique qui existe dans la charge d'espace correspond donc à la représentation ci-dessous.



Entre la limite de charge d'espace côté N ($x = -\delta_N$) et la position de la jonction métallurgique ($x = 0$), on a une charge négative de valeur constante en fonction de la distance eu égard au dopage uniforme du matériau. Cette charge vaut : $\rho = +q N_D$.

De la même manière, coté P, entre la position de la jonction métallurgique et la limite de charge d'espace ($x = \delta_P$), la charge est constante et négative. Elle vaut : $\rho = -q N_A$.

Lorsque, dans un matériau, il existe une charge, on peut lui associer un potentiel grâce à l'équation de Poisson. Cette dernière s'écrit :

$$\Delta V + \frac{\rho}{\epsilon} = 0$$

Dans le cas d'un modèle unidimensionnel, le Laplacien se ramène à une simple dérivée seconde et la relation s'écrit donc :

$$\frac{d^2V}{dx^2} + \frac{\rho}{\epsilon} = 0$$

✂ Méthode

On va donc résoudre cette équation successivement dans chacune des zones, puis on écrira les conditions de continuité du champ électrique et du potentiel à la traversée d'une surface. Ce calcul nous permettra non seulement d'établir la relation donnant la largeur de la charge d'espace, mais aussi mettra en évidence le fait que la charge d'espace est globalement neutre.

Pour x compris entre $-\delta_N$ et 0, la charge s'écrit : $\rho = +qN_D$.

L'équation de poisson devient dans cette zone : $\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{qN_D}{\epsilon}$

L'intégrale première donne, au signe près, le champ électrique : $\frac{dV}{dx} = -q\frac{N_D}{\epsilon}x + C^{te} = -E$ soit $E = q\frac{N_D}{\epsilon}x + C^{te}$.

La constante se détermine en écrivant que le champ électrique est nul à la limite de la charge d'espace, c'est-à-dire pour $x = -\delta_N$. Cela donne : $C^{te} = \frac{qN_D}{\epsilon}\delta_N$

Le champ électrique s'écrit donc : $E = +\frac{qN_D}{\epsilon}(x + \delta_N)$ soit $\frac{dV}{dx} = -\frac{qN_D}{\epsilon}(x + \delta_N)$.

En intégrant une deuxième fois, on obtient : $V = -\frac{qN_D}{\epsilon}\left(\frac{x^2}{2} + x\delta_N\right) + C^{te}$.

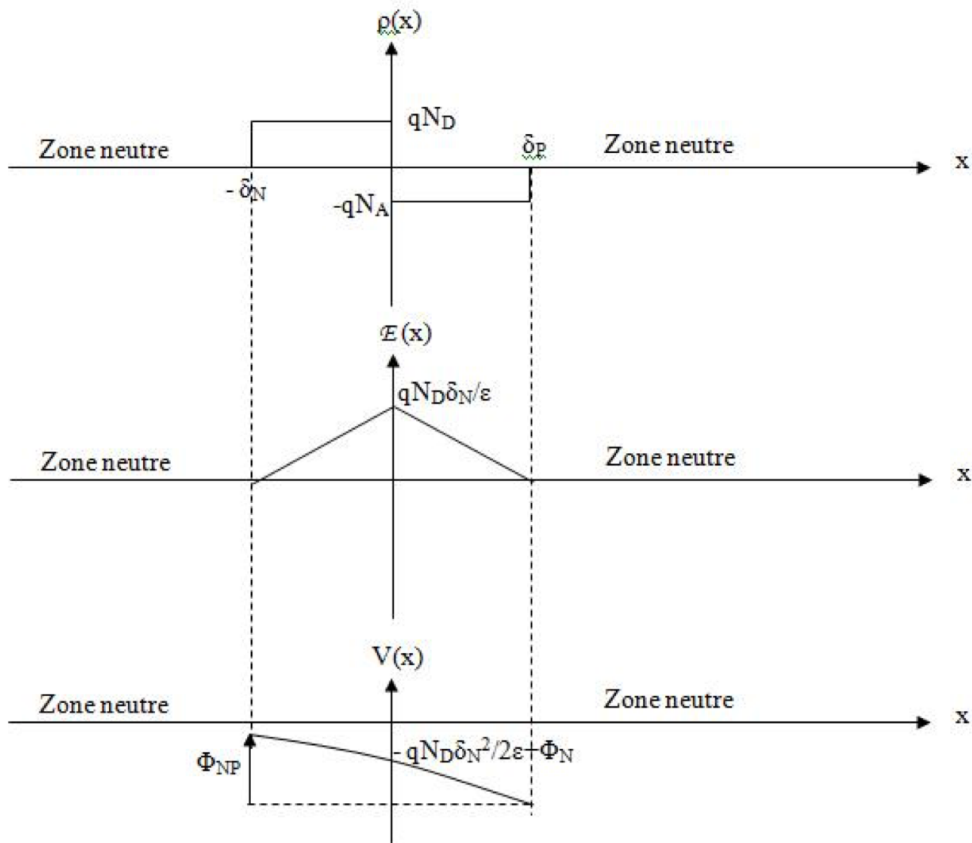
La détermination de la constante d'intégration se fera aussi en utilisant les conditions aux limites: Le champ étant nul à l'extérieur de la zce, le potentiel qui en est l'intégrale première est constant. On le posera égal à Φ_N dans la région N. Il s'en suit : $C^{te} = -\frac{qN_D}{\epsilon}\frac{\delta_N^2}{2} + \Phi_N$.

En reportant dans l'expression du potentiel, on obtient : $V = -\frac{qN_D}{2\epsilon}(x + \delta_N)^2 + \Phi_N$.

Le même calcul fait entre 0 et δ_P donnera des équations similaires. Il suffit de changer $-\delta_N$ par $+\delta_P$ et $+qN_D$ par $-qN_A$. On obtient, en posant que la tension dans la région P est égale à Φ_P :

$$E = -q\frac{N_A}{\epsilon}(x - \delta_P) \quad \text{et} \quad V = -q\frac{N_A}{2\epsilon}(x - \delta_P)^2 + \Phi_P$$

Si l'on représente sur un graphique la densité de charges, le champ électrique et le potentiel, on obtient finalement:



Remarque

La continuité du champ et du potentiel en 0 donne : $E_{(0)} = \frac{qN_A}{\epsilon} \delta_p = \frac{qN_D}{\epsilon} \delta_N$, soit :

Fondamental

$$N_A \delta_p = N_D \delta_N.$$

Remarque

Cette relation traduit la neutralité de la zce.

3.1.2. Dimension de la zone de charge d'espace

L'écriture de la continuité du potentiel en 0 donne : $V_{(0)} \Rightarrow \frac{qN_A}{2\epsilon} (-\delta_p)^2 + \Phi_p = \frac{qN_A}{2\epsilon} (\delta_N)^2 + \Phi_N$ soit

$$\Phi_N - \Phi_p = \frac{q}{2\epsilon} (N_A \delta_p^2 + N_D \delta_N^2).$$

Pour simplifier l'écriture, on posera : $\Phi_N - \Phi_p = \phi_{NP}$.

On obtient donc deux relations faisant intervenir δ_N et δ_p . Il est donc facile de résoudre le système afin de calculer δ qui est la somme de ces deux termes.

$$\left\{ \begin{array}{l} N_A \delta_p = N_D \delta_N \quad (1) \\ \phi_{NP} = \frac{q}{2\epsilon} (N_A \delta_p^2 + N_D \delta_N^2) \quad (2) \end{array} \right\}$$

L'équation (1) donne : $\frac{\delta_p}{N_D} = \frac{\delta_N}{N_A} = \frac{\delta_p + \delta_N}{N_A + N_D} = \frac{\delta}{N_D + N_A}$ soit : $\delta_p = \frac{\delta N_D}{N_D + N_A} = \frac{\delta}{N_A} \frac{N_A N_D}{N_D + N_A}$ et $\delta_N = \frac{\delta N_A}{N_D + N_A} = \frac{\delta}{N_D} \frac{N_A N_D}{N_D + N_A}$.

Pour des simplifications d'écriture, on pose : $N^* = \frac{N_A N_D}{N_A + N_D}$.

L'équation (2) s'écrit alors : $\phi_{NP} = \frac{q}{2\epsilon} \left[N_A \left(\frac{\delta N^*}{N_A} \right)^2 + N_D \left(\frac{\delta N^*}{N_D} \right)^2 \right]$.

Fondamental

Tous calculs faits, on obtient : $\phi_{NP} = \frac{q N^*}{2\epsilon} \delta^2$ qui donne :

$$\delta = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q N^*} \phi_{NP}}$$

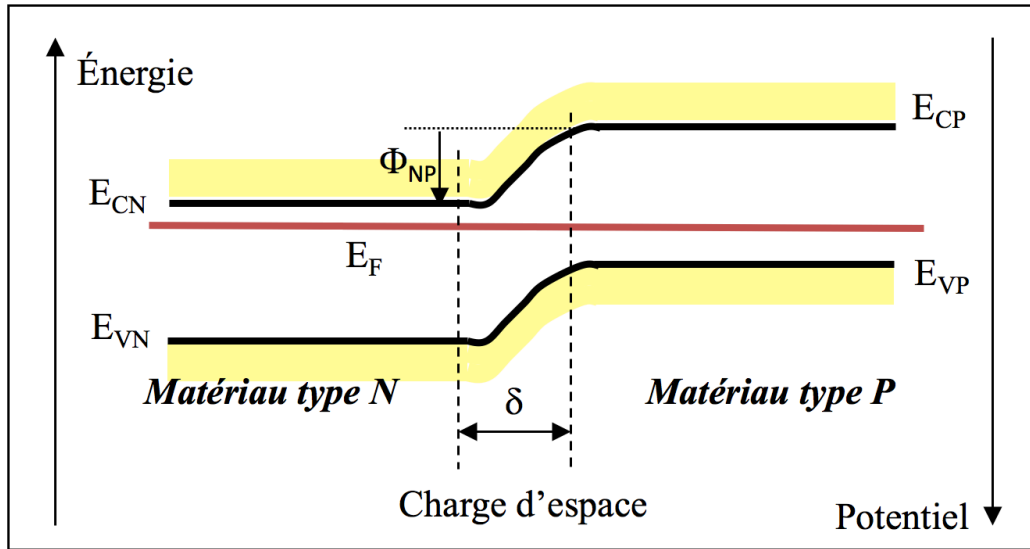
Il suffit donc de calculer la hauteur de la barrière de potentiel pour, connaissant les caractéristiques du matériau (dopages et constantes caractéristiques), obtenir la dimension de la charge d'espace.

3.2. II.2 Calcul de la barrière de potentiel

Pour déterminer la hauteur de la barrière de potentiel, nous allons nous référer à sa définition à partir des diagrammes d'énergie. Le schéma de bandes représenté ci-après montre que la hauteur de la barrière peut se déduire de la différence d'énergie des porteurs de même type de part et d'autre de la charge d'espace.

$$\phi_{NP} = \phi_N - \phi_P = -\frac{1}{q} (E_{CN} - E_{CP}).$$

Or, les densités de porteurs sont directement liées aux énergies. Nous pouvons donc exprimer la densité des porteurs d'un même type de part et d'autre de la jonction.



L'expression des densités de porteurs s'écrit : $\bar{n} = N \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right)$

Si nous écrivons cette expression pour les électrons dans la région N et dans la région P, il vient :

- Région N : $\bar{n}_N = N \exp\left(-\frac{E_{CN} - E_F}{kT}\right)$
- Région P : $\bar{n}_P = N \exp\left(-\frac{E_{CP} - E_F}{kT}\right)$

Or : $\Phi_{NP} = \Phi_N - \Phi_P = -\frac{1}{q}(E_{CN} - E_{CP})$

On en tire : $E_{CP} = E_{CN} + q \Phi_{NP} = E_{CN} + q(\Phi_N - \Phi_P)$.

En reportant cette valeur de E_{CP} dans celle donnant la densité des électrons dans la région P, on obtient :

$$\bar{n}_P = N \exp\left(-\frac{E_{CN} + q \Phi_{NP} - E_F}{kT}\right) = N \exp\left(-\frac{E_{CN} - E_F}{kT}\right) \exp\left(-\frac{q \Phi_{NP}}{kT}\right) = \bar{n}_N \exp\left(-\frac{q \Phi_{NP}}{kT}\right)$$

Ce qui donne : $\bar{n}_P = \bar{n}_N \exp\left(-\frac{\Phi_{NP}}{U_T}\right)$ dans lequel

Définition

$$U_T = \frac{kT}{q}$$

est appelée « Tension thermodynamique » et vaut 26 mV à 300 K.


Dans la région où ils sont majoritaires, la densité des électrons vaut : $\bar{n}_N = N_D$

Dans celle où ils sont minoritaires, cette densité devient : $\bar{n}_P = \frac{n_i^2}{N_A}$

En remplaçant dans l'expression qui fait intervenir Φ , on a :

$$\bar{n}_p = \bar{n}_n \exp\left(-\frac{\Phi_{NP}}{U_T}\right) \Rightarrow \Phi_{NP} = U_T \text{Ln} \frac{\bar{n}_n}{\bar{n}_p} = U_T \text{Ln} \frac{N_A N_D}{n_i^2}$$

Donc :

 *Fondamental*

$$\Phi_{NP} = U_T \text{Ln} \frac{N_A N_D}{n_i^2}$$

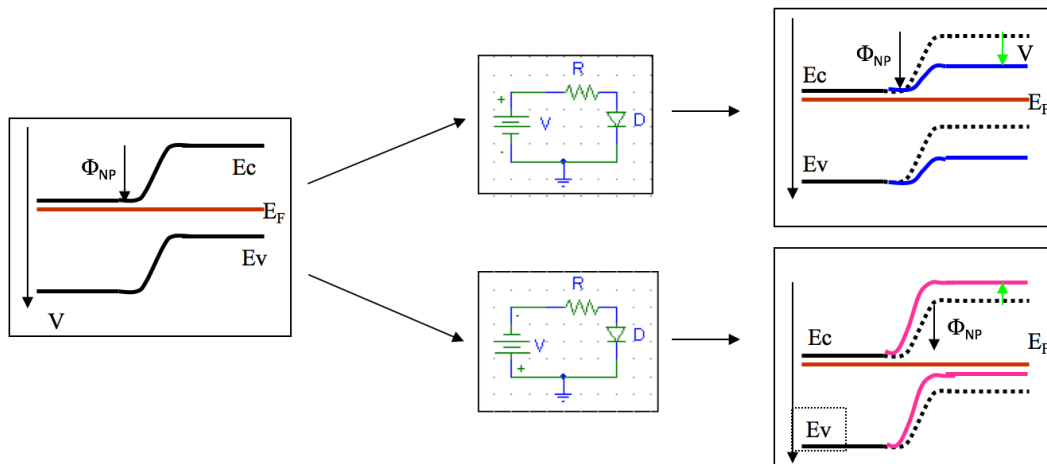
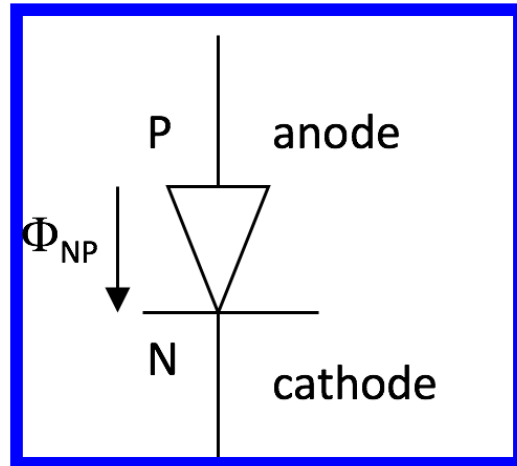
4. III. La jonction PN hors équilibre thermodynamique

4.1. III.1 Polarisation de la jonction

Considérons une diode polarisée par une tension V .

Pour déterminer l'état de polarisation, il faut savoir si la tension appliquée va s'ajouter ou se retrancher à la hauteur de la barrière de potentiel.

Nous allons donc représenter ci-dessous le schéma de bandes d'une diode et superposer à celui ci la tension de polarisation résultant de la source externe.



Courbes du haut : polarisation en direct; cela correspond à une diminution de la hauteur de la barrière. La nouvelle barrière vaut : $\Phi = \Phi_{NP} - V$.

Courbes du bas : polarisation en inverse; cela correspond à une augmentation de la hauteur de la barrière. La nouvelle barrière vaut: $\Phi = \Phi_{NP} + V$.

⚠ Attention : Diode en direct

On diminue la hauteur de barrière: cela favorise la diffusion des porteurs majoritaires: les électrons de la zone N vont vers la zone P et les trous de la zone P vont vers la zone N.

⚠ Attention : Diode en inverse


On augmente la hauteur de barrière: on favorise cette fois le phénomène de conduction: la diffusion des majoritaires est bloquée. Seule les porteurs minoritaires qui atteignent la zce peuvent traverser sous l'action du champ électrique.

 **Remarque**

En raison des différences de densité de population : $I_{\text{inverse}} \ll I_{\text{direct}}$.

Pour calculer le courant qui traverse la jonction, on se place dans l'hypothèse de la faible injection : dans chacune des régions, les porteurs en excès sont en nombre important devant les minoritaires mais négligeables devant les majoritaires et ce, quel que soit V .

La polarisation de la jonction modifie la hauteur de barrière donc la largeur de la zce qui devient:

 **Fondamental**

$$\delta = \sqrt{\frac{2\epsilon}{qN^*} (\Phi_{NP} - V)}$$

Avec

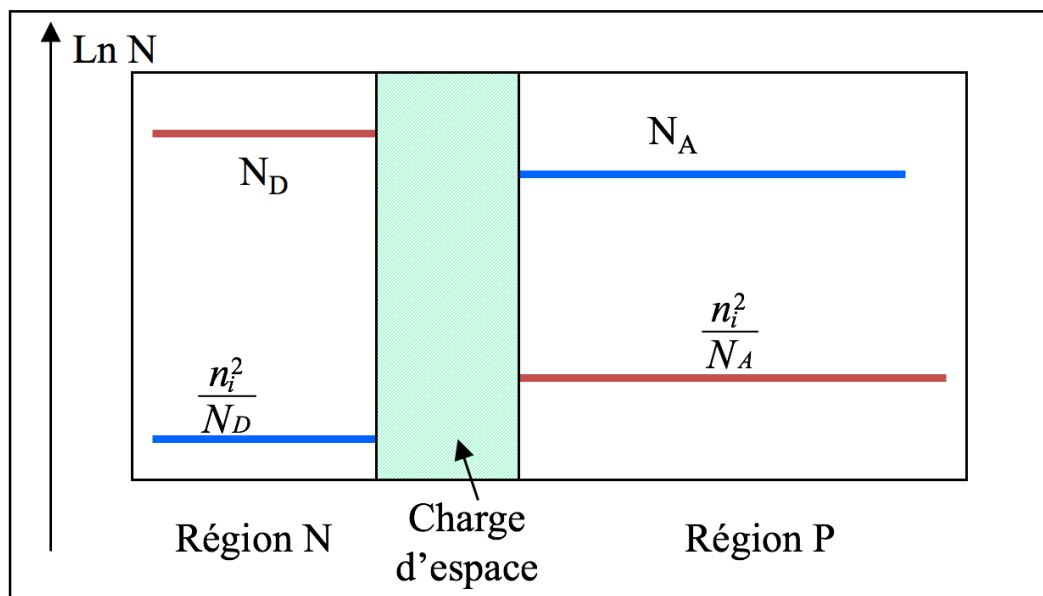
- $V > 0$ si la diode est polarisée en direct
- $V < 0$ si la diode est polarisée en inverse.

 **Remarque**

La diode est un composant non linéaire.

4.2. III.2 Équations caractéristiques

La figure ci-dessous montre la répartition des porteurs dans une jonction à l'équilibre thermodynamique en l'absence de polarisation extérieure appliquée. Les densités sont représentées en dehors de la charge d'espace.



Les densités d'électrons sont reportées en rouge, celles des trous en bleu.

Si nous appliquons une tension de polarisation aux bornes de cette diode, celle-ci va se superposer à la barrière de potentiel afin soit de l'augmenter soit de la diminuer.

$$\Phi_{NP} = U_T \text{Ln} \frac{N_A N_D}{n_i^2} \Rightarrow \frac{N_A N_D}{n_i^2} = \exp\left(\frac{\Phi_{NP}}{U_T}\right)$$

- $\Rightarrow \frac{n_i^2}{N_A} = N_D \exp\left(-\frac{\Phi_{NP}}{U_T}\right) = \bar{n}$ dans la région P = minoritaires
- $\Rightarrow \frac{n_i^2}{N_D} = N_A \exp\left(-\frac{\Phi_{NP}}{U_T}\right) = \bar{p}$ dans la région N = minoritaires

Lorsque l'on polarise, la tension se retrouve en 1ère approximation aux bornes de la zce qui est un isolant. Il y a donc modification des densités de porteurs à ses limites. En effet, les densités de porteurs évoluent en exponentielle de la tension appliquée.

Les densités de porteurs minoritaires aux limites de la charge d'espace sont fonction de l'énergie qui elle même dépend du potentiel appliqué. Par exemple pour les électrons dans la région P à la limite de la zce, leur densité s'écrit :

$$n_0 = N_D \exp\left(-\frac{\Phi_{NP} - V}{U_T}\right).$$

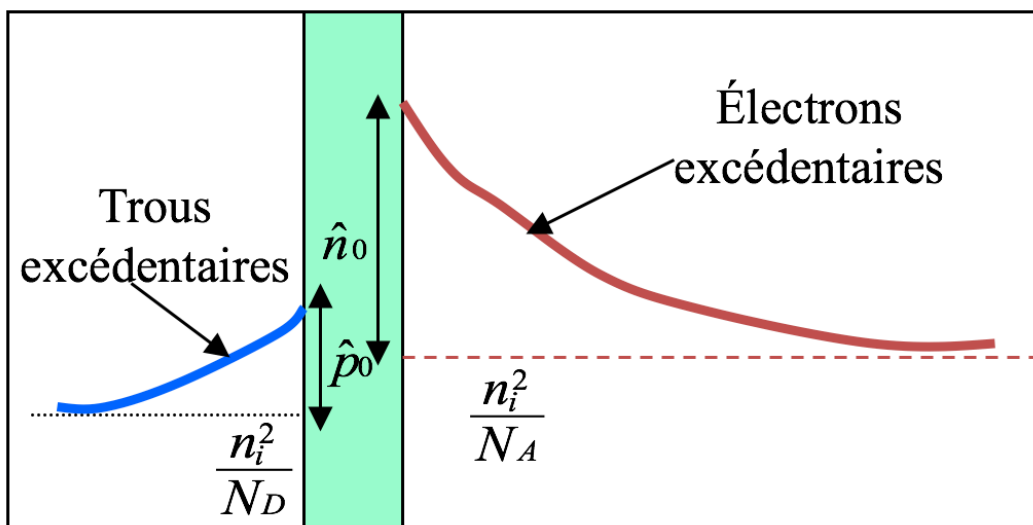
L'excès de densité à la limite de la zce côté P est donc :

$$\begin{aligned} \hat{n}_0 &= n_0 - \bar{n} = N_D \exp\left(-\frac{\Phi_{NP} - V}{U_T}\right) - \frac{n_i^2}{N_A} \\ &= N_D \left[\exp\left(-\frac{\Phi_{NP} - V}{U_T}\right) - \exp\left(-\frac{\Phi_{NP}}{U_T}\right) \right] \\ &= N_D \exp\left(-\frac{\Phi_{NP}}{U_T}\right) \left[\exp\left(\frac{V}{U_T}\right) - 1 \right] = \bar{n} \left[\exp\left(\frac{V}{U_T}\right) - 1 \right] \end{aligned}$$


Remarque

Il en est de même pour les trous dans la région N à la limite de la zce : $\hat{p}_0 = \bar{p} \left[\exp\left(\frac{V}{U_T}\right) - 1 \right]$.

Ce qui donne finalement:




Ainsi:

 *Attention : Pour une polarisation en direct*

La hauteur de la barrière de potentiel diminue. Par conséquent, sa largeur aussi. Les densités de porteurs aux limites de la charge d'espace vont donc augmenter :

il existe un gradient de concentration de minoritaires positifs dans la zone neutre:

on parle de porteurs en excès (injection de porteurs).

 *Attention : Pour une polarisation en inverse*

La hauteur de la barrière de potentiel augmente. Par conséquent, sa largeur aussi. Les densités de porteurs aux limites de la charge d'espace vont donc diminuer :

il existe un gradient de concentration de minoritaires négatif dans la zone neutres:

on parle d'appauvrissement en porteurs (phénomène d'extraction).

 *Remarque*

En inverse, si la valeur absolue de V est supérieure à quelques U_T , $\hat{n}_0 \approx -\bar{n} \Rightarrow n_0 \rightarrow 0$.

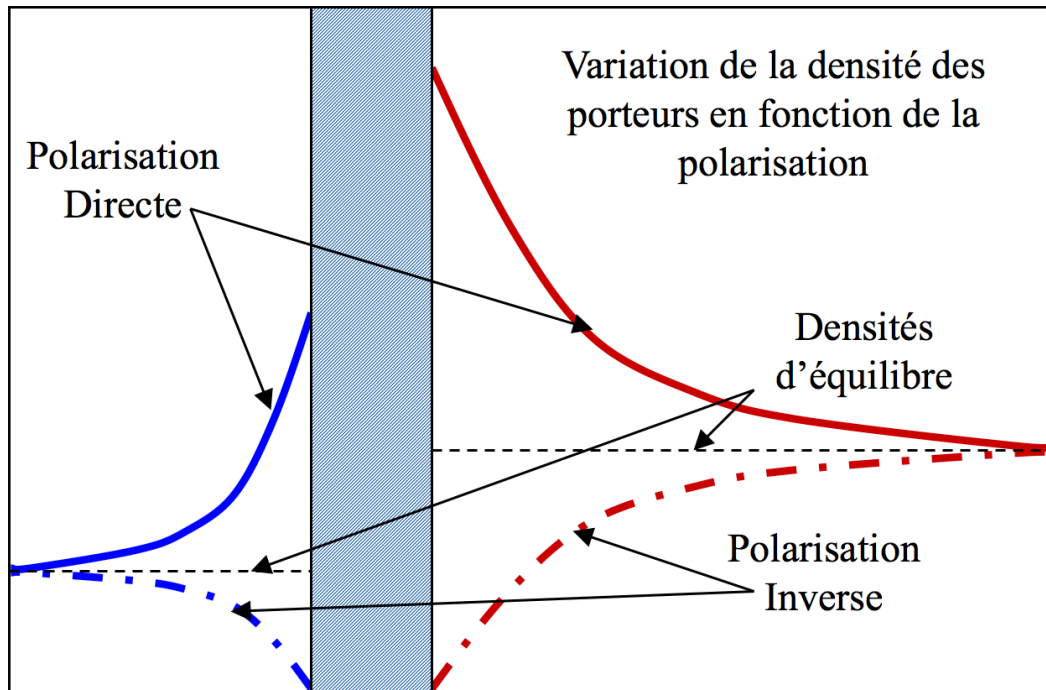
 *Remarque*

On obtient une équation identique pour les trous en changeant simplement n en p . Cette relation est valable quelle que soit la polarisation (directe ou inverse).

On peut remarquer en effet que:

- si V est positif et grand devant U_T , l'unité est négligeable devant l'exponentielle,
- si V est négatif, c'est l'exponentielle qui est négligeable et la variation de densité est alors négative.

Ceci est illustré sur le schéma ci-dessus et explique le fait que le courant change de sens avec la polarisation (inversion du gradient de concentration) d'une part, et d'autre part que le courant inverse théorique est une constante car sa valeur dépend de l'excès de densité qui est égale, au maximum à la densité d'équilibre.



4.3. III.3 Caractéristique statique

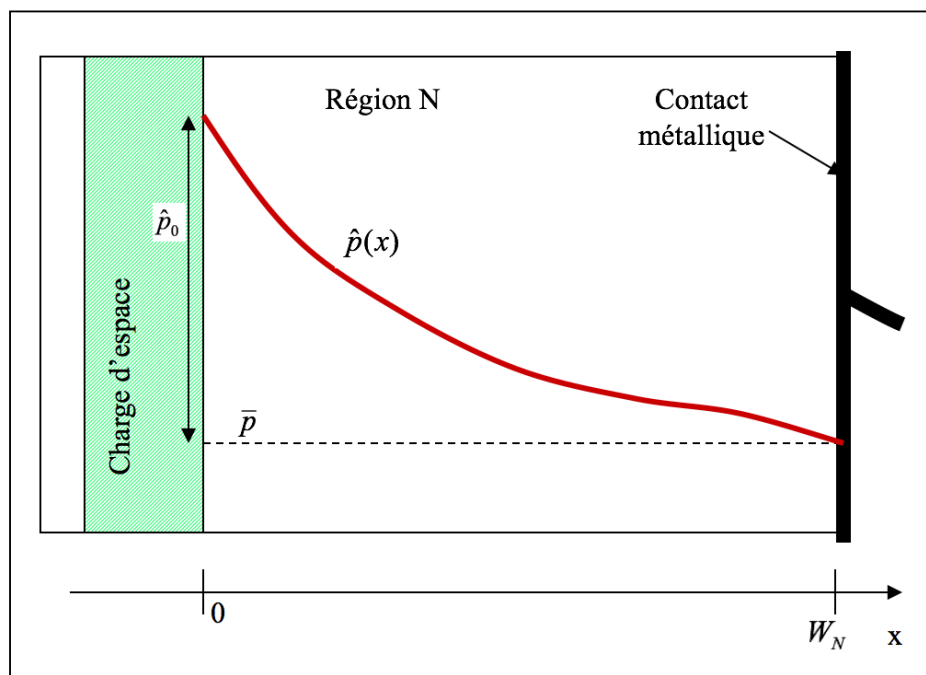
4.3.1. a) Cas général

Dans ce qui précède, nous venons de montrer que, lorsqu'on polarise une diode, on génère un excès de densité de porteurs. Il existe donc un gradient de concentration et par conséquence, il y aura diffusion de porteurs. La loi de répartition des porteurs en excès sera donnée par la solution de l'équation de conservation appliquée au cas particulier de la diode.

Cette équation s'écrit, dans le cas général, pour les trous dans la région neutre N : $\frac{d\hat{p}}{dt} = -\frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{j}_p + g_p - r_p$.

Remarque

On obtient la même équation pour les électrons dans la région neutre P en remplaçant p par n .



Nous allons étudier la solution de cette équation dans le cas de la diode représentée ci-dessus. Pour ce, nous considérerons simplement la diffusion des trous dans la région N (hypothèse de faible niveau d'injection). La contribution des électrons dans la région P pourra se déduire directement de ces calculs.

Pour pouvoir traiter cette équation, il faut connaître les conditions correspondant à notre dispositif.

La première constatation qui s'impose est que la génération se situe exclusivement dans le plan $x=0$. Il n'y a donc pas de génération en volume et de ce fait le terme g_p de l'équation de conservation est nul.

La deuxième constatation est que, toute la tension appliquée se retrouvant aux bornes de la charge d'espace, la région N dans laquelle diffusent les porteurs est équipotentielle. Il n'y a donc pas de champ électrique dans cette zone ce qui implique que le courant est essentiellement dû à la diffusion.

Tout ceci permet de simplifier l'équation de conservation qui se réduit à : $\frac{d\hat{p}}{dt} = -\frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{j}_p - r_p$.

En régime de faible injection : $r_p = \frac{\hat{p}}{\tau_p}$

Le courant étant exclusivement dû à la diffusion, l'équation s'écrit : $\frac{\partial \hat{p}}{\partial t} = -\frac{1}{q} \operatorname{div}(-q D_p \overrightarrow{\operatorname{grad}} \hat{p}) - \frac{\hat{p}}{\tau_p}$.

Nous allons étudier cette équation en régime permanent ce qui implique : $\frac{\partial p}{\partial t} = 0$.

Le cas du modèle unidimensionnel entraîne que les dérivations se font exclusivement suivant l'axe des x . Il

s'en suit : $D_p \frac{d^2 \hat{p}}{dx^2} - \frac{\hat{p}}{\tau_p} = 0$.

Il suffit donc de connaître les conditions aux limites en 0 et en W pour obtenir la solution de cette équation. Elles s'écrivent :

$$\text{en } x=0 : \hat{p}_0 = \hat{p}(0) = \bar{p} \exp\left(\frac{V}{U_T} - 1\right)$$

$$\text{en } x=W_N : \hat{p}(W_N) = 0$$

En effet, quelle que soit la distance W , le contact ohmique impose un excès de densité nul.

$$\text{En écrivant : } \frac{d^2 \hat{p}}{dx^2} - \frac{\hat{p}}{D_p \tau_p} = 0 \Rightarrow \frac{d^2 \hat{p}}{dx^2} - \frac{\hat{p}}{L_p^2} = 0,$$

On montre que la solution de cette équation différentielle est (voir démonstration (cf. p.64)) :

$$\hat{p}(x) = \hat{p}_0 \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{W_N - x}{L_p}\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{W_N}{L_p}\right)}$$

d'où:

$$J_{\hat{p}}(x) = -q D_p \frac{d}{dx} \left[\hat{p}_0 \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{W_N - x}{L_p}\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{W_N}{L_p}\right)} \right] = \frac{q D_p \hat{p}_0}{L_p \operatorname{sh}\left(\frac{W_N}{L_p}\right)} \operatorname{ch}\left(\frac{W_N - x}{L_p}\right)$$

Remarque

Un calcul identique pour les électrons donne :

$$J_{\hat{n}}(x) = \frac{q D_n \hat{n}_0}{L_n \operatorname{sh}\left(\frac{W_P}{L_n}\right)} \operatorname{ch}\left(\frac{W_P - x}{L_n}\right)$$

Attention

Si on suppose que la zce n'est le siège d'aucune génération-recombinaison, on peut considérer que le courant d'électrons et de trous est respectivement de même valeur de part et d'autre de la zce.

On peut donc calculer le courant d'électrons et de trous en un « même » point $x=0$.

Le courant total, qui est conservatif, c'est-à-dire indépendant de x est alors :

$$I = A_J [J_{\hat{p}}(0) + J_{\hat{n}}(0)] = A_J \left[\frac{q D_n \hat{n}_0}{L_n \operatorname{sh}\left(\frac{W_P}{L_n}\right)} \operatorname{ch}\left(\frac{W_P}{L_n}\right) + \frac{q D_p \hat{p}_0}{L_p \operatorname{sh}\left(\frac{W_N}{L_p}\right)} \operatorname{ch}\left(\frac{W_N}{L_p}\right) \right]$$

$$\Rightarrow I = q A_J \left[\frac{D_n \hat{n}_0}{L_n \operatorname{th}\left(\frac{W_P}{L_n}\right)} + \frac{D_p \hat{p}_0}{L_p \operatorname{th}\left(\frac{W_N}{L_p}\right)} \right]$$

Or $\hat{n}_0 = \bar{n} \left[\exp\left(\frac{V}{U_T}\right) - 1 \right] = \frac{n_i^2}{N_A} \left[\exp\left(\frac{V}{U_T}\right) - 1 \right]$ et $\hat{p}_0 = \bar{p} \left[\exp\left(\frac{V}{U_T}\right) - 1 \right] = \frac{n_i^2}{N_D} \left[\exp\left(\frac{V}{U_T}\right) - 1 \right]$.

Donc:

Fondamental

$$I = q A_J n_i^2 \left[\frac{D_n}{N_A L_n \operatorname{th}\left(\frac{W_P}{L_n}\right)} + \frac{D_p}{N_D L_p \operatorname{th}\left(\frac{W_N}{L_p}\right)} \right] \left[\exp\left(\frac{V}{U_T}\right) - 1 \right]$$

Cette expression fait apparaître deux termes:

- une constante qui ne dépend que des caractéristiques géométriques et des dopages,
- un terme qui fait apparaître la tension de polarisation.

Définition

Le terme constant est appelé courant inverse théorique. Il a pour expression:

$$I_s = q A_J n_i^2 \left[\frac{D_n}{N_A L_n \operatorname{th}\left(\frac{W_P}{L_n}\right)} + \frac{D_p}{N_D L_p \operatorname{th}\left(\frac{W_N}{L_p}\right)} \right]$$

Définition

L'expression du courant d'une diode peut donc se mettre sous la forme :

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{V}{U_T}\right) - 1 \right]$$

4.3.2. b) Jonction dissymétrique

Définition

Une jonction est dite dissymétrique si les densités de dopage des 2 côtés de la jonction diffèrent d'au moins un facteur 100.

Remarque

L'expression du courant inverse théorique fait apparaître deux termes correspondant aux courants de diffusion des porteurs minoritaires dans chacune des régions. Chacun de ces termes est inversement proportionnel à la densité des porteurs majoritaires de la région correspondante.

Conseil

Si la jonction est franchement dissymétrique, le courant correspondant à cette dernière sera très petit et pourra être négligé:

Tout se passe alors comme si seule la région la moins dopée intervenait.

Fondamental

Ainsi, pour une jonction $P^+ N$, le courant sera essentiellement un courant de trous qui dépendra des caractéristiques de la région N.

L'unidirectionnalité de la jonction sera matérialisée par le rendement d'injection : $\gamma_E = \frac{I_{S_N}}{I_{S_N} + I_{S_P}}$ (pour une diode N+P).

Remarque

Il suffira d'inverser les indices relatifs à la région ou aux porteurs pour obtenir le cas $N^+ P$.

Remarque

Ainsi, dans le cas d'une jonction dissymétrique, le courant inverse théorique se réduira à :

$$I_s = q A_J \frac{n_i^2 D}{N L \text{th} \left(\frac{W}{L} \right)}$$

Charge de l'électron

Aire de la jonction

Constante de diffusion des porteurs minoritaires dans la région la moins dopée

Densité du dopage de la région la moins dopée

Longueur de diffusion des minoritaires dans la région la moins dopée

Dimension électrique de la région la moins dopée

4.3.3. c) Cas particulier de la diode courte

Méthode

Lorsque les dimensions des régions sont petites vis-à-vis des longueurs de diffusion, on peut simplifier les expressions.

En effet les termes en W/L interviennent sous forme de tangentes hyperboliques qui, pour des faibles valeurs de l'argument, peuvent se linéariser :

pour $\epsilon \ll 1$, $\text{th} \epsilon \rightarrow \epsilon$. Par exemple, pour $\text{th}(1/3) = 0,339$, soit sensiblement $1/3$. On a alors $L \text{th} \left(\frac{W}{L} \right) \rightarrow W$.

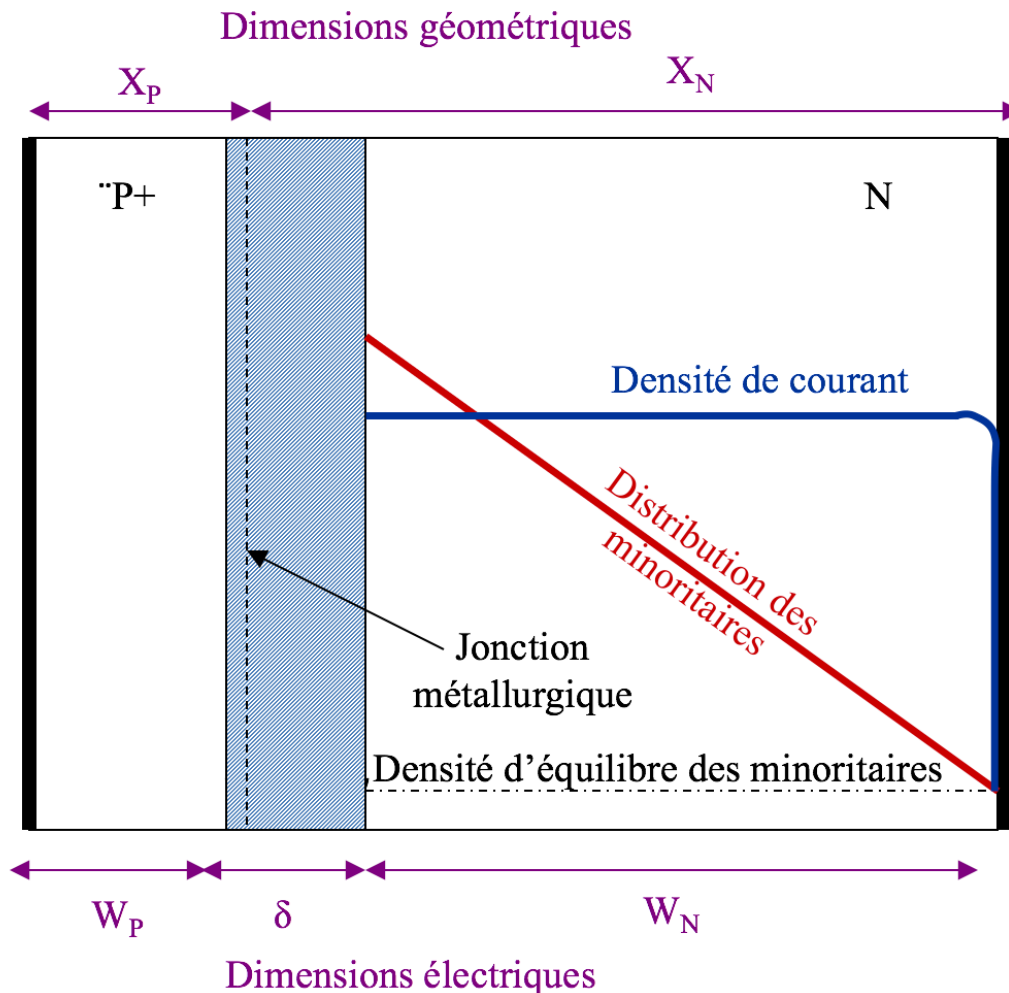
L'expression du courant inverse théorique s'écrit dans le cas d'une possible simplification :

$$I_s = q A_J n_i^2 \left(\frac{D_n}{N_A W_P} + \frac{D_p}{N_D W_N} \right).$$

On considérera donc que, si cette condition est vérifiée, les équations vont se simplifier. Ce cas sera celui que l'on rencontrera généralement.

Remarque

On pourra remarquer que, dans ce cas, les différentes équations qui ont été établies sont linéarisées. La distribution des porteurs suivra une loi linéaire. Cet état de fait présente un intérêt notable car le courant, qui est proportionnel à la dérivée de la distribution, est alors constant et indépendant de la position. Ceci est représenté sur le schéma ci-dessous.



Remarque : Remarques importantes

- La charge d'espace s'étend presque exclusivement du côté le moins dopé.
- Les dimensions électriques qui interviennent dans les équations sont les dimensions effectives sur lesquelles diffusent les porteurs. Elles se déduisent des dimensions géométriques et des extensions de la charge d'espace.
- Le courant est presque exclusivement celui des minoritaires dans la région la moins dopée.
- On peut donc conclure que tout se passe du côté le moins dopé.

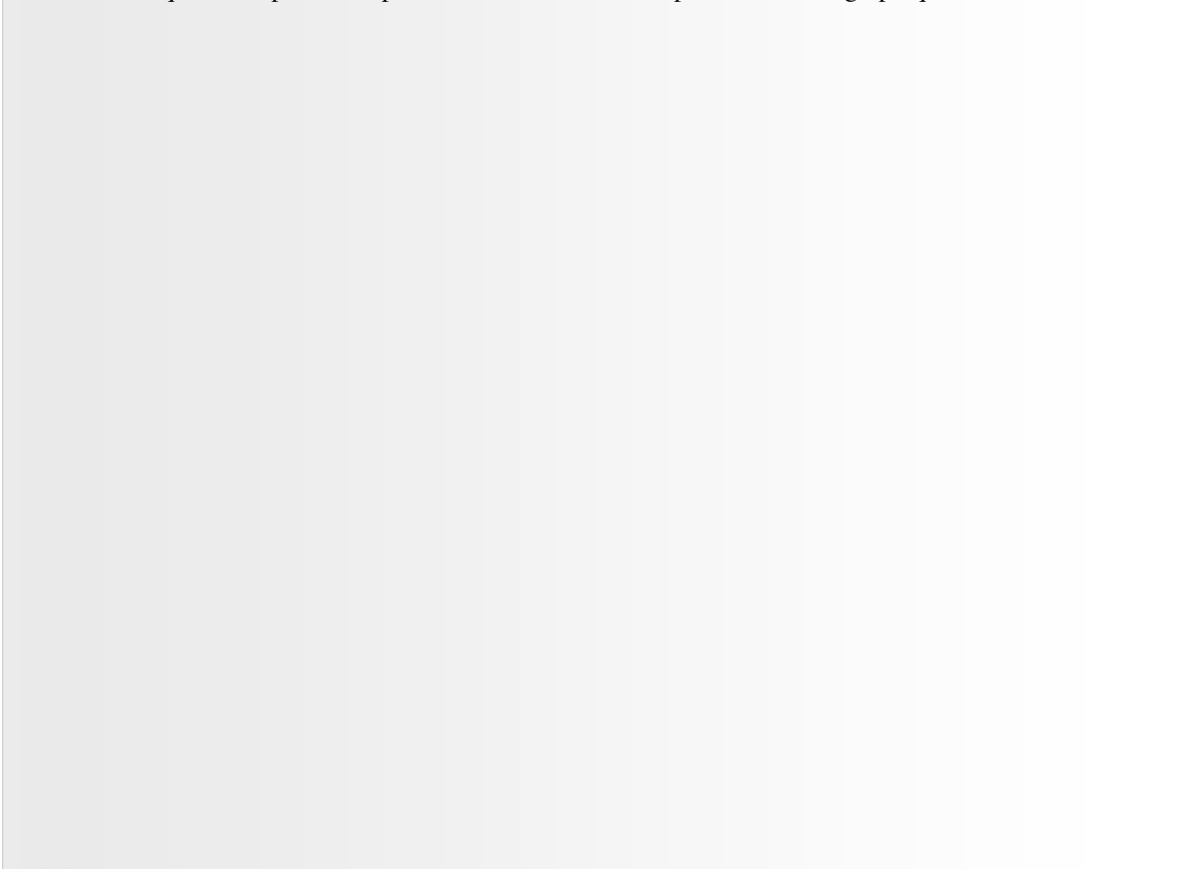
Méthode

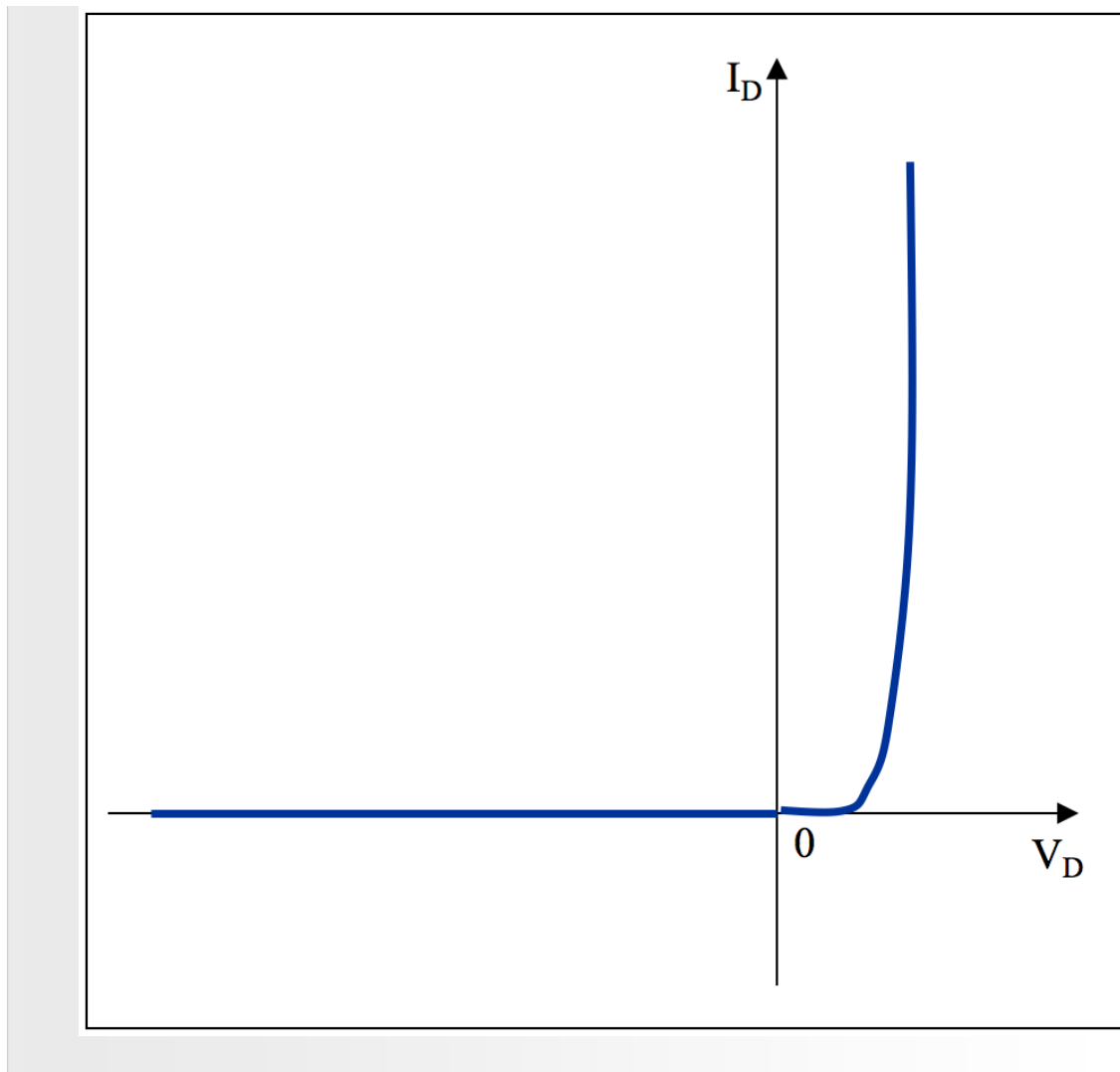
On procède donc, selon les cas (quel composant? Quelle application?), aux simplifications suivantes :

- Jonction dissymétrique longue (N+ P) :
$$I = q A_J n_i^2 \left[\frac{D_n}{N_A L_n \operatorname{th} \left(\frac{W_P}{L_n} \right)} \right] \left[\exp \left(\frac{V}{U_T} \right) - 1 \right]$$
- Jonction symétrique courte :
$$I = q A_J n_i^2 \left[\frac{D_n}{N_A W_P} + \frac{D_p}{N_D W_N} \right] \left[\exp \left(\frac{V}{U_T} \right) - 1 \right]$$
- Jonction dissymétrique courte (N⁺ P) :
$$I = q A_J n_i^2 \left[\frac{D_n}{N_A W_P} \right] \left[\exp \left(\frac{V}{U_T} \right) - 1 \right]$$
- Jonction dissymétrique courte (P⁺N) :
$$I = q A_J n_i^2 \left[\frac{D_p}{N_D W_N} \right] \left[\exp \left(\frac{V}{U_T} \right) - 1 \right]$$

Fondamental

La caractéristique correspondante, pour une diode idéale est représentée sur le graphique ci-dessous.





 *Remarque*

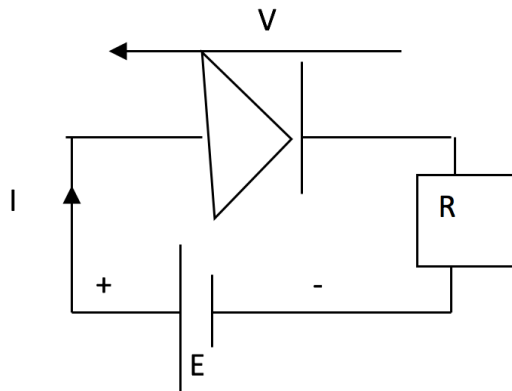
On peut remarquer que cet élément présente une caractéristique non linéaire:

- en direct, elle se comporte comme un interrupteur fermé,
- en inverse, comme un interrupteur ouvert.

Ainsi, les diodes ont été utilisées en logique pour réaliser des fonctions élémentaires avant l'utilisation de fonctions intégrées.

5. IV. La jonction PN en régime dynamique

5.1. IV.1 Détermination du point de polarisation (ou point de fonctionnement) de la jonction



Résolution d'un système à 2 équations, 2 inconnues :

$$\begin{cases} I = I_s \left[\exp\left(\frac{V}{U_T}\right) - 1 \right] \\ E = RI + V \end{cases} \begin{cases} E = 3 \text{ V} \\ R = 100 \Omega \\ I_s = 10^{-12} \text{ A} \end{cases}$$

3 solutions de résolution :

X Méthode : 1- méthode approchée (la plus utilisée en circuit (notamment quand on ne connaît pas

On approxime la tension aux bornes de la diode à une tension V_T appelée tension de seuil.

On considère que :

- si $V < V_T$, diode bloquée, $I = 0$.
- si la diode est passante, $V = V_T$ quel que soit I .

Donc $I = \frac{E - V_T}{R}$ pour une diode au silicium.

X Méthode : 2- méthode analytique par approximations successives

Elle est plus précise que la précédente mais nécessite de connaître le courant de saturation de la diode.

Je considère que $V \approx 0,6 \text{ V}$.

Donc $I = (E - V)/R = (3 - 0,6)/100 = 24 \text{ mA}$.

Donc $V = U_T \ln(I/I_s + 1) = 0,026 \ln(0,024/10^{-12} + 1) = 0,621 \text{ V}$.

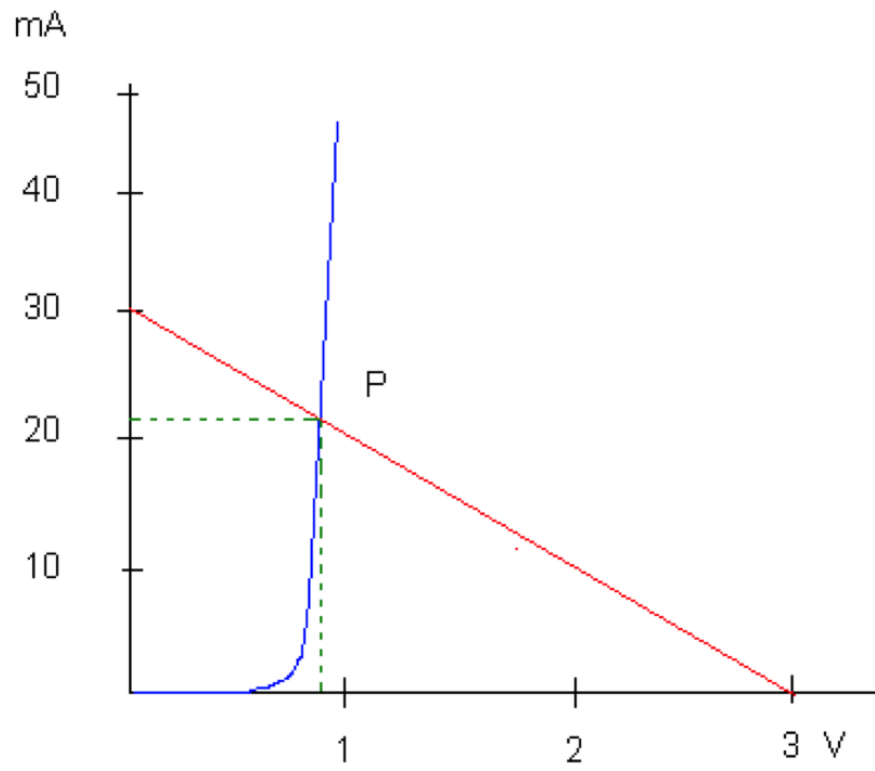
Donc $I = (E - V)/R = (3 - 0,621)/100 = 23,8 \text{ mA}$.

Donc $V = U_T \ln(I/I_s + 1) = 0,026 \ln(0,0238/10^{-12} + 1) = 0,621 \text{ V}$.

J'ai convergé. On a $I = 23,8 \text{ mA}$ et $V = 0,621 \text{ V}$.

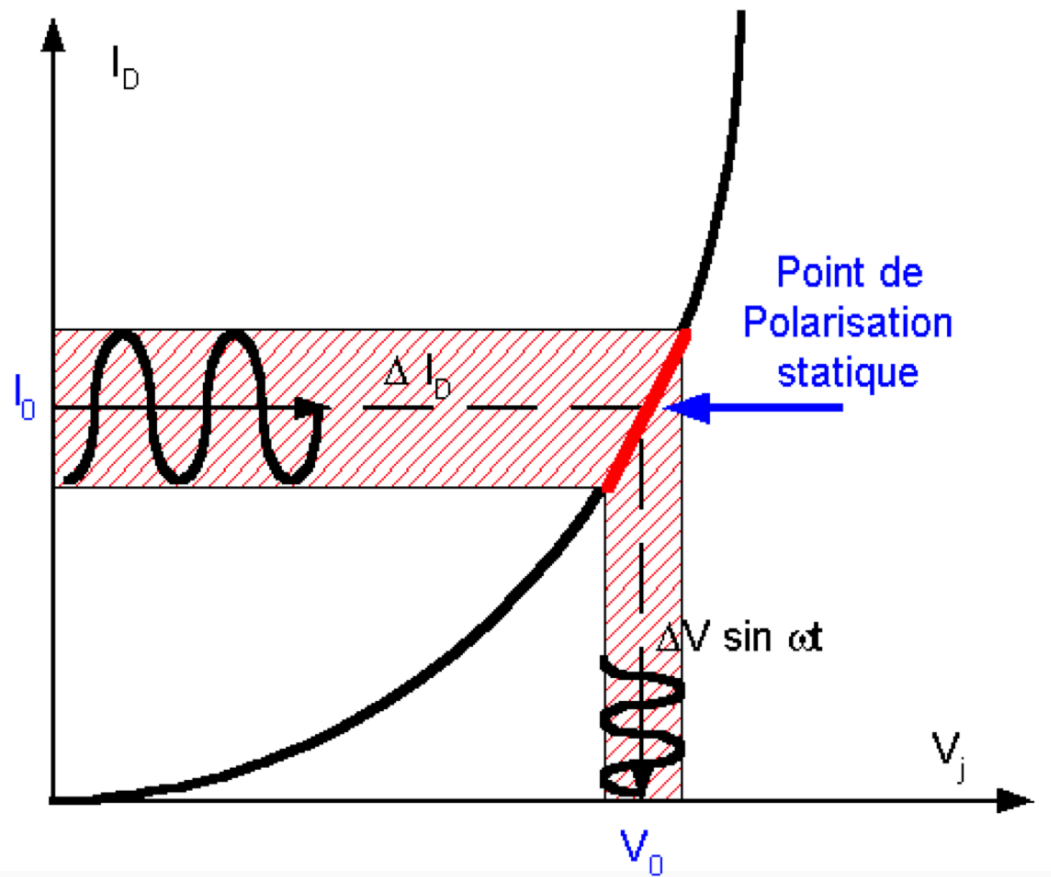
X Méthode : 3- méthode graphique

Je trace les 2 équations du système à résoudre et, à leur intersection, se trouve le point de fonctionnement:



5.2. IV.2 Modèle dynamique petit signal de la jonction PN

5.2.1. a) En polarisation directe



Fondamental

On voit sur la figure que la diode est équivalente à une résistance de valeur r_d appelée résistance dynamique.

Pour la déterminer, on dérive l'équation d'état de la diode autour du point de fonctionnement :

$$r_d = \left(\frac{dV}{dI} \right)_{I_0}$$

Et on trouve, pour une diode franchement polarisée en direct :

Définition

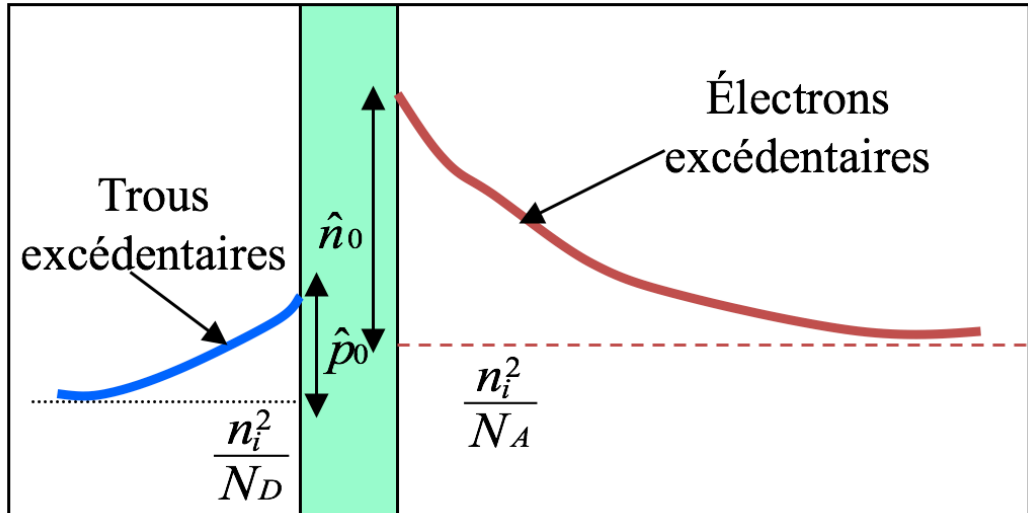
$$r_d = \frac{U_T}{I_0}$$

Remarque

Ce modèle est valable à basse fréquence.

À haute fréquence, il faut prendre en compte les effets capacitifs dus aux porteurs minoritaires stockés dans les zones neutres :

On a vu que le courant qui circule dans une diode en direct est dû à la présence de porteurs minoritaires en excès qui diffusent



Si on intègre ces porteurs dans toute la zone neutre, on peut évaluer la charge correspondante Q_{ZNN} dans la zone neutre N :

$$Q_{ZNN} = q A_j \int_{ZNN} \hat{p} dx = q A_j \frac{\hat{p}_0}{\text{sh}\left(\frac{W_N}{L_p}\right)} \int_{ZNN} \text{sh}\left(\frac{W_N - x}{L_p}\right) dx$$

Considérons une jonction de type P⁺N. On a alors $Q \approx Q_{ZNN}$. De plus si la ZNN est courte alors :

$$\begin{aligned} Q_{ZNN} &= q A_j \frac{\hat{p}_0}{W_N} \int_{ZNN} (W_N - x) dx = q A_j \frac{\hat{p}_0}{W_N} \left[W_N x - \frac{x^2}{2} \right]_0^{W_N} \\ &= q A_j \frac{\hat{p}_0 W_N}{2} = q A_j \frac{W_N}{2} \bar{p} \left[\exp\left(\frac{V}{U_T}\right) - 1 \right] \end{aligned}$$

On a $Q = \frac{I W_N^2}{2 D_p}$ et $C_d = \frac{dQ}{dV} = \frac{I_s W_N^2}{2 D_p} \frac{d}{dV} \left[\exp\left(\frac{V}{U_T}\right) \right] = \frac{I_s W_N^2}{2 D_p} \exp\left(\frac{V}{U_T}\right)$.

On en déduit :

Définition

$$C_d = \frac{I W_N^2}{2 D_p U_T}$$

5.2.2. b) En polarisation inverse

- Résistance dynamique tend vers l'infini
- Pas de capacité de stockage dans les zones neutres car le courant est très faible.
- Apparition d'une capacité C_T due à la largeur importante de la zce en polarisation inverse

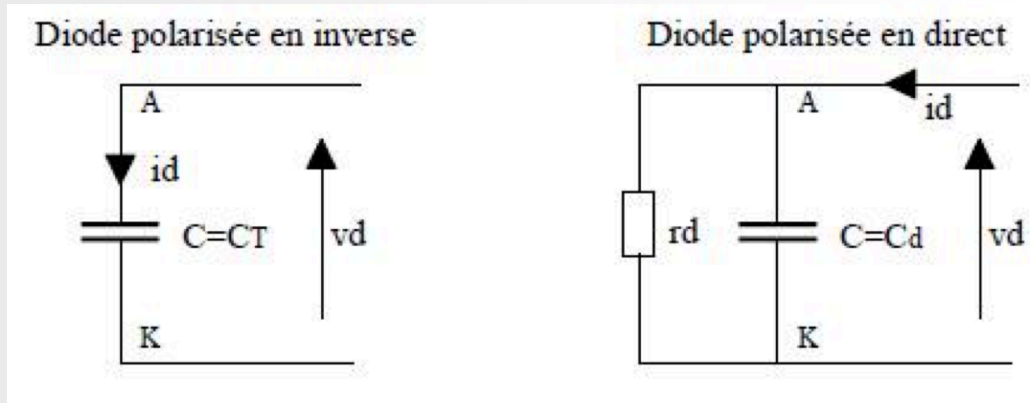
Définition

$$C_T = \frac{\epsilon A_j}{\delta} = \sqrt{\frac{q N^* \epsilon}{2(\phi_{NP} - V)}} A_j$$

La zce équivaut à un diélectrique (pas de porteurs de charges à l'intérieur) de constante diélectrique ϵ .

Fondamental : Conclusion

Le modèle de la diode en régime dynamique dépend de sa polarisation :



Ainsi, une diode polarisée en direct induit une constante de temps τ telle que :

$$\tau = C_d r_d = \frac{I W_N^2}{2 D_p U_T} \frac{U_T}{I} \Rightarrow \tau = \frac{W_N^2}{2 D_p}$$

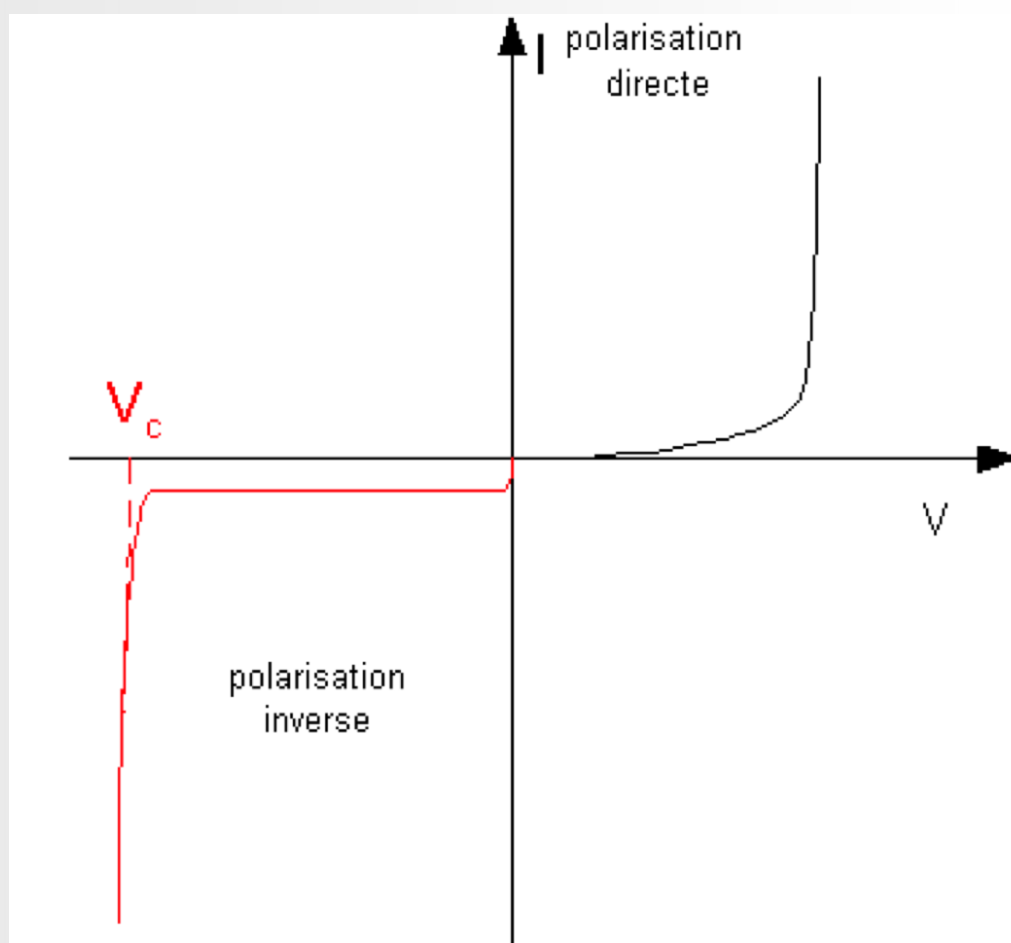
6. V. Le modèle réel de la jonction PN

6.1. V.1 Le claquage de la jonction

Fondamental

La caractéristique $I(V)$ d'une jonction PN présente :

- une **zone directe**, caractérisée par un courant qui croît exponentiellement en fonction de la tension appliquée (sens passant).
- une **zone inverse** caractérisée par un courant très faible indépendant de la tension appliquée (sens bloqué).
- un **claquage** qui survient pour une tension inverse V_c .



Attention

Lorsque la jonction est polarisée en inverse par une tension, la largeur de la zce augmente en \sqrt{V} alors que la tension à ses bornes augmente en V .

Il en résulte que le champ électrique dans la zce augmente.

 **Remarque**

Or le champ électrique est maximum en $x=0$:

soit :

$$E_{(0)} = \frac{q N_A}{\epsilon} \delta_p = \frac{q N_D}{\epsilon} \delta_N$$

Si la jonction est asymétrique P⁺N, $\delta = \delta_N$, donc :

$$E_{(0)} = \frac{q N_D}{\epsilon} \delta = \sqrt{\frac{2 q N_D}{\epsilon} (-V)}$$

 **Remarque**

La tension V ne peut augmenter indéfiniment car il existe une valeur de champ électrique limite propre au matériau qui correspond au passage des électrons de valence en conduction:


$E(0)$ correspond alors à l'énergie de la bande interdite, E_g .

Pour le silicium cette valeur vaut $10^6 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$.

La valeur de la tension qui en résulte dépend de la largeur de la zce et donc du dopage le plus faible.

 **Attention**

Les paires électrons-trous créées par ionisation du silicium sont évacuées par le champ électrique et donnent lieu à un courant brutal et important.

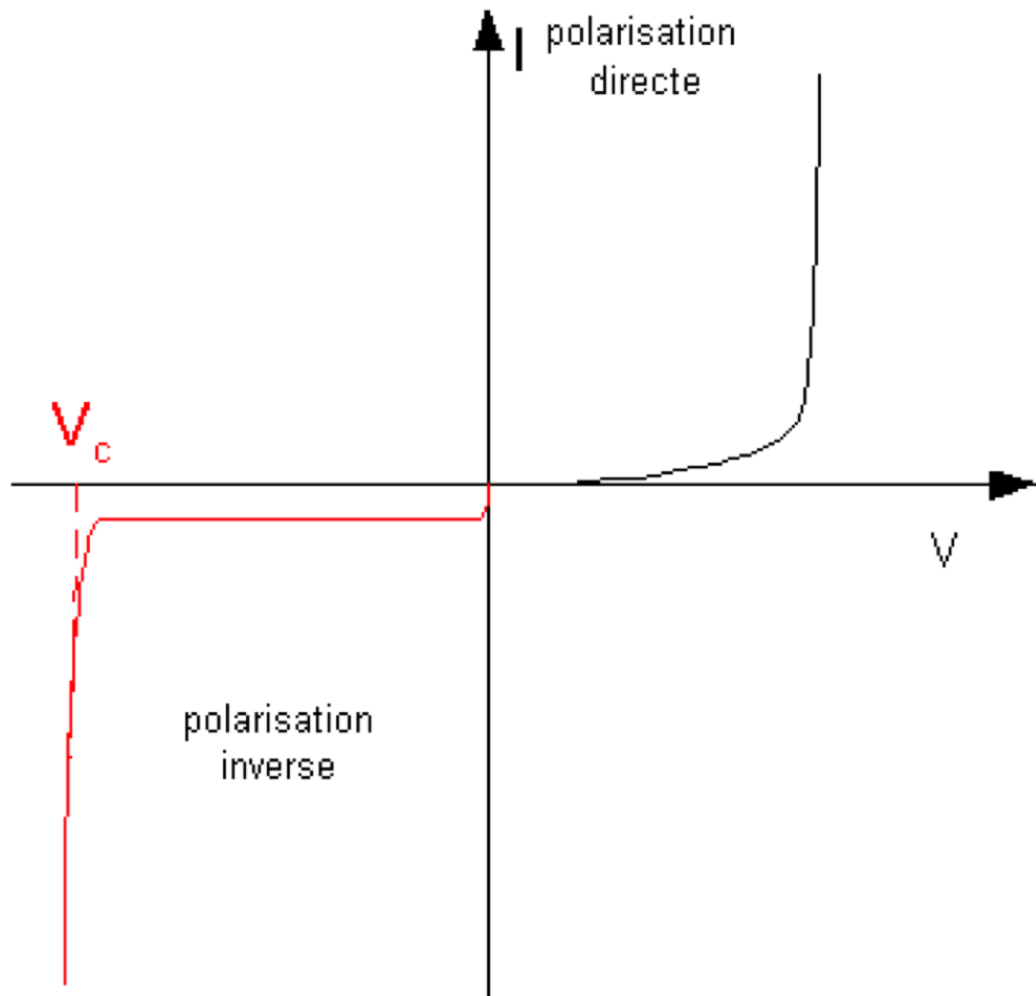
 **Définition**

Le claquage de la jonction est alors dû à l'**effet Zener**.

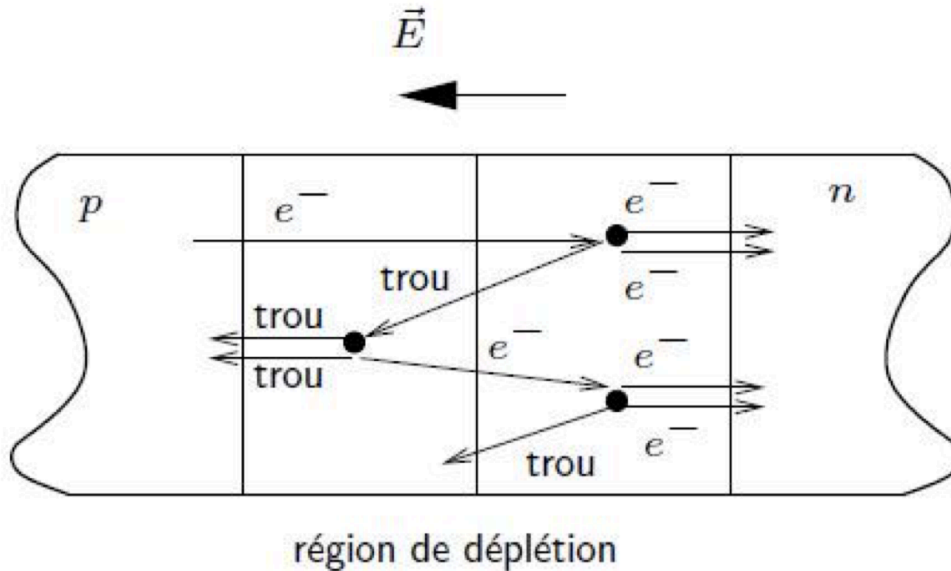
On trouve $V = 3 \text{ V}$ pour $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

 **Remarque**

Dans la pratique, l'effet Zener n'est observé que dans des jonctions fortement dopées pour lesquelles la zce est petite : lorsque la jonction est peu dopée, un autre phénomène apparaît qui fait claquer la jonction avant d'atteindre l'énergie correspondant à la largeur de la bande interdite :

L'effet d'avalanche

Lorsque le dopage est faible, la zce est grande. Les porteurs de charge en transit dans la zce sont alors fortement accélérés. Lorsque le champ électrique atteint $3 \cdot 10^5 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ pour le silicium ; ils subissent des collisions avec le réseau et peuvent provoquer l'ionisation du matériau. Les porteurs libérés sont à leur tour accélérés et peuvent générer de nouvelles paires par chocs. La réaction en chaîne qui en résulte entraîne une multiplication importante des porteurs libres. C'est une ionisation par choc.



Fondamental : Conclusion

Le **claquage** survient pour une tension inverse V_c provoqué par :

- un phénomène de Zener si (pour des jonctions en silicium) $V_c < 5 \text{ V}$.
- un phénomène d'avalanche si $V_c > 7 \text{ V}$.

6.2. V.2 Mécanisme de génération-recombinaison dans la zce

Remarque

On a considéré que la zce était une zone dénuée de porteurs libres.

Ceci est vrai en direct où le courant est élevé.

On va évaluer le courant dû à la génération de porteurs dans la zce pour une diode polarisée en inverse (zce large, courant inverse faible) pour le comparer à I_s :

Définition

$$I_g = q A_j \delta g$$


Définition

La formule de Shockley-Read donne le taux de recombinaisons : $r = \frac{np - n_i^2}{\tau(n + p + 2n_i)}$.

Remarque

Dans la zce, il y a peu de porteurs libres donc p et $n \ll n_i \Rightarrow pn \ll n_i^2$

D'où :

 **Définition**


$$r \approx -\frac{n_i}{2\tau}$$

 **Remarque**

En régime stationnaire, $dn/dt=0=g-r$ donc $g=r$.

$$\text{Donc : } I_g = -q A_j \delta \frac{n_i}{2\tau}.$$

D'où :

 **Définition**

$$I_g = -q A_j \frac{n_i}{2\tau} \sqrt{\frac{2\epsilon}{qN^*} (\Phi_{NP} - V)}$$

 **Remarque**

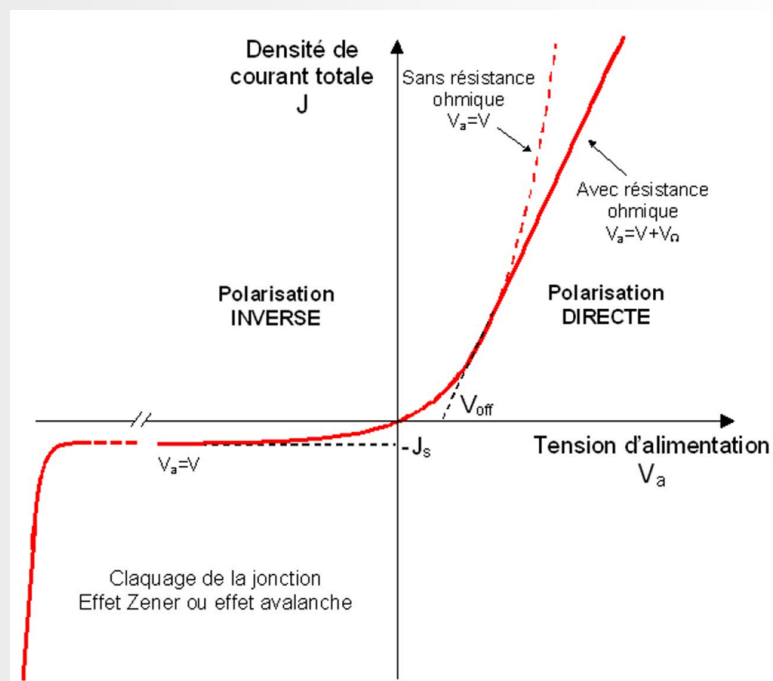
En inverse, on a donc $I = -I_s + I_g$

Souvent $I_s \ll I_g$ donc : $I \approx I_g$

6.3. V.3 Effet résistif sur la caractéristique directe

 **Attention**

Pour des valeurs élevées de courant, la résistance série de la diode doit être prise en compte.

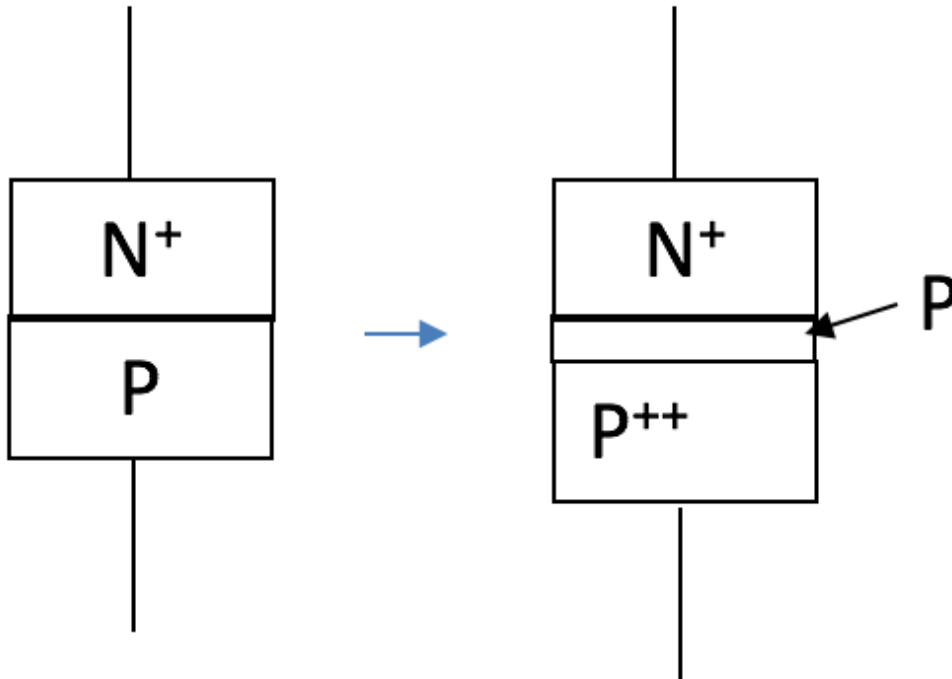


Méthode : Ainsi pour une diode de type N+P, on trouve

$$R_s = R_{N^+} + R_P \approx R_P \approx \frac{\rho_P W_P}{A_i} \approx \frac{W_P}{q N_A \mu_P A_j}$$

Conseil

Pour diminuer la résistance série, on peut augmenter le dopage du substrat en dehors de la jonction :



6.4. V.4 Le coefficient de non-idéalité

Complément

Une étude plus complète de la diode montre que la caractéristique $I(V)$ est exprimée sous la forme semi-empirique :

Définition

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{V}{nU_T}\right) - 1 \right]$$

où le facteur de non-idéalité n varie entre $n \approx 1$ aux tensions moyennes et $n \approx 2$ aux très faibles tensions.

Remarque

Sans entrer dans les détails, le facteur n varie également en fonction du semi-conducteur et des dimensions de la diode.

Partie B : Les composants électroniques basés sur une jonction PN



II

1. I. La Diode ElectroLuminescente ou DEL (Light Emitting Photodiode ou LED)

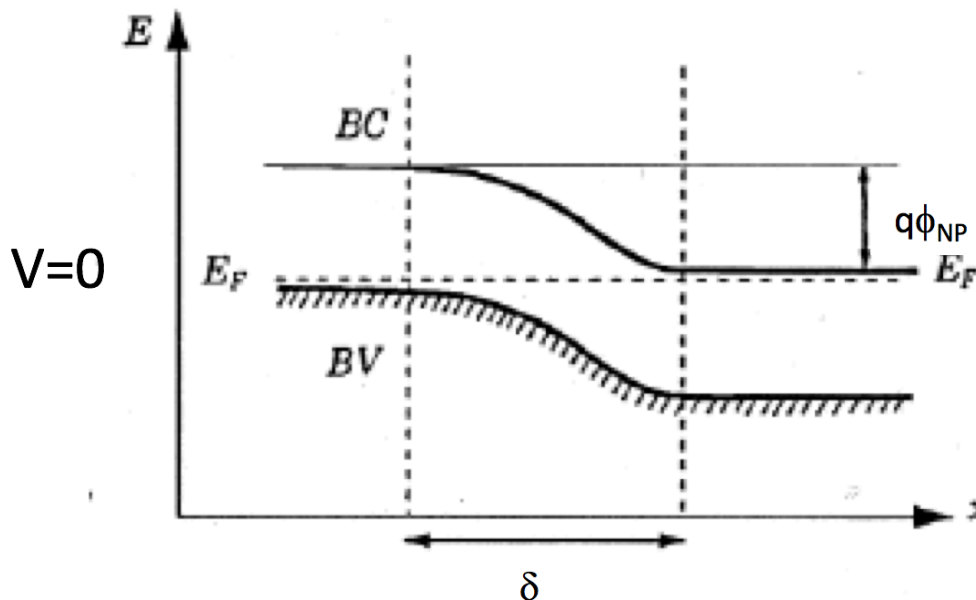
1.1. I.1 Principe de fonctionnement

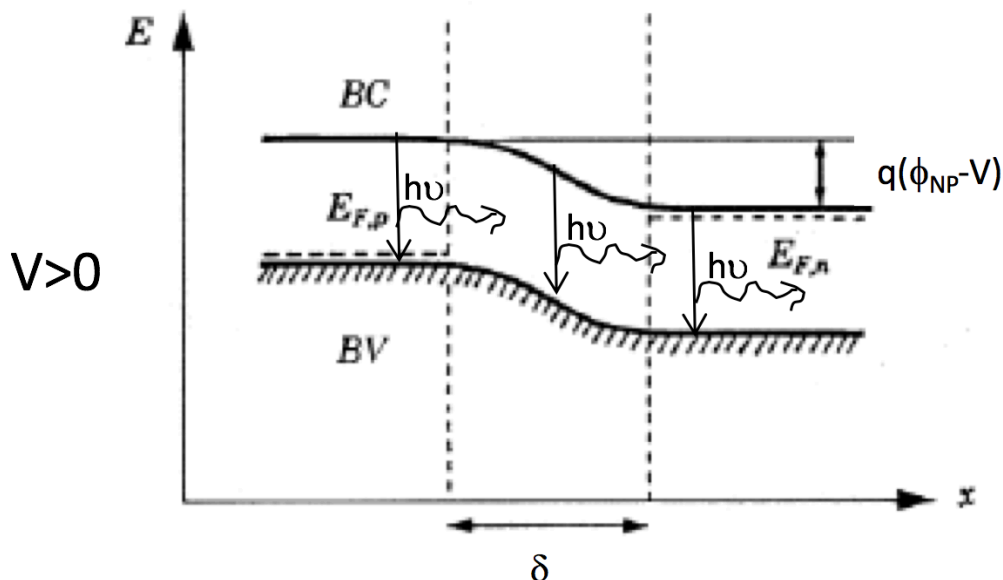
◆ Rappel

Lorsqu'une jonction PN est polarisée en direct, les électrons majoritaires de la régions N sont injectés dans la région P où ils diffusent et inversement pour les trous. S'ils n'ont pas réussi à traversé la région P assez rapidement, ils se recombinent. Une DEL est une jonction PN dans laquelle les recombinaisons des porteurs excédentaires sont essentiellement radiatives.

🔑 Définition

Une DEL est une jonction PN dans laquelle les recombinaisons des porteurs excédentaires sont essentiellement radiatives.





La tension de polarisation V fixe la séparation des niveaux de Fermi.

Les recombinaisons ont lieu dans la zce et dans les régions neutres N et P. Dans chacune de ces dernières, la zone émettrice est limitée à la longueur de diffusion des minoritaires. La zce joue un rôle mineur dans la mesure où elle est inexistante lorsque la jonction est polarisée en direct. On a :

$$I_n = q A_J n_i^2 \left[\frac{D_N}{N_A L_n \operatorname{th}\left(\frac{W_P}{L_n}\right)} \right] \left[\exp\left(\frac{V}{U_T}\right) - 1 \right], \quad I_p = q A_J n_i^2 \left[\frac{D_P}{N_D L_p \operatorname{th}\left(\frac{W_N}{L_p}\right)} \right] \left[\exp\left(\frac{V}{U_T}\right) - 1 \right].$$

Si les régions sont grandes devant les longueurs de diffusion, alors $\operatorname{th} \rightarrow 1$ donc :

$$I_n = q A_J n_i^2 \left[\frac{D_N}{N_A L_n} \right] \left[\exp\left(\frac{V}{U_T}\right) - 1 \right], \quad I_p = q A_J n_i^2 \left[\frac{D_P}{N_D L_p} \right] \left[\exp\left(\frac{V}{U_T}\right) - 1 \right].$$

Le rendement d'injection est donné par :

$$\gamma = \frac{I_n}{I_p} = \frac{D_N N_D L_p}{D_P N_A L_n} = \sqrt{\frac{\mu_n \tau_p}{\mu_p \tau_n}} \sqrt{\frac{N_D}{N_A}} \Rightarrow \gamma = \sqrt{\frac{\mu_n N_D}{\mu_p N_A}}$$

Fondamental

À dopage équivalent, les électrons étant plus mobiles que les trous, le taux d'injection d'électrons dans la région P est plus important que le taux d'injection de trous dans la région N. Donc la région P est la plus radiative. C'est pour cela que la face émettrice d'une DEL est toujours de type P.

Il faut préciser aussi que pour des raisons d'efficacité d'émission, les régions N et P d'une DEL sont très dopées.

1.2. I.2 Spectre d'émission

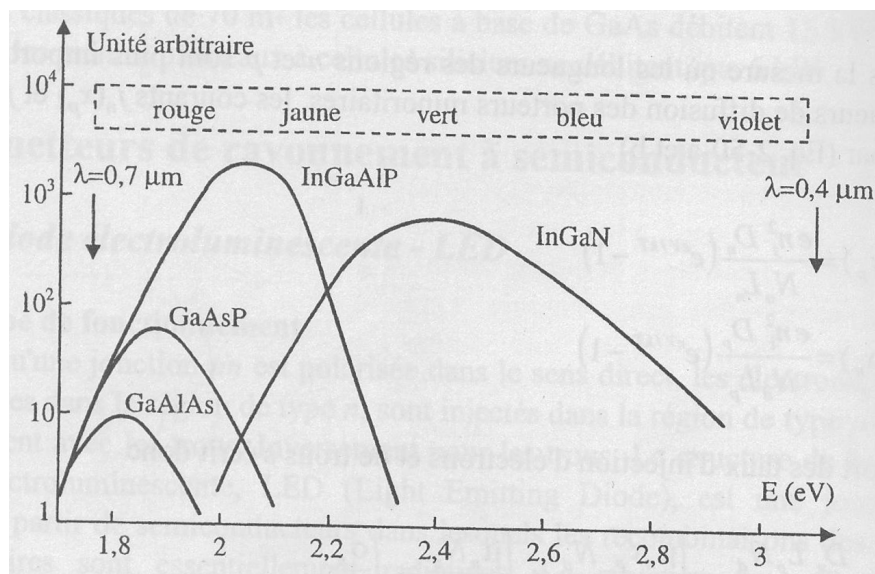
Définition

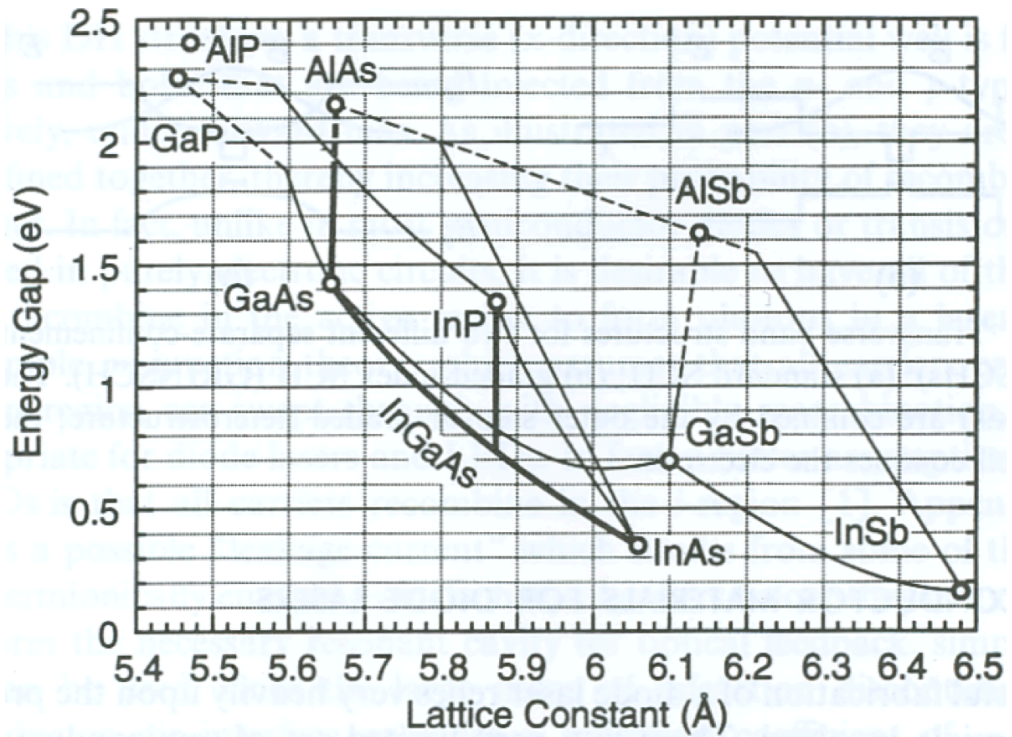
Le spectre d'émission de la DEL correspond à la couleur du rayonnement émis. Et la couleur correspond à une longueur d'onde, c'est-à-dire à une énergie : celle du band gap.

Remarque

Dans la mesure où certaines transitions mettent en jeu des niveaux d'impuretés, le spectre d'émission est aussi conditionné par le type de dopant. Il n'est donc pas purement monochromatique.

La plupart des semi-conducteurs de type III-V sont miscibles entre eux en toute proportion, de sorte que la réalisation d'alliages ternaires ou quaternaires permet à l'heure actuelle de couvrir tout le spectre visible.





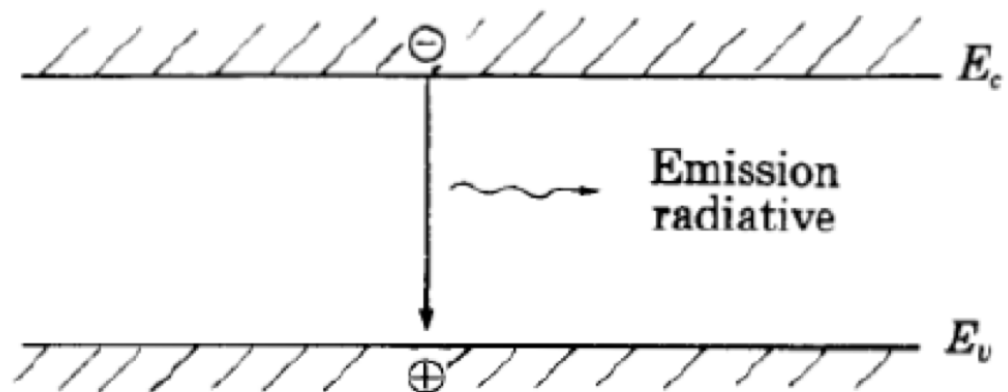
1.3. I.3 Rendement

Outre la longueur d'onde d'émission, un paramètre essentiel du fonctionnement d'une DEL est son rendement. On en définit plusieurs :

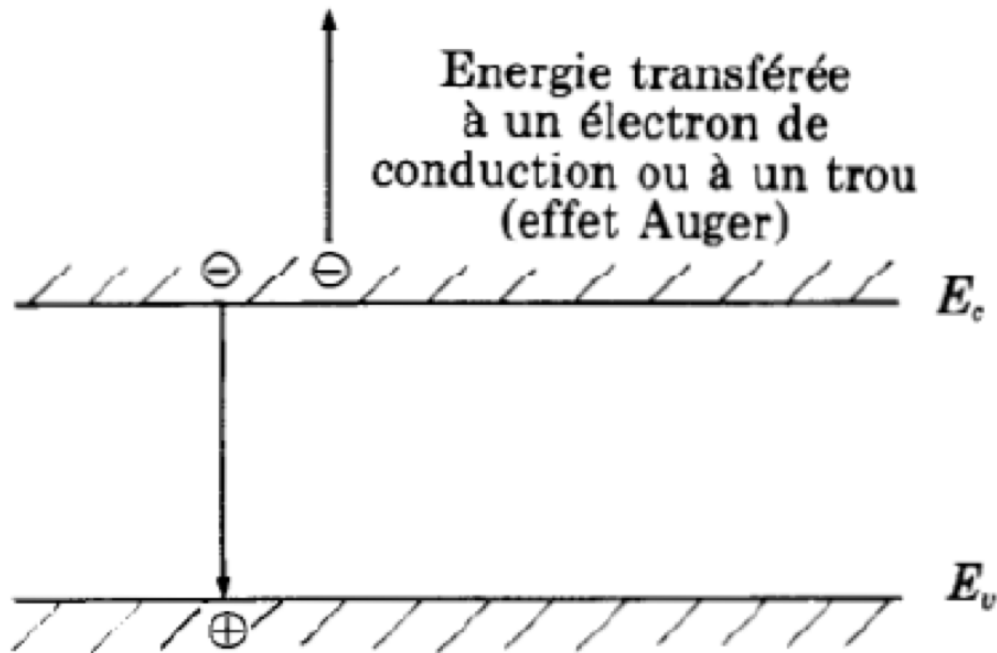
Rendement quantique interne

Les porteurs injectés dans chacune des régions se recombinent avec les porteurs majoritaires. Ces recombinaisons peuvent faire intervenir des processus radiatifs ou non :

- L'absorption d'un photon par un semi-conducteur peut engendrer la création d'une paire électron-trou. A l'inverse, l'électron dans la bande de conduction peut retourner dans la bande de valence en générant un photon dont l'énergie correspond à celle du gap. C'est la recombinaison radiative.



- Un autre processus est également possible (recombinaison Auger) : un électron retombe dans la bande de valence, l'énergie correspondante étant cédée à un autre électron de conduction qui monte en énergie dans la bande.



🔑 Définition : Le Rendement quantique interne

Le rendement quantique interne η_{int} représente le nombre de photons créés à la jonction sur le nombre de porteurs qui la traversent.

Si la jonction est longue, tout les porteurs se recombinent. De sorte que η_{int} représente le taux de recombinaisons radiatives sur le taux total de recombinaisons.

$$\eta_{\text{int}} = \frac{r_r}{r_r + r_{nr}} = \frac{\tau_{nr}}{\tau_{nr} + \tau_r} \text{ car } r_r = \frac{\hat{n}}{\tau_r} = \frac{\hat{p}}{\tau_r} \text{ et } r_{nr} = \frac{\hat{n}}{\tau_{nr}} = \frac{\hat{p}}{\tau_{nr}}$$

où τ_r et τ_{nr} sont respectivement les durées de vie radiative et non-radiative.

🔑 Remarque

Si $\tau_r \ll \tau_{nr}$, alors $\eta \approx 1$.

La durée de vie radiative étant plus faible dans les semi-conducteurs à gap direct, les DEL sont fabriquées dans de tels semi-conducteurs.

🔑 Définition : Le Rendement global

Le rendement global représente la puissance lumineuse émise sur la puissance électrique consommée :

$$\eta = \frac{P_{\text{opt}}}{P_{\text{elec}}} = \frac{N_{ph} h \nu}{V I} = \frac{N_{ph} h \nu}{V q N_{el}}$$

avec N_{ph} et N_{et} respectivement le nombre de photons émis et le nombre de charges traversant la jonction par seconde

Complément : Le Rendement quantique externe

On a $\eta = \eta_{ext} \frac{h\nu}{qV}$ où η_{ext} représente le rendement quantique externe, soit le rapport entre le nombre de photons émis et le nombre de charges traversant la jonction.

Finalement, $\eta = \eta_{ext} \frac{h\nu}{q(R_s I + \phi_{NP})}$ où R_s représentant la résistance série de la diode.

Remarque

$\eta_{ext} \neq \eta_{int}$ car le nombre de photons émis par la diode < nombre de photons créés à la jonction. En effet, une fraction des photons créés est réabsorbée, souvent après réflexion à la surface du matériau.

Fondamental

Le coefficient de réflexion en incidence normale et dans l'air est donné par: $R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$, avec $n \approx 3,5$ pour les semi-conducteurs usuel

Remarque

Le rendement optique est donc très mauvais mais il peut être amélioré en recouvrant la DEL d'un matériau plastique d'indice supérieur à celui de l'air.

Définition : Le Rendement optique

Le rendement optique η_0 représente le nombre de photons émis sur le nombre de photons générés à la jonction.

Il dépend de l'indice de réfraction du matériau :

$$\eta_{ext} = \eta_{int} \eta_0$$

1.4. I.4 Temps de réponse – fréquence de coupure

Le temps de réponse d'une diode correspond à la durée de vie des porteurs minoritaires dans la région P :

$$\tau = \frac{1}{A N_A}$$

avec

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau_n}$$

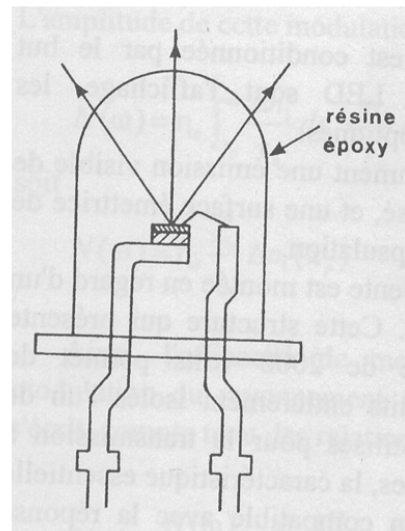
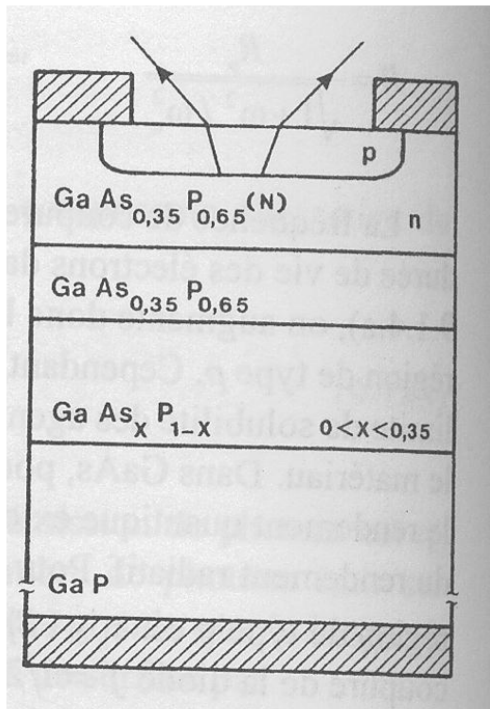
Remarque

La fréquence de coupure est d'autant plus élevée que la durée de vie des électrons dans la région P est faible.

On augmente donc la fréquence de coupure par un dopage important de la région P.

1.5. I.5 Structure d'une DEL

La figure représente la structure interne d'une DEL orange. Elle est constituée d'un substrat de GaP de type N qui sert de support mécanique à la couche active et assure de bonnes conductivités thermiques et électrique vers l'électrode métallique. Une couche de $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ où x varie de 0 à 0,35 réalise l'accord de maille entre le substrat et la couche active. La couche active est réalisée par une jonction PN en $\text{GaAs}_{0,35}\text{P}_{0,65}$ dont la région de type P, de quelques mm d'épaisseur constitue la couche de sortie de la DEL. Le contact métallique de sortie doit avoir une surface et une géométrie faisant un compromis entre homogénéité de polarisation et surface émettrice suffisante.



2. II. La photodiode PIN

2.1. II.1 Constitution – principe de fonctionnement

Définition

Il s'agit d'une jonction PN polarisée en inverse. A la jonction, on a une zone intrinsèque I réalisée par dopage par compensation afin de maximiser la zce dans laquelle vont être collectés les porteurs photogénérés. Le courant photoélectrique issu de la photodiode est donné par:

$$I_{ph} = S_{\lambda} P_{opt}$$

où S_{λ} est la sensibilité spectrale de l'APD et P_{opt} est la puissance optique incidente.

Remarque

Une partie de la puissance optique incidente est perdue par réflexion à la surface du semiconducteur. On appelle P_0 la puissance optique qui pénètre dans le SC :

$$P_0 = (1 - R) P_{opt}$$

avec

$$R = \text{coefficient de réflexion} = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2$$

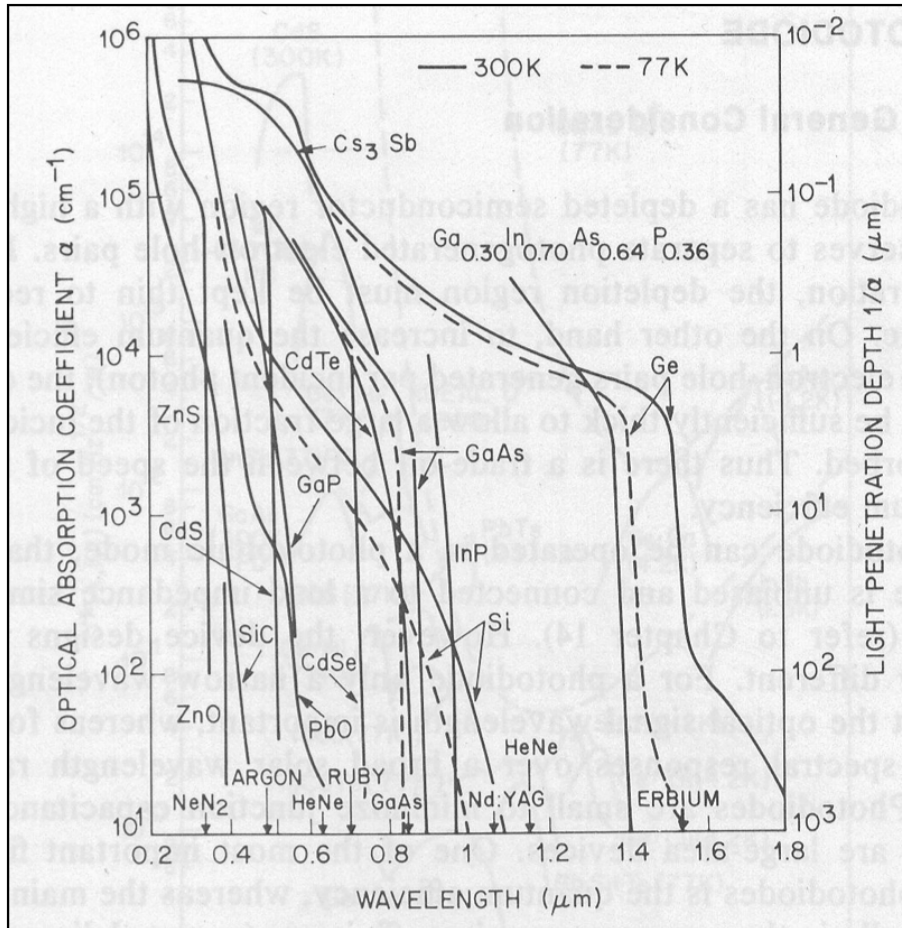
et n l'indice de réfraction du semi-conducteur ($n=4,24$ pour le silicium)

Lorsqu'un photon rencontre un électron de Valence, il lui fournit de l'énergie qui l'envoie en bande de conduction, générant une paire électron-trou.

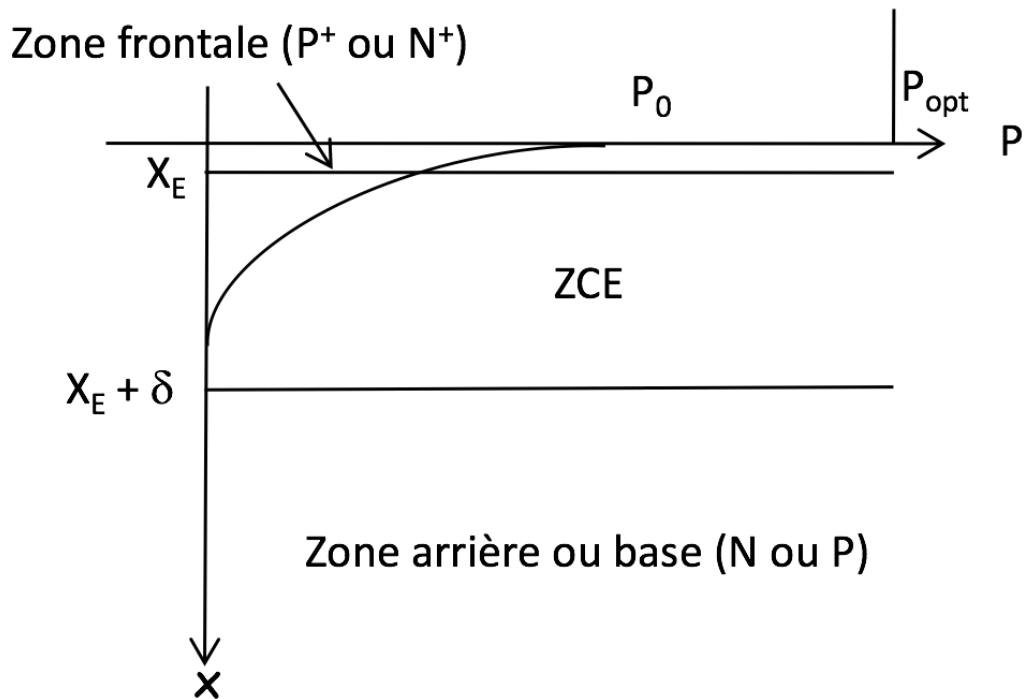
Ainsi, le flux de photons décroît exponentiellement au fur et à mesure que l'on pénètre dans le semiconducteur :

$$P(x) = P_0 \exp(-\alpha x)$$

α est le coefficient d'absorption de la lumière. Il dépend de la longueur d'onde, de la température et bien sûr du SC. On trouve sa valeur dans le graphe ci-dessous :



Ce phénomène d'absorption est représenté sur la figure suivante où x représente la direction perpendiculaire à la surface éclairée.



La génération de paires électrons-trous est donc directement proportionnelle à la disparition des photons, ce qui se traduit par :

$$g(x) = -\frac{\eta_{\text{int}}}{h\nu} \frac{dP}{dx} = \frac{\eta_{\text{int}}}{h\nu} \alpha P_0 \exp(-\alpha x)$$

Les zones frontales étant en général très dopées, nous admettrons qu'elles peuvent être considérées comme zone morte. En effet, le courant qui y est photogénéré est un courant de diffusion quasi nul étant donné qu'à forts dopages, les durées de vie et les longueurs de diffusion y sont extrêmement faibles

On calcule donc le courant engendré par les photons dans générant des paires électrons-trous dans la zce :

$$dJ_{ph} = q g(x) dx = \frac{\eta_{\text{int}}}{h\nu} \alpha P_0 \exp(-\alpha x) dx \quad \text{donc} \quad J_{ph} = q \frac{\eta_{\text{int}}}{h\nu} \alpha P_0 [1 - \exp(-\alpha \delta)] \exp(-\alpha W_E),$$

avec W_E la largeur de la zone d'émetteur ou zone frontale, η_{int} le rendement quantique interne, le coefficient d'absorption du semi-conducteur qui varie en fonction de la longueur d'onde et A_j la surface photosensible.

Attention

On remarque dans la formule précédente que pour maximiser le courant photoélectrique et donc la sensibilité de la photodiode, il faut que:

- la largeur de la zone frontale ou zone émetteur W_E soit faible,
- la largeur de la zce soit importante.

Remarque

Il faut impérativement qu'il n'y ait plus de photons à la fin de la zce sinon, les paires électrons-trous qui seraient photogénérées dans la zone arrière, donneraient lieu à un courant de diffusion. Ce phénomène est à éviter absolument car il est lent. En effet le temps de réponse de la photodiode devient alors égal à la durée de vie des porteurs minoritaires dans la zone arrière.

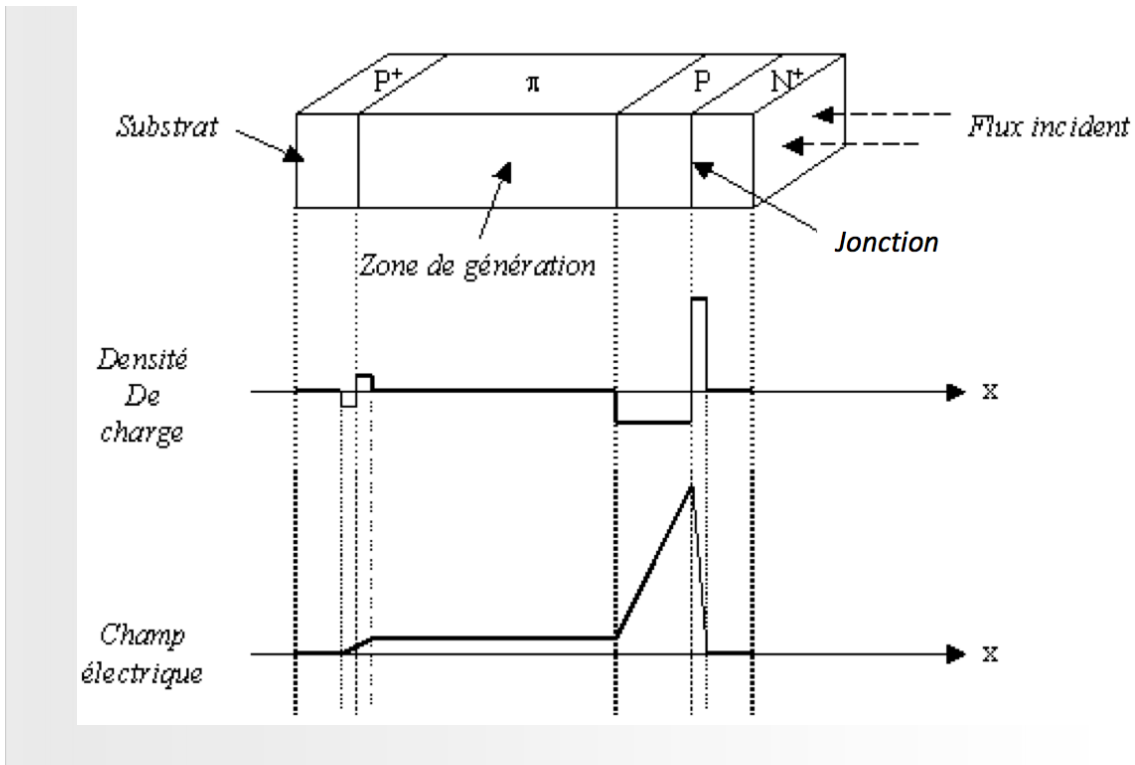
En pratique, il faut que:

$$\exp[-\alpha(W_E + \delta)] \rightarrow 0 \quad \text{soit} \quad \alpha(W_E + \delta) \geq 3$$

Fondamental

Ainsi, dans la pratique, à la jonction, on a une zone intrinsèque I réalisée par dopage par compensation afin de maximiser la zce dans laquelle vont être collectés les porteurs photogénérés.

D'où le nom de photodiode P I N.



2.2. II.2 Sensibilité spectrale – rendement quantique externe

🔑 Définition

La sensibilité spectrale S_λ dans l'air d'une photodiode PIN s'exprime donc par :

$$S_\lambda = \frac{q \eta_{\text{int}}}{h \nu} A_i \frac{4n}{(n+1)^2} \exp(-\alpha W_E) [1 - \exp(-\alpha \delta)]$$

🔍 Remarque

Le terme $\exp(-\alpha W_E)$ en représente les pertes dans l'émetteur ou atténuation optique.

Pour améliorer le rendement, on place en surface une couche anti-reflet.

🔑 Définition

On définit également le rendement quantique externe : $\eta_{\text{ext}} = \frac{hc}{q\lambda} S_\lambda = \frac{1,24}{\lambda} S_\lambda$.

2.3. II.3 Temps de réponse

En première approximation, une PIN se comporte comme une source de courant en parallèle avec une résistance dynamique r_d et une capacité de jonction C_j . (Dans le domaine des hautes fréquences, nous devons aussi prendre en compte la résistance série R_s , principalement attribuée à la zone frontale).

Le temps de réponse qu'une photodiode PIN peut être dû:

- Soit à la constante de temps de charge: $\tau = R_L C_j$ et $t_r = 2,2 \tau$

- Soit au temps de transit dans la zce : $t_r = \frac{\delta}{V_{th}}$ où V_{th} = vitesse thermique du porteur = $10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ pour les électrons et $10^6 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ pour les trous.

Remarque

Afin de diminuer la constante de temps de charge, il est nécessaire de diminuer la capacité de jonction. Soit en réduisant la surface de la photodiode ou de faire en sorte que la zce soit la plus large possible. De plus, une zce plus large contribue à augmenter le rendement quantique du dispositif et à diminuer le temps de montée du signal. En revanche, une zone de charge d'espace plus large entraîne inévitablement un temps de transit des porteurs plus important.

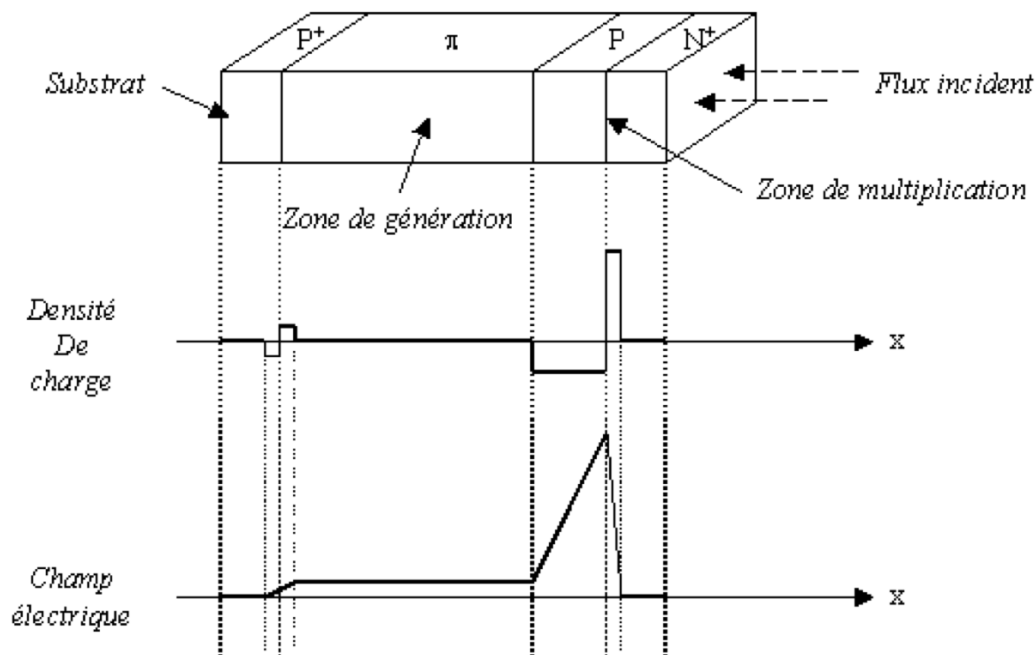
Enfin, si la zce est trop étroite vis-à-vis de la longueur d'onde du faisceau de lumière incident, il faut prendre en compte un autre facteur dans le temps de réponse qui est le temps de diffusion nécessaire à la collecte des porteurs générés dans la zone arrière. Ce temps de collecte peut être très important, de l'ordre de quelques microsecondes.

3. III. La photodiode à avalanche ou APD

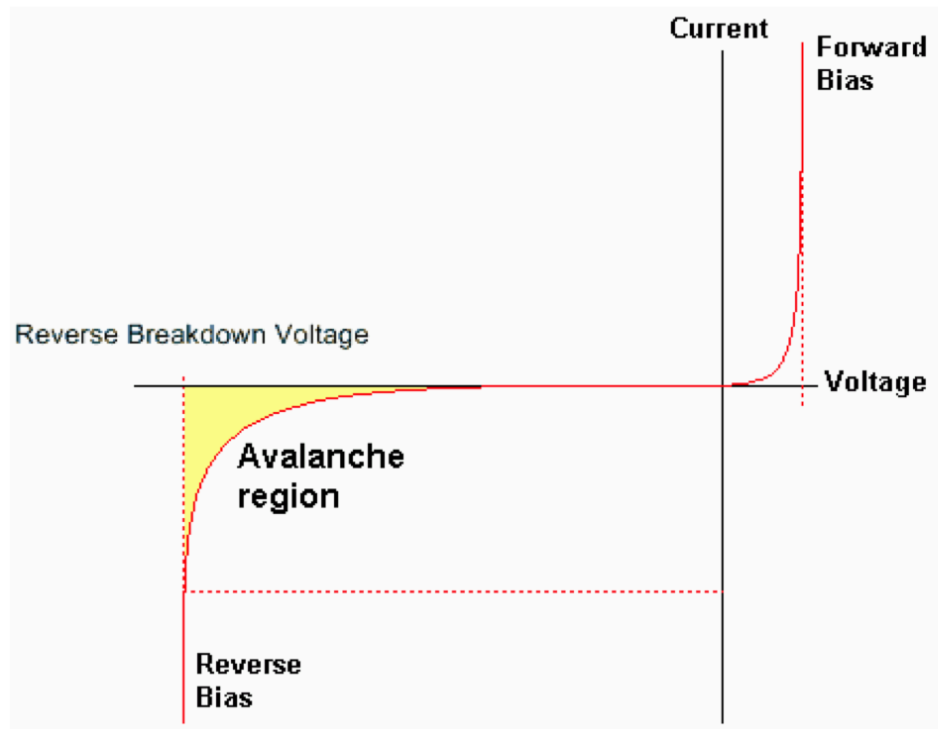
3.1. La photodiode à avalanche (APD)

🔑 Définition : Constitution – principe de fonctionnement

Une photodiode à avalanche (APD) transforme, comme son nom l'indique, un photon en une cascade de paires électron-trou selon le phénomène d'avalanche qui régit les jonctions faiblement dopées et fortement polarisées en inverse. Ainsi, une lumière faible peu produire un courant suffisamment élevé pour être détecté par l'électronique de lecture en aval de l'APD. Une APD est donc constituée comme une PIN mais elle est polarisée dans sa zone d'avalanche par une très forte tension inverse. $-400\text{ V} < V_{APD} < -150\text{ V}$ pour une APD au silicium. La zone de multiplication ou se produit le phénomène d'avalanche se fait dans une grande zone I entièrement dépeuplée



La photodiode à avalanche fonctionne donc avec une forte tension de polarisation inverse de façon à ce que son point de fonctionnement soit très proche du régime de claquage.



La capacité des porteurs à réaliser des ionisations par impact est caractérisée par les coefficients d'ionisation α_n et α_p pour les électrons et les trous respectivement. Ces quantités représentent les probabilités d'ionisation par unité de longueur cm^{-1} . α_n et α_p augmentent avec le champ électrique dans la zone de charge d'espace (zce), et diminuent avec l'augmentation de la température dans la photodiode (car l'augmentation de la température augmente les collisions donc diminue les chances d'obtenir assez d'énergie cinétique pour générer de nouveaux porteurs). On définit le rapport d'ionisation k tel que :

$$k = \frac{\alpha_p}{\alpha_n}$$

Typiquement, ce rapport d'ionisation est égal à 0,9 pour les APD au Germanium, 0,45 pour les APD au InGaAs et 0.02 pour les APD au Silicium. Les filières Silicium s'avèrent être les meilleures quant à la fabrication des APD, car plus le rapport d'ionisation est faible, meilleures sont les performances en termes de temps de réponse, de bruit et de gain. En effet, il n'est pas très bon que k soit très proche de 1 car les trous comme les électrons ont la même probabilité de créer de nouveau porteur par ionisation par impact. Les trous créés vont aller dans une direction balayés par le champ électrique interne. Ces derniers vont créer des électrons qui vont aller dans la direction opposée et qui vont à leur tour créer des trous, etc., ce qui peut ne pas avoir de fin. Cela engendre de très grand gain, mais diminue la bande passante du dispositif par un temps de réponse prohibitif. Dans cette configuration, le bruit est également fortement détérioré à cause du caractère fortement aléatoire du processus d'ionisation par impact. On retrouve ce comportement dans les abaques de McIntyre qui prédisent la densité spectrale de bruit en fonction du gain et des coefficients d'ionisation des porteurs. Ainsi, lorsque k tend vers 0, un seul type de porteur, les électrons en l'occurrence, ont une très grande probabilité de créer de nouvelles paires électron-trou. Le temps du processus de multiplication par l'ionisation par impact est donc limité et s'arrête lorsque le dernier électron quitte la zone de multiplication. En contrepartie, le gain est lui aussi limité par cette configuration.

Définition

Le courant de détection I_{APD} disponible en sortie de l'APD dépend du gain M , de la sensibilité spectrale de l'APD S_λ et de la puissance optique incidente P_{opt} :

$$I_{APD} = M I_{prim}$$

Le photocourant primaire hors multiplication par le phénomène d'avalanche I_{prim} , est le même que celui émis par une photodiode PIN, soit :

$$I_{prim} = S_\lambda P_{opt}$$

Le gain photoélectrique interne M est donné par la relation de Miller. V_c représente la valeur absolue de la tension de claquage de la jonction, V_{APD} la valeur absolue de la tension inverse de polarisation et n l'indice de concavité de la zone d'avalanche défini de façon empirique (égal à 5 dans des conditions de quasi obscurité) :

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V_{APD}}{V_c} \right)^n}$$

4. IV. Les cellules photovoltaïques

4.1. Les cellules photovoltaïques

Là encore il s'agit d'une jonction PN.

La cellule photovoltaïque est caractérisée par son courant électromoteur et sa force électromotrice.

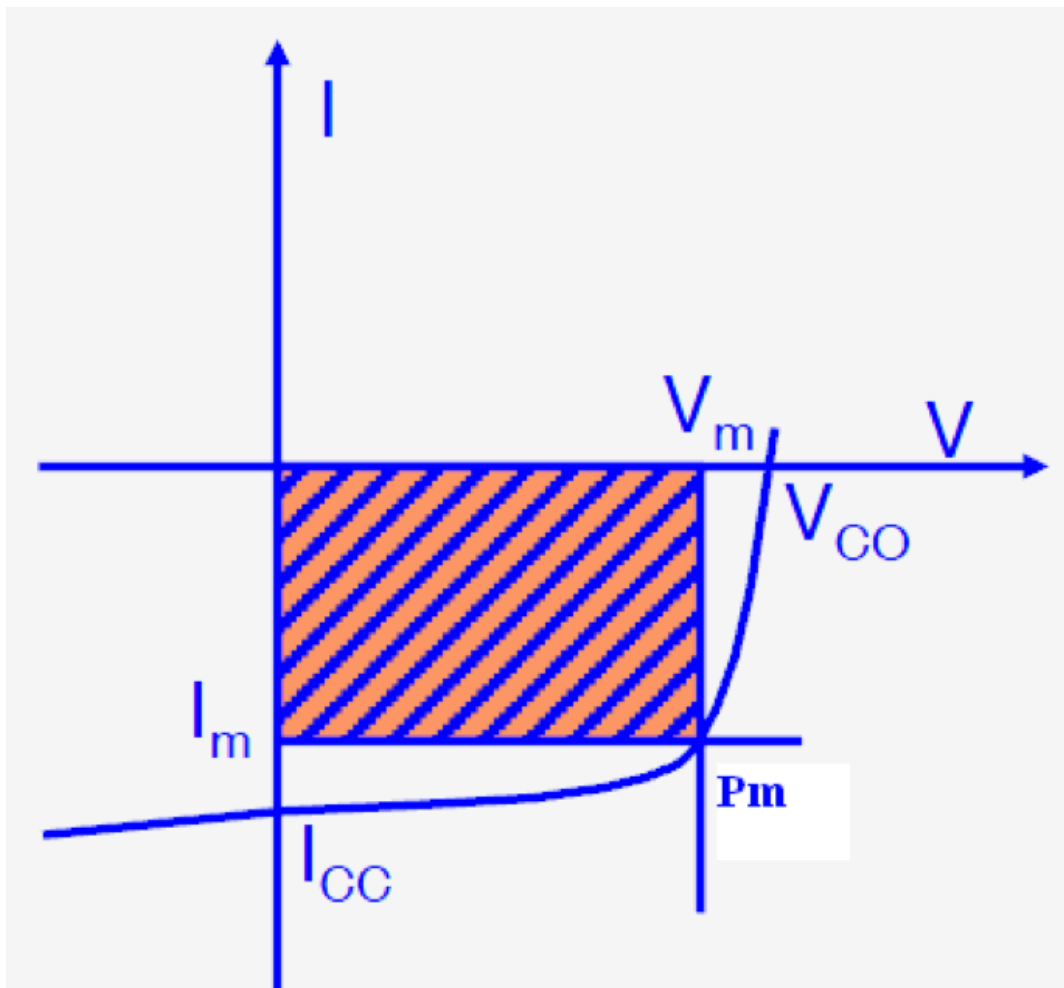
Définition

Le courant électromoteur est le courant de court-circuit I_{CC} .

La force électromotrice est la tension de circuit ouvert V_{CO} .

Ils sont donnés par :

$$I_{CC} = I_{ph} \text{ et } V_{CO} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I_{ph}}{I_s} + 1 \right)$$



Définition : Puissance débitée

La puissance fournie par la photopile est donnée par le produit $V I$:

$$P = VI = V \left[I_{ph} - I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \right]$$

Cette puissance est maximale au point P_m défini par $dP/dV = 0$, soit :

$$I_{ph} - I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] - I_s \frac{qV}{kT} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) = 0.$$

La tension V_m et le courant I_m au point P_m sont donnés par : $\left(1 + \frac{qV_m}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV_m}{kT}\right) = 1 + \frac{I_{ph}}{I_s}$.

$$I_m = I_s \frac{qV_m}{kT} \exp\left(\frac{qV_m}{kT}\right)$$

La puissance débitée est alors donnée par le produit $V_m I_m$ (zone hachurée) qui s'écrit :

Définition

$$P_m = V_m I_m = FF V_{CO} I_{CC}$$

Cette valeur est de l'ordre de 80% du produit $V_{CO} I_{CC}$.

Le paramètre FF est le facteur de remplissage ou facteur de forme. Il évalue le caractère rectangulaire de la courbe $I(V)$. Il varie de 0.25 pour une cellule à faible rendement à 0.9 pour une cellule idéale.

Il varie de 0.25 pour une cellule à faible rendement à 0.9 pour une cellule idéale.

Définition : Rendement

Le rendement d'une photopile est donné par le rapport entre la puissance maximum débitée et la puissance du rayonnement incident.

$$\eta = \frac{V_m I_m}{P_{solaire}} = \frac{FF V_{CO} I_{CC}}{P_{solaire}}$$

Remarque

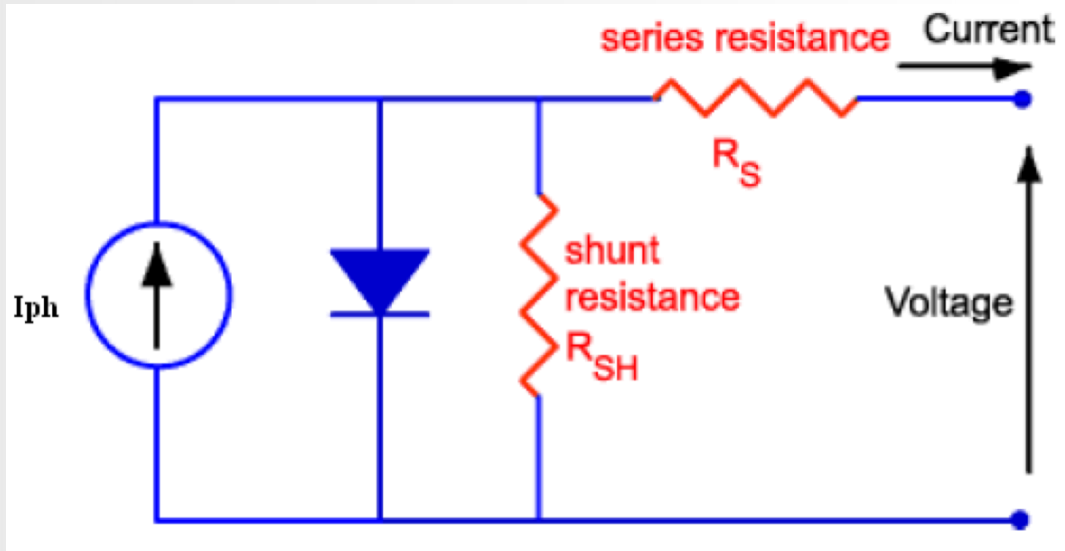
L'expression montre que les performances d'une photopile ne dépendent que des valeurs des trois paramètres.

Ces paramètres sont fonction d'une part de propriétés spécifiques du matériau et d'autre part de paramètres technologiques.

Propriétés spécifiques : le gap, les coefficients d'absorption et de réflexion, la longueur de diffusion des porteurs, la vitesse de recombinaison en surface.

Paramètres technologiques : la profondeur de la jonction, la largeur de la zone de charge d'espace, la présence de résistances parasites.

⚠ Attention : Modèle équivalent



R_s et R_{sh} représentent les pertes internes :

- R_s = résistance série de la diode.

R_{sh} représente le courant de fuite à la jonction :

$$R_{sh} = \frac{V + R_s I}{I_{ph} - I_s \left(\exp \left[\frac{q(V + R_s I)}{kT} \right] - 1 \right) - I}$$

🔑 Définition

Le courant peut s'exprimer sous la forme :

$$I = I_{ph} - I_s \left(\exp \left[\frac{q(V + R_s I)}{kT} \right] - 1 \right) - \frac{V + R_s I}{R_{sh}}$$

🔍 Remarque

On ne peut pas la calculer mais simplement la mesurer. Elle est déterminée au point $(0, I_{CC})$.

Les formulations du paramètre FF sont données ci-dessous :

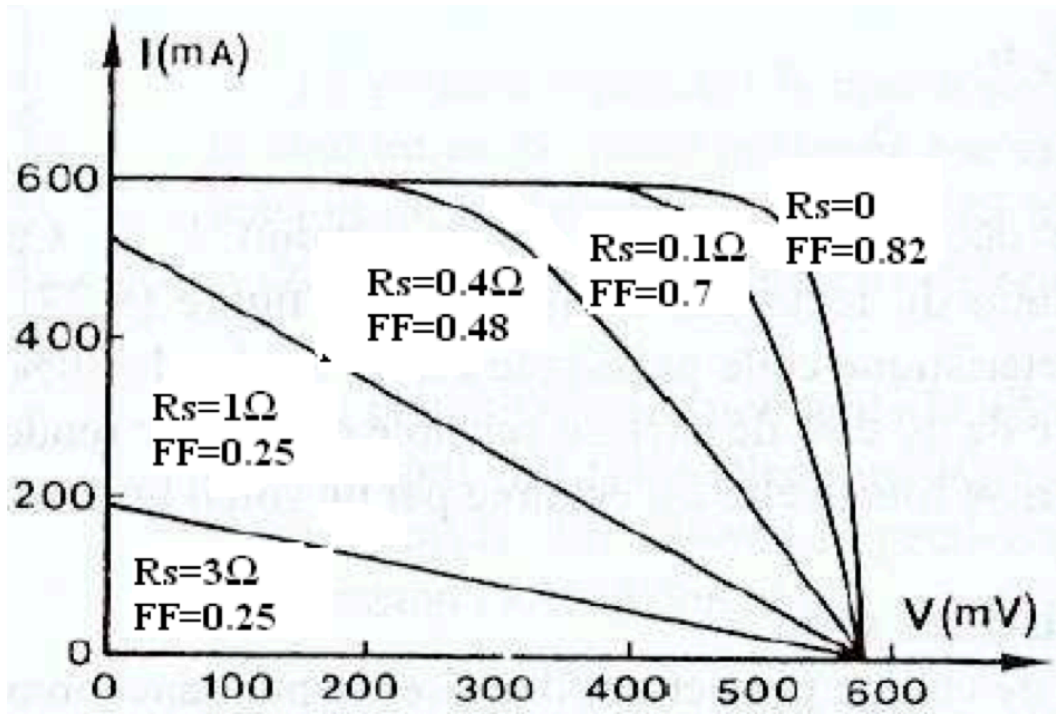
- Cas idéal : $FF_0 = \frac{v_{oc} - \ln(v_{oc} + 0,72)}{v_{oc} + 1}$ avec $v_{oc} = \frac{V_{OC}}{nU_T}$ et $\tau_s = \frac{R_s}{V_{OC}/J_{ph}}$.
- Avec R_s et sans R_{sh} : $FF_s = FF_0 (1 - 1,1 R_s) + \frac{R_s^2}{5,4}$
- Avec R_s et R_{sh} : $FF = FF_s \left(1 - \frac{v_{oc} + 0,7}{v_{oc}} \frac{FF_s}{R_{sh}} \right)$

Effet de la résistance série

Si V_j est la tension aux bornes de la jonction, on a :

$$I = I_{ph} - I_s \left\{ \exp \left[\frac{qV_j}{kT} \right] - 1 \right\}, \quad V = V_j - R_s I, \quad I = I_{ph} - I_s \left\{ \exp \left[\frac{q(V + R_s I)}{kT} \right] - 1 \right\},$$

Les courbes ci-dessous montrent les effets de R_s sur le facteur de forme ($FF > 0,8$ pour $R_s = 0$ et $FF = 0,25$ pour $R_s > 1\Omega$). Pour $R_s = 0$, il passe de 0.83 dans le Si ($\approx 0,6V$) à 0.87 dans le GaAs ($\approx 0,9V$) par exemple.



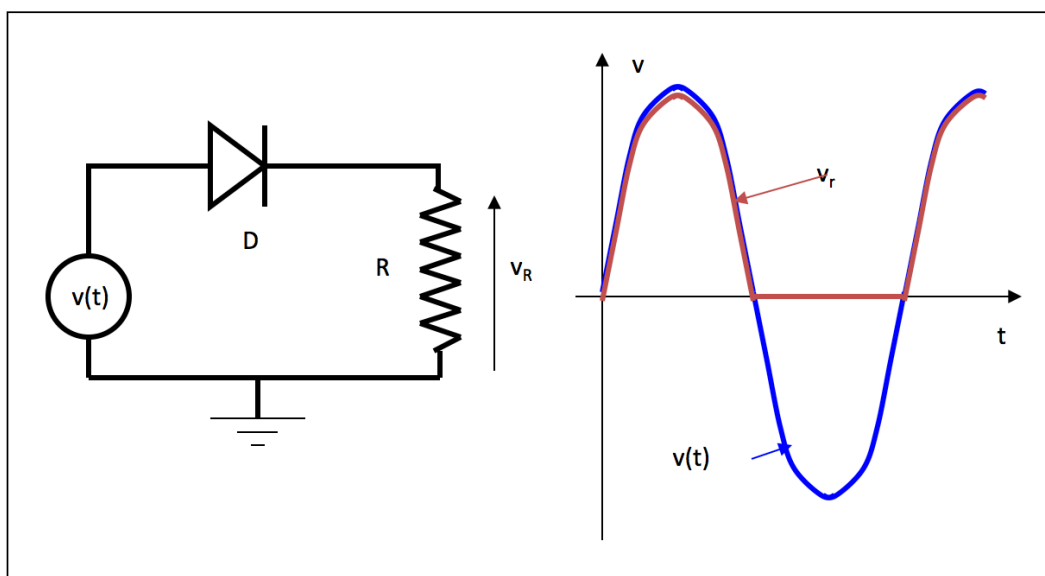
5. V. Le redressement

5.1. V.1 Le redressement simple alternance

De loin la plus importante des applications de la diode. Elle est liée au fait que, dans tout système électronique, l'alimentation est toujours une tension continue. Or, la distribution de puissance se fait sous forme alternative. Il sera donc nécessaire de convertir les signaux alternatifs en signaux continus.

La tension alternative dont on dispose est à valeur moyenne nulle donc, ne présente pas de composante continue. Il va donc falloir, dans un premier temps faire en sorte d'obtenir un signal à valeur moyenne non nulle. C'est le but de l'opération de redressement.

Pour ce, nous allons utiliser une diode qui possède une caractéristique $I(V)$ non linéaire. Cette dernière va se comporter comme un interrupteur et laissera passer le courant pendant l'alternance de tension qui la rendra conductrice. On obtiendra ainsi une tension redressée mono alternance qui présente une valeur moyenne.



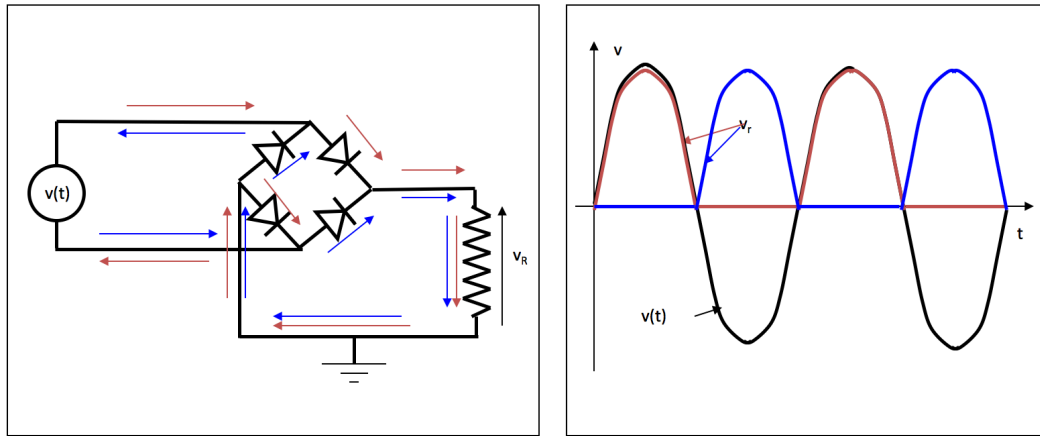
Si nous appliquons un signal sinusoïdal $v(t)$ à l'entrée du montage représenté ci-dessus, la diode sera conductrice si la tension d'entrée est supérieure à sa tension de seuil c'est à dire sensiblement 0,6 V.

La tension de sortie V_R suivra donc la tension d'entrée avec un décalage de 0,6 V tant que celle-ci sera supérieure au seuil.

Dès que l'entrée passe au dessous du seuil, le courant s'annule et la tension de sortie est nulle. On obtient donc un signal redressé mono alternance présentant une valeur moyenne.

5.2. V.2 Le redressement double-alternance ou pont de Graëtz

Le redressement simple alternance présentant un rendement faible, on a fait évoluer le système afin de le rendre plus efficace. On a donc substitué à la simple diode un ensemble de quatre diodes montées en pont. Ce montage est représenté ci dessous.



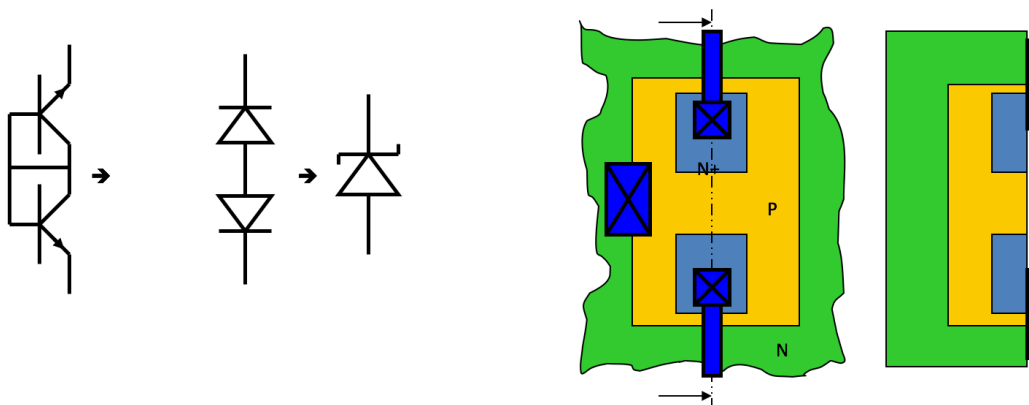
On obtient donc une amélioration notable du rendement. Ce système est utilisé dans tous les redresseurs ; on lui adjoint une capacité en parallèle avec la résistance afin d'obtenir une valeur quasi continue ainsi qu'un ensemble de régulation permettant de compenser instantanément des variations pouvant apparaître au niveau de l'utilisation. Ce montage est la base des alimentations stabilisées.

6. VI. La diode Zener

6.1. La diode Zener

Lors de l'étude du claquage des diodes, nous avons montré qu'au voisinage de la tension de claquage, la tension augmentait très rapidement pour de très faibles variations de tension. On dispose alors d'une quasi référence de tension à la condition de contrôler le phénomène afin d'éviter un emballement thermique qui serait destructif pour le composant.

Ce phénomène est de très bonne qualité pour des dopages correspondant à des tensions de claquage situées entre 5 et 6 V. De plus, on associe souvent une diode en direct avec une diode « Zener ». Ceci présente un avantage important car l'effet Zener présente un coefficient de température positif alors que pour une diode en direct, le coefficient de température est négatif. On a donc des dispositifs parfaitement stables en température. Il suffira pour ce de réaliser deux jonctions en série. La figure suivante montre la réalisation de ce dispositif.



Diode Zener compensée en température et sa réalisation technologique

Les diodes Zener existent en différentes tensions.

Pour des tensions importantes de l'ordre de la dizaine de volts et plus, on utilise plusieurs diodes en série montées dans un même boîtier.

Ressources annexes



> _____

Cf. ""



Contenus annexes



> Hypothèses de Schokley

🔑 Définition

Les hypothèses de Schokley s'énoncent sous la forme suivante :

- La charge d'espace est limitée par des plans parallèles au plan de la jonction métallurgique.
- La charge d'espace est dépourvue de porteurs libres
- Le champ est nul en dehors de la charge d'espace (donc le potentiel est constant).

> densité de porteurs en excès dans le volume de la diode

L'équation différentielle à résoudre est : $\frac{d^2 \hat{p}}{dx^2} - \frac{\hat{p}}{L_p} = 0$,

La solution est de la forme : $\hat{p}(x) = A \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) + B \exp\left(\frac{x}{L_p}\right)$.

$$\left. \begin{array}{l} \text{en } x=0 : \hat{p} = \hat{p}_0 \\ \text{en } x=W_N : \hat{p}(W_N) = 0 \end{array} \right\} \Rightarrow 0 = A \exp\left(-\frac{W_N}{L_p}\right) + B \exp\left(\frac{W_N}{L_p}\right) \Rightarrow \hat{p}_0 = A + B.$$

$$\Rightarrow 0 = \hat{p}_0 \exp\left(-\frac{W_N}{L_p}\right) + B \left[\exp\left(\frac{W_N}{L_p}\right) - \exp\left(-\frac{W_N}{L_p}\right) \right] \Rightarrow B = -\hat{p}_0 \frac{\exp\left(-\frac{W_N}{L_p}\right)}{\exp\left(\frac{W_N}{L_p}\right) - \exp\left(-\frac{W_N}{L_p}\right)}.$$

et

$$A = \hat{p}_0 \left[1 - \frac{\exp\left(-\frac{W_N}{L_p}\right)}{\exp\left(\frac{W_N}{L_p}\right) - \exp\left(-\frac{W_N}{L_p}\right)} \right] = \hat{p}_0 \frac{\exp\left(\frac{W_N}{L_p}\right)}{\exp\left(\frac{W_N}{L_p}\right) - \exp\left(-\frac{W_N}{L_p}\right)}.$$

$$\hat{p}(x) = \hat{p}_0 \frac{\exp\left(\frac{W_N - x}{L_p}\right) - \exp\left(-\frac{W_N - x}{L_p}\right)}{\exp\left(\frac{W_N}{L_p}\right) - \exp\left(-\frac{W_N}{L_p}\right)}$$

Comme $\exp(a) - \exp(-a) = 2 \operatorname{sh}(a)$, on peut écrire : $\hat{p}(x) = \hat{p}_0 \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{W_N - x}{L_p}\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{W_N}{L_p}\right)}$.