

Physique des semi-conducteurs : Fondamentaux

NOËL SERVAGENT

Table des matières

I. Présentation	3
II. Cours	4
1. Bandes d'énergie.....	4
2. Isolant, semi-conducteur, conducteur.....	5
3. Semi-conducteurs intrinsèques.....	6
4. Semi-conducteurs extrinsèques.....	9
4.1. <i>Semi-conducteurs de type P</i>	9
4.2. <i>Semi-conducteurs de type N</i>	10
III. Etude de cas	12
1. Jonction abrupte à l'équilibre thermodynamique.....	12
2. Jonction abrupte alimentée en courant.....	15
2.1. <i>Densité de courant</i>	15
2.2. <i>Polarisation continue inverse</i>	18
2.3. <i>Polarisation continue directe</i>	19
2.4. <i>Caractéristique courant-tension</i>	19
2.5. <i>Polarisation alternative directe, capacité de diffusion</i>	20
IV. Exercices	22
1. Exercice n°1.....	22
2. Exercice n°2.....	22
Solution des exercices	24

I.Présentation

Module :

Capteurs à semi-conducteurs et applications

Auteur(s) :

Noël SERVAGENT - École des Mines de Nantes - Laboratoire Subatech

Résumé :

Dans la première partie de ce cours, des modèles simples de semi-conducteurs intrinsèques et extrinsèques de type N et P sont exposés. Ces modèles basés sur l'évolution des populations électroniques permettra d'appréhender le comportement des composants électroniques à semi-conducteurs. Dans une seconde partie, une étude de la jonction PN, composée de la juxtaposition dans le même semi-conducteur de deux types de dopages différents (P et N), sera proposée. Cette structure élémentaire est la base des composants à semi-conducteurs comme les diodes, les transistors, les photodiodes, les diodes électroluminescentes, les diodes Laser, etc....

Mots clés :

Semi-conducteurs, Jonction PN

Pré-requis :

-

Objectif(s) pédagogique(s) :

-

Plan du cours :

- Introduction
- Bandes d'énergie
- Isolant, semi-conducteur, conducteur
- Semi-conducteurs intrinsèques
- Semi-conducteurs extrinsèques

Conception & production :

PRN - Le Mans Université

Licence :

Licence GNU¹

1 - <http://www.gnu.org/licenses/fdl.txt>

II. Cours

La recherche sur les matériaux semi-conducteurs a commencée au début du 19^{ème} siècle. Au fil des années de nombreux semi-conducteurs ont été étudiés. Parmi les plus célèbres, nous trouvons le silicium **Si** et le germanium **Ge** de la colonne IV du tableau périodique. Ces deux semi-conducteurs sont composés d'atomes identiques, mais d'autres, comme l'arséniure de gallium **GaAs** (III-V) sont composés d'atome d'éléments différents : **Ga** (III) et **As** (V). La composition de semi-conducteurs permet d'accéder à des propriétés électriques et optiques que n'ont pas les semi-conducteurs purs.

Avant l'invention du transistor bipolaire en 1947, les semi-conducteurs sont présents dans seulement deux dispositifs électroniques que sont les photodiodes et les redresseurs. Dans les années 1950, le germanium est le plus utilisé. Cependant, il ne peut pas être employé dans les applications nécessitant une faible consommation de courant et/ou soumises à de hautes températures. Le silicium, d'un coût moins élevé et permettant des applications à faibles consommations, sera très utilisé dès 1960.

1. Bandes d'énergie

Considérons un atome de silicium Si isolé, les niveaux énergétiques de ses électrons sont discrets (voir le modèle de Bohr pour l'hydrogène). Lorsque l'on rapproche de ce dernier un atome identique, les niveaux énergétiques discrets de ses électrons se scindent en deux sous l'interaction réciproque des deux atomes. Plus généralement, lorsque l'on approche N atomes, les niveaux énergétiques se scindent en N niveaux. Ces N niveaux sont très proches les uns des autres et si la valeur de N est grande, ce qui le cas pour un cristal, ils forment une bande d'énergie continue. La notion de rapprochement des atomes est donnée par la distance interatomique d .

A présent considérons des atomes de silicium Si arrangés aux nœuds d'un réseau périodique, mais avec une maille très grande de telle manière que les atomes puissent être considérés comme isolés. Les deux niveaux les plus énergétiques sont repérés par E_1 et E_2 . Rapprochons homothétiquement les atomes les uns des autres, les états énergétique électronique se scindent et forment deux bandes continues appelées **bande de conduction** BC et **bande de valence** BV. La figure 1 montre la formation de ces bandes en fonction de la distance interatomique.

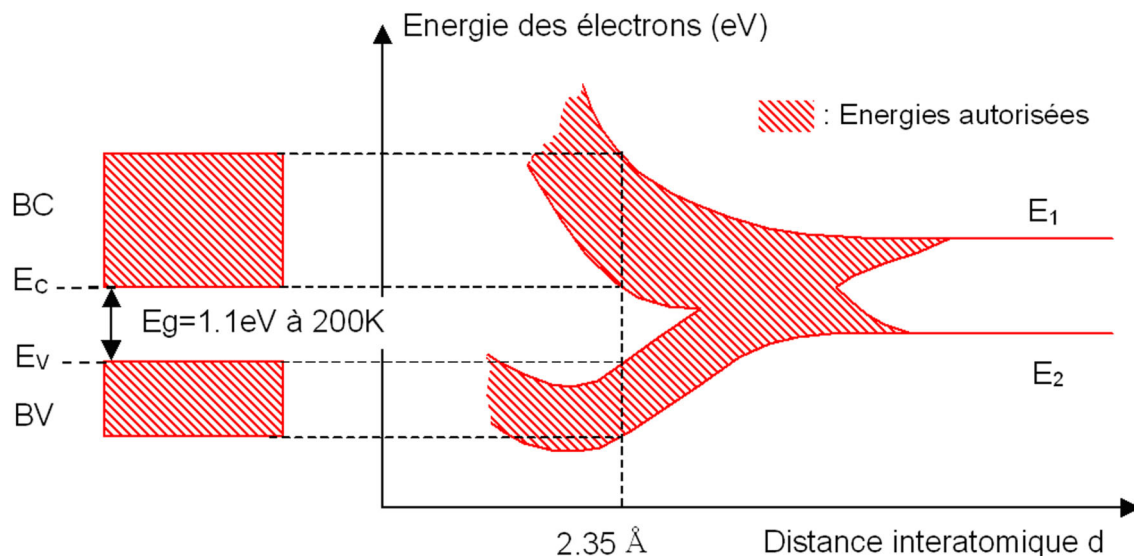


Figure 1 : Formation des bandes d'énergie pour les électrons d'atomes de Si arrangés en mailles cristallines de type diamant

Pour les électrons d'un cristal de silicium ($d_0 = 2.35 \text{ \AA}$), on constate qu'il existe deux bandes continues d'énergie (BC et BV) et que ces bandes sont séparées par une bande interdite car d'énergie inaccessible aux électrons. Cette région interdite est appelée « gap » et sa largeur E_g est caractéristique du matériau. Notons que l'énergie du bas de la bande de conduction est notée E_C et que celle du haut de la bande valence est notée E_V ainsi nous avons l'égalité $E_g = E_C - E_V$. Précisons que les bandes continues d'énergie BC et BV ne sont qu'une représentation des énergies accessibles par les électrons, ceci ne présage en rien de l'occupation effective de ces bandes par ces derniers.

2. Isolant, semi-conducteur, conducteur

Les matériaux solides peuvent être classés en trois groupes que sont les isolants, les semi-conducteurs et les conducteurs. On considère comme isolants les matériaux de conductivité $\sigma < 10^{-8} S/cm$ (diamant $10^{-14} S/cm$), comme semi-conducteurs les matériaux tels que $10^{-8} S/cm < \sigma < 10^3 S/cm$ (silicium $10^{-5} S/cm$ à $10^3 S/cm$) et comme conducteurs les matériaux tels que $10^3 S/cm < \sigma$ (argent $10^6 S/cm$)

Les propriétés électriques d'un matériau sont fonction des populations électroniques des différentes bandes permises. La conduction électrique résulte du déplacement des électrons à l'intérieur de chaque bande. Sous l'action du champ électrique appliqué au matériau l'électron acquiert une énergie cinétique dans le sens opposé au champ électrique. Considérons à présent une bande d'énergie vide, il est évident de par le fait qu'elle ne contient pas d'électrons, elle ne participe pas à la formation d'un courant électrique. Il en est de même pour une bande pleine. En effet, un électron ne peut se déplacer que si il existe une place libre (un trou) dans sa bande d'énergie. Ainsi, un matériau dont les bandes d'énergie sont vides ou pleines est un **isolant**. Une telle configuration est obtenue pour des énergies de gap supérieures à $\sim 9eV$, car pour de telles énergies, l'agitation thermique à $300K$, ne peut pas faire passer les électrons de la bande de valence à celle de conduction par cassure de liaisons électronique. Les bandes d'énergie sont ainsi toutes vides ou toutes pleines.

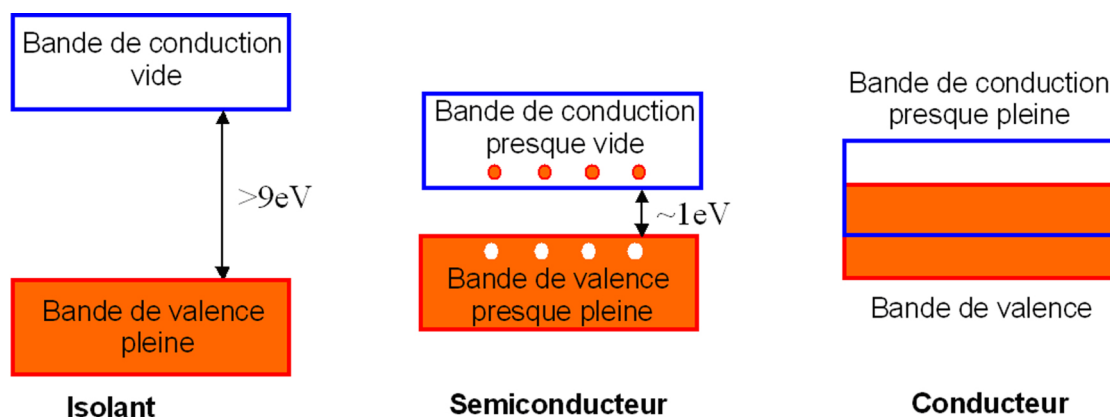


Figure 2 : Représentation des bandes d'énergie

Un **semi-conducteur** est un isolant pour une température de $0K$. Cependant ce type de matériau ayant une énergie de gap plus faible que l'isolant ($\sim 1eV$), aura de par l'agitation thermique ($T = 300K$), une bande de conduction légèrement peuplée d'électrons et une bande de valence légèrement dépeuplée. Sachant que la conduction est proportionnelle au nombre d'électrons pour une bande d'énergie presque vide et qu'elle est proportionnelle au nombre de trous pour une bande presque pleine, on déduit que la conduction d'un semi-conducteur peut être qualifiée de «mauvaise».

Pour un **conducteur**, l'interpénétration des bandes de valence et de conduction implique qu'il n'existe pas d'énergie de gap. La bande de conduction est alors partiellement pleine (même aux basses températures) et ainsi la conduction du matériau est « élevée ».

3. Semi-conducteurs intrinsèques

Un semi-conducteur intrinsèque est un semi-conducteur non dopé, c'est à dire qu'il contient peu d'impuretés (atomes étrangers) en comparaison avec la quantité de trous et d'électrons générés thermiquement.

Pour mieux appréhender le comportement des semi-conducteurs, nous devons étudier plus en détail les populations d'électrons et de trous dans chacune des bandes de conduction et de valence. Aussi, nous allons réaliser un bilan électronique des semi-conducteurs intrinsèques. Pour ce faire, nous devons introduire la notion de **densité d'états** énergétique $N(E)$. Cette grandeur, dépendante de l'énergie électronique E , correspond à la place disponible pour les électrons dans la bande de conduction $N_c(E)$ et à la place disponible pour les trous dans la bande de valence $N_v(E)$. Pour des énergies proches des extrémas de ces deux bandes, son tracé est parabolique :

$$N_c(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_c} \quad [cm^{-3}/eV]$$

$$N_v(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_v}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E_v - E}$$

Où $\hbar = h/2\pi$ est la constante de Planck normalisée ($h = 6,626.10^{-34} Js$) et m_c (resp. m_v) la masse effective de densité d'états dans la bande de conduction (resp. dans la bande de valence). Pour un semi-conducteur à gap direct, m_c (resp. m_v) vaut la masse effective d'un l'électron m_e (resp. d'un trou m_h) dans le cristal.

Le concept de masse effective introduit dans les expressions précédentes permet de traiter les électrons (et les trous) qui sont dans le cristal des particules quasi-libres, comme des quasi-particules libres. Le semi-conducteur devient alors un gaz d'électrons et de trous spécifiques de par leur masse effective parfois très différente de celle de la particule libre. A titre d'exemple pour le GaAs $m_c/m_0 = 0,066$ avec $m_0 = 0,911.10^{-30} kg$ la masse de l'électron libre.

Afin d'obtenir le nombre effectif d'électrons et de trous dans chacune des bandes, la densité d'état ne suffit pas, il faut aussi connaître la probabilité de présence d'un électron sur un niveau d'énergie E . Cette probabilité est donnée par la **fonction de Fermi-Dirac** :

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp[(E - E_F)/kT]}$$

Où $k = 1,38.10^{-23} JK^{-1}$ est la constante de Boltzmann, T la température et E_F l'énergie de Fermi considérée comme le potentiel chimique en semi-conducteurs.

Il va de soit que la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie E par un trou est $1 - f(E)$ car l'absence d'un électron implique la présence d'un trou et vice versa.

La **densité d'électrons** $n[cm^{-3}]$ dans la bande de conduction est alors obtenue en sommant sur toute la plage d'énergie couverte par cette bande, la « place » disponible pour les électrons à l'énergie E pondérée par la probabilité de « trouver » un électron à ce même niveau d'énergie :

$$n = \int_{E_c}^{+\infty} N_c(E) \cdot f(E) dE$$

De même pour la **densité des trous** $p[cm^{-3}]$ dans la bande de valence:

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} N_v(E) \cdot (1 - f(E)) dE$$

Pour un semi-conducteur dont le niveau de Fermi E_F est distant des extrêmes de plus de $3kT$, la fonction de Fermi se simplifie sous une forme exponentielle et on obtient pour écriture des densités de porteurs :

$$n = N_c \exp\left[-\frac{E_c - E_F}{kT}\right] \quad \text{avec} \quad N_c = \int_{E_c}^{+\infty} N_c(E) \cdot \exp\left[-\frac{E - E_c}{kT}\right] dE$$

$$p = N_v \exp\left[\frac{E_v - E_F}{kT}\right] \quad N_v = \int_{-\infty}^{E_v} N_v(E) \cdot \exp\left[\frac{E - E_v}{kT}\right] dE$$

Où N_c et N_v sont les densités équivalentes (ou effectives) d'états. Elles représentent en quelque sorte le nombre d'états utiles, à la température T , dans leur bande d'énergie respective.

Remarquons que la relation donnée par le produit des densités de porteurs est indépendante du niveau de Fermi. Elle est donc valable pour les semi-conducteurs intrinsèques mais aussi extrinsèques (cf paragraphe suivant). Notons qu'elle s'apparente à une loi d'action de masse comme celle de l'équilibre d'auto-ionisation de l'eau ($[H^+][OH^-] = K_e$).

$$np = n_i^2 \quad \text{avec} \quad n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left[-\frac{E_c - E_v}{2kT}\right]$$

Où n_i sera la densité de porteurs intrinsèques (pour le silicium à $300K$, $n_i \approx 10^{10} cm^{-3}$).

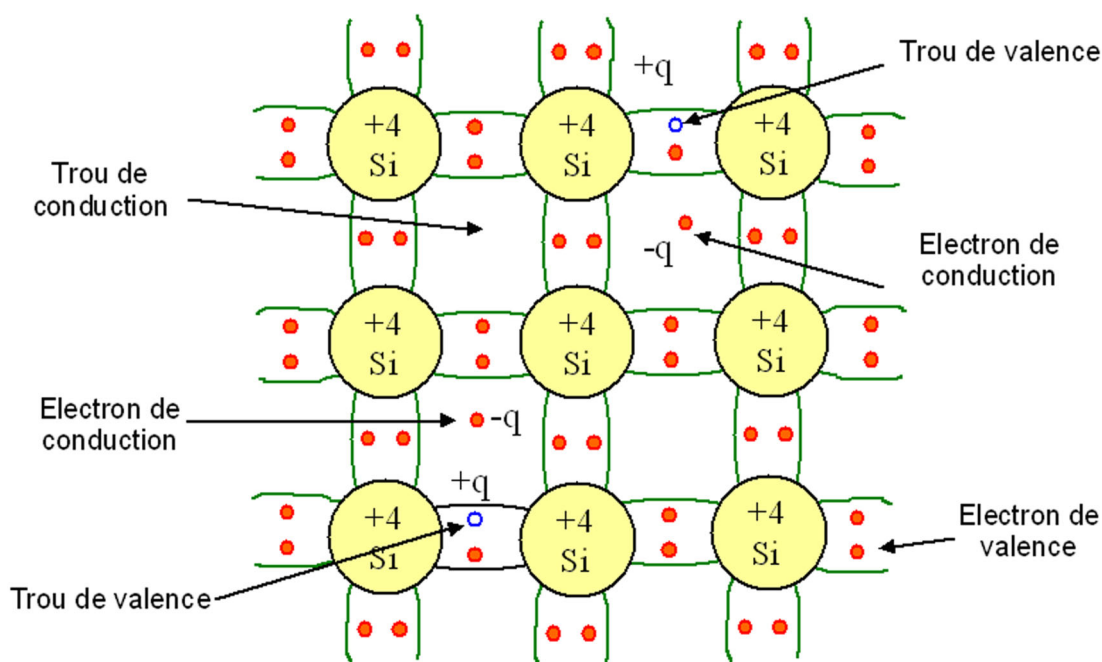


Figure 3 : Représentation schématique des liaisons électroniques pour le semi-conducteur intrinsèque (Si)

La figure 3 montre que pour un semi-conducteur intrinsèque (sans impuretés), à chaque électron de la bande de conduction correspond un trou dans la bande de valence. De cette constatation, nous déduisons que les densités d'électrons et de trous sont identiques pour ce type de semi-conducteur.

$$n = p = n_i$$

En remplaçant les densités de porteurs par leurs expressions respectives, l'égalité précédente nous permet de définir le **niveau de Fermi pour un semi-conducteur intrinsèque** E_{Fi} . Sachant qu'à température ambiante kT est très inférieur au gap, ce niveau se trouve très proche du milieu de la bande interdite :

$$E_{Fi} = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c} \cong \frac{E_c + E_v}{2}$$

La figure 4 donne graphiquement le bilan électronique pour un semi-conducteur intrinsèque.

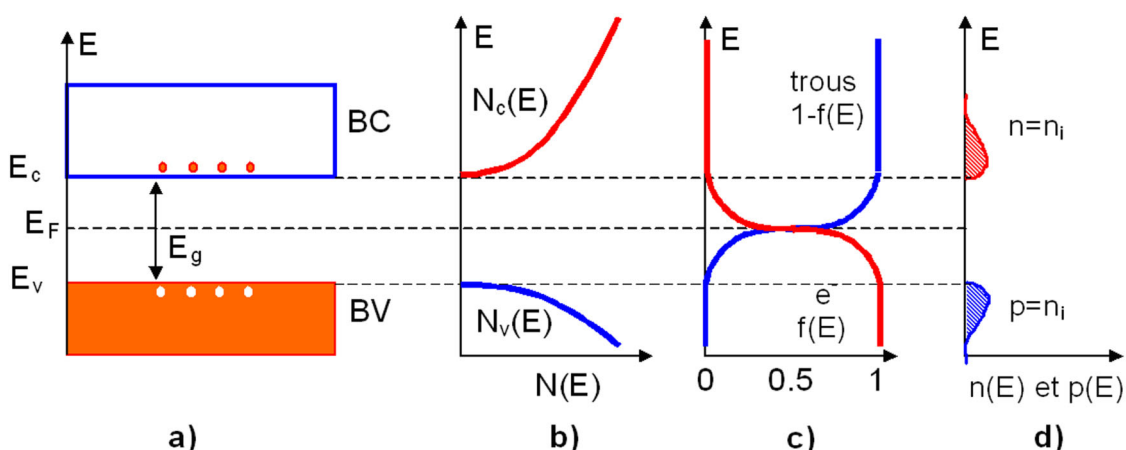


Figure 4 : Semi-conducteur intrinsèque. a) Diagramme des bandes d'énergie b) Densités d'états énergétique c) Distributions de Fermi-Dirac d) Densités énergétiques de porteurs (les densités de porteurs n et p correspondent aux surfaces hachurées)

4. Semi-conducteurs extrinsèques

Un semi-conducteur extrinsèque est un semi-conducteur intrinsèque dopé par des impuretés spécifiques lui conférant des propriétés électriques adaptées aux applications électroniques (diodes, transistors, etc...) et optoélectroniques (émetteurs et récepteurs de lumière, etc...).

4.1. Semi-conducteurs de type P

Un **semi-conducteur type P** est un semi-conducteur intrinsèque (ex : silicium Si) dans lequel on a introduit des impuretés de type accepteurs (ex : Bohr B). Ces impuretés sont ainsi appelées parce qu'elles acceptent un électron de la bande de conduction pour réaliser une liaison avec le cristal semi-conducteur .

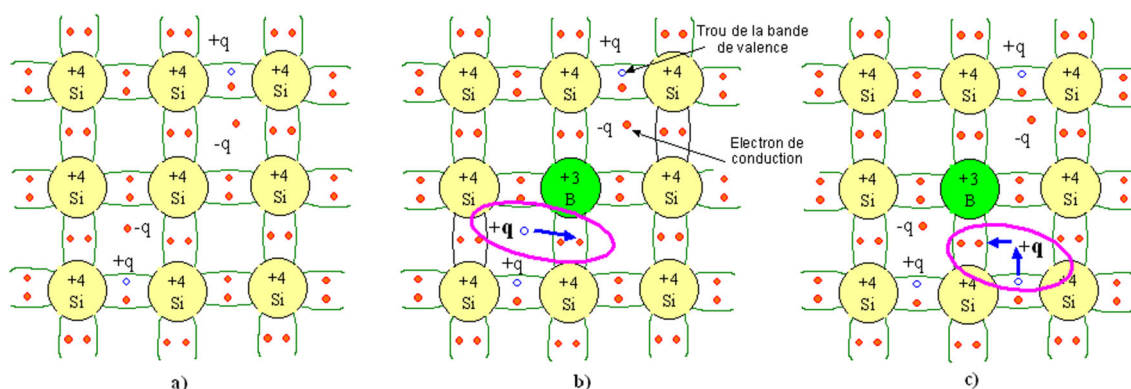


Figure 5 : Représentation schématique des liaisons électroniques pour le semi-conducteur silicium (Si) dopé P par du Bohr (B). a) Cas du semi-conducteur intrinsèque b) Sur la base de la représentation a), l'impureté (B) accepte un électron de conduction en baissant la densité d'électrons n b) Sur la base de la représentation a), l'impureté (B) accepte un électron de valence en augmentant la densité de trous p

La figure 5 met en évidence qu'un semi-conducteur dopé P a une densité d'électrons n plus faible et une densité de trous P plus élevée que le même semi-conducteur pris dans sa configuration intrinsèque. On dit alors que les électrons sont les **porteurs minoritaires** et les trous, les **porteurs majoritaires**.

Pour les semi-conducteurs extrinsèques, la densité de dopant est toujours très supérieure à densité de porteurs intrinsèques $N_A \gg n_i$. Dans le cas d'un type P , la densité de trous est donc proche de celle du dopant accepteur N_A . La relation étant toujours vérifiée, nous obtenons pour les densités de porteurs :

$$n = \frac{n_i^2}{N_A}$$

$$p = N_A$$

Le **niveau de Fermi pour un semi-conducteur type P** ou potentiel chimique est alors :

$$E_{Fp} = E_v + kT \ln \frac{N_v}{N_A}$$

Ainsi plus la densité d'accepteurs est élevée plus le niveau de Fermi se rapproche de la bande de valence. A la limite si $N_A = N_v$ le niveau de Fermi entre dans la bande de valence, on dit alors que le semi-conducteur est dégénéré.

La figure 6 donne graphiquement le bilan électronique pour un semi-conducteur dopé P .

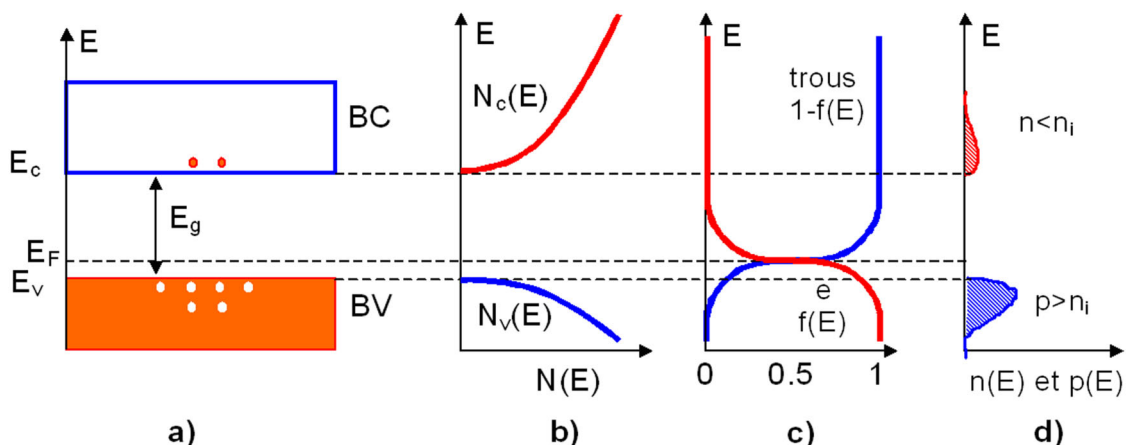


Figure 6 : Semi-conducteur type P. a) Diagramme des bandes d'énergie b) Densités d'états énergétique. c) Distributions de Fermi-Dirac d) Densités énergétiques de porteurs (les densités de porteurs n et p correspondent aux surfaces hachurées)

4.2. Semi-conducteurs de type N

Un **semi-conducteur type N** est un semi-conducteur intrinsèque (ex : silicium **Si**) dans lequel on a introduit des impuretés de type donneurs (ex : arsenic **As**). Ces impuretés sont ainsi appelées parce qu'elles donnent un électron à la bande de conduction pour réaliser une liaison avec le cristal semi-conducteur .

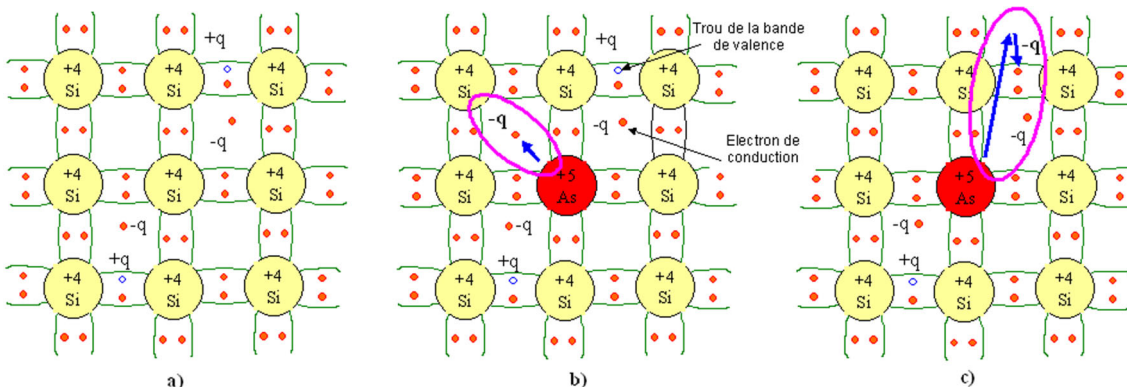


Figure 7 : Représentation schématique des liaisons électroniques pour le semi-conducteur silicium (Si) dopé P par de l'arsenic (As). a) Cas du semi-conducteur intrinsèque b) Sur la base de la représentation a), l'impureté (As) donne un électron de conduction en augmentant la densité d'électrons n b) Sur la base de la représentation a), l'impureté (As) donne un électron de conduction en baissant la densité de trous p

La figure 7 met en évidence qu'un semi-conducteur dopé N a une densité d'électrons n plus élevée et une densité de trous p plus faible que le même semi-conducteur pris dans sa configuration intrinsèque. On dit alors que les électrons sont les **porteurs majoritaires** et les trous, les **porteurs minoritaires**.

Par analogie avec les semi-conducteurs de type P et en notant N_D la densité de donneurs, les densités de porteurs pour un semi-conducteur de type N sont :

$$n = N_D$$

$$p = \frac{n_i^2}{N_D}$$

Le **niveau de Fermi pour un semi-conducteur type N** est alors :

$$E_{Fn} = E_c - kT \ln \frac{N_c}{N_D}$$

Ainsi plus la densité d'accepteurs est élevée plus le niveau de Fermi se rapproche de la bande de conduction. A la limite si $N_D = N_c$ le niveau de Fermi entre dans la bande de conduction, on dit alors que le semi-conducteur est dégénéré.

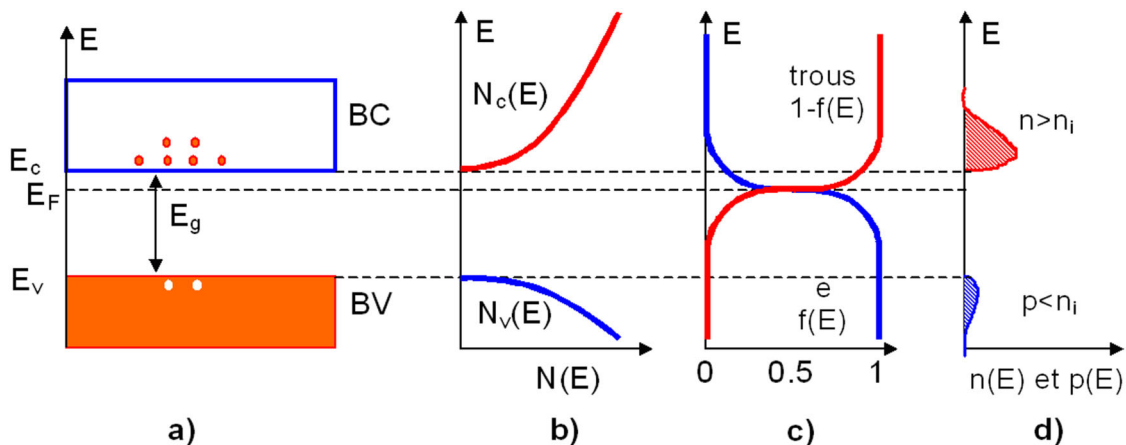


Figure 8 : Semi-conducteur dopé N. a) Diagramme des bandes d'énergie b) Densités d'état énergétique c) Distributions de Fermi-Dirac d) Densités énergétiques de porteurs (les densités de porteurs n et p correspondent aux surfaces hachurées)

III. Etude de cas

1. Jonction abrupte à l'équilibre thermodynamique

Une **jonction PN** est la mise en contact entre un semi-conducteur type *N* et un semi-conducteur type *P* issus d'un même cristal. La différence des densités de donneurs et d'accepteurs $N_D - N_A$ passe « brusquement » d'une valeur négative pour la région *P* à une valeur positive pour la région *N*. La loi de variation de cette différence est donnée par deux constantes pour une **jonction** dite **abrupte**.

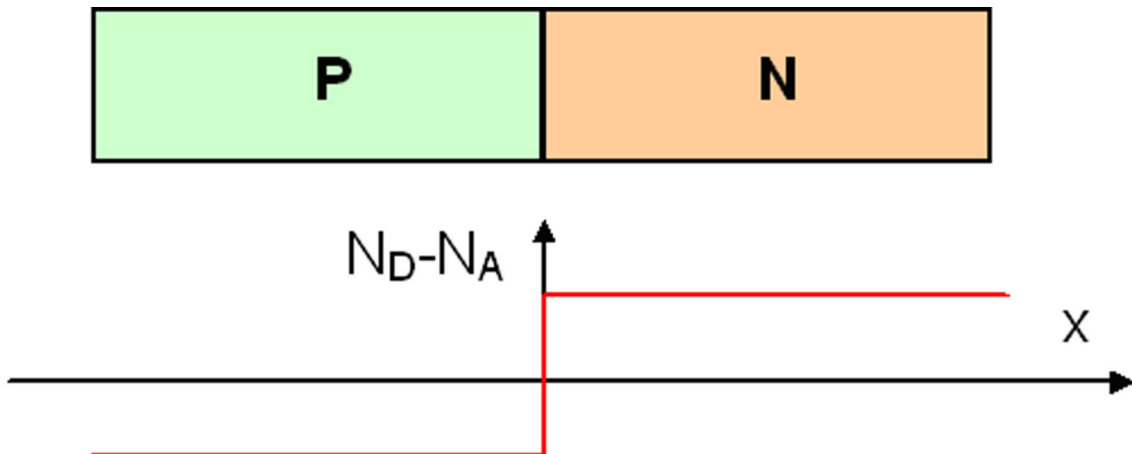


Figure EC1 : Variation de la différence de densités de donneurs et d'accepteurs pour une jonction abrupte

Il existe d'autres types de jonctions comme les jonctions exponentielles, linéaires, etc.... Cependant l'étude d'une jonction abrupte étant plus simple et de plus aisément généralisable à une jonction quelconque, nous étudierons que ce seul modèle.

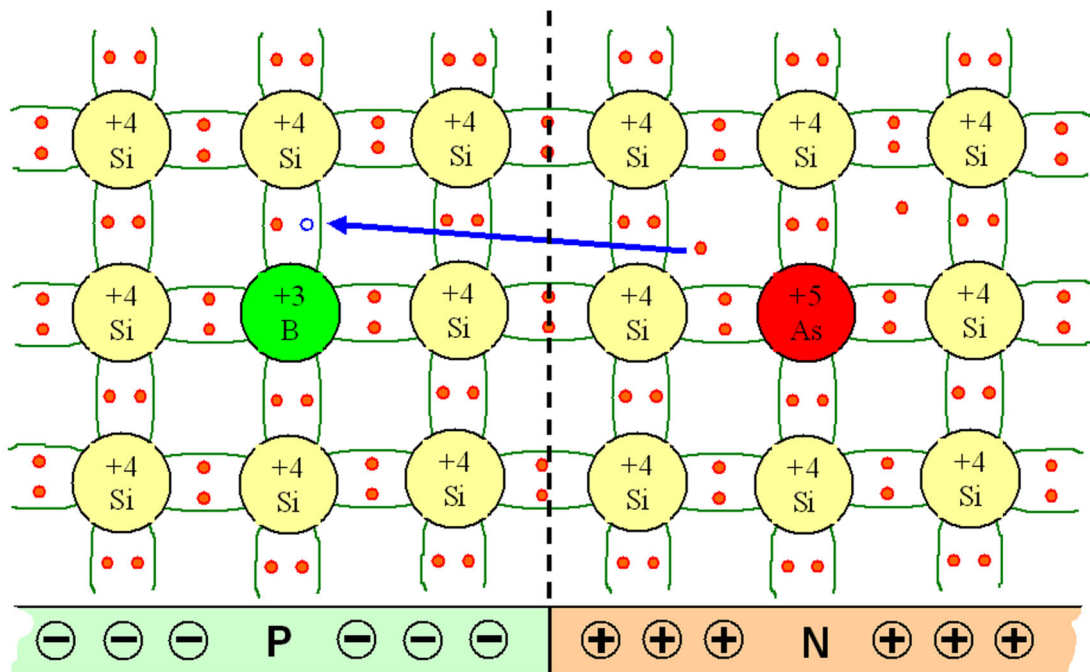


Figure EC2 : Représentation schématique des liaisons électroniques pour une jonction PN de semi-conducteurs silicium (Si). Le dopage N est obtenue par de l'arsenic (As) et le dopage P par du Bohr (B).

La figure EC2 permet de mieux comprendre l'effet du rapprochement des deux semi-conducteurs sur le bilan électronique de la jonction. Nous observons ainsi qu'à proximité de la jonction les électrons de conduction excédentaires coté N passent coté P pour se recombiner avec des trous. Ainsi, une charge d'espace statique négative se crée coté P et une charge d'espace statique positive se crée coté N . Le lieu où réside cette charge d'espace est appelé **zone de charge d'espace** ou **zone de déplétion**. En raison de la présence, dans cette zone, d'un champ électrique intense, la densité de porteurs libres dans cette région est négligeable à l'équilibre thermodynamique. En outre les frontières entre la zone dépeuplée et les zones neutres de la jonction sont très abruptes.

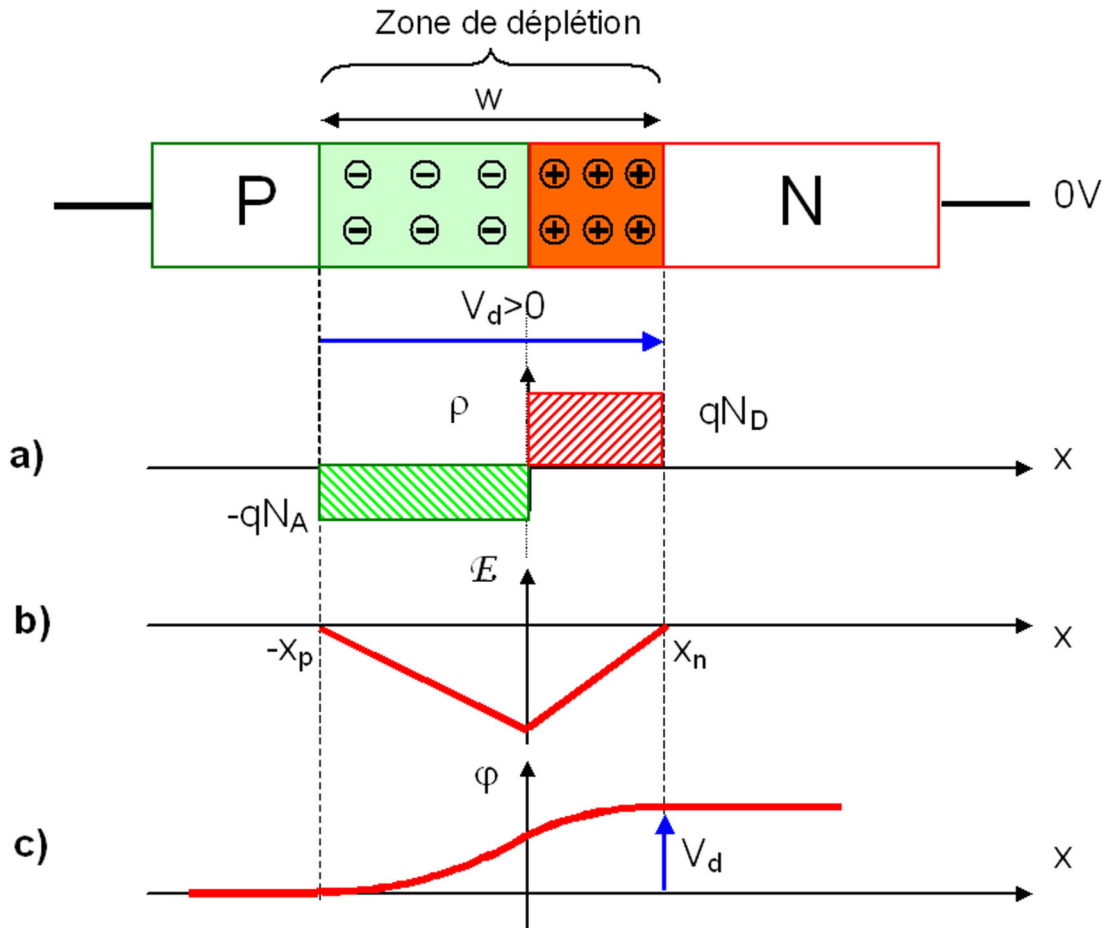


Figure EC3 : Jonction PN à l'équilibre thermodynamique. a) Charge d'espace, b) Champ électrique, c) Potentiel électrostatique.

Après la mise en contact des deux semi-conducteurs de dopage différent, une barrière de potentiel pour les trous et les électrons est constituée. En effet, la double couche de charges négatives coté P et positives coté N , crée un champ électrique dirigé de N vers P qui empêche la diffusion et maintient la séparation des trous coté P et des électrons coté N . Par ailleurs à cause de cette double couche, le potentiel électrostatique varie brusquement dans la zone de la jonction et la d.d.p. V_d , appelée tension de diffusion, atteint des valeurs non négligeables (ex : $0,8V$ pour le silicium). Cependant si l'on connecte un multimètre entre les deux extrémités du cristal il indiquera 0, car cet instrument de mesure est sensible à une d.d.p. électrochimique et non pas à une d.d.p. électrostatique seule. En effet, le potentiel électrochimique est constant dans tout le cristal y compris dans la zone de charge d'espace car ce potentiel prend en compte non seulement le potentiel électrostatique mais aussi le gradient de concentration des porteurs qui compense exactement l'effet de ce dernier.

Rappel

La relation liant les grandeurs charges d'espace $\rho [C \times cm^{-3}]$, champ électrique E et potentiel électrostatique φ est :

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{-dE}{dx} = \frac{-\rho}{\epsilon_s}$$

Où ϵ_s est la permittivité du milieu ($10^{-10} F/m$ pour le silicium).

Le potentiel (chimique) d'un semi-conducteur étant donné par l'énergie de Fermi, la **tension de diffusion** est proportionnelle à la différence des niveaux de Fermi des semi-conducteurs non joints:

$$V_d = \frac{1}{q}(E_{Fp} - E_{Fn}) = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right]$$

Pour la jonction et à l'équilibre thermodynamique, le niveau de Fermi coté dopé P et coté dopé N est indentique. Le diagramme d'énergie de la jonction PN comporte donc une courbure des bandes de conduction et de valence. Cette courbure fait apparaître une différence d'énergie potentiel électrostatique de qV_d .

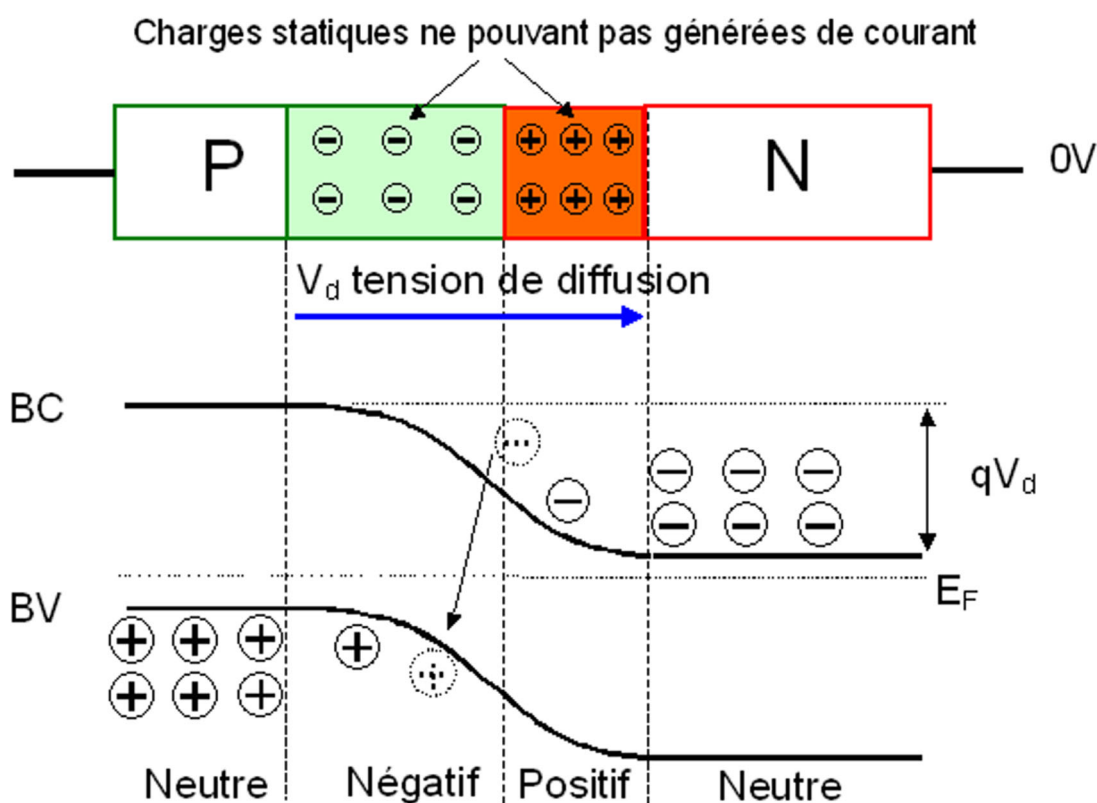


Figure EC4 : Diagramme d'énergie d'une jonction PN à l'équilibre thermodynamique.

2. Jonction abrupte alimentée en courant

2.1. Densité de courant

Afin de décrire le comportement d'un semi-conducteur hors équilibre thermodynamique (soumis à une tension extérieure), nous devons étudier les courants résultants du déplacement des porteurs de charges que sont les électrons et les trous. Ce déplacement de charges se fait

sous l'action d'une force dont l'origine peut être un champ électrique ou un gradient de concentration de porteurs de charges. Dans le premier cas, le courant est appelé courant de conduction, dans le second il est appelé courant de diffusion. Par ailleurs, nous ne caractériserons pas directement le courant mais la densité de courant J , proportionnelle à ce dernier. La densité de courant se définit comme étant la quantité de charges qui traversent une unité de surface par unité de temps.

Lorsque les trous et les électrons baignent dans le champ électrique créé par la mise sous tension de la jonction, ils se déplacent et génèrent ainsi le **courant de conduction** :

$$J_{n.c.} = n \cdot q \cdot \mu_n E$$

$$J_{p.c.} = p \cdot q \cdot \mu_p E$$

Où n et p sont les densités de porteurs, $q = 1,602 \cdot 10^{-19} C$ la charge d'un électron, E le champ électrique de la jonction polarisée et μ_n et μ_p les mobilités respectivement des électrons et des trous.

D'autre part, lorsque les électrons ou les trous ne sont pas distribués uniformément dans le semi-conducteur, leur mouvement s'effectue dans un sens qui tend à uniformiser leur distribution spatiale. Le flux de porteurs et donc le **courant de diffusion** est proportionnel à leur gradient de concentration :

$$J_{n.d.} = q \cdot D_n \cdot \frac{\partial n}{\partial x}$$

$$J_{p.d.} = -q \cdot D_p \cdot \frac{\partial p}{\partial x}$$

Où D_n et D_p sont les constantes de diffusion des deux types de porteurs.

La mobilité des électrons étant plus élevée que celle des trous, la relation d'Einstein montre que, pour un même gradient de concentration, le courant de diffusion des électrons est plus grand que celui des trous.

Relation d'Einstein :

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{q}$$

Il est évident que le courant total est constant dans toute la jonction. Aussi, pour l'évaluer, choisissons une région permettant de simplifier les calculs. Cette région correspond aux parties neutres N et P . En effet, loin de la zone de déplétion le champ électrique E en régime de faible injection est négligeable, ceci provenant de la conduction non nulle des semi-conducteurs. Le courant total est la seule somme des courants de diffusion des trous et des électrons. De plus, dans les zones neutres (hors zone de déplétion) la répartition spatiale des densités de porteurs majoritaires, c'est à dire les électrons coté N et les trous coté P , est constante. Or les courants de diffusion sont proportionnels au gradient de concentrations des porteurs, ainsi le courant total est généré par les porteurs minoritaires, c'est à dire les électrons coté P et les trous coté N . L'expression de la densité de **courant total** est donc :

$$J = J_{n.d.}(x_p) + J_{p.d.}(x_n)$$

Où x_p (resp. x_n) délimite la frontière de la zone de déplétion coté P (resp. N).

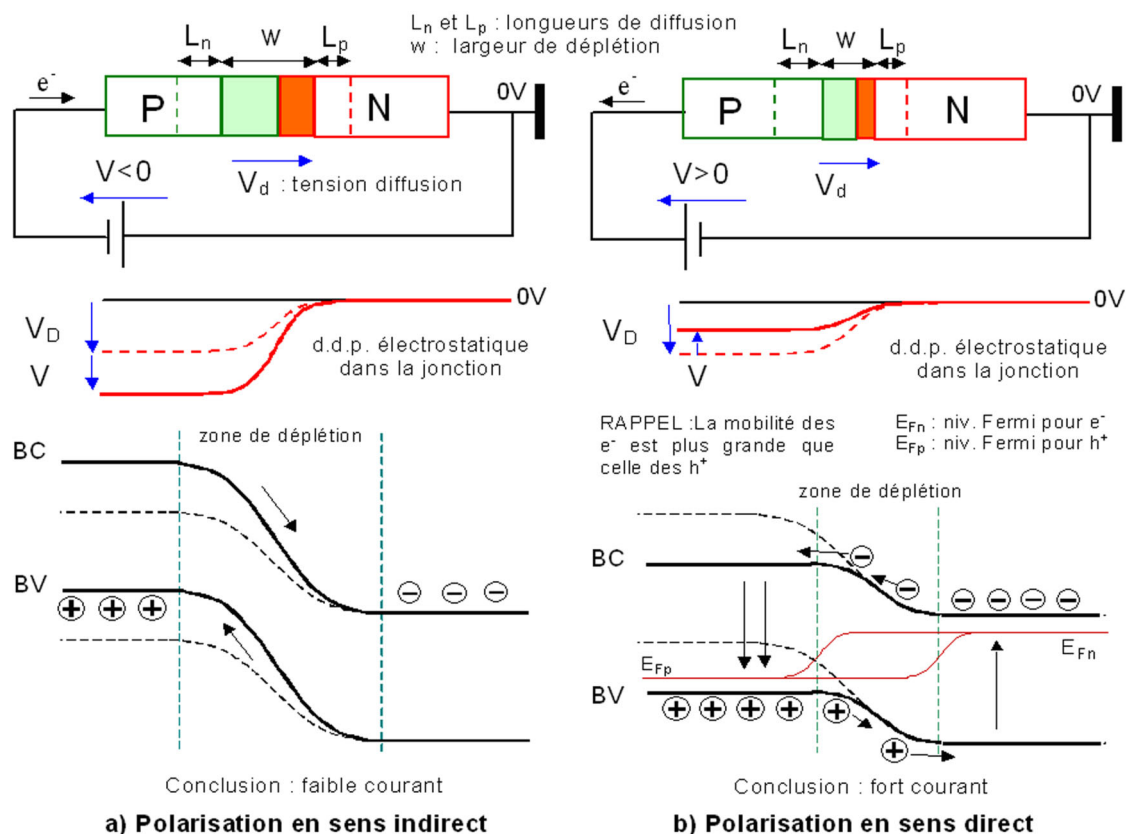


Figure EC5 : Polarisation d'une jonction PN

Afin d'exprimer J en fonction de la tension extérieure V , nous devons évaluer les densités de porteurs minoritaires $n_p(=n(x_p))$ et $p_n(=p(x_n))$ dans les zones neutres. Pour ce faire, nous allons écrire les équations dites de continuité donnant l'évolution du nombre de porteurs au cours du temps.

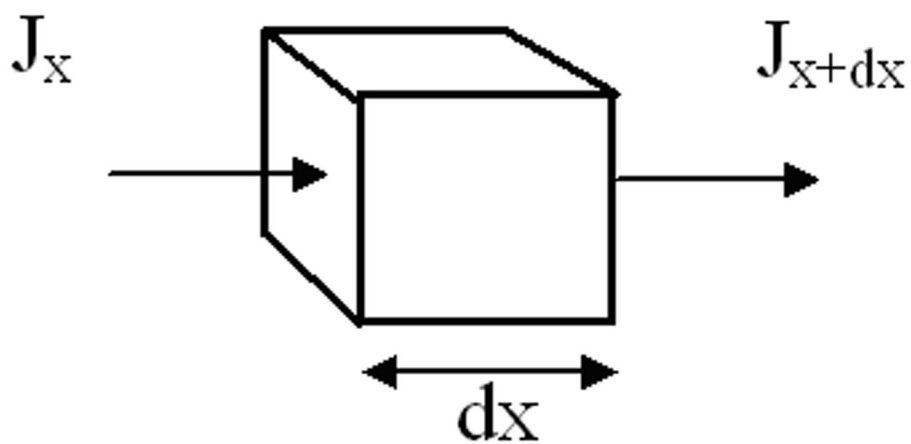


Figure EC6 : Elément de volume de semi-conducteur

Considérons un volume de semi-conducteur élémentaire de section unitaire et de longueur dx . La variation de porteurs par unité de temps dans cet élément de volume est la somme algébrique du nombre de porteurs qui entrent et qui sortent (traduit par l'apport de porteurs

$\frac{1}{q} \frac{\partial J_x}{\partial x}$ extérieurs $q \frac{\partial x}{\partial t}$), de ceux qui se créent et de ceux qui se recombinent (traduit par les durées de vie τ_n et τ_p). Ainsi, nous obtenons pour les trous et les électrons les **équations de continuité** suivantes :

$$\frac{dn_p}{dt} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_{n.d.}}{\partial x} - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n}$$

$$\frac{dp_n}{dt} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_{n.d.}}{\partial x} - \frac{n_p - p_{n0}}{\tau_p}$$

Où $n_{p0} = n(x_p)$ (resp. $p_{n0} = p(x_n)$) est la densité d'électrons (resp. de trous) coté P (resp. N) pour la jonction non alimentée et τ_n, τ_p les durée de vie respectives des porteurs dans les régions neutres.

Les **équations de continuité à l'état stationnaire** sont alors :

$$\frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} - \frac{n_p - n_{p0}}{L_n^2} = 0$$

$$\frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{L_p^2} = 0$$

Où $L_{n/p} = \sqrt{D_{n/p} \cdot \tau_{n/p}}$ sont les longueurs de diffusions des porteurs.

En notant les densités porteurs majoritaires $n_{n0}(= N_D)$ et $p_{p0}(= N_A)$, l'expression de la tension de diffusion nous permet de lier les densités de porteurs majoritaires aux porteurs minoritaires pour la jonction à l'équilibre :

$$n_{n0} = n_{p0} \cdot \exp\left[\frac{qV_d}{kT}\right]$$

$$p_{p0} = p_{n0} \cdot \exp\left[\frac{qV_d}{kT}\right]$$

Lorsque la jonction est alimentée la d.d.p. électrostatique devient $V_d - V$. Par analogie avec la jonction à l'équilibre, les densités de porteurs majoritaires et minoritaires sont liées par :

$$n_n = n_p \cdot \exp\left[\frac{q(V_d - V)}{kT}\right]$$

$$p_p = p_n \cdot \exp\left[\frac{q(V_d - V)}{kT}\right]$$

Où V est la tension de polarisation de la diode si l'on néglige les pertes ohmiques dans les semi-conducteurs dopés P et N

Dans le cadre de l'injection faible, les densités de porteurs majoritaires sont quasi constants entre l'état à l'équilibre et hors équilibre, on obtient alors pour variation de porteurs minoritaires :

$$n_p - n_{p0} = n_{p0} \cdot \left(\exp\left[\frac{qV}{kT}\right] - 1 \right)$$

$$p_n - p_{n0} = p_{n0} \cdot \left(\exp\left[\frac{qV}{kT}\right] - 1 \right)$$

Nous pouvons à présent résoudre les équations de continuité écrites à l'état stationnaire. Ces équations différentielles nécessitent de connaître des conditions aux limites. Or les densités de porteurs minoritaires loin de la jonction n'ont pas été modifiées par l'alimentation de la diode, ce qui se traduit par : $n_p(x = -\infty) = n_{p0}$ et $p_n(x = +\infty) = p_{n0}$. Les variations de densité de porteurs minoritaires sont alors exprimées en fonction de la position x dans la jonction hors zone de déplétion par :

$$n_p - n_{p0} = n_{p0} \cdot \left(\exp\left[\frac{qV}{kT}\right] - 1 \right) \exp\left[\frac{(x - x_p)}{L_n}\right]$$

$$p_n - p_{n0} = p_{n0} \cdot \left(\exp\left[\frac{qV}{kT}\right] - 1 \right) \exp\left[\frac{-(x - x_n)}{L_p}\right]$$

En évaluant les densités de courants de diffusion aux limites de la zone de déplétion à l'aide des relations précédentes, on obtient la **densité de courant totale** :

$$J = J_s \left(\exp\left[\frac{qV}{kT}\right] - 1 \right)$$

avec

$$J_s = \frac{qn_{p0}D_n}{L_n} + \frac{qp_{n0}D_p}{L_p}$$

2.2. Polarisation continue inverse

En **polarisation continue inverse** ($V < 0$), quelque soit la tension faible appliquée aux bornes de la jonction le courant total est constant et vaut $-J_s$. Ce courant est fort naturellement appelé courant de saturation. Cependant, pour de forte polarisation inverse le courant total peut brusquement et fortement augmenter. On dit alors que l'on a atteint la **tension de claquage** de la jonction, notée V_c . En effet, lorsque l'on augmente la tension de polarisation inverse, on augmente de ce fait le champ électrique à l'intérieur de la jonction. Or, il existe une valeur limite E_0 à ce champ électrique. En effet, lorsque le champ électrique augmente, la force électrique $\vec{F} = -q \cdot \vec{E}$ qui s'exerce sur les électrons liés au réseau cristallin s'accroît et devient supérieure à la force de liaison des électrons de valence sur les noyaux. Ces électrons sont ainsi libérés, le cristal devient alors conducteur et la tension de polarisation inverse, et par conséquent le champ électrique, n'augmente plus. Ceci signifie que le champ électrique maximum que l'on peut établir dans un cristal semi-conducteur est celui qui provoque l'excitation directe d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction, c'est à dire l'ionisation du matériau.

Le phénomène de claquage peut être due à deux processus distincts. Le premier est appelé effet tunnel ou **effet Zener**. Le champ électrique élevé ($\sim 10^6 \text{ V/cm}$ pour le silicium) génère des paires électron-trou. Les électrons associés à ces paires sont émis à travers la zone de déplétion, de la bande de valence vers la bande de conduction, sans modification d'énergie, d'où le terme d'effet tunnel. Dans la pratique, cet effet n'est observable que dans les jonctions PN fortement dopées, pour lesquelles la zone de charge d'espace est très étroite ($w \approx 500 \text{ \AA}$) diminuant ainsi la longueur du « tunnel ».

Lorsque la largeur de la zone de charge d'espace n'est pas particulièrement faible, $w > 1000 \text{ \AA}$, un phénomène appelé **effet d'avalanche** entraîne le claquage de la jonction avant l'effet Zener. Pour des champs électriques de l'ordre de 10^5 V/cm , c'est à dire pour une valeur environ dix fois inférieure au seuil d'effet Zener, l'accélération acquise par quelques porteurs, essentiellement d'origine thermique, est suffisante pour permettre de générer des paires électron-trou par choc avec les atomes du cristal. Ces paires électron-trou sont à leur tour accélérées, et peuvent créer d'autres paires. Il en résulte un processus en chaîne rappelant un phénomène d'avalanche. Ce processus est donné par la figure EC7. Il se décrit comme suit : la phase (1) correspond à la création thermique d'une paire électron-trou ; dans la phase (2) l'électron est accéléré par le champ électrique et se trouve de ce fait de plus en plus haut dans la bande de conduction, on dit qu'il devient un porteur chaud ; la phase (3) correspond au

moment ou son énergie cinétique est suffisante pour créer par choc une autre paire électron-trou, à l'issue de ce choc, appelé impact d'ionisation, l'électron ayant perdu de l'énergie se trouve dans le bas de la bande de conduction et une deuxième paire d'électron-trou est créée. Si la largeur de la zone de charge d'espace est suffisante le processus peut se poursuivre. Notons que le phénomène décrit ici pour l'électron existe aussi pour le trou.

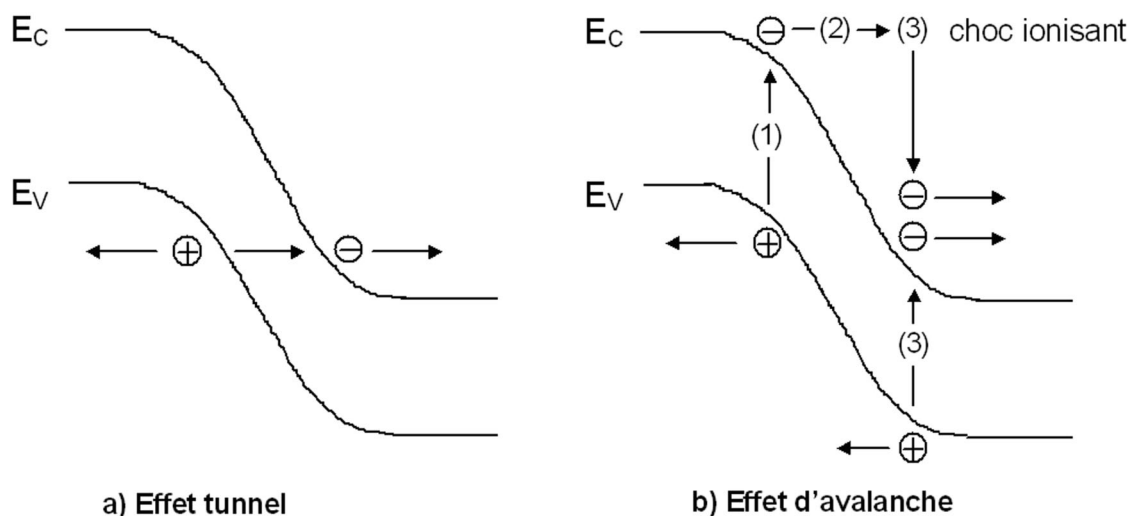


Figure EC7 : Bandes d'énergie à la tension de claquage.

2.3. Polarisation continue directe

En **polarisation continue directe** ($V > 0$) et dans le cadre de l'injection faible, le courant total traversant la jonction est une fonction exponentielle de la tension de polarisation V . Cependant, lorsque la polarisation directe devient importante, la barrière de potentielle constituée par la zone de déplétion devient faible et ainsi la résistance propre de la jonction devient négligeable devant la résistance ohmique R des deux semi-conducteurs N et P . On ne peut plus écrire que la tension d'alimentation que l'on notera V_a est égale à la tension de polarisation seule mais à $V + V_\Omega$ ou V est la tension de polarisation nécessaire pour réduire la barrière de potentiel à une valeur de l'ordre de kT/q et $V_\Omega = R \cdot J$. J est la chute de tension due à la résistance ohmique des régions N et P .

2.4. Caractéristique courant-tension

Nous pouvons à présent tracer la courbe courant-tension pour une jonction PN en tenant compte des particularités des polarisations inverse et directe données dans les paragraphes précédents. Cette courbe montre l'existence d'une quasi tension d'offset V_{off} dans le cas où la résistance ohmique des semi-conducteurs est faible.

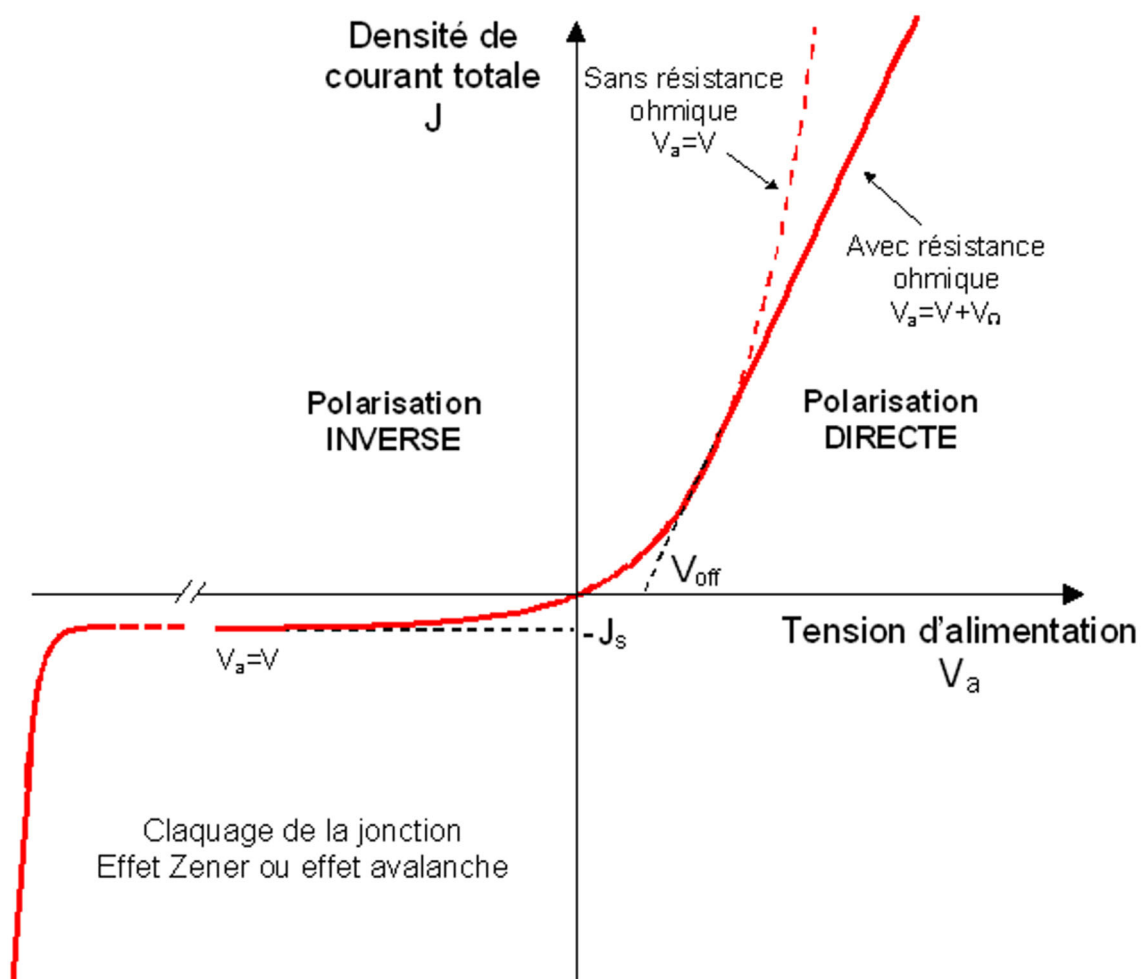


Figure EC8 : Courbe caractéristique de la jonction PN

2.5. Polarisation alternative directe, capacité de diffusion

En **polarisation alternative directe** la jonction PN est soumise à une tension de polarisation V composée d'une tension constante sens direct ($V_0 > 0$) et d'une tension alternative de faible amplitude ΔV et de fréquence f . On négligera la résistance ohmique des semi-conducteurs (régime de faible injection). Cette tension alternative va générer une densité de courant total J composée elle aussi d'une partie constante J_0 et d'une faible composante alternative ΔJ (complexe).

$$V = V_0 + \Delta V \cdot \exp(j\omega t)$$

et

$$J = J_0 + \Delta J \cdot \exp(j\omega t)$$

Où $\omega = 2\pi f$ est la pulsation de modulation.

Pour des fréquences de modulation relativement basses telles que $\omega\tau \ll 1$ où $\tau = \tau_n$ ou τ_p

représente la durée de vie des porteurs, l'admittance complexe $y = \frac{\Delta J}{\Delta V}$, s'écrit :

Pour $\omega\tau \ll 1$, $y = g_d + j \cdot C_d \cdot \omega$ avec

$$g_d = \frac{q^2}{kT} \exp\left[\frac{qV_0}{kT}\right] \cdot \left(\frac{p_{n0} \cdot D_p}{L_p} + \frac{n_{p0} \cdot D_n}{L_n}\right)$$

$$C_d = \frac{q^2}{2kT} \exp\left[\frac{qV_0}{kT}\right] \cdot (p_{n0} \cdot L_p + n_{p0} \cdot L_n)$$

Où g_d est **conductance de diffusion**, C_d est la **capacité de diffusion**.

Cette relation montre que l'amplitude de la composante alternative du courant varie exponentiellement avec la partie continue de la tension de polarisation. De plus, il existe un déphasage entre la tension de polarisation et la réponse en courant, traduit par la capacité de diffusion. Cette capacité trouve son origine dans la mobilité élevée des porteurs. En effet, il faut savoir que les porteurs, électrons et trous, ont une masse non nulle, par ailleurs dépendante du cristal (pour GaAs ; masse effective de l'électrons : $m_e = 0.06 \cdot 10^{-30} \text{ kg}$). Sous l'action de la polarisation, de par leur mobilité élevée, ils ont la possibilité d'acquérir une vitesse relativement importante. Ainsi, lorsque cette polarisation est inversée rapidement les porteurs par un phénomène d'inertie ne répondent pas immédiatement à l'action de cette nouvelle polarisation. Par conséquent, le courant total généré par le déplacement de ces porteurs est déphasé par rapport à la tension de polarisation.

Pour des fréquences de modulation élevées telles que $\omega\tau \gg 1$, l'admittance complexe devient :

Pour $\omega\tau \gg 1$; $y = g_d + j(\omega) + j \cdot C_d(\omega) \times \omega$ avec

$$g_d(\omega) = \frac{q^2}{kT} e^{\frac{qV_0}{kT}} \cdot (p_{n0} \cdot \sqrt{D_p} + n_{p0} \cdot \sqrt{D_n}) \sqrt{\omega}$$

$$C_d(\omega) = g_d / \omega$$

Ainsi, la conductance et la capacité de diffusion deviennent tout deux dépendant de la fréquence de modulation et le courant est en retard de 45° sur la tension.

IV. Exercices

1. Exercice n°1

Semi-conducteur intrinsèque

On considère un semi-conducteur intrinsèque dont les densités équivalentes d'états énergétiques dans la bande de conduction et dans la bande de valence sont notées respectivement N_C et N_V .

Question 1

[Solution n°1 p 24]

Rappelez les expressions de la densité d'électron n dans la bande de conduction et la densité de trous p dans la bande de valence.

Question 2

[Solution n°2 p 24]

En déduire l'expression de la densité intrinsèque n_i et la position du niveau de Fermi intrinsèque E_{Fi} .

Le semi-conducteur considéré est du silicium de largeur de bande interdite (ou gap) $E_g = 1,1\text{eV}$ et pour lequel $N_C = 2,7 \cdot 10^{19}\text{cm}^{-3}$ et $N_V = 1,1 \cdot 10^{19}\text{cm}^{-3}$.

Question 3

[Solution n°3 p 24]

Calculez sa densité intrinsèque et la position du niveau de Fermi à 27°C , 127°C et 227°C . On rappelle qu'à 300K , $kT = 0,026\text{eV}$, on prendra comme référence énergétique, le haut de la bande de valence ($E_V = 0\text{eV}$).

Semi-conducteur extrinsèque

Le silicium est dopé avec du phosphore (groupe V du tableau de Mendeleev) de concentration 10^{18}cm^{-3} .

Question 4

[Solution n°4 p 24]

Calculez à 27°C , la densité d'électrons du Si ainsi dopé. En déduire la densité de trous. Quel est le type de semi-conducteur ainsi obtenu ?

Question 5

[Solution n°5 p 25]

Calculez à 27°C la position du niveau de Fermi E_F puis donnez une représentation du diagramme de bandes du silicium ainsi dopé.

2. Exercice n°2

Jonction PN

La jonction est réalisée en silicium.

Question 1

[Solution n°6 p 25]

Montrez que la zone de déplétion s'étend plus du côté le moins dopé.

Question 2

[Solution n°7 p 26]

Calculez la tension de diffusion V_d à $T = 300K$ en fonction des densités de dopants $N_A = 10^{19}cm^{-3}$, $N_D = 10^{16}cm^{-3}$ et de la densité de porteurs intrinsèques $n_i \approx 10^{10}cm^{-3}(300K)$. Rappel : constante de Boltzmann : $k = 1,38.10^{-23}JK^{-1}$ et charge de l'électron : $q = 1,602.10^{-19}C$.

Question 3

[Solution n°8 p 27]

Donnez l'expression de la largeur de la zone de déplétion w en fonction de N_A , N_D, V_d et de la permittivité du milieu $\epsilon_s = 10^{-10}F/m$. Calculez cette largeur à $300K$ pour les valeurs données en b).

Solution des exercices

>Solution n°1 (exercice p. 22)

Les expressions de n et p sont :

$$n = N_c \exp\left[-\frac{E_c - E_F}{kT}\right]$$
$$p = N_v \exp\left[-\frac{E_v - E_F}{kT}\right]$$

>Solution n°2 (exercice p. 22)

Pour un semi-conducteur intrinsèque $n = p = n_i$. Ainsi la densité intrinsèque de porteurs est :

$$n_i = N_c \exp\left[-\frac{E_c - E_{Fi}}{kT}\right] = N_v \exp\left[-\frac{E_v - E_{Fi}}{kT}\right] \Leftrightarrow n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left[-\frac{E_c - E_v}{2kT}\right]$$

Le niveau de Fermi s'obtient en écrivant :

$$\frac{n}{p} = 1 \Leftrightarrow \frac{N_c}{N_v} \exp\left[-\frac{E_c - E_v - 2E_{Fi}}{kT}\right] = 1$$
$$\Leftrightarrow \frac{-E_c + E_v + 2E_{Fi}}{kT} = \ln \frac{N_v}{N_c}$$
$$\Leftrightarrow E_{Fi} = \frac{E_c - E_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c}$$

>Solution n°3 (exercice p. 22)

Calcul de la densité de porteurs intrinsèques :

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left[-\frac{E_c - E_v}{2kT}\right]$$

$$n_i = \sqrt{2,7 \times 10^{19} \times 1,1 \times 10^{19}} \exp\left[-\frac{1,1}{2} \times 0,026\right] \Leftrightarrow n_i = 1,12 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \text{ à } 27^\circ \text{ C} = 2,05 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ à } 127^\circ \text{ C} = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ à } 227^\circ \text{ C}$$

Calcul du niveau de Fermi avec pour référence une énergie de valence nulle :

$$E_{Fi} = \frac{E_c - E_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c}$$

$$E_{Fi} = \frac{1,1}{2} + \frac{0,026}{2} \ln \frac{1,1 \times 10^{19}}{2,7 \times 10^{19}} \Leftrightarrow E_{Fi} = 0,538 \text{ eV}$$

>Solution n°4 (exercice p. 22)

Le phosphore est comme l'arsenic, une impureté de type donneur : $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

$N_D \gg n_i$ ainsi la densité d'électrons est égale à la densité de donneurs :

$$n = N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

A $T = 27^\circ \text{ C} = 300 \text{ K}$, la densité de trous est donnée par :

$$p = \frac{n_i^2}{n} = \frac{n_i^2}{N_D} = \frac{(1,12 \times 10^{10})^2}{10^{18}}$$

$$p = 125 \text{ cm}^{-3}$$

Le semi-conducteur ainsi obtenu est de type N

> **Solution n°5** (exercice p. 22)

L'énergie de Fermi peut être déduite de la densité d'électrons comme suit :

$$n = N_D = N_c \exp\left[-\frac{E_c - E_F}{kT}\right] \Leftrightarrow N_D = N_c \exp\left[-\frac{E_c - E_{Fi} + E_{Fi} - E_F}{kT}\right]$$

$$\Leftrightarrow N_D = n_i \exp\left[-\frac{E_{Fi} - E_F}{kT}\right]$$

$$\Leftrightarrow E_F - E_{Fi} + kT \times \ln\left(\frac{N_D}{n_i}\right)$$

$$E_F = 0,538 + 0,026 \times \ln\left(\frac{10^{18}}{1,12 \times 10^{10}}\right) \Leftrightarrow E_F = 1,014 \text{ eV}$$

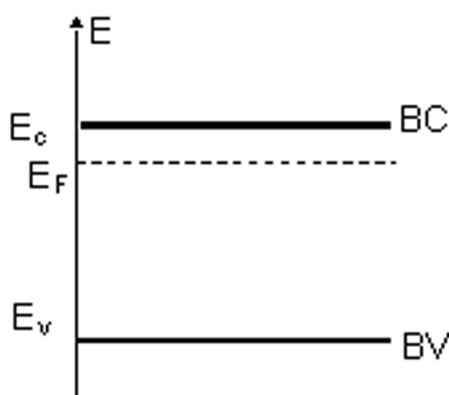


Figure Ex1

> **Solution n°6** (exercice p. 22)

Pour une jonction PN abrupte les concentrations de dopant passent « brusquement » de N_A à N_D . La figure Ex2 donne la répartition de la charge, le champ électrique et le potentiel électrostatique dans la zone de déplétion .

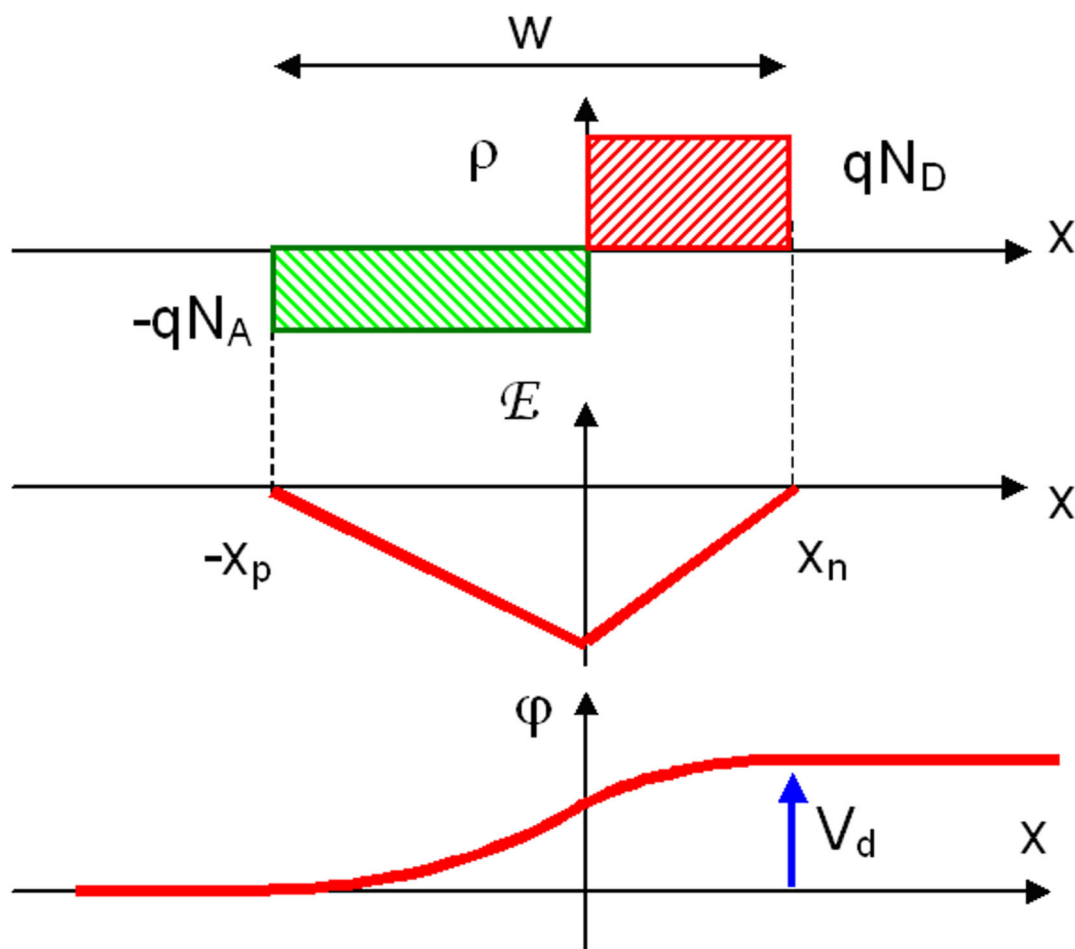


Figure Ex2

Le champ électrique est donné par :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon_s} \Leftrightarrow E = \frac{1}{\epsilon_s} \int_{-x_p}^{x_n} \rho \times dx = 0$$

$$\Leftrightarrow \int_{-x_p}^0 -qN_A dx + \int_0^{x_n} qN_D dx = 0$$

$$\Leftrightarrow N_A x_p = N_D x_n$$

Cette relation montre que la zone de déplétion s'étend du côté le moins dopé.

>Solution n°7 (exercice p. 23)

La tension de diffusion est donnée par :

$$V_d = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right] \Leftrightarrow V_d = \frac{1,38 \times 10^{-23} \times 300}{1,602 \times 10^{-19}} \times \ln \left[\frac{10^{19} \times 10^{16}}{10^{20}} \right] \Leftrightarrow V_d = 0,892V$$

>Solution n°8 (exercice p. 23)

La largeur de la zone de déplétion est :

$$w = x_n + x_p \text{ or nous avons vu précédemment que : } N_A x_p = N_D x_n$$

ainsi :

$$w = \frac{N_A + N_D}{N_D} x_p = \frac{N_A + N_D}{N_A} x_n$$

et donc :

$$x_n = \frac{N_A}{N_A + N_D} w$$

$$x_p = \frac{N_D}{N_A + N_D} w$$

D'autre part le potentiel électrostatique est lié à la répartition de charge par :

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{-\rho}{\epsilon_s}$$

On peut alors trouver l'expression de la tension de diffusion :

$$V_d = [\varphi]_{-x_p}^{x_n} = -\frac{1}{\epsilon_s} \int_{-x_p}^{x_n} \int_{-x_p}^{x_n} \rho dx$$

$$\Leftrightarrow V_d = -\frac{1}{\epsilon_s} \left(-qN_A \int_{x_p}^{x_n} (x + x_p) dx + qN_D \int_{x_p}^{x_n} (x - x_n) dx \right)$$

$$\Leftrightarrow V_d = -\frac{1}{\epsilon_s} \left(-qN_A \left[\frac{x^2}{2} + x_p x \right]_{-x_p}^0 + qN_D \left[\frac{x^2}{2} + x_n x \right]_0^{x_n} \right)$$

$$\Leftrightarrow V_d = -\frac{q}{2\epsilon_s} (N_A x_p^2 + N_D x_n^2)$$

Puisque :

$$x_n = \frac{N_D}{N_A + N_D} w$$

$$x_p = \frac{N_A}{N_A + N_D} w$$

on obtient :

$$V_d = \frac{q}{2\epsilon_s} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} w^2$$

La largeur de la zone de déplétion est donc :

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_d}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)}$$

Application numérique :

$$w = \sqrt{\frac{2 \times 10^{-12} \times 0,892}{1,602 \times 10^{-19}} \left(\frac{1}{10^{19}} + \frac{1}{10^{16}} \right)} \Leftrightarrow w = 3,34 \times 10^{-5} \text{ cm} = 0,334 \mu\text{m}$$