

Du modèle de l'atome au semi-conducteur : la première révolution quantique

Étudiants :

Romain ETCHEBERRIGARAY

Ao LIU

Adrian RENSING

Jean ROUXEL

Enseignant-responsable du projet :

Jérôme THIBAUT

Date de remise du rapport : 19/06/2023

Référence du projet : STPI/P6/2023 – 33

Intitulé du projet : Du modèle de l'atome au semi-conducteur : la première révolution quantique

Type de projet : *théorie*

Objectifs du projet : Comprendre le fonctionnement des semi-conducteurs grâce à la physique quantique en partant du modèle de l'atome et application à un système réel : la diode.

Mots-clefs du projet : semi-conducteur, électron, atome, dopage

Table des matières

Introduction	4
1 Méthodologie et organisation du travail	5
2 Travail réalisé et résultats	7
2.1 Avant-propos	7
2.2 L'atome à un électron : l'Hydrogène	8
2.2.1 Énergie de l'atome d'hydrogène	8
2.2.2 Quantification du moment cinétique	8
2.3 Modèle à plusieurs atomes	11
2.3.1 Niveaux d'énergie de plusieurs atomes	11
2.3.2 Définition de la notion de semi-conducteurs	12
2.3.3 Notion de masse effective	12
2.4 Semi-conducteurs	14
2.4.1 Notion de trou d'électron	14
2.4.2 Semi-conducteurs intrinsèque	16
2.4.3 Semi-conducteurs extrinsèque	17
2.4.4 La diode	20
Conclusion et perspectives	24
Bibliographie	25

Introduction

La physique quantique, un domaine complexe mais fascinant, elle a révolutionné notre compréhension de l'univers, surtout à l'échelle microscopique. Un des domaines où ces concepts ont eu un impact majeur est celui des semi-conducteurs.

Ces matériaux, qui ont des propriétés électriques entre celles des conducteurs et des isolants, sont essentiels dans la technologie moderne. Dans ce rapport, nous allons explorer la physique des semi-conducteurs en se concentrant sur leurs propriétés et leur fonctionnement.

Nous commencerons par la structure atomique, expliquant le modèle de l'atome que nous avons abordé en première année ensuite, nous aborderons l'énergie mais pour les structure moléculaires, puis nous passerons aux semi-conducteurs, en expliquant comment ils fonctionnent. Enfin, nous terminerons par une discussion sur un dispositif clé basé sur les semi-conducteurs : la diode.

Chapitre 1

Méthodologie et organisation du travail

Ce projet étant purement théorique, une grande partie a consisté en des recherches documentaires. Durant les premières semaines, afin de nous familiariser avec le sujet, nous avons été aiguillés par notre enseignant encadrant, M. Thibaut, qui nous a expliqué les notions clé de ce projet nécessaire pour notre progression.

Nous nous sommes tout d'abord appuyés sur nos connaissances acquises en C1 sur la structure d'un atome afin de s'orienter ensuite vers sa représentation quantique. Pendant toute la durée de ce projet, nous avons ensuite, grâce à l'aide de M. Thibaut et de ressources en lignes, pu progresser dans notre projet en approfondissant nos connaissances théoriques et par la mise en équation des phénomènes rencontrés jusqu'à aboutir à la compréhension du fonctionnement d'un système réel : la diode.

Nous avons rédigé ce rapport tout au long de ce projet en y ajoutant de nouvelles informations chaque semaine sur un fichier Google Docs et en envoyant notre progression par mail à notre enseignant encadrant afin d'avoir un retour et de pouvoir ajuster, corriger ou préciser certains aspects du rapport. Nous avons également pu communiquer régulièrement grâce à une groupe de discussion.

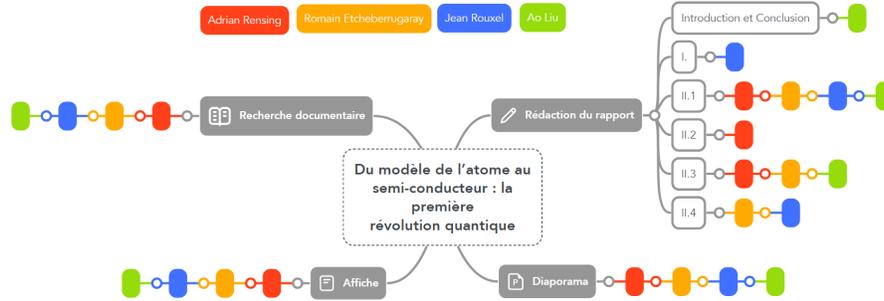


FIGURE 1.1 – Diagramme de répartition des tâches

Chapitre 2

Travail réalisé et résultats

2.1 Avant-propos

L'atome a longtemps été considéré comme le plus petit élément possible d'un corps simple, c'est-à-dire une substance constituée d'un seul type d'élément chimique. C'est de là que provient son nom signifiant "insécable" en grec ancien. L'atome est le constituant élémentaire de toute matière, lui-même composé d'un noyau qui représente la quasi-totalité de la masse de l'atome et d'un nuage électronique, ce dernier étant 10000 à 100000 fois plus étendu que le noyau. Le nuage électronique est composé d'électrons, particules élémentaires porteuses d'une charge électrique négative.

La lumière, dans son sens physique, se comporte à la fois comme une particule et comme une onde : on parle de dualité onde - corpuscule. L'optique étant la discipline centrée autour de l'étude des phénomènes lumineux, l'optique ondulatoire traite la lumière comme une onde électromagnétique, sur des phénomènes à relativement grande échelle, où les échelles de grandeurs associées au photon (particule associée à la lumière) deviennent insignifiantes, par exemple les interférences et la diffraction sont considérées comme des phénomènes d'optique ondulatoire.

En revanche, selon l'optique quantique, se concentrant sur des phénomènes à bien plus petite échelle, la lumière est constituée d'un ensemble de particules appelées photons, qui sont considérés comme des corpuscules vis-à-vis de leur rapport à la matière, et comme des ondes pour ce qui est de leur propagation. L'optique quantique explique par exemple le fait que les photons ont bien une quantité de mouvement alors que leur masse est nulle, c'est la pression de radiation.

Le photon se déplace à la vitesse de la lumière et transporte une énergie $E_{\text{photon}} = hv$ avec h la constante de Planck, et v la fréquence de l'onde électromagnétique associée au photon.

2.2 L'atome à un électron : l'Hydrogène

2.2.1 Énergie de l'atome d'hydrogène

L'électron est attiré par le noyau par une force électrostatique négative, celle-ci dérivant d'une énergie potentielle E_p . Cette dernière est inversement proportionnelle à r (le rayon de l'atome). Dans cette partie, on considérera l'électron qui suit un mouvement circulaire autour du noyau.

Pour trouver les valeurs de E , nous allons faire un bilan d'énergie sur l'électron. Tout d'abord, l'énergie potentielle est obtenue grâce à la force de Coulomb qui est l'interaction entre le noyau chargé positivement et l'électron de masse m chargé négativement. Ce qui nous permet d'écrire l'énergie potentielle de l'électron à une distance r du noyau :

$$E_p = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(-e)^2}{r}$$

avec ϵ_0 la permittivité du vide, $-e$ la charge de l'électron, e étant la charge élémentaire. En supposant maintenant que l'électron se trouve sur une orbite circulaire, comme selon le modèle de Bohr, ainsi l'orbite de l'électron sera stable. Dès lors, l'accélération de cet électron vaut $a = \frac{v^2}{r}$ car l'orbite est circulaire, sa direction est le rayon entre l'électron et l'atome et son sens est vers le noyau. En appliquant la définition d'une énergie potentielle, on obtient :

$$F = -\text{grad}(E_p)$$

$$-m \frac{v^2}{r} = -\frac{(-e)^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

Ainsi nous avons une expression pour mv^2 ce qui permet d'avoir une expression de l'énergie cinétique comme étant $E_c = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(-e)^2}{r} = -\frac{1}{2}E_p$ et on a finalement pour l'énergie mécanique :

$$E = E_p + E_c = -E_c = \frac{1}{2}E_p = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{(-e)^2}{r}$$

2.2.2 Quantification du moment cinétique

Dans notre modèle, nous avons supposé que l'orbite de l'électron est circulaire. Ainsi, avec cette modélisation, l'électron ne peut être autour du noyau qu'à des distances spécifiques. Nous aurons donc que le moment cinétique de l'électron, pour l'orbite sur laquelle il est, ne sera pas modifié car celui-ci reste sur cette même orbite. Si on ne faisait pas cela, on aurait ainsi les électrons qui s'écraseraient sur le noyau. Nous voyons que sans cette hypothèse, nous aurions un problème car l'atome d'hydrogène ne pourrait pas exister. Ainsi, pour

répondre à cette problématique, il faut quantifier le moment cinétique, ainsi l'électron ne pourra pas s'écraser car il y aura des orbites interdites et seulement un nombre quantifié d'orbites. Le moment cinétique devra alors être égale à un entier multiplié par une constante, avec celle-ci qui est la constante de Planck. Ainsi par hypothèse de quantification du moment cinétique, on obtient $L = n\hbar$ où L représente la norme du moment cinétique, n représente la couche sur laquelle se situe l'électron, et \hbar représente la constante de Planck réduite. En conséquence, avec cette hypothèse et en développant le moment cinétique d'une orbite circulaire, on déduit : $mr v = n\hbar$.

On obtient ainsi un système à deux équations et deux inconnues :

Soient r le rayon de l'atome et v la vitesse de l'électron tel que :

$$-m \frac{v^2}{r} = -\frac{(-e)^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

Ainsi

$$v = \frac{e}{2\sqrt{\pi\epsilon_0 m r}}$$

et

$$m r v = n\hbar$$

donc

$$r = \frac{n\hbar}{m v}$$

En remplaçant r dans l'équation de v , on a :

$$v = v_n = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(-e)^2}{n\hbar}$$

Ainsi on obtient pour r :

$$r = r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 n^2 \hbar^2}{m^2} = a_0 n^2$$

avec $a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m^2}$ qui est appelé le rayon de Bohr, c'est à dire le plus petit rayon possible d'une orbite de l'électron, pour $n = 1$. Ici, a_0 vaut 53 pm.

k_c est la constante de Coulomb, qui vaut $6,63 \cdot 10^{-34} m^2 kgs^{-1}$. On obtient alors pour E :

$$E = E_n = -\frac{e^2}{2r_n} = \frac{k_c^2 m q_e^4}{2n^2 \hbar^2}$$

Par conséquent, l'énergie ne peut prendre que des valeurs bien définies, qui sont rattachées à la valeur de n . On dit alors que l'énergie de l'atome est quantifiée. La plus petite valeur de celle-ci est atteinte pour la valeur $n = 1$. On dit que c'est l'état fondamental. Lorsque $n > 1$, on dit que les états sont excités. Pour l'atome d'hydrogène on a $E_1 (H) = -13.6 eV$. Pour une valeur de

n , on a $E_n(H) = \frac{E_1(H)}{n^2}$ avec $E_1(H) = \frac{k^2 m q_e^4}{2\hbar^2}$. Lorsque n tend vers l'infini, l'énergie tend vers 0 (cf. Formule de r ci-dessus), on dit que c'est l'état ionisé, cela correspond à l'électron qui est à une distance infini du noyau.

On peut alors représenter par un diagramme énergétique les états possibles d'un atome. On voit grâce à ce type de diagramme, que pour passer d'un état à l'autre, on a besoin d'une quantité d'énergie précise. À $T = 0K$ on remplit les niveaux d'énergie par des électrons de bas en haut, car il n'y a pas d'énergie thermique. Or, si il n'y a pas d'énergie, normalement tout devrait être au niveau le plus bas. Mais, on ne peut pas mettre un électron sur une orbite déjà occupée. Ainsi, l'idée de 'remplir' les niveaux d'énergies est artificielle. L'atome peut recevoir cette énergie de plusieurs façons : Il peut capter un photon, qui lui apportera une énergie $h\nu$ mais cette énergie peut aussi provenir d'une élévation de la température du milieu ou bien d'un apport en énergie électrique.

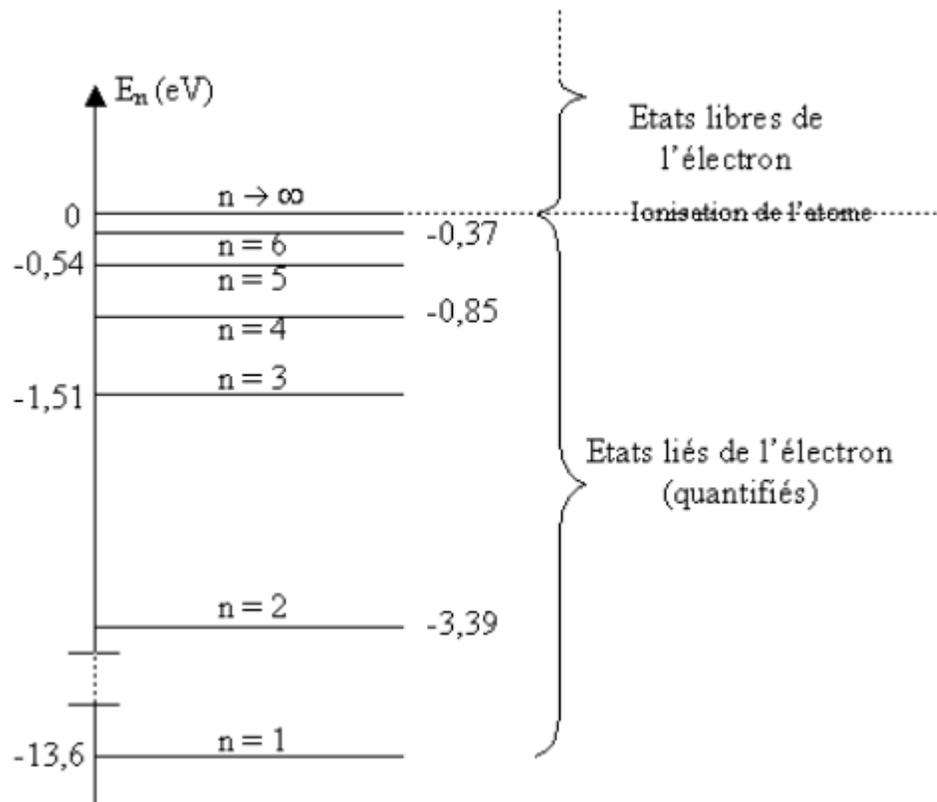


FIGURE 2.1 – Graphe des niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène

2.3 Modèle à plusieurs atomes

2.3.1 Niveaux d'énergie de plusieurs atomes

Dès lors qu'on s'intéresse à une plus grande quantité d'atomes, comme par exemple dans un réseau cristallin, les diagrammes ne comportent plus alors de simples niveaux d'énergie séparés par des bandes interdites.

On aura plutôt des zones continues de niveaux d'énergie, les niveaux d'énergie des atomes seuls se chevauchant ou étant très proches, avec également certains niveaux d'énergie mis en commun. Il figurera toujours des espaces vides entre ces bandes, zones interdites par la géométrie du cristal. On aura par ailleurs tendance à privilégier des diagrammes à deux dimensions (voir figure ci-dessous) et non pas une comme précédemment, où l'on gardera l'énergie E en ordonnée et la densité d'énergie $g(E)$ en abscisse, nous permettant de savoir à quel endroit de la bande figurent plus ou moins de niveaux d'énergie :

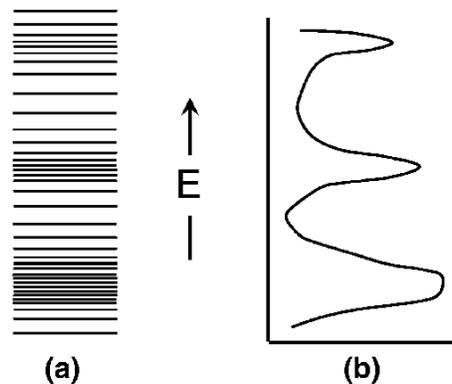


FIGURE 2.2 – (b) Énergie E en fonction de la densité d'énergie g

Comme précédemment, à $T = 0\text{K}$ on remplit les niveaux d'énergie des électrons par le bas.

En partant de ce principe, on distingue deux types de matériaux. Si l'énergie de Fermi E_F , c'est-à-dire l'énergie la plus haute atteinte par les électrons dans le matériau se situe dans une bande d'énergie alors il faut relativement peu d'énergie. Ici on va plutôt avoir affaire à de l'énergie thermique ce qui veut dire que pour passer à un niveau supérieur d'énergie situé dans cette même bande, l'électron peut donc passer facilement. Si l'énergie de l'électron passe au-dessus de l'énergie de Fermi, alors celui-ci peut se déplacer librement dans le cristal. On est alors dans le cas d'un métal.

Dans ce cas, à 0K on observe que E_F est égale au potentiel chimique μ , cette équivalence restant vraie relativement longtemps, même à $T=298\text{K}$.

Le deuxième cas de figure est celui où l'on aurait l'énergie maximale atteinte située tout au sommet d'une bande d'énergie. Cette dernière est appelée bande de valence ci après, située juste avant une bande interdite aussi appelée "gap". L'énergie requise pour passer de ce niveau d'énergie à un niveau supérieur est alors bien plus grande. On est alors dans le cas d'un isolant et on nomme l'énergie maximale atteinte E_V l'énergie de la bande de valence. E_C correspond à l'énergie requise pour atteindre la bande supérieure appelée bande de conduction.

On a alors $E_G = E_C - E_V$ avec E_G l'énergie du gap, étant la différence entre l'énergie de la bande de conduction et de celle de valence.

2.3.2 Définition de la notion de semi-conducteurs

Un cas particulier d'un isolant serait celui où on observe un petit gap, c'est-à-dire où E_G serait relativement faible. Ce qui nous amène alors au cœur de notre sujet, on appelle un tel isolant semi-conducteur. Il sera alors moins difficile de passer d'une bande à l'autre que dans un isolant classique. C'est ce que nous allons traiter par la suite.

Cette notion de "petit gap" étant complètement arbitraire, il nous faut un moyen de quantifier la propension des électrons à aller occuper un niveau d'énergie. Intervient alors la statistique de Fermi-Dirac, qui correspond à la probabilité qu'un électron aille se retrouver au niveau d'énergie E (On admet cette formule issue de la physique quantique statistique, et l'on ne tentera pas de la démontrer à travers ce rapport) :

$$f_n(E) = \frac{1}{1 + e^{\left(\frac{E-\mu}{kT}\right)}}$$

avec E l'énergie du niveau voulu, μ le potentiel chimique, k la constante de Boltzmann et T la température en Kelvin.

On peut faire l'approximation suivante, en supposant $E - \mu$ très grand devant kT :

$$f_n(E) = \frac{1}{e^{\left(\frac{E-\mu}{kT}\right)}}$$

2.3.3 Notion de masse effective

Soit m_e^* la masse effective de l'électron dans le semi-conducteur. Cette masse effective peut être inférieure, supérieure ou égale à la masse réelle de l'électron. Plus précisément la masse effective est la masse qu'une particule semble avoir quand elle est soumise à plusieurs forces dont son poids ou lorsqu'elle interagit avec d'autres particules de même nature (soit les autres électrons des atomes du réseau cristallin).

On applique en fait le PFD à la particule : $\sum ma = F_{ext}$ et ensuite on cherche à faire disparaître toutes les forces présentes dans le cristal de cette équation et

on obtient m_e^* la masse effective qui “contient” toutes les forces dues au cristal autour de l’électron. Dès lors, le PFD s’écrit sous la forme : $m_e^*a = F$, bien plus pratique pour étudier l’influence d’une seule force F sur la particule, F est donc l’ensemble des forces exercées sur la particule. Donc l’électron peut être considéré comme une particule libre dont la masse effective varie.

Pendant, avec des conditions données, nous pouvons la considérer comme constante. Ainsi avec cette notion, nous obtenons une autre formule qui nous sera utile, qui est celle de la densité d’états disponibles dans la bande de conduction, issue également de la physique quantique statistique, que l’on admettra. Elle donne le nombre d’états disponibles par unité de volume :

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$$

Dès lors, on a le nombre d’états occupés par des électrons qui vaut le nombre d’états disponible multiplié par la probabilité qu’un état soit occupé, ainsi : $n = N_C \cdot f_n(E_C)$

Si on met un semi-conducteur dans un champ électrique, la force électrostatique ($F = qe$) accélère le déplacement des électrons et en théorie la vitesse augmente indéfiniment dans le temps. Mais expérimentalement, on observe qu’au bout d’un certain temps l’intensité n’augmentera plus après avoir atteint une certaine valeur.

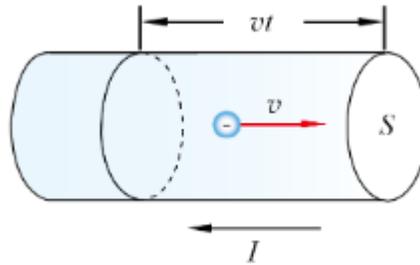


FIGURE 2.3

On a $i(t) = \frac{dq}{dt} = \frac{neSvdt}{dt} = neSv$ avec n la densité de porteur de charge, e la charge, S la surface et v la vitesse.

Si le courant est constant, alors la vitesse est stable, c’est-à-dire que la force dans le semi-conducteur équilibre la force générée par le champ électrique. Cette force est générée par la collision avec les atomes du matériau et les électrons perdent leur vitesse lors de chocs avec ceux du matériau. On se rend compte expérimentalement qu’on peut décrire ce phénomène par une force de

frottement fluide : $F_f = -kv$ (par analogie avec les systèmes mécaniques).

Une étude microscopique montre que $k = m\tau$ avec m la masse et τ le temps moyen entre deux collision. A l'équilibre, on applique le PFD au système :

$$F_f + F_E = m_e^* e a = 0$$

Donc

$$q \cdot E - kv = 0$$

Ainsi

$$v = \frac{qE}{k} = q \cdot \frac{\tau}{m_e^*} E$$

Donc

$$v = \mu \cdot E$$

avec $\mu = q \cdot \frac{\tau}{m_e^*}$. Donc

$$i(t) = n_e e S v = n_e e S \times \mu \cdot E$$

avec μ : une grandeur nommée mobilité de la charge, caractéristique du semi-conducteur, τ : le temps moyen entre deux collisions et m_e^* : la masse effective de l'électron.

2.4 Semi-conducteurs

2.4.1 Notion de trou d'électron

Nous avons plusieurs fois évoqué le déplacement des électrons d'un niveau d'énergie à un autre, mais avons jusqu'à présent omis le vide nécessairement laissé par l'électron suite à un tel mouvement. Ce dit vide est appelé un trou d'électron et peut ensuite se voir comblé par le mouvement d'un autre électron, qui lui-même va laisser un trou à son départ et ainsi de suite. La première façon de considérer la chose est celle selon laquelle les électrons bougent, mais on peut aussi considérer qu'un unique trou lui-même se déplace.

Le trou peut être considéré comme une particule au sens où on peut lui appliquer le PFD. C'est pour cela qu'on appelle ce dernier quasi-particule (quasi parce que cela n'en est pas réellement une pour autant), et il est possible de voir le mouvement global du trou, charge positive participant au courant électrique. Il se comporte donc comme une particule de charge $+e$ de masse effective m_p^* qui peut être différente de celle de l'électron.

Soit le principe fondamental de la dynamique appliqué à un trou dans un semi-conducteur : $m_p^* a_p = eE$. On a donc dans un semi-conducteur les électrons e^- qui se déplacent dans un sens, et les trous h^+ (h pour hole, trou en

anglais) dans le sens opposé, et le courant électrique dans le cas d'un semi-conducteur intrinsèque s'écrit en réalité $I = I_{e^-} + I_{h^+} = 2I_{e^-}$ (car $I_{e^-} = I_{h^+}$, respectivement le courant électrique dû aux électrons et aux trous. Les particules ayant un mouvement et une charge opposée, les deux sont égaux).

Puisque le trou correspond à une absence d'électron on obtient assez naturellement la probabilité qu'un trou aille se retrouver au niveau d'énergie E , l'opposée de la probabilité que l'électron se trouve à cette énergie :

$$f_p(E) = 1 - f_n(E) = \frac{e^{\left(\frac{E-\mu}{kT}\right)}}{1 + e^{\left(\frac{E-\mu}{kT}\right)}}$$

En reprenant l'approximation donnée précédemment on obtient :

$$f_n(E_C) = e^{-\left(\frac{E_C-\mu}{kT}\right)}$$

étant la probabilité qu'un électron vienne se retrouver dans la bande de conduction et on a :

$$f_p(E_V) = e^{\left(\frac{E_V-\mu}{kT}\right)}$$

qui correspond à la probabilité qu'un trou vienne se retrouver dans la bande de valence. En effet, parler de trou dans la bande de conduction, c'est-à-dire d'un vide dans plus de vide, manque de sens puisque cela ne résulterait pas en un courant électrique. Donc pour se déplacer dans le semi-conducteurs, il faudrait que le trou passe de la bande de conduction à la bande de valence ou inversement.

On discerne bien que ces événements peuvent être concomitants, ce qui sera le cas pour un semi-conducteur intrinsèque comme on le verra ci-après. En reprenant la relation donnée plus tôt on obtient

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$$

de façon analogue,

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$$

on obtient les deux relations complémentaires :

$$n = N_C \times f_n(E_C) \quad \text{et} \quad p = N_V \times f_p(E_V)$$

Avec n la densité de porteurs de charge négative et p la densité de porteurs de charges positives.

2.4.2 Semi-conducteurs intrinsèque

Dans le cas d'un semi-conducteur intrinsèque, où un électron qui passe dans la bande de conduction correspond à un trou qui passe dans la bande de valence (comme par exemple le Silicium Si, le Gallium Ga ou l'arséniure de gallium AsGa), on a la relation $n = p$. Cela peut donc nous permettre de déterminer une relation entre le potentiel chimique et la température du matériau :

$$\begin{aligned} n = p &\iff N_C \times f_n(E_C) = N_V \times f_p(E_V) \\ &\iff \frac{N_V}{N_C} = \exp\left(\frac{-E_G - 2E_V + 2\mu}{kT}\right) \\ &\iff kT \ln\left(\frac{N_V}{N_C}\right) = -E_G + 2(\mu - E_V) \\ &\iff \mu - E_V = \frac{1}{2} \left[E_G + \frac{3}{2} kT \ln\left(\frac{N_V}{N_C}\right) \right] \end{aligned}$$

Puis en utilisant les formule de N_C et N_V , on obtient :

$$\iff \mu - E_V = \frac{1}{2} \left[E_G + \frac{3}{2} kT \ln\left(\frac{m_p^*}{m_e^*}\right) \right]$$

On peut également calculer la résistivité grâce à ces données, en effet :

$$\rho = \frac{R}{l} = \frac{U}{VI} = \frac{El}{VI} = \frac{ES}{I}$$

et on a :

$$I_{e^-} = neSv \quad \text{et} \quad I_{h^+} = peSv \\ \text{or } v = \mu E$$

donc

$$I_{e^-} = neS\mu E \quad \text{et} \quad I_{h^+} = peS\mu E$$

d'où

$$\rho = \frac{1}{\mu_n ne + \mu_p pe}$$

Par conséquent, pour le cas du silicium on peut faire des applications numériques avec les valeurs suivantes, ces valeurs sont tabulées :

$$\begin{aligned} m_n^* &= 9,5510 - 31kg \\ m_p^* &= 5,2510 - 31kg \\ E_G &= 1,12eV (= 1.794437752810 - 19J) \\ \mu_n &= 1350cm^2.V^{-1}.s^{-1} \\ \mu_p &= 480cm^2.V^{-1}.s^{-1} \end{aligned}$$

On trouve $-E_V = 0.56eV$ (à 300K).

Dès lors on peut observer l'influence de T sur n :

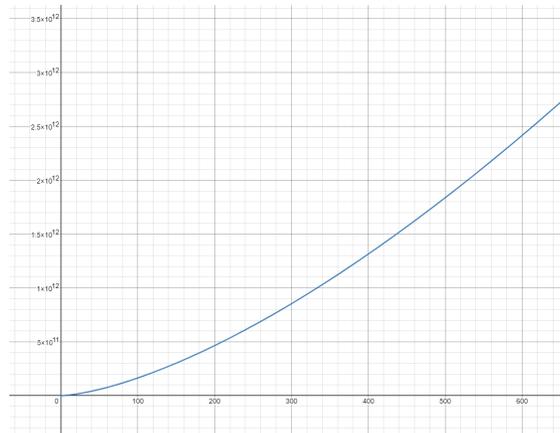


FIGURE 2.4 – Graphique représentant l'évolution de n en fonction de T (Kelvin) dans le cas du silicium

2.4.3 Semi-conducteurs extrinsèque

On remarque que la densité des porteurs de charges et par conséquent les propriétés d'un semi-conducteur intrinsèque, notamment sa résistivité, sont grandement affectées par une variation de la température, ce qui est un grand problème pour notamment les composants informatiques type transistors, puisque la température d'un ordinateur peut beaucoup varier en fonction de son utilisation où en fonction de la période de l'année par exemple.

C'est pourquoi après avoir abordé les semi-conducteurs intrinsèques, intéressons-nous dès à présent à ce qu'on appelle les semi-conducteurs extrinsèques, qui seront bien plus stables sur une certaine plage de températures.

À partir d'un réseau cristallin présentant initialement les propriétés d'un semi-conducteur intrinsèque il est possible d'obtenir de nouvelles propriétés via un procédé appelé dopage. On introduit des impuretés, soit des atomes non initialement présents dans le réseau et provenant de colonnes différentes dans la classification périodique, présentant donc des électrons de valence supplémentaires ou manquants par rapport à l'atome majoritaire du réseau, afin d'augmenter la concentration des porteurs de charge dans le milieu. On parle alors de semi-conducteur extrinsèque.

Dans tout semi-conducteur à l'équilibre, la loi des actions de masse doit être vérifiée, et on a donc $np = n_i^2$. Dans le cas intrinsèque l'équation précédente s'avère évidente puisque $n = p = n_i$. Mais dans le cas extrinsèque cette même équation nous contraint à choisir de soit augmenter la concentration en trous ou alors en électrons, les deux ne pouvant pas être augmentées simultanément. Si n augmente, p diminue et vice-versa.

C'est pourquoi on distingue deux types de dopage : le dopage de type P et le dopage N. Le premier ajoute un trou d'électron pour jouer le rôle du porteur de charge, tandis que le dopage de type N ajoute des électrons non contenus dans des liaisons covalentes, comme montré ci-après.

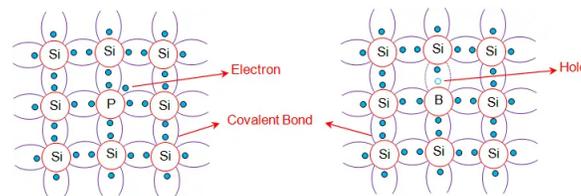


Figure 1 2-D Crystal Lattice of Silicon Doped with (a) Phosphorous (b) Boron

FIGURE 2.5

La conséquence de l'introduction de ces particules est l'ajout d'une particule libre car non engagée dans des liaisons covalentes. Il y aura donc un niveau supplémentaire d'énergie entre la bande de valence et la bande de conduction.

Ce niveau d'énergie sera nommé E_D ou E_A suivant le type de dopage, en fonction du caractère Donneur ou Accepteur de l'atome. Dans l'exemple ci-dessus où l'atome de Silicium constitue la référence, le Bore est accepteur car comportant une lacune et le Phosphore étant donneur de par son électron supplémentaire. Ce niveau d'énergie sera proche de la bande de valence pour un semi conducteur dopé P et à l'inverse proche de la bande de conduction pour un dopage N.

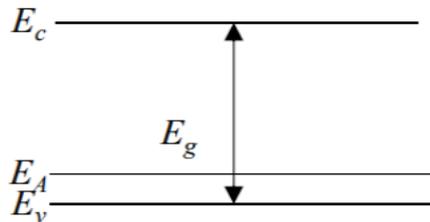


FIGURE 2.6 – Graphe d'énergie d'un semi-conducteur dopé P

Le dopage P diminue le potentiel chimique alors que le dopage N a l'effet inverse.

En continuant avec cet exemple, on se rend compte de cette proximité avec l'ajout du Phosphore puisque une fois le dopage effectué la différence d'éner-

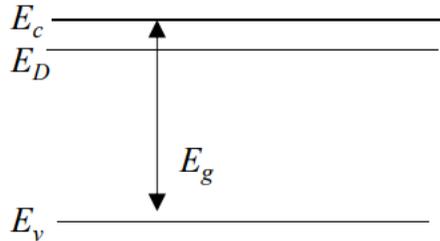


FIGURE 2.7 – Graphe d'énergie d'un semi-conducteur dopé N

gie $E_C - E_D$ vaut 0,045 eV.

Pour ce qui est du graphe de $n = f(T)$, dans le cas extrinsèque on observe empiriquement une courbe à l'allure bien différente, mais pour quelle raison ?

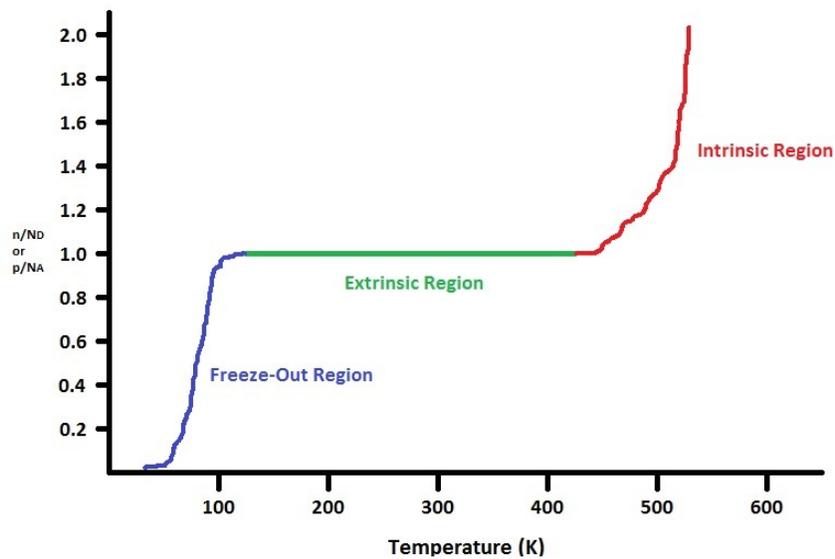


FIGURE 2.8 – Graphique représentant l'évolution de $n=f(T)$ dans le cas d'un semi-conducteur extrinsèque

L'idée est que ce graphe correspond à la somme de la courbe précédente, caractérisant le comportement intrinsèque du semi-conducteur, que l'on combine avec une courbe caractérisant le comportement extrinsèque. Le plateau observé est dû au fait que les porteurs de charge amenés par l'extrinsèque soient mino-

ritaires, et on arrive à un point où ces derniers sont tous mobilisés.

On remarque donc que entre 100 K et 500 K le Silicium extrinsèque a un comportement assez stable ce qui le rend apte à servir comme composant dans des des appareils où la température varie, ce qui ouvre à tout un champ d'applications.

2.4.4 La diode

Passons à présent à une application simple des semi-conducteurs, la diode. Une diode est constituée d'un semi-conducteur dopé N et d'un autre dopé P juxtaposés.

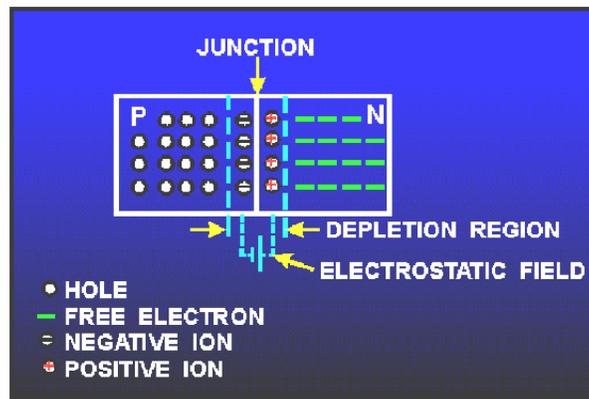


FIGURE 2.9 – Représentation d'une diode ou jonction P-N

Si l'on met deux semi-conducteurs extrinsèques côte à côte, un dopé N et un dopé P, on observe l'équilibre des potentiels chimiques $\mu_P = \mu_N$. Par conséquent, on peut représenter les niveaux d'énergie de cette jonction PN comme suivant :

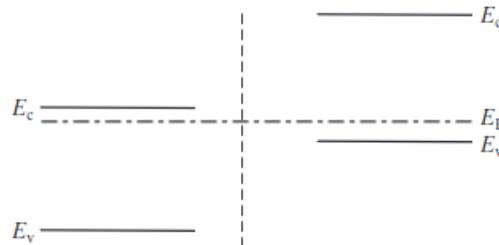


FIGURE 2.10 – Niveaux d'énergie de la jonction P-N
(Dopage N à gauche et dopage N à droite)

Il apparaît assez clairement que dès lors il est plus aisé de passer de la bande

de conduction du dopé P à celle du dopé N (en perdant de l'énergie) qu'inversement. La différence entre ces deux niveaux est une énergie mettant en jeu des électrons (donc électrique) $e \times V_0$ avec e la charge élémentaire et V_0 un potentiel électrique.

Cette juxtaposition entraîne la création d'un champ électrique et d'une zone de déplétion où se trouvent des ions étant à l'origine les atomes donneurs ou accepteurs ayant donné leur porteur de charge. En effet, lorsque la jonction est polarisée en sens direct, c'est-à-dire lorsque l'on branche deux fils eux-même branchés sur un générateur et quand la tension appliquée favorise le passage du courant à travers la jonction, les porteurs de charges majoritaires (électrons dans la région N et trous dans la région P) se déplacent vers la jonction. Cela crée la zone déplétion.

Cette zone de déplétion est caractérisée par des coordonnées x_P , abscisse de l'interface entre le semi-conducteur dopé P et la zone de déplétion, x_N , étant de façon similaire l'abscisse correspondant à l'interface entre le dopé N et la zone de déplétion. Ces deux coordonnées se trouvent sur un axe x avec une origine $x = 0$ étant l'abscisse de la jonction entre les deux semi-conducteurs, centre de la zone de déplétion pour un dopage équivalent.

On peut établir des relations telle que l'équation de la charge volumique en connaissant x_P , x_N , N_A et N_D , permettant alors de connaître la différence de potentiel en fonction de la taille de la zone de déplétion. Il est important de noter que brancher un générateur aux fils déplace la différence de potentiel, sans quoi la différence de potentiel vaudrait juste $U_S = V_2 - V_1$. Dès lors en connaissant les potentiels sur lesquels on va brancher les fils on va pouvoir prédire la taille de la zone de déplétion. Et par conséquent on peut lier le champ électrique à la zone de déplétion.

En partant des lois de Maxwell on a $\text{div}(E) = \frac{\rho}{\epsilon_0}$ et $E = -\text{grad}(V)$, avec ρ la densité volumique de charge et ϵ_0 la permittivité du vide (ρ et ϵ caractérisant le matériau utilisé).

$$\text{On en déduit que } E_i(x) = \frac{\rho_i}{\epsilon_i} (x - x_{0,i}) + C$$

et donc $V_i(x) = \frac{\rho_i}{\epsilon_i} \left(\frac{x^2}{2} - x_{0,i} \times x \right) - C \times x + C'$ avec pour le semi-conducteur $\rho = q \times N_a$ ou $q \times N_D$ en fonction de la position dans la zone de déplétion.

On a donc $E(x) = \frac{-qN_A}{\epsilon_0} (x - x_0) + C$ pour $x \in [x_P, x_0]$ et $E(x) = \frac{qN_D}{\epsilon} x + C$ pour $x \in [x_0, x_N]$, et $E(x) = \text{cst}$ en dehors de la zone de déplétion, car $\rho = 0$.

Comme les deux semi-conducteurs sont reliées à des fils conducteurs considérés comme idéaux, le champs électrique $E(x)$ est nul sur l'intervalle $]-\infty, x_P[\cup]x_N, +\infty[$.

Par conséquent :

$$E(x) = \frac{-qN_A}{\epsilon} (x - x_0) + C \text{ pour } x \in [x_p, x_0]$$

$$E(x) = \frac{qN_D}{\epsilon} x + C \text{ pour } x \in [x_0, x_N]$$

$$E(x) = 0 \text{ en dehors de la zone de déplétion}$$

On a donc

$$V(x) = V_1 \text{ pour } x < x_p$$

$$V(x) = V_2 \text{ pour } x > x_N$$

Mais dans la zone de déplétion on obtient

$$V(x) = \frac{qN_A}{\epsilon} \left(\frac{x^2}{2} - x_P \times x \right) + V_1 + \frac{qN_A x_P^2}{2\epsilon}, \text{ pour } x \in [x_p, x_0]$$

$$V(x) = \frac{-qN_D x^2}{2\epsilon} - \frac{qN_A x^2}{\epsilon} + V_1 - \frac{qN_A x_P^2}{2\epsilon}, \text{ pour } x \in [x_0, x_N]$$

On obtient donc les figures suivantes :

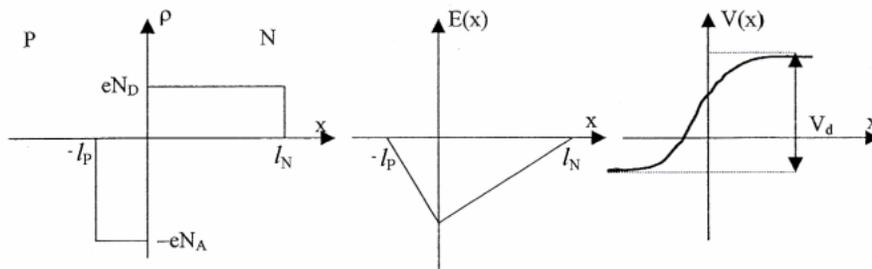


FIGURE 2.11 – ρ , E et V en fonction de la position x

On sait que le matériau est électriquement neutre, donc que l'intégrale de ρ entre $-\infty$ et $+\infty$ est nulle. De plus, la différence des limites de $V(x)$ en $-\infty$ et en $+\infty$ sera U_S , notre tension de seuil.

On a décrit plus tôt le comportement de la diode en polarisation directe. En polarisation inverse, la tension appliquée repousse les porteurs de charges et élargit la zone de déplétion. La polarisation de la jonction PN permet de contrôler le flux de courant à travers la diode et joue un rôle crucial dans de nombreux dispositifs électroniques.

Si la zone de déplétion devient trop importante le champ peut affecter les atomes en dehors de cette dernière et le sens du courant peut alors s'inverser. Cela pourrait même entraîner la brûlure de la diode, d'où l'intérêt de connaître la tension de seuil.

Comme expliqué précédemment, lorsque la diode est polarisée en direct avec une tension supérieure à sa tension de seuil, les porteurs de charges majoritaires peuvent commencer à traverser la jonction. À mesure que la tension augmente, le courant à travers la diode augmentera de manière exponentielle.

En revanche, lorsque la diode est polarisée en inverse avec une tension négative à l'anode (région P) et positive à la cathode (région N), à des tensions inverses inférieures à la tension de seuil inverse, la diode ne laisse passer qu'un très faible courant de fuite, généralement négligeable. Cependant, lorsque la tension inverse dépasse la tension de seuil inverse, la diode peut se rompre et laisser passer un courant inverse significatif, ce qui peut endommager la diode si cette limite est dépassée.

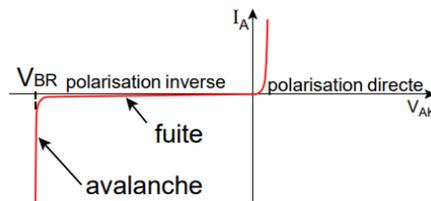


FIGURE 2.12 – Courant transmis par la diode en fonction de la différence de potentiel

Ainsi, la tension de seuil joue un rôle crucial dans le comportement bloquant d'une diode. Elle détermine la tension minimale nécessaire pour que la diode commence à conduire le courant dans le sens direct et limite la tension inverse maximale que la diode peut tolérer sans risquer d'endommagement. Ainsi lors d'une polarisation inverse, les porteurs de charges sont repoussés de la jonction. La région déplétée au niveau de la jonction s'élargit, créant ainsi une "barrière" qui empêche efficacement le courant de circuler. Dans cette configuration, la diode présente une résistance très élevée, voire infinie (cf graphe ci-dessus), dans le sens inverse. C'est pourquoi on dit que la diode bloque le courant dans cette direction, d'où l'appellation "sens bloquant".

La capacité d'une diode à bloquer le courant dans une direction donnée est une caractéristique primordiale qui permet d'utiliser cette dernière dans des circuits pour redresser le courant alternatif, réguler la tension ou encore protéger d'autres composants contre les surtensions.

Conclusion et perspectives

En conclusion, les semi-conducteurs jouent un rôle crucial dans notre technologie moderne. En partant de l'atome et en arrivant aux semi-conducteurs, nous avons pu comprendre comment ces matériaux fonctionnent à un niveau fondamental. Nous avons également vu comment ces principes sont appliqués dans des dispositifs tels que les diodes.

Personnellement nous avons appris à travailler en groupe avec tous les aléas que cela implique : emplois du temps non complémentaires, difficultés de communication, etc.

De plus nous estimons que même pour ceux d'entre nous qui ne poursuivront pas nos études dans le domaine de la mécanique quantique ce projet fut très enrichissant en termes de culture générale, et espérons que quiconque sera amené à lire ce rapport sera désormais convaincu de l'intérêt que l'on peut porter aux semi-conducteurs.

Cependant, il reste encore beaucoup à apprendre sur ces matériaux fascinants, et l'on pourrait avec plus de temps s'intéresser à des dispositifs plus complexes tels que les LEDs, ou encore les transistors, afin de parfaire notre compréhension des semi-conducteurs.

Bibliographie

- [1] LIEN INTERNET, https://fr.wikipedia.org/wiki/Mod%C3%A8le_de_Bohr, (Valide à la date du 11/03/2023)
- [2] LIEN INTERNET, https://www.researchgate.net/figure/Representations-of-the-energy-levels-of-a-crystal-a-sketch-of-a-conventional_fig2_257391440 , (Valide à la date du 5/03/2023)
- [3] LIEN INTERNET, https://uel.unisciel.fr/physique/continu/continu_ch02/co/apprendre_ch2_02.html , (Valide à la date du 21/03/2023)
- [4] LIEN INTERNET, <https://images.app.goo.gl/RZq8g96NgXuNRx9f7>, (Valide à la date du 04/04/2023)
- [5] LIEN INTERNET, https://fr.wikipedia.org/wiki/Masse_effective , (Valide à la date du 28/03/2023)
- [6] LIEN INTERNET, <https://fr.wikipedia.org/wiki/R%C3%A9sistivit%C3%A9>, (Valide à la date du 04/04/2023)
- [7] LIEN INTERNET, http://optique-ingenieur.org/fr/cours/OPI_fr_M05_C02/co/OPI_fr_M05_C02_web_2.html, (Valide à la date du 10/04/2023)
- [8] LIEN INTERNET, https://www.radiation-dosimetry.org/fr/quest-ce-quunsemi-conducteur-intrinseque-et-extrinseque-definition/?utm_content=cmp-true , (Valide à la date du 10/05/2023)
- [9] LIEN INTERNET, https://en.citizendium.org/wiki/Fermi_function , (Valide à la date du 12/05/2023)
- [10] LIEN INTERNET, https://fr.wikipedia.org/wiki/Jonction_p-n, (Valide à la date du 19/05/2023)
- [11] LIEN INTERNET, <http://electronique.univ-fcomte.fr/private/txttp/LEEA3/CCA2.pdf>, (Valide à la date du 19/05/2023)
- [12] LIEN INTERNET, https://ggnindia.dronacharya.info/CSE-AI-ML/Downloads/SubInfo/IstYear/Physics/Unit_2.pdf, (Valide à la date du 19/05/2023)

- [13] LIEN INTERNET, [https://eng.libretexts.org/Bookshelves/Materials_Science/Supplemental_Modules_\(Materials_Science\)/Semiconductors/Extrinsic_Semiconductors](https://eng.libretexts.org/Bookshelves/Materials_Science/Supplemental_Modules_(Materials_Science)/Semiconductors/Extrinsic_Semiconductors), (Valide à la date du 19/05/2023)
- [14] LIEN INTERNET, https://www.chu.berkeley.edu/wp-content/uploads/2020/01/Chenming-Hu_ch4-1.pdf, (Valide à la date du 23/05/2023)