

EFFET HALL DANS LES SEMICONDUCTEURS

E. Deleporte, Y.Dumeige

Ecole Normale Supérieure de Cachan

22 Novembre 2002

INTRODUCTION

La physique des semiconducteurs est à l'origine d'inventions qui ont un impact considérable dans de très nombreux domaines tels que l'informatique, les télécommunications, la médecine..... Elle a, en particulier, mené à la découverte en 1947 d'un composant essentiel: le transistor, sur lequel repose le développement fantastique de l'industrie électronique. Les premiers transistors étaient en Germanium, mais il est vite apparu que leurs performances pouvaient être fortement améliorées en utilisant du silicium. Avec ce matériau, et en mettant en oeuvre des technologies permettant de réduire les dimensions des composants individuels, on sait par exemple maintenant fabriquer des circuits intégrés comportant une centaine de millions de transistors sur une surface d'environ deux cents mm^2 . Tout ce développement industriel n'a pu exister que parce que la physique avait permis de comprendre les propriétés spécifiques des semiconducteurs. Les physiciens des semiconducteurs ont bénéficié des progrès de la chimie des semiconducteurs: les semiconducteurs sont actuellement les solides les plus purs et les mieux contrôlés que l'on sache élaborer et c'est cette pureté qui permet d'obtenir des propriétés reproductibles.

La découverte de l'effet Hall en 1879 marque une date importante dans l'histoire de la physique des semiconducteurs. Quand un champ magnétique est appliqué à un conducteur parcouru par un courant perpendiculairement au courant, il apparaît une force électromotrice dans une direction perpendiculaire au courant et au champ magnétique. La grandeur de la force électromotrice permet de mesurer le nombre de porteurs de charges mobiles qui transportent le courant électrique. Les mesures effectuées au début du siècle ont montré l'existence d'un nombre petit ou très petit de charges mobiles variant d'un échantillon à l'autre (10^3 à 10^7 par atome). Le signe de la f.e.m. de Hall permet d'autre part de déterminer le signe de la charge transportée par les porteurs. Or pour certains cristaux, on observe un signe positif pour la charge. Ceci conduisait à l'idée que ces charges étaient des cations. Cependant les mobilités observées étaient très grandes, bien supérieures aux mobilités des ions dans les électrolytes liquides. Elles correspondaient à celles que l'on observait dans des cristaux apparemment identiques mais où le signe négatif des charges mobiles indiquait la nature électronique des porteurs. Il y avait donc un paradoxe à expliquer.

En 1926, la découverte du théorème de Bloch permet de préciser la structure électronique des semiconducteurs (structure de bandes) et de compren-

dre les grandes mobilités observées pour les électrons dans un cristal. Et en 1931, Wilson jette les bases de la théorie moderne des semiconducteurs comme isolants à faible bande interdite et introduit la notion de trous.

Signalons une date importante dans l'histoire récente de la physique fondamentale concernant l'effet Hall: la découverte de l'effet Hall quantique en 1982 (par le Prix Nobel Von Klitzing dans des échantillons à très grande mobilité: $10^6 \text{cm}^2/\text{V.s}$, suivie un an plus tard par la découverte de l'effet Hall quantique fractionnaire.

I) SEMICONDUCTEUR INTRINSEQUE ET SEMICONDUCTEUR EXTRINSEQUE.

1) Structure de bandes

Un solide cristallin est constitué par la répétition périodique d'un motif élémentaire, les atomes sont ainsi situés aux noeuds d'un réseau régulier périodique. Les noyaux et les électrons sont en interaction coulombienne. Dans une description des propriétés électroniques d'un solide cristallin, on prend en compte l'interaction de chaque électron avec le potentiel spatialement périodique créé par le réseau d'ions, en négligeant les interactions des électrons entre eux. Dans ce modèle, les états α accessibles à chaque électron ont des énergies E_α qui se regroupent en bandes. Les intervalles d'énergies sur lesquels n'existe aucune énergie électronique sont appelés bandes interdites (voir figure 1).

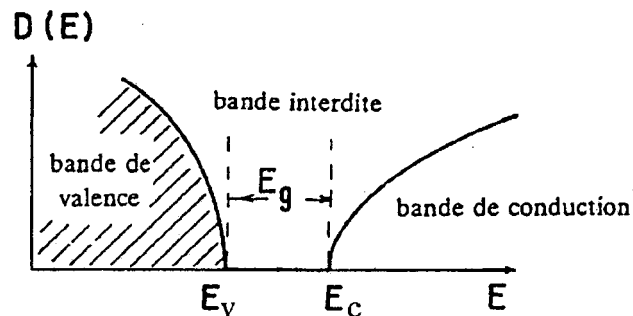


Figure 1 : Densité des états électroniques accessibles à chaque électron.

Dans un semiconducteur à température nulle, toutes les liaisons covalentes du cristal sont satisfaites : les électrons remplissent entièrement les bandes d'énergies accessibles les plus basses. La bande d'énergie remplie la plus élevée est nommée **bande de valence**, l'énergie du haut de la bande de valence sera notée E_v . La bande vide la plus basse est la **bande de conduction**, l'énergie du bas de la bande de conduction sera notée E_c . La bande interdite qui sépare ces deux bandes est appelée '**gap**', l'énergie du gap est $E_g = E_c - E_v$.

Exemples : Le gap E_g des semiconducteurs s'étend de 0 à quelques eV ($< 5eV$) selon les matériaux.

Si : 1.12 eV

Ge : 0.67 eV

GaAs : 1.43 eV

(ces valeurs de l'énergie du gap sont données à 300K).

2) Semiconducteur intrinsèque

Un semiconducteur intrinsèque est un semiconducteur pur, c'est-à-dire dans lequel il y a très peu d'impuretés, typiquement moins de $10^{10}cm^{-3}$ alors que la concentration d'atomes dans un cristal de Si par exemple est de l'ordre de $10^{22}cm^{-3}$ (noter que le germanium est le plus pur des matériaux que l'on sache fabriquer à l'heure actuelle).

A $T=0K$, toutes les liaisons covalentes d'un cristal de Si par exemple sont satisfaites. Quand on augmente la température, des électrons sont détachés de certaines liaisons et peuvent se déplacer dans le cristal (en particulier sous l'effet d'un champ électrique, ce qui crée un courant). Donc quand la température croît, des électrons du haut de la bande de valence peuvent être excités thermiquement dans des états du bas de la bande de conduction (ionisation intrinsèque): des états de la bande de conduction sont alors peuplés par des électrons. Les états de la bande de valence laissés vacants sont appelés trous. D'une manière plus précise, le trou est défini comme l'ensemble des électrons d'une bande pleine moins un électron. Sous l'action de champs électriques ou magnétiques, les trous réagissent comme des porteurs de charge mobiles possédant une charge positive $+e$.

Dans un semiconducteur intrinsèque, la contribution des impuretés présentes dans le cristal aux propriétés électroniques est négligeable : les électrons de la bande de conduction proviennent uniquement de la bande de valence et

laissent des trous derrière eux. Si on appelle n la densité d'électrons et p la densité de trous, on a dans un semiconducteur intrinsèque $n=p$.

Variation en température de la densité de porteurs:

$n(T) = p(T) = N_0 e^{-E_g/2k_B T}$, où N_0 est une fonction lentement variable de T puisque N_0 est proportionnel à $T^{3/2}$. La variation en température de $n(T)$ est donc dominé par le facteur exponentiel: $n(T) \sim e^{-E_g/2k_B T}$.

A $T = 300 \text{ K}$, on trouve typiquement dans le Silicium une densité d'électrons dans la bande de conduction de l'ordre de 10^{10} cm^{-3} , c'est petit comparé à la densité d'électrons libres dans les métaux (typiquement 10^{23} cm^{-3})!

3) Semiconducteur extrinsèque

On vient de voir que l'ionisation intrinsèque produit seulement de l'ordre de 10^{10} cm^{-3} électrons dans la bande de conduction et 10^{10} cm^{-3} trous dans la bande de valence à 300K. C'est donc un processus très inefficace qui ne peut mener qu'à des courants électriques ridiculement petits et inutilisables. Par contre, si on introduit volontairement des impuretés capables de fournir des électrons ou des trous supplémentaires au système, on pourra augmenter appréciablement et contrôler les densités de porteurs capables de transporter un courant électrique dans un semiconducteur donné. Un semiconducteur dans lequel on a introduit volontairement des impuretés est appelé semiconducteur extrinsèque ou semiconducteur dopé.

Un semiconducteur de type n est un semiconducteur dopé avec des impuretés dites donneuses, en faible concentration par rapport aux autres atomes du cristal: typiquement 10^{15} à 10^{18} cm^{-3} . Les impuretés donneuses fournissent des électrons supplémentaires au système. Ce sont par exemple des atomes de Phosphore (ou Arsenic, ou tout élément de la colonne V du tableau périodique) en substitution aléatoire dans un cristal de Silicium. Le Si a 4 électrons de valence alors que le P en a 5. 4 des électrons du P vont se combiner avec un électron de chacun des 4 atomes de Si voisins pour former quatre liaisons covalentes (voir figure 2). Ces 4 électrons participent à la bande de valence à la place des 4 électrons de l'atome de Si qui a été enlevé. Le cinquième électron du P ne participe pas à une liaison covalente et est moins solidement lié. A partir d'une certaine température, cet atome s'ionise et ce cinquième électron peut alors se déplacer dans le cristal.

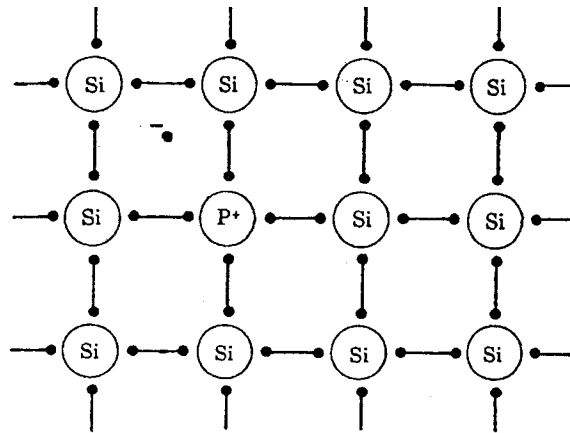


Figure 2 : Atome de Phosphore dans un réseau de Si (chaque point noir représente un électron).

Revenons au vocabulaire de la structure électronique en bandes, on a vu dans un semiconducteur intrinsèque que ioniser un électron participant à une liaison covalente Si-Si consiste à le faire passer de la bande de valence dans la bande de conduction. Dans un semiconducteur extrinsèque, ioniser l'électron de l'atome de P, qui ne participe pas à une liaison covalente P-Si, est nettement plus facile et l'énergie nécessaire pour le détacher et l'amener dans la bande de conduction est inférieure à E_g . On peut par conséquent considérer qu'à l'atome P est associé un niveau d'énergie E_D discret, appelé niveau donneur, situé dans le gap juste en-dessous de la bande de conduction (voir figure 3). $E_g - E_D$ est l'énergie d'ionisation de l'atome P, l'ionisation sera d'autant plus facile que E_D est proche du bas de la bande de conduction. A basse température, ce niveau est occupé par un électron, mais si on augmente la température, cet électron passe dans la bande de conduction et le niveau est alors vide.

Ordres de grandeur de $E_g - E_D$ pour le Phosphore introduit dans le Ge : 12 meV, introduit dans le Si : 44 meV.

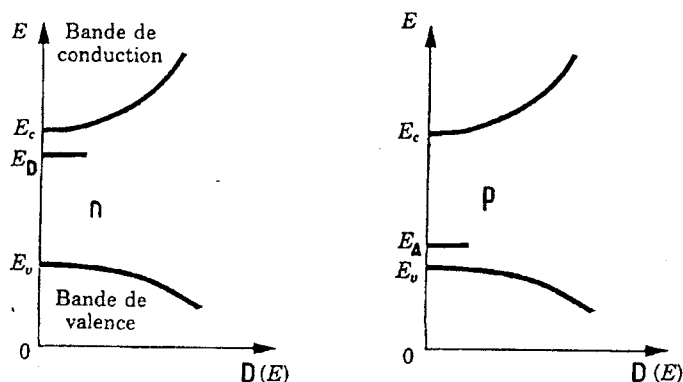


Figure 3 : Densité des états électroniques accessibles dans un semiconducteur dopé avec des donneurs (type n) ou des accepteurs (type p).

Un semiconducteur de type p est un semiconducteur dopé avec des impuretés dites accepteuses, en faible concentration par rapport aux autres atomes du cristal: typiquement 10^{15} à 10^{18} cm^{-3} . Les impuretés accepteuses fournissent des trous supplémentaires au système. Ce sont par exemple des atomes de Bore (ou Aluminium, ou Gallium, ou tout élément de la colonne III du tableau périodique) en substitution aléatoire dans un cristal de Silicium. Cet atome de B a trois électrons de valence, et pour réaliser une liaison B-Si, un électron doit être pris dans une liaison Si-Si voisine: c'est pourquoi ces impuretés sont appelées des accepteurs. L'électron provenant de la liaison Si-Si était dans la bande de valence où il laisse par conséquent un trou. Comme dans le cas des donneurs, On peut par conséquent considérer qu'à l'atome B est associé un niveau d'énergie E_A discret, appelé niveau accepteur, situé dans le gap juste au-dessus de la bande de valence (voir schéma). A basse température, ce niveau est occupé par un trou, mais si on augmente la température, ce trou passe dans la bande de valence et le niveau est alors vide.

Ordres de grandeur de $E_A - E_v$ pour le Bore introduit dans le Ge: 10 meV, introduit dans le Si: 46 meV.

Variation en température de la densité de porteurs

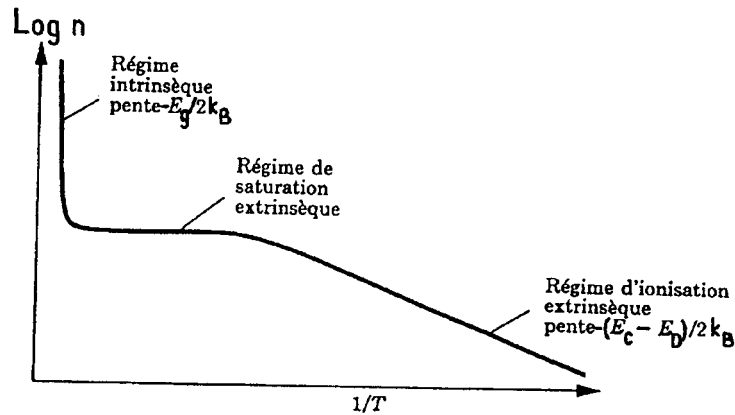


Figure 4: Variation de $\text{Log}(n)$ en fonction de $1/T$ dans un semiconducteur de type n.

Plaçons-nous dans le cas d'un semiconducteur de type n, dopé avec des donneurs en concentration N_D . La figure 4 montre la variation de $\text{Log}(n)$, où n est la densité d'électrons dans la bande de conduction en fonction de $1/T$. A basse température, n est petit. La plupart des donneurs ne sont pas ionisés. Quand la température croît, les donneurs s'ionisent: c'est le régime d'ionisation extrinsèque dans lequel $n = n_0 e^{-(E_c - E_D)/2k_B T}$, où n_0 est une fonction lentement variable de T puisque n_0 est proportionnel à $T^{3/4}$, le facteur exponentiel dominant la variation en température $n \sim e^{-(E_c - E_D)/2k_B T}$. Dans ce régime, le nombre d'électrons provenant de l'ionisation extrinsèque est bien plus grand que le nombre d'électrons n_i provenant de l'ionisation intrinsèque.

Pour des températures plus élevées, mais telles que l'ionisation intrinsèque reste un processus peu efficace, on aura ionisé tous les donneurs et $n_i \ll N_D$, donc n est pratiquement constant: $n \sim N_D$, c'est le régime de saturation extrinsèque. En général, on est dans le régime de saturation extrinsèque à température ambiante.

Si on continue à augmenter la température, il arrive un moment où l'ionisation intrinsèque n'est plus négligeable et il est même possible de se trouver à très haute température dans la situation $n = n_i \gg N_D$. dans ce régime intrinsèque, on retrouve que n varie comme $e^{-E_g/2k_B T}$.

II) PROPRIETES DE TRANSPORT

1) Un seul type de porteurs.

On se propose d'étudier le mouvement de porteurs de charge $\pm e$ (électrons ou trous) et de masse m , en présence d'un champ électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{B} statiques. On considérera qu'il n'y a dans le cristal qu'un seul type de porteurs (c'est le cas dans les semiconducteurs extrinsèques), dont la densité est notée n . Dans le solide, ces porteurs sont également soumis à des forces aléatoires dues aux interactions avec diverses imperfections du milieu (vibrations thermiques du réseau, présence d'impuretés,...). On représentera simplement l'effet moyen de ces interactions par une force de frottement de la forme $-\frac{mv}{\tau}$ où \mathbf{v} est la vitesse moyenne des porteurs et τ le temps de collision moyen caractéristique du matériau à température donnée.

a) En l'absence de champ magnétique

En régime stationnaire en l'absence de champ magnétique, la relation fondamentale de la dynamique conduit à

$$\mathbf{v} = \frac{q\tau}{m}\mathbf{E} \quad (1)$$

On appelle μ la mobilité des porteurs dans le matériau telle que $|\mathbf{v}| = \mu|\mathbf{E}|$

$$\mu = \frac{e\tau}{m} > 0 \quad (2)$$

La densité de courant est alors $\mathbf{j} = nq\mathbf{v} = \sigma_0\mathbf{E}$ où $\sigma_0 = ne\mu$ est la conductivité du matériau. On notera qu'elle est indépendante du signe de la charge q . La résistivité du matériau est $\rho_0 = 1/\sigma_0$.

- **Ordres de grandeurs de la mobilité** à température ambiante (300K) en $cm^2/V.s$.

Si : 1350 pour les électrons, 480 pour les trous

Ge : 3600 pour les électrons, 1800 pour les trous

GaAs : 8000 pour les électrons, 300 pour les trous

Remarque :

En général, la mobilité est plus petite pour les trous que pour les électrons, car la masse des trous est supérieure à la masse des électrons.

- *Ordres de grandeur de la résistivité .*

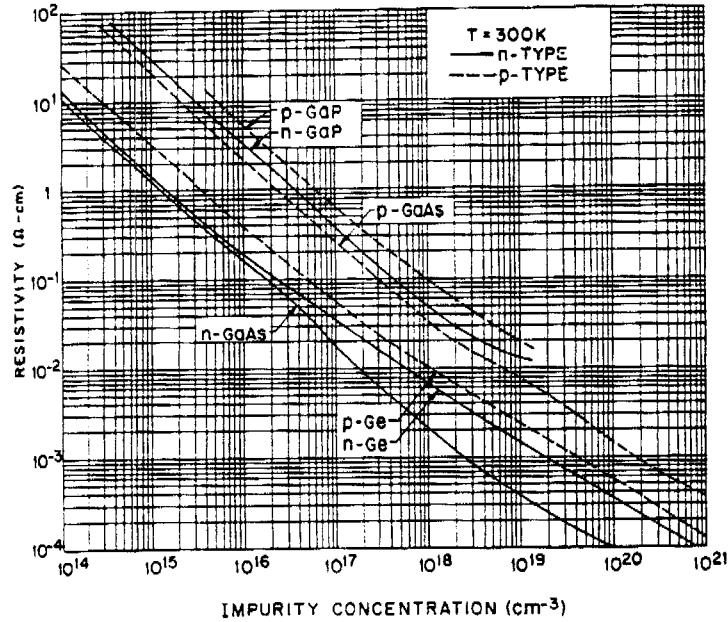


Figure 5: Résistivité à température ambiante (300K) en fonction de la concentration en donneurs (pour les semiconducteurs de type n) ou en accepteurs (pour les semiconducteurs de type p).

b) En présence de champ magnétique: effet Hall et magnétorésistance

Le matériau est soumis en plus à un champ \mathbf{B} statique suivant l'axe z . En régime permanent et en supposant que tous les porteurs ont la même vitesse, la relation fondamentale de la dynamique s'écrit :

$$q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) - \frac{m\mathbf{v}}{\tau} = \mathbf{0} \quad (3)$$

En remplaçant $\mathbf{v} = \frac{\mathbf{j}}{nq}$, on obtient \mathbf{E} en fonction de \mathbf{j} .

$$\mathbf{E} = \frac{m\mathbf{j}}{\tau nq^2} - \frac{\mathbf{j}}{nq} \wedge \mathbf{B} \quad (4)$$

Cette équation conduit alors à l'expression du tenseur de résistivité $[\rho]$ tel que $\mathbf{E} = [\rho]\mathbf{j}$.

$$[\rho] = \begin{bmatrix} \rho_{\parallel} & -\rho_{\perp} & 0 \\ \rho_{\perp} & \rho_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_0 \end{bmatrix} \quad (5)$$

où $\rho_{\parallel} = \rho_0 = \frac{1}{\sigma_0}$ est la résistivité longitudinale et $\rho_{\perp} = \rho_0 \frac{q}{e} \mu B$ est la résistivité transverse. On en déduit alors, en inversant la matrice $[\rho]$ l'expression du tenseur de conductivité $[\sigma]$ tel que $\mathbf{j} = [\sigma]\mathbf{E}$.

$$[\sigma] = \begin{bmatrix} \sigma_{\parallel} & \sigma_{\perp} & 0 \\ -\sigma_{\perp} & \sigma_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{bmatrix} \quad (6)$$

avec

$$\sigma_{\parallel} = \frac{\sigma_0}{1 + (\mu B)^2} \quad (7)$$

$$\sigma_{\perp} = \frac{q}{e} \mu B \sigma_{\parallel} \quad (8)$$

Dans la géométrie de Hall (figure 6), on considère un barreau rectangulaire allongé et mince de longueur L et de petite section a, b (dimensions $b < a \ll L$, voir schéma), de sorte qu'on impose à la densité de courant d'être le long de $0x$ (on impose donc $j_y = 0$ et $j_z = 0$). Une différence de potentiel U constante est appliquée le long du barreau.

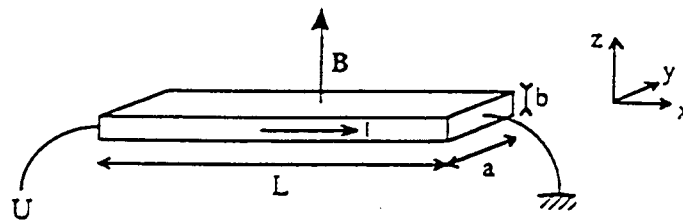


Figure 6: Schéma du barreau rectangulaire de semiconducteur

α) Résistivité longitudinale

De l'équation $\mathbf{E} = [\rho]\mathbf{j}$, on tire que $\frac{E_x}{j_x} = \frac{1}{\sigma_0}$. La résistivité longitudinale est indépendante de \mathbf{B} dans ce modèle, la conduction n'est pas modifiée par la présence du champ magnétique pour un seul type de porteurs,

dans le modèle simple d'équation de transport que nous avons pris. Or expérimentalement, on trouve que la résistivité longitudinale augmente avec \mathbf{B} : c'est la magnéto-résistance. Ce modèle simple ne permet de l'expliquer, cette carence est due en partie à l'hypothèse que tous les électrons ont le même temps de relaxation τ , indépendant de la vitesse des électrons. Pour l'étude de la magnéto-résistance., voir le paragraphe suivant où l'on considère la présence de deux types de porteurs dans le semiconducteur.

β) *Effet Hall*

De l'équation $\mathbf{E} = [\rho]\mathbf{j}$ et en utilisant le fait que $j_y = 0$, on tire facilement que $E_y = \rho_{\perp} j_x$. On constate donc que, bien que le courant soit purement longitudinal, il apparaît un champ électrique transverse E_y appelé "champ de Hall".

$$E_y = \frac{q}{e} \mu B \cdot \frac{j_x}{\sigma_0} \quad (9)$$

Appelons I le courant qui traverse le barreau allongé: $I = j_x \cdot a \cdot b$. Donc $E_y = \frac{BI}{nqab}$. On mesurera donc suivant l'axe Oy une différence de potentiel $U_H = E_y a$, dite de Hall

$$U_H = \frac{IB}{nqb} \quad (10)$$

Remarque : On peut retrouver le résultat précédent par un raisonnement simple (voir figure 7). Le barreau est parcouru par un courant longitudinal $I \parallel Ox$, donc la vitesse moyenne des porteurs est définie par $\mathbf{j} = \frac{I}{ab} \mathbf{e}_x = nq\mathbf{v}$. Lorsque le barreau est placé dans un champ magnétique $B \parallel Oz$, chaque porteur est soumis à la force de Lorentz $\mathbf{F} = q\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$. Cette force tend à dévier les porteurs qui s'accumulent sur la face latérale ($\perp Oy$) du barreau: il se crée donc un champ électrique \mathbf{E}_{Hall} parallèle à Oy . En régime permanent, les trajectoires des porteurs sont parallèles à Ox et les forces se compensent exactement : $q\mathbf{v} \wedge \mathbf{B} + q\mathbf{E}_{\text{Hall}} = \mathbf{0}$. Et on retrouve ainsi l'expression donnée ci-dessus pour E_y . Le champ électrique E_y qui compense la force de Lorentz est dû aux charges qui se sont accumulées sur les faces C et D lorsqu'on a mis le champ magnétique en place.

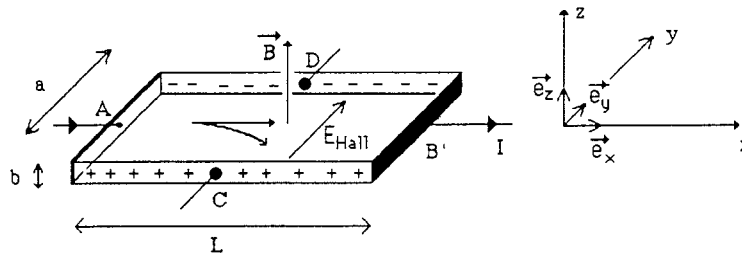


Figure 7: Forces qui s'exercent sur les porteurs de charge

La mesure de U_H permet donc de mesurer la densité n de porteurs et leur signe. On notera que plus la concentration des porteurs est élevée, plus l'effet Hall est petit. L'effet Hall existe aussi dans les métaux mais y est difficilement mesurable car n est trop élevée. Par contre dans les semiconducteurs, où n est plus faible, U_H est facilement mesurable.

L'effet Hall est la méthode employée par les fabricants pour mesurer la densité des porteurs dans un semiconducteur extrinsèque. En effet, on rappelle que l'expression simple de U_H dans ce paragraphe n'est valable que si un seul type de porteurs contribue à la conductivité, or on rencontre ce cas dans les semiconducteurs extrinsèques (voir paragraphe 2) pour deux types de porteurs).

Connaissant n , la mesure de $\sigma_0 = ne\mu$ permet de déterminer la mobilité de ces porteurs.

2) Deux types de porteurs

On considère maintenant dans le même barreau (même géométrie que précédemment) deux types de porteurs (1) et (2) de charges, densités et mobilités respectives q_1, n_1, μ_1 et q_2, n_2, μ_2 (par exemple deux types d'électrons ou bien des électrons et des trous). Dans tous les cas $|q_1| = |q_2| = e$, charge de l'électron. Les courants dus aux deux types de porteurs s'ajoutent : $\mathbf{j} = \mathbf{j}_1 + \mathbf{j}_2$. On en déduit alors que

$$[\sigma] = [\sigma_1] + [\sigma_2] \quad (11)$$

a) En l'absence de champ magnétique.

$$\sigma = e(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)$$

Dans un semiconducteur intrinsèque, on a deux types de porteurs: des électrons de mobilité μ_e et des trous de mobilité μ_t , en nombre égal $n_1 = n_2 = n$, donc $\sigma = en(\mu_e + \mu_t)$.

b) En présence de champ magnétique: effet Hall et magnétorésistance.

Attention, les calculs qui vont suivre ne sont pas difficiles mais très lourds. On s'appuyera alors sur le fait que en général, $\mu_1 B$ et $\mu_2 B$ sont petits devant 1 et on se contentera de calculs au second ordre en B. On exprimera donc $[\sigma]$ de façon à faire apparaître $\mu_1 B$ et $\mu_2 B$ (utiliser la formule (6)) :

$$\begin{bmatrix} \sigma_{01}(1 - \theta_1^2) + \sigma_{02}(1 - \theta_2^2) & \sigma_{01}\theta_1 + \sigma_{02}\theta_2 & 0 \\ -(\sigma_{01}\theta_1 + \sigma_{02}\theta_2) & \sigma_{01}(1 - \theta_1^2) + \sigma_{02}(1 - \theta_2^2) & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{01} + \sigma_{02} \end{bmatrix} \quad (12)$$

où $\theta_1 = \frac{q_1}{e}\mu_1 B$ et $\theta_2 = \frac{q_2}{e}\mu_2 B$ sont petits devant 1.

Pour obtenir le tenseur de résistivité $[\rho]$, il "suffit" d'inverser le tenseur de conductivité $[\sigma]$. En utilisant le fait que $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$ et $\sigma_{xy} = -\sigma_{yx}$, on trouve facilement que

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{(\sigma_{xx})^2 + (\sigma_{xy})^2} \quad (13)$$

$$\rho_{yx} = \frac{\sigma_{yx}}{(\sigma_{xx})^2 + (\sigma_{xy})^2} \quad (14)$$

α) Résistance longitudinale : magnétorésistance

Comme précédemment, la résistivité longitudinale est $\frac{E_x}{j_x} = \rho_{xx}$.

Développé au second ordre, cela donne après quelques lignes de calcul :

$$\rho_{xx} = \frac{1}{\sigma_{01} + \sigma_{02}} \left[1 + \frac{\sigma_{01}\sigma_{02}}{(\sigma_{01} + \sigma_{02})^2} (\theta_1 - \theta_2)^2 \right] \quad (15)$$

En explicitant $\sigma_{01} = en_1\mu_1$ et $\sigma_{02} = en_2\mu_2$, on obtient la formule suivante :

$$\rho_{xx} = \frac{1}{e(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)} \left[1 + \frac{n_1\mu_1 n_2\mu_2 (q_1\mu_1 - q_2\mu_2)^2 B^2}{e^2 (n_1\mu_1 + n_2\mu_2)^2} \right] \quad (16)$$

Si les porteurs sont de même signe ($q_1 = q_2$) et de même mobilité ($\mu_1 = \mu_2$), on se retrouve dans le cas du paragraphe précédent où on n'avait considéré qu'un seul type de porteurs, et on trouve que la conductivité longitudinale, et donc la résistivité longitudinale, ne dépendent pas du champ magnétique. Dans tous les autres cas, ρ_{xx} dépend de B, c'est le phénomène de la magnétorésistance : l'existence d'une variation de la résistance avec le champ magnétique est un résultat général dès que l'on n'a pas affaire à un seul type de porteurs avec un seul temps de relaxation. Dans le cas d'un seul type de porteurs avec une distribution du temps de relaxation, on doit généraliser le traitement ci-dessus en utilisant l'équation de Boltzmann.

Dans le domaine de validité de la formule (16), on voit que la magnétorésistance est toujours positive (la résistance croît avec le champ magnétique). On voit également que la magnétorésistance est un très petit effet dans le cadre de nos hypothèses.

β) Effet Hall

De la même manière que précédemment, en utilisant la condition $j_y = 0$, il apparaît un champ électrique transverse E_y appelé "champ de Hall" : $E_y = \rho_{yx} j_x$. Au second ordre, on trouve que

$$E_y = \frac{\sigma_{01}\theta_1 + \sigma_{02}\theta_2}{(\sigma_{01} + \sigma_{02})^2} j_x \quad (17)$$

En explicitant $\sigma_{01} = en_1\mu_1$ et $\sigma_{02} = en_2\mu_2$ et en exprimant le courant qui traverse le barreau $I = j_x ab$, on obtient pour la différence de potentiel de Hall U_H la formule suivante:

$$U_H = \frac{q_1 n_1 \mu_1^2 + q_2 n_2 \mu_2^2}{e^2 (n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2)^2} \frac{IB}{b} \quad (18)$$

Dans le cas particulier d'un semiconducteur intrinsèque, $n_1 = n_2 = n$ et les électrons et les trous sont de charges opposées, les formules (16) et (18) deviennent:

$$\rho_{xx} = en(\mu_t + \mu_e)(1 - \mu_t \mu_e B^2) \quad (19)$$

$$U_H = \frac{\mu_t^2 - \mu_e^2}{(\mu_t + \mu_e)^2} \frac{IB}{neb} \quad (20)$$

où μ_t et μ_e sont les mobilités respectives des électrons et des trous. On voit que ce sont les porteurs qui ont la plus grande mobilité (en général, ce sont les

électrons) qui l'emportent dans l'effet Hall . Si $\mu_e = \mu_t$, l'effet Hall disparaît (mais la magnéto-résistance demeure).

3) Influence de la température

a) Résistivité longitudinale

- *Dans un semiconducteur intrinsèque*

$\sigma = en(\mu_e + \mu_t)$ en l'absence de champ magnétique.

Quand la température augmente, la mobilité des porteurs diminue: la mobilité est une fonction lentement variable de T, typiquement en $1/T^\alpha$ avec $\alpha = 3/2$ lorsque le processus dominant est la diffusion des porteurs par les phonons (c'est le cas lorsque $T \geq 200K$, c'est-à-dire aux alentours de la température ambiante). En revanche, le nombre de porteurs varie en $e^{-E_g/2k_B T}$. Par conséquent, c'est le terme exponentiel qui va piloter la variation en température de la conductivité. On trouve donc que la résistivité ρ va varier en $e^{E_g/2k_B T}$ dans un semiconducteur intrinsèque : ρ diminue lorsque la température augmente puisque le nombre d'électrons dans la bande de conduction et de trous dans la bande de valence augmente. La mesure de ρ fournit donc une méthode pour déterminer l'énergie de gap d'un semiconducteur intrinsèque. Notons que la forte variation de ρ en fonction de la température dans un semiconducteur est exploitée en pratique: les "thermistances" (constituées d'un morceau de semiconducteur d'énergie de gap connue) sont des capteurs qui mesurent la température.

- *Dans un semiconducteur extrinsèque :*

Pour des températures correspondant au régime intrinsèque, on fait le même raisonnement que précédemment : ρ varie en $e^{E_g/2k_B T}$.

Pour des températures correspondant au régime de saturation extrinsèque, on a un seul type de porteurs: $\rho = 1/\sigma = 1/(ne\mu)$: n reste constant mais la mobilité μ diminue lorsque T augmente, ρ va donc augmenter légèrement.

Pour des températures correspondant au régime d'ionisation extrinsèque, on a aussi un seul type de porteurs, $\sigma = ne\mu$ avec n variant en $e^{(E_C - E_D)/2k_B T}$ et μ étant une fonction lentement variable de T. Mais, contrairement au régime intrinsèque, on ne peut pas déduire directement l'énergie d'ionisation $E_C - E_D$ de la mesure de ρ en fonction de la température. En effet, $E_C - E_D$

est petit et on ne peut plus négliger la variation de la mobilité des porteurs face à l'exponentielle.

b) Effet Hall

- *Dans le cas d'un semiconducteur intrinsèque :*

$$U_H = \frac{\mu_t^2 - \mu_e^2}{(\mu_t + \mu_e)^2} \frac{IB}{neb} \quad (21)$$

où n est la densité d'électrons (égale à celle de trous), μ_e (μ_t) est la mobilité des électrons (trous).

n augmente quand la température augmente, donc U_H va diminuer en valeur absolue. Mais pour déterminer précisément la variation en température de U_H , il faut examiner la variation en température des mobilités d'électrons μ_e et de trous μ_t .

- *Dans le cas d'un semiconducteur extrinsèque de type p :*
à température ambiante, on est en général dans le régime de saturation extrinsèque et on a un seul type de porteurs: des trous de densité n_t , $U_H = \frac{IB}{n_t qb} > 0$. Quand la température augmente, on passe peu à peu dans le régime intrinsèque et le nombre d'électrons se met à augmenter: U_H devient

$$U_H = \frac{n_t \mu_t^2 - n_e \mu_e^2}{e(n_e \mu_e + n_t \mu_t)^2} \frac{IB}{b} \quad (22)$$

où n_e (n_t) est la densité d'électrons (trous), μ_e (μ_t) est la mobilité des électrons (trous). Puisque $\mu_t < \mu_e$ en général, U_H va se mettre à diminuer. U_H restera > 0 tant que les trous sont en concentration plus forte que les électrons. Il existe une température pour laquelle U_H s'annule et change de signe. En effet à très haute température, les concentrations d'électrons et de trous sont élevées et pratiquement égales. Comme les électrons ont une mobilité plus élevée que les trous, ce sont eux qui vont dominer les propriétés de transport et U_H devient < 0 .

- *Dans le cas d'un semiconducteur extrinsèque est de type n :*
à température ambiante, on est en général dans le régime de saturation extrinsèque et on a un seul type de porteurs: des électrons de densité n_e , $U_H = \frac{IB}{n_e qb} < 0$. Quand la température augmente, on passe peu à peu dans le régime intrinsèque: le nombre d'électrons augmente, le nombre de trous

augmente aussi (mais il restera toujours inférieur au nombre d'électrons), on utilise la formule (22). Puisque $\mu_t < \mu_e$ en général, U_H va rester négatif mais va décroître en valeur absolue.

III) MANIPULATIONS

La mesure de la résistivité d'un barreau de semiconducteur et la mesure de l'effet Hall associées permettent d'obtenir la densité de porteurs et leur mobilité.

1) Description du dispositif expérimental

On dispose de trois échantillons de Germanium: un non dopé, un dopé n, un dopé p, de dimensions $L = 20$ mm, $a = 10$ mm, $b = 1$ mm.

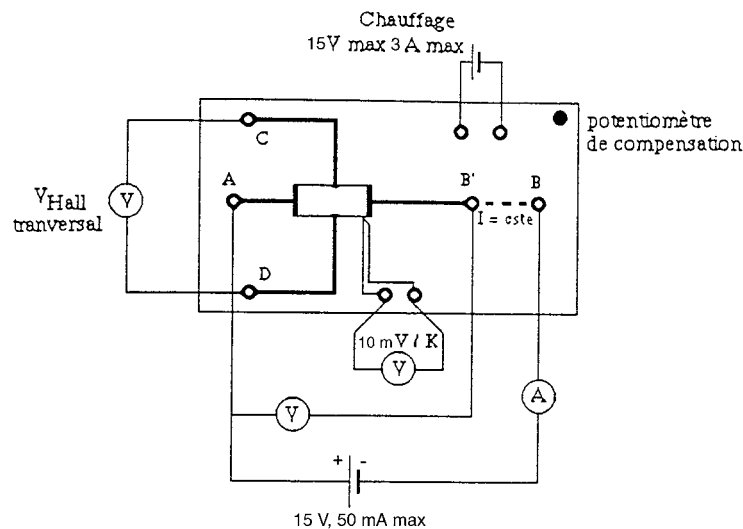


Figure 8: Schéma du montage de la plaquette.

La figure 8 présente un schéma qui facilite la compréhension du montage de la plaquette. Pour reconnaître les fonctionnalités de la plaquette, consulter la notice. L'échantillon est alimenté entre A et B, sous une tension de 15V. On fera attention à ce que le courant circulant entre A et B ne dépasse pas 50mA.

Une régulation de courant située entre B et B' fournit un courant constant I à travers l'échantillon: $2mA < I < 30mA$, attention de ne pas dépasser $I = 4 mA$ avec la plaquette non dopée. La borne B' permet de mesurer la différence de potentiel longitudinale U aux bornes de l'échantillon.

On mesure la tension de Hall U_H entre C et D. Comme il est difficile de placer les deux contacts C et D exactement l'un en face de l'autre, la différence de potentiel $V_C - V_D$ comporte une partie de chute ohmique. On annulera celle-ci au préalable en l'absence de champ magnétique en agissant sur le potentiomètre de compensation.

On place l'échantillon dans l'entrefer d'un électroaimant qui peut produire un champ magnétique B de plusieurs centaines de mT, avec \mathbf{B} perpendiculaire aux grandes faces de l'échantillon. Les bobines de l'électroaimant sont traversée par un courant I_0 (alimentation des bobines: 5V, 5A). On procédera à la calibration $B(I_0)$ à l'aide d'une sonde à effet Hall.

Pour les mesures de U et U_H en fonction de la température, on aura besoin de chauffer l'échantillon. Une résistance chauffante est accolée à l'échantillon. Elle doit être alimentée sous une tension $< 15V$, ne pas dépasser 3A. La température de l'échantillon est donnée par un thermocouple de type K, dont une soudure est collée à l'échantillon, l'autre soudure est à la température ambiante. Sa sensibilité est de $10mV/K$. La température monte de façon régulière. En jouant sur la tension d'alimentation, cette montée peut être rendue plus ou moins rapide :donc on utilisera une alimentation variable de façon à pouvoir moduler la vitesse de chauffe. Les mesures de U et U_H sont prises au vol à la montée en température (on pourrait aussi les prendre après arrêt du chauffage, lors du refroidissement de l'échantillon, mais c'est plus difficile). Attention de ne pas dépasser la température de 425K.

2) Etude de la plaquette non dopée : gap E_g du Germanium.

Mesurer la résistance de l'échantillon et en déduire la résistivité du matériau à la température ambiante.

Mesurer la résistivité de l'échantillon en fonction de la température et en déduire la valeur de l'énergie du gap E_g .

3) Propriétés de transport à température ambiante des plaquettes dopées.

a) Plaquette dopée n.

Mesurer la résistivité de l'échantillon de type n. Puis placer cet échantillon dans le champ magnétique et mesurer la tension de Hall (ne pas oublier au préalable d'annuler $V_C - V_D$ en l'absence de champ magnétique en agissant sur le potentiomètre de compensation). Déduire du signe de la tension de Hall la nature des porteurs libres ainsi que leur concentration. En combinant les mesures d'effet Hall et de résistivité, déterminer la mobilité des porteurs.

b) Plaquette dopée p.

- Vérifier que la tension de Hall s'inverse lorsqu'on passe d'un échantillon de type n à un échantillon de type p.

- Pour un champ magnétique donné, mesurer la tension de Hall U_H et la tension longitudinale U en fonction du courant I traversant l'échantillon. Vérifier que l'on obtient bien des droites. Déduire de ces mesures la résistivité de l'échantillon, la concentration des porteurs libres ainsi que leur mobilité.

- Pour un courant I donné, mesurer la tension longitudinale U et la tension de Hall U_H en fonction du champ magnétique B . Vérifier que U_H est bien linéaire en fonction de B . Montrer le phénomène de magnétorésistance.

4) Influence de la température.

On travaillera ici avec la plaquette dopée p.

- Pour un champ magnétique B donné et un courant I donné, mesurer la tension de Hall U_H et la tension longitudinale U en fonction de la température.

Commenter la courbe $\rho(T)$ ainsi obtenue.

Sur la courbe $U_H(T)$, montrer l'inversion de signe de la tension de Hall. Expliquer cette inversion de signe.

Remarques :

- Y a-t-il une inversion de signe de U_H pour l'échantillon de type n?

- Ni avec l'échantillon de type p, ni avec celui de type n, on ne se trouve dans la région complètement intrinsèque pour le domaine de température accessible dans cette expérience. Il n'est donc pas possible de remonter à la valeur du gap par ces mesures.

- Les points étant pris à la volée, le potentiomètre de compensation n'a pas pu être réglé pour chaque température. Quelles conséquences cela peut-il avoir sur les résultats?

BIBLIOGRAPHIE :

- Physique de Semiconducteurs, Bernard Sapoval et Claudine Hermann, collection Ellipses (Ecole Polytechnique).
- Introduction à la physique des solides, Emanuel Mooser, Presses polytechniques et universitaires romandes.
- Physique de l'état solide (second cycle, écoles d'ingénieurs), Charles Kittel, Dunod

LISTE DE MATERIEL

- Sonde à effet Hall (ENSC 504)
- Alimentation de courant pour la résistance chauffante, 3A max (ENSC 206)
- Alimentation de courant pour les bobines, 5A max (ENSC 205.1)
- 4 multimetres
- Un tranformateur avec des bobines à 250 spires (Leybold 562-13) + 2 pièces polaires.
- Alimentation de courant ITT AX 321 (ENSC 198.1)

