MAGNETOTRANSPORT DANS L'AsGa DE TYPE n

bу

ABDERRAHMANE AIT-OUALI

Department of physics, McGill University

A thesis submitted to the Faculty of Graduate Studies and Research in partial fulfillment of the requirements for the Degree of Master of Science.

> Department of physics McGill University Montreal, Quebec

> > December, 1986

SOMMMAIRE

Des couches minces cristallines d'AsGa de type n, avec un contenu en impuretés couvrant une gamme de concentrations traversant la transition de Mott, sont étudiées par des mesures électriques et magnétiques. La conduction, pour les échantillons plus purs suit la loi de conduction par sauts de portée variable:

= <. exp[-(To/T) 1/4] </pre>

initialement prédite par Mott. D'autre part, des mesures de magnétorésistance soutiennent l'existence de trois régimes de conduction différents correspondant à trois gammes distinctes de concentrations de donneurs. Quand la pureté est suffisante, une bande d'états totalement localisés est présente. Une magnétorésistance négative d'autant plus grande que l'énergie d'excitation de la conduction par sauts est faible apparaît alors. Quand le dopage augmente, cette bande laisse apparaître des états étendus donnant une contribution métallique à la conductivité. Quand cette contribution métallique est faible, un second régime est distingué, pouvant correspondre à une situation de localisation faible. Finalement, quand le dopage augmente suffisamment, la transition de Mott est clairement mise en évidence. La conduction est alors métallique, et la magnétorésistance s'explique sur la base du modèle de spins dứ à Toyozawa.

ABSTRACT

n-GaAs epitactic samples with impurity concentrations crossing the Mott transition are studied by electrical and magnetic techniques. For pure enough samples, the electrical conductivity obeys the variable-range hopping law:

$\boldsymbol{\varsigma} = \boldsymbol{\varsigma}_{\boldsymbol{o}} \exp[-(T\boldsymbol{o}/T)^{1/4}]$

first predicted by Mott. Moreover, magnetoresistance measurements support three distinct conduction regimes corresponding to different impurity concentration ranges. For pure enough samples, an impurity band of totally localized states is present. In such a situation, a negative magnetoresistance, which increases with decreasing hopping energy, is observed. At higher doping levels, extended states develop in the impurity band, giving a metal-like contribution to the conductivity. When this contribution is small, a second conduction regime can be distinguished, and may correspond to weak localization effects. Finally, when the impurity concentrations are high enough, clear evidence is presented for the Mott transition. The conduction is then metallic and magnetoresistance can be explained on the basis of the localized-spins model proposed by Toyozawa.

REMERCIEMENTS

Nous tenons à exprimer notre gratitude au Professeur D. Walsh, qui a supervisé ce travail, pour son soutien financier au travers d'une subvention du Min**is**tère de la Science et de la technologie du Québec, et l'intérêt qu'il y a porté.

Nous remercions le Dr. M. Benzaquen pour son soutien constant et amical et son aide dans la mise en forme du manuscrit.

Nous remercions le Dr. K. Mazuruk pour la croissance des échantillons et des conseils appréciés.

Nous remercions P. Weissfloch pour sa contribution au développement de l'électronique du système d'acquisition de données utilisé dans ce travail.

Nous exprimons enfin notre reconnaissance au M.E.S.R.S (Algérie) pour son soutien sous la forme d'une bourse d'études.

- i.i.i .

TABLE DES MATIERES

~

O

C

INTRODUCTION	
CHAPITRE I : APPAREILLAGE ET PROPRIETES GENERALES DE L'As	.Ga
I.1 CROISSANCE DES COUCHES MINCES	
I.2 SYSTEME DE MESURES D'EFFET HALL AUTOMATISE A HAU	ITE
ISOLATION ELECTRIQUE	
I.3 PROPRIETES GENERALES DE L'AsGa	
I.3.1 STRUCTURE DE BANDES	
I.3.2 PARAMETRES PHYSIQUES UTILISES	
I.4 TRANSPORT ELECTRIQUE PAR PORTEURS NON LOCALISES.	<u>.</u>
I.4 a) APPROXIMATION DU TEMPS DE RELAXATION	
I.4 b) CONDITION DE VALIDITE DES MESURES	
I.4 c) L'EFFET HALL	
I.4 d) MECANISMES DE DIFFUSION	
- Diffusion sur les impuretés neutres	
- Diffusion sur les impuretés ionisées	
- Diffusion par les phonons acoustiques	
- Diffusion par les phonons optiques polaires-	
- Diffusion par les phonons piézoélectriques _	
I.4 e) CALCUL DE LA MOBILITE	
- Bande non dégénérée	
- Bande dégénérée	
I.5 CONDUCTION PAR SAUTS	
I.5.1 LES TRANSITIONS DE ANDERSON ET DE MOTT.	
I.5.2 MODELES DE TRANSPORT ELECTRIQUE	

I.6 LA MAGNETORE	SISTANCE
I.7 CONCLUSION	
CHAPITRE II : ANALYS	E DES MESURES D'EFFET HALL
II.1 DETERMINAT	ION DES CONCENTRATIONS D'IMPURETES
II.2 COMPORTEME	NT A TRES BASSE TEMPERATURE
II.3 INTERPRETA	TION DES RESULTATS
II.4 CONCLUSION	
CHAPITRE III : MESUR	ES DE MAGNETORESISTANCE
III.1 MAGNETORES	ISTANCE EN FONCTION DE L'ANGLE
PRESEN	TATION DES RESULTSTS
ANALYS	E DES RESULTATS
III.2 MAGNETORES	ISTANCE EN FONCTION DU CHAMP MAGNETIQUE
PRESEN	TATION ET ANALYSE DES RESULTATS
CONCLU	SION
III.3 MAGNETORES	ISTANCE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE
PRESEN	TATION ET ANALYSE DES RESULTATS
III.4 CONCLUSION	
CONCLUSION	
ANNEXES	
A CONDUCTION	PAR SAUTS DE PORTEE VARIABLE
B TECHNIQUE	D'AJUSTEMENT
REFERENCES	

C

RESUME

Des couches minces cristallines d'AsGa de type n, non volontairement dopées, produites par épitaxie en phase vapeur à base de composés organo-métalliques sont étudiées. Les mesures électriques donnent entre 20 et 70 K une mobilité, pour les échantillons les plus purs, proportionnelle a $T^{3/2}$. Ce comportement est dù à la diffusion par les impuretés ionisées, et l'ajustement d'un modèle adéquat à la mobilité dans cette gamme de températures permet la détérmination des concentrations d'impuretés des échantillons. Les résultats obtenues sont en accord avec le nombre de porteurs présents à la température ambiante. Au dessous de 10 K, une résistivité caractéristique de la conduction par sauts de portée variable est observéesur nos échantillons les plus purs. Ceci soutient l'hypothèse de Mott d'une densité d'états donneurs localisés relativement plate. L'existence d'une bande interdite de Coulomb dans les états localisés semble donc devoir être rejetée, ses effets ne se manifestant pas dans la conduction. Pour nos échantillons les plus purs, une énergie d'activation à la bande de conduction, qui paraît constante et égale à 4 mev dans une gamme de concentrations incluant des couches à comportement partiellement métallique, décroft quand la pureté diminue. De plus, l'énergie d'excitation des électrons de conduction par sauts décroît avec l'augmentation du contenu en impuretés. Ceci indique une délocalisation des états

d'impuretés. Ces résultats soutiennent l'idée d'une bande d'états donneurs localisés, qui s'élargit puis laisse apparaître des états étendus quand la concentration des donneurs augmente.

La précision nécessaire, pour les mesures sur les échantillons purs, a conduit à l'utilisation d'un système de mesures automatisé à haute isolation électrique permettant une résolution de .01 K.

Les mesures de magnétorésistance nous ont permis de tirer les conclusions suivantes:

- l'isotropie de la structure de bandes de l'AsGa a été vérifiée, dans la gamme de températures étudiée, par l'étude de la magnétorésistance en fonction de l'angle \checkmark défini par les directions du champ magnétique et du courant traversant l'échantillon. Ces mesures montrent une périodicité de π , en accord avec la forme sphérique des surfaces d'égale énergie au voisinage du minimum de la bande de conduction.

- les mesures montrent d'autre part que lorsque la magnétorésistance est négative, c'est à dire aux basses températures, les effets observés dépendent peu de l'orientation du champ magnétique par rapport au champ électrique. Ceci n'est plus le cas à plus haute température.

 Trois régimes de conduction se distinguent d'autre part:

- Guand la pureté est suffisante, la bande d'impuretés est à états localisés. La conduction y est assurée par des sauts de portée variable. Dans ce régime, l'augmentation de la magnétorésistance négative avec la concentration d'impuretés a été corrélée à la diminution de l'énergie d'excitation des électrons, et nous avons montré que l'application d'un champ magnétique conduit à une augmentation de la distance moyenne de sauts et à une diminution de l'énergie d'excitation des porteurs.

- Un régime intermédiaire a pu être distingué sur la base du comportement de la composante anormale des variations de la magnétorésistance avec le champ magnétique. La bande d'impuretés à états localisés contient des états étendus comme l'indique la petite contribution métallique à la conductivité observée. Ce régime pourrait correspondre en fait à une situation de localisation faible, pour laquelle des effets d'interférences quantiques sont à attendre.

- Un régime métallique a été clairement mis en évidence. La transition de Mott à été corrélée dans plusieurs cas à des variations brusques de paramètres physiques liés à la magnétorésistance. La bande d'impuretés est dans ce cas métallique, mais des queues de bandes à états localisés subsistent, comme l'indique la faible énergie d'excitation à la bande de conduction encore observée. Les résultats de magnétorésistance sont dans ce cas expliqués de façon satisfaisante sur la base de l'existence de spins localisés alignés par le champ magnétique.

L'effet de magnétorésistance, dans chacune des gammes
 précédentes, a des caratéristiques distinctives des deux
 autres.

INTRODUCTION

L'Arséniure de Gallium suscite un grand intérêt depuis une quinzaine d'années tant au niveau de la recherche industrielle que fondamentale. Ce matériau est en effet très prometteur pour répondre aux nouvelles exigences dans les domaines des hautes fréquences, hautes températures et faible bruit.

L'AsGa, qui a une structure de bandes directe, peut former des solutions solides avec d'autres composés III-V. Il permet aussi d'obtenir des matériaux à largeur de bande interdite variable sur un vaste domaine d'énergies, ce qui le rend particulièrement utile pour des applications opto-électroniques.

Ce cristal permet d'obtenir des substrats de très haute résistivité sur lesquels, après isolation par une couche de haute pureté, on peut réaliser des circuits intégrés. Des transistors à effet de champ avec des fréquences de transition de plus de 100 GHz ont par exemple pu être fabriqués. Outre les plus grandes vitesses de commutation que ce matériau permet d'obtenir, son plus grand intérêt actuel réside dans la réalisation de lasers pour fibres optiques. Un objectif à plus long terme serait la réalisation sur un même substrat d'un dispositif optique et de circuits digitaux permettant à la fois de transmettre et de traiter l'information.

Sa structure de bandes directe, la bonne parabolicité de sa bande de conduction, l'inexistence d'effets multi-vallées et sa résistivité relativement faible à basse température font d'autre part de l'AsGa un matériau dont les comportements ne sont pas obscurcis par un trop grand nombre de mécanismes. Ceci en fait un bon candidat pour des études fondamentales comme le transport par sauts ou la magnétorésistance.

Les résultats expérimentaux disponibles montrent clairement qu'à basse température les propriétés électriques de l'AsGa dévient considérablement des modèles connus. Les anomalies observées, comme le maximum dans les variations de la constante de Hall en fonction de la température, la forte magnétorésistance négative obtenue à basse température pour des échantillons suffisamment purs, la dépendance de ces effets relativement au dopage, soutiennent l'idée d'effets liés à l'existence d'états d'impuretés. Les théories classiques, qui prédisent une magnétorésistance tant transverse que longitudinale tendant vers zéro avec la température, sont prises en défaut par le comportement totalement différent observé. Quelques travaux théoriques et nombre de mesures expérimentales ont été réalisés pour tenter d'élucider ce problème, mais jusqu'à ce jour aucun modèle satisfaisant n'a été obtenu. Le maximum de la constante de Hall a pu être corrélé avec le changement de signe de la magnétorésistance, et quelques résultats expérimentaux sur des échantillons fortement dopés ont été qualitativement expliqués, quoique de façon incomplète, sur la base soit d'une délocalisation des états d'impuretés sous l'effet du champ magnétique, soit de la diffusion électronique sur des états de spin alignés par le champ magnétique. Toutes ces difficultés nous ont incité à réaliser diverses mesures de magnétorésistance sur des

échantillons d'AsGa de type n situés au voisinage de la transition de Mott. Un intérêt particulier sera porté aux échantillons les plus purs, correspondant au régime de conduction par sauts de portée variable, pour lequel des mesures de magnétorésistance systématiques sont à notre connaissance inexistantes.

Le chapitre I est ainsi consacré à la description de l'appareillage utilisé. Quelques propriétés générales de l'AsGa y sont aussi présentées. Des mesures de conduc**tivité** et d'effet Hall sont présentées au chapitre II. Le chapitre III traite des mesures de magnétorésistance et de leur analyse. CHAPITRE I

APPAREILLAGE ET PROPRIETES GENERALES DE L'AsGa

I.1 CROISSANCE DES COUCHES MINCES

Le dispositif utilisé pour la croissance des couches minces d'AsGa est essentiellement constitué d'un réacteur et d'un système de contrôle de flux gazeux fonctionnant à basse pression. Le réacteur est un cylindre de quartz à parois creuses permettant un refroidissement par eau. Divers types de substrats d'AsGa sont déposés sur un support de graphite chauffé par induction et contenu dans le reacteur. Les substrats sont généralement semi-isolants, d'orientation (100).

Le procédé utilisé, l'épitaxie en phase vapeur par composés organo-métalliques (MOVPE), consiste en une réaction chimique entre des composés organiques de Gallium et d'Arsenic. La réaction, réalisée à environ 900 K est la suivante:

2 Ga (CH₃)₃ + 3 H₂ \longrightarrow 2 Ga + 6 CH₄

2 Ga + 2 AsH₃ \longrightarrow 2 AsGa + 3 H₂

Cette technique de croissance présente les avantages suivants:

- La réaction a lieu dans une seule zone et à relativement basse température.

contrôle externe des débits gazeux.

 - la croissance des échantillons peut être réalisée très lentement (moins de 1µm /h).

- Elimination des dangers de fuite de gaz toxiques, le système fonctionnant à basse pression.

- Obtention de couches minces de bonne qualité sur une surface de trois à quatre pouces de diamètre et possibilité de renormaliser le système à une échelle industrielle. I.2 SYSTEME DE MESURES D'EFFET HALL AUTOMATISE A HAUTE ISOLATION ELECTRIQUE

On fait croître une couche mince sur un substrat semi-isolant de très haute résistivité (107 Dhm cm). Après avoir placé un cache sur l'échantillon, des contacts sont diffusés par évaporation sous vide d'un mélange Au-Ge (88%-12%). Par sablage, on obtient la forme de la fig I.1.

Les échantillons inacceptables du point de vue de l'ohmicité des contacts sont rejetés après vérification à plusieurs températures.

La figure I.2 représente le dispositif expérimental de mesure. L'effet du substrat est négligeable du fait de sa haute résistivité par rapport à la couche mince en parallèle. L'inversion du courant électrique et du champ magnétique permet respectivement l'élimination des fensions thermoélectriques parasitiques et la séparation des effets pairs et empairs dans le champ.

L'échantillon est collé par un coin, pour minimiser les contraintes, à un plateau de cuivre épais fixé à des tiges creuses d'acier contenant les divers fils de liaison électrique. Un mélange pâteux de graisse à vide et de poudre de cuivre permet d'améliorer les contacts thermiques plateau-échantillon et plateau-thermomètre. Le thermomètre (modèle CGR-1 de Lake Shore Cryotronics), de type Carbone-Verre, est embouti dans la masse du plateau. Particulièrement sensible à basse température, il permet d'obtenir des résultats hautement reproductibles, indépendants du champ magnétique. La courbe de calibration

Ľ



de 1.4 à 300 K, obtenue à l'aide d'un étalon, a été lissée puis vérifiée à l'aide d'un second thermomètre de référence. La valeur de la température est obtenue par interpolation de Lagrange dans la table d'étalonnage avec une precision de plus de **0.01** K aux plus basses températures. Le thermomètre est excité à l'aide d'un pont potentiométrique conducteur. Le contrôle de la température est obtenu avec une résistance chauffante bobinée aux deux bouts du support de cuivre. L'ensemble est plongé dans un cryostat situé entre les deux pôles d'un électo-aimant permettant d'atteindre des champs de 13 KG. Le cryostat est schématisé par la fig.I.3.

La nécessité d'une grande précision pour les mesures sur les échantillons les plus purs à très basse température a conduit à l'utilisation d'un système électronique d'acquisition de données adapté aux hautes résistivités et donnant une résolution relative de 10⁻⁵ pour les voltages lus. Pour minimiser le gradient de température entre le thermomètre et l'échantillon, la plaque n'a pas été chauffée. L'augmentation de température entre 1.4 et 4.2 K s'obtient en jouant sur la pression de vapeur de l'Hélium.

De 4.2 à 300 K,elle se fait par évaporation de l'Helium à pression athmosphérique. Ceci impose des cycles très lents qu'il faut répéter pour les différentes directions du champ magnétique et du courant. Le système électronique d'acquisition de données permet de relever un grand nombre de points. Il est connecté à un ordinateur IBM PC XT dans sa configuration maximale. L'interface électronique a une très grande impédance d'entrée est



LEGENDE DE LA fig.I.3

: PAROI CREUSE DE L'ESPACE DE L'ECHANTILLON A : LIGNE A VIDE PRINCIPALE B : JAUGES DE PRESSION C : POMPE A DIFFUSION D : POLES DE L'ELECTRO-AIMANT Ε : PLATEAU DE CUIVRE POUR L'ECHANTILLON F G : BOBINAGE CHAUFFANT : RESERVOIR DE L'AZOTE LIQUIDE н I : RESERVOIR DE L'HELIUM LIQUIDE : PARDI CREUSE DE I J : ENTREE DE L'HELIUM LIQUIDE κ : ESPACE DE L'ECHANTILLON L : TUBES DE SUPPORT Μ : FICHE DE CONNECTION ELECTRIQUE N : ENTREE D'AIR P S: VALVES

conçue pour minimiser les temps de réponse. La fig I.4 schématise l'interface électronique. Un commutateur électronique commandé par l'ordinateur branche successivement un convertisseur analogue/digital à 16 bits sur les quatre combinaisons de voltage possibles. L'ordinateur fait une moyenne sur 250 lectures pour chaque voltage et met les résultats en mémoire vive avec la température correspondante. Le système est programmé de manière à visualiser en temps réel les paramètres de l'expérience tels les courants d'exitation de l'échantillon et du thermomètre, la température, les voltages lus, le pas et la gamme de température choisis. Le taux de variation de la température est toujours faible comparé au temps de réponse du système.

I.3 PROPRIETES GENERALES DE L'AsGa.

1.3.1 STRUCTURE DE BANDES.

La structure de bandes de l'AsGa dans les conditions normales de pression et de température¹ est représentée par la fig I.5. Ce matériau, à structure de bande directe, a le minimum de la bande de conduction au centre de la première zone de Brillouin où la masse efficace des électrons est scalaire, avec une seule surface d'égale énergie, sphérique, au voisinage de ce point. Le cas est similaire au maximum de la bande de valence, ce point étant dégénéré. Des transitions inter-vallées ne sont donc pas à considérer. Le minimum secondaire dans la bande de conduction impose de ne pas se placer à trop haute température, dans un matériau de type n, pour en éliminer les effets. Les échantillons étudiés étant de type n, les effets de la bande de valence

11



LA STRUCTURE DE BANDES DE L'AS-GA



;;

se limiteront à la présence des états compensateurs qui en sont issus, ce qui nous permet de négliger les effets de la troisième bande de valence provenant du couplage spin-orbite.

1.3.2 PARAMETRES PHYSIQUES UTILISES

La table I.1 présente les paramètres physiques utilisés pour l'AsGa. Les notations suivantes sont adoptées pour les divers paramètres:

-m^{*} masse *«ifective* des électrons

- **(m** densité volumique de masse

- & constante diélectrique basse fréquence

- 🞜 🛥 constante diélectrique haute fréquence

- CL vitesse longitudinale du son

- E, potentiel de déformation acoustique

-Tpo température de Debye des phonons optiques

I.4 TRANSPORT ELECTRIQUE PAR PORTEURS NON LOCALISES

I.4 a) Approximation du temps de relaxation:

L'équation de Boltzmann pour un milieu homogène à l'état stationnaire s'écrit:

 $(q/\hbar) \vec{E} q \cdot \nabla F = q/z$ (1.1

g étant la perturbation à la fonction de distribution F, E le champ électrique appliqué et q la charge des électrons. Le temps de relaxation **T**, qui est une mesure du temps de retour à l'équilibre du système perturbé s'écrit:

$$1/c = \int_{0}^{\pi} \left(\frac{2m^{0}}{h}\right)^{3/2} E^{4/4} w(E, O)(1 - \cos O) 2\pi \sin O dO \qquad 1.2$$

m^{*} étant la masse effective des porteurs, θ l'angle entre l'état initial $\mathbf{\tilde{k}}$ et l'état final $\mathbf{\tilde{k}}'$ de l'electron soumis

A 1



6w EI C_L P

m* (u.a) [1] 0.068 ٤s [2] 12.9 દ∞ 10.92 [2] Tpo (K) 420 [2] 5.36 (g/cm) [2] (eV) [2] 11 (cm/s) [4] 5.22 10 0.052 [2]

Table **Ç.**1

[1] REFERENCE A WILEY (4) [2] REFERENCE A RODE (5)

5

15

à une collision, tous deux de même énergie E. $w(\varepsilon, \sigma)$ est la probabilité de transition correspondante.

En utilisant le fait que $w(\epsilon, r)$ est proportionnelle aux sections efficaces de diffusion, son calcul quand les porteurs sont soumis à divers mécanismes de collision permet d'obtenir les divers temps de relaxation.

La validité de l'approximation du temps de relaxation est limitée par:

l'élasticité des mécanismes de collision
 (conservation de l'énergie au cours de la transition).

- g doit être petite par rapport à F. Un critère pour l'obtention de cette condition est que l'énergie acquise sous l'effet du champ perturbateur $\vec{E_R}$ soit petite par rapport à kT. Ceci correspond aux conditions de transport en champ faible, pour lesquelles les propriétés électriques ne dépendent pas des champs appliqués.

I.4 b) Condition de validité des mesures:

Un compromis entre l'intensité du champ électrique appliqué et la précision désirée est impératif du fait qu'à basse température la résistivité des échantillons devient importante, et certaines grandeurs, comme la mobilité, deviennent très petites. Une estimation de la valeur maximale du champ électrique pouvant être utilisé est obtenue de la façon suivante:

Sous l'effet d'un champ électrique **F**, un électron, considéré à l'arrêt à t=0 juste après une collision, acquiert une vitesse:

$$V = (q E_{R}/m^{4})t$$
 I.3

La vitesse moyenne $\langle V \rangle$ entre deux collisions est donnée par:

_ 16_

$$\langle \vee \rangle = 1/t_0$$
 I.4

l étant la distance moyenne parcourue entre deux collisions et tole temps écoulé avant un second choc. Nous avons:

$$\langle V \rangle = (1/t_0) \int_0^{t_0} V dt = V_0/2$$
 I.5

pour t=to, I.3, I.4, et I.5 donnent:

$$\langle v \rangle' = (q E_{R}/2 m^{*}) 1$$
 I.6

avec:

$$1 = N^{-1/3}$$
 I.7

N étant la concentration totale d'impuretés dans le matériau.

L'énergie cinétique moyenne ΔE acquise sous l'effet du champ s'écrit:

$$\Delta E = (1/2) m^{*} \langle V \rangle^{2}$$

soit encore avec I.6 et I.7:

$$\Delta E = q (E_R/4) N^{-1/3}$$
 I.8

Ce qui donne pour le champ électrique, dans les unités indiquées:

ER (Vcm⁻¹) = 4 ΔE (eV) N^{1/3} (cm⁻¹) I.9

La condition de validité des mesures en champ faible étant:

I.4 c) L'effet Hall:

L'effet Hall s'avère un outil puissant pour l'étude des semiconducteurs. Il permet d'obtenir, avec des mesures parallèles de conductivité, de l'information sur la mobilité des porteurs libres, leur nombre, leur nature et les concentrations d'impuretés présentes dans l'échantillon.

Si un échantillon traversé par un courant électrique I

_ 17

C

est placé dans un champ magnétique transverse B, un champ électrique EH est induit dans une direction perpendiculaire au plan défini par I et B. EH est le champ de Hall.

La constante de Hall est définie par:

$$R_{H} = E_{H} / J B \qquad I.10$$

J étant la densité de courant traversant l'échantillon.

En utilisant les paramètres géometriques de la fig.**I.2**, il vient:

$$R_{H} = V_{H}t / I B \qquad I.11$$

t est l'épaisseur de la couche mince et V∺ la différence de potentiel entre les faces portant respectivement les contacts 1 et 4.

La conductivité σ est donnée par:

l et w étant les dimensions indiquées et V× la différence de potentiel entre les contacts 1 et 2 ou 4 et 3. La mobilité de Hall est donnée par l'éxpression:

$$\mathcal{H}_{H} = \mathbf{\sigma}_{RH}$$
 I.13

Par inversion du champ magnétique appliqué on élimine l'effet du champ magnétique terrestre sur les mesures. Ceci donne:

$$V_{H} = 1/2 [(V_{D} - V_{O}) - (V_{B} - V_{O})] = 1/2 [V_{D} - V_{B}]$$
 I.14

Vo est le voltage mesuré entre les contacts 1 et 4 sans champ appliqué, V¤ et V¤ sont alors les voltages obtenus avec le champ appliqué respectivement dans une direction puis dans la direction opposée.

En réitérant le même processus entre les contacts 2 et 3 et en faisant la moyenne des deux résultats on élimine les tensions thermoéketriques parasitiques. Pour réduire d'éventuels défauts d'ohmicité dûs aux contacts, tout le procédé décrit est répété après inversion du courant traversant l'échantillon et les moyennes sont alors calculées.

Les valeurs de courant traversant les échantillons ont été choisies pour répondre à la condition de validité des mesures, c'est à dire de façon à n'avoir aucun défaut d'Ohmicité pour une variation de deux ordres de grandeur autour d'elles.

I.4 d) Mécanismes de diffusion:

Les charges mobiles, soumises à un champ extérieur, perdent une partie de leur énergie par divers mécanismes de collisions pour aboutir à un régime stationnaire du système. Le temps de retour du système perturbé à l'équilibre est représenté par le concept du temps de relaxation.

Nous allons rappeler en bref dans ce paragraphe la nature de ces mécanismes et les temps de relaxation correspondants, les résultats étant valables dans un système d'unités non rationalisé (CGS UES par exemple) sauf mention du contraire.

-Diffusion sur les impuretés neutres:

La diffusion par les impuretés neutres se fait au travers d'un potentiel de polarisation induit par la charge incidente sur l'impureté.

Ces impuretés, caractérisées par des potentiels très écrantés, n'agissent qu'à courte distance.

Le temps de relaxation approché déduit de calculs numériques de section efficace de diffusion² sur un atome d'impureté hydrogénoide est donné par:

_ 19

$$1/z_{N} = \frac{20}{m^{*2}} \frac{c_{s}}{q^{2}} h^{3} N_{N}$$
 I.15

avec :

N_N : concentration de l'impureté neutre à la température considérée.

 \mathcal{E}_{s} : constante diélectrique du milieu.

q : charge de la particule incidente.

m^{*} : masse de la particule incidente.

Ce mécanisme n'est significatif que pour les échantillons très purs et à très basse température.

-Diffusion sur les impuretés ionisées:

Brooks ³ a proposé un traitement

semi-classique pour la diffusion des porteurs de charge par les impuretés ionisées. L'équation de Poisson appliquée au potentiel perturbateur est résolue en linéarisant son second membre par des développements en série qui imposent que ce potentiel soit faible comparé à l'énergie d'agitation thermique, ce qui n'est pas valable à basse température. Un potentiel écranté est ainsi obtenu et la probabilité de transition correspondante en est déduite en utilisant l'approximation de Born.

Ce modèle donne une mobilité divergente à basse température, ce qui n'est pas obtenu expérimentalement. De ce fait, le traitement initial a été modifié par Falicov et Cuevas⁴. Le caractère discret de la distribution spatiale des impu**rel**és et des porteurs mobiles est conservé dans un premier temps, des fonctions de distribution et de corrélation sont définies pour chaque paire de porteurs de

- 20-

charge possible, et leur choix (arbitraire) permet la deduction d'un potentiel écranté qui diffère de celui de Brooks et Herring par seulement la longueur d'écran**bage**.

Ce dernier modèle, du fait du choix arbitraire des fonctions et une description moins fine de la mobilité aux températures supérieures à 5 K pour les faibles compensations, n'apparaît pas plus justifié que le précédent.

Le temps de relaxation déduit par Falicov et Cuevas⁴ est donné par:

 $1/C_{CF} = A [Log(1+c) + c/(1+c)]$ I.16

avec:

2πq4 NA

A =	I.17
ξ ₅ (2m [#]) ⁴ Ε ^{3/} 2	
8 m* E	
c = a ²	I.18
<mark>አ</mark> ግ	
1	
a ² =	I.19

41 T (ND - NA) 32/3

N_D et N_A étant respectivement les concentrations de centres donneurs et accepteurs et E l'énergie. a est la longueur d'écran du potentiel diffuseur des impuretés.

La mobilité est donnée par:

в

Ас_F=-----

1.20

[Log(1+b) + b/(1+b)]

avec:

$$B = \frac{2^{5/2} \mathcal{E}_{5}^{2} (kT)^{3/2}}{\pi^{3/2} NA}$$
I.21
$$\pi^{3/2} q^{3} m^{4/2} NA$$
24 kT m⁴ a²

$$b = \frac{1.22}{h^{2}}$$
I.22

Le temps de relaxation de Brooks et Herring est donné par: $\pi q^4 (2N_A + n_c)$

 $1/c_{gu} = ------ [Log(1+c)-c/(1+c)]$ I.23 $\varepsilon_{s}^{2} (2m^{*})^{4/2} \varepsilon^{3/2}$

où c est défini par (I.18) avec:

 $n^{*} = n_{c} + (n_{c} + N_{A})[1 - (n_{c} + N_{A})/N_{D}]$ I.25

qui correspond à la longueur d'écran de Debye pour ne donné

$$n_{c} = 2 \begin{pmatrix} 2 \pi m^{*} kT \\ ----- \\ h^{2} \end{pmatrix}^{3/2} exp \begin{pmatrix} E_{F} - E_{C} \\ ----- \\ kT \end{pmatrix}$$
 I.26

Er étant le niveau de Fermi et Ec le minimum de la bande de conduction.

Les limitations de ces modèles sont liées d'une part à l'utilisation de l'approximation de Born, qui les rend inapplicables quand l'effet des basses énergies est important, et d'autre part au fait qu'ils ne tiennent pas compte de la diffusion multiple qui est importante quand la longueur d'onde de la particule incidente est de l'ordre de grandeur de la distance moyenne entre impuretés ionisées. L'expression I.20 est particulièrement utile pour la

- 22 -

détermination des concentrations d'impuretés car elle n'impose pas la résolution directe de l'équation de neutralité.

-Diffusion par les phonons acoustiques

La branche acoustique des vibrations du réseau crée un potentiel perturbateur suivant deux mécanismes.

Les déplacements relatifs des atomes du réseau font varier la largeur de la bande interdite et un potentiel, dit de déformation, proportionnel aux contraintes, apparaît. On lui associe un temps de relaxation⁵ donné par:

> $\sqrt{2} m + \frac{3}{2} E_{\pm}^{2} kT$ $1/Z_{AC} = ------ E^{4/2} (MKS) I.27$ $\pi \hbar^{4} \ell_{m} C_{L}^{2}$

E1 est le potentiel de déformation acoustique, \mathcal{C} m la densité volumique de masse et CL la vitesse longitudinale du son pour le matériau considéré. Le deuxième mécanisme est lié à l'effet piézoélectrique, il sera présenté plus loin.

-Diffusion par les phonons optiques polaires.

Four les hautes températures (au dessus de 80 K), ce mécanisme joue un rôle dominant dans les semiconducteurs composés dont l'AsGa.

Du fait des charges ioniques associées aux atomes du composé, une polarisation est produite par la branche optique des vibrations. Les moments dipolaires entre charges ioniques opposées provoqués par le déplacement d'atomes voisins résultent en un potentiel qui diffuse les porteurs. Pour ce mécanisme, non élastique, un temps de relaxation ne peut être défini.

Pour évaluer la mobilité des porteurs dans un matériau

0 7

semiconducteur polaire, l'approximation du temps de relaxation proposée par Ehrenreich*.⁷.[®] est généralement utilisée bien qu'elle ne s'applique qu'à des températures soit bien inférieures à 300 K, soit bien supérieures à 500 K. Le temps de relaxation calculé par Ehrenreich par une méthode variationnelle est donné par:

០៤ ៖

$$\frac{q^{2}(2 m^{*})^{1/2}}{\frac{1}{\epsilon_{\infty}}} = \frac{1}{\epsilon_{s}} (kT_{p_{0}})^{1/2} \left(\frac{T_{p_{0}}}{T}\right)^{1/2} E^{1/2} E^{1$$

 $G(T_{P}/T)$ étant une fonction tabulée et \mathcal{E}_{s} , \mathcal{E}_{m} , \mathcal{E}_{0} , les constantes diélectriques respectivement basse fréquence, haute fréquence et du vide. T_{Po} est la température de Debye des phonons optiques polaires.

-Diffusion par les phonons piézoélectriques.

Mécanisme dominant pour les semiconducteurs composés de grande pureté aux basses températures, c'est une perturbation provoquée par les phonons piézoélectriques au travers du champ électrique induit par les vibrations acoustiques. Ce mécanisme de diffusion peut être considéré élastique. Le temps de relaxation qui lui est associé, en tenant compte de l'écrantage du champ électrique par les électrons de conduction a été déduit par Hutson® comme suit (en MKS):

$$q^{2} m^{+1/2} K T A_{0}^{2}$$

 $1/2_{H} = ----2^{3/2} \pi h^{2} \epsilon_{0} \epsilon_{0}^{-1/2} E^{-1/2}$ I.30

_ 24_

A est donné par:

$$P^{2} \chi^{4} k^{4}$$

$$A_{p}^{2} = ------ I.31$$

$$(1 + \chi^{2} k^{2})^{2}$$

avec :

 $\boldsymbol{\mathsf{K}}$: longueur d'écran de Debye, P : coefficient de couplage piézoélectrique, $\boldsymbol{\mathsf{k}}$: vecteur d'onde des électrons incidents.

I.4 e)Calcul de la mobilité

-Bande non dégénerée

Si les états accessibles d'une bande ne sont pas tous occupés à une température donnée elle est dite non dégénérée. C'est le cas pour un semiconducteur quand le niveau de Fermi, EF, se trouve à l'extérieur de la bande considérée. La fonction de distribution de Fermi:

$$F_o = 1/(1 + exp((E - E_p)/kT))$$
 I.32
peut alors être approchée par celle de Boltzmann:

 $F_{g} = exp(-(E - E_{F})/kT)$ I.33

Nous considérons la bande parabolique non dégénérée, de largeur infinie et de masse **effective** isotrope m^{*}. La bande de conduction de l'AsGa relativement peu dopé répond à ces conditions.

La mobilité s'éxprime par:

$$\mathcal{H} = |\mathbf{q}| \langle \mathbf{c} \rangle / \mathbf{m}^* \qquad 1.34$$

q étant la charge électrique et $\langle \mathcal{T} \rangle$ la valeur moyenne du temps de relaxation défini par:

$$\langle \boldsymbol{z} \rangle = \frac{\int_{0}^{\infty} \boldsymbol{z}(E) \, E^{2/2} e^{xp(-E/kT)} \, dE}{\int_{0}^{\infty} E^{3/2} e^{xp(-E/kT)} \, dE}$$
I.35

Le terme au dénominateur donne:

$$(kT) = (3\pi^{1/2}4) (kT) = (3\pi^{1/2}4) (kT)$$

d'où:

$$\mathcal{M}_{c} = ----- \int_{C(E)}^{\infty} \overline{C(E)} e^{3/2} e^{xp(-E/kT)} dE \qquad I.36$$

$$3\pi m^{*} (kT)^{5/2} \circ$$

-Bande dégénérée

Quand la dégénérescence d'une bande est extrême, on montre, pour kT très petit par rapport à la largeur de la bande, que la mobilité s'exprime par:

 $\mathcal{M} = (q / 4 m^*) \mathcal{C} (E_F - E_D)$ I.37 Eo étant le minimum de la bande considérée. Ceci montre que si le niveau de Fermi varie peu, comme c'est généralement le cas pour une bande métallique, la mobilité est constante.

I.5 CONDUCTION PAR SAUTS

1.5.1 LES TRANSITIONS DE ANDERSON ET DE MOTT

Anderson¹⁰ a été le premier à traiter théoriquement la structure électronique d'un matériau désordonné. Economou et Cohen¹¹ ont ensuite confirmé et étendu son travail. Pour un semiconducteur compensé et faiblement dopé, leurs conclusions peuvent se résumer comme suit. Les impuretés, aléatoirement distribuées, provoquent une fluctuation spatiale du potentiel, ce qui introduit des pièges pouvant localiser une partie des porteurs. Si les fluctuations deviennent suffisamment importantes, tous les sites agissent comme des pièges, ce qui donne naissance à une bande d'états

- 26-

totalement localisés, comme sur la figure I.**S**(a). Ce phénomène a été appelé par Mott la transition d'Anderson. Cette transition est afféctée par la compensation de deux façons. D'une part, les grandes fluctuations de la distribution des impuretés compensatrices, relativement peu nombreuses, augmentent la localisation au travers des oscillations de la bande interdite par rapport au niveau de Fermi. D'autre part, les impuretés compensatrices capturent des porteurs de charge, diminuant leur nombre, donc l'écrantage des impuretés, qui localisent alors plus facilement les porteurs. Des états étendus apparaissent au voisinage du milieu des états localisés quand la compensation diminue ou la concentration des impuretés majoritaires augmente. La densité d'états a alors la forme indiquée par la fig.I.6(b). Ceci signifie qu'un recouvrement partiel des fonctions d'onde des porteurs liés aux impuretés commence à s'opérer, laissant apparaître des voies de passage dans le matériau à travers lesquelles ils peuvent circuler quasi librement. Ceci devrait être à l'origine d'une contribution métallique à la conductivité à très basse température si l'énergie de Fermi se trouvait alors entre E1 et E2 .

A la limite T = 0, la conductivité devrait être nulle si E_F est inferieur à E₄, une contribution provenant de l'excitation thermique des électrons de E_F à la limite E₄ des états étendus de la forme:

 $\vec{0e} = \vec{0e} exp - ((E_1 - E_F)/kT)$ I.38

devant apparaître à plus haute température. Une telle position du niveau de Fermi impose une forte compensation,

- 27-


C

28.

ce qui augmente la localisation.

De même une conductivité d'excitation à la bande de conduction de la forme:

 $\mathbf{Gc} = \mathbf{Cc} \exp - ((\mathbf{E_c} - \mathbf{E_{F}})/kT)$ I.39 doit se manifester dans tous les cas précédents lorsque la température augmente suffisamment.

Une brusque transition entre une phase isolante et une phase métallique a été prédite par Mott¹² à plus haute concentration. Elle se produit lorsque le nombre de porteurs libres est suffisamment important pour écranter les potentiels des impuretés jusqu'au point où les fonctions d'ondes des porteurs liés s'étendant, elles se recouvrent. Il en déduit le critère suivant:

$$a_0 n_{\rm CP} = 0.25$$
 I.40

avec :

ĴÇ,

 a_0 : rayon de Bohr de l'impureté, n_{CP} : valeur critique du nombre de porteurs libres. Cette approche ne tenait pas compte à l'origine des effets liés au désordre de la distribution des impuretés. Elle pouvait correspondre au cas où une bande d'impuretés à états non localisés commençait à pénétrer dans la bande de conduction, ce qui peut s'interpréter comme la disparition du terme I.39. Le désordre créant des queues de bandes d'états localisés, un terme d'excitation à la bande de conduction dans la conductivité est à attendre pour des valeurs de n supérieures à celles du critère de Mott, situation grossièrement décrite par la fig I.6(c), E, étant la limite supérieure des états localisés de la bande de conduction. Fritzsche¹³ suggère de remplacer dans I.40 n_{er} par la

- 29.

concentration des donneurs N_P, indiquant que la valeur critique pour la transition doit augmenter avec la compensation.

Hubbard^{1,4}, le premier à tenir compte des intéractions Coulombiennes, a considéré l'énergie de répulsion de deux électrons situés sur la même impureté. Il définit un Hamiltonien H = H₁+ H₂. H₁ décrit le mouvement d'un électron dans le réseau, mais non soumis à l'intéraction Coulombienne électron-électron. Il donne naissance à une bande d'impuretés dont la largeur B lui est proportionnelle. Par ailleurs, H₂ donne naissance à une seconde bande séparée de la première par une énergie U, correspondant à l'intéraction Coulombienne entre deux électrons placés sur le même site. U est donc proportionnelle à H₂, et est donnée, pour des fonctions d'onde hydrogénoides, par¹⁵ :

$$U = 5 q^2 / 8 \epsilon_s a_s \qquad I.41$$

En se basant sur le modèle de Hubbard, la transition métal-semiconducteur peut être vue comme le recouvrement des deux bandes précédentes, l'une contenant des porteurs et l'autre étant vide. Si U>B les états sont localisés et le matériau est isolant. Si U<B le matériau est un métal.

Le calcul de U pour l'AsGa donne 7 meV, valeur supérieure à l'énergie de liaison à des centres donneurs peu profonds, au plus égale à 5.8 meV. Ceci indique donc que dans l'AsGa, la bande supérieure de Hubbard se trouve dans la bande de conduction.

I.5.2 MODELES DE TRANSPORT ELECTRIQUE

Si le niveau de Fermi se trouve à l'intérieur d'une bande d'états localisés, les porteurs peuvent tout de même

30

se déplacer au moyen d'un mécanisme de conduction par sauts thermiquement activés.

Un électron diffusé par un phonon d'un état localisé à un autre a une probabilité de saut détérminée par les facteurs suivants:

-La probabilité de trouver un phonon d'énergie W1, égale à la différence d'énergie entre les deux états, est donnée par une distribution de Boltzmann de la forme:

 $p_4 = exp - (W_4/kT)$ I.42

-La probabilité de passage d'une impureté à l'autre dépend du recouvrement des fonctions d'onde correspondantes. Ce recouvrement est à la fois fonction de la distance R entre ces impuretés et de l'importance de leurs potentiels. On définit ainsi une grandeur **«** caractéristique de l'étendue spatiale des fonctions d'onde. La probabilité est alors donnée par la distribution :

$$p_{2} = \exp -(2 \mathbf{K}) \qquad I.43$$

-Un facteur d'échelle pour les probabilités ci-dessus.

Une conductivité de la forme:

$$\mathbf{T}_{N} = \mathbf{T}_{N} \exp(-2\mathbf{K}_{R}) \exp((\mathbf{W}_{1}/\mathbf{k}_{T}))$$
 I.44

est obtenue par l'utilisation de la relation d'Einstein. Le terme I.43 décroft rapidement avec la distance quand la localisation est très forte. La probabilité d'un saut franchissant plus d'une impureté est alors très faible et l'expression I.44 décrit une conduction par sauts sur les plus proches voisins.

Si la température baisse, tant le nombre que l'énergie des phonons décroissent, et les sauts deviennent

-31_

progressivement moins probables. Les porteurs auront alors tendance à parcourir de plus grandes distances pour trouver des sites d'énergie compatibles avec leur plus faible énergie d'excitation. Ce mécanisme est la conduction par sauts de portée variable originalement prédit par Mott¹⁶.

En se basant sur le fait qu'un électron ne peut quitter son site que si un autre au moins est inoccupé, il obtient la différence moyenne d'énergie entre états voisins du niveau de Fermi. Ensuite, en maximisant la probalité de saut, il obtient la portée R la plus probable, puis avec I.44 il obtient :

$$\sigma_{\mathbf{S}} = \sigma_{\mathbf{S}_{\mathbf{\sigma}}}(\mathsf{T}) \exp\left(-\left(\mathsf{A}/\mathsf{T}^{\mathbf{V}_{\mathbf{v}}}\right)\right) \qquad \text{I.45}$$

avec :

A= 2
$$(3/2\pi)^{4/4} [(\prec^3/k N(E_F))^{4/4}$$
 I.46

 $N(E_{\mu})$ étant la densité d'états au voisinage du niveau de Fermi. Le détail de ce calcul est présenté en Annexe A .

Le préfacteur $\overline{\mathbf{US}}_{\mathbf{0}}(T)$ prend diverses formes. Il est proportionnel à T⁻⁶, s variant de 0 à 1/3 suivant les auteurs, Mott donnant dans son article s = 1/2. Nous voyons que le terme en exponentielle dans I.45 garde la puissance 1/4 si la densité d'états est constante en fonction de T dans l'expression I.46.

Efros et Shklovskii¹⁷, tenant compte de l'intéraction Coulombienne à grande distance entre un électron et l'impureté ionisée qu'il laisse derrière lui, prévoient cependant l'apparition d'une bande interdite (dite de Coulomb) dans les états localisés au voisinage du niveau de Fermi.

La condition pour qu'un saut, d'un état localisé

- 32-

d'énergie E_i, à un autre d'énergie E_i puisse avoir lieu est donnée par:

rij étant la distance entre les deux centres.

Ce qui traduit le fait que d'une part, l'énergie nécessaire à la transition se trouve réduite par l'intéraction Coulombienne et que d'autre part, tout phonon pouvant combler cette différence d'énergie a une probabilité non nulle d'induire la transition.

La bande interdite de Coulomb peut être grossièrement obtenue de la façon suivante. Le niveau de Fermi doit être pris comme zéro des énergies, les transitions partant de son voisinage pour aboutir à des énergies plus élevées. A la limite de l'égalité des deux membres de I.47, on obtient:

$$E = q^2 / \epsilon_s R$$

avec E = Ei - Ej, R étant la distance moyenne entre donneurs.

De plus, avec:

 $N(E) = (1/R)^{3}$

N(E) étant la densité d'états de la bande d'impuretés, on obtient :

 $N(E) = \xi_{3}^{3} E^{3} / q^{4}$

valeur qui s'annule pour $E = E_F = 0$. La fig.I.6(d) montre la forme approximative de la densité d'états dans ce dernier modèle.

Efros et Shklovskii, sur la base de l'intéraction Coulombienne, sont alors conduits à une conductivité de la forme:

$$V_{ES} = V_{ESO} \exp - (A_1/T)^{1/2}$$
 I.48

-33.

I.6 LA MAGNETORESISTANCE

La magnétorésistance est la mesure de la variation relative de la résistivité d'un semiconducteur induite par application d'un champ magnétique. Cette variation de résistance est due à l'influence du champ magnétique sur la trajectoire des porteurs de charge. Nous considérons les cas où l'induction magnétique est suffisamment faible pour ne modifier que de façon négligeable le spectre énergétique de la bande de conduction. Nous considérons d'autre part dans un premier temps un matériau non dégénéré. Deux situations sont alors à distinguer. Dans la configuration longitudinale la force magnétique est dans la même direction que le champ électrique appliqué à l'échantillon. Le champ magnétique est donc axé suivant la vitesse de dérive des électrons, ce qui correspond à leur trajectoire moyenne. En fait, au niveau microscopique, les porteurs ont une composante de vitesse non alignée avec le champ magnétique, ce qui provoque un mouvement en hélice autour de ce dernier. Comme ceci augmente la distance effective à parcourir entre les contacts, il en résulte une augmentation de la résistivité, ce qui correspond à une magnétorésistance positive. On montre cependant que pour un matériau isotrope comme l'AsGa, cet effet s'annule en moyenne, et que donc la magnétorésistance longitudinale doit être nulle. Dans la configuration transverse, le champ magnétique est perpendiculaire au champ électrique appliqué. Ceci correspond à une configuration similaire à celle de l'effet Hall décrit en I.4.c. La force magnétique agissant sur les porteurs de vitesse moyenne est équilibrée par la force

- 34-

induite par le potentiel de Hall. A l'echelle microscopique les porteurs ont des vitesses variant autour de leur moyenne. Si un porteur a une vitesse inferieure à la vitesse moyenne, il sera dévié dans la direction de la force induite par le potentiel de Hall. Si sa vitesse`est supérieure à la vitesse moyenne, il sera dévié par la force magnétique dans sa direction. Cette déviation de toutes les particules dont la vitesse n'est pas exactement égale à la vitesse moyenne augmente la distance effective à parcourir entre les contacts, et il en résulte donc, comme dans la première configuration, une magnétorésistance positive. On montre² que le coefficient de magnétorésistance defini par :

$$H = (\Delta \langle s / \langle s \rangle / B^2)$$

est donné par :

$$H = \frac{e^{2}}{m^{4}} \frac{\langle z^{3} \times z \rangle - \langle z^{3} \rangle^{2}}{\langle z \rangle^{2}} \left\{ 1 + B^{2} - \frac{e^{2}}{m^{4}} \left[\frac{\langle z^{4} \rangle}{\langle z^{2} \rangle} - \frac{\langle z^{3} \rangle}{\langle z^{2} \rangle} \right] \right\}$$
 I.49

Dans le domaine des champs faibles (à la limite B = 0), on a:

$$H_{o} = \frac{e^{2}}{m^{2}} \frac{\langle E^{3} \rangle \langle c \rangle_{-} \langle c^{2} \rangle^{2}}{\langle c \rangle^{2}}$$
I.50

Le coefficient H est dans ce cas constant. La résistance croît donc proportionnellement à B².

A mesure que le champ magnétique augmente, le coefficient H défini par l'équation I.49 décroît, ce qui signifie que la vitesse de croissance de la résistance diminue.

Dans la limite des champs forts(à la limite B = 🔊), on a :

$$H = (1 / B^{2}) ((7) < 7^{-1} > -1)$$
 I.51

Le coefficient de magnétorésistance diminue

-35-

proportionnellement à B⁻². Il en résulte que dans les champs intenses la résistance du semiconducteur atteint une valeur de saturation donnée par :

$l_{B} \simeq l_{0} (1 + \langle z \rangle \langle z^{-1} \rangle - 1) = l_{0} \langle z \rangle \langle z^{-1} \rangle$

La valeur de saturation de la magnétorésistance est alors donnée par :

$$\Delta f_{B} = f_{m} - f_{0} = f_{0} (\langle \overline{c} \rangle \langle \overline{c}^{-1} \rangle - 1) \qquad 1.52$$

Elle dépend, comme 🏅, du mécanisme de diffusion.

La magnétorésistance suit très grossièrement une variation similaire à celle de la mobilité de Hall avec la température. Elle est presque nulle à la température ambiante. Quand la température diminue, elle atteint un maximum puis diminue pour tendre vers zéro.

Pour l'AsGa dégénéré, on montre que la magnétorésistance tant transverse que longitudinale est nulle.

Cependant, des comportements anormaux, déviant des modèles classiques précédents, sont observés à basse température. La magnétorésistance, au lieu de tendre vers zéro avec la température, devient négative et augmente en valeur absolue. Plusieurs modèles, que nous allons présenter au chapitre III, ont été proposés pour tenter d'expliquer ces variations.

I.7 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons passé en revue les principaux mécanismes de transport électrique auxquels les porteurs de charge sont soumis dans un semiconducteur cristallin à structure de bande directe. Nous avons aussi introduit les modèles classiques de magnétorésistance, pour

36

montrer plus avant comment les effets effectivement observés en dévient.

Le chapitre II sera consacré à la présentation des résultats expérimentaux portant sur les mesures d'effet Hall dans toute la gamme des températures, nous attachant particulièrement au régime de conduction par sauts.

CHAPITRE II

ANALYSE DES MESURES D'EFFET HALL

II.1 DETERMINATION DES CONCENTRATIONS D'IMPURETES

Nos mesures ont porté sur un choix de huit échantillons couvrant une gamme de concentrations d'impuretés traversant la transition de Mott. Ils sont numérotés de 1 à 8 et un symbole graphique est associé à chacun d'eux.

Les figures II.3 et II.4 montrent les mobilités de Hall obtenues entre 1.4 et 300 K. Elles mettent en évidence l'existence pour tous les échantillons d'un maximum aux environs de 100 K. Entre environ 25 et 60 K la mobilité de Hall, \mathcal{M}_{H} , augmente proportionnellement à T^{3/2} pour les échantillons 1 à 6. La mobilité des échantillons 7 et 8 dévie de cette loi, bien connue, qui correspond à la diffusion par les impuretés ionisées. Cet effet se manifeste quand le matériau semiconducteur est suffisamment pur, c'est à dire quand les effets liés à la diffusion multiple ou à la conduction d'impuretés sont négligeables dans la gamme de températures précédente. Au dessus de 100 K, la décroissance quasi exponentielle de la mobilité quand la température T augmente est due aux phonons optiques polaires qui diffusent de plus en plus efficacement les porteurs. Les phonons piézoélectriques ont un effet notable sur la mobilité quand la diffusion sur les impuretés ionisées domine, alors que le réseau, au travers du potentiel de déformation, contribue à la diminution de la mobilité quand la diffusion par les phonons optiques polaires est dominante.

Les figures II.7 à II.9 montrent les variations du nombre de porteurs de charges en fonction de la température. Un minimum à relativement basse température est observé pour tous les échantillons. Hung¹⁰ a été le premier à l⁹attribuer

. 39 .

à la présence de deux types de porteurs. Nos matériaux étant de type n, la contribution des trous de valence est négligeable. Ceci nous permet de supposer que, outre les électrons de conduction, nous observons la manifestation de porteurs dans une bande d'états donneurs. Aux plus basses températures on note une faible mais nette diminution du nombre de porteurs de charges.

Dans l'hypothèse de l'existence d'une bande de donneurs, tous les électrons non capturés par les accepteurs doivent s'y trouver à suffisamment basse température, la position du niveau de Fermi dépendant de la compensation. La bande de conduction, si elle n'est pas dégénérée, doit donc être sans effet dans ce cas sur le transport électrique. A mesure que la température augmente, les électrons liés aux impuretés sont progressivement excités à la bande de conduction, une partie prépondérante d'entre eux s'y trouvant à haute température, comme nous le montrerons plus avant. Nous serions ainsi, aux deux extrêmes de la gamme de températures traitée, dans des situations où une seule des bandes à la fois est impliquée de façon significative dans le processus de transport. A haute température la bande de conduction est dominante alors qu'à basse température ce sont les effets de la bande d'impuretés qui sont prépondérants. Le premier effet peut être utilisé pour déterminer le nombre de porteurs à la température ambiante. En effet, pour un seul type de porteurs, RH, la constante de Hall, a la forme bien connue:

 $R_H = r_H / n_{eq}$ II.1

où rµ représente le facteur de Hall, ne la concentration

- 40-

d'électrons dans la bande de conduction et q leur charge. En se basant sur les considérations précédentes, on peut déterminer les concentrations des centres donneurs, ND, et accepteurs, NA. L'expression I.20 de Falicov et Cuevas est généralement utilisée à cet effet du fait qu'elle ne nécessite pas une résolution directe de l'équation de neutralité. On obtient $\mathcal{A}_{\mathcal{H}}$ à 78 K par une mesure d'effet Hall. Une autre permet de déterminer RH à 300 K. Ainsi, par utilisation de l'équation II.1 on obtient ne. En admettant qu'à 300 K tous les donneurs ont perdu leur électron on a:

$$n_{c} = N_{D} - N_{A} \qquad II.2$$

de plus, dans le cas d'un seul type de porteurs, la mobilité de Hall est reliée à la mobilité de dérive par:

$$\mathcal{H}H = r_{H}\mathcal{H}$$
 II.3

du fait de la valeur de rH dans cette gamme de températures, de l'ordre de 1.1, on peut égaliser les deux mobilités avec une bonne approximation. N $_{P}$ et N $_{A}$ sont obtenus alors en utilisant l'équation II.2 et l'expression $\mathcal{M}_{H}=\mathcal{A}_{A}$ dans l'équation I.20.

L'équation II.2 n'est pas toujours acceptable à 300 K puisqu'elle sous-évalue Np - NA. Cette procédure conduit à notre avis à une sous estimation du nombre total d'impuretés et à une surestimation de la compensation. Ceci peut être montré par la résolution de l'équation de neutralité:

$$n_{e} + n_{I} = N_{D} - N_{A} \qquad II.4$$

n: étant le nombre de porteurs sur les niveaux donneurs. Les donneurs peuvent être considérés tous ionisés si nous admettons que les porteurs sont distribués sur une bande d'états non localisés. Dans ce cas, du fait de la

- 41_

dégénérescence de spin, le nombre total d'états de la bande d'impuretés doit être 2 Np. En première approximation, nous supposons pour la bande d'impuretés une densité d'états $G_{3}(E)$ de forme Gaussienne donnée par:

$$G_3(E) = (2 N_0 / \sqrt{2 \pi} W) \exp -E (E - C)^2 / 2 W] II.5$$

C étant la position du centre de la bande et W un paramètre
lié à la largeur à mi-hauteur de la bande donné par:

$$\Delta X = 2 W (Log(4))^{1/2} II.6$$

La normalisation de II.5 donne:

$$\int_{-\infty}^{\infty} 5_{33}(E) dE = 2 N_{D}$$
 II.7

n: s'exprimant alors par:

$$n x = \int_{-\infty}^{\infty} F_0(E) G_{23}(E) dE \qquad II.8$$

où Fo est la probabilité de Fermi de l'équation I.32. ne est donné pour une bande de conduction non dégénérée par:

$$n_{e} = \int G_{1}(E - E_{e}) F_{p}(E) dE \qquad II.9$$

 $F_{\mathbf{B}}(\mathbf{E})$ étant la probalité de Boltzmann donnée par I.33 et $G_{\mathbf{1}}(\mathbf{E}-\mathbf{E}_{\mathbf{c}})$ la densité d'états **classique de** la bande de conduction dont le minimum est $\mathbf{E}_{\mathbf{c}}$. Cette intégrale peut être approchée par:

$$n_e = N_e \exp -((E_e - E_F)/kT)$$
 II.10

avec:

$$N_{c} = 2 (2\pi m^{*} kT/h^{2})^{3/2}$$
 II.11

Avec II.8 et II.10, l'équation de neutralité II.4 peut être résolue numériquement pour la détermination de la position du niveau de Fermi, et par là celle du nombre de porteurs dans chaque bande. Pour ceci, on évalue l'intégrale II.8 par une méthode de Simpson à pas variable donnant une précision relative supérieure à 10⁻⁴. Le niveau de Fermi cherché donnant la condition:

- 42 -

 $F_{P} = n_{e} + n_{I} - (N_{P} - N_{A}) = 0$ II.12 On obtient par une méthode dichotomique le zéro de la fonction précédente avec une précision relative de l'ordre de 10⁻⁶.

On définit le rapport en pourcentage du nombre d'électrons dans la bande de conduction à leur nombre total. Il vaut:

$$K^{c} = 100 n_{c} / (N_{D} - N_{A})$$
 II.13

La fig.II.1 donne la variation de K^e en fonction de la température pour diverses concentrations N_P pour les valeurs de C, W, et de la compensation indiquées.

A très basse température, tous les électrons sont dans la bande d'impuretés, puis sont progressivement excités à la bande de conduction quand T augmente. A 300 K, qui est la plus haute température atteinte expérimentalement, les électrons n'y sont pas tous passés, et le phénomène s'accentue lorsque N⊳ augmente.

Pour montrer ceci, nous présentons en fig.II.2 les variations de K^e en fonction de N_P pour diverses températures. On peut tirer de ces résultats les conclusions suivantes. A 300 K, ni la compensation, ni la largeur de la bande normalisée n'ont de notables effets sur K^e. A température moyenne (150 K), à N_P constant, la largeur de la bande d'impuretés augmentant, une diminution sensible du nombre de porteurs dans la bande de conduction se manifeste. Cet effet est obtenu à la même température quand la compensation augmente ou quand [C]diminue. Nous concluons que les seuls paramètres significatifs à haute température dans les variations de K^e sont N_P et T. Le choix d'une bande

- 43-



-44



d'impuretés à états localisés divise par deux le nombre d'etats donneurs disponibles par rapport au cas où les états sont spatialement étendus. Dans ce dernier cas, en remplaçant la bande précédente par une bande d'états totalement localisés ou par un niveau discret, on obtient des valeurs de K= 10% plus élevées à 150 K, la différence restant faible à 300 K (1 à 2%).

On peut donc déterminer les valeurs de No et No de la façon suivante. En prenant rH = 1, l'utilisation de II.1 donne ne. Aussi, à partir de la courbe à 300 K de la fig.II.2, on déduit:

$$N_{D} - N_{A} = K^{e^{*}} \Pi_{e}$$
 II.14

avec:

Ce qui, pour les hautes et moyennes concentrations apporte une correction appréciable à celles obtenues par la technique habituelle de caractérisation. La formule I.20 pour la mobilité est alors ajustée aux points expérimentaux obtenus. Pour cela, la technique numérique de moindres carrés décrite en Annexe B et les paramètres de la table I.1 sont utilisés. Il s'agit d'un ajustement non linéaire à deux variables, No et Na, avec la contrainte (II.14), effectué entre 25 et 60 K pour les échantillons 1 à 6. Les mobilités des échantillons 7 et 8 s'écartant de la loi en T³⁷², No et Na ont été calculés à partir d'un seul point expérimental à environ 50 K. ne n'étant pas initialement connu, on estime K^{e*}, puis on ajuste No et Na. On corrige alors la valeur de No-Na en utilisant la fig.II.2.

Les lignes continues des figures II.3 et II.4

- 46-

correspondent à la mobilité de Falicov et Cuevas ainsi obtenue pour chaque échantillon avec les résultats des calculs précédents donnés en table II.1.

II.2 COMPORTEMENT A TRES BASSE TEMPERATURE Les figures II.5 et II.6 montrent les mobilités de Hall entre 1.4 et 16 K. On remarque que pour les échantillons les plus purs (1 à 3), au dessous de 5 K, la mobilité tend linéairement vers zéro avec la pente notée Pe en table II.3. Au dessus de 7 K la mobilité augmente plus rapidement que T³.

Les échantillons 4 et 5 semblent indiquer une situation intermédiaire au dessous de 5 K. Leur mobilité reste linéaire mais ne tend pas tout à fait vers zéro. La mobilité des échantillons 6 à 8 semble tendre dans tout les cas vers une valeur constante quand T décroît. Cette décroissance est d'autant plus rapide que la concentration de donneurs est grande. La valeur de la constante pour $T \rightarrow 0$ augmente avec la valeur de Np. On remarque que cette valeur est plus faible pour l'échantillon 8 que pour le 7. Ceci s'explique par le fait que pour des valeurs de Np proches, 1a valeur de la mobilité quand $T \rightarrow 0$ devrait être plus grande pour l'échantillon le moins compensé, comme c'est le cas.

II.3 INTERPRETATION DES RESULTATS

Les résultats précédents sont la manifestation de mécanismes de transport électrique induits principalement par la présence d'impuretés. A basse température, pour les échantillons non dégénérés, très peu d'électrons de conduction peuvent participer au transport. Il nous faut donc caractériser les mécanismes à l'origine des

1. 7





- 49 -

	Np (cm -3)	N ∧ (⊂m ^{- 3})		n _e (300 K) (⊂m• 3)	۲ د ر	⁴ ړ ≊ړ∩د	4/3 ao N D
1	15 6.1 10	15 4.1 10	0.66	15 1.8 10	1.03	0.12	0.18
2	15 7.6 10	15 3.3 10	0.44	15 3.7 10	1.03	0.16	0.19
ы	15 8.5 10	15 4.5 10	0.52	15 3.6 10	1.03	0.15	0.20
4	15 9.0 10	15 4.3 10	0.47	15 4.1 10	1.04	0.16	0.20
CII	16 1.3 10	15 8.3 10	0.64	15 3.7 10	1.12	0.15	0.23
6	16 3.9 10	16 1.4 10	0.35	16 1.9 10	1.21	0.26	0.34
7	16 8.5 10	16 2.7 10	0.32	16 3.7 10	1.39	0.33	0.44
8	16 9.1 10	16 3.1 10	0.34	1.6 3.9 10	1.39	0.34	0.45

•

•

.

 \bigcirc

TABLE II.1







- 53-





comportements observés. Vu que l'interprétation de l'effet Hall sous un tel régime de transport s'avère complexe et non établi, nous allons nous intéresser essentiellement à la conductivité. **5.**

Les figures II.10 et II.11 montrent les variations de Log(**0**⁻) en fonction de 1/T pour tous les échantillons précédents. A haute température, les graphes obtenus sont relativement linéaires, particulièrement pour les échantillons les plus purs, ce qui suggère un comportement exponentiel à énergie d'activation constante, comme celui décrit par l'équation I.39.

A basse température, la pente des courbes diminue avec T, ce qui peut être lié à la diminution d'une forme d'énergie d'activation. Ce comportement, observé dans le Germanium et le Silicium^{19,20}, montre que le mécanisme de conduction par sauts sur les plus proches voisins de l'équation I.44 ne se manifeste pas. Il en est de même pour une éventuelle excitation thermique d'états localisés à des états étendus, telle que décrite par l'équation I.38.

Les figures II.12 et II.13, représentant les variations de Log(**0**⁻) en fonction de T^{-1/4}, précisent ces comportements. L'équation I.45 pour un préfacteur constant, caractéristique de la conduction par sauts de portée variable, est remarquablement vérifiée au dessous de 7 K pour les couches minces les plus pures. Le comportement des autres échantillons ne suit pas cette loi, et s'en écarte d'autant plus que la concentration d'impuretés augmente. Il semble donc raisonnable d'attribuer ces déviations à une composante métallique dans la conductivité.

- 56-



 \bigcirc

C



0

C





Ceci nous permet de suggérer une conductivité à trois composantes de la forme:

$$\mathbf{T}_{\mathbf{b}} = \mathbf{T}_{\mathbf{s}\mathbf{c}} + \mathbf{T}_{\mathbf{v}} + \mathbf{T}_{\mathbf{m}}$$
 II.16

Un étant une constante qui tient compte d'une éventuelle contribution métallique à la conductivité.

Véc, donnée par l'équation I.39, représente l'activation à la bande de conduction.

Variable qu'on peut exprimer par:

Définissons d'autre part 🕠 par:

$$\mathbf{\overline{U}} = \mathbf{\overline{U}} - \mathbf{\overline{U}} - \mathbf{\overline{U}}$$
 II.18

où $\mathbf{\sigma}$ est la conductivité expérimentale. $\mathbf{\sigma}_{\mathbf{z}}$ doit ainsi étre la contribution II.16 d'activation à la bande de conduction. On peut alors extraire les quantités $\mathbf{\sigma}_{\mathbf{e}}$ et $\mathbf{E}_{\mathbf{e}}$ - $\mathbf{E}_{\mathbf{F}}$ à partir de la pente et de l'ordonnée à l'origine de Log($\mathbf{\sigma}$) en fonction de 1/T.

D'autre part, à partir des courbes de Log($\mathbf{\sigma}$) en fonction de T^{-1/4} pour les échantillons 1 à 4, on peut extraire directement les paramètres $\mathbf{\sigma}$ et To, les graphes montrant que $\mathbf{\sigma}$ est nul. On peut alors calculer et tracer Log($\mathbf{\sigma}_{\mathbf{x}}$) en fonction de 1/T, d'où la détermination de tous les paramètres de l'expression II.16. Dans le cas où $\mathbf{\sigma}_{\mathbf{m}}$ est non nul, le procédé décrit ne s'applique pas. La technique décrite en Annexe B est utilisée pour ajuster numériquement l'expression II.16 aux conductivités. Les résultats sont présentés en table II.2.

Les lignes continues des courbes II.10 et II.11, étonnamment précises, sont les courbes ajustées. Pour tout

- 61 -

ECHANTILLON	(Ohm-1 cm-1)	Ec -Ep (mev)	000 (Ohm-4 cm-4)	To (K)	0m (0hm-4 cm-1))
1	3.93	3.94	1.82	1073	0.00
2	11.83	3.93	4.27	1039	0.00
3	9.00	4.05	2.93	485	0.00
4	9.35	3.69	3.66	654	0.01
5	5.92	4.96	3.58	487	0.02
6	13.46	2.72	:		4.30
7	6.62	2.09			11.13
8	8.45	2.55			9.93

.

.

...

Table II.2

•

1

. -

	(Ohm-1 cm-1)	Ec -Er (mev)	(Ohm-4cm-4)	т 6 (К)	5	As/s	Fe cm²∨-1 ₅ -1 ₅ -1
1	3.93	3.95	1.77	1073	0.253	-3 6.2 10	39.1
2	11.83	3.92	3.35	915	0.269	-3 6.7 10	61.2
3	8.96	4.03	1.69	341	0.307	-2 1.1 10	67.3
4	8.43	3.55	6.32	764	0.194	-3 6.1 10	103.6

Table II.3

•

les échantillons, l'erreur relative moyenne des moindres carrés n'a pas dépassé 1% . Pour les couches minces 6, 7 et 8, à comportement métallique très prononcé, il n'a pas été possible de faire converger le processus numérique avec l'expression II.16 du fait de trop petites valeurs de 🗸o. L'ajustement a été fait sans le terme II.17 qui apparaissait négligeable.

Une détermination exacte de la puissance s de l'équation II.17 est nécessaire pour completer cette étude. Nous allons considérer les couches minces pour lesquelles le comportement en T^{-1/4} est observé (de 1 à 4).

Posons:

$$\sigma' = \sigma_{BC} + \sigma_{V} \qquad II.15$$

avec:

$$\sigma v = \sigma e_{xp} - (\tau \sigma / \tau)^{s}$$
 II.20

s est obtenu par ajustement numérique de II.19 aux points expérimentaux. La table II.3 présente les résultats obtenus pour les paramètres. Les erreurs relatives moyennes d'ajustement sont inférieures à 1%.

Les valeurs de l'erreur sur la puissance s ont été obtenues en posant s comme seule source de l'erreur des moindres carrés. Ceci n'est évidemment pas exact, les autres paramètres ajustés contribuant aussi à cette erreur. Ceci donne cependant une mesure pratique de l'erreur d'ajustement.

II.4 CONCLUSION

On a montré dans la première partie de ce chapitre une faiblesse de la technique généralement utilisée pour la détermination des contenus d'impuretés dans les

- 63 -
semiconducteurs cristallins faiblement dopés. Une forme modifiée de l'approche classique a été utilisée pour la détermination de Np et Na.

Nous avons ensuite présenté les résultats d'effet Hall obtenus pour un choix de 8 échantillons dont les contenus en impuretés couvrent une assez large gamme de concentrations autour de la transition de Mott. En particulier, à très basse température et pour les couches minces les plus pures, le mécanisme de conduction par sauts de portée variable a été mis en évidence, la formule de Mott ayant été vérifiée. Plusieurs tendances peuvent être extraites de nos résultats.

Les énergies d'excitation à la bande de conduction sont très voisines de 4 meV pour les échantillons les plus purs. Cette valeur, comme on peut l'attendre, est inférieure à l'énergie d'ionisation théorique du fait de l'écrantage des potentiels des impuretés par les porteurs libres dans la zone de températures où ces transitions sont importantes. Quand la concentration de donneurs augmente, ces énergies deviennent plus petites, l'échantillon 6 montrant une brutale diminution pouvant indiquer que la transition de Mott a été franchie dans ce cas. Notons que l'échantillon 5, à forte compensation, présente une plus importante énergie d'excitation à la bande de conduction. D'autre part, tous les échantillons à l'exception des deux dernières couches minces montrent une mobilité proportionnelle à T^{3/2}. Ceci semble confirmer que la transition de Mott a eu lieu pour les échantillons 7 et 8. La situation n'est pas tout à fait claire pour l'échantillon 6, correspondant à un cas limite.

- 64 -

Les résultats précédents sont ainsi consistants avec l'hypothèse de l'existence d'une bande d'états donneurs localisés. Des états étendus semblent apparaître dans les états localisés, donnant naissance à une contribution métallique à la conductivité, quand la concentration de donneurs augmente suffisamment ou la compensation diminue. Aux plus forts niveaux de dopage, l'étendue des états non localisés devient telle qu'une contribution métallique subsiste à température moyenne. Ceci provoque une déviation de la mobilité à la loi en T^{3/2}. Le comportement en $exp[-(To/T)^{1/2}]$ que devrait, selon Efros et Shklovskii, induire une bande interdite de Coulomb dans les états d'impuretés ne se manifeste pas, ce qui laisse supposer que cette bande interdite n'a pas d'influence sur la conduction.

Ce travail servira de base à l'interprétation des comportements observés dans nos mesures de magnétorésistance présentées au chapitre III. CHAPITRE III

MESURES DE MAGNETORESISTANCE

Des anomalies dans les variations de la maonétorésistance avec la température ont été observées pour la première fois par Hung^{19,21} en 1950 sur des échantillons de Germanium. Il obtient en effet, à basse température, simultanément un pic dans les variations de la constante de Hall et une magnétorésistance négative, résultats tous deux anormaux selon les modèles établis. Pour les expliquer, il propose un modèle qui se résume comme suit. A basse température, les électrons tombent sur les niveaux d'impuretés qui forment une seconde bande. La conduction y a lieu de façon dominante aux plus basses températures, alors que les électrons de conduction prennent le dessus quand T augmente. Le pic dans RH est alors interprété comme correspondant à la zone de températures où la contribution des deux bandes est du même ordre de grandeur. D'autre part, comme il observe une baisse de la résistance avec l'augmentation de la concentration d'impuretés, il conclut à un décuplement de la probabilité de transfert de charges entre sites d'impuretés du fait du recouvrement de leurs fonctions d'onde. Pour expliquer la magnétorésistance négative, il pose que l'application d'un champ magnétique fournit aux charges assez d'énergie entre deux collisions pour ioniser des impuretés neutres, ce qui résulte en une avalanche d'excitations de porteurs. Ceci augmente leur concentration et provoque donc à la fois une diminution de la résistivité et de la constante de Hall. Hung propose ainsi l'expression suivante pour la résistivité:

 $1/\rho = c_1 \exp(-E_1/kT) + c_2 \exp(-E_1/kT)$ III.1

_ 67_

Quand la concentration d'impuretés augmente cette expression devient :

 $1/\ell = c_4 \exp(-E_4/kT) + c_2 \exp(-E_4/kT) + c_3 \exp(-E_3/kT)$ III.2 où c_3 augmente avec la concentration d'impuretés, ce qui résulte en une augmentation de la conductivité dans la bande d'impuretés.

L'interprétation des anomalies observées par Hung se résume donc à une conduction à deux bandes et à un phénomène d'ionisation par chocs.

Toyozawa^{22,23} a développé une théorie de spins semi-localisés dans une bande d'impuretés métallique, qui se résume comme suit. En moyenne, les donneurs, du fait d'une concentration suffisamment élevée, sont assez proches les uns des autres pour que les fonctions d'onde des électrons qui leur sont liés se recouvrent. Ceci correspond à l'existence d'une bande d'impuretés à états étendus. La conduction est assurée par les électrons de cette bande à suffisamment basse température et y est limitée par divers mécanismes de diffusion. Cependant, du fait des fluctuations des concentrations d'impuretés dans le matériau, certains sites donneurs sont assez éloignés de leurs voisins pour que les fonctions d'onde des électrons qui leur sont associés ne recouvrent pas celles des donneurs les plus proches. Il y a donc localisation pour une fraction des sites donneurs, qui retiennent leur électron. D'après Toyozawa, ceci induit des moments magnétiques localisés autour de ces donneurs particuliers. L'application d'un champ magnétique provoque l'alignement de ces moments, et il démontre que ceci est à

- 68-

l'origine d'une diminution des diffusions inélastiques, la résistivité décroissant alors proportionnellement au carré de la magnétisation.

Halbo et Sladek²⁴ ont observé une magnétorésistance négative, pour des champs magnétiques appliqués relativement faibles, sur des échantillons d'AsGa de type n, avec des concentrations d'électrons comprises à 77 K entre 1.7 1015 et 4.9 10¹⁵ cm⁻³. Par contre, à fort champ magnétique, ils observent un décuplement de la résistivité avec l'augmentation du champ, d'une façon similaire au cas où la conduction est due aux sauts entre donneurs. Quand le champ magnétique augmente, la magnétorésistance est donc d'abord négative, passe par un minimum, puis devient positive et très importante. Halbo et Sladek observent de plus que la valeur critique He du champ magnétique pour laquelle la magnétorésistance change de signe augmente avec la concentration des porteurs. Cette valeur augmente également quand la température diminue. Pour expliquer qualitativement les effets observés dans la large gamme de champ magnétique étudiée, ils posent que la conduction prend place dans une bande d'états excités d'impuretés. Ces états sont supposés délocalisés à faible champ magnétique. L'augmentation du champ provoque un retrécissement des fonctions d'onde des impuretés qui induit la localisation de ces états. Finalement, Halbo et Sladek proposent l'expression semi-empirique à deux termes suivante pour décrire leurs résultats:

 $\Delta \boldsymbol{\ell} / \boldsymbol{\ell}_{0} = -f[H / (T + \boldsymbol{\theta})] + b H^{2} \qquad \text{III.3}$

où **9** et b sont des paramètres ajustables. Le premier terme, dominant aux plus basses valeurs du champ, correspond à la partie négative de la magnétorésistance, qui atteint une valeur de saturation. Le deuxième terme, positif, représente la magnétorésistance positive déduite des théories classiques à champ intense.

Roth²⁵, en étudiant les variations de la magnétorésistance en fonction du champ magnétique sur des échantillons de Ge et de Si fortement dopés, a proposé l'expression suivante pour la décrire:

$$\Delta Q / Q = a B^2 + b B^2 \qquad \text{III.4}$$

où le premier terme correspond à la composante habituelle en H², alors que le deuxième terme représente la contribution négative. a, b, et c sont considérés comme des paramètres ajustables.

Une variante de la magnétorésistance en fonction du champ magnétique, basée essentiellement sur l'application de la théorie de Toyozawa, qui prévoit, comme déja mentionné, une magnétorésistance proportionnelle au carré de la magnétisation, a été proposée par Shmartsev²⁶. La magnétisation étant decrite par la fonction de Brillouin $B_{J}(\mathcal{A}H/kT)$, où \mathcal{A} représente le moment magnétique dù aux centres diffuseurs, la magnétorésistance négative est alors donnée par:

$$\Delta \ell / \ell = C B_{J} (\mu t H / kT)$$

C dépendant du champ magnétique. Ceci a conduit Shmartsev à l'expression:

$$\Delta \rho / \rho = d th^{2} (e B) \qquad III.5$$

_ 70_

décrivant la magnétorésistance en fonction du champ magnétique, où d'représente la valeur **de seturation** de la magnétorésistance, qui est proportionnelle à la concentration des états magnétiques. De plus, $e = \mathcal{M}^*/\mathcal{M}_0$ kT dépend du moment magnétique dù aux centres diffuseurs \mathcal{M}^* et de la susceptibilité magnétique du matériau \mathcal{M}_0 . L'expression III.S a été ajustée par Garyagdyev²⁷ à ses courbes expérimentales de façon satisfaisante.

Kawabata²⁹, sur la base des travaux réalisés sur des systèmes à deux dimensions pour lesquels on a supposé un ga**2** d'électrons en intéraction avec une distribution aléatoire de centres diffuseurs, a obtenu l'expression suivante pour la magnétorésistance en fonction de l'angle \prec défini par les directions du champ magnétique et du courant traversant l'échantillon:

 $\Delta \ell' \ell_0 = a(1 - b \cos^2 (\mathbf{x}))$ III.6 valable pour les semiconducteurs dopés. Ce type de calcul est basé sur la prise en compte d'interférences quantiques lors de la diffusion électronique. En effet, un traitement classique comme celui basé sur l'équation de Boltzmann, ne tient pas compte de l'information de phase lors de la diffusion. On peut montrer que lorsque la diffusion élastique est dominante, c'est à dire aux plus basses températures, la conductivité réelle est plus faible que le traitement de Boltzmann ne le prévoit du fait d'effets d'interférences entre les fonctions d'onde de la particule incidente et diffusée. Lorsque la correction correspondante peut être considérée comme une perturbation, le régime

correspondant est appelé régime de localisation faible 24. Ceci correspond à une situation où le matériau est très proche de la transition métal-semiconducteur, mais du côté métallique^{so}. Les fonctions d'onde se recouvrent légèrement et la bande d'impuretés, partiellement métallique, n'est pas encore entrée dans la bande de conduction. A plus faible concentration d'impuretés, la conduction s'opère par sauts, et le concept de collisions perd son sens. A plus haute concentration d'impuretés, la conduction correspond à un régime métallique vrai, avec un fort recouvrement des fonctions d'onde électroniques, et une bande d'impuretés bien entrée dans la bande de conduction. Un champ magnétique appliqué dans une situation de localisation faible a pour effet de détruire partiellement les interférences quantiques³¹, provoquant alors une augmentation de la conductivité, d'où une magnétorésistance négative. Nous précisons cependant que d'autres mécanismes peuvent être présents en régime de localisation faible, les intéractions Coulombiennes entre porteurs pouvant aussi diminuer la conductivité³². Dans ce cas cependant, l'effet du champ magnétique est négligeable, ce qui permet de distinguer les mécanismes correspondants³³.

Four la magnétorésistance en fonction de la température, aucune expression satisfaisante n'a été proposée à notre connaissance. Les interprétations qualitatives sont généralement basées sur le modèle de Toyozawa de spins semi-localisés alignés par le champ magnétique. Cette théorie prévoit la disparition de la

composante négative de la magnétorésistance à plus haute concentration d'impuretés. Cet effet n'est cependant observé ni dans le Germanium de type n³⁴⁻³⁶ ni dans le Silicium de type n³⁷⁻³⁹.

En nous basant sur l'expression en exp[T-1/4] de Mott pour la conductivité (voir chapitre I), et en supposant que la conductivité, par application du champ magnétique, varie en exp[T=9], nous proposons l'expression suivante pour la magnétorésistance en fonction de la température, valable pour les échantillons ne présentant pas de composante métallique dans la conductivité:

 $\Delta \ell / \ell_0 = \langle \ell_{IB} - \ell_0 \rangle / \ell_0 = \langle \sigma \sigma / \sigma_{IB} \rangle - 1$ ce qui donne:

 $\Delta \left(/ \left(\sigma \exp \left(- \left(T \sigma / T \right)^{1/4} \right) \right) / \left(\sigma \exp \left(- \left(T \sigma^2 / T \right)^{1/4} \right) \right) - 1 \quad \text{III.7}$ Une telle expression tient compte des variations possibles de $\sigma \sigma$, To et s dans l'expression $I \cdot 45$ de Mott pour la conductivité en régime de conduction par sauts de portée variable, quand un champ magnétique est appliqué.

Four les échantillons montrant une composante métallique, un traitement similaire au précédent mais en supposant que la conductivité, par application du champ magnétique, est de la forme $\nabla_{A}^{\prime}e_{A}\rho\left(-\left(\frac{T}{T}\right)^{S}\right) + \nabla_{m}^{\prime}$, s'est avéré totalement inadéquat. Ceci montre que l'expression ci-dessus ne peut décrire la conductivité en présence d'un champ magnétique.

Il est à noter qu'aucune des théories proposées jusqu'à ce jour ne paraît satisfaisante pour expliquer toutes les anomalies observées dans une gamme suffisamment large de

73

concentration d'impuretés, comme celle correspondant à nos échantillons.

III.1 MAGNETORESISTANCE FONCTION DE L'ANGLE

Les figures III.1 à III.4 représentent les variations de la magnétorésistance en fonction de l'angle pour les divers échantillons à la température indiquée. Les concentrations d'impuretés correspondantes sont données en Table II.1 . Le champ magnétique a été maintenu constant à 9.5 kG. On observe pour toutes les couches et à toutes les températures une périodicité de π . Notons que la magnétorésistance à 1.4 et 4.2 K est négative dans tous les cas, sauf pour la couche 2, pour laquelle elle devient positive à 4.2 K. On remarque aussi que la variation de la magnétorésistance avec l'angle aux basses températures est faible par rapport à la situation à plus haute température. Cependant, notons qu'à 1.4 K, pour les cinq premières couches, la magnétorésistance longitudinale est inférieure en valeur absolue à la transverse, alors que pour les échantillons les moins purs (6, 7, 8) le contraire est observé. Omis l'échantillon 2, la même constatation peut être faite à 4.2 K. A 77 K, l'amplitude des oscillations devient considérable. Enfin, à 295 K la magnétorésistance est dans tous les cas positive et presque nulle.

-- ANALYSE DES RESULTATS

La périodicité de **7** observée pour tous les échantillons indique que l'AsGa est isotrope du point de vue de la forme et du nombre des surfaces d'égale énergie.

- 74_



75



_ 76_





A 1.4 K, comme souligné plus haut, la magnétorésistance transverse est supérieure en valeur absolue à la longitudinale pour les couches minces 1 à 5. L'effet inverse se produit à partir de l'échantillon 6 (Fig.III.1). Ceci semble être lié à la transition de Mott. En effet, si l'on se réfère au critère de Mott, cette transition a lieu pour une concentration d'impuretés comprise entre celles des échantillons 5 et 6, comme le montre la Table II.1 . On remargue que, guand la concentration de donneurs augmente, la valeur absolue de la magnétorésistance augmente aussi pour passer par un maximum à une valeur de la concentration de donneurs comprise entre celles des échantillons 4 et 5, inférieure à celle où la transition de Mott intervient, pour ensuite diminuer. Aux plus hautes concentrations d'impuretés, une exception apparaît cependant. En effet, la magnétorésistance de l'échantillon 8, plus dopé, est supérieure à celle de l'échantillon 7. Ce dernier échantillon est cependant moins compensé, ce qui soutient l'importance de la compensation sur les effets précédents.

A 4.2 K (Fig.III.2), omis l'échantillon 2, les mêmes variations qu'à 1.4 K sont observées. La transition précédente, où la magnétorésistance longitudinale devient supérieure en valeur absolue à la transverse, est observée à environ la même valeur de la concentration de donneurs. Les variations de la valeur absolue de la magnétorésistance avec la concentration de donneurs dévient considérablement de celles observées à 1.4 K. L'échantillon 1 a une magnétorésistance oscillant autour de 0 avec l'angle, c'est

_ 79_

à dire devenant alternativement positive et négative. On observe ensuite une augmentation de la valeur de la magnétorésistance à un niveau positif pour l'échantillon 2, puis une diminution vers des valeurs négatives pour tous les autres échantillons. Une tendance remarquable se dessine pour l'amplitude des variations de la magnétorésistance en fonction l'angle. En effet, cette amplitude augmente d'une façon générale jusqu'à l'échantillon 4, puis diminue pour les échantillons plus dopés. Ceci semble correspondre à l'apparition d'états étendus dans la bande d'impuretés, comme indiqué au chapitre II.

A 77 K (Fig.III.3), tous les échantillons présentent une magnétorésistance positive. D'autre part, l'effet transverse est maintenant toujours plus grand que l'effet longitudinal. Pour les échantillons les plus purs (1 à 4), une variation considérable est observée. Ceci était à attendre. En effet, pour ces échantillons, la température est telle que les effets de la bande d'impuretés sont négligeables, la bande de conduction contenant suffisamment d'électrons pour dominer les effets de transport. D'autre part, ces échantillons sont suffisamment purs pour ne pas ètre dégénérés. Ils se trouvent donc dans les conditions d'application du formalisme du temps de relaxation. Nous avons vu dans ce cas au chapitre I que la magnétorésistance longitudinale doit être nulle, ce qui est approximativement observé. La magnétorésistance transverse suit en gros les variations de la mobilité en fonction de la température, et doit donc présenter un maximum au voisinage

- 80-

de 77 K. Les grandes valeurs observées sont consistantes avec ce qui vient d'être dit. Pour les échantillons plus dopés (5 à 8), la magnétorésistance devient plus faible quand la concentration d'impuretés augmente. Tant l'effet transverse que longitudinal sont cependant positifs et non nuls. Ceci est en totale contradiction avec les prévisions du modèle classique pour un matériau dégénéré, qui prévoit (voir chapitre I) des magnétorésistances tant transverse que longitudinale nulles. Il est clair, du fait de leurs concentrations d'impuretés, que la trasition de Mott a eu lieu pour les échantillons 7 et 8, et que dans ce cas la bande d'impuretés recouvre la bande de conduction. Nous sommes donc bien, dans ces cas, en présence d'un matériau dégénéré. Une possible interprétation de l'effet anormal observé est l'existence d'une queue de bande à états localisés dont les effets possibles sur la magnétorésistance sont encore peu connus. L'existence de cette queue de bande est soutenue par la présence d'excitation de faible énergie à la bande de conduction, comme montré au chapitre II (Table II.2), le modèle classique pour un matériau dégénéré n'en tenant pas compte.

La Fig.III.4 montre la magnétorésistance en fonction de l'angle pour tous les échantillons à 295 K. On constate tout d'abord une diminution de la magnétorésistance d'un ordre de grandeur environ par rapport au cas précédent. Pour les échantillons 1 à 4, suffisamment purs, ceci est consistant avec le modèle classique, donnant une magnétorésistance tant transverse que longitudinale nulle à haute température. Ceci

- 81 -

est presque exact pour l'effet longitudinal, et devrait aussi l'être à plus haut T pour l'effet transverse. Pour les échantillons dégénérés, on est de même très près des prévisions classiques. Ceci s'explique sur la base de l'existence de queues de bandes par le fait qu'à haut T les états étendus contiennent un grand nombre d'électrons, et qu'ils dominent de façon plus nette la conduction.

Nous avons essayé d'ajuster plusieurs équations à nos courbes experimentales. La plus satisfaisante, c'est à dire celle pour laquelle l'erreur d'ajustement était la plus faible, s'est avéré être l'équation III.6. Les paramètres présentés en Table III.1 ont été obtenus par la technique non linéaire d'ajustement présentée en Annexe **B**.

Les tendances suivantes sont à souligner quand la température varie:

Pour un même échantillon, le coefficient a augmente avec la température, atteint un maximum à 77 K puis diminue pour tendre vers 0. Quant au coefficient b, il atteint un maximum à 4.2 K pour l'échantillon 1. Pour les échantillons 3 et 4, ce maximum est atteint à 77 K. Enfin, pour les couches minces les moins pures, c'est à dire 5 à 8, et pour l'échantillon 2, b augmente continuellement avec T. Le comportement de l'échantillon 2 peut être attribuable à sa compensation plus faible que celle des échantillons 1 à 3. Pour les échantillons les plus dopés (5 à 8), un minimum est observé aux plus basses températures. Ce minimum devient négatif et augmente en valeur absolue quand la pureté diminue, sauf pour l'échantillon 8, plus compensé.

- 82 -

COEFFICIENTS DE L'EQUATION FOUR LA MAGNETORESISTANCE **EN** FONCTION DE L'ANGLE

	Т	a	Ь
1)	1.4 K	-8.301823 10-2	.1405652
	4.2 K	-2.121073 10-3	1.5540810
	77.0 K	.2408246	.8671669
	295.0 K	2.162978 10-2	.7690692
2)	1.4 К	-1.078087 10-1	.06532905
	4.2 К	7.391413 10-3	.2110835
	77.0 К	.2268796	.9327549
	295.0 К	3.156093 10-2	.9472697
3)	1.4 K	-1.147400 10-1	.1102048
	4.2 K	-2.484331 10-2	.1631718
	77.0 K	.2456109	.9500412
	295.0 K	2.111538 10-2	.8956698
4)	1.4 K	-1.935851 10-1	.1283110
	4.2 K	-5.699820 10-2	.2121941
	77.0 K	.2263346	1.0127810
	295.0 K	1.678369 10-2	.9191019
5)	1.4 К	-1.608603 10-1	.02376474
	4.2 К	-6.439298 10-2	.01600541
	77.0 К	.1348924	.2953622
	295.0 К	1.159446 10-2	.3174273
6)	1.4 К	-1.101609 10-1	01335049
	4.2 К	-6.503842 10-2	01600349
	77.0 К	.08745012	.2200734
	295.0 К	5.880847 10-3	.5334599
7)	1.4 К	-6.383902 10-2	02984467
	4.2 К	-4.819716 10-2	0414566
	77.0 К	.03905473	.3590001
	295.0 К	6.732660 10-3	.8186111
8)	1.4 К	-6.941260 10-2	0172926
	4.2 К	-5.227006 10-2	02439278
	77.0 К	.03869778	.2113175
	295.0 К	3.687821 10-3	.4848535

• · • • • •

TABLE III.1

III.2 MAGNETORESISTANCE EN FONCTION DU CHAMF -- PRESENTATION ET ANALYSE DES RESULTATS

Les figures III.5 à III.12 présentent, pour les différents échantillons, à quatre températures, les variations de la magnétorésistance transverse et longitudinale en fonction du champ magnétique appliqué. Pour les échantillons les plus purs et aux basses températures, on remarque qu'un minimum apparaît pour une valeur particulière du champ. Ce minimum tend à disparaître quand la concentration de donneurs augmente, et, pour les couches minces les moins pures, la magnétorésistance tend vers une valeur de saturation.

Comme précédemment, la magnétorésistance est plus faible à 295 K qu'à 77 K. Les grandes variations de l'effet longitudinal avec le champ magnétique appliqué obtenues à 77 K pour les échantillons 5 et 6 sont en contradiction avec le modèle classique, qui prévoit une magnétorésistance longitudinale nulle. Notons que pour l'échantillon 5, comme vu au chapitre II, une contribution métallique faible, mais non négligeable, à la conduction est obtenue. Pour l'échantillon 6, qui est très proche de la transition métal-semiconducteur, mais du côté métallique, la composante métallique est plus importante. Ces deux échantillons se trouvent dans une zone de transition.

Les meilleurs résultats, pour ajuster nos courbes experimentales, ont été obtenus avec les équations III.4 et III.5. Les coefficients a, b, c, d et e correspondant aux magnétorésistances transverse et longitudinale sont

- 84 -





- **8**6 -





88_









présentés en Table III.2 et III.3 respectivement. Ils ont été obtenus en essayant l'une ou l'autre des deux équations de façon à minimiser l'erreur d'ajustement à nos courbes expérimentales. Les tendances suivantes peuvent être soulignées:

- Pour la magnétorésistance transverse (table III.2), et pour tous les échantillons **de 1 à 6**, le coefficient a augmente d'abord avec T à partir d'une valeur quasi nulle, atteint un maximum puis diminue pour tendre à nouveau vers 0 à 295 K. L'effet correspondant, rappelons le, est lié à la composante normale de magnétorésistance, qui varie en aB². Comme a suit grossiérement les variations de la mobilité, il est normal que ce maximum soit observé aux températures intermédiaires. D'autre part, les valeurs de a obtenues à 77 K pour les divers échantillons sont remarquablement constantes jusqu'à l'échantillon 6. On passe ensuite brusquement à une valeur quasi nulle pour les échantillons 7 et 8. Ce changement de tendance se produit encore une fois au voisinage de la transition de Mott.

- Four le coefficient b, correspondant à la composante anormale de la magnétorésistance en fonction du champ, deux comportements, dépendants de la concentration d'impuretés et de la température, sont à distinguer. Four les échantillons les plus purs (1 à 4), b, qui est négatif, présente un maximum à basse température, puis atteint un minimum à température intermédiaire pour augmenter à nouveau. Four les échantillons 5 à 8, plus dopés, le maximum à basse température disparaît. Four les échantillons 7 et 8, b

-93_

COEFFICIENTS DES EQUATIONS POUR LA MAGNETORESISTANCE **EN** FONCTION DU CHAMP MAGNETIQUE

TRANSVERSE

	a (kg-2)	b (k G ^{- د})	C	d	∈(kG ⁻¹)
1) 1.4 K 4.2 K 77.0 K 295.0 K	2.7 10-3 7.1 10-3 .9999 7.0 10-3	-4.5 10-2 -1.3 10-2 -0.9965 -6.7 10-3	.8845 1.7383 2.0006 2.0070		
2) 1.4 K 4.2 K 77.0 K 295.0 K	7.7 10-3 7.6 10-3 .9999 6.9 10-3	-2.3 10-2 -1.6 10-2 -0.9954 -6.6 10-3	1.5755 1.6836 2.0011 2.0068		
3) 1.4 K 4.2 K 77.0 K 295.0 K	7.1 10-3 7.1 10-3 .9999 7.0 10-3	-1.9 10-2 -1.3 10-2 -0.9963 -6.7 10-3	1.6268 1.7543 2.0008 2.0043		
4) 1.4 K 4.2 K 77.0 K 295.0 K	7.2 10-3 7.1 10-3 .9999 7.1 10-3	-2.5 10-2 -1.1 10-2 -0.9938 -7.0 10-3	1.5710 1.8282 2.0017 1.9978		
5) 1.4 K 4.2 K 77.0 K 295.0 K	6.7 10-3 6.7 10-3 .9999 7.1 10-3	-9.5 10-3 -1.2 10-2 -0.9956 -7.0 10-3	1.8801 1.7953 2.0013 1.9980		
6) 1.4 К 4.2 К 77.0 К 295.0 К	 .9999 7.1 10-3	 -0.9980 -7.0 10-3	2.0004 1.9981	-0.125 -0.085 	0.1487 0.1030
7) 1.4 K 4.2 K 77.0 K 295.0 K	 1.2 10-3 7.1 10-3	 -3.6 10-4 -7.0 10-3	 2.3504 1.9991	-0.064 -0.043 	0.2358 0.3105
8) 1.4 K 4.2 K 77.0 K 295.0 K	1.3 10-3 7.1 10-3	 -4.8 10-4 -7.0 10-3	 2.2471 1.9993	-0.090 -0.090 	0.1616 0.1027

. . .

·. •. . .

TABLE III.2

-94-

diminu entre 77 et 295 K. Ceci montre que la composante anormale de la magnétorésistance est négative dans tous les cas, et distingue les quatre premiers échantillons des autres à bas T. Or, il a été montré au chapitre précédent que ces échantillons sont alors soumis au régime de conduction par sauts de portée variable. Ceci soutient l'idée que l'effet de magnétorésistance correspondant est d'une nature différente de celui observé pour les échantillons plus dopés. L'échantillon 4 semble être un cas limite. La diminution de b obtenue pour les échantillon 7 et 8 correspond une fois encore à des cas pour lesquels la transition de Mott est clairement franchie. Les valeurs de b obtenues à 77 K sont un autre élement distinctif. En effet, b est remarquablement constant jusqu'à l'échantillon 6 puis passe ensuite brusquement à une valeur quasi nulle pour les échantillons 7 et 8.

- Les valeurs de la puissance c soutiennent encore ce changement de tendance. En effet, c devrait augmenter avec T pour ensuite atteindre une valeur de saturation égale à 2, prévue par les théories classiques². Ceci s'observe sauf pour les deux dernières couches minces, où des valeurs nettement supérieures à 2 sont obtenues à 77 K.

Pour la magnétorésistance longitudinale, les paramètres résultant des ajustements des Eq.III.4 et III.5 sont portés en Table III.3. Dans tous les cas sauf à basse température, les effets observés sont faibles par rapport à la configuration transverse. Ceci était prévisible pour la composante normale de la magnétorésistance, qui selon le

- 95_

COEFFICIENTS DES EQUATIONS POUR LA MAGNETORESISTANCE EN FONCTION DU CHAMP MAGNETIQUE

:]

·. ·. ..

·. · ·

LONGITUDINALE

	a (kG-2)	b (kG-5)	C	e	e (kG ⁻¹)
1) 1.4 K 4.2 K 77.0 K 295.0 K	2.91 10-3 7.28 10-3 7.22 10-3 7.04 10-3	-8.35 10-2 -1.39 10-2 -7.05 10-3 -7.00 10-3	.6406 1.7338 1.9964 1.9993		
2) 1.4 Ř 4.2 K 77.0 K 295.0 K	7.07 10-3 6.86 10-3 6.85 10-3 6.94 10-3	-2.13 10-2 -1.14 10-2 -6.56 10-3 -6.90 10-3	1.5816 1.7744 2.0106 2.0011		
3) 1.4 K 4.2 K 77.0 K 295.0 K	6.33 10-3 7.09 10-3 7.07 10-3 7.02 10-3	-1.96 10-2 -1.16 10-2 -7.01 10-3 -7.00 10-3	1.5849 1.7964 1.9988 1.9997		
4) 1.4 K 4.2 K 77.0 K 295.0 K	 6.87 10-2 6.99 10-3 6.98 10-3	-1.17 10-2 -6.88 10-3 -6.90 10-3	 1.7973 2.0026 2.0002	175	.1735
5) 1.4 K 4.2 K 77.0 K 295.0 K	 6.87 10-3 .99999 .99999	 -1.22 10-2 -0.99851 -0.99989	 1.7891 2.0002 2.0000	167 	.1730
6) 1.4 К 4.2 К 77.0 К 295.0 К	 - 99999 - 99999	 -0.99862 -0.99995	 2.0003 2.0000	125 087 	.1495 .1000
7) 1.4 K 4.2 K 77.0 K 295.0 K	 • 77777 • 77777	 -0.99981 -0.99998	 2.0004 2.0000	072 061 	.1805 .1394
8) 1.4 K 4.2 K 77.0 K 295.0 K	 . 77977 . 97977	 -0.99945 -0.99996	 2.0001 2.0000	080 062 	.1582 .1425

TABLE III.3

modèle classique est nulle. Du fait des faibles valeurs observées, les résultats des ajustements ne paraissent pas très significatifs. Les effets à basse température pour les échantillons les plus purs sont très proches de ceux observés dans la configuration transverse. Ceci soutient encore l'idée d'un mécanisme particulier de magnétorésistance en régime de conduction par sauts, l'effet étant approximativement isotrope.

Les coefficients d et e, correspondant à l'Eq.III.5, ont été obtenus quand l'Eq.III.4 ne s'est pas avérée satisfaisante.

-- CONCLUSION

۰.

Aux basses températures, où la magnétorésistance est négative, un minimum des courbes de magnétorésistance en fonction du champ magnétique est observé pour les échantillons les plus purs. Ce minimum devrait théoriquement disparaître quand la concentration de donneurs augmente²⁴. Ceci est effectivement observé à partir de la couche mince 4 à 1.4 K. De plus, la magnétorésistance négative devrait, pour une très basse température donnée, augmenter puis décroître en valeur absolue quand la concentration de donneurs augmente^{24,40,41}. Ceci a aussi été clairement observé. D'autre part, les effets de magnétorésistance négative sont réduits quand la température augmente.

Quand la concentration de donneurs augmente, à basse température, le minimum de la magnétorésistance négative est repoussé vers de plus hautes valeurs du champ magnétique, du fait d'une contribution anormale croissante en importance.

- 97

D'autre part, la valeur de B où la magnétorésistance change de signe augmente avec $N_D^{24,27,40,41}$. Finalement, la compensation paraît avoir un effet non trivial sur les résultats.

III.3 MAGNETORESISTANCE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE -- PRESENTATION ET ANALYSE DES RESULTATS

Les figures III.13 et III.14 présentent les variations, pour les divers échantillons, de la magnétorésistance transverse en fonction de la température de 1.4 K à 300 K. La courbe de la couche mince 3 n'est pas présentée, l'échantillon s'étant brisé du fait d'un choc thermique. Lorsque la température augmente, la magnétorésistance, qui à très basse température est négative, devient positive, atteint un maximum pour tendre ensuite vers 0. A plus haute température, le maximum observé pour la magnétorésistance transverse correspond au comportement classique basé sur l'approximation du temps de relaxation.

Les figures III.15 et III.16 présentent, respectivement, les courbes des magnétorésistances transverse et longitudinale, pour les échantillons les plus purs, dans la gamme de températures où elles sont négatives.

La Table III.4 donne la température Tot correspondant à la valeur où la magnétorésistance transverse change de signe. Max(t) est le maximum de la magnétorésistance transverse atteint à la température Tit.

Les résultats présentés en Table III.4 montrent les comportements suivants:

- 98




- 100-

 \bigcirc







ECHANTILLON	Tot (K)	T1t(K)	Max(t)(10-4)	
1	3.5	52.3	2.62	
2	4.8	49.6	2.67	
3	7.9	36.2		
4	6.9	53.1	3.29	
5	11.9	60.0	1.75	
6	16.2	65.0	1.16	
7	7 26.9		. 46	
8 24.8		68.1	. 58	

.

۰.

:

· · · ·

TABLE III.4

COEFFICIENTS DE L'EQUATION POUR LA MAGNETORESISTANCE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

TRANSVERSE			LONGITUDINALE			
	(Ohm-1 cm-1)	Тан (К)	Ű.	(Ohm ⁻¹ cm ⁻¹)	т бі (К)	51
1	1.84	1599	.2338	1.47	933.7	.2469
2	3.40	889	.2459	3.84	1121.1	.2414
3	1.96	289	.2468	1.63	131.1	.2847
4	1.54	120	.2849	1.85	158.0	.2828

TABLE III.5

— Tot augmente avec la concentration de donneurs. L'échantillon 4, qui est moins compensé que l'échantillon 3, et l'échantillon 8 qui est plus compensé que la couche 7, sont des exceptions attribuées à la compensation.

- De plus, quand la concentration de donneurs augmente, Tit passe par un minimum qui apparaît pour une concentration de donneurs proche de celle de l'échantillon 4. Ceci indique une possible transition, pouvant correspondre à l'apparition d'états étendus dans la bande d'états localisés. A plus haute concentration de donneurs, un maximum de Tit s'observe à une concentration de donneurs proche de celle de la couche mince 6. Ceci indique encore une fois un changement de comportement au voisinage de la transition de Mott. La compensation paraît jouer un rôle, sur les valeurs de Tit, à plus haut dopage. Pour préciser les variations constatées de cette température aux plus hautes concentrations de donneurs, l'analyse d'autres échantillons de concentrations comprises entre celles des couches 6 et 8 paraît impérative.

- Avec l'augmentation du dopage, Max(t) passe par un minimum à une valeur de la concentration de donneurs proche de celle de la couche mince 4. Ceci indique encore une fois une possible transition pouvant correspondre à l'apparition d'états étendus dans la bande d'états localisés.

Aux plus basses températures, où la magnétorésistance est négative (fig III.15 à III.18), nous avons ajusté l'équation III.7 aux courbes expérimentales des échantillons 1 à 4. En Table III.5 sont portés **G't**, To't et st,

- 104_



- 105-



- 106 -

correspondant aux valeurs des coefficients de l'équation III.7 dans la configuration transverse. **G**'l, To'l et sl correspondent à la configuration longitudinale. L'équation utilisée décrit de façon satisfaisante les variations de la magnétorésistance négative avec la température pour les couches minces les plus pures.

L'analyse des coefficients obtenus pour les équations I.45 et III.7 appelle les remarques suivantes:

- To't suit les variations générales de To (table II.2). En effet, To't diminue quand la concentration de donneurs augmente.

- La Fig.III.19 montre les variations, en fonction de la concentration de donneurs, des rapports σ o'/ σ o, To'/To et s/.25, respectivement pour les configurations transverse et longitudinale. Les valeurs des coefficients σ' , To' et s de l'equation III.7 sont presentées en Table III.5 , les autres ayant été calculés au chapitre II (Table II.2). On constate que le champ magnétique induit à la fois une diminution de 🕠 et To. La diminution de 🕠 résulte en une conductivité moindre. Par contre, la diminution de To, qui est en argument d'une exponentielle, induit une augmentation de la conductivité. Comme la magnétorésistance observée est negative, il apparaît donc que la variation de To sous l'effet du champ est dominante. Le détail du calcul de Mott présenté en annexe 🗚 montre que To est proportionnel à W R³ et que $\mathbf{J}_{\mathbf{0}}$ varie en 1/(W R). W et R sont ici respectivement l'énergie moyenne de saut et la distance correspondante.

_ 107_



- 108_

Les coefficients $\mathbf{0}$ et To sont tous deux proportionnels à 1/W. La diminution de To provoquée par l'application du champ magnétique l'emportant sur celle de $\mathbf{0}$, on déduit que le champ provoque une augmentation de la distance moyenne de saut. En effet, R étant petit devant 1, son augmentation provoque d'une part une diminution de $\mathbf{0}_{\mathbf{0}}$ (qui varie en 1/R), et d'autre part une diminution de To relativement plus importante (To varie en R³).

III.4 CONCLUSION

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons étudié la magnétorésistance en fonction de l'angle 🖍 défini par les directions du champ magnétique et du courant traversant l'échantillon, pour une induction magnétique fixe. Nous avons ensuite présenté les variations de la magnétorésistance en fonction du champ magnétique aux diverses températures. Dans une troisième partie, nous avons étudié la magnétorésistance en fonction de la température en maintenant l'induction magnétique constante.

L'étude de la magnétorésistance en fonction de l'angle a montré qu'aux plus basses températures l'effet transverse est supérieur à l'effet longitudinal pour des concentrations de donneurs approximativement comprises entre 6. 10¹⁵cm⁻³ et 1.5 10¹⁶cm⁻³, alors qu'au dessus de 4 10¹⁶cm⁻³ environ, le contraire est obtenu. Ce changement de comportement semble correspondre à la traversée de la transition de Mott, qui est à attendre dans cette gamme de concentrations. Ceci est en effet consistant avec la valeur critique de la concentration électronique déduite du critère

- 109_

de Mott qui donne pour l'AsGa, sur la base d'un modèle hydrogenoide, une valeur de 1.6 10¹⁴cm⁻³.

A la température de l'azote liquide, la variation de a, préfacteur de la composante normale en B² de la magnétorésistance, est présentée en Fig.20 en fonction de la concentration de donneurs. Cette courbe montre aussi une brusque variation pour une concentration de donneurs comprise entre environ 1.5 10¹⁶cm⁻³ et 4 10¹⁶cm⁻³. En effet, a, qui reste constant et égal à 1 jusqu'à une concentration de donneurs de l'ordre de 1.5 10¹⁶cm⁻³, passe à une valeur quasiment nulle pour les échantillons plus dopés.

Les valeurs de b obtenues aux différentes températures sont portées en Fig.III.21 pour un échantillon significatif des comportements commentés plus bas. Ce coefficient représente le préfacteur de la composante négative, proportionnelle à B^c, de la magnétorésistance en fonction de l'induction magnétique. Trois gammes de concentrations de donneurs sont alors à distinguer.

- Dans la première gamme, approximativement comprise entre 6 10¹⁵cm⁻³ et 1 10¹⁶cm⁻³, le maximum de b obtenu à bas T (Fig.III.21a) est une caractéristique distinctive des échantillons montrant une conduction par sauts de portée variable. En effet, ce maximum disparaît pour les autres couches minces (Fig.III.21b et Fig.III.21c). Ceci indique que l'effet de magnétorésistance observé dans cette gamme de concentrations, où la bande d'impuretés est à états totalement localisés, est de nature différente de celle des couches plus dopées. Bien que des expressions empiriques

_ 110_



C

•

•





Fig. III. 21 b

(Lh

1

(T)

Ż

(K))

6

(-b) (Lh (kG^{-g})) N b

ہ ہ ا ا

Lh



décrivent correctement les résultats obtenus, il n'existe pas de modèle décrivant la magnétorésistance dans ce régime.

- Pour des concentrations de donneurs supérieures à 4 10¹⁶cm⁻³, une diminution de b est obtenue aux plus hautes températures (Fig.III.21c). Dans ce cas, la bande d'impuretés est bien entrée dans la bande de conduction. Les échantillons se trouvant dans cette gamme de concentrations de donneurs sont dégénérés. Aux basses températures, la bande d'impuretés est métallique, et l'effet de magnétorésistance observé s'explique de façon acceptable par un modèle de spins localisés.

۰.

- Une gamme de transition semble apparaître entre le régime de conduction par sauts et le régime métallique. Elle correspond à des concentrations de donneurs comprises entre environ 1 10¹⁴cm⁻³ et 2 10¹⁴cm⁻³. La bande d'impuretés à états localisés pourrait alors contenir des états étendus. Pour cette gamme de concentrations, ni le maximum de b obtenu à bas T dans le premier régime, ni la diminution de b obtenue à haut T pour le régime métallique, ne se manifestent, comme l'indique la Fig.III.21b.

La Fig.III.22 montre les variations du coefficient b avec la concentration de donneurs à 77 K. La courbe montre clairement une variation brusque à une concentration de donneurs proche de la valeur critique déduite du critère de Fritzsche. Si on se refère au critère de Mott, la transition métal-isolant est également franchie pour les échantillons correspondants. En effet, b est resté égal à -1 pour des concentrations de donneurs inférieures à 1.5 10¹⁴cm⁻³, des

113

valeurs pratiquement nulles étant par la suite obtenues pour les échantillons plus dopés.

Il est d'autre part à noter que, dans le régime de conduction par sauts de portée variable et dans la gamme de concentrations d'impuretés étudiée, à basse température, la valeur absolue de la magnétorésistance (négative) augmente avec la concentration de donneurs. De plus, To, qui est la température d'excitation dans la loi de Mott, diminue quand le dopage augmente. Ceci nous permet de conclure qu'en régime de conduction par sauts, la magnétorésistance est d'autant plus négative que la température d'excitation des électrons est plus faible.

Nous avons donc distingué d'une part, une gamme de concentrations d'impuretés pour laquelle la conduction à basse température est assurée par des sauts de portée variable, et d'autre part, une gamme pour laquelle la conduction est dominée par des états métalliques. Une gamme de transition s'est dessiné entre les deux gammes précédentes, pouvant signifier l'apparition d'états étendus dans les états localisés et correspondre à un régime de localisation faible. L'effet de magnétorésistance, dans chacune des gammes précédentes, se distingue de celui des deux autres.

- 114-



•





























CONCLUSION

- 115_

Nous avons étudié les phénoménes de transport et les propriétés magnétiques de huit couches minces d'AsGa couvrant une gamme de concentrations d'impuretés traversant la transition de Mott. Les échantillons, non volontairement dopés, ont été obtenus par épitaxie en phase vapeur á base de composés organo-métalliques⁴². La mobilité, pour les échantillons les plus purs, est proportionnelle á T^{3/2} entre 20 et 60 K, puis elle dévie graduellement de ce comportement quand la pureté diminue⁴³. Ceci nous a pérmis de détérminer les concentrations d'accepteurs et de donneurs de façon consistante avec le nombre de porteurs libres prèsents à la température ambiante. Une constante de Hall caractéristique de la conduction á deux bandes est obsérvée dans tous les cas, et est d'autant plus significative que le dopage augmente. La nature de cet effet est précisée par une étude de la conductivité à très basse température. Four les échantillons à faible concentration d'impuretés, le mécanisme de conduction par sauts de portée variable décrit par Mott¹² a été clairement mis en évidence. Nos résultats soutiennent en effet un comportement en exp[-(To/T) 1/4], observé à plusieurs reprises dans divers matériaux dont l'AsGa**.**.**. Ceci indique que les intéractions coulombiennes entre un électron et l'impureté qu'il laisse derrière lui jouent au mieux un rôle mineur dans la conduction. D'autre part, ceci contredit le modèle d'Efros et Shklovskii⁴⁰ qui prévoit une bande interdite de Coulomb dans la bande d'impuretés à états localisés.

Une composante métallique dans la conduction apparaît

116

puis augmente progressivement quand la concentration d'impuretés augmente. Cet effet est attribué à l'apparition d'états étendus dans la bande d'états localisés, et il apparaît simultanément avec des écarts à la loi en T^{3/2} pour la mobilité et de plus faibles valeurs de l'énergie d'excitation à la bande de conduction. Pour les plus hautes concentrations d'impuretés considérées, cette énergie d'excitation devient très faible et est indicative du recouvrement de la bande de conduction par la bande d'impuretés, et donc du franchissement de la **tronsition de Mott.**

Trois régimes de conduction distincts, caractérisés par des gammes de concentrations d'impuretés différentes^{23,49}, ont été mis en évidence par nos mesures de magnétorésistance à très basse température.

Pour les échantillons les plus purs, c'est à dire en régime de conduction par sauts de portée variable, nous avons montré que la température To d'excitation des porteurs diminue quand le dopage augmente, cet effet s'accompagnant d'une augmentation de la magnétorésistance négative. D'autre part, en analysant des mesures de magnétorésistance en fonction de la température, nous avons montré que l'application du champ magnétique conduit à une augmentation de la distance moyenne de saut et à une diminution de l'énergie d'excitation des porteurs. Finalement, ce régime de conduction a pu être distingué des autres par un comportement particulier avec la température de la l'induction magnétique.

Un régime intermédiaire, qui n'a pu être caractérisé avec suffisamment de précision faute d'échantillons dans la gamme de concentrations correspondante, a cependant été distingué sur la base du comportement de la composante anormale de la magnétorésistance. Ce régime correspond à une zone de transition où une composante métallique commence à se manifester dans la conduction. Il pourrait s'agir en fait du régime de localisation faible³², pour lequel des effets d'interférences quantiques sont à attendre, et pour lequel une étude plus poussée est désirable.

Finalement, un régime métallique a clairement été mis en évidence. Les résultats de magnétorésistance sont dans ce cas expliqués de façon acceptable par des variantes à la théorie proposée par Toyozawa^{22,23,26}, et basée sur l'existence de spins localisés alignés par le champ magnétique. Ce régime correspond à des situations où la transition de Mott a été franchie, mais où des queues de bandes à états localisés subsistent, comme l'indique la faible énergie d'excitation aux états étendus observée. D'autre part, des transitions observées dans divers paramètres physiques liés à la magnétorésistance ont été corrélées à la transition de Mott.

ANNEXE A

CONDUCTION FAR SAUTS DE FORTEE VARIABLE

Mott a considéré un ga**g** d'électrons dans un milieu désordonné. Il s'est intéressé à la conductivité quand le niveau de Fermi se trouve dans une gamme d'énergies à états localisés. La probabilité de saut par unité de temps d'un électron d'un état A, au dessous du niveau de Fermi, à un état B, au dessus, est alors donnée par le produit de trois facteurs:

1) le facteur de Boltzmann:

exp(-W/kT),

W étant la différence d'énergie entre les états A et B.

2) un facteur **J**ph dépendant du spectre des phonons.

3) un facteur dépendant du recouvrement des fonctions d'onde, de la forme $exp[-2 \prec R]$, où \prec est donné par:

 $A = (2mW_{o})^{1/2}/\hbar$

Wo étant le niveau d'énergie d'un électron de masse m, et R la distance de saut de l'électron.

Si la localisation est forte, le facteur $exp(-2 \propto R)$ décroft rapidement avec la distance, et un électron ne peut sauter qu'au plus proche voisin.

Le nombre d'électrons qui sautent à une distance R dans la direction du champ magnétique dépend des deux facteurs suivants:

 a) le nombre d'électrons par unité de volume dans une gamme d'énergies kT autour de Er donné par:

2 N(EF) kT A.1 où N(EF) représente la densité d'états à l'énergie EF. b) la différence entre la probalité de sauts dans une direction du champ appliqué et celle dans la direction opposée. Ces deux probabilités sont données par:

موم exp [−2∝ R − (W ± eRF)/kT] A.2 F étant le champ magnétique. La densité de courant est alors donnée par:

 $j = 2 e R kT N(E_F)$ $\gamma_{ph} e_{XP}(-2 \propto R - W/kT) sinh(eRF/kT) A.3$ Pour des champs faibles (eRF \ll kT), la conductivité s'écrit alors :

4**π**(R/a) ₹/3

De plus, l'électron doit sauter à l'état qui nécessite une énergie d'activation minimale. Cette énergie peut être obtenue de la façon suivante. Considérons deux états d'énergies A et B de part et d'autre de EF. Le nombre d'électrons d'énergie EF par unité d'énergie est donné par:

 $N(E_F) = \Delta N(E_A - E_B) / (E_A - E_B)$ A.5

oú ▲N(EA - Em) est le nombre d'électrons dans la gamme EA-Em.

Le nombre d'électrons n, à l'énergie E⊨ ≃ E≏ ≃E≊, est donné par:

$$n = \Delta N(E_A - E_B) (4/3) \pi R^3 \qquad A.6$$

L'énergie du niveau, sur lequel l'électron doit sauter, donnée par:

devient, en utilisant A.6, :

$$(E_{A}-E_{B}) / \Delta N(E_{A}-E_{B}) / (3/47 R^{3})$$
 A.8
ou encore, en utilisant A.5:

L'électron devant sauter à une distance infrieure à R, l'expression A.9 représente alors l'énergie d'activation minimale.

La distance moyenne de sauts est donnée par :

$$\overline{R} = (\int_{r}^{R} 3 dr) / (\int_{r}^{R} 2 dr) = 3R/4$$
 A.10

La probabilité d'un saut par unité de temps devient alors:

$$V_{\text{phexp}}$$
 (-2 κR - W/kT) A.11

En considérant que $\gamma_{\rm ph}$ varie peu avec R ou T, la probabilité maximale s'obtient de la façon suivante. En égalisant à O la dérivée de A.11 par rapport à R et en tenant compte des expressions A.9 et A.10, on obtient:

$$(3/2) \propto = 9/(4\pi R^4 N(E_F) kT)$$
. A.12

Ce qui donne pour la valeur maximale de R:

$$R = 3^{1/4}/[2\pi \alpha N(E_{\rm F})kT]^{1/4}$$
 A.13

En tenant compte de A.9, A.10 et A.13, l'expression A.11 devient:

avec:

$$B = Bo [\alpha'^{3} / k N(E_{F})]^{1/4}$$
 A.15

Bo étant égal à 2(3/2**7**)¹⁷⁴. En multipliant A.14 par e² N(E_F) R², la conductivité s'exprime alors par:

ν = e² N(E_F) R² γ hexp(-B/T^{1/4})

ce qui peut s'ecrire:

$$\mathbf{\mathbf{U}} = \mathbf{\mathbf{U}}_{\mathbf{0}} \exp\left(-\mathbf{B}/\mathbf{T}^{1/4}\right)$$
 A.16

_ 122 _

ANNEXE B

TECHNIQUE D'AJUSTEMENT

Soit un ensemble de p points définis par les couples $\mathbf{x}_r, \mathbf{y}_r$ avec $\mathbf{r} = 1, p$. Soit $F(\mathbf{x}, \mathbf{q})$ une fonction du vecteur $\mathbf{q}^* = (\mathbf{q}_{\mathbf{i}}, \mathbf{i} = 1, \mathbf{n})$ à ajuster aux p points expérimentaux précédents.

Le problème est la détermination du vecteur \vec{q} qui minimise :

$$X^{2} = \sum_{r=4}^{p} \left[y_{r-r} F(x_{r}, \vec{q}) \right]^{2}$$

ce qui donne, pour chaque q¿ :

$$\frac{\partial x^2}{\partial q_i} = -2 \sum_{r=1}^{F} \left[y_r - F(x_r, q) \right] \left(\frac{\partial F}{\partial q_i} \right)_{x=x_r} \qquad B.1$$

posons:

.

$$q_i = q_i^2 + bi$$

les q_i étant les solutions cherchées et les q $_{i}^{\circ}$ leurs estimations initiales.

 $F(x_r, \vec{q})$ peut être développée en série de Taylor au voisinage de q_{i}^{*} , et (B.1) devient alors :

$$\sum_{r=A}^{P} \left[y_r - F(x_r, q_0) - \sum_{j=A}^{n} h_j \left(\frac{\partial F}{\partial q_j} \right)_{x=x_r, q^2 = \overline{q_0}} \right] \left(\frac{\partial F}{\partial q_i} \right)_{x=x_r, \overline{q} = \overline{q_0}} = 0$$

ce qui s'écrit encore :

$$\sum_{n=1}^{F} \left\{ \left[y_{r} - F(x_{r}, \hat{q}_{0}) \right] \left(\frac{\partial F}{\partial q_{c}} \right)_{x \in x_{r}, \hat{q} = \hat{q}_{0}} - \sum_{d=1}^{n} A_{d} \left(\frac{\partial F}{\partial q_{c}} \right) \left(\frac{\partial F}{\partial q_{j}} \right)_{x \in x_{r}, q = \hat{q}_{0}} \right\} = 0$$

soit:

$$\sum_{r=1}^{r} \left[y_r - F(x_r, \overline{q}_0) \right] \left(\frac{\partial F}{\partial q_i} \right)_{x=x_r, \overline{q} \in \overline{q}_0} - \sum_{r=1}^{r} \sum_{j=1}^{n} \beta_j \left(\frac{\partial F}{\partial q_j} \right)_{x_r, \overline{q}_0} \left(\frac{\partial F}{\partial q_i} \right)_{x_r, \overline{q}_0} = 0 \qquad B.2$$

posons :

$$d_{i} = \sum_{r=1}^{p} \left[y_{r} - F(x_{r}, \overline{q}_{o}) \right] \left(\frac{\partial F}{\partial q_{i}} \right)_{x_{r}, \overline{q}_{o}} \qquad B.3$$

$$A_{ij} = \sum_{r=1}^{1} \left(\frac{\partial F}{\partial q_{i}} \right)_{xr, \vec{q}_{o}} \left(\frac{\partial F}{\partial q_{i}} \right)_{xr, \vec{q}_{o}} B.4$$

on a ainsi :

. .

•

ou, sous forme matricielle : $\vec{D} = A \vec{A}$

On peut alors définir le processus itératif suivant :

- calcul des éléments de matrice définis par B.3 et B.4 connaissant les χ_n les y_r , F(χ, \vec{q}), les dérivées partielles ($\partial F/\partial q_i \rangle_{\chi_r, q_0}$ et une estimation $\vec{q_r}$ des paramètres cherchés.

- résolution numérique du système B.5, d'ordre n, en h_{i} , par la méthode de Gauss.

- correction de l'estimation initiale $\vec{q_o}$.

 réitération du processus jusqu'à stabilisation à la précision désirée.

REFERENCES

1 J.D. Wiley, "Mobility of holes in III-V compounds", Transport phenomena, vol.10, Edited by R. Willarson and A. Beer (Academic press, New-York, 1975)

2 P. Kiréev, "La physique des semiconducteurs", (Editions Mir, Moscou, 1975)

3 H. Brooks, Phys. Rev. 83, 879 (1951)

4 L.M. Falicov et M. Cuevas, Phys. Rev. 164, 3 (1967) 5 D.L. Rode, "Low field electron transport", Transport phenomena, vol.10, Edited by R. Willarson and A. Beer (Academic press, New-York, 1975)

H. Ehrenreich, J. phys. Chem. Solids 2, 131 (1957) 6 7 H. Ehrenreich, J. phys. Chem. Solids 8, 130 (1959) H. Ehrenreich, J. phys. Chem. Solids 9, 129 (1959) 8 9 A.R. Hutson, J. Appl. Phys. 32, 10, 2287 (1961) 10 P.W. Anderson, Phys. Rev. 109, 1492 (1958) 11 E.N. Economou et M.H. Cohen, Phys. Rev.B 5, 2931 (1972) N.F. Mott, Philos. Mag. 6, 287 (1961) 12 13 H. Fritzsche, Pyilos. Mag. 42, 835 (1980) 14 J. Hubbard, Proc. Roy. Soc. (London) A277, 237 (1964) N.F. Mott et E.A. Davis, "Electronic processes in 15 non-crystalline materials", (Clarendon Press, Oxford, 1979) 16 N.F. Mott, J. Non-Cryst. Solids 1, 1 (1968); Philos. Mag. 19, 835, (1969)

17 A.L. Efros et B.I. Shulovskii, J. Phys. Soc. Jap., Suppl.A, 49, 359 (1980)

18 C.S. Hung et J.R. Gliessman, Phys. Rev. 79, 726 (1950)

_ 125_

19 H.Fribsche, "The metal non-metal transition in disordered systems", p. 193, Edited by L.R. Friedman and D.P. Tunstall (SUSSP publications, Edingburg, 1978) 20 N.F. Mott "The metal non-metal transition in disordered systems", p. 149, Edited by L.R. Friedman and D.P. Tunstall (SUSSP publications, Edingburg, 1978)

21 C.S. Hung, Phys. Rev. 79, 727 (1950)

22 T. Matsubara et Y. Toyozawa, Prog. Theo. Phys., vol. 26, No. 5, (1961)

23 Y. Toyozawa, J. Phys. Soc. Jap., vol. 17, No. 6 (1962)24 L. Halbo et R.J. Sladek, Phys. Rev., vol. 173, No. 3 (1968)

25 H. Roth, W.D. Staub, W. Bernard, et J.E. Mulhren Jr, Phys. Rev. Lett., vol. 11, 7, (1963)

26 Yu. V. Shmartsev., E.F. Shender et T. A. Polyanskaya, Fiz. Tech. Poluprov., 4, 2311, (1970)

27 G. Garyagdyev, D. V. Emel'yanenko, N. V. Zotova, T. S. Lagunova et D. N. Nasledov, Sov. Phys. Semicond., vol. 7, No. 4, (1973)

28 A. Kawabata, J. Phys. Soc. Jap., vol. 49, No. 2 (1980)
29 H. Fukuyama "electron-electron interactions in
disordered systems", Edited by A. L. Efros and M. Pollak, p.
158. (1985)

30 P. F. Newman and D. F. Holcomb, Phys. Rev. B, vol. 28, No. 2 (1983)

31 B. L. Altshuler, D. E. Khmel'nitskii, A. I. Larkin, and P. A. Lee, Phys. Rev. B, vol. 22, p. 5142 (1980) 32 P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, Reviews of Modern Physics, vol. 57, No. 2 (1985)

4 **-** - 4

Phys. Rev. Lett., vol. 46, p. 568, (1981)
34 W. Sasaki, J. Phys. Soc. Japan, vol. 20, 825, (1965)
35 Y. Furukawa, J. Phys. Soc. Japan, vol. 17, 630 (1962)
36 Y. Furukawa, J. Phys. Soc. Japan, vol. 18, 1374 (1963)
37 P. W. Chapman, O. N. Tufte, J. D. Zook, and D. Long, J.
Appl. Phys., vol. 34, 3291, (1963)
38 C. Yamanouchi, K. Mizuguchi, and W. Sasaki, J. Phys.
Soc. Japan, vol. 22, 859, (1967)
39 M. Balkanski and A. Geismar, Solid State Commun., vol.
4, 111, (1966)

T. F. Rosenbaum, K. Andres, G. A. Thomas, and P. A. Lee,

33

40 J. F. Woods et C. Y. Chen, Phys. Rev., vol. 135, No. 5A, (1964)

41 D.G. Andrianov, G.V. Lazareva, A.S. Savel'ev et V.I.
Fistul, Sov. Phys. semicond., vol. 9, No. 2, (1975)
42 D. Walsh, M. Benzaquen et J. Auclair, "Second international Conference on Metal-Organic Vapour Phase
Epitaxy" (University of Sheffield, Sheffield, 1984)
43 J. Auclair, D. Walsh et M. Benzaquen, "Second Canadian Semiconductor Technology Conference" (NRC, Ottawa, 1984)
44 F.R. Allen et C.J. Adkins, Philos. Mag. 26, 1027 (1972)
45 F.R. Allen, R.H. Wallis and C.J. Adkins, Proc. 5 Int.
Con. Amorphous liquid semiconductors, Edited by J. Stuke and
W. Brening, p.895 (Taylor and Francis, London, 1974)
46 M. Benzaquen et D. Walsh, Phys. Rev. B, vol. 30, No. 12 (1984)

47 M. Benzaquen, K. Mazuruk, D. Walsh et M. A. di FortePoisson, J. Phys. C:Solid State Phys. 18, p. 1007, (1985)
48 A.L. Efros et B.I. Shklovskii, J. Phys. C 8, 249(1975)

_ 127_

49 N.F. Mott et W.D. Twose, Advan. Phys. 10, 107 (1961)

· · · ,

- 128 -