Nº d'ordre : 1208





82 555



présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

# **DOCTEUR DE 3º CYCLE** Spécialité : PHYSIQUE DES MATERIAUX

par

WOJKIEWICZ Jean-Luc



# **EFFETS DE PRELOCALISATION ET DE** LOCALISATION DANS InP de TYPE n

Soutenue le 11 Octobre 1984 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :

Μ.	R.	FOURET	Président
Μ.	Н.	DUBOIS	Rapporteur
M.	Ρ.	AVERBUCH	Examinateur
M.	G.	AUBERT	Examinateur
M.	G.	BISKUPSKI	Examinateur

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne (LA 249) de l'Université des Sciences et Techniques de Lille dirigé par Monsieur le Professeur B. MACKE.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur le Professeur R. FOURET pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de présider le jury de cette thèse.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur H. DUBOIS qui a suivi ce travail avec un intérêt constant. Ses suggestions et ses critiques ont été précieuses dans l'interprétation des résultats expérimentaux.

Je remercie Monsieur le Professeur P. AVERBUCH pour l'intérêt qu'il a montré pour ce travail et sa présence dans le jury.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur le Professeur G. AUBERT, Directeur du Service National des Champs Intenses, pour sa présence dans le jury et pour l'accueil qui m'a été réservé dans son laboratoire.

Ma reconnaissance est acquise à Monsieur D. THOULOUZE, Directeur du Centre de Recherche sur les très basses températures, pour l'accueil qui m'a été réservé dans son laboratoire.

Je tiens à exprimer mes remerciements à Monsieur O. LABORDE et Monsieur A. BRIGGS, Chargés de Recherche au C.R.T.B.T., ainsi qu'à Monsieur G. REMEYNI pour leur collaboration.

Je remercie Monsieur G. BISKUPSKI pour son aide constante, ses conseils et ses nombreux encouragements.

Je remercie Monsieur J.P. SPRIET pour son amicale collaboration tout au long de ce travail.

Que Madame BOEREZ et Monsieur RAFFAUD trouvent ici l'expression de ma reconnaissance pour avoir bien voulu assurer la dactylographie et la reproduction des figures.

Je remercie également l'équipe de la polycopie qui a assuré l'impression de ce travail.

# Sommaire

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I - TRANSITION METAL-ISOLANT	4
I – 1 : Transition de Anderson	5
I.1.1 : Transition métal-isolant dans les semiconducteurs	
dopés et compensés	8
I.1.2 : Mise en évidence expérimentale	9
I.1.3 : Autre point de vue	10
I - 2 : Etude expérimentale de la résistivité du phosphure	
d'indium	12
I.2.1 : Techniques expérimentales	12
a) Préparation et caractérisation des échantillons	
b) Mesures de résistivités	
I.2.2 : "Classification" des échantillons	15
I.2.3 : Evolution de la résistivité en fonction de la	
température et du champ magnétique	18
a) InP 601	
b) InP 504	
c) InP 401	
d) InP 304	
CHAPITRE II - MECANISMES DE CONDUCTION DE PART ET D'AUTRE DE LA	
TRANSITION DE ANDERSON	24
II - 1 : Caractères métalliques d'un semiconducteur dopé	25
II.1.1 : La magnétorésistance négative	25
a) Modèle de Kawabata	
b) Comparaison entre les modèles théoriques et	
les résultats expérimentaux	
II 1 2 . Los accillations de Shuhpikov De Hang	30

II.1.3 : Les interactions électrons-électrons	33
a) Analyse de Kaveh et Mott	
b) Autre modèle et correction en présence de	
champ magnétique	
c) Parallèle entre la théorie et l'expérience	
- Calcul des corrections	
1) A champ magnétique nul	
2) En présence de champ magnétique	
II - 2 : Mécanismes de conduction dans un système d'états	
localisés	43
II.2.1 : Analyse de Mott et Davis	43
II.2.2 : Résultats expérimentaux	46
II.2.3 : Conduction par saut à distance variable à très	
basses températures	47
CONCLUSION	78
REFERENCES	80

•

۰.

.

•

•

# Introduction

La transition métal-isolant fait l'objet de nombreux travaux théoriques et expérimentaux. Deux modèles théoriques s'opposent plus particulièrement sur la nature continue ou discontinue de la transition. Le premier d'entre eux propose une transition discontinue avec l'existence d'une conductivité métallique minimale ( $\sigma_{\min}$ ). Cette dernière a été introduite par Mott en 1972. Elle marque la frontière entre un comportement métallique et un comportement isolant. De ce point de vue un isolant a une conductivité qui tend vers 0 quand la température tend vers OK tandis qu'un métal aura une conductivité supérieure ou égale à  $\sigma_{\min}$  avec une variation brutale vers 0 à T = OK. L'autre modèle nie l'existence de  $\sigma_{\min}$  et soutient la continuité de la transition. Dans ce cadre, les états localisés et délocalisés coexistent et un métal peut avoir une conductivité inférieure à  $\sigma_{\min}$ . Certaines expériences à ultra basses températures (quelques millikelvins) sur le phosphure de silicium vont dans ce sens.

Les études précédentes du laboratoire ont porté sur la transition métal-isolant dans les semi-conducteurs dopés et compensés tels que le phosphure d'indium ou l'antimoniure d'indium. Ces travaux appuient la théorie d'une transition discontinue et l'existence de  $\sigma_{\min}$ . Malheureusement, ils étaient limités à des températures supérieures à 1,5 K. Il était donc important d'étendre le domaine d'investigation vers les très basses températures.

Dans ce travail, nous avons étudié la résistivité d'échantillons de phosphure d'indium dopés n en fonction de la température et du champ magnétique.

L'utilisation de très basses températures (jusque 60 mK) et de champs magnétiques intenses (jusque 11 Teslas) a permis, dans certains échantillons, de mettre en évidence une transition de Anderson.

Le premier chapitre est consacré à l'étude de cette transition. Après avoir posé le problème de cette dernière, les résultats expérimentaux sont présentés et discutés. Les problèmes relatifs à l'existence d'une conductivité métallique minimale sont considérés.

- 2 -

Les mécanismes de conduction de part et d'autre de la transition sont l'objet du deuxième chapitre.

En premier lieu, les caractères métalliques des échantillons tels que la magnétorésistance négative, les oscillations Shubnikov De Haas et les interactions électrons-électrons sont analysés.

Ensuite, nous donnons une interprétation aux différents comportements de la résistivité du côté isolant de la transition.

# Chapitre 1

La transition métal-isolant

I - 1 : TRANSITION DE ANDERSON

En 1958, Anderson (I,1) publia un article intitulé : "Absence de diffusion dans certains réseaux désordonnés". Dans cet article, il étudie le mouvement d'un électron dans une bande de largeur B où la distribution de puits de potentiel est perturbée par l'introduction d'un potentiel aléatoire V tel que (figure I.1) :

(I.1)

 $-1/2 V_{0} < V < +1/2 V_{0}$ 



<u>FIGURE I.1</u> : Energie potentielle d'un électron dans le modèle de Anderson

- a) avant l'introduction du potentiel perturbateur
- b) après l'introduction du potentiel perturbateur

Si le rapport  $\frac{V_0}{B}$  est plus grand qu'une valeur critique  $\left(\frac{V_0}{B}\right)_{crit.}$ , les solutions de l'équation de Schrödinger sont localisées dans l'espace et ne sont plus les états étendus de Bloch. Un électron peut alors se déplacer en échangeant de l'énergie avec les phonons (conduction par saut activée thermiquement).

Selon Mott, si  $(\frac{V_0}{B})$  prend une valeur plus petite que la valeur critique, une énergie  $E_C$  doit séparer les états localisés et les états délocalisés :  $E_C$  est appelé front de mobilité (figure I.2)



<u>FIGURE I.2</u> : Densité d'états dans une bande partiellement localisée avec l'énergie de Fermi au-dessus et en dessous de E<sub>c</sub>. Les états localisés sont hachurés.

Si  $E_F > E_C$ , le système est métallique et la conductivité tend vers une valeur finie quand la température tend vers 0°K.

Si  $E_F < E_C$ , le système est isolant, la conductivité tend vers zéro quand T tend vers 0°K.

Si  $E_F$  et  $E_C$  peuvent être tels que la différence  $E_F - E_C$  change de signe, alors une transition métal-isolant se produit. Ce type de transition est appelé transition de Anderson. La position relative de  $E_F$  et  $E_C$  peut être changée de plusieurs façons :

a) en variant la concentration en impuretés dans un matériau

b) en appliquant des contraintes axiales

c) en appliquant des champs magnétiques

d) dans certains liquides en variant la température.

La transition de Anderson se produit quand  $\frac{V_o}{B}$  atteint une valeur critique, ce phénomène est très bien observé dans les matériaux à bandes étroites, c'est-à-dire B petit. C'est le cas pour les semiconducteurs dopéset compensés où B dépend de l'intégrale de recouvrement entre les fonctions d'ondes des donneurs voisins. Les états au niveau de Fermi sont localisés pour un faible recouvrement et délocalisés dans le cas contraire. En 1972, Mott (I.2) introduisit le concept de conductivité métallique minimale. C'est la valeur de la conductivité lorsque  $E_F$  est confondu avec  $E_C$ . Sa valeur a été obtenue à partir de la formule de Kubo-Greenwood pour la conductivité et en tenant compte du critère de Ioffe Regel selon lequel le libre parcours moyen ne peut pas être inférieur à la distance interatomique.

Sa valeur est donnée, quand  $E_F = E_C$ , par :

$$\sigma_{\min} = \text{cste} \left(\frac{e^2}{\hbar a}\right) \left(\Omega \text{ cm}\right)^{-1}$$
(1.2)

avec cste  $\cong$  0,03.

Quand  $E_F$  dépasse  $E_C$  dans la région des états localisés, la conductivité à T = 0°K tend de façon discontinue vers zéro.

Quand les électrons sont localisés, deux formes de conduction sont possibles :

a) par excitation des électrons au front de mobilité :

$$\sigma = \sigma_{\min} \exp - \left(\frac{E_{C} - E_{F}}{kT}\right)$$
(1.3)

b) par saut au plus proche voisin :

$$\sigma = \sigma_{o} \exp \left(-\frac{W}{kT}\right)$$
 (Miller Abraham 1960)

A basses températures une conduction par sauts à distance variable peut se produire :

$$\sigma = \sigma_{o} \exp\left(-\frac{A}{T^{1/4}}\right) \tag{I.4}$$

avec A = C  $\alpha^3/N(E_F)$  1/4

où  $\alpha$  est l'extention spatiale de la fonction d'onde et C un facteur numérique. Le facteur préexponentiel  $\sigma_0$  dépend des interactions électrons-phonons.

# I-1-1 : <u>Transition métal-isolant dans les semiconducteurs dopés</u> et compensés

Les semiconducteurs dopés et compensés constituent un très bon moyen d'investigation de la transition métal-isolant. En effet, les impuretés décrites par des modèles hydrogénoïdes donnent lieu à des niveaux dans la bande interdite. Ces niveaux forment une bande d'impuretés qui est étroite.

La valeur critique  $(\frac{V_0}{B})$  dépend de la distance moyenne entre les sites d'impuretés et de la valeur du rayon de Bohr effectif. Mott (I-3) a établi un critère qui permet de "classer" les échantillons en fonction de leur concentration.

Ce critère s'écrit :  
$$n_{C}^{1/3} a_{H} = 0,26 \pm 0,05$$
 (I.5)

n<sub>C</sub> est appelée concentration critique, elle sépare les échantillons métalliques et les échantillons isolants. En appelant d la distance moyenne entre donneurs et a<sub>H</sub> le rayon de Bohr effectif, on obtient :

$$\frac{d}{a_{\rm H}} \sim 2,5 \tag{I.6}$$

d est déterminée par le dopage initial du matériau tandis que a<sub>H</sub> peut être modifié par l'action d'un champ magnétique.

Un échantillon dont la concentration est telle que :

$$n^{1/3} a_{H} > 0,26$$

sera dit métallique, dans le cas contraire, il sera."classé" isolant.

L'application d'un champ magnétique permet donc, par la seule variation du paramètre  $d/a_{\rm H}$ , d'induire une transition métal-isolant dans un même matériau.

La modification du rapport  $d/a_H$  permet d'observer les différents mécanismes de conduction au sein de la bande d'impuretés. La classification suivante peut être faite :

1)  $\frac{d}{a_{H}} > 5$ : à basses températures une conduction par sauts a lieu 2)  $3 < \frac{d}{a_{H}} < 5$ : on observe à hautes températures une conduction avec une énergie d'activation  $\varepsilon_{1}$  et à basses températures, une conduction par excitation des électrons au front de mobilité ( $\varepsilon_{2}$ ) puis une conduction par sauts au plus proche voisin ( $\varepsilon_{3}$ ).

3) 2,5 <  $\frac{d}{a_{\rm H}}$  < 3 : les processus  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  sont mis en évidence ainsi qu'une conduction par sauts à distance variable (T<sup>-1/4</sup>) à basses températures.

4)  $\frac{d}{a_{H}}$  < 2,5 : la bande d'impuretés est le siège d'une conduction métallique.

# I-1-2 : Mise en évidence expérimentale

Les travaux précédents du laboratoire, sur des semiconducteurs massifs III V dopés et compensés tels que le phosphure d'indium (InP) ou l'antimoniure d'indium (InSb), ont mis en évidence les différents mécanismes de conduction et ont clairement montré que (I-4) : 1) la densité d'états était finie à toutes concentrations 2) une transition de Anderson se produit dans la bande d'impuretés transformant un système métallique en un système isolant quand

 $E_{F} = E_{C}$  (par variation de la concentration ou du champ magnétique).

3) quand  $E_F = E_C$ , on a  $\sigma = \sigma_{min}$ .

La figure I.4 schématise le passage d'un comportement métallique à un comportement isolant, par l'application d'un champ magnétique tel qu'il a pu être observé (I.4)



<u>FIGURE I.3</u> : Variation de la résistivité d'un semiconducteur dopé et compensé en fonction du champ magnétique et de la température.

La conductivité métallique minimale est déduite du point de convergence du réseau de courbes (I.3).

Les valeurs expérimentales ainsi trouvées sont très proches des valeurs théoriques et ceci pour des échantillons dont la concentration varie sur plusieurs ordres de grandeur. Ces résultats expérimentaux en excellent accord avec les modèles théoriques ont été obtenus pour des températures supérieures à 1,5 Kelvin.

I-1-3 : Autre point de vue

La nature discontinue de la transition et l'existence de la conductivité métallique minimale sont très discutées. En effet, Abrahams, Anderson, Licciardello et Ramakrishnan (AALR) (I-5) ont proposé un modèle où la conductivité tend continuement vers zéro quand  $E_F$  tend vers  $E_C$ . Si on considère un cube de côté L, la conductance est donnée par :

$$g(L,E) = (\frac{\hbar}{2}) L \sigma(L,E)$$

on peut alors définir une fonction  $\beta(g)$  telle que

$$\frac{d \log g}{d \log L} = \beta(g)$$

où  $\beta(g)$  ne dépend que de g. La fonction  $\beta$  tend vers 1 pour les grandes valeurs de g, vers  $-\infty$  pour les petites valeurs de g et vers zéro pour une valeur g<sub>C</sub>. Les petites valeurs de g correspondent aux états localisés et les grandes valeurs de g aux états métalliques.

Ce modèle montre qu'on peut trouver, à la transition, une fonction continue qui relie les états métalliques aux états localisés. L'argument contre l'existence d'une conductivité métallique minimale est qu'il n'y a pas de discontinuité quand  $E = E_C$ .

D'autre part, il n'y a pas de discontinuité lorsque  $L \rightarrow \infty$ . g(L,E) s'écrit :

$$|g(L,E) - g_C| = g_C f(L) \left| \frac{E - E_C}{E_C} \right|$$

ce qui montre que g(L,E) = g<sub>C</sub> quand E = E<sub>C</sub> pour toutes valeurs de L et donc  $\sigma(\alpha \frac{g_C}{L})$  tend vers zéro quand L  $\rightarrow \infty$ .

De nombreux résultats sont en accord avec ce modèle (I-6), (I-7). Citons par exemple les mesures de résistivités sur SiP (I-8) à très basses températures (quelques mK). Ces mesures ont porté sur des échantillons de différentes concentrations. Les auteurs concluent à une transition continue et à l'inexistance de  $\sigma_{\min}$  dans ce matériau. La figure (I.4) extraite de (I-8) indique la variation de la résistivité de SiP en fonction de la température à différentes concentrations. On remarque que les auteurs en extrapolant les courbes à T = 0°K obtiennent des valeurs de résistivités supérieures à  $1/\sigma_{\min}$  ce qui les conduit à affirmer la non existence de  $\sigma_{\min}$ .

## I - 2 : ETUDE EXPERIMENTALE DE LA RESISTIVITE SUR LE PHOSPHURE

### D'INDIUM

Nous avons donc deux modèles : l'un où la transition est discontinue avec l'existence d'une conductivité métallique minimale, l'autre où la transition est continue et où  $\sigma_{\min}$  n'existe pas. L'objet de ce paragraphe est d'étudier la transition de Anderson et de déterminer les éléments en faveur de l'un ou l'autre modèle.

Dans ce but, nous avons mesuré la résistivité  $\rho$  d'échantillons dopés et compensés de phosphure d'indium dans une gamme de température de 4,2 K à 0,06 K avec des champs magnétiques atteignant 11 Teslas. Ces conditions expérimentales nous ont permis, dans certains échantillons d'induire une transition de Anderson dans la bande d'impuretés et de définir les mécanismes de conduction de part et d'autre de la transition.

# I-2-1 : Techniques expérimentales

# a) Préparation et caractérisation des échantillons

Les échantillons ont la forme de parallélépipèdes de 8 x 1,8 x 1 millimètres cube. Afin d'obtenir une bonne reproductibilité des résultats, les échantillons sont polis mécaniquement et nettoyés chimiquement. Puis des fils de cuivre sont soudés à l'étain sur les contacts électriques préalablement déposés sous atmosphère neutre. Les concentrations en impuretés sont déterminées par mesures d'effet Hall à 300 K où tous les porteurs sont ionisés (I-4). Pour ce faire, un champ électrique est appliqué aux bornes de l'échantillon suivant l'axe x, le champ magnétique est appliqué suivant l'axe z et les tensions Hall sont mesurées perpendiculairement à ces 2 directions.

Si on appelle  $V_H$  la tension de Hall, d l'épaisseur de l'échantillon, I le courant qui polarise l'échantillon et B le champ magnétique la constante de Hall s'écrit :

$$R_{\rm H} = \frac{V_{\rm H} d}{I B}$$



FIGURE 1.5 : Orientation du courant et du champ magnétique

et la concentration en impuretés :

$$n = \frac{1}{\frac{R_{H}}{R_{H}}} e^{n = N_{D} - N_{A}}$$
où N\_{D} nombre de donneurs  
N\_{A} nombre d'accepteurs

Pour toutes mesures d'effet Hall, il est important d'éliminer tous les effets thermoélectriques et thermomagnétiques (I-9). La tension Hall est donc déterminée à partir de quatre mesures en inversant successivement le courant et le champ magnétique.

Une autre source d'erreurs est le désalignement des contacts de Hall. Pour palier à cet inconvénient, nous avons utilisé le dispositif suivant :



FIGURE I.6 : Dispositif de mesure de tensions Hall

Notons que ce dispositif est utilisable quand la résistance des échantillons étudiés est au moins 100 fois plus petite que les résistances  $R_1$  et  $R_2$ . C'est le cas des échantillons étudiés à 300°K et pour des champs magnétiques inférieurs à 1 Tesla.

Par cette méthode, nous avons déterminé la concentration des échantillons notés InP 601, InP 504, InP 401, InP 304. L'ensemble des valeurs est reporté dans le tableau (I,1).

Echantillon	Concentration (m <sup>-3</sup> )
InP 601	4,2 10 <sup>23</sup>
InP 504	1,24 10 <sup>23</sup>
InP 401	7,2 10 <sup>22</sup>
InP 304	4,8 10 <sup>22</sup>

#### TABLEAU I-1

La détermination du nombre de porteurs n'est pas toujours suffisante pour l'étude des mécanismes de conduction à basses températures. Il nous faut connaître la compensation et donc le nombre de donneurs. La mesure de celle-ci (K =  $\frac{N_A}{N_D}$ ) est difficile et peu précise. En général, on en donne une estimation et selon les cas, on dit qu'un échantillon est faiblement, moyennement ou fortement compensé. Des mesures de compensation ont été réalisées (I-4) à partir de l'étude de l'effet Hall et de la mobilité en utilisant la formule de Brooks et Hearing (I-10). Les valeurs obtenues pour nos échantillons sont de l'ordre de 0,5 ; ils sont donc moyennement compensés. D'autres méthodes sont actuellement développées au laboratoire afin de préciser ces valeurs.

#### b) <u>Mesure</u> de résistivité

Les mesures de résistivité ont été réalisées entre 4,2°K et 0,06°K dans un cryostat à dilution. Nous avons utilisé des bobines supraconductrices produisant des champs magnétiques de 0 à 11 Teslas. Comme le montre la figure (I.7), les mesures sont faites à partir d'un montage à 4 fils.

FIGURE I.7 : Montage à 4 fils

Les tensions ont été mesurées en utilisant une détection synchrone à basse fréquence. Cette méthode a l'avantage de dissiper des puissances négligeables dans l'échantillon ce qui est important aux très basses températures.

I-2-2 : "Classification" des échantillons

La figure (I.8) représente la variation de la résistivité en fonction de la température, à champ magnétique nul, pour l'ensemble des échantillons. On remarque que la résistivité  $\rho$  de InP 304 croît quand la température diminue, c'est une caractéristique d'un comportement isolant. Par contre, les autres échantillons ont une résistivité soit constante, soit légèrement décroissante ce qui est caractéristique d'un comportement métallique. Nous essayons maintenant de déterminer la concentration critique n<sub>C</sub> qui sera la limite entre ces deux comportements. En se reportant à la figure (I.8), on remarque que la transition a lieu pour un échantillon dont la concentration est comprise entre celle de InP 401 et celle de InP 304. C'est-à-dire que la concentration critique est comprise entre 4,8  $10^{22}$  m<sup>-3</sup> et 7,2  $10^{22}$  m<sup>-3</sup>. Comparons ces valeurs avec celles obtenues avec le critère de Mott :

$$n^{1/3}a_{\rm H} = 0,26 \pm 0,05$$

où n est la concentration en impuretés et  $a_H$  le rayon de Bohr effectif. A champ magnétique nul,  $a_H = a_o = 8410^{-10} \text{m}$ . En prenant les extrêmes, on obtient :

> - avec C = 0,31 ,  $n_{C1} = 5,02 \ 10^{22} \ m^{-3}$ - avec C = 0,21 ,  $n_{C2} = 1,56 \ 10^{22} \ m^{-3}$

En confrontant ces résultats avec les valeurs expérimentales, on en déduit que la concentration critique est comprise entre les deux valeurs suivantes :

4,8 
$$10^{22} < n_{\rm C} < 5,02 \ 10^{22} \ {\rm m}^{-3}$$

Si on suppose  $n_C \cong 5 \ 10^{22} \ m^{-3}$  la constante du critère de Mott est donnée par :

$$n_{\rm C}^{1/3} a_{\rm o} = 0,309$$

Le paramètre  $\frac{d}{a}$  peut être calculé à la transition, avec :

$$d = \left(\frac{3}{4\pi n_{\rm C}}\right)^{1/3} ; \frac{d}{a_{\rm o}} \sim 2$$

Nous pouvons donc conclure qu'à champ magnétique nul, lorsque  $\frac{d}{a} < 2$ , la bande d'impuretés est le siège d'une conduction métallique.

Quand le champ magnétique croît, l'échantillon InP 401 subit une transition de Anderson (figure I.11). Cette transition a lieu pour un champ de l'ordre de 7 Teslas.

Déterminons la constante du critère de Mott à cette valeur de champ. Le rayon de Bohr effectif s'écrit (I-11) :

$$a_{\rm H} = (a_{\perp}^2 a_{\prime\prime})^{1/3} = 54,65 \ 10^{-10} \ {\rm m}$$

soit avec  $n = 7,2 \ 10^{22} \ m^{-3}$ 

 $n^{1/3} a_{\rm H} = 0,22$ 

Dans ce cas, le rapport  $\frac{d}{a_{H}}$  vaut 2,7, donc à 7 Teslas, les échantil-lons dont  $\frac{d}{a_{H}}$  < 2,7 ont un comportement métallique. Les valeurs  $\frac{d}{a_{H}}$  sont résumées dans les tableaux (I-1) (I-2) pour B = 0 Tesla et B = 7,5 Teslas.

Echantillon	d/a <sub>o</sub>	Comportement
. 601	1	Métallique
504	1,48	Métallique
401	1,77	Métallique
304	2	Isolant

TABLEAU I-2 : Valeurs de 
$$\frac{d}{a_o}$$
 à B = 0 Tesla

Echantillon	d/a <sub>H</sub>	Comportement
601	1,54	Métallique
504	2,27	Métallique
401	2,72	Isolant
304	3,12	Isolant

<u>TABLEAU I-3</u> : Valeurs de  $\frac{d}{a_H}$  pour B = 7,5 Teslas

La constante du critère de Mott semble varier avec le champ magnétique, en effet, à champ magnétique nul on a C = 0,309 ; tandis qu'à 7 Teslas on a C = 0,22. L'hypothèse que l'on peut faire est la suivante : le critère de Mott est obtenu à partir du rapport  $\frac{B}{U}$  où B est la largeur de bande et U l'énergie de répulsion de Hubbard. U et B peuvent varier en fonction du champ magnétique : U dépend du rayon de Bohr effectif et B de l'intégrale de recouvrement (B = 2 Z I).

Cette variation de  $\frac{B}{U}$  entrainerait une variation de la constante du critère de Mott. Nous ne pouvons aller plus loin dans cette hypothèse, ne disposant pas de résultats expérimentaux assez nombreux pour cette étude. Il faut d'autre part remarquer qu'il existe une incertitude sur la détermination du rayon de Bohr. Celui-ci est déterminé à partir du Modèle de Yafet Keyes et Adams qui est un modèle hydrogénoïde.

# I-2-3 : <u>Evolution de la résistivité en fonction de la température</u> et du champ magnétique

Nous allons passer en revue les résultats obtenus pour les différents échantillons et nous en tirerons les éléments qui vont dans le sens de l'un ou l'autre modèle. Nous verrons que certains éléments corroborent les résultats antérieurs du laboratoire mais que d'autres introduisent un doute sur la nature de la transition.

a) <u>InP 601</u> (figure I.9)

La variation de la résistivité entre 0 et 11 Teslas est de l'ordre de 13% et cette dernière est constante en fonction de la température. Plusieurs oscillations Shubnikov De Haas ont lieu (figure II.4) et seront étudiées plus loin. La concentration de cet échantillon de 4,2 10<sup>23</sup> m<sup>-3</sup> est 10 fois supérieure à la concentration critique de Mott. Le niveau de Fermi est alors dans la bande de conduction et la résistivité est celle d'un système d'électrons libres dans une bande large. Cet échantillon sera exclu de l'étude de la transition de Anderson car il ne remplit pas les conditions d'observation de celleci.

## b) <u>InP 504</u>

La figure (I.10) montre que la résistivité reste constante en fonction de la température et met en évidence le caractère métallique de cet échantillon.

Les valeurs de résistivités sont toujours inférieures à  $1/\sigma_{\min}$ La conductivité métallique minimale est donnée par :

$$\sigma_{\min} = 0.03 \frac{e^2}{nd}$$

où d =  $\left(\frac{3}{4\pi n}\right)^{1/3}$  est la distance entre impuretés, avec n = 1,24  $10^{23} \text{m}^{-3}$ on trouve  $\sigma_{\min}$  = 4,9 ( $\Omega$  cm)<sup>-1</sup>.

Si on examine les phénomènes qui se produisent quand on augmente le champ magnétique, on distingue trois domaines (figure II.8) :

- A champ magnétique faible, une magnétorésistance négative dont l'amplitude diminue avec la température

- Pour un champ de 5,5 Teslas, une oscillation de la magnétorésistance

- A champ magnétique fort, la résistivité double.

# c) InP 401

C'est le seul échantillon qui subit une transition de Anderson dans le domaine de champ magnétique utilisé.

En ce qui concerne la variation de la résistivité en fonction de la température, nous avons choisi deux modes de représentation. Le premier est celui qui donne la résistivité en fonction de l'inverse de la température, le deuxième est celui qui montre la conductivité en fonction de la racine carrée de la température.  $-\rho = f(B)$  (figure II.5)

On distingue 3 zones :

- Pour des champs inférieurs à 2 Teslas, on observe une magnétorésistance négative dont l'amplitude diminue avec la température

- A 3,8 Teslas une oscillation se produit de la même façon que sur InP 504

- Pour des champs supérieurs à 7 Teslas, la résistivité augmente de 5 ordres de grandeur

-  $\rho = f(1/T)$  (figure I.11)

Les courbes de résistivité en fonction de l'inverse de la température montrent :

1) Pour des champs inférieurs à 7 Teslas, le système est métallique, c'est-à-dire que la résistivité dépend peu de la température et peut être extrapolée à une valeur finie à T = 0°K.

2) Quand le champ est supérieur à 7 Teslas, le système est isolant c'est-à-dire que la résistivité croît quand la température diminue et quand T tend vers 0°K,  $\rho \rightarrow$  infini.

En ce qui concerne la conductivité métallique minimale, Mott (1984, I.12) a suggéré qu'elle pouvait varier avec le champ magnétique, elle s'écrit :

$$\sigma_{\min} = 0.03 \frac{e^2}{\hbar L} \quad (\Omega \text{ cm})^{-1}$$

où L =  $\ell$  =  $\left(\frac{\hbar}{eB}\right)^{1/2}$  si  $\ell > d$  $\ell$  = d =  $\left(\frac{\hbar}{eB}\right)^{1/2}$  si  $\ell < d$ 

L est la longueur magnétique et d la distance entre impuretés. A 7 Teslas la distance d est supérieure à la longueur magnétique donc L = d

On trouve avec  $n = 7,2 \ 10^{22} \ m^{-3}$  $\sigma_{min} = 4,09 \ (\Omega \ cm)^{-1}$  Si on place la valeur de  $1/\sigma_{\min}$  sur les courbes (I.11), on voit que cette valeur marque la frontière entre les deux comportements cités plus haut ce qui correspond bien au modèle de Mott. Le critère de Mott peut être vérifié à la transition :

$$a_{\rm H}^{1/3} = 0,26 \pm 0,05$$

d'où, avec n = 7,2  $10^{22}$  m<sup>-3</sup> et  $a_{H} = (a_{\perp}^{2} a_{\parallel})^{1/3} = 54,65 10^{-10}$  m à 7 Teslas :  $n^{1/3}a_{H} = 0,22$ .

La valeur de la conductivité métallique minimale et celle du critère de Mott sont donc en très bon accord avec le modèle d'une transition métal-isolant discontinue où  $\sigma_{\min}$  existe. Nous allons voir maintenant que certains éléments amènent une interrogation sur la nature de la transition.

$$-\sigma = f(T^{1/2})$$

Sur les courbes (II.10) la conductivité a été représentée en fonction de la racine carrée de la température. Dans ce type de représentation, on ne remarque aucun changement de comportement de la conductibilité. D'autre part, si on extrapole les courbes à 0°K, des valeurs de conductivité inférieures à  $\sigma_{\min}$  sont trouvées. Dans ce cas, on conclut à une transition continue et à l'inexistence de  $\sigma_{\min}$ .

Les mesures de résistivité de Rosenbaum et coll (I-8) sur SiP vont dans le même sens.

Mott a critiqué les conclusions de ces auteurs en notant que, dans ce cas, les électrons ne sont pas dans une bande d'impuretés métalliques mais dans une bande de conduction. De ce fait, le front de mobilité se trouve toujours en dessous du niveau de Fermi et une transition de Anderson ne peut pas se produire.

# d) <u>InP 304</u>

Les courbes de résistivité en fonction de l'inverse de la température (figure I.12) sont caractéristiques d'un système isolant :

la résistivité croît quand la température diminue. D'autre part, une conduction par sauts à distance variable se produit, ce qui indique une conduction dans un système d'états localisés.

Cependant, un problème se pose quand on examine les courbes  $\rho = f(B)$  (figure II.9) de cet échantillon : une oscillation Shubnikov De Haas a lieu ce qui indiquerait qu'il y a encore des électrons libres. Ce fait va dans le sens du modèle de Abrahams et coll (I-5) où les états localisés et délocalisés peuvent coexister. Comme nous avons pu le constater, la grande majorité des résultats sont en très bon accord avec le modèle d'une transition discontinue où  $\sigma_{\min}$  existe. Cependant, certains faits, et particulièrement l'oscillation Shubnikov De Haas sur un échantillon "classé" isolant vont dans le sens d'une transition continue. Le tableau (I-4) récapitule les arguments en faveur de l'un ou l'autre modèle.

	Arguments pour le modèle de Mott		Arguments pour le modèle AALR			
Echantillons	InP504	InP401	InP304	InP504	InP401	InP304
avant la transition	Courbes ρ=f(1/T) ρ toujours inférieur à 1/σ <sub>min</sub> Métal	Courbe ρ=f(1/T) ρ toujours inférieur à 1/σ <sub>min</sub> oscillations de Shubnikov De Haas Métal			Courbe $\sigma = f(T^{1/2})$ Pas de change- ment de com- portement.	
A la transition		On trouve ơ <sub>min</sub> et le bon critère de Mott				
Après la transition		On a un comportement Activé : Isolant				ρ=f(B) : oscillations de Shubnikov De Haas

<u>TABLEAU I-4</u> : Récapitulatif des arguments pour une transition discontinue avec l'existence de la conductivité métallique minimale ou pour une transition continue sans  $\sigma_{min}$ .

# Chapitre 2

# Mécanismes de conduction de part et d'autre de la transition de Anderson

II - 1 : CARACTERES METALLIQUES D'UN SEMI-CONDUCTEUR DOPE

## II-1-1 : La magnétorésistance négative

# a) Modèle de KAWABATA

Le phénomène de magnétorésistance négative a été observé dans de nombreux semi-conducteurs. Les travaux précédents du laboratoire sur ce sujet (II-1) ont été interprétés à l'aide du modèle de Toyosawa (II-2). Ce modèle présuppose l'existence d'un système de moments magnétiques localisés. En ce qui concerne le phosphure d'indium, ces derniers n'ont pas été mis en évidence. Nous présentons un modèle, développé par Kawabata (II-3) où une telle hypothèse n'est pas avancée.

Ce modèle bati dans le cadre de l'approximation des électrons quasi libres, permet de calculer la variation de la conductivité en fonction du champ magnétique.

Le semi-conducteur dopé est assimilé à un gaz d'électrons en interaction avec des centres d'impuretés. L'hamiltonien monoélectronique s'écrit :

$$H = \frac{1}{2m^{*}} (P - eA)^{2} + \sum_{R} u \, \delta(r - R)$$
 (II.1)

où m\* est la masse effective, u l'amplitude de diffusion et R la position des centres diffuseurs.

Le champ magnétique B est appliqué suivant l'axe z tel que :

$$A = (0, Bx, 0)$$

En tenant compte des interactions électrons phonons et électrons électrons, la conductivité du gaz d'électrons soumis à un champ magnétique et à une température T s'écrit :

$$\sigma(\mathbf{B},\mathbf{T}) = \sigma_{\mathbf{0}} + \sigma_{\mathbf{1}}(\mathbf{B},\mathbf{T})$$
 (II.2)

- 25 -

où  $\sigma_0 = \frac{ne^2 \tau}{m^*}$ , n est la densité électronique,  $\tau$  le temps de relaxation d'un électron dû à la diffusion par les impuretés,  $\sigma_1(B,T)$  est la contribution anormale à la conductivité.

Elle a été calculée par une méthode de fonction de Green et est indépendante de l'orientation relative entre le courant et le champ magnétique. Avec les conditions suivantes :

$$\frac{\hbar}{m^* v_F^2 \tau} << 1 ; \omega_c \tau << 1 ; \frac{\lambda}{\ell} << 1$$

 $l^2 = \frac{\hbar}{eB}$  est le carré de la longueur magnétique  $\lambda = v_F^{T}$  est le libre parcours moyen  $\omega_c$  la fréquence cyclotron, Elle s'écrit (II-4) :

$$\sigma_{1}(B,T) = -\frac{e^{2}D}{\pi^{3}\hat{n}\ell} \int_{-q_{0}}^{+q_{0}} dqz \sum_{N=0}^{N\Theta} \frac{1}{4D\ell^{-2}(N+1/2) + Dq_{z}^{2} + 1/\tau_{\varepsilon}}$$
(II.3)

où D est le coefficient de diffusion,  $q_0 \approx 1/\lambda$  et  $N_0 \sim \frac{\ell^2}{\lambda^2}$  $\tau_E$  le temps de relaxation dû aux diffusions inélastiques.

En intégrant cette équation, on obtient :

$$\sigma_{1}(B,T) = -\frac{e^{2}}{\pi^{3}\pi^{2}} \sum_{N=0}^{No} \frac{1}{\sqrt{N+1/2+\delta}} \quad \operatorname{Arctg} \frac{q_{o}^{2}}{2\sqrt{N+1/2+\delta}} \quad (II.4)$$

avec  $\delta = \frac{\ell^2}{4\tau_c D}$ 

Lorsque B  $\rightarrow$  0 l'expression (II.4) peut se mettre sous une forme intégrale, la magnétoconductivité  $\Delta\sigma(B,T) = \sigma_1(B,T) - \sigma(0,T)$ s'écrit quand q<sub>o</sub> $\ell \rightarrow \infty$  et N<sub>o</sub>  $\rightarrow \infty$ :

$$\Delta\sigma(B,T) = \frac{e^2}{2\pi^2 \pi l} \int_{0}^{\infty} \left\{ 2\left(\sqrt{N+\delta+1} - \sqrt{N+\delta}\right) - \frac{1}{\sqrt{N+\delta+1}} \right\}$$
(II.5)

En posant  $\lambda_{\varepsilon} = v_{F} \tau_{\varepsilon}$ ,  $\delta$  peut être écrit sous la forme  $\delta = \frac{3l^{2}}{4\lambda\lambda_{\varepsilon}}$ en utilisant le fait que  $D = \frac{v_{F}\tau}{3}$ .

Dans le cas des basses températures ou des champs forts  $\delta \ll 1$  (ou  $\ell \ll \sqrt{\lambda\lambda_{\epsilon}}$ ) l'équation (II.5) devient :

$$\Delta\sigma(B,T) = \frac{C_1 e^2}{2\pi^2 \hbar l} = 0,29 \sqrt{B} \qquad (\text{mho cm}^{-1}, B \text{ en Tesla}) \qquad (II.6)$$

avec 
$$C_1 = \sum_{N=0}^{\infty} \left\{ 2 \sqrt{N+1} - \sqrt{N} - \frac{1}{\sqrt{N+1/2}} \right\}$$

Quand  $\delta$  >> 1 (l >>  $\sqrt{\lambda\lambda_{_{\rm E}}}$  ) l'équation (II.5) donne

$$\Delta\sigma(B,T) \cong \frac{e^2}{2^6 \pi^2 \hbar \ell} \sum_{N=0}^{\infty} \frac{1}{(N+1/2+\delta)^{5/2}} \cong \frac{e^2}{2^6 \hbar \pi^2 \ell} \int_{0}^{\infty} \frac{dx}{(x+\delta)^{5/2}}$$

et finalement :

$$\Delta\sigma(B,T) = \sigma_0 (\tau_{\epsilon}/\tau)^{3/2} (\omega_c \tau)^2 / 12\sqrt{3}$$
 (II.7)

Dans ce cas, la magnétoconductivité est proportionnelle au carré du champ magnétique.

Long et Pepper (II-4), en tenant compte de l'élargissement des états électroniques dus au champ magnétique arrivent aux mêmes comportements de la magnétoconductivité mais avec des coefficients différents.

A champ magnétique fort la magnétoconductivité s'écrit :

$$\Delta \sigma(B,T) = 0.68 \sqrt{B} \quad (\text{mho cm}^{-1})$$
 (II.8)

et à champ magnétique faible :

$$\Delta\sigma(B,T) = \sigma_0 (\tau_{\varepsilon}/\tau)^{3/2} (\omega_c \tau)^2 / 16 \sqrt{3}$$
 (II.9)

# b) <u>Comparaison entre les modèles théoriques et les</u> <u>résultats expérimentaux</u>

Dans notre étude expérimentale, nous avons 3 échantillons de phosphure d'indium situés du côté métallique de la transition. Il s'agit des échantillons notés InP401 - InP504 et InP601.

L'échantillon InP601 sera écarté de l'étude de la magnétorésistance négative. En effet, la variation relative de la résistivité en fonction du champ magnétique dans le domaine concerné est au plus égal à 1%. Etant donné les erreurs expérimentales une étude sérieuse ne peut pas être entreprise. En ce qui concerne le comportement en  $B^2$  de la magnétorésistance, il devrait être observé pour des champs magnétiques inférieurs à 0,02 Tesla. Etant donné les conditions expérimentales (Rémanance de la bobine supraconductrice), seules les mesures à partir de 0,1 Tesla peuvent être prises en compte. Le comportement en  $B^2$  de la magnétorésistance n'est donc pas étudié.

Par contre sur les échantillons InP401 et InP504, on observe une variation en  $\sqrt{B}$  de la magnétorésistance. Sur les figures II.1 et II.2, on a représenté :

$$\frac{\rho(B,T) - \rho(0,T)}{\rho(B,T)} = f(\rho(0,T) \sqrt{B})$$

en effet à partir de l'équation (II.6), on obtient :

$$\frac{\rho(B,T) - \rho(0,T)}{\rho(B,T)} = -0,29 \quad \rho(0,T) \sqrt{B} \quad (\text{mho cm}^{-1} B \text{ en Tesla})$$

On constate que la variation en  $\sqrt{B}$  est correcte mais avec des coefficients différents des modèles théoriques (tableau II-1).

modèle Kawabata	0,29
modèle de Long et Pepper	0,68
Valeur expérimentale InP401 n = 7,2 $10^{22}$ m <sup>-3</sup>	≅ 0,87
Valeur expérimentale InP504 n = 1,24 $10^{23}$ m <sup>-3</sup>	≅ 1

<u>TABLEAU II-1</u> : Comparaison entre les valeurs des pentes des courbes expérimentales et les valeurs des coefficients des modèles théoriques.

La valeur obtenue par Long et Pepper est plus proche des valeurs expérimentales tandis que le modèle de Kawabata donne des valeurs 3 à 4 fois plus petites que celles observées. Ce fait a été également observé sur Ga As (II-5).

Il faut cependant remarquer que la pente expérimentale n'est pas constante. Elle varie avec la température et la concentration ce qui n'est pas donné par les formules (II-6) et (II-8).

En fait, la dépendance en température existe dans la formule (II-5) dans le terme entre crochets que l'on appellera  $F(\delta)$  :

$$F(\delta) = \sum_{N=0}^{\infty} \left\{ 2 \left( \sqrt{N+\delta+1} - \sqrt{N+\delta} \right) - \frac{1}{\sqrt{N+\delta+1}} \right\}$$

En effet  $\delta$  est lié au temps de relaxation inélastique,  $\tau_{\epsilon}$  qui est proportionnel à T<sup>-3</sup> ou T<sup>-2</sup> selon l'importance relative entre les interactions électrons phonons ou électrons-électrons.

 $F(0) = \frac{1}{10^{-1}} = \frac{1}{10^{0}} = \frac{1}{10^{10}} = \frac{1}{1$ 

FIGURE II.3 : Dépendance en  $\delta$  de la fonction  $F(\delta)$  (d'après Kawabata II-3)

Cette fonction tend vers F(0) lorsque  $\delta \ll 1$  c'est à dire quand la longueur magnétique est petite devant le libre parcours moyen. Or dans notre cas et dans le domaine de champ magnétique où se produit le phénomène  $\delta$  n'est pas très petit devant 1 ce qui expliquerait les différences entre les modèles théoriques et les résultats expérimentaux. D'autre part, à très basse température, la variation de la magnétorésistance en  $\sqrt{B}$  disparaît. Ceci est dû au fait que les interactions électrons-phonons deviennent négligeables devant les interactions électrons-électrons. Nous étudierons plus loin l'effet de ces interactions sur la conductivité.

## II-1-2 : L'oscillation Shubnikov De Haas

L'application d'un champ magnétique intense sur un cristal entraine la quantification de l'énergie. Les niveaux d'énergie obtenus sont appelés niveaux de Landau.

L'hamiltonien d'un électron plongé dans un champ magnétique s'écrit :

La fonction  $F(\delta)$  a la forme suivante :

$$H = \frac{(p - eA)^2}{2m^*}$$
(II.10)

où m\* est la masse effective.

Les valeurs propres de cet hamiltonien sont données par :

$$E = E_{0} + \frac{h^{2}k^{2}}{2m^{*}} + \hbar \omega_{c} (\ell + 1/2)$$
 (II.11)

avec  $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$  et où l'on a supposé que le champ magnétique est dirigé suivant l'axe z.

Si l'on tient compte du spin, on doit ajouter à l'expression (II.11) le terme :

$$\pm 1/2 g \mu_{\rm B} B$$
 (II.12)

où g est le facteur de Landé et  $\mu_B$  le magnéton de Bohr. Cette quantification de l'énergie est à l'origine de l'oscillation de la magnétorésistance.

La condition d'observation de ce phénomène s'écrit :

$$\hbar \omega >> kT$$
(II.13)

Roth et Argyres (II-6) ont obtenu l'expression de la magnétorésistance en résolvant l'équation de Bolzman :

$$\frac{\Delta \rho}{\rho_{o}} = \sqrt{2} \frac{\pi^{2} k_{B} T}{\left(\hbar \omega_{c} E_{F_{o}}\right)^{1/2}} \sum_{M=1}^{\infty} (-1)^{M} M^{1/2} \frac{\exp\left(-2\pi^{2} k_{B} TM/\hbar \omega_{c}\right)}{\sin\left(2\pi^{2} k_{B} TM/\hbar \omega_{c}\right)}$$

$$\times \cos\left[\frac{2\pi E_{F_{o}}}{\hbar \omega_{c}} - \frac{\pi}{4}\right] \qquad (II.14)$$

 $k_B$  constante de Bolzman  $E_F$  le niveau de Fermi à B = 0  $\omega_c$  la fréquence cyclotran M représente la M<sup>ième</sup> harmonique de l'oscillation. D'après la condition (II.13) les phénomènes magnétooscillatoires ne se produisent que lorsque la distance entre les niveaux d'énergie est supérieure à  $k_B^T$ . On obtient en prenant m\* = 0,079 m<sub>o</sub>et B  $\sim$  4T :

T << 68°K

Les conditions dans lesquelles ont été réalisées les expériences, nous permettent donc d'observer l'effet Shubnikov De Haas. En supposant que le niveau de Fermi n'est pas altéré par le champ magnétique et en égalant l'expression de l'énergie de Fermi avec  $(l+1/2)\hbar\omega_c$ , on trouve la valeur du champ à laquelle doit se produire l'oscillation :

$$B = \frac{\hbar (3\pi^2 n)^{2/3}}{2e(l+1/2)}$$
(II.15)

On peut également vérifier que les valeurs théoriques du champ où se produit l'oscillation sont en très bon accord avec les valeurs expérimentales (tableau II-2 ; figures II.4, II.5, II.6, II.7, II.8, II.9)

Echantillon	Concentration	Valeurs théoriques	Valeurs expérimentales
InP 601	4,2 10 <sup>23</sup> m <sup>-3</sup>	l=1 11,77T l=2 7,06T l=3 5,04T	6,88 Teslas 4,8T
InP 504	1,24 10 <sup>23</sup> m <sup>-3</sup>	5,21T	5,4T
InP 401	7,2 10 <sup>22</sup> m <sup>-3</sup>	3,64T	3,75T
InP 304	4,8 10 <sup>22</sup> m <sup>-3</sup>	2,77T	2,71

### TABLEAU II-2 : Valeurs du champ où se produit l'oscillation

D'autre part, des travaux précédents du laboratoire (II-7) sur InP 401 entre 1,5 K et 50 K ont montré que l'on pouvait retrouver expérimentalement la valeur de la masse effective d'InP à partir des courbes représentant la variation de l'amplitude de l'oscillation en fonction de la température.
La très bonne adéquation entre la théorie et l'ensemble des résultats expérimentaux confortent l'hypothèse de la présence d'électrons quasi libres dans la bande d'impuretés.

### II-1-3 : Les interactions électrons-électrons

Le problème des interactions électrons-électrons a été traité par de nombreux auteurs (II-8).

Nous présentons d'abord l'analyse de Kaveh et Mott puis nous donnerons les résultats de différents auteurs avec leurs hypothèses de calculs. Enfin, nous verrons l'accord entre les modèles théoriques et les résultats expérimentaux.

## a) Analyse de Kaveh et Mott (II-9)

Dans cette analyse, nous allons voir que les interactions électrons-électrons induisent une variation de la densité d'états qui conduit à un comportement singulier de la résistivité.

Le calcul sera effectué pour un système à 2 dimensions puis généralisé au cas tridimentionnel.

L'énergie de corrélation entre 2 états K et K+q est donnée par l'élément de matrice :

$$V_{ex} = -\langle K | \frac{e^2}{r} \exp(-\mu r) | K+q \rangle = -\frac{1}{L} \frac{2\pi e^2}{|q|+\mu}$$
 (II.16)

où  $\mu = 2\pi e^{2}N(E_{F})$  est l'inverse de la longueur d'écran pour un gaz d'électrons à 2 dimensions et  $N(E_{F})$  la densité d'états pour des électrons libres dans 2 dimensions. L'est la longueur de l'échantillon.

On suppose que les électrons peuvent être représentés par des ondes planes, ce qui signifie que ce calcul est valable pour des matériaux dans lesquels  $k_F \lambda > 1$  où  $k_F$  est le vecteur d'onde de Fermi. D'autre part, l'équation (II.16) est valable pour q <<  $\mu$ , on peut donc écrire (II.16) sous la forme :

$$V_{ex} = -\frac{1}{L^2 N(E_F)}$$
 (II.17)

L'équation (II.17) est une perturbation du 1er ordre qui induit des modifications de l'énergie des électrons. L'effet de  $V_{ex}(q)$  est de corréler l'énergie de Fermi  $E_F$  avec des états  $E_F \pm V_{ex}(q)$ . Celà signifie un élargissement des états K. Cet élargissement sera noté  $\Delta$ . La corrélation électron-électron introduit dans le moment électronique  $k_F$  une incer titude fiq, l'élargissement  $\Delta$  signifie que la fonction d'onde de l'électron peut être décrite par un paquet d'ondes incluant tous les états  $|k_F^+q\rangle$ . Donc à t = 0, un électron avec une fonction d'onde  $|k_F\rangle$  sera diffusé après un temps t en une fonction d'onde incluant tous les états  $|k_F^+q\rangle$ .

La longueur de diffusion de l'électron est donnée par le principe d'incertitude :

$$(\hbar q) l_{d} = \hbar$$
 (II.18)

donc

$$\ell_d = 1/q$$

La fonction d'onde d'un électron qui a diffusé à une distance 1/q a donc varié de  $|k_{\rm F}\rangle$  à  $|k_{\rm F}+q\rangle$ .

L'élargissement énergétique correspondant est donné par  $\hbar/t_d$  où  $t_d$  est le temps que met l'électron pour parcourir  $l_d$ :

$$t_{d} = \frac{\ell_{d}^{2}}{D}$$
(II.19)

où D est la constante de diffusion due aux impuretés ou aux fluctuations de potentiel.

La largeur de l'état K est donnée par :

 $\Delta = \hbar D q^2$  (II.20)

Le paramètre q a des limites physiques, elles s'écrivent :

 $\lambda < l_d < L$  ( $\lambda$  libre parcours moyen)

d'où 
$$\frac{\hbar D}{L^2} < \Delta < \frac{\hbar}{\tau}$$
 (II.21)

L'équation (II.21) représente les limites de l'élargissement  $\Delta$  pour une température T = 0°K.

Pour des températures non nulles, il est clair que l'expression  $\Delta$  de l'équation (II.20) doit être supérieure à kT. Donc  $\Delta > kT$  remplace  $\Delta > \frac{\hbar D}{L^2}$  dans (II.21).

On obtient :

$$L^{-1} < q < (D\tau)^{1/2} \qquad (T = 0K)$$

$$\left(\frac{kT}{\hbar D}\right)^{1/2} < q < (D\tau)^{-1/2} \qquad \left(kT > \frac{\hbar D}{L^2}\right) \qquad (II.22)$$

D'autre part, pour que l'effet soit non négligeable, il faut que  $\Delta > V_{ex}$ . En outre si  $\Delta >> V_{ex}$ , on peut calculer la variation au premier ordre en  $V_{ex}$  de la densité d'états.

Si on prend la valeur minimale de  $\Delta$  dans l'équation (II.21), on obtient :

$$\frac{V}{\Delta_{\min}} = \frac{\pi}{E_F \tau / \hbar}$$
(II.23)

On calcule maintenant la variation de  $N(E_F)$  due à  $\Delta$  et  $V_{ex}$ . La densité d'états non perturbée  $N_O(E_F)$  ( $\Delta$ =0,  $V_{ex}$ =0) est donnée par :

$$N_{o}(E_{F}) = \sum_{k} \delta(E_{F} - E_{k})$$
(II.24)

Si on introduit l'effet de  $\Delta(q)$  donné par (II.22) et l'effet du changement d'énergie dû à (II.16), on peut écrire la densité d'états perturbée en fonction de la valeur non perturbée

$$N(E) = \int_{0}^{E_{F}} N_{o}(E') \rho(E,E') dE' \qquad (II.25)$$

où  $\rho(EE')$  est la probabilité de trouver un électron, décrit par l'état E à l'énergie E'.

Nous avons 2 effets :

a) L'énergie E se transformant en E +  $V_{ex}$  due aux corrélations électrons-électrons.

b) La modification de la fonction  $\delta$  en une lorentzienne ce qui est due aux corrélations entre |K> et |K+q>, elle est donnée par :

$$\rho_{q}(E,E') = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta_{q}}{\pi \Delta_{q}^{2} + (E-E')^{2}}$$
(II.26)

Le formalisme qui permet de calculer (II.26) peut être emprunté à la diffusion des neutrons.

A t=0 et r=0, un électron diffusé par des impuretés disbrituées au hasard, est décrit par une probabilité G(r,t) telle que :

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{t}=\mathbf{0}) = \delta(\mathbf{r}) \tag{II.27}$$

Pour t > 0, G(r,t) satisfait à l'équation de diffusion :

$$D \nabla^2 G(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial G(\mathbf{r}, t)}{\partial t}$$
(II.28)

La solution de l'équation (II.28) avec la condition (II.12) est, pour un système de dimension d :

$$G(r,t) = (4\pi Dt)^{-d/2} \exp(-\frac{r^2}{4Dt})$$
 (II.29)

La probabilité de trouver un électron dans un état séparé de q de K avec une énergie  $E_F + \hbar \omega$  est donnée par la transformée de Fourrier de l'équation (II.29), on obtient :

$$S(q,\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\hbar D q^2}{\pi(\hbar D q^2) + (\hbar \omega)^2}$$
 (II.30)

On trouve le résultat (II.26) en faisant  $\Delta_q = \hbar Dq^2$  et  $\hbar \omega = (E-E')$ . Cette Lorentzienne correspond, dans l'espace réciproque, à la diffusion d'un état  $|K\rangle$  à un état  $|K+q\rangle$ .

La variation de la densité d'états sera l'intégrale sur toutes les valeurs de q données par l'équation (II.22). En utilisant (II.30) et en remplaçant E par  $E_F + V_{ex}$ , l'équation (II.25) devient :

$$N(E_{F}) = \frac{2}{\pi} \int_{0}^{E_{F}} N_{o}(E_{F}) \frac{\Delta q}{\Delta q^{2} + \varepsilon^{2}} dE' \qquad (II.31)$$

où  $\varepsilon = E_F + V_{ex} - E'$ ;  $\Delta_q = \hbar Dq^2$  et  $V_{ex}(q)$  est donnée par (II.16)

Le facteur 2 vient du fait qu'on intègre seulement sur les valeurs positives de l'énergie. Si on prend la limite supérieure infinie, on obtient :

$$N(E_{F}) = N_{o} \left[ 1 + \frac{2}{\pi} \operatorname{Arctg} \left[ \frac{V_{ex}(q)}{\Delta_{q}} \right] \right]$$
(II.32)

On a utilisé le fait que N<sub>o</sub> dépend peu de  $\varepsilon$  (à 2 dimensions N<sub>o</sub> est constant). On a vu que  $\frac{ex}{\Delta}$  est petit donc (II.32) donne :

$$\frac{\delta N}{N} = \frac{2}{\pi} \frac{V_{ex}(q)}{\Delta_{q}}$$
(II.33)

Le changement total de la densité d'états est donc :

$$\frac{\delta N}{N} = \frac{2}{\pi} \sum_{q} \frac{\nabla_{ex}(q)}{\Delta_{q}}$$
(II.34)

où la sommation sur q est limitée par (II.22). La signification physique de (II.34) est plus explicite si on écrit (II.19) de la façon suivante :

$$\frac{\delta N}{N} = \frac{V_{ex}}{\hbar/\langle td \rangle}$$
(II.35)

où t<sub>d</sub>  $\equiv 2/\pi \sum_{q} k_{d}^{2}/D$  est le temps de diffusion effectif.

 $rac{\delta N}{N}$  représente donc le rapport entre le changement d'énergie et l'élargissement des états.

En changeant la somme de l'équation (II.34) en une intégrale, on peut calculer la variation de la densité d'états pour un système à 2 dimensions :

$$\frac{\delta N}{N} = \frac{2}{\pi} \frac{L^2}{(2\pi)^2} \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \frac{V_{ex}}{\hbar Dq^2} (2\pi q) dq \qquad (II.36)$$

où q<sub>min</sub> et q<sub>max</sub> sont donnés par (II.32). On obtient :

$$\frac{\delta N}{N} = -\frac{1}{\pi} \frac{1}{E_F \tau/\hbar} \log \frac{L}{(D\tau)^{1/2}}$$
(II.37)  
où on a utilisé V<sub>ex</sub> =  $-\frac{1}{L^2 N}$ 

La variation de la conductivité pour un système à 2 dimensions s'écrit :

$$\delta \sigma = e^2 D \delta N \qquad (II.38)$$

soit :

$$\delta\sigma = \frac{e^2}{\hbar} \frac{1}{2\pi^2} \log\left(\frac{kT \tau}{\hbar}\right)$$
(II.39)

On peut généraliser ce résultat pour le cas d'un système à trois dimensions :

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} = \frac{2}{\pi} \frac{L^3}{(2\pi)^3} \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \frac{\frac{V_{ex}(4\pi^2)dq}{mDq^2}}{\hbar Dq^2}$$
(II.40)

avec

$$V_{ex} = -\frac{4\pi e^2/L^3}{q^2 + \mu^2} = -\frac{1}{L^3} \frac{4\pi e^2}{\mu^2}$$
(II.41)

où  $\mu^2 = 4\pi e^2 N$ donc  $\frac{\delta\sigma}{\sigma} = \frac{1}{\pi^3} \left[ \frac{kT}{(\hbar D)^3} \right]^{1/2} \frac{1}{N(E_F)}$  (II.42)

Ce résultat a également été obtenu par Altshuler et Aranov 1979 (II-10).

En conclusion, nous avons vu que le modèle des interactions électrons-électrons, en tenant compte à la fois du potentiel d'interaction et de la diffusion par des impuretés, est un phénomène qui a lieu à basses températures qui conduit à une densité d'états anormale et donc à une variation particulière de la conductivité.

b) Autre modèle et correction en présence de champ magnétique

Divers auteurs ont traité le problème des interactions électrons -électrons en tenant compte des interactions d'échange et des interactions de Hartree.

Les hypothèses de calcul sont celles des électrons libres (Ziman II-11).

- 38 -

Le vecteur d'onde de Fermi s'écrit :

$$k_{\rm F} = (3\pi^2 n)^{1/3}$$
(II.43)

où n est la concentration en impuretés.

L'énergie de Fermi :

$$E_{F} = \frac{\hbar^{2} k_{F}^{2}}{2m^{*}}$$
(II.44)

La température de Fermi :

$$T_F = \frac{E_F}{k}$$

Le libre parcours moyen :

$$\lambda = \frac{3\pi^2 \, \tilde{n} \, \sigma(o)}{e^2 \, k_F^2} = \frac{3m*D}{\tilde{n}k_F}$$
(II.45)

Le vecteur d'onde d'écran :

. . .

$$\mu = \left[\frac{12\pi n \text{ m* } e^2}{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon \text{ fr } k_F^2}\right]^{1/2}$$
(II.46)

La correction à la conductivité due aux interactions électronsélectrons s'écrit :

$$\Delta \sigma = \mathbf{x} \, \mathbf{T}^{1/2} \tag{II.47}$$

où le signe de x dépend de l'importance relative entre les interactions d'échanges et les interactions de Hartree.

Pour un semi-conducteur monovallée, on obtient (Lee Ramakrishnan II-12) :

$$x = \frac{0.23 e^{2}A}{\pi^{2} \hbar} \left(\frac{k}{\hbar D}\right)^{1/2}$$
(II.48)

La contribution à A pour une diffusion particule-trou est donnée par :

$$A = 4/3 - 2F$$
 (II.49)

où le terme 4/3 vient des interactions d'échange et le terme 2F vient des interactions de Hartree.

Une autre contribution à considérer est celle des diffusions particules particules

$$A_{pp} = -F$$

Le paramètre F est donné par :

$$F = \int d\Omega \quad V(2k_F \sin \theta/2)/4\pi V(0)$$
 (II.50)

où V(2k\_F sin  $\theta/2$ ) est le potentiel d'écran. Dans l'approximation de Thomas Fermi, F est donné par :

$$F = \frac{1}{y} Log(1+y)$$
 (II.51)

avec

$$y = \left(\frac{2k_F}{\mu}\right)^2$$

La correction due au champ magnétique, lorsque g  $\mu_{\rm B}$  B>kT s'écrit (Fukuyama II-13) :

$$\Delta \sigma = -0,35 \text{ F} \frac{e^2}{\pi^2 \tilde{n}} \left[ \frac{g \,\mu_B B}{\tilde{n} D} \right]^{1/2} - G \qquad (II.52)$$

où

$$\begin{cases} G = 0,605 \quad \frac{F \cdot e^2}{\pi^2 \hbar} \quad \left[\frac{eB}{\hbar}\right]^{1/2} \quad \text{quand } r \ll 1 \\ G = 0,35 \quad \frac{F \cdot e^2}{\pi^2 \hbar} \quad \left[\frac{g \ \mu_B \ B}{\hbar D}\right]^{1/2} \quad \text{quand } r \gg 1 \qquad (II.53) \end{cases}$$

avec

$$r = \frac{g \mu_B}{4De}$$

où  $\mu_{\rm R}$  est le magnéton de Bohr et D la constante de diffusion.

## c) Parallèle entre la théorie et les résultats expérimentaux

Les modèles des interactions électrons-électrons sont développés dans le cadre de l'approximation des électrons libres. D'un point de vue expérimental , nous devons donc choisir les échantillons où cette approximation est vérifiée. C'est le cas pour InP 401 et InP 504 où  $k_F^{\lambda} > 1$ . Nous avons constaté que les effets des interactions électrons-électrons sur la conductivité sont petits et parfois à la limite des erreurs expérimentales. Ce fait a également été observé sur n Ga As (II-5) et rend difficile l'observation de ceux-ci.

## - Calcul des corrections

Les expressions précédentes sont calculées en utilisant les unités du système international puis transformées en unités les plus habituellement usitées.

Les différentes grandeurs intervenant dans le calcul des coefficients x et A dans l'expression

$$\sigma = \sigma_0 + x T^{1/2} - A\sqrt{B}$$

sont résumées dans le tableau II-3. Si l'on se reporte aux courbes expérimentales (II-10 ; II-11) on distingue :

On obtient pour InP 401, x = -2, 14 et pour InP 504, x = -0, 96.

On remarque que les 2 coefficients sont négatifs et beaucoup plus grands que les valeurs calculées. Celà est dû au fait que lorsque le champ magnétique tend vers zéro, ce ne sont plus les phénomènes d'interaction qui dominent mais plutôt les phénomènes de localisation tels qu'on a pu les voir au paragraphe II-1-1.

2) A champ magnétique non nul

Lorsque g  $\mu_{B}B > \pi kT$  on distingue :

- le coefficient A expérimental est du même ordre de grandeur que la valeur théorique.

- les valeurs théoriques du coefficient x sont plus grandes que les valeurs calculées et x varie avec le champ magnétique (courbe II-12) ce qui n'est pas prévu par la théorie.

	- 42 -	
ECHANTILLON	InP 401	InP 504
m (Kg)	0,079 m <sub>o</sub>	0,079 m <sub>o</sub>
ε	12,5	12,5
n (m <sup>-3</sup> )	7 10 <sup>22</sup>	1,24 10 <sup>23</sup>
k <sub>F</sub> (m <sup>−1</sup> )	1,275 10 <sup>8</sup>	1,542 10 <sup>8</sup>
κ <sub>F</sub> λ	1,204	1,07
μ (m <sup>-1</sup> )	1,41 10 <sup>8</sup>	1,535 10 <sup>8</sup>
$y = \left(\frac{2k_F}{\mu}\right)^2$	3,255	4,02
$F = \frac{1}{Y} \log(1+y)$	0,445	0,4016
D(m <sup>2</sup> /s)	5,87 10 <sup>-4</sup>	5,22 10 <sup>-4</sup>
x $(\Omega \ \mathrm{cm} \ \mathrm{K}^{\frac{1}{2}})^{-1}$	0,0117	0,115
A $(\Omega \text{ cm } T^{\frac{1}{2}})^{-1}$	3,02	2,6

<u>TABLEAU II-3</u>: Valeurs des coefficients x et A dans la loi:  $\sigma = \sigma_0 + xT^{1/2} - AB^{1/2}$ 

-

- 42 -

En ce qui concerne plus particulièrement InP 401, on remarque (courbe II-12) qu'à partir de 7 Teslas la variation de x avec le champ magnétique est beaucoup plus brutale ainsi qu'à 9 Teslas. Ces variations de x peuvent être expliquées comme ceci : à 7 Teslas, le libre parcours moyen est de l'ordre de grandeur de la distance entre donneurs et l'hypothèse des électrons libres n'est plus valable. Nous verrons au paragraphe II.2 que l'on peut appliquer d'autres modèles dont les hypothèses de calculs correspondent mieux à la réalité. A 9 Teslas, on observe une autre transition qui sera étudiée au paragraphe (II.2).

En conclusion, nous avons vu que les interactions électrons électrons se manifestent à très basses températures conformément aux hypothèses de calculs. Les effets de ce type d'interaction sont petits et apparaissent sous forme de corrections à apporter à la conductivité.

#### II - 2 : MECANISMES DE CONDUCTION DANS UN SYSTEME D'ETATS LOCALISES

## II-2-1 : Analyse de Mott et Davis (II-14)

Dans ce paragraphe, nous analysons les mécanismes de conduction pour des échantillons qui ont une concentration inférieure à la concentration critique de Mott ou pour des échantillons qui, par application d'un champ magnétique ont subi une transition de Anderson. Dans ce cas, les états sont localisés dans l'espace et deux formes de conduction sont possibles :

#### 1) Par excitation des électrons au front de mobilité

La conduction s'écrit :

$$\sigma = \sigma_{\min} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right)$$

 $\varepsilon = E - E_{F}$ 

où

ce type de conduction a lieu à hautes températures ou quand  $\varepsilon$  est petit.

2) <u>Par sauts activés thermiquement</u> par des électrons dont les états sont près du niveau de Fermi.

La probabilité qu'un saut de cette nature ait lieu, est le produit des facteurs suivant :

a) le facteur de Bolzmann  $\exp(-\frac{w}{kT})$  où W est la différence d'énergie entre les deux états.

b) un facteur V<sub>nh</sub> dépendant du spectre des phonons

c) un facteur dépendant du recouvrement des fonctions d'ondes.

Dans le cas d'une forte localisation (faible recouvrement des fonctions d'ondes), un électron sautera vers son voisin le plus proche. Cette conduction au plus proche voisin est aussi appelée régime de Miller et Abrahams quand elle a lieu dans une bande d'impuretés.

La conductivité est obtenue de la façon suivante : si on suppose qu'un champ électrique E est appliqué, le nombre d'électrons sautant à une distance R dans la direction du champ dépendra de 2 termes

:

a) du nombre d'électrons par unité de volume dans un intervalle d'énergie kT autour de  $E_F$ , c'est-à-dire 2  $N(E_F)$ kT

b) de la différence des probabilités de sauts dans les deux directions :

$$V_{\text{ph}} \exp (-2\alpha R - \frac{W \pm RE}{kT})$$

où E est le champ électrique et  $\alpha^{-1}$  la longueur de localisation. Le courant est donné par :

$$j = e R kT N(E_F) V_{ph} exp(-2\alpha R - \frac{W}{kT}) sh \frac{eRE}{kT}$$

pour des champs faibles eRE << kT, la conductivité s'écrit :

$$\sigma = \frac{j}{E} = 2 e^2 R^2 V_{ph} N(E_F) exp(-2\alpha R - \frac{W}{kT})$$

La conduction par sauts a lieu uniquement lorsque  $\alpha R_0 >> 1$ où  $R_0$  est la distance moyenne d'un site à son plus proche voisin. L'énergie de saut est de l'ordre de grandeur de la largeur de bande et est exprimée par :

- 44 -

$$W \sim \frac{1}{R_o^3 N(E_F)}$$

Si  $\alpha R_{o}$  est tel que  $\alpha R_{o}$  < 1 ou dans le cas des basses températures, le phénomène de conduction par sauts à distance variable se produit, la distance de saut augmentant quand la température diminue. En effet l'electron, n'étant plus "aidé" par les phonons quand la température décroit, choisit un site dont la différence énergétique avec le site initial est minimale. L'énergie de saut est reliée à la distance de saut par :

$$W = \frac{3}{4\pi R^3 N(E_F)}$$

La distance moyenne de saut est :

$$\overline{R} = \frac{3R}{4}$$

donc la probabilité de saut par unité de temps s'écrit :

 $V_{o} \exp(-2\alpha \overline{R} - \frac{W}{kT})$ 

on obtient donc la distance optimale de R

$$R = \left[\frac{3}{2\pi\alpha N(E_F)kT}\right]^{1/4}$$

La probabilité de saut devient :

$$V_{\rm ph} \exp \left(-\frac{B}{T^{1/4}}\right)$$

avec B = B<sub>o</sub>  $\left[\frac{\alpha^3}{kN(E_F)}\right]^{1/4}$  et B<sub>o</sub> = 2  $\left(\frac{3}{2\pi}\right)^{1/4} \sim 1,66$ 

La conductivité s'écrit donc :

$$\sigma = e^2 N(E_F) \bar{R}^2 V_{ph} \exp(-\frac{B}{T^{1/4}})$$

Ce type de variation de la conductivité est généralement appelé loi en  $T^{-1/4}$  de Mott.

D'autres auteurs (II-15) ont obtenu le même type de variation de la conductivité à l'aide d'un modèle de percolation avec des coefficients du même ordre de grandeur.

#### II-2-2 : Résultats expérimentaux

Pour cette étude, nous disposons de deux échantillons qui remplissent les conditions d'observation de mécanisme de conduction dans un système d'états localisés. Il s'agit de InP 401 qui à 7 Teslas subit une transition de Anderson et de InP 304 dont la concentration en impuretés est inférieure à la concentration critique de Mott (voir chapitre I).

Le domaine de température utilisé étant très bas, nous avons observé le régime de conduction en T<sup>-1/4</sup>. Il existe différentes formes de l'expression de la conductivité pour ce type de variation. Biskupski (I-4) a étudié celles-ci et a choisi celle qui rend le mieux compte de la réalité physique. Ce choix est basé sur les variations, en fonction du champ magnétique, des grandeurs physiques qu'on peut tirer de ces expressions telles que la longueur de localisation, la densité au niveau de Fermi et la densité de porteurs compatible avec  $N(E_F)$ . Cette expression s'écrit :

$$\sigma = \frac{e^2 E_1^2}{12\pi\rho s^5 \pi^4} \left(\frac{8\pi N kT\alpha}{9}\right)^{1/4} \left(\frac{e^2\alpha}{2\epsilon}\right)^2 \exp(-2,063) \left[\frac{\alpha^3}{NkT}\right]^{1/4}$$

où E<sub>1</sub> est le potentiel de déformation

- s la vitesse du son
- ρ la masse spécifique du matériau
- $\epsilon$  la constante diélectrique

Avec cette équation, un creusement de bande a été observé (I-4) ce qui se manifeste par une décroissance de  $N(E_F)$ . Nous obtenons ici le même résultat.

Les figures II-13 et II-14 représentent la variation de  $\rho T^{1/4}$ en fonction de  $T^{-1/4}$ . A partir de la pente et de l'ordonnée à l'origine de ces courbes, on en déduit  $N(E_F)$ . Avec l'augmentation du champ magnétique, une diminution de  $N(E_F)$  de 2 ordres de grandeur est constatée. Ce creusement de la bande est compatible avec l'existence d'un "gap" de Coulomb que nous étudierons plus loin.

# II-2-3 : Conduction par saut à distance variable à très basses températures

Pour des températures inférieures à 1°K et lors de l'application d'un champ magnétique, Tukomoto et call.(II-16) ont montré à l'aide d'un modèle de percolation que la résistivité peut se mettre sous la forme :

$$\rho = \rho_{o} \exp\left(\frac{T_{o}}{T}\right)^{x}$$

où x dépend de la fonction d'onde et de la variation de la densité d'états avec l'énergie au niveau de Fermi. Le tableau II-4 résume l'ensemble des résultats obtenus par ces auteurs.

La comparaison entre la valeur théorique du coefficient  $T_o$ et sa valeur expérimentale montre une grande différence. A champ magnétique faible, la valeur expérimentale de  $T_o$  est beaucoup plus petite que la valeur théorique et s'approche assymptotiquement de celle-ci quand le champ magnétique augmente. Ce désaccord est attribué au fait qu'à champ magnétique faible les effets de corrélation sont importants et augmentent la constante diélectrique et par conséquent la densité d'états. A champ magnétique fort, le recouvrement des orbitales atomiques diminuent, les effets de corrélation deviennent négligeables et une meilleure adéquation entre la théorie et l'expérience est obtenue.

La meilleure valeur de x obtenue avec ce modèle est 2/5 avec une densité d'états constante. Mais plus récemment ces mêmes auteurs (II-17) ont trouvé une valeur de x égale à 1/2 à l'aide du modèle de Shklovskii (II-18).

Pour nos échantillons, nous avons étudié les expressions du tableau (II-4) ainsi que la variation de la résistivité dite en  $T^{-1/2}$  (figure II-15, 1 et 2).

Avec InP 401 et pour des champs magnétiques inférieurs à 9,5 Teslas, la meilleure loi de variation correspond à x = 1/4. Pour des champs supérieurs à 9,5 Teslas, l'exposant x = 1/2 est meilleur (figures II-16 et II-17).

De même pour InP 304, le champ magnétique 6 Teslas sépare un comportement en  $T^{-1/4}$  et en  $T^{-1/2}$  (figures II-18 et II-19). Ce changement de comportement de la résistivité en fonction de la température nous a conduit à émettre deux hypothèses.

La première (II-19) est celle d'une transition de Mott qui suivrait la transition d'Anderson sur InP 401. Nous pouvons objecter à celle-ci que le modèle de Mott est valable pour des matériaux où le désordre n'est pas trop grand. C'est-à-dire que la transition de Mott ne peut se produire que dans des semi conducteurs non compensés ce qui n'est pas notre cas. La deuxième hypothèse qui conduit à une loi en  $T^{-1/2}$  de la résistivité est celle de la création d'un "trou" dans la densité d'états dû à la présence de paires électrons trous ("gap" de Coulomb). La notion de "gap" de Coulomb a été introduite théoriquement par Efros (II-20) et Efros et Shklovskii (II-21). Ces auteurs ont développé un modèle pour un système désordonné où les états électroniques sont localisés. L'énergie du système est de la forme :

$$H = \Sigma \quad \Psi_{i} \quad n_{i} + \frac{1}{2} \quad \Sigma \quad e_{ij} \quad n_{i} \quad n_{j}$$

où  $\Psi_{i}$  est l'énergie de l'état électronique i sans tenir compte de l'interaction coulombienne

$$e_{ij} = \frac{e^2}{\epsilon r_{ij}}$$
 est l'interaction coulombienne

et n, est le nombre d'occupation.

Lors du transfert d'un électron d'un état i à un état j la variation d'énergie du système s'écrit :

$$\Delta H(i \rightarrow j) = E_{j} - E_{i} - e_{ij} > 0$$

le dernier terme de cette inégalité représente l'interaction coulombienne de la paire électron-trou créée. Cette interaction conduit à une annulation de la densité d'états quand  $E = E_F \text{ et } N(E-E_F) \propto (E-E_F)^2$ . Ce "gap" de Coulomb est très important à très basses températures et donne une loi de variation de la résistivité dite en  $T^{-1/2}$ :

$$\rho = \rho_{o} \exp \frac{\frac{T_{o}}{T}}{T}$$

Shklovskii (II-18) a montré que lors de l'application d'un champ magnétique T<sub>o</sub> s'écrit :

$$T_o = \beta_1 e^2 (k\epsilon)^{-1} (a_H b^2)^{-1/3}$$

où  $\beta_1$  est un facteur numérique,  $a_{\rm H}^{}$  le rayon de Bohr et 2 valeurs de b sont données :

1) b = t  $\ell^{3/2} a_{\rm H}^{1/4} R^{-3/4}$  dans le cas de champ magnétique, très fort  $\ell$  est la longueur magnétique  $\ell = (\frac{\hbar}{eB})^{1/2}$ R est la distance entre donneurs t facteur numérique

2)  $b = \ell_0$  au voisinage de la transition.

La figure II-20 compare les valeurs théoriques et expérimentales du coefficient  $T_0$ . D'abord très éloignées, ces valeurs s'approchent quand croît le champ magnétique. Ce comportement conforte l'hypothèse faite plus haut mais il faut remarquer que les valeurs expérimentales sont tout de même plus petites d'un ou deux ordres de grandeur que les valeurs théoriques. Ceci peut s'expliquer par le fait que le modèle théorique donne une densité d'états qui tend vers zéro alors que nous avons constaté une diminution de celle-ci mais pas son annulation.

<u>TABLEAU II-4</u> : Expressions théoriques du coefficient  $T_O$  (extrait de II-16)

a : rayon de Bohr effectif en champ magnétique nul

(2) 
$$\Psi_{i} = (2\pi \ \&^{2}a_{H})^{-1/2}$$
 exp  $\left[-\frac{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}{4k^{2}} - \frac{|zi|}{a_{H}}\right]$   
 $a_{H} = a \ (Log(a/k^{2}))^{-1}$  & : longueur magnétique

(2) 
$$\Psi_{i} = (2\pi \ g^{2}_{a_{i}})^{-1/2} \exp \left[-\frac{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}{2\pi \ a_{i}} - \frac{|z_{i}|}{2}\right]$$

 $-\frac{z_{i}}{\frac{1}{a_{i}}}$ 

(1)  $\Psi_{i} = \left[ (2\pi)^{3/2} a_{a}^{2} a_{a}^{2} \right]^{-1/2} \exp \left[ -\frac{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}{4 a_{i}^{2}} - \frac{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}{4 a_{i}^{2}} \right]^{-1/2} = 0$ 

(2) 
$$\Psi_{i} = (2\pi \ \&^{2}a_{H})^{-1/2} \exp \left[-\frac{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}{4 \ \&^{2}} - \frac{|z_{i}|}{a_{H}}\right]$$

$$s_1 = 55,6$$
  
 $s_2 = 0,372$   
 $s_3 = 2,49$   
 $s_4 = 1,54$   
 $s_5 = 3,18$ 

Densité d'Etats	$N(E) = N_0 \varepsilon^2$	To	$s_4 (N_0 a k)^{-1}$	$s_{5}(N_{o}a_{a}^{2}a_{l}k^{3})^{-1/3}$	$s_6(N_0a_H^2k^2k^3)^{-1/3}$
		×	1/2	2/3	3/5
	N(E) = N(0)	To	s <sub>1</sub> (g <sub>0</sub> <sup>3</sup> k) <sup>-1</sup>	$s_2(g_0a_0^2a_k^{\prime\prime}k)^{-1}$	$s_3(g_o \ell^2 a_H k)^{-1}$
		×	1/4	2/5	1/3
Champ magnétique et fonction d'onde			B = 0	B grand et Y donnée par (1)	B grand et Ψ donnée par (2)



<u>FIGURE I.4</u> : Variation de la résistivité d'échantillons de SiP de différentes concentrations en fonction de la température (d'après Rosenbaum et coll. (I-8)).





- 53 -



<u>FIGURE I.10</u> : Variation de la résistivité de InP 504 en fonction de l'inverse de la température pour différentes valeurs de B.



<u>FIGURE I.11</u> : Variation de la résistivité de InP 401 en fonction de l'inverse de la température pour différentes valeurs de B.





FIGURE II.1 : Magnétorésistance négative sur InP 401.



FIGURE II.2 : Magnétorésistance négative sur InP 504.

1





FIGURE II.5 : Oscillation Shubnikov De Haas sur InP 401







FIGURE II.7 : Oscillation Shubnikov De Haas sur InP 504





- 63 -



FIGURE II.9 : Oscillation Shubnikov De Haas sur InP 304





65 -



- 66 -



- 67 -




- 69 -



expérimentaux est trop grande).





- 72 -



- 73 -





- 75 -



- 76 -



77 -

## Conclusion

L'utilisation de champs magnétiques intenses et de très basses températures pour l'étude de la transition métal-isolant dans un semi conducteur III V dopé n, nous a conduit à des résultats particulièrement intéréssants :

- Sur l'échantillon InP 401, nous avons pu étudier la transition de Anderson. La grande majorité des résultats corrobore les travaux antérieurs du laboratoire obtenus à plus hautes températures. Ils mettent en évidence le caractère discontinu de la transition et l'existence de la conductivité métallique minimale. Cependant, un doute subsiste sur la nature de la transition car une oscillation Shubnikov De Haas a été observée sur un échantillon situé du côté isolant de la transition.

- Sur les échantillons situés du côté métallique de la transition, trois phénomènes ont été considérés :

1) la magnétorésistance négative qui a été interprétée avec le modèle de Kawabata

 2) l'oscillation Shubnikov De Haas qui conforte l'hypothèse de la présence d'électrons libres dans la bande d'impuretés

3) les interactions électrons-électrons qui se manifestent à très basses températures et apparaissent comme des corrections à apporter à la conductivité. Ces effets sont aussi appelés : "prélocalisation des électrons".

- Pour l'échantillon situé du côté isolant de la transition et celui qui a subi une transition de Anderson, nous avons étudier la conduction par saut à distance variable. Nous avons pu mettre en évidence une diminution de la densité d'états et faire l'hypothèse de la création d'un "gap" de Coulomb. Cette dernière constitue une première interprétation des résultats expérimentaux mais demande des études complémentaires.

## Références

## CHAPITRE I

- I-1 : ANDERSON P.W. : (1958) Phys.Rev. 109, 1492 .
- I-2 : MOTT N.F. : Phil.Mag. 26, 1015 (1972).
- I-3 : MOTT N.F. : Phil.Mag. 6, 287 (1961).
- I-4 : BISKUPSKI G. : Mécanismes de conduction dans la bande d'impuretés et transition métal-isolant dans InP et InSb en présence d'un champ magnétique. Thèse Lille (1982).
- I-5 : ABRAHAMS F., ANDERSON P.W., LICCIARDELLO D.C., RAMAKRISHNAN T.V. : (1979) Phys.Rev.Letters 42, 693.
- I-6 : DODSON B.W., Mc MILLAN W.L., MOCHEL J.M., DYNES R.L. : Phys.Rev. Letters, Vol.46 n°1 (1981).
- I-7 : DYNES R.C. : Physica 109 et 110B (1982).
- I-8 : RASENBAUM T.F., MILLIGAN R.F., PAALANEN, THOMAS G.A., BHATT B.N. Phys.Rev.B., Vol.27 n°12 (1983).
- I-9 : PUTLEY E.H. : The hall effect and semiconductors physics (1960) Dover Publications.
- I-10: BROOKS H., HEARING R.R. : Adv.electronics and electron physics, 7, 158 (1955).
- I-11 : YAFET Y., KEYES R.W., ADAMS E.N. : J.Phys.Chem.Solids 1, 137 (1956).

I-12 : MOTT N.F. : Phil.Mag.B.(1984), 46, 6, L75-82.

## CHAPITRE II

- II-1 : HAMDACHE, RABHA : Thèse 1979 à Oran.
- II-2 : TOYOSAWA Y. : J.Phys.Soc. Jap., 17, 986 (1962).
- II-4 : LONG A.P. and PEPPER M. : J.Phys.C. : Solid State Phys., 17 (1984) 3391-3400.

II-5 : MORITA S., MIKOSHIBA N., KAIKE Y., FUKASE T., KITAGAWA M., ISHIDA S. : J.Phys.Soc.Jap. Vol.53 n°1 (1984) p.40-43.

II-6 : ROTH L.M., ARGYRES P.N. : In semiconductors and semimétals Vol.1 - Academic Press - New-York 1966.

II-7 : SPRIET J.P. : DEA Lille (1983).

II-8 : FUKUYAMA M. : J.Phys.Soc.Jap. Vol.50, n°10 (1981) Vol.48, N°6 (1980)

SASAKI W. : Seaul international symposium and the physics of semiconductors (1982)

II-9 : KAVEH M., MOTT N.F. : J. of Phys C., 14 (1981)

- II-10 : ALTSHULER B.L., ARANOV, LEE P.A. (1980) Phys.Rev.Letters 44, 1288
- II-11 : ZIMAN : Electrons and Phonons
- II-12 : LEE P.A., RAMAKRISHNAN T.V. : Phys.Rev.B. Vol.26 n°8 (1982) p.4009

- II-14 : MOTT N.F., DAVIS F.A. : Electronic process in non crystalline materials, 2è Edition - Clarendon Press Oxford - 1979.
- II-15 : MILLER A., ABRAHAMS E. : Phys.Rev. 120, 745
  ALLEN F.R., ADKINS G.L. : Phil.Mag. 26 (1972) 1027
- II-16 : TUKOMOTO H., MANSFIELD R., LEA M.J. : Solid St.Commun 35, 961
  Phil.Mag. B 46, 93 (1982).
  Hopping conduction in n type InSb below 1K
- II-17 : MANSFIELD R., TUKOMOTO H. : Phil.Mag.B., Vol.48 n°1 (1983).
- II-18 : SHKLOVSKII B.I. : Soviet Phys. JeTp Lett. 36, 51 (1982).
- II-19 : BISKUPSKI G., DUBOIS H., WOJKIEWICZ J.L., BRIGGS A., REMENYI G. J. of Phys. C., 17, L411-L416 (1984).
- II-20 : EFROS A.L. : J. of Phys.C. Vol.9 (1976).
- II-21 : EFROS A.L., SHKLOVSKII B.I. : J. of Phys.C., Vol.8 (1975).



La transition métal-isolant induite par un champ magnétique a été étudiée aur ini? de type n.

Les problèmes relatifs à la natura de la transition et l'existenca de la conductivité métallique minimele ont été considérée einsi que les mécanismes de conduction de part et d'autre de la transition.

On côté métallique de la transition, les effete de prélocaliestint tels que la magnétorésistence négative, l'escillation Bhubnikov De Hass et les interactione électrons électrons ont été observés. Un per accord entre les résultats expérimentaux et les modèles théoriques est obtenu.

Du côté isolant da la transition, cartains résultats confortant las modèles de conduction dans en système localisé (Modèle de Mett) et d'autres l'hypothèse d'une conduction au voisinage d'un gap de Coulomb (Modèle de Efros et Shklovskii).

MOTS OLES : comiconductorars dopés, infl. transition métal-isolant, prelocalisation, localisation, conductivité métallique minimale, magnétorésistence négative, naclisticat Shubnixov De Haas interaction électrons-álactruna - Conduction per seut - Gap de Goulomb.