

THESE

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3^e CYCLE

Spécialité : SCIENCES DES MATERIAUX

— par

Miloud BOUATTOU



MAGNETORESISTANCE NEGATIVE ET TEMPS DE
DIFFUSION INELASTIQUE DANS LE PHOSPHURE
D'INDIUM METALLIQUE

Soutenue le 13 Novembre 1989 devant la commission d'examen

Membres de Jury:

M. E. CONSTANT

Président

M. G. BISKUPSKI

Rapporteur

M. J.L. PICHARD

Examineur

M. H. DUBOIS

Examineur

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 E.CONSTANT de l'université de Lille I pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de présider le jury de cette thèse.

Je tiens à exprimer mes remerciements les plus sincères à Monsieur J.L. PICHARD du C.E.A à SACLAY pour sa participation au jury et l'intérêt qu'il porte à ce travail expérimental.

Je remercie Monsieur le Professeur G. BISKUPSKI pour son aide constante. Ses suggestions et critiques ont été précieuses pour l'achèvement de ce travail et l'interprétation des résultats obtenus.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur H. DUBOIS qui a dirigé ce travail et en a suivi les différentes étapes avec intérêt permanent

Je tiens à exprimer mes remerciements les plus vifs à Messieurs A. A OUBRAHAM et A. ELKAAOUACHI pour leurs encouragements et leur amicale collaboration durant la première partie de ce travail.

J'adresse mes remerciements à toute l'équipe du L.S.H. pour sa collaboration.

Que Madame PARSY et Monsieur RAFAUD trouvent ici l'expression de ma reconnaissance respectivement pour avoir bien voulu m'aider à faire la dactylographie et assurer la reproduction des figures.

Je remercie également Monsieur S. FAUQUEMBERGUE pour avoir assuré l'impression de ce travail.

Sommaire

<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE I - RAPPELS SUR LA TRANSITION METAL-ISOLANT</u>	4
I-1- Bandes d'impuretés	5
I-2- Transition de Anderson	6
I-3- Mécanismes de conduction	9
I-3-1- Cas où $E_F < E_C$	9
a) Haute température	9
b) Température intermédiaire	9
c) Basse température	10
I-3-2- Cas où $E_F > E_C$	12
a) Haute température	12
b) Basse température	12
I-4-Point de vue de A.A.L.R	12
<u>CHAPITRE II - LA LOCALISATION FAIBLE</u>	14
II-1- Observations expérimentales	15
II-2- Interprétation physique de la localisation faible	17
II-2-1- Analyse de A.A.L.R	17
II-2-2- Analyse de Kaveh et Mott	19
a) Modèle des perturbations	20
b) Modèle de diffusion	25
II-2-3- Parallèle entre le modèle de A.A.L.R et les modèles de Kaveh et Mott	27
II-3- Comportement de la conductivité en fonction de la température	30
II-4- Magnétorésistance négative	31
II-4-1- A la température nulle	31
II-4-2- Modèle de Kawabata	31
a) Cas où le champ est faible	33
b) Cas où le champ est fort	34

II-5- Etude expérimentale de la résistivité	35
II-5-1- Techniques expérimentales	35
II-5-2- Caractéristiques de l'échantillon	37

**CHAPITRE III - COMPARAISON ENTRE LES MODELES THEORIQUES
ET LES RESULTATS EXPERIMENTAUX**

III-1- Comparaison avec le modèle de Kawabata	43
III-1-1- Magnétorésistance négative en champ faible	44
III-2- Temps de diffusion inélastique	44
III-2-1- Relation entre le temps de cohérence de phase et le temps de diffusion inélastique	45
III-2-2- Temps de diffusion inélastique due aux collisions électron-électron	47
a) Modèle de Rammer	48
b) Modèle de Isawa	51
III-2-3- Temps de diffusion inélastique due aux collisions électron-phonon	53
III-3- Parallèle entre la théorie et les résultats expérimentaux	54

**CHAPITRE IV - LES EFFETS DES INTERACTIONS ELECTRON-ELECTRON
SUR LE REGIME DE LA LOCALISATION FAIBLE**

IV-1- Correction de la conductivité due aux interactions électron-électron	59
IV-1-1- Modèle de Kaveh et Mott	59
IV-1-2- Autre correction	65
IV-1-3- Modèle de I-H-F	66
IV-2- Magnétorésistance négative	69
IV-2-1- Correction de Dynes	69
IV-2-2- Modèle de I-H-F	71
a) Cas où le champ est faible	71
b) Cas où le champ est fort	73

IV-3- Effets des interactions électron-électron d'ordre supérieur sur le régime de la localisation faible	73
IV-3-1- Point de vue de Isawa et Fukuyama	74
IV-3-2- Point de vue de Altshuler	75
IV-4- Comparaison avec les résultats expérimentaux	77
IV-4-1- Comparaison avec le modèle de I-H-F	77
IV-4-2- Comparaison avec le modèle de Altshuler	79
a) Méthode des moindres carrés pour des équations non-linéaires	80
b) Méthode de calcul de la fonction $F(\delta)$	82
c) Méthode de calcul de la fonction $\phi_3(x)$	84
d) Résultat	87
1°/ Cas des champs faibles	87
2°/ Cas où $B > 0,115$ Tesla	89
 <u>CONCLUSION</u>	 113
 <u>ANNEXES</u>	 116
 <u>REFERENCES</u>	 123

INTRODUCTION

La magnétorésistance négative et la dépendance en température du temps de diffusion inélastique qui peut en être déduite, dans les métaux désordonnés ou dans les semi-conducteurs dopés du côté métallique de la transition métal-isolant, ont fait l'objet de nombreux travaux à la fois théoriques et expérimentaux, basés sur la localisation faible. C'est un phénomène où l'effet de localisation est traité comme une perturbation du premier ordre dans la limite du régime métallique et où plusieurs mécanismes de diffusion sont sensés jouer des rôles distincts. Ce phénomène prend aussi en compte les interactions électron-électron.

Le premier de ces modèles qui interprète la magnétorésistance négative a été proposé par Kawabata. Un peu plus tard, Isawa, Hoshino et Fukuyama (I-H-F) y ont introduit des effets supplémentaires du premier ordre, dus aux interactions électron-électron. Les effets d'ordre supérieur sur le régime de la localisation faible ont été étudiés par Altshuler.

Quant au temps de diffusion inélastique, sa variation avec la température dépend de l'importance relative entre les collisions électron-électron ou électron-phonon. Elle dépend aussi de l'importance du dopage.

Dans ce travail, nous avons étudié la conductivité d'un échantillon de phosphore d'indium dopé du côté métallique de la transition métal-isolant, dans un domaine de température 2-15 K, en présence de champs magnétiques allant jusque 1,15 Tesla. Ces conditions expérimentales nous ont permis d'observer une variation de la conductivité avec la température, une magnétorésistance négative, et de déterminer quelques paramètres liés à la correction de la conductivité de Boltzmann.

Après avoir rappelé les mécanismes de conduction de part et d'autre de la transition métal-isolant, nous consacrerons le second chapitre à l'interprétation physique de la localisation faible. Nous présenterons ainsi le modèle de Kawabata qui permet de déterminer le temps de diffusion inélastique.

Le troisième chapitre est consacré aux modèles théoriques décrivant la variation du temps de diffusion inélastique avec la température.

Dans la dernière partie de ce chapitre, nous comparerons le modèle de Kawabata avec les résultats expérimentaux pour des champs magnétiques

inférieurs à 0,2 Tesla. Dans ce domaine, la variation du temps de diffusion inélastique avec la température est interprétée à l'aide du modèle de Isawa qui considère l'existence de l'effet de localisation en présence de la diffusion inélastique et des interactions électron-électron quoique ces dernières soient négligeables dans le modèle de Kawabata.

Nous verrons par la suite qu'à partir d'une valeur du champ magnétique de l'ordre de 0,2 Tesla, une divergence apparaît par rapport à ce modèle (Kawabata).

Nous consacrerons le quatrième chapitre à des modèles plus élaborés valables dans tout le domaine de champ magnétique et incluant les interactions électron-électron. Les méthodes numériques qui ont permis le calcul du temps de diffusion inélastique ainsi que la constante d'interaction seront décrites. Une analyse des résultats obtenus à l'aide des différents modèles sera faite.

Nous verrons que les effets du second ordre des interactions sur la localisation faible donnent une meilleure justification des résultats expérimentaux. Enfin, nous montrerons que leurs effets ne sont importants qu'à partir d'une valeur du champ de l'ordre de 0,2 Tesla.

Chapitre I

***RAPPELS SUR LA TRANSITION METAL-
ISOLANT***

1-1- BANDES D'IMPURETES

Le phosphore d'indium est un composé III V. Les éléments In et P possèdent respectivement trois et cinq électrons de valence. Pour obtenir un semiconducteur dopé de type n, nous pouvons introduire des atomes d'étain (groupe IV) en substitution d'atomes d'indium. Un atome de phosphore va engager quatre de ses électrons de valence avec ceux d'un atome d'étain pour former quatre liaisons covalentes. L'électron restant entre en interaction faible avec l'atome de phosphore. Dans la théorie élémentaire de Bohr, cet électron se déplacera sur une orbite de grand rayon et son interaction avec le réseau sera décrite de manière correcte par la constante diélectrique ϵ du phosphore d'indium.

L'atome du phosphore ionisé P^+ crée à grande distance un potentiel attractif:

$$V(r) = \frac{e^2}{\epsilon r} \quad 1-1-1$$

L'équation de Hamilton de l'électron s'écrit :

$$H\Psi = \left[-\frac{\hbar^2 \Delta}{2m^*} - \frac{e^2}{\epsilon r} \right] \Psi = E \Psi \quad 1-1-2$$

C'est un hamiltonien de type hydrogéoïde où la masse de l'électron a été remplacée par la masse effective m^* et la constante diélectrique est devenue ϵ .

Les solutions de l'équation 1-1-2 donnant les états accessibles à l'électron sont :

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \left(\frac{e^4}{2\hbar m_0} \right) \frac{m_0}{\epsilon^2 m^*} \quad 1-1-3$$

m_0 étant la masse de l'électron libre, égale à $9,109 \cdot 10^{-31}$ kg.

*Dans tout ce qui va suivre la valeur de la constante de Planck h est $1,05459 \cdot 10^{-34}$ Js

Ces niveaux sont situés sous la bande de conduction, dans la bande interdite, et le niveau fondamental est un niveau donneur d'énergie: E_1 : ($n = 1$)

$$E_1 = - \left(\frac{e^4}{2 \hbar m_0} \right) \frac{m_0}{\epsilon^2 m^*} \quad 1-1-4$$

Etant donné le nombre élevé d'impuretés ($n \sim 10^{22} \text{ m}^{-3}$), l'ensemble de ces niveaux donneurs discrets peut être considéré comme continu. Ils forment une bande appelée : Bande d'impuretés.

1-2- TRANSITION DE ANDERSON

Anderson [1] étudie le mouvement d'un électron dans une bande de largeur B calculée par la méthode des liaisons fortes, où la distribution périodique de puits de potentiel est perturbée par l'introduction d'un potentiel d'amplitude V_0 (figure 1-1).

Lorsque le rapport V_0/B est plus grand qu'une valeur critique $(V_0/B)_C$, les solutions de l'équation de Schrodinger sont localisées et ne sont plus des états étendus de Bloch. Un électron se déplace en échangeant de l'énergie avec les phonons.

Selon Mott [2], si le rapport V_0/B est plus petit que la valeur critique, il existe une énergie E_C séparant les états localisés des états délocalisés. Cette énergie E_C est appelée: le front de mobilité (figure 1-2).

Si $E_f > E_C$, le système est métallique et la conductivité tend vers une valeur finie quand la température tend vers zéro.

Si $E_f < E_C$, le système est isolant et la conductivité tend vers zéro quand la température tend vers zéro.

Lorsque $E_f - E_C$ change de signe, une transition métal-isolant se produit. Ce type de transition est appelé transition de Anderson.

Si la concentration en impuretés varie, la transition de Anderson se produit pour une valeur critique n_C donnée par le critère de Mott :

$$n^{1/3} a_H = 0,26 \pm 0,05 \quad 1-2-1$$

où a_H est le rayon de Bohr.

En 1972, Mott [2] introduit le concept de conductivité métallique minimale σ_{\min} . 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 " l_0 " ne peut être inférieur à la distance entre les sites d'impuretés " a ".

Lorsque $E_F = E_C$, la valeur de σ_{\min} s'écrit:

$$\sigma_{\min} = 0,026 \frac{e^2}{\hbar a} \quad 1-2-2$$

Un échantillon dont la concentration en impuretés vérifie :

$$n^{1/3} a_H > 0,26 \pm 0,05 \quad 1-2-3$$

est dit métallique; dans le cas contraire, il est considéré comme isolant.

Outre la concentration en impuretés, plusieurs autres méthodes permettent de changer la position relative de E_C et E_F :

- 1) en appliquant des contraintes axiales
- 2) en appliquant un champ magnétique
- 3) dans certains liquides, en variant la température

Le critère de Mott $n^{1/3} a_H = 0,26 \pm 0,05$ correspond à une valeur du rapport a/a_H voisine de 2,4. La détermination de la distance moyenne " a " entre les sites d'impuretés est obtenue à partir de la concentration en impuretés. Dans le cas d'une transition métal-isolant provoquée par un champ magnétique, cette distance est fixée dès le départ et l'effet du champ a pour action de réduire le rayon de Bohr et par conséquent diminuer la valeur de $n^{1/3} a_H$.

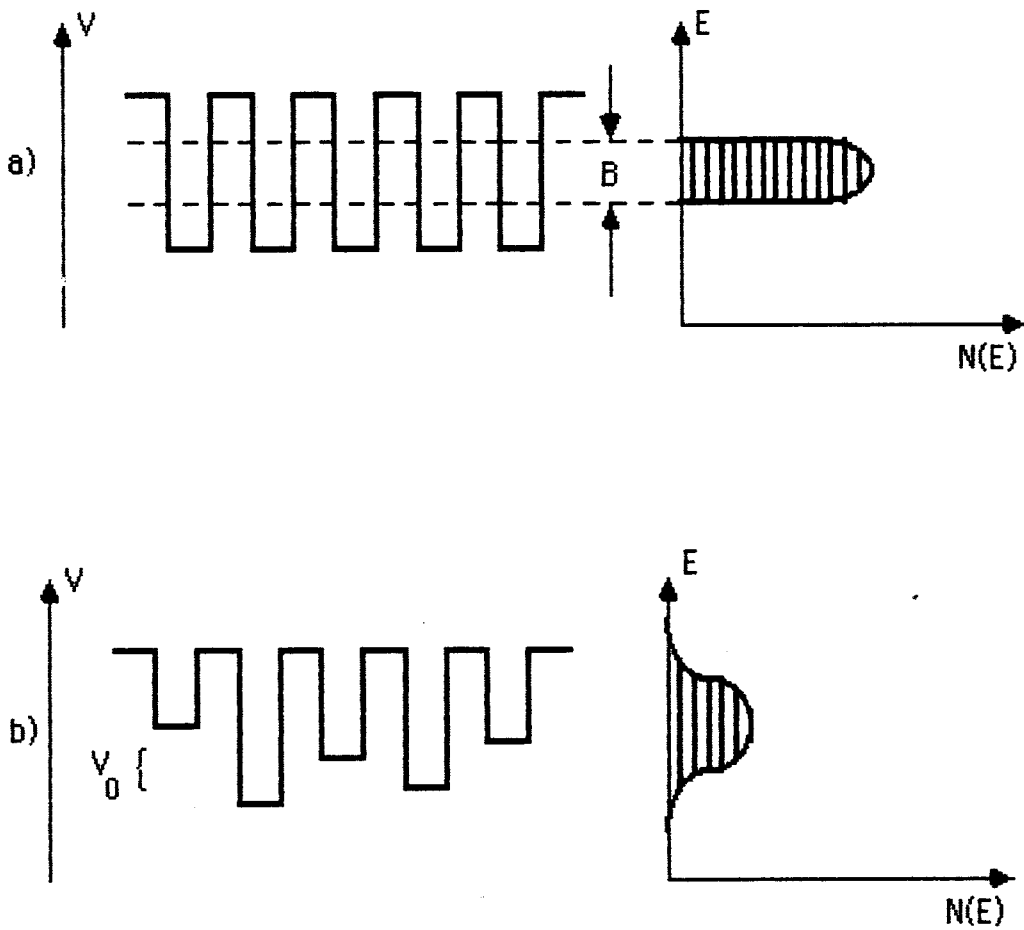


Figure 1-1 Energie potentielle d'un électron dans le modèle de Anderson
a)-avant l'introduction du potentiel perturbateur
b)-après l'introduction du potentiel perturbateur

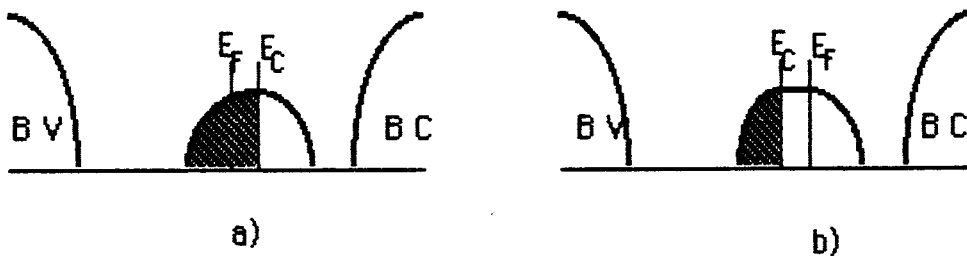


Figure 1-2 : Représentation de la bande d'impuretés
entre la bande de conduction et la bande de valence.
Les états localisés sont hachurés.

1-3- MECANISMES DE CONDUCTION

1-3-1- CAS OU $E_F < E_C$

a) - HAUTE TEMPERATURE

Les électrons sont excités dans la bande de conduction. Dans ces conditions, les électrons sont libres et la conductivité s'écrit (figure 1-3):

$$\sigma = n e \mu_1 \quad 1-3-1$$

n et μ_1 étant respectivement la densité et la mobilité électronique.

La densité électronique s'écrit:

$$n = N_d \exp - \left(\frac{E_A - E_F}{K_B T} \right) \quad 1-3-2$$

N_d et E_A étant respectivement une constante (indépendante de l'énergie) et l'énergie du bas de la bande de conduction.

En reportant cette valeur de la densité électronique dans l'expression de la conductivité, on trouve :

$$\sigma = \sigma_1 \exp - \left(\frac{E_A - E_F}{K_B T} \right) = \sigma_1 \exp - \frac{\epsilon_1}{K_B T} \quad 1-3-3$$

b) - TEMPERATURE INTERMEDIAIRE

Dans la région des températures intermédiaires, les électrons sont excités au front de mobilité. Dans ce cas, celui-ci se comporte comme le bas de la bande de conduction et l'expression de la conductivité s'écrit (figure 1-4) :

$$\sigma = \sigma_2 \exp - \left(\frac{E_C - E_F}{K_B T} \right) = \sigma_2 \exp - \frac{\epsilon_2}{K_B T} \quad 1-3-4$$

σ_2 est un facteur préexponentiel indépendant de l'énergie. ϵ_2 représente la différence d'énergie entre le niveau de Fermi E_F et le front de mobilité E_C .

Mott [3] a observé que la valeur expérimentale de σ_2 mesurée sur un échantillon InSb [4] est presque identique à la valeur théorique de la conductivité métallique minimale σ_{\min} . Celle-ci est déduite du point de convergence du réseau de courbes $\text{Log } \rho = f(1/T)$ (ρ : résistivité) lorsque $1/T$ tend vers zéro. Cela nous conduit à écrire la conductivité sous la forme (figure 1-5):

$$\sigma = \sigma_{\min} \exp - \frac{\epsilon_2}{k_B T} \quad 1-3-5$$

avec $\sigma_{\min} = 0,026 e^2/h\alpha$.

c) - BASSE TEMPERATURE

1) Dans le cas où les états sont fortement localisés et la température est relativement élevée, la conductivité s'écrit:

$$\sigma = \sigma_3 \exp - \frac{\epsilon_3}{k_B T} \quad 1-3-6$$

avec ϵ_3 , la distance énergétique entre deux sites voisins. L'expression (1-3-6) est connue sous le nom de conductivité par saut au plus proche voisin.

2) Si les états sont fortement localisés et la température est basse, ou si les états sont faiblement localisés et la température est relativement élevée, la conduction se fait par saut à distance variable. L'électron cherche le site énergiquement le plus favorable. L'expression de la conductivité prend la forme:

$$\sigma = \sigma_3' \exp - \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \quad 1-3-7$$

où T_0 dépend de la densité d'états au niveau de Fermi et de la longueur de localisation.

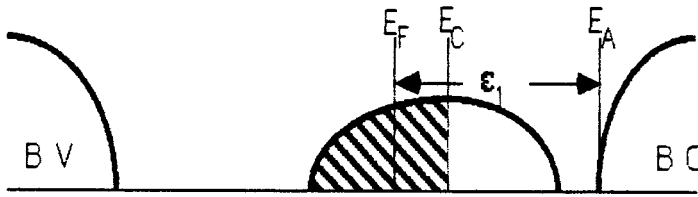


Figure 1-3 : Mode de conduction par ϵ_1 (cas où $E_F < E_C$)

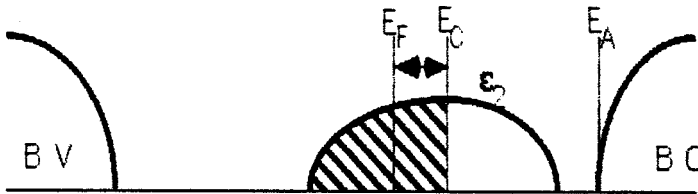


Figure 1-4 : Mode de conduction par ϵ_2

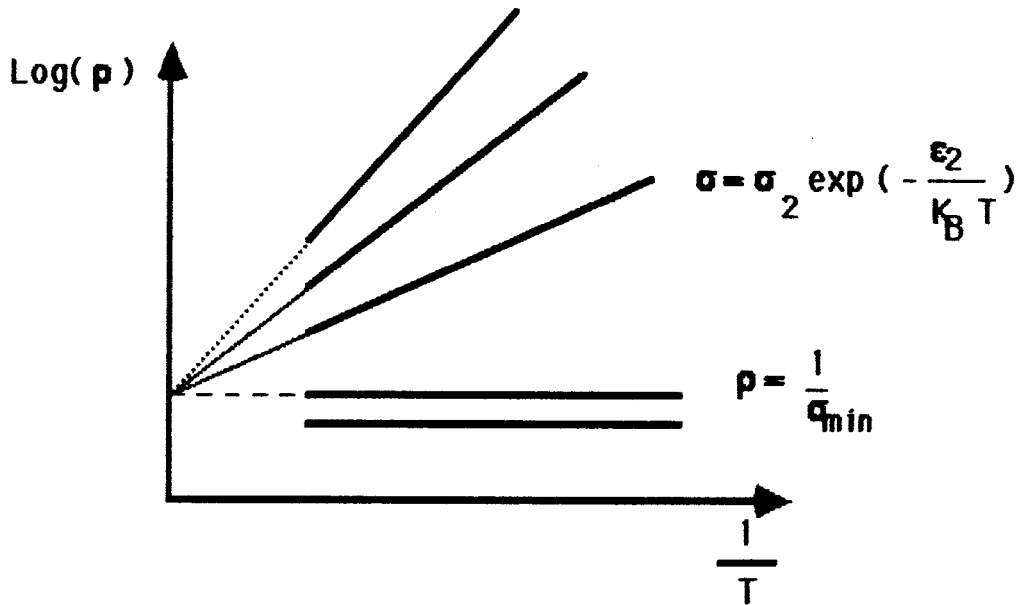


Figure 1-5 : Variation de la résistivité d'un semi-conducteur dopé et compensé en fonction du champ magnétique et de la température.

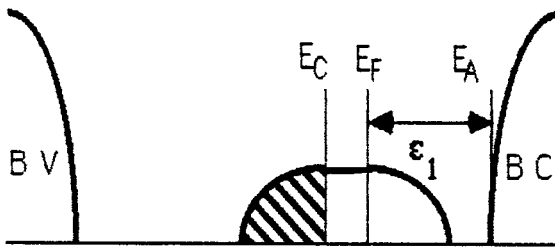


Figure 1-6 : Mode de conduction par ϵ_1 (cas où $E_F > E_C$)

1-3-2-CAS OU $E_F > E_C$

a) - HAUTE TEMPERATURE

De même que dans le cas du paragraphe 1-3-1-a, à haute température, les électrons ont suffisamment d'énergie pour être excités dans la bande de conduction avec une énergie d'activation $\epsilon_1 = E_A - E_F$. La conductivité est (figure 1-6) :

$$\sigma = \sigma_1 \exp - \frac{\epsilon_1}{k_B T} \quad 1-3-8$$

b) - BASSE TEMPERATURE

La bande d'impuretés est le siège d'une conduction métallique : les électrons se déplacent librement dans les états délocalisés. L'échantillon se comportera comme un métal et la conductivité devrait être exprimée dans l'approximation de Boltzmann. Le libre parcours moyen élastique " l_0 " est grand devant la distance entre les sites d'impuretés " a " et la conductivité s'écrit:

$$\sigma_0 = \frac{n e^2 \tau_0}{m^*} \quad 1-3-9$$

où n , e , τ_0 et m^* sont respectivement la densité électronique, la charge de l'électron, le temps de relaxation et la masse effective.

1-4- POINT DE VUE DE A.A.L.R.

Un autre modèle proposé par Abrahams, Anderson, Licciardello et Ramakrishnan (A.A.L.R.) [5], basé sur la théorie d'échelle nie l'existence de la conductivité minimale σ_{min} lorsque le niveau de Fermi E_F est confondu avec le front de mobilité E_C , et soutient la continuité de la transition de Anderson. Dans ce cas, les états localisés et délocalisés coexistent et un métal peut avoir une conductivité inférieure à σ_{min} . Des résultats à basses températures du Silicium dopé au phosphore vont dans ce sens [6].

Dans ce modèle, la conductance d'un cube de côté L est donnée par:

$$g(L,E) = \frac{h}{e^2} L \sigma(L,E) \quad 1-4-1$$

On peut définir une fonction $\beta(g)$ ne dépendant que de g et qui s'écrit:

$$\beta(g) = \frac{d \text{Log}(g)}{d \text{Log}(L)} \quad 1-4-2$$

A 3 dimensions, la fonction $\beta(g)$ tend vers une valeur constante égale à 1 pour les grandes valeurs de g . Elle tend vers $-\infty$ pour les petites valeurs de g et s'annule pour une valeur g_c (figure 1-7).

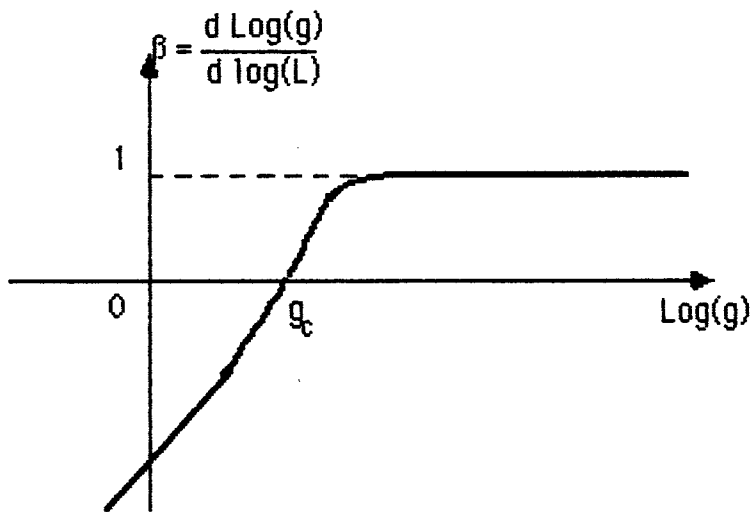


Figure 1-7 : Représentation schématique de la fonction $\beta(g)$.

Les grandes valeurs de g correspondent aux états délocalisés et les petites valeurs de g aux états localisés.

Lorsque L tend vers l'infini, $g(L,E)$ s'écrit :

$$|g(L,E) - g_c| = g_c f(L) \left| \frac{E - E_c}{E_c} \right| \quad 1-4-3$$

Cette expression montre que $g(L,E) = g_c$ quand $E = E_c$ pour toutes valeurs de L , et donc que la conductivité σ qui est proportionnelle à g/L tend d'une façon continue vers zéro quand L tend vers l'infini.

Chapitre II

LA LOCALISATION FAIBLE

II-1- OBSERVATIONS EXPERIMENTALES

Les travaux précédents du laboratoire [8] [9] [10] ont porté sur une étude approfondie de la transition métal-isolant et des différents mécanismes de conduction cités dans le chapitre précédent, dans plusieurs échantillons de phosphure d'indium dopés et compensés. Ces échantillons ont des concentrations en impuretés situées de part et d'autre de la concentration critique donnée par Mott ($n_C^{1/3} a_H = 0,26 \pm 0,05$). Cette concentration n_C a été évaluée à $5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ dans le phosphure d'indium. Elle situe le critère de Mott ($n_C^{1/3} a_H$) à 0,309.

Dans les échantillons dits isolants ($E_F < E_C$), ces travaux ont permis de mettre en évidence des variations des énergies d'activation ($\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$) avec le champ magnétique.

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés au comportement des échantillons ayant des concentrations en impuretés supérieures à n_C et plus précisément à un échantillon dont la concentration en impuretés est de $8,2 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Le niveau de Fermi E_F se trouve au-dessus du front de mobilité E_C à champ magnétique nul (échantillon référence : InP 403).

L'étude de la résistivité et de la mobilité de cet échantillon en fonction de la température et du champ magnétique a permis de conclure à la validité du modèle de Mott : une transition de Anderson discontinue à un champ magnétique de l'ordre de 7 Teslas apparaît. La valeur correspondante de la conductivité est la conductivité métallique minimale σ_{\min} évaluée à $5,26 (\Omega\text{cm})^{-1}$ [10].

En effet, la courbe de la constante de Hall R_H à champ magnétique faible [8] en fonction de l'inverse de la température présente un maximum interprété par l'apparition des phénomènes de conduction internes à la bande d'impuretés.

A basse température, la valeur de R_H devient constante dans une représentation logarithmique, et ceci correspondant sur les courbes de résistivité à une conduction métallique dans la bande d'impuretés. Dans ces conditions, la conductivité devrait être indépendante de la température et l'échantillon aurait un comportement métallique. En effet, c'est ce qu'ont observé Biskupski et coll [8] [10].

A basse température, et pour des champs magnétiques inférieurs à 7 Teslas, la résistivité varie peu avec la température. Au-delà de cette valeur du champ, l'échantillon a un comportement isolant caractérisé par une conduction par saut au plus proche voisin ou à distance variable.

En fait, pour les valeurs du champ magnétique inférieures à 7 Teslas, d'autres effets appelés selon Spriet [10] les effets du premier ordre tels que la magnétorésistance négative et éventuellement les oscillations de Shubnikov-De Haas ont été observés. Ces dernières ont été étudiées par Spriet [11] et ont été interprétées à l'aide de la théorie des électrons quasi-libres. Dans l'échantillon InP 403, le début et la fin de ces oscillations apparaissent respectivement à des valeurs de champ magnétique de l'ordre de 3,96 et 4,81 Teslas.

Dans une représentation normale (figure 1), la résistivité varie avec la température. En outre, l'application d'un champ magnétique B inférieur à 3,96 Teslas conduit à l'apparition d'une magnétorésistance négative (figure 2).

La théorie classique de Boltzmann applicable au système d'électrons libres ne permet pas d'interpréter ces phénomènes. Les travaux précédents du laboratoire sur la magnétorésistance négative [12] ont été interprétés à l'aide du modèle de Toyozawa [13]. Ce modèle présuppose l'existence d'un système de moments magnétiques localisés. En ce qui concerne le phosphore d'indium, ces derniers posent encore des problèmes.

Selon A.A.L.R. [5], Mott [14], Kawabata [15] et Bergmann [16], l'apparition de ces anomalies (variation de la résistivité avec la température, l'existence de la magnétorésistance négative et la réduction de la conductivité σ_0) dans les métaux désordonnés ou encore dans les semi-conducteurs dopés du côté métallique de la transition métal-isolant, sont à l'origine d'un phénomène appelé la localisation faible. C'est un phénomène où l'effet de localisation est traité comme une perturbation dans la limite du régime métallique et où plusieurs mécanismes de diffusion et en particulier la diffusion inélastique des électrons sont sensés jouer des rôles distincts. En outre, ce phénomène prend aussi en compte les interactions électron-électron.

II-2- INTERPRETATION PHYSIQUE DE LA LOCALISATION FAIBLE

II-2-1- ANALYSE DE A.A.L.R.

Nous avons vu que, dans le modèle de A.A.L.R. [5], la conductivité $\sigma(E,L)$ est reliée à $g(E,L)$ par :

$$\sigma(E,L) = \frac{e^2 g(E,L)}{hL} \quad \text{II-2-1}$$

et qu'il existe une fonction $\beta(g)$ définie par :

$$\beta(g) = \frac{d\text{Log}(g)}{d\text{Log}(L)} \quad \text{II-2-2}$$

Cette équation II-2-2 et la condition initiale $g(L_0) = g_0$ détermine $g(L)$ où L_0 est la longueur minimale que peut prendre L .

Pour les cas métalliques dans le sens classique de Boltzmann, la conductivité σ_0 est donnée par l'expression:

$$\sigma_0 = \frac{n e^2 \tau_0}{m^*} \quad \text{II-2-3}$$

où n , τ_0 , et m^* sont respectivement la concentration électronique, le temps de diffusion élastique et la masse effective.

Le résultat II-2-3 implique que $\beta(g) = \text{const} = 1$ et que L_0 est le libre parcours moyen élastique l_0 . Cependant A.A.L.R. [5] indique que $\beta(g)$ ne peut pas être constante mais dépend de g , comme il est montré sur la figure (I-7).

Le régime métallique dans le sens de Boltzmann correspond à la région où g tend vers l'infini. Pour ces grandes valeurs de g une correction est apportée à $\beta(g)$ [24]:

$$\beta(g) = 1 - \frac{g_a}{g} + \dots \quad \text{II-2-4}$$

avec g_a une constante.

Cette correction a été obtenue dans le cadre de la théorie des perturbations en tenant compte de la retrodiffusion.

Par substitution de l'équation II-2-4 dans II-2-2, l'expression de g quand L tend vers l'infini, s'écrit:

$$g = \frac{1}{l_0} (g_0 - g_a) + g_0 \quad \text{II-2-5}$$

En terme de conductivité, le résultat II-2-5 est équivalent à :

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma' \quad \text{II-2-6}$$

où

$$\frac{\sigma'}{\sigma_0} = -3 \pi^4 g_a \lambda^2 \quad \text{II-2-7}$$

Dans l'équation II-2-7, λ est un paramètre faible dans la limite du régime métallique et est défini par:

$$\lambda = \frac{\hbar}{2 \pi E_F \tau_0} = \frac{1}{\pi k_F l_0} \quad \text{II-2-8}$$

avec k_F le vecteur d'onde de Fermi.

L'expression de la conductivité σ quand $E_F > E_C$, s'écrit donc :

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 - \frac{3 \pi^2 g_a}{(k_F l_0)^2} \right) \quad \text{II-2-9}$$

ou bien:

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 - 3 \pi^2 g_a \left(\frac{\hbar}{2 E_F \tau_0} \right)^2 \right) \quad \text{II-2-10}$$

L'équation II-2-10 montre que pour des valeurs de E_F telles que $E_F \gg E_C$, la conductivité se réduit à σ_0 (régime métallique dans le sens de Boltzmann), alors que pour les valeurs intermédiaires de E_F (quand E_F se trouve juste au-dessus de E_C), la conductivité de Boltzmann présente une correction σ' .

Dans ce modèle, la figure II-1 montre que la conductivité II-2-10 tend d'une façon continue vers zéro lorsque E_F s'approche de E_C et schématise la région intermédiaire où la correction σ' apportée à la conductivité est faible devant σ_0 . Cette correction montre que les électrons ne sont pas tout à fait libres ($\sigma \neq \sigma_0$).

La région intermédiaire où le phénomène de localisation faible se manifeste est hachurée. Le front de mobilité E_C est la solution de $g_0(E_C) = g_c$.

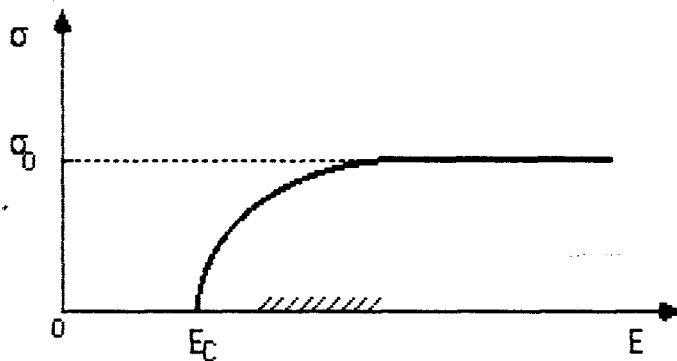


Figure II-1 : Représentation schématique du régime de la localisation faible où σ_0 est la conductivité de Boltzmann et E_C est le front de mobilité.

II-2-2- ANALYSE DE KAYEH ET MOTT

Nous allons voir maintenant comment la théorie des perturbations au premier ordre [14] et la théorie de diffusion [19] donnent des résultats similaires à II-2-9.

Dans les deux théories, la conductivité dépend principalement de la forme des fonctions d'onde Ψ_E de l'électron, et est obtenue dans le formalisme de Kubo-Greenwood qui montre qu'elle est proportionnelle à:

$$\left| \int \Psi_E \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \Psi_{E'} \cdot d^3 \mathbf{r} \right|^2 \quad \text{II-2-11}$$

dont les énergies E et E' sont prises au niveau de fermi.

Dans la théorie de Kaveh et Mott [14], ces fonctions d'onde ont la forme suivante:

$$\Psi = A \Psi_1 + 3 \frac{B}{r^2} \Psi_2 \quad \text{II-2-12}$$

où A est une constante, Ψ_1 et Ψ_2 sont des fonctions d'onde étendues, et B une fonction de l'angle Θ entre le rayon vecteur r et le vecteur d'onde k.

a)- MODELE DES PERTURBATIONS

On considère un électron en interaction avec des centres diffuseurs (impuretés) répartis aléatoirement aux points R_j . L'énergie potentielle de l'électron est [14] :

$$V_0(r) = \sum_j V(r - R_j) \quad \text{II-2-13}$$

Pour le moment on néglige les interactions électron-électron.

L'hamiltonien de cet électron s'écrit :

$$H = -\frac{\hbar^2 \Delta}{2m^*} + V_0(r) \quad \text{II-2-14}$$

Le potentiel V_0 diffuse l'électron d'un état k dans un autre état $k + q$, et introduit un libre parcours moyen élastique l_0 .

L'inverse du temps de diffusion élastique d'un état vers un autre est de la forme [14]:

$$\tau_0^{-1} = \frac{2\pi}{\hbar} |V_0(q)|_m^2 N(E_F) \quad \text{II-2-15}$$

où $N(E_F)$ est la densité d'états au niveau de Fermi. L'indice m caractérise la moyenne prise sur tous les centres diffuseurs, et

$$V_0(q) = \langle k_F + q | V_0 | k_F \rangle \quad \text{II-2-16}$$

Si on suppose que le rayon du centre diffuseur est petit devant k_F^{-1} , donc que V est un potentiel à courte portée, on peut confondre $V(q)$ avec $V(0)$ et l'équation II-2-15 devient :

$$\tau_0^{-1} = \frac{2\pi}{\hbar} n |V(0)|^2 N(E_F) \quad \text{II-2-17}$$

où V est le potentiel d'un seul centre diffuseur et n est le nombre des centres diffuseurs par unité de volume.

Dans la théorie des perturbations au premier ordre, la fonction d'onde s'écrit:

$$\Psi_E = |k\rangle + \sum_q \frac{\langle k+q | U | k \rangle |k+q\rangle}{E(k+q) - E(k)} \quad \text{II-2-18}$$

où U est la potentiel perturbateur.

Pour trouver la forme de Ψ_E qui donne le résultat II-2-9, il va falloir évaluer les termes $\langle k+q | U | k \rangle$ et $E(k+q) - E(k)$.

Ce dernier, au niveau de Fermi, s'écrit :

$$E(k+q) - E(k) = \frac{\hbar^2}{m^*} k_F q \left(\cos(\beta) + \frac{q}{2k_F} \right) \quad \text{II-2-19}$$

avec β l'angle entre k_F et q .

Dans le cas où le vecteur d'onde q est très petit, l'expression II-2-19 devient:

$$E(k+q) - E(k) = \frac{\hbar^2}{m^*} k_F q \cos(\beta) \quad \text{II-2-20}$$

Pour évaluer le numérateur du second terme de II-2-18, on prendra

$$U = n^{1/2} V(r) \quad \text{II-2-21}$$

et par conséquent:

$$\begin{aligned} \langle k+q|U|k\rangle &= n^{1/2} \langle k+q|V(r)|k\rangle \\ &= n^{1/2} V(q) \approx n^{1/2} V(0) \end{aligned} \quad \text{II-2-22}$$

L'équation II-2-18 devient:

$$\Psi_E = e^{ikr} + \sum_q \frac{n^{1/2} V(0) e^{i(k+q)r}}{\frac{\hbar^2}{m^*} q k_F \cos(\beta)} \quad \text{II-2-23}$$

et puisque $l_0 = v_F \tau_0$,

$$N(E_F) = \frac{m^* k_F}{2\pi^2 \hbar}$$

et

$$n^{1/2} V(0) = \hbar (2\pi \tau_0 N(E_F))^{-1/2}$$

on obtient:

$$\Psi_E = e^{ikr} \left[1 + \sqrt{\frac{\pi}{l_0}} \frac{1}{k_F} \sum_q \frac{e^{iqr \cos(\theta)}}{q \cos(\beta)} \right] \quad \text{II-2-24}$$

On remplace la sommation sur q par une intégrale, et on prend la direction r comme axe des coordonnées polaires avec θ et ϕ comme direction de q ; Θ et Φ celle de K .

La somme devient :

$$\frac{1}{(2\pi)^3} \int \int \int q dq \frac{\sin \theta d\theta d\phi \exp(iqr \cos \theta)}{\cos \beta} \quad \text{II-2-25}$$

avec

$$\cos \theta = \cos \Theta \cos \beta + \sin \Theta \sin \beta \cos(\Theta - \phi)$$

Si on pose $qr = \zeta$, le second terme de II-2-24 s'écrit :

$$(2\pi)^{-3} \sqrt{\frac{\pi}{l_0}} \frac{\Gamma}{K_F} \frac{1}{r^2} \quad \text{II-2-26}$$

où

$$\Gamma = \int_0^\pi \sin q \, dq \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \frac{\zeta \, d\zeta \exp(i\zeta \cos \theta)}{\cos \beta}$$

Il est difficile d'évaluer Γ . On procède donc à des approximations:

Sans le facteur $1/\cos(\beta)$, le paramètre Γ est la transformée de Fourier de $1/\zeta$, et ne peut dépendre de θ . Sa valeur est 4π .

Le terme $1/\cos(\beta)$ donne une dépendance de Γ en θ , et comme le calcul de la conductivité σ nécessite la moyenne de $|\Gamma|^2$ sur toutes les valeurs de θ , l'approximation s'écrit :

$$|\Gamma|_m^2 = 3(4\pi)^2 \tag{II-2-27}$$

avec la valeur moyenne de $1/\cos(\beta) = 1/3$.

La relation II-2-26 devient:

$$\frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{3\pi}{l_0}\right)^2 \frac{1}{k_F} \frac{1}{r^2} \tag{II-2-28}$$

L'apparition du facteur $1/r^2$ dans le second terme de l'équation II-2-28 rend compte de l'effet de localisation sur la fonction d'onde Ψ_E .

Pour obtenir la conductivité, on introduit le poids total des états localisés, et on élève donc le terme II-2-28 au carré, puis on l'intègre dans l'espace limité par r_{\min} et r_{\max} qu'on définira par la suite.

La conductivité est alors proportionnelle au facteur :

$$R = \frac{3}{4\pi} \frac{1}{k_F^2 l_0} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \frac{4\pi r^2}{r^4} \, dr \tag{II-2-29}$$

Le choix des limites r_{\min} et r_{\max} est simple. A la température nulle, l'électron est capable de diffuser dans l'échantillon tout entier sans subir une

diffusion inélastique. Pour un échantillon de dimension L , il est raisonnable de prendre π/L comme la plus petite valeur du vecteur d'onde q : $q_{\min} = \pi/L$.

Par ailleurs, le résultat II-2-24 est valable pour $r > l_0$. Par analogie avec q_{\min} , on prendra $q_{\max} = \pi/l_0$.

Par conséquent :

$$r_{\min} = \frac{l_0}{\pi} \quad \text{et} \quad r_{\max} = \frac{L}{\pi}$$

Remarque :

A une température finie ou si un champ magnétique est appliqué, r_{\max} prend d'autres valeurs. Nous étudierons ce cas dans les paragraphes suivants.

Restons pour le moment dans le cas d'une température nulle. La relation II-2-29 devient :

$$R = \frac{3}{\pi (k_F l_0)^2} \left[1 - \frac{l_0}{L} \right] \tag{II-2-30}$$

La fonction d'onde Ψ_E II-2-24 n'est pas normalisée quand le second terme est présent. Pour l'avoir, on écrit $A\Psi_E$.

avec

$$A^2 (1 + R)^2 = 1 \tag{II-2-31}$$

La conductivité σ calculée à partir de la formule de Kubo-Greenwood qui est proportionnelle au terme II-2-11, s'écrit :

$$\sigma = \sigma_0 A^2 = \sigma_0 (1 + R)^{-2} \tag{II-2-32}$$

R est très petit devant 1. On peut faire l'approximation suivante :

$$(1 + R)^{-2} = 1 - 2R$$

et la conductivité prend la forme :

$$\sigma = \sigma_0 \left[1 - \frac{6}{\pi (k_F l_0)^2} \left(1 - \frac{l_0}{L} \right) \right] \tag{II-2-33}$$

Par ailleurs, si la dimension L de l'échantillon est très grande devant le libre parcours moyen l_0 , l'expression II-2-33 devient :

$$\sigma = \sigma_0 \left[1 - \frac{\delta}{\pi (k_F l_0)^2} \right] \quad \text{II-2-34}$$

On trouve finalement le résultat II-2-10 donné par A.A.L.R. et ceci à un facteur numérique près.

b)- MODELE DE DIFFUSION

Le modèle de diffusion proposé par Kaveh et Mott [19] suppose que :

$$\Psi_E = e^{ikr} + \sum_q a(q) e^{i(k+q)r} \quad \text{II-2-35}$$

avec

$$a(q) = \frac{1}{q [\pi D h N(E_F)]^{1/2}} \quad \text{II-2-36}$$

où D est la constante de diffusion.

La fonction d'onde Ψ_E est composée d'une onde incidente e^{ikr} et d'une onde diffusée $\sum_q a(q) e^{i(k+q)r}$. Autrement dit, un électron diffuse d'un état k dans un état $k+q$.

$|a(q)|^2$ détermine la probabilité de trouver un électron dans l'état séparé de q ($q \ll k$) de son état initial k .

La probabilité totale de diffusion d'un électron de l'état k dans tous les états autres que l'état initial est donnée par :

$$R = \sum_{q \neq 0} |a(q)|^2 = \frac{L^3}{(2\pi)^3} \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} 4\pi q^2 |a(q)|^2 dq \quad \text{II-2-37}$$

Un raisonnement similaire au précédent aboutit à :

$$\sigma = \sigma_0 \left[1 - \frac{3}{(k_F l_0)^2} \right] \quad \text{II-2-38}$$

Les différents modèles ont permis de donner à la conductivité à T=0, une forme:

$$\sigma = \sigma_0 \left[1 - \frac{b}{(k_F l_0)^2} \right] \tag{II-2-39}$$

où b est une constante non évaluée comprise entre 1 et 3.

Selon Kawabata [15], la diffusion multiple des électrons par les impuretés introduit une correction à la conductivité, identique à II-2-39.

Bergmann [16], particulièrement dans un système à deux dimensions, montre que le terme correctif résulte des effets d'interférence entre ondes diffusées dans l'espace des k, suivant deux chemins équivalents et de sens opposés (figure II-2-b).

En effet, si un électron diffuse d'une impureté à l'autre, la probabilité de retour à sa position initiale est finie. Il existe une probabilité identique de retour à la position d'origine en empruntant le chemin inverse (figure II-2-a).

De ce fait, et comme l'électron a un comportement ondulatoire, Bergmann [16] [20] considère une onde e^{ikr} qui se divise en deux ondes $e^{ik'r}$ et $e^{ik''r}$ se propageant dans des directions opposées (figure II-2-b).

La première onde suit la séquence :

$$k \rightarrow k_1' \rightarrow k_2' \rightarrow \dots \rightarrow k_n' = k + q$$

alors que la seconde suit la séquence opposée :

$$k \rightarrow k_1'' \rightarrow k_2'' \rightarrow \dots \rightarrow k_n'' = k + q$$

Si la symétrie par renversement du temps est respectée, les deux ondes suivent le même chemin en sens opposés et arrivent finalement à l'état $k+q$ en phase avec la même amplitude. Elles y interfèrent et le terme $\sum_{q \neq 0} |a(q)|^2$ mesure l'intensité de l'interférence qui réduit la conductivité (expression II-2-39).

Si par contre, la symétrie par renversement du temps n'est pas respectée, les deux ondes k' et k'' ne sont plus en cohérence de phase et le terme de l'interférence se trouve diminué. Ceci se passe par exemple lorsque la diffusion inélastique est présente. Dans ce cas, la conductivité est donnée par l'expression II-2-33 avec L une longueur caractéristique de la diffusion inélastique.

Selon Anderson et coll [21], les deux ondes partielles diffusent durant un temps égal au temps de diffusion inélastique avant de perdre leur cohérence de phase.

Dans certains cas, le temps de diffusion inélastique τ_c est différent du temps de cohérence de phase τ_ϕ . Nous étudierons ce cas par la suite.

II-2-3-PARALLELE ENTRE LE MODELE DE A.A.L.R ET LES MODELES DE KAYEH ET MOTT

La conductivité à $T=0$ s'écrit en général:

$$\sigma = \sigma_0 \left[1 - \frac{b}{(k_F l_0)^2} \left(1 - \frac{l_0}{L} \right) \right] \quad \text{II-2-40}$$

où L est la longueur de l'échantillon.

Quand l'amplitude du potentiel perturbateur V_0 croit, la densité d'états au niveau de Fermi décroît. Kayeh et Mott [22] ont introduit un facteur G défini par:

$$G = \frac{N(E_F)}{N(E_F)_{V=0}} \quad \text{II-2-41}$$

pour caractériser la variation de la densité d'états.

En utilisant la formule de Kubo-Greenwood, la conductivité à $T=0$ et en l'absence des interactions électron-électron s'écrit :

$$\sigma = \sigma_0 G^2 \left[1 - \frac{b}{G^2 (k_F l_0)^2} \left(1 - \frac{l_0}{L} \right) \right] \quad \text{II-2-42}$$

Kaveh et Mott [7] ont montré qu'en l'absence d'un champ magnétique, la conductivité σ tend d'une façon continue vers zéro quand E_F s'approche de E_C .

Pour une valeur de $b=1$, on pose à la transition $G^2 (k_F l_0)^2 = 1$ et par conséquent la conductivité II-2-42 s'annule lorsque L tend vers l'infini.

Lorsque L est fini, l'équation II-2-42 donne $\sigma = 0,03 e^2/hL$ quand $E_C = E_F$.

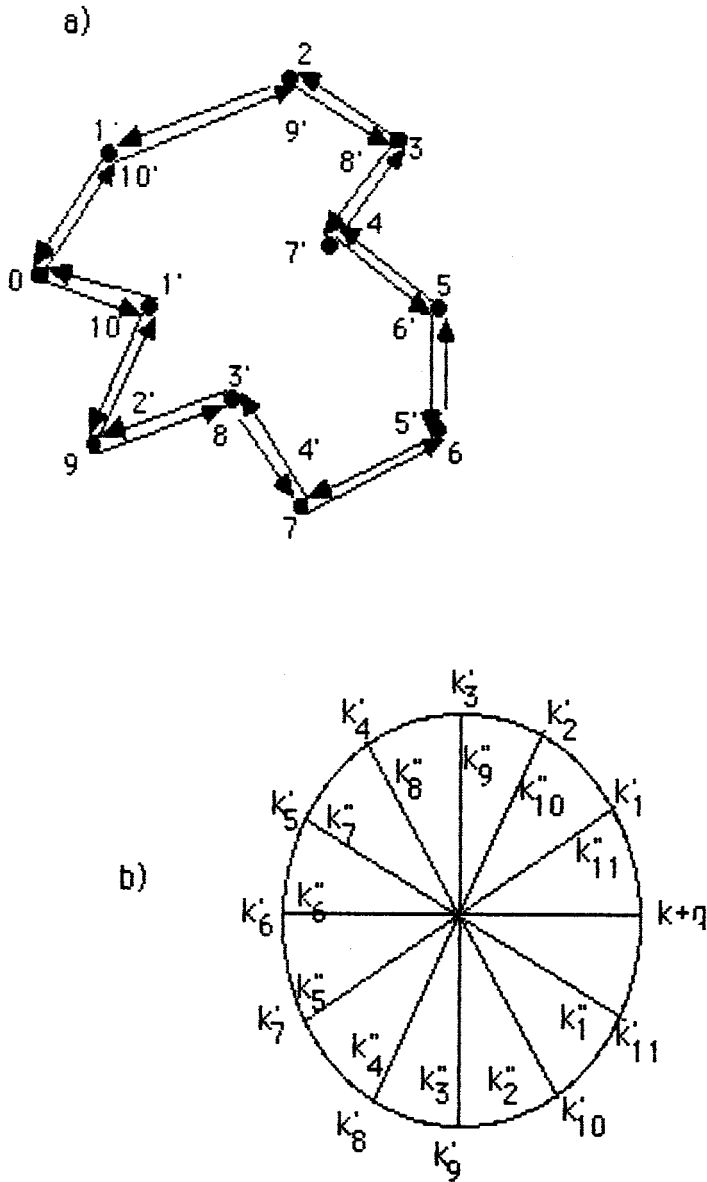


Figure II-2 :

Parcours de diffusion d'un électron dans un système désordonné [16] [20]

a) diffusion d'un électron d'une impureté à l'autre
et retour à l'origine par deux chemins équivalents et de sens opposés.

b) diffusion d'un électron de l'état k dans l'état $k+q$
suivant les séquences k' et k'' sur la surface de Fermi

11-3- COMPORTEMENT DE LA CONDUCTIVITE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

Nous avons vu précédemment que dans les modèles de Kaveh et Mott basés sur les théories des perturbations [14] et de diffusion [19], la conductivité σ à $T=0$ s'écrit:

$$\sigma = \sigma_0 \left[1 - \frac{b}{(k_F l_0)^2} \left(1 - \frac{l_0}{L} \right) \right]$$

A une température finie, la diffusion inélastique des électrons par les impuretés entre en jeu et la longueur L prend la forme suivante [21]:

$$L = L_e = \sqrt{\frac{l_0 l_e}{2}} \quad 11-3-1$$

où L_e est appelé la longueur de Thouless et l_e la longueur de diffusion inélastique qui peut être due aux collisions électron-électron ou électron-phonon. Le temps τ_e associé à l_e a une dépendance en température de la forme:

$$\tau_e^{-1} = c T^p \quad 11-3-2$$

où l'exposant p dépend du type de collision et c une constante dépendante des caractéristiques du matériau.

La conductivité à une température finie s'écrit donc:

$$\sigma = \sigma_0 \left[1 - \frac{b}{(k_F l_0)^2} \left(1 - \frac{l_0}{\sqrt{\frac{l_0 l_e}{2}}} \right) \right] \quad 11-3-3$$

La variation de la conductivité en fonction de la température est:

$$\delta \sigma_L = \sigma(T) - \sigma(0) = \frac{6,71 \cdot 10^{-8} b}{\sqrt{D \tau_e}} \quad \text{en } (\Omega \text{cm})^{-1} \quad 11-3-4$$

ou bien:

$$\delta \sigma_L = 6,71 \cdot 10^{-8} b \sqrt{\frac{c}{D}} T^{p/2} \quad \text{en } (\Omega \text{cm})^{-1} \quad 11-3-5$$

avec $l_0 = v_F \tau_0$, $l_c = v_F \tau_c = v_F / c TP$.

v_F et D étant respectivement la vitesse de Fermi et la constante de diffusion exprimée en m^2/s . L'indice L de $\delta\sigma_L$ indique l'effet de localisation.

Une expression similaire à II-3-5 a été obtenue par Fukuyama [24] à l'aide des fonctions de Green en utilisant le modèle de A.A.L.R.

II-4- MAGNETORESISTANCE NEGATIVE

II-4-1- A LA TEMPERATURE NULLE

Selon Kaveh et Mott [25] sous l'action d'un champ magnétique B , la conductivité σ évaluée à $T=0$ ou celle évaluée lorsque la longueur de Thouless L_c est très supérieure au rayon de l'orbite cyclotron $L_B = (h/eB)^{1/2}$ s'écrit:

$$\sigma = \sigma_0 \left[1 - \frac{b}{(k_F l_0)^2} \left(1 - \frac{l_0}{L_B} \right) \right] \quad \text{II-4-1}$$

Cette équation est obtenue en utilisant l'expression II-2-23 avec $L = L_B$, et peut être interprétée de la façon suivante:

L'effet d'interférence caractérisé par $(k_F l_0)^{-2}$ entre les ondes partielles $e^{ik'r}$ et $e^{ik''r}$ n'introduit pas toujours la localisation mais réduit la conductivité de Boltzmann. L'action d'un champ magnétique B détruit la symétrie par renversement du temps et donne l'apparition de la magnétorésistance négative définie par $(\rho(B,T) - \rho(0,T)) / \rho(0,T) < 0$ et donc une magnétoconductivité positive:

$$\delta\sigma_L = \sigma(B,0) - \sigma(0,0) = 3,2 b \sqrt{B} \quad \text{en } (\Omega\text{cm})^{-1} \quad \text{II-4-2}$$

avec B en Tesla.

II-4-2- MODELE DE KAWABATA

La magnétorésistance négative a été étudiée par Kawabata [26] [27] [34] pour des températures finies et sur des systèmes d'électrons sans interaction.

Comme Kaveh et Mott [25], Kawabata a interprété ce phénomène en se basant sur la théorie de localisation dans les métaux désordonnés.

Dans son modèle appliqué aussi aux semi-conducteurs dopés du côté métallique de la transition métal-isolant, il considère un gaz d'électrons en interaction avec des centres diffuseurs répartis d'une manière aléatoire et dont le potentiel est à courte portée. En négligeant les interactions électron-électron et en supposant que le champ magnétique B est appliqué perpendiculairement à la direction du courant polarisant l'échantillon, l'hamiltonien monoélectronique s'écrit:

$$H = \frac{1}{2m^*} (P + eA)^2 + V_0(r) \quad 11-4-3$$

où $V_0(r) = \sum_j V(r - R_j)$ et $A=(0, Bx, 0)$ le potentiel vecteur de B . Les autres paramètres ont été définis précédemment.

Le calcul de la conductivité a été fait dans le formalisme de la seconde quantification, à l'aide de la théorie des perturbations au premier ordre en tenant compte de $\hbar/E_F\tau_0 \ll 1$.

Si on suppose qu'il n'existe ni interaction spin-orbite ni spin localisé, la contribution anormale à la conductivité est donnée par $\sigma_1(B, T)$ telle que:

$$\sigma(B, T) = \sigma_0 + \sigma_1(B, T) \quad 11-4-4$$

où σ_0 est la conductivité classique de Boltzmann (relation 1-3-9) et

$$\sigma_1(B, T) = - \frac{e^2 D}{\pi^3 \hbar L_B^2} \sum_{N=0}^{N_0} \int_{-q_0}^{+q_0} \frac{dq_z}{\frac{4D}{L_B^2}(N+0,5) + Dq_z^2 + \tau_c^{-1}} \quad 11-4-5$$

La valeur limite de q_0 est prise égale à l_0^{-1} , contrairement au modèle de Kaveh et Mott où ($q_0 = q_{\max} = \pi l_0^{-1}$). La valeur limite de N_0 est $(L_B/l_0)^2$ et la diffusion inélastique des électrons représentée par τ_c est supposée due aux collisions électron-électron ou électron-phonon.

L'équation II-4-5 est valable sous les conditions suivantes :

$$\frac{3h}{m^*D} \ll 1, \frac{eB\tau_0}{m^*} \ll 1 \quad \frac{l_0}{L_B} \ll 1 \quad \text{II-4-6}$$

Après une intégration sur les valeurs de q_z , l'équation II-4-5 devient:

$$\sigma_{\parallel}(B,T) = -\frac{e^2}{\pi^3 h L_B} \sum_{N=0}^{N_0} \frac{1}{\sqrt{N+0,5+\delta}} \text{ATN} \left[\frac{q_0 L_B}{2\sqrt{N+0,5+\delta}} \right] \quad \text{II-4-7}$$

avec

$$\delta = \frac{h}{4DeB\tau_e}$$

Tenant compte de $N_0 \rightarrow \infty$ et $q_0 L_B \rightarrow \infty$, l'expression de la magnétoconductivité $\Delta\sigma(B,T)$ se met sous la forme:

$$\Delta\sigma_{\parallel}(B,T) = \sigma(B,T) - \sigma(0,T) = 4,8\sqrt{B} F(\delta) \quad \text{en } (\Omega\text{cm})^{-1} \quad \text{II-4-8}$$

où la fonction $F(\delta)$ s'écrit:

$$F(\delta) = \sum_{N=0}^{\infty} \left[2(\sqrt{N+1+\delta} - \sqrt{N+\delta}) - \frac{1}{\sqrt{N+0,5+\delta}} \right] \quad \text{II-4-9}$$

a)- CAS DU LE CHAMP EST FAIBLE

En champ magnétique faible, l'expression de δ devient très grande et la fonction $F(\delta)$ peut s'écrire:

$$F(\delta) = \frac{1}{32} \sum_{N=0}^{\infty} \left(\frac{1}{N+1+\delta} \right)^{5/2} \approx 0,0208 \delta^{-1,5} \quad \text{II-4-10}$$

et par conséquent:

$$\Delta\sigma_{\parallel}(B,T) = \frac{\sigma_0}{12\sqrt{3}} \left(\frac{\tau_e}{\tau_0} \right)^{3/2} \left(\frac{eB\tau_0}{m^*} \right)^2 \quad \text{II-4-11}$$

Remarques :

1)- L'allure de la fonction $F(\delta)$ est reportée sur la figure 4.

2)- Selon Kawabata et Ootuka [27], seule la magnétorésistance négative en champ faible peut donner des informations sur le temps de diffusion inélastique τ_e .

b)- CAS DU LE CHAMP EST FORT

En champ magnétique fort, δ devient trop faible devant 1. Kawabata a montré qu'à température nulle ($T = 0$ K), la diffusion inélastique des électrons par les impuretés disparaît, et la fonction $F(\delta)$ est remplacée par sa valeur lorsque $\delta = 0$:

$$F(0) = \text{const} = 0,605$$

La magnétoconductivité à $T = 0$ ou lorsque δ est très faible devant 1, s'écrit donc :

$$\Delta \sigma_L(B, 0) = 2,9 \sqrt{B} \quad \text{en } (\Omega\text{cm})^{-1} \quad \text{II-4-12}$$

avec B en Tesla.

On retrouve le résultat de Kaveh et Mott (II-4-2) avec un paramètre b de l'ordre de 1.

A très basse température ou en champ magnétique fort, Isawa, Hoshino, et Fukuyama (I-H-F) [28] ont développé la fonction $F(\delta)$ au voisinage de zéro. Ils ont obtenu:

$$F(\delta \rightarrow 0) = 0,605 - 2 \sqrt{\frac{h}{4DeB\tau_e}} \quad \text{II-4-13}$$

et la magnétoconductivité $\Delta \sigma_L(B, T)$ prend la forme suivante :

$$\Delta \sigma_L(B, T) = 2,9 \sqrt{B} - \frac{1,23 \cdot 10^{-7}}{\sqrt{D\tau_e}} \quad \text{en } (\Omega\text{cm})^{-1} \quad \text{II-4-14}$$

La constante de diffusion $D = v_F^2 \tau_0/3$ est exprimée en m^2/s et $\Delta\sigma_L(B,T)$ en $(\Omega cm)^{-1}$. La température T intervient dans le paramètre τ_c (expression II-3-2).

A $B = 0$, la variation de la conductivité est :

$$\Delta\sigma_L(0,T) = \frac{1,23 \cdot 10^{-7}}{\sqrt{D\tau_c}} \quad \text{en } (\Omega cm)^{-1} \quad \text{II-4-15}$$

On retrouve encore l'autre résultat de Mott II-3-5 pour $B = 0$ et $T \neq 0$, à un facteur numérique près ($b = 1,84$).

Dans tous les cas, la pente $\partial \Delta\sigma_L(B,T) / \partial B^{1/2}$ est indépendante de la température et des caractéristiques du matériau. La variation de $\Delta\sigma_L(B,T)$ avec la température provient du paramètre τ_c .

II-5- ETUDE EXPERIMENTALE DE LA RESISTIVITE

Les théories décrites précédemment permettent d'expliquer la magnétorésistance négative et la variation de la conductivité en fonction de la température dans un système d'électrons sans interaction. Le but de notre travail est de comparer ces théories avec les résultats expérimentaux obtenus sur le phosphure d'indium InP 403.

Pour cela, nous avons mesuré la résistivité ρ de l'échantillon (InP 403) dopé du côté métallique de la transition métal-isolant où ces théories peuvent être appliquées. Les mesures ont été faites dans une gamme de température variant de 2 à 15 °K en présence de champs magnétiques allant jusque 1,15 Tesla. Ces conditions expérimentales nous ont permis d'observer une variation de la conductivité avec la température (figure 1), une magnétorésistance négative (figure 2) et de déterminer quelques paramètres liés à la correction de la conductivité de Boltzmann.

II-5-1- TECHNIQUES EXPERIMENTALES

L'échantillon étudié a la forme d'un parallélépipède de $7,25 * 1,4 * 0,8$ mm³. Il est poli mécaniquement et nettoyé chimiquement dans le but d'obtenir une bonne reproductibilité des résultats. Des contacts électriques à l'étain sont

ensuite déposés sous atmosphère neutre. Sur ces contacts des fils de cuivre sont soudés à l'étain. L'échantillon est monté sur une canne reliée aux différents appareils de mesure. La canne est mise à l'intérieur d'un cryostat à réserve d'Helium, suspendu entre deux bobines d'un électro-aimant.

Le courant polarisant l'échantillon suivant l'axe des x (figure 11-3) doit avoir une intensité suffisamment faible pour éviter les phénomènes d'échauffement, garder un caractère ohmique et assurer un bon équilibre thermique entre le fluide cryogénique et l'échantillon.

Le champ magnétique B est appliqué suivant l'axe des z et la tension de Hall V_H est mesurée suivant l'axe des y.

La mesure de l'effet Hall à la température ambiante où toutes les impuretés sont ionisées, permet de déterminer la concentration en impuretés [8]. En effet, la constante de Hall est obtenue à partir de la tension de Hall $V_H = R_H (I/d) B$ dans la région où celle-ci varie linéairement avec le champ magnétique B. (I et d sont respectivement le courant qui polarise l'échantillon, et l'épaisseur de celui-ci)

La concentration est donnée par :

$$n = \frac{1}{R_H e} \tag{11-5-1}$$

avec $n = N_D - N_A$ et où N_D et N_A sont respectivement les nombres de donneurs et d'accepteurs.

La concentration est en fait déterminée à partir des quatre mesures en inversant successivement le courant électrique et le champ magnétique à fin d'éliminer les effets thermoélectriques et thermomagnétiques.

Le désalignement des contacts de Hall peut aussi induire des erreurs sur la mesure de la tension de Hall. Pour les éliminer, nous avons utilisé le montage de la figure 11-3-a. Ce montage est utilisable dans le cas où la résistance de l'échantillon est au moins cent fois plus petite que les résistances R_1 et R_2 . C'est le cas de l'échantillon étudié à la température ambiante et pour des champs magnétiques inférieurs à 1 Tesla.

A basse température, ce dispositif ne convient pas pour la mesure de la résistance de l'échantillon. En fait la résistance mesurée est la somme des résistances de l'échantillon et des fils de cuivre. Pour éviter ceci, nous avons utilisé le dispositif de la figure II-3-b que l'on appelle " le montage à 4 fils ".

La mesure de la température est effectuée à l'aide d'une sonde de carbone située aussi proche que possible de l'échantillon. Elle doit être fixée au départ et pendant la séquence de mesure de la résistivité et de l'effet Hall en utilisant un régulateur de température BT 300.301 MC2 pour $T > 4,2 \text{ °K}$ et en jouant sur la pression du bain d'Helium pour $T < 4,2 \text{ °K}$.

II-5-2- CARACTERISTIQUES DE L'ECHANTILLON

L'échantillon InP 403 est un semi-conducteur dopé et compensé. Sa compensation $N_A/N_D \approx 0,5$ a été obtenue [8] à l'aide de la méthode de Brooks Herring [17]. La concentration en impuretés déterminée à partir des mesures de l'effet Hall à la température ambiante et au champ magnétique inférieur à 1 Tesla est évaluée à $8,2 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Elle est donc supérieure à la concentration critique donnée par le critère de Mott ($n_c = 5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$) et situe l'échantillon du côté métallique de la transition métal-isolant.

La méthode qui permet de déterminer la valeur numérique du libre parcours moyen élastique l_0 , consiste à faire une extrapolation de la courbe de la conductivité en fonction de la température à $T = 0$.

Si nous supposons que l'échantillon est métallique au sens de Boltzmann et par conséquent que la conductivité à $T = 0$ est celle donnée par la théorie des électrons libres $\sigma_0 = (n e^2 \tau_0)/m^*$, nous obtenons un libre parcours moyen l_0 inférieur à la distance entre les sites d'impuretés "a". Ceci est donc contradictoire avec le critère de Ioffe-Regel.

En effet, l'extrapolation de la courbe $\sigma = f(T)$ donne à $T = 0$ [10]:

$$\sigma(0) = 12,61 (\Omega\text{cm})^{-1} \quad \text{II-5-2}$$

Le libre parcours moyen l_0 obtenu à partir de

$$\sigma(0) = \sigma_0 = \frac{n e^2 \tau_0}{m^*} = \frac{n e^2 l_0}{m^* v_F} \quad \text{II-5-3}$$

est de:

$$l_0 = 84,9 \text{ \AA} \quad \text{II-5-4}$$

La distance entre sites d'impuretés "a" a une valeur de:

$$a = (3 / 4 \pi n)^{1/3} = 142,8 \text{ \AA} \quad \text{II-5-5}$$

Pour lever cette contradiction, nous devons considérer la théorie de localisation faible où la conductivité à $T = 0$ est donnée par l'expression II-2-39 et qui s'écrit :

$$\sigma(0) = \sigma_0 \left(1 - \frac{b}{(k_F l_0)^2}\right) \quad \text{II-5-6}$$

Un problème se pose en ce qui concerne la valeur numérique du paramètre b . Sa valeur maximale, égale à 3, est déterminée à partir du modèle de diffusion (expression II-2-38). Cette valeur peut être obtenue aussi en comparant respectivement les expressions II-3-4 et II-4-2 de Kaveh et Mott et les expressions II-4-15 et II-4-12 de Kawabata. En effet, dans le modèle de Kaveh et Mott, la limite supérieure du vecteur d'onde q est prise égale à π/l_0 , alors que dans le modèle de Kawabata, elle est égale à $1/l_0$.

A la transition, la densité d'états est réduite [22] et sa réduction est caractérisée par le paramètre $G = N(E_F)/N(E_F)_{V_0=0}$. En outre, le libre parcours moyen l_0 est égal à la distance interatomique "a" et le paramètre $k_F l_0 = k_F a = 1,92$.

Lorsque $l_0 = a$, la conductivité de Boltzmann σ_0 devient :

$$\sigma_0^t = \frac{e^2}{3 h a} \quad \text{II-5-7}$$

ce qui donne :

$$\sigma = \frac{e^2 G^2}{3 h a} \left[1 - \frac{b}{G^2 (k_F a)^2} \left(1 - \frac{a}{L}\right)\right] \quad \text{II-5-8}$$

Lorsqu'un champ magnétique B est appliqué, la longueur L est remplacée par la longueur magnétique $L_B = (h/eB)^{1/2}$ si $L_B > a$ et par a si $L_B < a$ [7].

Or à $B = 7,35$ Teslas, la longueur $L_B = 94,63 \text{ \AA} < a$. Par conséquent, le terme entre les parenthèses devient nul et la conductivité σ est donnée par :

$$\sigma = \frac{e^2 G^2}{3 h a} = 5,11 (\Omega \text{cm})^{-1} \quad \text{II-5-9}$$

avec $G = 0,2998 \approx 1/3$.

Ce résultat montre que la conductivité métallique minimale est indépendante de la valeur du paramètre b .

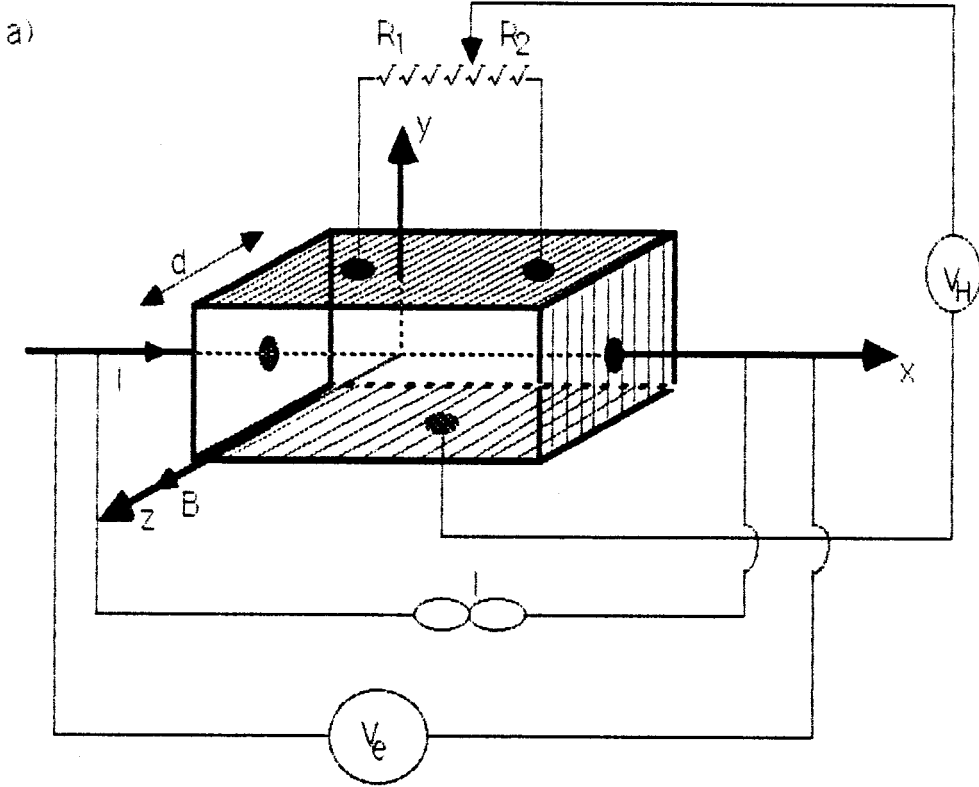


Figure II-3-a-Dispositif pour la mesure de la tension de Hall

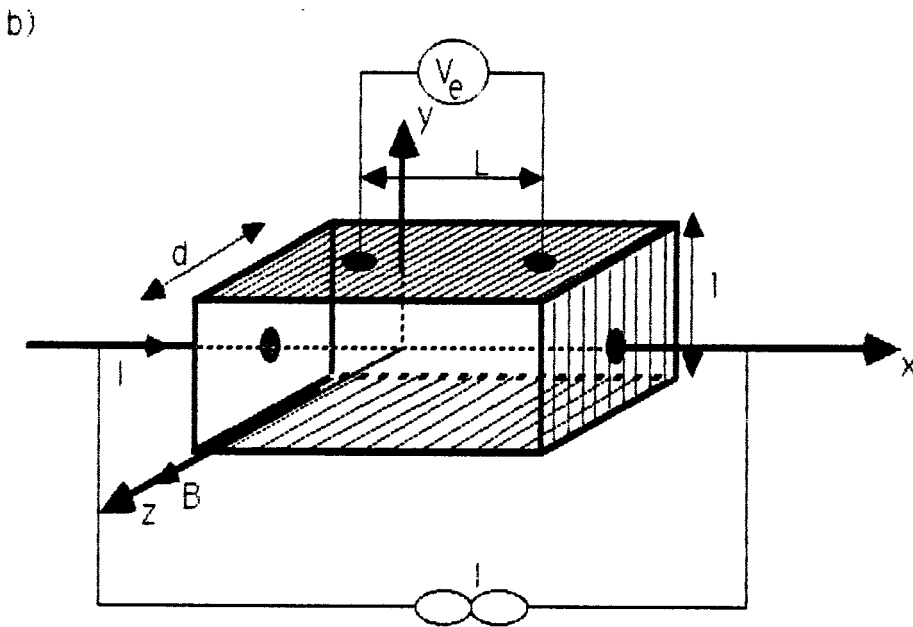


Figure II-3-b : Dispositif pour la mesure de la résistance de l'échantillon

Le tableau ci-dessous représente quelques caractéristiques de l'échantillon pour les valeurs 0 et 3 de b.

paramètre	symbole	valeur pour b = 0	valeur pour b = 3
masse effective	$\frac{m^*}{m_0}$	0,079	idem
constante diélectrique	ϵ	12,5	idem
concentration	n	$8,2 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$	idem
vecteur de Fermi	k_F	$1,344 \cdot 10^8 \text{ m}^{-1}$	idem
vitesse de Fermi	v_F	$1,9696 \cdot 10^5 \text{ m/s}$	idem
énergie de Fermi	E_F	$1,395 \cdot 10^{-21} \text{ J}$	idem
température de Fermi	T_F	101,1 °K	idem
distance interatomique	a	142,8 Å	idem
libre parcours moyen	l_0	84,92 Å	178,1 Å
temps de diffusion élastique	τ_0	$4,31 \cdot 10^{-14} \text{ s}$	$9,045 \cdot 10^{-14} \text{ s}$
conductivité à T = 0	$\sigma(0)$	$12,61 (\Omega\text{cm})^{-1}$	idem
constante de diffusion	D	$5,575 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$	$11,696 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$
vecteur d'écran	k_{T-F}	$1,43 \cdot 10^8 \text{ m}^{-1}$	idem
parametre $k_F l_0$	$k_F l_0$	1,141	2,393
parametre $k_F a$	$k_F a$	1,919	idem
constante F_{T-F}	F_{T-F}	0,427	idem
champ de transition	E_C	7,35 Teslas	idem
conductivité métallique minimale	σ_{\min}	$5,11 (\Omega\text{cm})^{-1}$	idem
concentration critique	n_c	$5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$	idem

Tableau 1 : Caractéristiques de l'échantillon InP 403.

Chapitre III

***COMPARAISON ENTRE
LES MODELES THEORIQUES
ET LES RESULTATS EXPERIMENTAUX***

III-1- COMPARAISON AVEC LE MODELE DE KAWABATA

Le mécanisme à l'origine de la magnétorésistance négative est du à l'effet d'interférence entre ondes diffusées suivant deux chemins équivalents et de sens opposés.

Selon Kawabata [26] [27] [34], l'application d'un champ magnétique B supprime cet effet et fait apparaître une magnétoconductivité positive (donc magnétorésistance négative) variant en B^2 aux champs faibles et en $B^{1/2}$ aux champs forts.

Dans le cas de l'InP 403, les conditions II-4-6 sous lesquelles la théorie de kawabata est applicable, sont réunies et présentées dans le tableau 2 ci-dessous. En effet, cette théorie exige d'une part que le critère de Ioffe-Regel ($l_0 > a$) soit satisfait et d'autre part que le libre parcours moyen l_0 soit inférieur au rayon de l'orbite cyclotron $L_B = (h/eB)^{1/2}$. La figure 3 représente la variation de ce rayon L_B en fonction du champ magnétique B. Nous constatons que L_B coïncide avec le libre parcours moyen l_0 lorsque le champ magnétique B atteint une valeur de l'ordre de 2,07 Teslas.

conditions	b = 0	b = 3
$\frac{h}{m v_F \tau_0} < 1$ ou $k_F l_0 > 1$	1,14 > 1	2,39
$\frac{eB\tau_0}{m^*} \ll 1$ ou $B \ll \frac{m^*}{e\tau_0}$	$B \ll 10,4$ Teslas	$B \ll 4,96$ Teslas
$\frac{l_0}{L_B} \ll 1$ ou $B \ll \frac{h}{e l_0^2}$	$B \ll 9,12$ Teslas	$B \ll 2,07$ Teslas

Tableau 2 : conditions sous lesquelles le modèle de Kawabata est valable

III-1-1- MAGNETORESISTANCE NEGATIVE EN CHAMP FAIBLE

La figure 5-a montre l'évolution, dans une représentation Log-Log de la magnétoconductivité positive $\Delta\sigma(B,T) = \sigma(B,T) - \sigma(0,T)$ en fonction du champ magnétique B, mesurée à différentes températures. Elle varie linéairement avec le carré de B compris entre 0,072 et 0,2 Tesla. Ce comportement de $\Delta\sigma(B,T)$ proportionnelle à B^2 a été prévu par Kawabata. Pour le confronter avec les résultats expérimentaux, il est intéressant d'étudier la variation du temps de diffusion inélastique τ_c avec la température. Cette variation dépend du type de collision (électron-électron ou électron-phonon).

III-2- LE TEMPS DE DIFFUSION INELASTIQUE

En fait, dans le modèle de Kawabata, le temps de diffusion inélastique τ_c a remplacé le temps de cohérence de phase τ_ϕ dans le terme correctif de la conductivité dû à l'effet de localisation. Ce temps τ_ϕ est défini comme le temps au bout duquel les deux ondes partielles diffusant suivant deux chemins équivalents et de sens opposés perdent leur cohérence de phase. Dans certains cas, comme nous allons le voir, τ_ϕ est plus petit que τ_c . Cette différence apparaît dans le cas de la diffusion quasi-élastique des électrons par les phonons où une faible quantité d'énergie est mise en jeu.

Tout d'abord nous allons donner une relation entre le temps de cohérence de phase τ_ϕ et le temps de diffusion inélastique τ_c . Nous présenterons par la suite un modèle proposé par Rammer et coll [29] pour le calcul de τ_c en fonction de la température lorsque la diffusion inélastique est gouvernée par les collisions avec les électrons. Une autre méthode décrite par Isawa [30] permet de déterminer la variation de τ_c lorsque les interactions de Coulomb sont présentes. Enfin nous présenterons le comportement de τ_c en présence des collisions électron-phonon.

III-2-1 - RELATION ENTRE LE TEMPS DE COHERENCE DE

PHASE ET LE TEMPS DE DIFFUSION INELASTIQUE

Le calcul du temps de cohérence de phase τ_ϕ en fonction de la température est plus difficile que celui du temps de diffusion inélastique τ_c . Altshuler et coll [31] ont donné une relation entre ces deux paramètres indépendamment de la température.

Soient A' et A'' les amplitudes respectives des deux ondes partielles $e^{ik'r}$ et $e^{ik''r}$. Ces deux amplitudes contiennent les termes qui caractérisent l'énergie de l'électron. Autrement-dit:

$$\begin{aligned} A' &= A \exp\left(\frac{iE_1 t}{\hbar}\right) \\ \text{et} & \\ A'' &= A \exp\left(\frac{iE_2 t}{\hbar}\right) \end{aligned} \tag{III-2-1}$$

L'intensité totale de l'interférence est:

$$|A' + A''|^2 = |A'|^2 + |A''|^2 + A'A'' + A''A' \tag{III-2-2}$$

Selon Bergmann [16], si les deux ondes sont en cohérence de phase, l'intensité totale à l'origine est $4A^2$:

$$\begin{aligned} |A' + A''|^2 &= A^2 + A^2 + 2A^2 \cos\left[\frac{(E_1 - E_2)t}{\hbar}\right] = 4A^2 \\ \text{d'où} & \\ \frac{(E_1 - E_2)t}{\hbar} &= \frac{t \Delta E}{\hbar} = 0 \end{aligned} \tag{III-2-3}$$

Si par contre, elles ne sont pas en cohérence de phase, leurs intensités s'ajoutent simplement:

$$|A' + A''|^2 = 2A^2 \tag{III-2-4}$$

et par conséquent

$$\frac{\tau_\phi \Delta E}{\hbar} = \frac{\pi}{2} \tag{III-2-5}$$

Altshuler et coll [31] ont défini le temps de cohérence de phase comme la période de temps au bout de laquelle la différence de phase change de $\pi/2$.

$$\Delta\phi = \frac{\tau_\phi \Delta E}{\hbar} = \frac{\pi}{2} \quad \text{III-2-6}$$

Dans le cas d'une diffusion quasi-élastique des électrons avec les phonons, la variation d'énergie ΔE dans le temps τ_ϕ est de l'ordre de [31]:

$$\Delta E = \left[\frac{\tau_\phi (\delta E)^2}{\tau_{ph}} \right]^{1/2} \quad \text{III-2-7}$$

où $1/\tau_{ph}$ est la probabilité de collision électron-phonon et δE l'énergie de transfert pendant le processus de diffusion.

Par substitution de l'équation III-2-7 dans III-2-6, l'expression de τ_ϕ devient:

$$\tau_\phi = \left[\left(\frac{\pi}{2} \frac{\hbar}{\delta E} \right)^2 \tau_{ph} \right]^{1/3} \quad \text{III-2-8}$$

Le temps de diffusion inélastique est déterminé à partir de $\Delta E = \bar{E}$, où \bar{E} est une énergie caractéristique de l'électron, égale à $k_B T$ dans le cas d'un gaz non-dégénéré et à E_F dans celui d'un gaz dégénéré.

Après avoir remplacé $\Delta E = \bar{E}$ dans l'équation III-2-7, l'expression du temps de diffusion inélastique τ_e devient:

$$\tau_e = \tau_{ph} \left(\frac{\bar{E}}{\delta E} \right)^2 \quad \text{III-2-9}$$

Dans une collision électron-phonon quasi-élastique, l'énergie de l'électron varie d'une quantité δE telle que [31]:

$$\delta E = v_s \frac{\bar{E}}{v} \quad \text{III-2-10}$$

Dans le cas d'un gaz dégénéré v est identique à la vitesse de Fermi v_F . Le paramètre v_s est la vitesse du son.

Dans ces conditions, la variation d'énergie dans le temps τ_ψ est donc:

$$\Delta E = E_F \frac{v_s}{v_F} \left(\frac{\tau_\psi}{\tau_{ph}} \right)^{1/2} \quad \text{III-2-11}$$

Les équations III-2-8, III-2-9 et III-2-10 donnent:

$$\tau_\psi^{-1} = \left[\tau_{ph}^{-1} \left(\frac{2 E_F v_s}{h v_F} \right)^2 \right]^{1/3} \quad \text{III-2-12}$$

$$\tau_\epsilon^{-1} = \tau_{ph}^{-1} \left(\frac{v_s}{v_F} \right)^2 \quad \text{III-2-13}$$

Par substitution de III-2-12- dans III-2-13, on obtient une relation entre le temps de cohérence de phase et le temps de diffusion inélastique de la forme:

$$\tau_\epsilon = \tau_\psi^3 \left(\frac{2}{\pi} \frac{E_F}{h} \right)^2 \quad \text{III-2-14}$$

et par conséquent:

$$\tau_{ph} \ll \tau_\psi \ll \tau_\epsilon$$

Si par contre $\delta E \tau_{ph} \geq h$ et $E_F \approx \delta E$, les trois paramètres ($\tau_{ph}, \tau_\psi, \tau_\epsilon$) sont comparables et nous pouvons confondre τ_ψ avec τ_ϵ .

III-2-2- LE TEMPS DE DIFFUSION INELASTIQUE DUE AUX COLLISIONS

ELECTRON-ELECTRON

La diffusion inélastique des électrons par les impuretés due aux collisions électron-électron dans un métal a été étudiée par Rammer et coll [29], Altshuler et coll [31] et Schmid [32] à l'aide de l'équation cinétique. Cette équation caractérise la variation de l'état des particules provoquée par les différentes actions. Elle tient compte de la distribution aléatoire des impuretés ce qui n'est pas le cas de l'équation cinétique de Boltzmann.

Nous allons présenter d'abord le modèle de Rammer et coll [29] puis donner les résultats des autres auteurs avec leurs hypothèses de calcul.

a)- MODELE DE RAMMER

Dans un premier temps, Rammer et coll [29] ont étudié le cas où l'interaction entre les électrons est traitée dans le cadre de la théorie des perturbations et où le vecteur d'onde de Fermi E_F est plus grand que le vecteur d'onde d'écran k_{T-F} .

Tenant compte de la nature diffusive des électrons par les impuretés, le temps de diffusion inélastique τ_e est décrit à l'aide de l'équation cinétique qui est de la forme :

$$\frac{\partial n(E)}{\partial t} = - \int d\omega \int dE' P(\omega) Q(E, E', \omega) \quad \text{III-2-15}$$

où

$$Q(E, E', \omega) = n(E) n(E' - \hbar\omega) [1 - n(E - \hbar\omega)] [1 - n(E')] - n(E') n(E - \hbar\omega) [1 - n(E' - \hbar\omega)] [1 - n(E)] \quad \text{III-2-16}$$

et $P(\omega)$ la probabilité de transition qui s'écrit:

$$P(\omega) = \frac{2 N(E_F) \tau_0^2}{\pi} \int \left[\frac{4 \pi e^2}{q^2 \xi(q, \omega)} \mathcal{R}_e \left(\frac{\chi}{1 - \chi} \right) \right]^2 d^3q \quad \text{III-2-17}$$

$\xi(q, \omega)$ et $n(E)$ sont respectivement la fonction diélectrique et le nombre d'électrons d'énergie E .

La quantité $\chi(q, \omega)$ est égale à :

$$\chi(q, \omega) = \frac{i}{2 q l_0} \text{Log} \left[\frac{\omega \tau_0 + i + q l_0}{\omega \tau_0 + i - q l_0} \right] \quad \text{III-2-18}$$

où i est le nombre complexe ($i^2 = -1$).

Le temps de diffusion inélastique τ_e à $T = 0$ est défini par:

$$\tau_e^{-1} = \int_0^E P(\omega) \omega d\omega \quad \text{III-2-19}$$

Dans la limite des grands vecteurs d'ondes q ($q_0 l_0 \gg 1$; $q \gg \omega v_F$), la quantité $R_e[\chi/(1-\chi)]$ et la fonction diélectrique $\xi(q, \omega)$ s'écrivent:

$$R_e\left(\frac{\chi}{1-\chi}\right) = \frac{\pi}{2 q l_0} \quad \text{III-2-20}$$

$$\xi(q, \omega) = 1 + \frac{k_{T-F}^2}{q^2} \quad \text{III-2-21}$$

et par conséquent la probabilité de transition devient:

$$P(\omega) = \frac{\pi e^2}{4 v_F^2 k_{T-F} h 4 \pi \epsilon_0 \epsilon_T} \quad \text{III-2-22}$$

Finalement le temps de diffusion inélastique τ_e à $T = 0$ et pour des énergie $E \ll h/\tau_0$, s'écrit:

$$\tau_e^{-1} = \frac{\pi^2}{64} \frac{k_{T-F}}{k_F} \frac{E^2}{h E_F} \quad \text{III-2-23}$$

Dans la limite des faibles valeurs d'énergies et de vecteurs d'onde de transfert ($\omega \tau_0 \ll 1$; $q l_0 \ll 1$) la fonction diélectrique $\xi(q, \omega)$ et la quantité $R_e[\chi/(1-\chi)]$ deviennent:

$$R_e\left(\frac{\chi}{1-\chi}\right) = \frac{D q^2}{\tau_0 (\omega^2 + D^2 q^4)} \quad \text{III-2-24}$$

$$\xi(q, \omega) = 1 + \frac{D k_{T-F} q}{D q^2 - i \omega} \quad \text{III-2-25}$$

Dans ces conditions, la probabilité de transition s'écrit:

$$P(\omega) = \left[8 \sqrt{2} \pi^2 N(E_F) D^{3/2} \sqrt{\omega} \right]^{-1} \quad \text{III-2-26}$$

et le temps de diffusion inélastique prend la forme suivante:

$$\tau_e^{-1} = \frac{\sqrt{6}}{4} \frac{\sqrt{\tau_0}}{(k_F l_0)^2} \left(\frac{E}{h}\right)^{3/2} \quad \text{III-2-27}$$

A une température finie, le temps de diffusion inélastique τ_e au niveau de Fermi s'écrit:

$$\tau_e^{-1} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\omega P(\omega) d\omega}{\sinh\left(\frac{\hbar \omega}{k_B T}\right)} \quad \text{III-2-28}$$

Pour les températures telles que $k_B T \ll \hbar/\tau_0$, l'inverse du temps τ_e varie sous la forme:

$$\tau_e^{-1} = v \frac{\sqrt{\tau_0} (k_B T)^{3/2}}{(k_F l_0) E_F \tau_0 \hbar^{1/2}} \quad \text{III-2-29}$$

où v est une constante égale à 2,51, alors que pour des températures telles que $k_B T \gg \hbar/\tau_0$, il varie en T^2 :

$$\tau_e^{-1} = \frac{\pi^2}{64} \frac{k_{T-F}}{k_F} \frac{(k_B T)^2}{\hbar E_F} \quad \text{III-2-30}$$

Finalement, dans un métal désordonné, la contribution au temps de diffusion inélastique due aux collisions électron-électron et lorsque $k_{T-F} \ll k_F$ s'écrit:

$$\tau_e^{-1} = \frac{\pi^2}{64} \frac{k_{T-F}}{k_F} \frac{(k_B T)^2}{\hbar E_F} + v \frac{\sqrt{\tau_0} (k_B T)^{3/2}}{k_F l_0 E_F \tau_0 \hbar^{1/2}} \quad \text{III-2-31}$$

Le premier terme de l'expression III-2-31 décrit la diffusion inélastique dans un métal parfait alors que le second qui est proportionnel à $T^{3/2}$ représente la correction due au désordre produit par la présence des impuretés.

Des expressions similaires à III-2-23 et à III-2-27 ont été obtenue par Altshuler et coll [31] à $T = 0$ dans les mêmes hypothèses que celles de Rammer et coll.

Dans le cas où le vecteur d'onde de Fermi k_F est plus petit que le vecteur d'onde d'écran k_{T-F} , un traitement identique au précédent et fait par Rammer et coll [29] aboutit à une expression du temps de diffusion inélastique de la forme:

$$\tau_e^{-1} = \frac{\pi^2}{16} \frac{k_{T-F}}{k_F} \frac{(K_B T)^2}{h E_F} + v \frac{\sqrt{\tau_0} (K_B T)^{3/2}}{k_F l_0 E_F \tau_0 h^{1/2}} \quad \text{III-2-32}$$

Cette expression diffère celle de Schmid [32] d'une constante de l'ordre de 2.

b)- MODELE DE ISAWA

Isawa [30] a évalué la correction de la conductivité due à l'effet de localisation en présence de la diffusion inélastique produite par les interactions écrantées de Coulomb.

Suivant l'idée de Anderson et coll [21], le temps de diffusion inélastique a été introduit d'une façon phénoménologique à la place du temps de cohérence de phase τ_ϕ dans le terme correctif de la conductivité dû à l'effet de localisation:

$$\Delta\sigma_L(\omega_0) = -\frac{\sigma_0}{\pi N(E_F)} \sum_q \frac{1}{Dq^2 + \tau_e^{-1} + \omega_0} \quad \text{III-2-33}$$

où ω_0 est une fréquence externe prise égale à zéro pour le calcul de τ_e .

Au voisinage de $\tau_e^{-1} = 0$, l'expression III-2-33 peut être développée sous la forme:

$$\frac{\Delta\sigma_L(\omega_0)}{\sigma_0} = -\frac{1}{\pi N(E_F)} \left[\sum_q \frac{1}{Dq^2 + \omega_0} - \tau_e^{-1} \sum_q \frac{1}{(Dq^2 + \omega_0)^2} + \dots \right] \quad \text{III-2-34}$$

Ainsi, le temps τ_e est déterminé en identifiant le second terme du membre de droite de l'expression III-2-34 avec la contribution à l'effet de localisation due à l'interaction de Coulomb.

Le calcul du temps de diffusion inélastique τ_e a été fait dans le formalisme de la seconde quantification, à l'aide des fonctions de Green.

La variation, déduite de ce traitement, du temps de diffusion inélastique (ou plus précisément le temps de cohérence de phase) avec la température est [30]:

$$\tau_e^{-1} = 1,7 \cdot 10^{11} \left(\frac{\hbar}{E_F \tau_0} \right)^2 T + 3,189 \frac{\sqrt{\hbar \tau_0} (K_B T)^{3/2}}{(E_F \tau_0)^2} \quad \text{III-2-35}$$

Cette équation est valable dans la région où la température satisfait:

$$2 \pi K_B T \gg \hbar \tau_e^{-1} \quad \text{III-2-36}$$

et

$$\hbar D K_{T-F}^2 \gg 2 \pi K_B T$$

Le passage de τ_e^{-1} de la dépendance en T à celle en $T^{3/2}$ se produit à une température qu'on notera T_C :

$$T_C = 0,166 \frac{\hbar}{K_B \tau_0} = \frac{1,268 \cdot 10^{-12}}{\tau_0} \quad \text{III-2-37}$$

T_C est obtenu en égalant les deux termes respectivement proportionnels à T et à $T^{3/2}$ de l'expression III-2-35 (figure III-2).

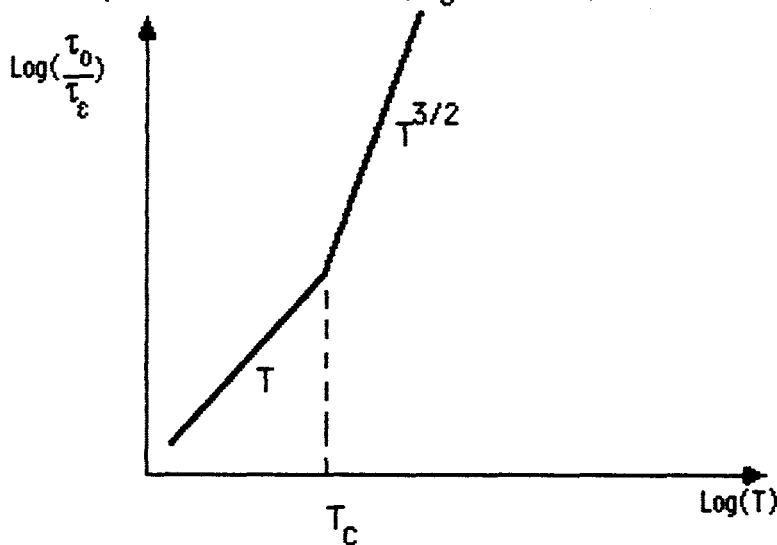


Figure III-2 : Comportement schématique du temps de diffusion inélastique en fonction de la température T (modèle de Isawa)

III-2-3- LE TEMPS DE DIFFUSION INELASTIQUE DUE

AUX COLLISIONS ELECTRON-PHONON

Un autre mécanisme de diffusion des électrons est associé à leurs collisions avec les phonons. Ce mécanisme est du à la polarisation du milieu produite par les vibrations du réseau.

Dans un métal désordonné, les impuretés participent à ces vibrations et changent la diffusion des électrons par les phonons. L'influence des phonons sur la phase de la fonction d'onde de l'électron est difficile à mettre en évidence.

Schmid [33] a étudié les collisions électron-phonon dans un métal désordonné et leur influence sur la diffusion inélastique des électrons par les impuretés à l'aide de l'équation cinétique.

En tenant compte de tous les modes transversaux et longitudinaux des vibrations, l'expression du temps de diffusion inélastique due aux collisions électron-phonon à $T = 0$ et pour des énergies $E > 0$, s'écrit:

$$\tau_e^{-1} = \frac{8\pi}{27} \frac{N(E_F) E_F^2}{h v_s^2 \Omega} \frac{E^3}{(K_B T_D)^2} \quad \text{si } E \gg \frac{h v_s}{l_0}$$

$$\tau_e^{-1} = \frac{4}{9} \frac{N(E_F) E_F^2 l_0}{h v_s^2 \Omega} \frac{E^4}{(K_B T_D)^2} \quad \text{si } E \ll \frac{h v_s}{l_0}$$

III-2-38

où T_D et Ω sont respectivement la température de Debye et la densité du matériau (masse volumique).

A une température finie T , l'énergie E est remplacée par $K_B T$ et le temps de diffusion inélastique τ_e devient:

$$\tau_e^{-1} = \frac{8\pi}{27} \frac{N(E_F) E_F^2}{h v_s^2 \Omega} \frac{(K_B T)^3}{(K_B T_D)^2} \quad \text{si } K_B T \gg \frac{h v_s}{l_0}$$

$$\tau_c^{-1} = \frac{4}{9} \frac{N(E_F) E_F^2 l_0 (K_B T)^4}{h v_s^2 \Omega (K_B T_D)^2} \quad \text{si } K_B T \ll \frac{h v_s}{l_0}$$

III-2-39

III-3- PARALLELE ENTRE LA THEORIE ET LES

RESULTATS EXPERIMENTAUX

La détermination de la valeur du temps de diffusion inélastique (ou plus précisément le temps de cohérence de phase) se fait à partir de l'expression générale II-4-8

$$\Delta\sigma_L(B,T) = 4,8 \sqrt{B} \sum_{N=0}^{\infty} \left[2(\sqrt{N+1+\delta} - \sqrt{N+\delta}) - \frac{1}{\sqrt{N+0,5+\delta}} \right]$$

ou bien à partir de la pente $\partial \Delta\sigma(B,T)/\partial(B^2)$ lorsque la magnétoconductivité $\Delta\sigma(B,T)$ varie linéairement avec le carré du champ magnétique B (Kawabata [26] [27] [34]).

$$\Delta\sigma_L(B,T) = \frac{\sigma_0}{12\sqrt{3}} \left(\frac{\tau_c}{\tau_0}\right)^{3/2} \left(\frac{e B \tau_0}{m^*}\right)^2$$

Comme nous l'avons mentionné précédemment, ce comportement, dans InP 403, est observé dans un domaine de champ magnétique inférieur à 0,2 Tesla (figure 5-b). La variation obtenue à partir de l'expression II-4-11 de l'inverse du temps de diffusion inélastique τ_c^{-1} avec la température a la forme suivante (figures 6):

$$\tau_c^{-1} = 2,41 \cdot 10^{11} T^{0,88} \quad \text{III-3-1}$$

L'exposant 0,88 est plus proche de 1. Ce comportement a été prévu par Isawa [30] dans les matériaux où la conductivité de Boltzmann montre des corrections dues à l'effet de localisation en présence de la diffusion inélastique et des interactions écrantées de Coulomb. En utilisant les caractéristiques de l'échantillon (tableau 1), l'expression théorique (le premier terme de III-2-35) de τ_c^{-1} dans le modèle de Isawa est:

$$\tau_c^{-1} = 1,187 \cdot 10^{11} \text{ T}$$

III-3-2

et

$$T_c = 14 \text{ °K} \quad \text{III-3-3}$$

En résumé, dans la gamme de température $2 \leq T \leq 12 < T_c$ et dans le domaine de champ magnétique $B < 0,2 \ll 2,07$ Teslas (voir tableau 2), nos résultats sont en accord avec les théories de Kawabata [26], [27], [34] et de Isawa [30]. Nous remarquons que la valeur expérimentale de τ_c (expression III-3-1) est à peu près $2/3$ de la valeur théorique (expression III-3-2). Nous notons que le même comportement de τ_c^{-1} en fonction de la température a été observé dans deux échantillons de phosphure d'indium de concentration $n = 5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ et $n = 12 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ par Finlayson et coll [35]. Cependant la valeur expérimentale trouvée de τ_c est six fois plus grande que la valeur théorique. Cette grande différence provient vraisemblablement du fait que la conductivité de ces échantillons à $T = 0$ est $\sigma_0 [1 - 3(kF)_0^{-2}]$ et non pas $\sigma_0 = n e^2 \tau_0 / m^*$.

En ce qui concerne la conductivité à $B = 0$, la figure 1 montre que lorsque la température décroît, la conductivité $\sigma(T)$ décroît en premier temps (région B), prend une valeur minimale autour de $T = 6 \text{ °K}$ et puis croît (région A). Ce phénomène a été observé sur le GaAs et le InSb de type n par Morita et coll [36] (figures 8-a et 8-b).

Pour des champs magnétiques supérieurs à $0,2$ Tesla, la figure 9 montre que la magnétoconductivité positive varie linéairement avec la racine carrée du champ magnétique B . Ce comportement est, pour le moment, en accord avec la théorie de Kawabata [26], [27], [34] (expression II-4-12 cas des champs forts). Cependant, la pente $\partial \Delta\sigma(B,T) / \partial (B^{1/2})$ est inférieure à la valeur théorique $2,9 (\Omega \text{ cm T}^{1/2})^{-1}$ et varie avec la température (figure 10) ce qui n'est pas prévu par la théorie.

Les courbes des figures 9 et 10 montrent que lorsque la température décroît, la pente $\partial \Delta\sigma(B,T) / \partial (B^{1/2})$ s'approche de la valeur théorique $2,9 (\Omega \text{ cm T}^{1/2})^{-1}$. Ce phénomène a été également observé sur le InSb de type n par Morita et coll [36] (figure 8-b).

Selon Kawabata [34], cette différence entre la théorie et les résultats expérimentaux peut être attribuée au comportement de la fonction $F(\delta)$ (relation II-4-9).

$$F(\delta) = \sum_{N=0}^{\infty} \left[2(\sqrt{N+1+\delta} - \sqrt{N+\delta}) - \frac{1}{\sqrt{N+0,5+\delta}} \right]$$

La même remarque a été faite par Wojkiewicz [9]. L'expression II-4-12

$$\Delta\sigma_L(B, T \rightarrow 0) = 2,9\sqrt{B}$$

est une bonne approximation seulement lorsque $\delta = 1,407 \cdot 10^{-13} (B\tau_c)^{-1}$ est extrêmement faible devant l'unité. En fait à la température $T = 4,2$ K et au champ magnétique $B = 0,6$ Tesla, la valeur de δ est $0,198$. Ceci donne $F(\delta) = 0,115$ au lieu de $0,605$ (figure 4) – pour le calcul de δ , nous avons pris la valeur de τ_c obtenue à l'aide de l'équation II-4-11, valable dans le cas des champs faibles – Pour cela, nous avons tracé la magnétoconductivité expérimentale et théorique (expression II-4-8 figure 11) pour quelques valeurs du paramètre τ_c

$$\Delta\sigma_L(B, T) = 4,8\sqrt{B} \sum_{N=0}^{\infty} \left[2(\sqrt{N+1+\delta} - \sqrt{N+\delta}) - \frac{1}{\sqrt{N+0,5+\delta}} \right]$$

Nous constatons que les courbes théoriques et expérimentales coïncident dans la région des champs inférieurs à $0,2$ Tesla (cas des champs faibles étudié précédemment), puis s'écartent lorsque le champ B devient supérieur à cette valeur. Ceci donc ne remet pas en cause la fonction $F(\delta)$. Dans ces conditions (c'est à dire dans la région de champs magnétiques $B > 0,2$ Tesla), l'équation II-4-8 ne permet pas de déterminer la valeur du temps de diffusion inélastique τ_c . Par contre, dans la région des champs faibles ($B < 0,2$ Tesla) et à partir de l'expression générale de la magnétoconductivité:

$$\Delta\sigma_L(B, T) = 4,8\sqrt{B} \sum_{N=0}^{\infty} \left[2(\sqrt{N+1+\delta} - \sqrt{N+\delta}) - \frac{1}{\sqrt{N+0,5+\delta}} \right]$$

avec

$$\delta = \frac{h}{4DeB\tau_c}$$

la variation obtenue de l'inverse du temps de diffusion inélastique τ_c avec la température est de la forme (figure 6):

$$\tau_c^{-1} = 1,84 \cdot 10^{11} T^{0,98} \quad \text{III-3-4}$$

Ici l'exposant 0,98 est supérieur à 0,88 qui est obtenu à l'aide de l'expression asymptotique de la magnétoconductivité (expressions II-4-11 et III-3-1).

Jusqu'ici nous n'avons tenu compte que de l'effet de localisation sur la conductivité. Les interactions électron-électron ont été négligées.

Chapitre IV

**LES EFFETS DES INTERACTIONS
ELECTRON-ELECTRONSUR LE REGIME DE
LA LOCALISATION FAIBLE**

Dans les chapitres précédents, les effets des interactions électron-électron sur le régime de la localisation faible ont été négligés. En réalité ces interactions peuvent jouer un rôle important dans les mécanismes de transport dans les métaux désordonnés et les semi-conducteurs dopés, surtout à basse température. Comme nous allons le voir, elles induisent une variation de la densité d'états qui conduit à un comportement particulier de la conductivité.

Tout d'abord nous allons présenter un modèle proposé par Kaveh et Mott [37] où ces interactions sont considérées comme une perturbation du premier ordre dans la limite du régime métallique puis nous donnerons les résultats des différents auteurs avec leurs hypothèses de calcul. Nous verrons ensuite le comportement de la conductivité lorsque leurs effets d'ordre supérieur sont considérés.

IV-1-CORRECTION DE LA CONDUCTIVITE DUE AUX

INTERACTIONS ELECTRON-ELECTRON

IV-1-1-MODELE DE KAYEH ET MOTT

Le calcul sera effectué pour un système à deux dimensions puis généralisé au cas tridimensionnel.

L'énergie de corrélation entre k et $k + q$ est donnée par l'élément de matrice:

$$V_{ex}(q) = \langle k | \frac{e^2}{r} e^{-k_{T-F}r} | k+q \rangle = -\frac{1}{L} \frac{2\pi e^2}{|q| + K_{T-F}}$$

IV-1-1

où $k_{T-F} = 4\pi e^2 N(E_F)/\epsilon_0$ est l'inverse de la longueur d'écran pour un gaz d'électrons à deux dimensions et $N(E_F)$ la densité d'états au niveau de Fermi pour des électrons libres à deux dimensions. L est la longueur de l'échantillon.

On suppose que les électrons peuvent être représentés par des ondes planes, ce qui signifie que le calcul est valable pour des matériaux dans lesquels $k_F l_0 \gg 1$. D'autre part, l'équation IV-1-1 est valable pour $q \ll k_{T-F}$, on peut donc l'écrire sous la forme:

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

IV-1-2

L'équation IV-1-2 est une perturbation du premier 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 $E_F \pm V_{ex}(q)$. Cela signifie un élargissement des états k . Cet élargissement sera noté Δ . La corrélation électron-électron introduit dans le moment électronique k_F une incertitude $h q$, l'élargissement Δ 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 l_d de diffusion de l'électron est donnée par le principe d'incertitude:

$$(h q) l_d = h$$

IV-1-3

donc

$$l_d = \frac{1}{q}$$

La fonction d'onde d'un électron qui a diffusé à une distance $1/q$ a donc varié de $|k_F\rangle$ à $|k_F + q\rangle$. L'élargissement énergétique correspondant est donné par h/t_d où t_d est le temps que met l'électron pour parcourir une distance l_d :

$$t_d = \frac{l_d^2}{D}$$

IV-1-4

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

La largeur de l'état k est donnée par:

$$\Delta = h D q^2$$

IV-1-5

Le paramètre q a des limites physiques décrites au paragraphe II-2-2 .
Elles s'écrivent:

$$l_0 < l_d < L \quad \text{IV-1-6-a}$$

d'où

$$\frac{\hbar D}{L^2} < \Delta < \frac{\hbar}{\tau_0} \quad \text{IV-1-6-b}$$

L'équation IV-1-6-b représente les limites de l'élargissement Δ pour une température $T = 0$.

Pour des températures non nulles, il est clair que l'expression Δ de l'équation IV-1-5 doit être supérieure à $K_B T$. Donc $\Delta > K_B T$ remplace $\Delta > \hbar D/L^2$ dans IV-1-6-b.

On obtient :

$$L^{-1} < q < \frac{1}{\sqrt{D\tau_0}} \quad (T=0 \text{ K}) \quad \text{IV-1-7}$$

$$\left(\frac{K_B T}{\hbar D}\right)^{1/2} < q < \frac{1}{\sqrt{D\tau_0}} \quad (K_B T > \frac{\hbar D}{L^2})$$

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

Si on prend la valeur minimale de Δ dans l'équation IV-1-6-b on obtient:

$$\frac{V_{ex}}{\Delta_{min}} = \pi \frac{\hbar}{E_F \tau_0} \quad \text{IV-1-8}$$

On calcule maintenant la variation de $N(E_F)$ due à Δ et V_{ex} . La densité d'états non perturbée $N_0(E_F)$ ($\Delta = 0$; $V_{ex} = 0$) est donnée par:

$$N_0(E_F) = \sum_k \delta(E_F - E_k) \quad \text{IV-1-9}$$

Si on introduit l'effet de $\Delta(q)$ donné par IV-1-7 et l'effet du changement d'énergie du à IV-1-1, on peut écrire la densité d'états perturbée en fonction de la valeur non perturbée:

$$N(E) = \int_0^{E_F} N_0(E') \rho(E, E') dE' \quad \text{IV-1-10}$$

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

Nous avons deux effets :

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

b)-La modification de la fonction δ en lorentzienne ce qui est du aux corrélations entre $|k\rangle$ et $|k+q\rangle$. Elle est donnée par:

$$\rho(E, E') = \pi^{-1} \frac{\Delta_q}{\pi \Delta_q^2 + (E - E')^2} \quad \text{IV-1-11}$$

Le formalisme qui permet de calculer IV-1-11 peut être emprunté à la diffusion des neutrons.

A $t = 0$ et $r = 0$, un électron diffusé par des impuretés distribuées au hasard est décrit par une probabilité $G(r, t)$ telle que [19]:

$$G(r, t=0) = \delta(r) \quad \text{IV-1-12}$$

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

$$D \Delta G(r, t) = \frac{\partial G(r, t)}{\partial t} \quad \text{IV-1-13}$$

La solution de l'équation IV-1-13 avec la condition initiale IV-1-12, pour un système de dimension d :

$$G(r, t) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{d/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right) \quad \text{IV-1-14}$$

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 Fourier de l'équation IV-1-14. On obtient:

$$S(q, \omega) = \pi^{-1} \frac{\hbar D q^2}{\pi (\hbar D q^2)^2 + (\hbar\omega)^2} \quad \text{IV-1-15}$$

On trouve le résultat IV-1-11 en faisant $\Delta_q = \hbar D q^2$ 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 IV-1-7. En utilisant IV-1-15 et en remplaçant E par $E_F + V_{ex}$, l'équation IV-1-10 devient:

$$N(E_F) = \frac{2}{\pi} \int_0^{E_F} N_0(E_F) \frac{\Delta_q}{\Delta_q^2 + \varepsilon^2} dE' \quad \text{IV-1-16}$$

où $\varepsilon = E_F + V_{ex} - E'$; $\Delta_q = \hbar D q^2$ et $V_{ex}(q)$ est donné par IV-1-1.

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:

$$N(E_F) = N_0 \left(1 + \frac{2}{\pi} \text{ATN} \left[\frac{V_{ex}(q)}{\Delta_q} \right] \right) \quad \text{IV-1-17}$$

On a utilisé le fait que N_0 dépend peu de ε (à deux dimensions N_0 est constant).

On a vu que $V_{ex}(q)/\Delta_q$ est petit, donc IV-1-17 donne:

$$\frac{\delta N_0}{N} = \frac{2}{\pi} \frac{V_{ex}(q)}{\Delta_q} \quad \text{IV-1-18}$$

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

$$\frac{\delta N}{N} = \frac{2}{\pi} \sum_q \frac{V_{ex}(q)}{\Delta_q} \quad \text{IV-1-19}$$

où la sommation sur q est limitée par IV-1-17.

La signification physique de IV-1-19 est plus explicite si on écrit IV-1-19 de la façon suivante:

$$\frac{\delta N}{N} = \frac{V_{ex}}{h \langle t_d \rangle} \quad \text{IV-1-20}$$

où $t_d = 2 \pi^{-1} \sum_q l_d^2 / D$ est le temps de diffusion effectif. $\delta N/N$ représente le rapport entre le changement d'énergie et l'élargissement des états.

En changeant la somme de l'équation IV-1-19 en une intégrale, on peut calculer la variation de la densité d'états pour un système à deux dimensions.

$$\frac{\delta N}{N} = \frac{2}{\pi} \frac{L^2}{(2\pi)^2} \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \frac{V_{ex}}{h D q^2} 2\pi q dq \quad \text{IV-1-21}$$

où q_{\min} et q_{\max} sont donnés par IV-1-7.

On obtient:

$$\frac{\delta N}{N} = -\frac{1}{\pi} \frac{h}{E_F \tau_0} \text{Log} \left(\frac{L}{\sqrt{D \tau_0}} \right) \quad \text{IV-1-22}$$

où on a utilisé $V_{ex} = -1/L^2 N(E_F)$.

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

$$\delta \sigma = e^2 D \delta N \quad \text{IV-1-23}$$

soit

$$\delta \sigma = \frac{e^2}{2\pi^2 h} \text{Log} \left(\frac{K_B T \tau_0}{h} \right) \quad \text{IV-1-24}$$

On peut généraliser ce résultat pour le cas d'un système à 3 dimensions:

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma_0} = \frac{2}{\pi} \frac{L^3}{(2\pi)^3} \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \frac{4\pi q^2 V_{ex}(q)}{hD q^2} dq \quad \text{IV-1-25}$$

avec

$$V_{ex}(q) = - \frac{4\pi e^2}{L^3 (q^2 + k_{T-F}^2)} = - \frac{4\pi e^2}{L^3 k_{T-F}^2} \quad \text{IV-1-26}$$

donc:

$$\delta\sigma = \frac{1}{\pi} \frac{e^2}{\pi^2 h} \gamma \sqrt{\frac{K_B T}{hD}} \quad \text{IV-1-27}$$

Ce résultat a été obtenu par Altshuler et Aronov [38].

IV-1-2-AUTRE CORRECTION

Dans l'analyse de Kaveh et Mott [37], seules les interactions d'échange représentées par $V_{ex} \approx -4\pi e^2 (L^{3/2} k_{T-F})^{-2}$ sont prises en compte. Altshuler et coll [39] ont montré qu'il est indispensable de prendre en compte les interactions de Hartree. Le coefficient $\delta\sigma/T^{1/2}$ est réduit.

D'autre part, Lee et coll [40] ont traité le problème des interactions électron-électron en tenant compte à la fois des interactions d'échange et de celles de Hartree. Leurs hypothèses de calcul sont celles des électrons libres.

Dans ces conditions, la correction de la conductivité s'écrit:

$$\delta\sigma = m T^{1/2} \quad \text{IV-1-28}$$

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

Pour un semi-conducteur monovallée, on obtient:

$$m = 0,23 \frac{e^2}{\pi^2 h} \gamma \sqrt{\frac{K_B T}{hD}} \quad \text{IV-1-29}$$

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

$$\gamma = \frac{4}{3} - 2F \quad \text{IV-1-30}$$

où le terme $4/3$ identique à celui obtenu par Kaveh et Mott, vient des interactions d'échange et le terme $2F$ vient des interactions de Hartree.

Une autre contribution à considérer est celle des diffusions particule-particule:

$$A_{pp} = -F \quad \text{IV-1-31}$$

Le paramètre F qui caractérise l'amplitude des interactions dans un système, est donné par:

$$F = 2N(E_F) \langle v(q,0) \rangle \quad \text{IV-1-32}$$

où $v(q,0)$ est le potentiel d'écran et $\langle \quad \rangle$ signifie une moyenne prise sur la surface de Fermi.

Dans l'approximation de Thomas-Fermi, F s'écrit sous la forme suivante [28]:

$$F = \frac{\text{Log}(1+X)}{X} \quad \text{IV-1-33}$$

où

$$X = \left(\frac{2k_F}{k_{TF}} \right)^2$$

IV-1-3-MODELE DE I-H-F

Isawa, Hoshino et Fukuyama (I-H-F) [28] ont développé une théorie plus détaillée qui tient compte à la fois des effets de localisation et des effets des interactions électron-électron pour interpréter les résultats obtenus sur le InSb de type n par Morita et coll [41].

Dans leur modèle, ils considèrent un gaz d'électrons en interaction mutuelle et en interaction avec des centres diffuseurs répartis au hasard et dont le potentiel est supposé à courte portée.

L'hamiltonien s'écrit:

$$H = H_0 + V \quad \text{IV-1-34}$$

où

$$H_0 = \sum_i \frac{p_i^2}{2m^*} + \mu \sum_{i,1} \delta(r_i - R_1) \quad \text{IV-1-35}$$

et

$$V = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} v(r_i - r_j)$$

représente les interactions mutuelles effectives. μ étant l'amplitude du potentiel d'impureté et R_1 est la position du site de celle-ci.

Le calcul de la correction de la conductivité due aux interactions électron-électron a été effectué dans le formalisme de la seconde quantification, à l'aide des fonctions de Green.

Dans les semi-conducteurs métalliques ($k_F l_0 \gg 1$) et dans lesquels $F < 1$, la correction de la conductivité due aux interactions électron-électron au premier ordre, s'écrit:

$$\Delta\sigma_1(B,T) = 0,45 \frac{e^2}{\pi^2 h} \sqrt{\frac{K_B T}{h D}} \left[f - 1,37(f_2 - 2f_4) \sqrt{\frac{h}{2K_B T \tau_c}} - 1,34f \sqrt{\frac{h}{2\pi K_B T \tau_0}} \right] \quad \text{IV-1-36}$$

où

$$f = f_1 + f_2 - 2(f_3 + f_4). \quad \text{IV-1-37}$$

Les paramètres f_i ($i = 1, 2, 3, 4$) caractérisent les types d'interaction.

La contribution à f pour une diffusion particule-trou est donnée par $f_1 - 2 f_3$, alors que pour une diffusion particule-particule, elle est donnée par $f_2 - 2 f_4$. Les paramètres (f_1, f_2) et (f_3, f_4) viennent respectivement des interactions d'échange et de celles de Hartree, et ont pour valeurs:

$$f_1 = 2/3$$

$$f_2 = f_3 = f_4 = F/2 \quad \text{IV-1-36}$$

et

$$f = 2/3 - 3F/2$$

L'équation IV-1-36 est valable dans la région de température T telle que:

$$\frac{2 \pi K_B T \tau_0}{h} \ll 1 \quad \text{IV-1-39}$$

$$\frac{h}{2 \pi K_B T \tau_e} \ll 1$$

Enfin, la variation totale de la conductivité due à la localisation et à l'interaction mutuelle, dans le cas où $h (2 \pi K_B T \tau_e)^{-1} \ll 1$, est donnée par:

$$\begin{aligned} \Delta\sigma(T) &= \Delta\sigma_L(T) + \Delta\sigma_I(T) \\ &= 0,45 \frac{e^2}{\pi^2 h} \sqrt{\frac{K_B T}{h D}} \left[f - 1,37 (f_2 - 2 f_4) \sqrt{\frac{h}{2 K_B T \tau_e}} - 1,37 f \sqrt{\frac{h}{2 \pi K_B T \tau_0}} \right] \\ &\quad + \frac{e^2}{2 \pi^2 h} \sqrt{\frac{T}{D \tau_e}} - \frac{\sqrt{3}}{\pi^3} \frac{e^2}{h l_0} \end{aligned} \quad \text{IV-1-40}$$

L'équation IV-1-40 peut être interprétée de la façon suivante:

1°/-Lorsque les effets de localisation dominant, l'expression de la conductivité est celle donnée par Kawabata (II-4-15) diminuée d'un terme correctif. Elle s'écrit:

$$\Delta\sigma_1(T) = \frac{e^2}{2 \pi^2 h} \sqrt{\frac{T}{D \tau_e}} - \frac{\sqrt{3}}{\pi^3} \frac{e^2}{h l_0} \quad \text{IV-1-41}$$

2°/-Dans le cas où il existe des interactions électron-électron en présence de la diffusion inélastique représentée par la dépendance de τ_c en température, la conductivité s'écrit:

$$\Delta\sigma_2(T) = \frac{e^2}{4\pi^2 h} \sqrt{\frac{T}{D\tau_c}} (2f_4 - f_2) \quad \text{IV-1-42}$$

3°/-Enfin, si les effets des interactions électron-électron dominant, la conductivité se met sous la forme:

$$\Delta\sigma_3(T) = 0,45 \frac{e^2}{\pi^2 h} f \sqrt{\frac{k_B T}{Dh}} \left(1 - 1,37 \sqrt{\frac{h}{2\pi k_B T \tau_0}} \right) \quad \text{IV-1-43}$$

IV-2-MAGNETORESISTANCE NEGATIVE

IV-2-1-CORRECTION DE DYNES

Dynes et coll [43] ont constaté que l'amplitude des effets de localisation ($\partial \Delta\sigma(B,T)/\partial(B^{1/2})$) dans l'InSb de type n ($n = N_D - N_A = 3,1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ et $k_F l_0 = 3,89$) est 2 fois plus faible que celle prévue par la théorie de Kawabata ($\partial \Delta\sigma(B,T)/\partial(B^{1/2}) = 2,9 (\Omega\text{cm T}^{1/2})^{-1}$). Ils ont interprété cette différence par la présence des effets de corrélation et ont proposé une correction de la magnétoconductivité positive de la forme

$$\begin{aligned} \Delta\sigma(B,T) &= \alpha \Delta\sigma_L(B,T) \\ &= 4,8 \alpha \sqrt{B} \sum_{N=0}^{\infty} \left[2(\sqrt{N+1+\delta} - \sqrt{N+\delta}) - \frac{1}{\sqrt{N+0,5+\delta}} \right] \end{aligned} \quad \text{IV-2-1}$$

où $\delta = h(4D e \tau_c)^{-1}$ et α un paramètre ajouté à l'expression originale de Kawabata pour ajuster l'amplitude de la correction de la magnétoconductivité. Le paramètre α est en principe indépendant de la température. Celle-ci intervient dans τ_c .

Dans la gamme de température $0,05 \rightarrow 1,2 \text{ °K}$, ils trouvent une valeur de α égale à 0,55. Elle est donc différente de 1. Cette valeur de α implique une valeur du paramètre $F = 0,45$ (expression IV-1-33).

Une constatation similaire a été faite par Dotuka et coll [44] sur le Ge:Sb où ils trouvent que le paramètre α est compris entre 0,1 et 0,25. Des valeurs de α comprises entre 0,4 et 0,5 ont été obtenues sur le même type de matériau (Ge:Sb) par Polyanskaya et coll [45]. Morita et coll [46] ont observé que, dans l'InSb de type n, le terme de la localisation ($\partial \Delta\sigma(B,T)/\partial(B^{1/2})$) en champ fort est 3 fois ou plus, plus faible que celui donné par la théorie de Kawabata. Enfin, Emel'yanenko et col [48] ont trouvé sur le GaAs de type n des valeurs de α comprises entre 0,3 et 0,7.

Notons que le temps de diffusion inélastique τ_e obtenu par Dynes et coll avec cette méthode, varie en T^{-3} (collisions électron-phonon dans les métaux parfaits (expression III-2-39)).

Pour la comparaison avec nos résultats expérimentaux, nous avons étudié en premier temps la région (A) (figure 9) où la magnétoconductivité positive $\Delta\sigma(B,T)$ est proportionnelle à la racine carrée du champ magnétique B (expression II-4-14 à laquelle nous avons ajouté le paramètre α):

$$\Delta\sigma(B,T) = \alpha \left[2,9 \sqrt{B} - 1,233 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{1}{D\tau_e}} \right] \quad \text{IV-2-2}$$

puis dans un autre temps, nous avons utilisé l'expression IV-2-1.

Dans les deux cas, le paramètre α (figure 12) est toujours inférieur à 1. Ceci montre que les effets des interactions électron-électron peuvent être présents. D'autre part, la variation du temps de diffusion inélastique τ_e obtenue avec cette méthode est de la forme (figure 13):

$$\tau_e^{-1} = 3,515 \cdot 10^{10} T^{0,43} \quad \text{IV-2-3}$$

avec l'expression IV-2-2 et

$$\tau_e^{-1} = 1,439 \cdot 10^{11} T^{0,44} \quad \text{IV-2-4}$$

avec l'expression IV-2-1.

Ces deux formes de τ_e^{-1} ne donnent aucune information sur le type de processus de diffusion inélastique. Nous allons donc présenter le modèle de

I-H-F [28] qui met en évidence les interactions électron-électron du premier ordre, sur la magnétoconductivité.

IV-2-2-MODELE DE I-H-F

Comme dans le paragraphe IV-1-3, I-H-F [28] considèrent un gaz d'électrons en interaction mutuelle et en interaction avec des centres diffuseurs répartis au hasard et dont le potentiel est supposé à courte portée.

Lorsque un champ magnétique B est appliqué, l'hamiltonien s'écrit:

$$H = H'_0 + V \quad \text{IV-2-5}$$

où
et

$$H'_0 = \sum_i \frac{1}{2m^*} (P_i + eA)^2 + \mu \sum_{i,1} \delta(r_i - R_1) \quad \text{IV-2-6}$$

$$V = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} v(r_i - r_j)$$

A étant le potentiel vecteur de B . Les autres paramètres ont été définis dans le paragraphe IV-1-3.

Le calcul de la correction de la conductivité a été fait dans le cadre de la théorie des perturbations au premier ordre et pour des matériaux tels que $kF_0 \gg 1$ et $F < 1$.

Nous allons donner les expressions de la magnétoconductivité due à la localisation et aux interactions électron-électron dans le cas du champ faible et champ fort.

a)-CAS OU LE CHAMP EST FAIBLE

Ce cas est réalisé lorsque les conditions suivantes sont satisfaites:

1°/- $4 D e B \tau_c < 2 h$ ou bien lorsque la longueur de Thouless $L_c = (l_0 l_c / 2)^{1/2}$ est inférieure au rayon de l'orbite cyclotron $L_B = (eB/h)^{-1/2}$.

2°/- $2 \pi K_B T \gg 4 D e B$ ou bien lorsque le rayon de l'orbite cyclotron L_B est supérieur à la longueur thermique $(2 D h / \pi K_B T)^{1/2}$.

$3^{\circ}/-2 \pi K_B T \gg |g^*| \mu_B B$ ou bien lorsque l'énergie thermique est très supérieure à l'énergie de Zeeman. μ_B est le magnéton de Bohr

La magnétoconductivité totale due à la localisation et aux interactions électron-électron s'écrit donc:

$$\Delta\sigma(B,T) = \Delta\sigma_L(B,T) + \Delta\sigma_I(B,T) \quad \text{IV-2-8}$$

où

$$\Delta\sigma_L(B,T) = \frac{\sigma_0}{12\sqrt{3}} \left(\frac{\tau_c}{\tau_0}\right)^{3/2} \left(\frac{eB\tau_0}{m^*}\right)^2 \quad \text{IV-2-9}$$

et

$$\Delta\sigma_I(B,T) = -0,63 \frac{e^2}{\pi^{3/2} h} \sqrt{\frac{K_B T}{2hD}} \left[(f_3(+,-) + f_4(+,-)) \left(\frac{|g^*| \mu_B B}{2\pi K_B T}\right)^2 + \right. \\ \left. + \frac{5}{12} f_4(+,-) \left(\frac{4DeB}{2\pi K_B T}\right)^2 - \frac{5}{12} (f_2 - f_4(+,-)) \left(\frac{4DeB}{2\pi K_B T}\right)^2 \right]$$

IV-2-10

L'expression IV-2-9 identique à celle donnée par Kawabata dans le cas des champs faibles décrit l'effet de localisation. Par ailleurs le premier terme de l'expression IV-2-10 vient des interactions de Zeeman ($|g^*| \mu_B B$), alors que le second et le troisième décrivent l'effet du mouvement orbital des électrons ($4DeB$).

Si on tient compte des relations IV-1-38 :

$$f_1 = \frac{2}{3} ; \quad f_2 = f_3(+,-) = f_3(+,+) = f_4(+,-) = f_4(+,+) = \frac{F}{2} \quad \text{IV-2-11}$$

l'expression IV-2-8 devient :

$$\Delta\sigma(B,T) = \Delta\sigma_L(B,T) + \Delta\sigma_I(B,T)$$

$$\Delta\sigma(B,T) = \frac{\sigma_0}{12\sqrt{3}} \left(\frac{\tau_c}{\tau_0}\right)^{3/2} \left(\frac{eB\tau_0}{m^*}\right)^2 \left[1 - \right.$$

$$\left. 60,34 F \left(\frac{h}{2\pi K_B T}\right)^{3/2} \left(\frac{5}{24} + \left(\frac{|g^*| \mu_B B}{4De}\right)^2\right) \right]$$

IV-2-12

b)-CAS DU LE CHAMP EST FORT

Lorsque le champ magnétique B satisfait la condition $4 D e B \tau_c > 2 h$ la magnétoconductivité due aux effets de localisation et des interactions électron-électron varie linéairement avec la racine carrée du champ magnétique B. On distingue plusieurs régions suivant l'intensité du champ magnétique B et le domaine de température T (tableau 3 ci-dessous).

région	domaine de champs B et des températures T	les effets présents	expression de la magnétoconductivité $\Delta\sigma(B,T)$
1	$h(2De\tau_c)^{-1} < B$ $< \pi K_B T (De)^{-1}$	mouvement orbital dans la localisation	$\Delta\sigma(B,T) = 2,9 B^{1/2} + 4,64 \left(\frac{m^* h}{m_0 E_F \tau_0} \right)^{1/2} (f_1 - 2f_3 - f_4) T^{1/2}$
2	$\pi K_B T (De)^{-1} < B$ $< \pi K_B T (g^* \mu_B)^{-1}$	mouvement orbital dans la localisation et dans l'interaction	$\Delta\sigma(B,T) = [2,9 - 5,8 f_4(+,-)] B^{1/2} + 4,64 \left(\frac{m^* h}{m_0 E_F \tau_0} \right)^{1/2} (f_1 - 2f_3) T^{1/2}$
3	$B > K_B T (g^* \mu_B)^{-1}$	tous les effets sont présents	$\Delta\sigma(B,T) = [2,9 - 5,8 f_4(+,-) - 2,9 f_3(+,-) \left(\frac{m^* h g^*}{m_0 E_F \tau_0} \right)^{1/2}] B^{1/2} + 4,64 \left(\frac{m^* h}{m_0 E_F \tau_0} \right)^{1/2} (f_1 - f_3(+,+)) T^{1/2}$

Tableau 3 : comportement de la magnétoconductivité $\Delta\sigma(B,T)$ dans le modèle de I-H-F [28] (champ fort).

IV-3-EFFETS DES INTERACTIONS ELECTRON-ELECTRON

D'ORDRE SUPERIEUR SUR LE REGIME

DE LA LOCALISATION FAIBLE

Dans les paragraphes précédents, les interactions électron-électron ont été traitées comme une perturbation du premier ordre dans le régime de la localisation faible ($k_F l_0 > 1$). Des investigations systématiques des effets de

f_i d'ordre supérieur ont été données par Isawa et Fukuyama [46]. Altshuler et coll[49] ont étudié seulement le processus f_2 et f_4 .

Nous allons d'abord voir comment se comporte la conductivité en champ nul lorsque les effets d'ordre supérieur des interactions sont pris en compte puis donner son expression en fonction du champ magnétique, à l'aide du modèle de Altshuler et coll [49]. Enfin, nous les comparerons avec les résultats expérimentaux.

IV-3-1 - POINT DE VUE DE ISAWA ET FUKUYAMA

Isawa et Fukuyama [48] ont évalué les corrections de la conductivité dans le régime de la localisation faible ($kFl_0 > 1$) en tenant compte de l'ordre supérieur de la constante d'interaction F et en insistant sur le caractère long de la portée des interactions de Coulomb.

Pour les matériaux dans lesquels $F \leq 1$ et $kFl_0 \gg 1$, la correction de la conductivité à $B = 0$ s'écrit:

$$\Delta\sigma'_1(T) = 0,457 \frac{e^2}{\pi^2 h} \sqrt{\frac{K_B T}{h D}} \left[f_1(F) - 2f_3(F) - f'_4(F, T) \right] - \frac{e^2 \sqrt{3}}{4 \pi^2 h l_0} \left[f_1(F) - 2f_3(F) - f'_4(F, T) \right] \quad \text{IV-3-1}$$

où les paramètres $f_1(F)$, $f_3(F)$, et $f'_4(F, T)$ s'écrivent:

$$f_1(F) = \frac{8}{3F} \left[\left(1 - \frac{F}{2}\right)^{-1/2} - 1 \right] \quad \text{(a)}$$

$$f_3(F) = \frac{8}{3F} \left[2 \left(1 - \frac{F}{2}\right)^{-1/2} - 2 - \frac{F}{2} \right] \quad \text{(b)} \quad \text{IV-3-2}$$

$$f'_4(F, T) = \frac{F}{2} \left[1 + \frac{F}{2} \text{Log} \left(\frac{1,13 E_F}{K_B T} \right) \right]^{-1} \quad \text{(c)}$$

Les valeurs de f_1 et f_3 ont augmenté, alors que celles de f_2 et f_4 ont diminué. Ceci peut être expliqué de la façon suivante:

Dans l'ordre faible des interactions de Coulomb (approximation de Born), la fonction d'onde des paires particule-particule et particule-trou est la même qu'en l'absence de ces interactions. Par ailleurs si leur ordre supérieur est pris en compte, ces fonctions d'onde prennent d'autres formes et les amplitudes des interactions changent.

Dans le processus de la diffusion particule-trou, un électron et un trou ont tendance à s'approcher du fait de la force attractive exercée entre eux et sentent effectivement des fortes interactions. Ceci produit un accroissement de f_1 et f_3 .

Dans le processus de la diffusion particule-particule, deux électrons de spins parallèles restent séparés (principe de Pauli) et sentent effectivement de faibles interactions. Ceci produit donc la suppression de $f_2(+,+)$ et $f_4(+,+)$. Les seuls processus qui contribuent à la correction de la conductivité sont ceux à spins antiparallèles ($f_2(+,-)$; $f_4(+,-)$).

IV-3-2-POINT DE VUE DE ALTSHULER

Selon Altshuler et coll [49], il existe deux sortes de corrections de la conductivité lorsque les interactions électron-électron sont présentes:

1°/-les corrections qui résultent des processus de f_1 et f_3 . Ces corrections dépendent essentiellement du champ magnétique dans la région des champs classiquement forts ($e B \tau_0 / m^* \approx 1$).

2°/-les corrections qui résultent des processus de f_2 et f_4 . Ces corrections dépendent du champ magnétique dans la région des champs classiquement faibles ($e B \tau_0 / m^* \ll 1$ et $K_B T / E_F \ll 1$).

Pour le calcul de la conductivité, seuls les processus décrits par f_2 et f_4 sont pris en compte par Altshuler et coll [49].

Dans ces conditions, et en tenant compte aussi de l'effet de localisation (modèle de Kawabata), la magnétoconductivité totale s'écrit:

$$\begin{aligned} \Delta\sigma(B,T) &= \Delta\sigma_L(B,T) + \Delta\sigma_I(B,T) \\ &= 4,8\sqrt{B} \left[F(\delta) - F_{Alt} \Phi_3 \left(\frac{4DeB}{2\pi K_B T} \right) \right] \end{aligned}$$

où $F(\delta)$ est donné par II-4-9 (modèle de Kawabata) et $\phi_3(x)$ une fonction qui s'écrit sous la forme:

$$\phi_3(x) = \left(\frac{\pi}{2x}\right)^{1/2} \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{t}}{\sinh^2(xt)} \left[1 - \frac{xt}{\sinh(xt)}\right] dt \quad \text{IV-3-4}$$

Le paramètre F_{Alt} représente l'amplitude des interactions électron-électron effectives d'ordre supérieur et qui est donné dans le cas des champs faibles par $f_4(F,T)$ (l'équation IV-3-2-c).

$$F_{Alt} = f_4(F,T) = \frac{F}{2} \left[1 + \frac{F}{2} \text{Log}\left(\frac{E_F}{K_B T}\right)\right]^{-1}$$

Dans le cas des champs forts F_{Alt} s'écrit:

$$F_{Alt} = \frac{F}{2} \left[1 + \frac{F}{2} \text{Log}\left(\frac{E_F}{D e B}\right)\right]^{-1} \quad \text{IV-3-5}$$

Selon Lee et Ramakrishnan [50], F_{Alt} doit être exprimée de la façon suivante :

$$F_{Alt} = \frac{F}{2} \left[1 + \frac{F}{2} \text{Log}\left(\frac{E_F}{E_0}\right)\right]^{-1} \quad \text{IV-3-6}$$

où

$$E_0 = \text{Max}(K_B T, 2 D e B) \quad \text{IV-3-7}$$

La fonction IV-3-4 peut être décomposée sous la forme:

$$\phi_3\left(\frac{4 D e B}{2 \pi K_B T}\right) = 1,9 \quad \text{si } 4 D e B \gg 2 \pi K_B T \quad \text{IV-3-8-a}$$

en champ faible et

$$\phi_3\left(\frac{4 D e B}{2 \pi K_B T}\right) = 0,33 \left(\frac{4 D e B}{2 \pi K_B T}\right)^{3/2} \quad \text{si } 4 D e B \ll 2 \pi K_B T \quad \text{IV-3-8-b}$$

en champ fort et par conséquent, la magnétoconductivité totale $\Delta\sigma(B,T) = \Delta\sigma_L(B,T) + \Delta\sigma_T(B,T)$ s'écrit:

$$\Delta\sigma(B,T) = 2,9 \sqrt{B} \left[1 - 1,9 F_{Alt}\right] \quad \text{IV-3-9-a}$$

si $4DeB \gg 2\pi K_B T$ et $h \ll 4DeB\tau_e$

et

$$\Delta\sigma(B,T) = \frac{\sigma_0}{12\sqrt{3}} \left(\frac{\tau_e}{\tau_0}\right)^{3/2} \left(\frac{eB\tau_0}{m^*}\right)^2 \left[1 - 15,8 F_{A11} \left(\frac{h}{2\pi K_B T \tau_e}\right)^{3/2}\right]$$

IV-3-9-b

si $4DeB \ll 2\pi K_B T$ et $h \gg 4DeB\tau_e$

Dans l'expression IV-3-9, le premier terme décrit l'effet de localisation (modèle de Kawabata), alors que le second décrit la correction de la magnétoconductivité due aux interactions électron-électron du second ordre.

IV-4-COMPARAISON AVEC LES RESULTATS

EXPERIMENTAUX

Nous venons de voir que dans la théorie, les interactions électron-électron peuvent contribuer à la conductivité et à la magnétorésistance dans le régime de la localisation faible ($k_F l_0 > 1$). L'ordre de grandeur du paramètre F permet d'indiquer si les effets de ces interactions d'ordre faible ($F \ll 1$) ou supérieur ($F \geq 1$) doivent être pris en compte.

Dans InP 403, le paramètre F calculé dans l'approximation de Thomas-Fermi (expression IV-1-33) est évalué à 0,427. Cette valeur montre que les interactions ne sont pas tout à fait négligeables. En outre, le signe de $f = 2/3 - 3F/2 = +0,0246$ est positif. Ceci signifie que les interactions d'échange l'emportent sur celles de Hartree. Enfin le paramètre $k_F l_0 = 2,39$ est supérieur à 1.

IV-4-1-COMPARAISON AVEC LE MODELE DE I-H-F

a)-La figure 1 représente la conductivité $\sigma(B,T)$ en fonction de la racine carrée de la température à $B = 0$ et $B \neq 0$. Cette figure montre que lorsque la température décroît, la conductivité à $B = 0$ décroît en premier temps (région B), prend une valeur minimale autour de $T = 6$ °K, puis croît aux basses températures (région A). Ce phénomène a été également observé sur InSb et GaAs de type n par Morita et coll [36] (figures 8-a et 8-b). Selon ces

auteurs, la diffusion des impuretés ionisées [18] et la dépendance de τ_c en température dans la localisation (relation IV-1-41) et dans l'interaction (relation IV-1-42) semblent contribuer à la décroissance de la conductivité $\sigma(T)$ dans la région des températures relativement élevées (région B). Du fait du nombre limité des points, nous ne pouvons pas analyser d'une manière satisfaisante nos résultats expérimentaux dans cette région.

D'autre part, les interactions électron-électron semblent contribuer à la croissance de $\sigma(T)$ à basse température (région A). Dans cette région, la figure 1 montre que la conductivité varie linéairement avec la racine carrée de la température. Selon Morita et coll [36], cela signifie que les interactions électron-électron contribuent d'une façon dominante à la conductivité. Les effets de la diffusion des impuretés ionisées et la dépendance de τ_c en température dans la localisation et dans l'interaction sont ignorés avec une certaine hésitation. Par conséquent, la valeur de $f = 2/3 - 3F/2$ peut être déterminée à l'aide de l'équation IV-1-43. Elle est de l'ordre de $-0,54$. Ceci donne $F = 0,8$. Cette valeur est à peu près double de celle obtenue à l'aide de la théorie ($F = 0,427$).

b)-En champs magnétiques faibles, la théorie de I-H-F [28] prévoit une magnétoconductivité variant linéairement avec le carré du champ magnétique B (relation IV-2-12). Ce comportement est identique à celui prédit par Kawabata (relation II-4-11) et auquel une correction due aux interactions électron-électron a été ajoutée. Cette correction donne une erreur de 57 % ($F = 0,427$, $|g^*| \approx 1$) par rapport au cas où seul l'effet de localisation est présent. En outre, nous ne pouvons pas déterminer d'une façon unique les valeurs de τ_c et F à une température donnée. Nous reviendrons sur ce comportement par la suite.

En ce qui concerne la magnétorésistance en champs forts, cette théorie (de I-H-F) prévoit une magnétoconductivité positive proportionnelle à la racine carrée du champ magnétique B (tableau 3) avec des pentes $\partial \Delta\sigma(B,T)/\partial(B^{1/2})$ différentes suivant l'intensité du champ magnétique B et le domaine de température T .

Sur la figure 9, nous avons présenté les conditions $4DeB\tau_c = 2h$ et $4DeB = 4\pi k_B T$ par des flèches dirigées respectivement vers le bas et vers le haut.

Nous avons eu la même remarque que lors de l'étude du modèle de Kawabata. En effet, dans la région 1 (tableau 3) la pente $\partial\Delta\sigma(B,T)/\partial(B^{1/2})$ est inférieure à sa valeur théorique $2,9 (\Omega\text{cm T}^{1/2})^{-1}$ et varie avec la température (figures 9 et 10). Un changement de pente apparaît à partir d'une valeur de champ magnétique représentée par une courbe en pointillés sur la figure 9 pour les différentes températures. Au delà de cette valeur, la magnétoconductivité $\Delta\sigma(B,T)$ varie linéairement avec la racine carrée du champ magnétique B avec une pente quasiment constante. De ce fait, les paramètres $f_{4(+,-)}$ et f_3 peuvent être déterminés à l'aide de la relation de $\Delta\sigma(B,T)$ dans la région 2 (tableau 3). Le résultat est le suivant:

$$0,37 \leq f_{4(+,-)} \leq 0,43$$

et

IV-4-1

$$0,34 \leq f_3 \leq 0,365$$

Ces deux paramètres $f_{4(+,-)}$ et f_3 sont à peu près doubles de leurs valeurs théoriques ($f_3 = f_{4(+,-)} = F/2 = 0,213$).

Le modèle de I-H-F dans lequel beaucoup de paramètres inconnus interviennent, donne une interprétation qualitative des résultats. La différence obtenue sur les valeurs des paramètres F , f_3 , et $f_{4(+,-)}$ par rapport à la théorie semble provenir des hypothèses faites dans la théorie. En effet celle-ci est applicable aux matériaux dans lesquels $k_F l_0 \gg 1$ et $F < 1$. Nous notons que dans InP 403, les paramètres $k_F l_0 = 2,394$ et $F = 0,427$.

Nous allons faire une comparaison de nos résultats avec le modèle de Altshuler et coll [49] où les effets des interactions électron-électron d'ordre supérieur sur le régime de la localisation faible sont considérés.

IV-4-2-COMPARAISON AVEC LE MODELE DE ALTSHULER

Nous avons, à notre disposition, trois expressions théoriques de la magnétoconductivité $\Delta\sigma(B,T)$ qui peuvent être comparées avec les résultats expérimentaux (expression IV-3-3 et IV-3-9-a-b).

La méthode numérique utilisée pour la détermination de τ_c et F_{Alt} , a été empruntée à celle des moindres carrés pour des équations non-linéaires à plusieurs paramètres [51].

a) METHODES DES MOINDRES CARRÉS POUR
DES EQUATIONS NON-LINEAIRES

Comme nous avons à déterminer les valeurs de τ_c et F_{Alt} , nous limitons notre travail à des équations non-linéaires à deux paramètres.

Supposons que l'on ait m mesures différentes de la magnétoconductivité $\Delta\sigma(B,T) : \Delta\sigma_1, \Delta\sigma_2, \dots, \Delta\sigma_m$ et que les relations entre les $\Delta\sigma_i$ et les deux paramètres inconnus (τ_c, F_{Alt}) soient données par:

$$\Delta\sigma_i = f_i(\tau_c, F_{Alt}) \quad i = 1, 2, 3, \dots, m$$

$f_i(\tau_c, F_{Alt})$ peut être l'une des expressions IV-3-3, IV-3-9-a ou IV-3-9-b.

On a donc le système d'équations suivant:

$$f_1(\tau_c, F_{Alt}) = \Delta\sigma_1 + e_1$$

$$f_2(\tau_c, F_{Alt}) = \Delta\sigma_2 + e_2$$

.....
.....

IV-4-2

$$f_m(\tau_c, F_{Alt}) = \Delta\sigma_m + e_m$$

où les e_j sont des erreurs de mesure.

Si l'on connaît une solution approchée (paramètres d'essai) (τ_{c0}, F_{Alt0}) , on peut linéariser le système IV-4-2 en développant les fonctions $f_i(\tau_c, F_{Alt})$ $i = 1, 2, \dots, m$, en séries de Taylor autour de la solution approchée. En ne retenant que les termes linéaires, on obtient:

$$f_i(\tau_\varepsilon, \mathbf{F}_{Alt}) \approx f_i(\tau_{\varepsilon 0}, \mathbf{F}_{Alt 0}) + \frac{\partial f_i}{\partial \tau_\varepsilon}(\tau_{\varepsilon 0}, \mathbf{F}_{Alt 0})(\tau_\varepsilon - \tau_{\varepsilon 0}) + \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{F}_{Alt}}(\tau_{\varepsilon 0}, \mathbf{F}_{Alt 0})(\mathbf{F}_{Alt} - \mathbf{F}_{Alt 0})$$

IV-4-3

Cela veut dire qu'on considère le système d'équations linéaires:

$$\Delta \sigma = A \Delta X + e$$

IV-4-4

où

$$A = \begin{bmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial \tau_\varepsilon} & \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{F}_{Alt}} \\ \frac{\partial f_2}{\partial \tau_\varepsilon} & \frac{\partial f_2}{\partial \mathbf{F}_{Alt}} \\ \vdots & \vdots \\ \frac{\partial f_m}{\partial \tau_\varepsilon} & \frac{\partial f_m}{\partial \mathbf{F}_{Alt}} \end{bmatrix} (\tau_{\varepsilon 0}, \mathbf{F}_{Alt 0})$$

IV-4-5

et

$$\Delta X = \begin{bmatrix} \tau_\varepsilon - \tau_{\varepsilon 0} \\ \mathbf{F}_{Alt} - \mathbf{F}_{Alt 0} \end{bmatrix}$$

IV-4-6

$$\Delta\sigma = \begin{bmatrix} \Delta\sigma_1 - f_1(\tau_{e0}, F_{Alt0}) \\ \Delta\sigma_2 - f_2(\tau_{e0}, F_{Alt0}) \\ \vdots \\ \Delta\sigma_m - f_m(\tau_{e0}, F_{Alt0}) \end{bmatrix} \quad e = \begin{bmatrix} e_1 \\ e_2 \\ \vdots \\ e_m \end{bmatrix}$$

IV-4-7

En résolvant ce système selon la méthode des moindres carrés, on a:

$$\Delta X = (A^T A)^{-1} A^T (\Delta\sigma) \quad \text{IV-4-8}$$

si $(A^T A)^{-1}$ existe. A^T étant la matrice transposée de A .

Le vecteur ΔX est l'estimation de la correction (selon la méthode des moindres carrés) à laquelle on ajoutera la solution approchée (τ_{e0}, F_{Alt0}) pour obtenir une meilleure approximation.

b)-METHODE DE CALCUL DE F(δ)

Dans le modèle de kawabata [26] [27] [34] comme dans celui de Altshuler [49], l'expression de la magnétoconductivité laisse apparaître une fonction définie par:

$$F(\delta) = \sum_{N=0}^{\infty} F_N(\delta) = \sum_{N=0}^{\infty} \left[2(\sqrt{N+1+\delta} - \sqrt{N+\delta}) - \frac{1}{\sqrt{N+0,5+\delta}} \right]$$

Cette fonction contient le paramètre inconnu τ_e et aussi le champ magnétique B dans le terme δ :

$$\delta = \frac{h}{4DeB\tau_e}$$

Le programme permettant le calcul numérique de cette fonction $F(\delta)$ pour une valeur donnée de δ est présenté dans l'annexe I.

Le nombre entier N varie de zéro à l'infini. Le calcul ne peut pas être étendu jusqu'à la limite supérieure de N et par conséquent nous avons utilisé le critère défini par:

$$\frac{F_N(\delta)}{F_0(\delta) + F_1(\delta) + \dots + F_{N-1}(\delta)} < 10^{-6} \quad \text{IV-4-9}$$

Nous avons ensuite fait varier δ^{-1} de 10^{-2} jusqu'à 10^4

Le tableau 4 représente le résultat du calcul de la fonction $F(\delta)$ avec cette méthode (figure 4). Nous remarquons que son expression lorsque δ est grand ($\delta^{-1} < 0,8$) est identique à celle donnée par Kawabata (expression II-4-10).

intervalle de $\frac{1}{\delta}$	transformation de la fonction $F(\delta)$ en polynome
$10^{-2} < \frac{1}{\delta} < 0,8$	$F(\delta) = 0,0204 \delta^{-1,497}$
$0,8 < \frac{1}{\delta} < 2$	$F(\delta) = - 1,758 \cdot 10^{-4} \delta^{-5} + 1,761 \cdot 10^{-3} \delta^{-4} - 7,637 \cdot 10^{-3} \delta^{-3} + 0,0168 \delta^{-2} + 9,013 \cdot 10^{-3} \delta^{-1} - 6,928 \cdot 10^{-4}$
$2 < \frac{1}{\delta} < 7$	$F(\delta) = - 2,45 \cdot 10^{-6} \delta^{-5} + 6,27 \cdot 10^{-5} \delta^{-4} - 5,738 \cdot 10^{-4} \delta^{-3} + 1,103 \cdot 10^{-3} \delta^{-2} + 0,0277 \delta^{-1} - 0,01016$
$7 < \frac{1}{\delta} < 40$	$F(\delta) = 1,6 \cdot 10^{-13} \delta^{-8} - 1,87 \cdot 10^{-11} \delta^{-7} + 3,53 \cdot 10^{-10} \delta^{-6} + 5,008 \cdot 10^{-8} \delta^{-5} - 3,8 \cdot 10^{-6} \delta^{-4} + 1,278 \cdot 10^{-4} \delta^{-3} - 2,598 \cdot 10^{-3} \delta^{-2} + 0,0377 \delta^{-1} - 0,0217$

Tableau 4 - Décomposition de la fonction $F(\delta)$ en polynômes

c) METHODE DE CALCUL DE $\phi_3(x)$

La fonction $\phi_3(x)$ est une intégrale définie:

$$\phi_3(x) = \left(\frac{\pi}{2x}\right)^{1/2} \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{t}}{\sinh^2(xt)} \left[1 - \frac{xt}{\sinh(xt)}\right]$$

Les bornes inférieure et supérieure de cette intégrale sont respectivement 0 et $+\infty$. La méthode numérique qui permet de calculer $\phi_3(x)$ pour une valeur donnée de x et de vérifier les relations IV-3-8, a été empruntée à celle de Romberg. Elle permet de choisir la précision; les itérations se font jusqu'à l'obtention de la précision demandée. Son principe repose sur l'utilisation originale de la méthode des trapèzes.

La fonction à intégrer doit être définie et l'intervalle d'intégration $[a,b]$ doit être inclu dans le domaine de définition. La méthode consiste à découper l'intervalle $[a,b]$ en n sous-intervalles de longueur:

$$h = \frac{b-a}{n} \tag{IV-4-10}$$

Sur chacun de ces sous-intervalles, la courbe réelle est remplacée par un segment de droite. Sur chaque intervalle $[x_i, x_i + h]$ on calcule:

$$T_i = h \frac{f(x_i) + f(x_i + h)}{2} \tag{IV-4-11}$$

La valeur approchée de l'intégrale est alors :

$$I = \sum_{i=0}^{n-1} T_i \tag{IV-4-12}$$

Si on divise le pas h par 2, l'estimation $T_0(h/2)$ sera plus précise et on peut de même calculer $T_0(h/4)$, $T_0(h/8)$,et $T_0(h/2^n)$. Cette suite converge vers I .

On démontre que l'on peut obtenir une deuxième suite $T_1[h/(2^{n-1})]$ pour laquelle $T_1(h/2^k)$ est une meilleure approximation de l'intégrale que $T_0(h/2^k)$. On obtient $T_1(h/2^k)$ par la formule suivante :

$$T_1\left(\frac{h}{2^k}\right) = \frac{4 T_0\left(\frac{h}{2^{k+1}}\right) - T_0\left(\frac{h}{2^k}\right)}{4 - 1} \quad \text{IV-4-13}$$

On peut de la même manière obtenir une troisième suite:

$$T_2\left(\frac{h}{2^k}\right) = \frac{4^2 T_1\left(\frac{h}{2^{k+1}}\right) - T_1\left(\frac{h}{2^k}\right)}{4^2 - 1} \quad \text{IV-4-14}$$

et d'une manière générale:

$$T_p\left(\frac{h}{2^k}\right) = \frac{4^p T_{p-1}\left(\frac{h}{2^{k+1}}\right) - T_{p-1}\left(\frac{h}{2^k}\right)}{4^p - 1} \quad \text{IV-4-15}$$

On peut alors constituer le tableau suivant:

$$T_0(h) \quad T_0\left(\frac{h}{2}\right) \quad \dots \quad T_0\left(\frac{h}{2^{n-2}}\right) \quad T_0\left(\frac{h}{2^{n-1}}\right) \quad T_0\left(\frac{h}{2^n}\right)$$

$$T_1(h) \quad T_1\left(\frac{h}{2}\right) \quad \dots \quad T_1\left(\frac{h}{2^{n-2}}\right) \quad T_1\left(\frac{h}{2^{n-1}}\right)$$

$$T_2(h) \quad T_2\left(\frac{h}{2}\right) \quad \dots \quad T_2\left(\frac{h}{2^{n-2}}\right)$$

IV-4-16

.....

$$T_{n-1}(h) \quad T_{n-1}\left(\frac{h}{2}\right)$$

$$T_n(h)$$

On démontre que la suite $T_k(h)$ converge bien plus rapidement vers I que la suite $T_0(h/2^k)$.

L'utilisation de la méthode consiste à calculer tout d'abord $T_0(h)$ par la méthode des trapèzes. On calcule ensuite $T_0(h/2)$ et on en déduit $T_1(h)$, puis $T_0(h/4)$, $T_1(h/2)$ et $T_2(h)$

Plus généralement, on obtient le tableau d'ordre $(n + 1)$ à partir du tableau d'ordre n en calculant $T_0(h/2^{n+1})$ et en en déduisant les $T_k(h/2^{n+1-k})$ où k appartient à l'intervalle $[1, n + 1]$.

Le calcul est terminé lorsque la différence entre $T_{n+1}(h)$ et $T_n(h)$ est inférieure à une limite fixée.

Le résultat obtenu à l'aide de cette méthode ($10^{-2} < x < 0,2$) (tableau 5) coïncide avec celui donné par Altshuler lorsque x est très petit (expression IV-3-8).

Nous avons limité le calcul à $x = 5$ car dans les domaines de température et de champ magnétique étudiés, la valeur maximale de $x = 8,64 \text{ B/T}$ est de $4,97$ (avec $B_{\max} = 1,15 \text{ Tesla}$ et $T_{\min} = 2 \text{ K}$).

intervalle de x	transformation de la fonction $\phi_3(x)$ en polynôme
$10^{-2} < x < 0,2$	$\phi_3(x) = 0,3298 x^{3/2}$
$0,2 < x < 5$	$\phi_3(x) = 6,427 \cdot 10^{-4} x^6 - 0,0104 x^5 +$ $0,06624 x^4 - 0,205 x^3 +$ $0,283 x^2 + 0,132 x - 7,317 \cdot 10^{-3}$

Tableau 5 : Décomposition de la fonction $\phi_3(x)$ en polynômes.

d)-RESULTATS

1°/-cas des champs faibles

En champs magnétiques faibles où les conditions suivantes sont satisfaites:

$$\frac{4DeB}{2\pi K_B T} \ll 1 \quad \text{et} \quad \frac{h}{4DeB\tau_c} \gg 1 \quad \text{IV-4-17}$$

la magnétoconductivité $\Delta\sigma(B,T)$ varie linéairement avec le carré du champ magnétique B (figure 5). Comme nous l'avons mentionné précédemment, l'expression IV-3-9-b ne permet pas aussi de déterminer d'une façon unique les valeurs de τ_c et F_{Alt} même si nous appliquons la méthode des moindres carrés. En effet, l'expression IV-3-9-b peut s'écrire aussi sous la forme suivante:

$$\Delta\sigma(B,T) = 1,9 \cdot 10^{18} \tau_c^{3/2} \left[1 - 2,12 \cdot 10^{-17} \frac{F_{Alt}}{(T\tau_c)^{3/2}} \right] B^2 \quad \text{IV-4-18}$$

Nous avons remplacé les paramètres (σ_0 , τ_0 , m^* , e , h , K_B) par leur valeur.

La méthode des moindres carrés permet d'obtenir:

$$1,9 \cdot 10^{18} \left[\tau_c^{3/2} - 2,12 \cdot 10^{-17} \frac{F_{Alt}}{T^{3/2}} \right] \quad \text{IV-4-19}$$

pour chaque température

Le problème reste à déterminer τ_c et F_{Alt} . Nous obtenons une équation à 2 inconnues (τ_c et F_{Alt}) où plusieurs solutions sont possibles.

Ceci dit, l'équation IV-3-9-b permet de donner seulement des informations sur la variation de τ_c en fonction de la température T . Comme en l'absence des interactions électron-électron, l'inverse du temps de diffusion inélastique τ_c^{-1} obtenu à l'aide du modèle de Kawabata en champs faibles varie en T (expression III-3-4), nous avons donc tracé la magnétoconductivité

$\Delta\sigma(B,T)$ en fonction de $T^{-3/2}$ pour quelques valeurs faibles du champ magnétique B . Le résultat est présenté sur la figure 15. Cette figure montre que, pour des champs magnétiques inférieurs à 0,144 Tesla, la magnétoconductivité $\Delta\sigma(B,T)$ varie linéairement avec $T^{-3/2}$

$$\Delta\sigma(B,T) = 1,9 \cdot 10^{18} B^2 \left[\tau_c^{3/2} - 2,12 \cdot 10^{-17} \frac{F_{Alt}}{T^{3/2}} \right] \quad IV-4-20$$

ce qui confirme la variation de τ_c^{-1} en T (modèle de Isawa [30]).

Nous allons donner une vérification qualitative de la validité du modèle de Altshuler.

En effet dans ce modèle [49], $\Delta\sigma(B,T)$ s'écrit:

$$\Delta\sigma(B,T) = 1,9 \cdot 10^{18} B^2 \left[\tau_c^{3/2} - 2,12 \cdot 10^{-17} \frac{F_{Alt}}{T^{3/2}} \right] \quad IV-4-20$$

Le terme

$$1,9 \cdot 10^{18} \left[\tau_c^{3/2} - 2,12 \cdot 10^{-17} \frac{F_{Alt}}{T^{3/2}} \right]$$

peut être obtenu à partir de la pente $\partial\Delta\sigma(B,T)/\partial(B^2)$ lorsque la magnétoconductivité positive varie linéairement avec le carré du champ magnétique B (figure 5-a-b) comme dans le modèle de Kawabata (expression II-4-11). Dans le modèle de Altshuler, ce terme contient τ_c et F_{Alt}

Si nous remplaçons F_{Alt} par sa valeur théorique (expression IV-3-6)

$$F_{Alt} = \frac{F}{2} \left[1 + \frac{F}{2} \text{Log} \left(\frac{E_F}{E_0} \right) \right]^{-1} \quad IV-3-6$$

et si nous tenons compte de la condition IV-3-7

$$E_0 = \text{Max}(K_B T, 2DeB) \quad IV-3-7$$

dans laquelle $E_0 = K_B T$ lorsque $B < 0,144$ Tesla , la variation avec la température de τ_c^{-1} déduite des courbes de la figure 5-a est:

$$\tau_c^{-1} = 2,069 \cdot 10^{11} T^{0,88} \quad \text{IV-4-21}$$

Pour les besoins de clareté, nous n'avons pas représenté le résultat IV-4-21 sur la figure 6. En fait ce résultat coïncide avec celui qui est obtenu à l'aide du modèle de Kawabata en utilisant l'expression générale de la magnétoconductivité (expression III-3-4).

Enfin, l'utilisation de l'expression générale IV-3-3 et de la méthode des moindres carrés, nous donne, lors du calcul de la matrice $(A^T A)^{-1}$, un déterminant presque égal à zéro dans ce domaine de champ magnétique ($B < 0,2$ Tesla) et par conséquent, les valeurs des paramètres recherchés τ_c et F_{Alt} sont toujours très proches de celles de la solution approchée (les paramètres d'essai).

2°/-cas où $B > 0,115$ Tesla

La relation IV-3-9-a

$$\Delta\sigma(B,T) = 2,9 \sqrt{B} [1 - 1,9 F_{Alt}]$$

de la magnétoconductivité est valable dans les cas où $8,64 B \gg T$ et $B \tau_c \gg 1,4 \cdot 10^{-13}$. Les domaines de champ magnétique B et de température T ne permettent pas de satisfaire ces conditions. Nous pensons nous trouver dans des domaines intermédiaires et par conséquent, nous avons utilisé l'expression générale (relation IV-3-3).

$$\begin{aligned} \Delta\sigma(B,T) &= \Delta\sigma_L(B,T) + \Delta\sigma_I(B,T) \\ &= 4,8 \sqrt{B} \left[F(\delta) - F_{Alt} \Phi_3\left(\frac{4DeB}{2\pi K_B T}\right) \right] \end{aligned}$$

Les fonctions $F(\delta)$ et $\Phi_3(x)$ sont calculées en utilisant les méthodes citées respectivement dans les paragraphes IV-4-2-b et IV-4-2-c et sont représentées sur les figures 4 et 14 respectivement. Pour la détermination de τ_c et F_{Alt} , nous les avons découpées en plusieurs parties pour lesquelles nous

avons trouvé des équations tout à fait correctes et sous forme de polynômes (tableau 4 et 5).

Nous avons ensuite appliqué la méthode des moindres carrés des fonctions non linéaires à deux paramètres τ_c et F_{Alt} décrite précédemment.

En effet, la relation IV-3-3 a été remplacée par une expression de la forme:

$$\Delta\sigma(B,T) = 4,8 \sqrt{B} P'(\delta) - 4,8 \sqrt{B} f \frac{E}{2} \left[1 + \frac{E}{2} \text{Log}\left(\frac{E_F}{2DeB}\right) \right]^{-1} P''(x) \quad \text{IV-4-22}$$

dans laquelle les fonctions $P'(\delta)$ et $P''(x)$ sont les expressions respectivement des tableaux 4 et 5. Le paramètre f désigne le rapport:

$$f = \frac{F_{Alt.exp}}{F_{Alt.théo}} \quad \text{IV-4-23}$$

entre les valeurs de la constante d'interaction expérimentale et théorique. Dans le modèle de Altsuler ce rapport est égal à 1.

A partir d'une valeur de B de l'ordre de 0,115 Tesla et suivant la température, E_0 a été remplacé par $2DeB$ contrairement au cas précédent des champs faibles où nous avons été obligés de prendre $E_0 = K_B T$ comme cela a été prévu dans la théorie de Altshuler:

$$E_0 = \text{Max}(K_B T, 2DeB) \quad \text{IV-3-7}$$

Le programme utilisé est montré sur l'annexe III.

La figure 16 représente la variation de la magnétoconductivité positive $\Delta\sigma(B,T)$ en fonction de la racine carrée du champ magnétique B . Nous avons représenté les valeurs théoriques de $\Delta\sigma(B,T)$ (relation IV-3-3) par des courbes pleines pour des valeurs de τ_c et f déterminées d'une façon unique et où nous avons pris $E_0 = 2DeB$. Les grands points désignent les valeurs expérimentales de $\Delta\sigma(B,T)$.

La variation avec la température de l'inverse du temps de diffusion inélastique τ_e^{-1} obtenue à l'aide de ce modèle est de la forme (figure 6 et 7) :

$$\tau_e^{-1} = 1,219 \cdot 10^{11} T^{1,06}$$

IV-4-24

Ce comportement de τ_e^{-1} est presque identique à celui obtenu à l'aide du modèle de Kawabata (expression II-4-8 pour des champs magnétiques inférieurs à 0,2 Tesla et relation III-3-4). Il est proche de celui obtenu d'une manière approchée (relation VI-4-21).

La figure 6 montre que le temps de diffusion inélastique obtenu à l'aide du modèle de Altshuler s'approche beaucoup de celui donné par la théorie de Isawa [30] (expression III-3-2).

τ_e^{-1} déduit du modèle de	effets présents	expression de τ_e^{-1}
Kawabata (expression de $\Delta\sigma(B,T)$ en champ faible)	effets de localisation	$2,41 \cdot 10^{11} T^{0,88}$
Kawabata (expression générale de $\Delta\sigma(B,T)$)	effets de localisation	$1,84 \cdot 10^{11} T^{0,98}$
Altshuler (expression de $\Delta\sigma(B,T)$ en champ faible)	effets de localisation et des interactions électron-électron	$2,07 \cdot 10^{11} T^{0,88}$
Altshuler (expression générale de $\Delta\sigma(B,T)$)	effets de localisation et des interactions électron-électron	$1,22 \cdot 10^{11} T^{1,06}$
théorique de Isawa	effets de localisation et des interactions électron-électron	$1,18 \cdot 10^{11} T$

Les expressions de τ_e^{-1} obtenues à l'aide des différents modèles

En ce qui concerne la constante d'interaction F_{Alt} , le rapport $f = F_{\text{Alt exp}} / F_{\text{Alt théo}}$ varie de 1,07 à 1,39 pour les températures inférieures ou égales à 6 °K, alors que pour $7,2 \leq T \leq 12,16$ °K, ce rapport se situe entre 1,5 et 2,12.

La figure 17 montre que f s'approche de 1 lorsque la température diminue.

FIGURES

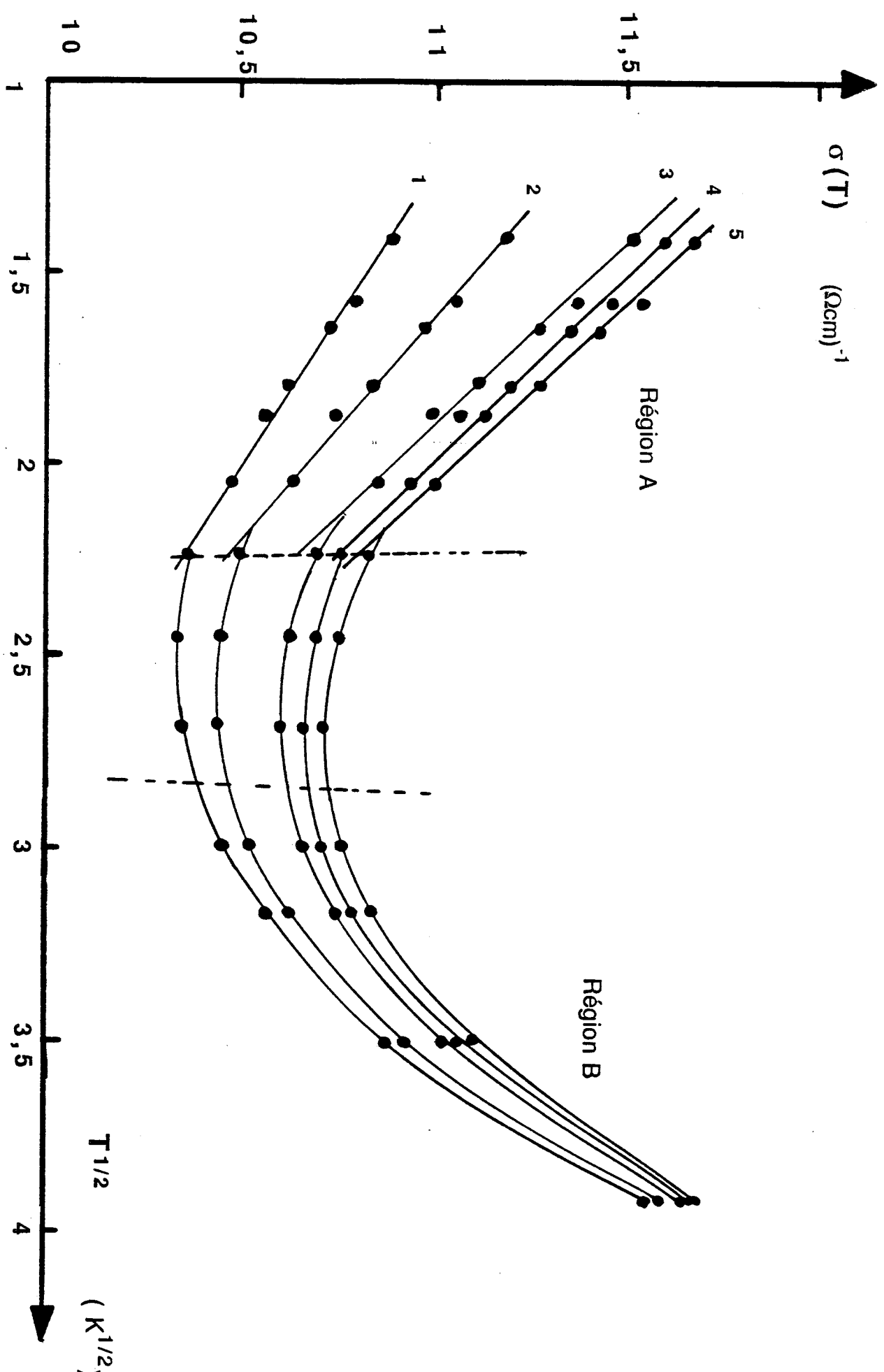


Figure 1 : Variation de la conductivité $\sigma(T)$ en fonction de la racine carrée de la température :
1-à $B = 0$; 2-à $B = 0,288$; 3-à $B = 0,72$; 4-à $B = 0,9$; 5-à $B = 1,15$ Tesla.

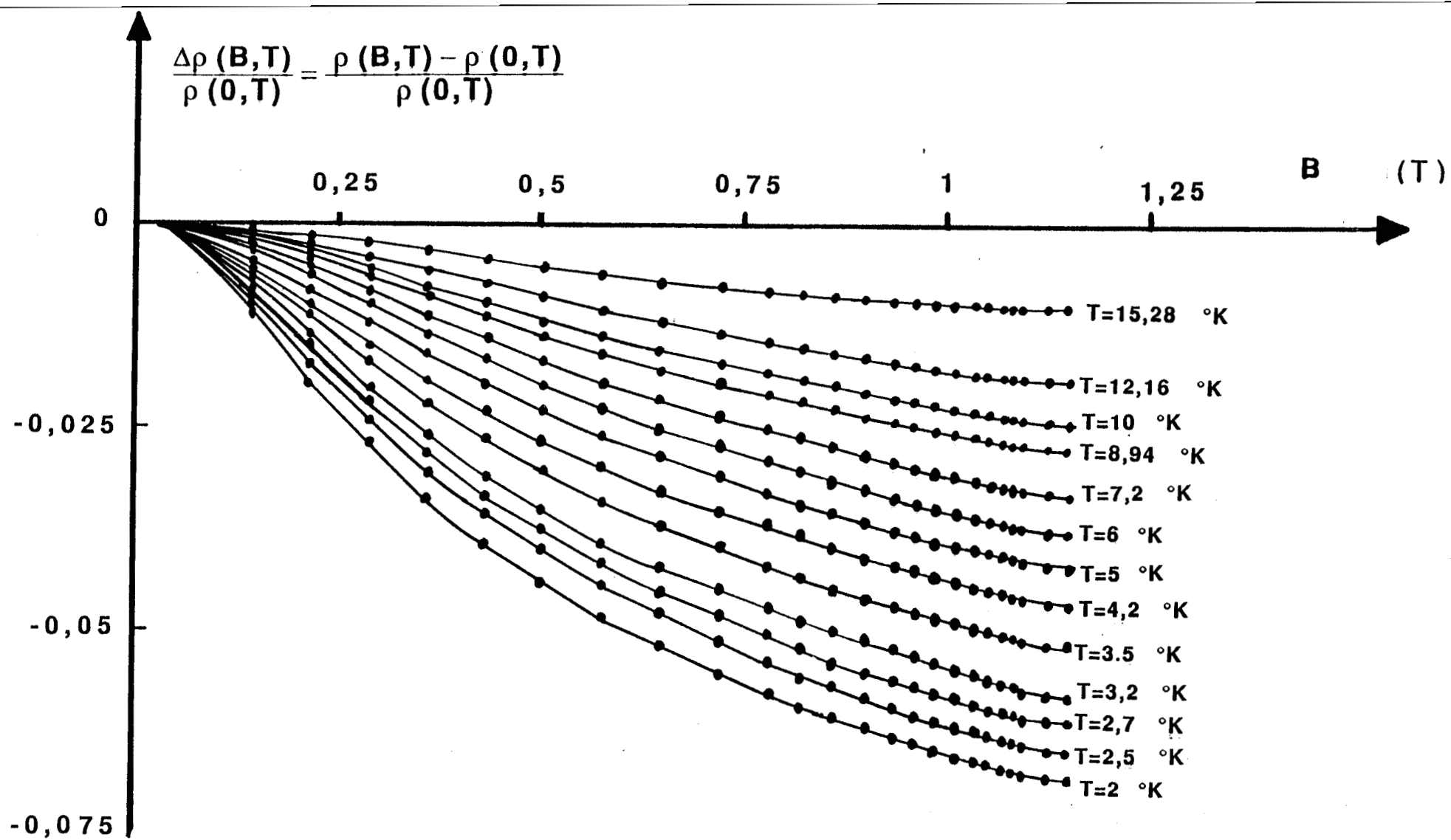


Figure 2 : Magnétorésistance négative $\Delta\rho / \rho(0,T)$
en fonction du champ magnétique.

$$L_B = \sqrt{\frac{\hbar}{e B}} \quad (m)$$

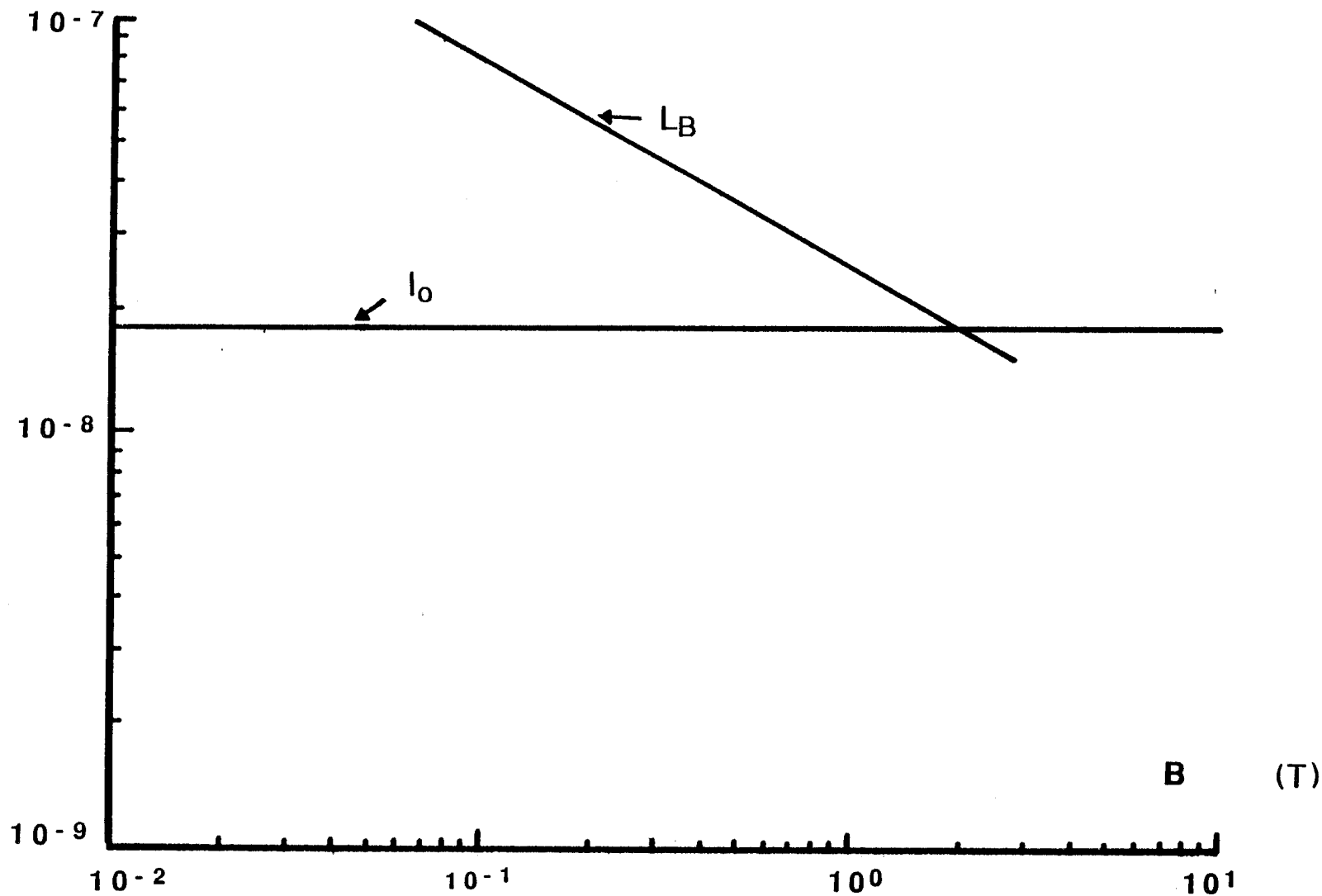


Figure 3 : Variation du rayon de l'orbite cyclotron $L_B = (\hbar/eB)^{1/2}$ en fonction du champ magnétique. l_0 étant le libre parcours moyen.

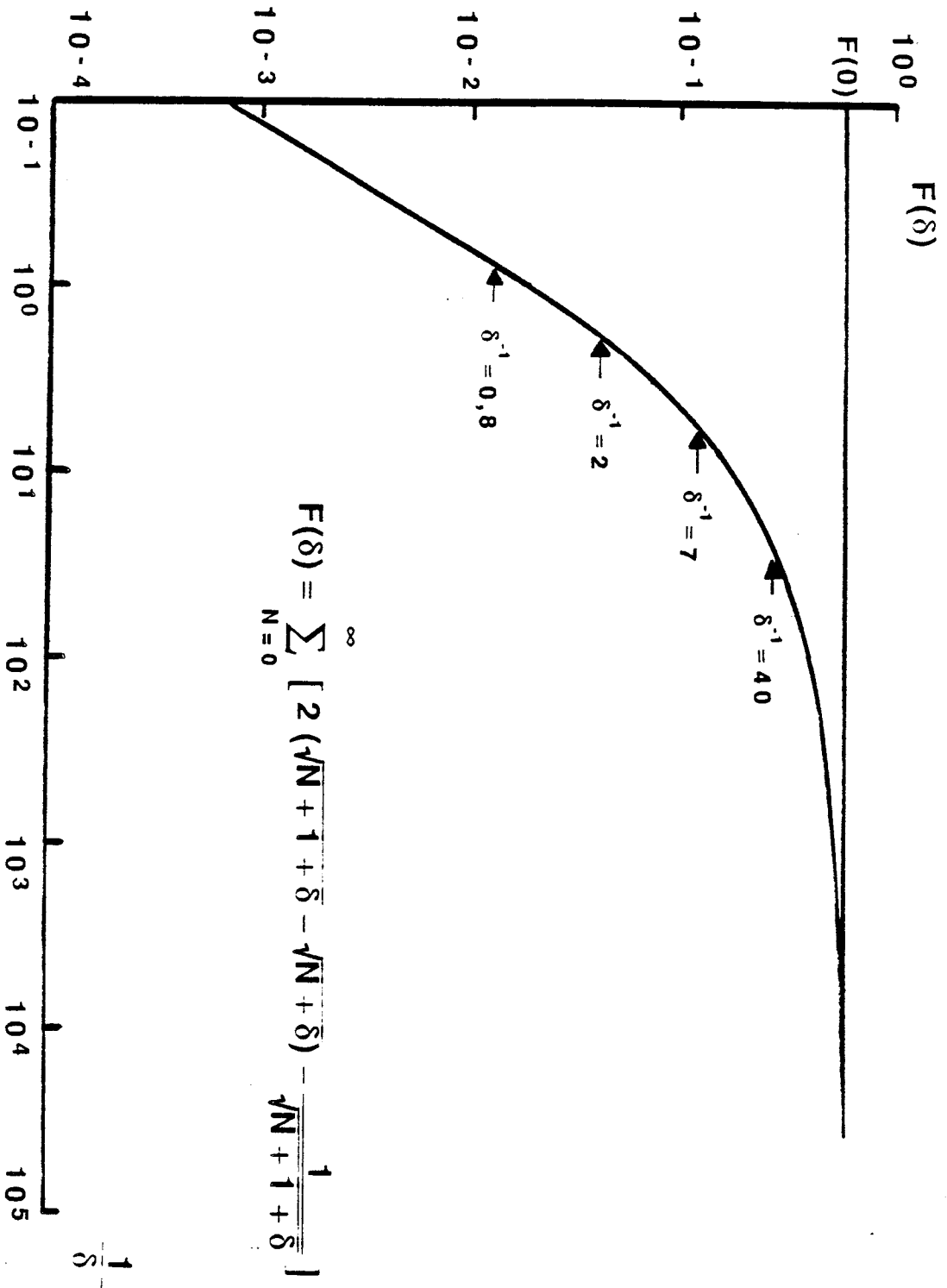


Figure 4 : Variation de la fonction $F(\delta)$ avec δ^{-1} .

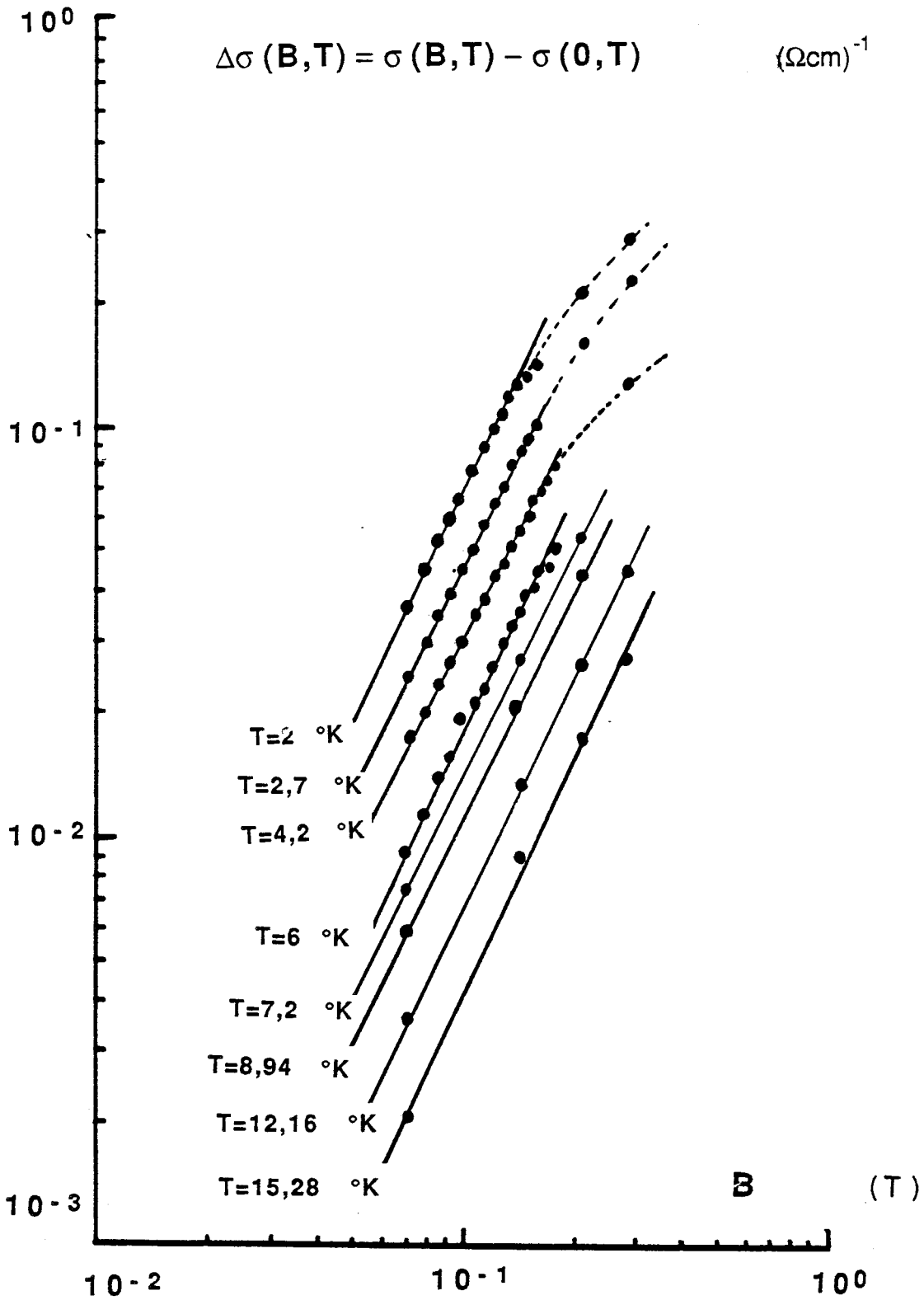


Figure 5-a : Variation dans une représentation Log-Log de la magnétoconductivité positive $\Delta\sigma(B,T)$ en fonction du champ magnétique.

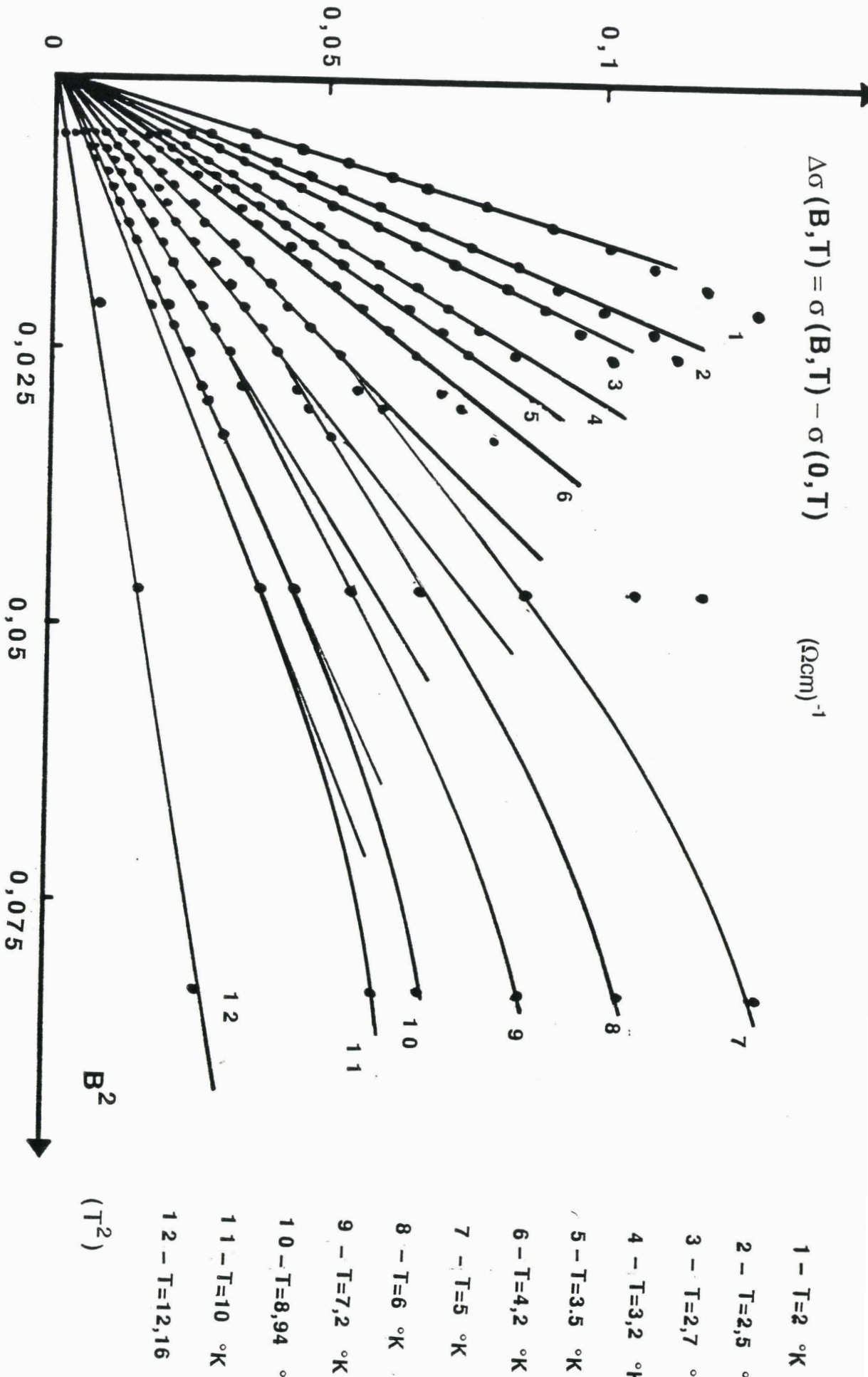


Figure 5-b : Variation de la magnétoconductivité positive $\Delta\sigma(B, T)$ en fonction du carré du champ magnétique.

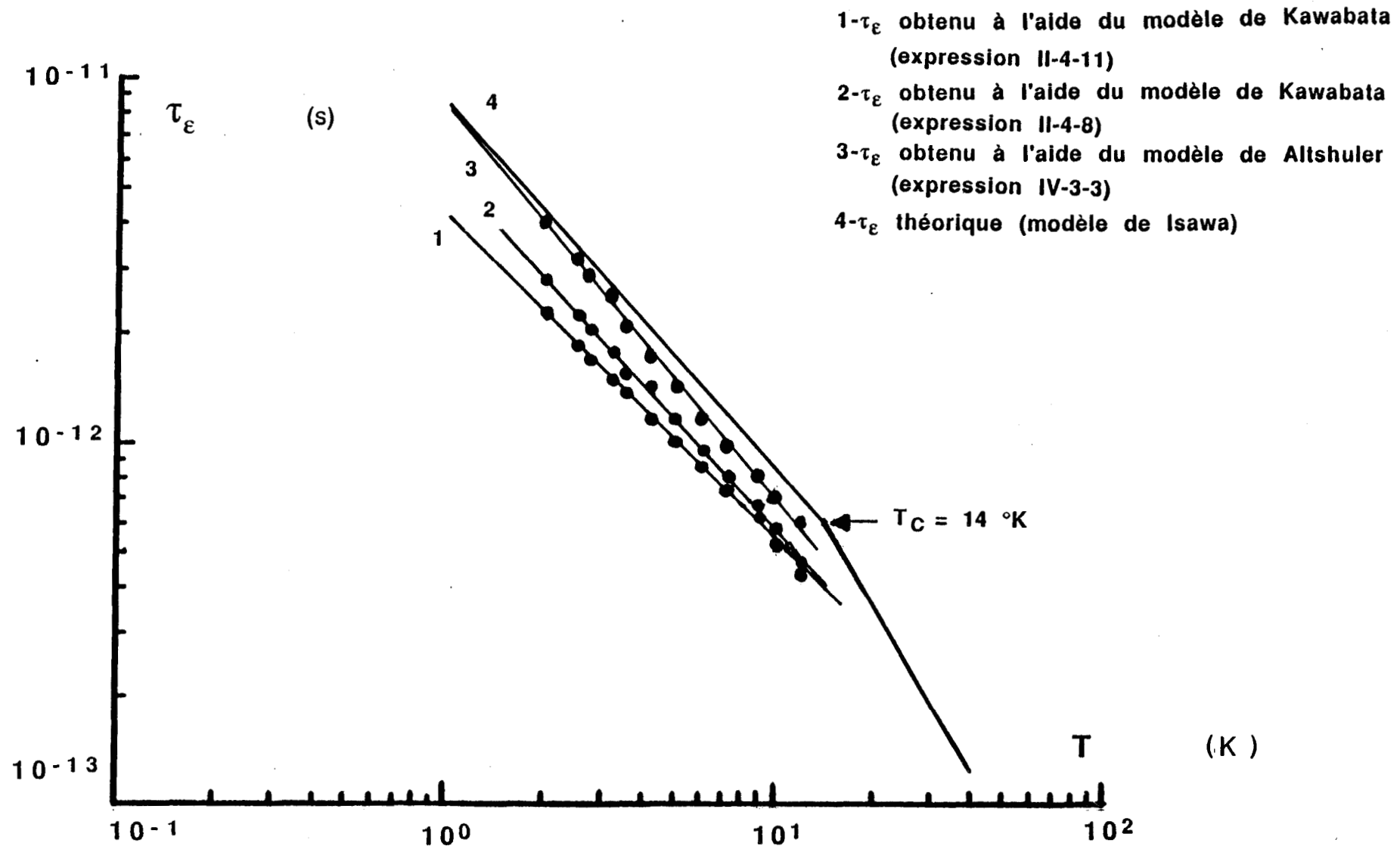


Figure 6 : Variation du temps de diffusion inélastique τ_ϵ en fonction de la température.

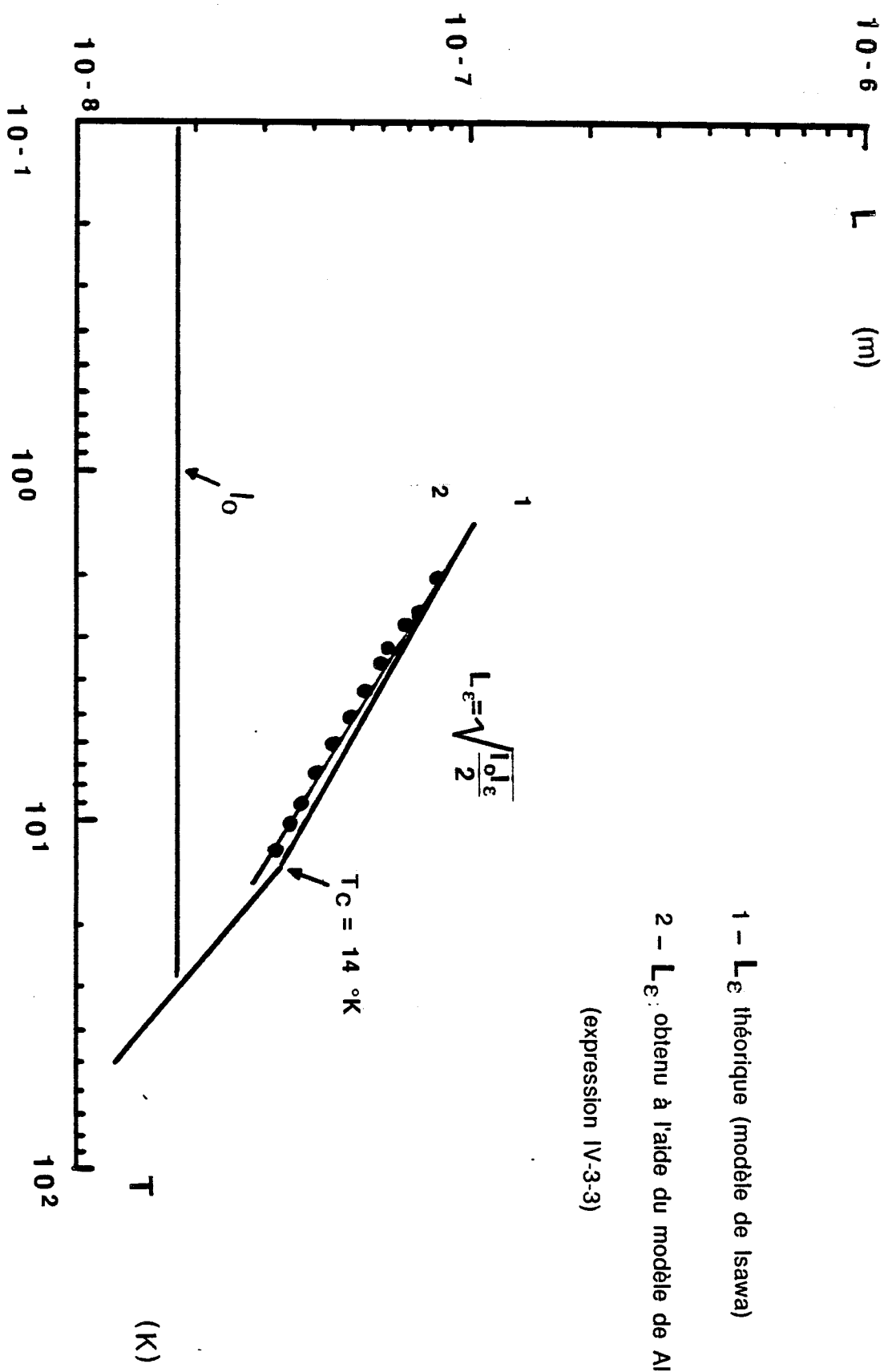


Figure 7 : Variation de la longueur de diffusion inélastique L_ϵ en fonction de la température.

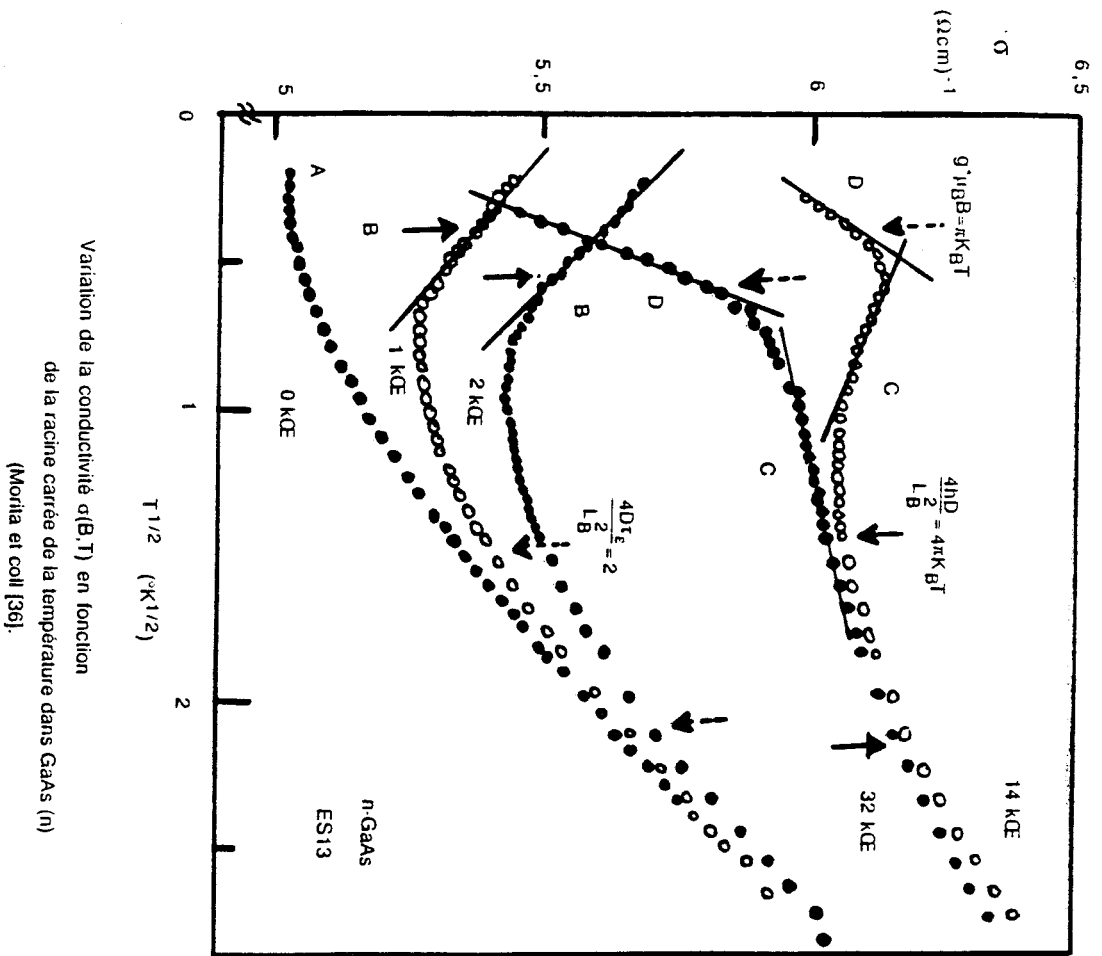
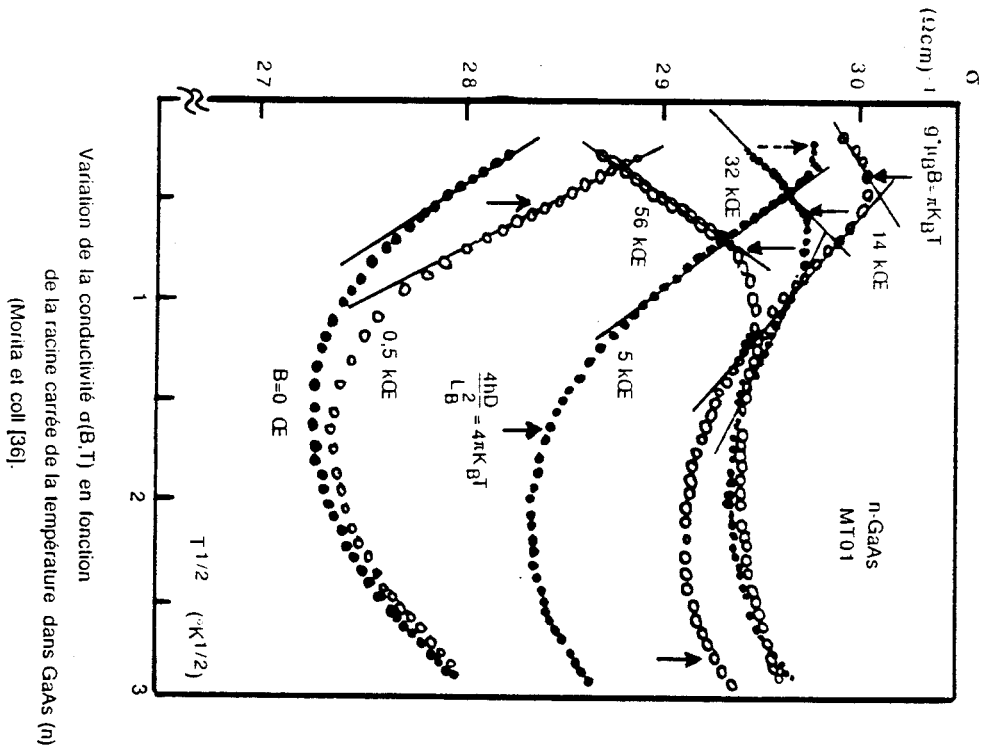
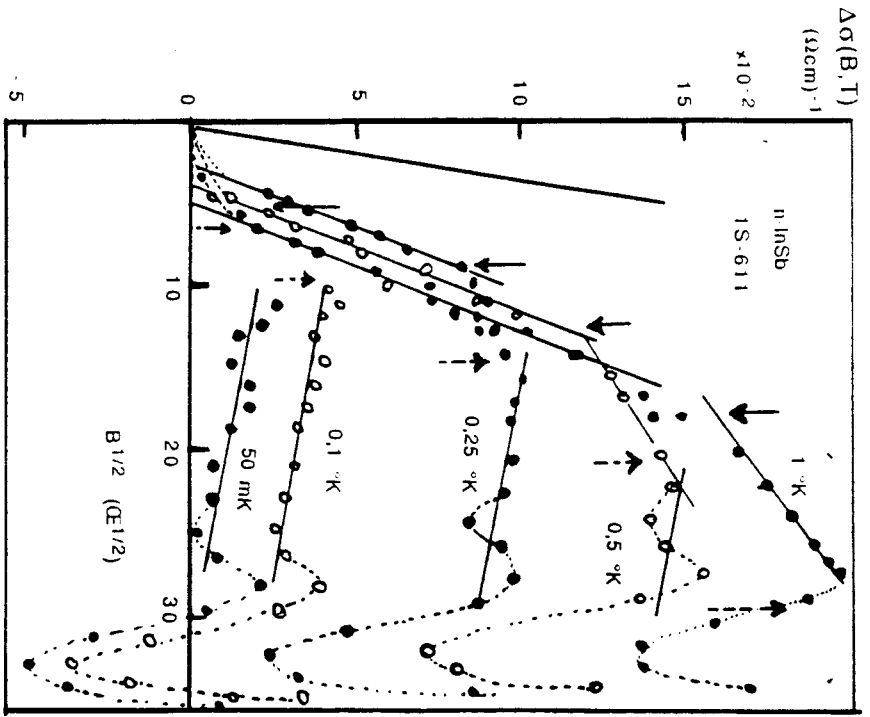
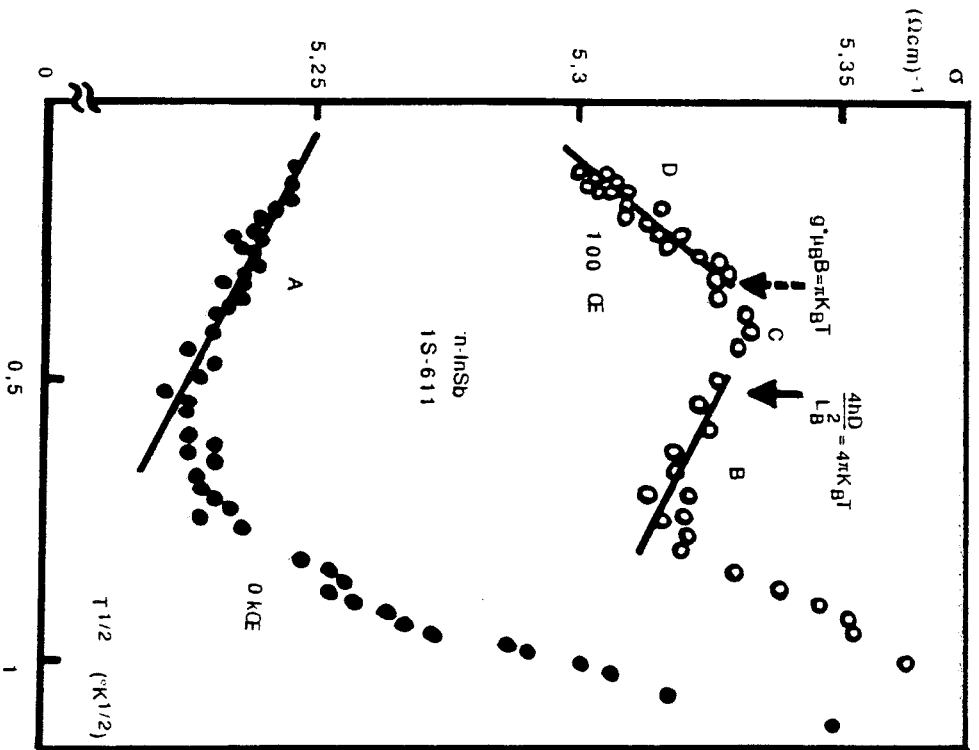


Figure 8-a : Résultats de Morita et coll [36].



Variation de la magnétoconductivité $\Delta\sigma(B, T)$ en fonction de la racine carrée du champ magnétique dans InSb (n) (Morita et coll [36].)



Variation de la conductivité $\sigma(B, T)$ en fonction de la racine carrée de la température dans InSb (n) (Morita et coll [36].)

Figure 8-b : Résultats de Morita et coll [36].

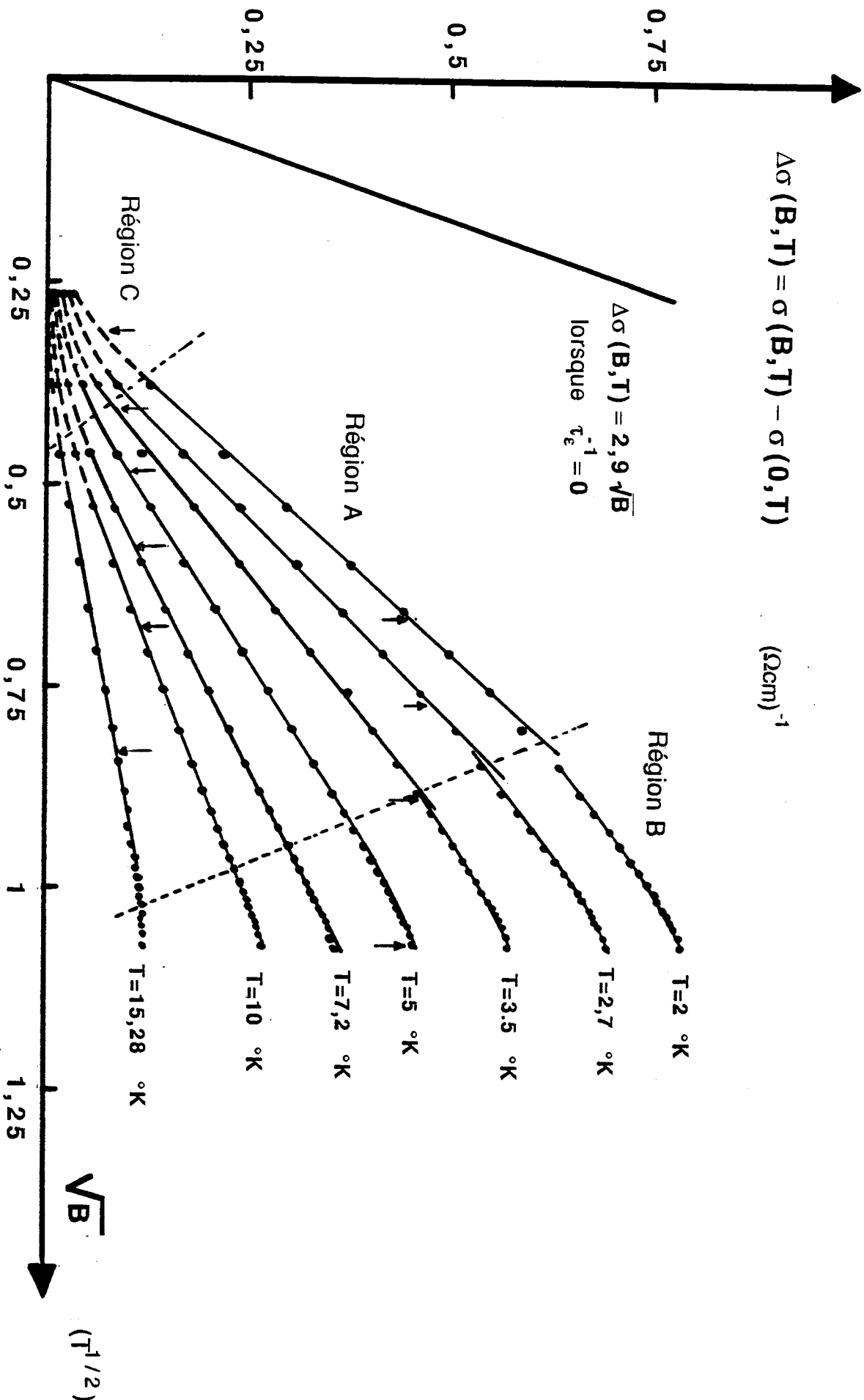


Figure 9 : Variation de la magnétoconductivité positive $\Delta\sigma(B, T)$ en fonction de la racine carrée du champ magnétique.

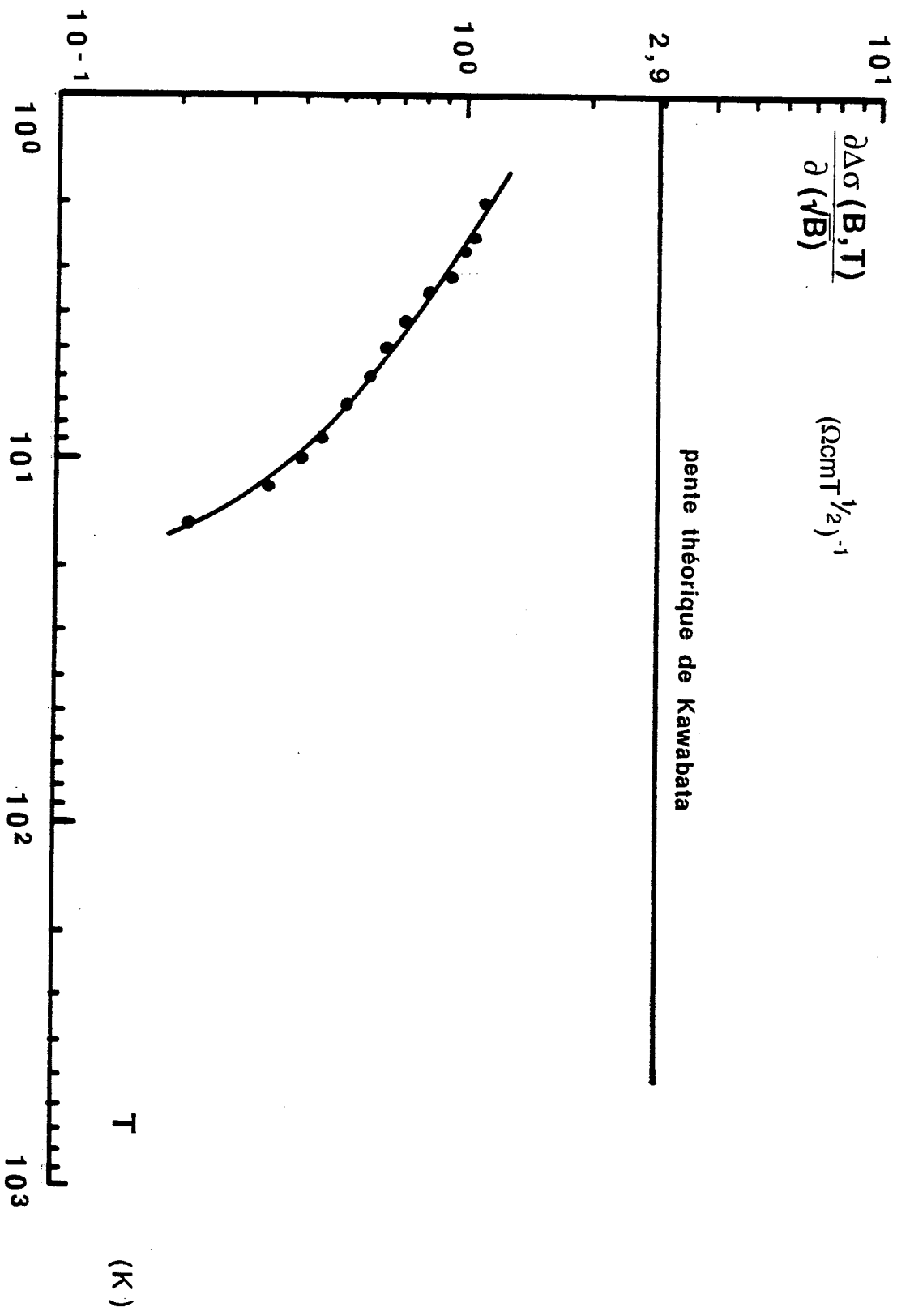


Figure 10 : Variation de la pente $\frac{\partial \Delta \sigma(B, T)}{\partial (\sqrt{B})}$ en fonction de la température.

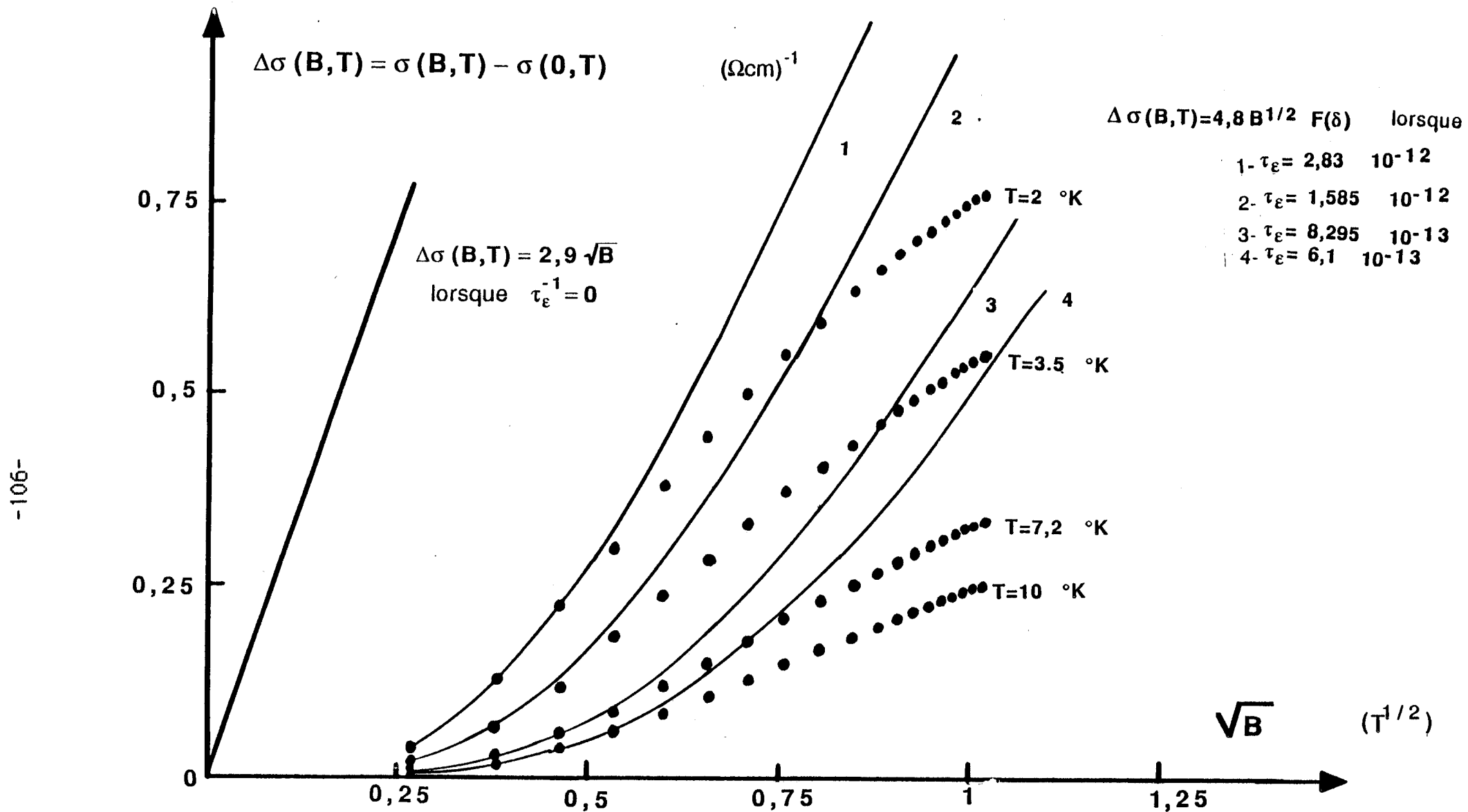


Figure 11 : Variation de $\Delta\sigma(B,T)$ en fonction de la racine carrée du champ magnétique (comparaison entre le modèle de Kawabata et résultats expérimentaux).

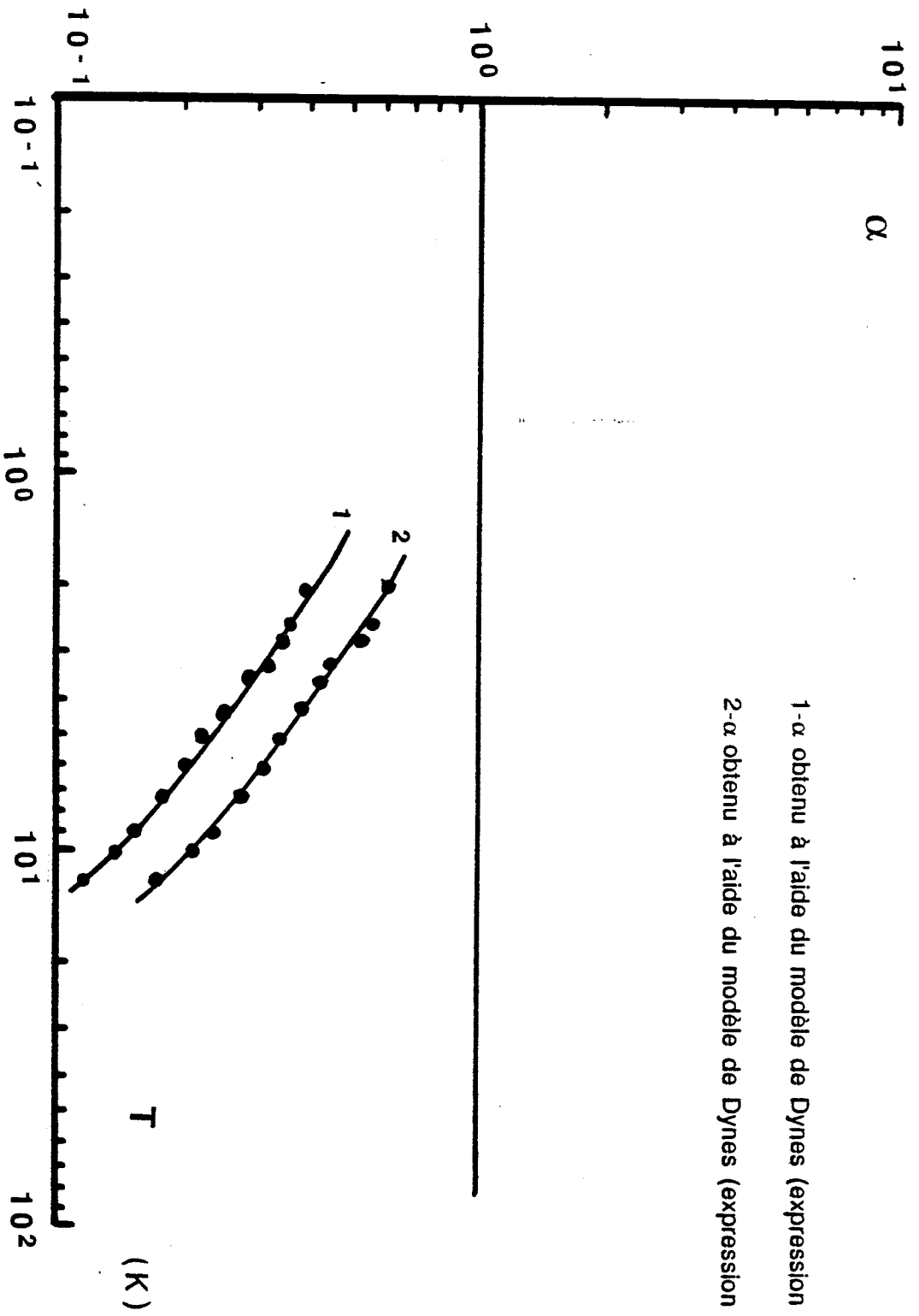


Figure 12 : Variation du paramètre α (modèle de Dynes) en fonction de la température.

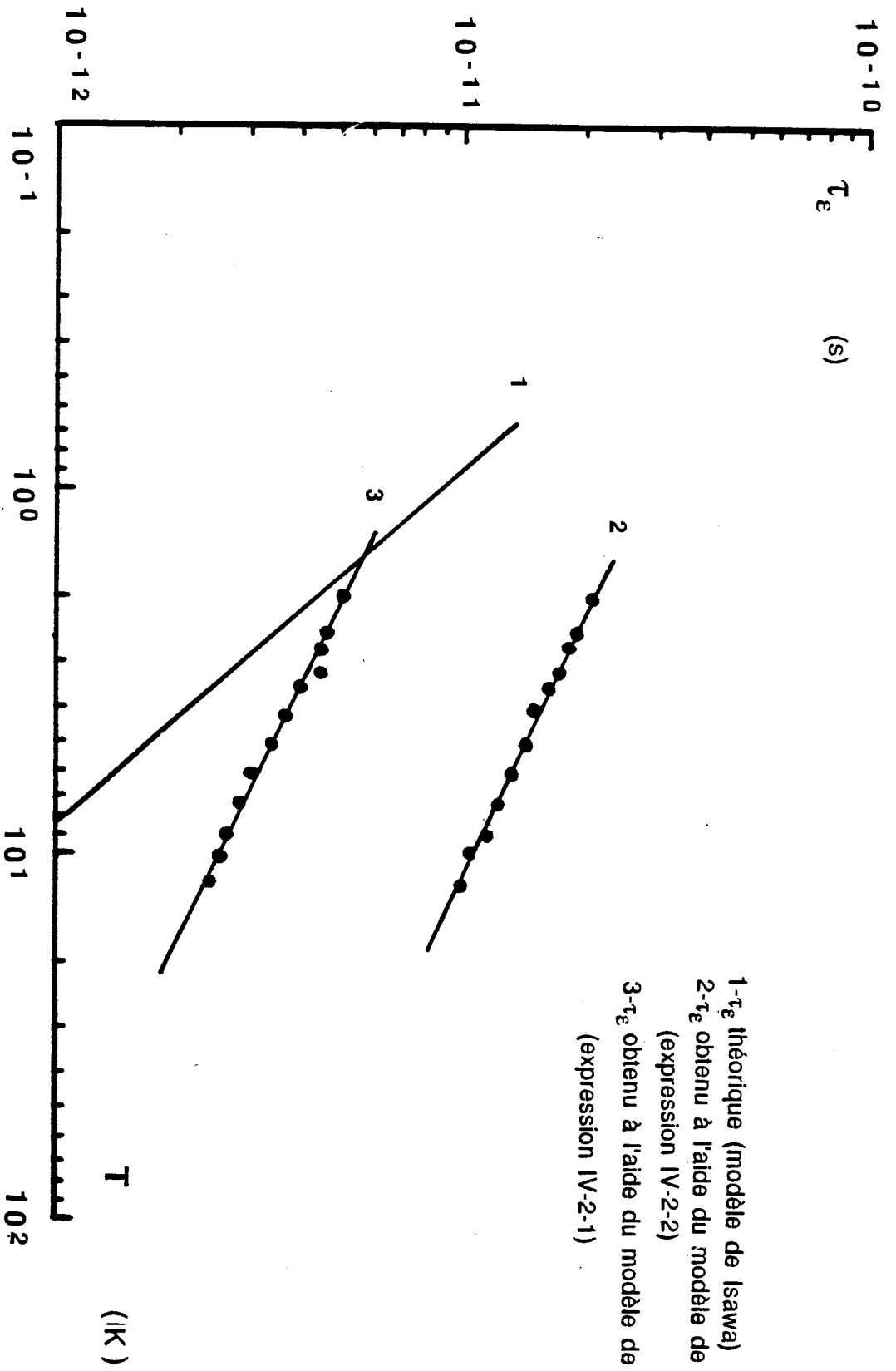


Figure 13 : Variation de τ_g (modèle de Dynes) en fonction de la température.

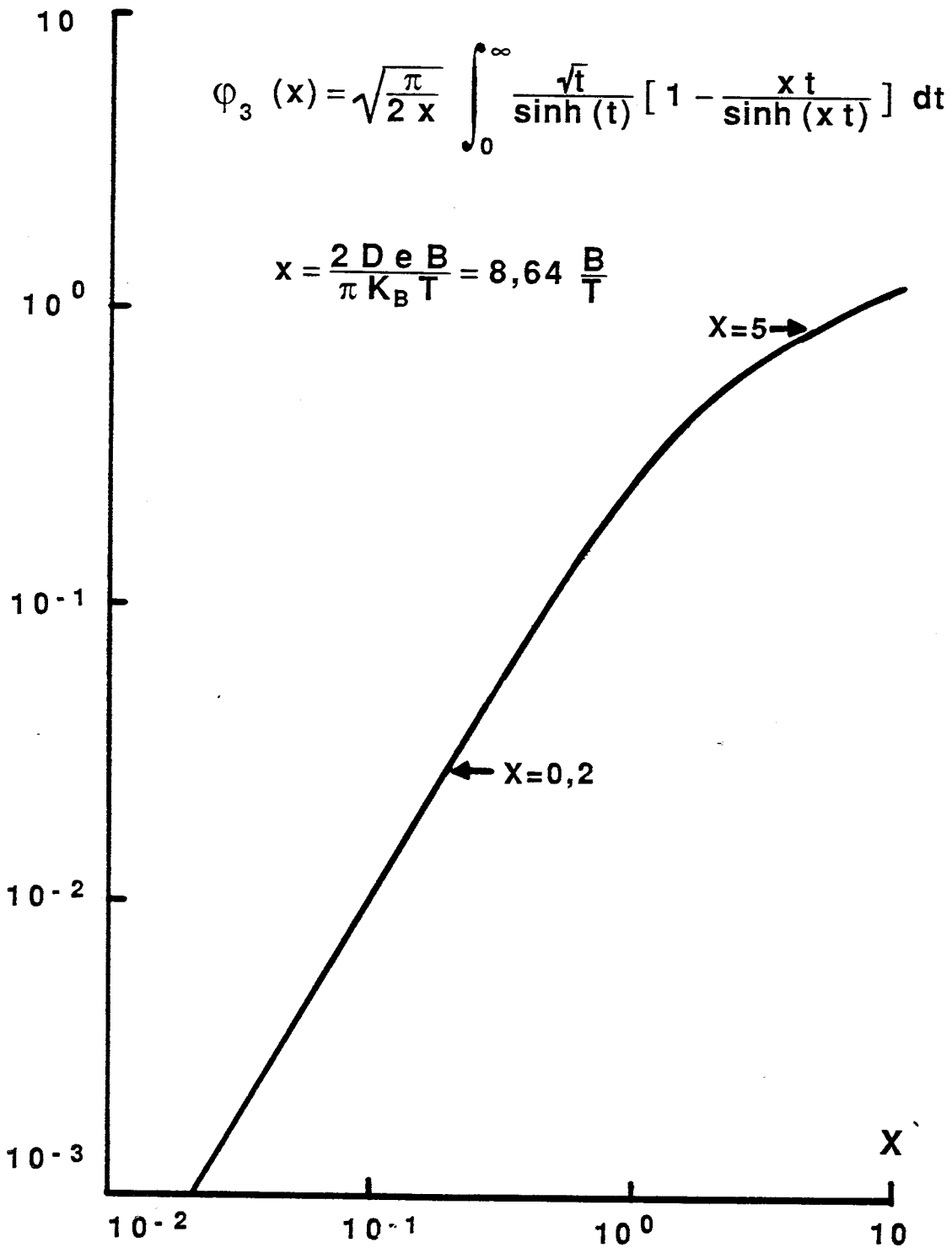


Figure 14 : Variation de la fonction $\varphi_3(x)$ en fonction de x.

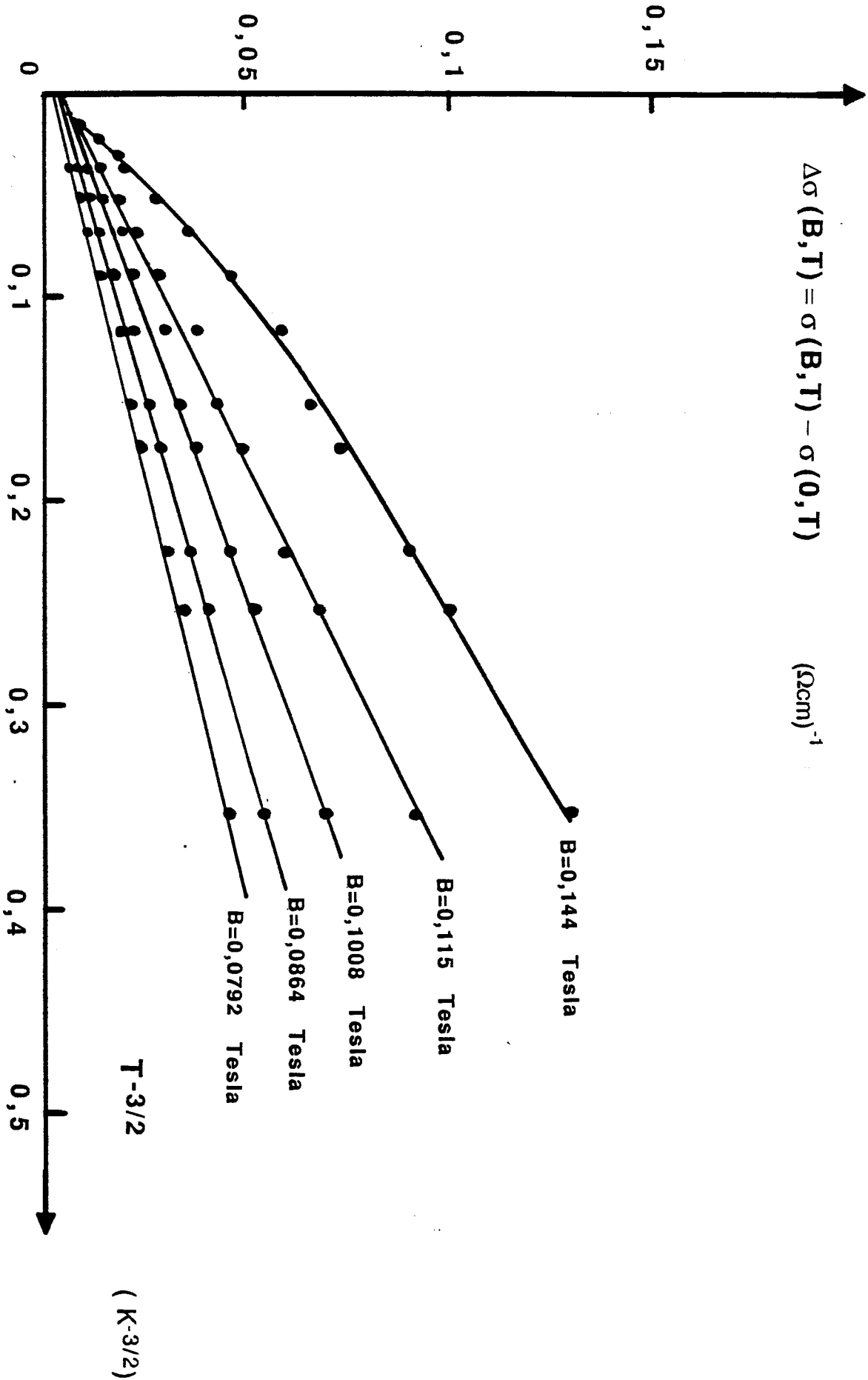


Figure 15 : Variation de la magnétoconductivité positive $\Delta\sigma(B, T)$ en fonction de $T^{-3/2}$.

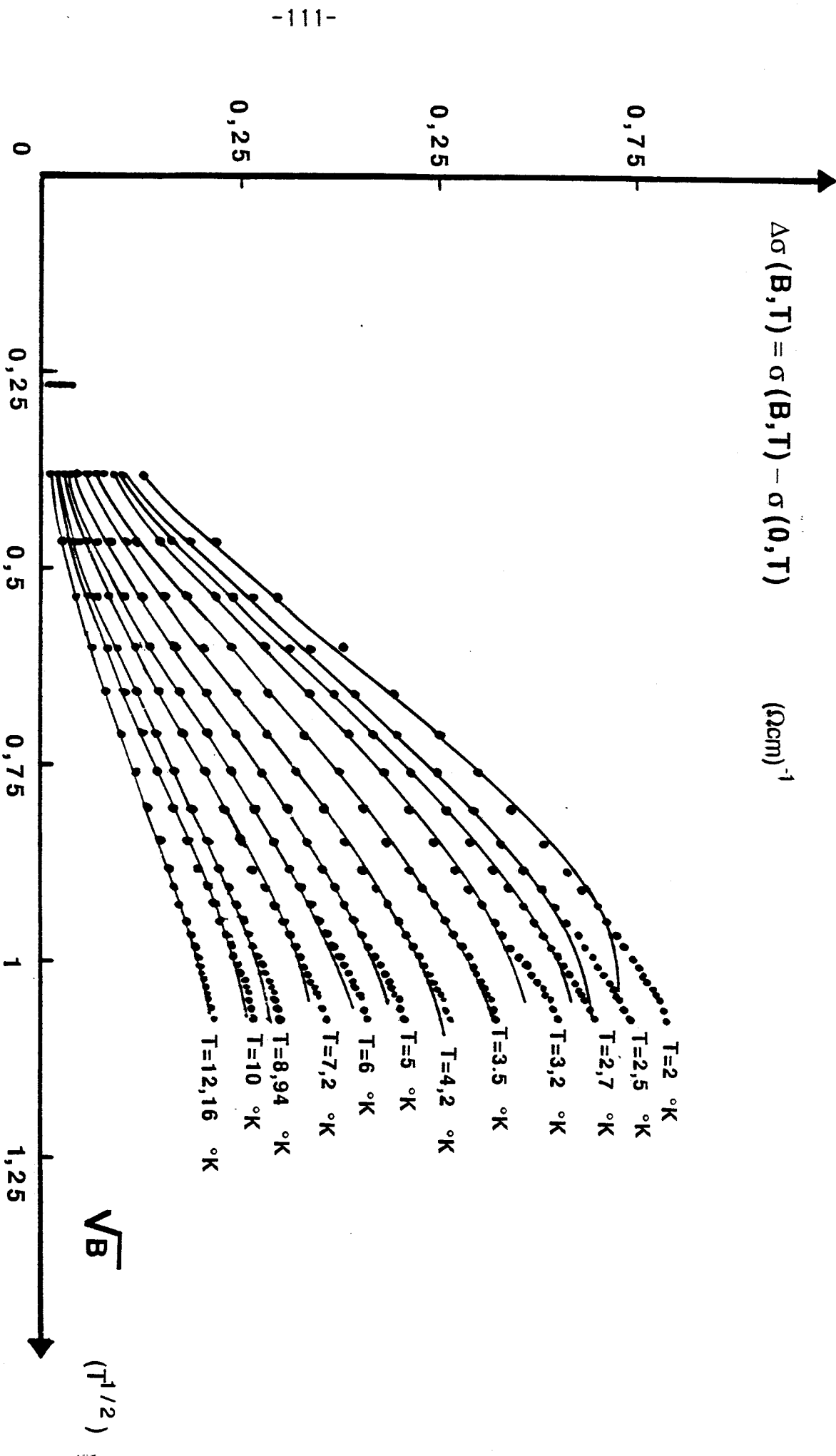


Figure 16 : Variation de la magnétoconductivité positive $\Delta\sigma(B, T)$ en fonction de la racine carrée du champ magnétique B . (modèle de Altshuler).

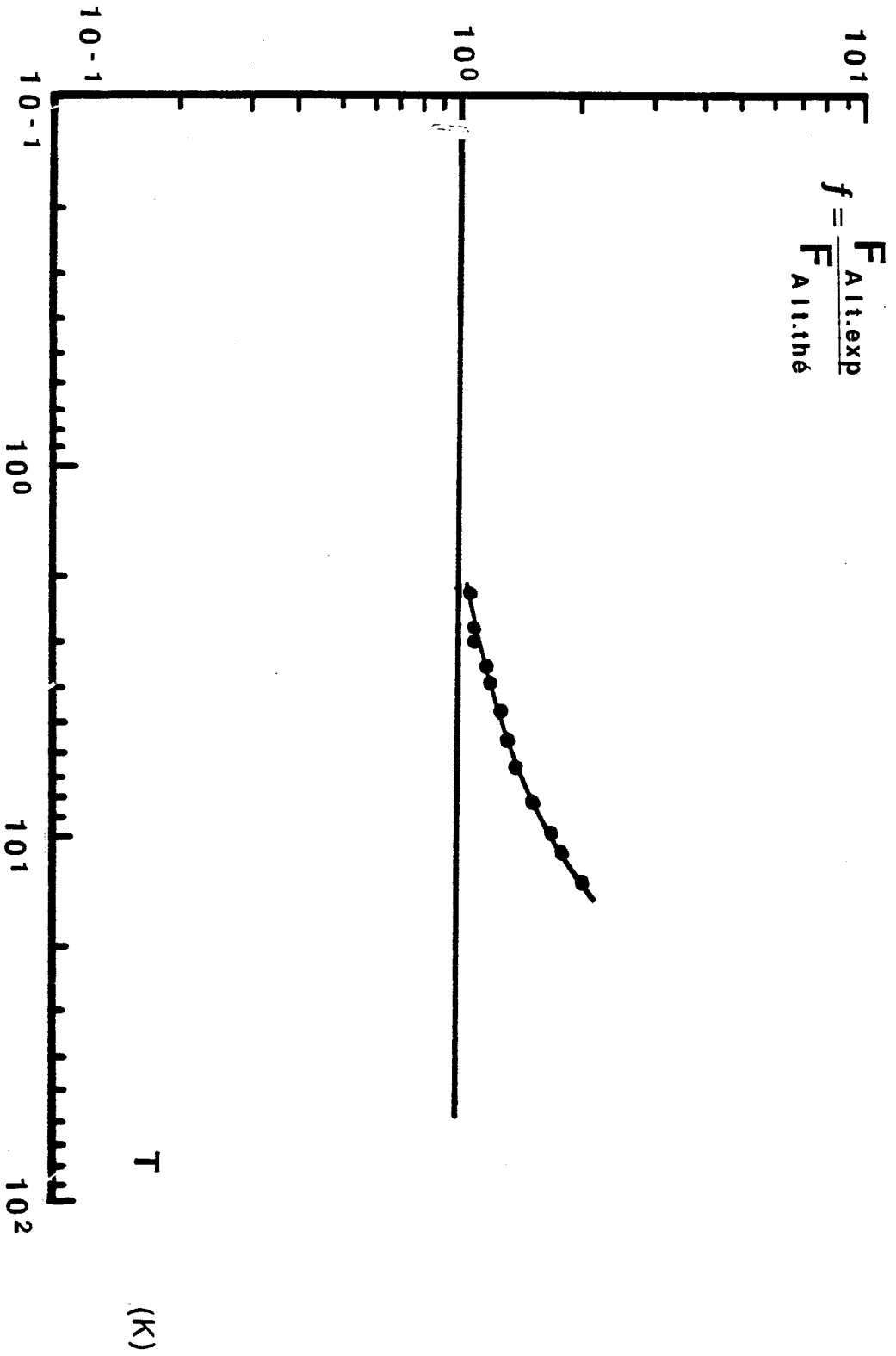


Figure 17 : Variation de $f = F_{Alt.exp}/F_{Alt.thé}$ en fonction de la température.

CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons étudié la magnétorésistance négative et déterminé, dans une gamme de température, le processus de diffusion inélastique des électrons, dans un échantillon de phosphure d'indium dopé du côté métallique de la transition métal-isolant. Des mesures de conductivité ont été effectuées dans un domaine de température 2-15 K et en présence de champs magnétiques atteignant 1,15 Tesla. Ces conditions expérimentales nous ont conduit à des résultats intéressants:

L'application de la théorie de la localisation faible a permis dans un premier temps de déterminer correctement la valeur du libre parcours moyen l_0 . Celui-ci est supérieur à la distance entre les sites d'impuretés et vérifie donc le critère de Ioffe-Regel, ce qui n'est pas le cas dans la théorie de Boltzmann.

D'autre part, pour interpréter la magnétorésistance négative, nous avons fait appel d'abord au modèle de Kawabata. Les hypothèses sont celles d'un gaz d'électrons en interaction avec des centres diffuseurs répartis d'une manière aléatoire et dont le potentiel est à courte portée. Le résultat obtenu est en accord avec ce modèle dans la région des champs magnétiques inférieurs à une valeur de l'ordre de 0,2 Tesla. La variation du temps de diffusion inélastique avec la température, déduite des courbes de la magnétoconductivité en fonction du champ magnétique, a été interprétée à l'aide du modèle de Isawa. Ce modèle considère l'effet de localisation en présence de la diffusion inélastique et des interactions électron-électron quoique ces dernières soient négligeables dans le modèle de Kawabata. La valeur du temps de diffusion inélastique, à une température donnée, est de l'ordre de 2/3 de celle prévue par Isawa.

Lorsque le champ devient supérieur à 0,2 Tesla, le modèle de Kawabata n'est plus utilisable, ce qui nous a conduit à utiliser d'autres théories plus élaborées prenant également en compte les interactions électron-électron, et applicables dans tout le domaine de champ magnétique.

Le modèle qui interprète le mieux la magnétorésistance négative dans tout le domaine de champ magnétique a été proposé par Altshuler. Les effets des interactions électron-électron sont du second ordre. Ils donnent une correction théorique de l'ordre de 10% à l'expression de la magnétoconductivité de Kawabata.

En champ magnétique faible ($B < 0,2$ Tesla), et à l'aide de ce modèle (Altshuler), une méthode d'itération a permis de déterminer la variation du temps de diffusion inélastique avec la température. Le résultat coïncide avec celui obtenu à l'aide du modèle de Kawabata. En outre, la représentation de la magnétoconductivité en fonction de $T^{-3/2}$, dans ce domaine de champ, confirme la validité du modèle de Altshuler pour la magnétorésistance négative et de celui de Isawa pour la dépendance du temps de diffusion inélastique.

Dans le domaine du champ magnétique relativement élevé ($B > 0,2$ Tesla), des méthodes numériques ont permis de déterminer d'une façon unique les valeurs du temps de diffusion inélastique ainsi que la constante d'interaction.

La valeur du temps de diffusion inélastique est légèrement supérieure à celle déduite du modèle de Kawabata, mais très proche de sa valeur théorique donnée par Isawa.

Sa variation avec la température, obtenue avec le modèle de Altshuler montre que les effets des interactions électron-électron sur le régime de la localisation faible, ne sont importants qu'à partir d'une valeur de champ magnétique de l'ordre de 0,2 Tesla. Ce résultat justifie leur absence dans le modèle de Kawabata.

Il serait intéressant d'étudier la dépendance du temps de diffusion inélastique avec le nombre d'électrons dans le modèle de Isawa en analysant la magnétorésistance négative d'échantillons métalliques sur une gamme de concentration assez importante et en étendant le domaine de température vers le bas.

ANNEXES

ANNEXE I:
PROGRAMME DE CALCUL DE LA FONCTION $F(\delta)$ DE KAWABATA.

```

1260 D$=CHR$(4)
1270 DIM A(3.100)
1280 PRINT D$:"PR#1": PRINT "-----"
1290 PRINT D$:"PR#1": PRINT TAB( 2):"1/delta": TAB( 14):"!": TAB( 15):"FONCTION
SOMME": TAB( 31):"! "
1300 PRINT "-----": PRINT D$:"PR#0"
1330 FOR I=1 TO 3
1340 BI=I*.01
1350 DEF FN F(S)=2*(SQR(S+1+1/BI)-SQR(S+1/BI))-1/SQR(S+.5+1/BI)
1360 S=0
1380 A(2.I)= FN F(0)
1390 S=S+1
1400 G= FN F(S)
1420 IF ABS( FN F(S)/A(2.I))<1E-6 THEN 440
1430 A(2.I)=A(2.I)+G: GOTO 390
1440 PRINT BI: PRINT A(2.I)
1450 NEXT I
1460 FOR I=1 TO 10
1470 BI=I*.01
1480 PRINT D$:"PR#1": PRINT TAB( 2):BI: TAB( 14):"!": TAB( 15):A(2.I): TAB( 31):
"! "
1490 PRINT "-----": PRINT D$:"PR#0"
1500 NEXT I

```

ANNEXE II :
PROGRAMME DE CALCUL DE LA FONCTION $\phi_3(x)$ DE ALTSHULER.

```

15 REM CALCUL DE LA FONCTION PHY3 DE ALTSHULER
110 D$=CHR$(4)
120 INPUT "PRECISION (1a8)=":E:E=10^(-E)
130 PRINT D$:"PR#1": PRINT "L'INTEGRALE EST EFFECTUEE A L'AIDE DE LA METHODE DE
ROMBERG": PRINT : PRINT "PRECISION EST=":E: PRINT : PRINT
1110 PRINT "-----": PRINT D$:"PR#0"
1120 PRINT D$:"PR#1": PRINT TAB( 2):"VALEUR DE X": TAB( 14):"!": TAB( 15):"FONCT
ION PHY DE ALTSHU": TAB( 29):"! "
1130 PRINT "-----": PRINT D$:"PR#0"
1550 INPUT "QUELLE EST LA BORNE INFERIEURE ?":BA
1560 INPUT "QUELLE EST LA BORNE SUPERIEURE ?":BI
1570 REM LE PARAMETRE SI REPRESENTE X DANS LA FONCTION DE ALTSHULER
1575 FOR LI=1 TO 10
1576 SI=LI*.01
1577 PRINT "SI=":SI
1580 DEF FN F(X)=SQR(25.1327*X/SI)*(1-2*X*SI/(EXP(X*SI)-EXP(-(X*SI))))/((EXP(X)-
EXP(-X))^2)
1600 PRINT "FNF(BI)=": FN F(BI)
1650 PRINT FN F(BI/2)
1668 R1=1:T1(0.0)=(BI-BA)* FN F(BI)/2
1670 C=(BI-BA)/(2^R1):X=0
1680 T1(0.R1)= FN F(BI)/2
1690 FOR J=1 TO (2^R1)-1
1700 X=X+C:T1(0.R1)=T1(0.R1)+ FN F(X)
1710 NEXT J
1720 T1(0.R1)=T1(0.R1)*C
1730 FOR P=1 TO R1
1740 K=R1-P
1750 T1(P.K)=((4^P)*T1(P-1,K+1)-T1(P-1,K))/((4^P)-1)
1760 NEXT P
1770 IF ABS(T1(R1.0)-T1(R1-1.0))<E THEN 800
1780 IF R1<9 THEN R1=R1+1: GOTO 670
1790 PRINT : PRINT "LA PRECISION NE PEUT ETRE QUE 1E":1+INT(LOG(ABS(T1(R1.0)-T1(
R1-1.0)))/LOG(10))
1800 PRINT "L'INTEGRALE VAUT ":T1(R1.0)
1840 PRINT D$:"PR#1": PRINT TAB( 2):SI: TAB( 14):"!": TAB( 15):T1(R1.0): TAB( 29
):"! "
1850 PRINT "-----": PRINT D$:"PR#0"
1900 NEXT LI

```

ANNEXE III :
PROGRAMME DE CALCUL DE $\tau\varepsilon$ et $f = \mathbf{F}_{\text{Alt.exp}}/\mathbf{F}_{\text{Alt thé}}$.
METHODE DES MOINDRES CARRES POUR DES FONCTIONS
NON LINEAIRES A DEUX PARAMETRES.

```
15 REM PROGRAMME SOM.MOI CARRE.
19 D$=CHR$(4)
110 INPUT "ECHANTILLON ":EC$
120 INPUT "TEMPERATURE ":TR
125 PRINT D$:"PR#1"
127 PRINT "ECHANTILLON EST:":EC$
128 PRINT
130 PRINT "TEMPERATURE EST=":TR:" K "
135 PRINT
140 PRINT D$:"PR#0"
1115 INPUT "QUELLE EST LA VALEUR APPROCHEE DU TEMPS DE DIFFUSION INELASTIQUE?":T
I
1117 INPUT "QUELLE EST LA VALEUR APPROCHEE DE LA CONSTANTE D'INTERACTION?":Q
1120 DEF FN A(X)=X
1130 DEF FN B(Y)=Y
1180 INPUT "COMBIEN Y A T'IL DE POINTS ?":N: INPUT "COMBIEN DE POINTS VOULEZ-VOU
S ENLEVER?":DI
1185 DIM V(3,120)
1190 DIM A(10,40)
1195 DIM B(10,40)
1196 DIM C(8,41)
1198 DIM LL(2,120)
1200 FOR I=1 TO N
1210 READ A(1,I): READ A(2,I): NEXT I
1220 FOR I=1 TO N
1225 PRINT A(1,I):"      ":A(2,I): NEXT I
1230 FOR I=1 TO N
1240 A(1,I)=FN A(A(1,I))
1250 A(2,I)=FN B(A(2,I))
1260 NEXT I
1270 I=1
1280 J=I+1
1290 IF A(1,I)>A(1,J) THEN 360
1300 J=J+1
1310 IF J>N THEN 330
1320 GOTO 290
1330 I=I+1
1340 IF I>N-1 THEN 390
1350 GOTO 280
1360 P8=A(1,I):A(1,I)=A(1,J):A(1,J)=P8
1370 P9=A(2,I):A(2,I)=A(2,J):A(2,J)=P9
1380 GOTO 300
1390 FOR I=1 TO N
1400 PRINT TAB( 5):A(1,I): TAB( 20):A(2,I)
1410 NEXT I
1420 Y1=A(2,1)
1430 FOR I=2 TO N
1440 IF Y1>A(2,I) THEN 460
1450 Y1=A(2,I)
1460 NEXT I
1470 Y0=A(2,1)
1480 FOR I=2 TO N
1490 IF Y0<A(2,I) THEN 501
1500 Y0=A(2,I)
1501 NEXT I
1520 HGR
1530 HCOLOR= 3
1540 & SCALE= NNA(1,1).A(1,N).Y0.Y1
1550 & AXESA(2,1),A(1,1)
1560 FOR I=1 TO N:V(1,I)=40+(INT((237*(A(1,I)-A(1,1)))/(A(1,N)-A(1,1))))
1562 V(2,I)=137-(INT((128*(A(2,I)-Y0))/(Y1-Y0))): NEXT I
1566 FOR I=1 TO N: HPLOT V(1,I)-1,V(2,I)+1: HPLOT V(1,I)-1,V(2,I)-1: HPLOT V(1,I)
,V(2,1): HPLOT V(1,I)+1,V(2,I)-1: HPLOT V(1,I)+1,V(2,I)+1: NEXT I
1597 VTAB 22
1598 TS=TI*7.1066E12
1599 PRINT D$:"PR#1": PRINT "VALEUR APPROCHEE DE TH0i EST=": PRINT "TH0iapp=":TI
: PRINT : PRINT "LA VALEUR APPROCHEE DU COEFFICIENT DE L'INTERACTION EST=": PRIN
T : PRINT "Fexo/Fthe=":Q: PRINT : PRINT D$:" PR# 0"
1600 FOR I=1 TO N-DI
1601 LB=5.9873
1602 BI=TS*A(1,I)
1604 BE=8.64*A(1,I)/TR
1605 PRINT "BE=":BE
1607 F=.329*(BE^(1.5))
1608 G=6.427E-4*(BE^6)-.01043*(BE^5)+.06624*(BE^4)-.20523*(BE^3)+.28307*(BE^2)+.
13192*BE-7.31736E-3
1612 H=.0204*(BI^(1.497))
1613 K=-1.75821E-4*(BI^5)+1.761167E-3*(BI^4)-7.63727E-3*(BI^3)+.016836*(BI^2)+9.
013284E-3*BI-6.928658E-4
```

```
J614 L=-2.454297E-6*(BI^5)+6.272357E-5*(BI^4)-5.738555E-4*(BI^3)+1.103163E-3*(BI
^2)+.027777*BI-.010166596
J616 M=1.600573E-13*(BI^8)-1.86935E-11*(BI^7)+3.52915E-10*(BI^6)+5.008688E-8*(BI
^5)-3.7989E-6*(BI^4)+1.278328E-4*(BI^3)-2.598883E-3*(BI^2)+.037754*BI-.021724
J620 IF BE<=.2 THEN 700
J622 PRINT "BE=":BE
J626 IF BI<=.8 THEN 690
J630 PRINT "BI=":BI
J632 IF BI<=2 THEN 680
J634 PRINT "BI=":BI
J636 IF BI<=7 THEN 670
J638 PRINT "BI=":BI
J640 A(4,I)=4.8*SQR(A(1,I))*(M-G*Q/(LB-LOG(A(1,I))))
J642 PRINT "CHAMP =" :A(1,I) : PRINT "A(4,I) =" :A(4,I)
J646 GOTO 740
J670 A(4,I)=4.8*SQR(A(1,I))*(L-G*Q/(LB-LOG(A(1,I))))
J672 PRINT "CHAMP =" :A(1,I) : PRINT "A(4,I) =" :A(4,I)
J676 GOTO 740
J680 A(4,I)=4.8*SQR(A(1,I))*(K-G*Q/(LB-LOG(A(1,I))))
J682 PRINT "CHAMP =" :A(1,I) : PRINT "A(4,I) =" :A(4,I)
J686 GOTO 740
J690 A(4,I)=4.8*SQR(A(1,I))*(H-G*Q/(LB-LOG(A(1,I))))
J692 PRINT "CHAMP =" :A(1,I) : PRINT "A(4,I) =" :A(4,I)
J696 GOTO 740
J700 PRINT "BE=":BE : PRINT "BI=":BI
J701 F=.329*(BE^(1.5))
J702 IF BI<=.8 THEN 734
J706 IF BI<=2 THEN 726
J710 IF BI<=7 THEN 718
J712 A(4,I)=4.8*SQR(A(1,I))*(M-F*Q/(LB-LOG(A(1,I))))
J716 GOTO 740
J718 A(4,I)=4.8*SQR(A(1,I))*(L-F*Q/(LB-LOG(A(1,I))))
J720 PRINT "A(4,I) =" :A(4,I)
J724 GOTO 740
J726 A(4,I)=4.8*SQR(A(1,I))*(K-F*Q/(LB-LOG(A(1,I))))
J728 PRINT "A(4,I) =" :A(4,I)
J732 GOTO 740
J734 A(4,I)=4.8*SQR(A(1,I))*(H-F*Q/(LB-LOG(A(1,I))))
J736 PRINT "CHAMP =" :A(1,I) : PRINT "A(4,I) =" :A(4,I)
J740 NEXT I
J750 REMCALCUL DE LA DERIVEE PAR RAPPORT A Thoi (TEMPS DE DIFFUSION INELASTIQUE)
J755 FOR I=1 TO N-DI
J757 BI=TS*A(1,I)
J760 IF BI<=.8 THEN 780
J761 IF BI<=2 THEN 775
J762 IF BI<=7 THEN 768
J764 M1=1.2804E-12*(A(1,I)^8)*(TS^7)-1.3085E-10*(A(1,I)^7)*(TS^6)+2.1174E-9*(A(1
,I)^6)*(TS^5)+2.5043E-7*(A(1,I)^5)*(TS^4)-1.5195E-5*(A(1,I)^4)*(TS^3)+3.8349E-4*
(A(1,I)^3)*(TS^2)-5.1977E-3*(A(1,I)^2)*TS+.037754*A(1,I)
J766 A(5,I)=4.8*SQR(A(1,I))*M1
J767 GOTO 783
J768 L1=-1.2271E-5*(A(1,I)^5)*(TS^4)+2.5089E-4*(A(1,I)^4)*(TS^3)-1.7215E-3*(A(1
,I)^3)*(TS^2)+2.2068E-3*(A(1,I)^2)*TS+.027777*A(1,I)
J770 A(5,I)=4.8*SQR(A(1,I))*L1
J772 GOTO 783
J775 K1=-8.791E-4*(A(1,I)^5)*(TS^4)+7.0446E-3*(A(1,I)^4)*(TS^3)-.022911*(A(1,I)^
3)*(TS^2)+.03367*(A(1,I)^2)*TS+9.013284E-3*A(1,I)
J777 A(5,I)=4.8*SQR(A(1,I))*K1
J779 GOTO 783
J780 H1=.03053*(A(1,I)^(1.497))*(TS^.497)
J782 A(5,I)=4.8*SQR(A(1,I))*H1
J783 NEXT I
J784 REM CALCUL DE LA DERIVEE PAR PAPPOT A LA CONTANTE D'INTERACTION (Q)
J785 FOR I=1 TO N-DI
J786 BE=8.64*A(1,I)/TR
J788 IF BE<=.2 THEN 810
J800 G1=4.8*SQR(A(1,I))*(6.427E-4*(BE^6)-.01043*(BE^5)+.06624*(BE^4)-.20523*(BE^
3)+.28307*(BE^2)+.13192*BE-7.31736E-3)
J805 A(6,I)=-G1/(LB-LOG(A(1,I)))
J807 GOTO 830
J810 F1=1.5792*SQR(A(1,I))*(BE^(1.5))
J820 A(6,I)=-F1/(LB-LOG(A(1,I)))
J830 NEXT I
J860 FOR I=1 TO N-DI: B(4,I)=A(2,I)-A(4,I)
J870 A(7,I)=A(5,I)^2
J880 A(8,I)=A(6,I)^2
```

```
J890 A(9.I)=A(5.I)*A(6.I): NEXT I
J900 REM CALCUL DU DETERMINANT
J910 I=1
J920 C=A(7.1)
J930 I=I+1
J940 O=A(7.I)
J950 IF I=N+1-DI THEN 970
J960 C=C+A(7.I): GOTO 930
J970 PRINT C
J980 I=1
J990 C2=A(8.1)
J1000 I=I+1
J1010 O2=A(8.I)
J1020 IF I=N+1-DI THEN 1040
J1030 C2=C2+O2: GOTO 1000
J1040 PRINT C2
J1050 I=1
J1060 C3=A(9.1)
J1070 I=I+1
J1080 O3=A(9.I)
J1090 IF I=N+1-DI THEN 1110
J1100 C3=C3+O3: GOTO 1070
J1110 PRINT C3
J1120 DE=C*C2-(C3)^2
J1130 PRINT "DETERMINANT=":DE
J1140 FOR I=1 TO N-DI
J1150 B(5.I)=(C2*A(5.I)-C3*A(6.I))*B(4.I)
J1160 B(6.I)=(C*A(6.I)-C3*A(5.I))*B(4.I)
J1170 NEXT I
J1180 I=1
J1190 C4=B(5.1)
J1200 I=I+1
J1210 O4=B(5.I)
J1220 IF I=N+1-DI THEN 1240
J1230 C4=C4+O4: GOTO 1200
J1240 PRINT C4
J1250 I=1
J1260 C5=B(6.1)
J1270 I=I+1
J1280 O5=B(6.I)
J1290 IF I=N+1-DI THEN 1310
J1300 C5=C5+O5: GOTO 1270
J1310 PRINT C5
J1320 SP=O+C5/DE
J1330 SO=TS+C4/DE
J1331 PRINT "VALEUR EXACTE DE Thoi EST = ": PRINT : PRINT "Thoi ex = ":SO/7.1066
E12: PRINT : PRINT "VALEUR EXACTE DE Fexp/Fthe EST=": PRINT : PRINT "Fexp/Fthe =
":SP
J1332 IF ABS((SO-TS)/TS)<1E-8 THEN 1335
J1333 TS=SO
J1334 Q=SP: GOTO 600
J1335 PRINT D$:"PR#1": PRINT "VALEUR EXACTE DE Thoi EST = ": PRINT : PRINT "Thoi
ex = ":SO/7.1066E12: PRINT : PRINT "VALEUR EXACTE DE Fexp/Fthe EST=": PRINT :
PRINT "Fexp/Fthe = ":SP: PRINT : PRINT D$:"PR#0"
J1336 PRINT D$:"PR#1": PRINT : PRINT TAB( 2):"CHP MAG(T)": TAB( 14):"!": TAB( 15
):"DELTA SIGMA ": TAB( 31):"!)"
J1337 PRINT D$:"PR#0"
J1338 REM BS=1/delta .BA=8.64*B/T (ALTSHULER )
J1340 FOR I=0 TO 40
J1350 B(7.I)=A(1.1)+I*(A(1.N)-A(1.1))/40
J1355 BS=S0*B(7.I)
J1358 BA=8.64*B(7.I)/TR
J1359 REM F2.ET G2 SONT LES FONCTION THEORIQUES DE L'INTEGRALE D'ALTSHULER
J1360 F2=.329*(BA^(1.5))
J1365 G2=6.427E-4*(BA^6)-.01043*(BA^5)+.06624*(BA^4)-.20523*(BA^3)+.28307*(BA^2)
+.13192*BA-7.31736E-3
J1370 H2=.0204*(BS^(1.497))
J1375 K2=-1.75821E-4*(BS^5)+1.761167E-3*(BS^4)-7.63727E-3*(BS^3)+.016836*(BS^2)+
9.013284E-3*BS-6.928658E-4
J1380 L2=-2.454297E-6*(BS^5)+6.272357E-5*(BS^4)-5.738555E-4*(BS^3)+1.103163E-3*(
BS^2)+.027777*BS-.010166596
J1385 M2=1.600573E-13*(BS^8)-1.86935E-11*(BS^7)+3.52915E-10*(BS^6)+5.008688E-8*(
BS^5)-3.7989E-6*(BS^4)+1.278328E-4*(BS^3)-2.598883E-3*(BS^2)+.037754*BS-.021724
J1390 IF BA<=.2 THEN 1478
J1395 PRINT "BA=":BA
J1400 G2=6.427E-4*(BA^6)-.01043*(BA^5)+.06624*(BA^4)-.20523*(BA^3)+.28307*(BA^2)
+.13192*BA-7.31736E-3
J1405 PRINT "G2=":G2
```

```
11410 IF BS<=.8 THEN 1470
11415 PRINT "BS=":BS
11420 IF BS<=2 THEN 1460
11425 PRINT "BS=":BS
11430 IF BS<=7 THEN 1444
11435 PRINT "BS=":BS
11440 B(10.I)=4.8*SQR(B(7.I))*(M2-G2*SP/(LB-LOG(B(7.I))))
11443 GOTO 1499
11444 B(10.I)=4.8*SQR(B(7.I))*(L2-G2*SP/(LB-LOG(B(7.I))))
11455 GOTO 1499
11460 B(10.I)=4.8*SQR(B(7.I))*(K2-G2*SP/(LB-LOG(B(7.I))))
11467 GOTO 1499
11470 B(10.I)=4.8*SQR(B(7.I))*(H2-G2*SP/(LB-LOG(B(7.I))))
11476 GOTO 1499
11478 PRINT "BA=":BA: PRINT "BS=":BS
11480 F2=.329*(BA^(1.5))
11481 IF BS<=.8 THEN 1496
11482 IF BS<=2 THEN 1491
11483 IF BS<=7 THEN 1487
11484 B(10.I)=4.8*SQR(B(7.I))*(M2-F2*SP/(LB-LOG(B(7.I))))
11485 PRINT "M2=":M2
11486 GOTO 1499
11487 B(10.I)=4.8*SQR(B(7.I))*(L2-F2*SP/(LB-LOG(B(7.I))))
11490 GOTO 1499
11491 B(10.I)=4.8*SQR(B(7.I))*(K2-F2*SP/(LB-LOG(B(7.I))))
11495 GOTO 1499
11496 B(10.I)=4.8*SQR(B(7.I))*(H2-F2*SP/(LB-LOG(B(7.I))))
11499 NEXT I
11500 FOR I=0 TO 40
11501 PRINT D$:"PR#1": PRINT "-----"
11502 PRINT TAB( 2):B(7.I): TAB( 14):"1": TAB( 15):B(10.I): TAB( 31):"1": NEXT I
11503 PRINT "-----": PRINT D$:"PR#0"
11504 FOR I=0 TO 40
11505 LL(1.I)=40+(INT((237*(B(7.I)-B(7.0)))/(B(7.40)-B(7.0))))
11510 LL(2.I)=137-(INT((128*(B(10.I)-B(10.0)))/(B(10.40)-B(10.0))))
11520 HPLOT LL(1.I).LL(2.I)
11530 NEXT I
11540 PRINT D$:"PR#1": PRINT CHR$(17): PRINT D$:"PR#0"
11650 VTAB 22
11655 DATA 504..1015..576..12016..648..135..72..1492..78..1605..82..16897..86..1
765..9..184..935..1888..96..1945..985..1992.1.01..202.1.032..2049.1.05..2068.1.0
68..2106.1.08..21156.1.092..213466
```

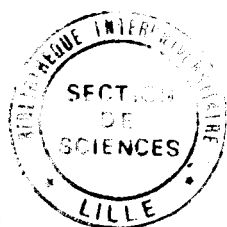
REFERENCES

- [1] - Anderson. P. W : Phys. Rev 109 (1958) P 1492.
- [2] - Mott. N. F : Philo. Mag 26 (1972) P 1015.
- [3] - Mott. N. F ; Davis. E. A. : Electronic processes in non crystalline materials _ Clarendon Press _ Oxford 1979.
- [4] - Ferre. D ; Dubois. H et Biskupski. G : Phys. State. Sol. (b) , 1975 P 70 , 80.
- [5] - Abrahams. E ; Anderson. P. W. ; Lucciardello. D. C. et Ramakrishnan. T. V. : Phys. Rev. Letter : 42 (1979) P 673.
- [6] - Rosebaum. T. F. ; Milligan. R. F. ; Paalanen. G. A. et Bhatt. B. N : Phys. Rev. B , Vol 27 N° 12 (1983).
- [7] - Mott. N. F : Philo. Mag. B , Vol 34 N° 6 (1984).
- [8] - Biskupski. G : Thèse Lille (1982).
- [9] - Wojkiewicz. J. L : Thèse Lille (1984).
- [10] - Spriet. J. P : Thèse Lille (1985).
- [11] - Spriet. J. P : D.E.A Lille (1983).
- [12] - Hamadache. R : Thèse Oran (1979).
- [13] - Toyozawa. Y : Journ. Phys. soc. Japan , 17 (1962) P 986.
- [14] - Kaveh. M. et Mott. N. F : Jour. Phys. C : Solid State Phys. 16 (1983) L 1067 - 1072.
- [15] - Kawabata. A : Solid State Communication , Vol 38 (1981) P 823.
- [16] - Bergmann. G : Phys. Reports 107 N° 1 (1984) PP 1-58.
- [17] - Brooks. H : Adv. Electronics and Electron phys , 7 (1955) P 158.
- [18] - Meeks. T , et Krieger. J. B : Phys. Rev. 185 N° 3 (1969) P 1068.
- [19] - Kaveh. M , Mott. N. F : J. Phys. C : Sol. State Phys. 14 (1981) L 177 - L 182.
- [20] - Bergmann. G : Phys. Rev. B Vol 28 N° 6 (1983) PP 2914-2920.

- [21] - Anderson. P. W , Abrahams. E , et Ramakrishnan : Phys. Rev. Letter 43 (1979) P 718.
- [22] - Kaveh. M , Mott. N. F : Phil. Mag. B Vol 17 N° 2 (1983) L 17 - L 24.
- [23] - Altshuler. B. L , Aronov. A. G : J.E.T.P. Letter Vol 30 N° 8 (1979) P 482
- [24] - Fukuyama. H : Electron-electron interactions in disordered systems (Chap 2 : Interaction effects in the weakly localised regime of two and three dimensional disordered systems) Edited by A. L. Efros and M. Pollak (1985).
- [25] - Kaveh. M , Mott. N. F : J. Phys. C : Sol. State Phys. 15 (1982) L 707 - L 716.
- [26] - Kawabata. A : Solid State Communication , 34 (1980) P 432.
- [27] - Ootuka. Y , et Kawabata. A : Progress of theoret. Phys. Suppl N°84 (1985) P 249.
- [28] - Isawa. Y , Hoshino. K , et Fukuyama. H : Journ. Phys. soc. Japan , Vol 51 N° 10 (1982) P 3262
- [29] - Rammer. J , et Smith. H : Rev of Moder. Phys. : Vol 58 N° 2 (1986)
- [30] - Isawa. Y : Journ. Phys. soc. Japan , Vol 53 N° 9 (1984) P 2865
- [31] - Altshuler. B. L , Aronov. A. G , et Khmel'nitski. D. E : Solid State Communication , 39 (1981) P 619.
- [32] - Schmid. A : Z. Physik 271 (1974) P 251.
- [33] - Schmid. A : Z. Physik 259 (1973) P 421.
- [34] - Kawabata. A : Journ. Phys. soc. Japan , Vol 49 N° 2 (1980) P 2628
- [35] - Finlayson. D. M , et Mehaffey. G : J. Phys. C : Sol. State Phys. 18 (1985) L 953 - L 957.
- [36] - Morita. s , Mikoshiba. N , Koike. Y , Fukase. T , et Ishida. S : Journ. Phys. soc. Japan , Vol 53 N° 1 (1984) P 324.

- [37] - Kaveh. M , Mott. N. F : J. Phys. C : Sol. State Phys. 14 (1981)
L 183 - L 190.
- [38] - Altshuler. B. L , et Aronov. A. G : Solid State Communication , 30
(1979) P 115.
- [39] - Altshuler. B. L , Khmel'nitski. D. E , Larkin. A. I , et Lee. P. A :
Phys. Rev. B 22 (1980) P 5142.
- [40] - Lee. P. A , et Ramakrishnan. T. V : Phys. Rev. B 26 N° 8 (1982)
P 4009.
- [41] - Morita. S , Fukase. T , Isawa. Y , Ishida. S , Takenti. Y , et
Mikoshiba. N : Journ. Phys. soc. Japan , Vol 49 (1980) Suppl. A .
P 324.
- [42] - Morita. S , Isawa. Y , Fukase. T , Ishida. S , Koike. Y , Takenti. Y
et Mikoshiba. N : Phys. Rev. B 25 (1982) P 5570.
- [43] - Dynes. R. C , Geballe. T. H , Hull. G. W , Garno. J. R et J. P :
Phys. Rev. B 27 N° 8 (1983) P 5188.
- [44] - Ootuka. Y , Kobayashi. S , et Sasaki. W : Proc. 16th. inter.
confer. on physic of semiconductors Montpellier (1982)
PART II P 300.
- [45] - Polanskaya. T. A , et Saidachev. I. I : J.E.T.P. Letter 34 (1981)
P 361
- [46] - Morita. s , Mikoshiba. N , Koike. Y , Fukase. T , Kitagawa. M ,
et Ishida. S : Journ. Phys. soc. Japan , Vol 53 (1983) P 40.
- [47] - Emelyanenko. O. Y , Lagunova. T. S , et Polanskaya. T. A :
J.E.T.P. Letter 36 (1982) P 246.
- [48] - Isawa. Y , et Fukuyama. H : Journ. Phys. soc. Japan , Vol 53 N° 4
(1984) P 1415.
- [49] - Altshuler. B. L , Aronov. A. G , Larkin. A. I , et Khmel'nitski. D. E :
Sov. Phys. J.E.T.P. 54 (2) (1981) P 411.
- [50] - Lee. P. A , et Ramakrishnan. T. V : Rev. of Modern Phys. Vol 57
N° 2 (1985).

[51] - ARBENZ. K , WOHLHAUSER. A : Analyse numérique (presse polytechniques romandes 1986).



La conductivité d'un échantillon de phosphure d'indium dopé du côté métallique de la transition métal-isolant a été étudiée dans le domaine de température 2 - 15 K, en présence de champs magnétiques allant jusque 1.15 Tesla. On observe une magnétorésistance négative qui varie avec la température.

Plusieurs modèles théoriques ont été confrontés aux résultats expérimentaux pour interpréter la magnétorésistance négative et la variation avec la température du temps de diffusion inélastique qui peut en être déduite.

Pour la magnétorésistance négative, nous avons d'abord utilisé le modèle de Kawabata qui traite l'effet de localisation. Les interactions électron-électron ne sont pas prises en compte.

Les résultats sont en accord avec le modèle pour des champs faibles ($B < 0.2$ Tesla), ce qui nous a permis de déterminer les valeurs du temps de diffusion inélastique et sa variation avec la température. Par contre pour des champs magnétiques plus élevés, une divergence apparaît et nous avons donc utilisé des modèles plus élaborés prenant en compte les interactions électron-électron. Le modèle le mieux adapté dans tout le domaine du champ magnétique a été proposé par Altshuler. Ce modèle nous a permis de déterminer la constante d'interaction ainsi que le temps de diffusion inélastique dont la valeur est une fois et demi plus grande que celle obtenue avec le modèle de Kawabata.

Enfin, la variation avec la température du temps de diffusion inélastique déduit de la magnétorésistance négative de Altshuler est en bon accord avec celle qui est prévue par le modèle de Isawa.

MOTS CLES: Semi-conducteur dopé - InP - Localisation faible - Magnétorésistance négative - Interaction électron-électron - Temps de diffusion inélastique.