

50376
1997
53

N° d'ordre : 1969

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

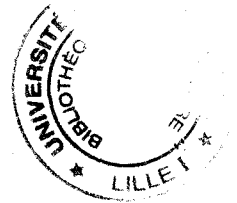
en vue de l'obtention

DU DOCTORAT DE L'UNIVERSITE

Spécialité : Sciences des Matériaux

par

Jean-Marc MONSTERLEET



Contribution à l'étude de la magnétorésistance
négative dans GaAs et InP dopés au voisinage de
la transition métal-isolant.

Soutenue le 07 mars 1997 devant la Commission d'Examen :

Mr LEOTIN J.	Professeur, Université de Toulouse	Président et rapporteur
Mr DUMOULIN L.	Directeur de recherche, CSNSM Orsay	
Mr SANQUER M.	Ingénieur CEA, SPSMS Grenoble	Rapporteurs
Mr DUBOIS H.	Professeur, Université de Lille I	
Mr BISKUPSKI G.	Professeur, Université de Lille I	Examineurs



A Véronique

A mes parents

Ce travail a été réalisé au Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de L'Université des Sciences et Technologies de LILLE, laboratoire associé au CNRS (URA 249), et dirigé par Monsieur P. GLORIEUX.

Les études ont été menées sous la direction de Mr le Professeur G. BISKUPSKI responsable de l'équipe Propriétés électroniques des matériaux désordonnés. Je lui suis infiniment reconnaissant pour son aide constante, ses critiques et ses nombreuses suggestions qui m'ont aidé à réaliser ce travail.

J'exprime également toute ma gratitude à Mr le Professeur H. DUBOIS et qui m'honore de sa présence dans le jury. Son intérêt permanent à la réalisation de ce mémoire a été d'un grand soutien.

Je remercie très vivement Mr J. LEOTIN, Professeur des Universités à Toulouse et Président du jury, Mr L. DUMOULIN, Directeur de Recherche au CNRS (C.S.N.S.M. Orsay), ainsi que Mr M. SANQUER, Ingénieur CEN Grenoble (S.P.S.M.S. Grenoble) qui portent un intérêt déjà ancien aux problèmes abordés et qui m'ont fait l'honneur de juger ce travail. Qu'il me soit permis de leur exprimer toute ma reconnaissance.

Je tiens également à remercier Mr B. CAPOEN pour son aide et ses conseils permanents.

Je remercie Mr A. BRIGGS, Chargé de Recherche au C.R.T.B.T. à Grenoble, qui nous a donné accès aux très basses températures et aux champs magnétiques intenses.

J'exprime ma reconnaissance à Mr S. FAUQUEMBERGUE et Mr P. BONTE qui ont effectué le tirage de la thèse ainsi qu'à tout le personnel technique et administratif de L'U.F.R. de Physique pour leur aide et leur disponibilité.

Sommaire

Introduction.....	5
I. RAPPELS THEORIQUES :	9
A. LE DOPAGE DES COMPOSES III-V :	9
1. <i>NTD : Neutron Transmutation Doped</i> :	9
2. <i>Par substitution chimique</i> :	9
B. LA TRANSITION METAL-ISOLANT :	12
1. <i>Modèle de Anderson</i> :	12
2. <i>Notion de front de mobilité - Minimum de conductivité de Mott</i> :	13
3. <i>Théorie d'échelle</i> :	15
C. ÉTUDE DES DIFFERENTS MECANISMES DE CONDUCTION :	16
1. <i>Régimes classiques loin de la transition métal-isolant</i> :	16
a) Cas où $E_F \ll E_C$: Régimes isolants (Schéma 3) :	16
(1) Haute température :	16
(2) Température intermédiaire :	18
(3) Basse température :	18
b) Cas où $E_F \gg E_C$: Régimes métalliques (Schéma 4) :	19
(1) Haute température :	19
(2) Basse température :	20
2. <i>Régimes de conduction de part et d'autre de la transition métal-isolant</i> :	20
a) Côté isolant : conduction par saut à distance variable :	20
(1) Loi de Mott :	20
(2) Gap de Coulomb - Régime de Efros et Shklovskii :	23
b) Régime métallique au voisinage de la transition métal-isolant :	26
(1) Conductivité à $T = 0$ K :	26
(2) Régime de conductivité en $T^{1/2}$:	27
(3) Régime de conductivité en $T^{1/3}$:	30
II. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET CARACTERISATION DES MATERIAUX :	33
A. MONTAGE DES ECHANTILLONS ET PROCEDURE EXPERIMENTALE :	33

1. Préparation et contacts :	33
2. Dispositif expérimental :	34
B. CARACTERISATION DES ECHANTILLONS :	35
1. Étude à haute température :	35
a) Détermination des concentrations :	35
b) Mesures de la compensation :	37
c) Caractérisation des énergies d'activation :	39
(1) Énergie ϵ_1 :	40
(2) Énergie ϵ_2 :	40
2. Étude des régimes à basse température :	41
a) Méthodes de détermination des régimes :	42
(1) Méthode de Zabrodskii :	42
(2) Méthode de moindres carrés :	43
b) Régime métallique :	43
(1) Étude à champ magnétique nul :	44
(2) Étude de la conductivité sous champ magnétique :	46
(3) Classification :	47
c) Régime isolant :	48
(1) Étude à champ magnétique nul :	48
(2) Étude sous champ magnétique :	49
III. ETUDE DE LA MAGNETORESISTANCE DU COTE METALLIQUE :	80
A. LOCALISATION FAIBLE :	80
1. Description du modèle :	80
2. Détermination des paramètres élastiques :	83
3. Modèle de Kawabata :	85
a) Présentation :	85
b) Résultats expérimentaux :	87
B. INTERACTIONS ELECTRON-ELECTRON :	90
1. Présentation :	90
2. Canal de Cooper :	90

3. Effet Zeeman :	92
C. MODELE COMPLET :	95
1. Condition d'analyse :	95
2. Magnétoconductivité à trois paramètres - Discussions :	95
3. Magnétoconductivité à 2 paramètres :	98
a) Localisation faible et terme de Cooper :	99
b) Modèle complet :	100
4. Discussion sur F - Importance relative de l'effet Zeeman :	101
5. Conclusions :	102
IV. MAGNETORESISTANCE DANS LES ISOLANTS :	126
A. ETUDE DE LA MAGNETORESISTANCE POSITIVE :	126
1. Théorie à champ faible :	127
2. Théorie en champ fort :	127
3. Résultats et discussion :	128
B. ETUDE DE LA MAGNETORESISTANCE NEGATIVE :	130
1. Modèle des moments magnétiques :	130
2. Déplacement du front de mobilité :	133
3. Effet Zeeman et décalage du front de mobilité :	135
4. Interférences quantiques :	138
a) Modèle de Nguen, Spivak et Shklovskii (NSS) :	140
b) Modèle de Sivan, Entin-Wohlman et Imry (SEI) :	140
c) Modèle de Schirmacher :	142
d) Résultats :	143
5. Longueur de localisation :	146
a) Détermination de ξ à champ nul :	146
b) Variation de ξ avec le champ magnétique :	149
Conclusion.....	167
Références.....	171

Introduction

La transition métal-isolant (T.M.I.) reste un sujet d'étude important en physique de la matière condensée. Depuis des décennies, les principaux travaux ont porté sur l'analyse de la conductivité de semi-conducteurs tels que le germanium, le silicium ou les composés III-V. Les résultats obtenus permettent aujourd'hui d'étendre l'étude de la conductivité à de nouveaux matériaux présentant une transition métal-isolant : supraconducteur à haute température, cuprates, oxydes, semi-conducteurs II-VI et bien d'autres encore.

Toutefois de part et d'autre de cette transition, de nombreuses zones d'ombre subsistent, notamment concernant la description satisfaisante de la magnétorésistance négative (M.R.N.). Aussi, le but de ce travail est d'étudier le comportement de la conductivité en fonction du champ magnétique et de la température dans deux types de semi-conducteurs dopés : l'Arséniure de Gallium et le Phosphure d'Indium. Les échantillons se situent dans la région critique et présentent une magnétorésistance négative importante (plusieurs dizaines de %).

Pour GaAs, l'étude de la conductivité a été menée dans une gamme de température allant de l'ambiante à 0,3 K en présence de champs magnétiques inférieurs à 5,8 T. Pour InP, les mesures ont été effectuées sous des champs magnétiques élevés ($B \leq 11$ T) et dans le domaine des très basses températures ($0,062 \text{ K} \leq T \leq 4,2 \text{ K}$).

Après un premier chapitre rappelant les différents mécanismes de conduction de part et d'autre de la transition métal-isolant, nous avons procédé dans le second chapitre à une première caractérisation des échantillons. Nous déterminons la concentration en porteurs, la compensation ainsi que les régimes de conduction dans différents domaines de température et de champ magnétique.

Les chapitres III et IV présentent l'étude et les différentes interprétations de la magnétorésistance négative au voisinage immédiat de la transition métal-isolant tant du côté métallique que dans le régime isolant.

Dans le chapitre III, la magnétorésistance négative du côté métallique de la transition est tout d'abord interprétée à champ faible par la théorie de la localisation faible, laquelle prend en compte les interférences quantiques entre les porteurs diffusés par les impuretés sur des boucles fermées. Cette étude, limitée en champ, est étendue pour des champs magnétiques plus élevés (jusqu'à environ 1,5 T), en considérant l'importance des interactions électron-électron dans l'interprétation de la conductivité. Deux types d'interactions sont prises en compte : la première est d'origine orbitale alors que la seconde provient de la séparation des états de spin (effet Zeeman).

Par l'utilisation de deux descriptions théoriques différentes pour la partie orbitale de l'interaction, nous déterminons le plus précisément possible les paramètres

physiques intéressants. Ces paramètres sont au nombre de trois dans le premier modèle : le temps de diffusion inélastique τ_e , la constante de couplage électron-phonon λ et la constante de Hartree F , tandis que dans le second modèle, ils ne sont plus que deux, τ_e et F . Cet abaissement du nombre des paramètres ajustables augmente la fiabilité des valeurs obtenues.

Dans les deux cas, une comparaison de chacun de ces paramètres avec les modèles théoriques existants est effectuée. La valeur de la constante de Hartree F est discutée selon l'importance de l'interaction Zeeman dans l'interprétation de la magnétoconductivité.

Dans le dernier chapitre, l'analyse de la magnétorésistance négative du côté isolant de la transition nécessite une prise en compte de la magnétorésistance positive, puisque celle-ci constitue un terme non négligeable. De cette manière, seule la magnétorésistance négative est comparée aux différents modèles théoriques. La plupart de ces modèles traduisent l'effet d'interférence électronique sur des chemins dirigés ou sur des boucles de rétrodiffusion.

Le comportement de la longueur de localisation ξ avec le champ magnétique est enfin discuté et nous tenterons d'apporter une explication qualitative de ce comportement au moyen de la théorie des matrices aléatoires.

Chapitre I

Rappels théoriques

I. RAPPELS THEORIQUES :

A. *Le dopage des composés III-V :*

Dans les solides, la symétrie du réseau est brisée par l'existence de défauts ou d'impuretés sur lesquels viennent diffuser les électrons. Suivant le type même de ces défauts ou de ces impuretés, les propriétés électriques des semi-conducteurs peuvent être considérablement différentes. Par exemple, l'addition d'un atome de Bore pour 10^5 atomes de silicium augmente la conductivité du silicium pur d'un facteur 1000 à la température ambiante. Aussi, nous appellerons dopage l'ensemble des impuretés de nature résiduelles ou additionnelles au sein d'un semi-conducteur.

Ce dopage peut être mené dans les semi-conducteurs suivant 2 procédés différents :

1. NTD : Neutron Transmutation Doped :

Cette technique présente des avantages importants puisqu'elle offre la possibilité d'introduire des impuretés avec une très haute précision et une répartition très homogène au sein du cristal. Elle est particulièrement appréciée pour réaliser des matériaux dont la concentration en porteurs place l'échantillon au voisinage immédiat de la transition, tant du côté métallique que du côté isolant. Cette méthode consiste à produire des dopants dans un cristal en l'irradiant par des neutrons provenant d'un réacteur nucléaire. Ce bombardement de neutrons crée des isotopes, c'est à dire des impuretés, correspondant aux atomes constituant le cristal. De plus, cette technique présente aussi l'avantage de produire simultanément des sites accepteurs et donneurs d'électrons. Le contrôle du nombre de ces sites permet de réaliser des matériaux avec une compensation bien maîtrisée.

2. Par substitution chimique :

Les limites du contrôle de la pureté des matériaux constituent une méthode aléatoire de dopage par la simple présence d'impuretés résiduelles. Toutefois, des méthodes plus précises de dopage chimique sont utilisées pour la fabrication de matériaux semi-conducteurs.

Le dopage des semi-conducteurs cristallins s'effectue traditionnellement lors de la fonte du matériau. Pour des semi-conducteurs III-V, cette méthode consiste à injecter lors de la cristallisation, des atomes de la colonne IV. Ces derniers vont se substituer aux atomes de la colonne III ou V, présents initialement en proportions égales dans le matériau. Ces atomes de la colonne IV constituent les impuretés dopantes. Dans le cas d'un dopage de type n, l'atome de la colonne IV viendra se substituer à un atome de la colonne III. L'électron de valence de l'élément de la colonne V qui n'aura pas pu être engagé dans une liaison covalente avec l'impureté dopante sera en interaction faible avec l'ion positif V^+ . La théorie élémentaire de Bohr pourra s'appliquer au mouvement de l'électron dans le réseau.

Le potentiel à grande distance subi par cet électron peut s'écrire simplement

$$V(r) = \frac{e^2}{\kappa r} \quad \text{avec} \quad e^2 = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} \quad (I.1)$$

κ étant la constante diélectrique.

Le mouvement de l'électron dans ce potentiel est décrit par l'équation de Shrödinger :

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m^*} \Delta - \frac{e^2}{\kappa r} \right] \psi = E \psi \quad (I.2)$$

On retrouve le problème de l'atome d'hydrogène dans lequel la masse de l'électron a été remplacée par sa masse effective m^* . Le Hamiltonien présente alors des valeurs d'énergie propres qui déterminent les niveaux d'énergie accessibles.

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

Ces niveaux sont situés sous la bande de conduction, dans la bande interdite.

Le grand nombre d'impuretés engendre un grand nombre de niveaux donneurs E_n qui constituent un continuum appelé bande d'impuretés.

Les matériaux III-V étudiés dans cette thèse sont le GaAs et l'InP. Ils présentent l'avantage d'avoir une bande de conduction isotrope et d'être mono-vallée. Nous regroupons quelques grandeurs physiques qui leur sont relatives dans le tableau 1.

Grandeurs Physiques	GaAs	InP	Unités
Largeur de bande interdite E_g	1,51	1,42	eV
Masse effective m^*/m_0	0,0655	0,077	—
Masse volumique ρ	5,36	4,787	g.cm^3
Constante diélectrique κ	12,9	12,35	—
Vitesse longitudinale s du son	5,24	5,13	km.s^{-1}
Potentiel de déformation acoustique E_1	7,0	6,5	eV

Tableau 1

B. La transition métal-isolant :

Dans les années 40, des expériences sur du Germanium dopé montrèrent que suivant la concentration de dopant au sein du matériau, celui-ci peut présenter un comportement isolant ou métallique. Une transition non métal-métal peut donc avoir lieu dans un réseau cristallin d'atomes à un électron lorsque la distance entre atomes diminue.

Pour expliquer la transition d'un état métallique à un état isolant, *Mott (1949, 1956, 1961)* a élaboré un modèle basé non sur la théorie des bandes, mais sur les effets d'écrantage par les électrons libres. Il détermine alors une concentration critique en porteurs qui fixe la "frontière" entre les comportements métallique et isolant. C'est la "transition de Mott".

En réalité, les effets du désordre - ignorés précédemment - détruisent la périodicité du potentiel cristallin. Les fonctions d'onde des électrons se déplaçant dans ces potentiels ne sont plus alors décrites par des fonctions de Bloch mais par des fonctions d'onde localisées. Ces considérations sont à la base de l'article de *Anderson (1958)*.

1. Modèle de Anderson :

Anderson proposa en 1958, pour la première fois, un modèle à une dimension d'états localisés prenant en compte le désordre dû au dopage. Dans l'approximation à un électron, celui-ci évolue dans une bande de largeur B calculée par la méthode des liaisons fortes où le potentiel périodique est perturbé par un potentiel aléatoire d'amplitude moyenne V_0 .

Cette perturbation provient soit d'une répartition aléatoire de puits de potentiel de mêmes profondeurs, soit d'une distribution périodique de puits de potentiel de profondeurs aléatoires (schéma 1, page 14).

Le mérite du travail de *Anderson* a été de montrer que le paramètre pertinent de ce modèle était le rapport V_0/B . Pour un désordre suffisamment important (V_0/B grand), les fonctions d'onde sont localisées et l'on a un comportement isolant. En effet, la probabilité de trouver un électron à une distance L du maximum de ψ est proportionnelle à $\exp(-L/\xi)$ où ξ est la longueur de localisation.

Lorsque le désordre diminue, le recouvrement progressif des fonctions d'onde permet une conduction métallique. Il apparaît donc un rapport critique $(V_0/B)_c$ qui sépare les 2 types de conduction.

2. Notion de front de mobilité - Minimum de conductivité de Mott :

Selon *Mott (1972)*, si $(V_0/B) < (V_0/B)_c$, une énergie E_c doit séparer les états localisés des états délocalisés. E_c est le front de mobilité.

Suivant que le niveau de Fermi E_F (à $T=0$ K) se situe d'un côté ou de l'autre de E_c , le type de conduction est fondamentalement différent.

1) si $E_F > E_c$: la conduction est de type métallique et la conductivité tend vers une valeur finie lorsque la température tend vers 0 K.

2) si $E_F < E_c$: la conduction est de type isolant et la conductivité tend vers zéro avec la température.

Une transition métal-isolant apparaît lorsque E_F ou E_c évolue de telle manière que la différence $E_F - E_c$ change de signe. Cette transition porte le nom de transition de Anderson. La valeur critique $(V_0/B)_c$ est fonction de la distance entre les sites d'impuretés, et donc de la concentration de l'élément dopant et du rayon de Bohr effectif a_H . Le changement de positions relatives de E_F ou E_c peut donc être réalisé en variant la concentration en impuretés en réduisant le rayon de Bohr par l'application de contraintes axiales, ou encore comme dans notre cas, par l'action d'un champ magnétique.

Mott (1961) a établi un critère pour la transition de Anderson

$$n_c^{1/3} a_H = 0,26 \pm 0,05 \quad (I.4)$$

n_c est appelée la concentration critique. Elle sépare les échantillons à caractère métallique des échantillons de comportement isolant.

Au début des années 1970, *Mott (1972)* introduit le concept de la conductivité métallique minimale. Ce concept est basé sur le critère de Ioffe-Regel, selon lequel le libre parcours moyen ne peut être inférieur à la distance interatomique. Cette conductivité σ_{\min} est celle qui subsiste à $T = 0$ K, lorsque E_F tend vers E_c , du côté métallique de la transition. Il existe donc une discontinuité de la conductivité lors du passage du régime métallique au régime isolant.

La valeur de σ_{\min} s'obtient à partir de la formule de Kubo-Greenwood pour la conductivité

$$\sigma = \frac{\pi e^2}{\hbar a} z a^6 I^2 [N(E_F)]^2 \quad (I.5)$$

où a est la distance interatomique, z le nombre de coordination, I est l'intégrale de recouvrement des fonctions d'onde et $N(E_F)$ la densité d'états au niveau de Fermi. Au

voisinage de la transition de Anderson, V_0 étant plus grand que la largeur de bande B , on estime la densité d'états par la relation

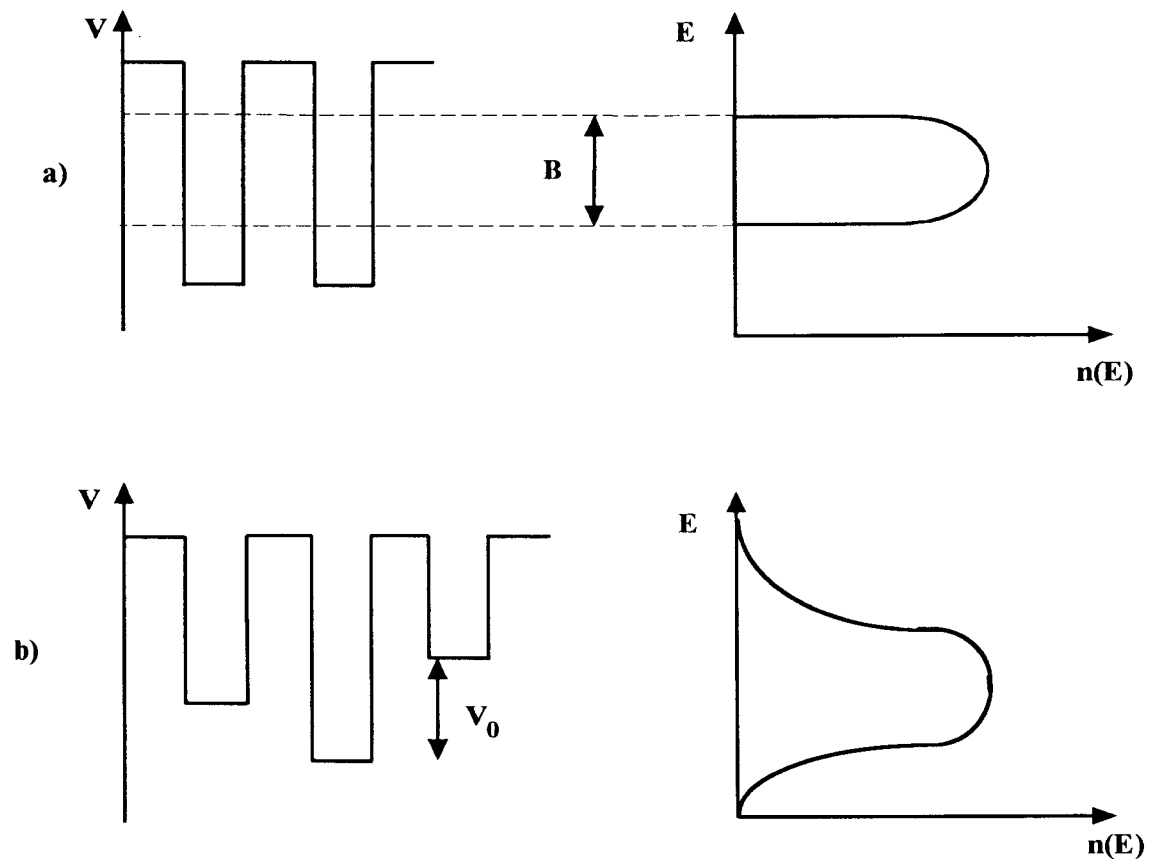
$$N(E) = \frac{1}{a^3 V_0} \quad (I.6)$$

En posant $B = 2 z I$, nous avons la conductivité

$$\sigma = \frac{\pi e^2}{4 z \hbar a} \left(\frac{B}{V_0} \right)^2 \quad (I.7)$$

En admettant comme critère de Anderson $(V_0/B)_c = 2$ à la transition, la conductivité minimale s'estime par

$$\sigma_{\min} = 0,026 \frac{e^2}{\hbar a} \quad (I.8)$$



*Schéma 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*

3. Théorie d'échelle :

Le concept de conductivité métallique minimale a été fortement remis en question vers les années 1980 tant sur le plan théorique qu'expérimental. En effet en 1979, *Abrahams, Anderson, Licciardello et Ramakrishnan (AALR)* montrèrent au moyen d'une théorie d'échelle que la conductivité à température nulle tend continûment vers zéro lorsque le niveau de Fermi approche le front de mobilité E_c . Les premières expériences montrant une transition continue entre le régime métallique et isolant ont été menées par G. Thomas (*Rosenbaum, 1980*) après une étude dans la limite des très basses températures dans Si:P.

AALR ont étudié la conductance g réduite d'un système de taille L et de dimension d telle que

$$g(L) = \frac{\hbar}{e^2} L^{d-2} \sigma(L) \quad (I.9)$$

$g(L)$ est appelée "nombre de Thouless". Il obéit à une loi d'échelle telle que le développement à l'ordre le plus bas s'écrit

$$\beta[g(L)] = \frac{d \text{Ln}[g(L)]}{d \text{Ln}(L)} \quad (I.10)$$

avec $\beta[g(L)]$ fonction de Gell-Mann.

L'étude du comportement asymptotique de g a permis d'établir une courbe universelle pour chaque dimension d . Le schéma 2 représente $\beta[g(L)]$ pour $d = 3$.

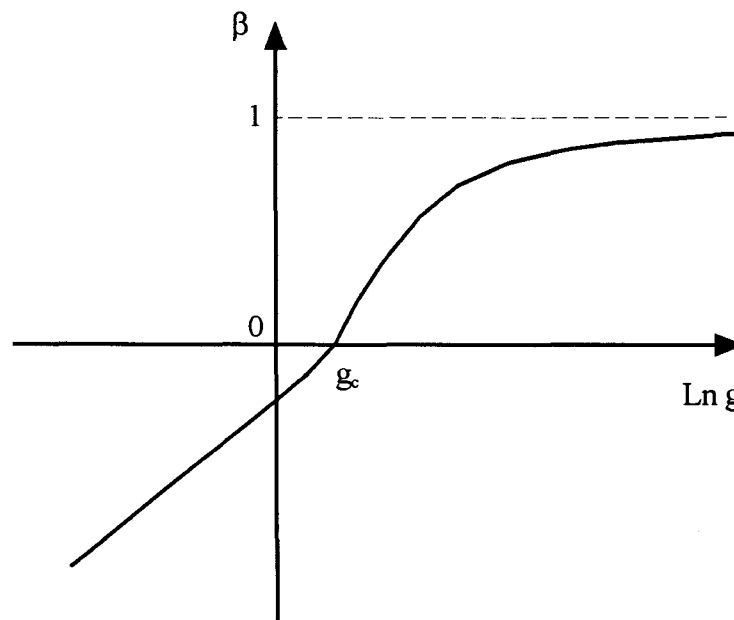


Schéma 2 : comportement de la fonction $\beta[g(L)]$

Pour $g < g_c$, $\beta[g(L)] < 0$ et si L augmente le système devient isolant.

Pour $g > g_c$, $\beta[g(L)] > 0$ et une augmentation de L pousse le système vers le régime métallique.

Le passage du régime métallique au régime isolant s'effectue de manière continue.

C. Étude des différents mécanismes de conduction :

Les études expérimentales de la conductivité, en particulier dans les semi-conducteurs, en fonction de la température et pour différentes concentrations en impuretés, laissent apparaître des mécanismes de conduction liés à la bande d'impuretés.

1. Régimes classiques loin de la transition métal-isolant :

a) Cas où $E_F \ll E_C$: Régimes isolants (Schéma 3) :

(1) Haute température :

Lorsque les températures sont suffisamment importantes ($kT > E_A - E_F$), la conduction s'effectue par ionisation des donneurs et activation des électrons dans la bande de conduction. Ils sont, dans ces conditions, considérés comme libres

$$\sigma = n e \mu \quad (\text{I.11})$$

où n et μ sont respectivement la densité en porteurs libres et la mobilité électronique. La densité électronique s'écrit :

$$n(E)dE = N(E)f(E)dE \quad (\text{I.12})$$

avec $f(E)$ la fonction de distribution de Fermi-Dirac et $N(E)$ la densité d'états telle que

$$N(E) = C(E-E_A)^{1/2} \quad (\text{I.13})$$

E_A étant l'énergie du bas de la bande de conduction.

Nous obtenons donc la densité électronique

$$n = C \int_{E_A}^{+\infty} \frac{(E - E_A)^{1/2}}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)} \quad (\text{I.14})$$

Nous pouvons faire l'approximation suivante puisque E est toujours plus grand que E_F :

$$1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) \approx \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) \quad (\text{I.15})$$

En prenant $\varepsilon = E - E_A$, nous obtenons

$$n = C \exp\left(-\frac{E_A - E_F}{kT}\right) \int_0^{+\infty} \frac{\varepsilon^{1/2}}{\exp\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)} d\varepsilon \quad (\text{I.16})$$

Et après intégration

$$n = A \exp\left(-\frac{E_A - E_F}{kT}\right) \quad (\text{I.17})$$

où A est une constante indépendante de l'énergie. Nous reportons cette valeur dans l'expression de la conductivité (I.11) qui s'écrit maintenant

$$\sigma = \sigma_1 \exp\left(-\frac{\varepsilon_1}{kT}\right) \quad (\text{I.18})$$

$\varepsilon_1 = E_A - E_F$ représente la différence d'énergie entre le bas de la bande de conduction et le niveau de Fermi (Schéma 3).

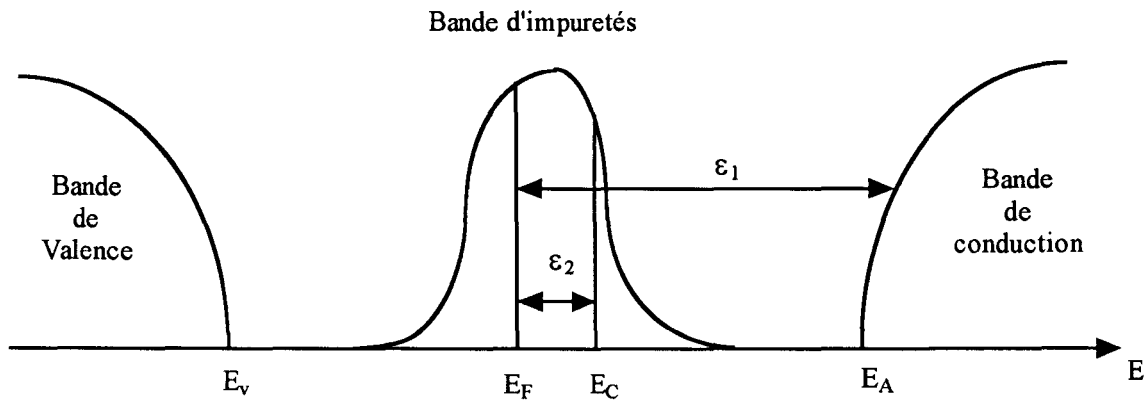


Schéma 3 : Excitation des électrons dans la bande de conduction et au front de mobilité

(2) Température intermédiaire :

Pour des températures telles que $kT < \varepsilon$, la conduction a lieu dans la bande d'impuretés et les électrons du niveau de Fermi sont excités au front de mobilité. En adoptant la méthode d'analyse précédente, nous obtenons

$$\sigma = \sigma_2 \exp\left(-\frac{\varepsilon_2}{kT}\right) \quad (\text{I.19})$$

où $\varepsilon_2 = E_C - E_F$

Mott et Davis (1979) et *Biskupski (1982)*, montrèrent la très bonne adéquation entre le facteur préexponentiel σ_2 , déterminé expérimentalement, et la conductivité minimale théorique σ_{\min}

$$\sigma_{\min} = 0,026 \frac{e^2}{\hbar a} \quad (\text{I.20})$$

a étant la distance intersite, égale à $\left(\frac{3}{4\pi n}\right)^{1/3}$

(3) Basse température :

Dans la région des basses températures, les électrons restent dans les états localisés de la bande d'impuretés. Aussi, la conduction ne s'effectuera que par des sauts activés thermiquement d'un site à l'autre. Si le niveau de Fermi E_F est très en dessous du front de mobilité E_C , alors la distance entre impuretés est très supérieure au rayon de Bohr et les sauts ne se feront qu'entre les plus proches voisins.

Miller et Abrahams (1960) ont proposé un modèle théorique permettant de décrire la conductivité à basse température. Ils calculèrent tout d'abord la probabilité qu'un électron saute d'un site i à un site j . On désigne par $\Delta = E_i - E_j$ la différence d'énergie entre ces deux sites. Le faible recouvrement des fonctions d'onde implique une énergie de résonance négligeable devant Δ . Pour assurer la conservation de l'énergie, la transition d'un site i à un site j ne peut se faire que par l'absorption ou l'émission d'un phonon.

Miller et Abrahams montrèrent que la probabilité de transition par unité de temps s'écrit

- si $\Delta < 0$, un phonon de vecteur d'onde q est absorbé

$$U_{ij} = A n_q \quad (\text{I.21})$$

- si $\Delta > 0$, un phonon de vecteur q est émis

$$U_{ij} = A (n_q + 1) \quad (\text{I.22})$$

Allen et Adkins (1972), ont exprimé cette probabilité, en prenant des fonctions d'onde hydrogénoïdes, comme suit

$$U_{ij} = \begin{cases} v_0 \exp\left(\frac{-2r_{ij}}{\xi}\right) n_q \\ v_0 \exp\left(\frac{-2r_{ij}}{\xi}\right) (n_q + 1) \end{cases} \quad (\text{I.23})$$

v_0 est l'amplitude de l'interaction avec les phonons

r_{ij} est la distance entre les sites i et j

n_q est le nombre de phonon ayant pour énergie Δ

$$n_q = \frac{1}{\exp\left(\frac{\Delta}{kT}\right) - 1} \quad (\text{I.24})$$

Si, maintenant, on applique un champ électrique, l'écart énergétique Δ devient $\Delta = E_i - E_j + e E r_{ij}$ et la connaissance de U_{ij} rend possible le calcul de l'intensité de courant moyen entre les sites i et j .

Miller et Abrahams (1960) ont montré que la résistivité entre 2 points i et j d'un cristal peut être modélisée par un réseau aléatoire de chaînes de résistances montées en série. Ces chaînes sont constituées des plus petites résistances, et forment ainsi un réseau parallèle d'impédances égales.

La conduction par saut entre sites proches voisins est alors donnée par :

$$\sigma(T) = \sigma_0(N_D) \exp\left(\frac{-\epsilon_3}{kT}\right) \quad (\text{I.25})$$

ϵ_3 étant l'énergie d'activation thermique.

b) Cas où $E_F \gg E_C$: Régimes métalliques (Schéma 4) :

(1) Haute température :

De la même manière que dans le régime isolant à haute température (C.1.a, page 16), les électrons reçoivent assez d'énergie de la part des phonons pour être excités dans la bande de conduction avec l'énergie $\epsilon_1 = E_A - E_F$

$$\sigma = \sigma_1 \exp\left(\frac{-\epsilon_1}{kT}\right) \quad (\text{I.26})$$

(2) Basse température :

La bande d'impuretés est le siège d'une conduction métallique lorsque l'énergie thermique est faible : les électrons se déplacent librement dans les états délocalisés. Lorsque le libre parcours moyen l_0 est très supérieur à la distance entre les sites d'impuretés, la conductivité est donnée par la formule de Drüde

$$\sigma_B = \frac{n e^2 \tau_0}{m^*} \quad (I.27)$$

où n , τ_0 et m^* sont respectivement la densité de porteurs, le temps de diffusion élastique (temps de relaxation) et la masse effective des porteurs dans le réseau cristallin.

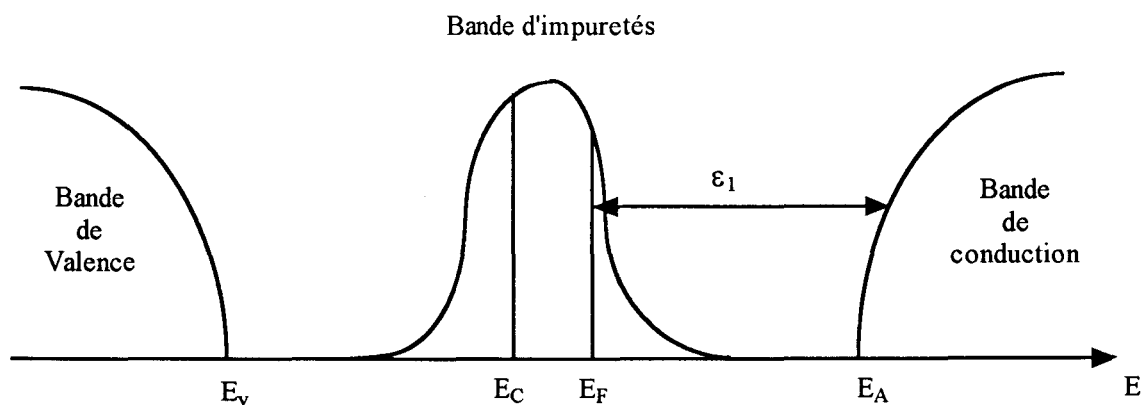


Schéma 4 : Excitation des électrons dans la bande de conduction pour les systèmes métalliques.

2. Régimes de conduction de part et d'autre de la transition métal-isolant :

A la transition métal-isolant, autrement dit lorsque l'énergie de Fermi se trouve très près du front de mobilité, les mécanismes de conduction ne sont plus aussi simples. De plus, certains paramètres, comme la longueur de localisation ou encore la constante diélectrique, ont un comportement critique et divergent à la transition.

a) Côté isolant : conduction par saut à distance variable :

(1) Loi de Mott :

La conduction par saut à distance variable (VRH : Variable Range Hopping) s'explique qualitativement de la manière suivante : lorsque le niveau de Fermi est légèrement inférieur au front de mobilité, les électrons dont l'énergie est très proche de celle du niveau de Fermi chercheront le site le plus favorable en énergie. L'abaissement

de la température favorisera ce phénomène en augmentant la longueur caractéristique de saut. Si la densité d'états au voisinage du niveau de Fermi est considérée constante, nous obtenons la loi de Mott.

La théorie de conduction dans ce régime, établie par *Mott (1968)*, est basée sur l'expression de la probabilité de saut de *Miller et Abrahams (1960)*. En tenant compte du champ électrique, ils obtiennent la densité de courant J à partir de (I.23)

$$J = 2eRkTN(E_F)v_0 \exp\left(-\frac{2R}{\xi} - \frac{\Delta}{kT}\right) \sinh\left(-\frac{eRE}{kT}\right) \quad (I.28)$$

avec e la charge électrique, R la distance de saut, $N(E_F)$ la densité d'états au niveau de Fermi, v_0 un terme dépendant du spectre des phonons.

Dans le cas où le champ électrique est faible ($eRE \ll kT$), on peut faire l'approximation $\sinh(eRE / kT) \ll eRE / kT$ et la conductivité peut s'écrire

$$\sigma = \frac{J}{E} = 2e^2R^2N(E_F)v_0 \exp\left(-\frac{2R}{\xi} - \frac{\Delta}{kT}\right) \quad (I.29)$$

Dans le cas où la conduction se fait au plus proche voisin, c'est à dire lorsque $2R/\xi \gg \Delta/kT$, le terme d'activation thermique prédomine et la conduction s'écrit $\sigma = \sigma_0 \exp(\Delta/kT)$. La comparaison avec l'équation (I.25) donne $\Delta = \epsilon_3$.

Si $2R/\xi$ et Δ/kT sont du même ordre de grandeur dans l'expression (I.29), ce qui arrive près de la transition métal-isolant et dans le domaine des très basses températures, la conduction se fait par des sauts dont la portée doit minimiser l'énergie : c'est le régime de conduction par saut à distance variable (Variable Range Hopping).

En fait, les électrons qui participent à ce mécanisme de conduction ont des énergies situées dans une bande étroite de largeur ϵ_0 autour de E_F (voir Schéma 5).

La concentration de ces états est donnée par

$$n(\epsilon_0) = 2N(E_F)\epsilon_0 \quad (I.30)$$

Il est possible de remplacer la distance de saut R par la séparation moyenne entre sites $[n(\epsilon_0)]^{-1/3}$ et l'énergie Δ par la largeur de bande ϵ_0 .

Alors

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left[-\frac{1}{[N(E_F)\epsilon_0]^{1/3}\xi} - \frac{\epsilon_0}{kT}\right] \quad (I.31)$$

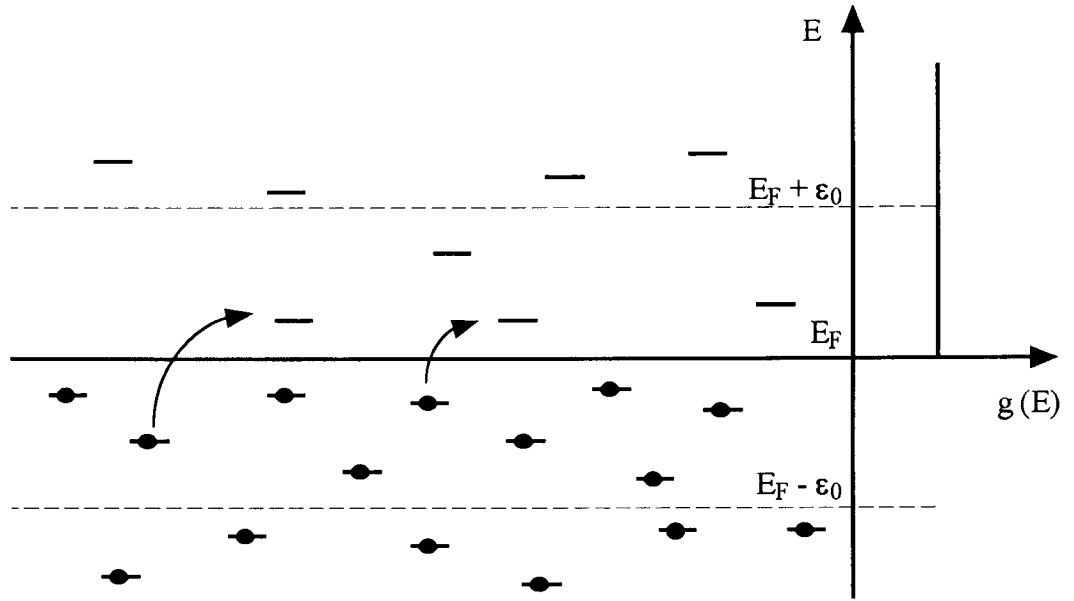


Schéma 5 : Bande de largeur ε_0 autour de E_F où se produisent les sauts à distance variable.

Le minimum de conductivité est atteint pour la valeur de ε_0 suivante :

$$\varepsilon_0 = \frac{(kT)^{3/4}}{[27 N(E_F) \xi^3]^{1/4}} \quad (I.32)$$

En reportant cette équation dans (I.31), nous obtenons la loi de Mott

$$\sigma = \sigma_0 \exp \left[- \left(\frac{T_M}{T} \right)^{1/4} \right] \quad (I.33)$$

avec

$$T_M = \frac{\beta}{k N(E_F) \xi^3} \quad (I.34)$$

Une variation de température affecte la longueur moyenne de saut mais il est possible de déterminer une distance optimale de saut

$$R_{\text{hop}} = [N(\varepsilon_0)]^{-1/3} = 0,49 \xi \left(\frac{T_M}{T} \right)^{1/4} \quad (I.35)$$

Le paramètre β rencontré dans l'expression (I.34) n'a pu être calculé dans un premier temps. Puis, *Ambegaokar (1971)*, au moyen de la théorie de percolation, ont

montré que β est fonction de la concentration critique de sites n_c . Sur la base de ces travaux et en utilisant une simulation de Monte-Carlo, *Shklovskii et Efros (1984)* ont trouvé $\beta = 21,2 \pm 1,2$.

Il est à noter que la loi de Mott suppose une densité d'états constante au voisinage du niveau de Fermi.

La mise en évidence expérimentale de la loi de Mott a été faite quelque temps plus tard, notamment par *Shlimak et Nikulin (1972)* ou encore par *Allen et Adkins (1972)* et de façon massive au laboratoire dans le cas de InP.

(2) Gap de Coulomb - Régime de Efros et Shklovskii :

Efros et Shklovskii (1975) ont montré que l'interaction coulombienne à longue portée entre les électrons réduit la valeur de la densité d'états au voisinage du niveau de Fermi. La loi de Mott qui requiert une densité d'états constante ne peut être valable que si cette condition est remplie.

Efros et Shklovskii (ES) considère un système d'électrons suffisamment localisés pour que le recouvrement des fonctions d'onde soit négligeable. L'ensemble est décrit par le Hamiltonien

$$H = \sum E_i^0 n_i + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} e_{ij} n_i n_j \quad (I.36)$$

où

E_i^0 est l'énergie du site i sans interaction

n_i est le nombre d'occupation du site égal à 0 ou 1

$e_{ij} = \frac{e^2}{\kappa r_{ij}}$ est l'énergie d'interaction électron-électron

$r_{ij} = |r_i - r_j|$ est la distance entre les sites i et j

Les énergies d'excitation pour une particule sont

$$E_i = E_i^0 + \sum_j e_{ij} n_j \quad (I.37)$$

Considérons le transfert, dans l'état fondamental, d'un électron du site i (rempli) au site j (vide). Ce déplacement augmente l'énergie du système de la quantité suivante

$$\Delta E = E_j - E_i - e_{ij} > 0 \quad (I.38)$$

e_{ij} étant à présent l'interaction coulombienne de la paire électron-trou.

ES supposent dans un premier temps une densité d'états constante $N(E)=N(E_F)$ pour montrer l'existence d'un gap. Ils considèrent un état vide j et un état occupé i , séparés d'une distance R , avec respectivement les énergies E_j et E_i au-dessus et au-dessous du niveau de Fermi.

La distance moyenne R est définie par $N_o(E_F)R^3\varepsilon \approx 1$ où $\varepsilon = E_j - E_i$ et $N_o(E_F)$ est la densité d'états dans le système sans interaction. L'existence d'un gap est démontrée lorsque l'inégalité (I.38) n'est plus satisfaite, c'est à dire lorsque ε est inférieur à une valeur Δ_{CG} telle que

$$\Delta_{CG} = \frac{e^3 N_o(E_F)^{1/2}}{\kappa^{3/2}} \quad (I.39)$$

Cette théorie prédit une densité d'états qui n'est plus constante, qui décroît avec $|E - E_F|$ et s'annule en E_F

$$N(E) = \frac{\alpha \kappa^3}{e^6} (E - E_F)^2 \quad (I.40)$$

avec $\alpha = 3/\pi$ selon *Baranovskii (1978)*.

Le paramètre Δ_{CG} (I.39) sera considéré comme étant la demi-largeur du gap de Coulomb (voir Schéma 6).

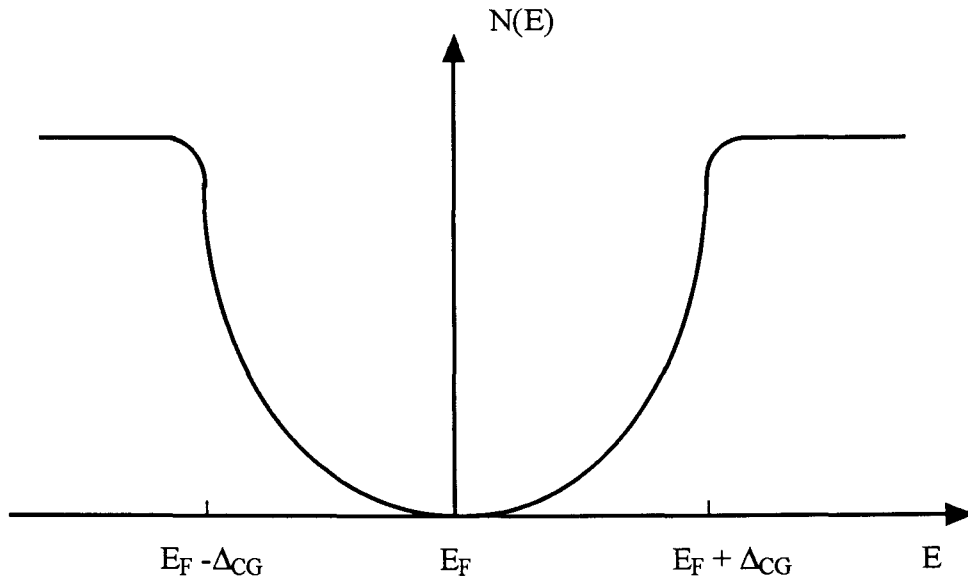


Schéma 6 : Densité d'états autour du niveau de Fermi. Creusement du gap de Coulomb.

Aux basses températures et en présence d'un "gap" de Coulomb, *ES (1975)* montrèrent que la conductivité dans le régime de VRH prend la forme suivante

$$\sigma(T) = \sigma_1 \exp \left[-\left(\frac{T_{ES}}{T} \right)^{1/2} \right] \quad (I.41)$$

avec

$$T_{ES} = \frac{\beta_1}{k \kappa \xi} \quad (I.42)$$

et $\beta_1 = 2,8$, valeur calculée par Efros et Shklovskii pour un degré de compensation $K = 0,5$.

Expérimentalement, de nombreux auteurs ont mis en évidence à basse température soit un régime en $T^{-1/4}$, soit le régime en $T^{-1/2}$. Or, Shklovskii prétend que le gap de Coulomb est présent dans tous les systèmes d'électrons désordonnés et localisés.

On peut penser qu'il existe une température critique T_c en dessous de laquelle la loi de Mott n'est plus valable (*ES 1984*). Le passage d'un régime à l'autre fut clairement montré expérimentalement il y a seulement quelques années (*Agrinskaya et Aleskin 1989, Zhang 1990*).

Castner (1991) exprime l'énergie moyenne des sauts électroniques en fonction des températures caractéristiques dans les régimes de Mott et de ES :

$$\bar{\Delta}_M = \frac{1}{4} k T^{3/4} T_M^{1/4}$$

et

(I.43)

$$\bar{\Delta}_{ES} = \frac{1}{2} k T^{1/2} T_{ES}^{1/2}$$

Dans la limite des hautes températures, l'énergie de saut est plus grande que Δ_{CG} . Les électrons voient une densité d'états pratiquement constante et la loi de Mott est observée. Au contraire, dans le domaine des très basses températures, l'énergie de saut des électrons est très inférieure à Δ_{CG} et la conductivité est décrite par ES. Pour un échantillon proche de la transition métal-isolant, le régime de conduction en $T^{-1/4}$ est le seul apparent puisque le gap de Coulomb est dans ces conditions très étroit. Les électrons ne subissent son influence qu'à des températures difficilement accessibles par l'expérience.

Castner a établi des relations entre T_M , T_{ES} et T_C :

$$\frac{T_M}{T_{ES}} \approx 80 \qquad \frac{T_M}{T_{CG}} \approx 802 \qquad \frac{T_{ES}}{T_{CG}} \approx 10 \qquad (I.44)$$

avec $kT_{CG} = \Delta_{CG}$.

Il est aisé de constater que $T_{ES} < T_{CG} < T_M$. On suppose l'observation d'un régime de Mott pour $\bar{\Delta}_M > 2 \Delta_{CG}$, soit une température minimale $T > T_M/464$. D'autre part, pour obtenir un régime d'ES, il faut que $\bar{\Delta}_{ES} < \Delta_{CG}$, soit une température maximale $T < T_M/2000 = T_{ES}/25$. De ces 2 dernières expressions, il est possible de déduire un encadrement de la température critique.

$$\frac{T_M}{2000} < T_C < \frac{T_M}{464} \qquad (I.45)$$

Quant à *Rosebaum (1991)*, il émet l'hypothèse que la transition entre un régime de Mott et un régime d'ES se produit lorsqu'il y a égalité des énergies moyennes de saut dans ces 2 régimes : $\bar{\Delta}_M = \bar{\Delta}_{ES}$, ce qui donne la température critique

$$T_C = 16 T_{ES}^2 = \frac{T_M}{410} \qquad (I.46)$$

Selon cette dernière expression, si $\beta_1 = 2,8$, nous obtenons $T_C \approx 2T_{CG}$. La transition aura donc bien lieu pour $kT_C \approx 2 \Delta_{CG}$, soit la largeur du gap.

Il est à noter également qu'aux basses températures, la réduction des fonctions d'onde au moyen d'un champ magnétique permet d'élargir le gap de Coulomb et d'observer ainsi le passage d'un régime de Mott à celui d'ES (*Biskupski, 1988*).

b) Régime métallique au voisinage de la transition métal-isolant :

Dans les semi-conducteurs à caractère métallique proches de la transition métal-isolant, les états électroniques ne sont pas encore localisés au sens de Anderson, mais subissent un phénomène de prélocalisation. Cet effet s'appelle la "localisation faible". A ce phénomène, nous ajoutons les interactions électron-électron qui jouent un rôle important dans l'expression de la conductivité.

(1) Conductivité à $T = 0$ K :

Kaveh et Mott (1981) ont émis l'hypothèse que lorsque n tend vers n_c , les fonctions d'onde restent comparables à celles des électrons libres sur une distance l_0 (libre parcours moyen) et décroissent lentement à grande distance.

Ils ont établi l'expression de la conductivité à $T = 0$ K selon le formalisme de Kubo-Greenwood. Celle-ci s'exprime par

$$\sigma(0) = a_0^4 \sigma_B \qquad (I.47)$$

où a_0 est l'amplitude de l'onde non diffusée dans le paquet d'onde et σ_B la conductivité de Boltzmann. Un électron ayant une fonction d'onde $\Psi_k = \exp(i k.r)$ diffuse dans un nouvel état Ψ donné par

$$\Psi_k = \exp(i k.r) + \sum_q a(q) \exp(i k.r).r \quad (I.48)$$

On définit $R = \sum_{q \neq 0} |a(q)|^2$, la probabilité pour une onde de diffuser dans tous les états q , excepté dans son état d'origine $q = 0$. Puisque $\sum_q |a(q)|^2 = 1$, on montre facilement que $a_0^2 + R = 1$ avec $R \ll 1$, et que la conductivité s'écrit

$$\sigma \approx \sigma_B (1 - 2R) \quad (I.49)$$

Kaveh et Mott (1982) ont montré que $R = 3/[2(k_F l_0)^2]$ où k_F est le vecteur d'onde de Fermi et l_0 la longueur de diffusion élastique. La conductivité devient alors

$$\sigma(0) = \sigma_B \left[1 - \frac{3}{(k_F l_0)^2} \right] \quad (I.50)$$

Plusieurs auteurs (*Kawabata 1980, Kaveh et Mott 1983*), par l'intermédiaire de différentes théories, ont trouvé une conductivité qui peut se mettre de manière très générale sous la forme

$$\sigma(0) = \sigma_B \left[1 - \frac{C}{(k_F l_0)^2} \right] \quad (I.51)$$

avec $1 < C < 3$.

Au voisinage immédiat de la transition, *Kaveh et Mott (1987)* transforment cette dernière expression de la conductivité en la pondérant d'un facteur g qui tient compte de la réduction de la densité d'états due au désordre.

$$\sigma(0) = \sigma_B g^2 \left[1 - \frac{C}{g^2 (k_F l_0)^2} \right] \quad (I.52)$$

Une valeur de $g \approx 1/3$ à la transition est déduite des résultats de *Elyutin (1984)*.

(2) Régime de conductivité en $T^{1/2}$:

Près de la transition métal-isolant, les corrections quantiques provenant de la localisation faible et des interactions électron-électron résultent en une dépendance de la conductivité σ avec la température.

Altshuler et Aronov (1979) sont les premiers à prévoir un effet important de l'interaction entre les électrons dans un gaz condensé moyennement désordonné. Ils obtiennent une variation de la conductivité avec la température, qui se met sous la forme

$$\sigma = \sigma_0 + m T^{1/2} \quad (I.53)$$

Cette correction s'explique par une décroissance de la densité d'états au niveau de Fermi, due aux interactions électron-électron.

Pour un système à deux ou trois dimensions, tel que $k_F l_0 \gg 1$, le calcul a été réalisé par *Kaveh et Mott (1981a)*, dans l'approximation des ondes planes.

L'énergie de corrélation entre deux états k et $k + q$ peut être représentée par l'élément de la matrice d'échange,

$$V_{ex} = - \left\langle k \left| \frac{e^2}{r} \exp(-\mu r) \right| k + q \right\rangle \quad (I.54)$$

avec $\mu = 2\pi e^2 N(E_F)$ l'inverse de la longueur d'écrantage.

L'effet de $V_{ex}(q)$ est de corréler l'énergie de Fermi E_F avec les états $E_F \pm V_{ex}(q)$. Cet élargissement des états k se note $\Delta_q = \hbar D q^2$, où D représente la constante de diffusion.

La densité d'états varie donc comme

$$\frac{\delta N}{N} = \frac{2}{\pi} \sum_q \frac{V_{ex}(q)}{\Delta_q} \quad (I.55)$$

Convertissant la somme en une intégrale, nous avons

$$\frac{\delta N}{N} = \frac{2}{\pi} \int_{q_{min}}^{q_{max}} \frac{V_{ex}(q)}{\hbar D q^2} (4\pi q^2) dq \quad (I.56)$$

Les valeurs minimale et maximale de q sont issues des limites physiques pour la longueur de diffusion

$$\sqrt{\frac{kT}{\hbar D}} < q < \frac{1}{\sqrt{D\tau_0}} \quad (I.57)$$

τ_0 étant le temps de diffusion élastique.

En définitive, la correction à la conductivité s'écrit

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} = \frac{1}{\pi^3 N(E_F)} \sqrt{\frac{kT}{(\hbar D)^3}} \approx \text{cte.} T^{1/2} \quad (\text{I.58})$$

Kaveh et Mott montrent que la correction à la conductivité varie avec la température en $T^{1/2}$, résultat identique à celui obtenu par *Altshuler et Aronov (1979)*.

Lee et Ramakrishnan (1982) ont calculé le paramètre m qui intervient dans l'équation (I.53) en tenant compte à la fois des interactions d'échange et de celles de Hartree :

$$m = 0,23 \frac{e^2}{\pi^2 \hbar} \left(\frac{4}{3} - F \right) \sqrt{\frac{k}{\hbar D}} \quad (\text{I.59})$$

où le terme $4/3$ provient des interactions d'échange et F des interactions de Hartree. Cette constante F représente la moyenne du potentiel d'interaction $V(q)$ sur tous les vecteurs q de la surface de Fermi, selon un angle solide Ω .

$$F = \frac{\int d\Omega V(q) [2k\sin(\Theta/2)]}{\int d\Omega V(0)} \quad (\text{I.60})$$

Il est important de remarquer que le signe de m dépend de celui de $(4/3 - F)$. Cette différence est fonction de l'importance relative des interactions d'échange et de Hartree.

La forme de la conductivité peut aussi être exprimée en termes de longueurs d'échelle. *Kaveh et Mott (1987)* montrent que pour un système faiblement désordonné, l'effet de localisation et d'interaction dans la conductivité sont du même ordre de grandeur et s'additionnent :

$$\sigma = \sigma_0 + \frac{C_L e^2}{\hbar L} + \frac{C_I e^2}{\hbar L_T} \quad (\text{I.61})$$

La constante C_I est déterminée par l'interaction d'échange. Celle ci est réduite et peut changer de signe lorsque les termes de Hartree sont prédominants (*Altshuler et Aronov, 1983*). L'équation (I.61) contient deux longueurs d'échelle : la longueur de localisation L et la longueur d'interaction L_T . Pour une température non nulle, L est remplacée par la longueur de diffusion inélastique L_i ,

$$L_i = (D \tau_i)^{1/2} \quad (\text{I.62})$$

où D est la constante de diffusion et τ_i le temps de diffusion inélastique.

La longueur d'interaction est donnée par

$$L_T = \sqrt{\frac{\hbar D}{kT}} \quad (\text{I.63})$$

Cette longueur est habituellement responsable de la dépendance de la conductivité en $T^{1/2}$ à basse température.

(3) Régime de conductivité en $T^{1/3}$:

Lorsqu'on s'approche de la transition métal-isolant, *Altshuler et Aronov (1983)* ont montré au moyen d'une équation d'échelle que la conductivité en $T^{1/2}$ cédait la place à un régime en $T^{1/3}$

$$\sigma = \frac{g_c e^2}{\hbar L} + \frac{e^2}{\hbar \xi} \quad (\text{I.64})$$

où L est une longueur caractéristique et ξ la longueur de corrélation.

Pour un système tridimensionnel, seule la longueur d'interaction $L = L_T$ dépend de la température dans la région critique. Par ailleurs, la longueur de corrélation ξ est supposée très supérieure à L_T . Dans ces conditions, la conductivité (I.64) devient

$$\sigma = \frac{g_c e^2}{\hbar L_T} = \frac{g_c e^2}{\hbar} \sqrt{\frac{kT}{\hbar D}} \quad (\text{I.65})$$

En utilisant la relation d'Einstein

$$\sigma = e^2 D N(E_F) \quad (\text{I.66})$$

et en combinant les relations (I.65) et (I.66), nous obtenons les expressions suivantes pour la conductivité et la constante de diffusion:

$$\sigma = \frac{e^2}{\hbar} [kN(E_F)g_c^2]^{1/3} T^{1/3} \quad (\text{I.67})$$

$$D = \left(\frac{g_c}{N(E_F)} \right)^{2/3} \frac{(kT)^{1/3}}{\hbar} \quad (\text{I.68})$$

On constate donc qu'au voisinage immédiat de la transition, la conductivité varie avec la température en $T^{1/3}$ et surtout, que la constante de diffusion est fonction de la température.

La démarche précédente décrit correctement la conductivité lorsque le niveau de Fermi est quasiment confondu avec le front de mobilité. Ce développement est valable à l'ordre 0 en $1/\xi$.

Si on s'éloigne de la transition métal-isolant, il devient nécessaire d'effectuer le calcul jusqu'à l'ordre 1 en $1/\xi$. On obtient alors pour la conductivité et la constante de diffusion, les expressions suivantes :

$$\sigma = \frac{e^2}{\hbar} g_c^{2/3} [kTN(E_F)]^{1/3} + \frac{2}{3} \frac{e^2}{\hbar\xi} \quad (I.69)$$

et

$$D = \left(\frac{g_c}{N(E_F)} \right)^{2/3} \frac{(kT)^{1/3}}{\hbar} + \frac{2}{3} \frac{1}{\hbar\xi N(E_F)} \quad (I.70)$$

Par la suite, nous verrons qu'un des échantillons étudiés présente une conductivité en $T^{1/3}$. Nous utiliserons alors l'expression (I.70) à chaque fois que nous aurons besoin de la valeur de la constante de diffusion D dans nos calculs.

Chapitre II

Dispositif expérimental - Caractérisation des matériaux.

II. Dispositif expérimental et caractérisation des matériaux :

A. Montage des échantillons et procédure expérimentale :

1. Préparation et contacts :

Les semi-conducteurs de type n entrant dans le cadre de cette étude, GaAs et InP, sont dopés par des impuretés résiduelles introduites lors de la cristallisation. Les plaquettes sont sciées en barreaux de dimension $8 \times 1,5 \times 0,5 \text{ mm}^3$.

Chacun des échantillons est tout d'abord poli mécaniquement à l'aide d'une poudre abrasive, puis chimiquement par un bain d'acide chlorhydrique porté à ébullition. Il est ensuite placé au sein d'un creuset en graphite dans lequel nous réalisons 5 contacts par eutectiques. Ces derniers sont constitués, soit d'indium très pur pour GaAs, soit d'étain pur pour InP. Ils adhèrent au matériau par fusion effectuée sous atmosphère d'argon hydrogéné (95% d'Ar et 5% d'H) pour GaAs et d'HeAr pour InP.

Après un second nettoyage à l'acide, nous soudons à l'étain de fins fils de cuivre sur les eutectiques. L'échantillon est alors monté sur la canne du cryostat permettant la connexion électrique avec les appareils de mesure.

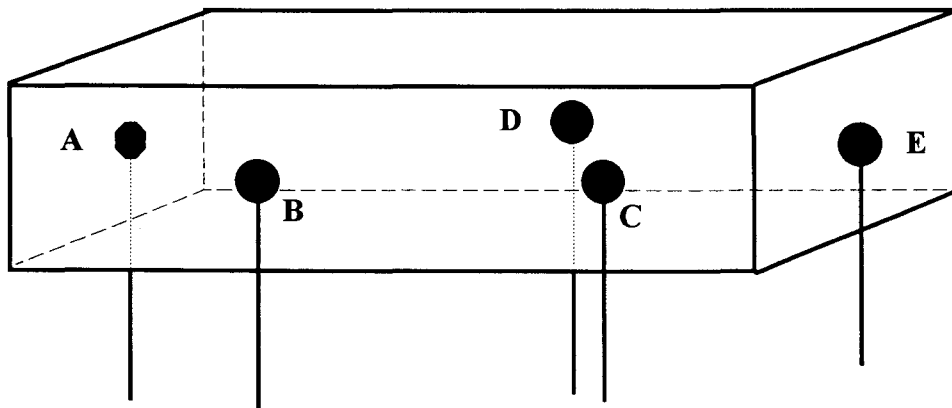


Schéma 7 : Position des eutectiques sur l'échantillon.

Un courant suffisamment faible est appliqué sur l'axe AE (Schéma 7). En effet, une intensité trop forte peut occasionner un déséquilibre thermique ainsi que la perte d'ohmicité de l'échantillon. La tension sera mesurée entre B et C. Le champ magnétique sera appliqué perpendiculairement au plan des contacts et la tension de Hall sera prise entre C et D.

2. Dispositif expérimental :

Le dispositif expérimental du laboratoire permet d'effectuer des mesures de la résistivité et de l'effet Hall. L'abaissement en température s'effectue au moyen d'un cryostat à ^4He . Le domaine de température accessible avec cet appareil permet d'effectuer une étude allant de l'ambiante à 1,8 K. Quant au champ magnétique, il est produit par un électro-aimant et peut atteindre 1,5 T.

L'échantillon est placé dans un cryostat à Hélium liquide. De la température ambiante à 4,2 K, un système de régulation P.I.D. (actions proportionnelle, intégrale et dérivée) contrôle la stabilité de la température. Pour la gamme de température comprise entre 1,8 et 4,2 K, nous utilisons un système de régulation basé sur le maintien de la pression de vapeur saturante de l'Hélium au moyen d'un pressostat. La température est mesurée grâce à une sonde au platine ou en carbone.

La mesure de l'effet Hall tient compte de la tension de désalignement entre les contacts B et D. Un pont de résistances est placé entre ces 2 points, de manière à ce que la somme $R_1 + R_2$ soit très supérieure à la résistance de l'échantillon (Schéma 8). La résistance R_1 compense la résistance parasite de désalignement.

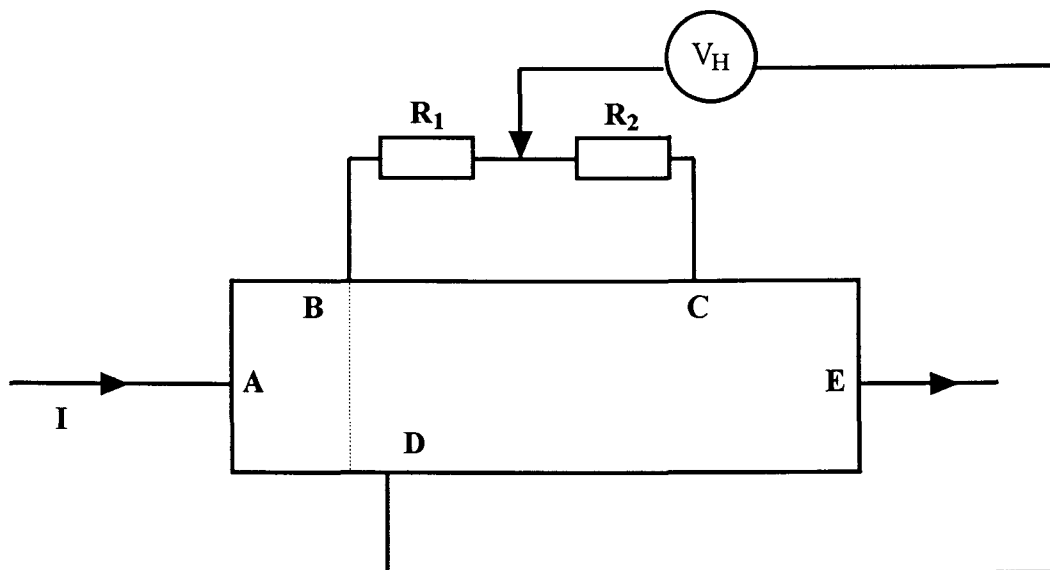


Schéma 8 : Dispositif de mesure de la tension de Hall.

D'autres tensions parasites peuvent influencer la mesure, telles que les effets thermoélectriques et thermomagnétiques. Leur élimination est prise en compte dans la procédure expérimentale. On effectue 4 mesures pour chaque valeur de champ, avec inversion de la polarité du courant ou du champ magnétique. La tension de Hall est alors calculée en moyennant les 4 valeurs de V_H obtenues.

En dessous de 4,2 K, la tension de désalignement devient difficile à annuler à cause de la forte élévation de la résistance des échantillons et le dispositif ne permet plus une mesure fiable de l'effet Hall.

Le pilotage et l'acquisition des résultats se font au moyen d'un micro-ordinateur de type PC et d'un multimètre multicanaux interfacé Keithley 199. La programmation de l'ensemble expérimental, réalisée en 1985 par *Spriet* sur Apple II, a été réactualisée depuis 1993.

D'autre part, il s'est avéré que des mesures à très basse température et sous champ magnétique élevé étaient nécessaires. En effet, l'intérêt de l'étude de la conductivité sous ces conditions expérimentales est multiple : conduction dans la bande d'impuretés, localisation des électrons sur leurs sites, passage de la transition métal-isolant pour des matériaux métalliques, observation des phénomènes d'interférences quantiques et analyse de la magnétorésistance négative et positive, corrections à la conductivité dues aux interactions électron-électron.

Pour GaAs, elles ont été effectuées avec A. Briggs au CRTBT à Grenoble dans un cryostat à Hélium-3. La gamme de température y est comprise entre 0,3 K et 4,2 K, et le champ magnétique, fourni par une bobine supraconductrice, varie de 0 à 6 T.

Pour InP, les mesures, également effectuées en collaboration avec A. Briggs au CRTBT à Grenoble, ont été réalisées sur une gamme de températures et de champs magnétiques respectivement compris entre 0,062 - 4,2 K et 0 - 11 T. Un cryostat à dilution et une bobine supraconductrice ont été nécessaires pour explorer de telles gammes de valeurs.

B. Caractérisation des échantillons :

1. Étude à haute température :

a) Détermination des concentrations :

Les concentrations en impuretés des échantillons sont déterminées par la mesure de l'effet Hall et leurs valeurs comparées à la concentration critique n_c , calculée selon le critère de Mott qui évalue la frontière entre le régime métallique et le régime isolant.

Lorsque l'échantillon est traversé par le courant d'intensité I , l'expression de la tension de Hall est la suivante

$$V_H = \frac{R_H I B}{d} \quad (\text{II.1})$$

dans le domaine où V_H varie linéairement avec le champ magnétique B . Le paramètre d correspond à l'épaisseur de l'échantillon. Nous obtenons facilement la valeur de la constante de Hall R_H à partir de l'équation (II.1). Sur la figure II.1 (p. 53), nous représentons le logarithme de R_H en fonction de l'inverse de la température pour nos échantillons de GaAs.

La concentration en porteurs libres se déduit de la valeur de la constante de Hall R_H par la relation :

$$n = \frac{1}{R_H e} \quad (\text{II.2})$$

où e est la charge de l'électron. La variation de la concentration n en fonction de la température est montrée sur la figure II.2 (p. 54). Une bonne approximation de la mobilité des porteurs peut être obtenue par la mobilité de Hall $\mu_H = R_H \sigma$. Par ailleurs, la concentration dans les semi-conducteurs compensés de type n représente la concentration en électrons de conduction, c'est à dire la différence entre la densité de donneurs N_D et la densité d'accepteurs N_A .

Les valeurs des concentrations à la température ambiante pour nos échantillons sont regroupées dans le tableau 2

Échantillons	Concentrations (cm ⁻³)
GaAs 402	2,90 10 ¹⁶
GaAs 802	2,63 10 ¹⁶
InP 1000	4,10 10 ¹⁶

Tableau 2

Nous avons vu que Mott a établi un critère (relation I.4, p. 13) permettant l'encadrement de la concentration critique. Cette expression utilise a_H , le rayon de Bohr effectif de l'électron dans le cristal :

$$a_H = a_0 \frac{\kappa}{m^*} \quad (\text{II.3})$$

où κ est la constante diélectrique, m^* la masse effective. Nous obtenons pour GaAs un rayon de Bohr effectif $a_H = 104 \text{ \AA}$ et $a_H = 85 \text{ \AA}$ pour InP. Les valeurs de concentration critique ont été recalculées pour GaAs et InP (tableau 3)

	$n_{c \text{ min}} (\text{cm}^{-3})$	$n_c (\text{cm}^{-3})$	$n_{c \text{ max}} (\text{cm}^{-3})$
GaAs	$8,23 \cdot 10^{15}$	$1,56 \cdot 10^{16}$	$2,65 \cdot 10^{16}$
InP	$1,51 \cdot 10^{16}$	$2,86 \cdot 10^{16}$	$4,85 \cdot 10^{16}$

Tableau 3

Nous pouvons dès à présent comparer les concentrations de nos échantillons avec ces concentrations critiques. Nous constatons que GaAs 402 et GaAs 802 se situent a priori du côté métallique. Pour InP 1000, le type de conduction n'est pas clairement défini car la concentration mesurée est comprise dans l'intervalle défini par Mott.

La suite de l'analyse permettra d'établir le régime de conduction pour chacun des échantillons avec plus de certitude.

b) Mesures de la compensation :

La position relative du front de mobilité et du niveau de Fermi n'est pas la même, à concentration égale, pour un matériau compensé ou non.

De manière à déterminer plus précisément la position réelle de la transition métal-isolant, nous calculons le taux de compensation $K = N_A/N_D$ où N_A et N_D représentent respectivement les concentrations en accepteurs et en donneurs. La connaissance de ce paramètre permet d'obtenir des indications sur l'état du désordre au sein du matériau, et de prévoir les différents mécanismes de conduction qui peuvent avoir lieu à une concentration donnée.

Pour déterminer la compensation K et les concentrations N_A et N_D , nous avons utilisé le modèle de *Brooks-Herring (1955)*. Il s'appuie sur le processus de diffusion par les impuretés ionisés dans un matériau non dégénéré et sur l'étude de la mobilité en fonction de la température, qui s'écrit alors

$$\mu = \frac{2^{7/2} \kappa^2 \varepsilon_0^2 (kT)^{3/2}}{300 \pi^{3/2} m^{*1/2} e^3 N_i} \frac{1}{f(x)} \quad (\text{II.4})$$

avec
$$f(x) = \text{Ln}(1+x) - \frac{x}{x+1}$$

et
$$x = \frac{6 \kappa m^* k^2 T^2}{\pi n e^2 \hbar}$$

où N_i représente la densité d'impuretés ionisées, n le nombre d'électrons déterminé par la constante de Hall et κ la constante diélectrique du matériau.

Pour une température assez élevée, nous pouvons considérer l'ionisation des impuretés comme totale, et il est alors possible d'écrire $N_i = N_A + N_D$. Rappelons qu'à la température ambiante, la concentration mesurée par effet Hall est égale à la relation $n_{\text{amb}} = N_D - N_A$. Ces deux équations à deux inconnues permettent de déterminer N_A et N_D .

Le calcul de Brooks-Herring est basé sur l'approximation de Born. Son domaine de validité comprend les valeurs de x strictement supérieures à 3.

La détermination de K par l'intermédiaire de la formule (II.4) s'effectue dans le domaine où la mobilité varie avec la température en $T^{3/2}$. Un programme informatique permet de déterminer la valeur de la compensation par une méthode de moindres carrés qui minimise le pourcentage de déviation. Ce dernier s'exprime

$$\text{Dev}\% = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\frac{100}{n_i} (\mu(T_i, N_i) - \mu_i) \right]^2} \quad (\text{II.5})$$

où $\mu(T_i, N_i)$ et μ_i sont respectivement les mobilités calculées au moyen de (II.4) et celles mesurées expérimentalement. Les paramètres variables sont la température, la mobilité et la concentration n . Ces calculs s'effectuent dans le système d'unités gaussiennes (valeur pour GaAs) :

- Constante de Boltzmann $k_B = 1,3807 \cdot 10^{-16}$ erg K^{-1}
- Masse effective $m^* = 5,9605 \cdot 10^{-29}$ g
- Charge de l'électron $e = 4,8032 \cdot 10^{-10}$ ues
- Constante de Planck $\hbar = 1,0546 \cdot 10^{-27}$ erg.s

Cette méthode n'a pas permis de déterminer les valeurs de compensation K . Cela n'est pas vraiment surprenant, puisque la figure II.3 (p. 55) représentant μ en fonction de T en échelle logarithmique pour les échantillons de GaAs, montre qu'il n'existe pas réellement de segment où la mobilité est linéaire en $T^{3/2}$.

Une autre méthode pour déterminer la compensation a été proposée par *Wolfe (1970)* pour de large domaine de températures. En utilisant l'expression II.4, les auteurs ont remarqué que les courbes représentants le nombre d'accepteurs et de donneurs en fonction de la température possèdent un minimum, et que ce dernier correspond à la seule diffusion par les impuretés ionisées. Au-delà de ce minimum vers les hautes températures, la mobilité est réduite par les vibrations du réseau. Par contre, dans la gamme des basses températures la conduction se fait dans la bande d'impuretés.

Le calcul des valeurs de N_A et de N_D est effectué par l'intermédiaire de l'équation II.4. Sur les figures II.4 et II.5 (p. 56 et 57) représentant N_A et N_D en fonction de la température, nous pouvons visualiser la plage de température où l'ionisation des impuretés est majoritaire. Celle-ci est comprise entre 50 K et 115 K pour nos échantillons de GaAs. On détermine directement dans cette plage de températures les valeurs du taux de compensation, lesquelles sont regroupées dans le tableau 4 pour chaque échantillon.

Échantillon	K	Intervalle de température d'ionisation
GaAs 402	0,65	50 - 115 K
GaAs 802	0,57	50 - 90 K
InP 1000	0,54	----

Tableau 4

Nos échantillons sont donc moyennement compensés. La compensation de l'InP 1000 a été déterminée par la méthode de Brooks-Herring.

c) Caractérisation des énergies d'activation :

Des deux côtés de la transition, nous avons vu qu'à haute température (paragraphe I.C., p. 16), le transport s'effectue par activation des électrons dans la bande de conduction avec une énergie ϵ_1 . Puis, lorsque la température diminue, le régime ϵ_1 est suivi d'une conductivité en $T^{1/2}$ ou en $T^{1/3}$ pour les matériaux métalliques, alors que pour les matériaux isolants, nous observons éventuellement un régime d'activation au front de mobilité (énergie ϵ_2), suivi d'un régime de conduction par saut au plus proche voisin (énergie ϵ_3) ou à distance variable (VRH).

Ces différents types de conduction s'enchaînent de manière continue au fur et à mesure que la température diminue. La mise en évidence de chaque régime n'est donc pas une chose aisée. Toutefois, l'étude des variations de la constante de Hall R_H en

fonction de la température pourra aider à déterminer les différentes énergies d'activation. En effet, sur la figure II.1 (p. 53) on observe l'existence d'un maximum de R_H à la température $T \approx 40$ K pour les échantillons de GaAs. On interprète généralement ce maximum comme l'apparition de phénomènes de conduction internes à la bande d'impuretés.

(1) Énergie ϵ_1 :

L'énergie d'activation ϵ_1 des électrons dans la bande de conduction gouverne la conduction à haute température, tant du côté isolant que du côté métallique. Ce régime de conduction est présent dans le domaine où R_H croît avec $1/T$ (figure II.1, p. 53). En observant les représentations graphiques de $Ln\rho$ en fonction de $1/T$ (figures II.6 et II.7, p. 58 et 59) pour les températures supérieures à 40 K, nous constatons qu'il est possible de tracer un segment de droite dont la pente sera égale à ϵ_1/k . Pour InP 1000, ϵ_1 a été estimée par *Biskupski (1982)*.

Par ailleurs, nous comparons les valeurs de ϵ_1 obtenues avec l'énergie d'ionisation du premier niveau, dans le modèle hydrogéoïde de Bohr, soit

$$\epsilon_D = \frac{m^*}{m_0} \cdot 13,6 \text{ eV} \quad (\text{II.6})$$

Les valeurs de ϵ_1 déduites de l'analyse graphique et de la théorie de Bohr sont réunies dans le tableau 5.

	GaAs 802	GaAs 402	InP 1000
ϵ_1 (meV)	5,2	5,65	2,17
ϵ_D (meV)	5,3		6,8

Tableau 5

Nous remarquons que les résultats concernant GaAs sont en très bon accord avec le modèle hydrogéoïde, ce qui n'est pas le cas de l'échantillon InP 1000.

(2) Énergie ϵ_2 :

Lorsque la température diminue, la conduction transite de manière continue du régime ϵ_1 vers un régime gouverné par l'activation au front de mobilité ϵ_2 . La détermination de cette énergie dans les matériaux isolants s'effectue dans la gamme de température où une décroissance de la constante de Hall est observée.

Pour obtenir une estimation de ϵ_2 , nous pouvons nous servir de la conductivité minimale. Rappelons que la conductivité dans ce régime s'écrit suivant l'expression (I.19, p. 18), et que le paramètre σ_2 pourra être approché par la conductivité minimale σ_{\min} donnée par Mott

$$\sigma_{\min} = 0,026 \frac{e^2}{\hbar a} \quad (\text{II.7})$$

avec la distance intersite $a = \left(\frac{3}{4\pi n}\right)^{1/3}$

Dans ces conditions, l'énergie d'activation au front de mobilité est évaluée de la manière suivante : sur la courbe $\text{Ln} \rho = f(1/T)$, on positionne dans un premier temps sur l'axe des ordonnées la valeur $\text{Ln}(1/\sigma_{\min})$, puis on trace la tangente à la courbe à partir de ce point. La pente de cette tangente, si elle est positive, s'approche alors de ϵ_2/k . Les valeurs déduites de cette méthode sont regroupées dans le tableau 6.

Échantillon	GaAs 402	GaAs 802	InP 1000
a (Å)	201,9	199,9	179,9
σ_{\min} ($\Omega \cdot \text{cm}$) ⁻¹	3,14	3,16	3,5
ϵ_2 (meV)	—	—	$1,309 \cdot 10^{-2}$

Tableau 6

Pour l'échantillon InP 1000, il est en effet possible de tracer cette droite dans le domaine de température où R_H diminue (Figure II.8, p. 60) confirmant le caractère isolant de ce dernier. De plus, la pente de la droite permet de calculer une valeur de ϵ_2 qui se trouve être très inférieure à ϵ_1 , ce qui est acceptable physiquement.

Pour GaAs, les figures II.6 et II.7 (p. 58 et 59) montrent très clairement l'impossibilité de tracer une droite tangente à la courbe expérimentale et passant par le point de coordonnées $[\text{Ln} \rho = \text{Ln}(1/\sigma_{\min}) ; 1/T = 0]$. La conductivité expérimentale reste toujours supérieure à la conductivité minimale pour $T > 6$ K, température pour laquelle la conduction ne peut plus s'effectuer par excitation au front de mobilité. Le caractère métallique de ces matériaux semble donc se confirmer.

2. Étude des régimes à basse température :

A basse température, la conduction n'est plus gouvernée par des phénomènes d'activation mais par des mécanismes internes à la bande d'impuretés. L'étude dans cette

gamme de température permettra de différencier définitivement le caractère métallique ou isolant des échantillons.

L'analyse des régimes de conduction à basse température est généralement très délicate. Lorsqu'on s'approche de la transition métal-isolant, il devient parfois extrêmement difficile de trancher pour un type de conduction plutôt qu'un autre, à cause de la faible amplitude des variations de résistivité par exemple.

Aussi pour contourner cette difficulté, des analyses un peu plus complexes que la simple représentation graphique ont été menées. Nous emploierons 2 méthodes : celle que nous appellerons "méthode de Zabrodskii", et une méthode de moindres carrés.

a) Méthodes de détermination des régimes :

(1) Méthode de Zabrodskii :

Zabrodskii et Zinov'eva (1984) ont imaginé une analyse graphique, qui met en évidence les exposants intervenant dans les différentes expressions de la conductivité. Cette méthode peut aussi bien s'appliquer du côté métallique que du côté isolant de la TMI.

- du côté métallique, la conductivité suit la loi

$$\sigma = \sigma_0 + mT^s \quad (\text{II.8})$$

Nous pouvons faire l'approximation $\sigma \approx mT^s$ pour un matériau très proche de la transition. Dès lors, l'expression dérivée s'écrit

$$W(T) = \text{Ln} \left[\frac{d \text{Ln} \sigma}{d \text{Ln} T} \right] = \text{Ln} s = \text{constante} \quad (\text{II.9})$$

Un régime métallique sera détecté lorsque la courbe représentant $W(T)$ en fonction de $\text{Ln}(T)$ donnera une droite de pente nulle, dont la hauteur déterminera l'exposant s de la formule (II.8).

- du côté isolant, la conductivité suit une loi du type

$$\sigma = \sigma_0 \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^p \right] \quad (\text{II.10})$$

En procédant comme ci-dessus, nous obtenons

$$W(T) = \text{Ln} \left[\frac{d \text{Ln} \sigma}{d \text{Ln} T} \right] = \text{Ln} (p) + p \text{Ln}(T_0) - p \text{Ln}(T) \quad (\text{II.11})$$

Cette fois, le tracé de $W(T)$ en fonction de $\text{Ln}(T)$ nous donnera une droite de pente égale à $-p$.

Pour appliquer cette méthode à nos données expérimentales, nous calculerons les valeurs moyennes de la dérivée $W(T)$. Pour un point expérimental d'indice i , nous avons

$$\langle W(T_i) \rangle = \text{Ln} \left[\frac{\text{Ln}(\sigma_{i+1}) - \text{Ln}(\sigma_{i-1})}{\text{Ln}(T_{i+1}) - \text{Ln}(T_{i-1})} \right]$$

(II.12)

et

$$\langle \text{Ln}(T_i) \rangle = \frac{\text{Ln}(T_{i+1}) + \text{Ln}(T_{i-1})}{2}$$

(2) Méthode de moindres carrés :

Cette méthode s'appuie sur un calcul de moindres carrés qui minimise le pourcentage de déviation entre les valeurs théoriques et expérimentales de la conductivité. La recherche de ce minimum s'effectue au moyen d'un programme informatique. Celui-ci cherche le plus petit écart entre la valeur théorique et expérimentale de la conductivité.

L'expression de la valeur du pourcentage de déviation est définie par :

$$\text{Dev}\% = \sqrt{\frac{1}{i_{\max} - i_{\min} + 1} \sum_{i=i_{\min}}^{i_{\max}} \left[\frac{100}{\sigma_i} (\sigma(T_i) - \sigma_i) \right]^2}$$

(II.13)

L'utilisation de ces différentes méthodes, ainsi que l'emploi de logiciel d'ajustement numérique a pour objet d'aboutir à un faisceau convergent de résultats concernant les modes de conduction actifs dans les échantillons.

b) Régime métallique :

Dans la région critique, au voisinage métallique de la transition, des corrections quantiques dépendantes de la température doivent être apportées à la conductivité de Boltzmann. Celle-ci prend alors la forme (II.8), où l'exposant s peut prendre les valeurs $1/2$ ou $1/3$ définies par la théorie (*Altshuler et Aronov, 1979 et 1983*). Sur les figures II.9 et II.10 (p. 61 et 62), la variation de la conductivité est reportée en fonction de T^s , respectivement avec $s = 1/2$ et $s = 1/3$ pour les 2 échantillons de GaAs. Nous constatons qu'un régime pur en $T^{1/2}$ ou en $T^{1/3}$ n'apparaît pas de manière significative sur l'ensemble du domaine de température. Toutefois, nous pouvons considérer que la variation de la conductivité expérimentale reste assez proche de celle issue des modèles théoriques.

(1) Étude à champ magnétique nul :

Avec la méthode de Zabrodskii, nous voyons sur la figure II.11 (p. 63) que le GaAs 402 présente un caractère métallique. En effet, on peut ajuster les points dans la représentation $W(T) = f[\ln(T)]$ sur une droite horizontale dont la hauteur est égale à $\ln(s)$ avec $s \approx 0,23$. Cette valeur de s indique un mode de conduction plus proche d'un régime en $T^{1/3}$ que d'une variation en $T^{1/2}$.

La méthode de Zabrodskii appliquée au GaAs 802 ne permet pas d'obtenir de renseignements significatifs sur le caractère métallique ou isolant de ce matériau. En effet, nous constatons sur la figure II.12 (p. 64) que la courbe représentant $W(T) = f[\ln(T)]$ peut être ajustée par une droite de pente positive, ce qui n'est pas prévue dans la procédure de Zabrodskii.

Nous allons chercher à expliquer ce résultat en privilégiant la piste d'une conduction métallique, et ce, pour les raisons suivantes :

- la concentration à l'ambiante place ce matériau plutôt du côté métallique de la transition.

- l'énergie d'activation au front de mobilité ε_2 est inexistante.

Du côté métallique, l'approximation $\sigma \approx mT^s$ effectuée dans le modèle de Zabrodskii n'est plus valable si σ_0 est de l'ordre de grandeur de mT^s dans l'expression (II.8). Par conséquent, si nous tenons compte de l'expression entière de la conductivité métallique, le calcul de $W(T)$ s'écrit maintenant sous la forme

$$W(T) = \ln \left[\frac{d \ln \sigma}{d \ln T} \right] = \ln(m s) + s \ln(T) - \ln(\sigma_0 + mT^s) \quad (\text{II.14})$$

Nous constatons immédiatement que l'équation (II.14) n'est plus linéaire en $\ln(T)$. La détermination de l'exposant s est impossible de cette manière. Toutefois, il est important de vérifier que cette fonction est une fonction croissante, afin d'expliquer qualitativement l'allure de la courbe obtenue à la figure II.12 (p. 64). Pour ce faire, nous calculons la dérivée de $W(T)$ par rapport à la variable $\ln(T)$, laquelle doit rester positive.

$$\frac{d W(T)}{d \ln T} = s \left[1 - \frac{m T^s}{\sigma_0 + mT^s} \right] > 0 \quad (\text{II.15})$$

L'inéquation précédente est toujours réalisée. Nous pouvons en conclure que le GaAs 802 est le siège d'une conductivité métallique mais qui reste difficile à identifier par la méthode de Zabrodskii.

Pour corroborer ces premiers résultats, nous recherchons la valeur de l'exposant s dans l'expression (II.8) au moyen de la méthode des moindres carrés.

Dans le cas du GaAs 402, l'exposant s pour lequel le pourcentage de déviation est minimal a été trouvé égal à 0,21 sur le domaine de température 0,3 K - 4 K. Dans ce cas également, tout porte à croire à l'existence d'un régime métallique en $T^{1/3}$.

En ce qui concerne le GaAs 802, dans le même intervalle de température, le minimum du Dev% est atteint pour $s \approx 0,70$ (figure II.13, p. 65). Le régime le plus proche ayant un sens physique est le régime en $T^{1/2}$.

Capoen (1993) a montré que le GaAs 402 suivait un régime simple en $T^{1/3}$ et a donné la conductivité à champ magnétique nul :

$$\sigma(T) = 0,55 + 1,80 T^{1/3} \text{ en } (\Omega cm)^{-1} \quad (II.16)$$

Quant au GaAs 802, nous avons vu qu'aucune des 2 méthodes utilisées n'a fourni d'éléments indiscutables sur la nature réelle du type de conduction dont il est le siège, même si un régime en $T^{1/2}$ est le plus probable.

Par ailleurs, *Kaveh et Mott (1981)* ont montré que dans le cas d'un matériau faiblement désordonné ($k_F l_0 \gg 1$), les corrections dues aux interactions électron-électron et à la localisation faible sont indépendantes et additives. La conductivité prend alors la forme suivante

$$\sigma(T) = \sigma_0 + mT^{1/2} + bT^{p/2} \quad (II.17)$$

où le paramètre p peut prendre les valeurs :

- $p = 2$ pour de fortes collisions inélastiques entre électrons.
- $p = 3/2$ pour des collisions inélastiques non dominantes entre électrons.
- $p = 1$ pour des matériaux proche de la transition métal-isolant.

σ_0 est la conductivité à $T = 0$ K, $mT^{1/2}$ représente les interactions électron-électron et $bT^{p/2}$ est la correction due à la localisation faible. La constante b doit être positive en l'absence d'interaction spin-orbite alors que m peut prendre des valeurs positives ou négatives.

La comparaison entre la conductivité du GaAs 802 et l'équation (II.17), à la fois pour $p = 2$ et $p = 3/2$, a permis de montrer que le coefficient b était toujours très inférieur à m . Il en résulte que le dernier terme de l'expression (II.17) reste négligeable devant les deux premiers. L'expression de la conductivité devient similaire à l'équation (II.8) avec $s = 1/2$.

Ce résultat montre bien que l'échantillon est proche de la transition métal-isolant, lieu où les interactions électron-électron sont dominantes. Nous obtenons ainsi

$$\sigma = 3,00 + 0,38 T^{1/2} \text{ en } (\Omega cm)^{-1} \quad (\text{II.18})$$

Cette expression de la conductivité est la plus probable au regard des analyses précédentes.

(2) Étude de la conductivité sous champ magnétique :

Capoen (1993) a montré que le régime de conduction du GaAs 402 suivait une loi en $T^{1/3}$ de part et d'autre de la transition. Un tel comportement est expliqué par *Zvyagin (1983)*. Celui-ci utilise l'équation d'échelle à un seul paramètre de *Abrahams (1979)* pour expliquer qu'un régime en $T^{1/3}$ peut en effet persister du côté isolant de la transition, dans l'hypothèse de saut à distance non optimale.

En ce qui concerne le GaAs 802, la méthode de Zabrodskii et du minimum du pourcentage de déviation n'ont pas permis une caractérisation précise du régime de conduction. Nous utilisons donc un logiciel d'ajustement avec lequel nous sommes arrivés aux résultats suivants.

Il apparaît que cet échantillon présente une conduction métallique en $T^{1/2}$ jusque $B = 4,5$ T (figure II.14, p. 66). Puis, la conduction passe de manière continue à un régime de VRH en $T^{1/2}$ bien caractérisé à $B = 5,8$ T, qui est le champ magnétique maximal auquel nous avons accès (figure II.15, p. 67). Par conséquent, le GaAs 802 passe la transition dans un intervalle de champ magnétique assez large compris entre 4,5 T et 5,8 T. Dans cette gamme de champ plusieurs lois de conductivité sont possibles sans qu'aucune ne domine réellement.

Nous venons de voir que la transition métal-isolant est un phénomène lié à la compression des orbites de Bohr par le champ magnétique. Aussi, la détermination du champ de transition B_c permettra d'obtenir une indication sur la valeur de la conductivité minimale qui sera nulle ou finie suivant que la transition est continue ou non.

Nous traçons la conductivité à température nulle $\sigma(T=0$ K), issue des ajustements par l'équation (II.8), en fonction du champ magnétique. La figure II.16 (p. 68) montre que la conductivité à $T = 0$ K tend vers zéro pour une valeur de champ magnétique critique $B_c \approx 5,5$ T. Au-delà de ce champ, la conductivité σ suit un régime de VRH en $T^{1/2}$, sans passer du tout par un régime en $T^{-1/4}$. La transition métal-isolant serait donc continue dans GaAs.

(3) Classification :

Nous allons à présent déterminer la position de ces 2 échantillons de GaAs par rapport à la transition.

Au regard de la concentration mesurée à la température ambiante, le GaAs 402 est plus métallique que le GaAs 802 (tableau 2, p. 36). Or, nous remarquons que la conductivité, variant en $T^{1/3}$, du GaAs 402, est quant à elle, inférieure à celle du GaAs 802 qui elle est fonction de la température en $T^{1/2}$, régime plus métallique que le précédent. De plus, l'énergie d'activation au bas de la bande de conduction ϵ_1 est plus grande dans GaAs 402 que dans le GaAs 802 (tableau 5, p. 40).

Les remarques précédentes soulèvent quelques interrogations à propos de la place réelle de ces échantillons par rapport au front de mobilité. En effet, malgré les concentrations trouvées à la température ambiante, tout semble indiquer que le GaAs 402 est plus proche de la transition métal-isolant que le GaAs 802. L'origine de ce paradoxe peut provenir d'une mauvaise évaluation de l'écart entre la concentration expérimentale n et la concentration critique n_c .

En effet, la détermination de la concentration $n = |N_D - N_A|$ est basée sur la mesure de la constante de Hall R_H qui est égale à $(A / n e)$, avec généralement $A = 1$. Malheureusement, dans la région proche de la transition métal-isolant, c'est à dire lorsque la concentration n est légèrement supérieure à n_c , la constante A peut différer substantiellement de l'unité. *Thomanschefskey et Holcomb (1992)* ont par exemple montré que A peut atteindre la valeur de 1,6 pour des échantillons de Si:P,B ayant une compensation $K > 0,4$.

En réalité, les effets de la compensation $K = N_A/N_D$ ne sont pas négligeables. *Holcomb (1995)* suggère que la diminution ou l'augmentation du désordre dans un semi-conducteur a un effet sur la concentration critique n_c . Il s'appuie notamment sur les travaux de *Zabrodskii (1980 et 1987)* montrant que, pour des échantillons de Ge, la valeur de n_c augmente de manière très significative lorsque la compensation K est supérieure à 0,4 (schéma 9).

Or, les valeurs réunies dans le tableau 4 (p. 39) indiquent que les 2 échantillons de GaAs possèdent une compensation K supérieure à 0,55. Si nous faisons l'hypothèse que dans ce type de matériau, la variation de la concentration critique n_c avec la compensation K peut être similaire à celle représentée au schéma 9, alors l'écart entre n_c et la concentration à l'ambiante de chacun des échantillons sera différent.

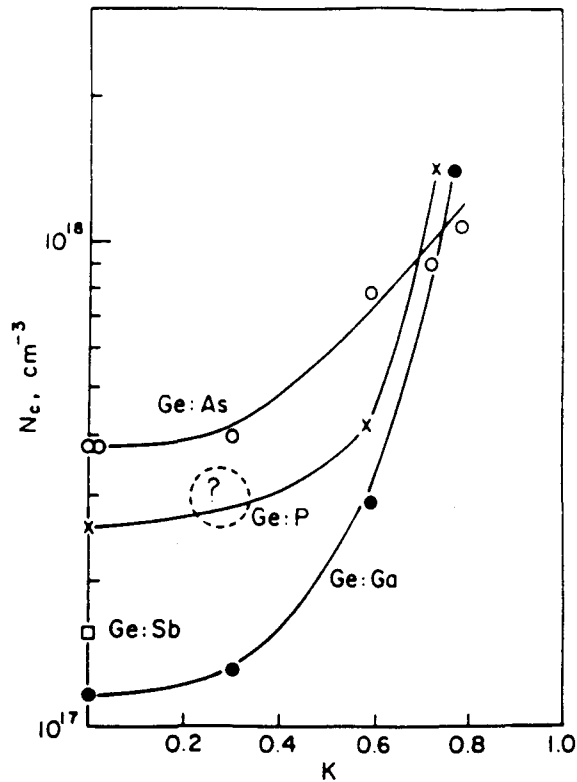


Schéma 9 : Valeurs de n_c en fonction de la compensation K pour des systèmes de Ge (Zabrodkii et coll. 1980 et 1987).

A concentration sensiblement équivalente, le GaAs 402 à une compensation supérieure au GaAs 802 et donc un n_c plus élevé. L'écart entre n et n_c sera plus faible pour le GaAs 402 que pour le GaAs 802. C'est à dire que le GaAs 402 est plus proche de la transition que le GaAs 802.

c) Régime isolant :

L'échantillon InP 1000 a été étudié dans un intervalle de température compris entre 0,062 K et 4,2 K, sous champs magnétiques inférieurs à 11 T.

(1) Étude à champ magnétique nul :

Dans le paragraphe B.1.a, nous avons vu que la concentration à la température ambiante de l'InP 1000 ne permet pas de le classer sans ambiguïté du côté isolant ou métallique de la transition. Afin d'avoir une idée plus précise sur cette classification, nous

traçons la conductivité en fonction de $T^{1/2}$ et $T^{1/3}$ sur les figures II.17 et II.18 (p. 69 et 70), et nous constatons qu'une loi métallique ne peut décrire la conduction dans InP 1000. Pour les lois de VRH, nous traçons $\ln(\sigma)$ en fonction de $T^{-1/4}$ et $T^{-1/2}$. Nous remarquons que les données expérimentales peuvent vérifier ces lois dans certains domaines de température (figures II.19 et II.20, p. 71 et 72). L'InP 1000 se place plutôt du côté isolant de la transition.

Il nous reste à trancher en faveur d'un régime en $T^{-1/4}$ ou en $T^{-1/2}$. Pour cela, nous utilisons, la méthode de Zabrodskii et des moindres carrés.

La figure II.21 (p. 73), issue de la méthode de Zabrodskii donne une pente égale à $-0,30$, ce qui correspond à un exposant $p = 0,30$ dans l'expression (II.10). Ce résultat indique que nous sommes plus proche d'un régime de Mott que d'un régime d'Efros-Shklovskii (E.S.). Ceci est confirmé par la méthode du pourcentage de déviation qui donne une valeur de l'exposant $p = 0,34$ (figure II.22, p. 74). Ce dernier est effectivement plus proche de $0,25$ que de $0,5$. Il est donc permis de penser que le VRH de Mott gouverne la conduction à champ magnétique nul dans InP 1000.

L'expression de la résistivité serait alors

$$\rho(T) = \rho_0 \exp \left[\left(\frac{T_M}{T} \right)^{1/4} \right] \quad (\text{II.19})$$

avec $T_M = 0,7$ K et $\rho_0 = 0,131$ ($\Omega \cdot \text{cm}$)

(2) Étude sous champ magnétique :

La procédure de Zabrodskii indique qu'un régime de Mott subsiste seulement jusque $B \approx 0,2$ T (figure II.23, p. 75).

Dans l'intervalle de champ magnétique $]0,2 \text{ T} ; 1,25 \text{ T}[$, il n'est pas possible de définir une loi unique de conduction. Il y a passage progressif du régime en $T^{-1/4}$ à un régime d'Efros et Shklovskii en $T^{-1/2}$ bien caractérisé sur la figure II.24, p. 76. En effet, pour $B = 1,25$ T et pour des champs plus élevés, la conduction de notre échantillon est gouvernée par un régime en $T^{-1/2}$ (figure II.25, p. 77). L'analyse des données à l'aide d'un logiciel d'ajustement corrobore assez bien les conclusions de la méthode précédente.

Dans la courte région de transition entre les deux régimes de VRH, il est possible d'évaluer la largeur du gap de Coulomb Δ_{CG} . Pour cela, nous utilisons l'analyse développée par *Aharony (1992)*.

Ces auteurs montrent que dans tout le domaine de VRH, la résistivité d'un système désordonné obéit à la loi d'échelle suivante

$$\text{Ln} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) = A f \left(\frac{T}{T_x} \right) \quad (\text{II.20})$$

où les facteurs A et T_x dépendent des propriétés de l'échantillon.

La fonction $f(x)$ est, quant à elle, universelle et son expression est

$$f(x) = \frac{1 + \frac{\sqrt{1+x} - 1}{x}}{[\sqrt{1+x} - 1]^{1/2}} \quad (\text{II.21})$$

Son universalité englobe l'effet des interactions coulombiennes responsables de la transition d'un régime en $T^{-1/4}$ à un régime en $T^{-1/2}$.

Les auteurs se basent sur la probabilité de saut d'un électron entre 2 sites i et j (Miller et Abrahams, 1960). Ils forment l'énergie de saut ϵ_{ij} comme la somme des expressions de Mott et d'ES

$$\epsilon_{ij} = \frac{\alpha_1}{N_0(E_F) r_{ij}^3} + \frac{\alpha_2 e^2}{\kappa r_{ij}} \quad (\text{II.22})$$

avec $N_0(E_F)$ la densité d'états non perturbée.

La distance optimale de saut R_{hop} s'écrit alors

$$\left(\frac{R_{\text{hop}}}{\xi} \right)^{-2} = \left(\frac{8}{3A} \right)^2 \left[\left(1 + \frac{T}{T_x} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (\text{II.23})$$

avec

$$A = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{6 \kappa \alpha_1}{\alpha_2 e^2 N_0(E_F) \xi^2}} \quad (\text{II.24})$$

et

$$T_x = \frac{\alpha_2^2 e^4 N_0(E_F) \xi}{24 \kappa \alpha_1 \kappa^2} \quad (\text{II.25})$$

Il est très facile de vérifier que la fonction $f(x)$ a bien les comportements asymptotiques suivants

$$f(x) = \begin{cases} x^{-1/4} & \text{pour } x \gg 1 \\ x^{-1/2} & \text{pour } x \ll 1 \end{cases} \quad (\text{II.26})$$

ce qui correspond aux limites de Mott et d'ES, par identification avec les expressions (I.33, p. 22) et (I.41, p. 25). Les températures respectives dans ces 2 limites sont calculées en fonction de A et T_x

$$T_M = A^4 T_x \quad (II.27)$$

$$T_{ES} = 4,5 A^2 T_x$$

Cette méthode présente l'énorme avantage de calculer simplement T_M et T_{ES} à partir de A et de T_x , en s'affranchissant des paramètres α_1 et α_2 qui varient suivant la théorie employée.

La fiabilité des valeurs de T_M et de T_{ES} obtenues par cette méthode est théoriquement plus importante que dans toute autre analyse. En effet, l'ajustement des données peut se pratiquer sur toute la gamme de températures où a lieu une conduction en VRH.

Au moyen d'un logiciel d'ajustement, nous avons employé ce modèle sur toute la gamme de champ magnétique dont nous disposons, c'est à dire jusque $B = 11$ T. Il apparaît que l'analyse de *Aharony (1992)* est valable dans la région où nous avons détecté un "crossover" de $T^{-1/4}$ vers $T^{-1/2}$. En dehors de cette zone, les ajustements sur la plupart des données expérimentales restent corrects, voire excellents, mais un des paramètres T_M ou T_{ES} n'est pas fiable puisqu'il provient d'un régime évanescent.

Nous avons calculé également la largeur du gap de Coulomb Δ_{CG} au moyen de la relation donnée par *Zhang (1990)*

$$\Delta_{CG} / k = \left(\frac{T_{ES}^3}{T_M} \right)^{1/2} \quad (II.28)$$

Sur la figure II.26 (p. 78), nous avons représenté les variations de la largeur du gap de Coulomb Δ_{CG} en fonction du champ magnétique. Conformément à la théorie, un élargissement du gap de Coulomb a lieu lors du passage à une conduction d'Efros et Shklovskii.

Nous regroupons dans le tableau 7, les valeurs de T_M , T_{ES} et Δ_{CG} obtenues dans la région de crossover.

B (T)	T_M (K)	T_{ES} (K)	Δ_{CG}/k (K)
0,3	0,111	5,41 10 ⁻²	3,78 10 ⁻²
0,4	7,55 10 ⁻²	6,17 10 ⁻²	5,58 10 ⁻²
0,5	5,57 10 ⁻²	6,81 10 ⁻²	7,53 10 ⁻²
0,6	2,97 10 ⁻²	8,25 10 ⁻²	0,137
0,7	2,01 10 ⁻²	8,91 10 ⁻²	0,188
0,8	1,34 10 ⁻²	9,47 10 ⁻²	0,252
0,9	1,11 10 ⁻²	9,97 10 ⁻²	0,299
1	8,29 10 ⁻³	0,104	0,368

Tableau 7

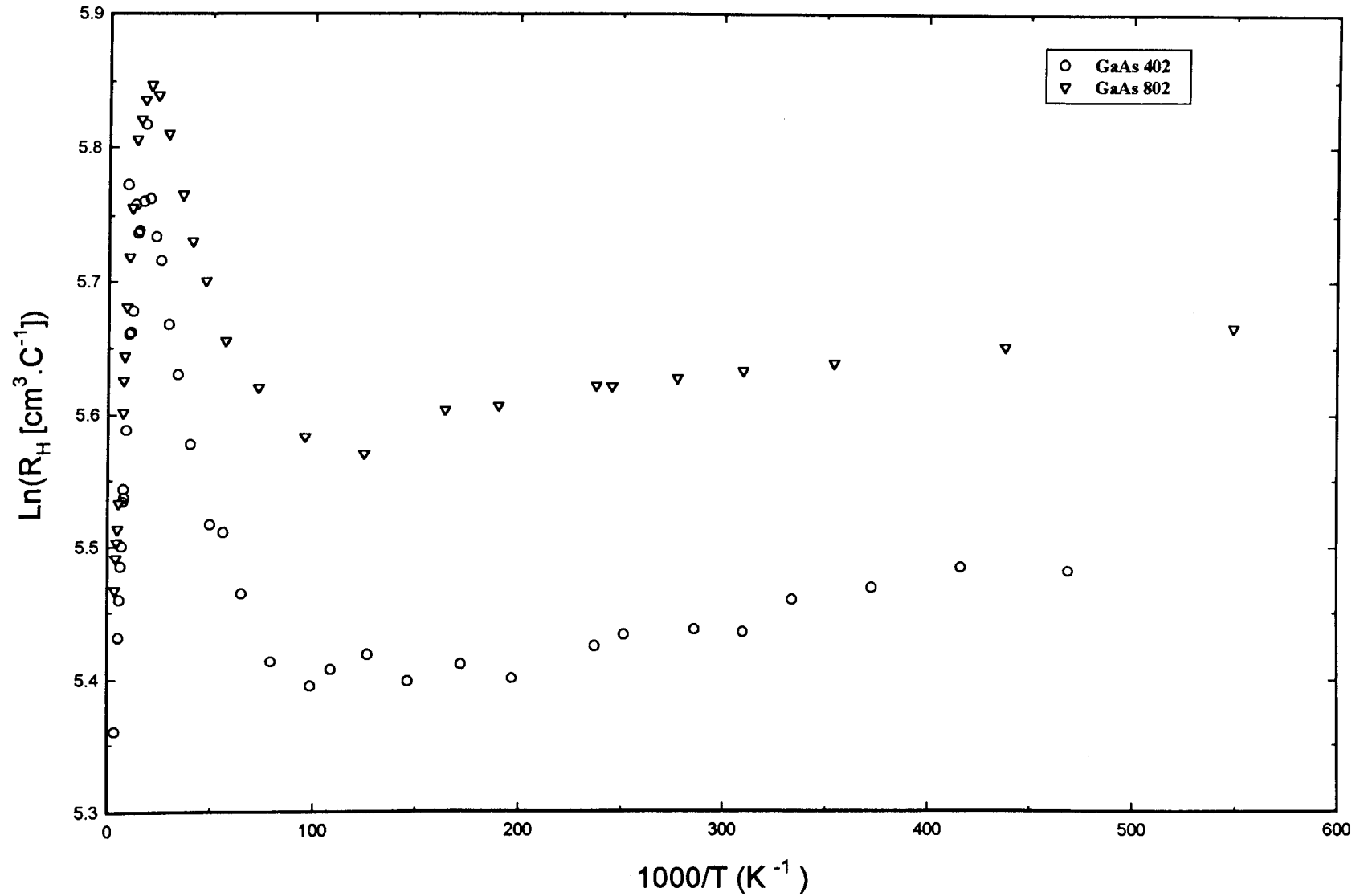


Figure II.1 : Variation de $\text{Ln}(R_H)$ en fonction de l'inverse de la température dans GaAs métallique.

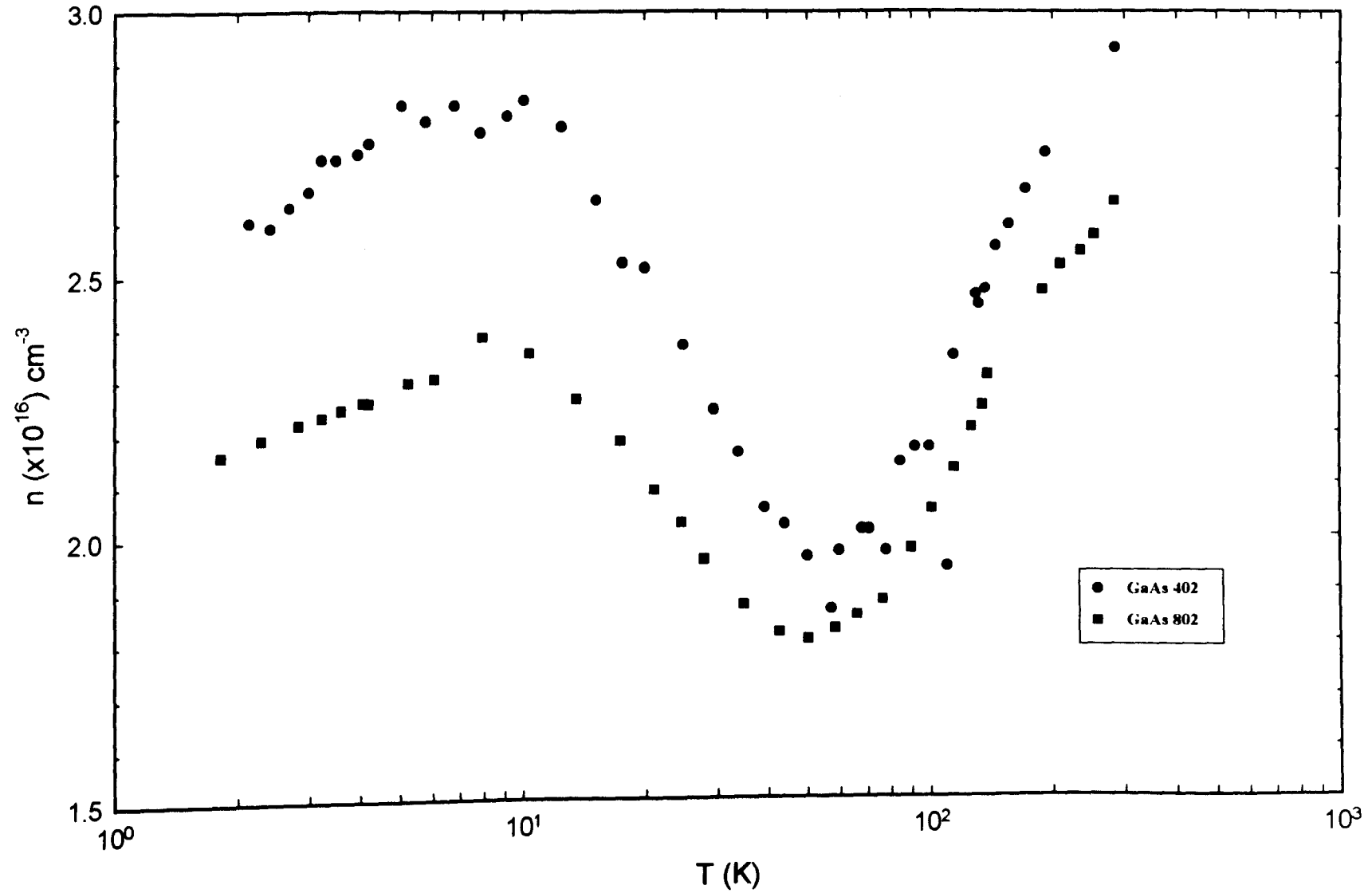


Figure II.2 : Variation de la concentration en fonction de la température dans GaAs métallique.

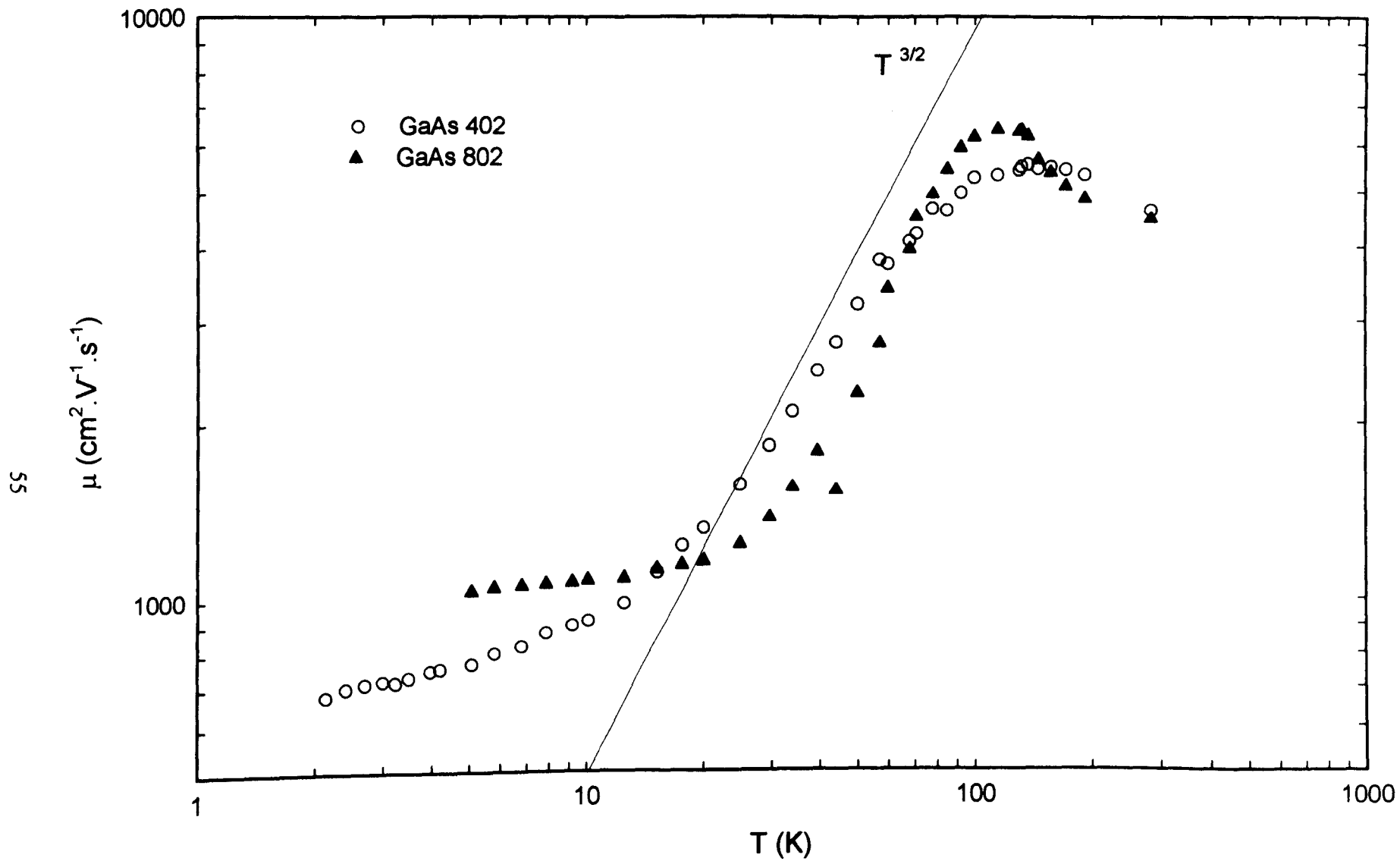


Figure II.3 : Variation de la mobilité avec la température dans les échantillons de GaAs.

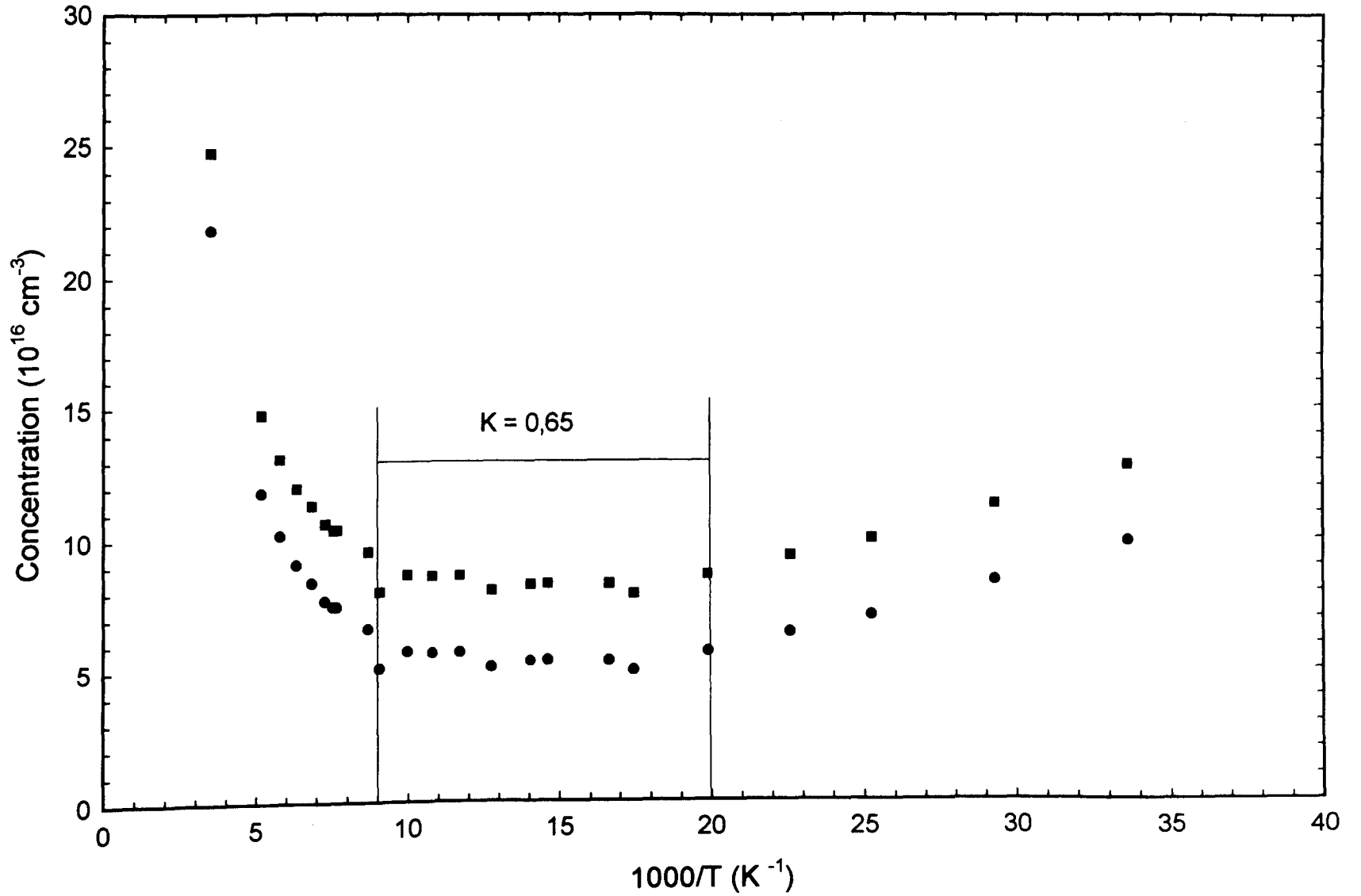


Figure II.4 : Variation des concentrations en accepteurs Na (●) et en donneurs Nd(■) en fonction de l'inverse de la température. Analyse de Brooks-Herring dans GaAs 402.

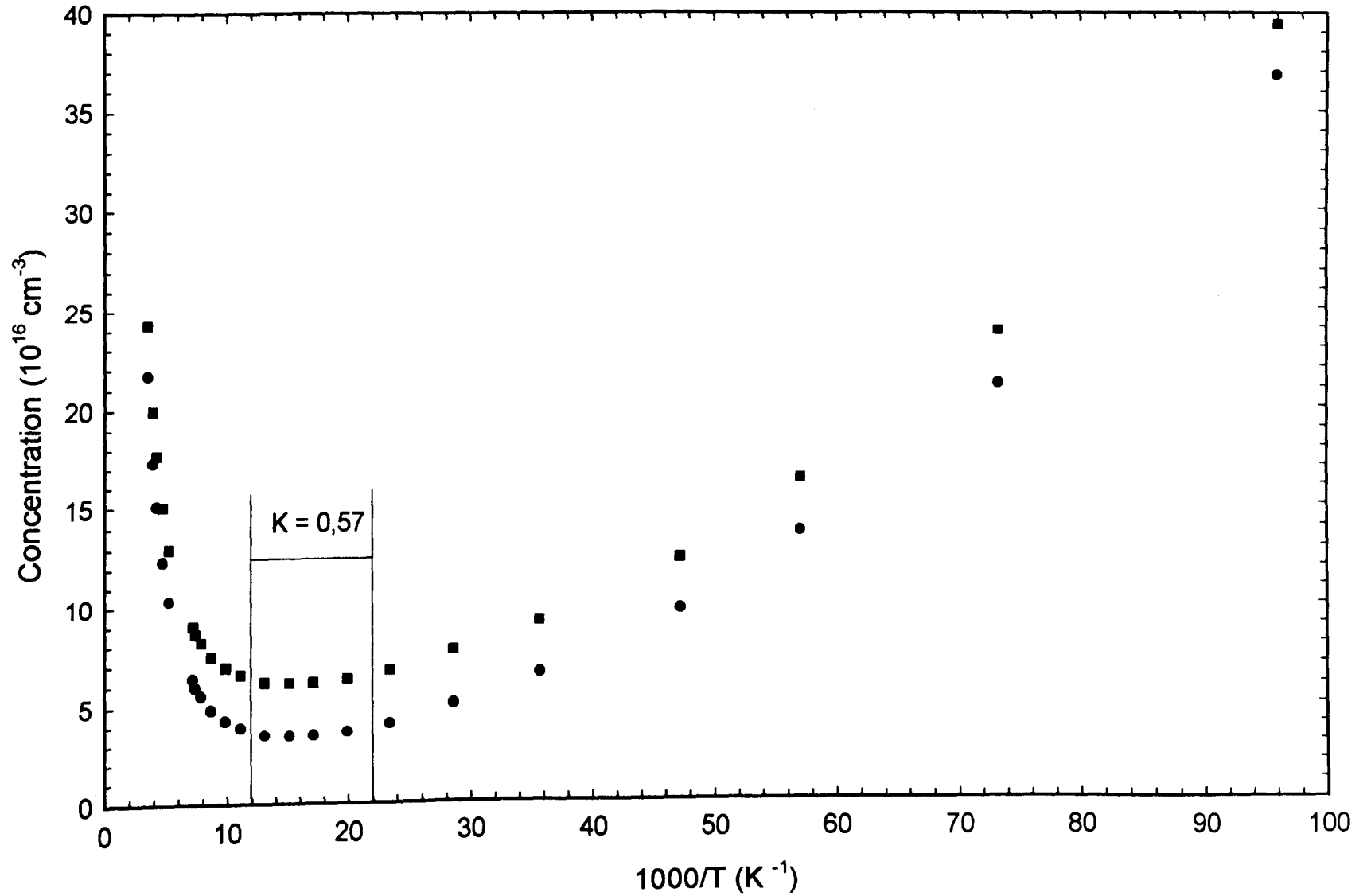


Figure II.5 : Variation des concentrations en accepteurs Na (●) et en donneurs Nd (■) en fonction de l'inverse de la température. Analyse de Brooks-Herring dans GaAs 802.

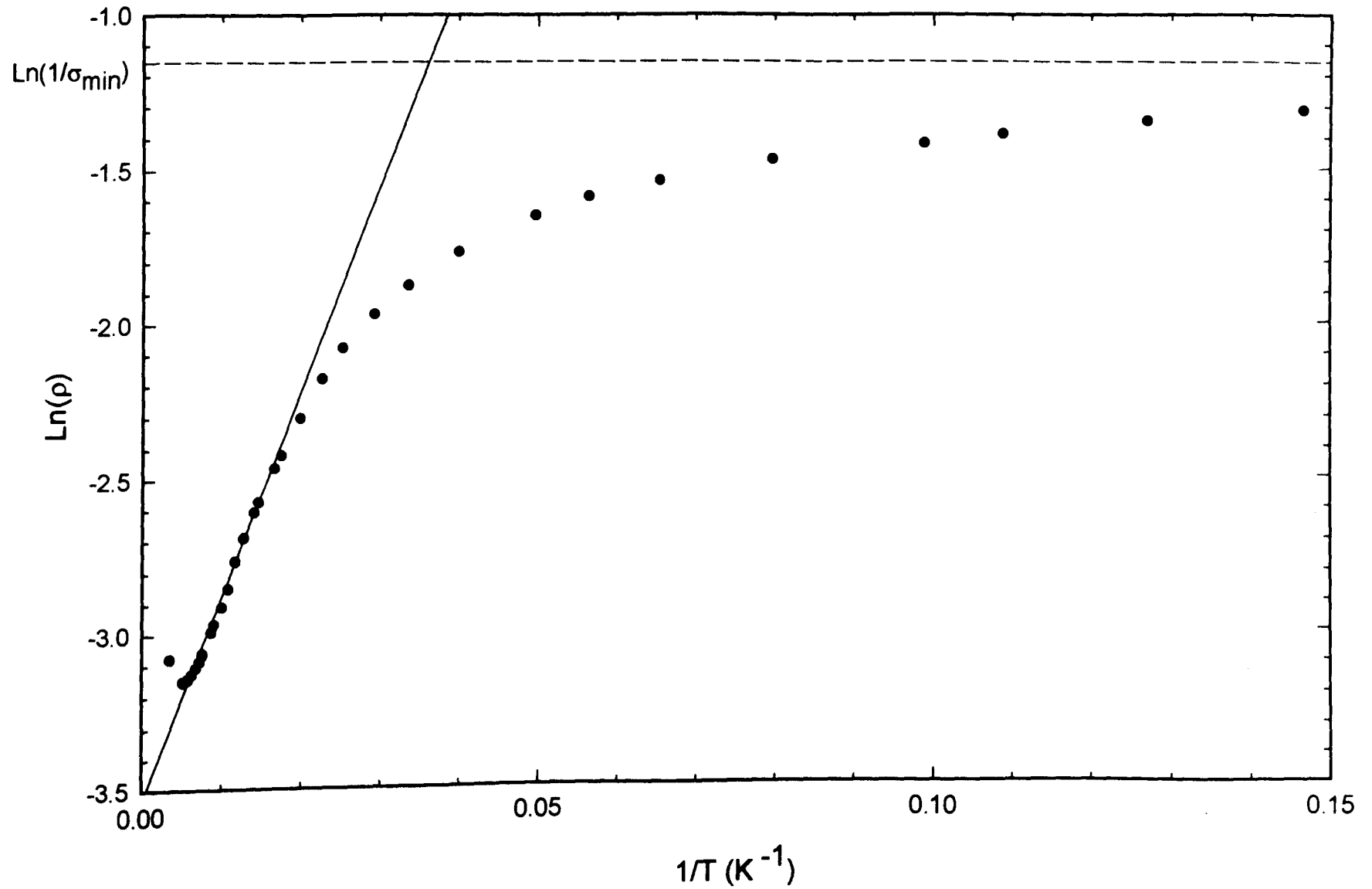


Figure II.6 : Variation de $\text{Ln}(\rho)$ en fonction de $1/T$ dans GaAs 402.
Régimes ε_1 et ε_2 .

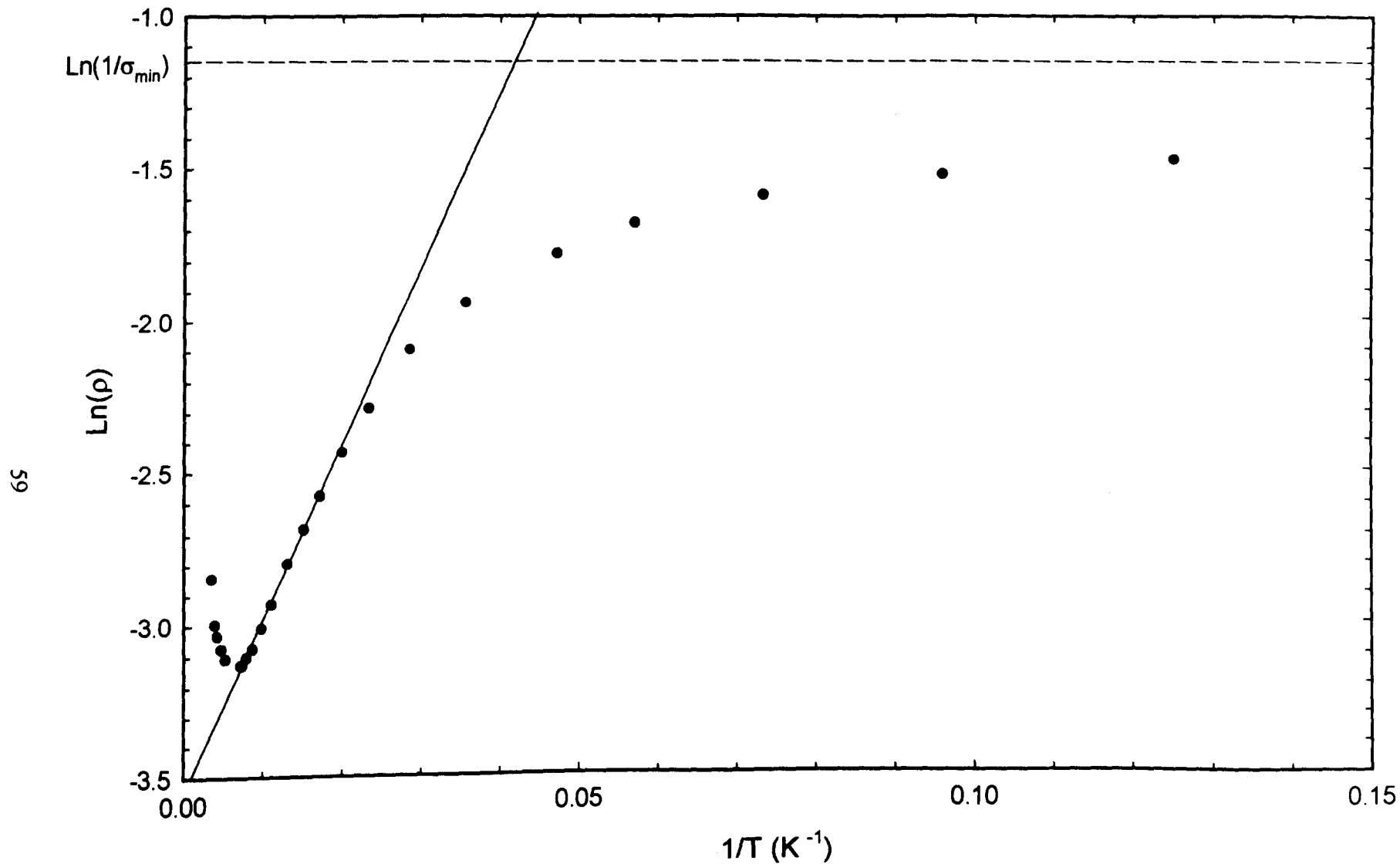


Figure II.7 : Variation de $\text{Ln}(\rho)$ en fonction de $1/T$ dans GaAs 802.
Régimes ε_1 et ε_2 .

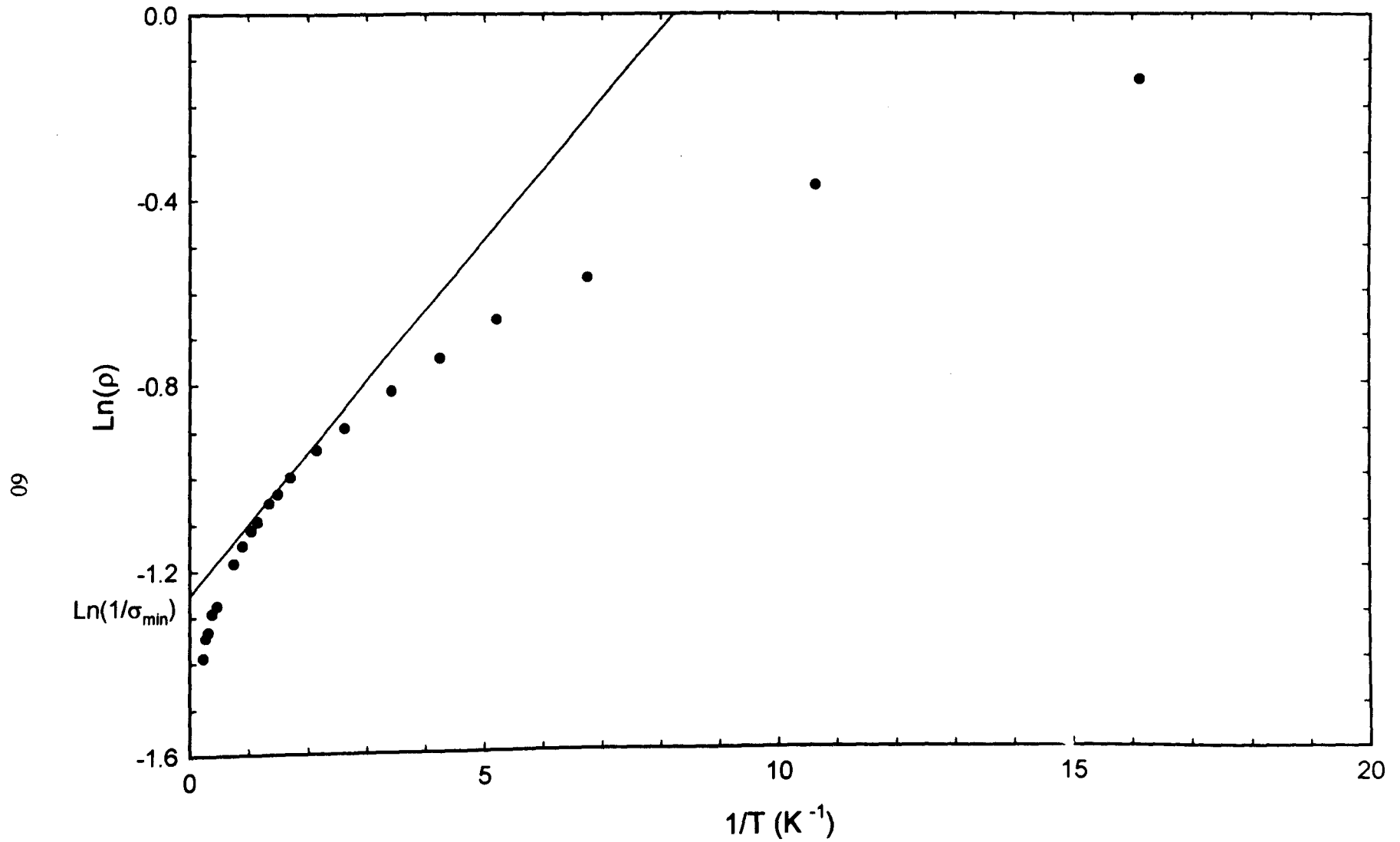


Figure II.8 : Variation de $\ln(\rho)$ en fonction de $1/T$ dans InP 1000.
Régime ϵ_2 .

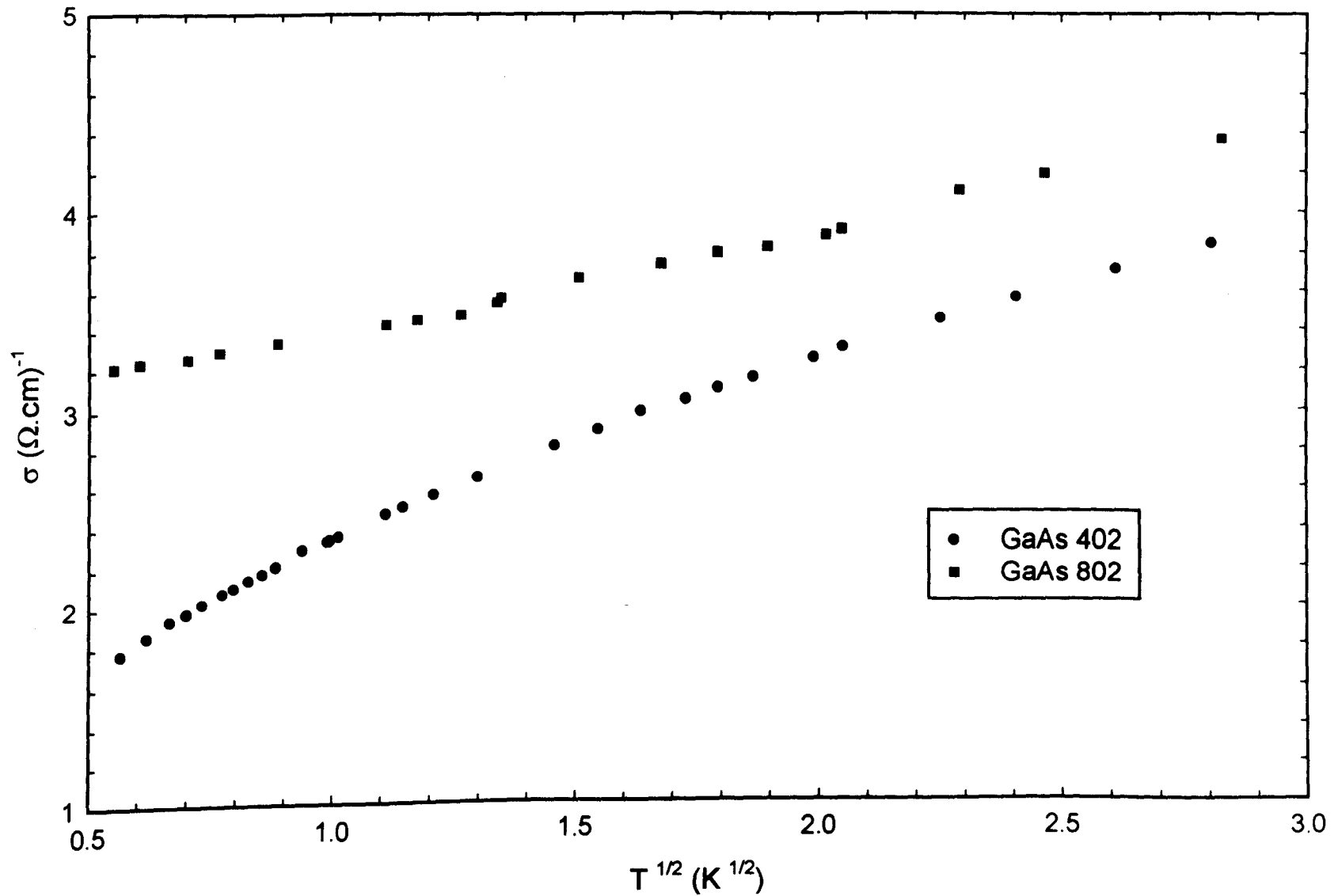


Figure II.9 : Variation de la conductivité à champ nul en fonction de $T^{1/2}$ pour nos échantillons de GaAs.

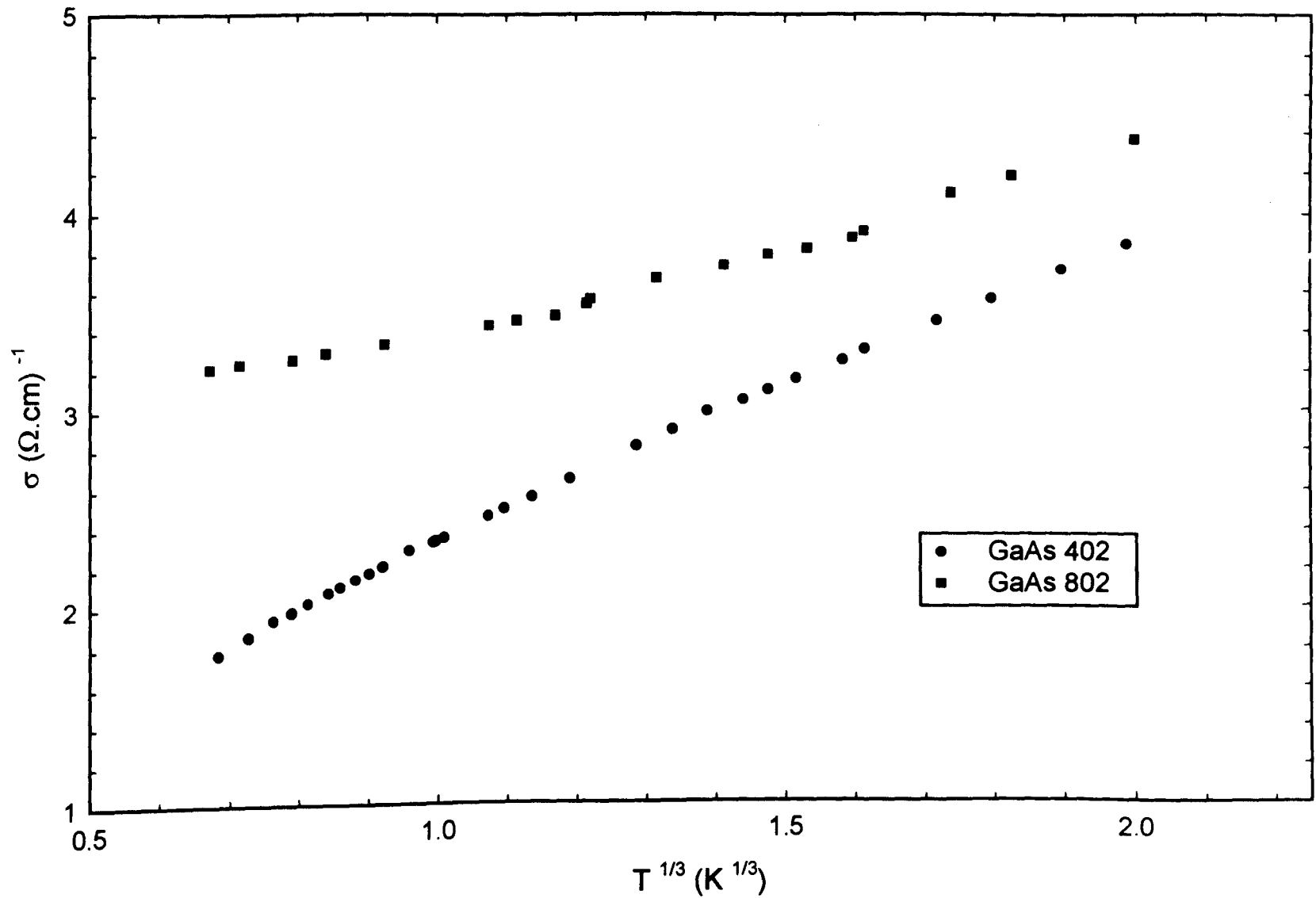


Figure II.10 : Variation de la conductivité à champ nul en fonction de $T^{1/3}$ pour nos échantillons de GaAs.

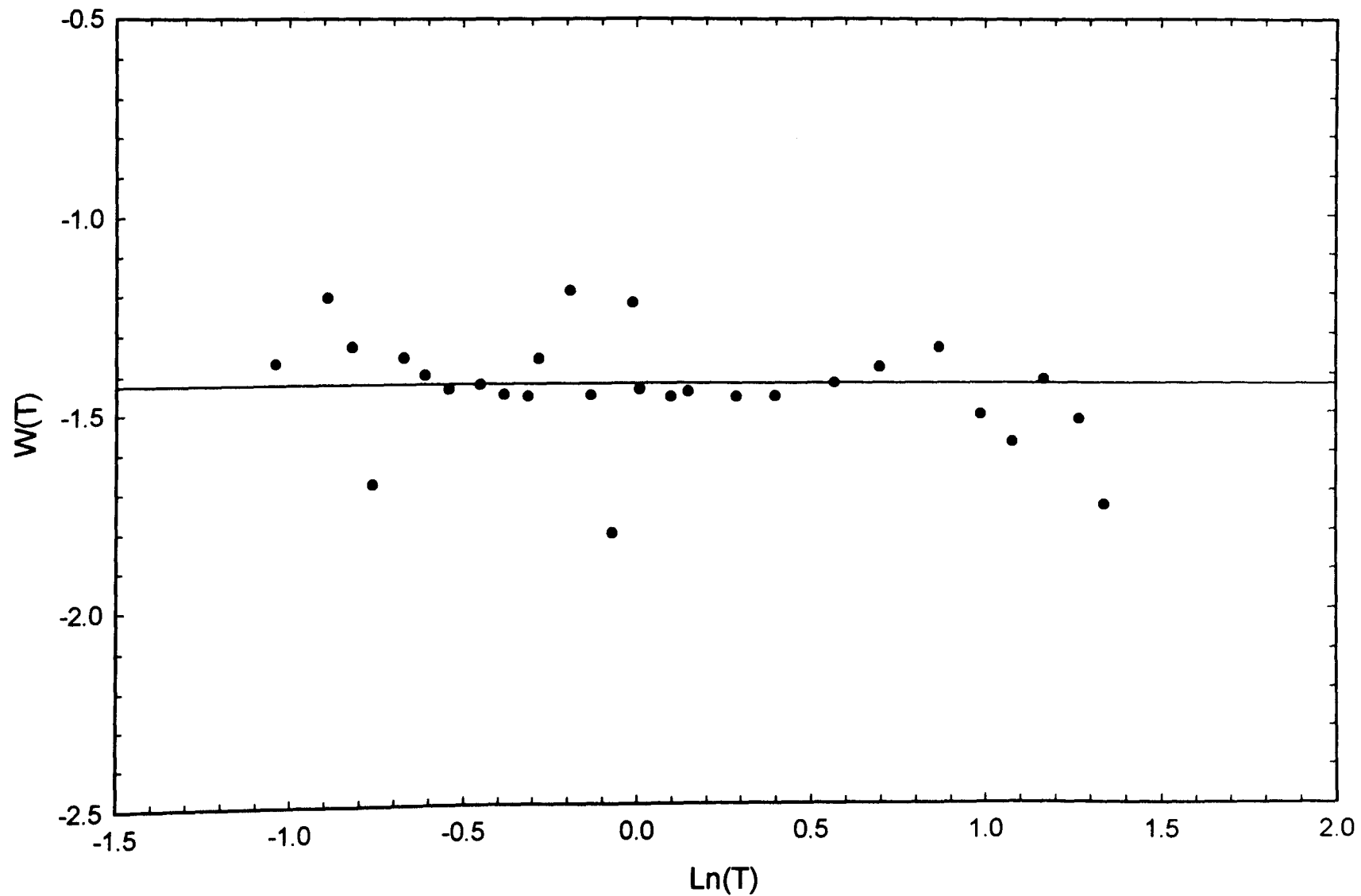


Figure II.11 : Variation de $W(T)$ en fonction de $\text{Ln}(T)$ à champ nul dans GaAs 402.
Méthode de Zabrodskii.

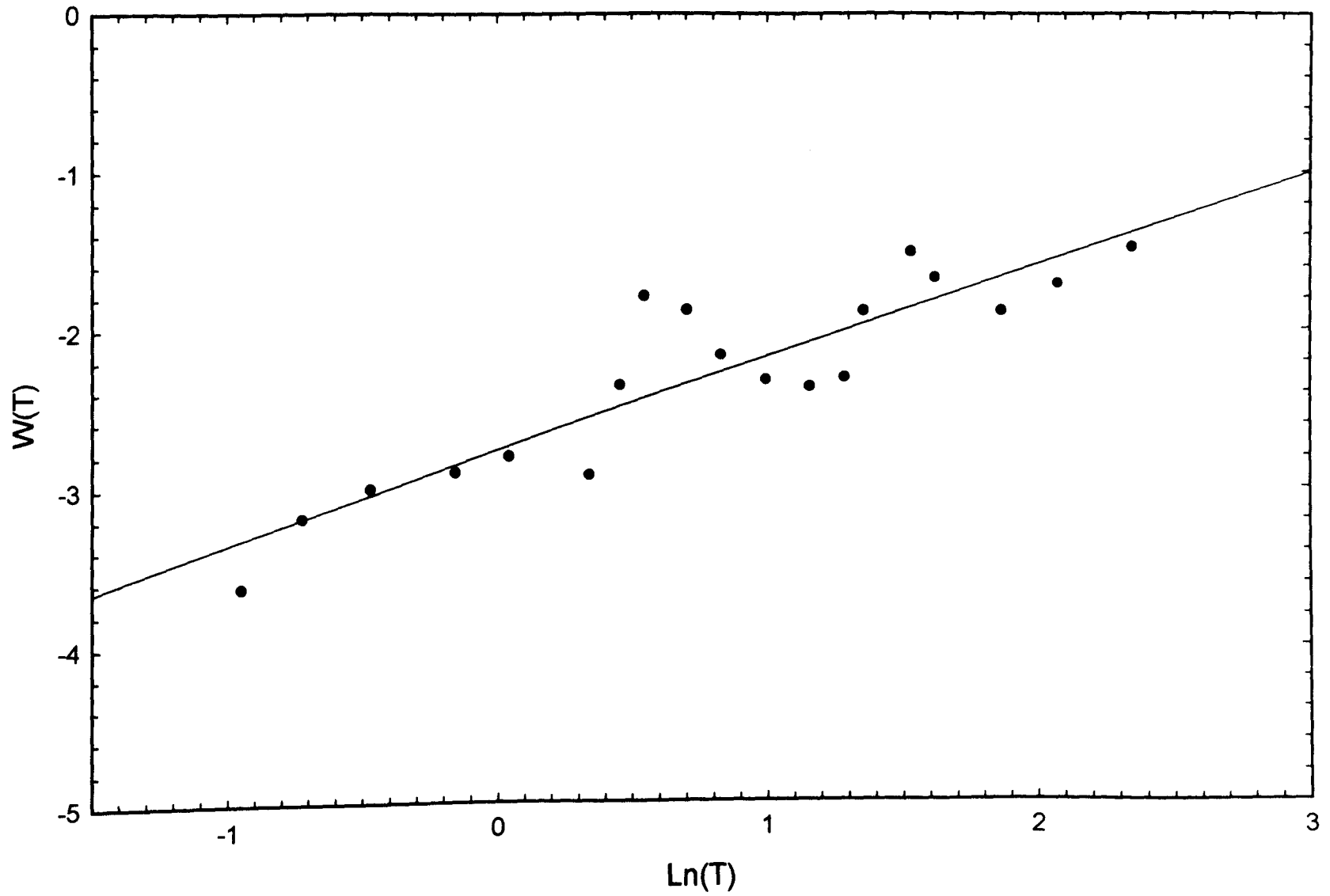


Figure II.12 : Variation de $W(T)$ en fonction de $\ln(T)$ à champ nul dans GaAs 802.
Méthode de Zabrodskii.

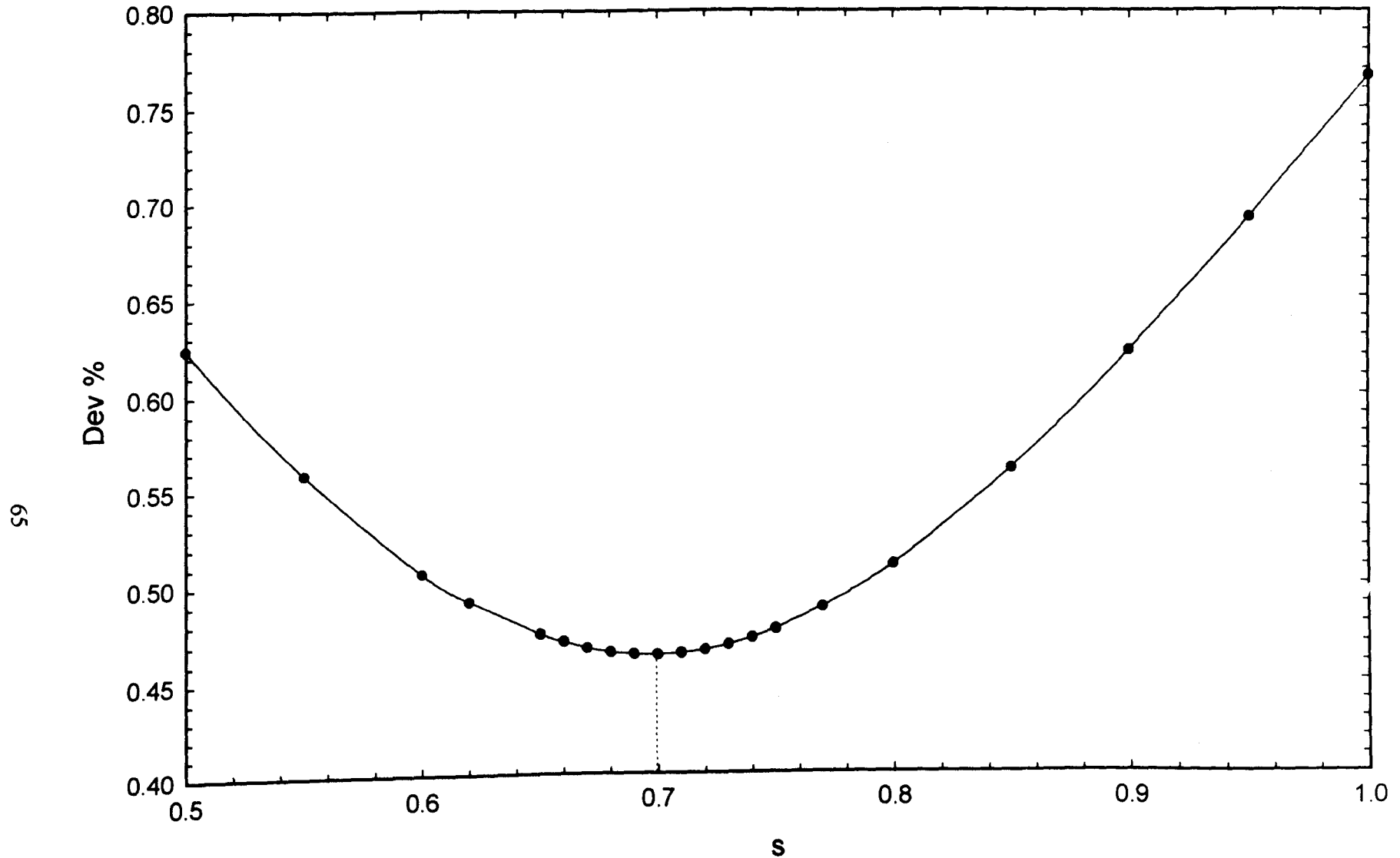


Figure II.13 : Variation du pourcentage de déviation en fonction de s à champ nul dans GaAs 802.

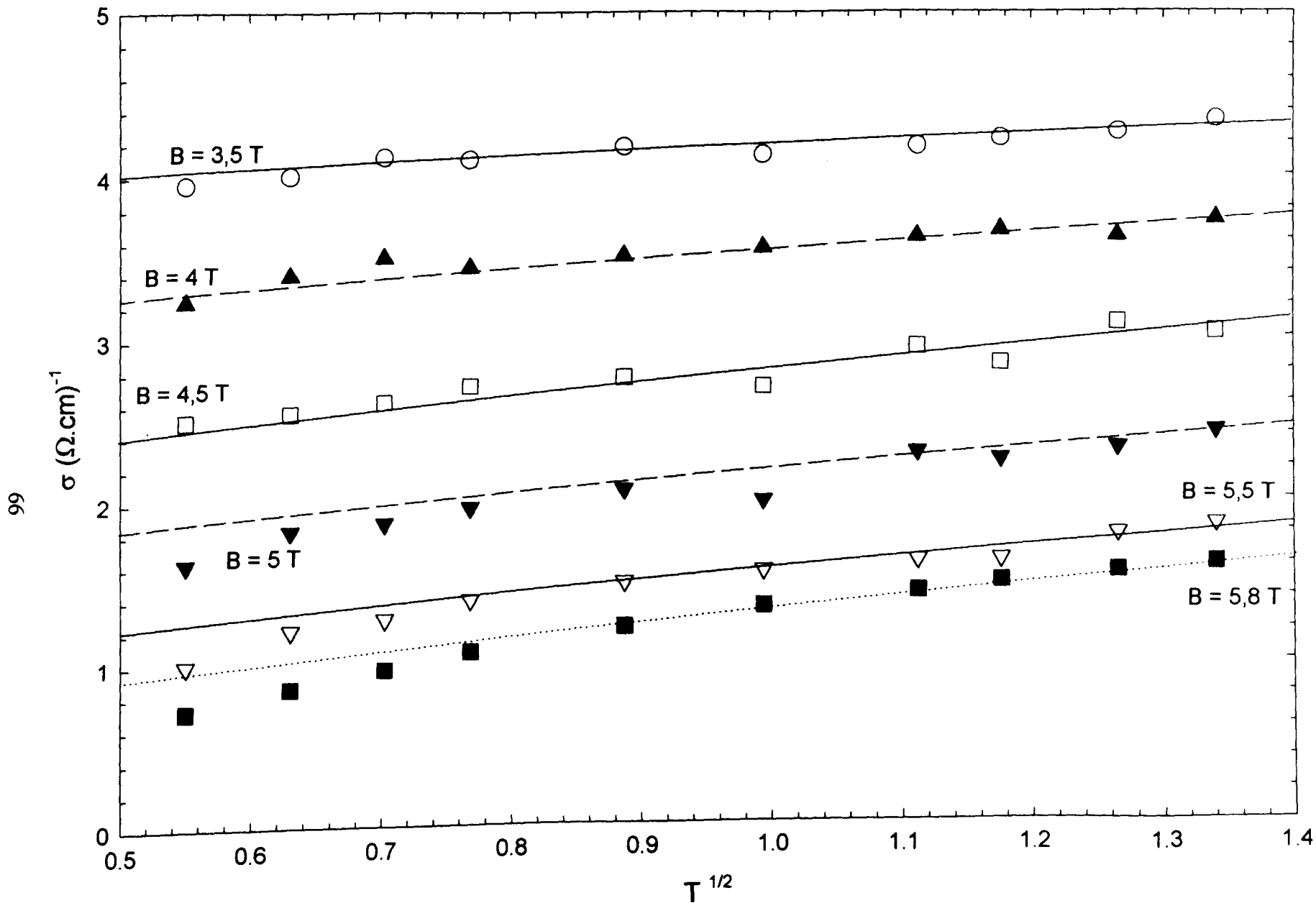


Figure II.14 : Variation de la conductivité en fonction de $T^{1/2}$ pour différents champs magnétiques dans GaAs 802.

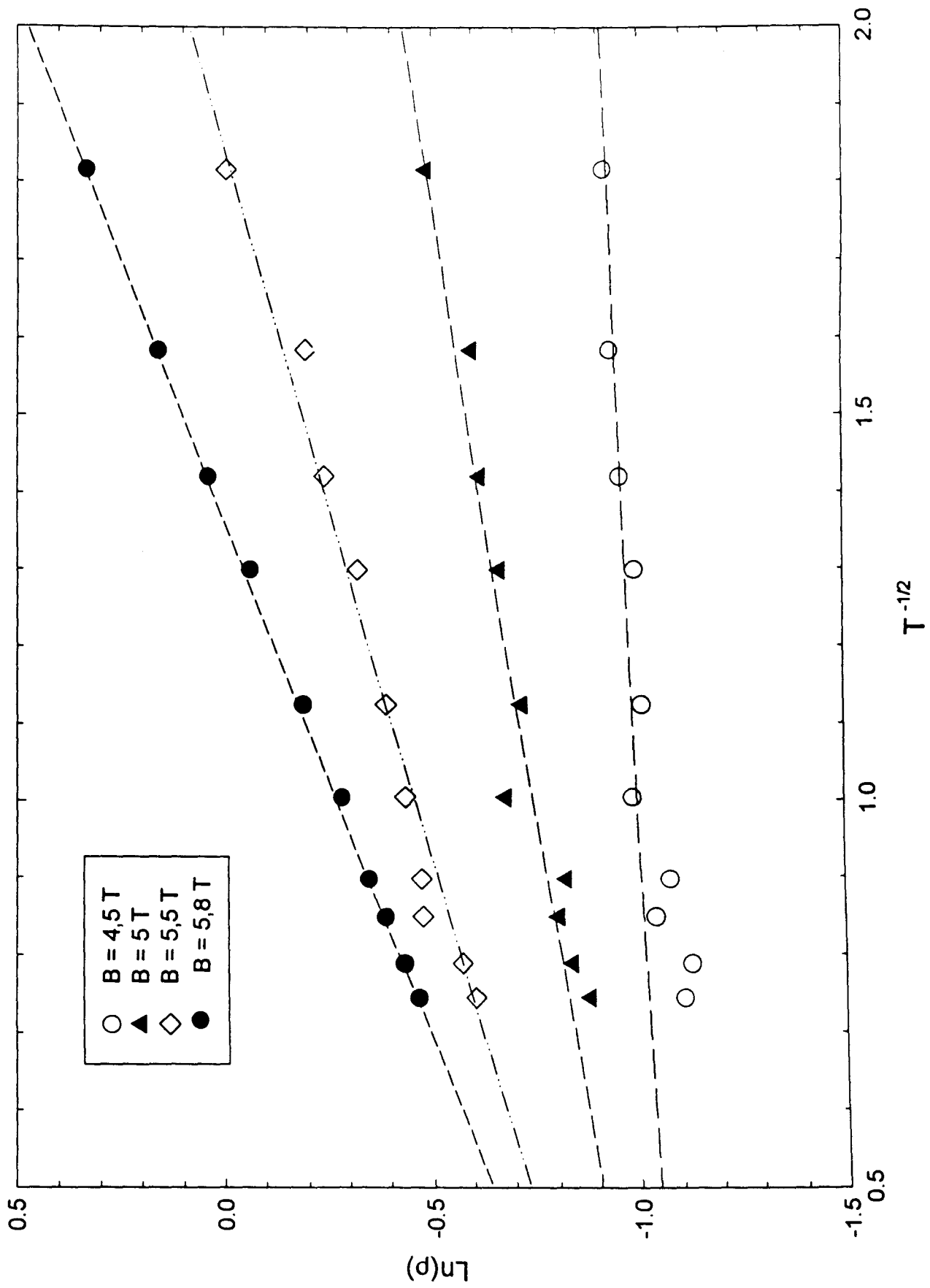


Figure II.15: Variation de $\ln(\rho)$ en fonction de $T^{-1/2}$ pour différents champs magnétiques dans GaAs 802.

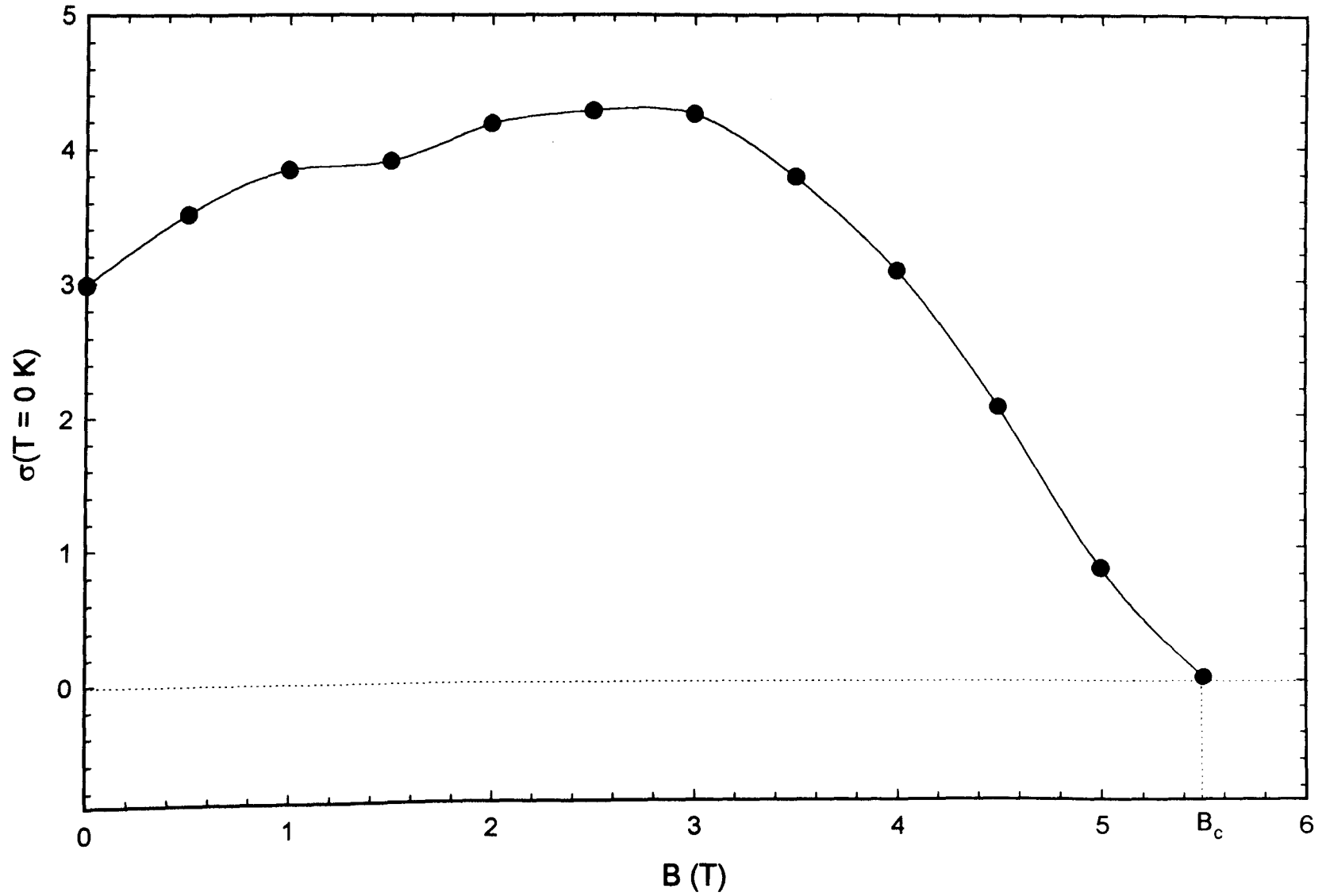


Figure II.16 : Evolution de $\sigma(T=0 \text{ K})$ dans la loi métallique en $T^{1/2}$ en fonction du champ magnétique pour le GaAs 802.

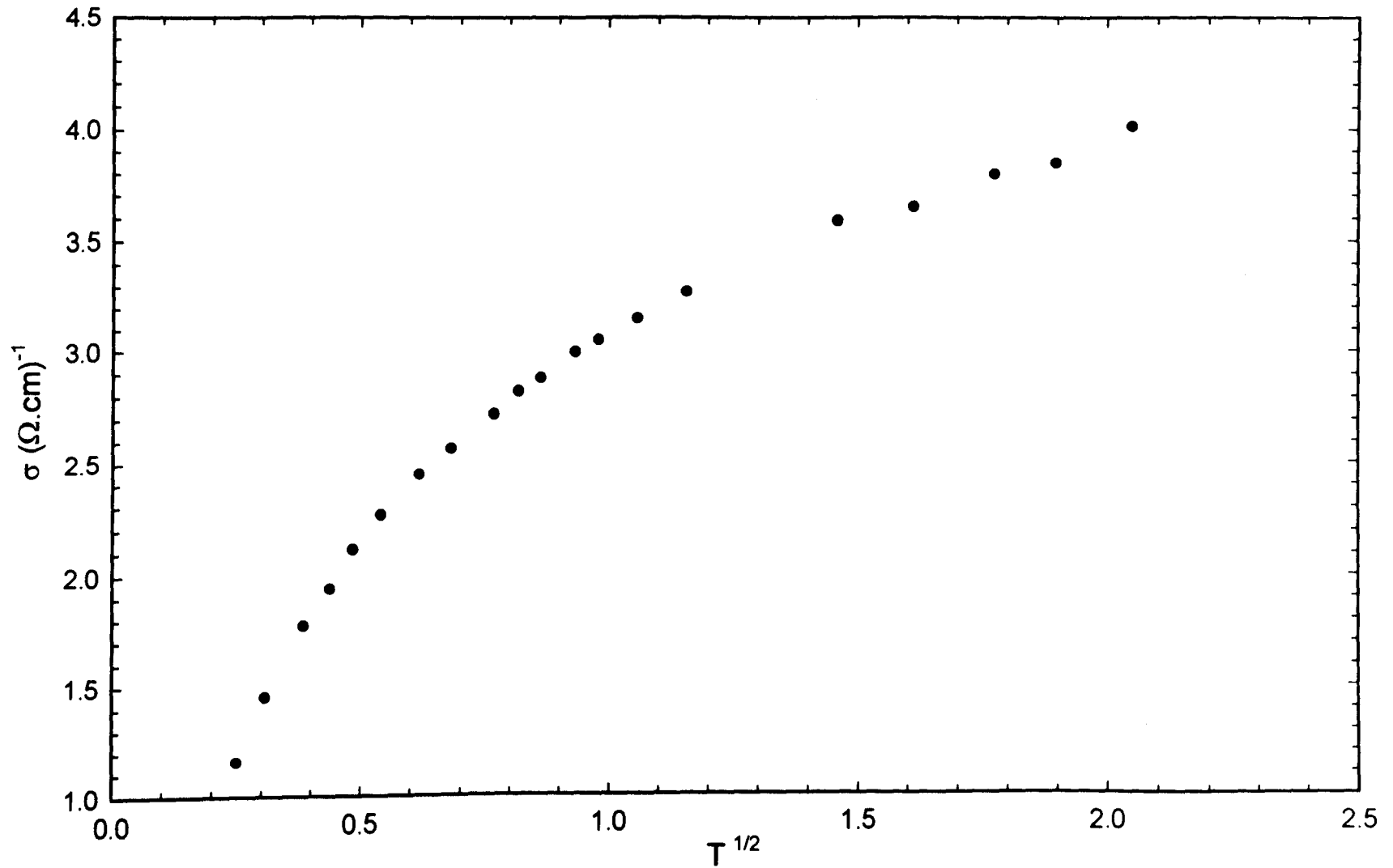


Figure II.17 : Variation de la conductivité en fonction de $T^{1/2}$ dans InP 1000 à champ magnétique nul.

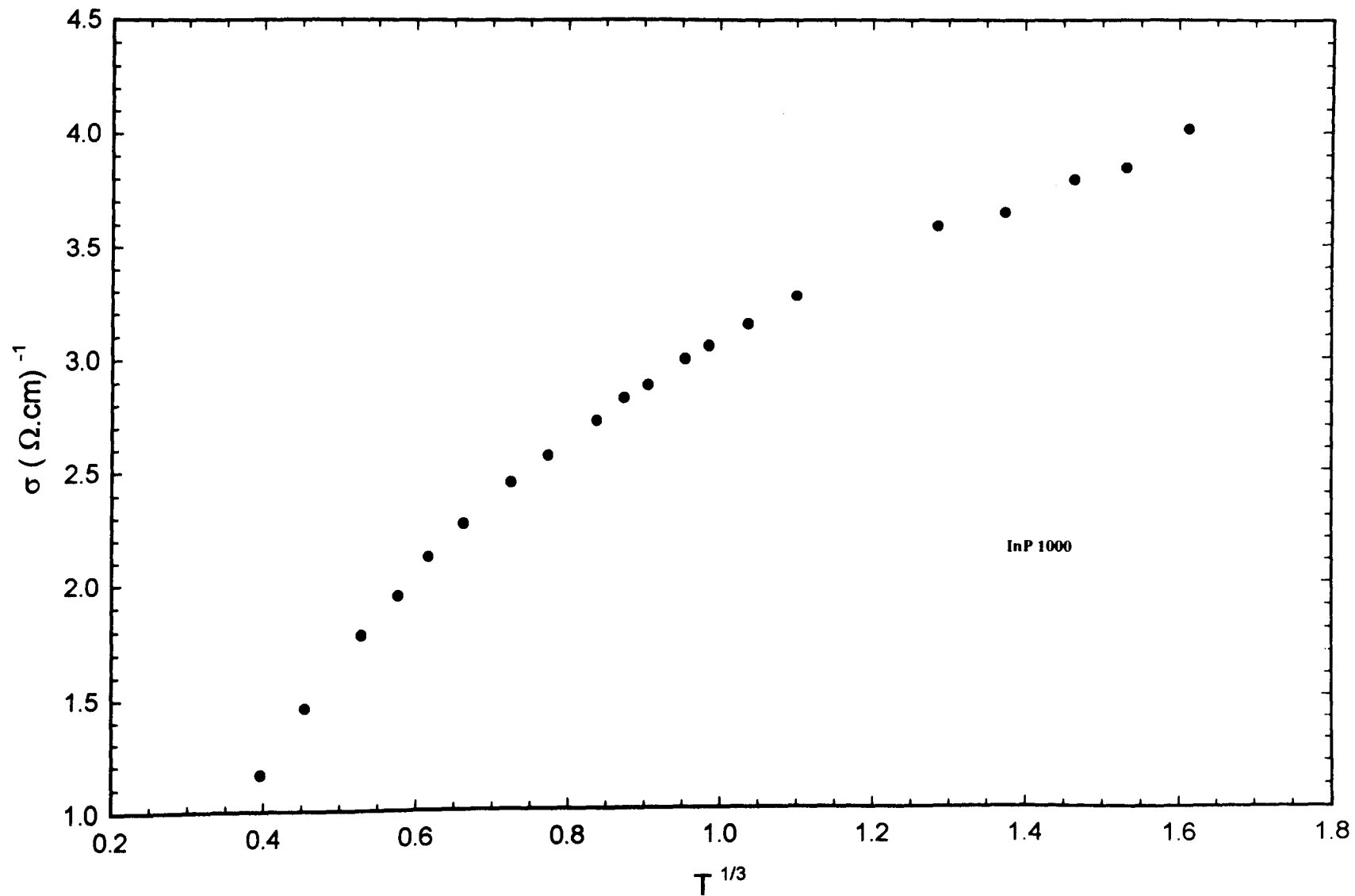


Figure II.18 : Variation de la conductivité en fonction de $T^{1/3}$ dans InP 1000 à champ magnétique nul.

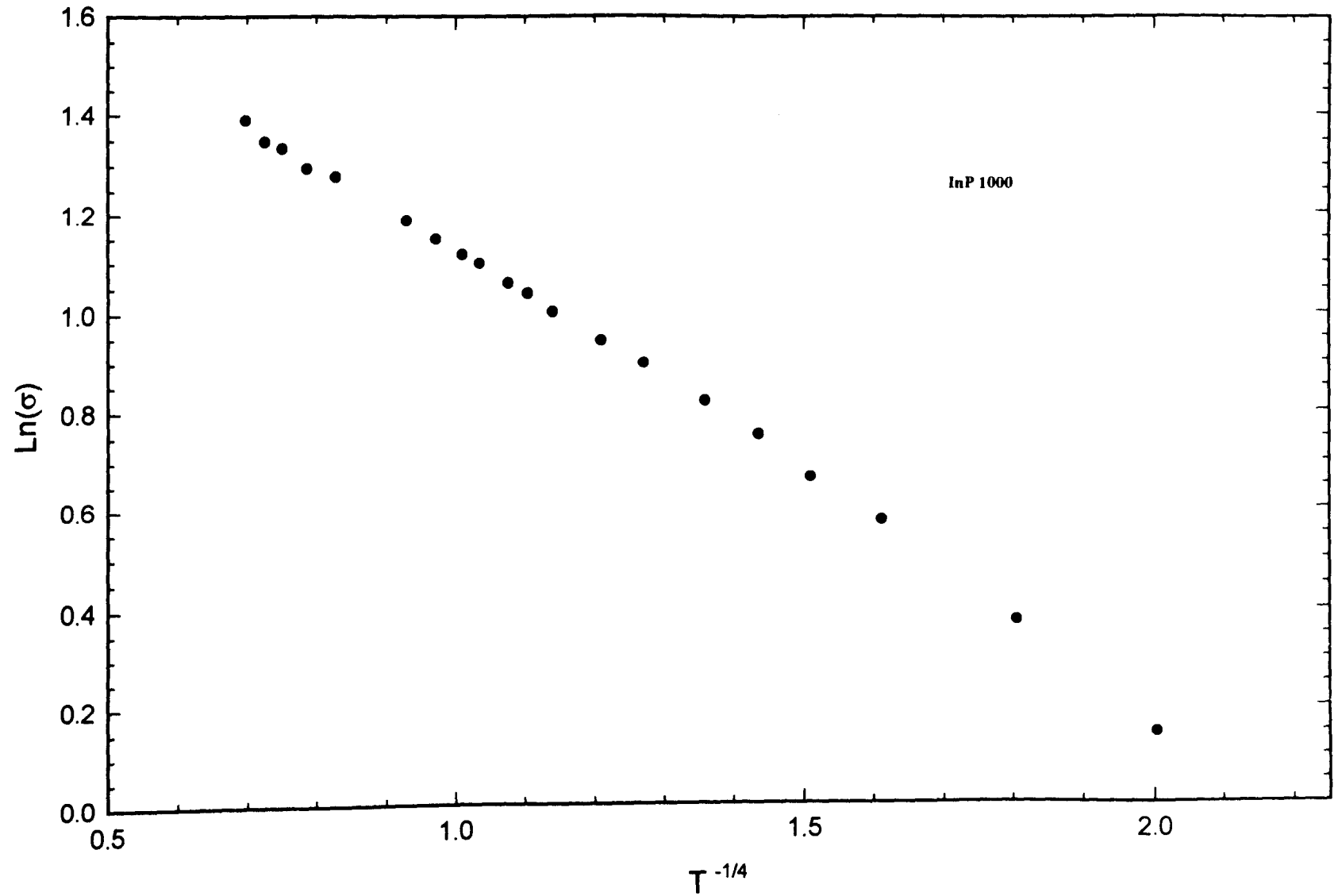


Figure II.19 : Variation de $\text{Ln}(\sigma)$ en fonction de $T^{-1/4}$ dans InP 1000 à champ magnétique nul.

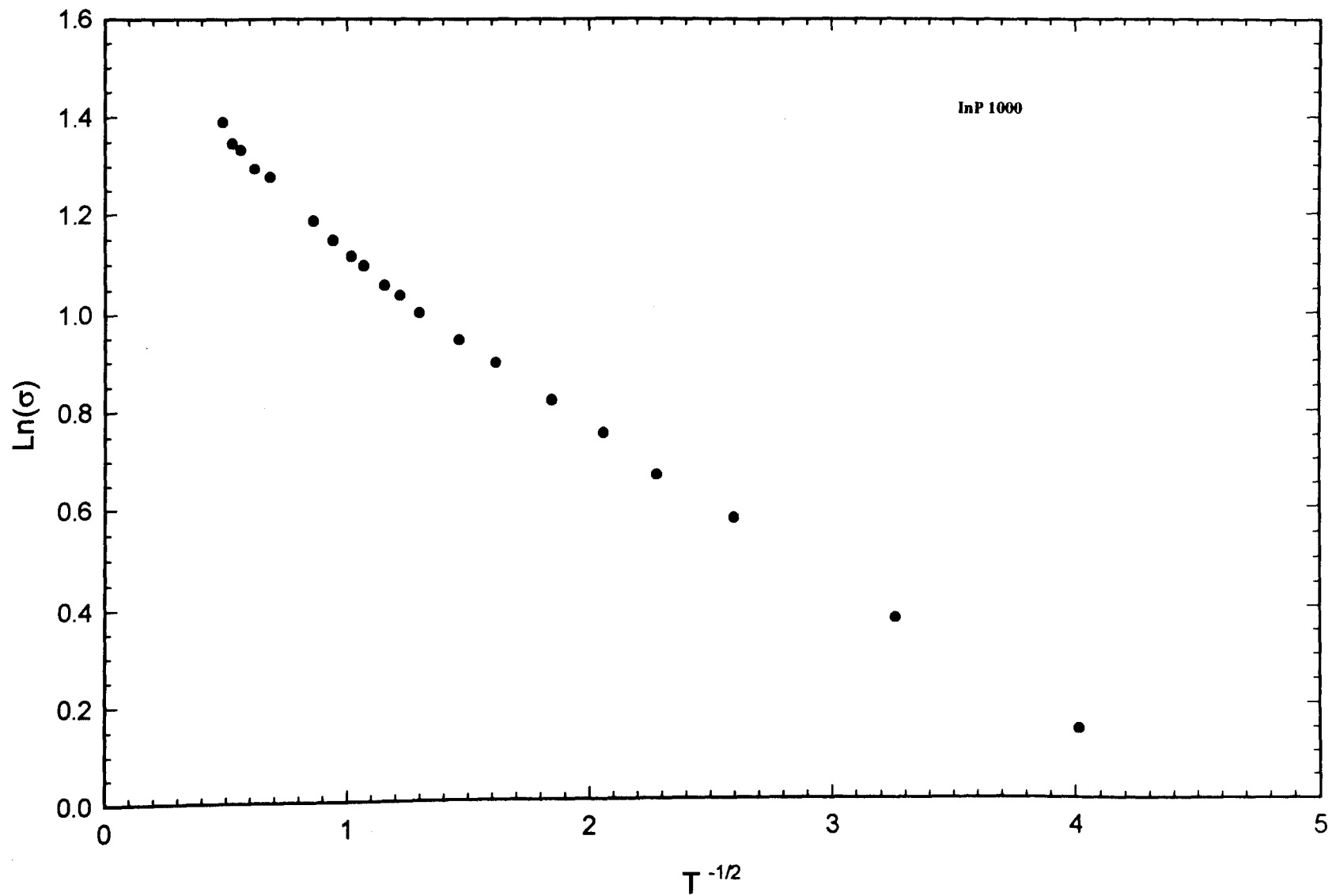


Figure II.20 : Variation de $\text{Ln}(\sigma)$ en fonction de $T^{-1/2}$ dans InP 1000 à champ magnétique nul.

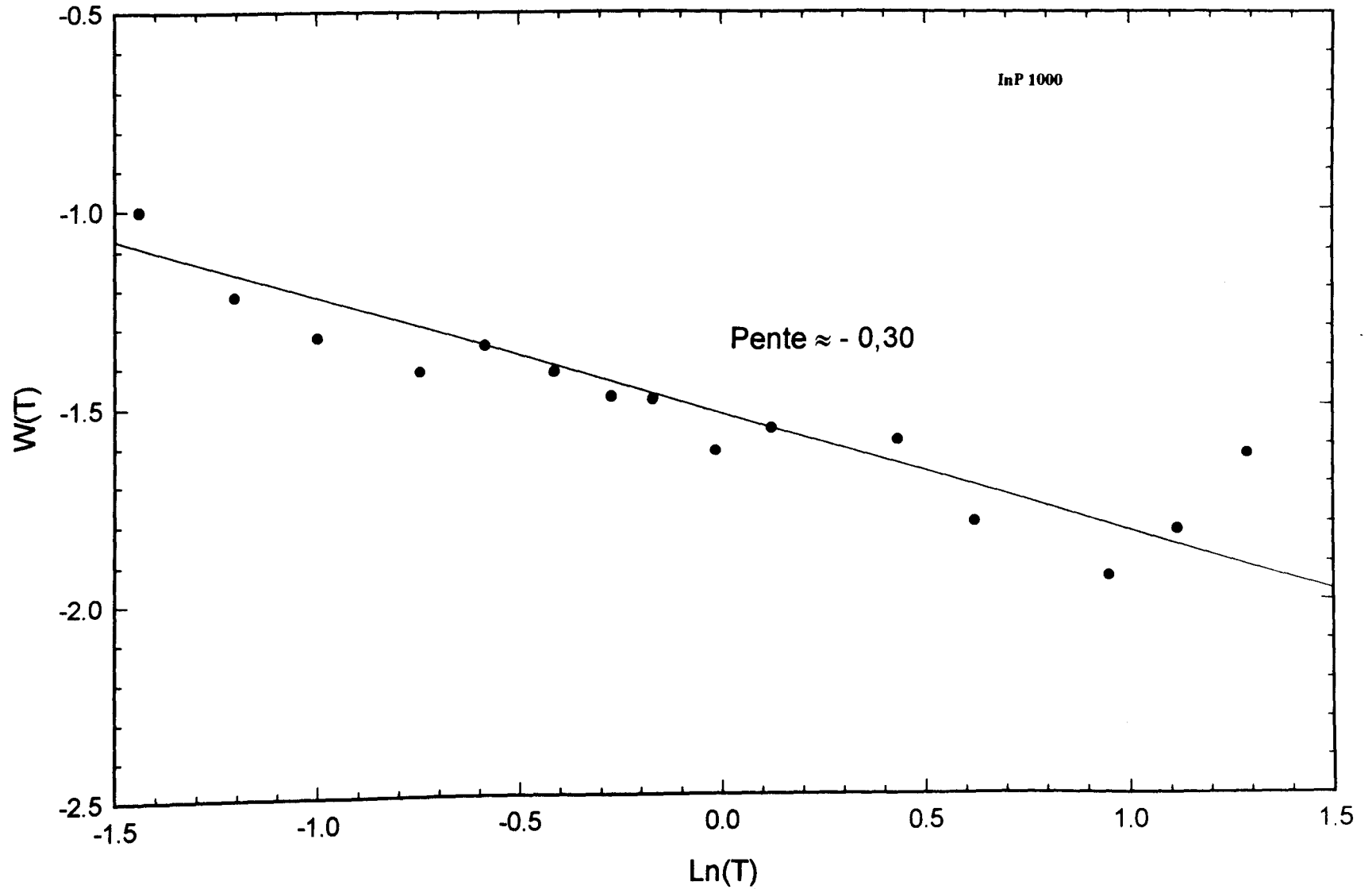


Figure II.21 : Variation de $W(T)$ en fonction de $\ln(T)$ dans InP 1000 à champ nul.
Méthode de Zabrodskii.

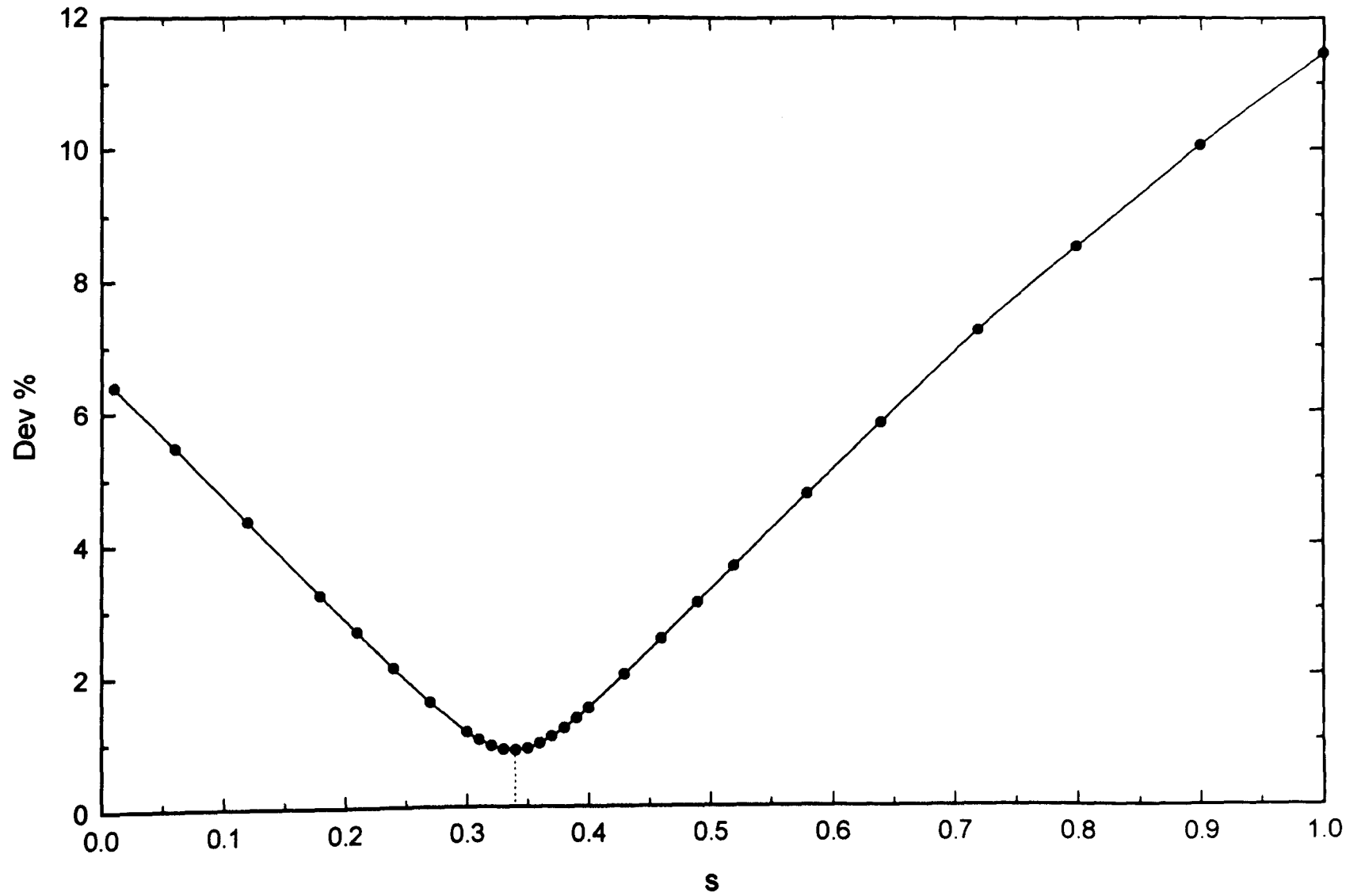


Figure II.22 : Variation du pourcentage de déviation en fonction de s à champ nul dans InP 1000.

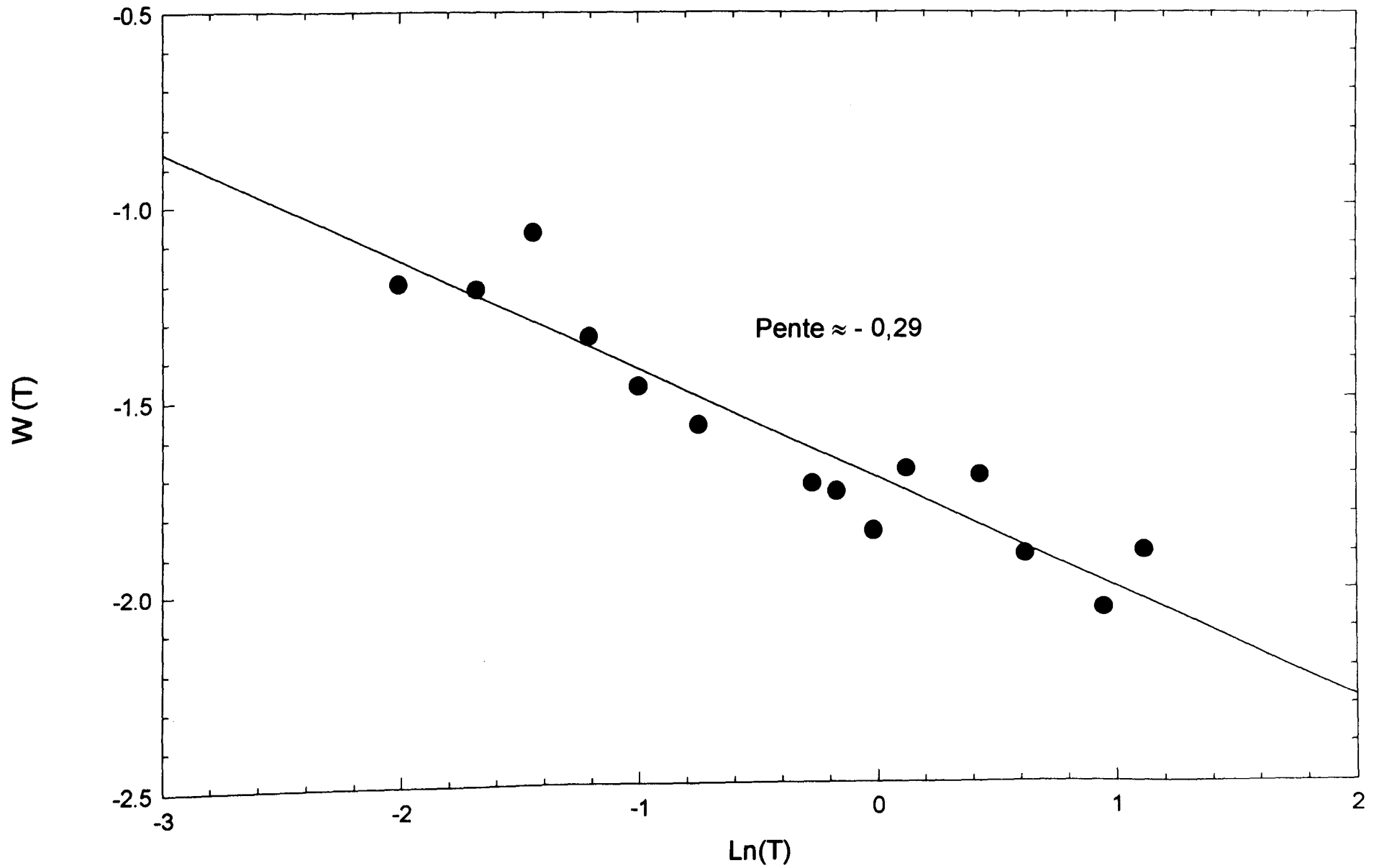


Figure II.23 : Variation de $W(T)$ en fonction de $\ln(T)$ dans InP 1000 à $B = 0,2$ T.
Méthode de Zabrodskii.

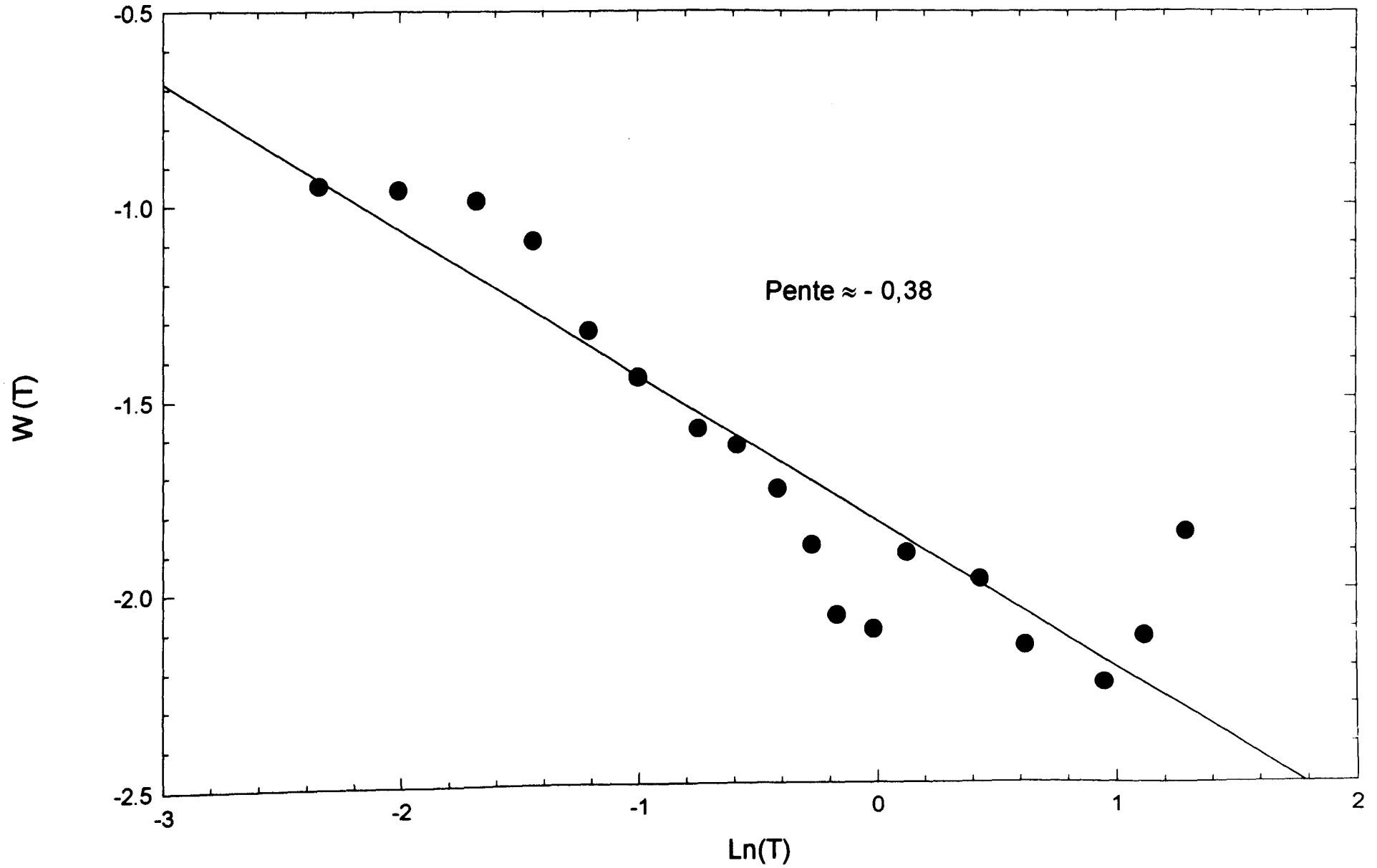


Figure II.24 : Variation de $W(T)$ en fonction de $\ln(T)$ dans InP 1000 à $B = 0,8$ T.
Méthode de Zabrodskii.

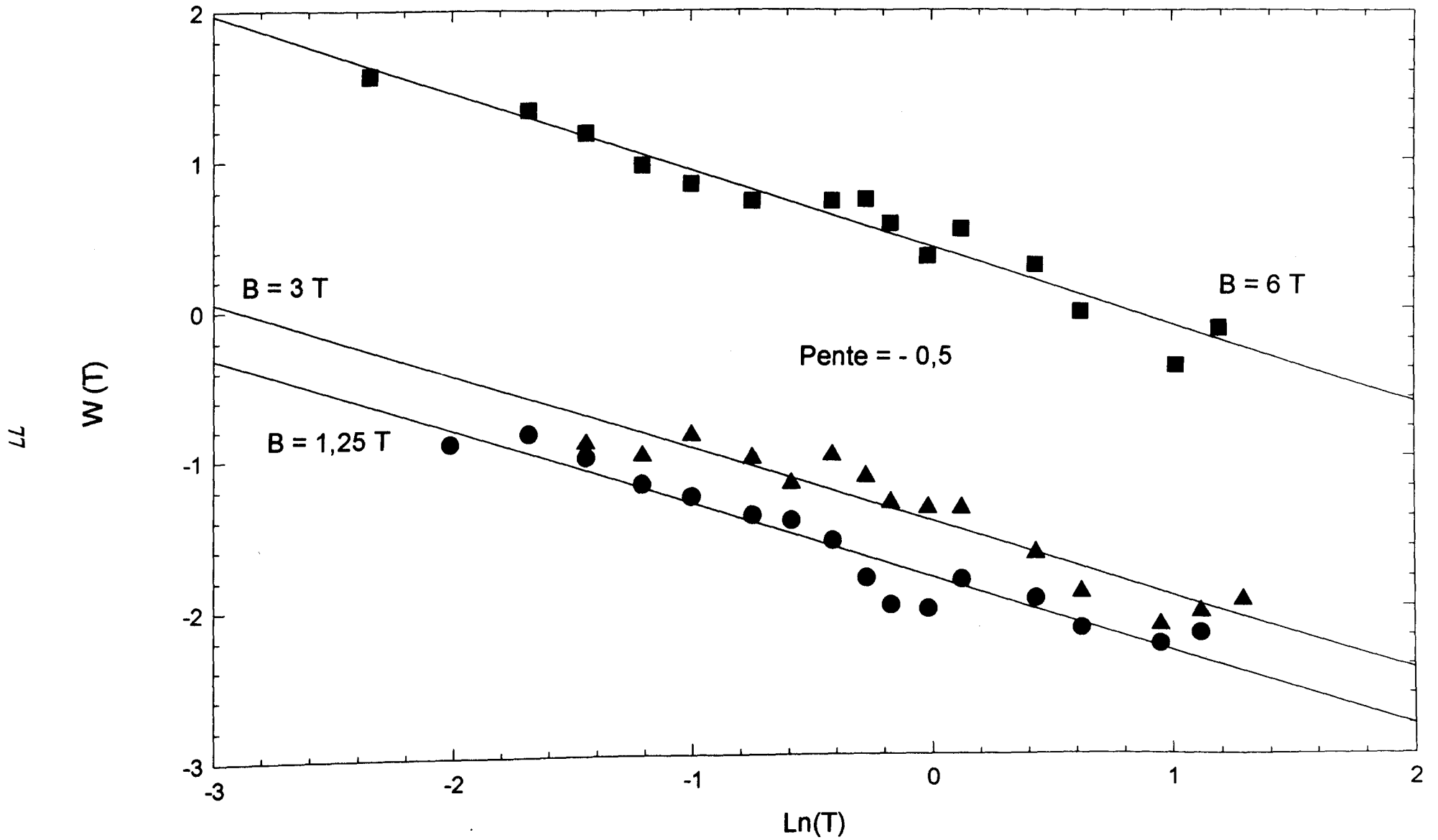


Figure II.25 : Variation de $W(T)$ en fonction de $\text{Ln}(T)$ dans InP 1000 pour $B = 1,25 \text{ T}$, $B = 3 \text{ T}$ et $B = 6 \text{ T}$. Méthode de Zabrodskii.

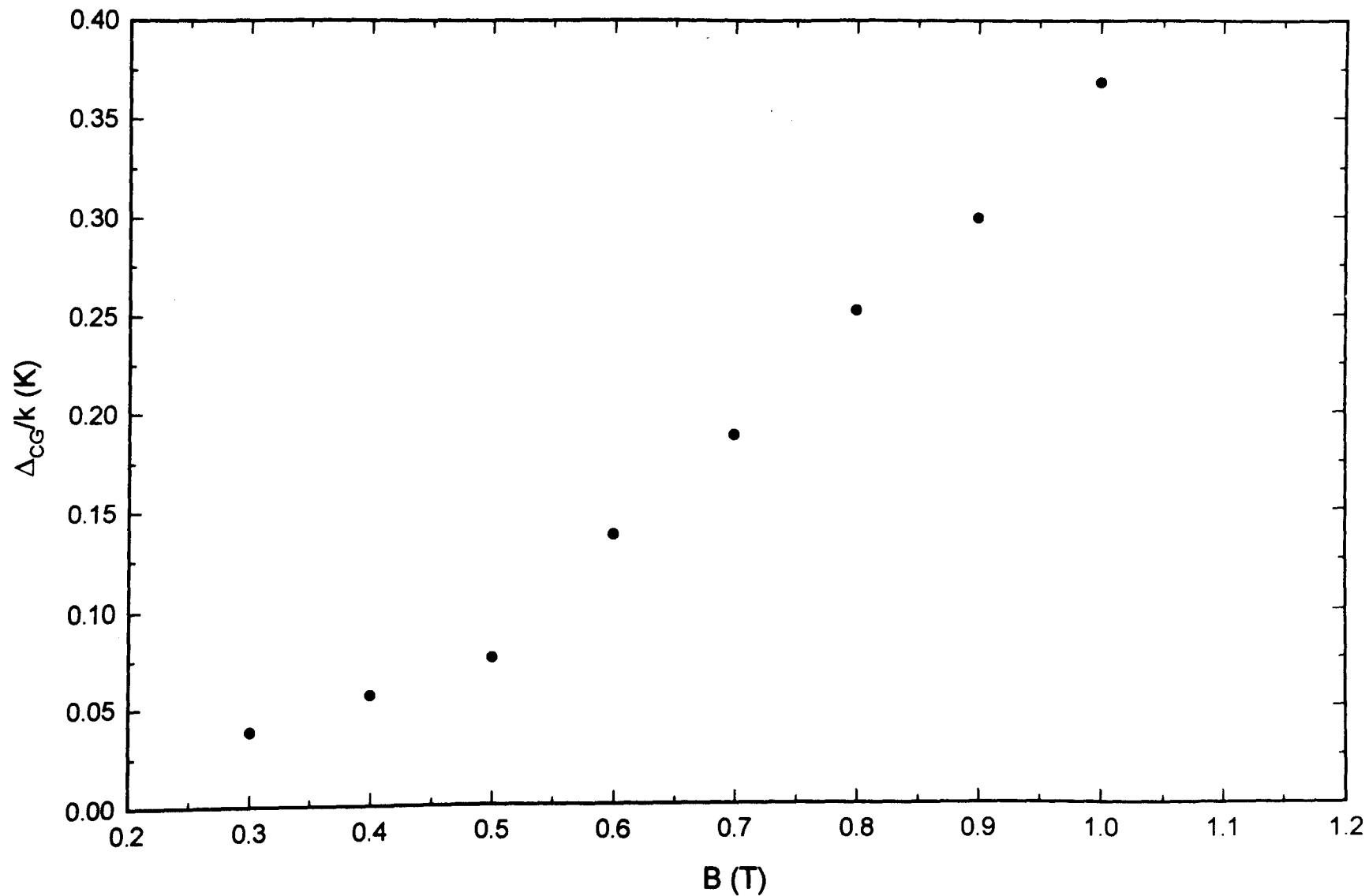


Figure II.26 : Variation du gap de Coulomb en fonction du champ magnétique d'après l'analyse de Aharony dans InP 1000.

Chapitre III

Etude de la magnéto-résistance
négative du côté métallique de la
transition.

III. Etude de la magnétorésistance du côté métallique :

A. localisation faible :

La magnétorésistance négative du côté métallique, à champ magnétique faible, s'explique généralement par un phénomène connu sous le nom de "localisation faible". Cette explication suppose un régime où les effets de localisation sont vus comme des petites perturbations dans la conduction classique de Boltzmann.

Bergman (1983) a décrit qualitativement la localisation comme un phénomène d'interférences quantiques entre des ondes diffusées par les sites d'impuretés dans le solide.

1. Description du modèle :

Bergman considère un électron de vecteur d'onde initial \vec{k} évoluant dans un métal faiblement désordonné à champ magnétique nul. Cet électron peut subir les deux séries opposées de diffusion suivantes (Schéma 10, p. 82) :

$$k \rightarrow k'_1 \rightarrow k'_2 \rightarrow k'_3 \rightarrow -k$$

et

$$k \rightarrow -k''_1 \rightarrow -k''_2 \rightarrow -k''_3 \rightarrow -k$$

Les probabilités pour qu'un électron diffuse suivant le chemin (') ou (") sont finies et de valeurs égales, si le système présente une symétrie par renversement du temps. De plus, dans la seconde série de diffusions, on retrouve les mêmes variations \vec{g}_i du vecteur d'onde, mais dans l'ordre inverse par rapport à la première. Par conséquent, nous pouvons résumer :

- la probabilité qu'a la fonction d'onde de se trouver dans l'état $-k$ est la même dans les deux cas.

- les déphasages dépendant du temps sont identiques.

En conclusion, les amplitudes finales A' et A'' sont égales et les fonctions d'onde sont en phase. L'intensité totale résultante est alors

$$I = |A' + A''|^2 = |A'|^2 + |A''|^2 + |A'^*A''|^2 + |A'A''^*|^2 = 4|A|^2 \quad (\text{III.1})$$

au lieu de $2|A|^2$ dans le cas de la diffusion classique, c'est à dire en l'absence de cohérence de phase. Cette différence provient exclusivement de la rétrodiffusion, qui résulte en une localisation de l'électron.

La même description dans l'espace réel (Schéma 11, p. 82) montre un électron arrivant sur l'atome 0. En ce point, la diffusion engendre 2 ondes partielles qui vont parcourir la même boucle mais en sens opposé. A l'arrivée en 0, les ondes interfèrent de manière constructive. Cette interférence constructive accroît la probabilité d'un retour de l'électron à son point de départ, correspondant bien ainsi à un phénomène de localisation.

Or, l'augmentation de la résistance induite par la cohérence de phase des ondes rétrodiffusées peut facilement être annulée par le champ magnétique et la température, ou bien encore, par un couplage spin-orbite.

En effet, l'application d'un champ magnétique, par exemple, provoque un déphasage entre les deux ondes diffusées, détruisant ainsi le phénomène de localisation de l'électron sur son site. La diminution de la résistivité, ou encore l'augmentation de la conductivité, par l'intermédiaire d'un champ magnétique donne lieu à une magnétorésistance négative.

Par ailleurs, l'observation de cette magnétorésistance négative ne dépend pas uniquement de la présence d'un champ magnétique, mais aussi de la position du matériau par rapport à la transition métal-isolant, ainsi que de la température à laquelle l'étude est effectuée. En effet, nous rappelons qu'une condition indispensable à la présence de la localisation faible est que toutes les collisions sur le chemin de diffusion aient un caractère élastique, de manière à ce que les deux ondes complémentaires conservent leur cohérence de phase. Dans le cas contraire, où le temps de diffusion élastique τ_0 est beaucoup plus grand que le temps de diffusion inélastique τ_i , l'énergie inélastique intervient de manière aléatoire dans l'expression de la phase. Par conséquent plus τ_i est grand et plus les chances d'observer une magnétorésistance négative deviennent importantes. Or, comme nous le verrons plus loin, selon *Isawa (1984)*, le temps de diffusion inélastique τ_i est proportionnel à T^{-1} . Cette relation montre clairement que le temps de diffusion inélastique τ_i augmente avec l'abaissement de la température. La probabilité d'observer une magnétorésistance négative s'accroît donc dans le domaine des basses températures.

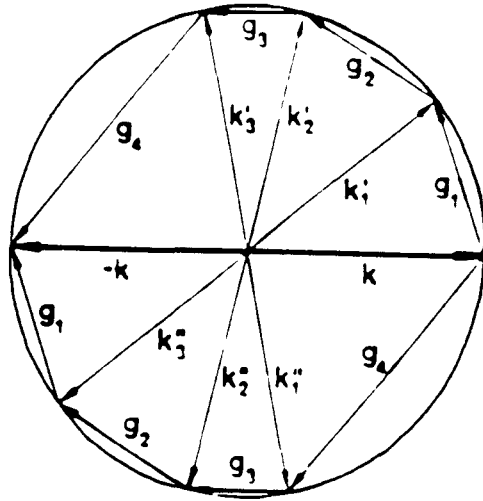


Schéma 10 : Exemple de processus de rétrodiffusion de l'état k à l'état $-k$.

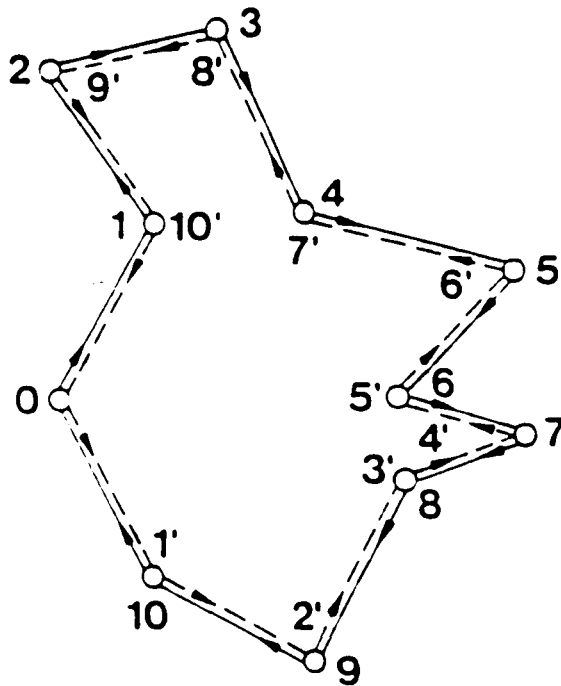


Schéma 11 : Exemple de parcours fermé (boucle) décrit par un électron subissant une série de diffusions élastiques.

2. Détermination des paramètres élastiques :

La conductivité à température nulle, pour un matériau très proche de la transition métal-isolant, s'écrit sous la forme rencontrée au chapitre I

$$\sigma(0) = \sigma_B g^2 \left[1 - \frac{C}{g^2 (k_F l_0)^2} \right] \quad (\text{III.2})$$

avec la conductivité de Boltzmann σ_B et le paramètre $g = N(E_F)/N_0(E_F)$ mesurant la diminution de la densité d'états par le désordre. Ce dernier sera pris égal à 1/3 à la transition métal-isolant suivant l'évaluation effectuée par *Mott (1972)*.

Quant au facteur C , il peut être compris entre 1 et 3. Toutefois, l'unique valeur qui satisfait le critère de Ioffe-Regel à la transition ($k_F l_0 = \pi$) est $C = 1$.

Aussi en remplaçant σ_B la conductivité de Boltzmann par $\frac{n e^2}{\hbar k_F}$, l'expression (III.2) devient

$$g^2 \frac{n e^2}{\hbar k_F} l_0^2 - \sigma(0) l_0 - C \frac{n e^2}{\hbar k_F} = 0 \quad (\text{III.3})$$

l_0 est la solution positive de cette équation du second degré, soit

$$l_0 = \frac{\sigma(0) + \sqrt{\sigma^2(0) + C \left(\frac{2 g n e^2}{\hbar k_F} \right)^2}}{2 g^2 \frac{n e^2}{\hbar k_F}} \quad (\text{III.4})$$

La détermination du libre parcours moyen l_0 nous permet de d'accéder à d'autres paramètres que nous utiliserons par la suite.

Par exemple, le vecteur d'onde de Fermi est donné par la relation $k_F = (3\pi^2 n)^{1/3}$ et sa connaissance permet de calculer le paramètre de localisation $k_F l_0$. Puis, d'autres quantités sont déterminées au moyen de k_F et l_0 telles que :

$$\text{- l'énergie de Fermi } E_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2 m^*} \quad (\text{III.5.a})$$

$$\text{- la vitesse de Fermi } v_F = \frac{\hbar k_F}{m^*} \quad (\text{III.5.b})$$

$$\text{- le temps de diffusion élastique } \tau_0 = \frac{l_0}{v_F} \quad (\text{III.5.c})$$

$$\text{- la longueur d'écrantage de Thomas-Fermi } k_{TF} = \left[\frac{12 \pi n m^* e^2}{4 \pi \kappa \epsilon_0 \hbar^2 k_F^2} \right]^{1/2} \quad (\text{III.5.d})$$

$$\text{- la constante de diffusion non corrigée } D_0 = \frac{v_F^2 \tau_0}{3} \quad (\text{III.5.e})$$

Nous regroupons tous les paramètres obtenus à l'aide des expressions ci-dessus pour les deux échantillons de GaAs métalliques, dans le tableau suivant

Paramètres	GaAs 402	GaAs 802	Unité
Conductivité à T = 0 K, $\sigma(0)$	55,4	302	$(\Omega.m)^{-1}$
Libre parcours moyen, l_0	$3,51 \cdot 10^{-8}$	$5,762 \cdot 10^{-8}$	m
Vecteur d'onde de Fermi, k_F	$9,505 \cdot 10^7$	$9,200 \cdot 10^7$	m^{-1}
Energie de Fermi, E_F	$8,36 \cdot 10^{-22}$	$7,90 \cdot 10^{-22}$	J
Vitesse de Fermi, v_F	$1,67 \cdot 10^5$	$1,63 \cdot 10^5$	$m.s^{-1}$
Paramètre de localisation, $k_F l_0$	3,34	5,30	–
Distance intersite, a	$2,02 \cdot 10^{-8}$	$2,08 \cdot 10^{-8}$	m
Temps de diffusion élastique, τ_0	$2,100 \cdot 10^{-13}$	$3,535 \cdot 10^{-13}$	s
Vecteur d'écrantage, k_{TF}	$1,08 \cdot 10^8$	$1,06 \cdot 10^8$	m^{-1}
Constante de diffusion, D_0	$1,952 \cdot 10^{-3}$	$3,130 \cdot 10^{-3}$	$m^2.s^{-1}$

Tableau 8

A la transition métal-isolant, la valeur du paramètre de localisation $k_F l_0$ utilisée dans l'expression (III.2) doit être égale à 3 selon la théorie d'échelle de AALR (*Abrahams, Anderson, Licciardello et Ramakrishnan, 1979*), puisque la conductivité $\sigma(0)$ s'annule. Il est aisé de remarquer que le GaAs 402, de ce fait, se situe très près de la transition alors que le GaAs 802 en est plus éloigné. Toutefois, le libre parcours moyen l_0 de nos deux échantillons reste supérieur à la distance entre impuretés et ceci conformément au critère de Ioffe-Regel.

3. Modèle de Kawabata :

Nous portons désormais notre attention sur l'analyse de la magnétorésistance négative du côté métallique. Nous comparerons les données expérimentales avec les modèles théoriques basés sur la localisation faible. Le premier de ces modèles fut proposé par *Kawabata (1980)* qui fit l'étude d'un gaz d'électrons tridimensionnel, ne comportant pas d'interactions électron-électron.

a) Présentation :

Kawabata (1980) considère que le gaz d'électrons est en interaction avec des centres diffuseurs répartis de manière aléatoire et dont le potentiel est à courte portée. En faisant l'hypothèse que le système ne présente pas de spin localisé ni d'interaction spin-orbite, il calcule une correction à la conductivité de Boltzmann qui est fonction du champ magnétique (quelle que soit la direction de celui-ci) et de la température. L'expression de cette correction est la suivante :

$$\sigma_1(H, T) = -\frac{e^2 D}{\pi^3 \lambda^2 \hbar} \int_{-q_0}^{q_0} \sum_{N=0}^{N_0} \frac{dq_z}{\frac{4D}{\lambda^2}(N + 1/2) + Dq_z^2 + \tau_e^{-1}} \quad (\text{III.6})$$

où $\lambda = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}}$ est la longueur magnétique, τ_e le temps de diffusion inélastique, q_0 est une limite égale à $1/l_0$ et N_0 vaut $(\lambda/l_0)^2$.

En réalité, l'expression (III.6) n'est valable que sous les trois conditions suivantes

$$\frac{\hbar}{m^* v_F \tau_0} \ll 1 \quad \omega_c \tau_0 \ll 1 \quad \frac{l_0}{\lambda} \ll 1 \quad (\text{III.7})$$

ω_c étant la fréquence cyclotron.

L'auteur calcule l'intégrale sur les valeurs de q_z et obtient

$$\sigma_1(H, T) = -\frac{e^2}{\pi^3 \lambda \hbar} \sum_{N=0}^{N_0} \frac{1}{\sqrt{N + 1/2 + \delta}} \tan^{-1} \left(\frac{q_0 \lambda}{2\sqrt{N + 1/2 + \delta}} \right) \quad (\text{III.8})$$

avec le paramètre $\delta = \frac{\hbar}{4 D e B \tau_e}$.

En faisant l'hypothèse que $q_0\lambda$ et N_0 sont très grands devant l'unité, la magnétoconductivité $\Delta\sigma(B,T) = \sigma_1(H,T) - \sigma_1(0,T)$ s'écrit :

$$\Delta\sigma(B,T) = \frac{e^2}{2 \pi \lambda \hbar} f_3(\delta) \quad (\text{III.9})$$

le facteur $\frac{e^2}{2 \pi \lambda \hbar}$ étant égal à $4,8 \sqrt{B}$ en $(\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$.

La fonction $f_3(\delta)$ est de la forme suivante

$$f_3(\delta) = \sum_{N=0}^{\infty} \left[2 (\sqrt{N+1+\delta} - \sqrt{N+\delta}) - \frac{1}{\sqrt{N+1/2+\delta}} \right] \quad (\text{III.10})$$

Dans le domaine des très faibles champs magnétiques (c'est à dire $\delta \gg 1$), nous pouvons utiliser l'expression asymptotique de la fonction $f_3(\delta)$ dans l'équation (III.9), qui donne

$$\Delta\sigma(B,T) = \frac{e^4 (D \tau_e)^{3/2}}{12 \pi^2 \hbar^3} B^2 \quad (\text{III.11})$$

De cette dernière expression, il est facile de déduire que la partie linéaire de la courbe représentant la magnétoconductivité en fonction du carré du champ magnétique nous donnera accès très facilement au temps de diffusion inélastique τ_e .

D'autre part, dans le cas d'un champ magnétique intense ou de très basses températures ($\delta \ll 1$), la fonction (III.10) tend asymptotiquement vers la valeur $f_3(\delta) = f_3(0) = 0,605$.

Par conséquent, la magnétoconductivité s'écrit

$$\Delta\sigma = 2,72 \sqrt{B} \quad (\text{III.12})$$

Les valeurs de τ_e obtenues seront comparées aux valeurs issues du modèle proposé par *Isawa (1984)*. Ce dernier montre au moyen d'une méthode diagrammatique que le temps de diffusion inélastique dû à l'écrantage de l'interaction coulombienne varie de manière inversement proportionnelle avec la température. La relation donnée par *Isawa* est la suivante :

$$(\tau_e)^{-1} = 1,7 \cdot 10^{11} \left(\frac{\hbar}{E_F \tau_0} \right)^2 T + 3,189 \frac{\sqrt{\hbar \tau_0}}{(E_F \tau_0)^2} (kT)^{3/2} \quad (\text{III.13})$$

De plus, toujours selon Isawa, il existe une température limite

$$T_0 = 0,166 \frac{\hbar}{k \tau_0} \quad (\text{III.14})$$

en dessous de laquelle, seul le premier terme de l'équation (III.13) est important. Le temps de diffusion inélastique τ_e varie alors en T^{-1} .

b) Résultats expérimentaux :

Dans un premier temps, nous allons analyser la magnétoconductivité expérimentale, représentées sur les figures III.1 et III.2 (p. 104 et 105), à l'aide de l'équation (III.11) dans le domaine des champs faibles.

Dans tout ce qui suivra, la constante de diffusion D du GaAs 402 s'exprime par la relation (I.70, p. 31) dans le régime en $T^{1/3}$. Cependant, nous conserverons pour le GaAs 802 la valeur constante D_0 (Tableau 8, p. 84), puisque la conductivité de cet échantillon suit une loi en $T^{1/2}$.

Les limites du modèle de Kawabata restreignent l'étude de la magnétoconductivité aux champs magnétiques inférieurs à 0,5 T et 0,2 T pour GaAs 402 et GaAs 802 respectivement.

La variation linéaire de $\Delta\sigma$ en fonction de B^2 à champ magnétique faible est reportée sur les figures III.3 et III.4 (p. 106 et 107) pour les deux échantillons de GaAs. Nous pouvons remarquer que la plus basse température représentée est d'environ 1,8 K, car pour des températures inférieures, les manipulations faites au CRTBT à Grenoble ne comprennent pas une faible incrémentation en champ. Nos données manquent de précision dans la région des très petits champs magnétiques (B entre 0 T et 0,1 T). Le nombre de mesures effectuées à basse température reste donc faible, notamment dans le cas du GaAs 802.

La mesure de la pente des droites $\Delta\sigma = f(B^2)$ nous permet d'accéder au temps de diffusion inélastique τ_e , grâce à la relation (III.11) dans le domaine de température [1,77 K - 17,7 K]. Les valeurs de τ_e obtenues sont alors tracées sur les figures III.7 et III.8 (p. 110 et 111) et comparées aux valeurs théoriques calculées par la relation (III.13) d'Isawa (1984).

Si l'on tient compte du critère (III.14), nous trouvons que $T_0 \approx 6$ K et $T_0 \approx 3,6$ K pour GaAs 402 et GaAs 802 respectivement. En dessous de ces

températures, Isawa suggère que la variation du temps de diffusion inélastique soit proportionnelle à T^{-1} .

Pour GaAs 402, *Capoen (1993)* a montré un comportement du temps de diffusion inélastique en T^{-1} sur toute la plage de température. En effet, une simple régression linéaire donne

$$\tau_e = 1,244 \cdot 10^{-11} T^{-1,08} \text{ (s)} \quad (\text{III.15})$$

Cette relation est conforme à celle obtenue par *Morita (1984)* sur de l'Arséniure de Gallium de concentration plus élevée. Le coefficient multiplicatif $1,244 \cdot 10^{-11}$ est de plus, très proche de celui calculé par l'expression (III.13), lequel est égal à $1,64 \cdot 10^{-11}$.

Dans le cas du GaAs 802, nous obtenons pour τ_e à $T < T_0$ (figure III.8, p. 111) la relation :

$$\tau_e = 2,033 \cdot 10^{-12} T^{-1,05} \text{ (s)} \quad (\text{III.16})$$

Nous retrouvons là aussi une relation avec la température en bon accord qualitatif avec le modèle proposé par Isawa pour des températures inférieures à $T_0 \approx 3,6$ K. Néanmoins, l'accord avec un comportement en T^{-1} est moins bon si l'on tient compte de l'ensemble du domaine de température étudié. Le temps de diffusion inélastique suit alors une variation en $T^{-0,84}$.

Nous remarquons ici que le facteur multiplicatif est vingt fois plus petit que la valeur théorique $4,125 \cdot 10^{-11}$ issue du modèle d'Isawa. Nous rappelons que cette valeur a été calculée en ne considérant que le premier terme de l'équation (III.13), et le fait de négliger le second terme dans cette dernière relation peut être une source d'erreur. Or, nous constatons sur la courbe III.8 (p. 111) que les valeurs du temps de diffusion inélastique obtenues en tenant compte du modèle d'Isawa dans son intégralité restent malgré tout assez largement supérieures aux résultats expérimentaux. En réalité, cet écart provient essentiellement d'une différence dans la diffusivité D entre les 2 échantillons.

D'autre part, une estimation de la température en dessous de laquelle une magnétorésistance négative peut devenir observable, est obtenue lorsqu'il y a égalité entre les temps de diffusion élastique et inélastique. Les valeurs de τ_0 sont issues du tableau 8 (p. 84) et celles de τ_e des expressions (III.15) et (III.16). Nous trouvons pour le GaAs 802 que cette égalité correspond à $T \approx 6$ K. Or, expérimentalement, une magnétorésistance négative apparaît aux environs de 18 K. Cette remarque montre que, même si les temps de diffusion inélastique théoriques sont surévalués, les valeurs expérimentales sont quant à elles, sous-estimées dans le GaAs 802. Par contre, nous

trouvons pour GaAs 402 que l'égalité entre les temps de diffusion a lieu à $T = 44$ K. La magnéto-résistance négative n'apparaît effectivement qu'en dessous de cette température.

Dans une deuxième étape, nous étudions la magnétoconductivité par le modèle de Kawabata dans son intégralité, c'est à dire en utilisant la relation (III.9). Pour ce faire, nous avons employé une approximation polynomiale de $f_3(\delta)$ proposée par *Baxter (1989)*. Celle-ci assure une précision de 0,1% quelle que soit la valeur de δ :

$$f_3(\delta) = 2 [\sqrt{2 + \delta} + \sqrt{\delta}] - [(1/2 + \delta)^{-1/2} + (3/2 + \delta)^{-1/2}] + \frac{1}{48} (2,03 + \delta)^{-3/2}$$

(III.17)

Sur les figures III.5 et III.6 (p. 108 et 109), nous avons représenté la magnétoconductivité expérimentale ajustée par le modèle de Kawabata pour les deux échantillons de GaAs. Ces courbes montrent que la magnétoconductivité à champ faible est assez bien décrite par le modèle théorique, même si pour le GaAs 802, par manque de points expérimentaux dans cette gamme de champ magnétique, l'adéquation entre l'expérience et le modèle est moins marquée. D'autre part, il existe un champ magnétique à partir duquel la courbe expérimentale ne varie plus, comme le prédit la théorie, en \sqrt{B} . La divergence entre théorie et expérience peut être expliquée par l'apparition rapide d'une magnéto-résistance positive, que nous essaierons, par la suite, d'interpréter comme un effet des interactions électron-électron.

Les courbes III.7 et III.8 (p. 110 et 111) montrent le comportement du temps de diffusion inélastique issu de cette analyse en fonction de la température. Les valeurs de τ_e restent très proches des valeurs obtenues graphiquement de $\Delta\sigma = f(B^2)$ et la variation en température pour le GaAs 402 demeure proche de T^{-1} :

$$\tau_e = 1,159 \cdot 10^{-11} T^{-1,04} \quad (III.18)$$

tandis que, pour le GaAs 802 dans la gamme des plus faibles températures, nous avons

$$\tau_e = 2,000 \cdot 10^{-12} T^{-0,99} \quad (III.19)$$

La variation en T^{-1} est observée dans les deux échantillons malgré une différence importante avec le facteur multiplicatif du modèle d'Isawa pour le GaAs 802.

En conclusion, nous pouvons dire que l'utilisation du modèle de Kawabata confirme les résultats de la méthode graphique utilisant le comportement asymptotique en B^2 . Aucune amélioration n'a donc pu être apportée puisque l'analyse reste confinée à des températures supérieures à 1,8 K et ceci dans un domaine très étroit de champ

magnétique. Aussi, afin d'étendre notre étude aux basses températures et à des champs magnétiques plus importants, nous devons prendre en compte les interactions électron-électron, sous forme d'une magnétoconductance négative qui s'ajoute à l'expression (III.9).

B. Interactions électron-électron :

1. Présentation :

Des progrès significatifs ont été réalisés depuis de nombreuses années dans la compréhension des propriétés électroniques des systèmes métalliques désordonnés. En particulier, l'importance des interactions électron-électron dans les corrections de conductivité a fait l'objet de nombreux travaux théoriques et expérimentaux (*Altshuler 1981, Ousset 1985, Bogdanovich 1995*). Cependant, assez peu d'auteurs se sont attachés à la prise en compte expérimentale de l'ensemble de ces interactions pour expliquer la magnétoconductance négative dans une gamme de champ magnétique étendue.

Les interactions électron-électron interviennent dans les différents modèles à la fois par leur partie orbitale et à travers la séparation des états de spin (effet Zeeman). Ces interactions entre électrons sont composées de 2 termes :

- Le canal de Cooper, encore appelé canal particule-particule, qui rend compte des interactions entre électrons dont les moments de spin sont antiparallèles. Cet effet engendre une magnétoconductance positive par l'intermédiaire d'un phénomène de déphasage analogue à ce qui se passe dans la localisation faible

- Le canal de diffusion, encore appelé canal particule-trou, qui décrit l'interaction entre électrons dont les moments de spin sont parallèles. Ce processus n'a aucun effet sur un déphasage orbital, mais la levée de la dégénérescence de spin entraîne une magnétoconductance positive.

2. Canal de Cooper :

Nous allons présenter ici deux expressions différentes de la magnétoconductivité dans le canal de Cooper. Celles-ci sont issues de l'équation donnée par *Altshuler (1981)*. Ces auteurs montrent que les corrections dues à la partie orbitale dépendent essentiellement du champ magnétique, même dans la région des champs classiquement faibles. De plus, cet effet est présumé avoir lieu à champs plus faibles que l'effet Zeeman.

Altshuler et coll. (1981) considèrent un semi-conducteur mono-vallée, sans couplage spin-orbite, ni comportement supraconducteur et expriment la correction à la conductivité de la manière suivante :

$$\Delta\sigma_A(B,T) = -\alpha \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} g(B,T) \sqrt{\frac{eB}{\hbar}} \varphi_3\left(\frac{2DeB}{\pi kT}\right) \quad (\text{III.20})$$

où la constante de spin-orbite $\alpha = 1$ dans le cas de GaAs, $g(B,T)$ est la constante de couplage renormalisée.

La fonction φ_3 est une intégrale infinie dont le calcul ne peut se faire de manière analytique :

$$\varphi_3(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{t}}{\text{sh}^2 t} \left(1 - \frac{xt}{\text{sh}(xt)}\right) dt \quad (\text{III.21})$$

Cette fonction pourra toutefois être remplacée avec une précision d'environ $2,5 \cdot 10^{-4}$, par une série de polynômes calculée par *Ousset (1985)* à partir d'un développement limité de Euler-MacLaurin, et corrigée par *Baxter (1989)*.

Si $x \leq 0,7$

$$\varphi_3(x) = 0,32925 x^{3/2} - 0,11894 x^{7/2} + 0,10753 x^{11/2} - 0,0636 x^{6,63} \quad (\text{III.22 a})$$

Si $0,7 \leq x \leq 2,4$

$$\begin{aligned} \varphi_3(x) = & -0,03043 + 0,22616 x + 0,14104 x^2 - 0,10293 x^3 + 0,02759 x^4 \\ & - 0,0028 x^5 \end{aligned} \quad (\text{III.22 b})$$

Si $x \geq 2,4$

$$\varphi_3(x) = 1,900344 - \frac{2,29392}{\sqrt{x}} + \frac{1,2266}{x^2} - \frac{0,826}{x^{7/2}} \quad (\text{III.22 c})$$

En ce qui concerne la constante de couplage modifiée $g(B,T)$, deux expressions ont été proposées.

La première est donnée par *Lee et Ramakrishnan (1982)* sous la forme :

$$g(B,T) = \frac{\bar{\lambda}}{1 + \bar{\lambda} \text{Ln}\left(\frac{E_F}{E_0}\right)} \quad (\text{III.23})$$

où $\bar{\lambda}$ représente la constante de couplage électron-phonon initiale. *Altshuler (1981)* ont exprimé E_0 de la manière suivante :

$$E_0 = \text{Max} (\text{DeB} ; 1,764 \text{ kT}) \quad (\text{III.24})$$

La seconde forme de $g(B,T)$ est donnée par *McLean et Tsuzuki (1984)*

$$g^{-1}(B,T) = \text{Ln} \left(\frac{T_0}{T} \right) + \psi \left(\frac{1}{2} \right) - \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{\text{DeB}}{2\pi kT} \right) \quad (\text{III.25})$$

où ψ est la fonction Digamma.

Selon *Howson et Gallagher (1988)*, la température T_0 représente la température de transition supraconductrice T_c dans le cas de matériaux supraconducteurs. Toutefois, pour un métal normal elle sera remplacée par la température de Fermi $T_F = E_F/k$.

L'avantage de l'expression (III.25) réside dans l'absence de tout paramètre à ajuster.

La différence $\psi(1/2) - \psi(1/2 + x)$ peut s'écrire :

$$\psi \left(\frac{1}{2} \right) - \psi \left(\frac{1}{2} + x \right) \approx -4x \left[\frac{1}{1+2x} + \frac{1}{9+6x} + \frac{85+32x}{150(5+2x)^2} \right] - \text{Ln} \left(1 + \frac{2x}{5} \right)$$

$$(\text{III.26})$$

Cette expression est donnée par *Ousset (1984)* avec une précision supérieure à $7,3 \cdot 10^{-5}$ pour toutes valeurs de x . La formulation (III.26) pourra facilement être utilisée dans les programmes informatiques d'ajustement.

3. Effet Zeeman :

Lee et Ramakrishnan (1982) considèrent la séparation des états de spin par un champ magnétique dans le canal de diffusion. Selon eux, la sensibilité du système au champ magnétique est due à l'interaction de Hartree entre les électrons de spins opposés. En effet, l'interaction d'échange implique une corrélation entre les électrons de spin identique et reste inchangée par effet Zeeman. La correction à la conductivité lors de l'interaction d'un spin \uparrow sur un spin \downarrow est alors :

$$\sigma_{\uparrow\downarrow} = F \frac{4De^2}{\pi\hbar} \int_0^{\infty} d\Omega \left(\frac{d[\Omega N(\Omega/kT)]}{d\Omega} + \frac{1}{2} \right) f_{\uparrow\downarrow}(\Omega) \quad (\text{III.27})$$

où F est la constante de Hartree. Elle représente la moyenne selon l'angle solide $\hat{\Omega}$ de l'interaction Coulombienne statistique écrantée $V(q)$ sur l'ensemble des moments q de la surface de Fermi (équation I.60, p. 29).

$$f_{\uparrow\downarrow}(\Omega) = \frac{1}{d} \int \frac{dq}{(2\pi)^d} \frac{D q^2}{[-i(\Omega + g\mu_B B) + D q^2]^3} \quad (\text{III.28})$$

avec d la dimension, et $N(\omega) = [\text{Exp}(\omega) - 1]^{-1}$

De manière similaire, nous calculons la contribution de l'interaction du spin \uparrow sur le spin \downarrow dans la conductivité $\sigma_{\downarrow\uparrow}$ et $f_{\downarrow\uparrow}$. Celle-ci est obtenue en prenant (III.28) et en y remplaçant $g\mu_B B$ par $-g\mu_B B$. La correction totale à la conductivité peut se résumer par l'addition de ces deux contributions

$$\Delta\sigma_Z(B,T) = -\frac{e^2 F}{4\pi\hbar} \sqrt{\frac{kT}{2D\hbar}} g_3(h) \quad (\text{III.29})$$

où $h = \frac{g\mu_B B}{kT}$ et $g_3(h)$ est donnée par

$$g_3(h) = \int_0^{\infty} d\Omega \frac{d^2}{d\Omega^2} [\Omega N(\Omega)] (\sqrt{\Omega+h} + \sqrt{|\Omega-h|} - 2\sqrt{\Omega}) \quad (\text{III.30})$$

Cette dernière fonction est, tout comme la fonction $\varphi_3(x)$ rencontrée précédemment, une intégrale infinie. *Ousset (1984)* en ont proposé une approximation polynomiale dont la précision est d'environ $2,5 \cdot 10^{-4}$.

Si $h \leq 3$

$$g_3(h) \approx 5,6464 \cdot 10^{-2} h^2 - 1,4759 \cdot 10^{-3} h^4 + 4,2747 \cdot 10^{-5} h^6 - 1,5351 \cdot 10^{-6} h^8 + 6,0 \cdot 10^{-8} h^{10} \quad (\text{III.31})$$

Si $3 \leq h \leq 8$

$$g_3(h) \approx 0,64548 + 0,235 \delta - 7,45 \cdot 10^{-4} \delta^2 - 2,94 \cdot 10^{-3} \delta^3 + 6,32 \cdot 10^{-4} \delta^4 - 5,22 \cdot 10^{-5} \delta^5 \quad (\text{III.32})$$

avec $\delta = h - 4$.

Si $h \geq 8$

$$g_3(h) \approx h^{1/2} - 1,2942 - \frac{\pi^2}{12 h^{3/2}} - \frac{\pi^4}{16 h^{7/2}} - \frac{5\pi^6}{32 h^{11/2}} \quad (\text{III.33})$$

La constante de Hartree F , qui intervient dans l'expression (III.29), peut être calculée théoriquement de deux manières différentes. La première, et la plus utilisée, fait intervenir l'approximation d'écrantage de Thomas-Fermi :

$$F_{TF} = \frac{\text{Ln}(1+x)}{x} \quad \text{où} \quad x = \left(\frac{2k_F}{k_{TF}}\right)^2 \quad (\text{III.34})$$

où k_F et k_{TF} sont respectivement les vecteurs d'onde de Fermi et de Thomas-Fermi. Leurs valeurs se trouvent dans le tableau 8 (p. 84).

La seconde approximation utilisée est celle de Kleinman-Langreth (*Kleinman 1967, Langreth 1969*). Elle est basée, tout comme la précédente sur le potentiel d'écrantage, mais prend en compte les interactions. La constante de Hartree est alors définie par :

$$F_{KL} = \frac{\text{Ln}(1+\alpha)}{\alpha} \quad \text{avec} \quad \alpha = \left(\frac{2K_S}{k_F}\right)^2 \quad (\text{III.35})$$

où K_S représente le paramètre d'écrantage dont l'expression est la suivante :

$$K_S = \sqrt{\frac{2(k_F)^2}{1 + 0,158 \left(\frac{k_{TF}}{2k_F}\right)^2} - (k_F)^2} \quad (\text{III.36})$$

Après une analyse plus approfondie, *Lee et Ramakrishnan (1985)* ont remplacé dans l'expression (III.29) la constante de Hartree par :

$$F_\sigma = -\frac{32}{3F} \left[1 + \frac{3F}{4} - \left(1 + \frac{F}{2}\right)^{3/2} \right] \quad (\text{III.37})$$

avec F égal à F_{TF} ou F_{KL} suivant la méthode utilisée.

Les résultats sont rassemblés dans le tableau 9 ci-dessous

	F_{TF}	F_σ (avec $F = F_{TF}$)	F_{KL}	F_σ (avec $F = F_{KL}$)
GaAs 402	0,4553	0,4394	0,9017	0,8434
GaAs 802	0,4612	0,4448	0,9019	0,8435

Tableau 9

Il est clair qu'au vu de ces calculs, la constante de Hartree F peut prendre des valeurs très différentes. Aussi, dans la suite de notre étude sur la magnétorésistance négative du côté métallique, cette constante sera un des paramètres à ajuster.

C. Modèle complet :

La magnétoconductivité totale s'écrit comme la somme des termes de localisation faible et d'interactions électron-électron (canal de Cooper et effet Zeeman). Elle s'écrit de manière littérale et suivant les équations (III.9, p. 86) pour la localisation faible indiquée WL, (III.20, p. 91) pour la partie orbitale indiquée A et (III.29, p. 93) pour l'effet Zeeman indicé Z :

$$\Delta\sigma(B,T) = \Delta\sigma_{WL} + \Delta\sigma_A + \Delta\sigma_Z \quad (\text{III.38})$$

Or, nous avons vu que la constante de couplage renormalisée $g(B,T)$, apparaissant dans la partie orbitale $\Delta\sigma_A$, peut s'écrire de 2 manières (III.23 et III.25, p. 91). L'étude de la magnétoconductivité totale sera donc effectuée en utilisant successivement les deux expressions. L'intérêt de ces 2 études sera montré plus loin.

1. Condition d'analyse :

La magnétoconductivité totale a été étudiée dans une gamme de champs magnétiques allant jusque 1,5 T et pour des températures supérieures à 0,3 K.

La dépendance en champ magnétique et en température fait apparaître 3 paramètres ajustables dans l'expression de la magnétoconductivité : le temps de diffusion inélastique τ_e , la constante de couplage électron-phonon λ et la constante de Hartree F.

L'ajustement de la magnétoconductivité expérimentale est réalisé au moyen d'une méthode de moindres carrés non linéaires à trois paramètres. L'algorithme utilisé a été proposé initialement par *Marquardt (1963)*. Il donne une bonne précision et converge rapidement. Le programme informatique a été écrit en Turbo-Pascal.

2. Magnétoconductivité à trois paramètres - Discussions :

Dans un premier temps, nous exprimons la magnétoconductivité au moyen des équations (III.9), (III.20) et (III.29) où la constante de couplage renormalisée $g(B,T)$ a la forme donnée en (III.23, p. 91).

$$\Delta\sigma(B,T) = 4,8\sqrt{B} \left[f_3(\delta) - \frac{\lambda}{1 + \lambda \text{Ln} \left(\frac{E_F}{E_0} \right)} \varphi_3(x) - \frac{F}{2} \sqrt{\frac{kT}{2DeB}} g_3(h) \right]$$

(III.39)

où $\delta = \frac{\hbar}{4DeB\tau_e}$; $x = \frac{2DeB}{\pi kT}$, $h = \frac{g\mu_B B}{kT}$ et $E_0 = \text{Max}(DeB ; 1,764 \text{ kT})$.

Les 3 paramètres ajustables sont :

- le temps de diffusion inélastique τ_e .
- la constante de diffusion électron-phonon λ .
- la constante de Hartree F.

Les figures III.9 et III.10 (p. 112 et 113) montrent que, pour les 2 échantillons de GaAs, l'ajustement des courbes expérimentales par le modèle complet (III.39) est acceptable à haute et basse température ($T > 3 \text{ K}$), et devient excellent pour les très basses températures. Par conséquent, contrairement au modèle de Kawabata, la prise en compte des interactions électron-électron permet d'ajuster la magnétoconductivité sur une gamme de température et de champ magnétique beaucoup plus étendue. De plus, l'excellence des ajustements à très basse température est en accord avec les prédictions d'*Altshuler et Aronov (1981)*. Ces auteurs ont montré que l'effet des interactions électron-électron était important à très basses températures.

Au cours de ces ajustements, nous avons déterminé les différents paramètres intervenant dans l'expression (III.39) et comparés avec leurs valeurs théoriques.

Les figures III.7 et III.8 (p. 110 et 111) montrent que, pour les deux échantillons, la variation du temps de diffusion inélastique reste proche d'un comportement en T^{-1} , conformément au modèle d'Isawa. Nous trouvons les relations suivantes pour le GaAs 402 et le GaAs 802, respectivement :

$$\tau_e = 8,95 \cdot 10^{-12} T^{-0,95} \text{ au lieu de } 1,64 \cdot 10^{-11} T^{-1} \text{ selon Isawa} \quad (\text{III.40})$$

et

$$\tau_e = 3,08 \cdot 10^{-12} T^{-0,91} \text{ au lieu de } 4,12 \cdot 10^{-11} T^{-1} \text{ selon Isawa} \quad (\text{III.41})$$

L'exposant de T est comparable à la valeur théorique $p = 1$, valeur déjà trouvée expérimentalement près de la transition métal-isolant (*Morita 1984*). Par contre, le

coefficient multiplicatif expérimental reste d'un ordre de grandeur en dessous de la valeur théorique pour GaAs 802.

Mais, ce comportement linéaire de $(\tau_e)^{-1}$ avec la température est en contradiction avec les résultats de *Friedland (1990)*. En fait, dans la gamme des basses températures, ces auteurs montrent que le temps de diffusion inélastique devient indépendant de la température, lorsque la concentration se rapproche de la concentration critique du GaAs. *Hikami (1980)* ont expliqué ce phénomène comme un effet de la présence de spins localisés à la transition métal-isolant. Le temps de cohérence de phase est alors corrigé par un temps de diffusion noté τ_s . Ce terme additionnel est dû à la diffusion des électrons libres sur les spins localisés. Le temps de cohérence de phase s'écrit alors

$$\tau_e^* = \tau_e \tau_s / (\tau_e + \tau_s) \quad (\text{III.42})$$

Aux basses températures, τ_e s'accroît et devient plus grand que τ_s , de sorte que τ_e^* est complètement décrit par τ_s , lequel est indépendant de la température. *Friedland (1990)* ont observé ce phénomène sur du GaAs dopé à la transition. En ce qui nous concerne, nos échantillons sont plus éloignés de la transition et nous n'observons pas cette saturation en température du temps de diffusion inélastique.

Une autre remarque importante issue de l'analyse de la magnétoconductivité dans nos 2 échantillons, porte sur les valeurs de la constante de Hartree F. En effet, cette dernière varie très fortement dans la gamme de température étudiée. Pour les hautes températures, F prend des valeurs importantes ($F \gg 1$) et tend à s'annuler vers les basses températures. Ce résultat est assez troublant puisque la théorie indique que la constante de Hartree F doit être comprise entre 0 et 1, selon que l'écrantage électronique est plus ou moins important. De plus, pour les hautes températures, nous trouvons que les paramètres τ_e et λ ne sont pas influencés par la valeur de F. Ces constatations suggèrent que la constante de Hartree F n'a aucun effet correctif sur la magnétoconductivité dans GaAs. Or, la constante de Hartree est une grandeur représentative de l'amplitude des interactions électron-électron et il apparaît donc tout à fait invraisemblable qu'elle soit nulle près de la transition métal-isolant, c'est à dire dans un domaine où les interactions sont supposées importantes. Une explication possible est fournie par *Lee et Ramakrishnan (1982)* qui prévoient que l'effet du canal de Cooper peut apparaître à champs plus faibles que l'effet Zeeman, mais seulement dans le cas où $k_F l_0 \gg 1$.

Le dernier paramètre ajustable est la constante de couplage électron-phonon λ , pour laquelle deux comportements ont été trouvés, selon l'échantillon concerné. Pour GaAs 402, ce paramètre varie avec la température T de manière inattendue (figure III.11, p. 114). En effet, dans la gamme des hautes températures, λ reste constante autour de la valeur 2,1. Puis, elle diminue lorsque la température décroît, et tend de nouveau vers un palier pour les basses températures en prenant la valeur $\lambda \approx 0,46$. La fiabilité de la

première valeur peut être mise en doute puisqu'elle apparaît à haute température, là où la localisation faible est le phénomène prédominant. Quant à la seconde valeur $\lambda \approx 0,46$, elle peut être interprétée comme étant égale à $F/2$ (*Isawa et Fukuyama 1984*) si le calcul de la constante de Hartree s'effectue dans l'approximation de Kleinman-Langreth ($F \approx 0,9$).

Nous trouvons un résultat sensiblement différent en ce qui concerne le GaAs 802. En effet dans cet échantillon, la valeur de λ reste constante sur tout l'intervalle de température, contrairement au GaAs 402. Cette constante λ est en moyenne égale à 0,18, valeur beaucoup plus faible que celle trouvée dans GaAs 402. De plus, nous n'expliquons pas l'absence de variation de λ en fonction de la température comme dans le cas précédent. Nous pouvons juste remarquer que ce résultat est proche, une fois encore, de $F/2$ où la constante F est calculée cette fois dans l'approximation de Thomas-Fermi ($F = 0,46$).

Dans cette étude, nous avons vu que l'expression de la magnétoconductivité présente 3 paramètres ajustables. L'inconvénient majeur d'un tel nombre est que de petits effets de corrélation entre ces paramètres peuvent causer des erreurs conséquentes sur leurs valeurs mêmes. Nous pouvons citer notamment la relation entre la constante de couplage électron-phonon λ et la constante de Hartree F (*Isawa et Fukuyama, 1984*) qui peut être à l'origine des fluctuations de F .

Dans le paragraphe suivant, nous allons chercher à exprimer la magnétoconductivité à l'aide d'une relation où les paramètres à déterminer ne présentent aucune corrélation entre eux.

3. Magnétoconductivité à 2 paramètres :

Nous avons constaté que la stabilité de convergence des programmes d'ajustement dépend implicitement du nombre de paramètres ajustables ainsi que de l'importance relative des différentes contributions à la magnétoconductivité.

Nous supposons que les fluctuations de F observées précédemment peuvent être éliminées si la constante électron-phonon λ n'apparaît plus dans l'expression de la magnétoconductivité. Par conséquent, nous chercherons à ajuster la magnétoconductivité non plus avec 3 mais 2 paramètres afin d'augmenter la confiance sur les valeurs des paramètres restants.

Pour ce faire, nous utiliserons une expression de la magnétoconductivité similaire à (III.39), dans laquelle la constante de couplage $g(B,T)$ est cette fois remplacée par la forme (III.25, p. 92), donnée par *McLean et Tsuzuki (1984)*. La magnétoconductivité ne dépend plus que du temps de diffusion inélastique τ_e , présent dans la variable δ , et de la constante de Hartree F . Elle s'écrit alors

$$\Delta\sigma(B,T) = 4,8\sqrt{B} \left[f_3(\delta) - \frac{\alpha}{\text{Ln}\left(\frac{T_F}{T}\right) + \psi\left(\frac{1}{2}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\text{DeB}}{2\pi kT}\right)} \varphi_3(x) - \frac{F}{2} \sqrt{\frac{kT}{2\text{DeB}}} g_3(h) \right]$$

(III.43)

où α représente la constante de spin orbite, théoriquement égale à 1 dans GaAs.

a) Localisation faible et terme de Cooper :

Dans ce paragraphe, nous ajustons la magnétoconductivité expérimentale par les 2 premiers éléments de l'équation (III.43) qui proviennent de la localisation faible et l'interaction dans le canal de Cooper. Nous négligeons pour l'instant la contribution de l'effet Zeeman en raison de la faible valeur de la constante de Hartree obtenue précédemment. Les paramètres à déterminer sont alors τ_e et α .

Le but de cette analyse est de vérifier que la valeur de la constante α se trouve bien dans l'intervalle fixé par la théorie. En effet, celle-ci doit être comprise selon *Altshuler (1981)* entre 1/4 et 1 suivant que le semi-conducteur présente un fort couplage spin-orbite ou non. Nous nous attendons en réalité à ce que α tende vers 1 puisque GaAs ne présente pas de couplage spin-orbite.

Sur la figure III.12 (p. 115), nous reportons les ajustements concernant le GaAs 402. Ceux-ci sont assez bons pour les hautes températures et s'améliorent de manière très significative dans la gamme des basses températures. La valeur obtenue pour α est très proche de 1/2.

Nous constatons que le temps de diffusion inélastique suit encore approximativement une loi en T^{-1}

$$\tau_e = 8,149 \cdot 10^{-12} T^{-0,89} \quad (\text{III.44})$$

Cette relation est pratiquement identique à celle trouvée au paragraphe précédent (expression III.40). Par conséquent, nous pouvons conclure que ce modèle représente correctement la magnétoconductivité expérimentale, à condition de prendre $\alpha = 1/2$. Cette valeur semble indiquer l'existence d'un couplage spin-orbite dans GaAs, ce qui est surprenant.

Pour le GaAs 802, nous voyons sur la figure III.13 (p. 116) que les ajustements sont relativement corrects à haute température, puis deviennent de moins en moins bons lorsque la température diminue, et ce, sur une gamme de champs magnétiques inférieurs à 0,5 T. La comparaison entre théorie et expérience est réalisée avec des valeurs ajustées



de α comprises entre 0 et 0,1 sur un domaine de champ plus restreint que pour le GaAs 402. La variation du temps de diffusion inélastique en fonction de la température semble s'éloigner quelque peu d'un comportement en T^{-1} puisque nous obtenons

$$\tau_e = 1,564 \cdot 10^{-12} T^{-0,82} \quad (\text{III.45})$$

Cette relation reste toutefois du même ordre de grandeur que l'équation (III.41) issue de l'analyse précédente.

Il est assez étonnant de trouver des valeurs de α très différentes pour des échantillons assez proches l'un de l'autre. En réalité, *Altshuler et coll. (1981)* indiquent que dans le cas du GaAs, α est égal à 1, c'est à dire qu'il n'existe pas de couplage spin-orbite dans ce matériau. Par conséquent, les résultats $\alpha = 1/2$ pour le GaAs 402 et $0 < \alpha < 0,1$ pour le GaAs 802 ne sont pas en accord avec la théorie, ni avec l'observation d'une forte magnétorésistance négative. Néanmoins, le modèle montre un bon accord avec l'expérience en ce qui concerne le GaAs 402 sur tout le domaine de champ et de température. Au contraire, pour le GaAs 802, le modèle ne décrit pas correctement à l'expérience. L'adéquation entre la théorie et l'expérience n'est visible que pour les faibles champs magnétiques ($B < 0,5$ T) et des valeurs de α très discutables physiquement.

b) Modèle complet :

Nous ajustons la magnétoconductivité par la relation (III.43) en tenant compte cette fois-ci de la contribution due à l'effet Zeeman. Si nous fixons α aux valeurs trouvées précédemment, cette expression ne contient que 2 paramètres à déterminer : τ_e et F . Nous espérons que cette méthode permettra d'éviter les variations aléatoires de F observées lors de l'analyse effectuée avec la relation (III.39).

Pour les deux échantillons de GaAs, nous constatons que les ajustements restent identiques à ceux obtenus précédemment (figures III.12 et III.13, p. 115 et 116). La constante de Hartree F issue de ces ajustements est très élevée à haute température et diminue fortement jusqu'à tendre vers zéro dans le domaine des basses températures. Contrairement à ce que nous pensions, cette seconde étude de la magnétoconductivité ne permet donc pas d'obtenir des valeurs précises et fiables de F . La contribution due à l'effet Zeeman semble être négligeable devant les autres termes caractérisant la magnétoconductivité.

Au vu des différentes investigations menées jusqu'ici, il subsiste toujours un doute quant à la valeur réelle de la constante de Hartree F . En effet, le passage du modèle théorique de 3 à 2 paramètres ajustables qui devait permettre une stabilité et une

précision accrue des résultats, n'a pas réellement amélioré la confiance en ceux-ci. Tout porte à croire que le terme de Zeeman n'a aucune influence sur la magnétoconductivité totale. En effet, que l'on injecte dans l'expression (III.39) ou (III.43) la valeur $F = 0$ ou $F = 1$, la magnétoconductivité obtenue reste insensible à toute variation de F .

4. Discussion sur F - Importance relative de l'effet Zeeman :

La théorie prévoit que la constante de Hartree soit avant tout une constante, comme sa terminologie l'indique, comprise entre 0 et 1. Aussi, nous allons nous appuyer sur ces deux informations pour calculer et comparer l'importance des différentes contributions composant la magnétoconductivité.

Nous reportons sur les figures III.14 à III.17 (p. 117 à 120) pour le GaAs 402, et les figures III.18 à III.21 (p. 121 à 124) pour le GaAs 802, l'amplitude des 3 contributions à la magnétoconductivité qui interviennent dans l'expression (III.39) pour 4 températures différentes. Ces termes sont calculés en utilisant les paramètres ajustés, excepté pour la constante F , qui est fixée à 0,9, valeur proche de sa limite supérieure. En fait, nous avons choisi de fixer F pratiquement à sa valeur calculée dans l'approximation de Kleinman-Langreth. Nous pouvons observer à haute et moyenne température que le terme de Zeeman dans le canal de diffusion a une influence négligeable sur la magnétoconductivité totale. Ceci peut être relié au fait que $\mu_B B$ est inférieur à kT dans la gamme entière de champ magnétique et pour $T > 1$ K. En deçà de cette température, la correction due à l'effet Zeeman n'est plus négligeable dans les deux échantillons. Nous constatons en comparant les figures III.18 et III.21 et les figures III.14 et III.17 que l'ensemble des interactions électron-électron est de moins grande amplitude dans GaAs 802 que dans GaAs 402. En effet, lorsqu'on s'éloigne de la transition, les interactions électron-électron sont de moins en moins présentes. Cette remarque confirme, au besoin, le caractère plus métallique du GaAs 802 par rapport au GaAs 402.

Nous avons vu que les ajustements de la magnétoconductivité totale, tant par l'équation (III.39) que la forme (III.43), conduisent à $F = 0$ à basse température. Ce résultat est très surprenant puisqu'en contradiction avec la valeur calculée dans l'approximation de Kleinman-Langreth ($F = 0,9$) et de Thomas-Fermi ($F \approx 0,45$). En réalité, le désaccord s'explique si nous prenons en compte l'interaction attractive par les phonons virtuels, comme cela a été suggéré par *Howson et Gallagher (1988)*. Selon eux, la constante de Hartree F peut être remplacée par

$$F^* = F - 2\lambda \quad (\text{III.46})$$

où λ est la constante de couplage électron-phonon, préalablement trouvée égale à 0,45 pour GaAs 402 dans la gamme des basses températures. Dans ce cas, la valeur ajustée de la constante de Hartree ne serait pas F mais F^* .

Concernant le GaAs 802, la constante de Hartree serait plutôt évaluée dans l'approximation de Thomas-Fermi ($F_{TF} = 0,46$). Dans ce cas, l'équation (III.46) donne une valeur de F^* faible mais non nulle, puisque nous avons trouvé $\lambda \approx 0,18$. L'utilisation de Thomas-Fermi se justifierait ici par un éloignement plus grand de GaAs 802 par rapport à la transition métal-isolant. Cette approximation donne en général une bonne description du phénomène d'écrantage dans les matériaux les plus métalliques.

5. Conclusions :

De deux manières différentes, nous avons utilisé un modèle de magnétorésistance négative dans le régime faiblement localisé. Ce modèle prend en considération l'augmentation des interactions électron-électron, composées d'une partie orbitale et d'un terme dû à l'effet Zeeman. Nous avons montré que le canal de Cooper est à lui seul suffisant pour décrire la magnétoconductivité expérimentale dans cette gamme de champ magnétique. En réalité, la faible amplitude du terme de Zeeman pour les températures les plus élevées est à l'origine des fluctuations sur les valeurs de F déduites des ajustements à 3 paramètres, ce que de nombreux auteurs n'ont pas vu.

Les valeurs ajustées des différents paramètres ont été comparées avec les théories existantes. Ceci nous a permis de constater, dans un premier temps, que l'inverse du temps de diffusion inélastique semble suivre une loi linéaire en température.

D'autre part, il subsiste encore un doute concernant la constante de couplage spin-orbite α , présente dans l'expression (III.20), lorsque la constante de couplage renormalisée électron-phonon $g(B,T)$ s'exprime au moyen des fonctions Digamma (III.25). Hormis cela, l'expression théorique (III.43) a surtout permis de confirmer le caractère négligeable de l'effet Zeeman dans l'explication de la magnétoconductivité des deux échantillons de GaAs.

La forme théorique décrivant le mieux la magnétoconductivité expérimentale sur une gamme importante de champ magnétique et de température est sans aucun doute donnée par l'équation (III.39). En effet, la magnétoconductivité des 2 échantillons est très bien ajustée par cette relation. De plus, la constante de couplage spin-orbite α est égale à 1 dans ce cas, conformément à la théorie.

L'ensemble de cette étude a permis de souligner que le paramètre pertinent n'était pas la constante de Hartree F mais la valeur F^* donnée par la relation (III.46) reliant F et λ . Or, plusieurs auteurs ont donné des valeurs théoriques de la constante de couplage électron-phonon λ . En effet, dans les matériaux supraconducteurs, *Min (1995)* ont montré que $\lambda \approx 0,40$ pour un système présentant de faible corrélation. Cette valeur

est très proche de la valeur obtenue expérimentalement pour GaAs 402. De même, *Shilov (1995)*, toujours dans les matériaux supraconducteurs, indiquent que λ peut prendre les valeurs 0,55 ou 0,25. Cette dernière valeur de λ est assez proche cette fois-ci de la valeur trouvée pour le GaAs 802.

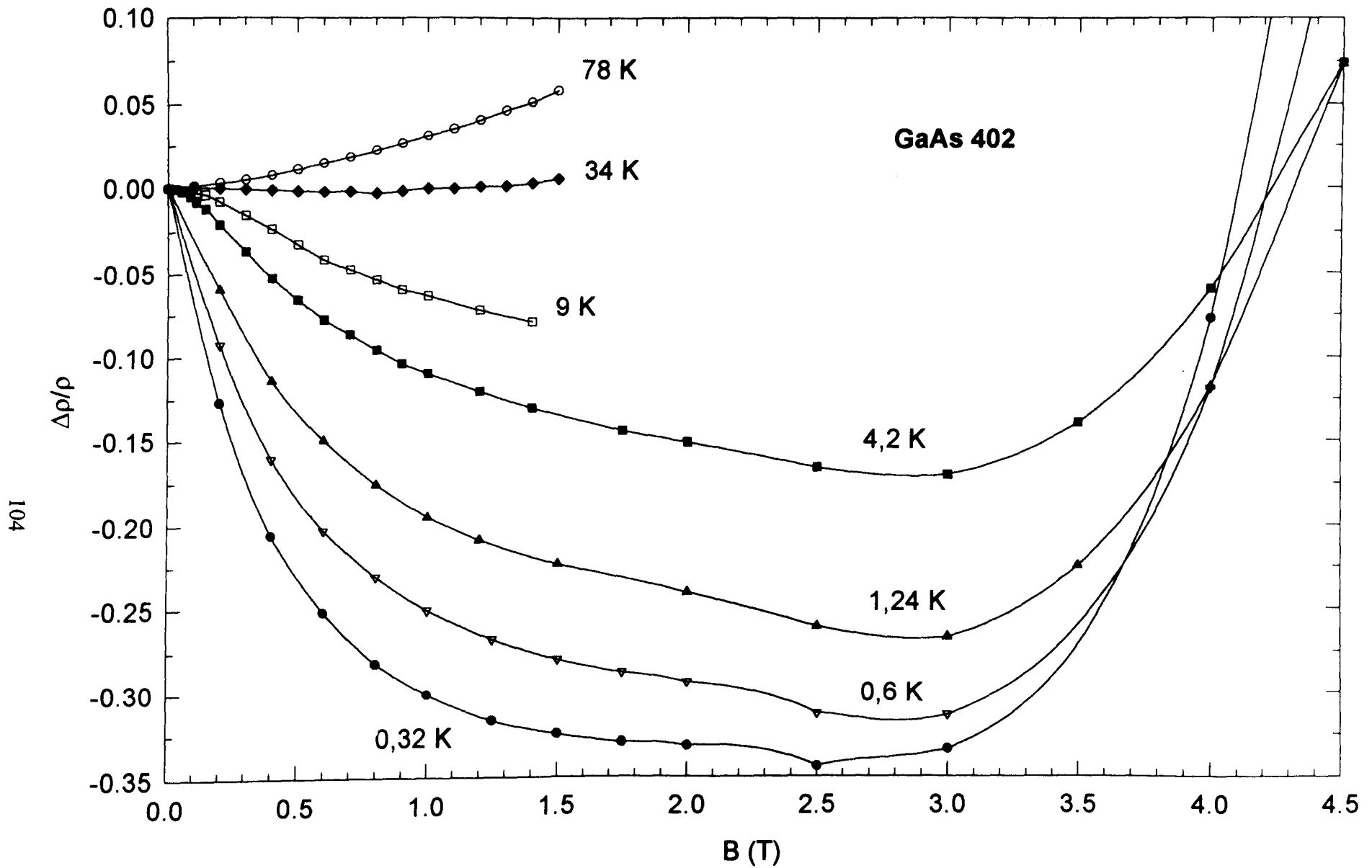


Figure III.1 : Allure de la magnétorésistance négative pour différentes températures dans GaAs 402.

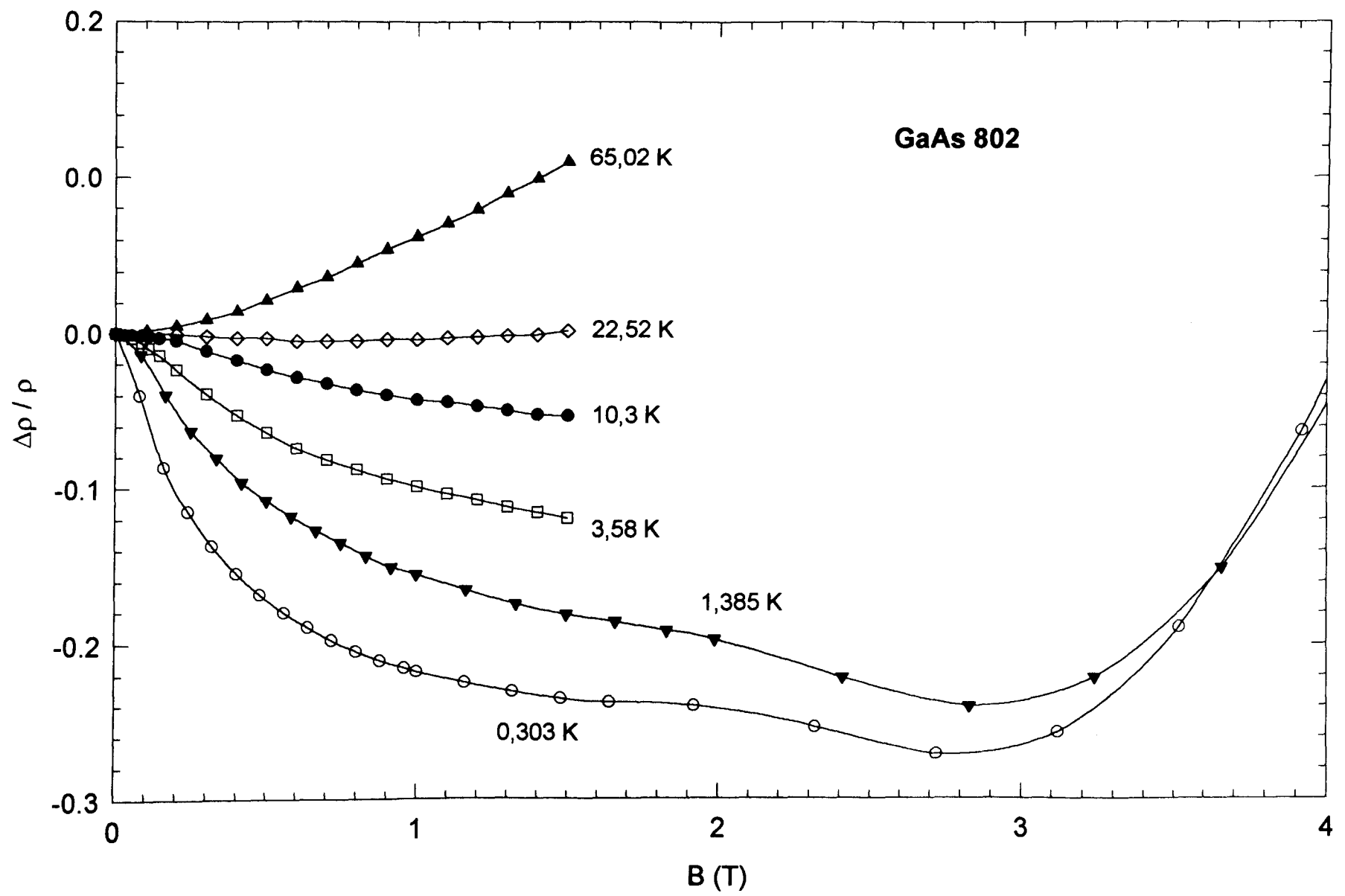


Figure III.2 : Forme de la magnétorésistance négative dans GaAs 802 pour plusieurs températures.

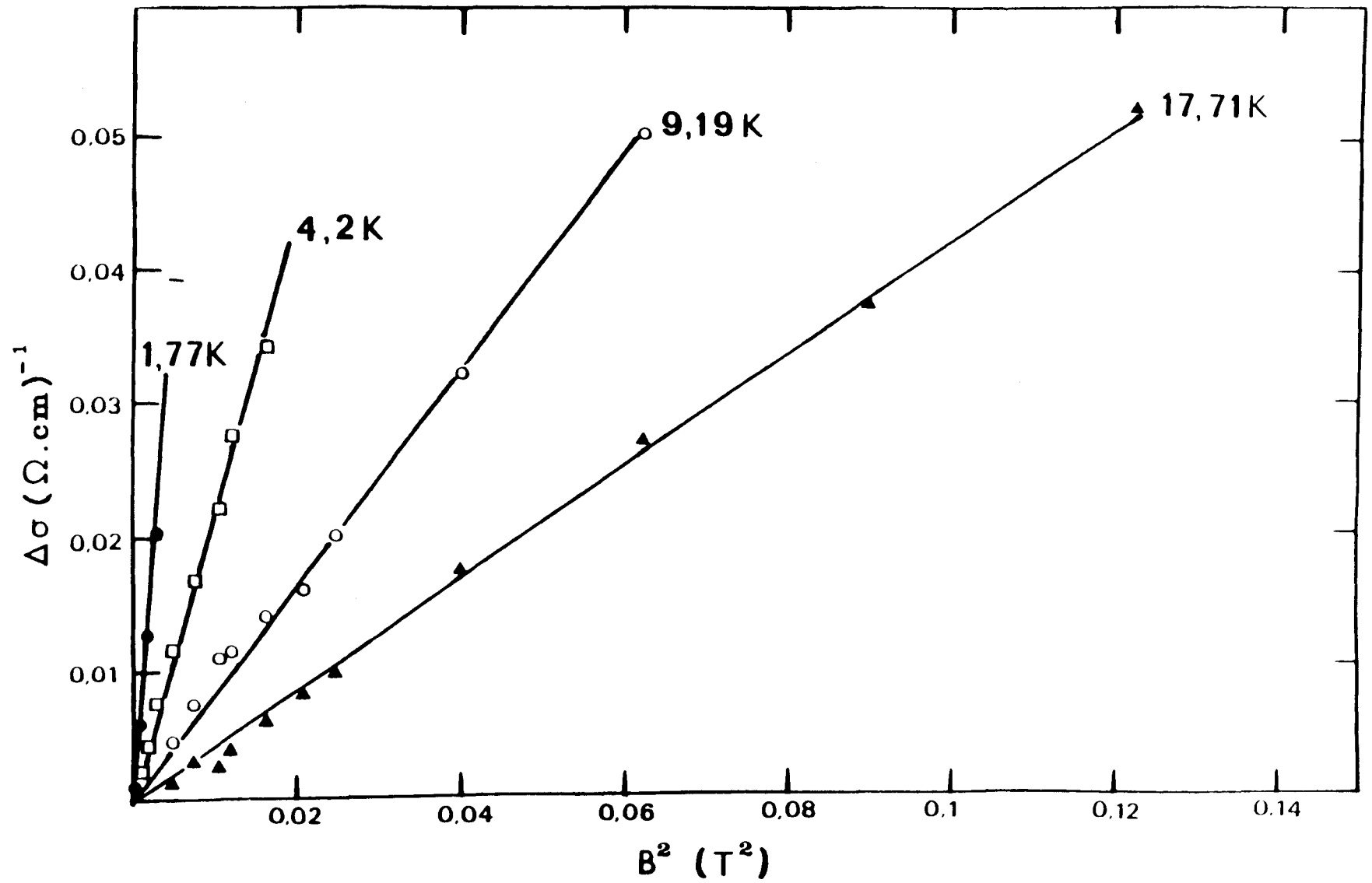


Figure III.3 : Comportement linéaire de la magnétoconductivité en fonction de B^2 dans le domaine des faibles champs magnétiques dans GaAs 402.

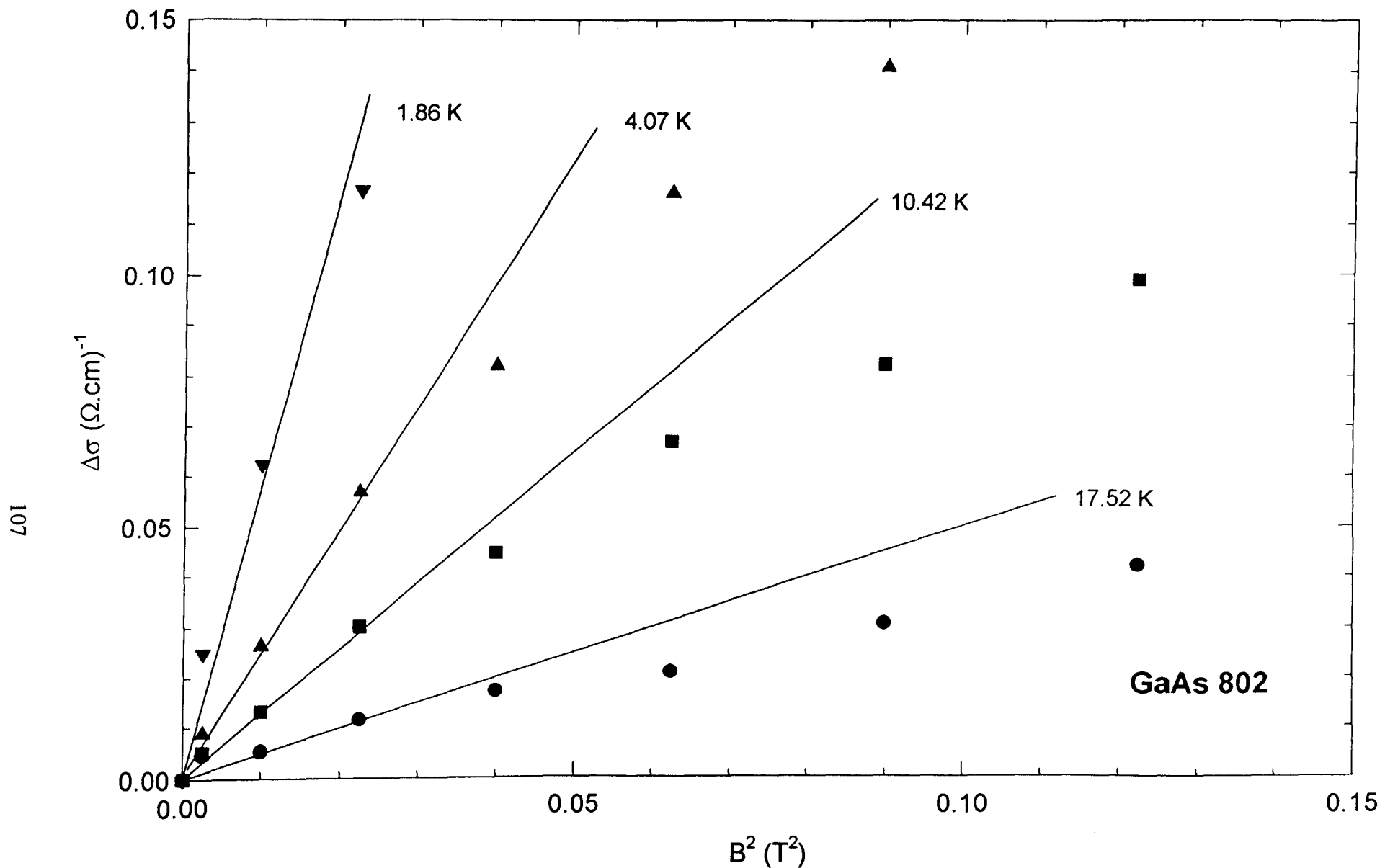


Figure III.4 : Comportement linéaire de la magnétoconductivité en fonction de B^2 dans le domaine des faibles champs magnétiques pour le GaAs 802.

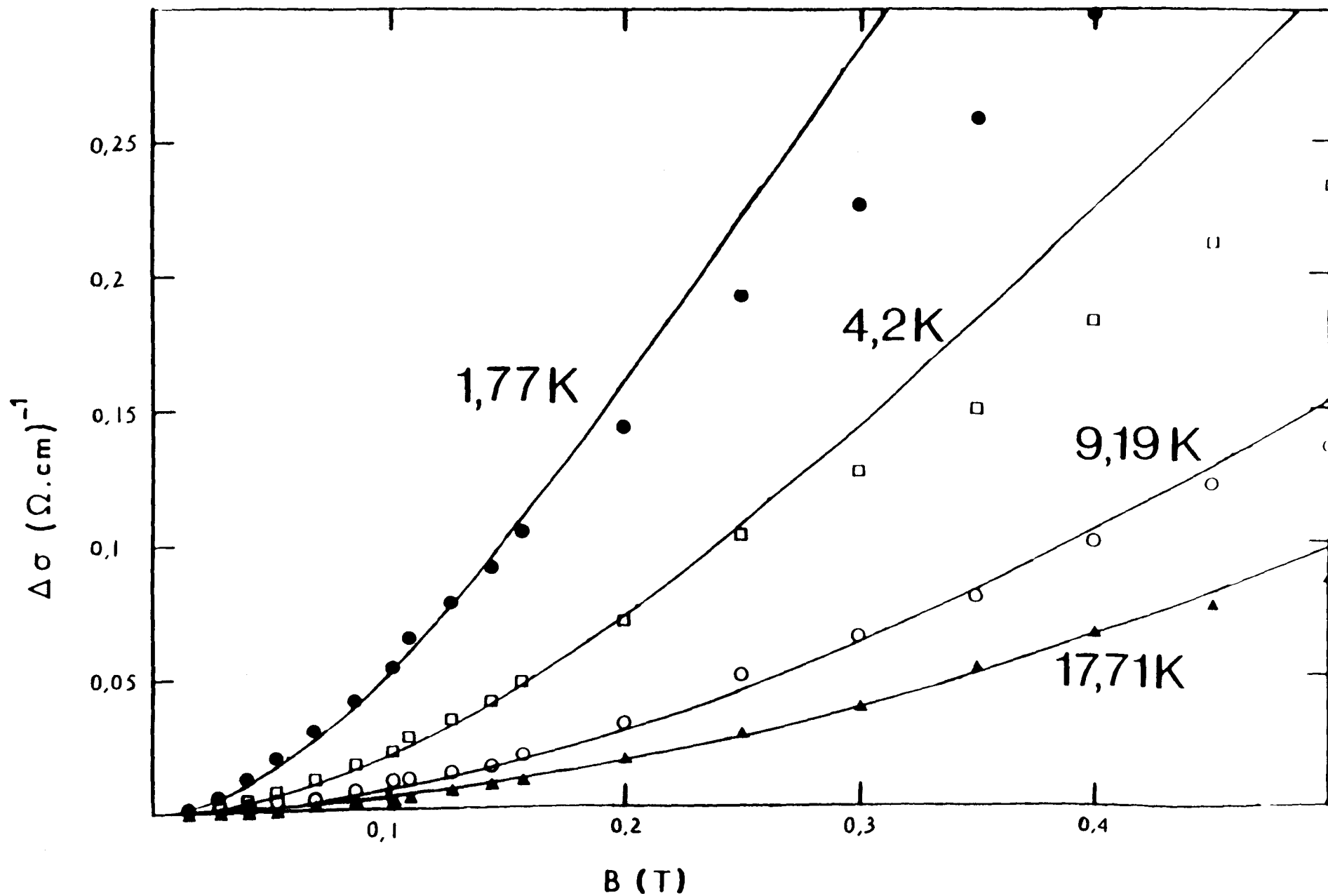


Figure III.5 : Ajustement de la magnétoconductivité expérimentale (Symboles) sur le modèle de Kawabata (-) dans GaAs 402.

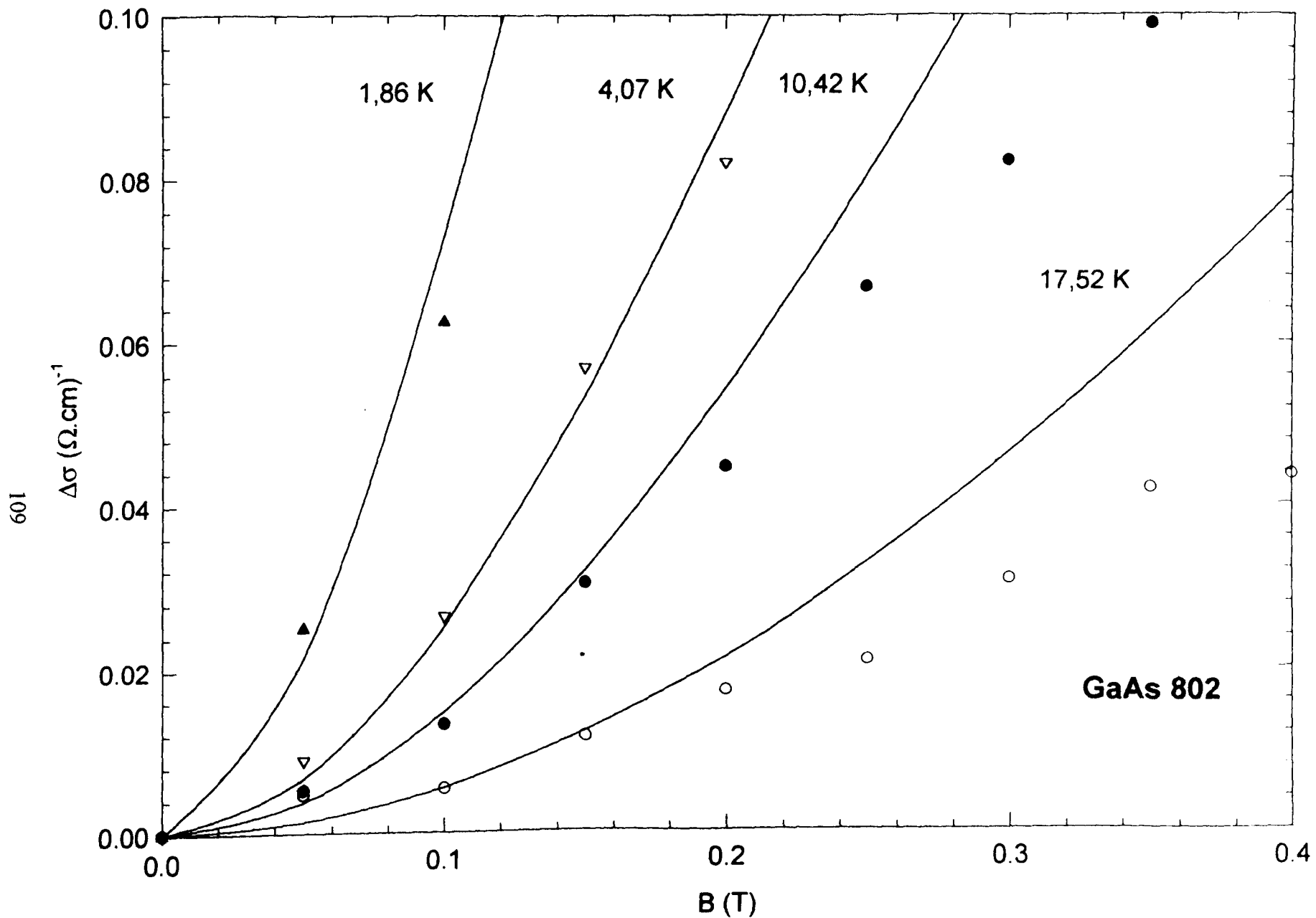


Figure III.6 : Ajustement de la magnétoconductivité par le modèle de Kawabata pour le GaAs 802.

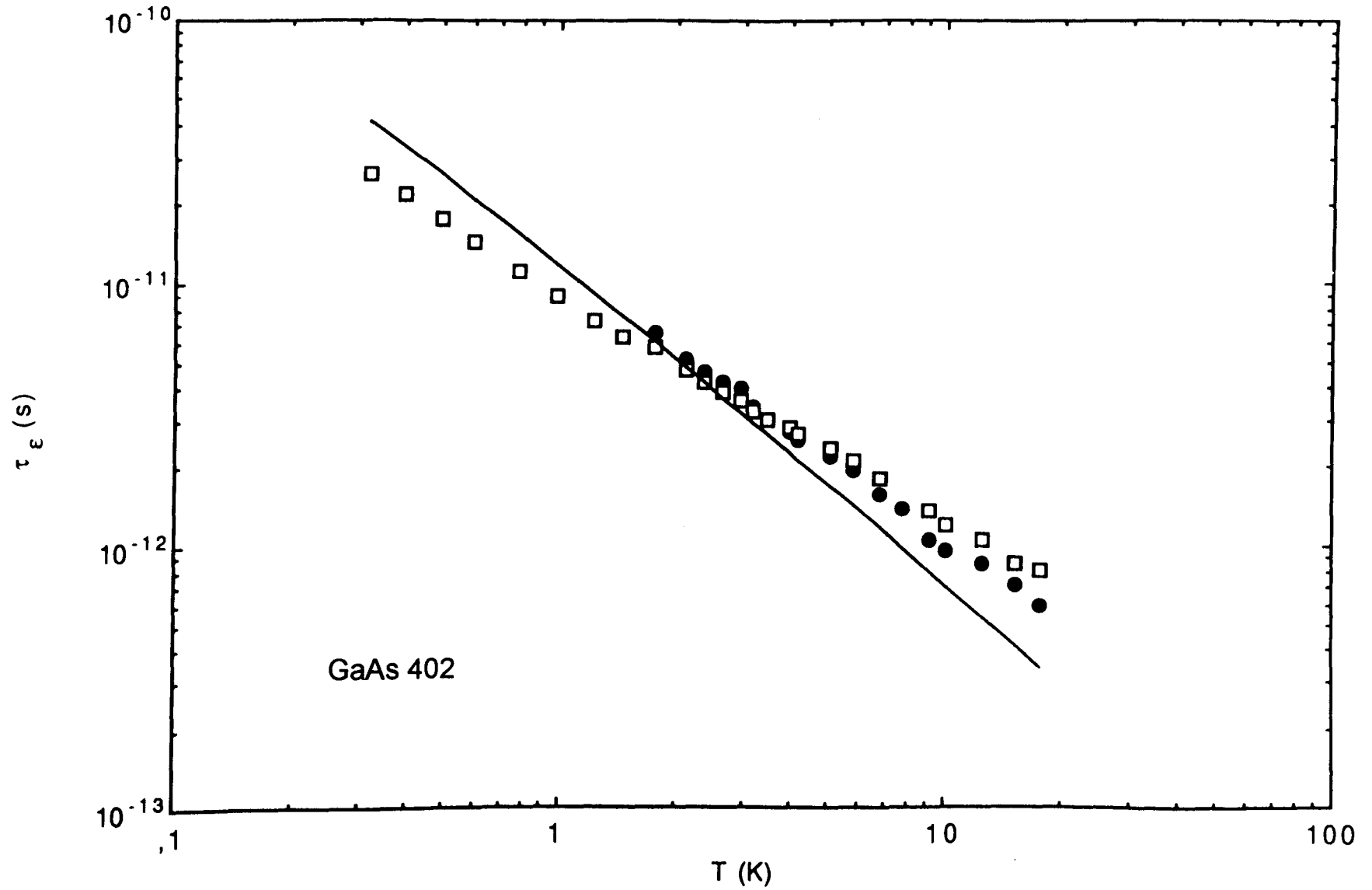


Figure III.7 : Variation en fonction de la température du temps de diffusion inélastique dans GaAs 402 : (●) Modèle de Kawabata, (-) Modèle d'Isawa, (□) incluant les interactions.

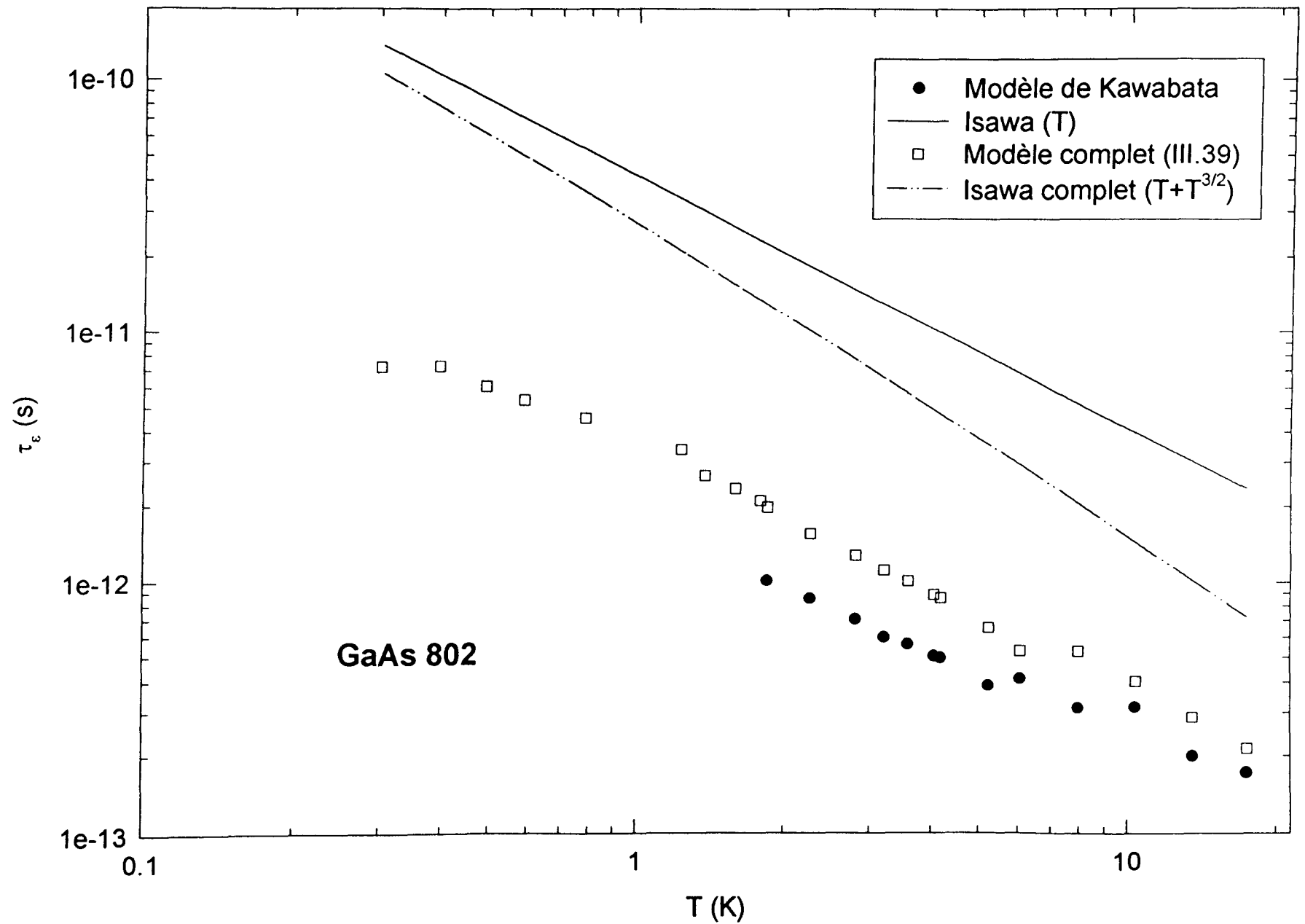


Figure III.8 : Variation du temps de diffusion inélastique issu des différents modèles en fonction de T (K) dans GaAs 802. Comparaison avec le modèle d'Isawa en T et $T + T^{3/2}$.

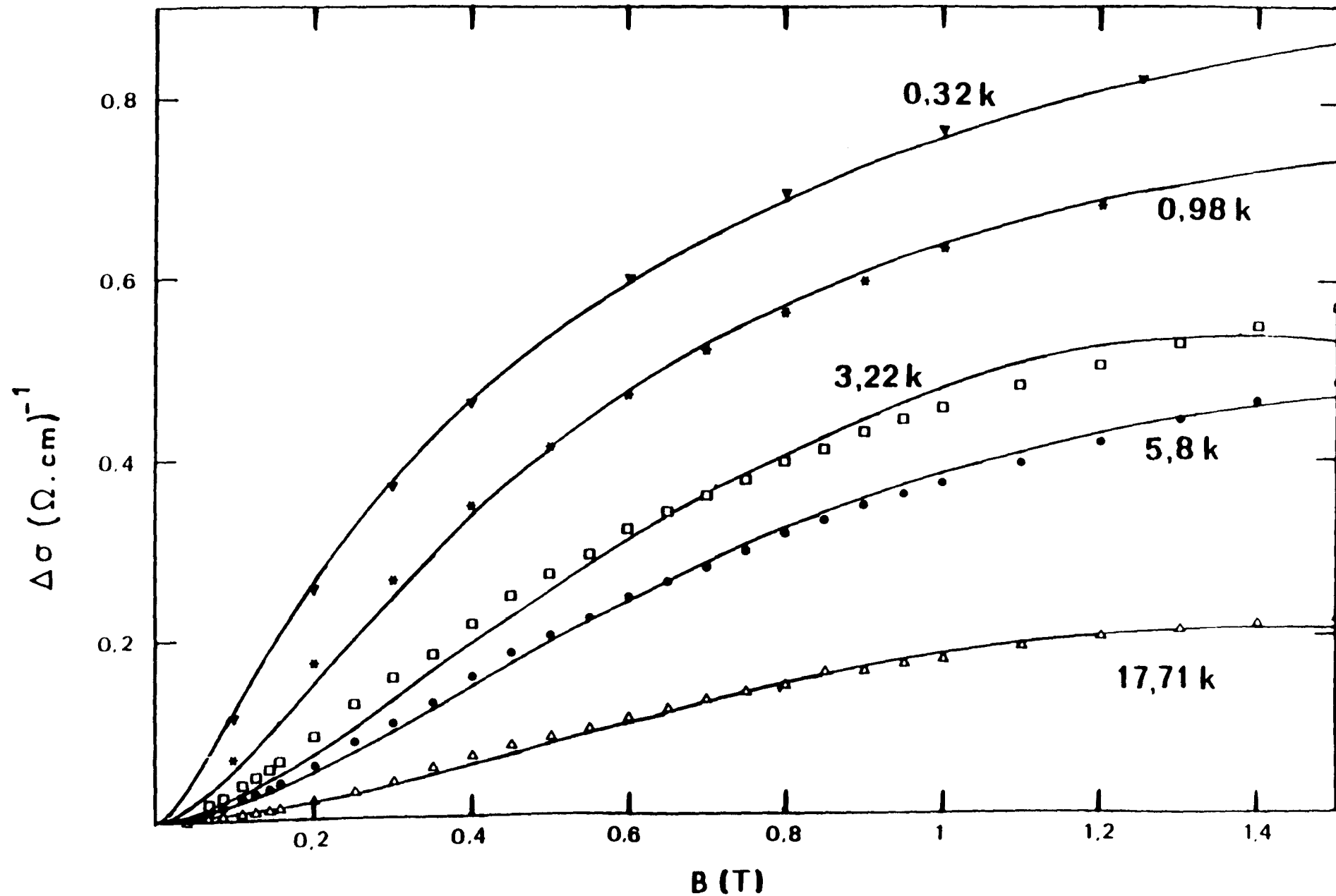


Figure III.9 : Ajustement de la magnétoconductivité expérimentale par le modèle complet (Relation III.39) dans GaAs 402.

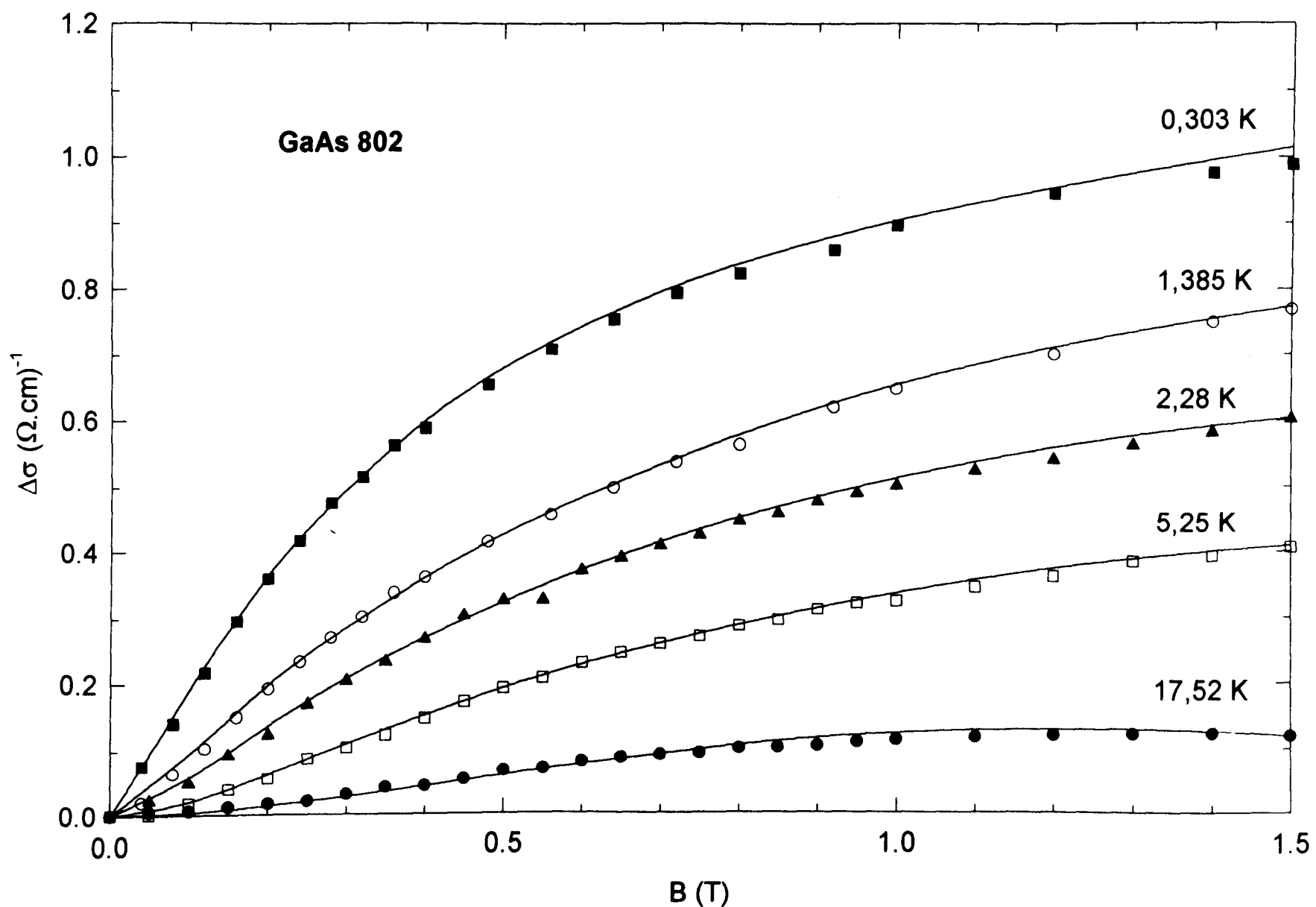


Figure III.10 : Ajustement de la magnétoconductivité expérimentale par le modèle complet (Relation III.39) dans GaAs 802.

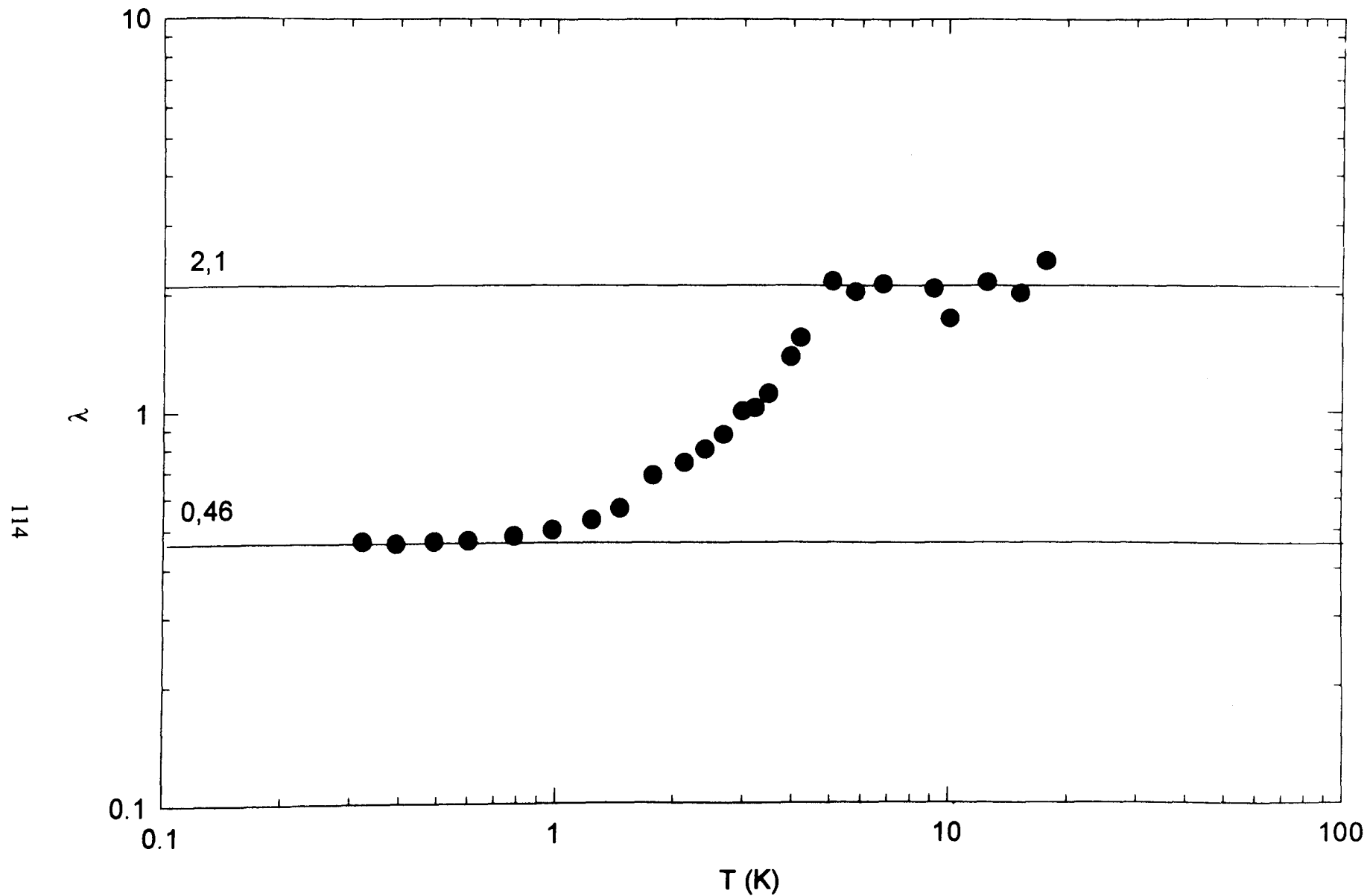


Figure III.11 : Variation de la constante de couplage électron-phonon avec la température dans GaAs 402.

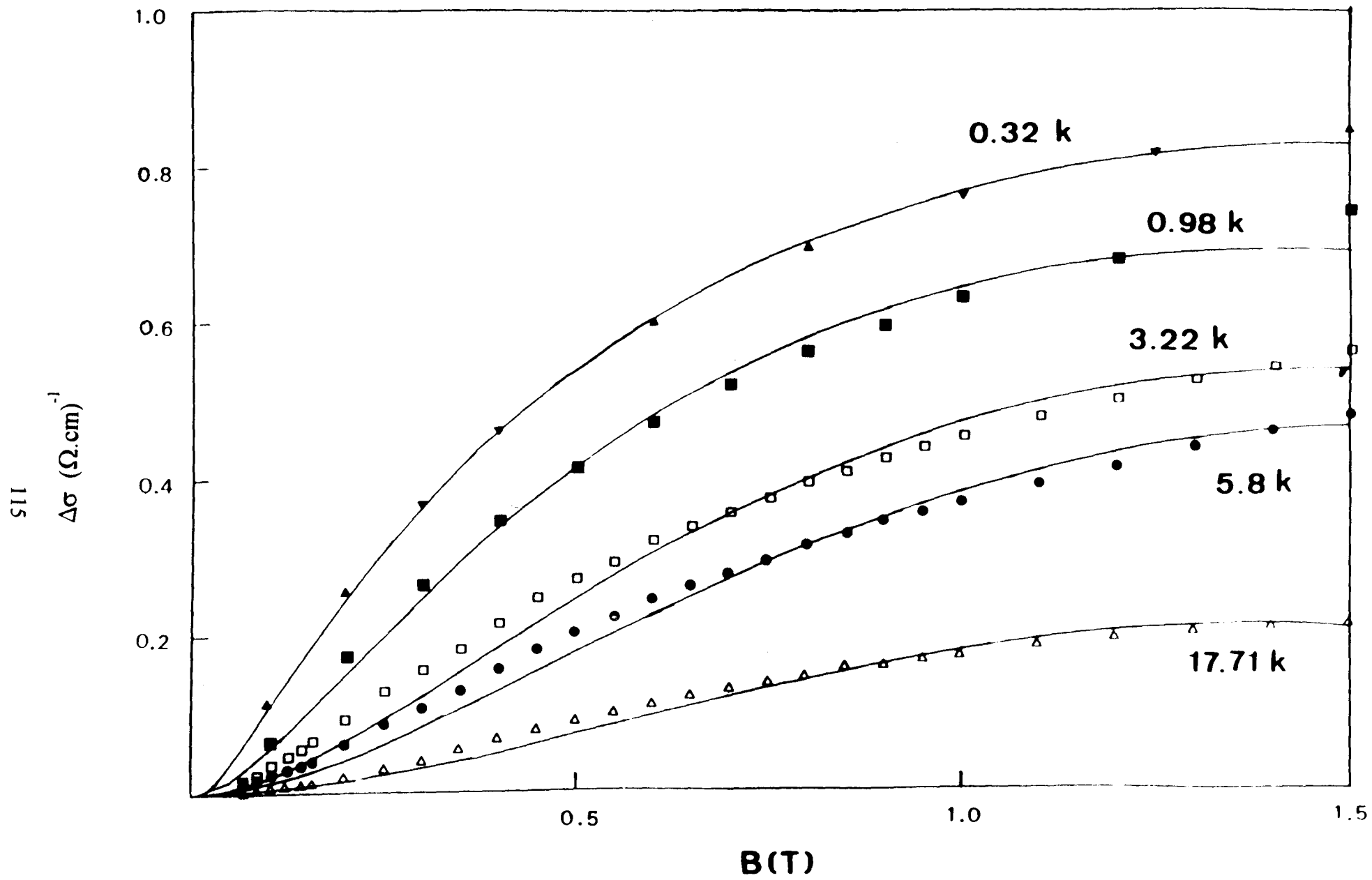


Figure III.12 : Ajustement de la magnétoconductivité dans GaAs 402 avec $\alpha = 1/2$.

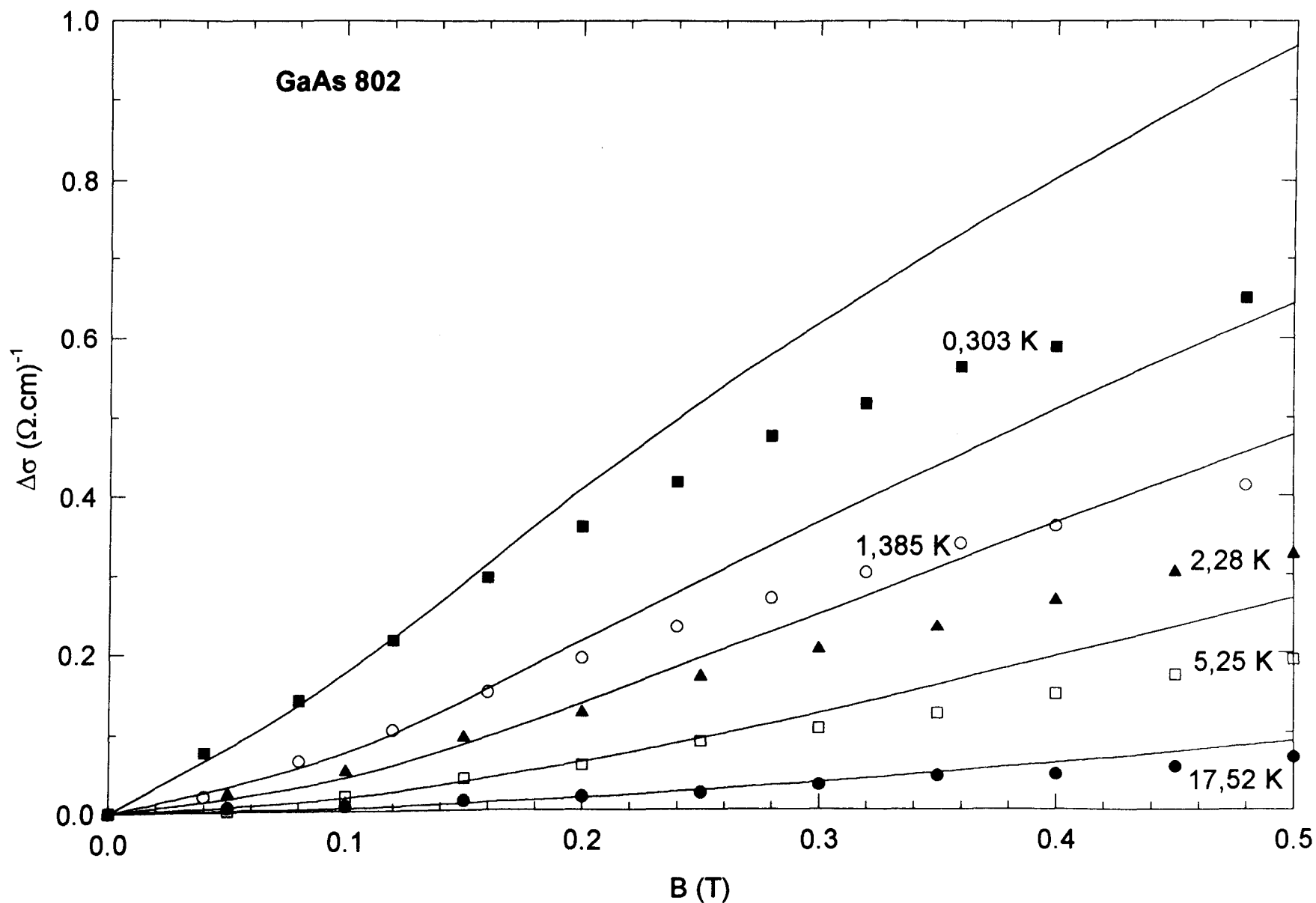


Figure III.13 : Ajustement de la magnétoconductivité expérimentale dans GaAs 802, avec α compris entre 0 et 0,1.

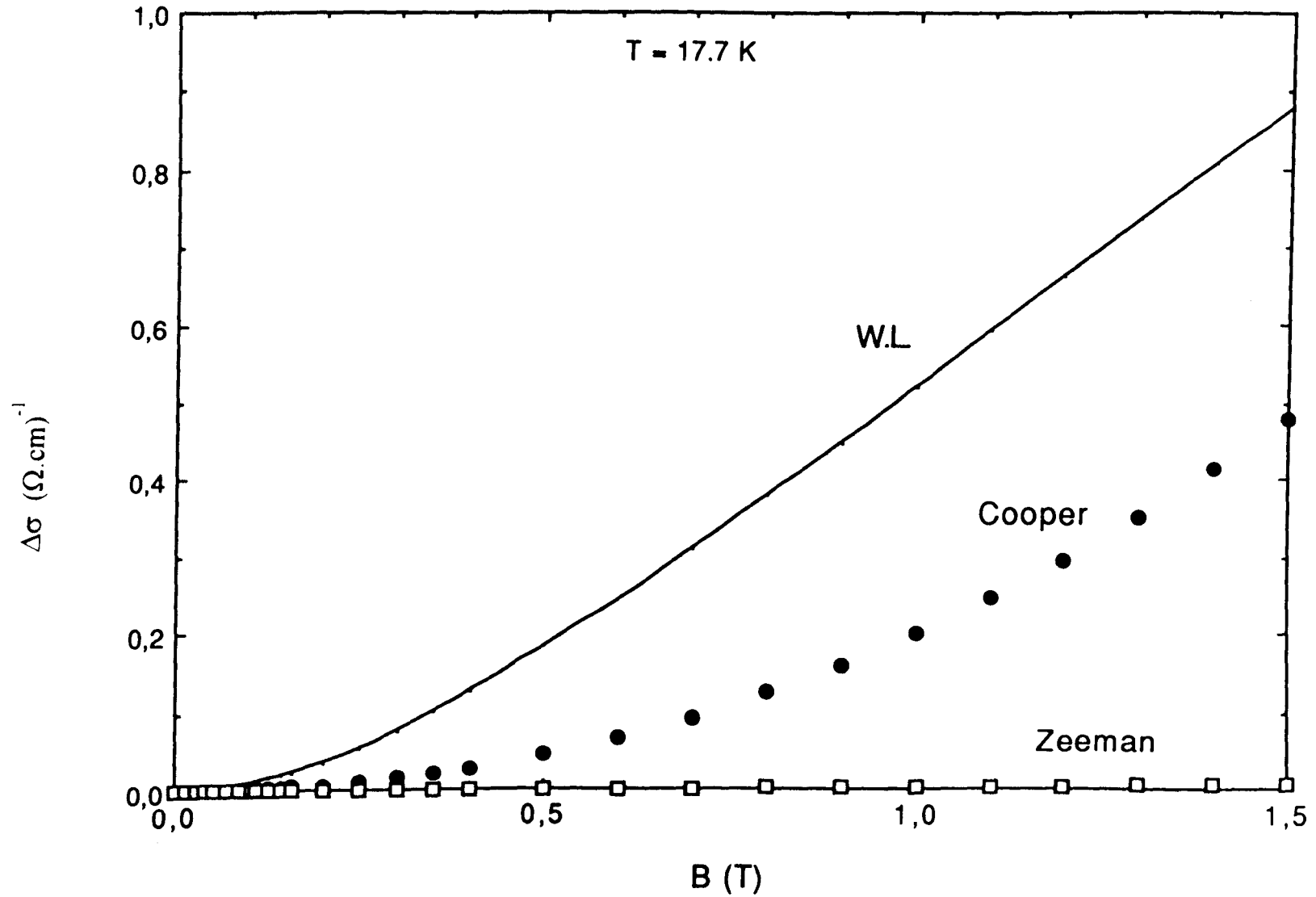


Figure III.14 : Amplitude des 3 contributions à la magnétoconductivité à $T=17,71 \text{ K}$ en fonction du champ magnétique dans GaAs 402. $F = 0,9$ dans la relation III.39.

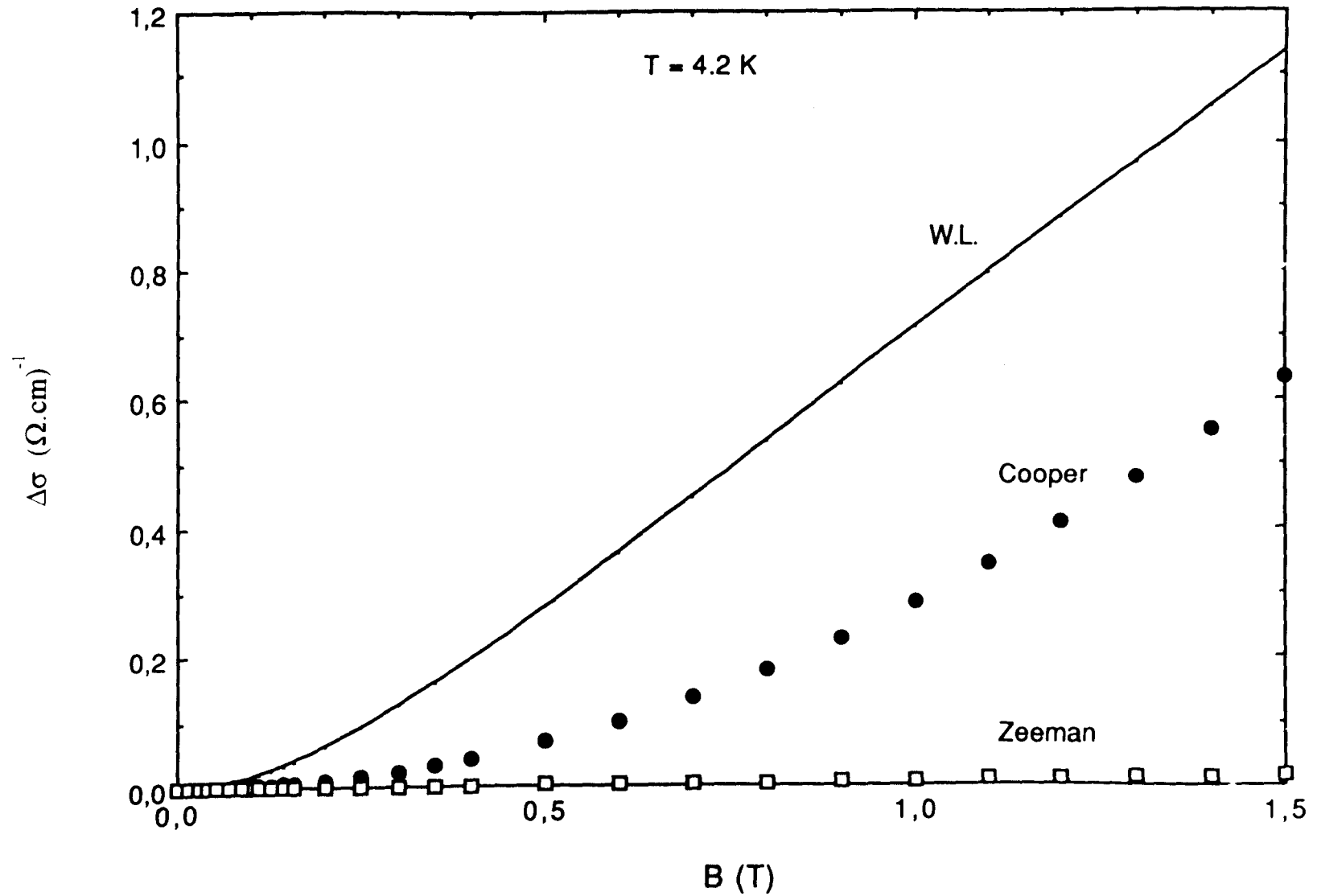


Figure III.15 : Amplitude des 3 contributions à la magnétoconductivité à $T=4,2 \text{ K}$ en fonction du champ magnétique dans GaAs 402. $F = 0,9$ dans la relation III.39.

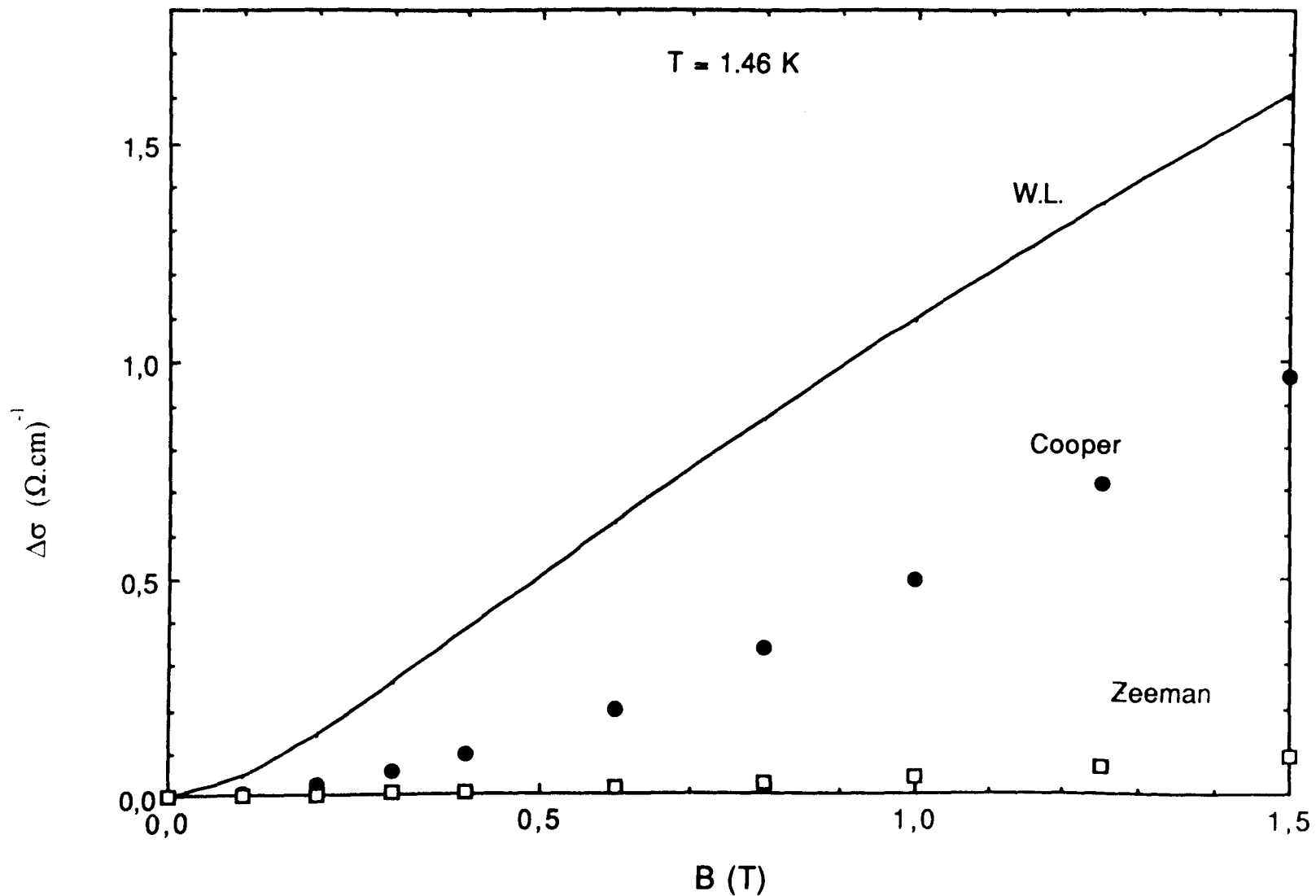


Figure III.16 : Amplitude des 3 contributions à la magnétoconductivité à $T=1,46$ K en fonction du champ magnétique dans GaAs 402. $F = 0,9$ dans la relation III.39.

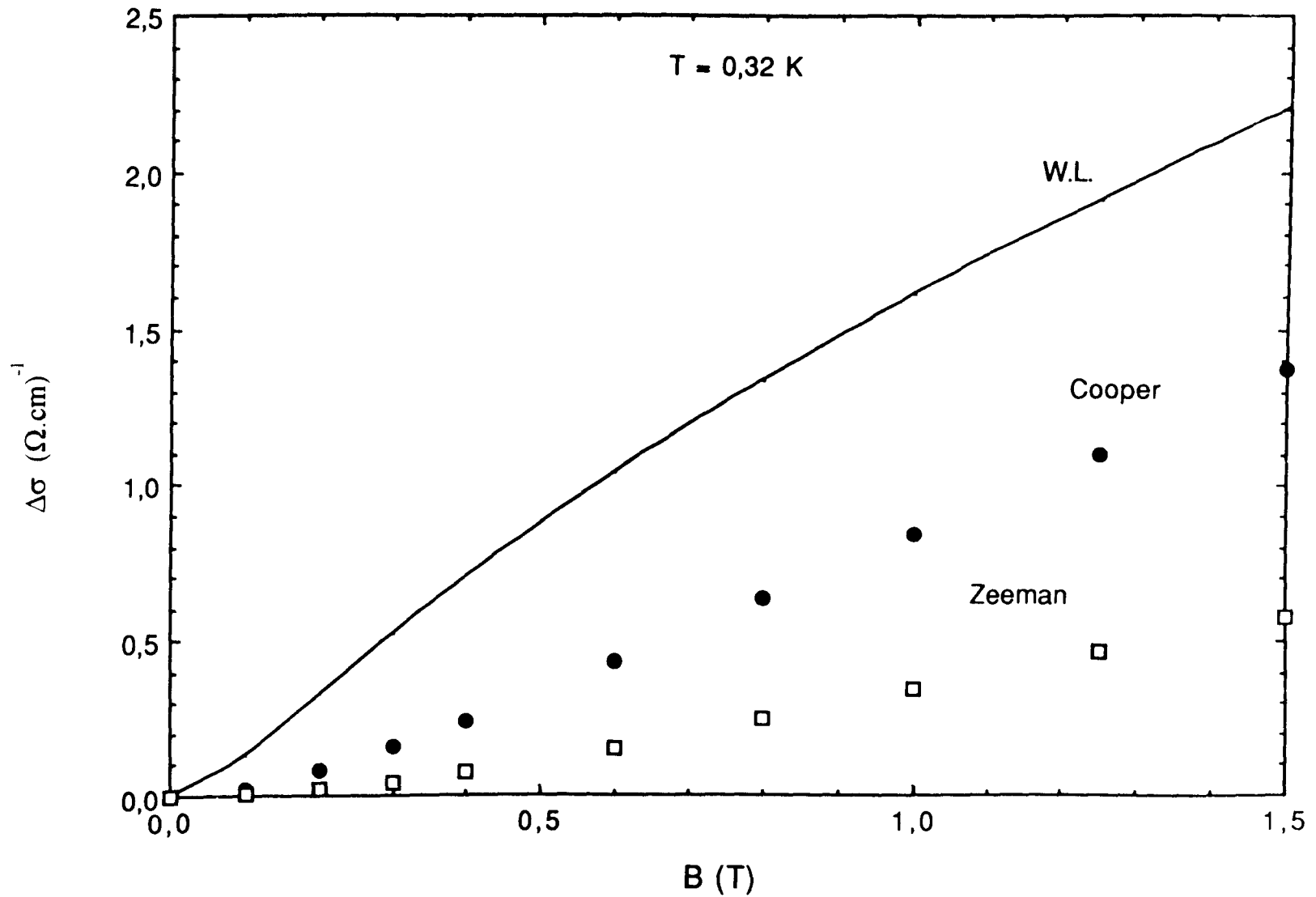


Figure III.17 : Amplitude des 3 contributions à la magnétoconductivité à $T=0,32 \text{ K}$ en fonction du champ magnétique dans GaAs 402. $F = 0,9$ dans la relation III.39.

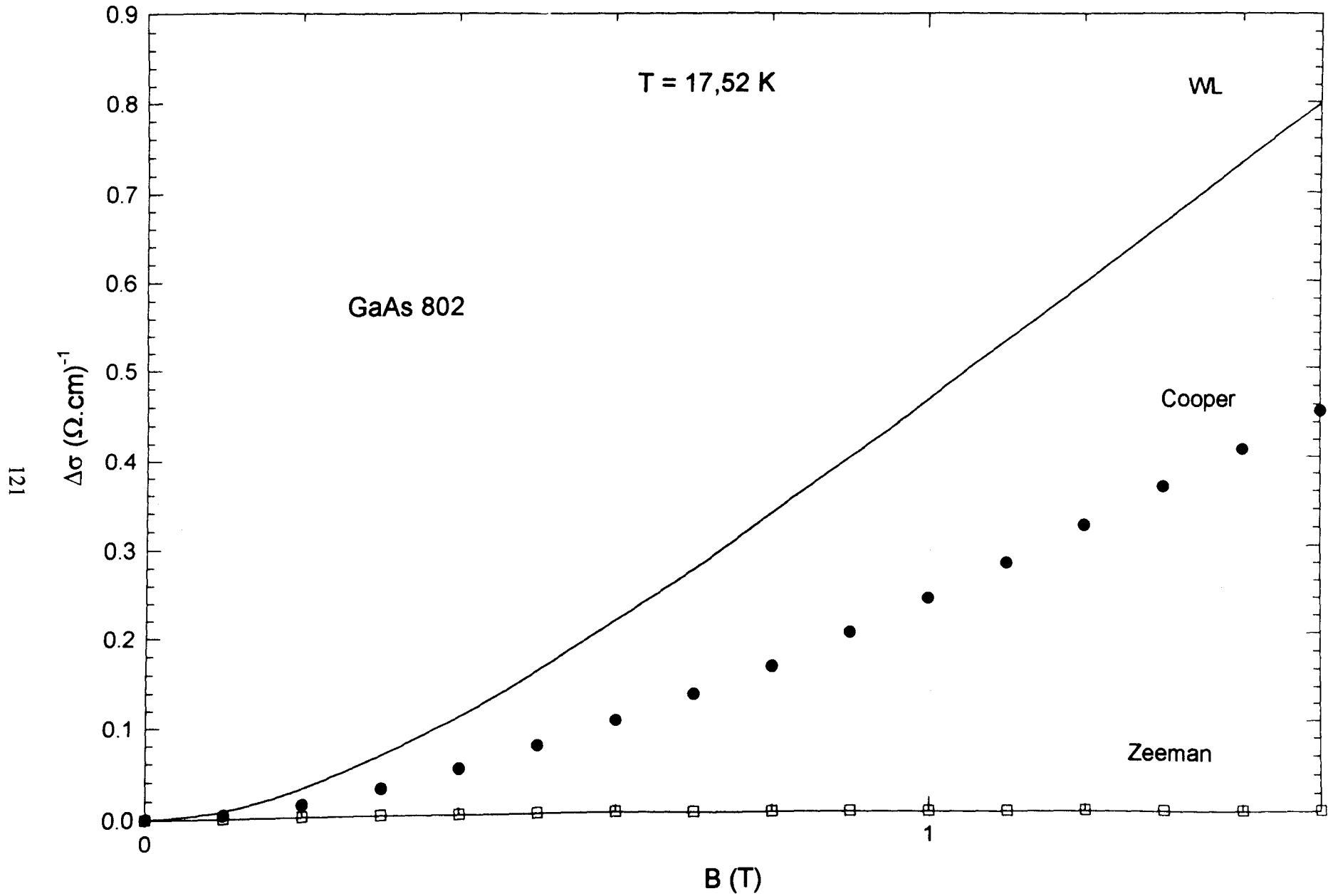


Figure III.18 : Amplitude des 3 contributions à la magnétoconductivité à $T=17,52 \text{ K}$ en fonction de B dans GaAs 802. F est fixé à 0,9 dans la relation III.39.

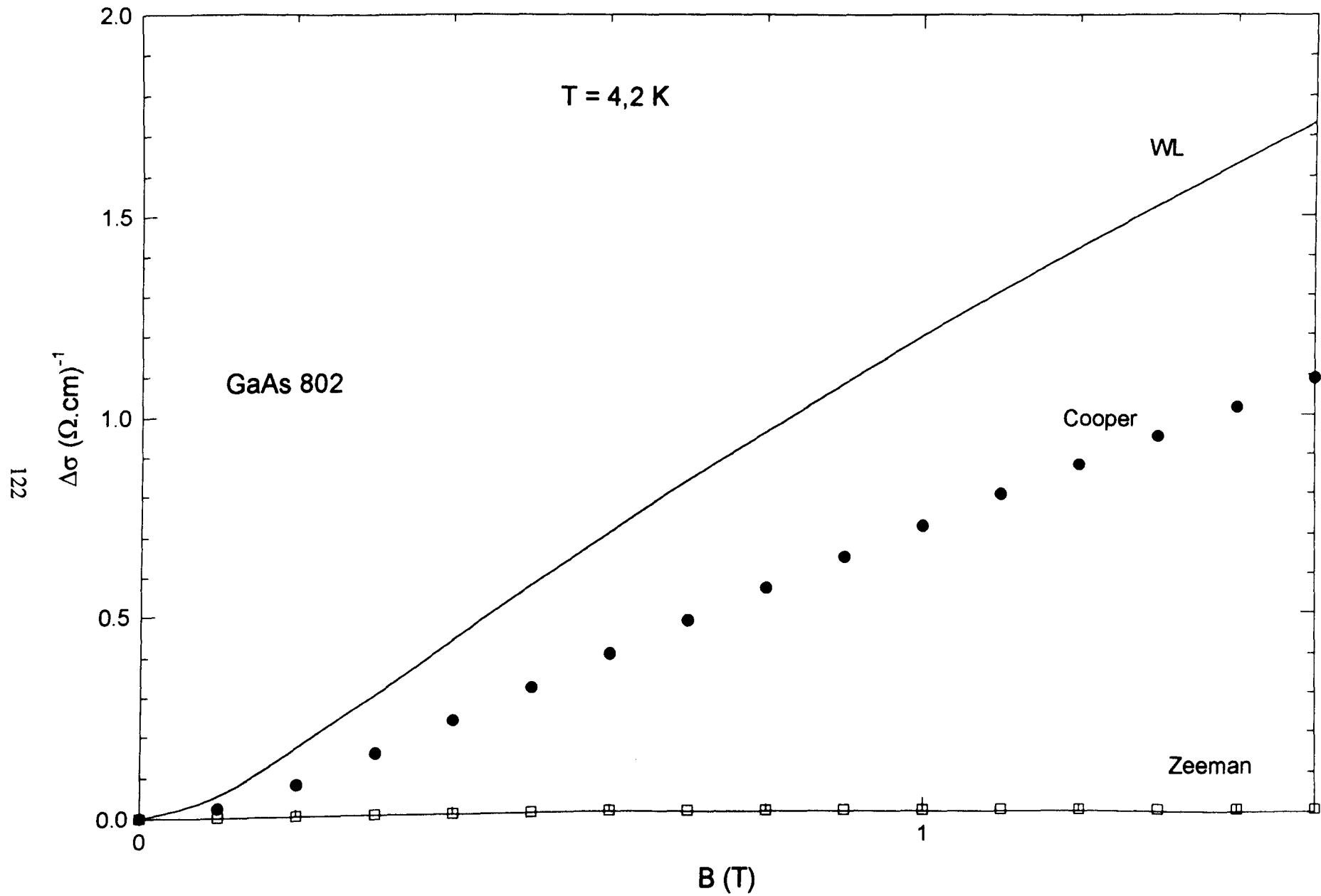


Figure III.19 : Amplitude des 3 contributions à la magnétoconductivité à $T=4,2 \text{ K}$ en fonction de B dans GaAs 802. F est fixé à 0,9 dans la relation III.39.

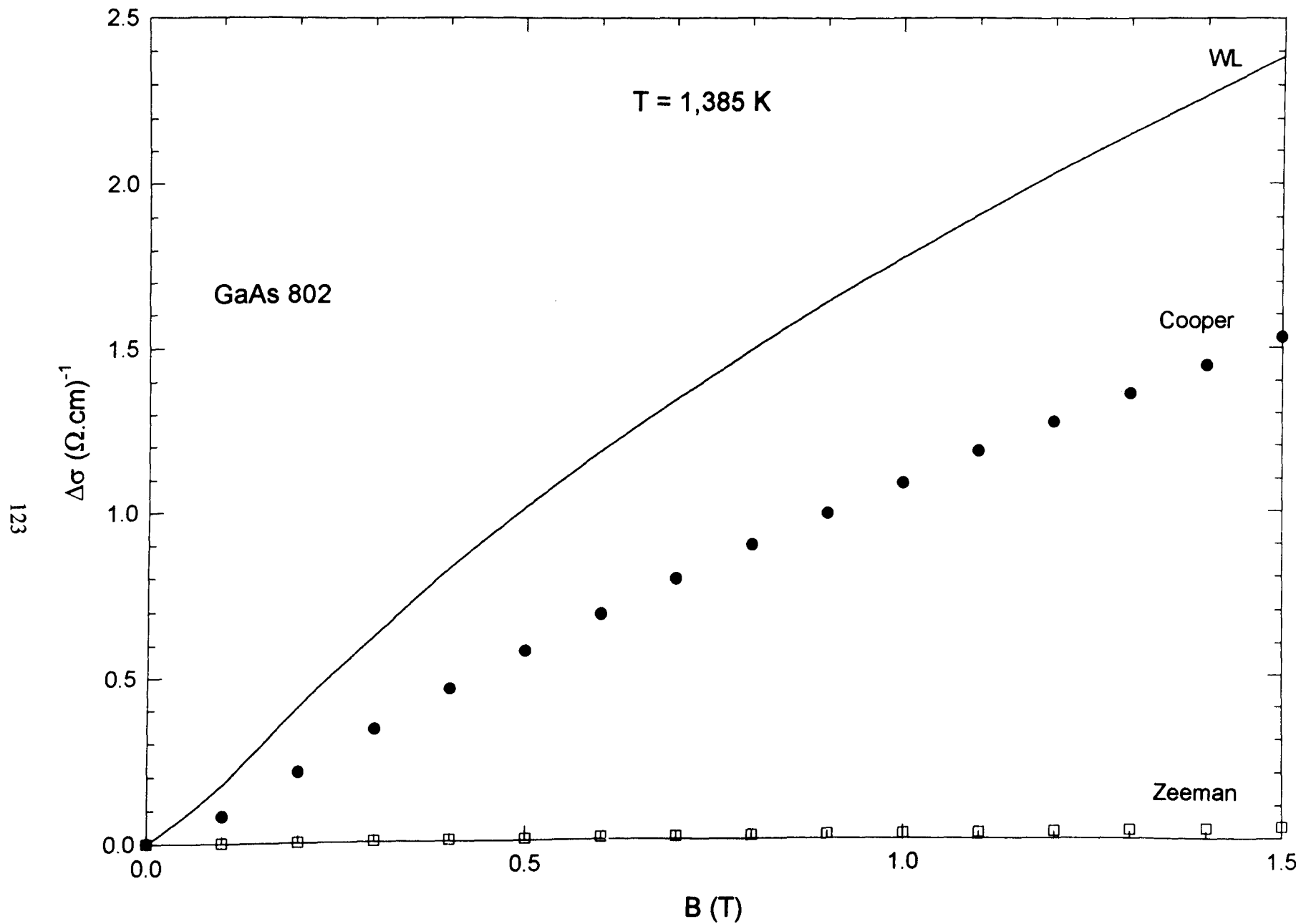


Figure III.20 : Amplitude des 3 contributions à la magnétoconductivité à $T=1,385$ K en fonction de B dans GaAs 802. F est fixé à 0,9 dans la relation III.39.

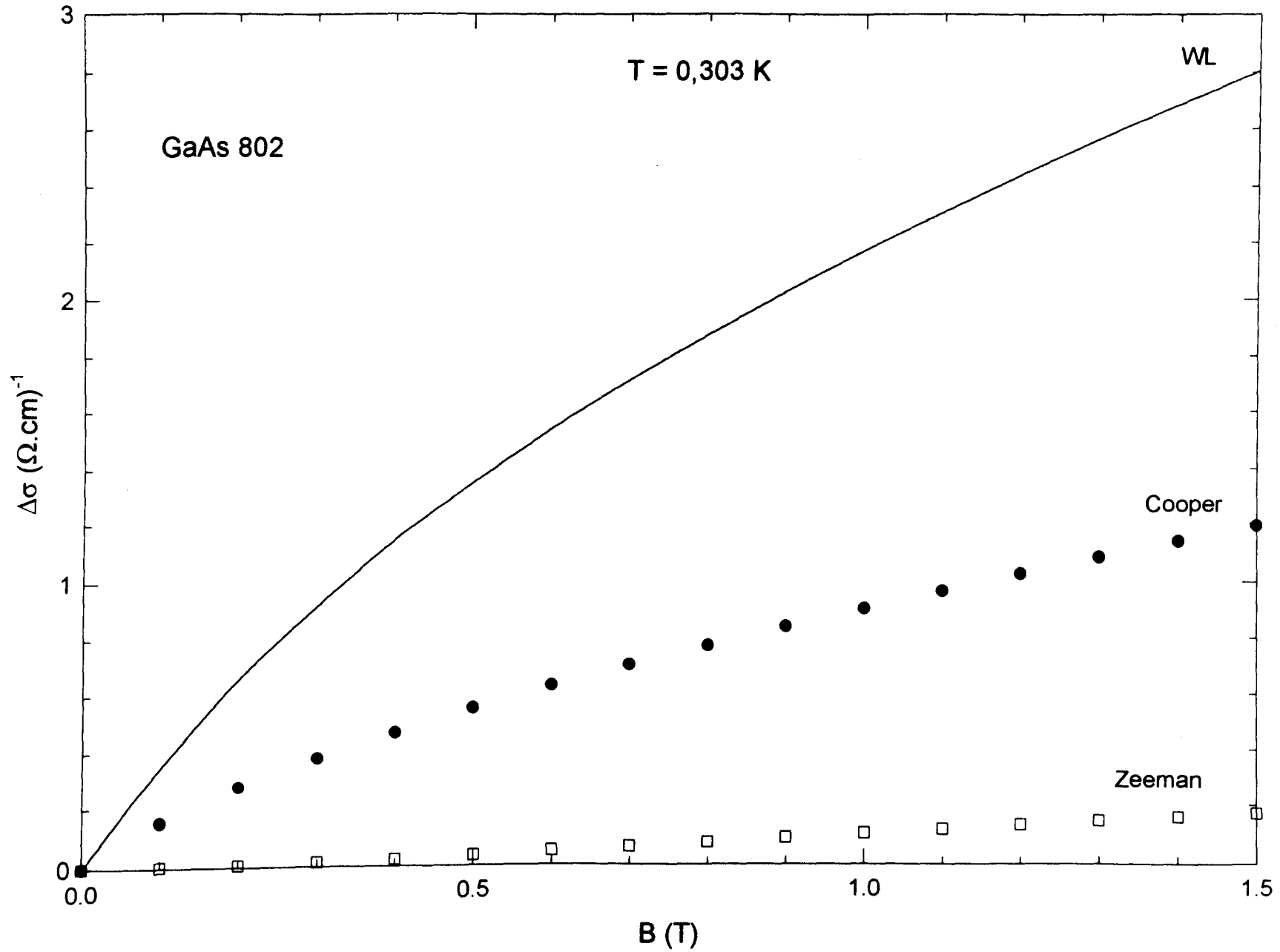


Figure III.21 : Amplitude des 3 contributions à la magnétoconductivité à $T=0,303 \text{ K}$ en fonction de B dans GaAs 802. F est fixé à 0,9 dans la relation III.39.

Chapitre IV

Etude de la magnéto-résistance
négative du côté isolant de la
transition.

IV. Magnétorésistance dans les isolants :

Des expériences ont permis l'observation à champ faible d'une magnétorésistance négative du côté isolant de la transition et plus précisément dans des régimes de conduction par VRH (*Yosida 1980, Rentzsch 1989*). Celle-ci disparaît lorsque le champ augmente : les orbites de Bohr sont compressées provoquant un changement de signe de la magnétorésistance qui devient alors positive. Cette magnétorésistance positive sera analysée en première partie. Nous pourrions ensuite la soustraire de la magnétorésistance totale afin d'étudier uniquement la magnétorésistance négative.

Par analogie avec les modèles de magnétorésistance négative dans le régime métallique, certaines théories du côté isolant utilisant le concept d'interférence entre les porteurs sur des chemins de percolation. Le modèle de *Nguen, Spivak et Shklovskii (1985)* est à l'origine de la plupart des réflexions sur les phénomènes d'interférences dans les isolants. D'autres phénomènes ont également été proposés pour expliquer la présence d'une magnétorésistance négative dans les isolants, tels que l'effet Zeeman ou encore la présence de moments magnétiques localisés.

Nous allons comparer ces différents modèles avec les données obtenues sur un échantillon de phosphure d'indium, référencé InP 1000. L'expérience a été menée dans une gamme de température allant de 0,062 K à 4,2 K, et pour des champs magnétiques compris entre 0 et 11 T. La figure IV.1 (p. 153) représente la magnétorésistance totale pour les champs $B < 3,5$ T.

A. Etude de la magnétorésistance positive :

L'expérience a montré que la magnétorésistance négative s'observe dans le domaine des faibles champs magnétiques et aux basses températures pour un échantillon situé dans le régime de Mott. L'augmentation du champ magnétique entraîne un changement de signe de la magnétorésistance qui devient positif. Ce comportement a été observé dans plusieurs semi-conducteurs III-V (*Biskupski 1988, Tremblay 1989*). La magnétorésistance totale se compose d'une partie positive et négative telle que

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)^- + \left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)^+ \quad (\text{IV.1})$$

L'étude de la magnétorésistance négative ne pourra être réalisée que si la magnétorésistance positive est soustraite à la magnétorésistance totale.

1. Théorie à champ faible :

La magnétorésistance positive peut être expliquée de manière tout à fait satisfaisante par l'expression proposée par *Shklovskii et Efros (1984)*, qui prennent en compte le rétrécissement des fonctions d'onde. En effet, lorsque l'inégalité suivante est vérifiée

$$\frac{\lambda^2}{a_H} \gg d \quad (\text{IV.2})$$

où $\lambda = \sqrt{\hbar/eB}$ représente la longueur magnétique et d la distance intersite, le champ B est considéré comme faible. Dans le régime de VRH en T^p , la magnétorésistance s'écrit alors

$$\text{Ln} \left[\frac{\rho(B)}{\rho(0)} \right] = t^{(n)} \frac{\xi^4}{\lambda^4} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{3p} \quad (\text{IV.3})$$

Cette expression prend la forme plus générale

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho} \right)^+ = \exp(\beta B^2) - 1 \quad (\text{IV.4})$$

Le coefficient $t^{(n)}$ prend des valeurs différentes suivant que la conductivité du matériau suit une loi en V.R.H. de type Mott ou de type Efros et Shklovskii. La formulation (IV.4) peut aussi être utilisée pour une conduction par saut au plus proche voisin mais le paramètre β est fonction de la température uniquement dans le cas du V.R.H.

2. Théorie en champ fort :

Pour les champs ne satisfaisant plus le critère (IV.2), nous nous appuyons sur les travaux de *Tokumoto (1982)*. Ces auteurs étudient l'action du champ magnétique sur les fonctions d'onde dont la forme est explicitée par Hasegawa-Howard. Cette forme décrit la probabilité de présence d'un électron dans un champ B dirigé suivant l'axe z :

$$\Psi_i = \frac{1}{\sqrt{2\pi\lambda^2 a_B}} \exp \left[-\frac{x_i^2 + y_i^2}{4\lambda^2} - \frac{|z_i|}{a_B} \right] \quad (\text{IV.5})$$

où a_B est une longueur caractéristique de la décroissance de la fonction d'onde dans la direction du champ

$$a_B = \frac{a_H}{\text{Ln} \left[\left(\frac{a_H}{\lambda} \right)^2 \right]} \quad (\text{IV.6})$$

L'analyse de Tokumoto aboutit à l'expression suivante de la magnétorésistance positive pour une densité d'états variant en $(E - E_F)^n$

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)^+ = \text{Exp} \left[\frac{c^{(n)}}{\lambda^2 a_B} \left(\frac{T_0}{T}\right)^{n+1} \right]^{\frac{1}{n+3}} - 1 \quad (\text{IV.7})$$

où le facteur $c^{(n)}$ n'est dépendant que de la forme de la densité d'états.

Nous obtenons la forme simplifiée

$$\text{Ln} \left(\frac{\rho(B)}{\rho(0)} \right) = A \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{n+1}{n+3}} \quad (\text{IV.8})$$

Cette expression permet notamment d'accéder à la valeur de l'exposant n.

3. Résultats et discussion :

L'étude de la magnétorésistance positive est effectuée dans la gamme des champs magnétiques élevés, puisque dans cette zone, la magnétorésistance négative est négligeable devant la contribution positive. Dans le cas d'InP 1000, l'analyse sera réalisée pour $B \geq 5$ T. De plus, le critère (IV.2) indique que le régime de fort champ magnétique est présent pour des champs $B \gg 4$ T dans InP 1000.

La formule (IV.8), simplifiant le modèle de Tokumoto, permet-elle de décrire les données expérimentales ? Pour répondre à cela, nous avons tracé sur la figure IV.2 (p. 154), les variations de $\text{Ln} [\text{Ln}[\rho(B)/\rho(0)]]$ en fonction de $\text{Ln}(T)$ pour les champs compris entre 5 T et 11 T. Nous voyons très clairement que dans tout l'intervalle de champ prospecté, nous obtenons des droites quasi parallèles les unes aux autres, dont la pente avoisine -0,6. Ce comportement linéaire est en accord avec le modèle et la valeur de -0,6 confirme la présence d'un gap de Coulomb ($n=2$).

Pour une température donnée, nous ajustons maintenant la magnétorésistance positive en fonction de B par la relation (IV.7). Le champ magnétique y apparaît par l'intermédiaire des paramètres λ et a_B . L'expression de la magnétorésistance positive en fonction du champ est alors proportionnelle à $\exp[\text{cte} \cdot B \text{ Ln}(0,11B)]$. Pour que cette relation ait un sens physique, nous constatons que le terme $0,11xB$ dans le logarithme doit être supérieur à 1. Cette condition n'est remplie que pour des champs magnétiques supérieurs à 10 T. Par conséquent, l'exploitation de nos données sur ce modèle ne peut se faire en raison d'une carence expérimentale pour des champs supérieurs à cette limite.

En réalité, nous remarquons que la magnétorésistance positive semble être correctement décrite par une loi en $\exp(\beta B^2) - 1$ dans la gamme des champs intermédiaires. Cette formulation est similaire à celle employée à champ magnétique faible par *Shklovskii et Efros (1984)*.

Dans le domaine de champ magnétique où la magnétorésistance positive est prépondérante devant la magnétorésistance négative, nous l'avons donc ajustée par l'équation (IV.4). Une représentation de $\ln(\beta)$ en fonction de $\ln(T)$ doit faire apparaître une droite de pente $-3p$ d'après les équations (IV.3) et (IV.4). La figure IV.3 (p. 155) montre cette variation. Nous trouvons que la valeur $-3/4$, correspondant au régime de Mott, est inférieure à la pente expérimentale égale à $-0,56$. Une explication de cette différence peut être donnée en rappelant que dans l'équation (IV.3), le paramètre β est fonction de la longueur de localisation ξ et de T_0 , de telle sorte que $\beta = \beta' \xi^4(B) [T_0(B)]^{3p}$. En réalité, c'est β' qui varie en T^{-3p} . Cependant, la détermination de ce coefficient n'est pas réalisable puisque nous ne connaissons pas les valeurs de la longueur de localisation ξ sous champ magnétique intense.

Nous réunissons dans le tableau 10 les valeurs obtenues de β dans la région des champs forts.

T (K)	β (T ⁻²)	T (K)	β (T ⁻²)
4,2	0,036	0,59	0,11
3,6	0,039	0,465	0,12
2,6	0,046	0,382	0,14
2,13	0,049	0,292	0,16
1,34	0,064	0,235	0,17
1,12	0,072	0,195	0,21
0,96	0,080	0,148	0,22
0,87	0,081	0,094	0,25
0,745	0,095	0,062	0,29
0,67	0,094		

Tableau 10

Par la suite, la magnétorésistance positive calculée grâce à la relation IV sera soustraite à la magnétorésistance totale, afin de ne porter l'étude que sur la magnétorésistance négative.

B. Etude de la magnétorésistance négative :

Nous avons représenté sur la figure IV.4 (p. 156) l'allure de la magnétorésistance négative dans InP 1000.

La variation en champ de la magnétorésistance négative est fonction également de la température. En effet pour des températures intermédiaires, la magnétorésistance négative varie en B^2 à champ faible, puis, son comportement tend à être linéaire lorsque le champ augmente. Pour les champs magnétiques élevés, la magnétorésistance négative présente un caractère anormal puisque celle-ci devient de nouveau positive.

L'abaissement en température entraîne une diminution de l'intervalle de champ pour lequel nous observons une variation en B^2 . La magnétorésistance négative devient alors très vite quasi linéaire en champ. De plus, nous constatons que la magnétorésistance négative peut descendre bien en dessous de sa valeur théorique -1, et même changer de signe pour $B > 6$ T. De telles anomalies peuvent s'expliquer par la présence d'un phénomène parasite qui vient s'ajouter à la magnétorésistance au-delà de $B = 1$ T, ou encore provenir d'une erreur d'estimation de la magnétorésistance positive. C'est pourquoi, notre étude de la magnétorésistance négative se limitera-t-elle aux champs magnétiques faibles.

1. Modèle des moments magnétiques :

Le modèle des moments magnétiques, basé sur les travaux de *Toyozawa (1962)*, prend en compte la diffusion des électrons de conduction par des moments magnétiques localisés sur les centres d'impuretés. L'apparition d'une magnétorésistance négative s'explique par le fait qu'un champ magnétique B ordonne ces moments, réduisant ainsi la diffusion.

Dans l'hypothèse de l'existence de ces moments, la magnétorésistance négative suit une loi de Curie-Weiss en fonction du champ et de la température :

$$\left| \frac{\Delta\rho}{\rho} \right|^{-1/2} = K_1 \left(\frac{T + \theta}{B} \right) + K_2 \quad (\text{IV.9})$$

Le système étudié est un ensemble de spins paramagnétiques dont θ représente la température de Curie. La figure IV.5 (p. 157) montre la variation de $\left| \Delta\rho/\rho \right|^{-1/2}$ en fonction de la température. Les droites obtenues sont sécantes en un point dont les coordonnées sont $T = -\theta$ K et $\left| \Delta\rho/\rho \right|^{-1/2} = K_2$. Nous évaluons ainsi θ égal à 0,8 K.

D'autre part, *Yosida (1957)* a montré que si les moments magnétiques existent, la magnétorésistance est proportionnelle à la moyenne de l'aimantation des impuretés :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} \approx M^2 \approx \left(\frac{B}{T}\right)^2 \quad (\text{IV.10})$$

L'aimantation des systèmes paramagnétiques est classiquement décrite par une fonction de Brillouin :

$$M = N_m g J \mu_B B_J \left[\frac{\mu^* B}{k T} \right] \quad (\text{IV.11})$$

où μ_B est le magnéton de Bohr, μ^* est le moment magnétique effectif des centres diffuseurs (lequel est proportionnel au facteur de Landé g et au magnéton de Bohr μ_B), N_m représente la concentration des centres diffuseurs et J indique le moment total des électrons localisés.

Dans le cas où N_m est très grand, l'aimantation peut être représentée par une fonction de Langevin plutôt qu'une loi de Brillouin

$$L(x) = \coth(x) - \frac{1}{x} \quad (\text{IV.12})$$

où $x = \frac{\mu^* B}{k(T + \theta)}$ pour un système paramagnétique qui suit une loi de Curie-Weiss.

La magnétorésistance négative provenant de la diffusion par les spins localisés prend alors la forme suivante

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)^- = -\lambda L^2\left(\frac{\mu^* B}{k(T + \theta)}\right) \quad (\text{IV.13})$$

ou encore

$$\left| \left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)^- \right|^{1/2} = \delta L\left(\frac{\mu^* B}{k(T + \theta)}\right) \quad (\text{IV.14})$$

Nous allons donc vérifier que la représentation de la racine carrée de la magnétorésistance négative en fonction de $B/(T + \theta)$ constitue une courbe unique dans toute la gamme de champ magnétique et de température prospectée. L'allure de cette courbe doit être identique à celle d'une fonction de Langevin. Or, la valeur de la température de Curie θ , obtenue précédemment, a besoin d'être précisée de manière à ce que les points expérimentaux se superposent le mieux possible. Cette valeur optimale est égale à $\theta = 0,85 \text{ K}$.

Au moyen d'un logiciel d'ajustement, nous déterminons, pour toutes les valeurs de $X = \frac{B}{T + \theta}$ et de $Y = \left| \left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)^- \right|^{1/2}$, les paramètres a et b tels que

$$Y = a \left[\coth (bX) - \frac{1}{bX} \right] \quad (\text{IV.15})$$

où $a = \delta$ et $b = \mu^*/k$.

La figure IV.6 (p. 158) montre la variation de Y en fonction de X ainsi que l'ajustement par la fonction de Langevin. L'accord entre le modèle de Toyozawa et l'expérience est correct pour des champs magnétiques inférieurs à 0,7 T et des températures relativement hautes ($T > 0,23$ K). Les paramètres a et b valent 0,448 et 14,045 respectivement. La valeur de b nous donne le moment magnétique effectif de chaque site $\mu^* = 20,9 \mu_B$. Cette valeur est élevée pour un matériau non magnétique tel que l'InP.

En effet, d'après *Toyozawa (1962)*, la description de la magnétorésistance négative par ce modèle nécessite un moment magnétique effectif compris entre 5 et 10 fois μ_B . Ce modèle a été utilisé avec succès de part et d'autre de la transition métal-isolant dans notre laboratoire, sur des échantillons métalliques d'InP (*Biskupski, 1978*) et un échantillon isolant de CdAs_2 (*Oubraham, 1991*). Les valeurs du moment effectif obtenues se situaient bien dans la gamme définie par Toyozawa.

Notons que des hautes valeurs de moment effectif ont déjà été rencontrées dans le passé, notamment par *Garyadyev (1973)* dans InAs et *Kourkoutas (1985)* dans GaAs. Ces derniers ont trouvé des valeurs de μ^* supérieures à $100\mu_B$, expliquées par l'existence d'un grand nombre de sites paramagnétiques à l'intérieur d'une même région.

Une autre explication possible de l'importance de μ^* est basée sur le fait que ce paramètre est fonction du facteur de Landé g effectif. Toutefois, il peut sembler étonnant que cette constante g explique à elle seule la grande valeur de μ^* . La raison de notre réserve provient des résultats récents d'*Oestreich (1996)*. Ces auteurs calculent très précisément le facteur de Landé g de plusieurs semi-conducteurs (GaAs, CdSe et InP) par spectroscopie photoluminescente. Leurs travaux ont permis d'estimer pour InP le facteur de Landé g effectif à 1,2.

Les grandes valeurs de μ^* peuvent s'expliquer de deux manières :

1) Les anisotropies dans le dopage génèrent l'existence de groupes d'impuretés qui pourraient être responsables de ces fortes valeurs de μ^* .

2) Les moments magnétiques n'apparaissent dans les semi-conducteurs que si les impuretés sont suffisamment éloignées les unes des autres, de telle sorte que les électrons restent piégés sur leurs sites et donnent naissance à des dipôles magnétiques (*Pödör 1969, Shmartshv 1971 et Mott 1974*). De telles configurations ne se rencontrent que dans les milieux fortement isolants. Or, notre matériau est très proche de la transition métal-isolant et le modèle de Toyozawa ne peut, en théorie, fournir une description

valable de la magnétorésistance négative. De plus, *Friedland (1990)*, après étude d'un échantillon de GaAs métallique proche de la transition, concluent que la magnétorésistance négative due à la diffusion par les spins localisés, si elle existe, est faible devant les interférences quantiques.

2. Déplacement du front de mobilité :

Une interprétation différente de la magnétorésistance négative dans un régime de conduction par saut a été proposée par *Altshuler (1982)*. Les auteurs montrent que la magnétorésistance négative apparaît lorsqu'il y a un accroissement de la longueur de localisation ξ avec le champ magnétique.

Dans le chapitre I, nous avons vu que la théorie d'échelle proposée par *Altshuler (1983)* permet d'exprimer le comportement critique de ξ . Aux abords du front de mobilité, la longueur de localisation varie suivant la loi

$$\xi = a_H \left(\frac{n}{n_c} - 1 \right)^{-\nu} \quad (\text{IV.16})$$

où ν est un exposant critique.

Il a été démontré (*Shapiro 1984*) que le champ magnétique a une action sur la concentration critique et qu'il agit donc sur la longueur de localisation ξ . D'après *Khmel'nitskii et Larkin (1981)*, le champ magnétique change la position du front de mobilité E_c , selon la relation

$$E_c(B) - E_c(0) = A_2 E_c(0) \left(\frac{e B d^2}{\hbar} \right)^{1/2\nu} \quad (\text{IV.17})$$

où d , la distance intersite, est estimée à

$$d = \left(\frac{3}{4 \pi n} \right)^{-1/3} \quad (\text{IV.18})$$

Rappelons que dans la gamme des champs faibles (*Shapiro 1984*), le front de mobilité diminue avec le champ magnétique, ce qui explique l'apparition d'une magnétorésistance négative. Par conséquent, le coefficient A_2 est de signe négatif.

L'équation (IV.17) peut se réécrire de la manière suivante

$$n_c(B) = n_c(0) + A_1 n_c(0) \left(\frac{e B n^{-2/3}}{\hbar} \right)^{1/2\nu} \quad (\text{IV.19})$$

Le coefficient A_1 est, tout comme le facteur A_2 , supposé de signe négatif.

Dans la région de conduction par saut à distance variable, la résistivité s'écrit

$$\rho(T) = \rho_0 \exp \left\{ \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/p} \right\} \quad (\text{IV.20})$$

avec $T_0 \approx \xi^{1-p}$ et p égal à 4 ou 2 selon que la conduction suit une loi de Mott ou d'Efros et Shklovskii.

Si le rapport $[n_c(B) - n_c(0)]/n_c(0)$ est très inférieur à l'unité, *Altshuler et coll. (1982)* montrent qu'en combinant les relations (IV.16), (IV.19) et (IV.20), on obtient une expression de la résistivité donnée par :

$$\text{Ln} \left(\frac{\rho(B,T)}{\rho(0,T)} \right) = - A_1 \nu \left(\frac{1-p}{p} \right) \left(\frac{e B n^{-2/3}}{\hbar} \right)^{1/2\nu} \text{Ln} \left(\frac{\rho(T)}{\rho_0} \right) \quad (\text{IV.21})$$

Cette dernière équation peut encore s'écrire en faisant apparaître le terme de magnétorésistance

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho} \right) = \exp [-A B^{1/2\nu}] - 1 \quad (\text{IV.22})$$

avec

$$A = - A_1 \nu \frac{1-p}{p} \left(\frac{e B n^{-2/3}}{\hbar} \right)^{1/2\nu} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/p} \quad (\text{IV.23})$$

Il est important de noter que les relations précédentes restent valables dans tout le domaine de conduction par V.R.H. et ce quelle que soit la valeur de p .

Nous avons utilisé ce modèle pour décrire la magnétorésistance expérimentale, à laquelle nous avons préalablement soustrait la magnétorésistance positive. Les ajustements sont représentés sur la figure IV.7 (p. 159). Nous observons le bon accord avec l'expérience dans le domaine des faibles champs magnétiques.

Nous regroupons les valeurs de ν , A et A_1 déduites des ajustements dans le tableau 11.

Les valeurs de A_1 sont calculées au moyen de l'équation (IV.23) en considérant $T_0 = T_M = 0,7 \text{ K}$ pour InP 1000 et $p = 1/4$.

Nous remarquons que le paramètre ν tend vers 0,5 aux basses températures et que sa valeur est diminuée de moitié à $T = 4,2 \text{ K}$. Or, dans les semi-conducteurs monovallés et compensés, la valeur prévue par la théorie est $\nu = 1$ (*Abrahams et coll. 1979*).

T (K)	ν	A (MKS)	A_1
4,2	0,282	0,144	- 0,693
2,6	0,291	0,232	- 0,971
2,13	0,293	0,247	- 0,979
0,67	0,394	0,416	- 1,022
0,292	0,42	0,542	-1,035
0,192	0,427	0,600	-1,020
0,148	0,45	0,758	-1,162

Tableau 11

Nous constatons que le coefficient A_1 varie avec la température alors que *Khmel'nitskii et Larkin (1981)* prédisent 3 comportements pour celui-ci : son caractère universel, son indépendance totale vis à vis de la température et sa sensibilité à la symétrie du système.

Le modèle de déplacement du front de mobilité avec le champ est en adéquation avec nos données dans une gamme relativement restreinte de champ magnétique ($B \leq 0,5$ T). En fait, nous pensons que ce modèle fonctionne d'autant mieux que l'on s'éloigne de la transition. *Oubraham (1991)* a montré que ce modèle était convenable pour des échantillons de $CdAs_2$ isolants très éloignés de la transition métal-isolant. Ce résultat corrobore les travaux de *Yosida et Fukuyama (1980)*, lesquels soulignent que le déplacement du front de mobilité E_c avec le champ magnétique est beaucoup plus conséquent pour un échantillon dont la concentration se situe loin de la transition métal-isolant.

3. Effet Zeeman et décalage du front de mobilité :

Un autre modèle à été proposé par *Fukuyama et Yosida (1979)*. Selon eux, seul l'effet Zeeman serait responsable de la magnéto-résistance négative dans le domaine de conduction par VRH. Les auteurs pensent que leur modèle est particulièrement bien adapté à l'étude des systèmes proches de la transition. Toutefois, pour des matériaux un peu plus éloignés de la transition métal-isolant, *Yosida et Fukuyama (1980)* ne négligent pas l'effet possible d'un décalage du front de mobilité avec le champ.

La fonction d'onde d'un électron dans un état localisé ayant une énergie E s'écrit

$$\Psi_E(R) = \exp \{-(E_c - E)^\beta R\} \quad (\text{IV.24})$$

où R et β représentent respectivement la distance de l'électron à l'impureté et un facteur proche de l'unité.

Dans un état propre donné, un électron dont l'énergie est proche du niveau de Fermi subit une levée de la dégénérescence de spin par un champ magnétique (effet Zeeman).

Un des deux états nouvellement créé par l'effet Zeeman possède une énergie supérieure à celle de l'état initial, ce qui le rapproche du front de mobilité E_c . La repopulation électronique est telle que la majorité des porteurs se trouve dans cet état Zeeman supérieur. La fonction d'onde qui lui est associée possède une extension spatiale plus grande que celle de l'état initial. *Fukuyama et Yosida (1979)* montrent que les porteurs situés sur ces niveaux supérieurs, en présence de champ magnétique, sont responsables d'une augmentation de la conduction, c'est à dire de l'apparition d'une magnétorésistance négative.

La conductivité est donnée par la relation

$$\sigma(B) = \frac{C}{2} \sum_{\alpha = \pm 1} \exp \left[- \left(\frac{T_\alpha}{T} \right)^{1/p} \right] \quad (\text{IV.25})$$

où

$$T_\alpha = T_0 \left(E_F + \frac{1}{2} g \mu_B B \alpha \right) \propto \left[E_c(B) - \left(E_F + \frac{1}{2} g \mu_B B \alpha \right) \right]^{\beta d'} \quad (\text{IV.26})$$

avec g le facteur de Landé pris égal à 2 pour un électron, μ_B le magnéton de Bohr et d' la dimension du système.

Une approximation très simple de la variation du front de mobilité en fonction du champ a été proposée par *Yosida et Fukuyama (1980)*

$$E_c(B) = E_c(0) + AB^2 \quad (\text{IV.27})$$

où A est un facteur multiplicatif positif. Toutefois, l'expression précédente est un cas particulier de la relation plus générale, proposée par *Khmel'nitskii et Larkin (1981)*

$$E_c(B) = E_c(0) + AB^z \quad (\text{IV.28})$$

où $z = 1/2\nu$ est un exposant proche de 1/2 comprenant ν l'exposant critique pour la conductivité critique. Le coefficient A doit être de signe négatif dans le cas d'une magnétorésistance négative. L'équation (IV.26) devient alors

$$T_\alpha \propto [E_c(0) + AB^z - (E_F + \mu_B B \alpha)]^{\beta d'} \quad (\text{IV.29})$$

ou encore

$$T_\alpha = T_0 \left[1 + \frac{AB^z - \mu_B B \alpha}{E_c(0) - E_F} \right]^{\beta d'} \quad (\text{IV.30})$$

L'expression de la conductivité devient

$$\sigma(B) = \frac{C}{2} \left\{ \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/p} \left(1 + \frac{AB^z - \mu_B B \alpha}{E_c(0) - E_F} \right)^{\beta d'/p} \right] \right\} + \frac{C}{2} \left\{ \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/p} \left(1 + \frac{AB^z + \mu_B B \alpha}{E_c(0) - E_F} \right)^{\beta d'/p} \right] \right\} \quad (\text{IV.31})$$

D'après *Fukuyama et Yosida (1979)*, la magnétorésistance est très peu sensible au rapport $\beta d'/p$. Aussi, font-ils l'approximation $\beta d'/p = 1$. Pour notre échantillon, la conduction est de type V.R.H. de Mott avec $p = 4$. Le coefficient β vaut alors $4/3$ ce qui est proche de sa valeur théorique 1. En reprenant l'équation (IV.31) et en rassemblant les différents termes, on obtient

$$\sigma(B) = C \exp \left[- \left(\frac{T_M}{T} \right)^{1/4} \left(1 + \frac{AB^z}{E_c - E_F} \right) \right] \cosh \left[\left(\frac{T_M}{T} \right)^{1/4} \left(1 + \frac{\mu_B B}{E_c - E_F} \right) \right] \quad (\text{IV.32})$$

La magnétorésistance négative, exprimée au moyen de cette dernière équation, donne

$$\left(\frac{\Delta \rho}{\rho} \right)^- = \frac{\exp(\gamma AB^z)}{\cosh(\gamma \mu_B B)} - 1 \quad (\text{IV.33})$$

avec

$$\gamma = \left(\frac{T_M}{T} \right)^{1/4} \frac{1}{E_c - E_F} \quad (\text{IV.34})$$

La magnétorésistance négative d'InP 1000 a été ajustée par la relation (IV.33). Nous avons fait varier le domaine de champ de manière à obtenir le meilleur accord possible. Cependant, le paramètre γ obtenus est si petit que le "cosh" situé au dénominateur prend toujours des valeurs proches de l'unité. Par conséquent, l'ajustement de la magnétorésistance négative par l'équation (IV.33) devient identique à l'ajustement effectué avec la forme (IV.22), ce qui suggérerait que le décalage du front de mobilité soit le phénomène dominant pour expliquer la magnétorésistance négative.

Malgré cette première constatation, nous faisons à présent l'hypothèse que le décalage du front de mobilité est un phénomène négligeable dans l'interprétation de la magnétorésistance négative et que seul l'effet Zeeman intervient. La magnétorésistance négative s'écrit alors

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)^{-1} = \frac{1}{\cosh(\gamma\mu_B B)} - 1 \quad (\text{IV.35})$$

Nous ajustons la magnétorésistance négative à l'aide de cette dernière expression. Sur la figure IV.8 (p. 160), nous constatons un grand désaccord entre l'expérience et le modèle sauf peut être à $T = 4,2$ K pour une gamme étroite de champ.

Nous avons rassemblé dans le tableau 12 (p. 139) les valeurs obtenues de $\gamma\mu_B$, et à partir desquelles nous pouvons calculer la distance énergétique entre le niveau de Fermi et le front de mobilité $E_c - E_F$. Les valeurs obtenues pour $E_c - E_F$ sont 2 à 3 fois supérieures à l'énergie d'activation au front de mobilité $\varepsilon_2 \approx 17,2$ μeV estimée expérimentalement.

En réalité, pour retrouver la valeur expérimentale de ε_2 , il faudrait que le paramètre γ augmente, c'est à dire que le coefficient $\gamma\mu_B = 2,152$ T^{-1} à $T = 4,2$ K ou encore $\gamma\mu_B = 4,967$ T^{-1} à $T = 0,148$ K. Or, nous remarquons que la magnétorésistance négative calculée avec ces valeurs de $\gamma\mu_B$ est très supérieure à la magnétorésistance négative expérimentale. En conclusion, même si les ajustements à champ faible et à haute température sont sensiblement en accord avec l'expérience, les valeurs de $E_c - E_F$ montrent que ce modèle ne convient pas pour décrire quantitativement la magnétorésistance négative.

4. Interférences quantiques :

D'autres modèles ont été proposés plus récemment, qui comportent des analogies avec les théories de localisation faible. Ils sont basés sur le concept d'interférences quantiques. En effet, celles-ci sont également considérées comme responsables de l'apparition de la magnétorésistance négative dans le régime de V.R.H. De nombreux auteurs (*Nguen 1985, Sivan 1988, Raikh 1990*), depuis une dizaine d'années, ont établi des modèles de magnétorésistance négative utilisant les interférences entre électrons sur des chemins de percolation.

T (K)	$\gamma\mu_B (T^{-1})$	$E_c - E_F (\text{meV})$
4,2	0,623	$5,95 \cdot 10^{-2}$
1,34	1,155	$4,27 \cdot 10^{-2}$
0,67	1,708	$3,76 \cdot 10^{-2}$
0,235	2,175	$3,50 \cdot 10^{-2}$
0,148	2,701	$3,16 \cdot 10^{-2}$

Tableau 12

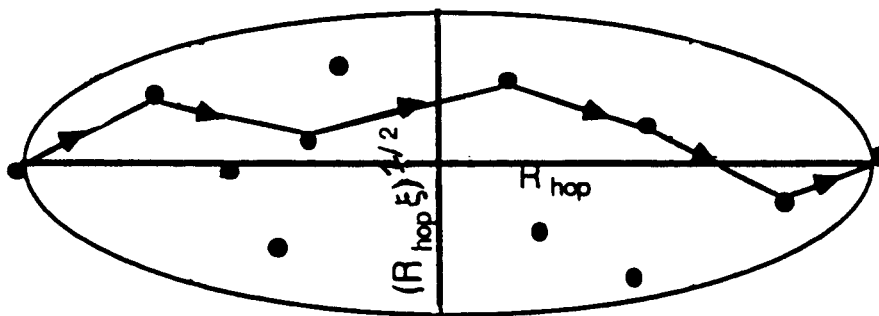


Schéma 12 : Exemple d'un saut diffusé par les impuretés intermédiaires à l'intérieur du "cigar shaped domain".

Du côté isolant, la magnétorésistance négative provient de la destruction par le champ magnétique de l'interférence entre plusieurs chemins de percolation (sans boucles de rétrodiffusion) lors du processus de saut.

a) Modèle de Nguen, Spivak et Shklovskii (NSS) :

Nguen (1985) ont été les premiers à construire un modèle tenant compte du processus d'interférence dans les isolants. Ils considèrent les effets d'interférence entre les divers chemins associés à un saut entre les sites i et j , séparés d'une distance optimale R_M . L'électron subit de multiples collisions sur les sites d'impuretés intermédiaires. NSS montrent alors que la probabilité de saut peut être très fortement influencée par l'interférence entre tous les chemins de diffusion possibles compris dans un volume de forme ellipsoïdale ("cigar shaped domain") de longueur R_M et de largeur $(R_M \xi)^{1/2}$, où ξ représente la longueur de localisation. Le schéma 12 (p. 139) illustre ce type de transition.

L'application d'un champ magnétique dans cette configuration introduit un facteur de phase propre à chaque chemin de diffusion. Ce facteur de phase diminue considérablement les interférences destructives et la magnétorésistance négative est maximale lorsque le flux magnétique $\Phi = B.S$ à travers une aire effective S de l'ordre de $(R_M)^{3/2} \xi^{1/2}$, est égal à un quantum de flux $\Phi_0 = e/h$.

Au moyen d'une simulation numérique, NSS estiment la conductivité d'un cube contenant $25 \times 25 \times 25$ sites en effectuant la moyenne logarithmique des conductivités sur tous les chemins de percolation possibles. Ils obtiennent pour des champs magnétiques faibles ($\Phi < 1$), une magnétorésistance de signe négatif qui varie linéairement en champ. Toutefois, les nombreux paramètres inconnus qui composent l'expression de la conductance proposée par NSS, ne permettent pas une confrontation directe du modèle avec l'expérience.

Nous allons maintenant exposer d'autres modèles qui se sont inspirés des travaux de NSS et qui seront plus facilement applicables expérimentalement.

b) Modèle de Sivan, Entin-Wohlman et Imry (SEI) :

SEI (1988) et *Entin-Wohlman (1989)* se sont basés sur les travaux de NSS pour évaluer la magnétorésistance négative dans les isolants. Ils modélisent le système par un réseau de résistances élémentaires et y appliquent une théorie de percolation. Leurs conclusions diffèrent notablement de celles de NSS puisqu'ils trouvent que la magnétoconductivité varie quadratiquement avec le champ B dans le domaine des faibles champs. Une telle différence provient du fait que NSS effectuent une moyenne logarithmique de la conductivité alors que SEI ne calculent que la moyenne simple. Par conséquent, suivant la manière d'aborder le calcul, les résultats diffèrent.

Tout comme dans le modèle de NSS, SEI montrent que la variation de la magnétoconductivité est caractérisée par le flux magnétique Φ_M à travers une aire effective à l'intérieur de laquelle la cohérence de phase est maintenue. Cette aire est ici égale à $(R_M)^{3/2} a^{1/2}$, avec a la distance intersite.

Dans le formalisme de la théorie de percolation, SEI expriment une conductivité critique, correspondant à une chaîne reliant les sites dont la distance R_M est plus grande que la longueur de localisation ξ . Cette conductivité s'écrit

$$\sigma_c = \sigma_0 \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/(d+1)} \right] \quad (\text{IV.36})$$

Ayant développé l'expression analytique de $\Delta\sigma$, les auteurs donnent le comportement théorique de la magnétoconductivité en fonction de Φ_M/Φ_0 (Schéma 13) pour trois valeurs de $\sigma_c(0)/\sigma_0$. La valeur du champ magnétique peut se déduire de la relation

$$\frac{\Phi_M}{\Phi_0} = \frac{(R_M)^{3/2} a^{1/2} B}{\hbar/e} \quad (\text{IV.37})$$

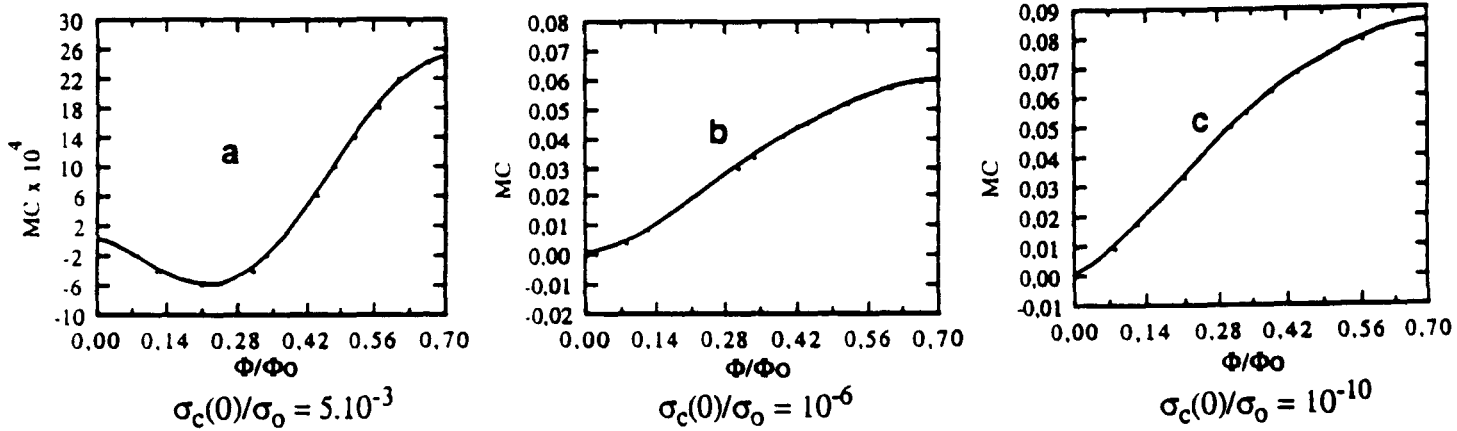


Schéma 13 : Allure de la magnétoconductivité pour 3 valeurs de $\sigma_c(0)/\sigma_0$ dans le modèle de SEI.

Nous appelons B_M le champ magnétique pour lequel la magnétoconductivité négative ne varie plus en B^2 . Ce champ est proportionnel au quantum de flux élémentaire ϕ_0 à l'intérieur de la surface S du "cigar shaped domain" tel que $\phi_0 \propto B_M \cdot S$. Les modèles proposés par NSS et SEI posent généralement la surface $S = (R_M)^{3/2} a^{1/2}$, et la variation de B_M avec la distance optimale de saut R_{hop} est $B_M \propto (R_{hop})^{-3/2}$. Par conséquent, lors d'une conduction en VRH de Mott, R_{hop} est reliée à la température par la relation $R_{hop} \propto T^{-1/4}$ et

la variation de B_M en fonction de la température est donc la suivante : $B_M \propto T^{3/8}$. Ce champ augmente avec la température.

c) Modèle de Schirmacher :

Contrairement au modèle "multi-sites" de NSS, *Schirmacher (1990)* considère un processus de saut où n'intervient qu'un seul site intermédiaire dont l'énergie est située en dessous du niveau de Fermi. Il établit la variation de la conductivité avec le champ magnétique au moyen de l'approximation du milieu effectif à 2 sites développée par *Movaghar (1980 α et β)*. Si toutes les dépendances en champ, hormis celles issues des mécanismes d'interférence, sont négligées, la magnétoconductivité s'écrit pour les petites valeurs de $\Delta \langle n \rangle_B = \langle n \rangle(B) - \langle n \rangle(0)$

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = \frac{\sigma(B) - \sigma(0)}{\sigma(0)} = - \Delta \langle n \rangle_B \tag{IV.38}$$

$\langle n \rangle$ représente la moyenne sur les sauts d'un site i à j en passant par le site intermédiaire n (Schéma 14).

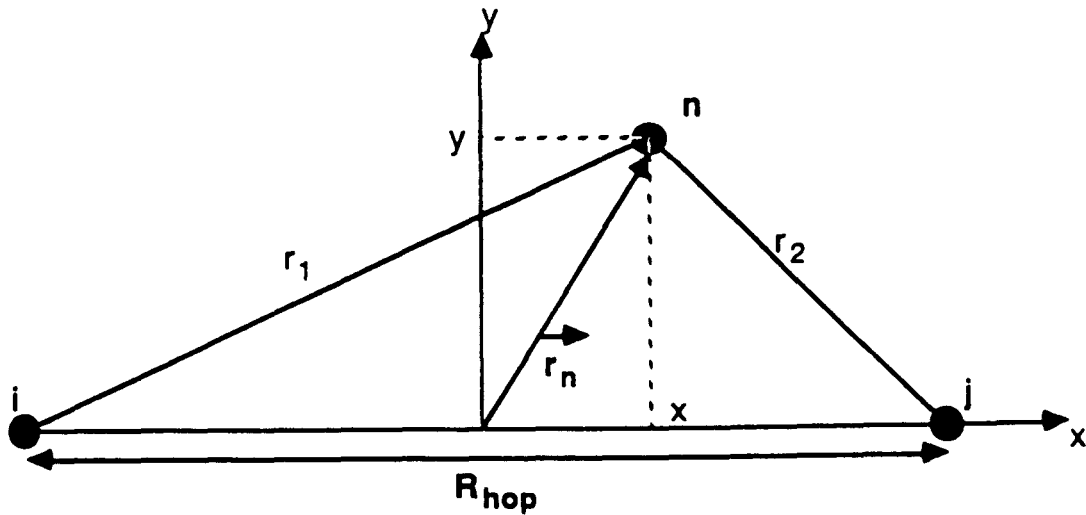


Schéma 14 : Triangle d'interférence utilisé dans l'évaluation de $\langle n \rangle$.

A la suite de différentes approximations, Schirmacher effectue le calcul de $\langle n \rangle$ et suppose que la moyenne est non nulle à l'intérieur d'une ellipsoïde de longueur R_M et de largeur $y_0 = \sqrt{R_M \xi}$. Cette hypothèse rejoint celle utilisée par NSS.

Par ailleurs, cette analyse conduit à une variation linéaire de la magnétoconductivité avec le champ magnétique, résultat déjà obtenu par NSS.

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \pi \frac{e}{\hbar} S \psi_3 n_s v_3 B \quad (\text{IV.39})$$

avec $S = 0,5 (R_M y_0)$ la surface du triangle où l'interférence est maximale, n_s le nombre de sites par unité de volume, $\psi_3 = (y_0)^2 R_M = (R_M)^2 \xi$ le volume de l'ellipsoïde et v_3 une constante. En plus de la dépendance en champ, Schirmacher détermine la dépendance de la magnétoconductivité en température par le coefficient $S \psi_3$ qui varie comme

$$S \psi_3 = \frac{1}{2} \left(\frac{T_0}{2T} \right)^{\frac{2+d/2}{1+d}} \xi^{d+2} \quad (\text{IV.40})$$

Dans le cas tridimensionnel ($d=3$)

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = a(T) B \quad \text{avec} \quad a(T) = T^{-7/8} \quad (\text{IV.41})$$

d) Résultats :

SEI ont montré que la méthode consistant à calculer la moyenne logarithmique de σ et conduisant à une magnétoconductivité linéaire en champ, ne peut pas être valide dans le domaine des champs faibles. SEI prévoient que la magnétoconductivité suit une loi quadratique en champ. Ce comportement disparaît au profit d'une variation linéaire en B à mesure que le champ augmente.

Dans un premier temps et de manière à tester la validité du modèle de SEI, nous avons comparé l'allure de nos courbes expérimentales avec celles proposées au schéma 13. Pour ce faire, sur la base de la relation (IV.36), nous avons calculé les températures correspondant aux différentes valeurs théoriques de $\sigma_c(0)/\sigma_0$ proposées par SEI. Les températures obtenues sont malheureusement beaucoup trop faibles pour permettre une quelconque exploitation de nos données. En effet dans la gamme des faibles champs magnétiques, là où notre échantillon présente un régime de Mott, la plus grande valeur prévue au graphe 13.a $\sigma_c(0)/\sigma_0 = 5 \cdot 10^{-3}$ correspond à une température $T = 0,89$ mK qui est inaccessible à l'expérience pour le moment.

Puisqu'une comparaison purement graphique ne donne aucun résultat tangible sur la validité du modèle de SEI, nous allons utiliser l'approximation de champ faible par laquelle la magnétoconductivité négative suit une loi en B^2 . Nous ajustons nos données par la relation

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho} \right)^- = - f(T) B^2 \quad (\text{IV.42})$$

Le coefficient $f(T)$ est naturellement déterminé dans le domaine de champ où la magnétoconductivité négative varie linéairement en B^2 . On peut se faire une idée de la

variation de $f(T)$ avec la température grâce à la relation (IV.37), en rappelant que la magnétorésistance négative est proportionnelle au carré du flux magnétique. Ainsi, $f(T)$ est fonction de la distance de saut optimale

$$f(R_M) \propto (R_M)^3 \xi \quad (\text{IV.43})$$

De plus, dans le régime de Mott et pour un échantillon tridimensionnel, nous avons la relation entre la distance de saut et la température : $R_M \propto T^{-1/4}$. La magnétorésistance négative dépend donc de la température de la manière suivante

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right) \propto -T^{-3/4} B^2 \quad (\text{IV.44})$$

Nous avons représenté sur la figure IV.9 (p. 161) la variation de la magnétorésistance négative suivant B^2 pour 3 températures comprises entre 0,96 K et 4,2 K. Cette représentation a été réalisée pour chaque température et nous avons pu évaluer $f(T)$ à partir de la pente des droites obtenues à champ faible. Malgré le peu de points expérimentaux obtenus à champ magnétique faible lors des mesures effectuées au CRTBT de Grenoble, nous constatons un bon accord entre théorie et expérience en ce qui concerne la variation de $f(T)$.

En effet sur la figure IV.10 (p. 162), nous avons représenté $\text{Ln}[f(T)]$ en fonction du logarithme de la température. Nous voyons que, conformément à la théorie, les points s'alignent convenablement sur une droite de pente égale à $-0,77$. Cette valeur est en excellent accord avec la valeur théorique $-3/4$. Plus précisément, la dépendance de $f(T)$ en fonction de la température s'écrit

$$f(T) = 0,76 T^{-0,77} \quad (\text{IV.45})$$

Un résultat semblable a été trouvé par *Essaleh (1994)* sur un composé ternaire, le CuInSe_2 ainsi que sur des couches très fines de GaAs par *Ye (1990)*.

D'autre part, par manque de points expérimentaux à très faible champ, nous n'avons pas pu mesurer avec précision le champ magnétique B_M , à partir duquel la magnétorésistance négative cesse de suivre une loi en B^2 . Il a donc été impossible de vérifier la variation de B_M avec la température en $T^{3/8}$ prévue par la théorie. Toutefois, un tel comportement a déjà été observé par *Zhang et Sarachik (1991)* sur du CdSe et *Essaleh (1994)* sur du CuInSe_2 .

Au-dessus du champ magnétique B_M , la magnétorésistance négative varie linéairement avec le champ magnétique, conformément aux prédictions de *NSS (1985)* et de *Schirmacher (1990)*.

Dans la gamme des champs magnétiques intermédiaires, la variation quadratique de la magnétoconductivité avec le champ n'est plus observée. Dans ce domaine, nous utilisons plutôt la théorie établie par Schirmacher qui ne fait intervenir qu'un unique site de diffusion lors du saut. Il prévoit une dépendance linéaire de la magnétorésistance négative avec le champ magnétique

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)^- = - a(T) B \quad (\text{IV.46})$$

où $a(T)$ dépend de la température en $T^{-7/8}$.

La figure IV.11 (p. 163) montre la variation de la magnétorésistance négative à champ faible. La pente de la partie linéaire des courbes permet de déterminer le coefficient $a(T)$. Nous remarquons que la pente des droites diminue en valeur absolue lorsque la température augmente.

Nous avons reporté sur la figure IV.12 (p. 164), les valeurs de $\text{Ln}[a(T)]$ en fonction du logarithme de la température. Les points expérimentaux se mettent sur une droite de pente $- 0,54$, alors que Schirmacher prévoit $-7/8$ ($= - 0,875$). Toutefois, Schirmacher conçoit l'éventualité d'un coefficient plus petit que $- 7/8$, en expliquant que l'intégrale d'énergie v_3 , qui intervient dans l'expression (IV.39), peut augmenter avec la température.

En conclusion, nous avons vu que le modèle de SEI caractérise assez bien la magnétorésistance négative dans le domaine des faibles champs magnétiques et à température suffisamment haute pour que la variation en B^2 soit observable. Malheureusement, le manque de points expérimentaux à faible champ n'a pas permis de vérifier la dépendance du champ B_M en $T^{3/8}$.

Lorsque le champ augmente au-delà de B_M , la variation de la magnétorésistance négative avec B devient linéaire. Le modèle de Schirmacher prend alors le relais dans la description de la magnétoconductivité. L'adéquation de ce modèle avec l'expérience est correcte pour des champs d'autant plus faible que la température est basse. Cependant, la valeur $- 7/8$ prévue par la théorie n'est pas observée.

5. Longueur de localisation :

Dans les isolants d'Anderson, les électrons qui participent à la conduction sont localisés sur une distance caractéristique ξ , appelée longueur de localisation. Or, la variation de cette longueur ξ avec le champ magnétique est fortement liée au comportement de la magnétorésistance positive ou négative.

a) Détermination de ξ à champ nul :

En fait, lorsque la conductivité varie en $T^{-1/4}$ dans le domaine de VRH, une expression plus générale de σ est la suivante

$$\sigma = A T^s \exp(-B T^{-1/4}) \quad (\text{IV.47})$$

avec A un coefficient indépendant de la température.

Une expression de la conductivité développée par *Mott et Davis (1971)* et utilisée par *Biskupski (1982)* a permis d'obtenir des valeurs de la longueur de localisation ξ comparables au rayon de Bohr effectif. Elle s'écrit

$$\sigma = \frac{e^2 E_1^2}{12\pi\rho s^5 \hbar^4} \left(\frac{8\pi N k T \alpha}{9} \right)^{1/4} \left(\frac{e^2 \alpha}{2\kappa} \right)^2 \exp \left[-2,063 \left(\frac{\alpha^3}{N k T} \right)^{1/4} \right] \quad (\text{IV.48})$$

α est égal à l'inverse de la longueur de localisation et N représente la densité d'états au niveau de Fermi $N(E_F)$.

En comparant l'équation précédente avec la relation (IV.47), il est facile d'identifier les constantes A et B qui ont pour expression

$$A = \frac{e^2 E_1^2}{12\pi\rho s^5 \hbar^4} \left(\frac{8\pi N k \alpha}{9} \right)^{1/4} \left(\frac{e^2 \alpha}{2\kappa} \right)^2 \quad (\text{IV.49})$$

$$B = 2,063 \left(\frac{\alpha^3}{N k T} \right)^{1/4}$$

De (IV.49), nous pouvons extraire les expressions de ξ et $N(E_F)$ qui s'expriment en fonction de A et B

$$\xi = \frac{1}{\alpha} = \left(\frac{10^{-18}}{A B} \right)^{1/3} \text{ en } \text{\AA} \quad (\text{IV.50a})$$

$$N(E_F) = 1,312 \cdot 10^{42} \frac{A}{B^3} \text{ en } (\text{J.m}^3)^{-1} \quad (\text{IV.50b})$$

A partir des ajustements de la conductivité par la relation (IV.47), nous obtenons pour InP 1000, les valeurs $A = 20,12$ et $B = 0,39$ (en unité MKS). Nous obtenons la longueur de localisation $\xi = 5320 \text{ \AA}$ à $B = 0$ et la densité d'états au niveau de Fermi $N(E_F) = 7,094 \cdot 10^{19} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$. Il s'avère nécessaire de vérifier les ordres de grandeurs obtenus pour ces deux paramètres.

La longueur de localisation de 5320 Å est comparée à la valeur de ξ calculée par la théorie d'échelle. En effet, *Castner (1991)* donne l'expression de la longueur de localisation à champ nul :

$$\xi(0) = a_H \left| 1 - \frac{n}{n_c} \right|^{-\nu} \quad (\text{IV.51})$$

où ν est généralement égal à 1, si les interactions électron-électron sont absentes dans la théorie de localisation (*Abrahams 1979*).

Nous rappelons la valeur du rayon de Bohr effectif $a_H = 85 \text{ \AA}$ et de $n_c = 4,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ dans InP. Nous trouvons que la longueur de localisation à champ magnétique nul vaut $\xi(0) = 583 \text{ \AA}$.

L'écart entre ces 2 valeurs de ξ est très important (environ un facteur 10). Devant une telle différence, nous pouvons nous interroger sur la réalité physique des valeurs expérimentales obtenues pour la longueur de localisation. Un critère d'observation du VRH est donné par l'inégalité $\xi \gg d = 180 \text{ \AA}$, où la constante d représente la distance intersite proportionnelle à $n^{-1/3}$. Cette condition est effectivement remplie dans les 2 cas. Toutefois, nous pouvons remarquer que le paramètre A dans l'expression (IV.49) est fonction de la constante diélectrique κ . Or, dans le régime critique, *Castner (1991)* prévoit une divergence de cette constante avec la longueur de localisation lorsque n tend vers n_c telle que

$$\kappa = 4 \pi e^2 N(E_F) \xi^2 + V_0 \quad (\text{IV.52})$$

D'autre part, le calcul utilisant l'équation (IV.51) suppose que l'exposant ν est égal à 1. D'autres auteurs trouvent des valeurs pour l'exposant ν comprises entre 0,5 et 1 : $\nu = 0,5$ (*Rosenbaum, 1981*), $\nu = 0,6$ (*Anderson 1972, Grest et Lee 1983*), $\nu = 0,84$ (*Rentzsch, 1988*). L'incertitude dont fait l'objet cet exposant peut être à l'origine de fluctuations sur le calcul de la longueur de localisation.

Nous allons calculer maintenant la densité d'états de 2 manières différentes et comparer les résultats à celui obtenu dans l'expression (IV.50b). Une première approximation de $N(E_F)$ est donnée par *Agrinskaya (1989)* et peut s'écrire

$$N(E_F) \approx \frac{n_{\text{amb}}}{\varepsilon_1} \quad (\text{IV.53})$$

où $n_{\text{amb}} = 4,1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ est la concentration des porteurs à la température ambiante et ε_1 l'énergie d'ionisation. Malheureusement, nous ne disposons pas de la valeur expérimentale de ε_1 des électrons piégés sur les sites d'impuretés. Toutefois, nous prendrons pour l'énergie d'ionisation sa valeur calculée dans le modèle hydrogénoïde de

Bohr, ce qui donne $\varepsilon_1 = 6,87 \text{ meV}$. Nous obtenons alors pour la densité d'états au niveau de Fermi

$$N(E_F) = 5,971 \cdot 10^{18} (\text{eV} \cdot \text{cm}^3)^{-1} \quad (\text{IV.54})$$

La seconde approximation, utilisée sur CdSe par Roy (1989), est également basée sur une densité d'états constante, avec une distribution d'énergie comparable au Rydberg effectif, soit :

$$N(E_F) \approx \frac{n_c}{R_y^*} = 4,165 \cdot 10^{18} (\text{eV} \cdot \text{cm}^3)^{-1} \quad (\text{IV.55})$$

où la constante de Rydberg effective R_y^* est fonction de la constante diélectrique κ .

Ces deux approximations donnent des valeurs de la densité d'états au niveau de Fermi très proches l'une de l'autre. Néanmoins, elles restent au moins douze fois plus faibles que la valeur issue de l'équation (IV.50 b).

Connaissant l'ordre de grandeur de $N(E_F)$, nous allons remonter à la valeur de T_0 grâce à la relation (I.34) en prenant $\xi = 550 \text{ \AA}$ issue de l'expression (IV.51) avec un exposant $\nu = 1$. Nous obtenons dans ces conditions $T_0 = 207 \text{ K}$ que nous comparons à notre valeur expérimentale $T_0 = 0,7 \text{ K}$ (expression II.19, p. 49). Nous pouvons donc supposer que la valeur de $\xi = 550 \text{ \AA}$ issue de la relation (IV.51) n'est pas le bon résultat pour la longueur de localisation.

En conclusion, nous remarquons que les deux méthodes employées pour la détermination de la longueur de localisation donnent des valeurs de ξ très différentes. Puisque nous ne pouvons avoir une confiance absolue sur la valeur de la longueur de localisation issue de ces méthodes, nous poursuivrons l'étude sur ξ en la calculant à partir des valeurs de T_0 provenant des ajustements de la conductivité en $T^{-1/4}$ (relation I.34, p. 22).

b) Variation de ξ avec le champ magnétique :

Nous avons vu au chapitre I que dans le régime de conduction par saut à distance variable, la relation (I.34) relie la température de Mott T_0 et la longueur de localisation ξ . Cette relation est la suivante

$$\xi = \left(\frac{21,2}{k_B N(E_F) T_0} \right)^{1/3} \quad (\text{IV.56})$$

où k_B est la constante de Boltzmann. La densité d'états au niveau de Fermi $N(E_F)$ est supposée indépendante du champ magnétique dans le régime de Mott. Aussi, nous

utiliserons la valeur (IV.54) pour $N(E_F)$ car l'expression (IV.55) est dépendante du champ magnétique à travers la constante diélectrique κ . Le choix de la relation (IV.53) s'appuie aussi sur le fait que peu d'auteurs indiquent la manière d'accéder à $N(E_F)$.

L'ajustement de la conductivité σ par une loi en $T^{-1/4}$ fournit pour chaque champ magnétique une température caractéristique T_0 . Au moyen de la relation (IV.56), nous pouvons donc déterminer la valeur de ξ dans le domaine de champ où le VRH de Mott est observé. D'autre part, la connaissance de la longueur de localisation permet de calculer la distance optimale de saut R_{hop} à une température donnée par (I.35)

$$R_{\text{hop}} = 0,49 \xi \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \quad (\text{IV.57})$$

Nous avons évalué la longueur de localisation jusqu'au champ $B = 2$ T. La figure IV.13 (p. 165) représente les variations de ξ en fonction de B . Nous constatons une augmentation de la longueur de localisation ξ avec les faibles champs magnétiques. En effet, la présence d'une magnétorésistance négative (qui est un effet de délocalisation induite par le champ) implique une décroissance de T_0 avec B et donc une augmentation de ξ . Au minimum de magnétorésistance négative à $T = 4,2$ K, situé aux environs de $B = 1,25$ T (figure IV.1, p. 153), correspond approximativement le maximum de la longueur de localisation. Puis à champ magnétique plus fort, la longueur de localisation décroît à cause du rétrécissement des fonctions d'onde électroniques. La magnétorésistance positive devient alors prédominante.

D'autre part, nous avons calculé au moyen de la relation (IV.57) la distance de saut optimale. Nous observons à $T = 4,2$ K que le rapport R_{hop}/ξ est toujours inférieur à 1 (figure IV.14, p. 166), ce qui est contraire au critère d'observation d'un régime de saut par VRH. En effet, *NSS (1985)* comme *SEI (1988 et 1989)* prédisent que typiquement dans les régimes localisés, l'inégalité $R_{\text{hop}} \gg \xi \gg d$ est respectée, où d est la distance intersite, égale à 180 Å dans InP 1000. Expérimentalement, ce critère convient pour un échantillon de CuInSe_2 (*Essaleh, 1994*) et dans des films fins de $\beta\text{-FeSi}_2$ (*Olk, 1995*).

De très nombreux auteurs (*Roy 1989, Zhang 1990, Ye 1990, Koon et Castner 1987, Essaleh 1995*) ont observé une conduction par VRH dans des matériaux très proches de la transition, pour lesquels le rapport R_{hop}/ξ est inférieur à 1. On peut donc s'interroger sur le sens physique d'un tel résultat puisque le critère d'observation d'un régime en VRH est $R_{\text{hop}}/\xi > 1$. *Roy (1989)* explique qualitativement ce paradoxe. Ils supposent qu'il existe des agglomérats (de sites localisés) ou bien des effets de corrélation, tels que des sauts multi-électronique. Malheureusement, ces considérations ne sont malheureusement pas développées davantage. Toutefois, la notion "d'agglomérats" électroniques rejoint les idées récemment émises par *Raikh et Glazman (1995)* pour expliquer la magnétorésistance négative. En effet, ils supposent que la densité électronique perd son caractère spatial homogène, par exemple avec la prise en

compte dans les semi-conducteurs d'un potentiel à grande échelle. Ce dernier module la densité électronique et confine les électrons à l'intérieur de "lacs" dans lesquels la densité est très grande. Ces "lacs" sont séparés par des régions isolantes où la concentration électronique est très faible voire nulle. Dans un tel système, la conduction s'effectue par effet tunnel entre les différents "lacs" et peut être décrite par une conductivité de type VRH de Mott. Sous l'action d'un champ magnétique, une magnétorésistance négative peut être observée par l'augmentation du chevauchement des fonctions d'onde entre les "lacs" électroniques. Par conséquent, la longueur de localisation ξ dans ce type de système peut devenir plus importante que la distance de saut optimale R_{hop} , tandis que l'on observe dans le même temps une conduction par saut à distance variable.

Pichard (1990) ont proposé une autre méthode pour aborder la magnétorésistance dans les isolants d'Anderson. Au moyen de la théorie non perturbative des matrices aléatoires, les auteurs développent un modèle où les symétries par renversement du temps et par rotation du spin participent aux corrections quantiques à la conductivité. Leurs conclusions aboutissent à la multiplication de la longueur de localisation ξ par un facteur universel β dont la valeur dépend uniquement de l'état de symétrie du système.

La classification des ensembles en mécanique quantique conduit à considérer trois cas :

1) le système est invariant à la fois par renversement du sens du temps et du sens des spins. Ce système est appelé "orthogonal", et le coefficient β est égal à 1. Expérimentalement, ce cas se rencontre pour des systèmes ne présentant pas de couplage spin-orbite.

2) le système n'est pas invariant par renversement du sens du temps. Le système est alors "unitaire" avec un coefficient β égal à 2. Ce cas correspond expérimentalement à la présence d'un fort champ magnétique B.

3) le système possède une invariance par renversement du sens du temps mais pas par renversement des spins. Il porte le nom de "symplectique" et β vaut 4. Expérimentalement, ce cas se rencontre lors d'un fort couplage spin-orbite.

L'application d'un fort champ magnétique entraîne le passage du cas "symplectique" ($\beta = 4$) au cas "unitaire" ($\beta = 2$) en présence de spin-orbite, ou encore le passage du cas "orthogonal" ($\beta = 1$) au cas "unitaire" ($\beta = 2$), si le couplage spin-orbite est inexistant. Ceci influence la longueur de localisation qui suit entre son état initial i et son état final f , une loi universelle

$$\beta_i \xi_f = \beta_f \xi_i \quad (\text{IV.58})$$

Dans InP lorsque $\phi \geq \phi_0 = \hbar/e$, la longueur de localisation doit donc être multipliée par 2 puisque ce matériau ne présente pas de couplage spin-orbite. Le champ de crossover B^* correspondant à la rupture de symétrie par renversement du temps est défini par la relation

$$B^* \xi^2(0) \approx \phi_0 \quad (\text{IV.59})$$

En principe, ce champ critique correspond au maximum d'augmentation de ξ .

Nous obtenons avec $\xi(0) = 4164 \text{ \AA}$, une valeur de $B^* = 3,8 \cdot 10^{-3} \text{ T}$. Ce résultat est très fortement éloigné de l'observation expérimentale $B^* \approx 1 \text{ T}$ (figure IV.13). Une aussi faible valeur théorique de B^* a été obtenue par *Pichard (1990)* lors d'une simulation numérique. Pour lui, une mauvaise estimation de la longueur de localisation ξ serait à l'origine d'une telle différence. Toutefois, nous remarquons que le rapport $\xi(B^*)/\xi(0) = 1,76$ se rapproche de la valeur théorique $\beta_f/\beta_i = 2$. L'écart entre la théorie et l'expérience peut provenir du caractère tridimensionnel de notre matériau.

Bouchaud (1991) corrobore la valeur théorique du coefficient $\beta = 2$ de *Pichard (1990)*, en utilisant une méthode diagrammatique dans des systèmes à une dimension. Néanmoins, son étude étendue au cas à 3 dimensions montre l'impossibilité d'obtenir une valeur unique du rapport $\xi(B^*)/\xi(0)$. Selon l'auteur, ce rapport est compris entre 1 et l'infini, suivant que l'échantillon est éloigné ou proche de la transition. Expérimentalement, nous avons trouvé $\beta = 1,76$. De ce point de vue, ce résultat place notre échantillon assez profondément dans le domaine isolant. Or, nous avons vu, au début du chapitre II, que la concentration de notre échantillon est très proche de la concentration critique n_c .

De plus, toujours selon *Bouchaud*, la variation de la longueur de localisation est quadratique avec le champ dans la gamme des très faibles champs magnétiques. Un tel comportement n'est pas observé dans notre cas. Cependant, cette variation n'est probablement pas visible dans le domaine de champs que nous avons pu utiliser.

Les conclusions du modèle de *Bouchaud* ne correspondent pas réellement avec nos résultats. Néanmoins, l'idée qu'il n'existe pas de relation universelle entre $\xi(B)$ et $\xi(0)$ pour des matériaux dont la dimension est supérieure ou égale à 2 est reprise par *Lerner et Imry (1995)*. En analysant l'influence du champ magnétique sur la longueur de localisation au moyen d'une loi d'échelle à un paramètre, ils montrent qu'une relation universelle entre $\xi(B)$ et $\xi(0)$ peut exister uniquement dans les systèmes unidimensionnels, lorsque l'inégalité $l_0 \ll l_H \ll \xi(0)$ est respectée. Dans cette dernière inégalité, l_0 représente le libre parcours moyen et l_H la longueur magnétique. Pour les dimensions supérieures et pour un champ magnétique donné, toute relation entre $\xi(B)$ et $\xi(0)$ est selon eux impossible.

En conclusion, nous avons vu que la détermination de la longueur de localisation près de la transition n'est pas chose aisée. En effet, le calcul de sa valeur à champ nul (*Mott et Davis 1971, Castner 1991*) n'est en fait qu'une estimation de sa valeur réelle car le comportement divergent de ξ peut conduire à des anomalies par rapport à la théorie. Aussi, nous avons pris exclusivement en compte les valeurs expérimentales de ξ issues de la relation (IV.56). Celle-ci donne $\xi(B = 0 \text{ T}) = 4164 \text{ \AA}$, qui est du même ordre de grandeur que la valeur trouvée avec l'équation (IV.50a). Le comportement de la longueur de localisation avec le champ magnétique montre que la distance de saut optimale reste inférieure à ξ dans toute la gamme de champ, ce qui est en contradiction avec l'observation d'une conduction par VRH. Ce paradoxe peut être expliqué par le modèle de magnétorésistance négative proposé par *Raikh et Glazman (1995)* et repris par *Ionov (1996)*.

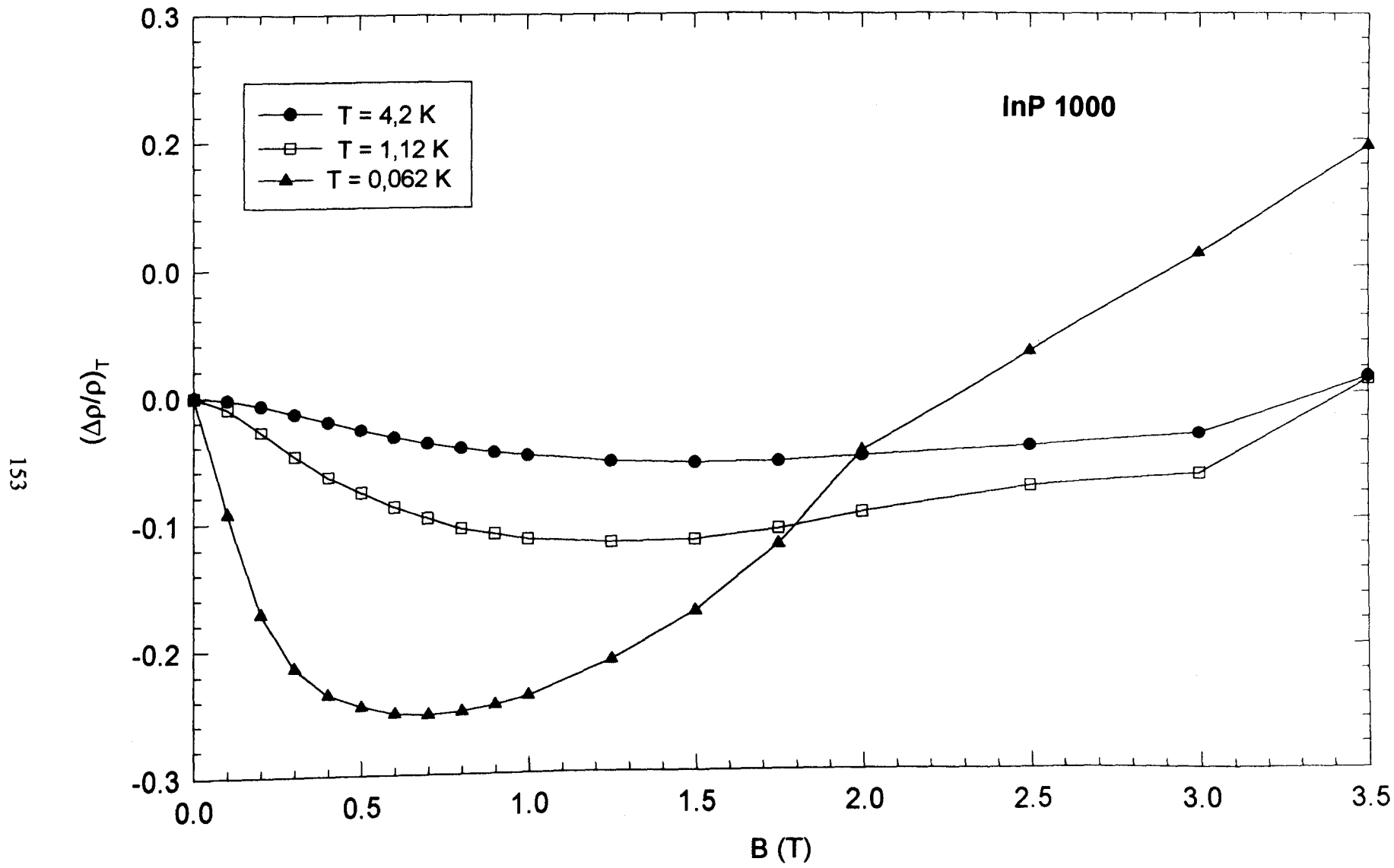


Figure IV.1 : Magnétorésistance totale dans InP 1000.

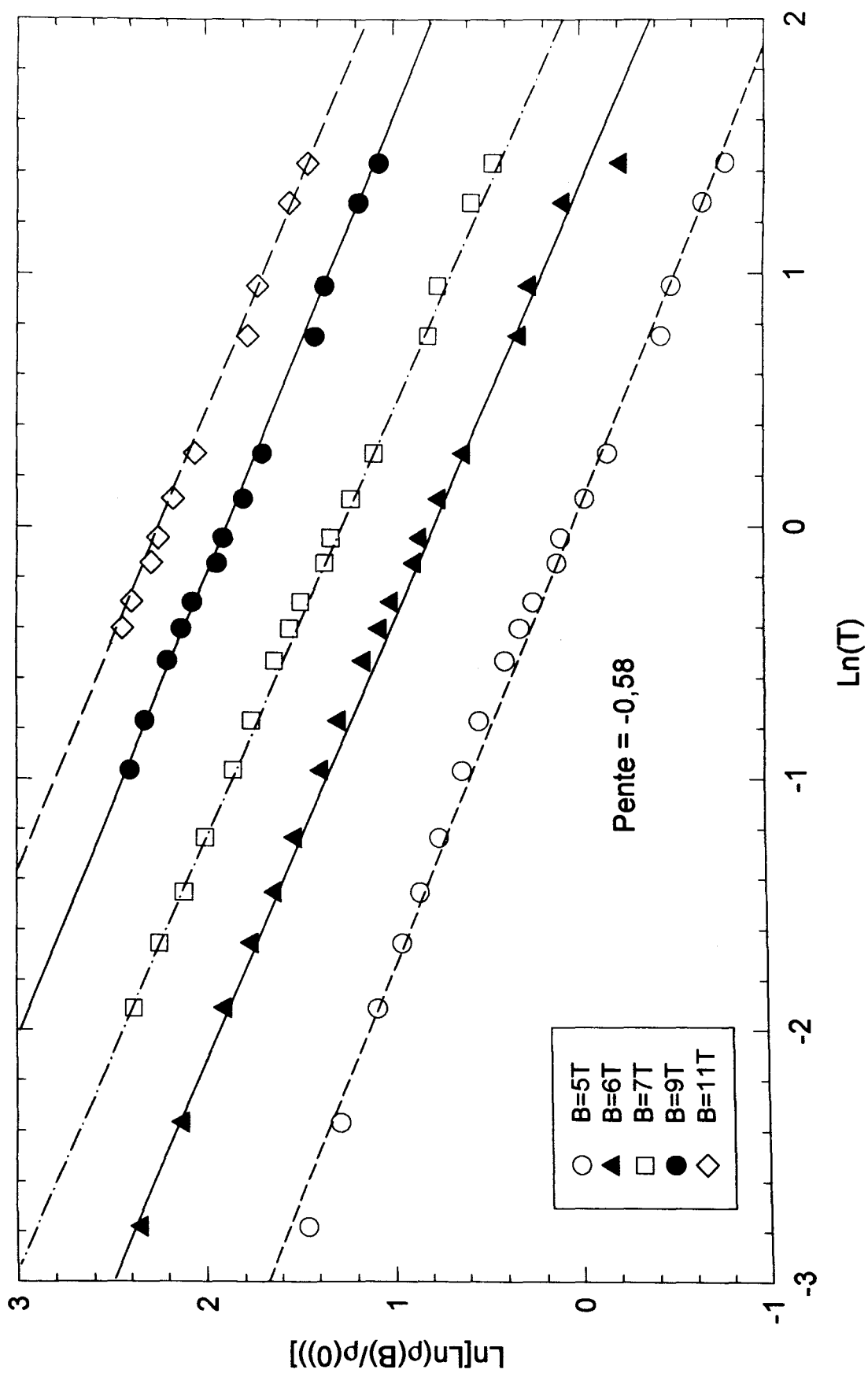


Figure IV.2: Modèle de Tokumoto pour l'étude de la magnéto-résistance positive à champ magnétique élevé.

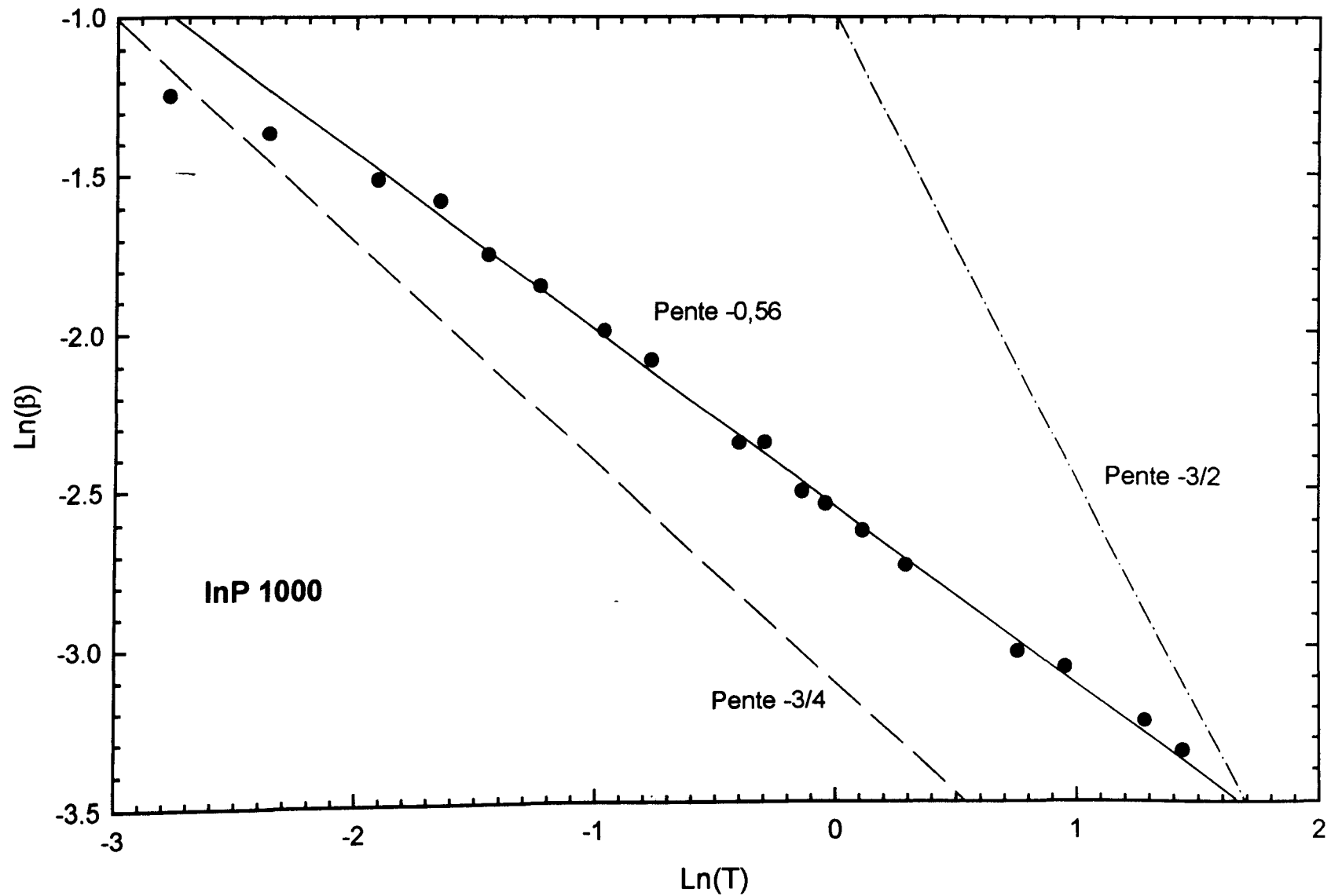


Figure IV.3 : Variation de $\text{Ln}(\beta)$ en fonction de $\text{Ln}(T)$. Comparaison avec le modèle de Shklovskii et Efros.

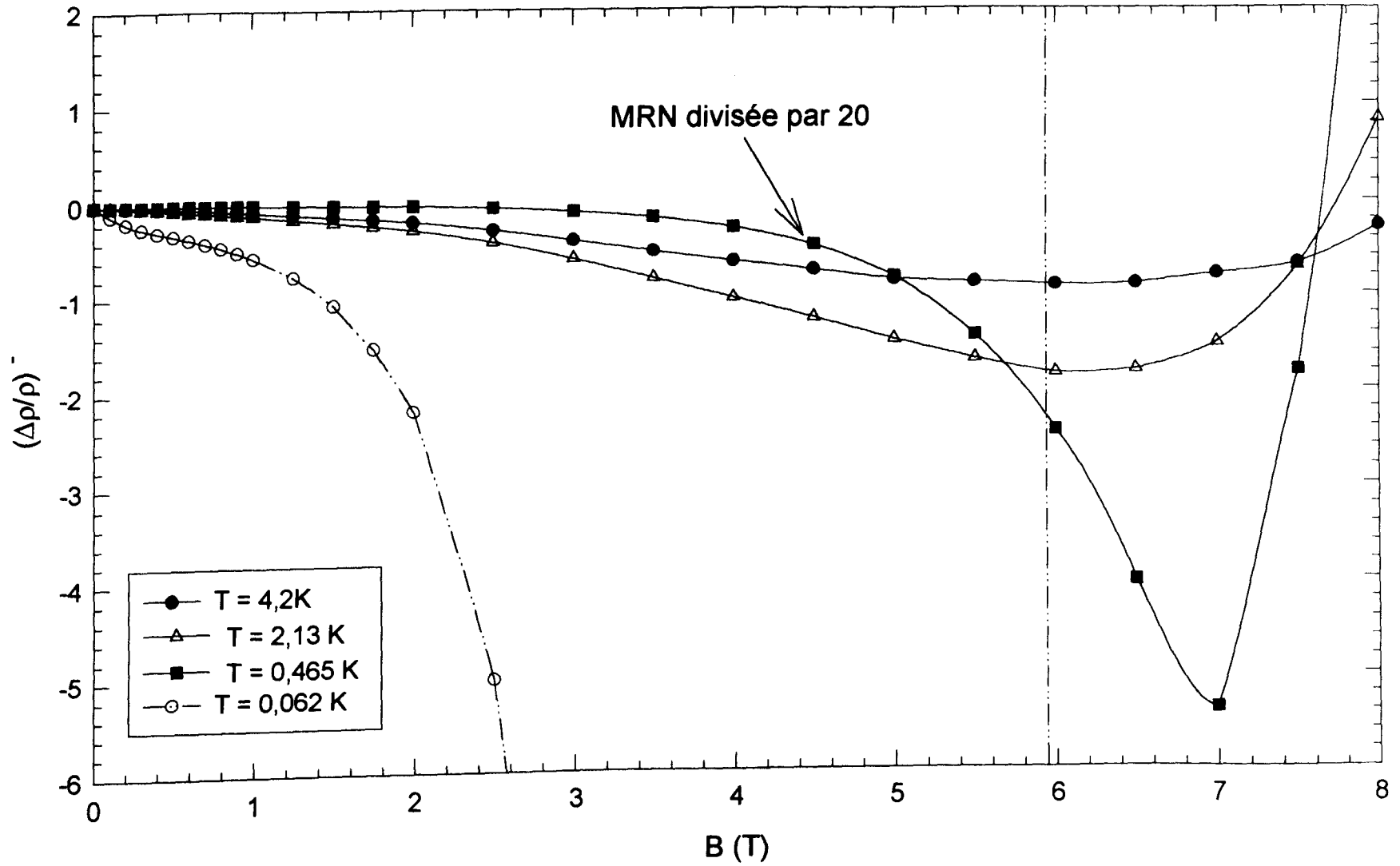


Figure IV.4 : Allure de la magnétorésistance négative dans InP1000.

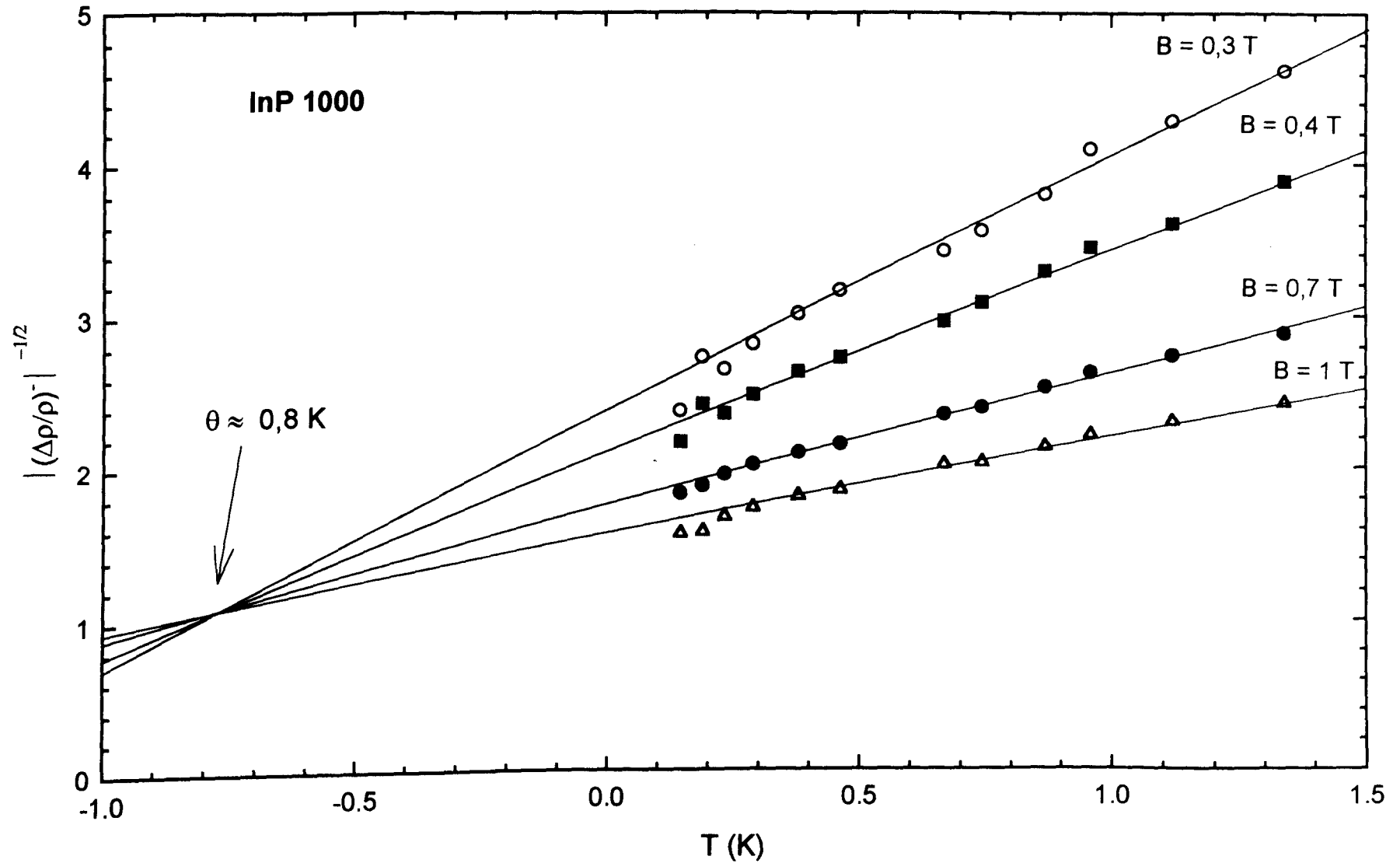


Figure IV.5 : Comportement de $|\Delta\rho/\rho|^{-1/2}$ en fonction de T pour différents champs magnétiques dans InP 1000. Détermination de θ .

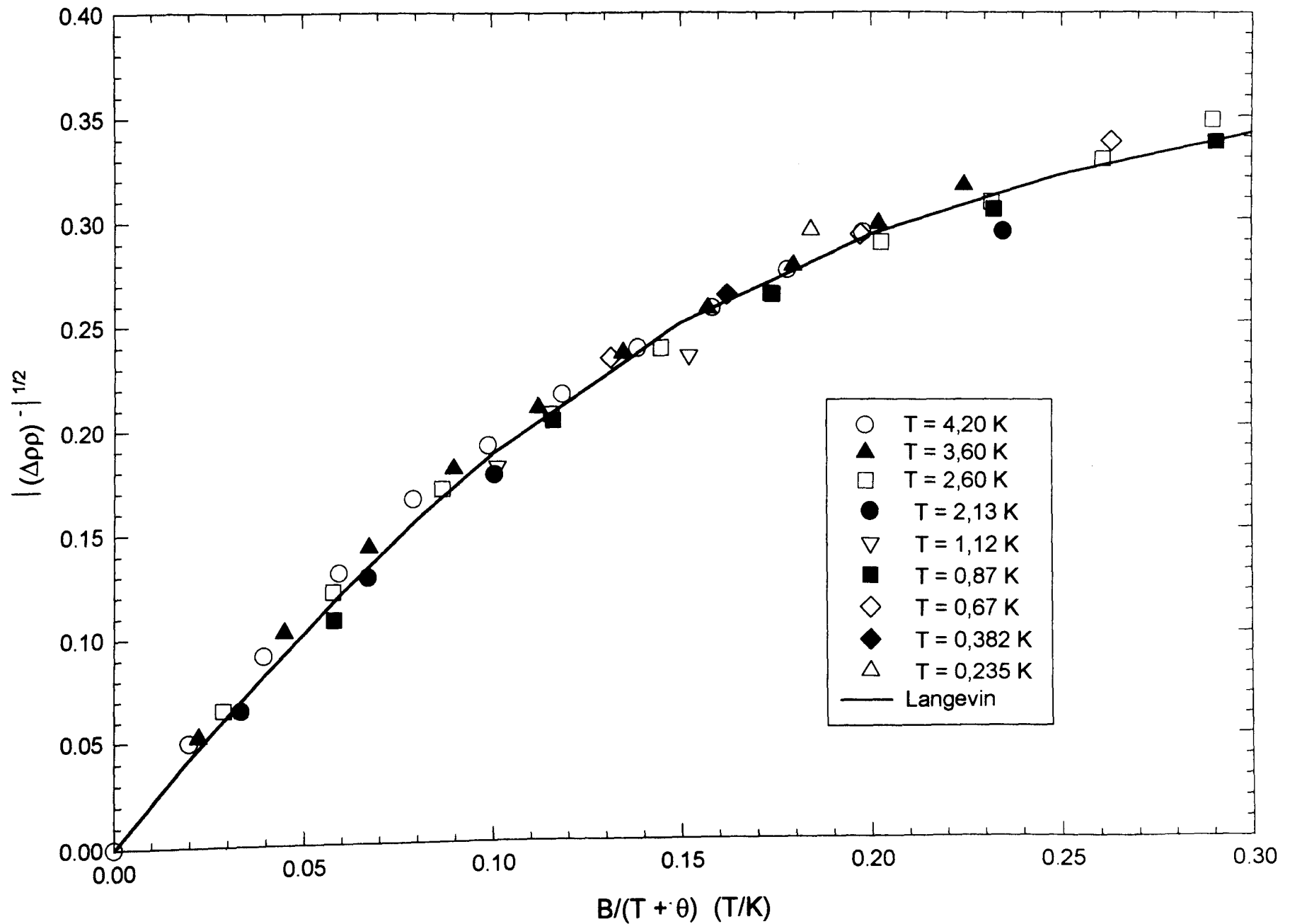


Figure IV.6 : Allure de $|(\Delta\rho\rho)^{-1/2}|$ en fonction de $B/(T+\theta)$ pour InP 1000. Ajustement par une fonction de Langevin.

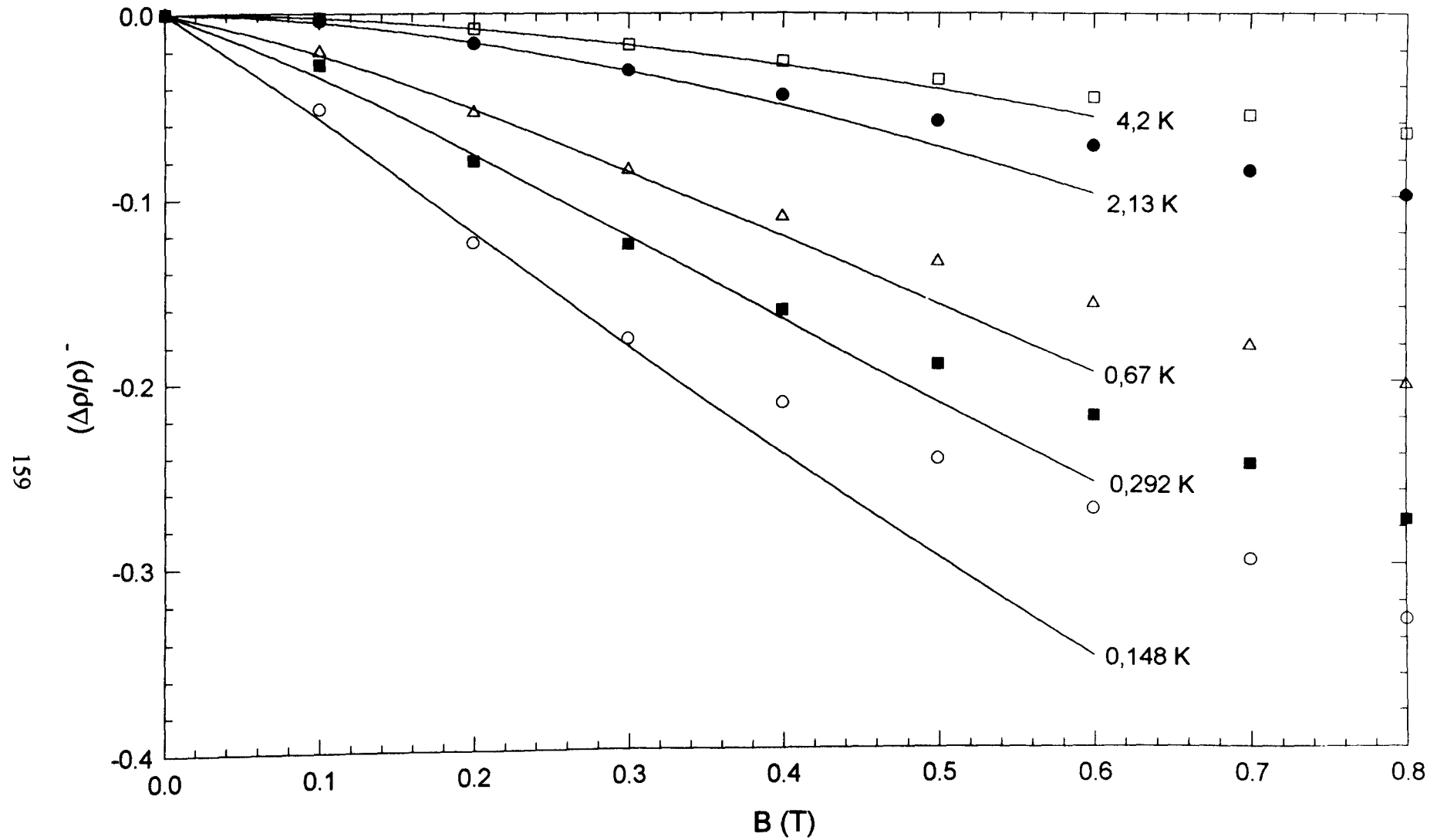


Figure IV.7 : Ajustement de la magnétorésistance négative par le modèle prenant en compte le décalage du front de mobilité dans InP1000.

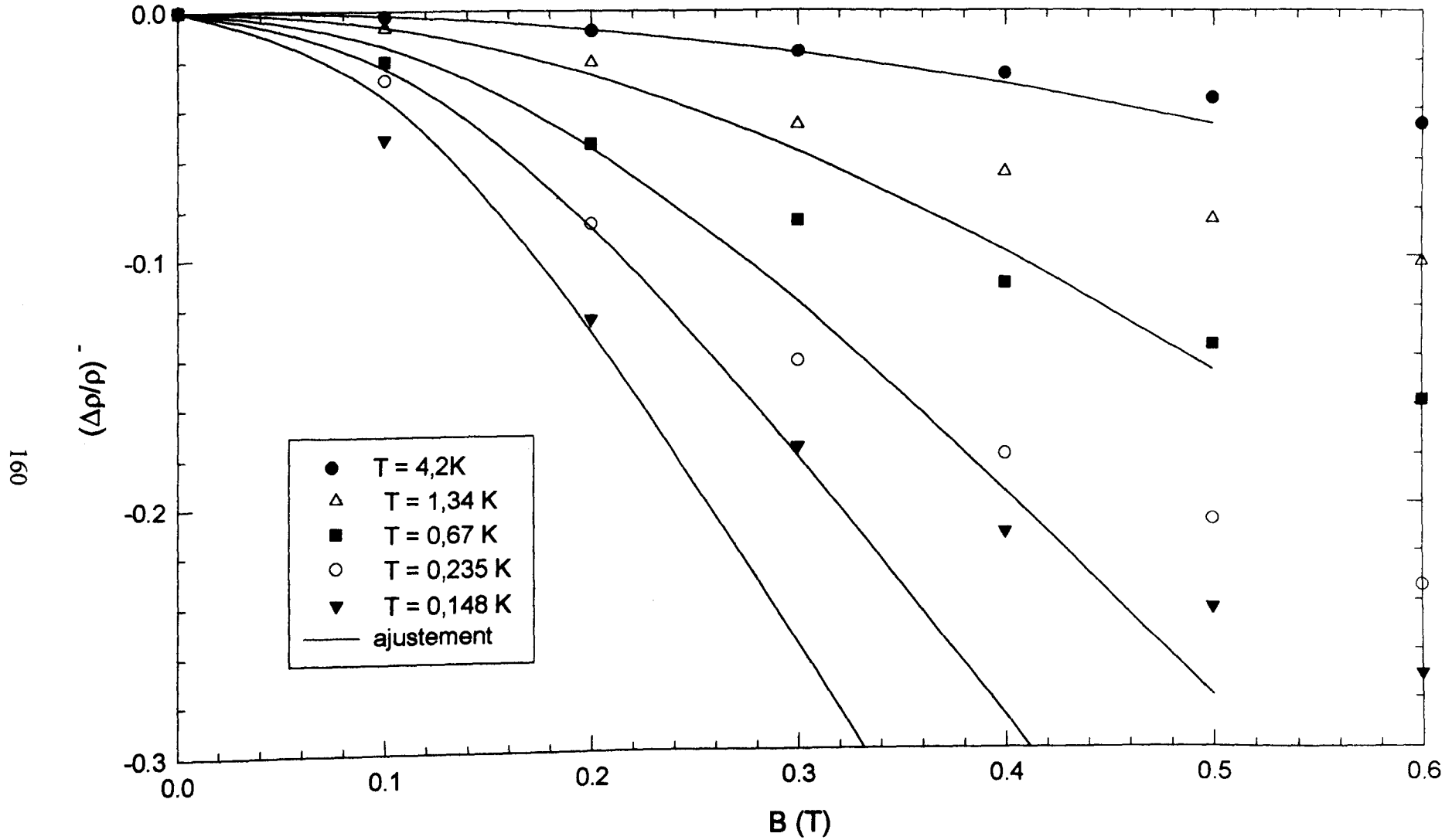


Figure IV.8 : Ajustement de la magnétorésistance négative par le modèle prenant en compte l'effet Zeeman dans InP1000, à champ faible.

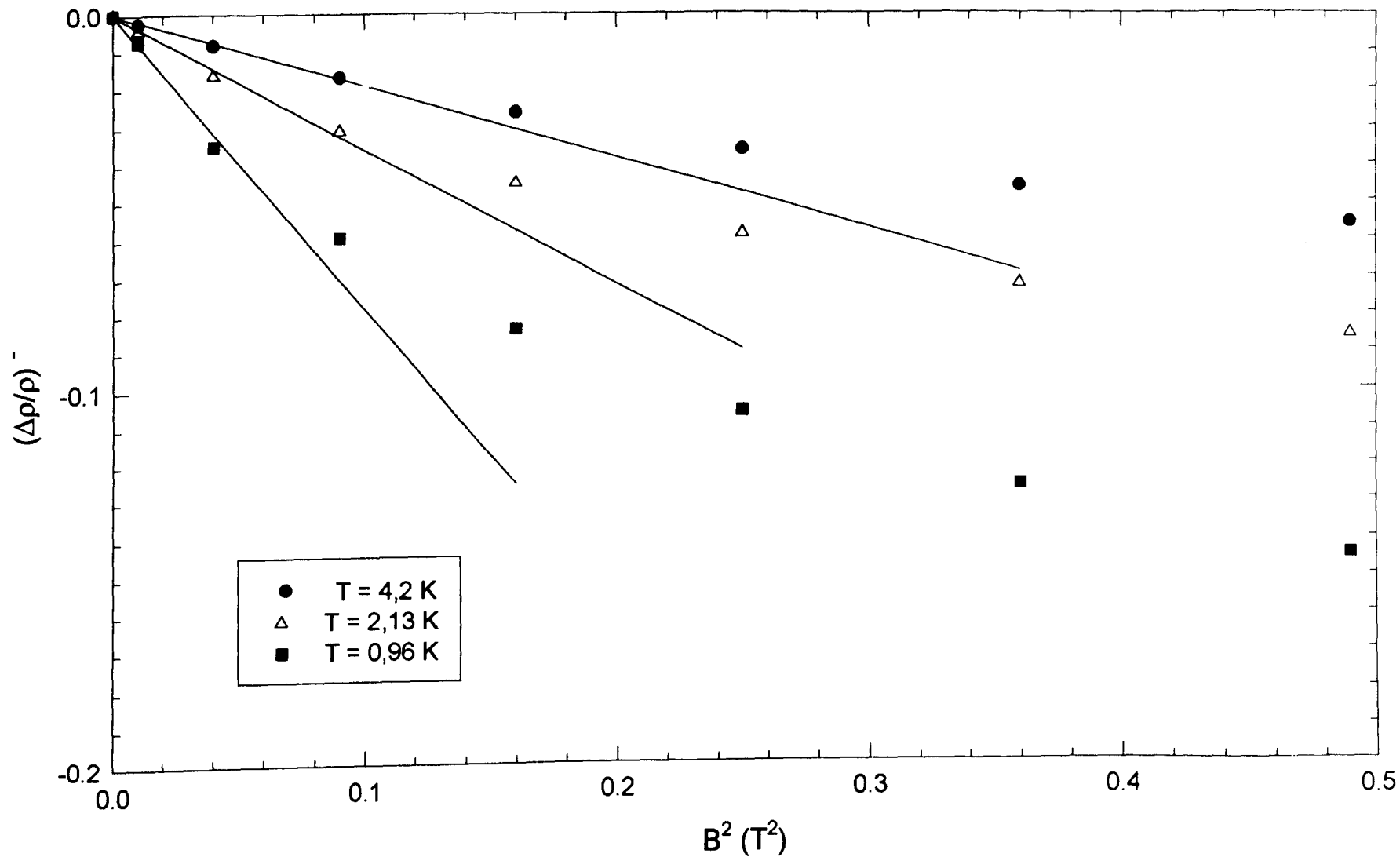


Figure IV.9 : Allure de la magnétorésistance négative en fonction de B^2 dans InP 1000.

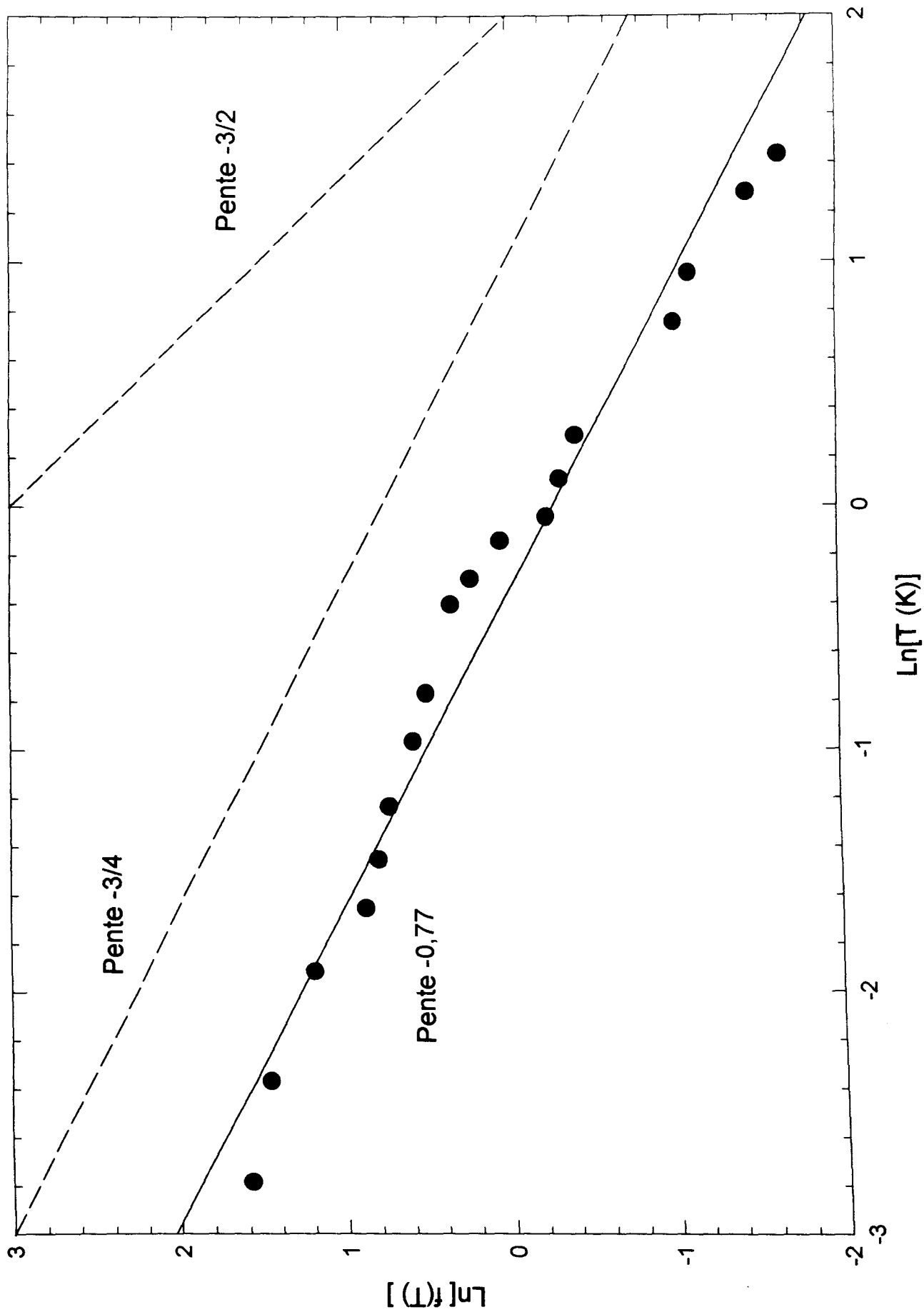


Figure IV.10 : Variation de $\ln[f(T)]$ en fonction de $\ln(T)$ dans InP 1000. Comparaison avec le modèle de SEI.
 Les droites en pointillé représentent les pentes théoriques.

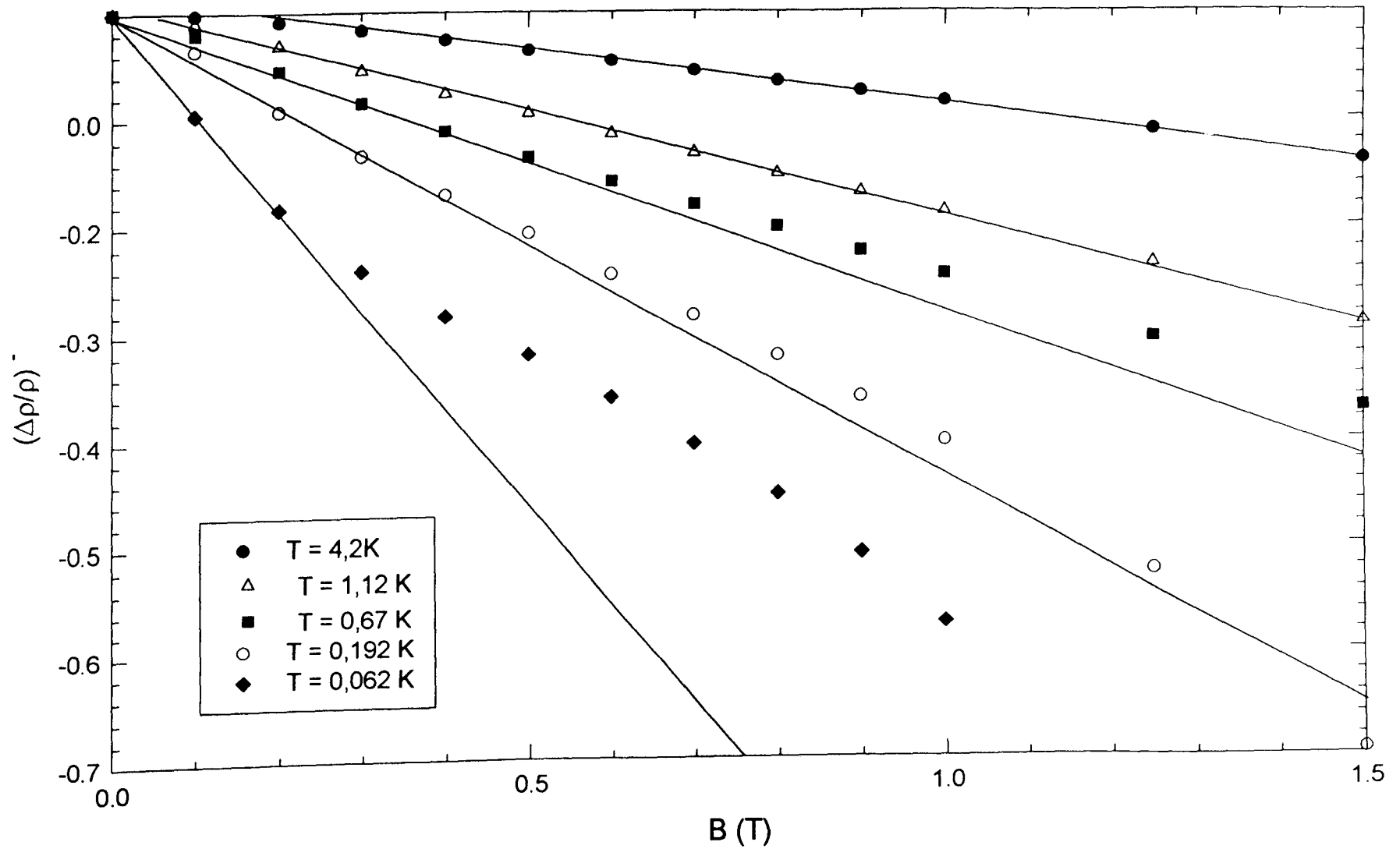


Figure IV.11 : Variation linéaire de la magnétorésistance négative en fonction du champ B dans InP1000.

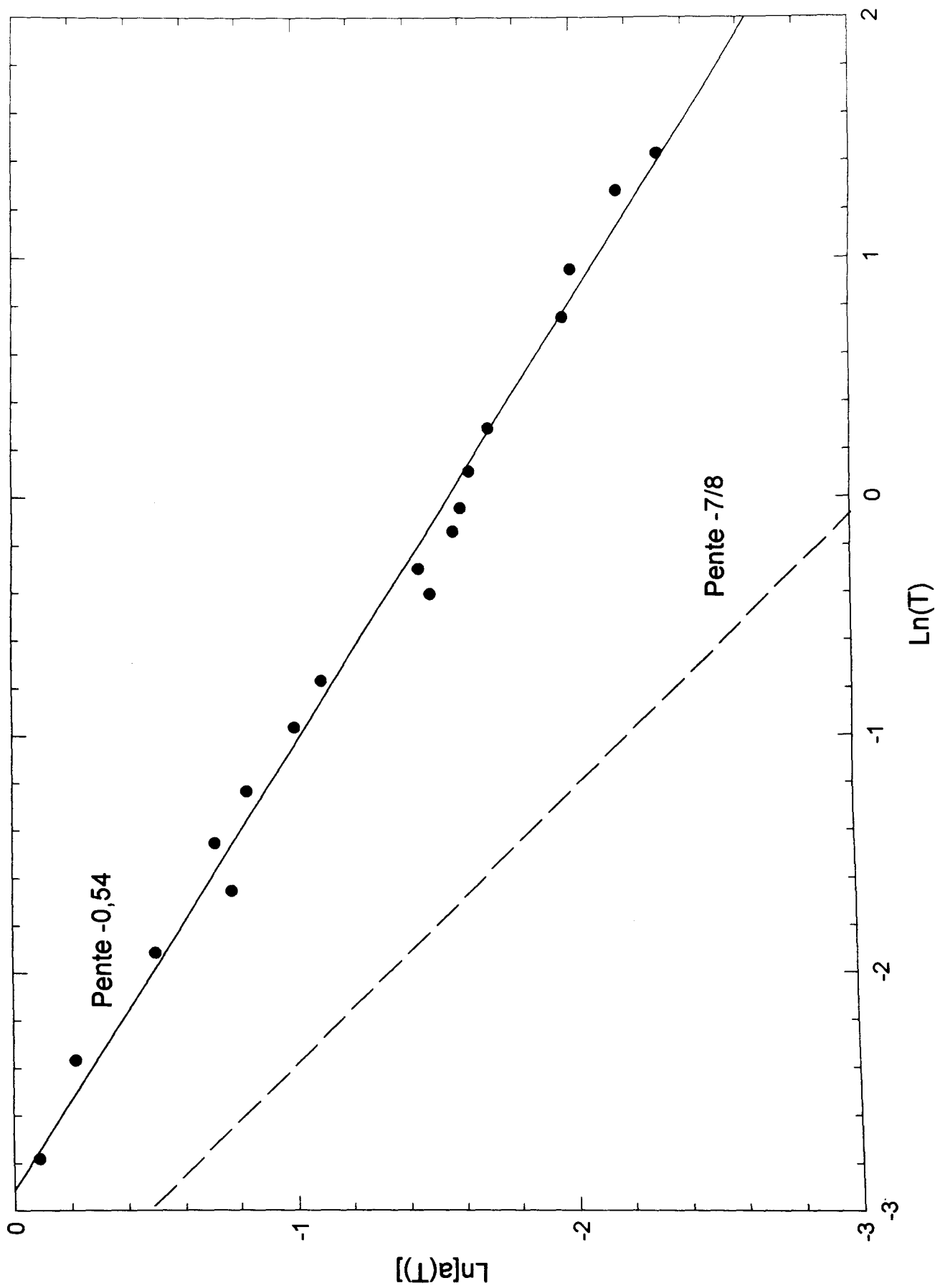


Figure IV.12 : Variation de $\text{Ln}[a(T)]$ en fonction de $\text{Ln}T$ pour InP 1000.
 Comparaison avec le modèle de Schirmacher.

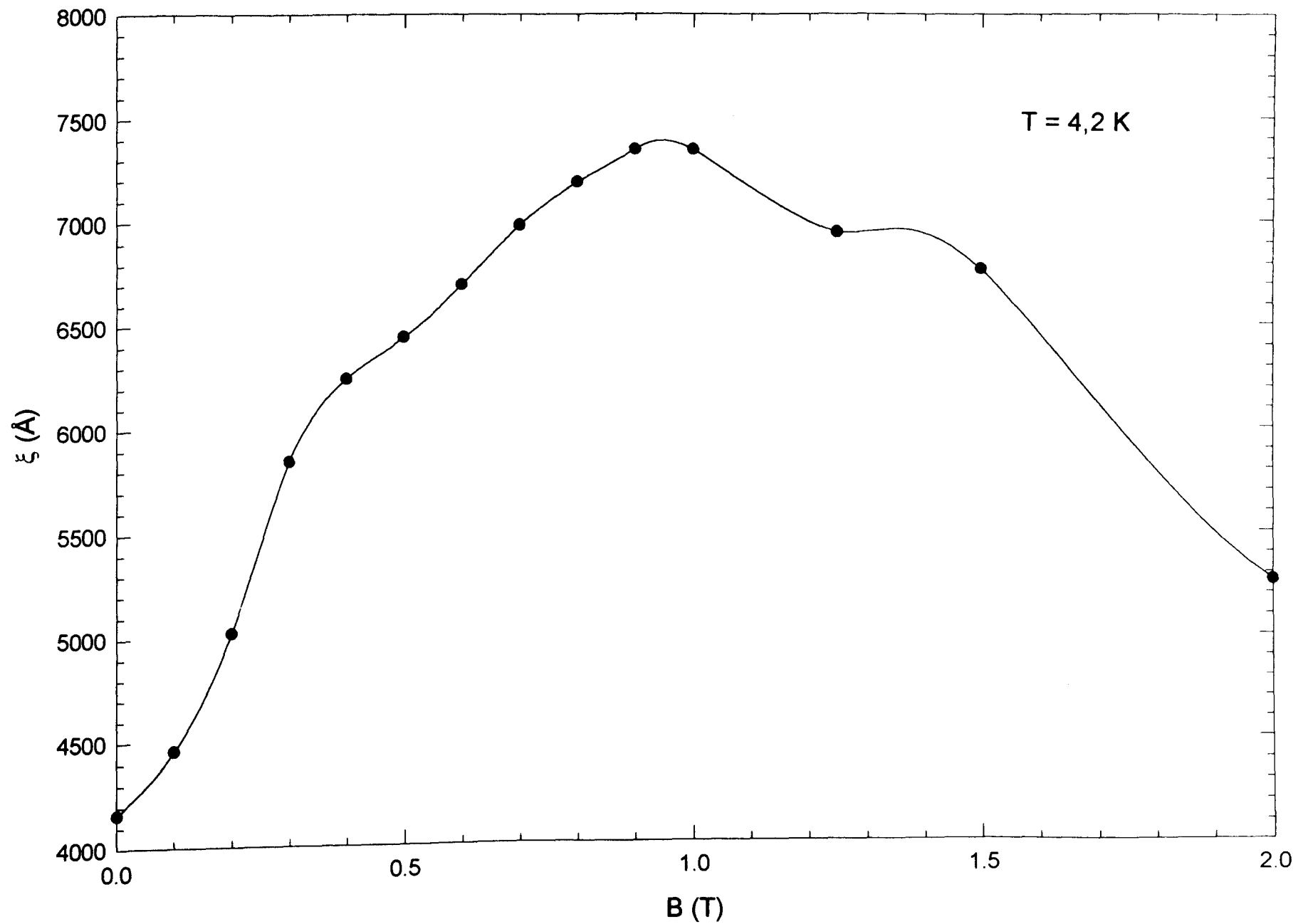


Figure IV.13 : Variation de la longueur de localisation en fonction du champ magnétique dans InP 1000.

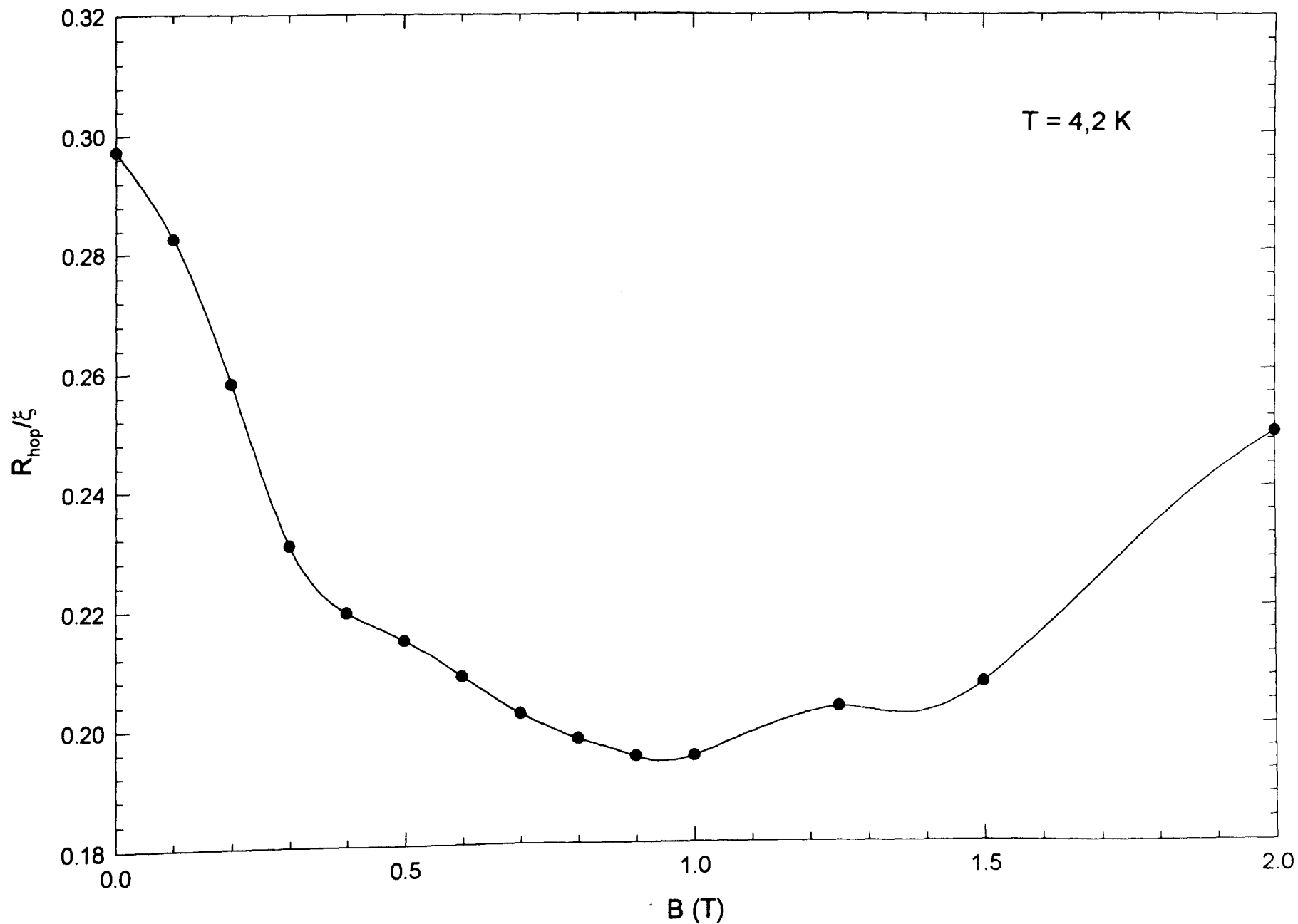


Figure IV.14 : Variation du rapport R_{hop}/ξ en fonction du champ magnétique dans InP 1000.

Conclusion

Dans ce mémoire, nous avons étudié la variation de la conductivité avec la température et le champ magnétique pour deux échantillons d'Arséniure de Gallium et un échantillon de Phosphure d'Indium. Ces matériaux sont tous trois situés au voisinage immédiat de la transition métal-isolant, région où de nombreux phénomènes quantiques apparaissent dans les mécanismes de transport.

Nous avons défini dans un premier temps les régimes de conduction de ces échantillons au moyen de différents outils informatiques ou graphiques. Toutefois, la proximité de la transition ne permet pas toujours une description facile des effets rencontrés.

Les deux échantillons d'Arséniure de Gallium sont situés du côté métallique de la transition à champ magnétique nul. Dans le GaAs 802, une étude en température montre que la conductivité suit une loi en $T^{1/2}$ pour des champs inférieurs à $B \approx 4,5$ T. Au-delà de ce champ, cet échantillon passe la transition, et sa conductivité évolue continûment vers un régime de conduction par saut à distance variable en $T^{-1/2}$ à $B = 5,8$ T.

Une comparaison à champ nul des conductivités des deux échantillons de GaAs montre que le GaAs 802 est plus éloigné de la transition que le GaAs 402. Or, la position de la concentration en porteurs à l'ambiante par rapport à la concentration critique définie par le critère de Mott indique le contraire. Ce paradoxe peut être expliqué par une forte corrélation entre la concentration critique n_c et la compensation K , notamment lorsque cette dernière est supérieure à 0,4 (Holcomb).

L'échantillon d'InP est isolant et présente une conduction par saut à distance variable de type Mott à champ magnétique nul. Ce régime en $T^{-1/4}$ disparaît très rapidement lors de la montée en champ à $B \approx 0,2$ T et laisse place à une conductivité en $T^{-1/2}$ à partir de $B \approx 1,25$ T. Entre ces valeurs de champ, le passage en continu d'un régime à l'autre est assez bien défini par le modèle de Aharony. Nous observons un élargissement du gap de Coulomb en fonction du champ magnétique.

Une part importante de ce travail est consacrée à l'étude de la magnétorésistance négative de part et d'autre de la transition métal-isolant. Nos résultats sont analysés sur la base des modèles prenant en compte les interférences quantiques.

Du côté métallique, une première analyse de la magnétorésistance négative par le modèle de Kawabata est effectuée. Ce modèle issu de la localisation faible est en adéquation avec l'expérience uniquement dans la gamme des champs faibles et à températures relativement hautes ($T > 1,5$ K). Une analyse plus étendue de la magnétorésistance négative en champ ($B \leq 1,5$ T) et en température doit tenir compte des interactions électron-électron. La magnétoconductivité est alors définie par deux expressions sensiblement différentes, suivant la formulation de la constante de couplage

$g(B,T)$. Des grandeurs physiques ajustables sont déduites de cette étude : le temps de diffusion inélastique τ_e , la constante de couplage électron-phonon λ et la constante de Hartree F . Nous effectuons une comparaison de chacun de ces paramètres avec la théorie. Notre attention s'est portée plus particulièrement sur la détermination précise de la constante de Hartree F . Nous avons pu montrer pour l'Arséniure de Gallium le caractère négligeable de l'effet Zeeman dans l'interprétation de la magnétoconductivité.

Du côté isolant, la magnétorésistance positive est soustraite à la magnétorésistance totale afin de n'étudier que la magnétorésistance négative. Notre analyse est limitée à des champs inférieurs à 1,5 T car la magnétorésistance négative devient étrangement positive au-delà de ce champ. Une mauvaise évaluation de la magnétorésistance positive à champ élevé peut en être la cause.

Les travaux de Toyozawa fournissent une première méthode d'investigation de la magnétorésistance négative. Ce modèle est basé sur la diffusion des électrons de conduction par des moments magnétiques localisés sur des centres d'impuretés. Nous trouvons dans InP que le moment magnétique effectif $\mu^* \approx 21\mu_B$. En dépit d'un accord relativement bon entre le modèle et les données expérimentales, ce résultat laisse perplexe car on ne comprend pas l'origine de ces moments magnétiques. La formation de groupes d'impuretés suffisamment éloignés les uns des autres pourraient expliquer cette valeur importante du moment magnétique effectif.

Un autre modèle proposé par Altshuler est construit sur l'hypothèse d'un déplacement du front de mobilité avec le champ magnétique. A faible champ, nous observons un bon accord, mais les valeurs obtenues pour l'exposant ν diffèrent de l'unité, valeur prévue par la théorie d'échelle. Nous avons montré également que l'amplitude de la magnétorésistance négative due à l'effet Zeeman, modèle proposé par Yosida et Fukuyama, est trop faible pour décrire correctement la magnétorésistance expérimentale.

Les différentes théories basées sur les travaux de Nguyen (NSS) prennent en considération les interférences quantiques sur des "chemins dirigés". La dépendance quadratique en champ évanescant est observée sur notre échantillon d'InP, conformément aux prédictions de Entin. Puis la variation de la magnétorésistance négative devient linéaire dans la gamme des champs intermédiaires. Ce comportement est en accord avec les prédictions de NSS et de Schirmacher.

Une étude de la longueur de localisation montre qu'elle reste toujours supérieure à la distance de saut optimale, et ce dans toute la gamme de champ parcourue. Or, ce résultat est contraire à l'observation d'un régime par saut à distance variable. Toutefois, ce paradoxe peut trouver une explication qualitative dans la description de la magnétorésistance négative formulée par Raikh.

Une autre approche de la magnétorésistance négative utilise de la théorie des matrices aléatoires. Un modèle élaboré par Pichard et prenant en compte des boucles

fermées de rétrodiffusion sur des chemins de percolation prévoit que la longueur de localisation est doublé par l'application d'un champ magnétique élevé. La confrontation du modèle de Pichard avec l'expérience aboutit à un accord qualitatif quant au comportement de ξ . Cependant, des contradictions partielles subsistent avec les prévisions d'autres auteurs qui utilisent pourtant les mêmes hypothèses.

Références

- Abrahams E., Anderson P.W., Licciardello D.C. et Ramakrishnan T.V.**
Phys. Rev. Lett. **42**, 673, (1979)
- Agrinskaya N.V. et Aleshin A.N.**
Sov. Phys. Solid State **31**, 1996, (1989)
- Aharony A., Zhang Y. et Sarachik M.P.**
Phys. Rev. Lett. **68**, 3900, (1992)
- Allen F.R. et Adkins C.J.**
Phil. Mag. **26**, 1027, (1972)
- Altshuler B.L. et Aronov A.G.**
Solid State Comm. **30**, 155, (1979)
- Altshuler B.L., Aronov A.G., Larkin A.I. et Khmel'nitskii D.E.**
Sov. Phys. JETP **54**, 411, (1981)
- Altshuler B.L., Aronov A.G. et Khmel'nitskii D.E.**
JETP Lett. **36**, 195, (1982)
- Altshuler B.L. et Aronov A.G.**
JETP Lett. **37**, 410, (1983)
- Ambegaokar V., Alperin B.I. et Langer J.S.**
Phys. Rev. B **4**, 2612, (1971)
- Anderson P.W.**
Phys. Rev. **109**, 1492, (1958)
- Anderson P.W.**
Proc. Natl. Acad. Sci. USA **69**, 1097, (1972)
- Baranovskii S.D., Efros A.L., Gelmont B.L. et Shklovskii B.I.**
Solid State Comm. **27**, 1, (1978)
- Baxter D.V., Richter R., Trudeau M.L., Cochrane R.W. et Strom-Olsen J.O.**
J. Phys. France **50**, 1673, (1989)
- Bergman G.**
Phys. Rev. B **28**, 2917, (1983)
- Biskupski G. et Dubois H.**
Solid State Comm. **28**, 601, (1978)
- Biskupski G.**
Thèse d'état, Lille, (1982)

Biskupski G., Dubois H. et Briggs A.

J. Phys. C **21**, 333 (1988)

Bogdanovich S., Dai P. et Sarachik M.P.

Phys. Rev. Lett. **74**, 2543 (1995)

Bouchaud J.P.

J. Phys. I France **1**, 985, (1991)

Brooks H.

Adv. Electronics and Electron Phys. **7**, 158, (1955)

Capoen B.

Thèse de Doctorat, Lille, (1993)

Castner T.G.

"Hopping Transport in Solids"

edited by Pollak M. and Shklovskii B.I. (North-Holland, Amsterdam), (1991)

Efros A.L. et Shklovskii B.I.

J. Phys. C **8**, L 49, (1975)

Elyutin T.V., Hickey B., Morgan G.J. et Weir G.F.

Phys. Stat. Sol. (b) **124**, 279, (1984)

Entin-Wohlman O., Imry Y. et Sivan U.

Phys. Rev. B **40**, 8342, (1989)

Essaleh L., Galibert J., Wasim S.M., Hernandez E. et Leotin J.

Phys. Rev. B **50**, 18040, (1994)

Essaleh L., Wasim S.M., Galibert J., Hernandez E. et Leotin J.

Phys. Stat. Sol. (b) **189**, 209, (1995)

Friedland K.J., Ionov A.N., Rentsch R., Gladun C. et Vinzelberg H.

J. Phys. C **2**, 3759, (1990)

Fukuyama H. et Yosida K.

J. Phys. Soc. Jap. **46**, 102, (1979)

Garyadyev G., Emel'yanenko O.V., Zotova N.V., Lagunova T.S. et Nasledov D.N.

Sov. Phys. Semicond. **7**, 487, (1973)

Grest G. et Lee P.

Phys. Rev. Lett. **50**, 693, (1983)

Hikami S., Larkin A.I. et Nagaoka Y.

Prog. Theor. Phys. **63**, 707, (1980)

Holcomb D.F.

"Metal-Insulator Transitions Revisited"
edited by Edwards P.P. and Rao C.N.R., (1995)
Taylor and Francis

Howson M.A. et Gallagher B.L.

Phys. Reports 170, 265, (1988)

Ionov A.N., Rentzsch R. et Shlimak I.

JETP Lett. 63, 199, (1996)

Isawa Y.

J. Phys. Soc. Jap. 53, 2865, (1984)

Isawa Y. et Fukuyama H.

J. Phys. Soc. Jap. 53, 1415, (1984)

Kaveh M. et Mott N.F.

J. Phys. C 14, L 177, (1981)

Kaveh M. et Mott N.F.

J. Phys. C 14, L 183, (1981 a)

Kaveh M. et Mott N.F.

J. Phys. C 15, L 697, (1982)

Kaveh M. et Mott N.F.

J. Phys. C 16, L 1067, (1983)

Kaveh M. et Mott N.F.

Phil. Mag. B 55, 9, (1987)

Kawabata A.

Solid State Comm. 34, 431, (1980)

Khmel'nitskii D.E. et Larkin A.I.

Solid. State Comm. 39, 1069, (1981)

Kleinman L.

Phys. Rev. 160, 585, (1967)

Koon D.W. et Castner T.G.

Solid State Comm. 64, 11, (1987)

Kourkoutas C.D., Bekris P.D., Papaioannou G.J. et Euthymiou P.C.

Solid State Comm. 55, 881, (1985)

Langreth D.

Phys. Rev. 181, 753, (1969)

Lee P.A. et Ramakrishnan T.V.

Phys. Rev. B **26**, 4009, (1982)

Lee P.A. et Ramakrishnan T.V.

Rev. Modern Phys. **57**, 287, (1985)

Lerner I.V. et Imry Y.

Europhys. Lett. **29**, 49, (1995)

Marquardt D.W.

J. Soc. Ind. Appl. Math **11**, 431, (1963)

McLean W.L. et Tsuzuki T.

Phys. Rev. B **29**, 503, (1984)

Miller A. et Abrahams E.

Phys. Rev. **120**, 745, (1960)

Min B.I., Lee J.D. et Kang K.

Physica B **206** et **207**, 736, (1995)

Morita S., Mikoshiba N., Koike Y., Fukase T., Kitagawa M. et Ishida S.

J. Phys. Soc. Jap. **53**, 40, (1984)

Mott N.F.

Proc. Phys. Soc. A **62**, 416, (1949)

Mott N.F.

Can. J. Phys. **34**, 1356, (1956)

Mott N.F.

Phil. Mag. **6**, 287, (1961)

Mott N.F.

J. Non-Cryst. Solids **1**, 1, (1968)

Mott N.F. et Davis E.A.

"Electronic Processes in Non-Crystalline Materials"

Clarendon Press, Oxford, (1971)

Mott N.F.

Phil. Mag. **26**, 1015, (1972)

Mott N.F.

Phil. Mag. **26**, 1018, (1972)

Mott N.F.

"Metal-Insulator Transition"

Taylor and Francis, Londres, (1974)

Mott N.F. et Davis E.A.

"Electronic Processes in Non-Crystalline Materials"
Clarendon Press, Oxford, second edition, (1979)

Movaghar B., Pohlman B. et Sauer G.W.

Phys. Stat. Sol. (b) **97**, 533, (1980 α)

Movaghar B. et Schirmacher W.

J. Phys. C **14**, 589, (1980 β)

Nguen V.L., Spivak B.Z. et Shklovskii B.I.

Sov. Phys. JETP **62**, 1021, (1985)

Oestreich M., Hallstein S., Heberle A.P., Eberl K., Bauser E. et Rühle W.W.

Phys. Rev. B **53**, 7911 (1996)

Olk C.H., Yalisove S.M., Heremans J.P. et Doll G.L.

Phys. Rev. B **52**, 4643 (1995)

Oubraham A.A.

Thèse de Doctorat, Lille, (1991)

Oubraham A.A., Biskupski G. et Zdanowicz E.

Solid State Comm. **77**, 351, (1991)

Ousset J.C., Askenazy S., Rakoto H. et Broto J.M.

J. Phys. France **46**, 2145, (1985)

Pichard J.L., Sanquer M., Slevin K. et Debray P.

Phys. Rev. Lett. **65**, 1812, (1990)

Pödör B.

Acta. Phys. Acad. Sci. Hung. **27**, 4, (1969)

Raikh M.E.

Solid State Comm. **75**, 935, (1990)

Raikh M.E. et Glazman L.I.

Phys. Rev. Lett. **75**, 128, (1995)

Rentzsch R., Friedland K.J. et Ionov A.N.

Phys. Stat. Sol. (b) **146**, 199, (1988)

Rosenbaum R.

Phys. Rev. B **44**, 3599, (1991)

Rosenbaum T.F., Andres K., Thomas G.A. et Bhatt R.N.

Phys. Rev. Lett. **45**, 1723, (1980)

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

Phys. Rev. Lett. **46**, 568, (1981)

Roy A., Levy M., Guyo X.M. et Sarachik M.P.

Phys. Rev. B **39**, 10185, (1989)

Schirmacher W.

Phys. Rev. B **41**, 2461, (1990)

Shapiro B.

Phil. Mag. B **50**, 241, (1984)

Shilov Y.I. et Ivanov N.R.

Phys. Solid State **37**, 797, (1995)

Shklovskii B.I. et Efros A.L.

"Electronic Properties of Doped Semiconductors"

Springer-Verlag, Berlin, (1984)

Shlimak I.S. et Nikulin E.I.

Sov. Phys. JETP Lett. **15**, 20, (1972)

Shmartsev Y., Shender E.F. et Polyanskaya T.A.

Sov. Phys. Semicond. **4**, 1990, (1971)

Sivan U., Entin-Wohlman O. et Imry Y.

Phys. Rev. Lett. **60**, 1566, (1988)

Spriet J.P.

Thèse de Doctorat, Lille, (1985)

Thomanschefshy U. et Holcomb D.F.

Phys. Rev. B **45**, 13356, (1992)

Tokumoto H., Mansfield R. et Lea M.J.

Phil. Mag. B **46**, 93, (1982)

Toyozawa Y.

J. Phys. Soc. Jap **17**, 986, (1962)

Tremblay F., Pepper M., Ritchie D., Peacock D.C., Frost J.E.F. et Jones G.A.C.

Phys. Rev. B **39**, 8059, (1989)

Wolfe C.M., Stillman G.E. et Dimmock J.O.

J. Applied Phys. **41**, 504, (1970)

Ye Q.Y., Shklovskii B.I., Zrenner A. et Koch F.

Phys. Rev. B **41**, 8477, (1990)

Yosida K.

Phys. Rev **107**, 396, (1957)

Yosida K. et Fukuyama H.

J. Phys. Soc. Jap. **48**, 1879, (1980)

Zabrodskii A.G.

Sov. Phys. Semicond. **14**, 886, (1980)

Zabrodskii A.G. et Zinov'eva K.N.

Sov. Phys. JETP **59**, 425, (1984)

Zabrodskii A.G.

Thèse Doctorale, Leningrad, (1987)

Zhang Y., Dai P., Levy M. et Sarachik M.P.

Phys. Rev. Lett. **64**, 2687, (1990)

Zhang Y. et Sarachik M.P.

Phys. Rev. Lett. **43**, 7212, (1991)

Zvyagin I.P.

Phys. Stat. Sol. (b) **120**, 503, (1983)

