

N° d'ordre : 1041

50376  
1983  
101

50376  
1983  
101

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE 3<sup>ème</sup> CYCLE**

Spécialité : **PHYSIQUE DES MATERIAUX**

par

Dominique VIGNAUD

**ETUDE PAR ABSORPTION OPTIQUE DES NIVEAUX  
PROFONDS INDUITS PAR DES  
DISLOCATIONS DANS InSb**



Soutenue le 7 Juin 1983 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :	M.	B.	ESCAIG	Président
	M.	J.L.	FARVACQUE	Rapporteur
	M.	W.	SCHRÖTER	Examineur
	M.	Y.	MARFAING	Examineur

*Ce travail a été effectué au Laboratoire de Structure et Propriétés de l'Etat Solide. Je tiens à exprimer ma reconnaissance à son directeur, Monsieur le Professeur B. ESCAIG, qui a accepté la présidence de ce jury.*

*Je remercie également Monsieur le Professeur W. SCHRÖTER et Monsieur Y. MARFAING, Maître de Recherches, pour l'intérêt qu'ils ont montré envers ce travail et pour leur présence dans ce jury.*

*Ce travail a été mené sous la direction amicale et confiante de Monsieur Jean-Louis FARVACQUE, que je tiens à remercier tout particulièrement.*

*Je remercie également tous les membres du Laboratoire qui m'ont aidé à mener à bien ce travail, et notamment Mademoiselle Denise FERRE, pour sa collaboration et ses conseils autant efficaces qu'amicaux.*

*Je ne saurais oublier le personnel de l'U.E.R. de Physique qui a pu contribuer à l'élaboration de ce travail, notamment Madame BOEREZ qui s'est chargée de la frappe du manuscrit et Monsieur RAFFAUD, pour la réalisation des dessins et figures.*

# S O M M A I R E



## **INTRODUCTION**

### **CHAPITRE I : Rappel - Propriétés des composés III-V**

#### **I-1 : Propriétés plastiques**

I.1.1. Structure des composés III-V

I.1.2. Dislocations dans les composés III-V

I.1.3. Déformation plastique expérimentale d'InSb

#### **I-2 : Propriétés électroniques**

I.2.1. Structure de bande d'InSb

I.2.2. Absorption optique

### **CHAPITRE II : Etude expérimentale par absorption optique d'InSb plastiquement déformé**

#### **II-1: Technique expérimentale**

II.1.1. Monocristaux utilisés - Préparation

II.1.2. Déformation des monocristaux

a) Déformation par compression uniaxiale

b) Déformation par torsion

II.1.3. Absorption optique

a) Spectromètre infrarouge

b) Réflexions multiples

#### **II-2: Résultats expérimentaux - Spectres d'absorption**

II.2.1. Spectres d'absorption de référence

II.2.1. Spectres d'absorption d'InSb plastiquement déformé

### **CHAPITRE III : Absorption optique directe en présence de dislocations**

III-1: Statistique d'occupation des niveaux de dislocations

III-2: Potentiel piézoélectrique associé aux dislocations

III-3: Discussion

### **CHAPITRE IV : Absorption optique par les porteurs libres en présence de dislocations**

IV-1: Absorption par les porteurs libres diffusés par un mécanisme lié aux dislocations

IV-2: Réduction de l'absorption intrabande induite par l'ionisation des dislocations

## **CONCLUSION**

**ANNEXE 1** : Détermination du coefficient d'absorption en présence de réflexions multiples.

**ANNEXE 2** : Calcul du potentiel de diffusion piezoélectrique associé aux dislocations

A.2.1 Détermination du vecteur déplacement

A.2.2 Potentiel de diffusion piezoélectrique

**ANNEXE 3** : Calcul de l'absorption par les porteurs libres diffusés par le potentiel piezoélectrique

**ANNEXE 4** : Paramètres numériques d'InSb

## **REFERENCES**

## INTRODUCTION

---

Les composés III-V cristallisent dans la structure sphalérite, où chaque atome est entouré par quatre premiers voisins en position tétraédrique. Les orbitales hybrides de type  $sp^3$ , qui pointent dans la direction des premiers voisins, forment naturellement une base bien adaptée à la description des liaisons électroniques et de la structure de bandes de ces semi-conducteurs. Celle-ci provient essentiellement de la résonance entre deux orbitales appartenant à deux atomes premiers voisins et pointant l'une vers l'autre. Négligeant en une première étape tout couplage intraatomique entre différentes orbitales  $sp^3$  d'un même atome, le cristal peut être considéré comme un ensemble de molécules indépendantes constituées chacune de deux orbitales  $sp^{3A}$  et  $sp^{3B}$  (approximation moléculaire). La résonance entre ces deux orbitales est responsable de la séparation entre états antiliant et liant, ce dernier étant le seul occupé. Introduisant alors les termes de couplage intraatomique, les états liant et antiliant s'élargissent en bandes d'énergie, et forment ainsi les bandes de valence et de conduction. L'alternance d'atomes de valences différentes sur les sites du réseau est responsable d'un transfert électronique de l'atome III vers l'atome V. Ce transfert ajoute un caractère ionique relativement marqué à la liaison covalente. La détermination de la structure de bandes des composés III-V diffère donc des calculs effectués sur les semiconducteurs covalents. Outre l'ionicité, la différence la plus marquante vis à vis des semiconducteurs covalents provient du manque de centre de symétrie, qui se répercute sur la structure de bandes par des levées de dégénérescence (en particulier en limite de zone).

A la suite des premiers travaux expérimentaux de Pearson, Read et Morin [1] et théoriques de Read [2,3] en 1954, de nombreuses études se sont attachées à mettre en évidence l'influence des dislocations sur les propriétés électroniques des semiconducteurs. Ces différents travaux, effectués surtout dans les semiconducteurs élémentaires (Ge, Si puis Te) mais également dans les composés III-V et II-VI, ont clairement montré que la présence de dislocations affecte fortement aussi bien la densité de porteurs libres que leur mobilité.

Le cristal est très fortement distordu au coeur de la dislocation. Ainsi, les atomes de coeur voient leur coordinence passer de quatre à trois quand la dislocation est de type coin. Il en résulte une ligne d'orbitales non appariées qui constituent en première approximation des états propres de l'hamiltonien. L'énergie propre de ces états, située entre les états liant et antiliant de la molécule, se trouve probablement dans la bande interdite, ces états possédant alors le caractère de niveaux profonds. L'ionisation de ces niveaux introduit un champ électrostatique qui diffuse les porteurs libres, affectant ainsi leur mobilité et leur densité. L'effet du coeur des dislocations modifie donc les propriétés électroniques des semiconducteurs par l'intermédiaire de deux mécanismes : piégeage et diffusion des porteurs libres.

La présence de dislocations est également responsable du déplacement des atomes de leurs positions d'équilibre (effet du champ de contrainte à longue distance). Les fonctions d'onde du cristal non distordu ne sont plus adaptées localement, ce qui se traduit par une diffusion des porteurs libres. Cet effet peut être décrit au moyen du théorème du potentiel de déformation introduit par Bardeen et Shockley [4]. Il conduit toutefois à des résultats négligeables dans la majorité des cas. Dans les matériaux non centrosymétriques, le champ de contrainte induit un autre mécanisme de diffusion, associé aux propriétés piezoélectriques. Cet effet s'avère très efficace, comparé à la diffusion par le coeur des dislocations.

Les états associés aux niveaux profonds induits par les dislocations ne sont pas répartis de façon homogène dans le cristal, contrairement à ce qui se passe dans le cas des impuretés. Le caractère linéaire des dislocations permet aux orbitales pendantes de se combiner (reconstruction) et fournit ainsi aux états extrinsèques une structure de bande d'énergie unidimensionnelle. L'ionisation de cette bande transforme les dislocations en lignes chargées. Les porteurs piégés interagissent entre eux, même lorsque la densité de dislocations est faible. Ceci se traduit par une auto-limitation du taux d'occupation des états des dislocations.

Afin de calculer la statistique d'occupation de ces états, Read a dû évaluer l'écrantage des dislocations chargées [2]. Dans ce but, il a introduit l'hypothèse du décalage rigide. Dans ce modèle, l'ensemble des états d'énergie du cristal est décalé localement d'une même quantité, fonction de l'énergie électrostatique de répulsion. Les premières études expérimentales avaient surtout mis en évidence le caractère accepteur des dislocations, le caractère donneur n'ayant jamais été clairement montré dans les échantillons de type p. Les mesures expérimentales de Schröter (1967), sur du germanium très peu dopé, mirent en évidence le caractère également donneur des dislocations [5,6]. Ces résultats montrent que l'on doit en fait associer aux dislocations des bandes d'énergies "amphotères". Ceci se comprend qualitativement dans le cas des dislocations de type coin, pour lesquelles chaque site possède un état de type  $sp^3$  partiellement rempli lorsque la dislocation est neutre. Schröter et Labusch [7] ont alors calculé la statistique d'occupation des niveaux amphotères dans les semiconducteurs covalents (Ge et Si) après avoir évalué l'écrantage des dislocations chargées par les porteurs libres du cristal. Plus récemment, Masut, PENCHINA et FARVACQUE [8] ont effectué le même calcul dans le cas des composés III-V, présentant une approche plus générale grâce à l'utilisation de la fonction diélectrique [9] dans le but d'évaluer la réponse diélectrique du cristal.

Ces différents calculs peuvent s'interpréter en admettant que la statistique d'occupation des niveaux de dislocations résulte en quelque sorte d'un échange électronique entre le niveau de Fermi et le niveau des dislocations chargées  $E_D^*$ , défini par :

$$E_D^* = E_D + f(\eta)$$

où  $E_D$  est le niveau d'énergie des dislocations neutres et  $\eta$  le taux d'occupation des dislocations.

D'autre part, Mergel et Labusch [10] ont récemment remis en question le modèle du décalage rigide de Read, afin d'interpréter des spectres de photoconductivité du silicium. Ils ont observé que les transitions mettant en jeu les niveaux de dislocations sont obtenues à des énergies décroissantes quand leur taux d'occupation augmente. Ces transitions sont localisées dans l'espace direct puisque l'état initial (ou final) est localisé.

Ceci est donc incompatible avec le modèle de Read, qui prévoit des transitions à énergie constante quelle que soit la charge sur les dislocations.

Différents moyens expérimentaux permettent d'étudier les niveaux profonds (bandes) associés aux dislocations. Ce sont notamment les mesures galvanomagnétiques (effet Hall, conductivité) et optiques (absorption, luminescence, photoconductivité). Ce travail présente l'étude par absorption optique des niveaux associés aux dislocations dans l'antimoniure d'indium (InSb). Il s'inscrit dans le cadre plus général de l'étude des propriétés électroniques des dislocations dans les composés III-V entreprise au laboratoire.

Ce travail n'aurait sans doute pu être mené à bien sans la connaissance approfondie de la plasticité des composés III-V acquise au laboratoire, notamment par les travaux sur InSb de Ferré et Farvacque [11,12] puis de Kesteloot et Di Persio [13-15]. Ces études ont en effet permis de mettre au point des processus de déformation particuliers, conduisant à des sous-structures de dislocations relativement simples et bien caractérisées.

Les propriétés plastiques (structure, dislocations, déformation expérimentale) et électroniques (structure de bandes, absorption optique) d'InSb sont rappelées au premier chapitre.

La partie expérimentale de ce travail est présentée au chapitre suivant. Nous précisons dans un premier temps les diverses techniques que nous avons utilisées : déformation et spectrométrie d'absorption optique. L'ensemble des résultats expérimentaux est ensuite détaillé. Nous avons étudié des matériaux de type n et p faiblement dopés, principalement dans le domaine extrinsèque, mais également en régime intrinsèque. Deux effets notables sont associés à la présence de dislocations :

- décalage du front d'absorption directe vers des énergies plus faibles

- réduction de l'absorption par les porteurs libres.

Nous présentons au troisième chapitre un modèle simple permettant de justifier qualitativement le décalage du front d'absorption directe.

Au quatrième chapitre, nous évaluons l'absorption intrabande liée au mécanisme de diffusion piezoélectrique associé aux dislocations, puis nous discutons la réduction de l'absorption par les porteurs libres.

Nous concluons enfin, et proposons quelques prolongements de cette étude.

## CHAPITRE I - RAPPEL : PROPRIETES DES COMPOSES III-V

### I-1 : PROPRIETES PLASTIQUES

#### I-1-1 : STRUCTURE DES COMPOSES III-V

Les semiconducteurs composés III-V cristallisent dans la structure sphalérite. Le réseau est cubique à faces centrées, et le motif se compose d'un atome du groupe III (par exemple In) en position (000) et d'un atome du groupe V (Sb) en position  $(a/4, a/4, a/4)$ . Dans cette structure, chaque atome d'un type donné est entouré par quatre premiers voisins de l'autre type, situés sur les sommets d'un tétraèdre dont il occupe le centre. Les liaisons électroniques ainsi formées entre atomes premiers voisins (résultant du couplage entre orbitales hybrides de type  $sp^3$ ) sont alors de nature covalente. Néanmoins, du fait de la différence de valence des atomes du motif, cette liaison présente également un caractère ionique. L'ionicté vaut environ 33 % quand les deux atomes du motif appartiennent à la même ligne de la classification périodique (par exemple InSb, GaAs) [ 16 ].

Du fait de l'analogie de structure et de liaisons, les semiconducteurs composés III-V et covalents possèdent des propriétés relativement semblables. Cependant, quelques particularités découlent du caractère composé de ces matériaux. En particulier, ils ne possèdent pas de centre de symétrie. Les propriétés piézoélectriques des composés III-V en découlent, et sont décrites par le tenseur suivant, réduit par raisons de symétrie :

$$\vec{e} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & e_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & e_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & e_{14} \end{pmatrix}$$

avec  $e_{14} = 0,71 \text{ Cb/m}^2$  pour InSb [ 17 ]

I-1-2 : DISLOCATIONS DANS LES COMPOSES III-V

Comme pour les semiconducteurs covalents, les vecteurs de Burgers des dislocations parfaites sont des vecteurs  $a/2.[1\bar{1}0]$ . Les plans les plus denses contenant ces directions (plans de glissement) sont alors de type  $\{111\}$ . Il existe donc douze systèmes de glissement différents. L'empilement des plans  $\{111\}$  n'est pas régulier, comme le montre la figure (I-1). Il convient alors de distinguer deux structures de coeur possibles. On parle de structure "shuffle"[18] lorsque le cisaillement de la structure créé par la dislocation se situe entre deux couches successives de type I-2 (distance entre plans  $a\sqrt{3}/4$ ) et de structure "glide"[19] quand les deux couches successives sont de type 2-II (distance entre plans  $a\sqrt{3}/12$ ). Pour les dislocations parfaites de type "coin", l'introduction du demi plan supplémentaire entraîne une modification de la coordinence des atomes de coeur, qui passe de quatre à trois dans ces structures sphalérites. Ceci provoque l'apparition d'une orbitale non appariée sur chaque atome de coeur dans la structure "shuffle". Dans la structure "glide", cela se traduit par la création d'une ligne d'atomes possédant chacun une orbitale pendante

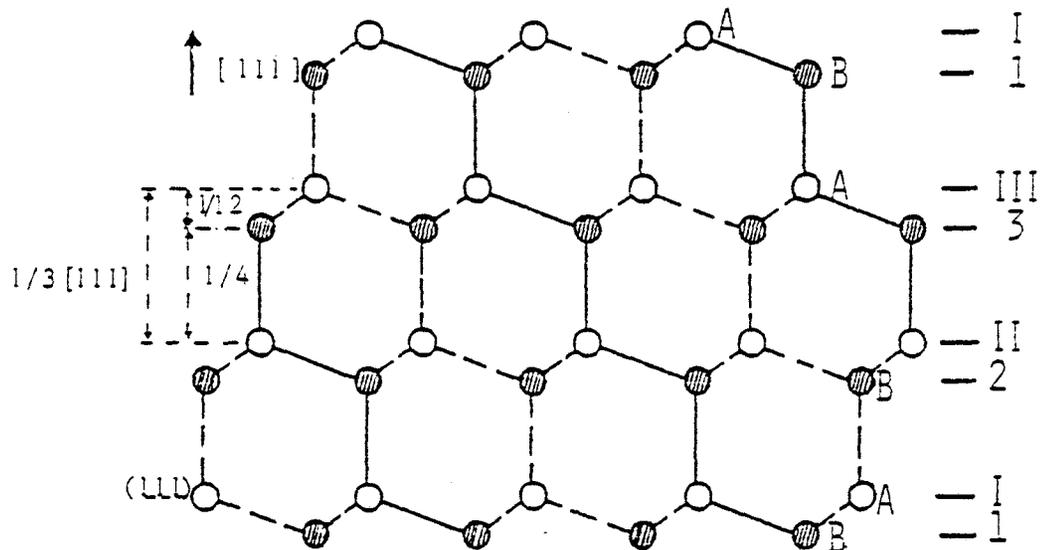


FIGURE I-1 : Empilement des plans  $\{111\}$  alternés (projection sur le plan  $(1\bar{1}0)$ ).

et d'une ligne d'atomes possédant chacun deux orbitales pendantes. Ceci n'est pas vrai pour des dislocations "vis" pures, pour lesquelles il est toujours possible de reconstruire toutes les liaisons, de façon plus ou moins distordue. La structure de coeur de type "shuffle", qui possède moins d'orbitales non appariées que la structure "glide", a longtemps été considérée comme énergétiquement plus favorable, jusqu'à ce que des études par microscopie électronique aient montré que les dislocations étaient dissociées [20]. En effet, l'observation du glissement des dislocations dissociées indique que les dislocations se trouvent plus probablement dans la structure "glide". La dissociation de dislocations de type "shuffle" entraînant l'existence d'une rangée de lacunes, le glissement de ces dislocations correspondrait au déplacement de lacunes dans la matière, fait plus difficile à concevoir. L'expérience ne permet pas cependant de déterminer avec certitude la structure de coeur d'une dislocation.

A basse température ( $T < 580$  K pour InSb), le glissement des dislocations est essentiellement piloté par les frottements de réseau. Les dislocations s'orientent alors suivant des directions  $[1\bar{1}0]$ . On rencontre donc deux types de dislocations parfaites dans la structure sphalérite : des dislocations "vis" quand le vecteur de Burgers et la ligne de dislocation possèdent la même orientation  $[1\bar{1}0]$  et des dislocations "60°" lorsque la direction du vecteur de Burgers fait un angle de 60° avec celle de la ligne de dislocation. Les dislocations se dissocient en deux partielles séparées par une faute d'empilement [21]. Ainsi, une dislocation "vis" donne deux partielles "30°", et une dislocation "60°" se dissocie en une partielle "30°" et une partielle "coin".

L'étude de la structure de coeur des dislocations "60°" dans le cas particulier des composés III-V montre que deux dislocations possédant la même orientation de ligne mais des vecteurs de Burgers de signes opposés ont des atomes de coeur de nature différente (voir figure I-2). Il existe donc deux types de dislocations 60° présentant des caractéristiques (mobilité, propriétés électroniques) a priori non identiques, du fait de la différence de valence des atomes de coeur. On appelle dislocations "A" ou "B" celles dont les atomes de coeur appartiennent aux groupes III ou V (convention d'Hünfeld [22]). Actuellement, on ne sait pas distinguer expérimentalement le type "A" (ou "B" ?) d'une dislocation "60°".

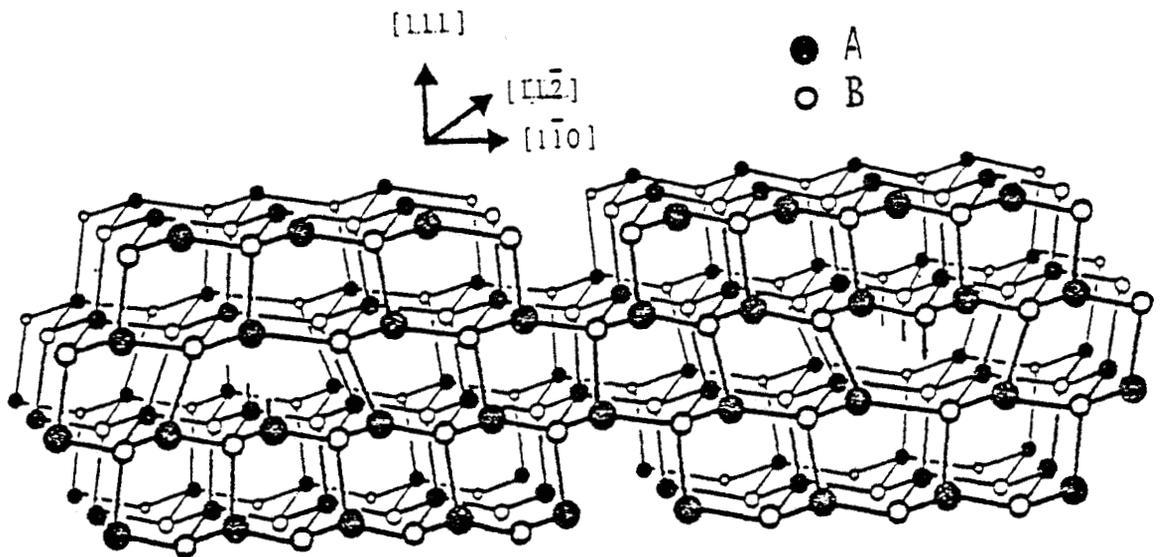


FIGURE I-2 : Dislocations "60°" de type A ou B dans la structure sphalérite (d'après Steinhard et Schäfer [23]).

### I-1-3 : DEFORMATION PLASTIQUE EXPERIMENTALE D'InSb

Afin d'isoler les propriétés électroniques d'un type de dislocations, il est nécessaire de disposer d'éprouvettes plastiquement déformées possédant une sous-structure de dislocations d'un seul type aussi pure et homogène que possible. Cela nécessite donc la mise au point de processus de déformation particuliers. Dans ce but, Ferré et Farvacque [11,12], puis Kesteloot et Di Persio [13-15] ont étudié la sous-structure introduite par compression uniaxiale. L'observation des courbes de la contrainte en fonction de la déformation a permis de mettre en évidence différents stades bien différenciés, séparés par un crochet de traction : un premier stade de préplasticité (création de demi-boucles de dislocations à partir des défauts de surface) et un deuxième stade de durcissement. L'étude topographique par rayons X d'échantillons

déformés [14,15] a montré qu'au cours du première stade de la déformation, les demi-boucles introduites présentent toutes des fronts "60°" d'un seul type A (ou B ?).

Les échantillons dont la déformation a été interrompue dans le stade de durcissement ne peuvent plus être étudiés par rayons X, à cause des densités de dislocations trop importantes qu'ils contiennent. On peut cependant étendre les résultats obtenus lors du stade préplastique. L'observation d'un durcissement montre que la densité de dislocations augmente sans cesse. Cependant, la densité de segments vis ne peut augmenter indéfiniment, car elle est limitée par la recombinaison de segments d'orientations opposées. Par contre, il ne peut y avoir annihilation entre segments "60°", puisque la compression uniaxiale n'introduit qu'un seul type de dislocations "60°". Les sous-structures obtenues après ce type de déformation constituent donc un cas favorable à l'étude des propriétés électroniques des dislocations "60°". Remarquons cependant que les échantillons ainsi déformés ne peuvent être assimilés à un cas "60°" pur. En effet, les observations (par microscopie électronique en transmission notamment) montrent que les segments de type "coin" ne sont pas rectilignes, mais arrondis, présentant une orientation "moyenne" 60°.

Afin d'étudier les propriétés électroniques des dislocations vis, nous avons également déformé des échantillons par torsion. Les couples de torsion appliquent sur chaque segment des forces qui tendent à les aligner en position vis. D'autre part, seule des dislocations vis regroupées en parois de torsion peuvent accommoder une torsion plastique [24]. Il faut cependant remarquer que la sous-structure de dislocations introduite par torsion est relativement hétérogène, et comprend une part non négligeable de débris de dislocations possédant une orientation quelconque [25].

Il faut enfin noter que la distribution des dislocations dans les cristaux déformés n'est pas homogène, que ce soit lors des essais de torsion ou de compression uniaxiale.

## I-2 : PROPRIETES ELECTRONIQUES

### I-2-1 : STRUCTURE DE BANDE D'InSb

De nombreux travaux, tant théoriques qu'expérimentaux, se sont attachés à déterminer les différentes propriétés de la structure de bandes d'InSb [26 - 40]. La structure simplifiée ainsi obtenue au voisinage de  $k = 0$  est schématisée sur la figure (I-3).

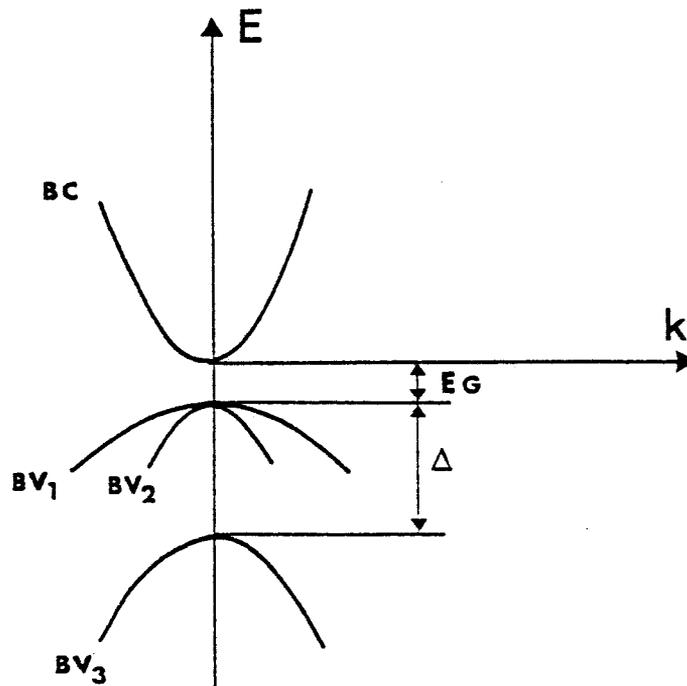


FIGURE I-3 : Structure de bandes simplifiée au voisinage de  $k = 0$  dans InSb (d'après Mavroides [32]).

Quelques caractéristiques particulières sont à noter. La bande interdite est très étroite et varie fortement avec la température ( $E_G = 0,23$  eV à 0K et  $E_G = 0,17$  eV à 300 K). C'est donc un composé intrinsèque à la température ambiante, contrairement à la plupart des semiconducteurs élémentaires ou composés. La bande de conduction présente un minimum en  $k = 0$ . L'écart à la parabolicité de la bande de conduction

conduit à une masse effective des électrons variable ( $m_e^* = 0,013.m_0$  en  $k = 0$ ), mais isotrope. Les bandes de valence, dont le maximum se trouve également en  $k = 0$  (maximum deux fois dégénéré) sont constituées d'une bande de trous lourds ( $m_{h1}^* = 0,18.m_0$ ), d'une bande de trous légers ( $m_{h2}^* \cong m_e$ ) et d'une bande très fortement décalée du fait de l'interaction spin-orbite ( $\Delta = 0,9$  eV). Les niveaux donneurs et accepteurs sont très peu profonds, respectivement à 0,7 meV en dessous de la bande de conduction et 8 meV au dessus de la bande de valence.

### I-2-2 : ABSORPTION OPTIQUE

La plupart des études par absorption optique relative à InSb sont assez anciennes, et ont été réalisées sur des monocristaux fortement dopés ( $N_I > 10^{17}/\text{cm}^3$ ) en général [33-40]. Le front d'absorption interbandes obéit à la loi  $(h\nu - E_G)^{1/2}$ , ce qui implique que les transitions directes en  $k = 0$  sont permises. Les résultats obtenus sur des monocristaux de type p présentent un léger décalage du front d'absorption interbandes vers des énergies plus faibles, quand on les compare à ceux obtenus sur du matériau de type n. Ce décalage a été interprété par des transitions entre le niveau accepteur et la bande de conduction [35]. L'étude de l'absorption par les porteurs libres montre que le mécanisme de diffusion dominant est dû aux impuretés quand leur densité est suffisamment importante ( $N_I > 10^{17}/\text{cm}^3$ ) et aux phonons optiques dans le cas contraire [33]. Cependant, les quelques travaux disponibles sur des matériaux très faiblement dopés ( $N_I < 10^{16}/\text{cm}^3$ ) montrent que l'absorption intrabande est pratiquement indépendante de la longueur d'onde ( $1 \text{ cm}^{-1} < \alpha < 10 \text{ cm}^{-1}$ ) [38-40]. A notre connaissance, aucune explication satisfaisante de cette observation n'a encore été proposée.

## CHAPITRE II - ETUDE EXPERIMENTALE PAR ABSORPTION OPTIQUE D'IN SB

### PLASTIQUEMENT DEFORME

#### II-1 : TECHNIQUE EXPERIMENTALE

##### II-1-1 : MONOCRISTAUX UTILISES - PREPARATION

Les monocristaux utilisés, obtenus par croissance Czochralski, sont fournis par les établissements Roques. Les échantillons proviennent d'une part de lingots de type n, non dopés volontairement ( $7.10^{13}/\text{cm}^3 < N_D < 2.10^{14}/\text{cm}^3$ ) et d'autre part de type p, dopé avec du germanium ( $N_A \cong 7.10^{15}/\text{cm}^3$ ). Toutes les éprouvettes de type p sont issues du même monocristal, et possèdent donc des propriétés électroniques très similaires. Ceci est moins vrai pour les échantillons de type n, obtenus à partir de plusieurs lingots, dont certains étaient de dimensions importantes. Il en résulte une certaine hétérogénéité, mesurable par exemple sur la densité d'impuretés (voir ci-dessus). Ces monocristaux présentent des densités de dislocations de croissance très faibles (moins de 400 etch-pits/cm<sup>2</sup> dans le type n, moins de 100 e.p./cm<sup>2</sup> dans le type p).

La procédure de préparation des éprouvettes de déformation, à partir du lingot brut, consiste en une découpe mécanique, suivie d'un polissage mécanique et d'un polissage chimique final, dans un mélange d'acide fluorhydrique (N=20, 1 part), d'acide chlorhydrique (N=10, 1 part) et d'oxyde de chrome (CrO<sub>3</sub>, dilué à 500g/l, 1 part). Les échantillons utilisés ensuite pour la mesure de l'absorption optique sont préparés suivant la même technique. On obtient ainsi des tranches (3 × 14 mm<sup>2</sup>) d'épaisseur variable (100 μm < x < 2 mm).

##### II-1-2 : DEFORMATION DES MONOCRISTAUX

La déformation des éprouvettes est effectuée sur machine Instron, que ce soit lors des essais de compression ou de torsion, qui

ont tous été réalisés à une température proche de 500 K. Les descriptions plus détaillées des techniques et essais de déformation, qui ne sont pas l'objet de ce travail, sont présentées par Kesteloot [14] en ce qui concerne la compression uniaxiale, le montage de torsion étant décrit par Estienne [41]. Nous en rappelons ici quelques caractéristiques.

a) DEFORMATION PAR COMPRESSION UNIAXIALE

La géométrie des éprouvettes déformées par compression uniaxiale est indiquée sur la figure (II-1). Une telle orientation a été choisie afin qu'un système de glissement soit principalement sollicité (le tableau II-1 donne les facteurs de Schmid des différents systèmes de glissement).

(111)			(1 $\bar{1}\bar{1}$ )			(1 $\bar{1}\bar{1}$ )		
$\frac{1}{2}[\bar{1}10]$	$\frac{1}{2}[\bar{1}01]$	$\frac{1}{2}[01\bar{1}]$	$\frac{1}{2}[\bar{1}\bar{1}0]$	$\frac{1}{2}[\bar{1}0\bar{1}]$	$\frac{1}{2}[0\bar{1}1]$	$\frac{1}{2}[011]$	$\frac{1}{2}[\bar{1}01]$	$\frac{1}{2}[110]$
0,47	0,36	0,11	0,36	0,21	0,15	0,26	0,16	0,11

TABLEAU II-1 : Facteurs de Schmid des différents systèmes de glissement.

Le plan de glissement principal ainsi que la direction du vecteur de Burgers sont également indiqués sur la figure (II-1). Avant déformation, les éprouvettes sont abrasées sur une des faces latérales, afin de créer des sources de dislocations en surface. La vitesse de déformation est constante et égale à  $10^{-5}$ /s.

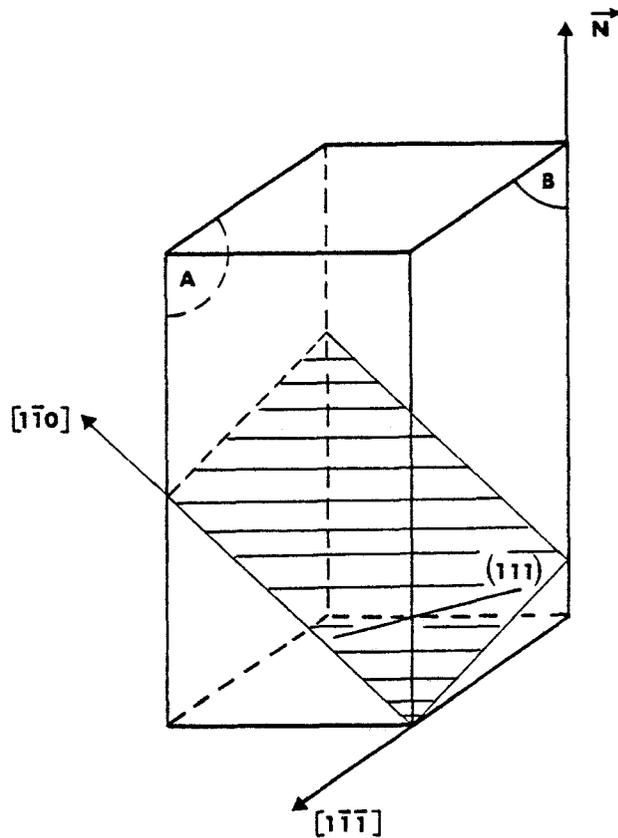


FIGURE II-1 : Orientation des éprouvettes déformées par compression uniaxiale.

#### b) DEFORMATION PAR TORSION

La figure (II-2) présente la géométrie des éprouvettes déformées par torsion. Dans cette orientation, les trois systèmes de glissement du plan  $\{111\}$  (indiqué sur la figure II-2) sont principalement sollicités. Les éprouvettes sont fixées sur le montage de torsion à l'aide de gabarits en graphite fraisés sur mesure. La vitesse de torsion vaut environ  $2.10^{-3}$  °/cm.s.



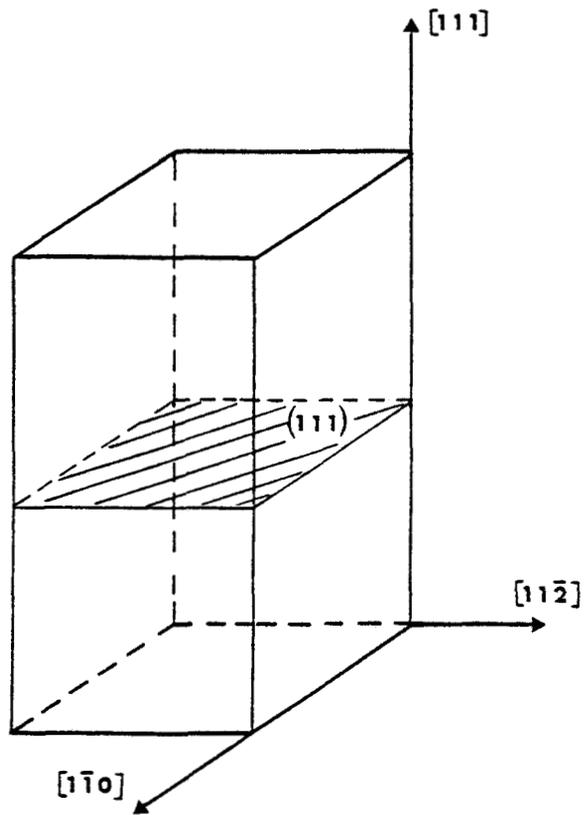


FIGURE II-2 : Orientation des éprouvettes déformées par torsion.

### II-1-3 : ABSORPTION OPTIQUE

#### a) SPECTROMETRE INFRAROUGE

Le spectromètre utilisé se compose d'un ensemble monochromateur, d'un système de détection et d'un cryostat. La source lumineuse est une lampe à vapeur de mercure enfermée dans une ampoule de quartz. Un faisceau monochromatique est sélectionné au moyen d'un réseau de diffraction (gravé à 75 traits/mm) et d'un jeu de filtres. La gamme de longueurs d'onde ainsi disponible s'étend de 4 à 15  $\mu\text{m}$ . Le signal transmis par l'échantillon est mesuré au moyen d'un détecteur Golay. Dans le but de réduire le bruit de fond, le faisceau incident est haché et le flux transmis est alors détecté par un amplificateur synchrone. La focalisation du faisceau, qui doit être indépendante de la longueur d'onde, est assurée par un

ensemble de miroirs. Afin de s'affranchir de toute absorption parasite du faisceau lumineux (notamment due à la présence de vapeur d'eau), le spectromètre est entièrement placé sous vide primaire ( $p < 10^{-4}$  atm).

Lors des mesures à basse température, l'échantillon est positionné dans le cryostat et refroidi par un débit continu d'azote gazeux froid. Afin de minimiser les échanges thermiques, le cryostat est isolé du reste du spectromètre par un vide poussé ( $p < 10^{-8}$  atm). Le faisceau lumineux atteint alors l'échantillon au travers de deux paires de fenêtres d'isolation en germanium et en KRS-5 (composé de TlI et TlBr).

L'absorption maximum que l'on peut ainsi mesurer est limitée à environ  $100 \text{ cm}^{-1}$  (pour une épaisseur de l'échantillon égale à  $400 \mu\text{m}$ ). La raison principale de cette limitation est la grande hétérogénéité des éprouvettes déformées. Ceci oblige à n'utiliser que des échantillons relativement épais ( $> 400 \mu\text{m}$ ) afin d'obtenir des résultats représentatifs de l'essai de déformation. De plus, les quelques essais réalisés sur des éprouvettes peu épaisses ( $\approx 130 \mu\text{m}$ ) ont montré une très grande dépendance avec l'état des surfaces, et sont donc quasiment inexploitable. Le seuil de sensibilité minimale du détecteur Golay ainsi que son bruit de fond sont également des facteurs de limitation importants. Enfin, la puissance d'émission de la lampe dans le domaine infrarouge et l'atténuation du faisceau dans les filtres ou les fenêtres d'isolation du cryostat contribuent à limiter la mesure de faibles coefficients de transmission.

#### b) REFLEXIONS MULTIPLES

Le faisceau lumineux arrive sous incidence normale sur l'échantillon et sur les fenêtres d'isolation placées à proximité. Or, les coefficients de réflexion de l'échantillon ( $R \approx 35 \%$  pour InSb) et des fenêtres (environ  $36 \%$  pour le germanium et  $18 \%$  pour le KRS-5) sont tels qu'une partie non négligeable du faisceau transmis a subi un certain nombre de réflexions sur les différentes faces. Il faut donc en tenir compte, afin de ne pas minimiser l'absorption. Le calcul complet de la correction à apporter est détaillé en annexe, et conduit à l'équation d'absorption suivante :

$$(r-2rR+R)^2 \cdot e^{-2\alpha x} + \frac{(1-r)^2(1-R)^2 \cdot e^{-\alpha x}}{T_A} - (1-rR)^2 = 0 \quad (\text{II-1})$$

où R et r sont les coefficients de réflexion d'InSb et d'un ensemble de fenêtres (Ge + KRS-5),  $T_A$  le coefficient de transmission apparent et  $\alpha$  le coefficient d'absorption de l'échantillon mesuré (d'épaisseur x). Dans ce calcul, nous avons supposé que les fenêtres d'isolation n'absorbent pas la lumière dans le domaine spectral considéré (4-15  $\mu\text{m}$ ). Afin de vérifier la validité de cette hypothèse, le même échantillon a été mesuré à la température ambiante avec et sans les fenêtres d'isolation. Le dépouillement a été réalisé en utilisant l'égalité (II-1) dans le premier cas, et la formule plus classique suivante dans l'autre cas :

$$\mathcal{L} = \frac{(1-R)^2 \cdot e^{-\alpha x}}{1 - R^2 \cdot e^{-2\alpha x}} \quad (\text{II-2})$$

Aux incertitudes expérimentales près, les deux spectres d'absorption ainsi obtenus sont identiques.

Le spectromètre utilisé ne permettant pas des mesures du coefficient de réflexion suffisamment précises, nous avons utilisé des valeurs fournies par la littérature [37,38] , qui donnent :

$$0,33 < R < 0,36 \quad (\text{pour } 4 \mu\text{m} < \lambda < 15 \mu\text{m})$$

Nous avons utilisé une valeur constante égale à 0,35. Il en résulte une incertitude sur le coefficient d'absorption que nous avons évaluée numériquement. L'erreur ainsi calculée est de l'ordre de 5 % quand l'absorption est faible ( $\alpha < 3 \text{ cm}^{-1}$ ) mais inférieure à 1 % lorsque l'absorption est importante ( $\alpha > 20 \text{ cm}^{-1}$ ). On peut d'autre part ne pas tenir compte de la dépendance du coefficient de réflexion avec la longueur d'onde puisque les échantillons mesurés sont peu dopés (voir les courbes de réflexion de Spitzer et Fan [37]).

Enfin la valeur numérique du coefficient de transmission t d'un ensemble de fenêtres (et donc de r, puisque les fenêtres n'absorbent pas

la lumière) a été obtenue expérimentalement. On trouve que  $t$  décroît de 28 % (respectivement 22 %) pour  $\lambda = 5 \mu\text{m}$  à 22 % (resp. 17 %) pour  $\lambda = 14 \mu\text{m}$  quand les fenêtres internes du cryostat (germanium) sont à 90 K (resp. 300 K).

## II-2 : RESULTATS EXPERIMENTAUX - SPECTRES D'ABSORPTION

Nous avons déformé des échantillons d'InSb de type n et p par compression uniaxiale. Dans tous les cas, la déformation a été arrêtée dans le stade de durcissement, pour des taux de déformation compris entre 3 % et 8,2 %. La sous-structure de dislocations introduite dans ces échantillons est donc essentiellement composée de segments de type coin. Nous avons d'autre part déformé des monocristaux de type n par torsion. Ces expériences se sont avérées relativement difficile à mettre en oeuvre. Il n'a pas été possible d'obtenir plusieurs éprouvettes contenant des densités de dislocations différentes et en même temps suffisamment importantes pour observer un effet. Nous ne présentons donc qu'un seul spectre d'échantillon tordu. Le tableau (II-2) regroupe les caractéristiques des différents cas étudiés.

L'absorption optique a ensuite été mesurée à deux températures (90 K et 300 K) correspondant à deux régimes de fonctionnement différents. A 90 K, ce composé est extrinsèque. Sa conductivité est alors due à un seul type de porteurs, créés par l'ionisation des niveaux donneurs ou accepteurs. Ces derniers étant très proches des bandes du cristal ( $E_D = 0,7 \text{ meV}$  et  $E_A = 8 \text{ meV}$ ), l'agitation thermique est suffisante pour les ioniser complètement. Par contre, InSb est intrinsèque à la température ambiante. L'agitation thermique crée alors autant d'électrons que de trous libres ( $n = p \cong 10^{16}/\text{cm}^3$ ).

### II-2-1 : SPECTRES D'ABSORPTION DE REFERENCE

La figure (II-3) montre les spectres d'absorption de référence obtenus sur des échantillons de type n ou p non déformés. A la température ambiante, on n'observe pas de différence entre les spectres correspondant à du matériau de type n ou p. Par contre, les spectres réalisés

Echantillon	Type	Dopage /cm <sup>3</sup>	Orientation	Déformation	Densité Dislocations <sup>*</sup>	Décalage Optique	
						90 K	300 K
a	n	2.10 <sup>14</sup>	(111)	non déformé			
b	n	"	"	3,3%	$\rho$	9	3
c	n	"	"	6,6%	$\cong 10.\rho$	18	7
d	n	"	"	8,2%	$\cong 20.\rho$	29	
a'	n	"	(110)	non déformé			
e	n	"	"	10°/cm	$\rho'$	7	
A	p	7.10 <sup>15</sup>	(111)	non déformé			
B	p	"	"	3,0%	$\rho''$	3	
C	p	"	"	6,3%	$\cong 8.\rho''$	9	7

TABLEAU II-2 : Caractéristiques des échantillons étudiés

\* Les rapports des densités de dislocations ont été évalués en postulant que la contrainte suit une loi en  $\rho^{1/2}$  pendant le stade de durcissement [61,62] , afin de prendre en compte l'interaction entre dislocations.



sur les mêmes échantillons mais à 90 K se distinguent en deux points. D'une part, le front d'absorption directe est décalé d'environ 9 meV vers les énergies plus faibles dans le type p par rapport au type n. L'analogie de ce décalage avec la valeur du niveau accepteur ( $E_A = 8$  meV) semble indiquer que l'on observe des transitions électroniques entre le niveau accepteur et la bande de conduction. Cette interprétation a déjà été proposée à la suite d'observations identiques [35]. Remarquons cependant que, puisque le décalage est observé au moins jusque  $100 \text{ cm}^{-1}$ , la section efficace de capture correspondante est supérieure à  $10^{-14} \text{ cm}^2$ , ce qui est légèrement supérieur aux résultats déjà publiés [35].

L'absorption intrabande présente d'autre part des caractéristiques différentes suivant le type du matériau. Ainsi, l'absorption intrabande est indépendante de la longueur d'onde dans le type n, mais varie fortement d'un échantillon à l'autre : elle vaut environ  $4 \text{ cm}^{-1}$  ( $\pm 3 \text{ cm}^{-1}$ ) quand l'épaisseur de l'éprouvette est comprise entre 0,5 mm et 1,5 mm, mais atteint  $50 \text{ cm}^{-1}$  lorsque l'échantillon est très fin ( $x = 130 \mu\text{m}$ ). Or, les coefficients d'absorption, tels qu'ils sont calculés, sont normalisés par rapport à l'épaisseur de l'éprouvette afin d'obtenir une caractéristique intrinsèque au matériau. L'absorption intrabande ainsi obtenue semble donc résulter de propriétés de surfaces des éprouvettes, et non de propriétés du volume. De plus, il paraît physiquement étonnant d'associer à des porteurs libres une absorption indépendante de l'énergie du photon incident. Nous attribuons donc l'absorption intrabande constante à des phénomènes de surface, difficilement contrôlables et peu reproductibles, et nous n'en tiendrons plus compte par la suite. Dans le matériau de type p, l'absorption intrabande semble être la somme d'une composante constante (identique à celle observée dans le cas n) et d'une composante variant comme  $\lambda^m$  (avec  $m > 0$ ). Il ne paraît pas possible de préciser davantage cette dépendance, car cela nécessiterait de faire la part exacte entre les deux contributions, ce qui semble difficile étant données les fluctuations importantes de la partie constante d'un échantillon à l'autre.

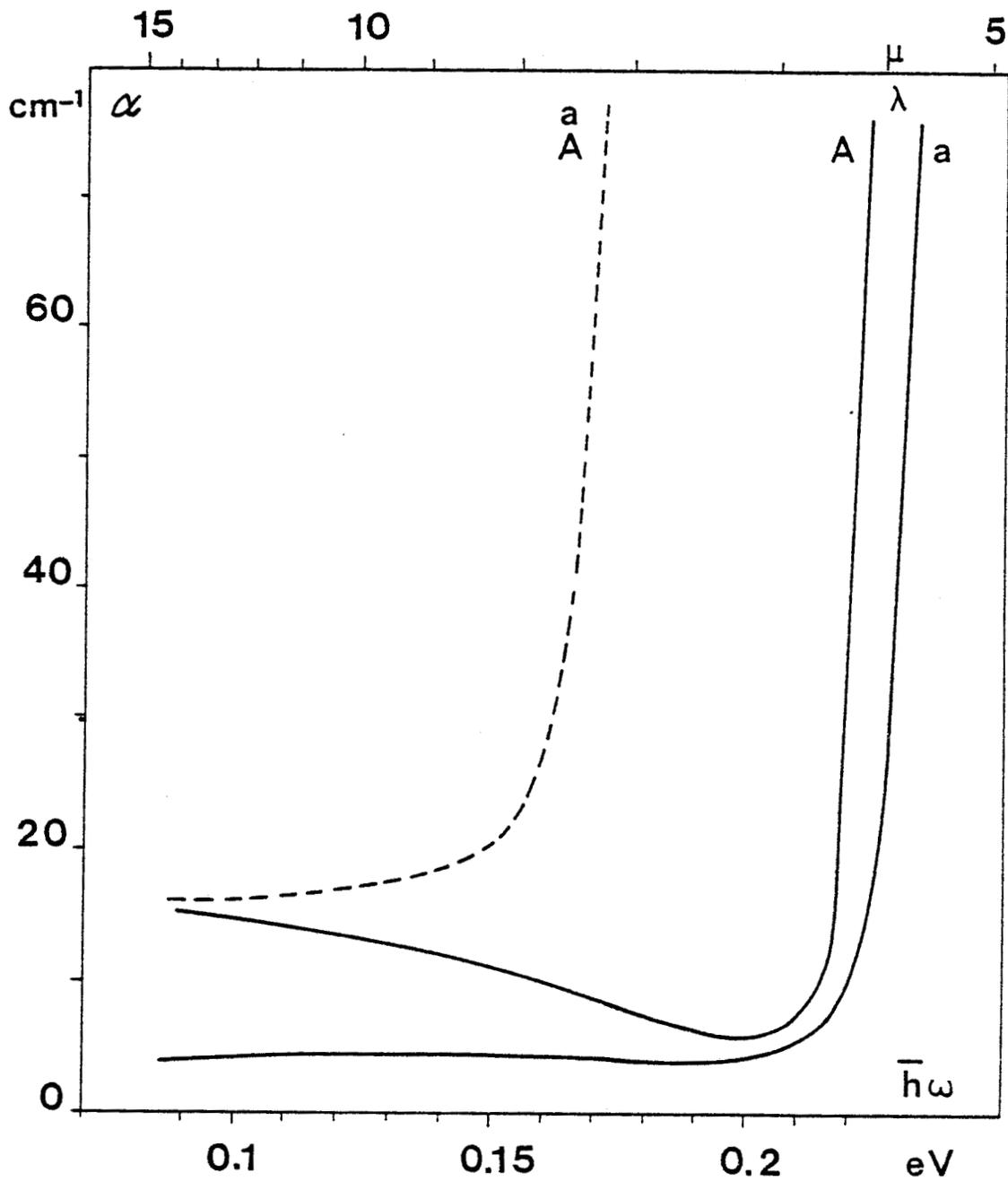


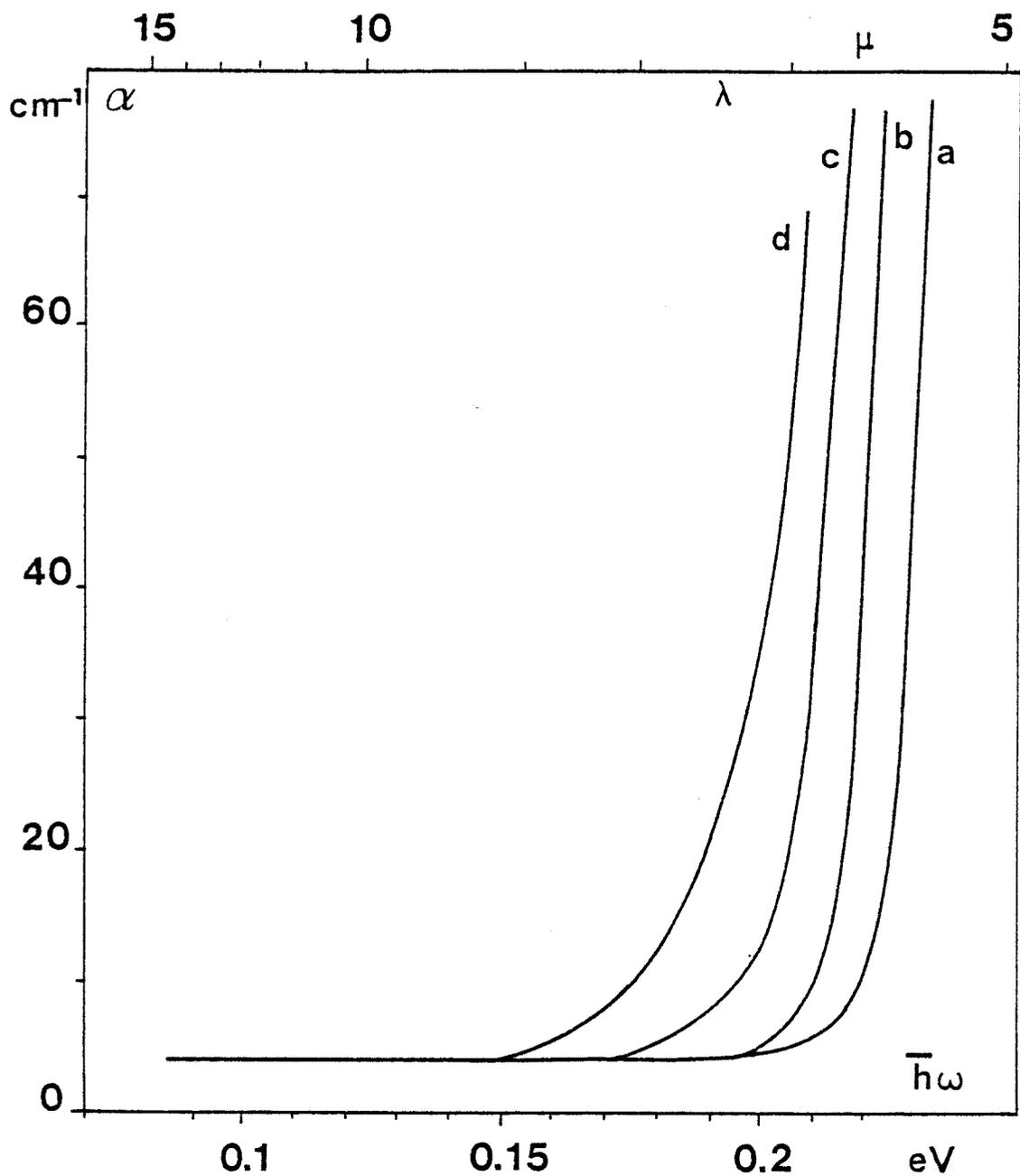
FIGURE II-3 : Spectres d'absorption à 90 K (trait plein) et 300 K (trait discontinu) d'InSb de type n (a) et p (A).



## II-2-2 : SPECTRES D'ABSORPTION D'InSb PLASTIQUEMENT DEFORME

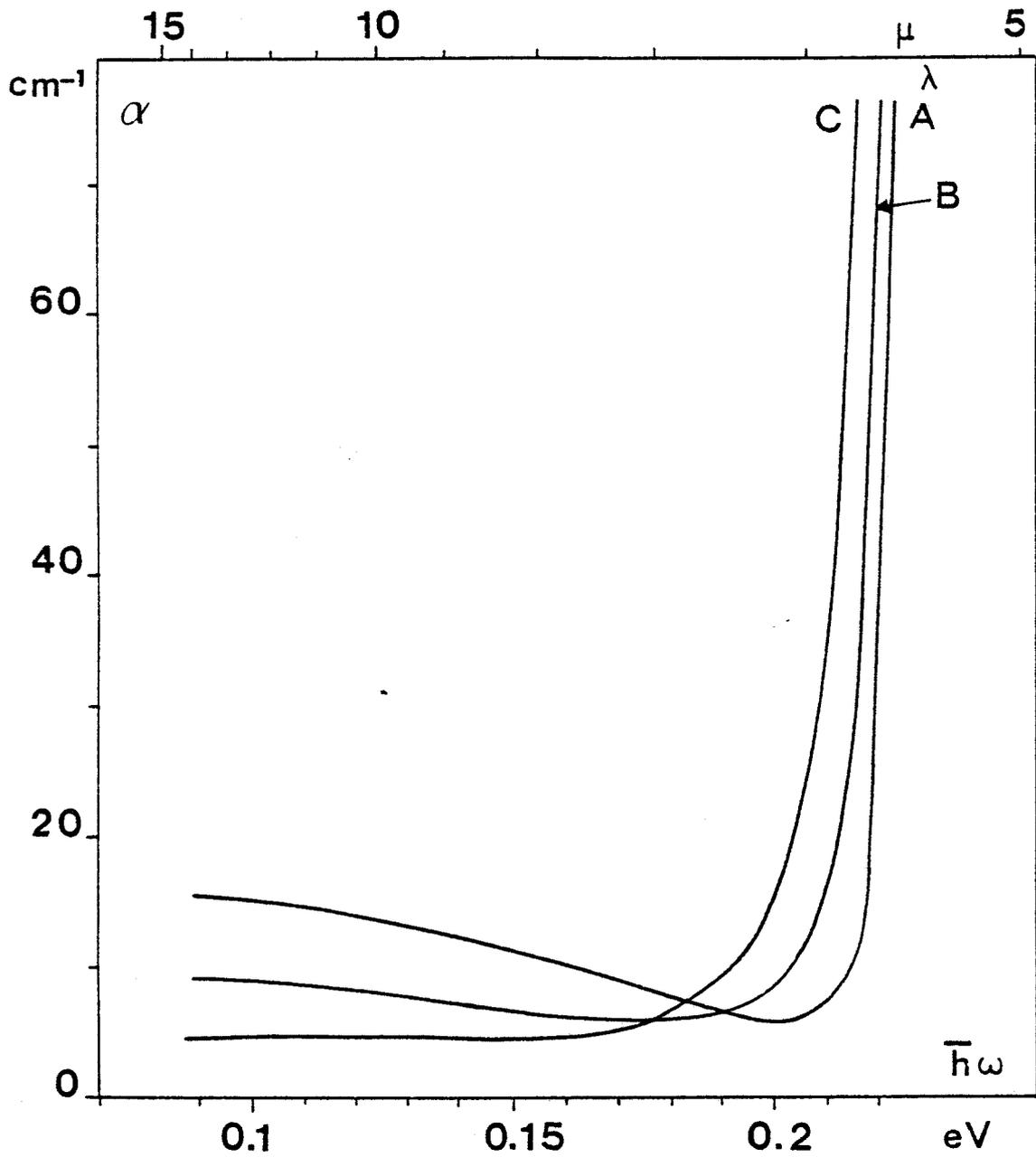
L'introduction de dislocations par déformation plastique induit deux modifications importantes des spectres d'absorption d'InSb. L'effet le plus important est un décalage du front d'absorption directe vers les énergies plus faibles. Ce décalage (appelé par la suite "décalage optique") dépend fortement i) du taux de déformation, donc de la densité et du type des dislocations, ii) du type et de la densité des porteurs libres du matériau avant déformation, iii) de la température de mesure de l'absorption. Les figures (II-4) et (II-5) présentent les spectres d'absorption à 90 K de matériaux de type n et p déformés par compression uniaxiale. La figure (II-6) montre un spectre d'absorption à 90 K d'échantillon n tordu, et la figure (II-7) les spectres d'absorption à température ambiante. Le décalage optique croît de façon systématique, mais non linéaire ("catastrophique"), avec la densité de dislocations. Il est important à 90 K dans le matériau de type n, et relativement faible dans les autres cas. Le seuil d'absorption interbandes semble également modifié. Ceci est particulièrement visible si on compare les spectres des échantillons a (référence) et d (taux de déformation de 8,2 %). Les valeurs numériques du décalage optique, mesurées par rapport aux spectres de référence des échantillons de même type, sont indiquées au tableau (II-2).

La présence de dislocations induit également une réduction de l'absorption par les porteurs libres. Cet effet n'a toutefois pu être observé que dans le matériau de type p, puisque l'absorption intrabande est négligeable dans le type n. Remarquons enfin que l'absorption par les porteurs libres dans les échantillons de type p très déformés (courbe C) est également devenue négligeable.



AMS  
LILLE

FIGURE II-4 : Spectres d'absorption à 90 K d'InSb de type n plastiquement déformé par compression uniaxiale (le tableau II-2 rappelle les caractéristiques des différents cas étudiés).



*FIGURE II-5 : Spectres d'absorption à 90 K d'InSb de type p plastiquement déformé par compression uniaxiale (le tableau II-2 rappelle les caractéristiques des différents cas étudiés).*



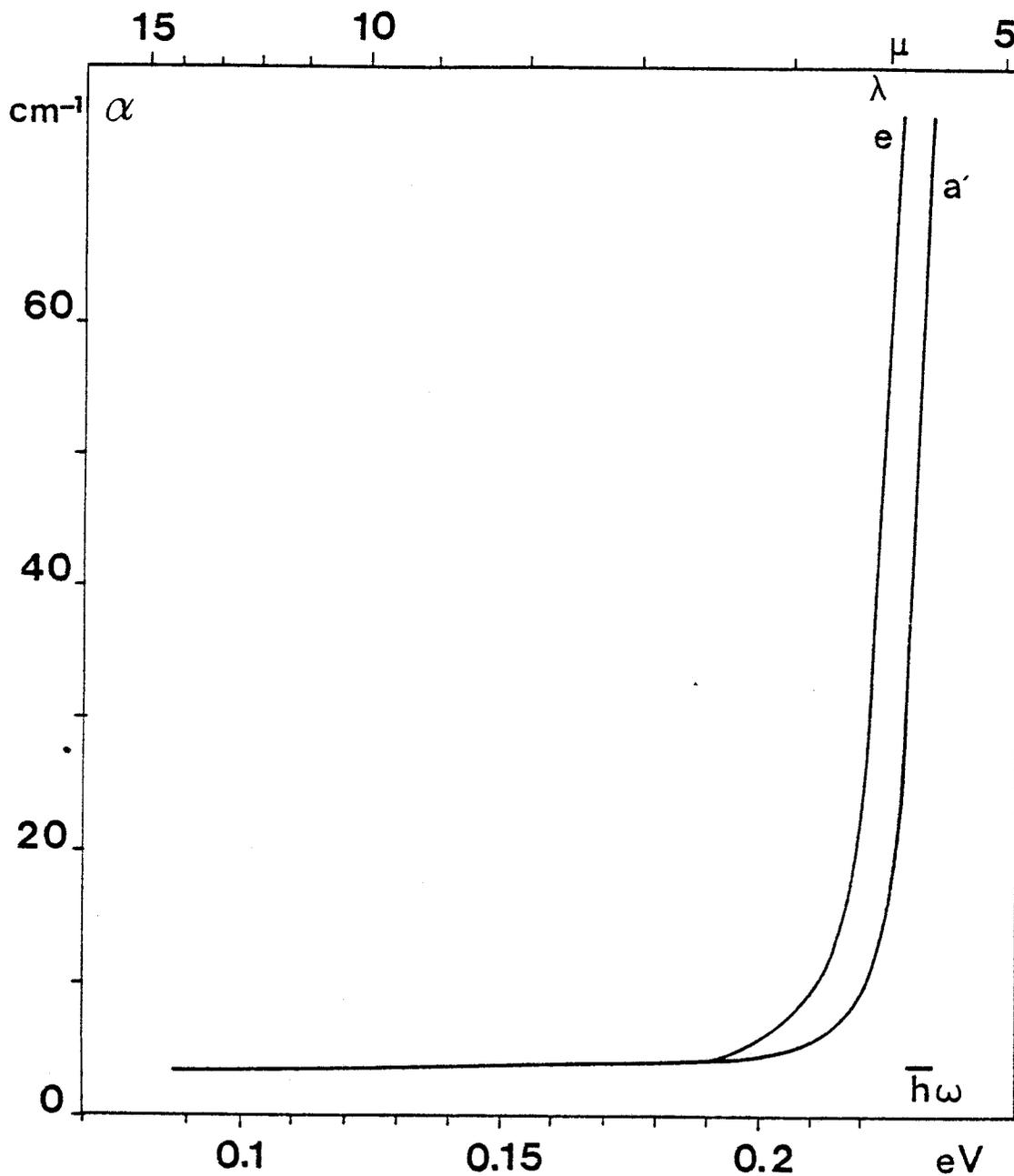


FIGURE II-6 : Spectres d'absorption à 90 K d'InSb de type n plastiquement déformé par torsion (le tableau II-2 rappelle les caractéristiques des différents cas étudiés).



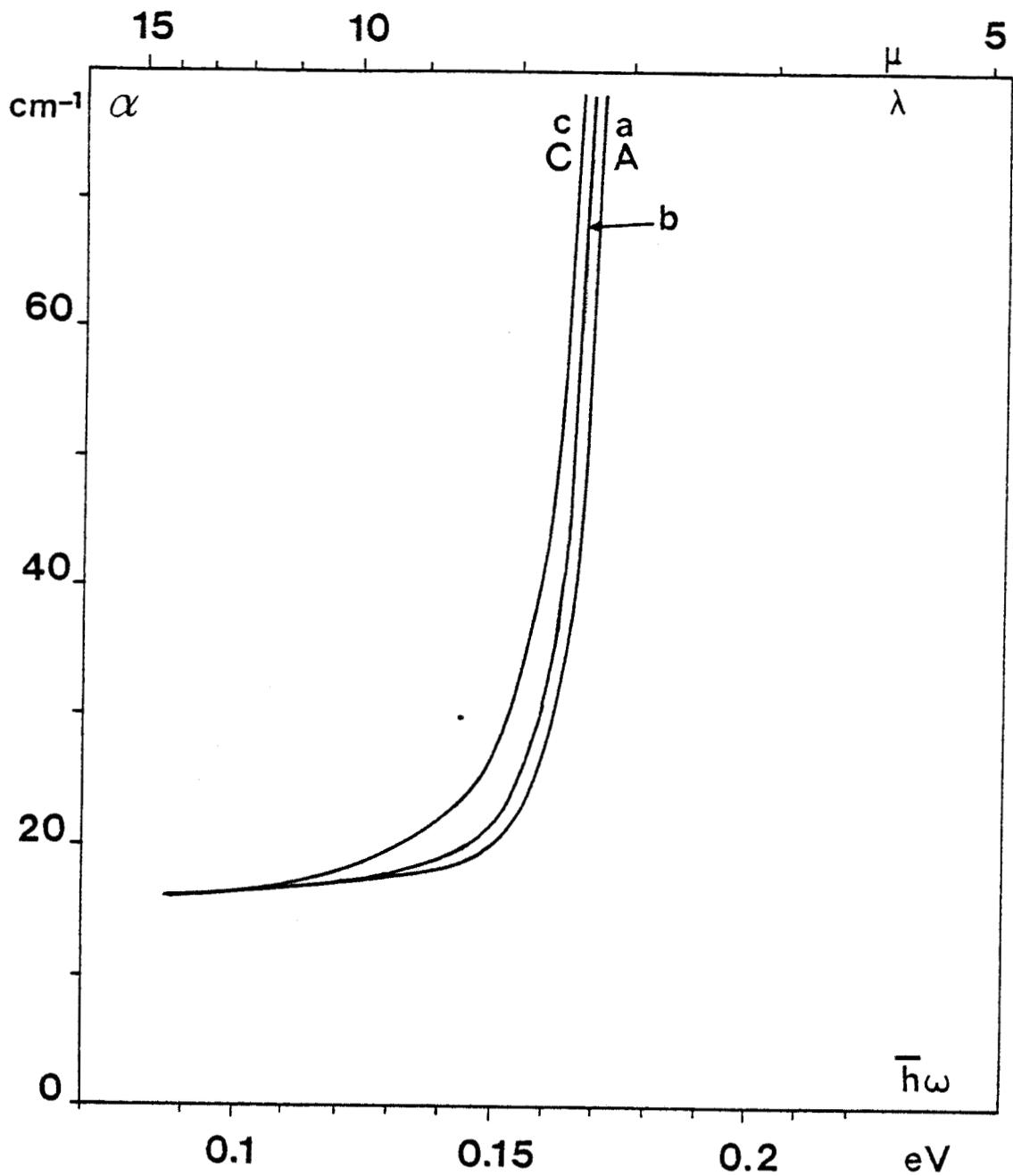


FIGURE II-7 : Spectres d'absorption à 300 K d'InSb plastiquement déformé par compression uniaxiale (le tableau II-2 rappelle les caractéristiques des différents cas étudiés).



## CHAPITRE III - ABSORPTION OPTIQUE DIRECTE EN PRESENCE DE DISLOCATIONS

Les spectres d'absorption optique obtenus sur des échantillons plastiquement déformés ou non sont caractéristiques de l'absorption par un semiconducteur. L'absorption est faible à grande longueur d'onde et croît brutalement à partir d'une énergie correspondant approximativement à la largeur de la bande interdite  $E_G$ . Dans un matériau "parfait" (sans niveau d'énergie dans la bande interdite), un photon dont l'énergie est inférieure à  $E_G$  ne peut être absorbé dans un processus direct. Cependant, si l'on applique une différence de potentiel aux bornes d'un tel cristal, il peut apparaître une absorption pour des énergies légèrement inférieures à  $E_G$  par l'intermédiaire de transitions tunnel d'autant plus probables que le champ électrique est grand. Ceci constitue l'effet Franz-Keldysh [42,43], qui est illustré sur la figure (III-1).

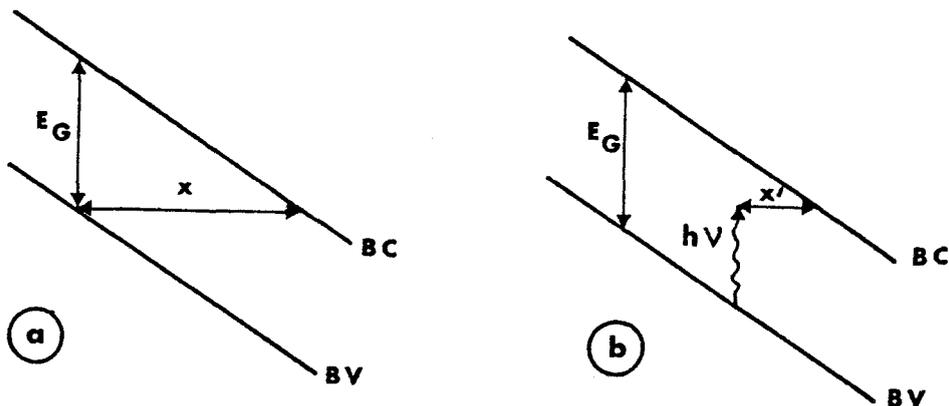


FIGURE III-1 : Effet Franz-Keldysh - Structure de bandes schématisée en présence d'un champ électrique intense, sans changement d'énergie (a) ou avec absorption d'un photon  $h\nu$  (b)

En l'absence d'éclairement, un électron de la bande de valence peut passer dans la bande de conduction en traversant une barrière de potentiel triangulaire de hauteur  $E_G$  et de largeur  $x$  (figure III-1-a). La probabilité de cette transition est une fonction exponentiellement décroissante, de la forme  $e^{-kx}$  (où  $k$  dépend de la hauteur de la barrière). L'absorption d'un photon d'énergie  $h\nu$  (avec  $h\nu < E_G$ ) réduit la hauteur de la barrière de potentiel à  $E_G - h\nu$  et sa largeur à  $x \cdot (1 - h\nu/E_G)$ , rendant ainsi cette transition plus probable (figure III-1-b). L'absorption résultante est d'autant plus importante que l'énergie du photon absorbé est proche de la largeur de la bande interdite et que le champ électrique appliqué est intense. En présence d'une différence de potentiel importante, il apparaît donc des "queues" d'absorption de photons dont l'énergie est légèrement inférieure à  $E_G$ .

Cet effet d'absorption dû à un champ électrique externe peut également être observé en présence de champs électriques internes induits par des défauts, des impuretés, des répartitions de charges hétérogènes [14,46]. On parle alors d'"effet Urbach", depuis les premiers travaux d'Urbach sur les halogénures d'argent [47]. La présence de dislocations peut donc affecter les spectres d'absorption optique par l'intermédiaire de champs électriques induits par l'effet de coeur (champ électrostatique) ou par l'effet du champ de contrainte (champ piezoélectrique).

Utilisant le modèle du décalage rigide proposé par Read [2], nous détaillons dans le premier paragraphe la statistique d'occupation des niveaux des dislocations. Ceci permet d'évaluer ensuite la densité de charges piégées sur ces niveaux et les champs électrostatiques qui en résultent.

Nous étudions l'influence du potentiel piezoélectrique associé au champ de contrainte à longue distance dans le deuxième paragraphe.

Nous proposons alors un modèle simple permettant d'évaluer l'absorption supplémentaire induite par les champs internes liés aux dislocations, puis nous discutons qualitativement ce modèle à partir des résultats expérimentaux.

### III-1 : STATISTIQUE D'OCCUPATION DES NIVEAUX DE DISLOCATIONS

L'ionisation des dislocations entraîne l'apparition d'un potentiel électrostatique  $V(r)$  (où  $r$  est mesuré à partir du coeur de la dislocation). L'ensemble des états du cristal est soumis à ce potentiel. Cependant, son étendue est approximativement limitée à un cylindre de rayon  $\lambda_G$  (longueur d'écran généralisée [48]) du fait de la réponse diélectrique du cristal. Ainsi, l'énergie des états associés aux orbitales pendantes sur les dislocations augmente d'une quantité  $-e.V(0)$ . Les états des bandes sont également affectés, cette modification étant maximum pour les états les plus proches de la dislocation. L'approximation du décalage rigide, proposée par Read, suppose que localement (au coeur de la dislocation), les états des bandes et des dislocations sont décalés de la même quantité  $-e.V(0)$ . Ce modèle est illustré sur la figure (III-2) dans le cas d'une dislocation neutre (a) et négativement chargée (b).

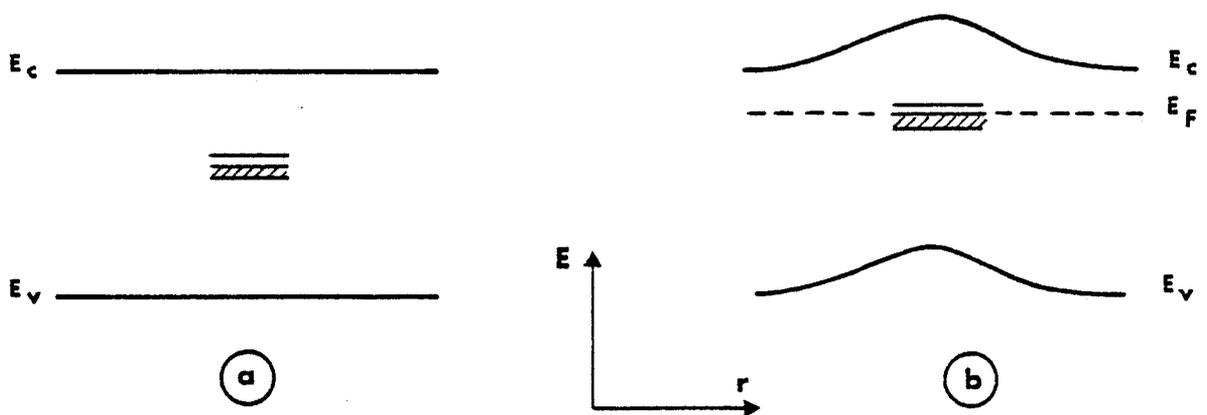


FIGURE III-2 : Modèle de Read - Structure de bandes schématisée en présence d'une dislocation neutre (a) et négativement chargée (b).

L'interaction entre porteurs piégés (représentés par  $n_t$ ) sur les sites associés aux dislocations est responsable d'un accroissement de l'énergie libre du cristal d'un terme  $W^*(n_t)$ . Le nombre de porteurs piégés à l'équilibre est obtenu en minimisant l'augmentation d'énergie libre du cristal par rapport à  $n_t$  :

$$\Delta F = n_t \cdot (E_D - E_F) + W^*(n_t) - T \cdot \Delta S(n_t) \quad (\text{III-1})$$

Ceci revient à considérer que l'occupation des niveaux résulte d'un échange électronique entre le niveau de Fermi et les niveaux associés aux dislocations. La variation d'entropie  $\Delta S(n_t)$  correspond à la répartition des porteurs piégés sur les sites disponibles. On obtient alors (cf. Masut, Penchina et Farvacque [8]) :

$$n_t = \frac{2D}{b} \cdot \left\{ \frac{1}{1 + \exp \frac{E_D^* - E_F}{KT}} - \xi \right\} \quad (\text{III-2})$$

où  $\xi$  est le taux d'occupation des dislocations neutres et  $E_D^*$  le niveau des dislocations chargées, donné par :

$$E_D^* = E_D + \frac{\partial W^*}{\partial n_t} = E_D + \frac{n_t \cdot e^2}{2\pi \epsilon_0 \epsilon_L D} \cdot \left\{ \ln \left( \frac{\lambda_G}{b} \right) - \frac{1}{2} \right\} \quad (\text{III-3})$$

Ces deux équations traduisent bien le fort couplage qui existe entre le nombre de porteurs piégés  $n_t$  et la position du niveau des dislocations  $E_D^*$ . Il en résulte une auto-limitation de la densité de porteurs piégés, évitant ainsi que les dislocations capturent un nombre trop grand d'électrons ou de trous. La quantité  $E_D^* - E_D$  mesure le décalage des niveaux des dislocations. Dans l'hypothèse de Read, cette quantité correspond également au déplacement local des bandes du cristal sous l'effet de ce potentiel (c'est-à-dire la quantité  $-e.V(0)$ , précédemment introduite).

Le niveau de Fermi  $E_F$  et celui des dislocations  $E_D^*$  sont obtenus numériquement en résolvant de façon auto-cohérente l'équation de neutralité du cristal :

$$\sum_{\ell} n_{\ell} - \sum_{D} N_D^{+} - \sum_{m} p_m + \sum_{A} N_A^{-} + n_t = 0 \quad (\text{III-4})$$

où  $n_{\ell}$  et  $p_m$  sont les densités d'électrons et de trous libres des bandes  $\ell$  et  $m$ ,  $N_D$  et  $N_A$  les densités de donneurs et d'accepteurs. La résolution de cette équation a été effectuée pour différentes valeurs du niveau des dislocations neutres  $E_D$  ( $80 \text{ meV} < E_D < 180 \text{ meV}$ ). Les variations de  $E_D^*$ , calculées à 90 K, en fonction de la densité de dislocations sont présentées sur les figures (III-3) et (III-4). La figure (III-3) correspond au cas d'un matériau de type n ( $N_D = 2 \cdot 10^{14} / \text{cm}^3$ ) et la figure (III-4) à un matériau de type p ( $N_A = 7 \cdot 10^{15} / \text{cm}^3$ ). Des arguments de neutralité électrique permettent de déterminer le taux d'occupation des niveaux des dislocations neutres. Celui-ci doit être égal à  $3/8$  ou  $5/8$ , suivant le type A ou B des dislocations [49]. Dans la mesure où nous n'associons qu'un seul niveau extrinsèque aux dislocations, ces valeurs représentent réellement le taux d'occupation du niveau considéré. Remarquons cependant que les résultats numériques ne sont pratiquement pas affectés par ce paramètre, et nous ne présentons que les courbes correspondant au cas  $\xi = 5/8$ .

Deux régimes de fonctionnement ressortent de ces calculs effectués à une température où le composé est extrinsèque. Quand le rapport de la densité de sites sur les dislocations ( $N_D = D/b$ ) et de la densité d'impuretés ionisées ( $N_I^{\pm}$ ) est faible ( $n_D/N_I^{\pm} < 20$ ), le taux d'occupation ( $n_t + 2 \xi \cdot D/b$ ) du niveau des dislocations est maximum (dans le type n) ou minimum (dans le type p). L'énergie de répulsion est donc importante, de même que la différence  $E_D^* - E_D$ . Cependant, le nombre de porteurs piégés est faible puisqu'il y a peu de sites disponibles sur les dislocations, et la position du niveau de Fermi reste fixée par les impuretés ionisées. Les champs électrostatiques qui en résultent peuvent atteindre  $5 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$  à proximité des dislocations. Au contraire, dans un matériau peu dopé et très déformé, le nombre de sites sur les dislocations est grand et la plupart des porteurs sont piégés. Dans le cas limite où le rapport  $N_D/N_I^{\pm}$  est au moins égal à  $10^4$  (uniquement réalisable expérimentalement si l'on dispose de matériaux très faiblement dopés), la densité de porteurs piégés par site est suffisamment faible pour que l'interaction électrostatique soit négligeable. Les dislocations sont alors dans un état proche de la neutralité et le niveau de Fermi est fortement attiré par le niveau des dislocations neutres  $E_D$ .

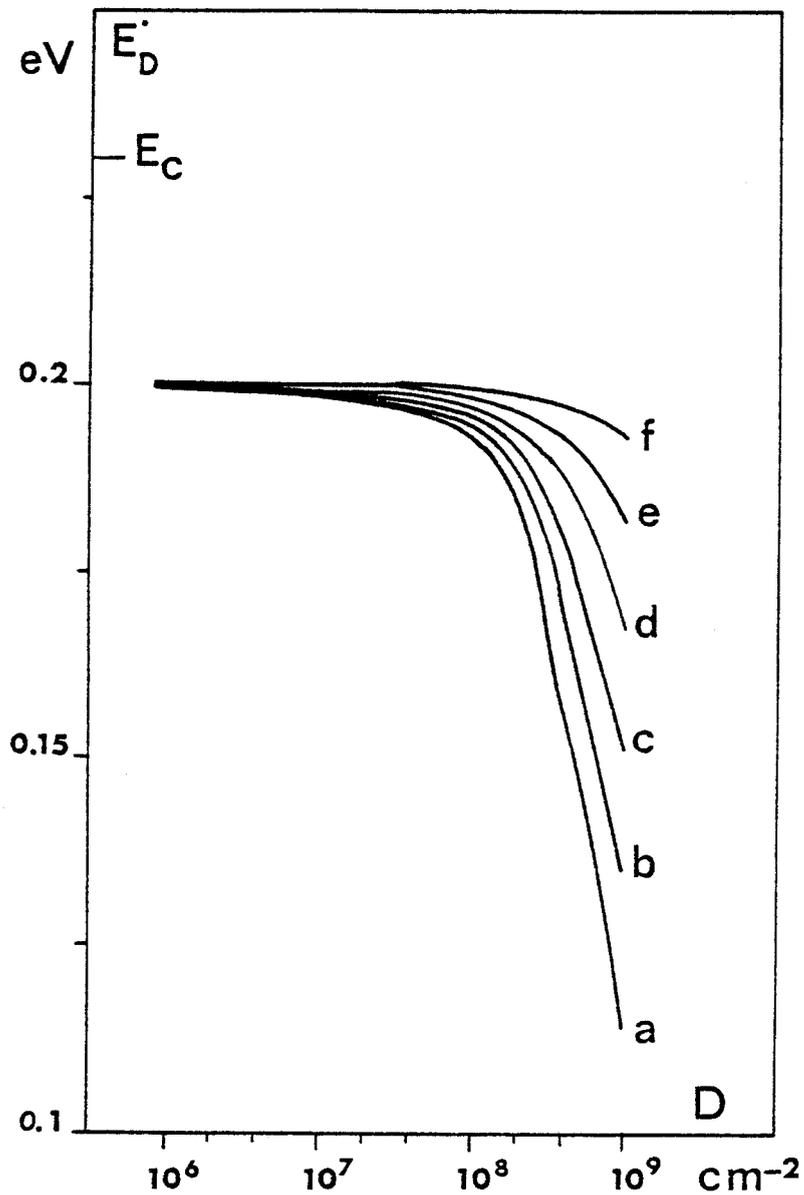


FIGURE III-3 : Le niveau des dislocations chargées  $E_D^*$  en fonction de la densité de dislocations  $D$  dans InSb de type  $n$  ( $N_D = 2 \cdot 10^{14} / \text{cm}^3$ ) à 90 K.

$E_D = 80 \text{ meV}$  (a) ;  $E_D = 100 \text{ meV}$  (b) ;  $E_D = 120 \text{ meV}$  (c) ;  
 $E_D = 140 \text{ meV}$  (d) ;  $E_D = 160 \text{ meV}$  (e) ;  $E_D = 180 \text{ meV}$  (f).



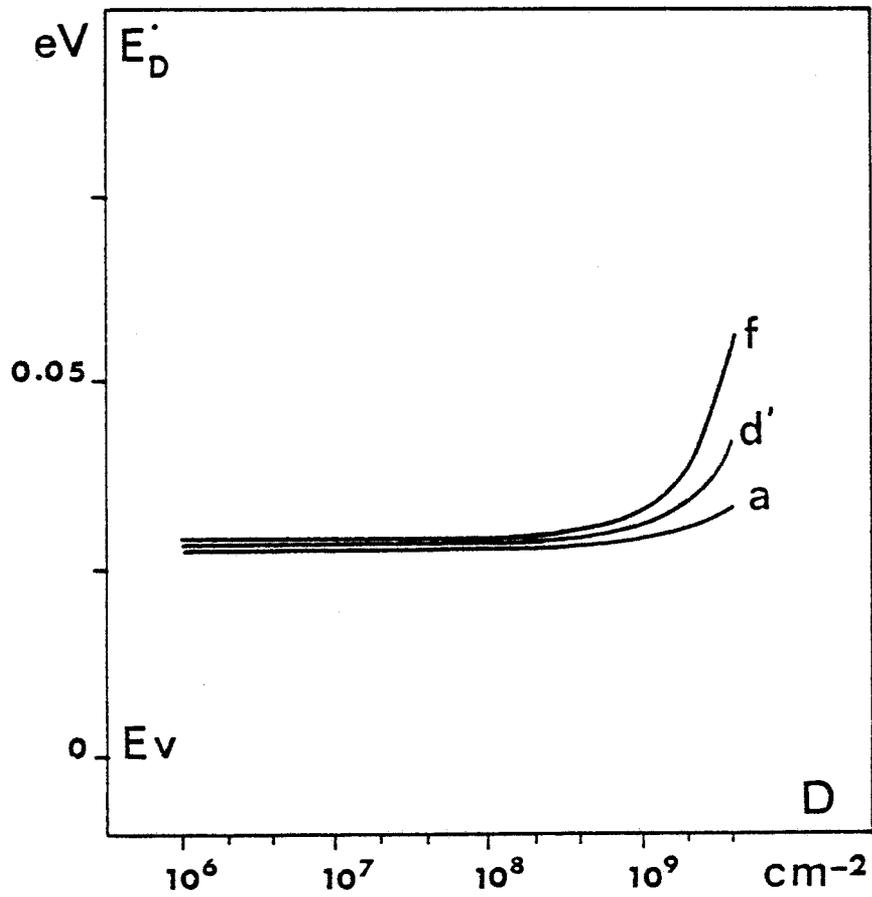


FIGURE III-IV : Le niveau des dislocations chargées  $E_D^*$  en fonction de la densité de dislocations  $D$  dans InSb de type p ( $N_A = 7.10^{15}/\text{cm}^3$ ) à 90 K.  
 $E_D = 80 \text{ meV}$  (a) ;  $E_D = 130 \text{ meV}$  (d') ;  $E_D = 180 \text{ meV}$  (f)



Dans les formules (III-2) et (III-3), nous n'avons pas tenu compte de l'interaction éventuelle entre dislocations. Ceci est justifié tant que la longueur d'écran est inférieure à la distance moyenne entre dislocations ( $\lambda_G < 1/\sqrt{D}$ ), ce qui correspond approximativement au régime de fonctionnement où  $n_D/N_I^\pm$  est faible. Par contre, lorsque la densité de dislocations est grande, les porteurs libres ne sont plus assez nombreux pour que les dislocations soient écrantées séparément. Le calcul statistique présenté ici constitue alors une approche plus grossière. La longueur d'écran, obtenue numériquement, est indiquée sur la figure (III-5) en fonction de la densité de dislocations. La distance moyenne entre dislocations ( $1/\sqrt{D}$ ) est également représentée sur cette figure, qui illustre le domaine de validité de cette description.

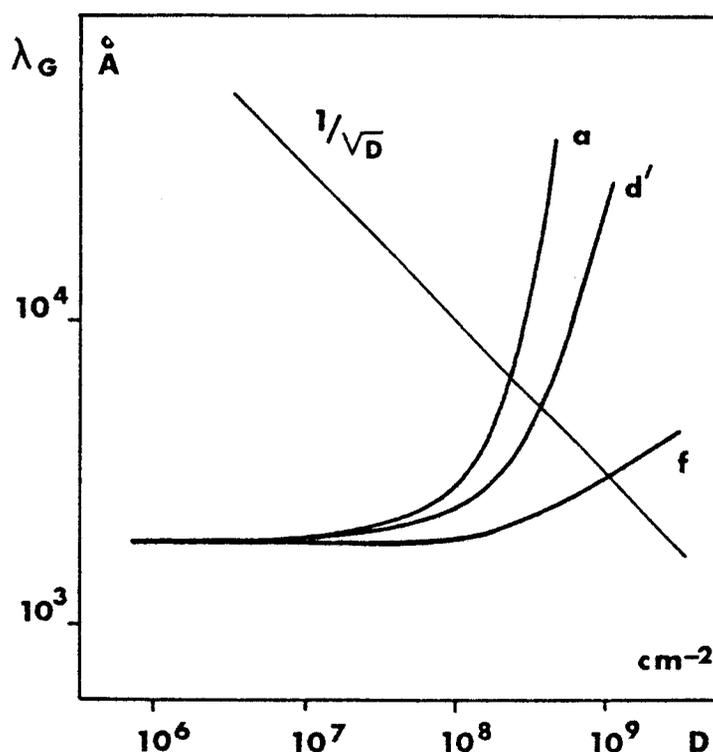


FIGURE III-5 : La longueur d'écran  $\lambda_G$  en fonction de la densité de dislocations  $D$  dans InSb de type  $n$  ( $N_D = 2 \cdot 10^{14} / \text{cm}^3$ ) à 90 K  
 $E_D = 80 \text{ meV}$  (a) ;  $E_D = 130 \text{ meV}$  (d') ;  $E_D = 180 \text{ meV}$  (f)

### III-2 : POTENTIEL PIEZOELECTRIQUE ASSOCIE AUX DISLOCATIONS

La détermination du potentiel piezoélectrique associé aux dislocations est rendue complexe par l'existence du couplage piezoélectrique. Dans l'approximation linéaire de Voigt [50], ce couplage est représenté par les équations

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{\sigma} = \bar{C} : \bar{\epsilon} + \bar{e} \cdot \bar{E} \\ \bar{D} = \bar{e} : \bar{\epsilon} - \bar{\chi} \cdot \bar{E} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(a)} \\ \text{(b)} \end{array} \quad \text{(III-5)}$$

où  $\bar{\sigma}$ ,  $\bar{C}$ ,  $\bar{\epsilon}$ ,  $\bar{e}$  et  $\bar{\chi}$  sont respectivement les tenseurs de contrainte, élastique, de déformation, piezoélectrique et diélectrique,  $\bar{E}$  et  $\bar{D}$  les vecteurs champ et déplacement électrique.

Afin de résoudre ce problème, Merten [51,52] a proposé de déterminer le champ de déplacement en négligeant le couplage piezoélectrique. Cette approximation a été justifiée a posteriori par les travaux de Saada [53] et Faivre et Saada [54]. Ils ont déterminé le quadrivecteur  $(\vec{u}, V)$  (où  $\vec{u}$  représente le vecteur déplacement et  $V$  le potentiel piezoélectrique) au moyen d'une méthode, proposée par Eshelby, Read et Shockley [55] et utilisée pour établir le champ de déplacement dans les matériaux non piezoélectriques. Ils ont ainsi montré que le couplage piezoélectrique n'affecte pratiquement pas le champ de déformation, qui est alors déterminé en l'absence de tout champ électrique à partir de la relation :

$$\bar{\sigma} = \bar{C} : \bar{\epsilon} \quad \text{(III-6)}$$

Connaissant le champ de déformation, il reste à calculer le potentiel piezoélectrique au moyen de la relation (III-5b). Celle-ci est composée d'un terme de couplage piezoélectrique ( $\bar{e} : \bar{\epsilon}$ , polarisation induite par la contrainte) et d'un terme représentant la réponse diélectrique du cristal. L'utilisation de la méthode de l'énergie perdue permet de résoudre ce problème [48,56]. Il suffit de déterminer la polarisation induite ( $\bar{P} = \bar{e} : \bar{\epsilon}$ ) en l'absence de la réponse diélectrique du cristal, dont on tiendra compte ensuite par l'intermédiaire de la fonction diélectrique. La distribution de charges non écrantée vaut alors :

$$\rho_p(r) = \text{div}(\bar{P}) = \text{div}(\bar{e} : \bar{\epsilon}) \quad (\text{III-7})$$

On en déduit la transformée de Fourier du potentiel de diffusion piezoélectrique non écrané par l'intermédiaire de l'équation de Poisson. Ce calcul est détaillé en annexe, et conduit au résultat suivant :

$$V_p(k) = \frac{2\pi \cdot b_c \cdot e_{14}}{\epsilon_0 \cdot \sqrt{3}} \cdot F(\theta) \cdot \frac{\delta(k_z)}{k^2} \quad (\text{III-8})$$

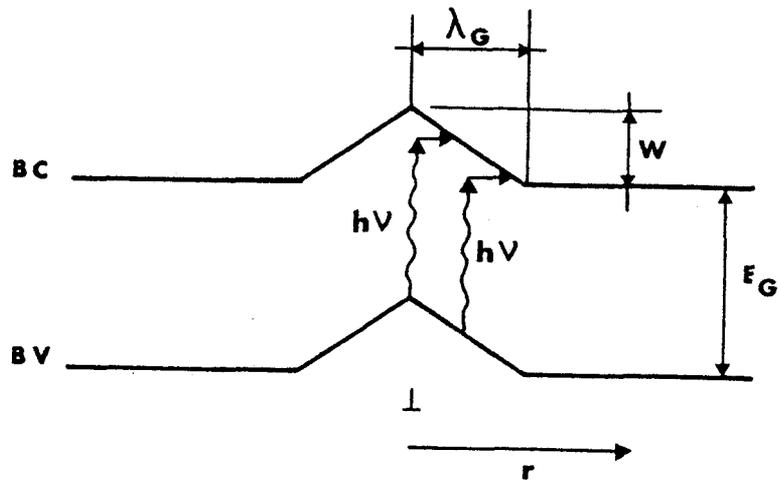
où  $b_c$  est la composante coin du vecteur de Burgers,  $e_{14}$  la constante piezoélectrique et  $F(\theta)$  la dépendance angulaire (voir annexe).

Il est important de remarquer que l'expression (III-8) est uniquement fonction de la composante coin du vecteur de Burgers. Ceci implique que des dislocations à caractère vis pur n'induisent pas de potentiel piezoélectrique. Les échantillons déformés par torsion, dont la sous-structure est essentiellement composée de dislocations vis, ne peuvent donc présenter un effet piezoélectrique que par l'intermédiaire des débris de type coin qu'ils contiennent.

### III-3 : DISCUSSION

Le décalage du front d'absorption directe a été observé de façon identique dans les échantillons contenant des dislocations "60°" ou des dislocations vis. Ceci suggère que cet effet résulte d'un mécanisme analogue, présent dans les deux cas et semble exclure a priori les effets piezoélectriques. Pour des raisons de simplicité, nous ne tenons donc compte dans un premier temps que des potentiels électrostatiques induits par l'ionisation des dislocations. Dans l'hypothèse de Read, la structure de bande au voisinage d'une dislocation peut être modélisée par une barrière triangulaire de hauteur  $E_G$  et de largeur  $\lambda_G$  (longueur d'écran). Ceci est illustré sur la figure (III-6).

Un photon dont l'énergie est inférieure à  $E_G$  mais suffisante ( $h\nu > E_G - W$ ) peut être absorbé par l'intermédiaire d'une transition tunnel à travers une barrière de hauteur réduite  $E_G - h\nu$  et de largeur également réduite  $\lambda_G \cdot (E_G - h\nu)/W$ . Dans le modèle de Read,  $W$  est simplement



*FIGURE III-6 : Modèle schématique de la structure de bandes au voisinage d'une dislocation chargée.*

la quantité  $E_D^* - E_D$  (expression III-3). Utilisant le coefficient de transmission calculé dans le cas d'une barrière de potentiel rectangulaire, la "section efficace" de capture associée à chaque atome de la région perturbée est alors approximativement donnée par :

$$\sigma = \sigma_0 \cdot \exp \left[ -a \cdot \frac{\lambda_G}{W} \cdot (E_G - h\nu)^{3/2} \right] \quad (\text{III-9})$$

où  $a$  est une constante de matériau.

Le nombre d'atomes de la région perturbée peut être évalué à environ  $D \cdot \lambda_G^2 / b^3$ . Le coefficient d'absorption d'un cristal plastiquement déformé est alors le suivant :

$$\alpha = \frac{D \cdot \lambda_G^2}{b^3} \cdot \sigma_0 \cdot \exp \left[ -a \cdot \frac{\lambda_G}{W} \cdot (E_G - h\nu)^{3/2} \right] \quad (\text{III-10})$$

Aux deux régimes de fonctionnement décrits dans la première partie de ce chapitre correspondent également deux comportements différents de cette absorption. Dans un matériau peu déformé, le nombre de porteurs piégés est faible. La hauteur de la barrière de potentiel  $W$  et la longueur d'écran  $\lambda_G$  sont approximativement constantes (voir les figures III-3, III-4 et III-5) et l'absorption croît donc comme  $D$ . Par contre, lorsque la densité de dislocations est grande, tous les porteurs sont piégés. Les champs électrostatiques induits par l'ionisation des dislocations diminuent fortement avec  $D$ , et la longueur d'onde  $\lambda_G$  augmente avec  $D$ . Il n'est cependant pas possible d'en déduire le comportement du coefficient d'absorption en fonction de la densité de dislocations pour les deux raisons suivantes. D'une part, il n'y a pas assez de porteurs libres pour écranter séparément les dislocations et la détermination de  $\lambda_G$  obtenue en négligeant l'interaction entre dislocations n'est plus rigoureusement valable. D'autre part, les dislocations sont dans un état proche de la neutralité et il n'y a plus alors de raison de ne pas tenir compte du potentiel piezoélectrique, certainement prépondérant dans ce cas. L'étude théorique de l'absorption optique dans le domaine des grandes densités de dislocations nécessite donc un traitement beaucoup plus complet que celui présenté ici, et fera l'objet de travaux futurs.

On constate donc que dans un matériau faiblement déformé, l'absorption de photons d'énergie inférieure à  $E_G$  peut être fortement affectée par la présence de dislocations et croît approximativement comme  $D$  (pour  $h\nu$  donné). A cette absorption (négligeable si  $h\nu \ll E_G$ ) s'ajoute les contributions de l'absorption intrabande et du fond d'absorption constante que nous avons attribué à des effets de surfaces. L'absorption induite par les dislocations n'est donc mesurable qu'à partir d'un certain seuil et pour des photons dont l'énergie est proche de  $E_G$ .

Les transitions faisant intervenir le niveau des dislocations sont localisées dans l'espace direct (l'absorption d'un photon par un électron initialement piégé sur une dislocation ne peut envoyer celui-ci loin de

la dislocation). L'écart entre les bandes et le niveau  $E_D$  étant constant dans l'espace réel, ces transitions doivent se traduire par des reliefs sur les spectres d'absorption situés approximativement en  $E_D$  et  $E_G - E_D$ , ce que nous n'avons jamais observé expérimentalement. Il n'est donc pas possible à partir des seuls spectres d'absorption optique, de préciser la position du niveau des dislocations  $E_D$ , sans doute parce que les transitions mettant en jeu ce niveau conduisent à une absorption trop faible. Ceci empêche d'évaluer plus quantitativement l'absorption supplémentaire liée à la présence de dislocations, puisque cette absorption dépend fortement du terme  $W$  (expression III-10) et donc de  $E_D$ .

L'interprétation qualitative du décalage du front d'absorption optique que nous proposons amène quelques remarques. D'une part, nous n'avons pas tenu compte des effets du champ piezoélectrique spécifique des dislocations "60°", parce que les résultats obtenus sont sensiblement identiques dans ce cas et dans celui des dislocations vis. Cependant, il a été observé par microscopie électronique en transmission que la sous-structure de dislocations introduite par torsion (dans le silicium, notamment [25]) est fortement hétérogène, et comprend une certaine part de débris de type coin. Ces débris, probablement présents dans InSb, peuvent être responsables de l'absorption supplémentaire associée à des dislocations par l'intermédiaire du potentiel piezoélectrique, qui ne peut donc plus être négligé. Cette constatation est de plus renforcée par les résultats de l'étude théorique de la conductivité (dans InSb) présentée par Penchina, Farvacque et Masut [57], qui conclut que l'effet de diffusion par le coeur des dislocations est faible devant la diffusion piezoélectrique. Les spectres que nous présentons ici ne permettent donc pas de faire la part exacte entre la contribution à l'absorption du potentiel piezoélectrique et celle du potentiel électrostatique. Afin de répondre à cette interrogation, il serait intéressant d'étudier plus précisément la sous-structure introduite réellement par torsion dans InSb. Ceci permettrait d'évaluer la proportion de segments de type "coin" et justifierait (ou non) de n'avoir pas pris en compte les champs piezoélectriques.

D'autre part, l'expérience montre que le décalage du front d'absorption est plus important dans le cas de matériau de type n que dans le cas p, à densités de dislocations équivalentes. Ceci peut s'interpréter en

un premier temps en remarquant que le nombre de sites concernés par ces transitions (terme pré-exponentiel dans l'expression III-10) doit être plus faible dans le matériau p puisque l'écrantage y est plus efficace. Les observations faites sur les deux types de matériaux suggèrent alors que le terme W soit plus faible dans le type p, c'est-à-dire que le niveau des dislocations neutres  $E_D$  soit plus proche de la bande de valence. Cette conséquence reste à vérifier expérimentalement par un moyen plus direct.

## CHAPITRE IV - ABSORPTION OPTIQUE PAR LES PORTEURS LIBRES

---

### EN PRESENCE DE DISLOCATIONS

---

L'absorption d'un photon par les porteurs libres (absorption intrabande) ne peut satisfaire simultanément les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion sans la participation d'un mécanisme de diffusion qui communique aux porteurs libres l'impulsion nécessaire à la transition. Ce mécanisme peut être induit par toutes les imperfections du cristal : phonons, impuretés, champ de contrainte, dislocations, etc ... Dans des composés exempts de dislocations, le processus dominant à une température donnée est dû aux phonons optiques quand le matériau est faiblement dopé ( $N_I < 2 \cdot 10^{17}/\text{cm}^3$  pour InSb à 300 K) et aux impuretés dans le cas contraire [33]. Dans tous les cas, l'absorption intrabande est un processus indirect (absorption simultanée d'un photon et d'un phonon, par exemple) qui est en général beaucoup plus faible que l'absorption directe d'un photon. Elle ne peut donc être éventuellement observée qu'en l'absence de transitions directes, c'est-à-dire pour des photons ayant une énergie inférieure à la bande interdite.

La présence de dislocations modifie l'absorption intrabande par l'intermédiaire des effets de diffusion et de piégeage des porteurs libres. Les dislocations sont responsables d'une diffusion liée à leur effet de coeur et à leur effet piezoélectrique. Ces deux mécanismes s'ajoutent à ceux qui existent en l'absence de dislocations et peuvent éventuellement augmenter l'absorption intrabande. Cependant, l'étude théorique de la conductivité d'InSb plastiquement déformé montre que l'effet de diffusion par le coeur des dislocations est toujours faible devant celui dû au potentiel piezoélectrique et peut donc être négligé [57]. Partant de l'expression du potentiel piezoélectrique obtenue précédemment, nous calculons dans le premier paragraphe l'absorption intrabande résultante.

D'autre part, l'ionisation des dislocations entraîne une diminution de la densité de porteurs libres et donc une réduction de l'absorption

intrabande. Utilisant les équations (III-2) et (III-3), nous évaluons dans le deuxième paragraphe la réduction de l'absorption par les porteurs libres en présence de dislocations, puis nous comparons aux résultats expérimentaux.

#### IV-1 : ABSORPTION PAR LES PORTEURS LIBRES DIFFUSES PAR UN MECANISME LIE AUX DISLOCATIONS

Le potentiel de diffusion piezoélectrique a été calculé au chapitre III. On obtient le résultat suivant :

$$V_p(k) = \frac{2\pi \cdot b_c \cdot e_{14}}{\epsilon_0 \sqrt{3}} \cdot F(\theta) \cdot \frac{\delta(k_z)}{k^2} \quad (IV-1)$$

Le potentiel électrostatique dû à l'ionisation des dislocations est calculé en les assimilant à des lignes chargées de densité linéique  $-e \cdot n_t / D$ . On obtient en résolvant l'équation de Poisson :

$$V_c(k) = \frac{2\pi \cdot e \cdot n_t}{\epsilon_0 \cdot D} \cdot \frac{\delta(k_z)}{k^2} \quad (IV-2)$$

Considérant ces deux mécanismes de diffusion, Penchina, Farvacque et Masut [57] ont évalué l'incrément de résistivité dû à la présence de dislocations dans InSb. Ils ont constaté que l'effet de ligne chargée est faible devant l'effet piezoélectrique, quel que soit l'état de charge des dislocations.

L'absorption par les porteurs libres diffusés par un mécanisme lié aux dislocations est donc celle que l'on obtient en considérant le seul potentiel piezoélectrique (IV-1). Ce calcul est détaillé en annexe, et conduit au résultat suivant (si  $h\nu \gg 2.KT$ ) :

$$\alpha = B \cdot \frac{D}{(h\nu)^4} \cdot \left( \frac{n}{m_e^* 2} + \sum_l \frac{p_l}{m_{hl}^* 2} \right) \quad (IV-3)$$

$$\text{où } B = \frac{\bar{h}^3 \cdot e^4}{12 \cdot c \cdot \epsilon_0^3} \cdot \left( \frac{b_c \cdot e_{14}}{\epsilon_L} \right)^2 \cdot \frac{A(\gamma)}{n_0} \quad (\text{IV-4})$$

où  $n$  et  $p$  sont les densités d'électrons et de trous de masse effective  $m_e^*$  et  $m_{h\lambda}^*$ . L'anisotropie de l'absorption intrabande  $A(\gamma)$  est présentée sur la figure (IV-1). remarquons que cette anisotropie n'est vraisemblablement pas observable expérimentalement, car cela nécessiterait une sous-structure de dislocations possédant toutes une même orientation de ligne.

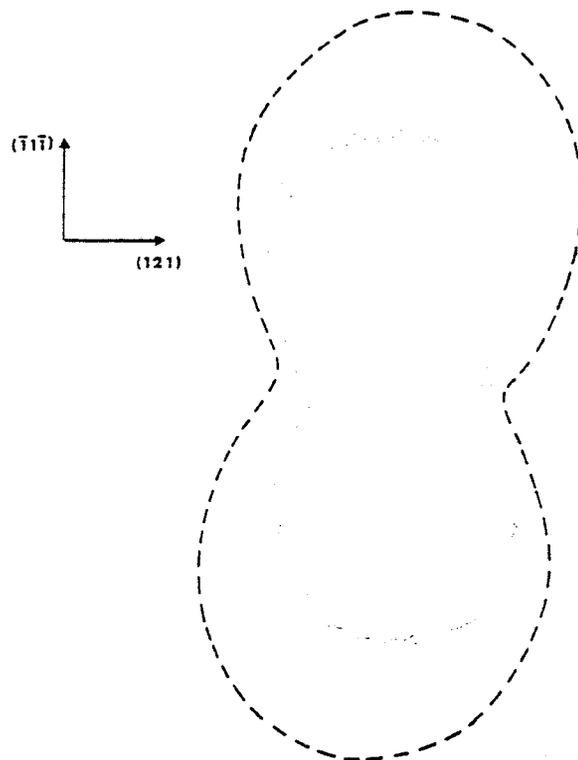


FIGURE IV-1 : Anisotropie de l'absorption intrabande.  
La ligne de dislocation est perpendiculaire au plan de la figure.

Utilisant les paramètres numériques d'InSb indiqués en annexe, on obtient la loi de variation du coefficient d'absorption d'un matériau de type p ( $N_A = 7 \cdot 10^{15}/\text{cm}^3$ ) plastiquement déformé ( $D = 10^9/\text{cm}^2$ ) :

$$\alpha = 2.10^{-3} \cdot \left( \frac{E_G}{h\nu} \right)^4 \quad (\text{en cm}^{-1}) \quad (\text{IV-5})$$

Dans le domaine étudié expérimentalement,  $h\nu/E_G$  varie entre 0,4 et 1. La diffusion piezoélectrique conduit à une absorption toujours faible ( $\alpha < 0,1 \text{ cm}^{-1}$ ). L'effet de diffusion supplémentaire induit par les dislocations est donc négligeable dans les conditions expérimentales des mesures effectuées. Remarquons cependant que cette absorption devrait être observée (et la loi en  $(h\nu)^{-4}$  confirmée) dans l'infrarouge lointain ( $\alpha \gg 50 \text{ cm}^{-1}$  pour  $\lambda \gg 50 \mu$ ).

#### IV-2 : REDUCTION DE L'ABSORPTION INTRABANDE INDUITE PAR L'IONISATION DES DISLOCATIONS

Seule une réduction importante du nombre de porteurs libres peut justifier la forte réduction de l'absorption intrabande observée dans les éprouvettes de type p. La résolution de l'équation de neutralité (III-4) fournit un moyen d'évaluer la densité résiduelle de porteurs libres en présence de dislocations. Les densités de porteurs libres (p) et de porteurs piégés ( $n_t$ ), calculées à 90 K, sont présentées en fonction de la densité de dislocations, pour un matériau de type p ( $N_A = 7.10^{15}/\text{cm}^3$ ), sur la figure (IV-2).

Les mesures expérimentales montrent que la réduction du nombre de porteurs libres vaut environ 50 % (échantillon B) et au moins 90 % (échantillon C). On constate alors (figure IV-2) que seules des densités de dislocations très importantes ( $D \gg 2.10^9/\text{cm}^2$ , quel que soit le niveau des dislocations  $E_D$ ) peuvent justifier une telle réduction, ce qui paraît peu raisonnable. Il semble donc que la statistique d'occupation utilisée (voir chapitre 3) minore systématiquement l'effet de piégeage sur les dislocations. Dans les calculs statistiques considérés, on a supposé que les porteurs sont strictement localisés sur les dislocations, ce qui a pour conséquence de maximiser la répulsion entre porteurs piégés et donc de diminuer leur densité. Cette constatation suggère que les porteurs pourraient être légèrement délocalisés autour des dislocations. Pour une

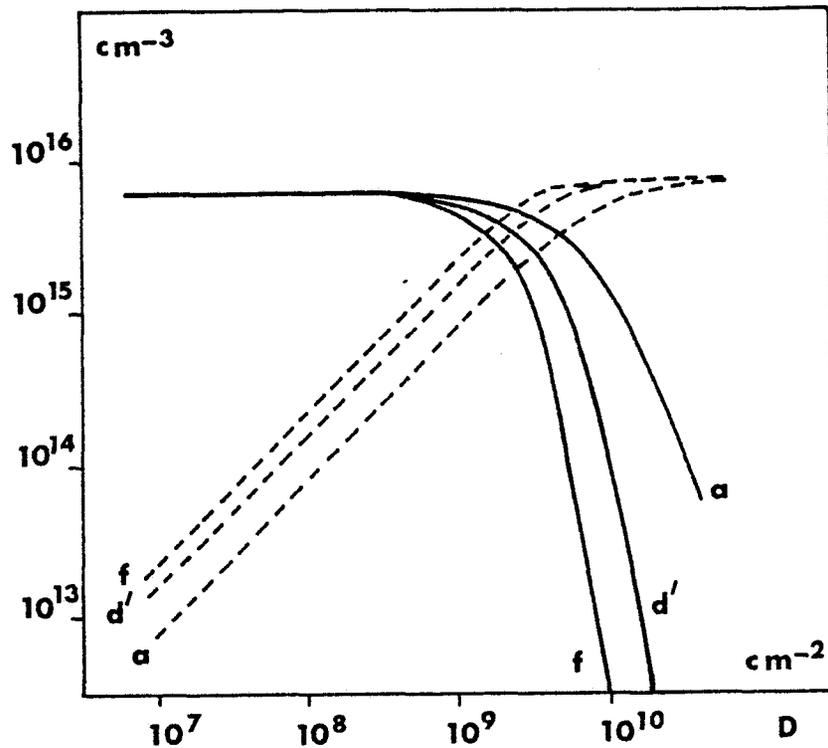
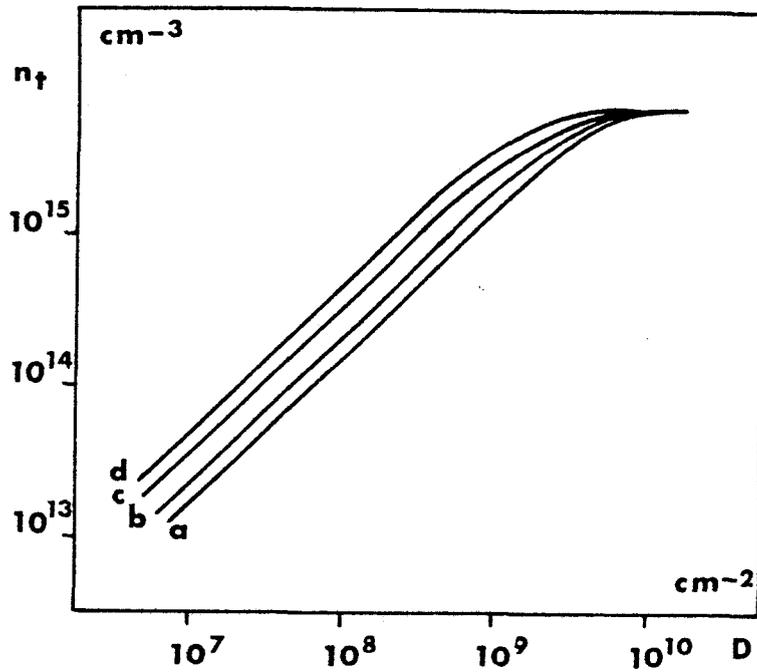


FIGURE IV-2 : La densité de porteurs libres (trait plein) et la densité de porteurs piégés (trait discontinu) en fonction de la densité de dislocations dans InSb de type p ( $N_D = 7 \cdot 10^{15} / \text{cm}^3$ ) à 90 K  
 $E_D = 80 \text{ meV}$  ( $\alpha$ ) ;  $E_D = 130 \text{ meV}$  ( $d'$ ) ;  $E_D = 180 \text{ meV}$  ( $f$ )

interaction électrostatique identique, le nombre de porteurs piégés serait alors plus important que dans l'hypothèse d'une localisation stricte. Cet effet conduit à des modifications notables, même pour des délocalisations faibles [58]. Ceci est illustré sur la figure (IV-3) pour différentes valeurs de la délocalisation  $r_0$  (avec  $E_D = 0,13 \text{ eV}$ ).

On constate que, pour une même valeur du niveau des dislocations  $E_D$ , le nombre de porteurs piégés croît avec la délocalisation. La réduction importante de l'absorption intrabande pourrait ainsi être justifiée par la



*FIGURE IV-3 : Influence de la délocalisation  $r_0$  sur la densité de porteurs piégés  $n_t$   
 $r_0=0$  (a) ;  $r_0=2.b$  (b) ;  $r_0=5.b$  (c) ;  $r_0=10.b$  (d)*

délocalisation des porteurs. L'évaluation du paramètre caractérisant la délocalisation est liée à la connaissance du niveau des dislocations  $E_D$  et ne peut être menée à bien actuellement.



## CONCLUSION

---

Les champs électriques intenses induits par les dislocations semblent être responsables du décalage du front d'absorption directe vers des énergies plus faibles, par l'intermédiaire de transitions tunnel localisées autour des dislocations (analogues à celles mises en jeu dans l'effet Franz-Keldysh). Cette interprétation est essentiellement qualitative, et demande une confirmation plus quantitative, liée à la détermination des niveaux associés aux dislocations.

Afin de préciser l'importance relative de l'effet de coeur et de l'effet piezoélectrique, il serait intéressant d'examiner des cas où l'un de ces mécanismes est volontairement supprimé. Une première solution pourrait consister en la recherche de sous-structures de dislocations vis pures, qui ne présentent pas d'effet piezoélectrique. Ceci paraît cependant difficile à réaliser, car les sous-structures, introduites par torsion notamment, sont hétérogènes. Etudier l'influence de la température sur les spectres d'absorption optique d'un matériau de type p pourrait constituer une deuxième possibilité. A la température où les dislocations sont neutres seul le potentiel piezoélectrique justifierait un éventuel décalage du front d'absorption optique.

La réduction de l'absorption intrabande paraît résulter de la diminution très importante du nombre de porteurs, par effet de piège sur les dislocations. Cependant, la statistique d'occupation obtenue en supposant les porteurs piégés strictement localisés sur les dislocations sous-estime systématiquement le nombre de ces porteurs. L'hypothèse de délocalisation des porteurs autour des dislocations pourrait permettre de justifier l'importante réduction de l'absorption intrabande.

Signalons enfin quelques voies de recherche futures. Un des objectifs de ce travail était de mettre en évidence la position des niveaux d'énergie associés à la présence de dislocations. De plus, l'évaluation numérique du modèle d'absorption que nous avons proposé est subordonnée

à cette détermination. Cet objectif n'a pu être mené à bien, sans doute parce que l'absorption qui résulte de transitions faisant intervenir ces niveaux est trop faible pour être observable. L'étude de l'absorption optique ne semble donc pas être l'outil le mieux adapté dans ce dessein. Dans la mesure où les dislocations seraient des centres de recombinaison radiatifs, la luminescence devrait pouvoir mettre en évidence le (ou les ?) niveau de dislocations. Cependant, ce type d'expériences paraît difficile à mettre en oeuvre pour InSb, du fait du domaine spectral à analyser (infrarouge). Il serait certainement plus facile d'étudier par ce moyen un composé possédant une bande interdite plus large, par exemple GaAs, dont les propriétés mécaniques sont très voisines de celles d'InSb.

D'autre part, les niveaux des dislocations pourraient également être détectés par l'intermédiaire de mesures de photoconductivité, ce qui permettrait éventuellement de confirmer les résultats fournis par les essais de luminescence.



## ANNEXE 1 : DÉTERMINATION DU COEFFICIENT D'ABSORPTION EN PRÉSENCE DE RÉFLEXIONS MULTIPLES

La partie du flux incident transmise par un ensemble de dioptries plans (surface de l'échantillon, fenêtres d'isolation) est constituée d'un faisceau directement transmis auquel s'ajoutent des faisceaux lumineux ayant subi un certain nombre de réflexions entre les différents dioptries.

Négligeant dans un premier temps toutes les composantes du faisceau transmis ayant subi des réflexions multiples, le rapport du flux transmis  $J_T$  par un échantillon d'épaisseur  $x$  au flux incident  $J_0$  est donné par :

$$\frac{J_T}{J_0} = (1-R)^2 \cdot e^{-\alpha x} \quad (\text{A-I-1})$$

où  $R$  et  $\alpha$  sont les coefficients de réflexion et d'absorption du matériau étudié. Tenant compte des réflexions multiples à l'intérieur de l'échantillon, le coefficient de transmission  $\mathcal{T}$  du système optique composé de l'échantillon seul devient :

$$\mathcal{T} = \frac{J_T}{J_0} = \frac{(1-R)^2 \cdot e^{-\alpha x}}{1-R^2 \cdot e^{-2\alpha x}} \quad (\text{A-I-2})$$

Considérant maintenant le système optique complet (fenêtres d'isolation et échantillon), le flux transmis ne dépend pas uniquement des propriétés physiques de l'échantillon, mais également de celles des fenêtres. Représentant chaque ensemble de fenêtres (Ge + KRS-5) par leurs coefficients de réflexion  $r$  et de transmission  $t$ , et l'échantillon d'InSb par  $\mathcal{R}$  et  $\mathcal{T}$ , on obtient les deux relations suivantes (utilisant la notation indiquée sur la figure (A-I-1)) :

$$\left. \begin{aligned} \frac{J_E}{J_0} &= \frac{(1-r)^2 \cdot \mathcal{C}}{[1-r(\mathcal{R}-\mathcal{C})][1-r(\mathcal{R}+\mathcal{C})]} & (a) \\ \frac{J_V}{J_0} &= \frac{1-r}{1+r} & (b) \end{aligned} \right\} (A-I-3)$$

où l'on a négligé l'absorption éventuelle par les fenêtres (soit  $r+t = 1$ ).  
Les coefficients  $\mathcal{R}$  et  $\mathcal{C}$  d'un matériau sont liés par la relation :

$$\mathcal{R} = R.(1 + \mathcal{C} \cdot e^{-\alpha X}) \quad (A-I-4)$$

Introduisant (A-I-1) et (A-I-4) dans (A-I-3), on obtient l'équation d'absorption modifiée :

$$(R-2rR+r)^2 \cdot e^{-2\alpha X} + \frac{(1-R)^2 \cdot (1-r^2) \cdot e^{-\alpha X}}{T_A} - (1-rR)^2 = 0 \quad (A-I-5)$$

où  $T_A = \frac{J_E}{J_V}$  est le coefficient de transmission apparent.

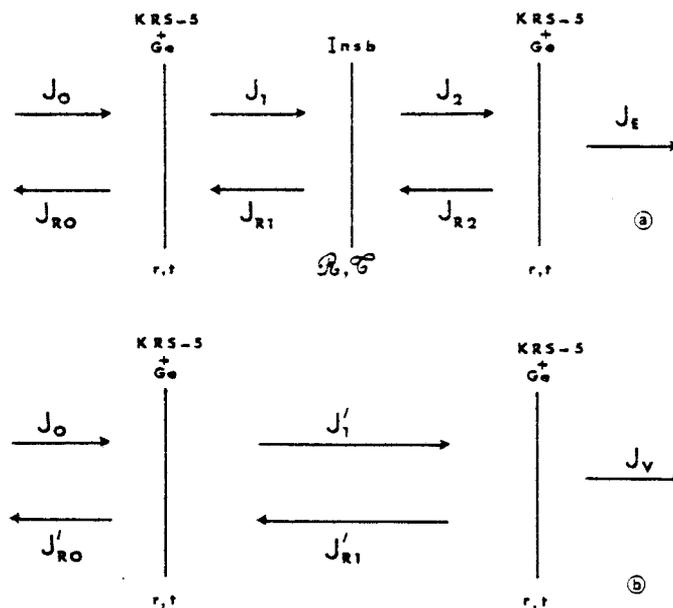


FIGURE A-I-1 : Réflexions multiples en présence d'un échantillon (a)  
et sans (b).

On remarque que, remplaçant  $r$  par 0 dans (A-I-5), on obtient une équation identique à (A-I-2).

Le coefficient d'absorption est alors donné par :

$$\alpha = \frac{1}{x} \cdot \ln \left\{ \frac{(R-2rR+r)^2}{\frac{(r^2-1)(R-1)^2}{T_A} + \sqrt{\left[ \frac{(r^2-1)(R-1)^2}{2T_A} \right]^2 + \left[ (1-rR)(R-2rR+r) \right]^2}} \right\} \quad (\text{A-I-6})$$

Nous avons négligé les effets d'interférences possibles entre les différentes ondes, ceux-ci n'ayant jamais été observés expérimentalement.

## ANNEXE 2 : CALCUL DU POTENTIEL DE DIFFUSION PIEZOÉLECTRIQUE ASSOCIÉ AUX DISLOCATIONS

### A-II-1 : DETERMINATION DU VECTEUR DEPLACEMENT

L'approximation de Merten [51] permet de négliger le couplage piezoélectrique dans le calcul du vecteur déplacement associé aux dislocations. Les composantes du déplacement vérifient l'équation de Navier, qui traduit l'équilibre du cristal sous l'effet des seules contraintes internes ( $\text{div } \bar{\sigma} = 0$ ) :

$$\sum_{\alpha, \beta, k} C_{i\alpha, \beta k} \cdot \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_\alpha \cdot \partial x_\beta} = 0 \quad (\text{A-II-1})$$

La résolution de ce système linéaire d'équations différentielles du deuxième ordre nécessite l'introduction de conditions aux limites, qui sont :

a) les conditions de Burgers

$$\oint \sum_{\alpha} \frac{\partial u_k}{\partial x_\alpha} \cdot dx_\alpha = b_k \quad (\text{A-II-2})$$

b) les conditions d'annulation de la contrainte en surface

$$\oint \sum_{\alpha, k} C_{i2, k\alpha} \cdot \frac{\partial u_k}{\partial x_\alpha} \cdot dx_1 = 0 \quad (\text{A-II-3})$$

Dans le cas de cristaux élastiquement isotropes, la résolution de l'équation de Navier conduit à l'expression classique du vecteur déplacement (par exemple, Hirth et Lothe [19]). Par contre, la résolution de cette équation est beaucoup plus complexe si l'on tient compte de l'anisotropie élastique des matériaux. Nous développons maintenant ce calcul en suivant la méthode proposée par Eshelby et al. [55].

Le choix du repère est indiqué sur la figure (A-II-1). La ligne de dislocation est orientée dans la direction (0z) et le vecteur de Burgers appartient au plan (xOz).

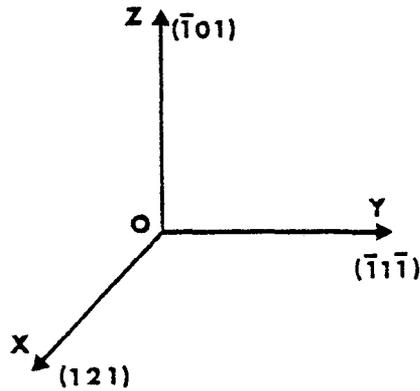


FIGURE A-II-1 : Repère de référence.

Du fait de la symétrie de translation le long de la ligne de dislocation, le vecteur déplacement ne dépend que des variables x et y. Ses composantes s'écrivent sous la forme :

$$u_k = A_k \cdot f(\eta) \quad (\text{A-II-4})$$

où l'on a effectué le changement de variables :

$$\eta = x + s.y \quad (\text{A-II-5})$$

Remplaçant (A-II-4) dans l'équation de Navier (A-II-1), on obtient alors :

$$\sum_{k=1}^3 \alpha_{ik} \cdot A_k = 0 \quad (\text{A-II-6})$$

Ce dernier système d'équations n'admet de solutions non triviales que si son déterminant est nul. Ceci donne :

$$(\alpha_{11} \cdot \alpha_{22} - \alpha_{12}^2) \cdot \alpha_{33} = 0 \quad (\text{A-II-7})$$

où

$$\alpha_{11} = \frac{1}{6} \cdot \left\{ 3(C_{11} + C_{12} + 2C_{44}) + 2\sqrt{2}(C_{11} - C_{12} - 2C_{44}) \cdot s + 2(C_{11} - C_{12} + C_{44}) \cdot s^2 \right\}$$

$$\alpha_{22} = \frac{1}{6} \cdot \left\{ 2(C_{11} - C_{12} + C_{44}) + 2(C_{11} + 2C_{12} + 4C_{44}) \cdot s^2 \right\}$$

$$\alpha_{33} = \frac{1}{6} \cdot \left\{ (C_{11} - C_{12} + 4C_{44}) + 2\sqrt{2}(C_{12} - C_{11} + 2C_{44}) \cdot s + 2(C_{11} - C_{12} + C_{44}) \cdot s^2 \right\}$$

$$\alpha_{12} = \frac{1}{6} \cdot \left\{ \sqrt{2}(C_{11} - C_{12} - 2C_{44}) + 2(2C_{11} + C_{12} - C_{44}) \cdot s \right\}$$

(A-II-8)

Remplaçant (A-II-8) dans (A-II-7), on obtient une équation du sixième degré en  $s$ , possédant six solutions complexes conjuguées deux à deux. Les composantes du déplacement s'expriment sous la forme d'une combinaison linéaire de ces solutions :

$$u_k = \sum_{i=1}^3 \operatorname{Re} \left[ A_{ki} \cdot f(\eta_i) \right] \quad (\text{A-II-9})$$

où l'on ne conserve que les solutions  $s$  possédant une partie imaginaire positive. De manière générale,  $f(\eta)$  est décrit par une série de Laurent. Cependant, les termes en  $\eta^n$  (avec  $n > 0$ ) doivent être éliminés, car ils correspondent à une contrainte non nulle à l'infini. D'autre part, les termes en  $\eta^n$  (avec  $n < 0$ ) ne sont importants qu'au coeur de la dislocation, et ne fournissent aucune contribution notable au champ de déplacement à longue distance.  $f(\eta)$  se réduit donc au terme logarithmique :

$$f(\eta_i) = - \frac{D_i \cdot b}{2i\pi} \cdot \ln(\eta_i) \quad (\text{A-II-10})$$

Introduisant (A-II-10) dans l'équation de Navier, on obtient :

$$\sum_k \alpha_{jk}^{(i)} \cdot B_{ki} = 0 \quad (\text{A-II-11})$$

où

$$B_{ki} = \frac{i \cdot A_{ki} \cdot D_i}{b_0} \quad (\text{A-II-12})$$

Il reste alors à déterminer les termes  $B_{ki}$ , utilisant (A-II-8) et les conditions aux limites (A-II-2) et (A-II-3). La forme particulière de (A-II-7) permet de séparer immédiatement le cas des dislocations "vis" (a) du cas des dislocations "coin" (b)

a) cas des dislocations vis

$$\alpha_{33} = 0$$

utilisant les conditions de Burgers, on obtient :

$$b_1 = b_2 = 0$$

Le vecteur déplacement vaut alors :

$$u_1 = u_2 = 0$$

$$u_3 = \frac{b_v}{2\pi} \cdot \left\{ \frac{1}{2p_3} \cdot \left[ \frac{C_{12} - C_{11} + 2C_{44}}{\sqrt{2} \cdot (C_{11} - C_{12} + C_{44})} - q_3 \right] \cdot \ln \left[ (x - q_3 y)^2 + (p_3 y)^2 \right] + \text{Arctg} \left( \frac{p_3 y}{x - q_3 y} \right) \right\}$$

(A-II-13)

où  $b_v$  est la composante vis du vecteur de Burgers.

b) Cas des dislocations coin

$$(\alpha_{11} \cdot \alpha_{22} - \alpha_{12}^2) = 0$$

soit  $b_3 = 0$

le déplacement vaut alors

$$u_j = \frac{b_c}{2\pi} \sum_{i=1}^2 \left\{ \frac{\lambda_{ji}}{2} \cdot \ln \left[ (x - q_i y)^2 + (p_i y)^2 \right] - \varepsilon_{ji} \cdot \text{Arctg} \left( \frac{p_i y}{x - q_i y} \right) \right\} \quad (A-II-14)$$

$$u_3 = 0$$

où  $b_c$  est la composante coin du vecteur de Burgers.

Les valeurs des  $p_i$ ,  $q_i$ ,  $\lambda_{ji}$  et  $\varepsilon_{ji}$  dépendent des solutions de (A-II-7) et sont obtenues numériquement. Le tableau (A-II-1) regroupe leurs valeurs numériques pour InSb.

i	$P_i$	$q_i$	$\lambda_{i1}$	$\lambda_{i2}$	$\epsilon_{i1}$	$\epsilon_{i2}$
1	0,56	0,085	-0,18	0,17	0,16	-1,2
2	1,6	-0,43	-0,63	0,34	-0,20	0,20
3	1,1	0,35				

TABLEAU A-II-1 : Paramètres du vecteur déplacement, dans InSb

### A-II-2 : POTENTIEL DE DIFFUSION PIEZOELECTRIQUE

Les expressions du déplacement dû aux dislocations "vis" et "coin" permettent la détermination des composantes du tenseur de déformation  $\bar{\epsilon}$  et de la distribution de charges non échantée :

$$\rho(r) = \text{div} (\bar{\epsilon} : \bar{\epsilon}) = \frac{b \cdot e_{14}}{2\pi \sqrt{3}} \cdot \frac{1}{r^2} F_A(\phi) \quad (\text{A-II-15})$$

où  $\bar{\epsilon}$  est le tenseur piezoélectrique.

La figure (A-II-2) indique les différentes notations angulaires.

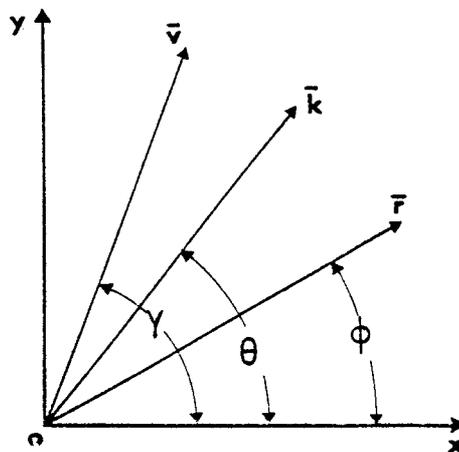


FIGURE A-II-2 : Notation angulaire

La fonction angulaire  $F_A(\phi)$  est obtenue numériquement. Elle est représentée à la figure (A-II-3).

L'expression de la distribution de charges dans un matériau élastiquement isotrope est identique à (A-II-15), à condition de remplacer la fonction angulaire  $F_A(\phi)$  par  $F_I(\phi)$ , donnée par l'égalité :

$$F_I(\phi) = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot (1-\nu)} \cdot \left\{ \sin(4\phi) + (1-2\nu) \cdot \sin(2\phi) + \sqrt{2} \cdot (\nu+1) \cdot \cos(2\phi) + \frac{5}{\sqrt{2}} \cdot \cos(4\phi) \right\} \quad (\text{A-II-16})$$

où  $\nu$  est le coefficient de Poisson. La figure (A-II-4) montre les variations de  $F_I(\phi)$ .

La similitude des résultats obtenus dans chaque cas permet de conclure à la validité de l'approximation du cristal élastiquement isotrope. On obtient enfin l'expression de la transformée de Fourier du potentiel de diffusion non échanté, grâce à l'équation de Poisson :

$$V_p(k) = \frac{2\pi \cdot e_{14} \cdot b_c}{\epsilon_0 \cdot \sqrt{3}} \cdot \frac{F(\theta)}{k^2} \cdot \delta(k_z) \quad (\text{A-II-17})$$

Il n'est possible de donner une expression analytique de  $F(\theta)$  que dans le cas de l'approximation isotrope :

$$F_I(\theta) = \frac{\sin(4\theta)}{4} + \frac{5}{4\sqrt{2}} \cdot \cos(4\theta) - \frac{1-2\nu}{2} \cdot \sin(2\theta) - \frac{\nu+1}{\sqrt{2}} \cdot \cos(2\theta) \quad (\text{A-II-18})$$

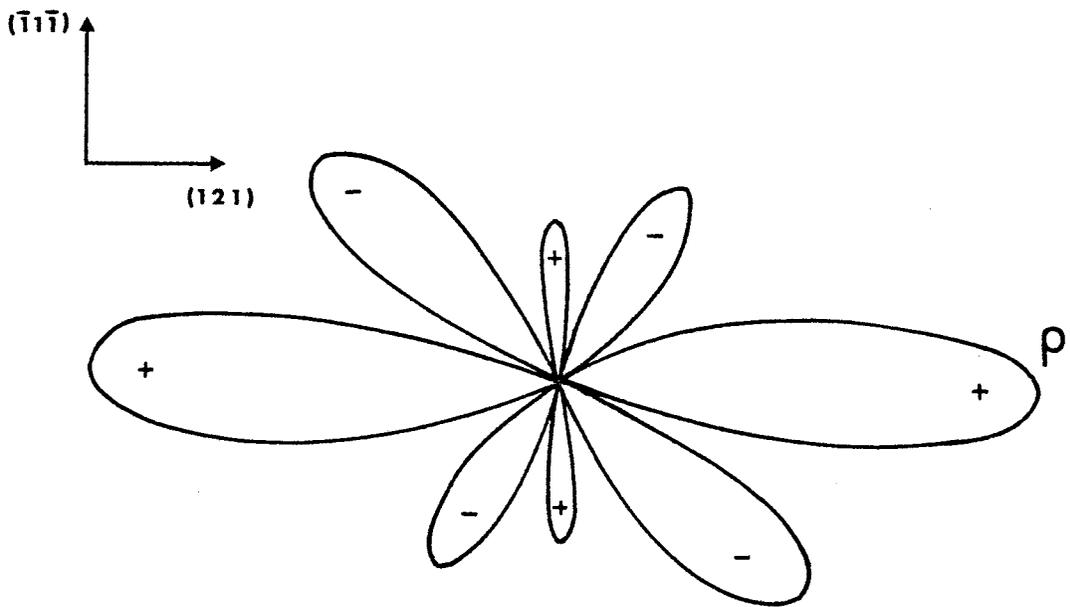


FIGURE A-II-3 : Distribution angulaire de charge piezoélectrique  $F_A(\phi)$

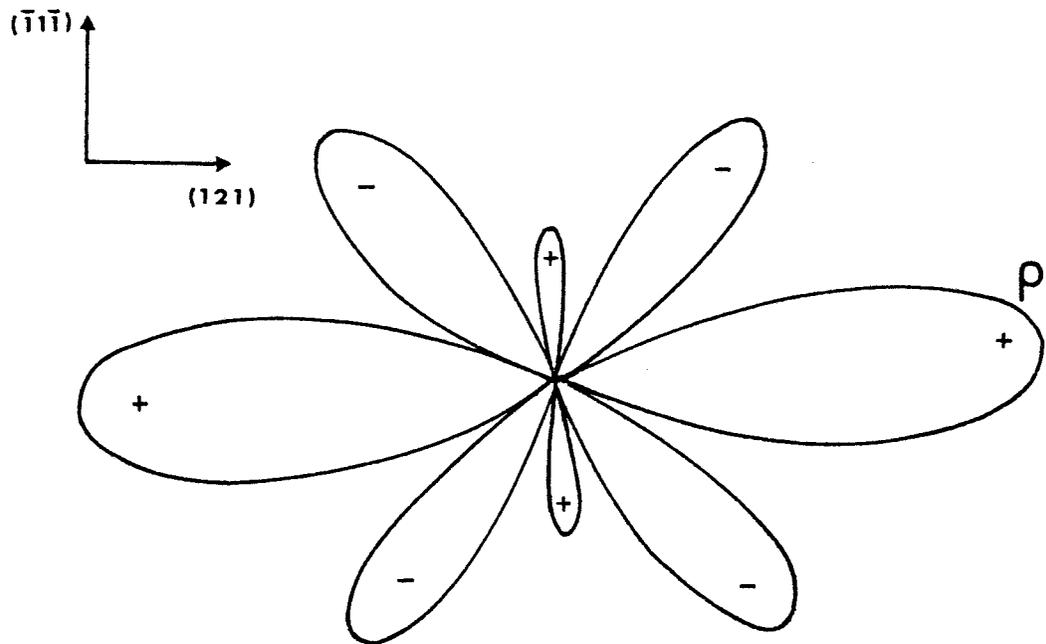


FIGURE A-II-4 : Distribution angulaire de charge piezoélectrique  $F_I(\phi)$  dans l'approximation du cristal élastiquement isotrope.

**ANNEXE 3 : CALCUL DE L'ABSORPTION PAR LES PORTEURS LIBRES  
DIFFUSÉS PAR LE POTENTIEL PIEZOÉLECTRIQUE**

L'absorption par les électrons libres diffusés par un potentiel quelconque non écranté  $V_{EXT}(k)$  est donnée par l'expression suivante [59] :

$$\alpha = \frac{\hbar^2 \cdot e^4}{(2\pi)^{3/2} (KT)^{1/2} n_0 c \epsilon_0 \epsilon_L^2} \cdot \frac{\text{sh}\left(\frac{\hbar\Omega}{2KT}\right)}{(\hbar\Omega)^3} I(\Omega, T) \cdot \frac{n}{m_e^{*3/2}} \quad (\text{A-3-1})$$

$$\text{où } I(\Omega, T) = \int k \cdot |V_{EXT}(k)|^2 \cdot \cos^2(\theta - \gamma) \cdot \exp\left(\frac{-m_e^* \Omega^2}{2KT k^2} - \frac{\hbar^2 k^2}{8 m_e^* KT}\right) d^3k \quad (\text{A-3-2})$$

où  $n_0$  est l'indice de réfraction et  $n$  la densité d'électrons libres de masse effective  $m_e^*$ . Les angles  $\theta$  et  $\gamma$  sont repérés sur la figure (A-2-2). Utilisant l'expression du potentiel de diffusion piezoélectrique calculée précédemment, (A-3-2) devient :

$$I(\Omega, T) = \left(\frac{b \cdot e \cdot 14}{\epsilon_0}\right) \cdot \frac{2\pi D}{3} \cdot \int_0^\infty \frac{1}{k^2} \cdot \exp\left(\frac{-m_e^* \cdot \Omega^2}{2KT k^2} - \frac{\hbar^2 k^2}{8 m_e^* KT}\right) dk \cdot \int_0^{2\pi} (F(\theta) \cos(\theta - \gamma))^2 d\theta \quad (\text{A-3-3})$$

Cette expression se simplifie grâce à la relation suivante [60] :

$$\int_0^\infty \frac{1}{x^2} \cdot \exp\left(\frac{-a}{x^2} - \mu x^2\right) dx = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{a}} \cdot \exp(-2\sqrt{a\mu}) \quad (\text{A-3-4})$$

si  $\text{Re}(\mu) > 0$  et  $a > 0$

La relation (A-3-3) devient :

$$I(\Omega, T) = \left( \frac{b_c \cdot e_{14}}{\epsilon_0} \right)^2 \cdot \frac{2\pi D}{3} \cdot \sqrt{\frac{2\pi KT}{m_e^*}} \cdot \frac{e^{-\frac{\hbar\Omega}{2KT}}}{2\Omega} A(\gamma) \quad (\text{A-3-5})$$

$$\text{où } A(\gamma) = \int_0^{2\pi} \left[ F(\theta) \cdot \cos(\theta - \gamma) \right]^2 d\theta$$

Remplaçant (A-3-5) dans (A-3-1), on obtient finalement (si  $\hbar\Omega \gg 2KT$ ) :

$$\alpha = B \cdot \frac{D}{(\hbar\Omega)^4} \cdot \frac{n}{m_e^{*2}} \quad (\text{A-3-6})$$

$$\text{où } B = \frac{\hbar^3 e^4}{12c \epsilon_0^3} \cdot \left( \frac{b_c \cdot e_{14}}{\epsilon_L} \right)^2 \cdot \frac{A(\gamma)}{n_0} \quad (\text{A-3-7})$$

L'expression (A-3-6) représente l'absorption optique par des électrons libres par le potentiel piezoélectrique associé aux dislocations. Dans le cas de l'absorption par plusieurs types de porteurs libres (une bande d'électrons et  $\ell$  bandes de trous), cette expression devient :

$$\alpha = B \cdot \frac{D}{(h\nu)^4} \cdot \left( \frac{n}{m_e^{*2}} + \sum_{\ell} \frac{p\ell}{m_h^{*2}} \right) \quad (\text{A-3-8})$$

#### ANNEXE 4 : PARAMÈTRES NUMÉRIQUES D'InSb

$$a = 6,46 \text{ \AA} \text{ (paramètres du réseau)}$$

$$b = 4,57 \text{ \AA} \text{ (vecteur de Burgers)}$$

$$C_{11} = 6,72 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$$

$$C_{12} = 3,67 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2 \quad (\text{constantes élastiques [17]})$$

$$C_{44} = 3,02 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$$

$$e_{14} = 0,71 \text{ Cb/m}^2 \text{ (constante piezoélectrique [17])}$$

$$\epsilon_L = 16 \quad (\text{constante diélectrique})$$

$$n_o = 3,9 \quad (\text{indice de réfraction})$$

$$R = 0,35 \quad (\text{coefficient de réflexion})$$

$$E_G = 0,23 \text{ eV} \quad (\text{à 0K}) \quad (\text{bande interdite optique [26]})$$

$$E_G = 0,17 \text{ eV} \quad (\text{à 300K})$$

$$\Delta = 0,8 \text{ eV} \quad (\text{couplage spin-orbite [33]})$$

$$E_D = 0,7 \text{ meV} \quad (\text{niveau donneur [26]})$$

$$E_A = 8 \text{ meV} \quad (\text{niveau accepteur [26]})$$

$$m_e^* = 0,013 \cdot m_o \quad (\text{masse effective des électrons [26]})$$

$$m_{h_1}^* = 0,18 \cdot m_o \quad (\text{masse effective des trous lourds [26]})$$

## REFERENCES

---

1. G.L. PEARSON, W.T. READ et F.J. MORIN, Phys.Rev. 93, (1954) 666.
2. W.T. READ, Phil.Mag. 45 (367) (1954), 775.
3. W.T. READ, Phil.Mag. 45 (367) (1954), 1119.
4. J. BARDEEN et W. SCHOCKLEY, Phys.Rev. 86 (2) (1952), 964.
5. W. SCHROTER, Phys.Stat.Sol. 21, (1967), 211.
6. W. SCHROTER, Phys.Stat.Sol. 31, (1969), 177.
7. W. SCHROTER et R. LABUSCH, Phys.Stat.Sol. 36, (1969), 359.
8. R. MASUT, C.M. PENCHINA et J.L. FARVACQUE, J.Appl.Phys. 53 (7), (1982) 4964.
9. J. LINDHARD, Kong Danske Vid. Selsk mat-Fys. Medd 28 (8), (1954).
10. D. MERGEL et R. LABUSCH, Phys.Stat.Sol. 114 (b), (1982), 545.
11. D. FERRE et J.L. FARVACQUE, Phys.Stat.Sol. 49 (a), (1978), 737.
12. J.L. FARVACQUE et D. FERRE dans "Dislocations in tetrahedrally coordinated semiconductors", Hünfeld (1978), J. de Phys.Suppl. C6 (1979).
13. R. KESTELOOT et J. DI PERSIO, J. de Phys. 41, (1980), L259.
14. R. KESTELOOT, Thèse de 3ème Cycle, Lille (1981).
15. J. DI PERSIO et R. KESTELOOT dans "Properties and structure of dislocations in semiconductors", Aussois (1983), J. de Phys.Suppl. C44.

16. J.C. PHILLIPS dans "Bonds and bands in semiconductors", Acad. Press, New-York/London, (1973).
17. B.A. AULD dans "Acoustic fields and waves in solids", J. Wiley & Sons, New-York/London, (1973).
18. J. HORNSTRA, J.Phys.Chem.Solids 5, (1958), 129.
19. J.P. HIRTH et J. LOTHE dans "Theory of Dislocations", Mc Graw Hill, (1968).
20. H. GOTTSCHALK, G. PATZER et H. ALEXANDER, Phys.Stat.Sol. 45 (b), (1978), 207.
21. H. ALEXANDER dans "Dislocations in tetrahedrally coordinated semiconductors", Hüfneld (1978), J. de Phys.Suppl. C6 (1979).
22. "Dislocations in tetrahedrally coordinated semiconductors", Hüfneld (1978), J. de Phys.Suppl. C6 (1979).
23. H. STEINHARDT et S. SCHAFER Acta.Met. 19, (1971).
24. S. AMELINCKX et W. DEKEYSER dans "Solid State Physics" vol.8
25. D. GWINNER dans "Properties and Structure of dislocations in semiconductors", Aussois (1983), J. de Phys.Suppl. C44.
26. E.O. KANE, J.Phys.Chem.Solids 1, (1957), 249.
27. S. ZWERDLING, B. LAX et L.M. ROTH, Phys.Rev. 108, (6), (1957), 1402.
28. C.R. PIDGEON et R.N. BROWN, Phys.Rev. 146 (2), (1966), 575.
29. H.J.HROSTOWSKI, F.J. MORIN, T.M. GEBALLE et G.M. WHEATLEY Phys.Rev. 100, (1955), 1672.
30. R.H. PARMENTER, Phys.Rev. 100, (1955), 573.

31. G. DRESSELHAUS, Phys.Rev. 100, (1955), 580.
32. J.G. MAVROIDES dans "Optical properties of solids", North-Holland (1972), 398.
33. B. JENSEN, Ann.Phys. 80, (1973), 284.
34. G.W. GOBELI et H.Y. FAN, Phys.Rev. 119 (2), (1960), 613.
35. E.J. JOHNSON et H.Y. FAN, Phys.Rev. 139 (6A), (1965), 1991.
36. E.J. JOHNSON dans "Semiconductors and Semimetals" vol.3 Acad.Press New-York, (1957), 153.
37. W.G. SPITZER et H.Y. FAN, Phys.Rev. 106 (5), (1957), 882.
38. S.W. KURNICK et J.M. POWELL, Phys.Rev. 116 (3), (1959), 597.
39. F.R. KESSLER et E. SUTTER, Z. Naturforsch. 16a, (1961), 1173.
40. E. HAGA et H. KIMURA, J.Phys.Soc.Jap. 18 (6), (1963), 777.
41. J.P. ESTIENNE, Thèse de 3ème Cycle, Lille (1979).
42. J.I. PANKOVE dans "Optical processes in semiconductors"  
Ed. par N. Holonyak, Prentice-Hall, New-Jersey (1971), 49
43. L.V. KELDYSH, Sov.Phys. JETP 20, (1965), 1307.
44. J.D. DOW et D. REDFIELD, Phys.Rev. B5 (2), (1972), 594.
45. J.D. DOW, D.L. SMITH et F.L. LEDERMAN, Phys.Rev. B8 (10), (1973), 4612.
46. J.I. PANKOVE, Phys.Rev. 140, (6A), (1965), 2059.
47. F. URBACH, Phys.Rev. 91, (1953), 534.

48. J.L. FARVACQUE, R. MASUT et C.M. PENCHINA, à paraître.
49. W. SCHRÖTER dans "Electronic structure of crystal defects and desordered systems" Ed. par F. Gauthier, M. Gerl et P. Guyot, Les Editions de Physique (1980), 129.
50. Par exemple W.G. Cady dans "Piezoelectricity", Mc Graw Hill, New-York, (1946).
51. L. MERTEN, Phys.Kondens Materie 2, (1964), 53.
52. L. MERTEN, Z. Naturforsch. 21, (1966), 793.
53. G. SAADA, Phys.Stat.Sol. B44, (1971), 717.
54. G. FAIVRE et G. SAADA, Phys.Stat.Sol. B52, (1972), 127.
55. J.D. ESHELBY, W.J. READ et W.S. SCHOCKLEY, Acta Metall. 1, (1953), 251.
56. J.L. FARVACQUE, Thèse d'Etat - Lille (1977).
57. C.M. PENCHINA, J.L. FARVACQUE et R. MASUT, J.Appl.Phys. 53 (7), (1982), 4970.
58. J.L. FARVACQUE, à paraître.
59. J.L. FARVACQUE, D. VIGNAUD, à paraître.
60. I.S. GRADSHTEYN et J.M. RYZHIK dans "Table of integrals, series and products", Acad.Press, (1965), 341
61. P. HAASEN, Z.Phys. 167, (1962), 461
62. H. ALEXANDER et P. HAASEN, Solid State Phys. 22, (1968), 27.



## R E S U M E

Des éprouvettes d'InSb faiblement dopé ( $N_D = 2.10^{14}/\text{cm}^3$  ou  $N_A = 7.10^{15}/\text{cm}^3$ ) ont été déformées soit par compression uniaxiale, afin d'introduire une sous-structure de dislocations "60°", soit par torsion, afin d'obtenir des dislocations "vis". Les spectres d'absorption optique de ces éprouvettes ont ensuite été comparés aux spectres d'absorption de référence. Deux modifications notables sont observées :

- décalage du front d'absorption directe vers des énergies plus faibles
- réduction de l'absorption par les porteurs libres.

Les champs électriques intenses induits localement par les dislocations semblent responsables du décalage du front d'absorption directe, par l'intermédiaire de transitions tunnel à proximité des dislocations. Les résultats obtenus par absorption optique ne permettent pas de discerner les effets relatifs du coeur des dislocations (champ électrostatique) et du champ de contrainte (champ piezoélectrique).

Enfin, la réduction de l'absorption intrabande est justifiée par une diminution du nombre de porteurs libres, les charges piégées semblant en fait légèrement délocalisées.

### MOTS CLES :

- INDIUM (ANTIMONIURE de)
- DISLOCATION
- ABSORPTION IR
- NIVEAU D'ENERGIE