



HAL
open science

Constantes optiques de InSe entre 10 500 cm⁻¹ (1,30 eV) et 22 500 cm⁻¹ (2,78 eV)

N. Piccioli, R. Le Toullec, F. Bertrand, J.C. Chervin

► To cite this version:

N. Piccioli, R. Le Toullec, F. Bertrand, J.C. Chervin. Constantes optiques de InSe entre 10 500 cm⁻¹ (1,30 eV) et 22 500 cm⁻¹ (2,78 eV). Journal de Physique, 1981, 42 (8), pp.1129-1135. 10.1051/jphys:019810042080112900 . jpa-00209099

HAL Id: jpa-00209099

<https://hal.science/jpa-00209099>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
Physics Abstracts
78.20D

Constantes optiques de InSe entre $10\,500\text{ cm}^{-1}$ (1,30 eV) et $22\,500\text{ cm}^{-1}$ (2,78 eV)

N. Piccioli, R. Le Toullec, F. Bertrand et J. C. Chervin

Laboratoire de Physique des Solides, Université de Paris VI, 4, place Jussieu, 75230 Paris Cedex 05, France

(Reçu le 27 février 1981, accepté le 23 avril 1981)

Résumé. — Nous présentons les mesures des constantes optiques (indice de réfraction et coefficient d'absorption) de InSe à 10 K et à 300 K. Les expériences ont été faites en polarisations perpendiculaire et parallèle aux plans des couches de ce composé lamellaire. L'application de la théorie d'Elliott nous permet de rendre compte de manière quantitative du coefficient d'absorption à 10 K, en polarisation perpendiculaire à l'axe c entre $10\,500\text{ cm}^{-1}$ (1,30 eV) et $22\,500\text{ cm}^{-1}$ (2,78 eV). L'accord est obtenu pour les deux séries excitoniques liées aux transitions E_0 ($10\,885\text{ cm}^{-1}$) et E_1 ($20\,682\text{ cm}^{-1}$) en prenant un modèle hydrogéoïde à trois dimensions.

Abstract. — We present measurements of the optical constants (refractive index and absorption coefficient) of InSe at 10 K and 300 K. The experiments were performed with polarizations both parallel and perpendicular to the sheet planes of this layer compound. With Elliott's theory, we give a quantitative evaluation of the absorption coefficient at 10 K, the light being polarized perpendicular to the c -axis between $10\,500\text{ cm}^{-1}$ (1.30 eV) and $22\,500\text{ cm}^{-1}$ (2.78 eV). There is a good fit for the two excitonic series bound to the E_0 ($10\,885\text{ cm}^{-1}$) and E_1 ($20\,682\text{ cm}^{-1}$) transitions, using a three-dimensional hydrogenoid model.

1. Introduction. — Le monoséléniure d'indium est un composé de la série III-VI (GaTe, GaSe, GaS, InS). Ces corps sont caractérisés par une forte anisotropie cristalline; la structure tridimensionnelle est formée par un empilement de feuillets dans lesquels toutes les possibilités de liaisons covalentes sont épuisées, les feuillets sont liés entre eux par des liaisons faibles (type Van der Waals).

Les propriétés optiques de InSe ont été étudiées par plusieurs auteurs qui ont mesuré la réflectivité infra-rouge [1, 2, 3], le coefficient d'absorption [4, 12] et l'indice de réfraction [4, 13] en polarisation perpendiculaire à l'axe c . On remarque que la forme du coefficient d'absorption et son intensité diffèrent d'un auteur à l'autre. Le spectre fait apparaître, du côté haute énergie par rapport à la position du niveau fondamental de l'exciton, deux bandes notées par les auteurs B et C qui ne sont pas attribuées clairement. Or, du point de vue des applications pour la conversion de l'énergie solaire, la largeur de la bande interdite, la réflectivité et le coefficient d'absorption sont des paramètres importants qui permettent de déterminer le rendement théorique maximum des dispositifs photovoltaïques [11].

Nous avons donc entrepris la mesure du coefficient d'absorption et de l'indice de réfraction dans les polarisations perpendiculaire et parallèle à l'axe c ,

dans un domaine d'énergie qui recouvre la transition E_0 (région de la bande interdite directe) et la transition E_1 qui se trouve dans le spectre d'émission solaire. Nous présentons dans cet exposé, les résultats acquis à 10 K et 300 K. Nous donnons un calcul quantitatif de l'intensité du coefficient d'absorption en utilisant le modèle d'Elliott [14].

2. Dispositif expérimental. — Les échantillons de InSe ont été fournis par A. Chévy (Laboratoire de Luminescence de l'Université Pierre et Marie Curie). Il s'agit de matériaux obtenus par la méthode de Bridgman non dopés dont la concentration de porteurs libres est $n = 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ et la mobilité de l'ordre de $300\text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ et d'autres échantillons dopés au chlore de concentration de porteurs

$$n = 5 \times 10^{15}\text{ cm}^{-3}$$

et de mobilité variant entre 200 et $700\text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$. Les échantillons clivés se présentent sous la forme de lames à faces parallèles perpendiculaires à l'axe c . Pour pouvoir mesurer les constantes optiques entre 400 cm^{-1} et $22\,000\text{ cm}^{-1}$, nous avons choisi des échantillons d'épaisseurs variant entre $1,5\text{ }\mu\text{m}$ et $57\text{ }\mu\text{m}$.

Un cryostat à hélium pompé (Air Liquide) nous a permis de faire les mesures à basses températures,

celles-ci étant contrôlées par une diode AsGa étalonée. Pour couvrir le domaine spectral étudié, nous utilisons plusieurs spectromètres :

— de 400 cm^{-1} à $10\,000 \text{ cm}^{-1}$: un simple monochromateur de focale 300 mm travaillant avec des réseaux gravés plans et un détecteur pneumatique type Golay. La résolution de cet appareil dans ce domaine spectral est de 6 cm^{-1} ;

— de $9\,000 \text{ cm}^{-1}$ à $11\,000 \text{ cm}^{-1}$: un double monochromateur PH₁ (Coderg) de focale 600 mm , à réseaux gravés plans et un photomultiplicateur I.T.T. à cathode S₁. Le taux d'énergie parasite, pour une résolution de 1 cm^{-1} , est de 10^{-4} ;

— de $10\,800 \text{ cm}^{-1}$ à $22\,000 \text{ cm}^{-1}$: un triple monochromateur T.800 (Coderg) de focale 800 mm , à réseaux gravés plans et un photomultiplicateur I.T.T. à cathode S₂₀. Le taux d'énergie parasite, pour une résolution de 1 cm^{-1} , est de 5×10^{-8} .

Les sources employées sont de deux types :

— une lampe à vapeur de mercure haute pression pour le simple monochromateur,

— une lampe halogène de 250 W pour le PH₁ et le T.800.

3. Résultats — 3.1 INDICE DE RÉFRACTION.

Nous avons mesuré l'indice de réfraction par une méthode déjà décrite [15] pour GaSe. Les premiers points ont été obtenus en faisant tourner un échantillon dans le faisceau lumineux à une longueur d'onde fixée. Connaissant l'ordre d'interférence K , on peut en déduire l'épaisseur et l'indice.

Les figures 1 et 2 représentent l'indice n_{\parallel} et l'indice n_{\perp} respectivement à 300 K et à 10 K . Pour n_{\parallel} , la région où la dispersion des mesures expérimentales est grande est notée en tirets.

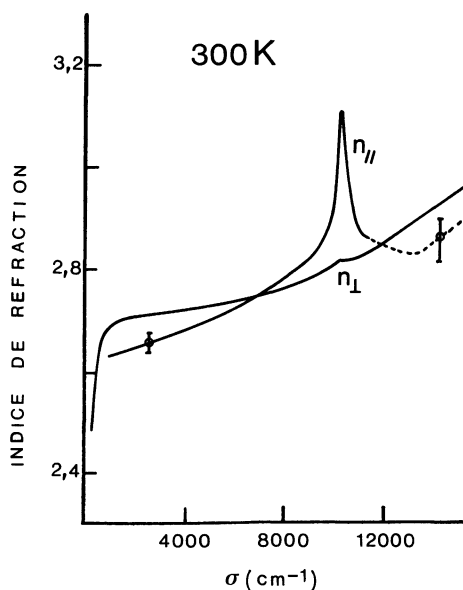


Fig. 1. — Indice de réfraction n_{\perp} et n_{\parallel} à $T = 300 \text{ K}$.

[Refractive index n_{\perp} and n_{\parallel} at 300 K .]

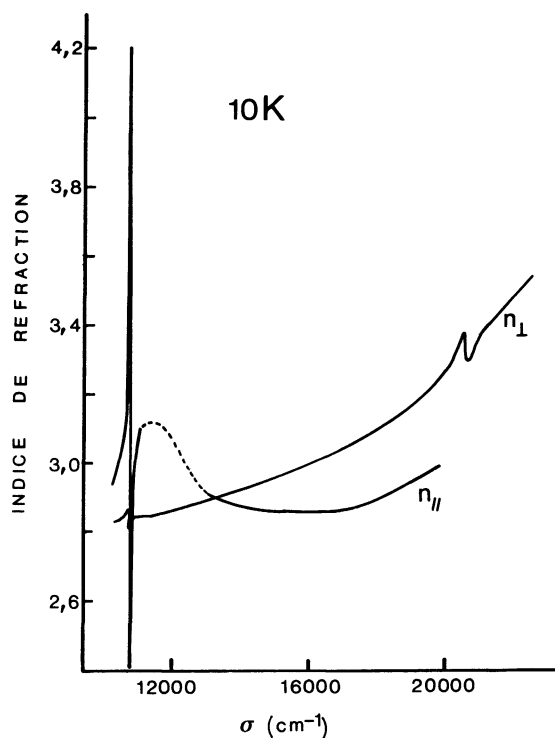


Fig. 2. — Indice de réfraction n_{\perp} et n_{\parallel} à $T = 10 \text{ K}$. La partie en traits tirets correspond à une région où la dispersion des mesures expérimentales est grande.

[Refractive index n_{\perp} and n_{\parallel} at 10 K .]

Nous pouvons déduire de ces courbes les valeurs de $n_{\infty\perp}$ et $n_{\infty\parallel}$ présentées dans le tableau I.

Tableau I. — Valeurs de $n_{\infty\perp}$ et $n_{\infty\parallel}$ déduites des courbes expérimentales obtenues à 10 K et à 300 K .

[Values of $n_{\infty\perp}$ and $n_{\infty\parallel}$ deduced from experiments at 10 K and at 300 K .]

| | $n_{\infty\perp}$ | $n_{\infty\parallel}$ | $\varepsilon_{\infty\perp}$ | $\varepsilon_{\infty\parallel}$ |
|-------|-------------------|-----------------------|-----------------------------|---------------------------------|
| 300 K | $2,710 \pm 0,005$ | $2,65 \pm 0,05$ | $7,34 \pm 0,03$ | $7,0 \pm 0,3$ |
| 10 K | $2,68 \pm 0,01$ | $2,55 \pm 0,05$ | $7,17 \pm 0,05$ | $6,5 \pm 0,3$ |

3.2 COEFFICIENT D'ABSORPTION EN POLARISATION PERPENDICULAIRE A c.

— Les valeurs de α que l'on peut atteindre à partir des spectres de transmission dépendent de l'épaisseur des échantillons et du taux d'énergie parasite du spectromètre utilisé. Sur la figure 3, les valeurs de α_{\perp} inférieures à $1\,500 \text{ cm}^{-1}$ ont été obtenues avec un échantillon épais ($57 \mu\text{m}$). Pour des valeurs de α_{\perp} proches de $6 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ l'épaisseur choisie est égale à $1,5 \mu\text{m}$. Entre ces deux domaines, nous avons travaillé avec d'autres épaisseurs comprises entre ces deux limites. La courbe de α_{\perp} dans la région du premier exciton a été complétée par le calcul.

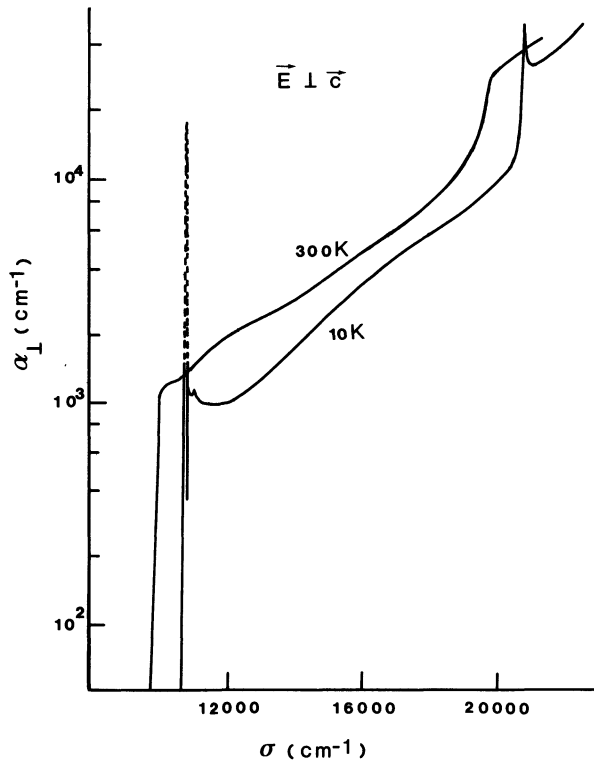


Fig. 3. — Coefficient d'absorption α_{\perp} à 10 K et 300 K. La courbe de α_{\perp} dans la région de l'exciton lié à E_0 a été complétée par le calcul. Les épaisseurs des échantillons utilisés varient entre 57 μm et 1,5 μm en fonction des valeurs de α .

[Absorption coefficient α_{\perp} at 10 K and at 300 K. The curve of α_{\perp} in the excitonic region connected to the E_0 transition was completed by a calculation (Eq. (3)) (dashed line on the 10 K spectrum). Depending on the values of α , sample thicknesses were in the range 57 μm to 1.5 μm .]

On constate que, comme pour GaSe, les constantes optiques mesurées au voisinage de l'exciton sont très variables d'un échantillon à l'autre (Fig. 4). De plus, l'échantillon mince présente encore des interférences pour des énergies supérieures à celles de la région excitonique et il n'est donc pas possible de voir des bandes de faible absorption dans ce domaine. Ceci explique pourquoi la bande C n'est pas observée à 10 K dans la référence [10].

3.3 COEFFICIENT D'ABSORPTION EN POLARISATION PARALLÈLE A c. — Le coefficient d'absorption dans cette polarisation s'obtient à partir des mesures de transmission en incidence oblique ($i \approx 45^\circ$) et en lumière polarisée [15]. La précision de la méthode dépend fortement de la détermination des constantes optiques ordinaires (\perp à l'axe c). Néanmoins, on constate (Fig. 5) que l'intensité du coefficient d'absorption correspond bien à ce que l'on attend d'une transition permise [$\alpha(\sigma_g) \approx 4$ à $5 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$].

4. Interprétation. — **4.1 COEFFICIENT D'ABSORPTION EN UN POINT CRITIQUE M_0 .** — Pour calculer le coefficient d'absorption à 10 K, autour de la transi-

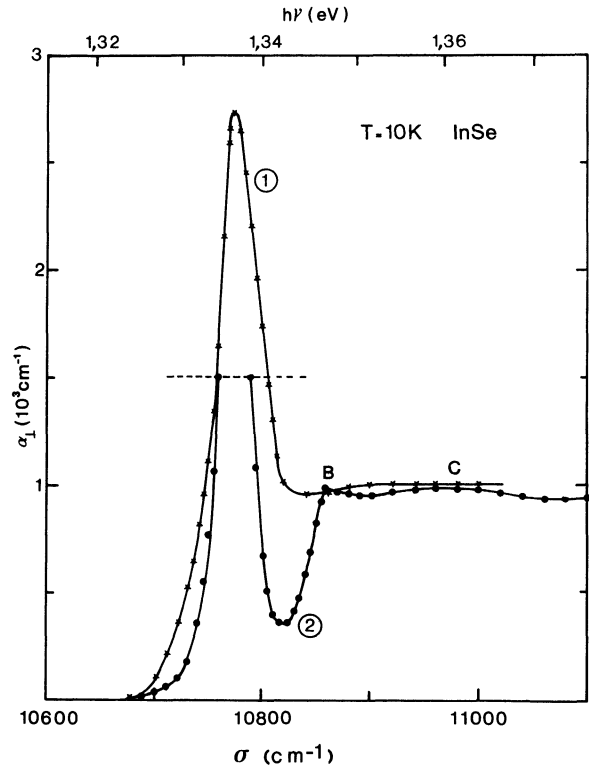


Fig. 4. — Coefficient d'absorption α_{\perp} à la première transition fondamentale E_0 , à 10 K ; 1 : Echantillon n° 7 (4,7 μm) ; 2 : Echantillon n° 4 (57 μm).

[Absorption coefficient α_{\perp} at the fundamental transition E_0 at 10 K ; 1 : sample n° 7 (4.7 μm) ; 2 : sample n° 4 (57 μm).]

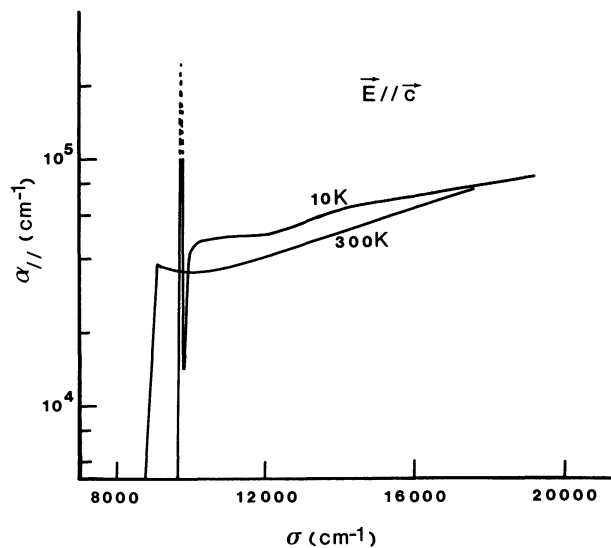


Fig. 5. — Coefficient d'absorption α_{\parallel} à 10 K et à 300 K. Le pic $n = 1$ de l'exciton a été complété par le calcul.

[Absorption coefficient α_{\parallel} at 10 K and at 300 K. The peak $n = 1$ of the exciton was completed by a calculation (dashed line on the 10 K spectrum).]

tion fondamentale E_0 (Fig. 6), nous utilisons la théorie d'Elliott [14] pour des transitions excitoniques liées à un point M_0 . Cette théorie a déjà été utilisée pour

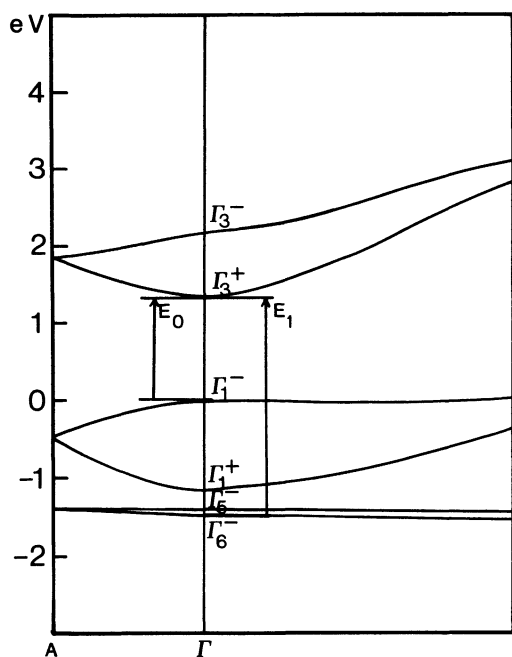


Fig. 6. — Structure de bande tridimensionnelle calculée par A. Bourdon [21].

[Tridimensional band structure calculated by A. Bourdon [21].]

GaSe [16] où l'on a observé les niveaux 1s, 2s et 3s. Dans nos échantillons de InSe, seul le niveau 1s a été identifié sûrement. Cette théorie permet d'écrire le coefficient d'absorption sous la forme de deux termes : le premier correspond aux états de la série excitonique, le deuxième correspond aux états libres du continuum. En l'absence de toute diffusion qui diminuerait la durée de vie de l'exciton, on peut écrire :

$$\alpha(\sigma) = \frac{A \cdot \pi}{\eta \cdot \sigma} \left[\sum_n \frac{2R}{n^3} \delta(\sigma - \sigma_n) + \frac{u(\sigma - \sigma_g)}{1 - \exp(-2\pi z)} \right] \quad (1)$$

avec :

σ : nombre d'onde exprimé en cm^{-1} ;

η : indice de réfraction ;

$$A = 16 \pi R_0^{1/2} \cdot \left(\frac{\mu_{\parallel}}{m_0} \right)^{1/2} \cdot \frac{\mu_{\perp}}{m_0} \cdot \frac{2|M|^2}{m_0} \cdot R^{1/2} ; \quad (2)$$

R_0 : constante de Rydberg = $109\,732 \text{ cm}^{-1}$;

$\sigma_n = \sigma_g - \frac{R}{n^2}$ où R est l'énergie de liaison de l'exciton exprimée en cm^{-1} ;

$$z = \left(\frac{R}{\sigma - \sigma_g} \right)^{1/2} ;$$

$u(\sigma - \sigma_g)$: fonction échelon unité.

Pour tenir compte de l'élargissement des raies dû par exemple à l'interaction électron-phonon ou à la présence de sites de défauts, on introduit des lorent-

ziennes asymétriques [17] dans l'équation (1). Nous obtenons alors :

$$\alpha(\sigma) = \frac{A}{\eta \sigma} \left[\sum_n \frac{2R}{n^3} \cdot \frac{(\Gamma_n/2) + b(\sigma - \sigma_n)}{(\sigma - \sigma_n)^2 + (\Gamma_n/2)^2} + \int_{\sigma_g}^{\infty} \frac{(\Gamma_c/2)}{(\sigma' - \sigma)^2 + (\Gamma_c/2)^2} \cdot \frac{d\sigma'}{1 - \exp(-2\pi z')} \right] \quad (3)$$

avec

$$z' = \left(\frac{R}{\sigma' - \sigma_g} \right)^{1/2} .$$

Si Γ_n est plus petit que R , ce qui est le cas à basse température, chacun des termes dans le crochet est égal à $\pi/2$ pour $\sigma = \sigma_g$. On en déduit :

$$A = \frac{\eta_g \cdot \sigma_g \cdot \alpha_g}{\pi} \quad (4)$$

α_g est le coefficient d'absorption juste au-dessus de l'énergie de la bande interdite. Pour nos échantillons, $\alpha_g \simeq 900 \text{ cm}^{-1}$.

Pour le niveau $n = 1$ de l'exciton, l'intensité intégrée de l'absorption est :

$$\Gamma_1 \cdot \alpha(\sigma_1) = \frac{4AR}{\eta_1 \sigma_1} \simeq \frac{4R\alpha_g}{\pi} .$$

Ainsi, si l'on connaît les valeurs de $\Gamma_1 \cdot \alpha(\sigma_1)$ et de α_g , on peut en déduire l'énergie de liaison R même si l'on ne connaît pas la position des niveaux 2s et 3s de l'exciton. L'échantillon de $57 \mu\text{m}$ d'épaisseur ne permet pas de mesurer expérimentalement $\alpha(\sigma_1)$ et Γ_1 . Par contre, on peut obtenir la valeur de ce produit avec des échantillons plus minces. On a observé la constance de ce produit dans GaSe [16] en fonction des échantillons utilisés, de la température et de la pression. La valeur de $\alpha(\sigma_1) \cdot \Gamma_1$ déduite de l'échantillon mince n° 7 ($d = 4,7 \mu\text{m}$) est :

$$\alpha(\sigma_1) \cdot \Gamma_1 = 121\,000 \pm 12\,000 \text{ cm}^{-2}$$

d'où

$$R = 106 \pm 10 \text{ cm}^{-1} .$$

Remarquons que l'attribution du niveau 2s à la bande B conduit à $R = 116 \text{ cm}^{-1}$, par contre son attribution à la bande C donne $R = 298 \text{ cm}^{-1}$. Ainsi le calcul précédent permet de confirmer les résultats de J. Camassel [10].

Le coefficient d'absorption calculé avec la formule (3) est représenté sur la figure 7. La largeur des niveaux $n = 1$ et $n = 2$ a été fixée pour rendre compte du flanc de ces deux pics. La loi de variation de Γ_n est analogue à celle prise pour GaSe [16] :

$$\Gamma_n = \Gamma_c - \frac{\Gamma_c - \Gamma_1}{n^2} .$$

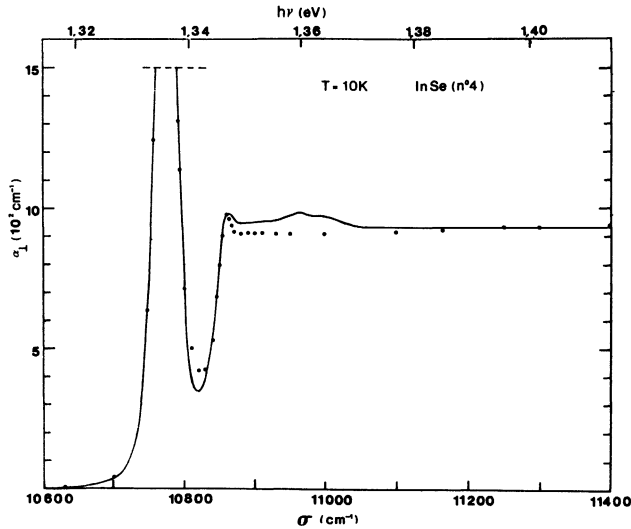


Fig. 7. — Coefficient d'absorption α_1 à la première transition E_0 à 10 K. La courbe expérimentale est en trait continu. Les points sont les valeurs calculées.

[Absorption coefficient α_1 at the first transition E_0 , at 10 K. The continuous line represents the experiment, the points are calculated values.]

Les paramètres utilisés sont : $R = 114 \text{ cm}^{-1}$; $\sigma_g = 10\,885 \text{ cm}^{-1}$; $\alpha_0 = 900 \text{ cm}^{-1}$; $\Gamma_1 = 12 \text{ cm}^{-1}$; $\Gamma_c = 34 \text{ cm}^{-1}$; $b = 0,08$.

On trouve alors $\alpha(\sigma_1) = 10\,917 \text{ cm}^{-1}$ et

$$\alpha(\sigma_1) \cdot \Gamma_1 = 131\,000 \text{ cm}^{-2}.$$

Cette théorie à une particule ne rend pas compte de la bande C. On a proposé pour l'interpréter de considérer des interactions exciton-vibration de réseau [18], mais l'étude quantitative de ce processus n'a pas été faite, aussi bien dans GaSe que dans InSe.

4.2 MASSE EFFECTIVE ET FORCE D'OSCILLATEURS. —

Dans l'approximation de la masse effective, pour des coefficients d'anisotropie $\gamma = \frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}} \frac{\mu_{\perp}}{\mu_{\parallel}}$ pas trop différents de 1 ($0,2 < \gamma < 5$), le problème de l'exciton peut être ramené à celui du cas sphérique avec une « charge effective » $Z(a)$ définie par :

$$Z(a) = \begin{cases} \frac{1}{a^{1/2}} \text{Arcsin } a^{1/2} & a > 0 \\ 1 & a = 0 \\ \frac{1}{|a|^{1/2}} \text{Argsinh } |a|^{1/2} & a < 0 \end{cases}$$

avec $a = 1 - \gamma$.

D'où

$$R = \frac{\mu_{\perp}}{m_0} \cdot \frac{Z^2(a)}{\epsilon_{\parallel} \cdot \epsilon_{\perp}} \cdot R_0.$$

Puisque R est plus petit que $\sigma_{\text{TO}\perp}$ et $\sigma_{\text{TO}\parallel}$, on doit prendre les constantes diélectriques statiques que l'on

peut calculer à partir de la relation de Lyddane-Sachs-Teller :

$$\left(\frac{\sigma_{\text{LO}}}{\sigma_{\text{TO}}} \right)^2 = \frac{\epsilon_0}{\epsilon_x}.$$

Les valeurs des fréquences ont été déterminées par N. M. Gasansly [20] et les valeurs de ϵ_x sont données dans le tableau I. On obtient :

$$\epsilon_{0\perp} = 9,74$$

$$\epsilon_{0\parallel} = 6,99.$$

En prenant $\mu_{\perp}/\mu_{\parallel} = 3$ (d'après A. Bourdon [21]), on détermine

$$\frac{\mu_{\perp}}{m_0} = 0,125 \pm 0,018$$

et

$$\frac{\mu_{\parallel}}{m_0} = 0,042 \pm 0,06.$$

Nous pouvons aussi calculer la force d'oscillateur définie par $f_{\text{cv}} = \frac{2 |M|^2}{m_0 \sigma}$. En utilisant les relations (2) et (4), on exprime f_{cv} sous la forme :

$$f_{\text{cv}} = \frac{\eta_g \alpha_g}{16 \pi^2 \frac{\mu_{\parallel}}{m_0}^{1/2} \cdot \frac{\mu_{\perp}}{m_0} \cdot (R \cdot R_0)^{1/2}}$$

avec

$$\alpha_{g\perp} = 900 \text{ cm}^{-1}; \quad \eta_{g\perp} = 2,79;$$

et

$$\alpha_{g\parallel} = 5 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}; \quad \eta_{g\parallel} = 2,88,$$

on obtient :

$$f_{\text{cv}\perp} = 0,18 \quad \text{et} \quad f_{\text{cv}\parallel} = 10,07.$$

Le rapport $\frac{f_{\text{cv}\perp}}{f_{\text{cv}\parallel}}$ mesure la levée de l'interdiction en polarisation perpendiculaire à c : $\frac{f_{\text{cv}\perp}}{f_{\text{cv}\parallel}} = 0,018$, ce qui confirme que la transition est très faiblement permise en polarisation perpendiculaire à c . Remarquons d'autre part que $f_{\text{cv}\perp}$ est proche de celle obtenue dans GaSe [16] : $f_{\text{cv}\perp} = 0,12$. Le mélange des bandes Γ_1, Γ_6 responsables de la levée de l'interdiction est donc du même ordre de grandeur, par conséquent, la distance de ces bandes dans InSe est proche de celle de GaSe.

4.3 TRANSITION E_1 . — Le deuxième exciton situé à $20\,544 \text{ cm}^{-1}$ ($2,55 \text{ eV}$) a été interprété jusqu'ici comme un exciton hyperbolique lié à une transition supérieure de type M_1 . Or, la forme du coefficient d'absorption observé est différente de celle qui est calculée pour un exciton hyperbolique lié à un point M_1 dans le cas où les deux transitions n'interfèrent pas. Gavalesho [7] a montré que le comportement en

température de cet exciton est semblable à celui lié à E_0 dans GaSe et InSe. Nous avons donc calculé le coefficient d'absorption correspondant à ce deuxième exciton à l'aide de la théorie précédente. La courbe expérimentale (a) est la somme de plusieurs contributions (b)+(c)+(d)+(e) (Fig. 8) :

La courbe (b) correspond à l'absorption due à l'exciton et aux transitions interbandes E_0 précédemment étudiées. On voit que le modèle théorique utilisé (courbe en pointillé) s'applique très bien en dessous de $14\,000\text{ cm}^{-1}$ (1,74 eV). Pour des fréquences supérieures, il y a un écart dû essentiellement à la non-parabolicité des bandes de valence et de conduction qui n'a pas été considérée dans le modèle théorique.

La courbe (c) correspond à la queue d'absorption provenant des transitions interbandes de très hautes énergies centrées vers 5 eV [3]. Au-dessus de $15\,000\text{ cm}^{-1}$ (1,86 eV) et dans le domaine spectral de nos mesures, on peut approximer cette absorption par une loi exponentielle $\alpha_c = 1,61 \cdot \exp\left(\frac{\sigma}{2\,288}\right)$ avec

α_c et σ exprimés en cm^{-1} .

La courbe (d) correspond à l'exciton lié aux transitions E_1 entre les bandes Γ_6^- et Γ_3^+ . Elle est calculée à partir de la théorie précédente développée avec les paramètres suivants :

$$\begin{aligned} R &= 148\text{ cm}^{-1}; & \sigma_g &= 20\,682\text{ cm}^{-1}; \\ \alpha_0 &= 18\,800\text{ cm}^{-1}; & \Gamma_1 &= \Gamma_c = 98\text{ cm}^{-1}; \\ & & b &= 0,20. \end{aligned}$$

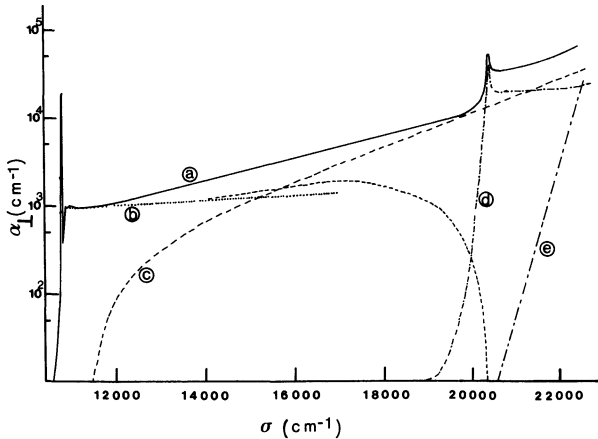


Fig. 8. — Coefficient d'absorption α_1 dans le domaine d'énergie des deux transitions fondamentales : courbe (a) : courbe expérimentale ; courbe (b) : absorption excitonique liée aux transitions interbandes E_0 ; courbe (c) : queue d'absorption des transitions interbandes centrées vers 5 eV ; courbe (d) : absorption excitonique liée aux transitions interbandes E_1 ; courbe (e) : flanc d'absorption de la raie située à 2,87 eV.

[Absorption coefficient α_1 in the energy range of the two fundamental transitions : curve (a) : experimental curve ; curve (b) : exciton absorption bound to interband transitions E_0 ; curve (c) : absorption tail of interband transitions centred around 5 eV ; curve (d) : exciton absorption bound to interband transitions E_1 ; curve (e) : absorption edge of the band located at 2.87 eV.]

La courbe (e) correspond au flanc d'absorption d'une raie située à 2,75 eV à la température ambiante [3] et à environ 2,87 eV à 10 K. Entre $21\,000\text{ cm}^{-1}$ (2,60 eV) et $22\,500\text{ cm}^{-1}$ (2,79 eV), on peut approximer cette contribution par une loi exponentielle :

$$\alpha = 7,7 \times 10^{-36} \exp\left(\frac{\sigma}{249,21}\right)$$

avec α et σ en cm^{-1} .

Notons que, pour faire ce calcul, nous avons supposé que les contributions à $2nk$ étaient additives, ce qui n'est vrai que si les transitions sont indépendantes. Cela est très plausible pour E_0 et E_1 car, pour une énergie légèrement inférieure à E_1 , la transition entre Γ_1^- et Γ_3^+ nécessite un vecteur d'onde k grand, la transition n'a donc pas lieu en Γ et les états initiaux et finaux des deux transitions sont différents.

Nous pouvons calculer pour cette transition la force d'oscillateur f_{cv} .

Les valeurs de μ_{\parallel} et μ_{\perp} du deuxième exciton sont calculées par N. Kuroda et Y. Nishina [22] :

$$\mu_{\perp} = 0,135 m_0 \quad \text{et} \quad \mu_{\parallel} = 0,079 m_0.$$

On obtient avec $\alpha_{g\perp} = 18\,800\text{ cm}^{-1}$; $\eta_{g\perp} = 3,273$; $R = 148\text{ cm}^{-1}$

$$f_{cv\perp} = \frac{2 |M|^2}{m_0 \sigma} = 2,55.$$

Avec $\sigma = \sigma_g = 20\,682\text{ cm}^{-1} = 2,57\text{ eV}$, on a $|M|^2/m_0 = 3,28\text{ eV}$.

N. Kuroda [23] a étudié ce second exciton dans InSe, cependant, l'expression qu'il donne du coefficient d'absorption est différente d'un facteur π de celle que nous trouvons. En tenant compte de cette correction, la valeur de la force d'oscillateur qu'il obtient est proche de notre résultat.

5. Conclusion. — Dans ce travail, nous avons déterminé les deux composantes perpendiculaire et parallèle à c de la fonction diélectrique de InSe à 10 K et à 300 K.

L'étude du produit $\alpha(\sigma_1) \cdot \Gamma_1$ en fonction des échantillons et de la température a permis de constater que l'exciton est régulier. On a pu en déduire une confirmation indépendante de la valeur de l'énergie de liaison proposée dans la référence [10], ce qui a permis d'attribuer sans ambiguïté le niveau $n = 2$ de l'exciton à la bande B.

Cette valeur de R permet de calculer les masses effectives de l'exciton. La force d'oscillateur en polarisation perpendiculaire à l'axe c est de l'ordre de 0,18, donc proche de celle mesurée dans GaSe, ce qui montrerait que le couplage des bandes a la même intensité dans ces deux composés.

La discussion précédente montre d'autre part qu'il est possible de rendre compte quantitativement de la transition E_1 par une série hydrogénoïde simple ($R = 148\text{ cm}^{-1}$) liée à une transition parabolique.

Bibliographie

- [1] MUSHINSKI, V. P. et KOBOLEV, V. I., *Sov. Phys. Solid State* **14** (1972) 1098.
- [2] BELENKIL, G. L., ALLEVA, L. N., NANI, R. K. et SALAEV, E. Y., *Phys. Status Solidi* (b) **82** (1977) 705.
- [3] GRASSO, V. et PERILLO, P., *Solid State Commun.* **21** (1977) 323.
- [4] DAMON, R. W. et REDINGTON, R. W., *Phys. Rev.* **96** (1954) 1498.
- [5] ZORINA, E. L., VELICHKOVA, V. B. et GULIEV, T., *Opt. Spectrosc.* **22** (1967) 498.
- [6] BAKUMENKO, V. L., KOVALYUK, Z. D., KURBATOV, L. N., CHESKO, V. F., *Sov. Phys. Semicond.* **10** (1976) 621.
- [7] GAVALESHO, N. P., BELENSKII, G. B., KOVALYUK, Z. O., KURIK, M. V. et SAVCHUK, A. I., *Opt. Spectrosc.* **38** (1975) 405.
- [8] ANDRIYASHIK, M. V., SAKHNOVSKI, M. Y., TIMOFEV, V. B., YAKIMOVA, A. S., *Phys. Status Solidi* **28** (1968) 277.
- [9] ABUTALYBOV, G. I. et BELLE, M. L., *Sov. Phys. Semicond.* **8** (1975) 1559.
- [10] CAMASSEL, J., MERLE, P., MATHIEU, H. et CHÉVY, A., *Phys. Rev. B* **17** (1978) 4718.
- [11] SEGURA GARCIA DEL RIO, A., Thèse de Troisième Cycle, Université de Paris VI (1977).
- [12] MERLE, J. C., BARTIROMO, R., BORSELLA, E., PIACENTINI, M. et SAVOIA, A., *Solid State Commun.* **27** (1978).
- [13] KURBATOV, L. N., DIROCHKA, A. I., BRITOV, A. D., VLASOV, A. N., MOCHALKIN, N. M., SOKORONOVITSKII, N. V., *Sov. Phys. Solid State* **5** (1971) 2956.
- [14] ELLIOTT, R. J., *Phys. Rev.* **108** (1957) 1384.
- [15] LE TOULLEC, R., PICCIOLI, N., MEJATY, M. et BALKANSKI, M., *Nuovo Cimento* **38B** (1977) 159.
- [16] LE TOULLEC, R., PICCIOLI, N. et CHERVIN, J. C., *Phys. Rev. B* **22** (1980) 6162.
- [17] TOYOZAWA, Y., *Prog. Theor. Phys.* **20** (1958) 53.
- [18] PLANEL, R., Communication privée, Groupe de Physique des Solides, Paris VII.
- [19] GERLACH, B. et POLLMAN, J., *Phys. Status Solidi* (b) **67** (1975) 93 et **67** (1975) 477.
- [20] GASANSKY, N. M., YAVADOV, B. M., TAGIROV, V. I., VINOGRADOV, E. A., *Phys. Status Solidi* (b) **89** (1978) K 43.
- [21] BOURDON, A., CHÉVY, A. et BESSON, J. M., *Physics of Semiconductors* 1978, Institute of Physics Conference Series, N° 43, p. 1371.
- [22] KURODA, N. et NISHINA, Y., *Yamada Conference on Physics and Chemistry of Layered Materials* (8-10 Sept 1980), Sendai, Japan.
- [23] KURODA, N., MUNAKATA, I. et NISHINA, Y., *Solid State Commun.* **33** (1980) 687.
-