

Etude des propriétés photoconductrices du GaSb et du
GaAs_xSb_{1-x} et de la réflectivité modulée en longueur
d'onde du GaSb en présence d'un champ magnétique.

André Y. Fillion

Thèse présentée à l'Ecole des Etudes Supérieures
de l'Université d'Ottawa
en réponse partielle aux exigences du
doctorat (Ph.D.)

A Ghislaine

Sommaire

Nous avons effectué une étude détaillée de la photo-conductivité du GaSb en présence d'un champ magnétique. Les échantillons épais sont montés sans contrainte à 4.2 K. L'allure des spectres dépend du traitement de la surface et une surface "idéale" favorise l'émergence d'oscillations associées aux niveaux de Landau au détriment des oscillations associées aux phonons optiques longitudinaux. Nous observons des oscillations très nettes correspondant à des transitions jusqu'à la 22ième sous-bande de Landau. L'apparition dans le photocourant d'une structure oscillatoire reflétant les variations du coefficient d'absorption nous fournit l'occasion d'accomplir une étude détaillée de la magnéto-structure du GaSb. Nous expliquons l'apparition de la structure oscillatoire en invoquant une variation de la photosensibilité avec la profondeur de pénétration. La structure observée est comparée aux résultats expérimentaux d'Uchinokura et Fan (mesure du photocourant) et de Reine, Aggarwal et Lax (mesure de la réflectivité modulée en variant la contrainte). Des calculs effectués à l'aide de la théorie de Pikus et Bir indiquent que les résultats de Reine, Aggarwal et Lax sont influencés par une contrainte résiduelle. En vue d'obtenir les paramètres des bandes, nous avons également comparé nos résultats à la théorie de Pidgeon et Brown à l'aide d'un programme itératif; une participation excitonique est indiquée.

De plus, nous avons accompli une mesure de la réflectivité modulée en longueur d'onde afin de comparer les formes à celles que nous avons observées en photoconductivité. Par rapport aux pics négatifs de la réflectivité modulée, les pics du photocourant sont quelque peu décalés vers les énergies supérieures. Une nouvelle méthode de division a été élaborée en vue d'éliminer les structures parasites qui apparaissent sur les spectres modulés en longueur d'onde.

Les mesures de la photoconductivité effectuées à 4.2 K dans l'alliage $\text{GaAs}_x\text{Sb}_{(1-x)}$ donnent la variation de la bande interdite en fonction de la composition ainsi que la masse réduite et l'énergie des phonons LO dans les échantillons riches en GaSb. L'ensemble des observations et en particulier les observations dans l'échantillon $\text{GaAs}_{.24}\text{Sb}_{.76}$ nous incitent à élaborer un nouveau modèle pour expliquer la photoconductivité oscillatoire.

Remerciements

Je tiens d'abord à remercier le professeur Emery Fortin qui m'a accueilli dans son laboratoire et m'a donné son entière collaboration durant la réalisation de ce travail.

J'exprime toute mon amitié à M. Hervé Langlois avec qui j'ai eu le plaisir de travailler pendant toute une année. Sa collaboration m'a permis de développer le chapitre VI de ce travail ainsi que la méthode de division des signaux modulés en longueur d'onde décrite au chapitre IV.

L'expression de ma reconnaissance s'adresse à tous les chercheurs du département avec qui j'ai échangé des idées qui m'ont été profitables. En particulier je remercie le professeur K.S. Song et mes confrères étudiants A.E. Taylor, R. Sénéchal, R. Glinski et O. Berolo.

Il ne faudrait pas oublier l'aide précieuse que m'ont apporté M. R. Hart et le personnel de l'atelier en vue de réaliser le montage expérimental, M. P. Rochon qui a construit le rhombe de Fresnel et a monté le circuit de contrôle de l'alimentation du solénoïde et Mme N. Voyer qui a soigneusement dactylographié ce texte.

TABLE DES MATIERES

	Page
Sommaire	i
Remerciements	iii
Table des matières	iv
Liste des figures	vii
Chapitre I. Introduction	1
Chapitre II. Photoconductivité oscillatoire	5
A. Introduction	5
B. Les interactions électron-phonon	6
a) Modèle de Habegger et Fan	6
b) Modèle de Stocker et Kaplan	7
C. La photoconductivité des spins polarisés	9
D. Absorption et photoconductivité	10
a) Absorption interbande	11
b) Absorption excitonique	12
1. Photosensibilité et profondeur de pénétration	13
2. Diffusion des excitons	13
3. Interaction: excitons-accepteurs ionisés	14
E. Influence de la surface	14
F. Résumé	15
Chapitre III. Théories de la magnéto-optique	16
A. Théorie de Luttinger	16
B. Théorie de Pidgeon et Brown (Bandes couplées)	19
a) Solutions spéciales	23
b) Solutions approximatives	24
c) Règles de sélection	26

	Page
C. Conclusion	28
Chapitre IV. Echantillons et dispositifs expérimentaux	30
A. Echantillons	30
a) GaSb	30
b) GaAs _x Sb _{1-x}	31
B. Dispositifs cryostatiques	32
C. Solénoïde supraconducteur	37
D. Montage optique	41
E. Méthodes de mesure	44
a) Mesure et division du photocourant	44
b) Mesure de la réflectivité modulée en longueur d'onde et méthode de division ..	47
Chapitre V. Etude expérimentale de la photoconduc- tivité du GaSb en présence d'un champ magnétique	55
A. Photoconductivité des échantillons partiel- lement oxidés	55
a) Résultats	56
b) Discussion	63
B. Photoconductivité des échantillons "propres".	64
a) Résultats	64
b) Comparaison avec les résultats antérieurs	74
(i) Calcul à l'aide de la théorie de Pikus et Bir	75
c) Comparaison avec la théorie de Pidgeon et Brown	81
C. Discussion	89
a) Participation excitonique	89

Page

b) Photoconductivité oscillatoire	91
c) Paramètres des bandes	94
Chapitre VI. Etude expérimentale comparative de la réflectivité modulée en longueur d'onde et de la photoconductivité du GaSb en présence d'un champ magnétique	96
A. Introduction	96
B. Réflectivité modulée	96
C. Résultats	99
a) Réflectivité modulée en longueur d'onde ..	99
b) Mesures simultanées	103
D. Discussion	109
Chapitre VII. Photoconductivité dans l'alliage GaAs _x Sb _(1-x) en présence d'un champ magnétique	112
A. Introduction	112
B. Résultats	113
a) GaAs _{.24} Sb _{.76}	113
b) Interprétation	115
c) Echantillons $x = .10$ et $x = .14$	120
d) Echantillons provenant des lingots TZF-5 et TZF-6	123
C. Résumé	124
D. Discussion	126
Chapitre VIII. Conclusion	129
Bibliographie	132

Liste des figures

	Page
Figure 1. Modèle de Fan	8
Figure 2. Modèle de Stocker et Kaplan	8
Figure 3. Niveaux de Landau des bandes de con- duction a^c et b^c , des bandes des trous légers a^+ et b^+ et des trous lourds a^- et b^- . Les flèches indiquent les premières transitions permises dans chaque série. Ce schéma est tiré de la référence 7	27
Figure 4. Schéma illustrant la partie inférieure du cryostat	33
Figure 5. Schéma illustrant le montage des fenêtres froides et les pièces qui assurent l'étanchéité de la chambre expérimen- tale	35
Figure 6. Circuits d'alimentation et de contrôle du taux de croissance du courant	38
Figure 7. Variation du courant dans la bobine, provoquée par le circuit de contrôle	40
Figure 8. Schéma illustrant le dispositif utilisé pour moduler la longueur d'onde	43
Figure 9. Schéma illustrant le montage utilisé pour effectuer la mesure et la division du photocourant (a) et la mesure et la division de la réflectivité modulée (b)	46
Figure 10. Spectre typique du photocourant du GaSb (a) et le même signal (b) détecté et divisé à l'aide du montage de la figure 9(a)	48
Figure 11. Spectre de transmission de la trichloro- éthylène (a) d'une solution de trichloro- éthylène et de benzène (b). En (c) le spectre de transmission d'une solution de trichloroéthylène et de benzène est divisé par le spectre de transmission de benzène à l'aide du montage de la figure 9 (b)	52

- Figure 12. Spectre du photocourant modulé en longueur d'onde sans division (a) et avec division (b) 53
- Figure 13. Spectre du photocourant des échantillons partiellement oxidés (A) lorsque $\vec{S} // \vec{B} // [111]$, $B = 45$ kG, $T = 4.2$ K. Le spectre (B) est tiré de la référence 11 et correspond à $\vec{E} \perp \vec{B}$, $\vec{B} // [110]$, $T = 1.7$ K 57
- Figure 14. L'énergie des minimums du photocourant d'un échantillon partiellement oxidé est portée en fonction du champ magnétique. $\vec{E} \perp \vec{B}$, $\vec{B} // [111]$, $T = 4.2$ K 58
- Figure 15. L'énergie des minimums du photocourant d'un échantillon partiellement oxidé est portée en fonction du champ magnétique. $\vec{E} \perp \vec{B}$, PCG, $\vec{B} // [111]$, $T = 4.2$ K 60
- Figure 16. L'énergie des minimums du photocourant d'un échantillon partiellement oxidé est portée en fonction du champ magnétique. $\vec{E} \perp \vec{B}$, PCD, $\vec{B} // [111]$, $T = 4.2$ K 61
- Figure 17. L'énergie des minimums du photocourant d'un échantillon partiellement oxidé est portée en fonction du champ magnétique. $\vec{E} \perp \vec{B}$, $\vec{B} // [111]$, $T = 4.2$ K 62
- Figure 18. Spectre du photocourant d'un échantillon gardé sous vide. $B = 40$ kG. (Voir la légende de la figure 19)..... 66
- Figure 19. Spectre du photocourant d'un échantillon gardé sous vide. $\vec{E} \perp \vec{B}$, $\vec{B} // [111]$, $B = 70$ kG, $T = 4.2$ K. Les lignes verticales sont théoriques. LHA, HBA, LHB, HHB, et HH(AV) désignent les transitions à partir des bandes des trous légers A, des trous lourds A, des trous légers B, des trous lourds B, de l'énergie moyenne des trous lourds 67
- Figure 20. L'énergie des maximums du photocourant d'un échantillon gardé sous vide après le décapage est portée en fonction du champ magnétique. $\vec{E} \perp \vec{B}$, $\vec{B} // [111]$, PCD, $T = 4.2$ K. Les lignes solides sont théoriques et les chiffres nous reportent à la table 2 69

Figure 21.	Energie des maximums du photocourant en fonction du champ magnétique. (Voir la légende de la figure 20) PCG	70
Figure 22.	L'énergie des premiers maximums du photocourant est portée en fonction du champ magnétique. $\vec{E} \perp \vec{B}$, $\vec{B} // [111]$, PCG, $T = 4.2$ K	72
Figure 23.	L'énergie des premiers maximums du photocourant est portée en fonction du champ magnétique. $\vec{E} \perp \vec{B}$, $\vec{B} // [111]$, PCD, $T = 4.2$ K	73
Figure 24.	Spectre de la réflectivité modulée en longueur d'onde. $\vec{E} \perp \vec{B}$, $\vec{B} // [111]$, PCD, $T = 4.2$ K	101
Figure 25.	L'énergie des premiers maximums du photocourant (B) et des pics négatifs de la réflectivité modulée en longueur d'onde (A) est portée en fonction du champ magnétique	102
Figure 26.	Spectres de la réflectivité modulée en longueur d'onde et du photocourant enregistré simultanément. $B = 45$ kG	104
Figure 27.	L'énergie du pic négatif prédominant de la réflectivité modulée et du maximum correspondant de la photoconductivité est portée en fonction du champ magnétique	106
Figure 28.	Spectres du photocourant enregistrés avec une résolution de 1.5 meV (A) et de .5 meV (B)	107
Figure 29.	Spectre du photocourant de l'échantillon traité au méthanol: brome	108
Figure 30.	Spectres du photocourant d'un échantillon de $\text{GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ de concentration $x = .24$...	114
Figure 31.	Energie des maximums et des minimums en fonction du champ magnétique	116
Figure 32.	Spectres du photocourant d'un échantillon de $\text{GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ de concentration $x = .10$...	121
Figure 33.	Energie des maximums et des minimums du photocourant en fonction du champ magnétique	122

Figure 34. L'énergie de la bande interdite est
portée en fonction de la concentration ... 125



UNIVERSITY OF TORONTO

Chapitre I

Introduction

La photoconductivité présente un intérêt croissant du point de vue technologique et du point de vue de la physique fondamentale. D'une part, beaucoup d'opérations industrielles et de recherches de laboratoire exigent l'emploi du rayonnement infrarouge, de là les progrès d'une technique de plus en plus complexe et variée qui permet la fabrication de photodétecteurs dont la détectivité et le temps de réponse surpassent ceux des détecteurs thermiques. D'autre part, la complémentarité de la photoconductivité par rapport aux mesures plus répandues de réflectance et d'absorption en fait une sonde importante et sa mesure établit un lien entre les mesures optiques et les mesures électriques. Cependant, de nombreux paramètres sont en jeu et fréquemment, les mécanismes qui provoquent une variation du photocourant ne sont pas parfaitement compris. Ainsi, il n'existe pas de modèle satisfaisant pour expliquer l'apparition d'un pic dans le photocourant à l'énergie de l'exciton libre ou à l'énergie des excitons liés. Un creux apparaissant à ces énergies s'expliquent si l'on suppose une faible probabilité de dissociation de l'exciton.

La photoconductivité de l'antimoniure de gallium manifeste une structure excitonique importante à basses températures, aux énergies près de la bande interdite. Cette photoconductivité étudiée en corrélation avec les mesures

d'absorption de Johnson et Fan¹ indique une correspondance biunivoque entre les pics de l'absorption et les creux du photocourant. Les trois pics, α , β , et γ qui apparaissent en absorption sont attribués, par ces auteurs, à l'exciton libre et à des complexes excitons-impuretés respectivement. Benoit à la Guillaume et Lavallard² mesurent le photocourant et la luminescence du GaSb en présence d'une contrainte uniaxiale et leur analyse leur permet d'identifier les complexes β et γ comme étant des excitons liés à des accepteurs neutres. Rappelons que toutes les méthodes utilisées³ pour préparer du GaSb de bonne qualité ont produit un matériau semiconducteur avec une concentration résiduelle d'accepteurs de 10^{17} cm^{-3} . Donc, le matériau non dopé est de type p.

La magnéto-optique commença à prendre de l'importance, vers 1958 avec la disponibilité des monocristaux de bonne qualité, des basses températures et des champs magnétiques élevés. La magnéto-structure du GaSb a été étudiée par Zwerdling et al.⁴ et par Halpern⁵, mais la mesure de réflectivité modulée en variant la contrainte, effectuée par Reine, Aggarwal et Lax^{6,7} constitue sûrement l'étude la plus complète. Cette méthode leur permet d'observer des transitions jusqu'à la 18ième bande de conduction de Landau, résultat inégalé dans les autres matériaux semiconducteurs. Ils comparent leurs résultats à la théorie de Pidgeon et Brown⁸ pour des bandes couplées.

En 1967, Kessler et Schmidt⁹ mesurent la photoconductivité du germanium en présence d'un champ magnétique. Ils

supposent alors qu'il est nécessaire d'avoir un échantillon mince pour observer une structure quantique interbande. Leur expérience vise à déterminer si la présence des excitons se fait sentir ou si les niveaux de Landau sont prépondérants. Ils interprètent leurs résultats en retenant la deuxième hypothèse.

Habegger et Fan¹⁰ étudient la photoconductivité du GaSb et de l'InSb à 4.2K, et observent une structure oscillatoire qui est de toute évidence associée aux phonons LO. Ils proposent un modèle pour expliquer ces observations tandis que Uchinokura et Fan¹¹ poursuivent ces études en présence d'un champ magnétique. Ils observent un spectre caractérisé par de longues oscillations, traduisant l'influence des phonons LO, sur lesquelles sont superposées de petites oscillations associées aux niveaux de Landau.

Nous avons repris ces mesures du photocourant du GaSb en présence d'un champ magnétique à 4.2K dans l'espoir de préciser les mécanismes qui provoquent l'apparition des oscillations superposées. En variant le traitement de la surface, nous avons vu des oscillations très différentes de celles observées par Uchinokura et Fan. Ces oscillations très nettes, correspondant à des transitions jusqu'à la 22ième sous-bande de Landau, nous fournirent l'occasion d'accomplir une étude détaillée de la magnéto-structure du GaSb. Seront également décrites d'autres expériences effectuées en vue de préciser le mécanisme qui est à l'origine de la photoconductivité oscillatoire. Entre autres, nous

avons mesuré la réflectivité modulée en longueur d'onde du GaSb et la photoconductivité dans les alliages $\text{GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}$.

Chapitre II

Photoconductivité oscillatoire

A. Introduction

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'évoquer succinctement quelques-uns des nombreux mécanismes qui provoquent une variation spectrale de la photoconductivité. La photoconductivité, comme son nom le suggère, comprend deux phénomènes physiques fondamentaux, c'est-à-dire l'absorption optique et le déplacement des porteurs. Plusieurs mécanismes intervenant à l'une ou l'autre des deux étapes peuvent engendrer une variation du photocourant. De plus, l'existence d'un état intermédiaire, l'état excitonique, complique les analyses quantitatives. L'exciton influence l'absorption et il peut se déplacer dans le cristal. Le rôle joué par celui-ci varie d'un cristal à l'autre selon des conditions spécifiques comme la pureté du matériau et l'état de la surface. En plus de l'influence excitonique, nous devons aussi considérer la diffusion ambipolaire des porteurs et la proximité d'une discontinuité de taille, la surface. La plupart de nos mesures sont effectuées en présence d'un champ magnétique et nous devons tenir compte des effets possibles en plus de la variation prévue de la densité des états.^{1*}

Ainsi les variations spectrales dépendent de plusieurs facteurs; il est souvent difficile d'évaluer l'importance de chacun. Nous discuterons en premier lieu des phénomènes liés aux porteurs libres dans l'espace k , c'est-à-dire des varia-

Les * réfèrent aux notes explicatives à la page 136.

tions spectrales engendrées alors que les photoporteurs se déplacent dans le cristal.

B. Les interactions électron-phonon

L'interaction des phonons avec les porteurs libres provoque des modifications de propriétés optiques et de transport des matériaux semiconducteurs. Elle intervient dans les transitions optiques indirectes et également dans la mobilité des porteurs libres. En particulier, l'interaction des électrons avec les phonons se manifeste par l'apparition de structures oscillatoires dans les spectres de photoconductivité.

a) Modèle de Habegger et Fan

Des oscillations spectrales, ayant une période reliée à l'énergie des phonons longitudinaux optiques, apparaissent dans la photoconductivité de l'antimoniure de gallium ou d'indium¹⁰, du germanium dopé avec le cuivre ou le zinc¹² et du silicium dopé avec le lithium¹³. Elles peuvent être de nature extrinsèque ou de nature intrinsèque. Deux théories ont été élaborées pour expliquer ces oscillations. La première, due à Habegger et Fan^{10,14}, est foncièrement qualitative et admet que les photoélectrons monoénergétiques retombent d'un état d'énergie supérieur vers le bas de la bande de conduction en émettant un ou plusieurs phonons. Ceci s'accomplit rapidement de sorte que l'augmentation de l'énergie des photons engendre une variation périodique de l'énergie des électrons, du bas de la bande au seuil d'émission d'un phonon $h\omega_q$. Ici, $h\omega_q$ correspond à l'énergie d'un phonon optique

longitudinal. La variation de la mobilité ou de la durée de vie des électrons en fonction de l'énergie dans l'intervalle précité, provoque alors les oscillations du photocourant.

Ce modèle, illustré sur la figure 1, impose la condition

$$T_{op} < T_e < T_{ac} \tag{1}$$

où T_{op} désigne le temps d'émission d'un phonon LO, T_e , la durée de vie des photoélectrons et T_{ac} , le temps d'émission des phonons acoustiques par les photoélectrons. L'énergie E_n des minimums de la photoconductivité intrinsèque vérifie la relation

$$E_n = E_g + nh\omega_q \left(1 + \frac{m_c}{m_{hh}}\right) \tag{2}$$

où E_g représente la largeur de la bande interdite et $\left(1 + \frac{m_c}{m_{hh}}\right)$, un facteur introduit pour tenir compte de la courbure des bandes de conduction et de valence. L'énergie des minimums de la photoconductivité extrinsèque vérifie la relation:

$$E_n = E_i + nh\omega_q \tag{3}$$

où E_i est l'énergie d'ionisation du centre donneur.

En présence d'un champ magnétique, de nouvelles structures apparaissent dans la photocourant. Uchinokura et Fan¹¹ les expliquent en supposant que les pics dans la densité des états aux niveaux de Landau provoquent une diminution de la mobilité et donc des minimums dans le photocourant.

b) Modèle de Stocker et Kaplan

La deuxième théorie due à Stocker et Kaplan¹⁵ est quantitative. Les auteurs font des calculs à partir de l'équation de transport de Boltzman et déterminent l'influence du seuil

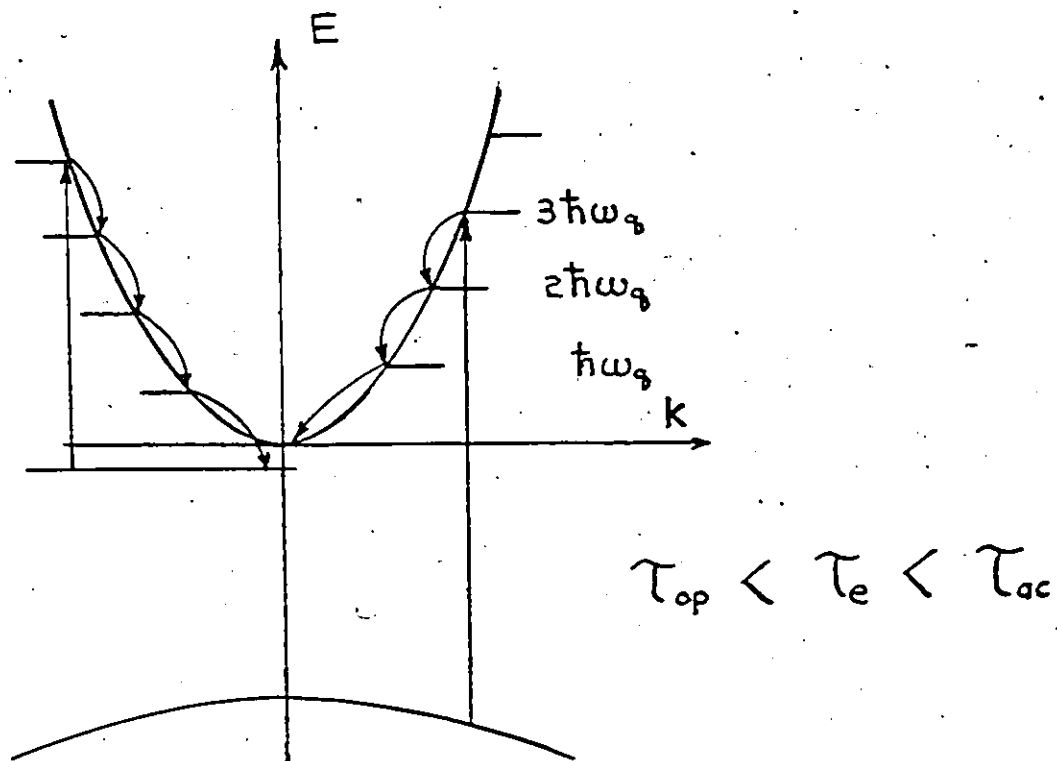


Figure 1. Modèle de Fan.

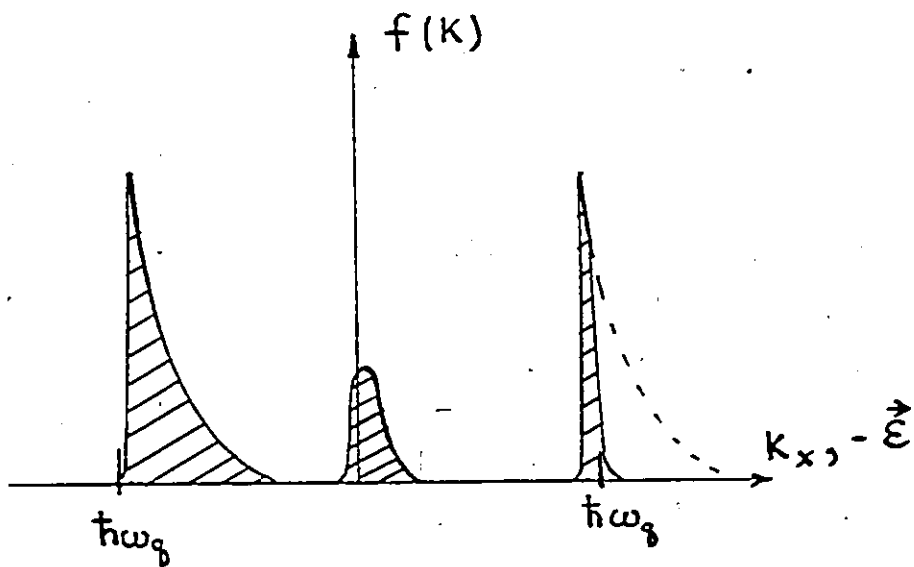


Figure 2. Modèle de Stocker et Kaplan.

d'émission des phonons sur la fonction de distribution des photoélectrons. Le champ électrique appliqué déplace la distribution des photoélectrons dans l'espace k . Ainsi, la distribution n'étant plus centrée sur l'origine, les électrons, dans une direction privilégiée, parviennent au seuil d'émission de phonons LO avant les autres et retombent au bas de la bande (Fig. 2). Ceci accentue l'asymétrie et provoque les oscillations spectrales. La solution obtenue montre que le spectre du photocourant présente des oscillations dont les minimums sont situés à des énergies multiples de l'énergie du phonon LO et dont l'amplitude est une fonction décroissante du champ électrique appliqué. Folland¹⁶ complète ces calculs et montre que la variation de la durée de vie et du temps de relaxation n'affectent pas la position des minimums, mais uniquement leur forme.

Toutefois, ces calculs qui ne tiennent compte que de l'interaction avec les phonons LO ne permettent pas de décrire quantitativement la forme expérimentale des oscillations et le modèle prévoit des oscillations négatives qui n'ont pas encore été observées.

C. La photoconductivité des spins polarisés

À basses températures, les mécanismes de relaxation et par conséquent la mobilité sont fréquemment dominés par la diffusion des porteurs sur des impuretés neutres. L'addition d'un champ magnétique polarise l'électron de la couche extérieure de l'impureté. On observe alors une variation de la mobilité selon que les porteurs sont polarisés dans la même

direction ou dans la direction opposée, car la diffusion triplet présente une section efficace différente de la diffusion singulet. Honig et Maxwell¹⁷ ont effectué deux expériences mettant ce phénomène en évidence dans le cas de porteurs libres provenant de la photoionisation d'impuretés. Le modèle est valable pourvu que l'énergie cinétique des photoporteurs n'excède pas $1/4$ de l'énergie d'ionisation des impuretés neutres. Les circonstances étant propices, un tel mécanisme pourrait provoquer une photoconductivité oscillatoire interbande car une variation de l'énergie des photons peuple de façon sélective les deux états de spins de chaque bande. En principe, ces deux états sont trop rapprochés pour être observés directement. Cependant, les règles de sélection déterminant les transitions interbandes augmentent indirectement la résolution. La photoconductivité interbande des spins polarisés n'a pas encore été observée, mais un tel mécanisme peut causer une variation spectrale de la photoconductivité en présence d'un champ magnétique.

D. Absorption et photoconductivité

Dans les sections précédentes nous avons décrit des mécanismes donnant lieu à une photoconductivité oscillatoire alors que les porteurs se déplaçaient dans le cristal. Cependant, une structure apparaît fréquemment dans le spectre de la photoconductivité à l'énergie d'ionisation d'un niveau d'impureté, à l'énergie d'un complexe exciton impureté ou à l'énergie de l'exciton libre. Aussi, la photoconductivité montre toujours un changement radical à l'énergie de la bande

interdite. Ces facteurs et certains résultats présentés dans cette thèse indiquent qu'il existe souvent un lien entre les spectres d'absorption et de photoconductivité. Cette observation est inattendue dans les échantillons épais lorsque toute la lumière est absorbée. Nous discuterons maintenant de mécanismes qui sont possiblement à l'origine du phénomène.

a) Absorption interbande

La contribution électronique au changement de la conductivité est exprimée en fonction de la longueur d'onde de la lumière λ et de la distance de pénétration x par:

$$\Delta\sigma(x, \lambda) = eI_0 \mu_e T_e \eta \alpha(\lambda) e^{-\alpha(\lambda)x} \quad (4)$$

où I_0 est l'intensité de la lumière incidente, μ_e et T_e , la mobilité et la durée de vie électroniques respectivement tandis que η et α représentent l'efficacité quantique et le coefficient d'absorption interbande. Cette équation ne tient pas compte de la contribution des trous. Aussi nous négligeons pour l'instant les contributions excitoniques et l'effet de la diffusion. Pour un échantillon d'une épaisseur d ,

$$\Delta\sigma(\lambda) = \int_0^d \Delta\sigma(\lambda, x) dx \quad (5)$$

et

$$\Delta\sigma(\lambda) = eI_0 \mu_e T_e \eta \{1 - e^{-\alpha(\lambda)d}\} \quad (6)$$

Si l'échantillon est mince, $\alpha d < 1$ et l'équation (6) devient

$$\Delta\sigma(\lambda) = eI_0 \mu_e T_e \eta \alpha(\lambda) d \quad (7)$$

et la photoconductivité est proportionnelle au coefficient d'absorption $\alpha(\lambda)$. De là, la tentative de Kessler et Schmidt⁹

de déceler l'influence des excitons dans un échantillon mince de germanium en présence d'un champ magnétique.

Pour un échantillon épais, $\alpha d \gg 1$ et l'équation (6) devient

$$\Delta\sigma(\lambda) = eI_0 \mu_e T_e \eta \quad (8)$$

où $\alpha(\lambda)$ n'apparaît pas explicitement. Une dépendance indirecte est établie si l'un des trois paramètres μ_e , T_e ou η varie en fonction de x ou de λ .

b) Absorption excitonique

Elliott et Loudon¹⁸ et plus récemment Glinski, Song et Woolley¹⁹ ont démontré que l'absorption excitonique est plus forte que l'absorption interbande même lorsque les énergies sont supérieures à la bande interdite. Evidemment, ces calculs concernent un cristal parfait et les imperfections produiront un élargissement du niveau excitonique tout en réduisant sa durée de vie. Pour les concentrations élevées d'impuretés, l'interaction électron-trou est perturbée, voire même masquée. Ainsi, l'importance de l'absorption excitonique en rapport avec l'absorption interbande variera d'un cristal à un autre ou même d'une région à une autre dans un même cristal. Lorsque l'absorption excitonique l'emporte, nous devons remplacer $\alpha(\lambda)$ et η en (4) par le coefficient d'absorption excitonique et la probabilité de dissociation respectivement. Dans le cas de situations intermédiaires, nous pouvons exprimer la photoconductivité en fonction des deux coefficients d'absorption²⁰.

1. Durée de vie et profondeur de pénétration

Parmi les nombreux travaux qui mettent en évidence une structure du photocourant aux énergies excitoniques, celui de Voigt et Ost²¹ est particulièrement remarquable. Ces auteurs ont étudié la corrélation des spectres d'absorption et de photoconductivité dans quelques échantillons de CdS à plusieurs températures dans l'intervalle compris entre 77 K et 300 K. Ils observent une coïncidence entre les structures en photoconductivité et les pics d'absorption excitoniques, mais aussi une similitude étonnante de leurs formes. Leurs mesures des valeurs absolues du coefficient d'absorption permettent une analyse quantitative. Ils interprètent les résultats en supposant une diminution de la durée de vie des porteurs en fonction de la profondeur de pénétration. Cette dernière hypothèse est quelque peu surprenante car les travaux antérieurs ont généralement indiqué une durée de vie plus forte dans le volume²². Les calculs accomplis par Voigt et Ost les portent à conclure que les effets de diffusion ne sont pas négligeables.

2. Diffusion des excitons

Novikov et al.²³ déterminent les longueurs de diffusion des excitons dans le CdS et le CdSe à partir des spectres du photocourant et des valeurs du coefficient d'absorption. Ils supposent que les excitons diffusent vers la surface où la dissociation photoactive a lieu. Ils utilisent l'équation de Steketee et de Jonge²⁴

$$\frac{1}{i} = \frac{1}{i_{\infty}} \left(1 + \frac{1}{\alpha L} \right)$$

où i_{∞} est le photocourant lorsque l'absorption est infinie et L est la longueur de diffusion des excitons. Ils obtiennent des longueurs de diffusion de 2000 à 10,000 Å dans le CdS et de 2000 à 4000 Å dans le CdSe.

3. Interaction: excitons-accepteurs ionisés

Richard et Dugué²⁵ expliquent la présence d'un pic dans le photocourant du GaAs à l'énergie de l'exciton libre, à l'aide d'un modèle qui donne une durée de vie plus longue aux porteurs libérés à la suite de la dissociation de l'exciton. Dans ce modèle, les excitons interagissent avec des accepteurs ionisés et se dissocient. Cependant, les auteurs supposent que la probabilité d'interaction des électrons avec les centres de recombinaison est différente selon que l'électron provient de la dissociation de l'exciton ou de l'absorption interbande. À première vue, cette hypothèse ne semble pas justifiée.

E. Influence de la surface

Selon que le photocourant montre un pic ou un creux à l'énergie de l'exciton, la photoconductivité est qualifiée de type I ou de type II. On a montré que plusieurs traitements de l'échantillon changent la photoconductivité d'un type à l'autre. Ainsi, un refroidissement, un traitement thermique, le traitement mécanique de la surface, un bombardement électronique ou l'irradiation à l'ultraviolet provoquent cette métamorphose. Colbow, Imaeff et Yuen²⁶ prétendent que le dénominateur commun de ces transformations est un changement du champ électrique près de la surface. { Pour con-

firmer cette conjecture, ils étudient la photoconductivité du CdS en appliquant un champ électrique perpendiculaire à la surface et effectivement, ils observent des changements de type. Ils concluent que le champ de surface et la courbure des bandes qui en résulte, déterminent le type observé.

Ajoutons qu'une modification du champ électrique près de la surface pourrait également perturber l'exciton, changeant sa durée de vie et ainsi sa longueur de diffusion²⁷.

F. Résumé

Dans ce chapitre nous avons décrit quelques mécanismes qui peuvent engendrer une variation de la photoconductivité. Le grand nombre de paramètres en jeu, l'absence de données quantitatives et les variations de ces paramètres selon la pureté du cristal ou l'état de sa surface, accentuent la difficulté de déterminer le mécanisme responsable des variations dans une situation particulière. Nous pouvons cependant distinguer deux types d'oscillations. Le premier type caractérisé par des oscillations ayant la période des phonons LO est définitivement relié à l'émission de ceux-ci. Aussi, nous avons vu que la photoconductivité dans un échantillon épais reflète les variations du coefficient d'absorption, même si elle n'en dépend pas explicitement, lorsque la photosensibilité varie avec la profondeur de pénétration, lorsque la probabilité de dissociation de l'exciton varie avec la longueur d'onde ou lorsque la diffusion des excitons est importante.

Chapitre III

Théories de la magnéto-optique

En 1957, trois groupes de chercheurs travaillant séparément découvraient les effets d'oscillations de la magnéto-absorption dans les matériaux semiconducteurs. Zwerdling et Lax²⁸ étudiaient le germanium, Burstein et Picus²⁹, l'antimoniure d'indium tandis que Gross, Zakharchenya et Pavinskii³⁰ observaient ces effets dans l'oxide cuivreux. Depuis, l'effet d'un champ magnétique sur les bandes d'énergie des solides et sur les transitions électroniques a donné lieu à de nombreux travaux théoriques. L'analyse des structures observées en magnéto-absorption nous permet de déterminer la nature des transitions interbandes, d'obtenir de nombreux renseignements sur la structure des bandes et d'en calculer les paramètres avec une grande précision.

Dans ce chapitre, nous résumerons certains résultats théoriques, indispensables à l'interprétation adéquate de nos résultats.

A. Théorie de Luttinger

En 1930, Landau^{31,32} développa une théorie élémentaire de la magnéto-optique interbande en supposant des bandes paraboliques simples. La dégénérescence des bandes de valence des trous lourds et des trous légers à $k = 0$ complique l'étude des effets d'un champ magnétique dans les composés III-V. Luttinger³³ a examiné ce problème dans le cadre de l'approximation de la masse effective en supposant que les bandes sont

paraboliques. Roth et al.³⁴ et Burstein et al.³⁵ appliquent la théorie de Luttinger au problème des transitions interbandes.

Le champ magnétique relève la dégénérescence à $k = 0$ de même que la dégénérescence du spin et Luttinger obtient quatre séries de niveaux de Landau, une série correspondant à chacune des bandes originales. Ces séries sont fréquemment appelées "échelles de Landau" et sont désignées par a^+ , a^- , b^+ et b^- . Les '+'s désignent les trous légers tandis que les '-'s représentent les trous lourds. Un nombre quantique n désigne les niveaux de Landau individuels de chaque série et l'énergie est habituellement exprimée en multiple de $s = e\hbar H/mc$. Ainsi, les séries $E_a^+(n)$ et $E_a^-(n)$ sont données par les équations:

$$E_a^+(-1) = -\frac{1}{2} (\gamma_1^L - \gamma'^L - K^L) \quad (9)$$

$$E_a^+(0) = -\frac{1}{2} (3\gamma_1^L - 3\gamma'^L - K^L) \quad (10)$$

$$E_a^\pm(n) = - \left[(n + \frac{1}{2}) \gamma_1^L - \gamma'^L + \frac{1}{2} K^L \right] \mp \left[\left\{ (n + \frac{1}{2}) \gamma'^L - \gamma_1^L + K^L \right\}^2 + 3n(n+1) (\gamma'^L)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

et pour les séries b^+ et b^- :

$$E_b^+(-1) = \frac{1}{2} (\gamma_1^L + \gamma'^L - 3K^L) \quad (12)$$

$$E_b^+(0) = \frac{3}{2} (\gamma_1^L + \gamma'^L - K^L) \quad (13)$$

$$E_b^\pm(n) = - \left[(n + \frac{1}{2}) \gamma_1^L + \gamma'^L - \frac{1}{2} K^L \right] \mp \left[\left\{ (n + \frac{1}{2}) \gamma'^L + \gamma_1^L - K^L \right\}^2 + 3n(n+1) (\gamma'^L)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (14)$$

où $n = 1, 2, \dots$. Ces équations sont valables lorsque le champ

magnétique est dans le plan $(1\bar{1}0)$. γ^L et γ'^L dépendent de l'angle θ compris entre la direction du champ magnétique et la direction $[001]$:

$$\gamma^L = \gamma_3^L - (\gamma_3^L - \gamma_2^L) f(\theta) \quad (15)$$

$$\gamma'^L = \gamma_3^L - 1/3 (\gamma_3^L - \gamma_2^L) [1 + f(\theta)] \quad (16)$$

où la fonction $f(\theta)$ s'écrit

$$f(\theta) = \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1)^2.$$

Pour toutes les expériences que nous avons effectuées, H était dans la direction $[111]$, donc $f(\theta)$ est nulle. Les paramètres de Luttinger³³ γ_1^L , γ_2^L et γ_3^L représentent des sommes d'éléments de matrices et sont reliés aux paramètres A , B , C de Dresselhaus et al.³⁶ selon:

$$\gamma_1^L = A, \quad \gamma_2^L = B, \quad \gamma_3^L = 1/2 \left(\frac{1}{3} C^2 + B^2 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (17)$$

Le paramètre K^L joue le rôle d'un facteur g et est exprimé en fonction des γ 's par l'équation approximative:

$$K^L = \gamma_3^L + 2/3 \gamma_2^L - 1/3 \gamma_1^L - 2/3. \quad (18)$$

Les équations (11) et (14) sont numérotées selon le système adopté par Pidgeon et Brown⁸; donc les n 's sont décalés. Pour les valeurs faibles de n , l'espacement entre les niveaux est irrégulier mais lorsque les n 's sont élevés, il approche les valeurs limites de sm/m_{hh} dans le cas des trous lourds et de sm/m_{lh} lorsqu'il s'agit de trous légers. Nous constatons que toutes les équations présentées sont multipliées par H . Elles s'avèrent donc inutilisables lorsque les structures observées varient d'une façon non linéaire

avec le champ magnétique.

B. Théorie de Pidgeon et Brown (Bandes couplées)

Les premières expériences en magnéto-optique montrèrent une variation non-linéaire des énergies de transition. L'hypothèse de Luttinger à savoir que les bandes sont paraboliques est donc insatisfaisante. Pidgeon et Brown⁸ traitent simultanément les deux bandes de conduction et les six bandes de valence et ceci leur permet de tenir compte des effets de non-parabolicité engendrés par l'interaction $\vec{k} \cdot \vec{p}$.³⁷ L'interaction spin orbite, l'interaction avec les bandes supérieures et l'anisotropie sont également comprises dans leurs calculs.

Les niveaux de Landau des huit bandes sont les valeurs propres d'un hamiltonien de dimensions 8 x 8 et les calculs se font dans l'approximation d'une masse effective. Si le champ magnétique est dans le plan (110), l'hamiltonien s'écrit:

$$D = D_0 + D_1,$$

où D_1 est petit et provient de l'anisotropie de la bande de valence. D_0 contient aussi une partie de l'anisotropie et Pidgeon et Brown montrent que nous pouvons négliger D_1 .

Lorsque $k_z = 0$, D_0 est représenté par deux matrices de dimensions 4 x 4 qui vérifient les équations,

$$\begin{aligned} \{ D_a - \epsilon_a 1 \} f_a &= 0, \\ \{ D_b - \epsilon_b 1 \} f_b &= 0, \end{aligned} \tag{19}$$

où ε_a et ε_b sont les valeurs propres et f_a, f_b , les fonctions d'enveloppe, sont des combinaisons linéaires des fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique ϕ_n . Sous forme de matrice:

$$f_a = \begin{bmatrix} C_1 \phi_n \\ C_3 \phi_{n-1} \\ C_5 \phi_{n+1} \\ C_7 \phi_{n+1} \end{bmatrix} \quad f_b = \begin{bmatrix} C_2 \phi_n \\ C_6 \phi_{n-1} \\ C_4 \phi_{n+1} \\ C_8 \phi_{n-1} \end{bmatrix} \quad (20)$$

Les fonctions d'onde complètes s'écrivent selon:

$$\Psi_a(n) = C_1 \mu_1 \phi_n + C_3 \mu_3 \phi_{n-1} + C_5 \mu_5 \phi_{n+1} + C_7 \mu_7 \phi_{n+1}, \quad (21)$$

$$\Psi_b(n) = C_2 \mu_2 \phi_n + C_6 \mu_6 \phi_{n-1} + C_4 \mu_4 \phi_{n+1} + C_8 \mu_8 \phi_{n-1},$$

où les fonctions désignées par μ sont des combinaisons linéaires des fonctions de Bloch de type s et de type p.

$$\begin{aligned} \mu_1 &= S\uparrow, & \mu_2 &= S\downarrow, \\ \mu_3 &= 2^{-\frac{1}{2}} (X + iY)\uparrow, & \mu_4 &= i2^{-\frac{1}{2}} (X - iY)\uparrow, \\ \mu_5 &= 6^{-\frac{1}{2}} [(X-iY)\uparrow + 2Z\uparrow], & \mu_6 &= i6^{-\frac{1}{2}} [(X+iY)\uparrow - 2Z\uparrow], \\ \mu_7 &= i3^{-\frac{1}{2}} [-(X-iY)\uparrow + Z\uparrow], & \mu_8 &= 3^{-\frac{1}{2}} [(X+iY)\uparrow - Z\uparrow], \end{aligned} \quad (22)$$

où \uparrow et \downarrow représentent les fonctions de spin orienté vers le haut et vers le bas respectivement. S est la fonction atomique de type s de la bande de conduction et X, Y, Z sont les fonctions atomiques du type p des bandes de valence.

Les matrices D_a et D_b des équations (19) sont complexes. Cependant, elles se transforment en matrices réelles et symé-

triques à l'aide de trois transformations unitaires³⁸. La première équivaut à interchanger les colonnes 3 et 4 et les rangées 3 et 4. La matrice de la deuxième transformation s'exprime selon:

$$\mu = \frac{1}{2^{\frac{1}{2}}} \begin{bmatrix} 1+i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1-i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1+i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1-i \end{bmatrix} \quad (23)$$

Ensuite, les rangées 3 et 4 et les colonnes 3 et 4 sont interchangées à nouveau et l'on obtient des matrices qui ont la forme suivante:

$$\begin{bmatrix} sM_1 + E_g & s^{\frac{1}{2}} M_2 & s^{\frac{1}{2}} M_4 & s^{\frac{1}{2}} M_7 \\ s^{\frac{1}{2}} M_2 & s M_3 & s M_5 & s M_8 \\ s^{\frac{1}{2}} M_4 & s M_5 & s M_6 & s M_9 \\ s^{\frac{1}{2}} M_7 & s M_8 & s M_9 & s M_{10} - \Delta \end{bmatrix} \quad (24)$$

où $s = e \hbar H/mc$ et les éléments M_1, M_2, \dots, M_{10} sont donnés dans la table 1 pour les séries a et b. E_g et Δ représentent les énergies de la bande interdite et de la bande séparée (split off) respectivement. E_p a été défini par Kane³⁷ et correspond à l'énergie d'interaction de la bande de conduction.

$$F = f \frac{\hbar^2}{m} \quad (25)$$

est un élément de matrice représentant l'interaction de la

Table 1. Les éléments des matrices transformées de Pidgeon et Brown.

	matrice - a	matrice - b
M_1	$m + 1 + 2f(m + \frac{1}{2})$	$m + 2f(m + \frac{1}{2})$
M_2	$[\frac{1}{2} m E_p]^{1/2}$	$[\frac{1}{6} m E_p]^{1/2}$
M_3	$-(\gamma_1 + \gamma')(m - \frac{1}{2}) - \frac{3}{2} \kappa$	$-(\gamma_1 - \gamma')(m - \frac{1}{2}) - \frac{1}{2} \kappa$
M_4	$[\frac{1}{6}(m+1) E_p]^{1/2}$	$[\frac{1}{2}(m+1) E_p]^{1/2}$
M_5	$-[3(m+1)m]^{1/2} \gamma''$	$-[3(m+1)m]^{1/2} \gamma''$
M_6	$-(\gamma_1 - \gamma')(m + \frac{3}{2}) + \frac{1}{2} \kappa$	$-(\gamma_1 + \gamma')(m + \frac{3}{2}) + \frac{3}{2} \kappa$
M_7	$[\frac{1}{3}(m+1) E_p]^{1/2}$	$[\frac{1}{3} m E_p]^{1/2}$
M_8	$[6(m+1)m]^{1/2} \gamma''$	$-\sqrt{2} \left[\gamma'(m - \frac{1}{2}) + \frac{\kappa + 1}{2} \right]$
M_9	$-\sqrt{2} \left[\gamma'(m + \frac{3}{2}) - \frac{\kappa + 1}{2} \right]$	$-[6(m+1)m]^{1/2}$
M_{10}	$-\gamma_1(m + \frac{3}{2}) + \kappa + \frac{1}{2}$	$-\gamma_1(m - \frac{1}{2}) - \kappa - \frac{1}{2}$

bande de conduction avec les bandes supérieures. γ_1 , γ' , γ'' , et K sont reliés aux paramètres de Luttinger donnés plus tôt selon:

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \gamma_1^L - 2T & \gamma' &= \gamma'^L - T, \\ \gamma'' &= \gamma''^L - T & K &= K^L - T, \end{aligned} \quad (26)$$

où $T = E_p/6E_g$.

Comme les matrices (24) n'ont pas de solution analytique adéquate, nous devons les diagonaliser numériquement à l'aide d'un ordinateur et cela pour chacune des valeurs de n et de H . Les éléments diagonaux de la matrice "a" donneront alors les niveaux d'énergie de la bande de conduction $M_s = +\frac{1}{2}$, des bandes de valence a^- et a^+ et de la bande séparée $M_J = -\frac{1}{2}$. De même, de la matrice "b" diagonalisée, nous obtenons les niveaux d'énergie de la bande de conduction $M_s = -\frac{1}{2}$, des bandes de valence b^- et b^+ et de la bande séparée $M_J = +\frac{1}{2}$.

a) Solutions spéciales

Quand $n = 0$ et $n = 1$, les équations de Pidgeon et Brown se simplifient et nous pouvons solutionner analytiquement les équations caractéristiques appropriées. De la série "a" lorsque $n = -1$, C_1 et C_3 de l'équation (21) sont nuls et nous obtenons

$$\epsilon_a^+(-1) = \frac{-s}{2} \left\{ \gamma_1 + \gamma'' - \gamma' + K \left[\frac{\gamma''}{\gamma'} + 1 \right] \right\} \quad (27)$$

Dans la série "b" lorsque $n = -1$, C_2 , C_6 et C_8 de l'équation (21) sont nuls et

$$\epsilon_b^+(-1) = -\frac{s}{2} \{ \gamma_1 + \gamma' - 3K \}. \quad (28)$$

Lorsque $n = 0$, C_6 et C_8 sont nuls et $\epsilon_b^+(0)$ vérifie la relation:

$$\epsilon_b^+(0) = -\frac{3s}{2} \{ \gamma_1 + \gamma' + K - 2\gamma'' \}. \quad (29)$$

En principe, les niveaux $\epsilon_a^+(0)$, $\epsilon_{\alpha,\beta}(0)$ sont également les solutions d'équations caractéristiques du 3^{ième} degré, mais ces expressions étant très compliquées, on a préféré calculer les énergies d'une autre façon. α et β désignent des bandes de conduction ayant un spin orienté vers le haut et vers le bas respectivement.

b) Solutions approximatives

Aggarwal³⁸ donne des solutions analytiques approximatives des équations de Pidgeon et Brown. Il développe les équations caractéristiques du 4^{ième} degré correspondant aux matrices (24) et remplace les valeurs propres par

$$\epsilon = E_0 + E_1s + E_2s^2 + E_3s^3 + \dots \quad (30)$$

En regroupant les termes du même degré en s , il obtient une série d'équations qui lui permet de déterminer les coefficients E_0, E_1, E_2 . Ainsi, les termes en s^0 donnent:

$$(E_0 - E_g) E_0^2 (E_0 + \Delta) = 0$$

Cette équation a quatre solutions, $E_0 = E_g, 0, 0, -\Delta$ correspondant aux séparations à champ nul. Les coefficients des termes en s^1 donnent:

$$\left[(E_0 - E_g) + (E_0 + \Delta) \right] E_0^2 E_1 = E_0^2 \left[M_1 (E_0 + \Delta) + M_{10} (E_0 - E_g) + M_7^2 \right] + E_0 (M_2^2 + M_4^2) (E_0 + \Delta).$$

Si l'on remplace E_0 par E_g , on obtient l'énergie des bandes de conduction:

$$\left. \begin{array}{l} E_{1,\alpha} \\ E_{1,\beta} \end{array} \right\} = (n + \frac{1}{2}) \frac{m}{m_c} \pm \frac{1}{2} g_c \quad (31)$$

$$\text{où } \frac{m}{m_c} = 1 + \frac{E_p}{3} \left[\frac{2}{E_g} + \frac{1}{E_g + \Delta} \right] + 2f \quad (32)$$

$$\text{et } g_c = 2 \left[1 - \frac{E_p}{3} \left[\frac{1}{E_g} - \frac{1}{E_g + \Delta} \right] \right] \quad (33)$$

A l'exception du facteur 2 f qui exprime l'influence des bandes supérieures sur la bande de conduction, les équations (32) et (33) sont identiques à celles qui sont données par Kane³⁷ et Roth et al.³⁴ respectivement. A partir des coefficients des termes en s^2 , Aggarwal obtient les facteurs $E_{1,a}^\pm$ et $E_{1,b}^\pm$ qui sont identiques aux énergies ϵ_a^\pm et ϵ_b^\pm calculées par Luttinger et données par les équations (11) et (14) respectivement. Il obtient également:

$$E_{2,\alpha,\beta} = - \frac{(n+\frac{1}{2})^2}{E_g} \left(\frac{m}{m_c} - 1 \right) \left[\frac{3 E_g^2 + 4\Delta E_g + 2\Delta^2}{(E_g + \Delta)(3E_g + 2\Delta)} \left(\frac{m+\gamma_1}{m_c} \right) + 2\gamma_3 \right] \quad (34)$$

Pour obtenir les valeurs de $E_{2,a}$ et $E_{2,b}$, on doit considérer les termes en s^3 . Les expressions sont alors très compliquées et Aggarwal utilise plutôt une équation tirée du modèle de Kane³⁷:

$$E_2^1 = (n + \frac{1}{2})^2 \frac{E_g + 2\Delta}{2E_g\Delta} (\gamma_1^L + 2\gamma_3^L)^2. \quad (35)$$

Ces équations nous permettront de calculer $\epsilon_a^+(0)$, $\epsilon_{\alpha,\beta}(0)$ en plus de m_c et g_c . Les valeurs de m_{lh} et m_{hh} , les masses des trous légers et des trous lourds sont exprimées en fonction des γ 's de Luttinger par les équations dues à Lawaetz³⁹:

$$m_{lh} = (\gamma_1 + \bar{\gamma})^{-1} \quad (36)$$

$$\text{et } m_{hh} = (\gamma_1 - \bar{\gamma})^{-1} (1 + 0.05 \gamma_h + 0.0164 \gamma_h^2)^{2/3}, \quad (37)$$

$$\text{où } \bar{\gamma} \equiv (2\gamma_2^2 + 2\gamma_3^2)^{\frac{1}{2}}$$

$$\text{et } \gamma_h \equiv 6(\gamma_3^2 - \gamma_2^2) / \bar{\gamma} (\gamma_1 - \bar{\gamma}).$$

c) Règles de sélection

Les règles de sélection ainsi que l'intensité des transitions entre les bandes de valence et de conduction en présence d'un champ magnétique ont été calculées par Roth et al.³⁴ et Burstein et al.³⁵ Nous illustrons les transitions permises à la figure 3 tirée de la référence 7. Dans la configuration Faraday, les transitions permises sont:

$$a^\pm (n') \alpha (n),$$

$$b^\pm (n') \beta (n)$$

où $\Delta n = n - n'$ est égal à +1 pour la polarisation circulaire gauche et -1 pour la polarisation circulaire droite. L'intensité des transitions est une fonction des paramètres de Luttinger et de n' , le nombre quantique de Landau de la bande

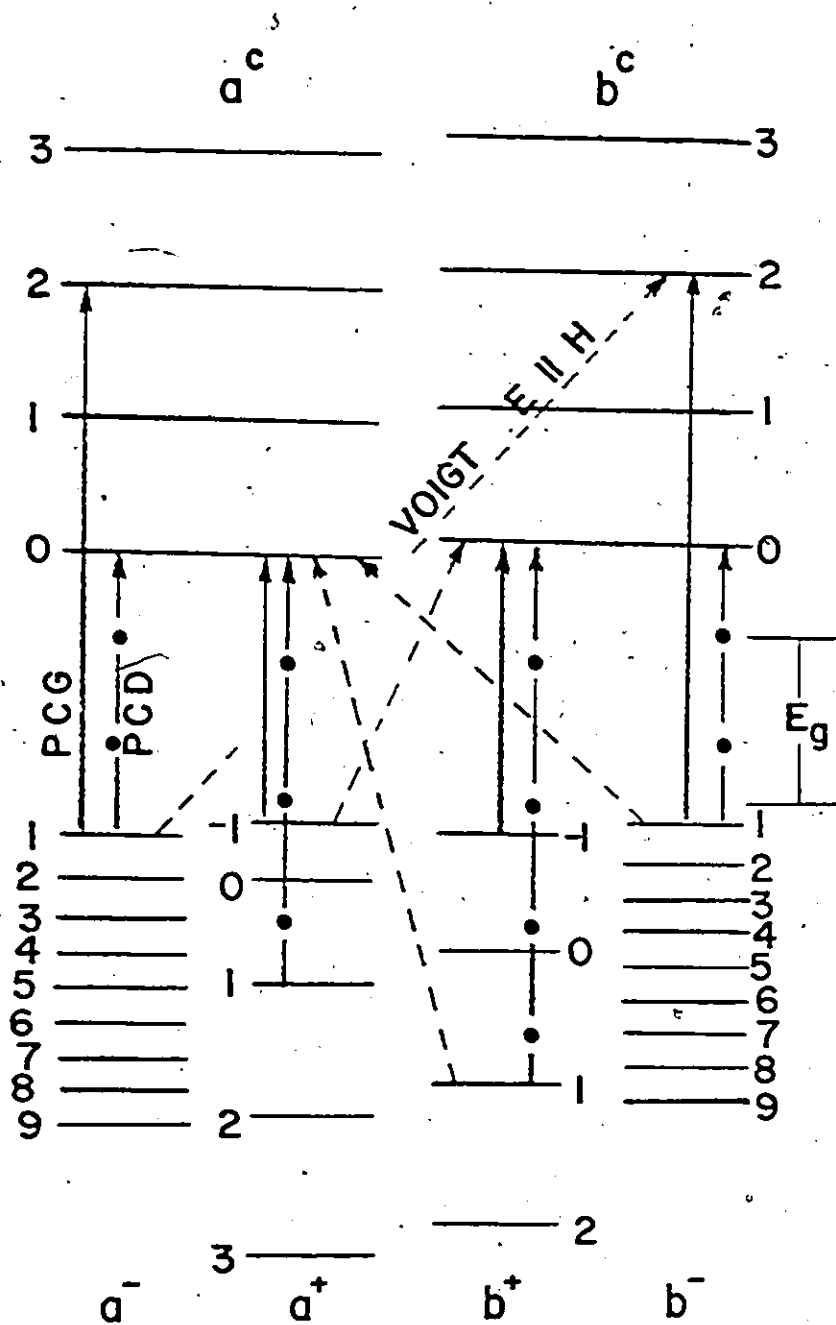


Figure 3. Niveaux de Landau des bandes de conduction a^c et b^c , des bandes des trous légers a^+ et b^+ et des trous lourds a^- et b^- . Les flèches indiquent les premières transitions permises dans chaque série. Ce schéma est tiré de la référence 7. Nous avons omis les transitions provenant des deux bandes séparées par l'interaction spin orbite.

de valence. Les équations données dans la référence 8 prédisent que toutes les transitions à partir des bandes des trous lourds seront fortes. Les transitions à partir des bandes des trous légers de la série a^+ sont plus probables en polarisation circulaire droite, tandis que la série b^+ est favorisée en polarisation circulaire gauche.

C. Conclusion

Les équations présentées dans ce chapitre nous donnent les énergies de séparation des bandes couplées en fonction de l'intensité du champ magnétique. Des pics apparaissent dans la densité des états à ces énergies et le coefficient d'absorption atteint un maximum. Cela aura des répercussions sur les spectres de la photoconductivité dans les conditions précisées au chapitre précédent.

La théorie de Pidgeon et Brown néglige les effets excitoniques. Elliott et Loudon¹⁸ ont démontré que des états excitoniques étaient formés à partir de chaque sous-bande de Landau et que ces états dominent l'absorption.^{z*} Par conséquent, les pics observés en magnéto-absorption sont probablement associés à des transitions aux niveaux excitoniques qui apparaissent à des énergies inférieures aux énergies calculées à l'aide de la théorie des bandes⁴⁰. Depuis, des calculs ont été effectués par Fritsche⁴¹ à l'aide de la théorie d'Elliott et Loudon dans l'approximation des champs élevés en vue d'interpréter les résultats expérimentaux de Brebner, Halpern et Mosser⁴² dans le GaSe. Cabib⁴³ calcule l'énergie de l'état excitonique fondamental du germanium dans un champ magnétique

tandis que Rees⁴⁴ évalue l'effet de l'interaction coulombienne dans un champ magnétique pour les bandes de valence dégénérées du Ge et de l'InSb. Cependant, une théorie qui tiendrait compte à la fois des effets excitoniques, de la dégénérescence et de l'interaction entre les bandes fait toujours défaut.

Chapitre IV

Échantillons et dispositifs expérimentaux

L'objet de ce chapitre est de donner les caractéristiques des échantillons qui ont été étudiés et de présenter les dispositifs expérimentaux mis au point ainsi que les méthodes de mesure de la photoconductivité et de la réflectivité modulée en longueur d'onde.

A. Échantillons

a) GaSb

L'antimoniure de gallium que nous avons étudié a été acheté de la firme Monsanto. Le monocristal orienté par rapport à la direction $[111]$ est de type p et a une concentration de trous de $2.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et une mobilité de $670 \text{ cm}^2/\text{v. sec}$ à température ambiante. Pour la mesure de la photoconductivité, les échantillons sont coupés en parallélépipèdes rectangles de dimensions approximatives de $1 \times 2 \times 10 \text{ mm}^3$ et ils sont décapés avec une solution de $2 \text{ HNO}_3 : 1 \text{ HF} : 1 \text{ CH}_3\text{COOH}$. Les contacts ohmiques sont réalisés en plaçant de l'indium aux extrémités de la surface décapée et en chauffant le tout à une température de 350°C en présence d'azote. Ensuite des fils d'or sont soudés à l'indium et les contacts sont recouverts avec une cire noire opaque dans le proche infrarouge et inerte dans le décapant. La surface est ensuite décapée à nouveau. La résistivité des échantillons augmente d'un facteur de 10^6 lorsque l'on refroidit les échantillons à 4.2 K mais les contacts restent ohmiques.

b) $\text{GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}$

Les échantillons de $\text{GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ que nous avons étudiés proviennent des lingots TZF-2 préparés par Coderre et Thomas⁴⁵,⁴⁶ et des lingots TZF-5 et TZF-6 préparés par Rosenbaum⁴⁷. Le GaAs et le GaSb sont miscibles dans les intervalles $0 < x < .35$ et $.7 < x < 1.0$ alors qu'ils ne semblent pas l'être dans la zone intermédiaire⁴⁸. Les échantillons, riches en GaSb, provenant du lingot TZF-2 sont de type p et la concentration des porteurs est de 10^{17} cm^{-3} ; les échantillons riches en GaAs sont de type n et la concentration⁴⁶ est de 10^{16} cm^{-3} . Ces auteurs obtiennent une mobilité de Hall de $400 \text{ cm}^2/\text{v. sec}$ et de $200 \text{ cm}^2/\text{v. sec}$ pour les valeurs de x de .07 et de .23 respectivement.

Les échantillons provenant des lingots TZF-5 et TZF-6 sont compensés et dopés au tellure respectivement. Le lingot TZF-5 est de type p alors que le lingot TZF-6 qui contient 10 fois plus de tellure est de type n. Rosenbaum⁴⁷ détermine des valeurs typiques de la mobilité apparente de Hall, soit $1800 \text{ cm}^2/\text{v. sec}$ lorsque $x = .30$ et $2400 \text{ cm}^2/\text{v. sec}$ lorsque $x = .14$; les concentrations des porteurs sont de l'ordre de 10^{18} cm^{-3} .

Récemment, M. Gratton⁴⁸ a montré que la loi de Végard n'est pas valable dans cet alliage du côté du GaAs; nous avons donc corrigé les concentrations en conséquence. Ajoutons que les échantillons coupés en parallélépipèdes rectangles sont polis avec une poudre de 5 microns et décapés à l'aide de la solution $2 \text{ H}_2\text{O} : 1 \text{ HNO}_3 : 2 \text{ HCl}$.

B. Dispositifs cryostatiques

Plusieurs expériences préliminaires ont été réalisées à 80 K et à 20 K à l'aide de petits cryostats construits dans l'atelier du département. Ceux-ci sont des cryostats conventionnels, en acier inoxydable, où le refroidissement des échantillons se fait par conduction. Cependant, toutes les mesures effectuées à 4.2 K en présence d'un champ magnétique furent accomplies à l'aide d'un cryostat construit par la firme Sulfrian Cryogenics Inc. La figure 4 illustre la partie inférieure de ce cryostat. Cette partie inférieure a une forme cylindrique orientée horizontalement pour accommoder la bobine supraconductrice. Cette dernière fut introduite par le côté et la bouteille intérieure fut ensuite scellée à l'aide d'une soudure à l'arc. Un rebord d'environ $\frac{1}{2}$ po. a été prévu afin de pouvoir enlever le bouchon. Ainsi la soudure qui a une profondeur approximative de $\frac{1}{32}$ de po. peut être meulée et refaite plusieurs fois.

La caractéristique principale du cryostat à accès optique est sa chambre expérimentale fermée aux deux bouts dans laquelle on peut introduire de l'hélium gazeux qui agit en qualité de gaz d'échange et refroidit les échantillons. Un petit tube d'un diamètre de $\frac{1}{8}$ de po. est prévu pour introduire le gaz. Le montage comprend des amenées de courant et une fenêtre étanches à 4.2 K. Les solutions apportées par le fabricant se sont avérées insatisfaisantes. La fenêtre fut donc collée sur une pièce mince repliée, à l'aide de 10 parties de la résine epoxyde Shell Epon 828 pour une partie

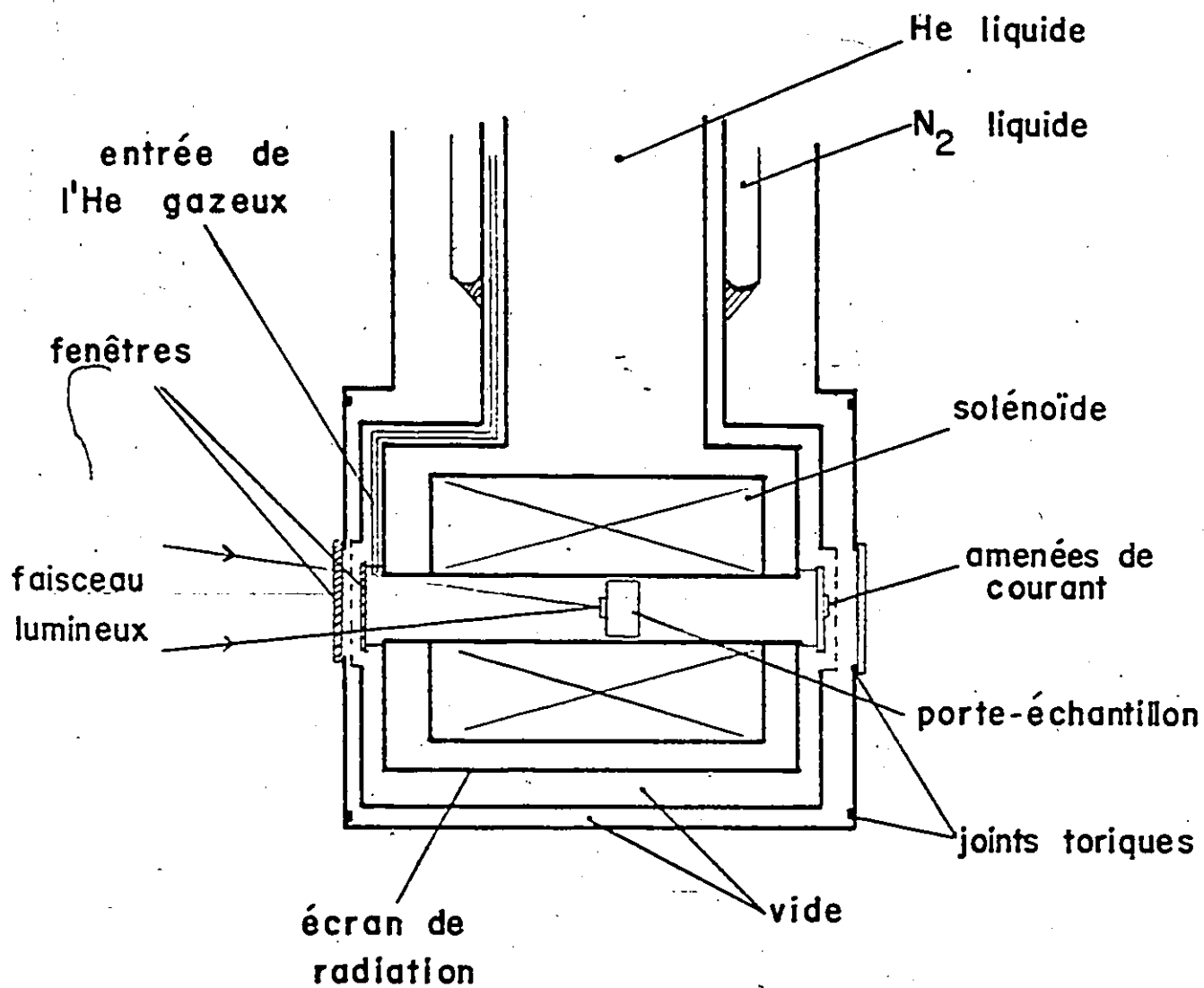


Figure 4. Schéma illustrant la partie inférieure du cryostat.

de l'agent de durcissement Shell D, tel que suggéré par Mollenauer et al.⁴⁹ Ce montage qui élimine pratiquement toute la contrainte résultant de la contraction différentielle est illustré à la figure 5. Contrairement à Mollenauer et al.⁴⁹, nous avons utilisé un support en inox, ce qui nous permettait de le souder; la résine epoxyde n'était utilisée qu'à la surface de contact du support avec le quartz ou le saphir. À l'autre extrémité de la chambre expérimentale, une rondelle de céramique coulée dans un anneau semblable à celui qui est décrit plus haut et traversée par huit tiges métalliques assure l'alimentation électrique. La céramique reste intacte aux basses températures pourvu qu'elle ne soit pas surchauffée et qu'elle soit montée sans contrainte. L'anneau fut donc monté en le plaçant avec le support sur une plaque chauffante. La température était élevée lentement jusqu'à la température de fusion d'une soudure indalloy; ensuite, le support était refroidi lentement. L'étanchéité entre les supports des anneaux et la chambre expérimentale est assurée par des joints d'indium tandis que l'étanchéité des pièces extérieures est assurée par des joints toriques.

Le diamètre intérieur est de 1.38 po. et le f numéro est de 4.3. Ajoutons que nous avons accès au champ magnétique à température ambiante en remplaçant les fenêtres et les plaques aux deux bouts par deux pièces cylindriques concentriques. La première pièce ajoutée sera en contact avec l'écran des radiations tandis que la deuxième est en principe à la température ambiante. Dans cette configuration, le dia-

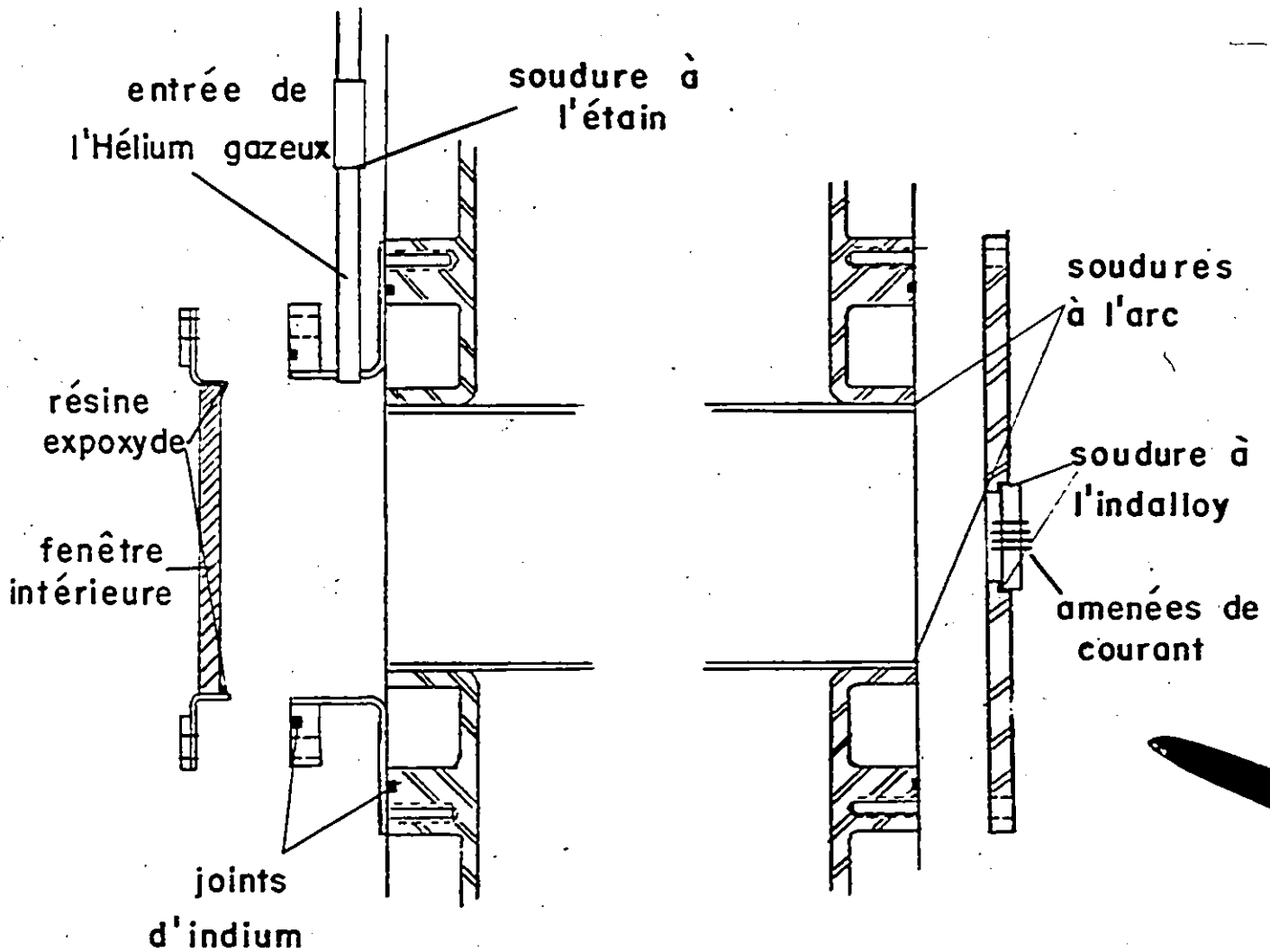


Figure 5. Schéma illustrant le montage des fenêtres froides et les pièces qui assurent l'étanchéité de la chambre expérimentale.

mètre intérieur est réduit à 15/16 de po. Pour effectuer la transformation, il faut dessouder l'étain retenant le petit tube d'accès du gaz d'échange.

Le vide entre les récipients est obtenu à l'aide d'un groupe de pompage comprenant une pompe à diffusion à vapeur d'huile. Ce système permet d'atteindre un vide de 10^{-5} torrs au niveau des pompes.

La température dans la chambre expérimentale est contrôlée à l'aide d'un thermomètre au Ge. Une pression de 1 cm-Hg d'hélium gazeux suffit à maintenir les échantillons à une température très près de 4.2 K. Le niveau de l'hélium liquide dans le cryostat est déterminé en mesurant les résistances au carbone placées à intervalles réguliers le long d'une tige légère en inox. Pour assurer un meilleur contact thermique, les couches d'isolant recouvrant ces petites résistances ont été limées.

La bobine est refroidie dans une période de temps raisonnable en introduisant dans le récipient intérieur une quantité prédéterminée d'azote liquide. La chute de la température se traduit par une chute de la résistance de la bobine et celle-ci passe de 650 ohms à l'ambiante à 90 ohms à la température de l'azote liquide. Lorsque la résistance remonte à 130 ohms et que la pression intérieure de l'azote n'excède plus la pression ambiante, l'hélium liquide est ajouté. La chaleur latente de vaporisation de l'hélium liquide est très faible en comparaison de la chaleur spécifique du gaz. Pour obtenir un refroidissement économique, il faut dès les premiers moments du refroidissement, extraire à l'aide

de la vapeur une quantité maximale de chaleur. Cela s'accomplit en transférant lentement à l'endroit où les masses sont concentrées. Vu la masse élevée de la bobine, nous avons à cette fin incorporé au cryostat un prolongement du tube de transfert et nous avons monté un système de transfert automatique.

C. Solénoïde supraconducteur

Le solénoïde supraconducteur fut construit par la firme Ferranti-Packard à partir d'un fil rond en niobium titane recouvert d'une couche de cuivre et d'une couche d'isolant. Cette bobine d'un poids approximatif de cinquante livres a un diamètre intérieur de 1.55 po. et une longueur d'environ 7.3 po. Son inductance est de 19 henry. Le fabricant donne un facteur champ de 1.448 kG/amp et affirme que l'homogénéité du champ dans une sphère d'un rayon de 1 po. au centre est supérieure à 99%. Ces données furent vérifiées à l'aide d'un gaussmètre à bobine rotative Rawson-Lush de type 829-MG. Ainsi, nous avons pu établir que le facteur champ calculé était correct à au moins $\frac{1}{2}$ % près alors que l'homogénéité est supérieure à 99.5% dans la région précitée.

Le champ critique de 73.7 kG et le taux de croissance sont en deçà des spécifications d'abord prévues par le fabricant. Il semble qu'une section du fil utilisé soit endommagée. Le taux de croissance de 2 kG par minute, en moyenne présente des inconvénients sérieux. À la figure 6, nous présentons les circuits d'alimentation et de contrôle du taux

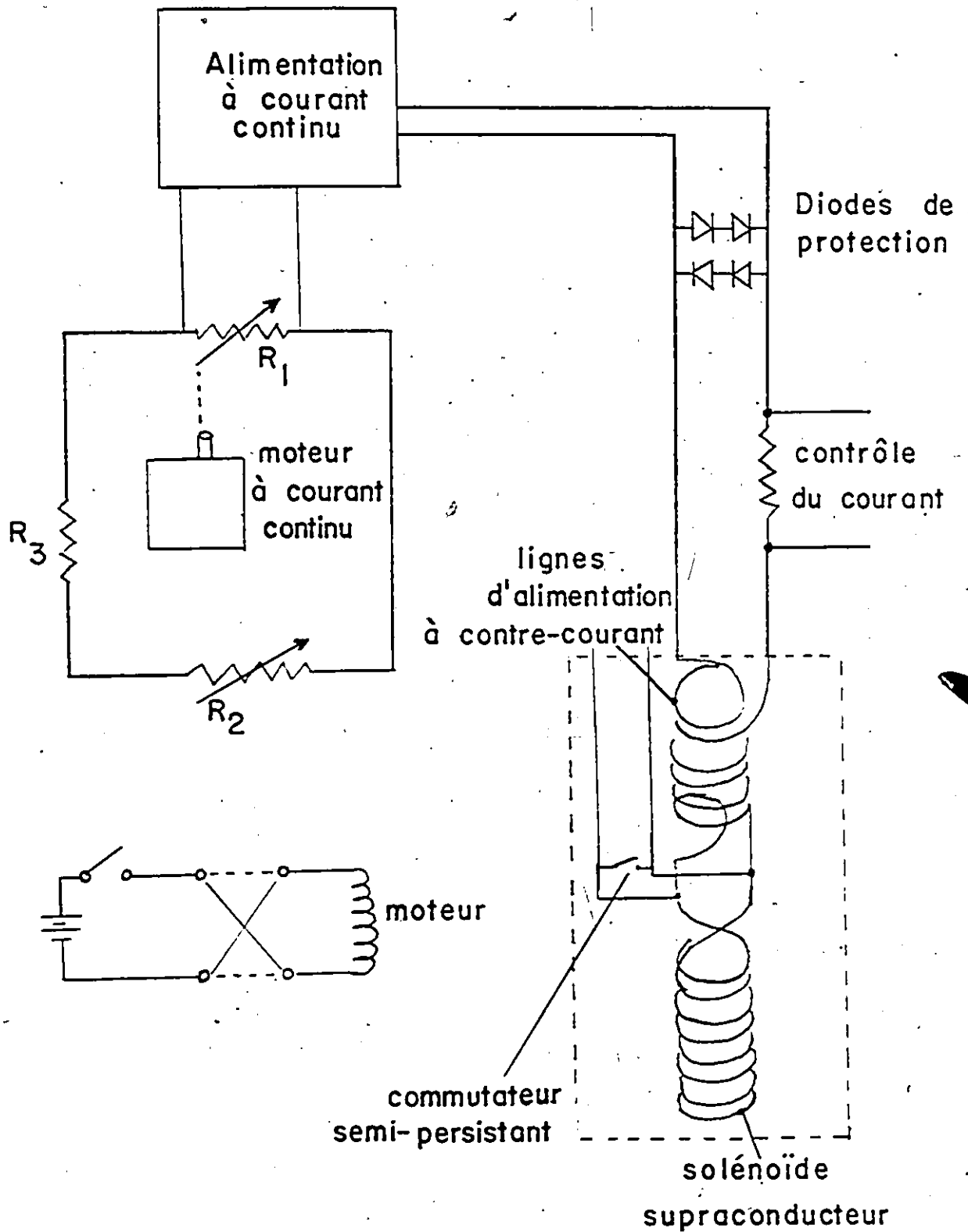


Figure 6. Circuits d'alimentation et de contrôle du taux de croissance du courant.

de croissance du courant. Les lignes d'alimentation à l'entrée du cryostat sont creuses et hélicoïdales afin de permettre l'écoulement de l'hélium gazeux en sens inverse. Ceci assure leur refroidissement tout en permettant la récupération de l'hélium.

Le principal élément du commutateur mécanique fabriqué par Ferranti Packard est une vis et les surfaces de contact sont en indium et en étain. Sa faible résistance de moins de 10^{-5} ohms et la forte inductance de la bobine autorisent l'utilisation de l'aimant dans un mode semi-persistent, de sorte que durant une période de 10^3 secondes, la chute du champ est inférieure à une partie dans 10^3 . La résistance étalon de $(5.00 \pm .02) \times 10^{-4}$ ohms permet une mesure précise du courant. Les diodes de protection de type 70 H 10 A sont fabriquées par International Rectifier. Il est possible de programmer la source d'alimentation c.d. modèle 6260 A de Hewlett Packard en variant une résistance entre deux bornes. Le circuit de la figure 6 a été monté à cette fin. Les résistances R_1 et R_2 sont des résistances variables de 0 à 500 ohms et de 0 à 100 ohms respectivement, tandis que la résistance R_3 est de 30 ohms. La résistance R_1 actionnée par un moteur c.d. réversible change linéairement de 0 à 500 ohms dans une période de 35 minutes. Ceci entraîne un changement de la résistance effective du réseau parallèle et un changement proportionnel du courant provenant de l'alimentation (Figure 7).

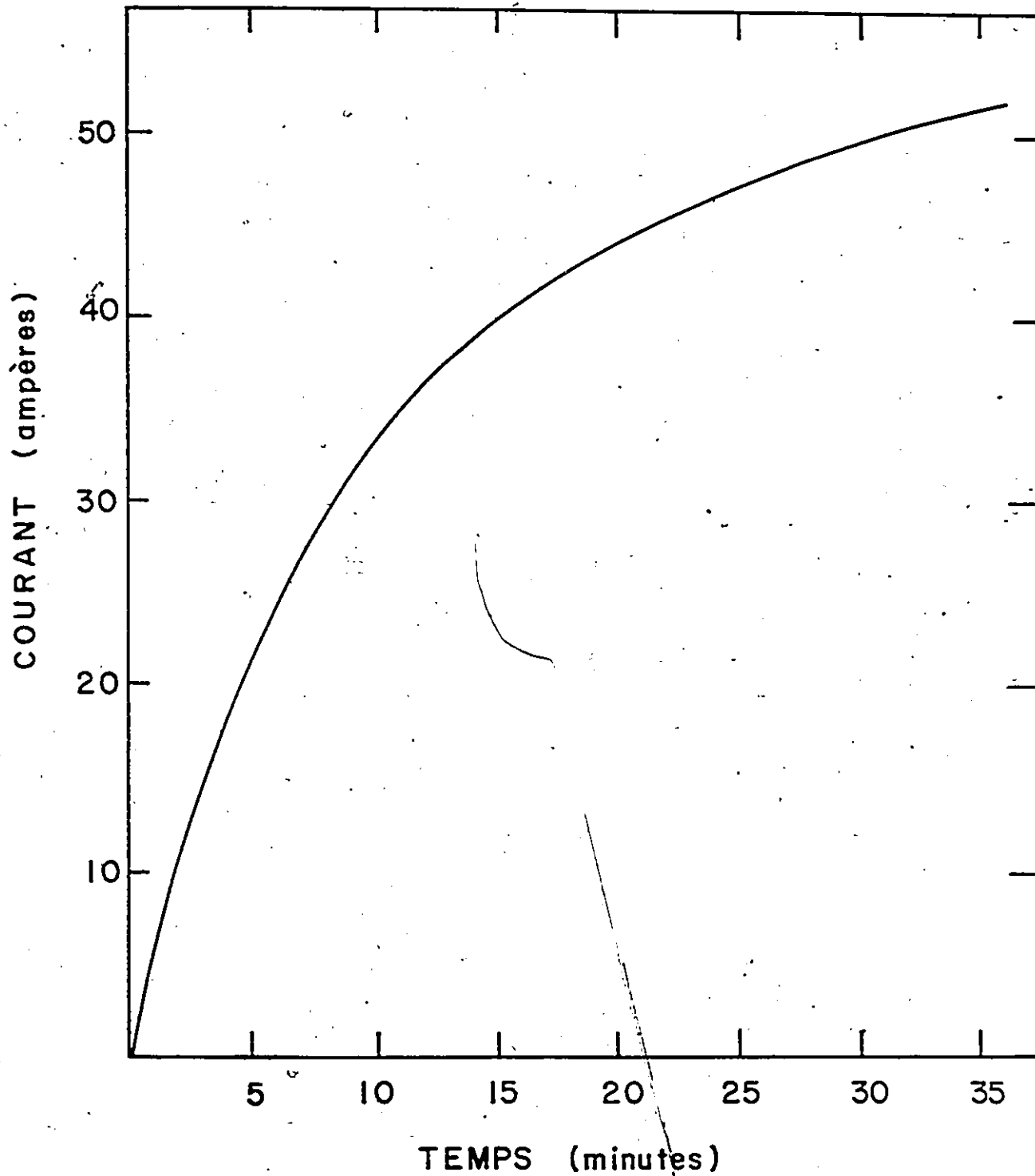


Figure 7. Variation du courant dans la bobine, provoquée par le circuit de contrôle.

D. Montage optique

L'élément principal du montage optique est un monochromateur à réseau de Spex de modèle 1700 3/4 mètre d'une dispersion de 20 \AA/mm ouvert à F/6.8. Deux sources lumineuses sont utilisées: un filament de Nernst de 250 watts ou une lampe quartz iode de 45 watts. Une roue dentée module l'intensité lumineuse à 80 Hz ou à 510 Hz, nous permettant d'utiliser la détection synchrone. À la sortie du spectromètre, un séparateur de faisceau nous donne deux faisceaux lumineux d'une intensité relative de 9 à 1, indépendamment de la longueur d'onde. La polarisation circulaire est obtenue à l'aide d'un polarisateur H.R. et d'un rhombe de Fresnel en verre à indice élevé, construits dans notre laboratoire selon les critères précisés par J.M. Bennet⁵⁰. Le pourcentage de la polarisation circulaire est établi en mesurant l'ellipticité de la polarisation de la lumière à la sortie du rhombe alors que la direction de la rotation est déterminée à l'aide d'une lame quart d'onde⁵¹. Bien que l'indice de réfraction du verre varie lentement avec la longueur d'onde, le pourcentage de la polarisation circulaire reste supérieur à 90% entre 1.2 et 1.6 microns. Ajoutons que chaque miroir placé à la suite du rhombe changera la direction de la polarisation circulaire. Les effets des miroirs et du séparateur de faisceau sur le pourcentage de la polarisation circulaire ont été contrôlés. Pour mesurer la réflectivité et pour effectuer la division, des détecteurs PbS furent utilisés à la température ambiante. L'étalonnage du monochromateur est accompli avant et après chaque expérience avec une lampe au

sodium et la résolution est vérifiée périodiquement en mesurant la largeur à mi-hauteur de la raie d'un laser HeNe. Les longueurs d'ondes enregistrées automatiquement ont été transformées en énergies à l'aide du facteur 1.23947 μeV qui tient compte de l'indice de réfraction de l'air à 1.5 μ .

Plusieurs dispositifs ont été suggérés pour moduler la longueur d'onde. Entre autres, la vibration de la fente d'entrée ou la vibration d'un miroir dans le spectromètre donne la dérivée de l'intensité de la lumière par rapport à un déplacement horizontal x . La dérivée de l'intensité par rapport à la longueur d'onde est proportionnelle à celle-ci:

$$\frac{dI}{d\lambda} = \frac{dI}{dx} \frac{dx}{d\lambda} \quad (38)$$

$dx/d\lambda$, l'inverse de la dispersion du monochromateur change très lentement en fonction de la longueur d'onde de sorte qu'on peut le supposer constant. Pour réaliser la modulation, nous avons choisi une méthode ingénieuse due à Drews⁵² et illustrée à la figure 8. Elle utilise le déplacement latéral d , d'un faisceau lumineux incident à un angle i sur une lame de verre d'une épaisseur e . Il est facile de montrer que le déplacement d est donné par:

$$d = e \sin i \{ 1 - \cos i / (n^2 - \sin^2 i)^{1/2} \}, \quad (39)$$

où n est l'indice de réfraction du verre. La modulation est produite lorsque l'on fait vibrer la lame horizontalement à l'aide d'une came. La lame fut placée dans le spectromètre près de la fente d'entrée. En plus d'être facile à réaliser,

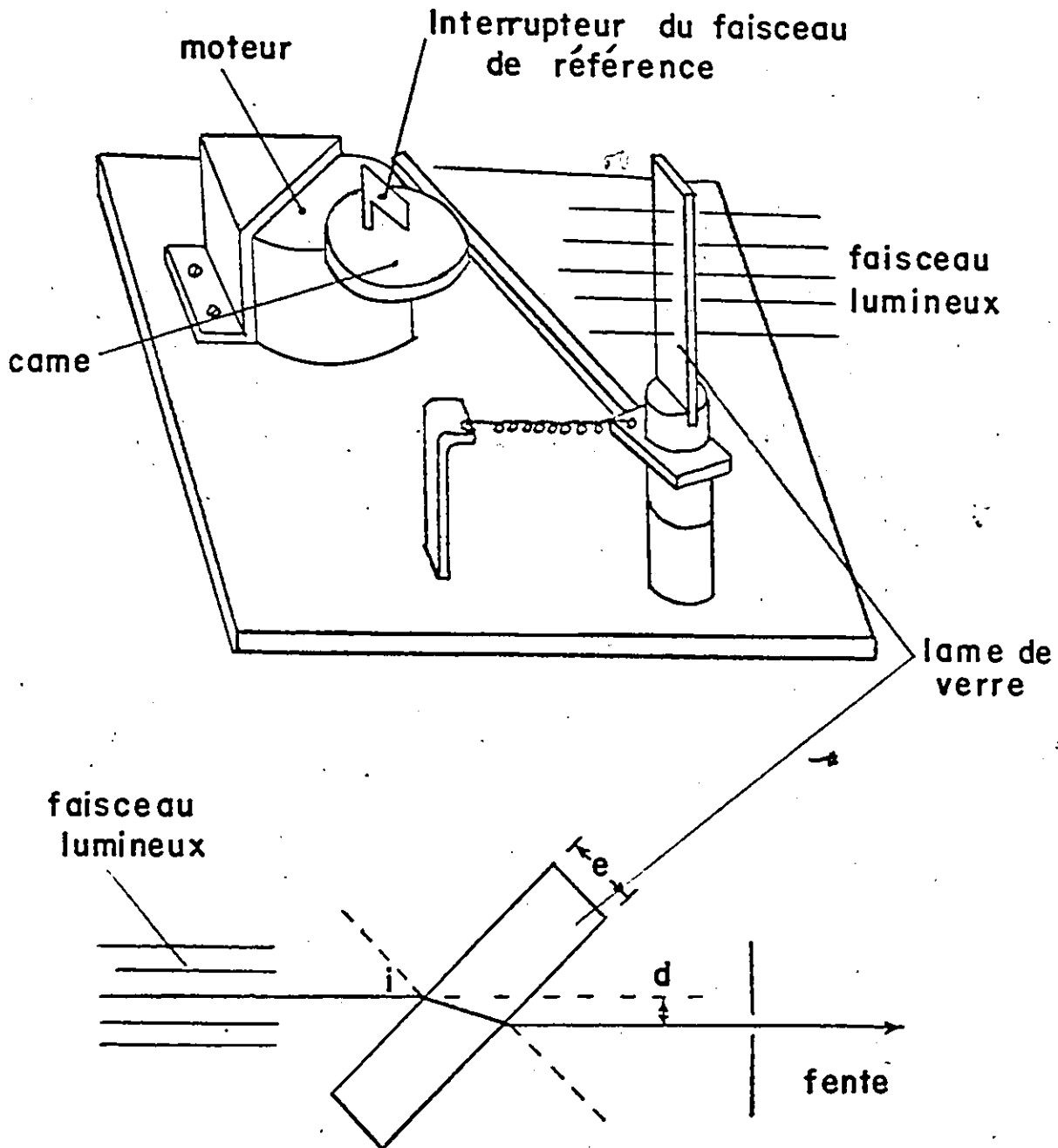


Figure 8. Schéma illustrant le dispositif utilisé pour moduler la longueur d'onde.

cette méthode est intéressante car les modulations parasites de l'intensité ou de la polarisation sont faibles. Cardona⁵³ évalue l'effet de l'amplitude finie de la modulation et l'effet de la résolution sur la dérivée mesurée. Ces effets sont proportionnels à $(\Delta\lambda)^2$. Une autre question d'intérêt est le contenu harmonique de la variation de la longueur d'onde. Le problème est difficile à traiter exactement car nous ne connaissons pas la forme précise de la came. Cependant, un calcul approximatif nous montre que la première harmonique est une bonne approximation de la variation. Ainsi, nous pouvons considérer que la longueur d'onde varie selon

$$\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda \cos \Omega t, \quad (40)$$

si la came tourne à la fréquence Ω .

E. Méthodes de mesure

a) Mesure et division du photocourant.

Toutes les mesures de la photoconductivité furent effectuées en alternatif en modulant mécaniquement l'intensité lumineuse. Cette méthode nous permet de monter notre échantillon dans un circuit simple, en série, avec une résistance (à faible bruit) de grandeur comparable et avec une pile au mercure. De plus, elle nous permet d'utiliser la détection et l'amplification synchrone. Les mesures en continu sont plus difficiles car elles nécessitent l'utilisation d'un pont pour éliminer la tension. Les ponts balancés dans le noir pré-

sentent souvent des problèmes de dérive lorsque les échantillons ont une impédance élevée et les potentiomètres requis sont une source additionnelle de bruit.

La partie supérieure de la figure 9 illustre le montage. À la sortie du spectromètre, le faisceau est séparé en deux dans la proportion de 9 à 1; le faisceau le plus intense est incident sur l'échantillon. Le signal S_1 détecté par l'échantillon photoconducteur est

$$S_1 = K_1 I (\lambda_0) \text{Rep} (\lambda_0) \{a + b \cos \omega t\} \quad (41)$$

où K_1 est une constante et $I (\lambda_0)$ est l'intensité lumineuse; $\text{Rep} (\lambda_0)$ représente la réponse spectrale de l'échantillon à la longueur d'onde λ_0 et ω désigne la fréquence de la modulation mécanique. a et b donnent le contenu harmonique de l'onde modulée. En pratique, a et b seront approximativement égaux à $\frac{1}{2}$ si nous plaçons la roue dentée à un endroit où la distance entre les pales est comparable à la largeur du faisceau. Le deuxième faisceau est incident sur un détecteur PbS; comme la réponse spectrale de celui-ci est presque constante, nous n'en tiendrons pas compte pour l'instant. Donc il donne un signal,

$$S_2 = K_2 I (\lambda_0) \{a + b \cos \omega t\} \quad (42)$$

Les amplificateurs synchrones accordés à la fréquence ω redressent aux demi-alternances et donnent des signaux en continu

$$S_1' = K_1' I (\lambda_0) \text{Rep} (\lambda_0) \quad (43)$$

et

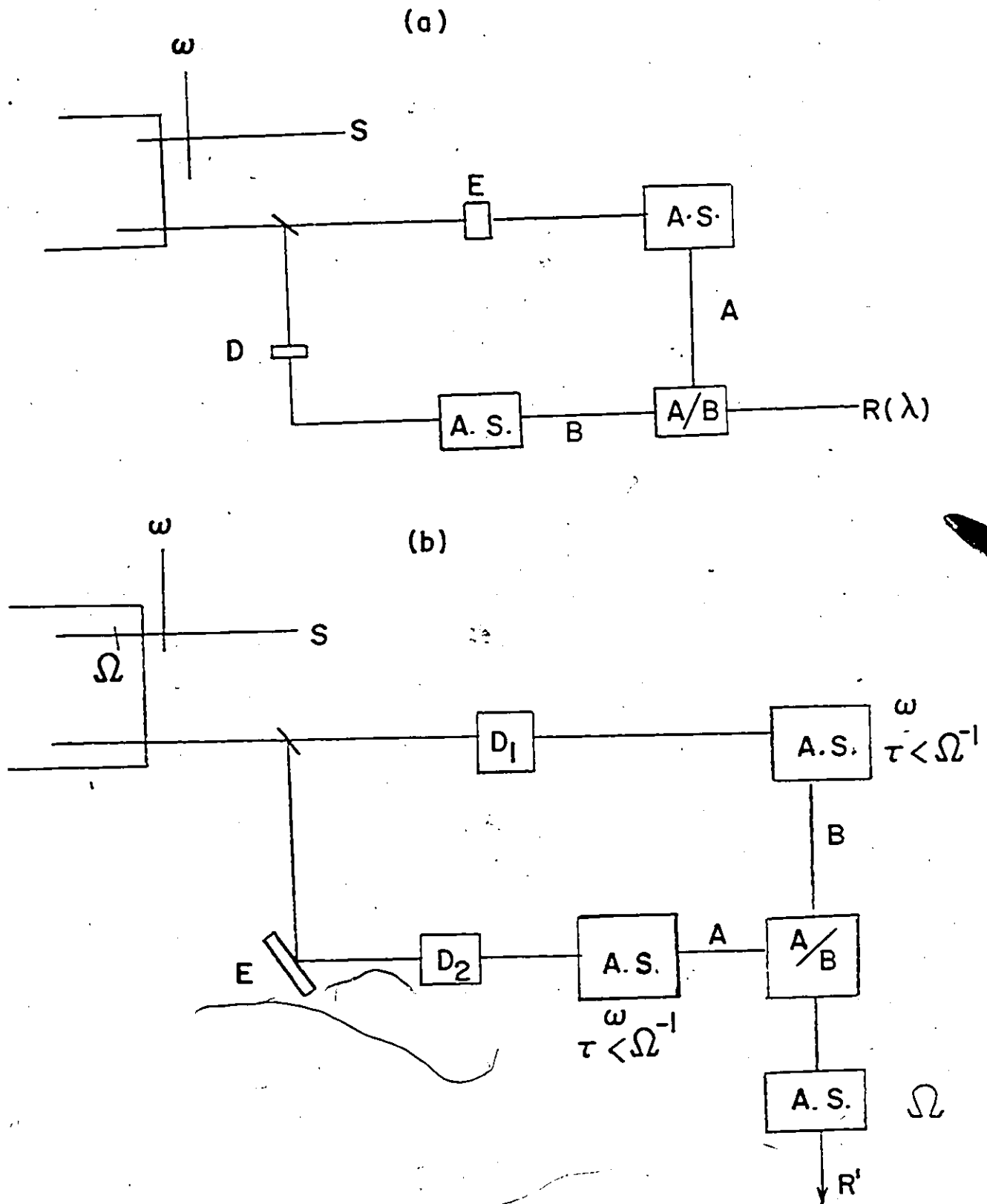


Figure 9. Schéma illustrant le montage utilisé pour effectuer la mesure et la division du photocourant (a) et la mesure et la division de la réflectivité modulée (b). S: source lumineuse, D: détecteur, A.S. amplificateur synchrone.

$$S_2' = K_2' I(\lambda_0) \quad (44)$$

S_1' est ensuite divisé par S_2' et nous obtenons un signal proportionnel à la réponse spectrale de l'échantillon $Rep(\lambda_0)$. Les amplificateurs synchrones de la figure 9 sont l'amplificateur Par 220 dans la branche de l'échantillon et l'amplificateur Par 122 dans la branche du détecteur tandis que le diviseur Par 230 est utilisé.

La figure 10 démontre la nécessité d'avoir recours à la division. Sur le premier spectre, la structure du GaSb est masquée par la forte bande d'absorption de la vapeur d'eau entre 1.35 et 1.45 microns. Sur le spectre divisé, l'influence de la vapeur d'eau est à peine perceptible. La croissance monotone du signal divisé provient de la chute lente de la réponse du détecteur PbS. Enfin, soulignons que la polarisation n'était pas identique pour les deux spectres, ce qui explique certaines différences.

b) Mesure de la réflectivité modulée en longueur d'onde et méthode de division

Dans la section précédente, nous avons vu qu'il était relativement facile d'éliminer l'influence des structures apparaissant dans l'intensité lumineuse. Cela est beaucoup plus difficile en modulation de longueur d'onde car les structures provenant de la source, de l'absorption par le CO_2 ou la vapeur d'eau et de la réponse du détecteur représentent un problème majeur. À cause de cette difficulté, la modulation de la longueur d'onde a été très peu utilisée

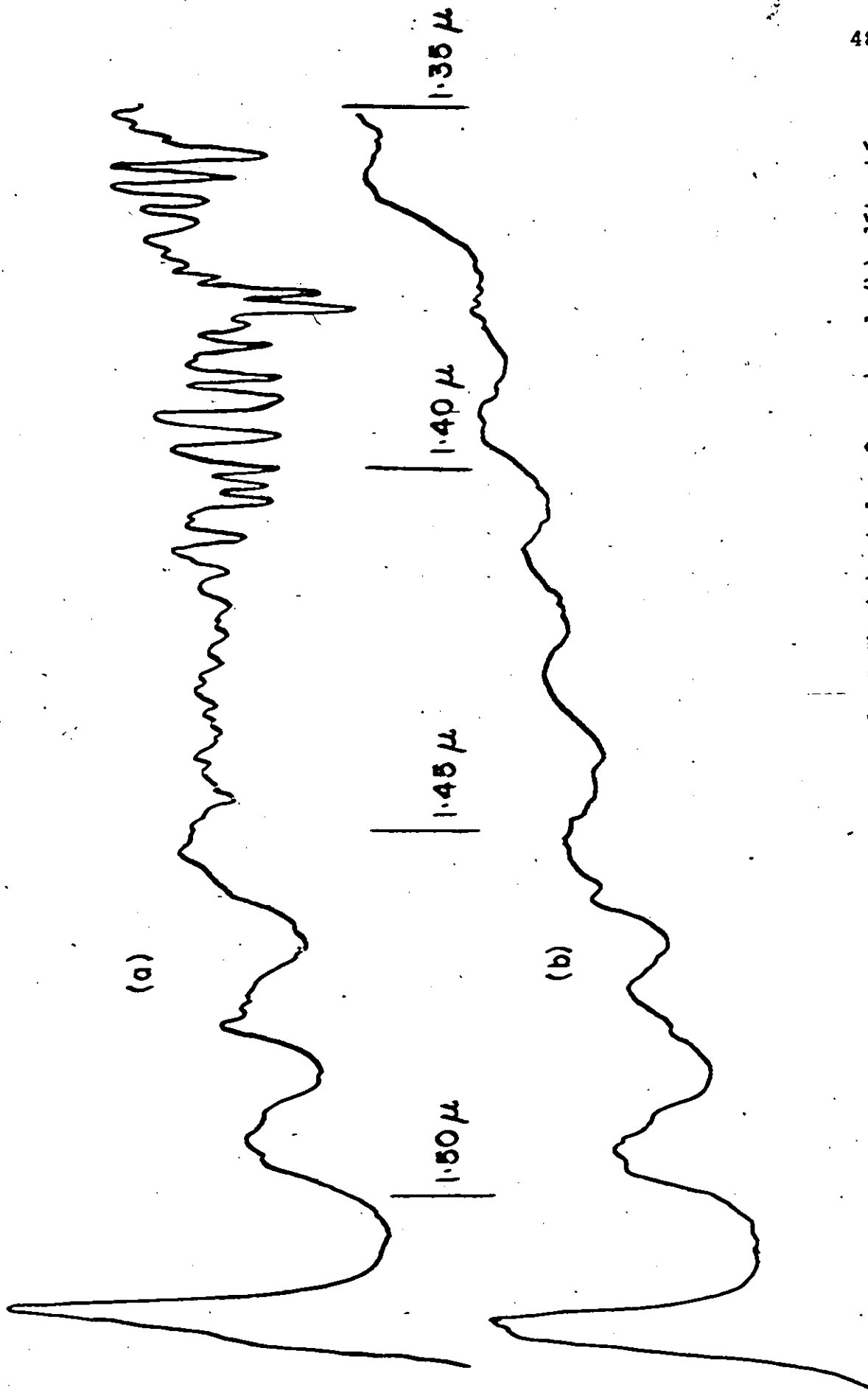


Figure 10. Spectre typique du photocourant du Gasb (a) et le même signal (b) détecté et divisé à l'aide du montage de la figure 9 (a).



antérieurement même si elle présente d'autres avantages. Les méthodes proposées pour remédier à ce problème sont très complexes et exigent parfois des composantes optiques et des photomultiplicateurs identiques ou des détecteurs parfaitement linéaires. À titre d'exemple, une méthode récemment proposée par Shaklee et Rowe⁵⁴ exige deux servo-mécanismes pour contrôler les gains de P.M. Ceux-ci introduisent certainement du bruit.

Si la longueur d'onde est modulée à la fréquence Ω avec le mécanisme décrit précédemment, la lumière réfléchie d'un échantillon sur un détecteur donnera un signal

$$S = K I (\lambda_0 + \Delta\lambda \cos \Omega t) R (\lambda_0 + \Delta\lambda \cos \Omega t), \quad (45)$$

où R est la réflectivité de l'échantillon. La formule de Taylor donne alors,

$$\begin{aligned} S &= \{I(\lambda_0) + \Delta\lambda \cos \Omega t I'(\lambda_0) + \dots\} \{R(\lambda_0) + \\ &\quad \Delta\lambda \cos \Omega t R'(\lambda_0) + \dots\}, \\ &= I(\lambda_0) R(\lambda_0) + \Delta\lambda \cos \Omega t \{I'R + IR'\} + (\Delta\lambda)^2 \\ &\quad (\cos \Omega t)^2 I'R' + \dots \end{aligned} \quad (46)$$

Si nous détectons à la fréquence de la modulation Ω , le signal sera proportionnel à $I'R + IR'$ et il est très difficile d'éliminer le terme $I'R$. Les méthodes existantes visent effectivement à soustraire directement ou indirectement ce facteur.

Nous avons considéré la possibilité de résoudre ce problème à partir de l'équation (45) en détectant S dans sa

totalité. Un détecteur indépendant pourrait alors détecter

$$S_1 = K_1 I (\lambda_0 + \Delta\lambda \cos \Omega t) \quad (47)$$

et la division de S par S_1 donnerait $R (\lambda_0 + \Delta\lambda \cos \Omega t)$. Cependant, il est difficile de détecter S_1 et S car ces signaux sont des tensions alternatives superposées à des tensions continues et en plus, ils s'ajoutent à la tension continue nécessaire aux photodétecteurs. Nous pouvons écarter cette dernière en plaçant le détecteur dans un pont, mais nous retrouvons alors les difficultés engendrées par la dérive intrinsèque. Ce problème est le même que celui d'effectuer la mesure de la photoconductivité en continu. Cette similitude nous suggéra d'y apporter la même solution en ajoutant une modulation mécanique de l'intensité lumineuse à l'aide d'une roue dentée. La figure 9b illustre le montage adopté. Ainsi S et S_1 sont multipliés par $a + b \cos \omega t$ et la lumière est à la fois modulée à la fréquence Ω et à la fréquence ω . Si $\omega \gg \Omega$, un amplificateur synchrone accordé à la fréquence ω , avec une constante de temps $T < \Omega^{-1}$, redresse aux demi-alternances à la fréquence 2ω , mais retransmet la modulation plus lente à la fréquence Ω . L'amplificateur synchrone Par 220 remplit très bien cette fonction car il ne comprend pas d'amplificateur sélectif; celui-ci agit souvent sur les composantes de Fourier d'un signal. Dans ce cas, les termes en $\cos \Omega t \cdot \cos \omega t$ sont considérés comme des termes en $\cos (\omega - \Omega)t$ et en $\cos (\omega + \Omega)t$ et sont atténués si l'ampli est accordé à la fréquence ω . Cette atténuation

fausserait la détection. Ainsi, les amplificateurs synchrones sans ampli sélectif éliminent la modulation ω et donnent des signaux proportionnels à S et à S_1 respectivement. Le diviseur établit alors le rapport S/S_1 , ce qui donne $R(\lambda_0 + \Delta\lambda \cos \Omega t)$. De la formule de Taylor, on obtient:

$$R(\lambda_0 + \Delta\lambda \cos \Omega t) = R(\lambda_0) + \Delta\lambda \cos \Omega t R'(\lambda_0) + \dots \quad (48)$$

Une détection synchrone à la fréquence Ω nous donne alors le résultat recherché, c'est à dire $R'(\lambda_0)$.

La figure 11 illustre un test exécuté pour mettre la méthode à l'épreuve. La première courbe démontre le spectre enregistré alors que la lumière modulée traverse une solution de trichloroéthylène. Ensuite, nous plaçons une solution de trichloroéthylène et de benzène à la position de l'échantillon et le spectre observé correspond à la deuxième courbe. Enfin, nous ajoutons une solution de benzène dans la deuxième branche et réalisons le montage schématisé à la figure 9b afin d'obtenir le troisième spectre. Nous retrouvons les structures observées sur la première courbe et les structures du benzène qui étaient importantes sur la deuxième courbe ont presque totalement disparu sur la troisième.

À la figure 12, nous présentons des spectres de la photoconductivité modulée en longueur d'onde sans division et avec division. La forte structure due à la vapeur d'eau a presque totalement disparu mais le diviseur introduit du bruit.

Cette méthode que nous avons développée en vue de divi-

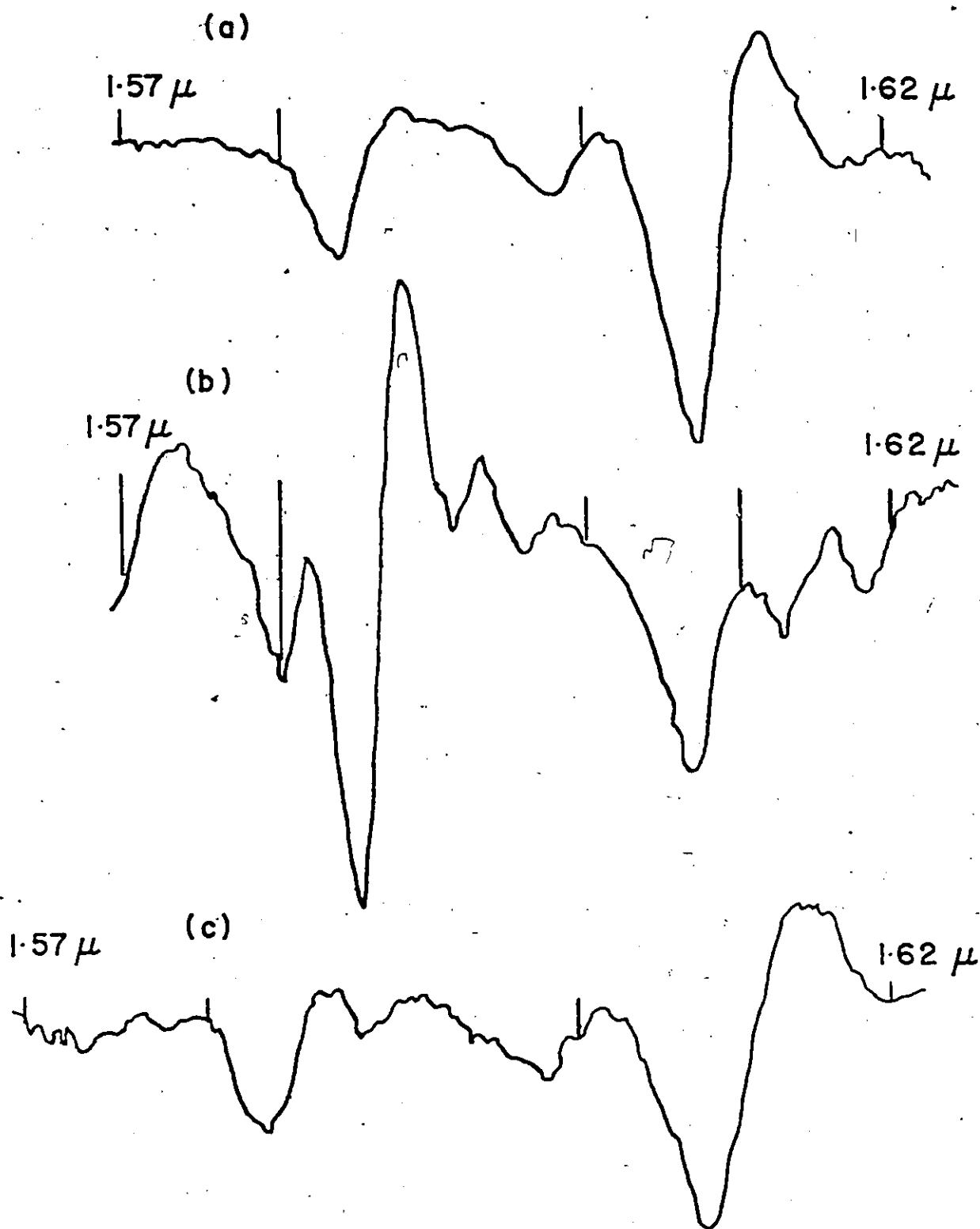


Figure 11. Spectre de transmission de la trichloroéthylène (a) d'une solution de trichloroéthylène et de benzène. (b). En (c) le spectre de transmission d'une solution de trichloroéthylène et de benzène est divisé par le spectre de transmission de benzène à l'aide du montage de la figure 9 (b).

GaSb

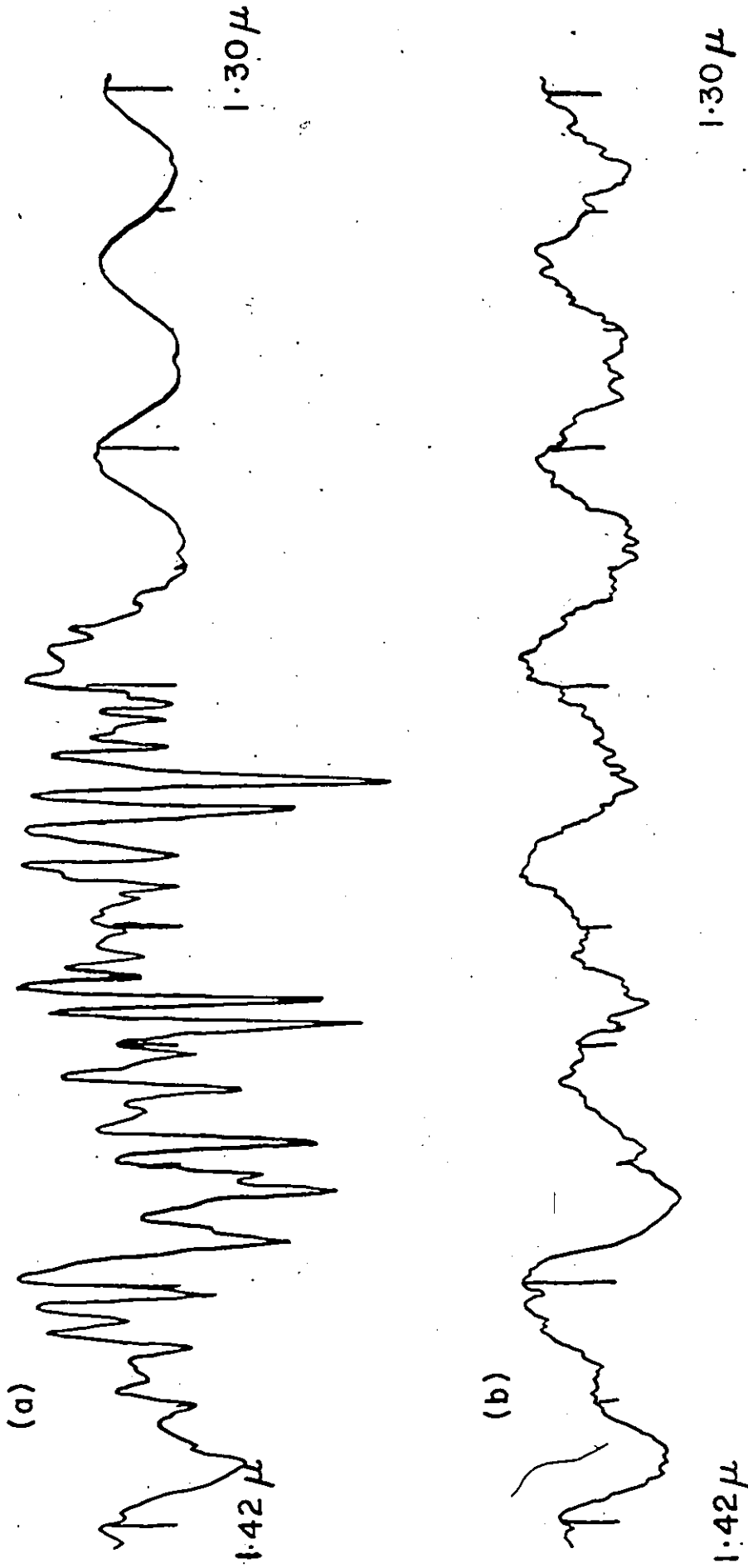


Figure 12. Spectre du photocourant modulé en longueur d'onde, sans division (a) et avec division (b).

ser les signaux modulés en longueur d'onde est très prometteuse. Les tests décrits ne sont cependant pas tout à fait concluants, car les rapports $\Delta T/T$ et $\Delta I_p/I_p$ correspondant aux figures 11 et 12 sont de l'ordre de 10^{-2} . À cause de l'électronique et plus particulièrement du diviseur disponible, nous n'avons pas pu diviser en réflectivité modulée alors que $\Delta R/R < 10^{-3}$, mais un meilleur équipement permettrait d'améliorer cet aspect.

Chapitre V

Etude expérimentale de la photoconductivité du
GaSb en présence d'un champ magnétique.

Dans ce chapitre, nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus en mesurant le photocourant du GaSb en présence d'un champ magnétique. En particulier, nous étudierons le photocourant tout en variant le traitement de la surface. Les résultats expérimentaux seront comparés aux résultats obtenus par Uchinokura et Fan¹¹ et par Reine, Aggarwal et Lax^{6,7}. Des calculs effectués à l'aide de la théorie de Pikus et Bir⁵⁵ indiquent que les résultats de Reine et al. sont influencés par une contrainte résiduelle. Nos résultats seront également comparés à la théorie de Pidgeon et Brown⁸ en vue d'obtenir les paramètres pertinents et nous discuterons de l'influence des excitons.

A. Photoconductivité des échantillons partiellement oxydés.

Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons les résultats obtenus avec les échantillons partiellement oxydés. Cette oxydation non voulue survenait lors du montage des échantillons. À cause de la complexité du montage, un intervalle de quinze minutes s'écoulait entre le décapage et l'obtention d'un vide primaire dans la chambre expérimentale. Les observations indiquent que la surface subissait des modifications durant cette période de contact avec l'air. Les échantillons étaient refroidis sous vide et l'hélium gazeux n'était introduit qu'à la fin du refroidissement pour minimiser

sa pénétration dans les échantillons. Une pression de 1 cm de Hg suffisait à maintenir les échantillons à une température voisine de 4.2 K. Ces échantillons étaient fixés à l'aide d'une graisse blanche Silicone, DC-Z9, vendue par G.C. Electronics.

a) Résultats

Le spectre A de la figure 13 illustre les résultats obtenus dans les conditions précitées. Toutes les mesures présentées furent effectuées dans la configuration Faraday, la lumière incidente étant perpendiculaire à la surface $\langle 111 \rangle$. Sur la même figure, nous avons tracé le spectre B enregistré par Uchinokura et Fan¹¹ à 1.7 K en présence d'un champ de 40 kG. Le cristal est monté dans la configuration Faraday et la lumière est incidente sur la surface $\langle 110 \rangle$. Sur le spectre A, le rapport signal sur bruit est approximativement de 100 à 1 et ainsi, toutes les petites oscillations sont réelles. Remarquons que les oscillations ayant une période reliée à l'énergie des phonons optiques longitudinaux sont prédominantes dans B mais à peine perceptibles dans A. Cependant, les petites oscillations, liées aux structures de Landau, sont plus nombreuses et plus faciles à localiser sur le spectre A. Notons aussi la forte structure excitonique près de la bande interdite sur le spectre A. Cette structure est associée au complexe exciton-impureté $\beta^{1,2}$.

À la suite d'Uchinokura et Fan nous portons les minimums des oscillations en fonction du champ magnétique (Figure 14). Comme ces auteurs, nous observons des transitions séparées

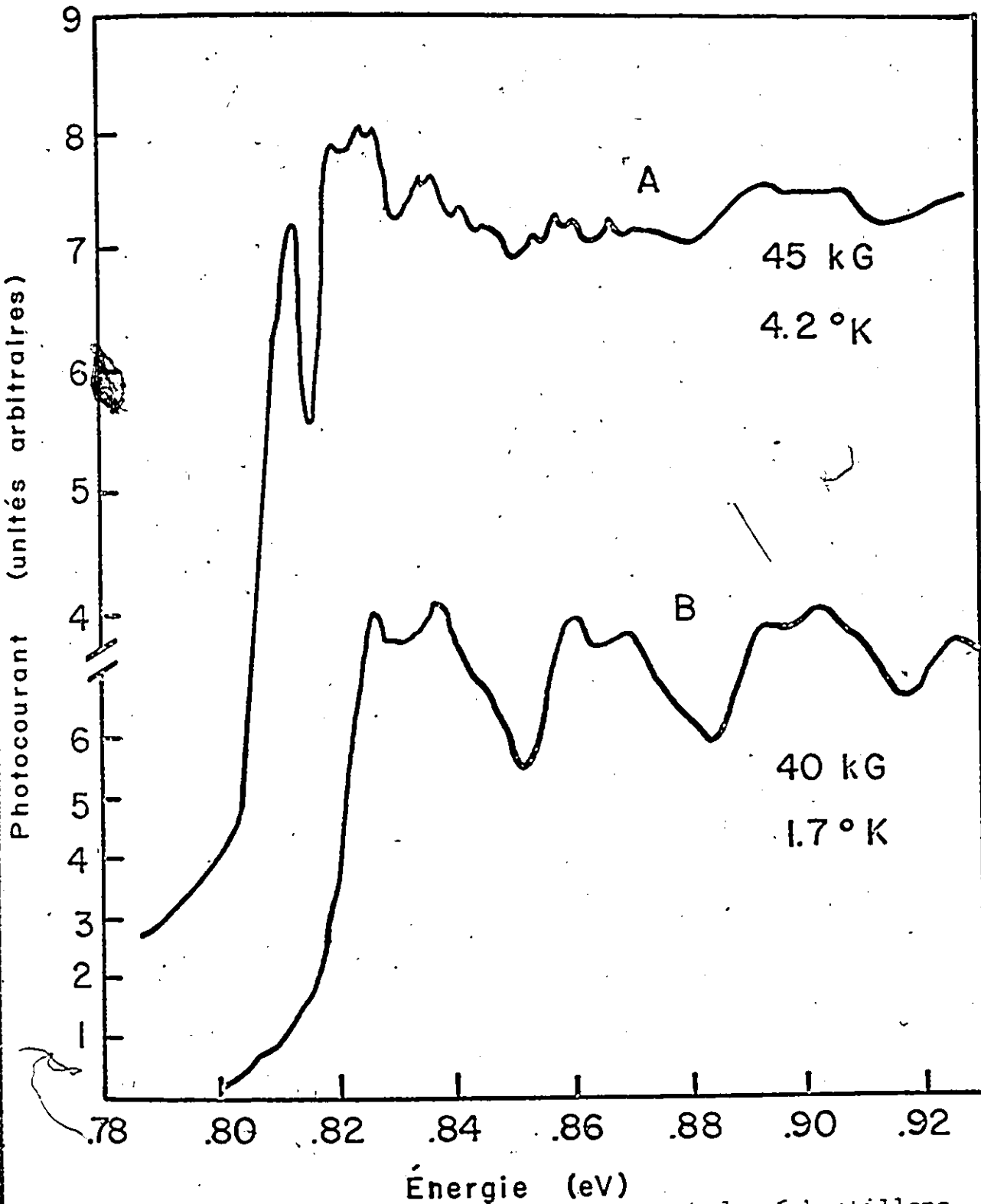


Figure 13. Spectre du photocourant des échantillons partiellement oxydés (A) lorsque $\vec{S} // \vec{B} // [111]$, $B = 45 \text{ kG}$, $T = 4.2 \text{ K}$. Le spectre (B) est tiré de la référence 11 et correspond à $\vec{E} \perp \vec{B}$, $\vec{B} // [110]$, $T = 1.7 \text{ K}$.

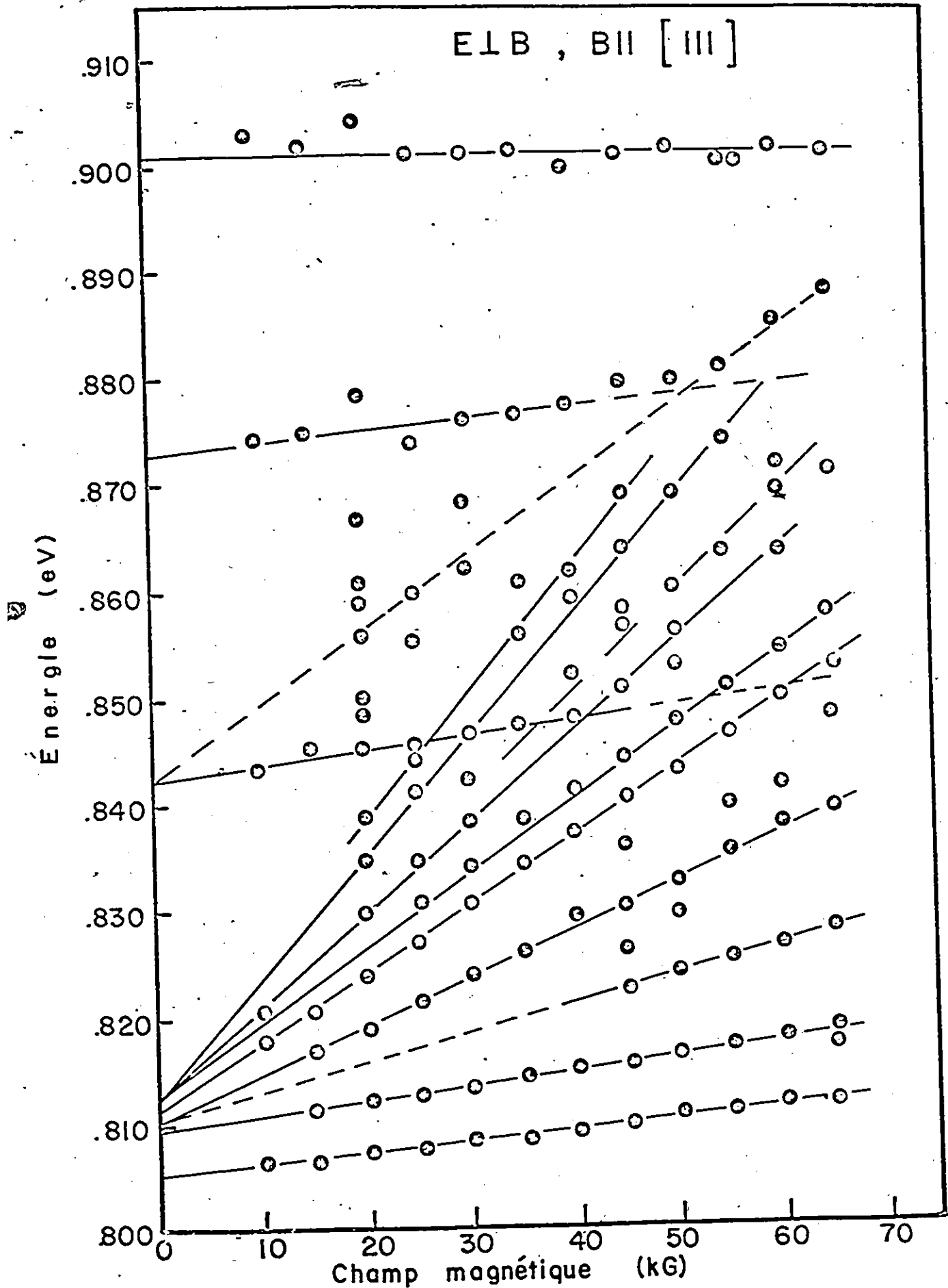


Figure 14. L'énergie des minimums du photocourant d'un échantillon partiellement oxydé est portée en fonction du champ magnétique. $E \perp B$, $B // [111]$, $T = 4.2$ K.

approximativement par l'énergie $\left(1 + \frac{m_c}{m_{hh}}\right)h\omega_q$ et des transitions de Landau originaires d'une énergie près de la bande interdite à champ nul. Contrairement à Uchinokura et Fan, aucune transition de Landau ne provient des énergies multiples de l'énergie du phonon LO. Notons aussi que les transitions qui convergent vers l'énergie de la bande interdite à champ nul ne semblent pas, à première vue, provenir d'une énergie unique. Le même échantillon fut étudié en polarisations circulaires gauche et droite et l'énergie des maximums est portée en fonction du champ magnétique aux figures 15 et 16 respectivement. Tel que prévu par la théorie de la magnéto-optique, le nombre de transitions observées est plus faible. La somme des transitions observées dans les figures 15 et 16 devrait correspondre aux transitions observées à la figure 14. De même, leurs positions doivent coïncider. Nous retrouvons sur la figure 14 les transitions de la figure 15, mais pour la polarisation circulaire droite, l'accord est moins bon.

Plusieurs expériences furent accomplies en vue d'améliorer la qualité des résultats et nous avons observé que ceux-ci n'étaient pas totalement reproductibles. D'une expérience à l'autre, l'amplitude des oscillations de Landau variait par rapport à l'amplitude des oscillations associées aux phonons. Ainsi, la position exacte des structures observées changeait. Les résultats présentés sur la figure 17 illustrent cette variation. Pour cet échantillon, l'influence des phonons était à peine perceptible et les transitions de Landau ne

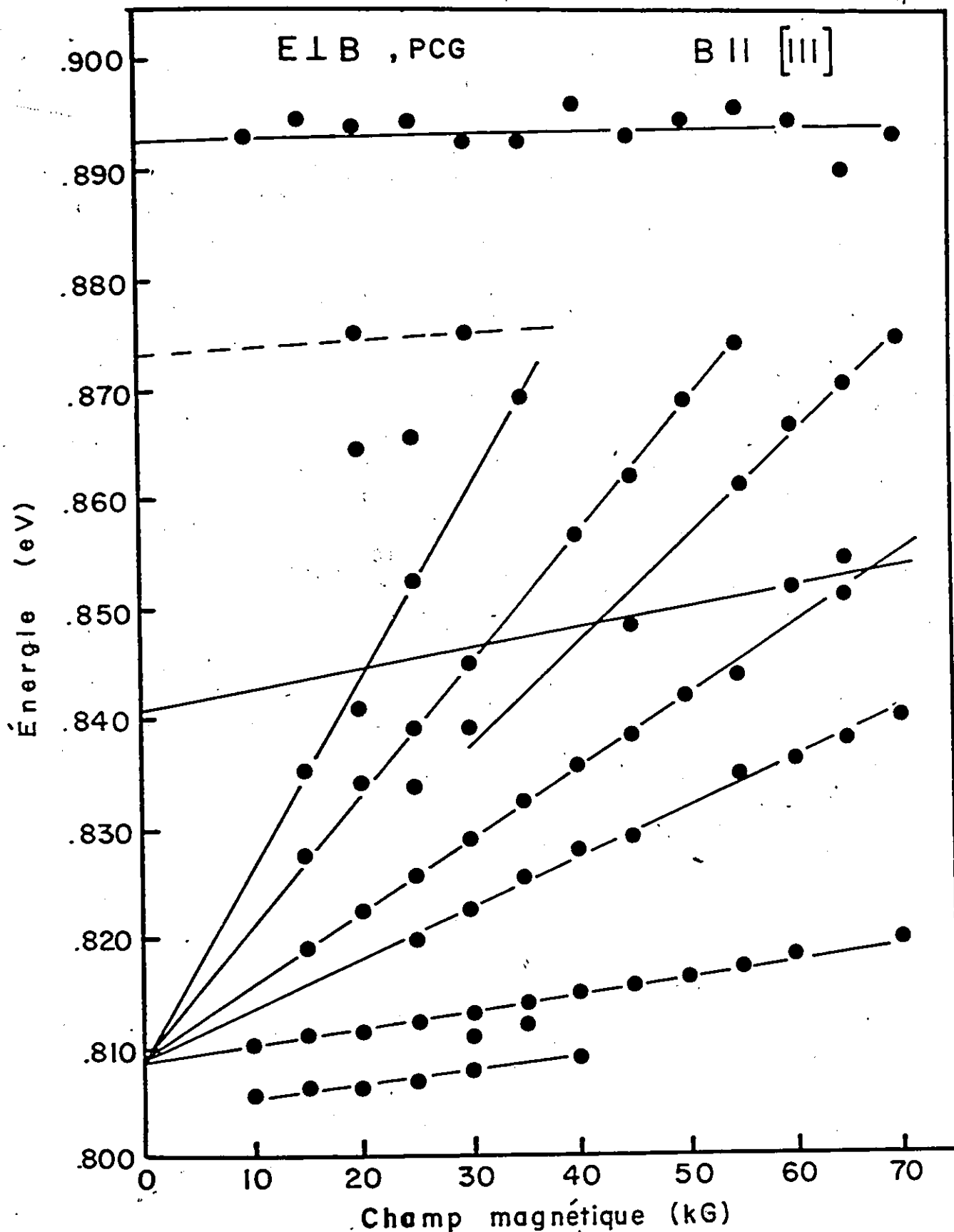


Figure 15. L'énergie des minimums du photocourant d'un échantillon partiellement oxydé est portée en fonction du champ magnétique. $\vec{E} \perp \vec{B}$, PCG, $\vec{B} // [111]$, $T = 4.2$ K.

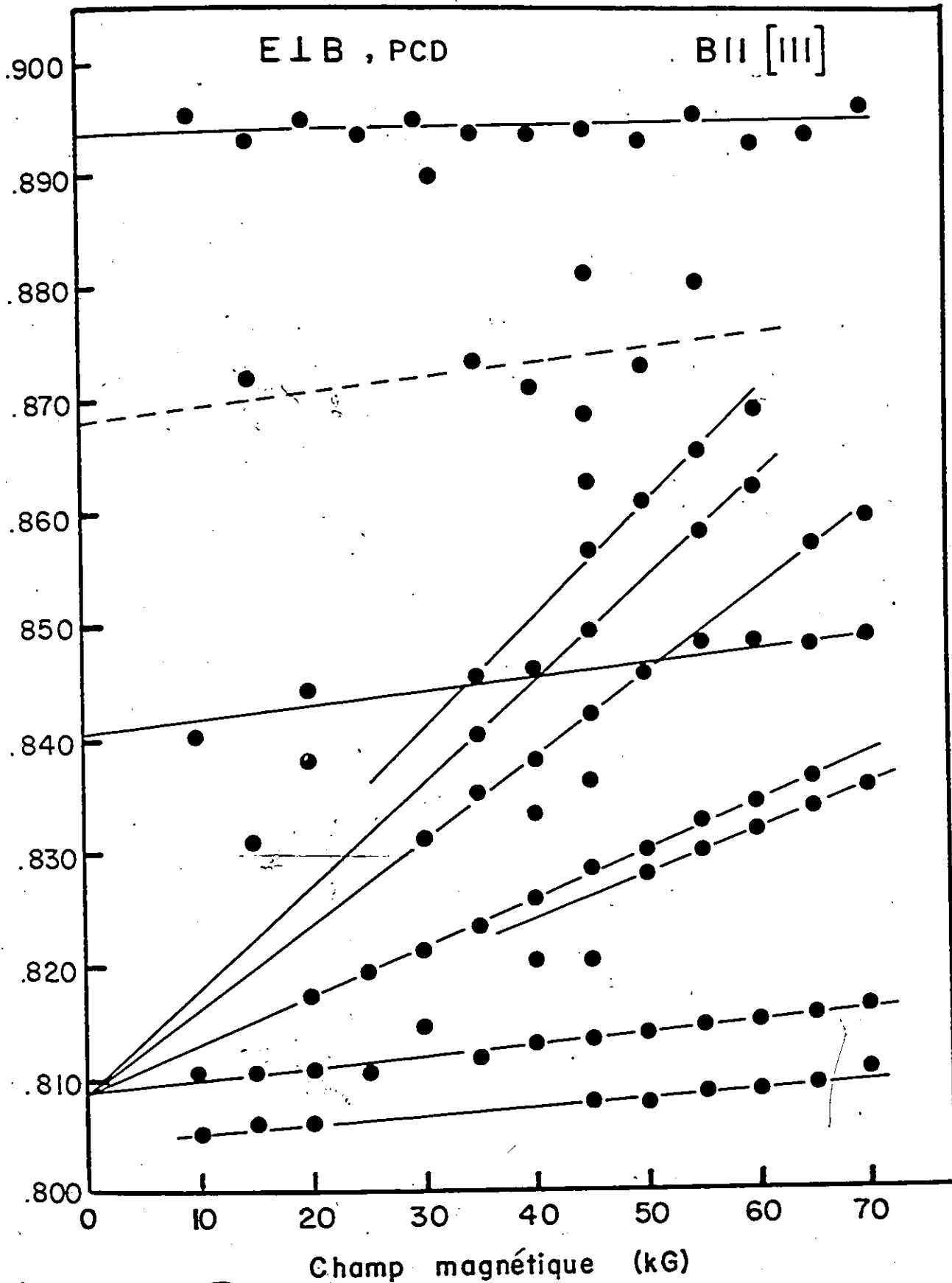


Figure 16. L'énergie des minimums du photocourant d'un échantillon partiellement oxydé est portée en fonction du champ magnétique. $E \perp B, PCD$, $B // [111]$. $T = 4.2$ K.

GaSb $\langle 111 \rangle$ $\vec{S} \parallel \vec{B}$ $\vec{E} \perp \vec{B}$
 $T = 4.2 \text{ }^\circ\text{K}$

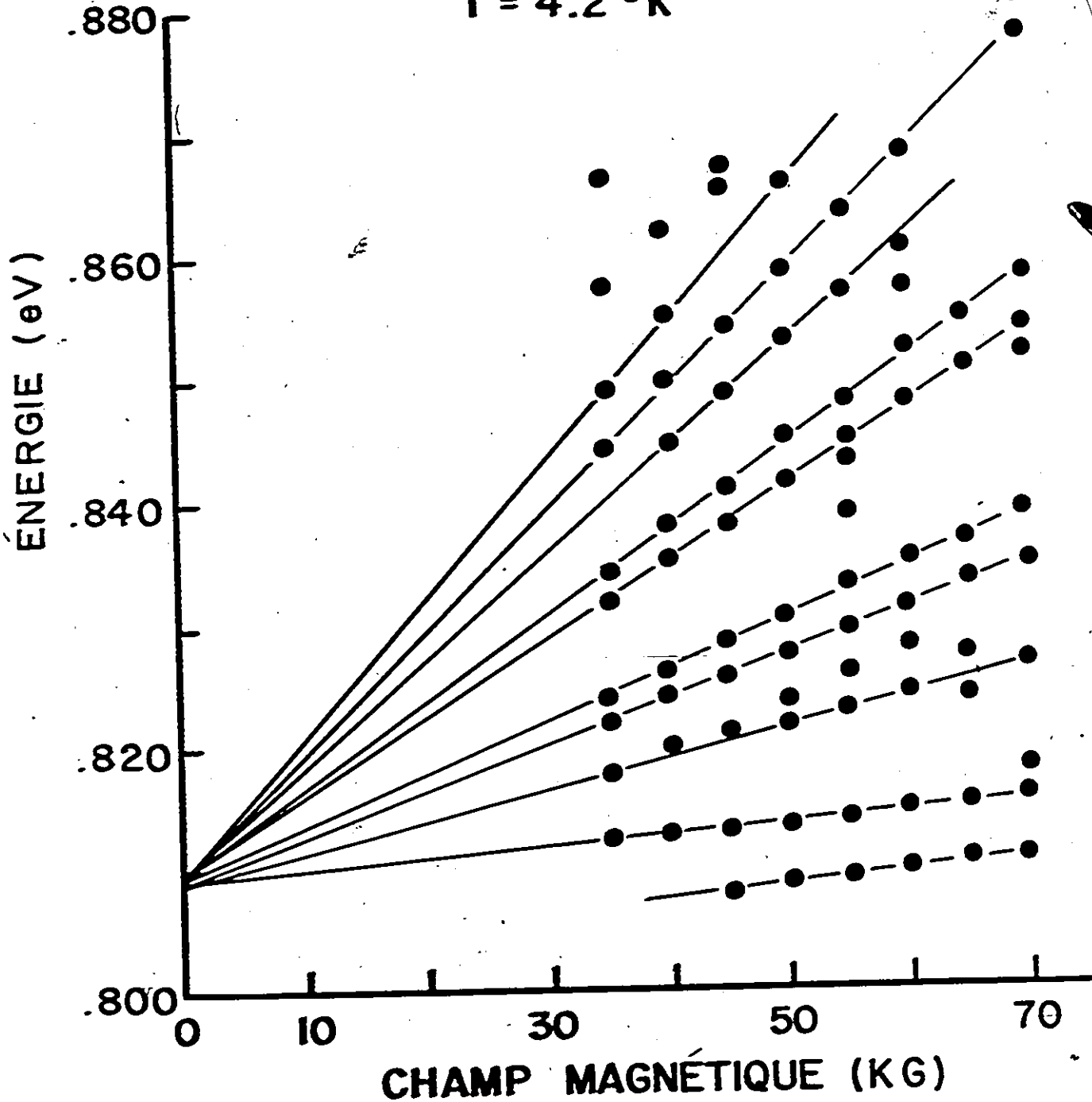


Figure 17. L'énergie des minimums du photocourant d'un échantillon partiellement oxydé est portée en fonction du champ magnétique. $\vec{E} \perp \vec{B}$, $B \parallel [111]$, $T = 4.2 \text{ K}$.

coïncidaient pas avec celles de la figure 14.

Une série d'expériences furent accomplies dans le but de déterminer le ou les facteurs responsables des inconsistances mentionnées dans la section précédente. À l'instar d'Edwards et Lazzazera⁴⁰, nous avons monté les échantillons sans contrainte. Toutefois, les résultats obtenus étaient encore inconsistants. Nous avons alors entrepris d'améliorer l'état de la surface. Ceci eut un effet marqué et l'aboutissement de cette recherche sera présenté dans la section suivante du chapitre.

b) Discussion

À la suite d'Uchinokura et Fan, nous avons choisi de porter les minimums en fonction du champ magnétique. Ce choix est certainement valable pour les oscillations associées aux phonons mais n'est pas aussi évident pour les structures de Landau. Ainsi, nous avons également porté les maximums en fonction du champ magnétique et les résultats sont semblables, le lieu d'origine étant le même alors que la transition est quelque peu décalée en fonction du champ. Comme auparavant, les résultats ne sont pas totalement reproductibles. En plus de l'influence de la contrainte et de l'état de la surface, le chevauchement des oscillations de Landau sur les oscillations associées aux phonons provoque probablement un déplacement apparent des structures de Landau. Nous avons repris les calculs d'Uchinokura et Fan qui visent à associer les structures observées aux niveaux de Landau tout en incorporant l'émission rapide des phonons IO. Le

grand nombre de transitions permises dans un tel schéma et les incertitudes expérimentales relativement fortes à cause des inconsistances ne nous permettent pas de tirer de conclusions de ce calcul.

Le modèle de Fan impose la condition $\tau_{op} < \tau_e$. L'absence de transition convergeant vers les énergies multiples de $\left(1 + \frac{m_c}{m_{hh}}\right) h\omega_q$ à champ nul et la présence de transitions se prolongeant au delà de cette énergie indiquent que cette condition n'est pas satisfaite. Cela est aussi suggéré par la faible amplitude des oscillations associées aux phonons. Dans le contexte du modèle de Fan, ces facteurs indiquent plutôt que la durée de vie des électrons est comparable au temps d'émission des phonons LO. ($\tau_e = \tau_{op}$).

Nous avons mentionné que les structures de Landau ne semblent pas provenir d'une énergie unique à champ nul. En l'absence d'effets excitoniques cette divergence ne serait qu'apparente; elle résulterait de l'interaction et du chevauchement des deux types d'oscillations qui engendre une dispersion des points expérimentaux. Dans le contexte d'une théorie excitonique, un tel résultat serait prévisible car des transitions seraient permises à partir des états excitoniques $n = 2, 3 \dots$. Cependant, les incertitudes et l'absence de points à champ faible ne nous permettent pas de choisir l'une ou l'autre de ces explications.

B. Photoconductivité des échantillons "propres"

a) Résultats

Nous avons mentionné précédemment que l'état de la sur-

face avait un effet marqué sur le spectre de la photoconductivité. Dans cette section, nous présentons les résultats obtenus sur des échantillons dont la surface fut gardée dans de l'azote sec durant le montage. Aussi, en vue d'éliminer la contrainte introduite par la colle, les cristaux furent immobilisés à l'aide de ressorts en phosphore-bronze isolés électriquement. Les figures 18 et 19 illustrent la photoconductivité de ces échantillons à 40 kG et à 70 kG respectivement. Encore une fois, l'expérience est accomplie dans la configuration Faraday, la lumière incidente étant perpendiculaire à la surface $[111]$. Les spectres sont donnés pour les polarisations circulaires gauche et droite. Le rapport signal sur bruit est supérieur à celui des expériences précédentes.

Nous remarquons que les spectres sont très différents de ceux qui ont été obtenus lors des expériences antérieures et des spectres de Fan présentés à la figure 13. Premièrement, nous notons la disparition des oscillations associées aux phonons. D'autre part, les oscillations associées aux niveaux de Landau sont beaucoup plus prononcées près de la bande interdite et sont perceptibles jusqu'à une énergie de 1.10 eV. Les pics sont bien définis alors que les creux sont arrondis. Ceci nous suggère d'associer aux transitions les maximums plutôt que les minimums. Sur la figure 19, nous remarquons que lorsque l'on s'éloigne de la bande interdite, l'espacement entre les oscillations devient régulier alors que leur amplitude décroît lentement. Cette observation facilitera l'identification préliminaire.

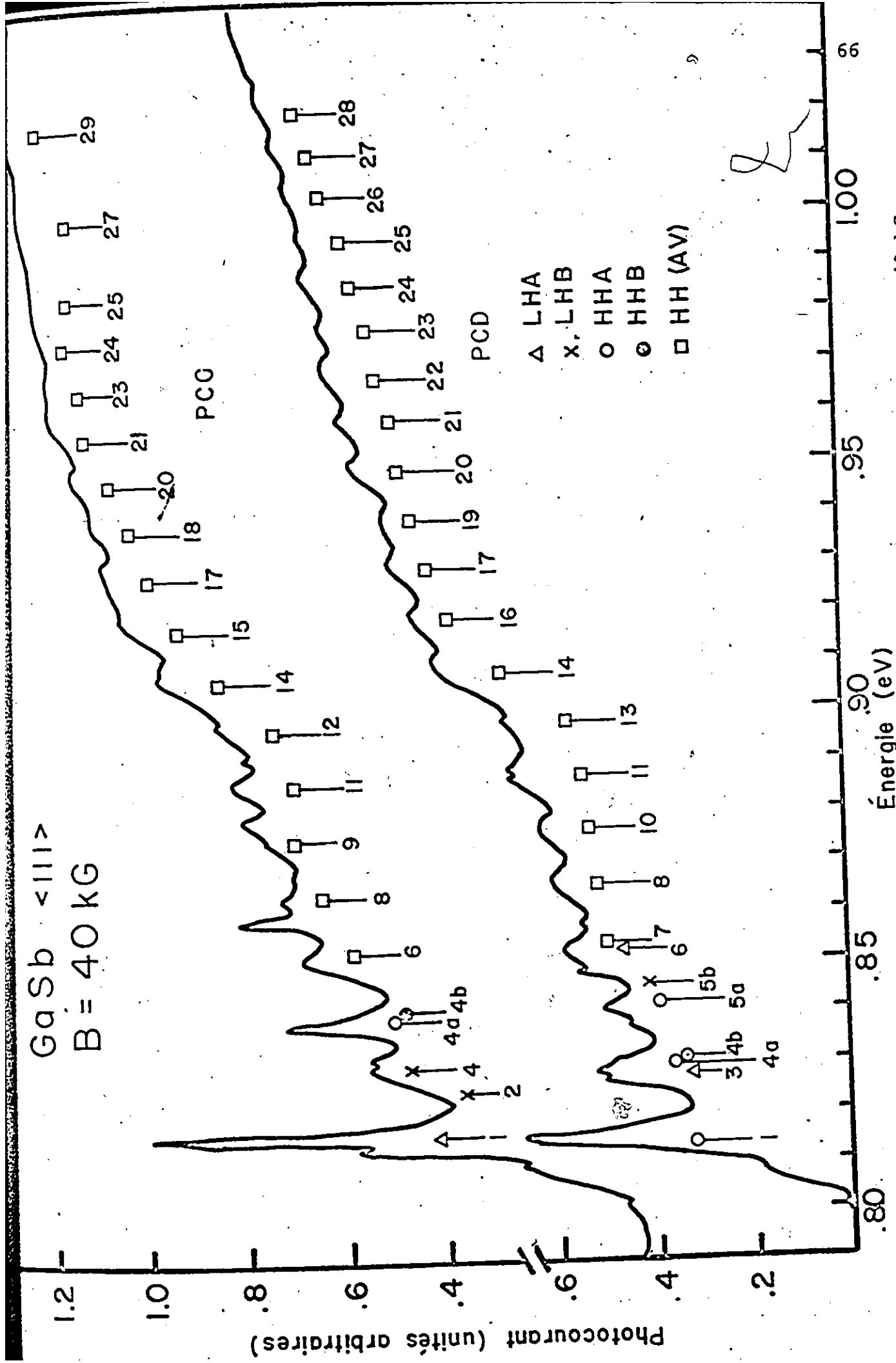


Figure 18. Spectre du photocourant d'un échantillon gardé sous vide. B = 40 KG.
(Voir la légende de la figure 19).

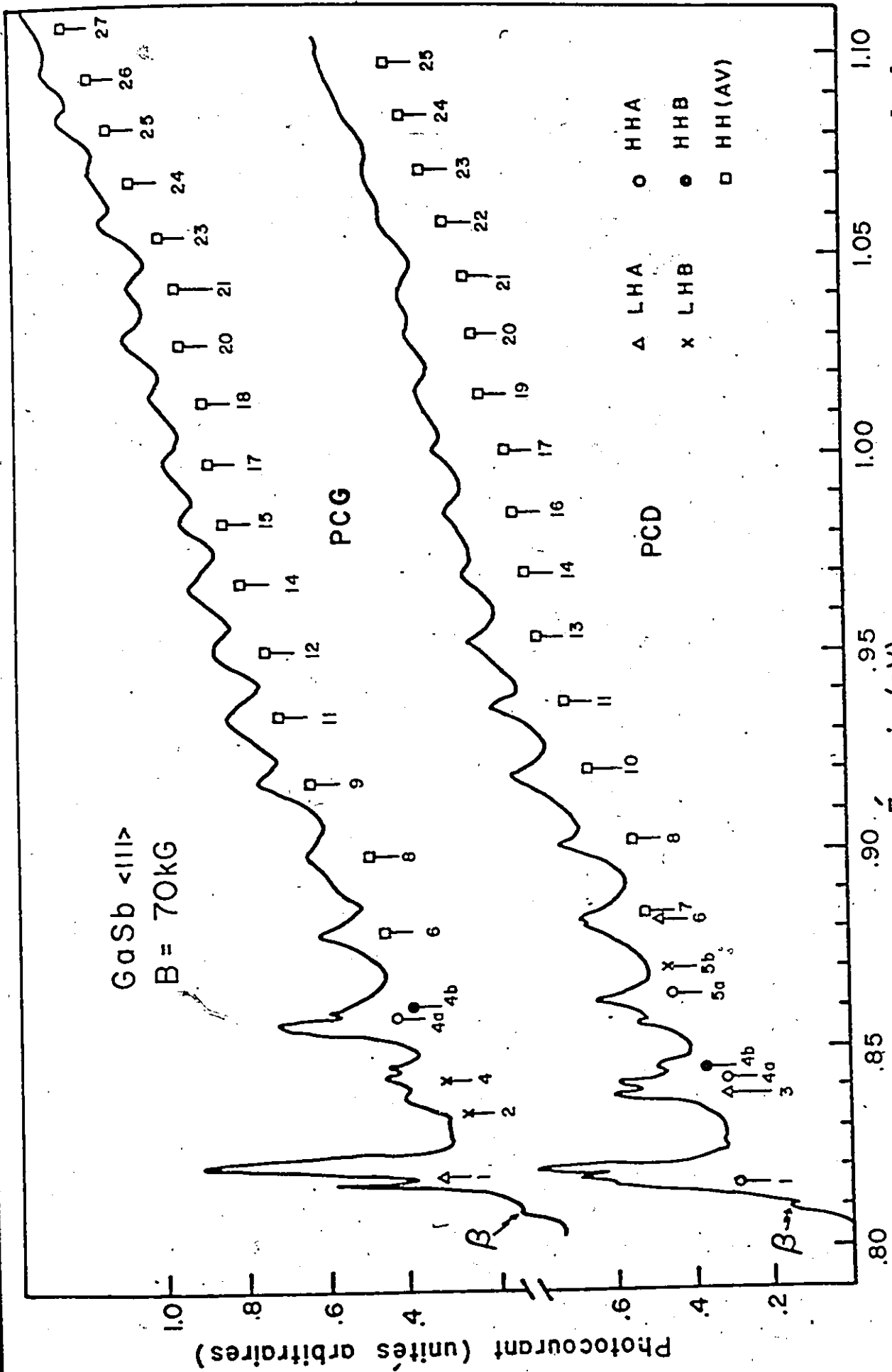


Figure 19. Spectre du photocourant d'un échantillon gardé sous vide. $E \perp B, B // [111]$, $B = 70 \text{ kG}$, $T = 4.2 \text{ K}$. Les lignes verticales sont théoriques. LHA, HHA, LHB, HHB, et HH(AV) désignent les transitions à partir des bandes des trous légers A, des trous lourds A, des trous légers B, des trous lourds B, de l'énergie moyenne des trous lourds.

Les traits verticaux correspondent aux énergies des transitions obtenues à partir de la théorie de Pidgeon et Brown. Le calcul accompli en vue d'obtenir ces valeurs sera décrit plus loin. LHA et LHB désignent les transitions à partir des bandes des trous légers de types a et b. HHA et HHB désignent les transitions à partir des bandes des trous lourds de types a et b alors que HH(AV) représente les transitions à partir d'énergies moyennes des bandes des trous lourds de types a et b. Les numéros inscrits sous les traits verticaux nous réfèrent à la table 2 où les transitions sont identifiées. Les spectres du photocourant des figures 18 et 19 nous permettent d'identifier des transitions jusqu'à la 22ième bande de conduction de Landau. Ce résultat étonnant se compare favorablement aux meilleurs résultats obtenus en utilisant les méthodes de modulation.

La croissance monotone du photocourant résulte principalement de la chute lente de la réponse du détecteur PbS utilisé dans le circuit de division. L'effet de cette croissance lente est négligeable.

L'énergie des maximums des oscillations du photocourant est portée en fonction du champ magnétique sur les figures 20 et 21 pour les polarisations circulaires droite et gauche respectivement. En accord avec les théories de la magnéto-optique, toutes les transitions proviennent de la région de la bande interdite à champ nul. Leur courbure est manifeste, indiquant que nous devons utiliser la théorie de Pidgeon et Brown. Dans l'ensemble, les figures 20 et 21 de même que les

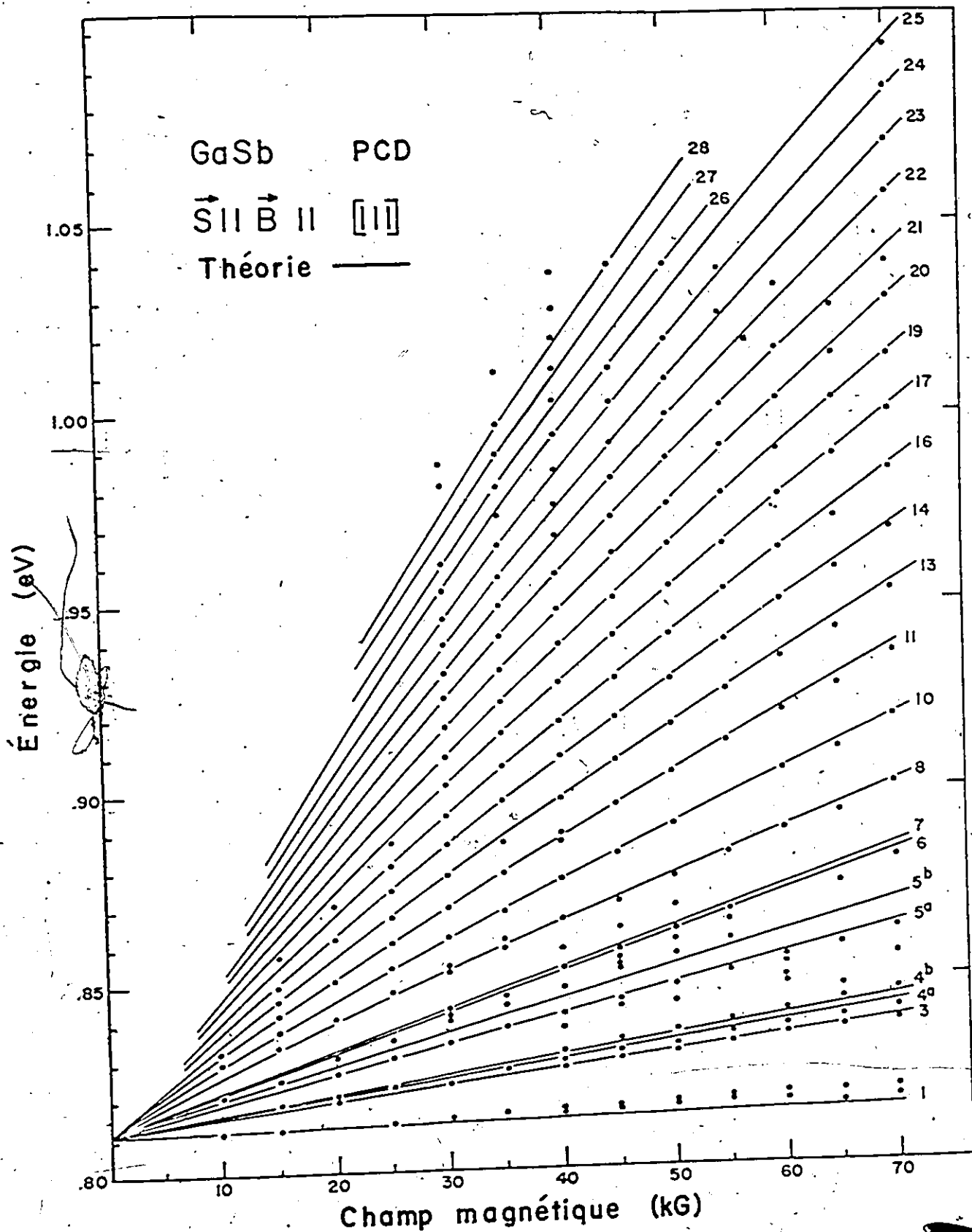


Figure 20. L'énergie des maximums du photocourant d'un échantillon gardé sous vide après le décapage est portée en fonction du champ magnétique. $E \perp B$, $B \parallel [111]$, PCD, $T = 4.2$ K. Les lignes solides sont théoriques et les chiffres nous reportent à la table 2.

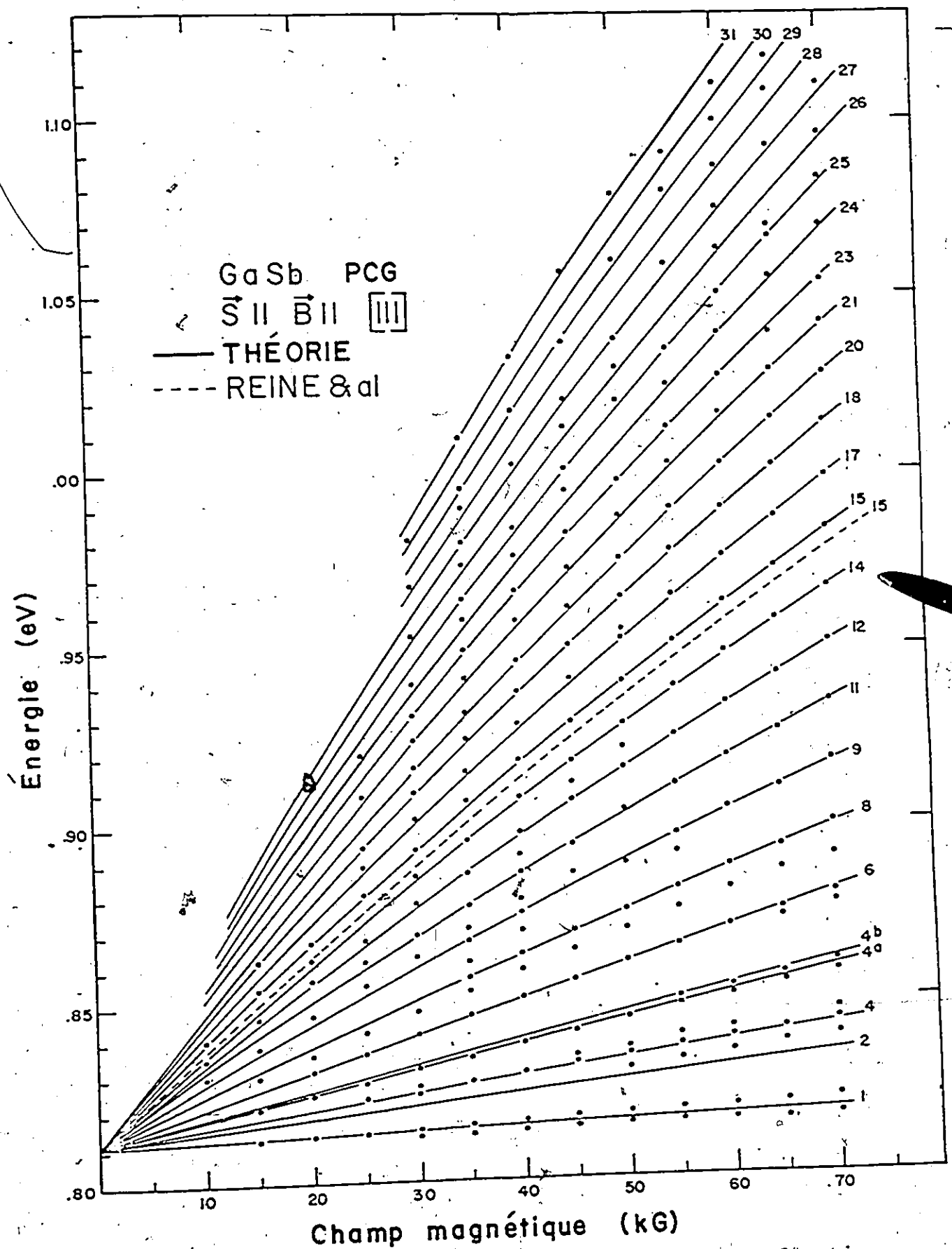


Figure 21. Énergie des maximums du photocourant en fonction du champ magnétique. (Voir la légende de la figure 20) PCG.

figures 18 et 19 reflètent les variations prévues de la densité d'état et donc, du coefficient d'absorption, dans un champ magnétique. Les figures 20 et 21 confirment la disparition de l'influence des phonons LO. Les oscillations séparées par l'énergie $\left(1 + \frac{m_e}{m_t}\right)h\omega_q$ qui apparaissent sur les figures 14, 15 et 16 ne sont pas discernables. Dans le contexte du modèle de Fan, cela indique que la condition imposée aux durées de vie, $\tau_{op} < \tau_e$, n'est plus satisfaite. Cette explication est insatisfaisante et nous y reviendrons. Sur la figure 21, nous indiquons en pointillé la transition 15 observée par Reine et al. Nous discuterons de cette divergence plus loin.

Les points expérimentaux compris dans l'intervalle correspondant aux transitions désignées par 3 et 5a sur la figure 20 et 2 et 6 sur la figure 21 sont reportées sur les figures 22 et 23. La variation linéaire de ces transitions nous permet d'extrapoler à champ nul. Nous obtenons ainsi une valeur à champ nul de $.8112 \pm .0004$ eV. Cette valeur se rapproche de la valeur de $.8109$ eV que Johnson et Fan¹ attribuent à l'énergie de l'exciton libre en effectuant une mesure de l'absorption dans le GaSb. La courbure et l'absence de résultats à champ faible nous empêchent de déterminer avec autant de précision la provenance des transitions supérieures. Les lignes solides sur les figures 20 et 21 ont été calculées à l'aide de la théorie de Pidgeon et Brown et nous décrirons plus loin cette comparaison avec les résultats expérimentaux.

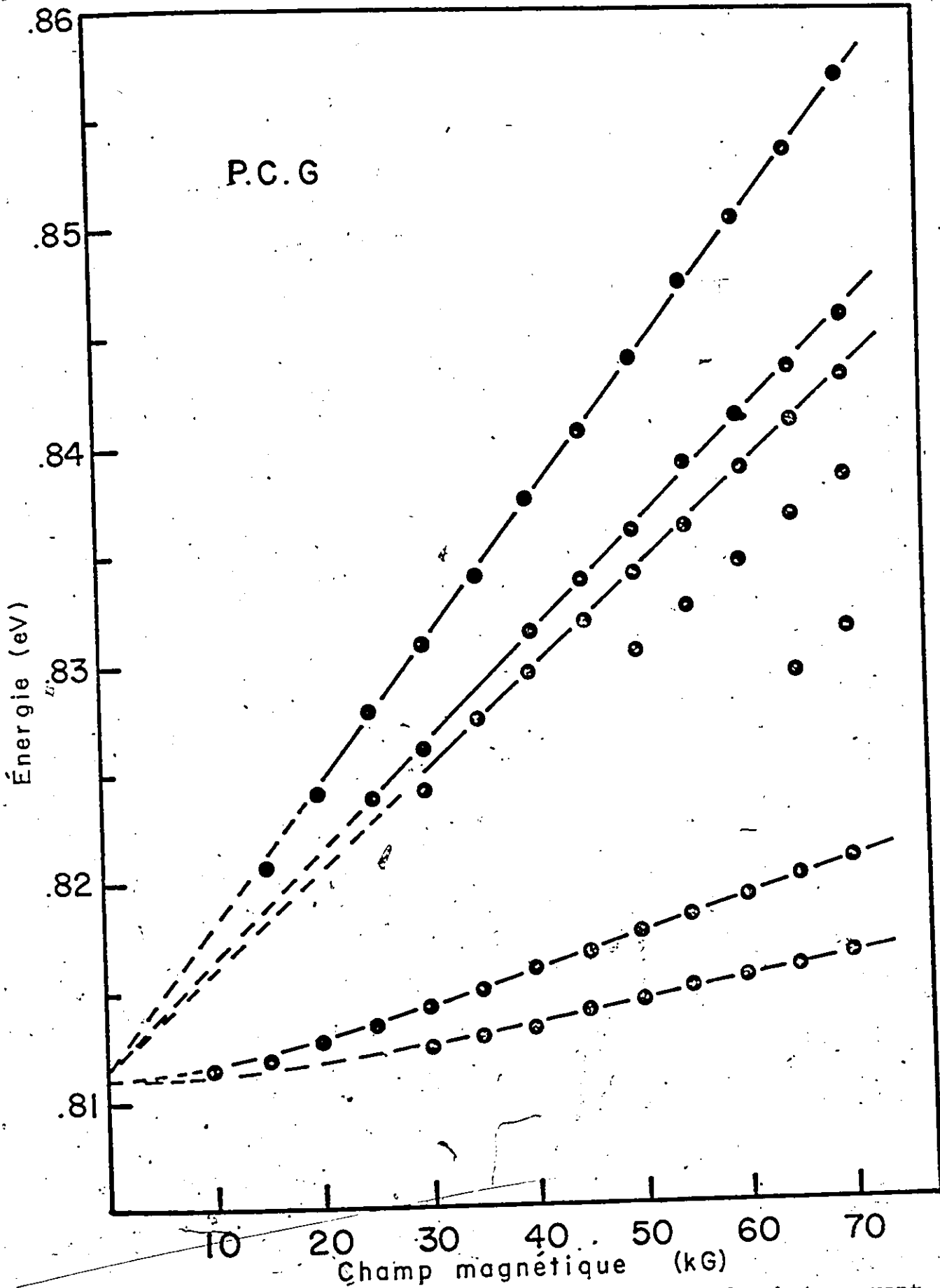


Figure 22. L'énergie des premiers maximums du photocourant est portée en fonction du champ magnétique. $E \perp B$, $B // [111]$, PCG, $T = 4.2$ K.

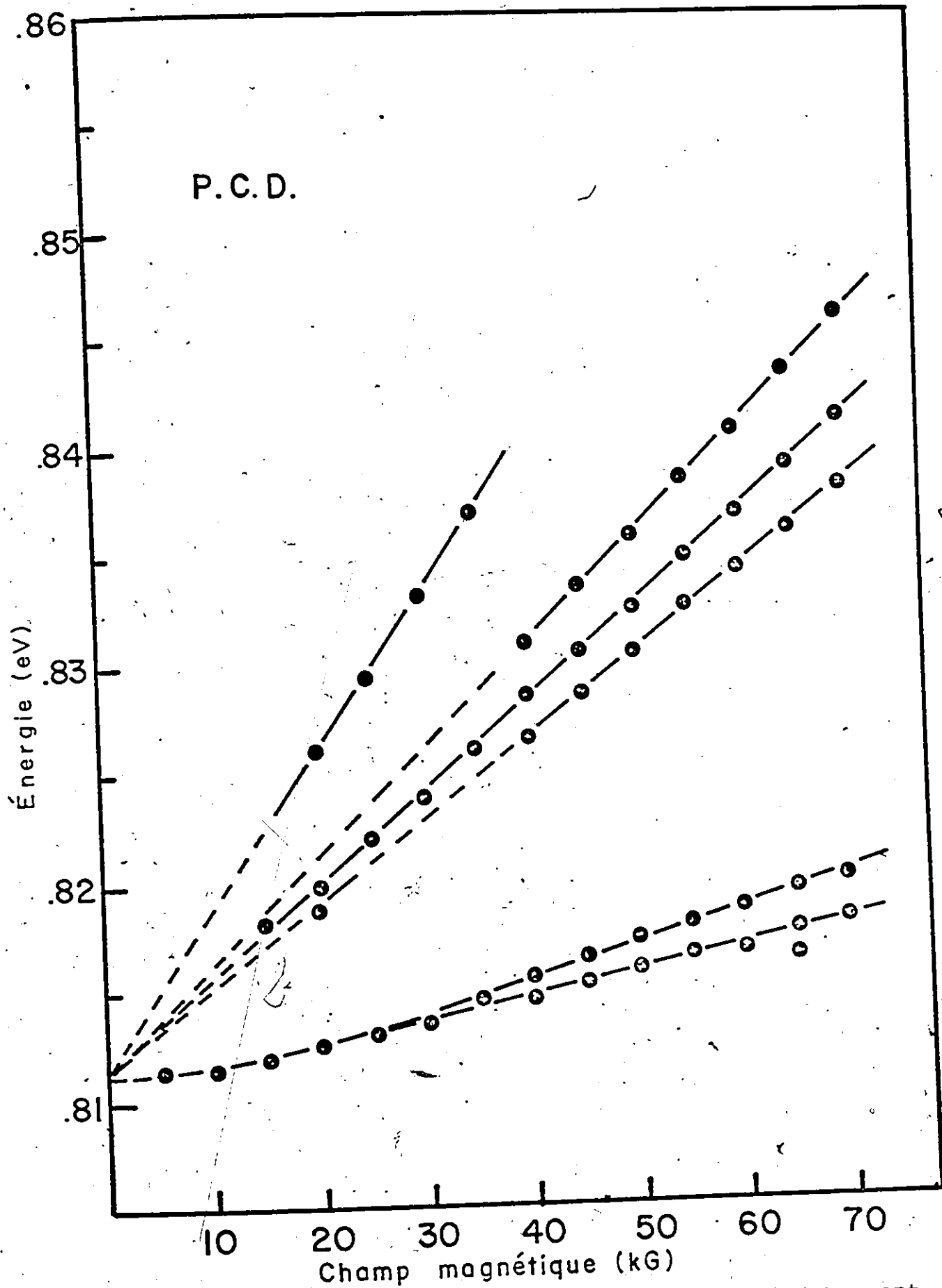


Figure 23. L'énergie des premiers maximums du photocourant est portée en fonction du champ magnétique. $\vec{E} \perp \vec{B}$, $\vec{B} // [111]$; PCD, $T = 4.2$ K.

b) Comparaison avec les résultats antérieurs

Comme nous l'avons mentionné précédemment, Reine et al.^{6,7} ont accompli des mesures de la réflectivité du GaSb, en modulant la contrainte à 30 K, en présence d'un champ magnétique allant jusqu'à 88.5 kG. Ils ont relevé des transitions jusqu'à la dix-huitième bande de conduction et ont comparé leurs résultats à la théorie de Pidgeon et Brown. Dans l'ensemble, nos résultats expérimentaux sont en accord avec les leurs. Cependant, une comparaison détaillée s'avère intéressante. Premièrement, la valeur de la bande interdite obtenue par Reine et al. est incertaine. Ils obtiennent des valeurs différentes selon qu'ils étudient la surface $\langle 111 \rangle$, $\langle 100 \rangle$ ou encore, un échantillon dans la configuration Voigt. Ainsi, ils obtiennent .8124 eV et .8102 eV pour les données de la configuration Faraday correspondant aux surfaces $\langle 100 \rangle$ et $\langle 111 \rangle$ et .8071 eV pour les données de la configuration Voigt (voir la figure 8 de la réf. 6 et pages 82 et 84 de la réf. 7). Pour effectuer une analyse cohérente, ils soustraient 2.2 meV des données $\langle 100 \rangle$.

Les graphiques de l'énergie des transitions en fonction du champ magnétique concordent assez bien en polarisation circulaire droite, mais nous remarquons des différences importantes en polarisation circulaire gauche. La position et la courbure des transitions ne sont pas identiques. Nous illustrons cette différence en traçant la transition (15) de Reine à la figure 21. Nous avons considéré et évalué les nombreux facteurs qui peuvent influencer ces mesures. Ainsi,

la mesure du champ magnétique, l'orientation de l'échantillon, la température⁵⁶ et les formes ne semblent pas en cause.

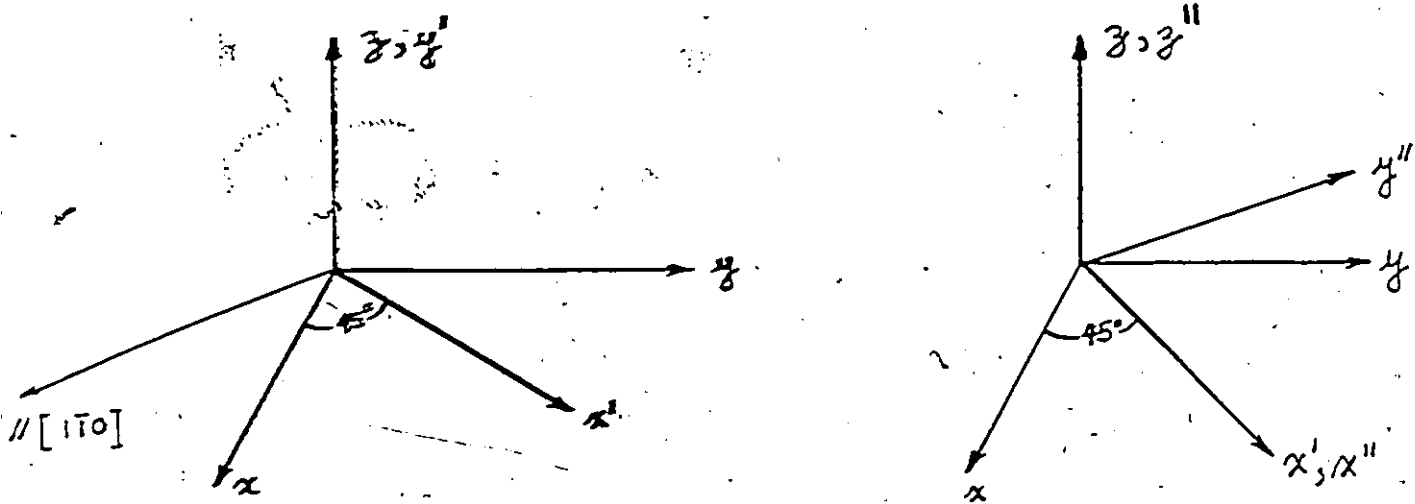
La méthode de la modulation de la contrainte exige qu'un échantillon, relativement mince, soit fixé solidement à un transducteur. En vue de minimiser la contrainte résiduelle introduite par la contraction différentielle de l'échantillon et du transducteur, on utilise habituellement une graisse qui ne durcit qu'à basse température. Malgré cette précaution, Aggarwal⁵⁷ affirme que la contrainte résiduelle n'est pas reproductible. Des variations de l'ordre de 50% sont observées pour des expériences accomplies dans des conditions semblables.

(i) Calcul à l'aide de la théorie de Pikus et Bir

En évaluant la contrainte résiduelle présente dans leurs échantillons, Reine et al. n'ont pas considéré la différence de 2.2 meV. À notre avis, la cause la plus probable de cette différence est la contrainte résiduelle. A partir de cette supposition, nous allons utiliser la théorie de Pikus et Bir⁵⁵ pour évaluer cette contrainte et démontrer qu'elle modifie les spectres observés dans un champ magnétique.

Si la surface $\langle 111 \rangle$ est étudiée dans la configuration de Faraday, nous prévoyons une contrainte résiduelle dans ce même plan. Nous choisissons arbitrairement la direction $[1\bar{1}0]$ dans ce plan et supposons une contrainte uniaxiale et homogène. Pour obtenir les composantes du tenseur de la contrainte dans le système de coordonnées du cristal, nous devons le transformer⁵⁸. À cette fin, il faut d'abord trouver la matrice "a"

qui transforme un vecteur dans la direction $[1\bar{1}0]$ au système de coordonnées $\{x, y, z\}$ du cristal. Supposons que ce vecteur est dans la direction de l'axe z' du système $\{x', y', z'\}$. Comme le choix des directions x' et y' est partiellement arbitraire, nous les choisissons de façon à simplifier le problème.



Ainsi, nous effectuons en premier lieu une rotation de 90° dans le sens horaire autour de x' pour passer au système $\{x'', y'', z''\}$. Cette transformation est donnée par la matrice

$$b = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$$

Ensuite, nous accomplissons une rotation de 45° dans le sens horaire autour de l'axe z'' pour transformer les vecteurs du système $\{x'', y'', z''\}$ dans le système $\{x, y, z\}$ à l'aide de la matrice

$$c = 1 / 2^{\frac{1}{2}} \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 \\ 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 2^{\frac{1}{2}} \end{bmatrix}$$

La matrice "a" est donc

$$a = cb = 1 / 2^{\frac{1}{2}} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & -1 \\ 0 & 2^{\frac{1}{2}} & 0 \end{bmatrix}$$

et les composantes du tenseur de contrainte T_{ik} dans le système de coordonnées du cristal sont données par

$$T_{ik} = a_{ij} a_{kl} T_{jl} \quad (49)$$

Ainsi

$$\|T\| = \begin{bmatrix} T_{xx} \\ T_{yy} \\ T_{zz} \\ T_{xy} \\ T_{xz} \\ T_{yz} \end{bmatrix} = T/2 \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

De ce tenseur, nous obtenons le tenseur de la déformation S_{ij} à l'aide de l'équation:

$$\|S\| = T/2 \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{12} \\ S_{12} & S_{11} & S_{12} \\ S_{12} & S_{12} & S_{11} \\ S_{44/4} & 0 & 0 \\ 0 & S_{44/4} & 0 \\ 0 & 0 & S_{44/0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

où S_{11} , S_{12} , sont les constantes d'élasticité pour un cristal cubique. On obtient donc

$$\begin{aligned} e_{xx} = e_{yy} &= \frac{T}{2} (S_{11} + S_{12}); \quad e_{zz} = T; \\ e_{xy} &= -\frac{T}{8} S_{44}; \quad e_{xz} = e_{yz} = 0. \end{aligned} \quad (50)$$

Pikus et Bir⁵⁵ obtiennent l'équation suivante qui donne l'énergie des trous dans un cristal déformé:

$$E_{1,2}(k, e) = A_1 k^2 + a\Delta \pm \{ \epsilon_k + \epsilon_{ek} + \epsilon_e \}^{\frac{1}{2}}, \quad (51)$$

où

$$\begin{aligned} \epsilon_k &= B_1^2 k^4 + C_1^2 (k_x^2 k_y^2 + k_x^2 k_z^2 + k_y^2 k_z^2), \\ \epsilon_e &= \frac{b^2}{2} \left[(e_{xx} - e_{yy})^2 + (e_{xx} - e_{zz})^2 + (e_{yy} - e_{zz})^2 \right] \\ &\quad + d^2 (e_{xy}^2 + e_{xz}^2 + e_{yz}^2) \\ \epsilon_{ek} &= B_1 b \left[3(k_x^2 e_{xx} + k_y^2 e_{yy} + k_z^2 e_{zz}) - k^2 \Delta \right] \\ &\quad + 2D_1 d (k_x k_y e_{xy} + k_x k_z e_{xz} + k_y k_z e_{yz}); \end{aligned}$$

$A_1 = \frac{\hbar^2}{2m} A$, $B_1 = \frac{\hbar^2}{2m} B$, $C_1 = \frac{\hbar^2}{2m} C$, et A , B , C sont les paramètres de Dresselhaus et al.³⁶, $D_1^2 = C_1^2 + 3B_1^2$, $\Delta = e_{xx} + e_{yy} + e_{zz}$, a est le potentiel de déformation pour une dilatation isotrope, tandis que b et d sont respectivement un potentiel de déformation uniaxiale-orbitale et un potentiel de cisaillement. Nous devons comparer l'équation (51) à

$$E_{1,2}(k) = -\frac{\hbar^2}{2m} \left[Ak^2 \pm \{ B^2 k^4 + C^2 (k_x^2 k_y^2 + k_x^2 k_z^2 + k_y^2 k_z^2) \}^{\frac{1}{2}} \right], \quad (52)$$

qui nous donne l'énergie des trous en l'absence de contrainte.

Dans la configuration précitée, la quantification magnétique est prépondérante dans le plan perpendiculaire à la direction $[111]$. Aussi nous choisissons k dans la direction $[1\bar{1}0]$, ce qui donne:

$$k_x = -k_y \text{ et } |k| = \sqrt{2} k_x. \quad (53)$$

En remplaçant les équations (50) et (53) dans (51) et (52), nous obtenons sans déformation:

$$E_{1,2}(k) = -\frac{\hbar^2}{2m} \left\{ Ak^2 \pm \left[(B^2 + \frac{C^2}{4}) k^4 \right]^{1/2} \right\} \quad (54)$$

et en présence d'une déformation:

$$\begin{aligned} E(k, e) = & A_1 k^2 + a(S_{11} + 2S_{12})T \pm \left\{ (B_1^2 + \frac{C_1^2}{4}) k^4 \right. \\ & + \left[B_1 b (S_{11} - S_{12}) + \frac{D_1 d}{4} S_{44} \right] \frac{k^2}{2} T \\ & \left. + \left[\frac{b^2}{4} (S_{11} - S_{12})^2 + \frac{d^2}{64} S_{44}^2 \right] T^2 \right\}^{1/2}. \quad (55) \end{aligned}$$

À $k = 0$

$$E(0, e) = + a(S_{11} + 2S_{12})T \pm \frac{1}{16} (b^2 (S_{11} - S_{12})^2 + d^2 S_{44}^2)^{1/2} T, \quad (56)$$

où

$$a(S_{11} + 2S_{12})T \quad (57)$$

est le décalage du "centre de gravité" de la bande de valence, résultant de la composante hydrostatique de la déformation.

Maintenant, nous supposons que la différence de l'énergie des ordonnées à l'origine, de Reine et al., est égale à ce décalage du "centre de gravité". Nous remplaçons

$$a = -\frac{1}{3} (C_{11} + 2C_{12}) \frac{dE_g}{dP};$$

où dE_g/dP est donné par Pollak et Aggarwal⁵⁹, tandis que C_{11} et C_{12} sont tirés de la réf. 60. Nous obtenons que $T = 5.0 \times 10^8$ dynes/cm². Cette valeur de la contrainte résiduelle est un peu plus faible que la valeur obtenue dans une expérience semblable avec le Ge⁵⁷. Elle est dix fois plus grande que la contrainte oscillante habituellement utilisée par ces auteurs^{57,7}.

À partir des valeurs de A, B, C tirées de la réf. 6, des valeurs de b et d de la réf. 59 et des valeurs de S_{11} , S_{12} et S_{44} données dans la réf. 60, nous avons évalué la grandeur des termes apparaissant dans l'équation (55). La distorsion est maximale pour les petites valeurs de k. Le rapport des deux premiers termes à la puissance $\frac{1}{2}$ dans l'équation (55) est proportionnel à k et atteint une valeur de 1 à $k = \pi/30$ a. Son influence se fait sentir assez loin dans la zone de Brillouin et nous concluons que les paramètres A, B et C ne représentent pas adéquatement la bande de valence déformée dans la direction de la contrainte. Donc, puisque les paramètres de Luttinger peuvent être exprimés en termes de A, B et C, les niveaux d'énergie en présence d'un champ magnétique seront perturbés par cette contrainte résiduelle. À la lumière de ce résultat, nous avons décidé de comparer nos données à la théorie de Pidgeon et Brown.

c) Comparaison avec la théorie de Pidgeon et Brown

La variation non linéaire des énergies de transitions en fonction du champ magnétique nous incite à utiliser la théorie de Pidgeon et Brown⁸ en vue de déterminer les paramètres des bandes du GaSb. Dans ce contexte, les énergies des transitions interbandes s'expriment en fonction de plusieurs paramètres. En particulier, nous devons connaître m_c^L , γ_1^L , γ_2^L , γ_3^L , K^L , f , E_g , Δ , l'orientation du champ magnétique par rapport aux axes du cristal, la grandeur du champ magnétique et enfin le nombre quantique de Landau. La première étape en vue d'établir une correspondance entre les points expérimentaux et les énergies calculées consiste à déterminer les nombres quantiques de Landau pour une transition particulière. Cela s'accomplit à l'aide d'un calcul préliminaire effectué avec des valeurs probables des autres paramètres. Cette identification est importante et elle nous permettra par la suite de trouver l'ensemble des paramètres optimums. Certains aspects des résultats expérimentaux facilitent ce travail. La similitude des transitions éloignées de la bande interdite manifestée par leur espacement régulier et par la décroissance lente et monotone de leur amplitude est significative. De plus, la valeur même de l'espacement nous indique que toutes ces transitions proviennent des bandes des trous lourds. Ainsi, toutes les transitions de l'ensemble

$$\left[a^-(n') \cdot a^c(n) + b^-(n') \cdot b^c(n) \right] / 2$$

sont présentes pour les valeurs de n , de 3 à 20 en polarisation

circulaire droite et de 23 à 22 en polarisation circulaire gauche. Un changement de n à $n \pm 1$ pour les transitions de 1^{er} ensemble est improbable car alors nous ne pouvons pas obtenir l'espacement observé avec des valeurs acceptables des paramètres. Dans l'intervalle précité les transitions provenant des bandes des trous légers qui ont été observées par Reine et al. sont absentes.

Nous prenons une valeur de E_g de .8112 eV tirée des ordonnées à l'origine des figures 22 et 23 ainsi que la valeur de Δ de .7490 eV mesurée par Reine et al.⁶ En outre, nous remplaçons K^L par la fonction des γ 's donnée par l'équation 18. Il nous reste cinq paramètres à déterminer: E_p , γ_1^L , γ_2^L , γ_3^L et f . Nous utilisons la valeur de f et la mesure de l'anisotropie $\gamma_3^L - \gamma_2^L$ données par Reine et al.⁸

Les trois paramètres importants de la théorie de Pidgeon et Brown, m_c , γ_1^L et γ_3^L , sont déterminés par itération à l'aide d'une généralisation de la méthode des moindres carrés semblable à celle qui a été utilisée par Reine et qui est résumée à la référence 7. Comme il n'existe pas de solutions analytiques simples des matrices de dimensions 4×4 de Pidgeon et Brown, nous devons les diagonaliser numériquement à l'aide de l'ordinateur pour chaque valeur de n et chaque valeur du champ magnétique. En appliquant les règles de sélection, nous pouvons alors calculer les énergies de transitions et les comparer aux points expérimentaux. Considérons d'abord les équations nécessaires pour réaliser l'itération. Le problème équivaut à comparer la fonction $y = f(x, \alpha_n)$ qui dépend

des N paramètres α_n aux points expérimentaux (x_i, y_i) et ensuite de calculer les corrections à apporter aux paramètres en vue de minimiser l'écart. Nous partons des valeurs approximatives α_n^0 et nous cherchons les corrections a_n . Ainsi,

$$\alpha_n = \alpha_n^0 + a_n$$

et, comme $a_n \ll \alpha_n^0$, nous pouvons écrire le développement de Taylor des fonctions $f(x, \alpha_n)$ selon:

$$f(x, \alpha_n) \approx f(x, \alpha_n^0) + \sum_l^N F_l(x, \alpha_n^0) a_l,$$

où

$$F_l(x, \alpha_n^0) \equiv \left. \frac{\partial f(x, \alpha_n)}{\partial \alpha_l} \right|_{\alpha_n^0}$$

La somme des carrés des écarts entre les points expérimentaux y_i et les points théoriques $f(x_i, \alpha_n)$ est

$$D = \sum_i \left[y_i - f(x_i, \alpha_n) \right]^2$$

Puisque nous désirons minimiser l'écart par rapport aux corrections a_n , nous appliquons les conditions:

$$\frac{\partial D}{\partial a_n} = 0, \quad n = 1, 2, \dots, N.$$

Ces conditions donnent le système d'équations linéaires et homogènes en fonction des N inconnues a_n .

$$\sum_l^N A_{ml} a_l = B_m, \quad m = 1, 2, \dots, N. \quad (58)$$

où

$$A_{ml} = \sum_i F_m(x_i, \alpha_n^0) F_l(x_i, \alpha_n^0), \quad (59)$$

$$B_m = \sum_i F_m(x_i, \alpha_n^0) [y_i - f(x_i, \alpha_n^0)]. \quad (60)$$

plus explicitement nous avons

$$A_{11}a_1 + A_{12}a_2 + A_{13}a_3 = B_1,$$

$$A_{21}a_1 + A_{22}a_2 + A_{23}a_3 = B_2, \quad (61)$$

$$A_{31}a_1 + A_{32}a_2 + A_{33}a_3 = B_3,$$

$$\text{où } a_1 = \delta m_c, \quad a_2 = \delta \gamma_1^L, \quad a_3 = \delta \gamma_3^L.$$

$$A_{11} = \sum_i [F_1(x_i, \alpha_n^0)]^2, \quad A_{12} = \sum_i F_1(x_i, \alpha_n^0) F_2(x_i, \alpha_n^0),$$

$$A_{13} = \sum_i F_1(x_i, \alpha_n^0) F_3(x_i, \alpha_n^0), \quad A_{21} = A_{12}$$

$$A_{22} = \sum_i [F_2(x_i, \alpha_n^0)]^2, \quad A_{23} = \sum_i F_2(x_i, \alpha_n^0) F_3(x_i, \alpha_n^0),$$

$$A_{31} = A_{13}, \quad A_{32} = A_{23}$$

$$A_{33} = \sum_i [F_3(x_i, \alpha_n^0)]^2,$$

$$B_1 = \sum_i F_1(x_i, \alpha_n^0) [y_i - f(x_i, \alpha_n^0)],$$

$$B_2 = \sum_i F_2(x_i, \alpha_n^0) [y_i - f(x_i, \alpha_n^0)],$$

$$B_3 = \sum_i F_3(x_i, \alpha_n^0) [y_i - f(x_i, \alpha_n^0)].$$

Ainsi, les dérivées des énergies de transition F_1 , F_2 et F_3 par rapport aux paramètres m_c , γ_1^L et γ_3^L respectivement sont calculées à partir des équations approximatives (30),

(11), (14) et (35) pour les bandes de valence et des équations

(30), (31) et (34) pour les bandes de conduction. Ce calcul et celui de l'écart entre les valeurs théoriques et les valeurs expérimentales sont répétés à chaque point et donnent les coefficients du système d'équations linéaires (61) qui est solutionné en utilisant la règle de Cramer. Les paramètres m_c , γ_1^L et γ_3^L sont alors corrigés et le calcul est recommencé.

Chacune des sous-routines du programme est mise à l'épreuve en solutionnant des problèmes dont la réponse est connue. Pour vérifier la partie du programme qui diagonalise les matrices de Pidgeon et Brown et calcule les énergies de transitions, le calcul est effectué avec les paramètres obtenus par Reine et les résultats sont comparés aux siens. L'itération est vérifiée en calculant des "points expérimentaux" à partir d'un ensemble de paramètres. Ensuite, les paramètres sont changés et le programme récupère les paramètres originaux indépendamment des valeurs initiales de ceux-ci. La déviation moyenne (rms) entre les "points expérimentaux" et les énergies de transitions calculées lors de ces tests est de l'ordre de .05 meV.

Pour accomplir l'itération véritable, les premières transitions près de la bande interdite sont négligées à cause des effets excitoniques importants prévus à faible n . Aussi, les points qui se trouvent à un champ magnétique égal ou inférieur à 25 kG et les points correspondant aux transitions à une bande de conduction ayant un nombre quantique de Landau supérieur à 16 sont négligés car leur incertitude expérimentale

est plus importante. En tout, l'itération est effectuée en fonction de 240 points expérimentaux correspondant à 13 transitions en polarisation circulaire gauche et à 11 transitions en polarisation circulaire droite, dans l'intervalle de n de 3 à 15 et de 3 à 13 respectivement. Comme nous l'avons précisé au préalable, toutes ces transitions proviennent des bandes des trous lourds. Les transitions identifiées sont données dans la table 2 où les numéros nous reportent aux figures 20 et 21. L'énergie des transitions non comprises dans l'intervalle de l'itération est calculée en solutionnant numériquement les matrices de Pidgeon et Brown; lorsque $n = 0$ ou -1 , l'énergie est calculée à l'aide des solutions spéciales et approximatives (chap. III).

Après deux itérations, l'écart moyen entre les points expérimentaux et les énergies calculées est de 1.3 meV. La valeur de l'écart et les valeurs des paramètres plafonnent déjà après cinq itérations; les valeurs finales des paramètres sont indépendantes des valeurs initiales. La table 3 donne les paramètres obtenus ainsi que les valeurs de E_p , m_{lh} , m_{hh} , g_c et K^L calculées à partir des équations (32), (36), (37) (33) et (18) du chapitre III. Comme nous l'avons déjà signalé, nous utilisons les valeurs de Reine de -1.5 et de 1.3 pour f et $\gamma_3^L - \gamma_2^L$. Nous donnons aussi les résultats de Reine dans la table 3.

Quelques variantes dans les calculs nous permettent d'évaluer l'incertitude des paramètres. Si nous laissons de côté les transitions $n = 3$ pour les deux polarisations

Table 2. Transitions observées. En polarisation circulaire droite, toutes les transitions de l'ensemble HH (n + 1) (n), ont été observées alors que n varie de 3 à 20. En polarisation circulaire gauche, toutes les transitions de l'ensemble HH (n - 1) (n) ont été observées dans l'intervalle de n de 4 à 22.

P.C.D.		P.C.G.	
1	$a^-(1)a^c(0)$	1	$a^+(-1)a^c(0)$
3	$a^+(1)a^c(0)$	2	$b^+(-1)a^c(0)$
4a	$a^-(2)a^c(1)$	4	$b^+(0)b^c(1)$
4b	$b^-(2)b^c(1)$	4a	$a^-(1)a^c(2)$
5a	$a^-(3)a^c(2)$	4b	$b^-(1)b^c(2)$
5b	$b^+(1)b^c(0)$	6	$\overline{HH}(2) (3)$
6	$a^+(2)a^c(1)$	8	$\overline{HH}(3) (4)$
7	$\overline{HH}(4) (3)$:	:
:	:	:	:
:	:	:	:
28	$\overline{HH}(21) (20)$	31	$\overline{HH}(21) (22)$

Table 3. Tableau récapitulatif: Comparaison entre les paramètres que nous avons déterminés et les paramètres présentés dans la réf. 6. Reine et al. présentent également d'autres valeurs expérimentales et théoriques.

Paramètre	Notre Expérience	REF. 6
m_C	$.039 \pm .001$	$.042 \pm .001$
γ_1^L	$14.5 \pm .4$	$13.3 \pm .4$
γ_3^L	$6.6 \pm .2$	$5.7 \pm .2$
E_p	$26 \pm 1 \text{ eV}$	$25 \pm 2 \text{ eV}$
m_{lh}	$.038 \pm .002$	$.042 \pm .002$
m_{hh}	$.44 \pm .15$	$.40 \pm .16$
g_c	$-8.4 \pm .8$	$-7.8 \pm .8$
K^L	$4.6 \pm .6$	$3.5 \pm .6$
D_{rms}	1.3 meV	1.4 meV

Les masses sont exprimées en multiples de la masse électronique.

ou si nous associons ces deux transitions aux trous légers, nous obtenons des paramètres quelque peu différents. Nous tirons de ces différences les incertitudes données à la table 3.

C. Discussion

Dans cette section, nous examinerons les modifications de la photoconductivité provoquées par le traitement de la surface. Nous tenterons également de préciser la dépendance implicite de la photoconductivité sur le coefficient d'absorption oscillatoire et nous discuterons des paramètres des bandes que nous avons obtenus. Cependant, nous indiquons en premier lieu quelques manifestations de l'influence excitonique car celle-ci aura une incidence sur la discussion ultérieure.

a) Participation excitonique

Plusieurs observations témoignent de l'influence des excitons. En premier lieu, nous remarquons sur les figures 22 et 23 que certaines transitions proviennent d'une énergie de $.8112 \pm .0004$ eV à champ nul. Or, cette énergie est très près de l'énergie du pic excitonique à $.8109$ eV que Johnson et Fan¹ observent en effectuant une mesure de l'absorption. Comme la valeur théorique de l'énergie de liaison de l'exciton est estimée à 2.8 meV⁶¹, la bande interdite est située à une énergie d'environ $.8137$ eV.

Ensuite, nous notons sur la figure 13, que la structure associée au complexe excitonique $\beta^{1,2}$ est beaucoup plus forte

dans notre échantillon que dans celui de Fan. L'influence des excitons était aussi prépondérante sur les spectres enregistrés à champ nul.

L'écart moyen entre les énergies issues de la comparaison itérative de la théorie de Pidgeon et Brown et nos données est faible. Il s'élève à 1.3 meV pour les transitions directement impliquées tandis que l'écart moyen était de .05 meV lorsque nous avons effectué le test. Évidemment, les "points expérimentaux" utilisés lors du test étaient totalement compatibles avec les équations de Pidgeon et Brown puisqu'ils avaient été engendrés par celles-ci. Ainsi, l'écart de 1.3 meV est significatif s'il ne traduit pas une dispersion aléatoire des mesures. Nous remarquons que le désaccord est plus prononcé pour les points à champ élevé et aux valeurs faibles de n , l'énergie théorique étant supérieure à l'énergie expérimentale. Or, comme l'énergie de liaison des excitons est plus forte à champ élevé et aux valeurs faibles de n ⁴⁴, les effets excitoniques y sont plus importants. Un désaccord semblable a été observé dans l'InSb⁸ et dans l'InAs⁶². Ajoutons que le désaccord mentionné ci-haut est faible et donc à peine perceptible à l'échelle des figures 20 et 21. Enfin, les résultats expérimentaux près de la bande interdite manifestent un désaccord important avec les énergies calculées.

Dans le contexte de la théorie des bandes, la courbure des énergies de transitions en fonction du champ magnétique provient de l'interaction de la bande de conduction avec la

bande de valence qui est caractérisée par E_p . Les valeurs que nous avons obtenues pour l'énergie d'interaction E_p sont plus fortes que prévues³⁹. Encore une fois, les effets excitoniques traduits par la variation prévue⁴⁴ de l'énergie de liaison de l'exciton dans le champ magnétique augmenteraient la courbure observée.

Ajoutons que la forme des pics^{3*} sur les figures 18 et 19 nous rappelle les pics que d'autres chercheurs^{21,23} ont observés aux énergies des excitons.

b) Photoconductivité oscillatoire

La photoconductivité oscillatoire des échantillons "propres" illustrée par les figures 18 et 19 manifeste une variation similaire au comportement prévu du coefficient d'absorption³². Les déplacements de la structure observée en fonction du champ magnétique illustrés par les figures 20 et 21 confirment cette observation. Par contre, la photoconductivité des échantillons partiellement oxydés contraste avec la photoconductivité des échantillons "propres" car une telle dépendance implicite du photocourant sur l'absorption est moins forte.

À première vue, le modèle de Fan explique les observations dans les échantillons partiellement oxydés. Rappelons que dans le modèle de Fan, l'énergie des photoélectrons varie périodiquement du bas de la bande au seuil d'émission des phonons LO à la suite de l'émission d'un ou de plusieurs phonons. Des minimums dans le photocourant apparaissent alors lorsque l'énergie des photoélectrons monoénergétiques

coïncide avec les niveaux de Landau, car selon Uchinokura et Fan, ces pics dans la densité des états augmentent la diffusion et réduisent par conséquent la mobilité. Cependant, il y a plusieurs différences entre nos résultats dans les échantillons partiellement oxidés et ceux de Fan: l'amplitude des oscillations associées aux phonons est faible, les niveaux de Landau traversent le seuil d'émission des phonons et aucun des niveaux de Landau ne converge vers les énergies multiples de $h\omega_q$ à champ nul. Le modèle de Fan peut à la rigueur s'accommoder de ces observations si nous modifions la condition imposée aux durées de vie et la remplaçons par la condition $\tau_e = \tau_{op}$.

Plusieurs facteurs nous amènent à rejeter le modèle de Fan lorsqu'il s'agit d'expliquer les oscillations observées dans les échantillons "propres". Premièrement, la disparition des oscillations associées aux phonons suggère le renversement $\tau_{op} > \tau_e$. Or, comme le signal dans les échantillons "propres" est égal ou plus fort que dans les échantillons partiellement oxidés, la durée de vie τ_e n'est certes pas plus faible. De plus, il n'y a aucune raison de supposer qu'un traitement de surface provoque une augmentation de τ_{op} . Ainsi, cette nouvelle condition imposée aux durées de vie est paradoxale.

L'accroissement manifeste de la dépendance implicite du photocourant sur α , accompagné de l'accroissement de la participation excitonique à la suite de dispositions spéciales visant à améliorer l'état de la surface, nous incitent à re-

chercher un mécanisme qui intervienne au moment même de l'absorption et provoque les oscillations. Dans le chapitre II, nous avons décrit quelques mécanismes pouvant entraîner une photoconductivité oscillatoire associée au coefficient d'absorption dans les échantillons épais. En particulier, nous avons vu que la photoconductivité reflète les variations de l'absorption lorsque la photosensibilité varie avec la profondeur de pénétration, lorsque la probabilité de dissociation de l'exciton varie avec la longueur d'onde ou lorsque la diffusion des excitons est importante. Cependant, l'absence de données suffisantes au sujet du coefficient d'absorption, de la durée de vie excitonique, de la variation surface-volume de τ_e et de la longueur de diffusion des excitons nous empêche d'établir une corrélation quantitative et de choisir parmi les nombreuses explications possibles. Toutefois, les travaux antérieurs et en particulier le travail de Voigt et Ost²¹ suggèrent qu'une variation surface-volume de la photosensibilité est probablement en cause. Enfin, le fait que les maximums du photocourant correspondent aux maximums de l'absorption indique que la photosensibilité serait maximale en surface.

Le traitement de la surface a pu jouer sur la durée de vie des photo-porteurs ou sur la durée de vie des excitons. Dans le chapitre II, nous avons résumé les travaux qui montrent des changements du photocourant observés aux énergies excitoniques à la suite des modifications de la surface. Les champs à la surface perturbent l'interaction coulombienne

entre l'électron et le trou, changeant la durée de vie de l'exciton²⁷.

c) Paramètres des bandes

La comparaison avec la théorie de Pidgeon et Brown nous a donné des valeurs pour les trois principaux paramètres en plus de l'énergie obtenue par extrapolation à champ nul. A partir de ces trois paramètres et des valeurs (moins importantes) de $\gamma_3^L - \gamma_2^L$ et de F de la réf. 6, nous avons déterminé les valeurs des trois masses en jeu. La théorie de Pidgeon et Brown nous permet de déterminer les trois masses (et non seulement les masses réduites) parce que ces masses résultent de l'interaction entre les bandes et la théorie traite explicitement de cette question. De plus, nous avons pu calculer les valeurs de g_c et de k^L .

À la lumière de la discussion antérieure qui indique une participation excitonique probable, nous nous demandons quelle est l'influence de l'interaction coulombienne sur les résultats présentés dans le tableau récapitulatif. Évidemment, les résultats de Reine et al.⁶ sont sujets à la même influence. Ces auteurs comparent leurs résultats aux mesures antérieures (voir la table III de la réf. 6) mais ne parlent pas de l'influence des excitons. La différence la plus frappante entre nos résultats et les résultats généralement obtenus est notre masse électronique qui est inférieure à la valeur obtenue par plusieurs chercheurs^{4,63,64}. Nous avons déjà mentionné que l'énergie de liaison des excitons augmente avec le champ magnétique⁴⁴. La participation excitonique

augmenterait donc la courbure observée des énergies de transitions. Ceci augmenterait la valeur de E_p et par conséquent, diminuerait m_c . Ainsi, l'influence excitonique pourrait être à l'origine de la petite masse électronique obtenue, mais une théorie plus complète devra être élaborée afin d'évaluer l'importance réelle de l'interaction coulombienne.

Les oscillations très nettes du photocourant que nous avons observées procurent une nouvelle méthode d'étudier la magnéto-structure. Nous discuterons du mérite de la méthode au chapitre VIII mais auparavant, nous présenterons des mesures complémentaires.

Chapitre VI

Étude expérimentale comparative de la réflectivité modulée en longueur d'onde et de la photoconductivité du GaSb en présence d'un champ magnétique.

A. Introduction

Comme nous l'avons souligné dans le chapitre précédent, l'absence de données essentielles nous empêche de préciser le mécanisme qui occasionne la photoconductivité oscillatoire. Cette lacune nous empêche également d'accomplir une étude quantitative des formes. En vue de circonscrire cette difficulté et aussi dans l'espoir de déterminer la contribution excitonique, nous avons effectué des mesures de la réflectivité modulée en longueur d'onde. Cette perspective était alléchante car les formes observées en réflectivité modulée ont été reproduites à partir de théories microscopiques^{53,65}. Enfin, ajoutons que la modulation de la longueur d'onde présente l'avantage de ne pas perturber le matériau étudié.

B. Réflectivité modulée

Les équations de Maxwell donnent la réflectivité pour une réflexion normale:

$$R = \frac{[(n-1)^2 + k^2]}{[(n+1)^2 + k^2]}, \quad (62)$$

où n est l'indice de réfraction et k est l'indice d'atténuation, Or,

$$n^2 - k^2 = \epsilon_1 \quad \text{et} \quad 2nk = \epsilon_2$$

où, ϵ_1 et ϵ_2 sont les parties réelle et imaginaire de la constante diélectrique respectivement. Ainsi la réflectivité, R , peut être exprimée en fonction de ϵ_1 et ϵ_2 . La différentiation de l'expression

$$R = R(\epsilon_1, \epsilon_2)$$

donne alors:

$$\Delta R/R = A \Delta\epsilon_1 + B \Delta\epsilon_2 \quad (63)$$

où $A = \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial \epsilon_1}$ et $B = \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial \epsilon_2}$ sont des fonctions³⁸ complexes de ϵ_1 et ϵ_2 . Le rapport

$$\frac{B}{A} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 + (\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)^{1/2}} = .05$$

pour les valeurs de ϵ_1 et ϵ_2 typiques de Ge et des composés III-V. Nous pouvons donc négliger le facteur multiplié par B dans l'équation (63); en présence d'un champ magnétique celle-ci devient

$$\Delta R/R(\lambda, H) = A \Delta\epsilon_1(\lambda, H). \quad (64)$$

Comme A varie lentement en fonction de λ , la structure observée dépendra presque exclusivement de $\Delta\epsilon_1$.

Si nous modulons la longueur d'onde, nous obtenons $(1/R) (\Delta R/\Delta\lambda)$ qui équivaut à:

$$\frac{1}{R} \frac{\Delta R}{\Delta\lambda} = - \frac{E^2}{hc} \frac{1}{R} \frac{\Delta R}{\Delta E} = - \frac{E^2}{hc} \frac{A}{R} \frac{\Delta\epsilon_1}{\Delta E}$$

Ainsi,
$$\frac{1}{R} \frac{\Delta R}{\Delta \lambda} = A K_1 \frac{\Delta \epsilon_1}{\Delta E} \quad (65)$$

La dépendance de R sur la différence des énergies⁵³ $E - E_g$ nous permet d'établir un lien entre l'équation (65) et les formes observées en modulant la contrainte ou la température. Donc, puisque

$$R = R (E - E_g),$$

nous obtenons

$$\frac{\Delta R}{\Delta E} = - \frac{\Delta R}{\Delta E_g} \quad (66)$$

Or, en modulant la contrainte ΔS , nous avons:

$$\frac{1}{R} \frac{\Delta R}{\Delta S} = \frac{1}{R} \frac{\Delta R}{\Delta E_g} \frac{\Delta E_g}{\Delta S}$$

$\Delta E_g / \Delta S$ est une constante K_2 et à l'aide de l'équation (66) nous obtenons:

$$\frac{1}{R} \frac{\Delta R}{\Delta S} = - K_2 \frac{1}{R} \frac{\Delta R}{\Delta E} = - A K_2 \frac{\Delta \epsilon_1}{\Delta E} \quad (67)$$

D'autre part, si nous modulons la température ΔT ,

$$\frac{1}{R} \frac{\Delta R}{\Delta T} = \frac{1}{R} \frac{\Delta R}{\Delta E_g} \frac{\Delta E_g}{\Delta T}$$

puisque $\Delta \Gamma / \Delta T \ll \Delta E_g / \Delta T$ ⁶⁵, ou Γ est le paramètre de l'élargissement. Enfin $\Delta E_g / \Delta T$ est une constante K_3 et à l'aide des équations (66) et (64) nous obtenons:

$$\frac{1}{R} \frac{\Delta R}{\Delta T} = - A K_3 \frac{\Delta \epsilon_1}{\Delta E} \quad (68)$$

Les équations (65), (67) et (68) indiquent que les formes

obtenues en modulant la contrainte ou la température sont proportionnelles aux formes observées en modulant la longueur d'onde. Cette équivalence nous permettra de comparer la structure observée en modulant la longueur d'onde à la structure obtenue par Reine et al. en modulant la contrainte et aussi aux formes observées dans le Ge par Sénéchal et al.⁶⁵ en modulant la température. Cette dernière possibilité est d'autant plus intéressante que ces chercheurs reproduisent les formes à l'aide d'une théorie qui tient compte des excitons et de l'élargissement.

C. Résultats

a) Réflectivité modulée en longueur d'onde.

L'échantillon préparé pour accomplir les mesures de la modulation en longueur d'onde provient de la même tranche que ceux qui ont été étudiés précédemment. La surface est polie avec une poudre de 1μ et décapée avec une solution de méthanol brome dans les proportions de 1 : 10 durant environ 30 secondes. L'échantillon, d'une épaisseur de 2 mm est gardé dans de l'azote sec durant le montage. Toutes les mesures décrites dans ce chapitre sont effectuées à 4.2 K, la lumière étant incidente perpendiculaire à la surface $\langle 111 \rangle$ tandis que la polarisation circulaire est d'environ 94%. La complexité de notre montage et les multiples réflexions occasionnées par les deux fenêtres que la lumière doit traverser deux fois atténuent le signal perçu. Pour obtenir un signal d'une intensité suffisante, nous devons travailler avec une amplitude de modulation de 20 \AA et une résolution de

30 Å. De plus, la faible intensité du signal ne nous permet pas d'utiliser la méthode de division décrite dans le chapitre IV; nous n'avons donc pu voir que deux transitions pour chaque polarisation. Les structures observées à 70 kG sont présentées à la figure 24. D'autres structures apparaissent à environ 1.47 μ mais les raies parasites sont d'une intensité comparable. Nous n'avons pas vu de structures aux énergies des complexes excitons-impuretés β et γ ; Reine et al. avaient observé une structure importante à champ nul à l'énergie de γ .

Les structures de la figure 24 apparaissent dans la même séquence que celles qui ont été observées par Reine et al., c'est-à-dire une structure faible suivie d'une forte en polarisation circulaire gauche et une structure forte suivie d'une faible en polarisation circulaire droite. Cependant, l'amplitude relative des oscillations n'est pas identique. Cela peut s'expliquer puisque la constante K_2 de l'équation (67) dépend du potentiel de déformation, mais aussi des nombres quantiques du niveau spécifique déplacé par la contrainte. En outre, certains facteurs expérimentaux tels que la résolution ou le pourcentage de la polarisation circulaire peuvent jouer. L'amplitude du signal augmente d'environ un facteur 2 avec le champ magnétique. La largeur des formes varie avec le champ magnétique. En polarisation circulaire droite, la structure s'élargit soudainement à 50 kG et la petite oscillation émerge à 70 kG, mais l'autre oscillation reste large. Au niveau zéro, les largeurs varient de 1.6 meV à 2.8 meV.

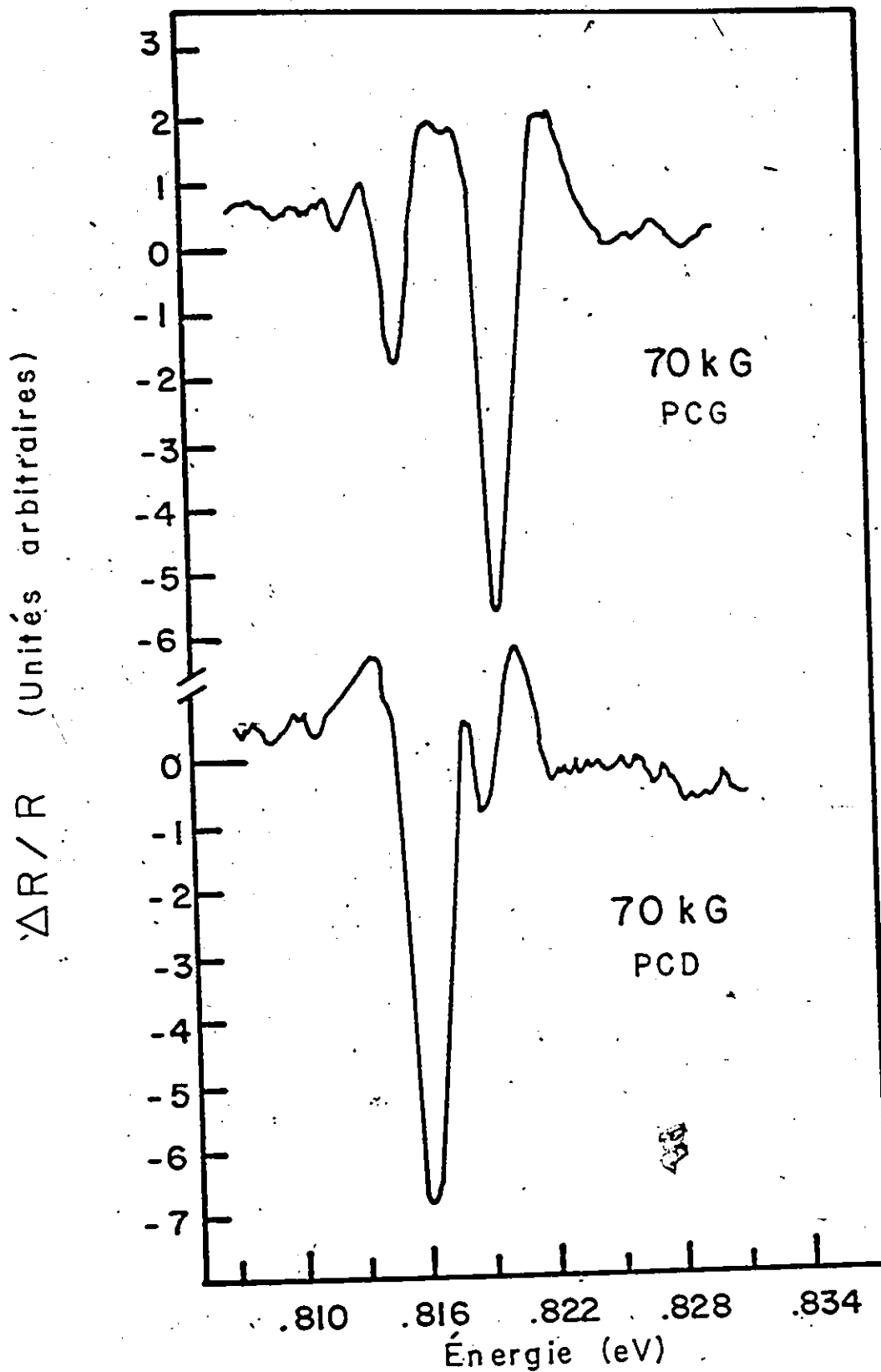


Figure 24. Spectre de la réflectivité modulée en longueur d'onde. $\vec{E} \perp \vec{B}$, $\vec{B} // [111]$, $B = 70 \text{ kG}$, $T = 4.2 \text{ K}$.

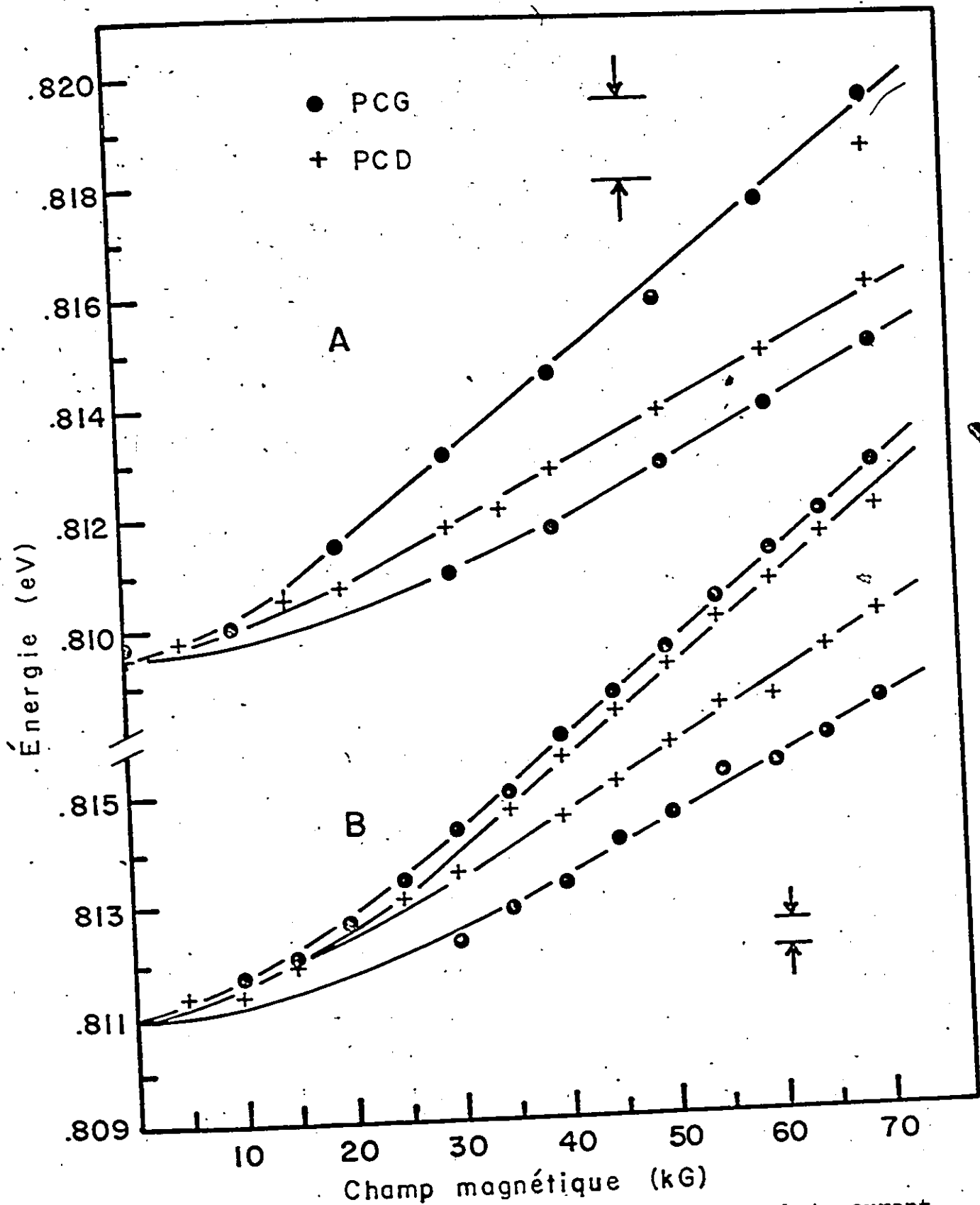


Figure 25. L'énergie des premiers maximums du photocourant (B) et des pics négatifs de la réflectivité modulée en longueur d'onde (A) est portée en fonction du champ magnétique.

Rappelons que la résolution est d'environ 1.5 meV.

À la suite de Reine et al., nous portons l'énergie des pics négatifs en fonction du champ magnétique dans la partie A de la figure 25. Dans la partie B, nous présentons, à la même échelle, les premières transitions tirées de la photoconductivité des échantillons propres que nous avons décrite au chapitre précédent. Les traits horizontaux indiquent la résolution de chaque expérience. Nous remarquons que dans les deux expériences, les transitions apparaissent dans la même séquence et que dans la limite des incertitudes, les pentes semblent identiques. En réflectivité modulée, la résolution inférieure nous permet de voir deux transitions en polarisation circulaire droite, mais à 70 kG seulement.

L'aspect le plus frappant de cette comparaison est le décalage uniforme des structures. Ainsi, les structures observées en réflectivité modulée apparaissent à une énergie inférieure de 1.5 meV de l'énergie de la transition correspondante en photoconductivité.

b) Mesures simultanées

En vue de vérifier l'authenticité du décalage susmentionné et d'éliminer toutes possibilités d'erreurs systématiques relatives, nous avons décidé d'effectuer une mesure simultanée de la réflectivité modulée et de la photoconductivité. À cette fin, des contacts sont ajoutés à l'échantillon étudié dans la section précédente et sa surface est décapée à nouveau. Sur la figure 26, nous présentons les deux spectres enregistrés simultanément à 45 kG. Nous voyons sur cette figure que

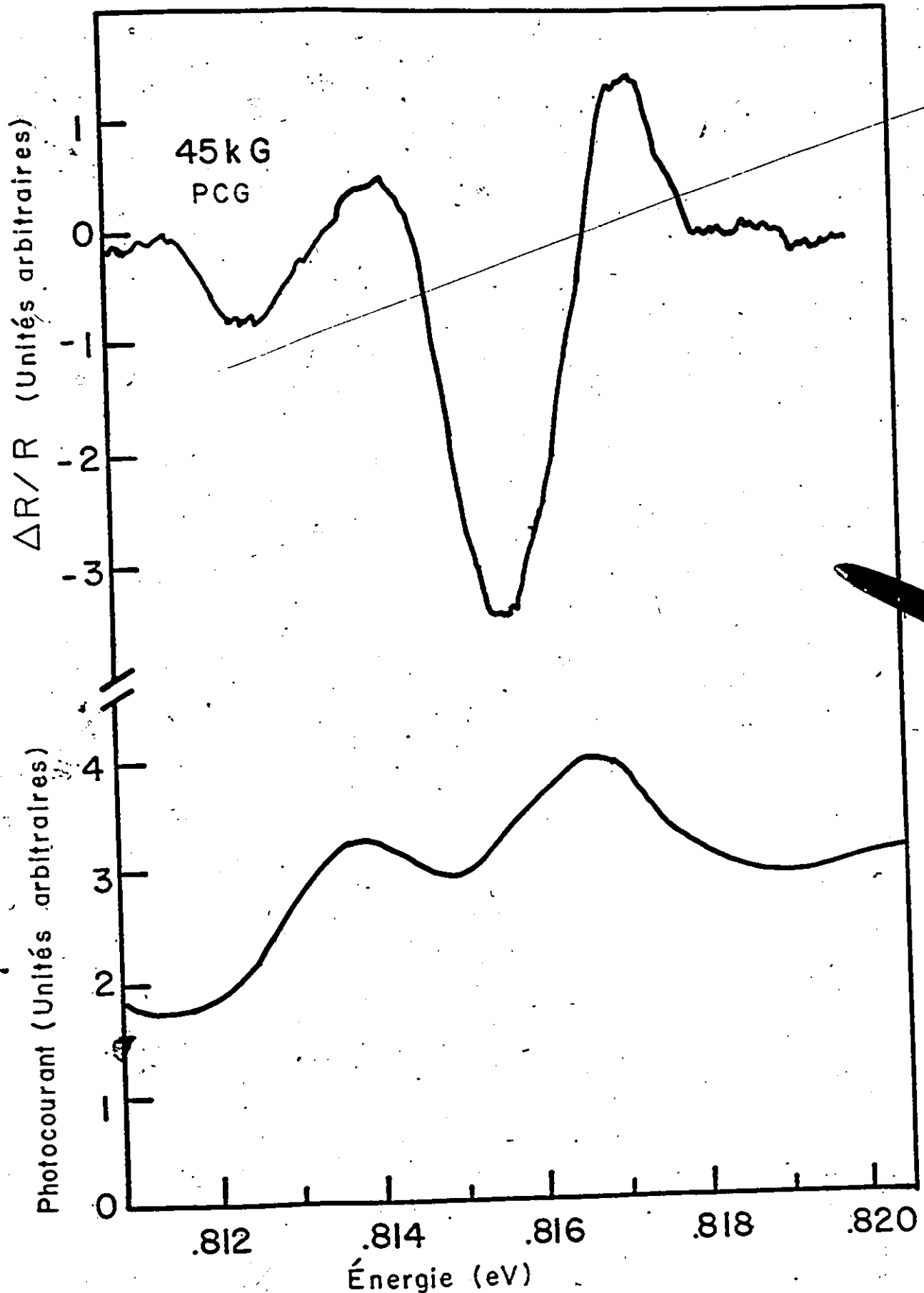


Figure 26. Spectres de la réflectivité modulée en longueur d'onde et du photocourant enregistré simultanément. $B = 45$ kG.

les deux pics négatifs du spectre de $\Delta R/R$ apparaissent à une énergie inférieure à celles des maximums du photocourant. Sur la figure 27, nous portons l'énergie du pic négatif le plus fort de $\Delta R/R$ et le maximum correspondant de la photoconductivité en fonction du champ magnétique. Nous observons que le décalage moyen est d'environ 1.2 meV. En réflectivité modulée, le signal augmente rapidement avec le champ magnétique et ainsi les valeurs à champ élevé sont beaucoup plus précises. À champ nul, un pic apparaît à .8110 eV sur le spectre de la photoconductivité.

Pour accomplir cette mesure simultanée, nous devons d'abord satisfaire aux exigences de la mesure de la réflectivité modulée. Ainsi, la résolution est moins bonne, ce qui a pour effet d'arrondir les structures et d'en masquer certaines. Ceci est illustré à la figure 28 où nous présentons le spectre enregistré avec une résolution de 1.5 meV et un spectre provenant du même échantillon, mais enregistré avec une résolution de .5 meV. La mesure de la réflectivité exige une surface miroir et par conséquent, nous devons utiliser un décapant différent de celui qui a été utilisé lors des expériences décrites au chapitre précédent. Sur la figure 29, nous présentons un spectre de la photoconductivité de l'échantillon traité au méthanol:brome. Ce spectre est enregistré avec une résolution de 1.5 meV. Les traits verticaux indiquent la position des maximums du spectre correspondant donné au chapitre précédent. Rappelons qu'alors la surface était traitée avec une solution de 2 HNO₃ : 1 HF : 1 CH₃COOH et que

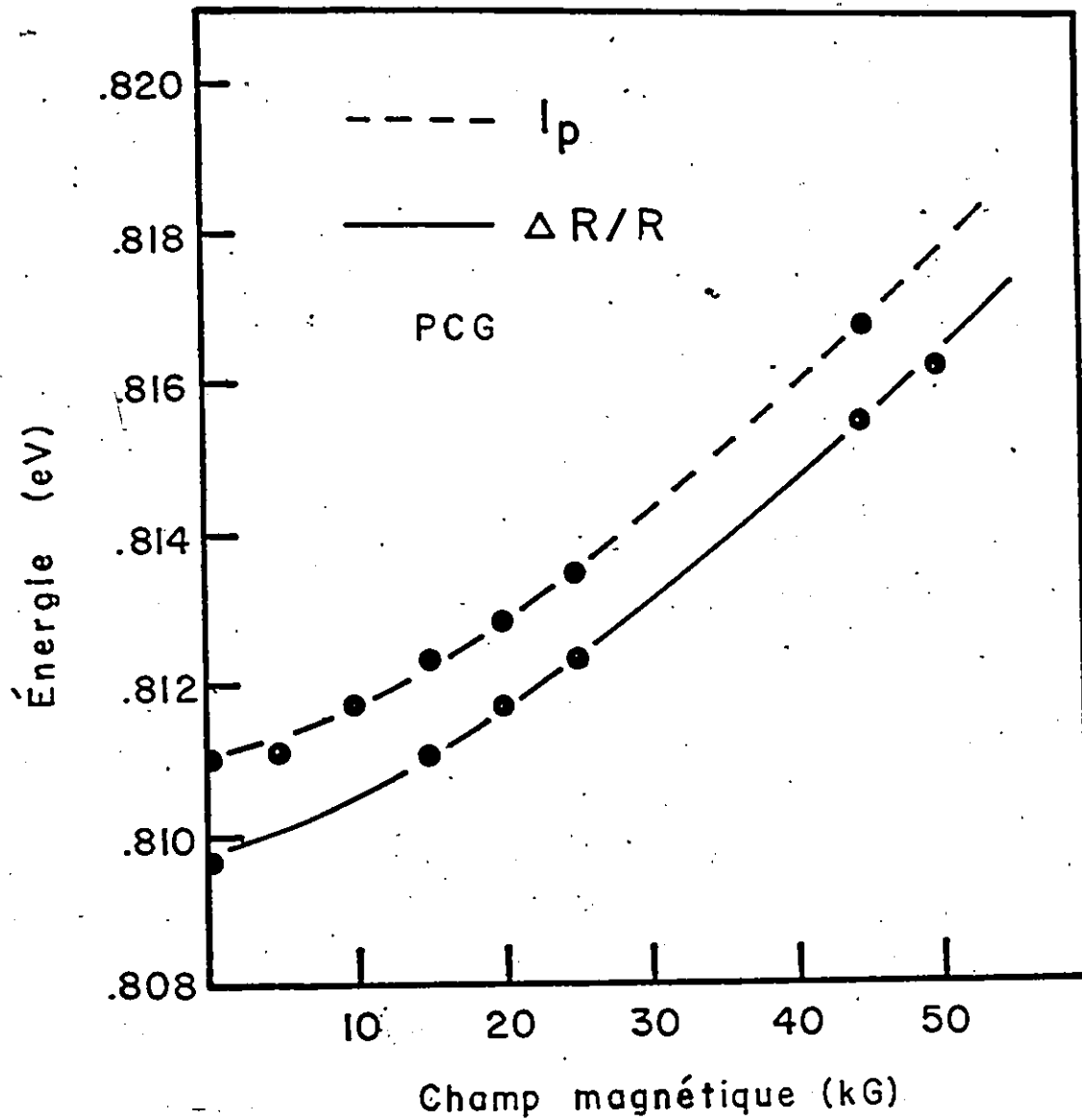


Figure 27. L'énergie du pic négatif prédominant de la réflectivité modulée et du maximum correspondant de la photoconductivité est portée en fonction du champ magnétique.

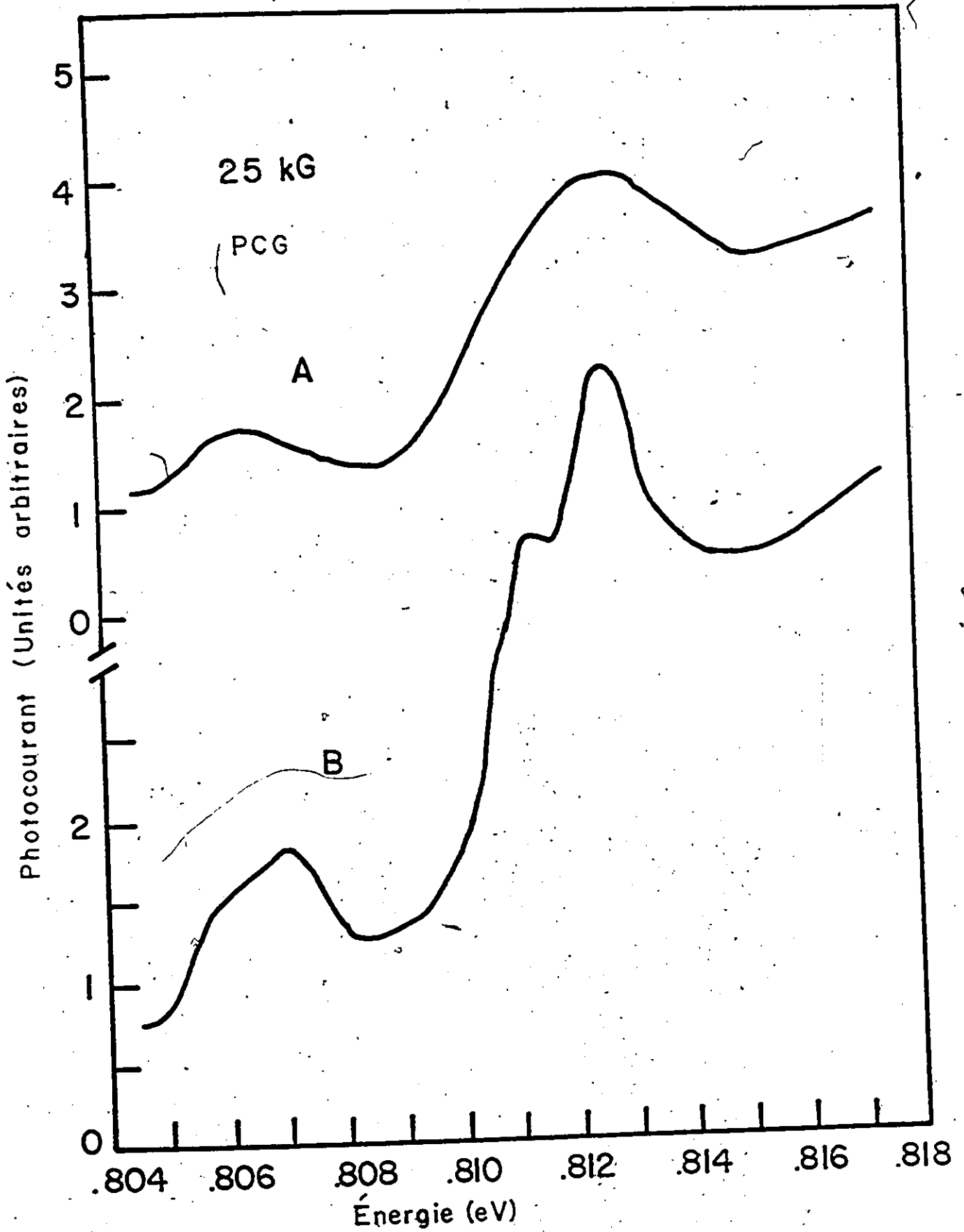
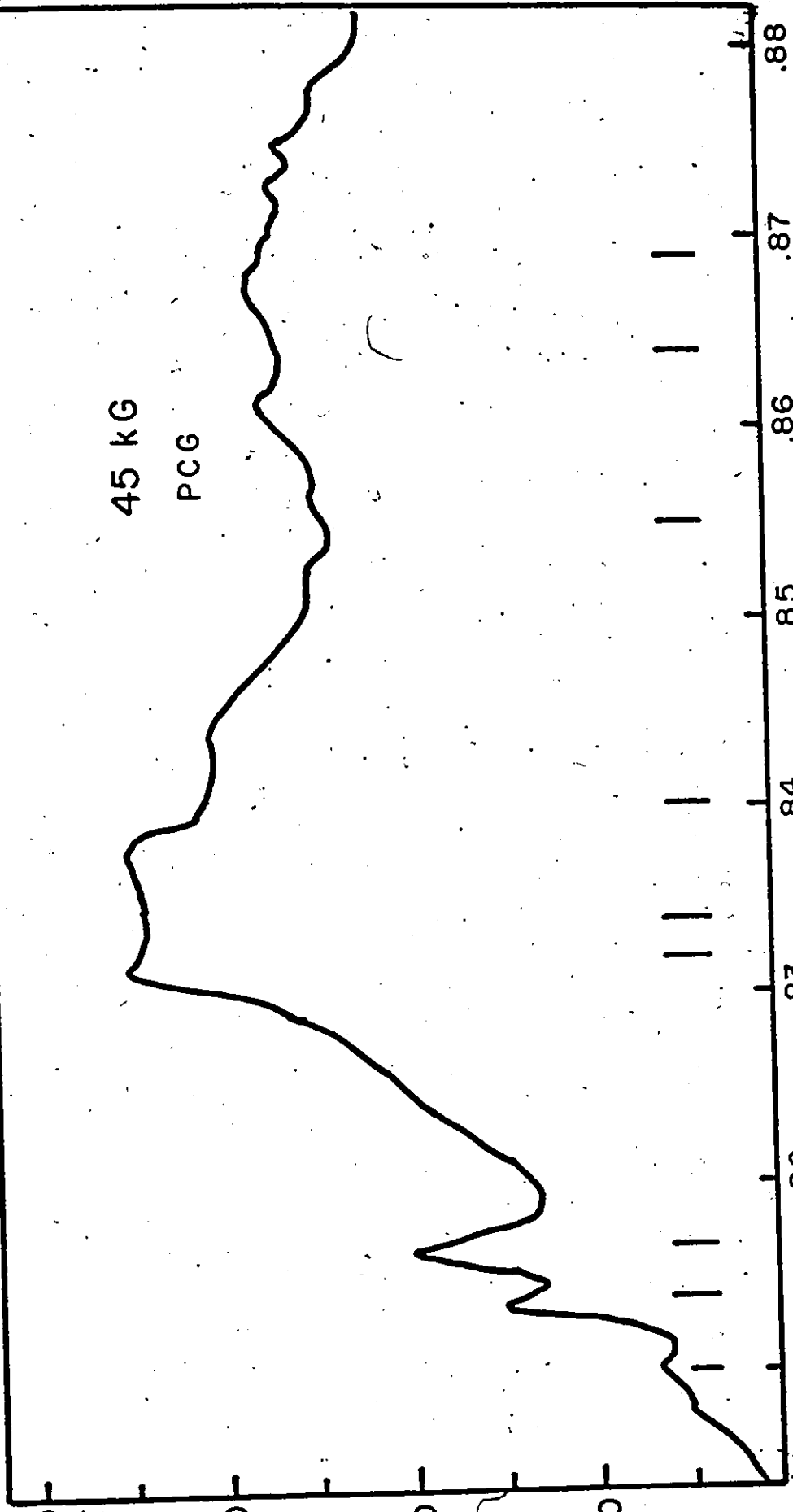


Figure 28. Spectres du photocourant enregistrés avec une résolution de 1.5 meV. (A) et de .5 meV (B).

45 KG
PCG

Photocourant (Unités arbitraires)



Énergie (eV)

Figure 29. Spectre du photocourant de l'échantillon traité au méthanol:brome.

la résolution était de .5 meV. Nous observons que les maximums coïncident exactement aux énergies inférieures à .83 eV, alors qu'au delà de .84 eV les minimums coïncident avec les maximums du chapitre précédent.

D. Discussion

Le principal résultat de cette étude comparative est l'observation du décalage entre les maximums du photocourant et les pics négatifs qui caractérisent la réflectivité modulée. Ce décalage d'environ 1.2 meV est constant et indépendant du champ magnétique. La proximité des raies observées par les deux méthodes indique une origine commune. Nous pouvons parler de proximité car le décalage de 1.2 meV est inférieur aux largeurs intrinsèques des structures observées en photoconductivité et en réflectivité. La constance du décalage indique également une origine commune. Si le photocourant était associé aux niveaux de Landau alors que la réflectivité était associée aux niveaux excitoniques, une divergence serait tout probablement observée en fonction du champ magnétique, car les calculs théoriques⁴⁴ prédisent une importante variation de l'énergie de liaison des excitons en fonction du champ magnétique. Or, l'analyse des formes observées en réflectivité modulée à l'aide d'une théorie microscopique démontre que le pic négatif apparaît précisément à l'énergie de l'exciton⁶⁵. Cette analyse ne tient pas compte du champ magnétique, mais la similitude des formes observées indique que l'effet majeur du champ est de déplacer les niveaux. Ainsi, la proximité des structures et la constance du

décalage montrent encore une fois que la photoconductivité oscillatoire s'apparente aux états excitoniques, du moins pour les structures comparées près de la bande interdite.

À la figure 27, nous voyons que les structures varient d'une façon quadratique à champ faible, alors que la variation est linéaire à champ élevé, Johnson, Filinski et Fan⁶⁶ ont observé cette variation et font remarquer que la variation quadratique témoigne des effets diamagnétiques. Or, cette variation ne correspond pas aux déplacements prévus des niveaux de Landau avec le champ magnétique. Cependant, si l'on soustrait l'énergie de liaison excitonique calculée par Rees⁴⁴ des énergies des niveaux de Landau, nous obtenons une variation semblable à celle qui est observée à la figure 27 en fonction du champ magnétique.

Le décalage des formes observées en photoconductivité par rapport au pic négatif de la réflectivité devra être considéré si l'on désire préciser le mécanisme provoquant la photoconductivité oscillatoire. Il semble qu'une absorption maximale n'occasionne pas un photocourant maximal. Le pic négatif coïncide plutôt avec un point d'inflexion. Cette observation nous rappelle le critère semi-empirique de Moss⁶⁷ qui associe la bande interdite à l'énergie où la photosensibilité atteint une valeur de 50% de la photosensibilité maximale.

Le renversement du comportement oscillatoire du photocourant aux énergies supérieures à .84 eV (fig. 29) observé à la suite d'un différent traitement de surface nous rappelle

des observations similaires. Colbow, Jmaeff et Yuen²⁶ attribuent aux champs électriques près de la surface, les changements de type observés tandis que Zielinger⁶⁸ interprète ces changements dans le Cu_2O en supposant l'existence d'une couche superficielle très conductrice.

Les résultats présentés dans ce chapitre complètent les arguments exposés dans la discussion du chapitre précédent. Le décalage constant de 1.2 meV n'affecte pas les paramètres des bandes obtenues. Cependant, le décalage constant qui est observé nous incite à associer l'énergie du pic négatif de la réflectivité modulée à l'énergie excitonique. Cette énergie de $(.8097 \pm .0006)$ eV est inférieure à l'énergie de .8109 eV obtenue en absorption par Johnson et Fan² à 10 K. Toutefois, ces auteurs affirment que ce pic attribué à l'exciton libre apparaît à .8099 eV à 1.7 K.

Chapitre VII

Photoconductivité dans l'alliage $\text{GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ en présence d'un champ magnétique.

A. Introduction

Les mesures de la photoconductivité effectuées par Fan^{10,11} dans le GaSb et par Stocker et Kaplan¹⁵ dans l'InSb leur permettent de déterminer avec précision l'énergie des phonons optiques longitudinaux. Ces réussites nous ont incité à accomplir des mesures semblables dans les alliages; nous avons choisi un alliage formé avec le GaSb à cause des résultats obtenus avec ce composé. Le $\text{GaAs}_x\text{Sb}_{(1-x)}$ que nous avons étudié est polycristallin et l'orientation aléatoire des petits cristaux provoque la superposition des niveaux de Landau puisque leur énergie dépend de l'orientation du cristal par rapport à la direction du champ magnétique. Même si cette superposition nuit à l'observation des niveaux de Landau, nous anticipons tout de même observer un déplacement de la bande interdite, ce qui nous permettra de déterminer la masse réduite. De plus, nous avons préalablement observé que le champ magnétique accentue les oscillations associées aux phonons dans certains échantillons de GaSb et pour ces deux raisons nous avons décidé d'accomplir des mesures en présence d'un champ. Les propriétés des cristaux de $\text{GaAs}_x\text{Sb}_{(1-x)}$ que nous avons étudiés sont résumées brièvement au chapitre IV. Rappelons que le GaAs et le GaSb ne sont pas miscibles dans l'intervalle $.35 < x < .70$.

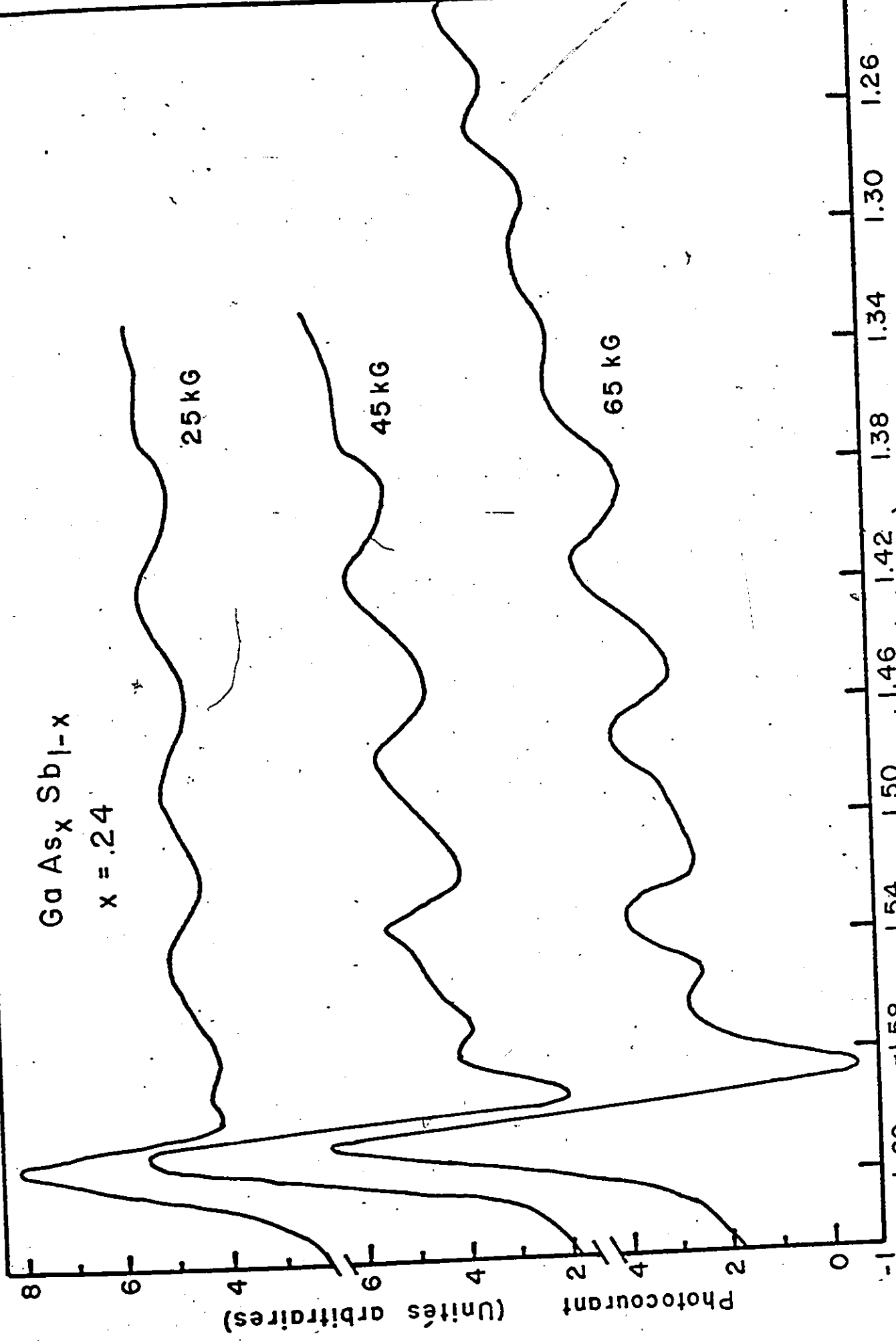
B. Résultats

La résistivité des échantillons de 10^{-1} ohm cm à la température ambiante passe généralement à 10^5 ohm cm à 4.2 K. Cependant, la résistivité de certains échantillons manifeste une variation plus faible; en particulier, la résistivité d'un échantillon du lingot TZF-2 de concentration $x = .08$ change à peine lors du refroidissement.

a) GaAs_{.24}Sb_{.76}

Nous avons observé des oscillations associées aux phonons exclusivement dans les échantillons riches en GaSb du lingot TZF-2. Les résultats les plus frappants, obtenus dans l'échantillon de concentration $x = .24$, sont illustrés sur la figure 30. Nous voyons que les oscillations sont très nettes et à 65 kG, nous observons plus de 7 oscillations associées aux phonons. Près de la bande interdite, nous observons également des oscillations faibles chevauchant les oscillations caractéristiques des phonons. La présence simultanée de ces deux types d'oscillations et l'allure générale des spectres rappellent les observations d'Uchinokura et Fan¹¹ (fig. 13, chap. V) dans le GaSb.

Un pic important apparaît dans la bande interdite; à champ nul, ce pic apparaît à une énergie de .766 eV. L'amplitude des oscillations augmente en fonction du champ magnétique. Un minimum qui apparaît après le pic susmentionné s'accroît et devient même négatif à 60 et à 65 kG. Ajoutons cependant que la phase de l'amplificateur synchrone est ajustée



Ga As_x Sb_{1-x}

x = .24

25 KG

45 KG

65 KG

Longueur d'onde (microns)

Figure 30. Spectres du photocourant d'un échantillon de GaAs_xSb_{1-x} de concentration x = .24

pour donner un signal maximum à l'énergie du pic. Or à 65 kG, nous observons un signal à 90° hors phase. Il apparaît à 1.605μ et plafonne à 1.60μ , sa grandeur atteignant presque 50% du signal minimum en phase dans l'intervalle compris entre 1.60 et 1.50μ . Aux longueurs d'ondes inférieures à 1.50μ , le signal décroît lentement. Toutes proportions gardées, le signal hors phase exhibe une variation spectrale beaucoup plus faible que le signal en phase.

À la figure 31, nous portons l'énergie des maximums et des minimums du photocourant de cet échantillon en fonction du champ magnétique. Le maximum et les deux minimums qui convergent vers une énergie unique de $.771 \text{ eV}$ à champ nul nous donnent l'énergie de la bande interdite. Sur cette figure, nous remarquons également que l'énergie du pic dans la bande interdite varie moins rapidement avec le champ magnétique que l'énergie du premier minimum. Les minimums se répètent à un intervalle moyen de $.0386 \text{ eV}$ à partir du premier minimum que nous avons associé à la bande interdite; les maximums sont séparés d'une énergie moyenne de $.0335 \text{ eV}$ mesurée à partir de l'énergie du pic dans la bande interdite. L'espacement entre les maximums est plus régulier que l'espacement entre les minimums.

b) Interprétation

Le modèle de Fan explique une partie des observations susmentionnées. En particulier, il rend compte de la présence des oscillations associées aux phonons LO sur lesquelles chevauchent de plus faibles oscillations associées aux niveaux

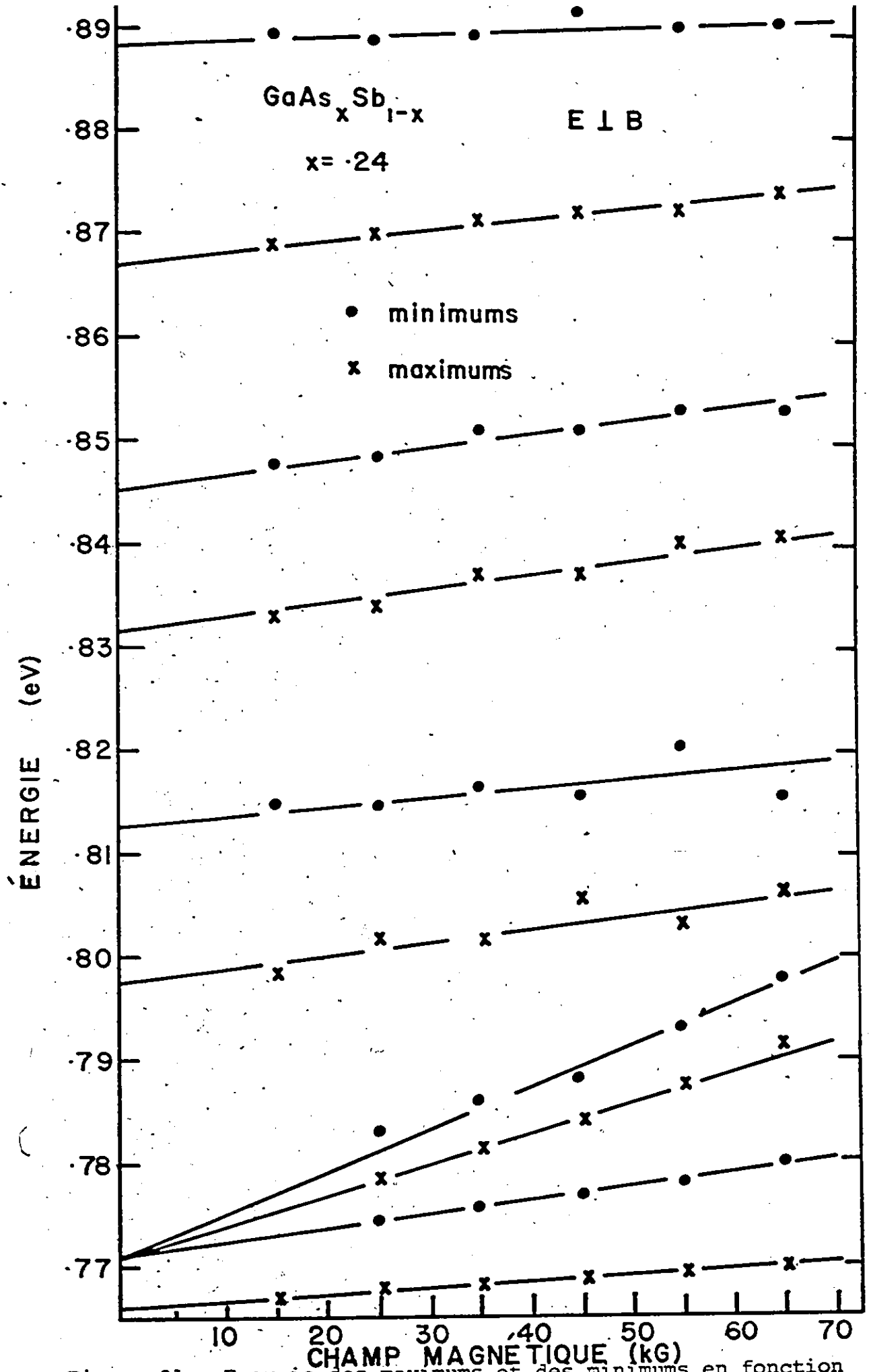


Figure 31. Energie des maximums et des minimums en fonction du champ magnétique.

de Landau. Toutefois, ce modèle n'explique pas les autres observations. Le pic important dans la bande interdite témoigne de la présence d'un mécanisme efficace qui accroît la photoconductivité. Si la distance de pénétration est forte à cette longueur d'onde, les porteurs seront libérés dans le volume de l'échantillon où la durée de vie est probablement plus longue. En outre, le pic peut s'expliquer si un des porteurs est piégé alors que la durée de vie de l'autre est prolongée.

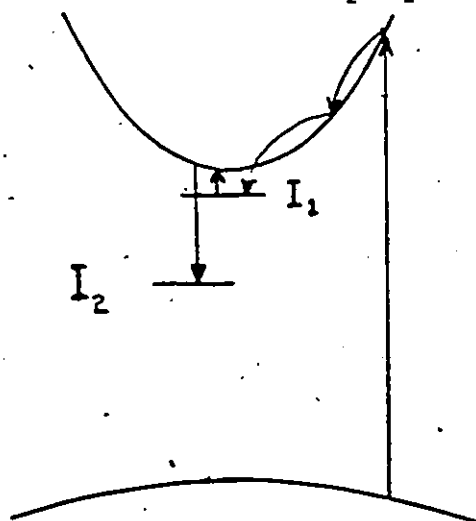
Les changements de phase qui sont associés à ce pic et le signal hors phase de faible variation spectrale indiquent la présence d'un piège. Le changement de phase de 25° traduit un changement de la réponse dans la période de temps qui caractérise la modulation mécanique. Comme celle-ci est de 85 Hz lors de cette expérience, le changement est de plus de 20 msec. Le mécanisme le plus plausible qui peut expliquer une telle variation est l'excitation thermique des porteurs dans un piège⁶⁹. Tous les autres temps caractéristiques de la photoconductivité des semiconducteurs sont beaucoup plus faibles. Ainsi, les durées de vie sont de l'ordre de 10^{-10} secondes alors que les temps de transit sont de l'ordre de 10^{-5} secondes.

Ces considérations et l'ensemble des observations nous amènent à proposer un modèle qui fait intervenir un piège I_1 et un centre de recombinaison I_2 . Le piège I_1 correspond au pic qui apparaît à .766 eV et nous supposons qu'il est situé à 5.0 meV de la bande de conduction. Ainsi, une partie des

électrons sont piégés par I_1 alors que la durée de vie des trous est prolongée. Pour que la recombinaison ait lieu, le piège doit d'abord être vidé par les phonons acoustiques; ensuite les électrons pourront être capturés par le centre I_2 . Comme la durée de vie des trous est prolongée la photoconductivité est accrue. Ce mécanisme occasionne une photoconductivité oscillatoire si "l'accessibilité" de I_1 dépend de la longueur d'onde. Cette condition existe lorsque les photons ont une énergie de .766 eV. Elle prévaut également lorsque les électrons dans la bande de conduction ont une énergie qui est un multiple de $h\omega_q$ au-dessus de l'énergie du centre I_1 (équation (3)). À ces énergies, les électrons émettent rapidement un ou plusieurs phonons et sont piégés par les centres I_1 . Ainsi, dans ce schéma, la photoconductivité est périodiquement maximale aux énergies

$$E_n = E_1 + n \left(1 + \frac{m_c}{m_{hh}} \right) h\omega_q. \quad (69)$$

Cette équation diffère de l'équation (3) car ici la bande de conduction est peuplée via une transition interbande.



Les changements de phase sont causés par le piège qui retient les électrons durant approximativement 20 msec. Nous explicitons ce modèle à l'aide des équations suivantes:

$$\frac{dn_e}{dt} = F + n_1 P - \frac{n_e}{\tau_1} - \frac{n_e}{\tau_2} \quad (70)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{n_e}{\tau_1} - P n_1 \quad (71)$$

où n_e et n_1 représentent les densités des photo-électrons dans la bande de conduction et dans le piège I_1 . F donne le nombre d'électrons injectés dans la bande de conduction par seconde, par la lumière monochromatique, alors que P désigne la probabilité d'excitation thermique des électrons piégés. τ_1 et τ_2 désignent les durées de vie par rapport au piège I_1 et au centre de recombinaison I_2 . Ces dernières expressions sont valables si les états inoccupés sont beaucoup plus nombreux que les états occupés. Les oscillations sont provoquées par la variation de $\tau_1 = \tau_1(E_e)$ qui passe par des minimums lorsque l'énergie des électrons obéit à l'équation (59).

À partir de l'énergie moyenne entre les maximums de la figure 31 et l'équation (69), nous pouvons calculer l'énergie des phonons LO $\hbar\omega_q$. Ce résultat figure dans la table 4. Par contre, nous donnons également la valeur calculée à partir de l'énergie moyenne entre les minimums et l'équation (2) tirée du modèle de Fan.

Si nous supposons que la pente du premier minimum de la figure 31 traduit le déplacement de la bande interdite en fonction du champ magnétique, nous pouvons calculer la masse réduite des électrons et des trous lourds. À cette fin, nous utilisons l'équation de Landau^{31,32}:

$$E_c(B) - E_v(B) = E_g + \left(n_1 + \frac{1}{2}\right) h\omega_c + \left(n_2 + \frac{1}{2}\right) h\omega_v \quad (72)$$

où ω_c et ω_v sont les fréquences de résonance cyclotron des électrons et des trous lourds respectivement. Dans le cas de la première transition, $n_1 = n_2 = 0$ et nous obtenons une masse réduite de $.044 m_e$.

c) Échantillons $x = .10$ et $x = .14$

Des oscillations ont aussi été observées dans le photocourant des échantillons provenant du lingot TZF-2 de concentrations $x = .10$ et $x = .14$. Ces oscillations sont moins prononcées et la figure 32 illustre leur allure. Nous remarquons l'augmentation de l'amplitude avec le champ magnétique ainsi que la forte croissance monotone du photocourant. Un pic apparaît dans la bande interdite à champ élevé et l'extrapolation à champ nul de la figure 33 lui donne une énergie de $.772$ eV à $.010$ eV sous la bande interdite. Cette dernière figure montre une plus grande dispersion des points qui résulte de la faible amplitude des oscillations. Toutefois, le comportement des oscillations est semblable à celui de l'échantillon de concentration $x = .24$. La photoconductivité de l'échantillon de concentration $x = .14$ exhibe un pic à $.008$ eV sous la bande interdite de $.764$ eV. Les énergies des phonons L.O. et les masses réduites de ces échantillons calculées à l'aide des équations (2) et (72) sont données dans la table 4.

En outre, des échantillons provenant du lingot TZF-2 de concentrations x égales à $.78$ et $.81$ ont été étudiés. Ces

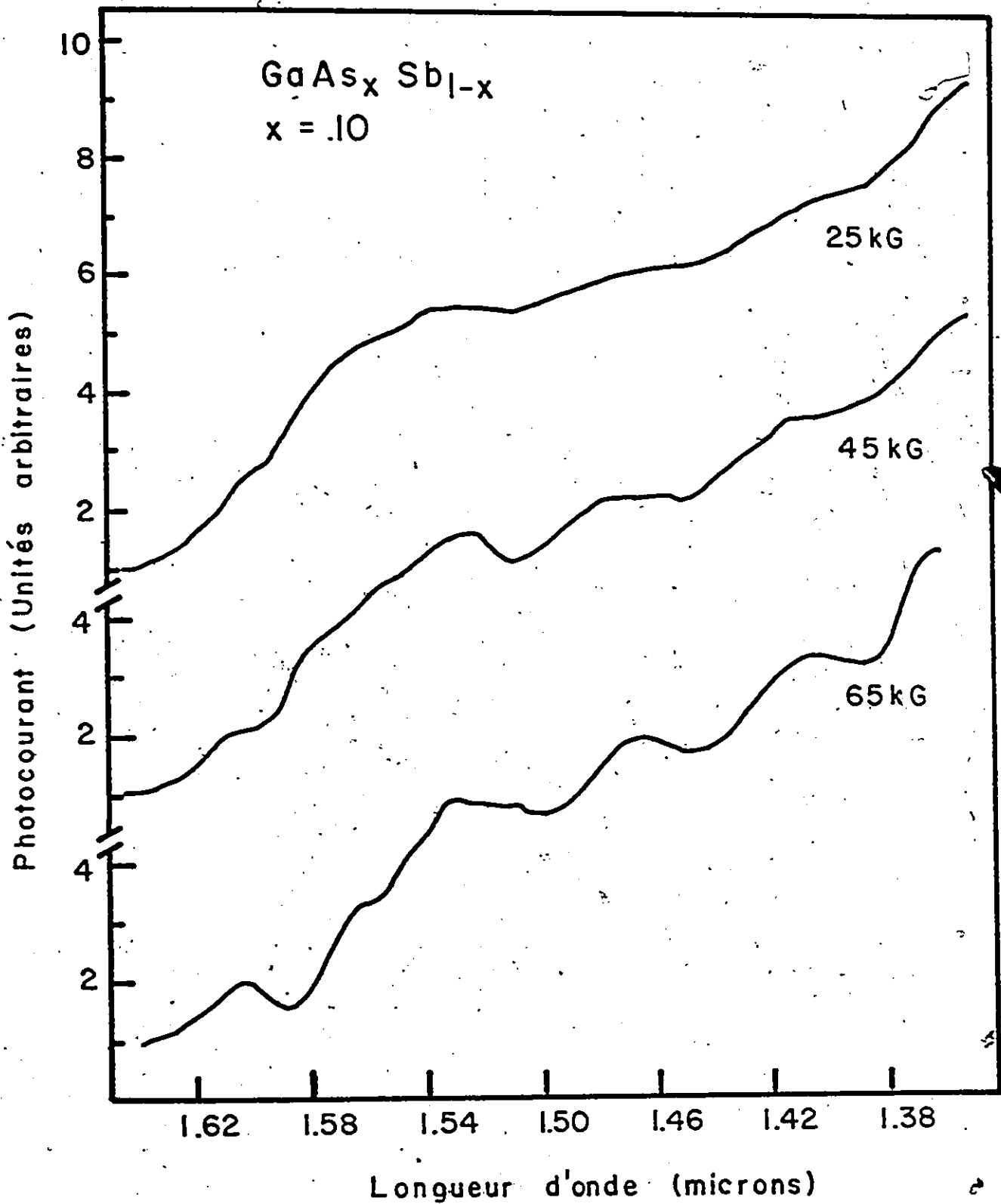


Figure 32. Spectres du photocourant d'un échantillon de GaAs_xSb_{1-x} de concentration $x = .10$.

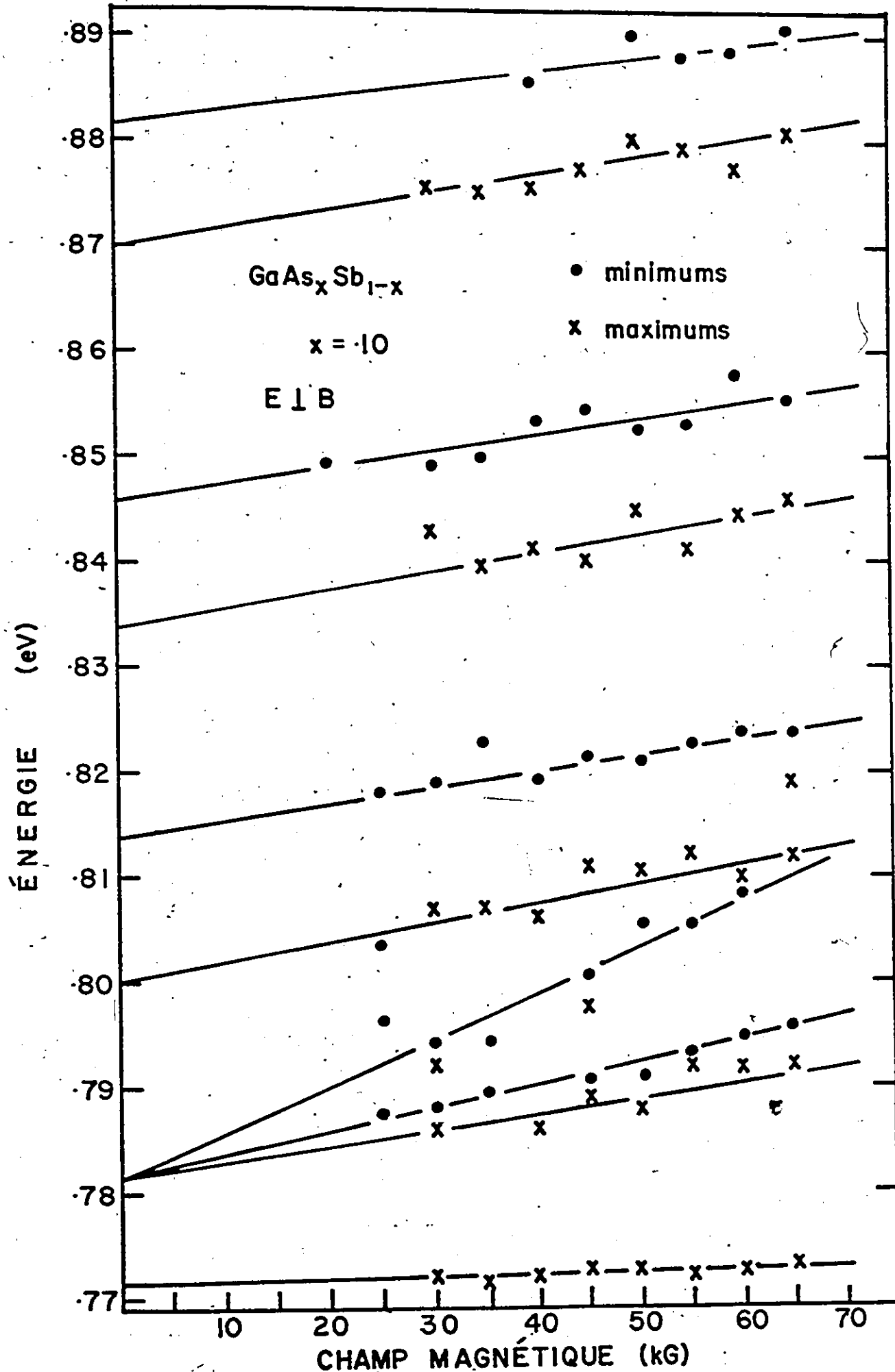


Figure 33. Énergie des maximums et des minimums du photocourant en fonction du champ magnétique.

échantillons ayant une forte proportion de GaAs ne montrent pas d'oscillations. Cependant, la valeur de la bande interdite déterminée à l'aide du critère de Moss⁶⁷ est donnée dans la table 4. Un pic apparaît à .030 eV sous la bande interdite dans l'échantillon de concentration $x = .78$.

d) Échantillons provenant des lingots TZF-5 et TZF-6

Les lingots TZF-5 et TZF-6 sont compensés et dopés au tellure respectivement. La concentration de tellure n'est pas connue avec précision car celui-ci se condense sur l'ampoule de quartz⁴⁷. Il a été montré⁷⁰ que la limite de solubilité du tellure dans le GaSb est de $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Au delà de ces concentrations, le tellure et le gallium forment des composés. Le tellure est un donneur⁷⁰ dans tous les composés III-V. Strauss⁷¹ étudie le comportement du coefficient de Hall du GaSb dopé au tellure en fonction de la concentration et il interprète ses résultats en supposant que la conduction dans la bande d'impuretés domine lorsque les concentrations de tellure sont fortes.

Nous avons mesuré le photocourant dans quatre échantillons du lingot TZF-5 de concentrations x égales à .05, .15, .32 et .37 et dans deux échantillons du lingot TZF-6 de concentrations x égales à .33 et à .35. En général, les signaux enregistrés à 4.2 K étaient bruyants. L'échantillon de concentration $x = .05$ manifeste un comportement normal et il montre de très faibles oscillations. Nous avons pu déterminer l'énergie de la bande interdite à l'aide du critère de Moss. La photoconductivité des autres échantillons est dominée par

un gros pic apparaissant à .726 eV lorsque $x = .15$, à .772 eV lorsque $x = .32$ et à .789 eV lorsque $x = .37$. La photoconductivité observée à ces pics très larges nous empêche de déterminer la largeur de la bande interdite. L'étude aux rayons X indique que l'échantillon de concentration $x = .37$ n'est pas de trop bonne qualité. La photoconductivité des deux échantillons du lingot TZF-6 est constante à l'énergie où nous prévoyons observer la bande interdite. Dans l'échantillon de concentration $x = .35$, elle décroît à peine entre 1.40 et 1.80 microns.

Ces résultats démontrent une très forte photoconductivité extrinsèque. Puisque le tellure est un donneur, le photocourant est provoqué par les trous dans la bande de valence ou par les électrons dans une bande d'impuretés.

C. Résumé

La figure 34 montre la variation de la bande interdite avec la concentration alors que la table 4 résume les valeurs obtenues à partir des mesures décrites dans ce chapitre. Les valeurs ΔE représentent les moyennes des différences entre l'énergie des minimums, sauf dans le cas de la première valeur à $x = .24$ qui est la moyenne correspondante effectuée à partir des maximums. Parfois des mesures ont été accomplies avec $E // B$ et alors les moyennes de ΔE comprennent les résultats de ces mesures.

Pour calculer les valeurs de $h\omega_q$, l'énergie des phonons longitudinaux optiques, à l'aide des équations (2) et (69), nous avons supposé que le rapport de m_c sur m_{hh} était égal à

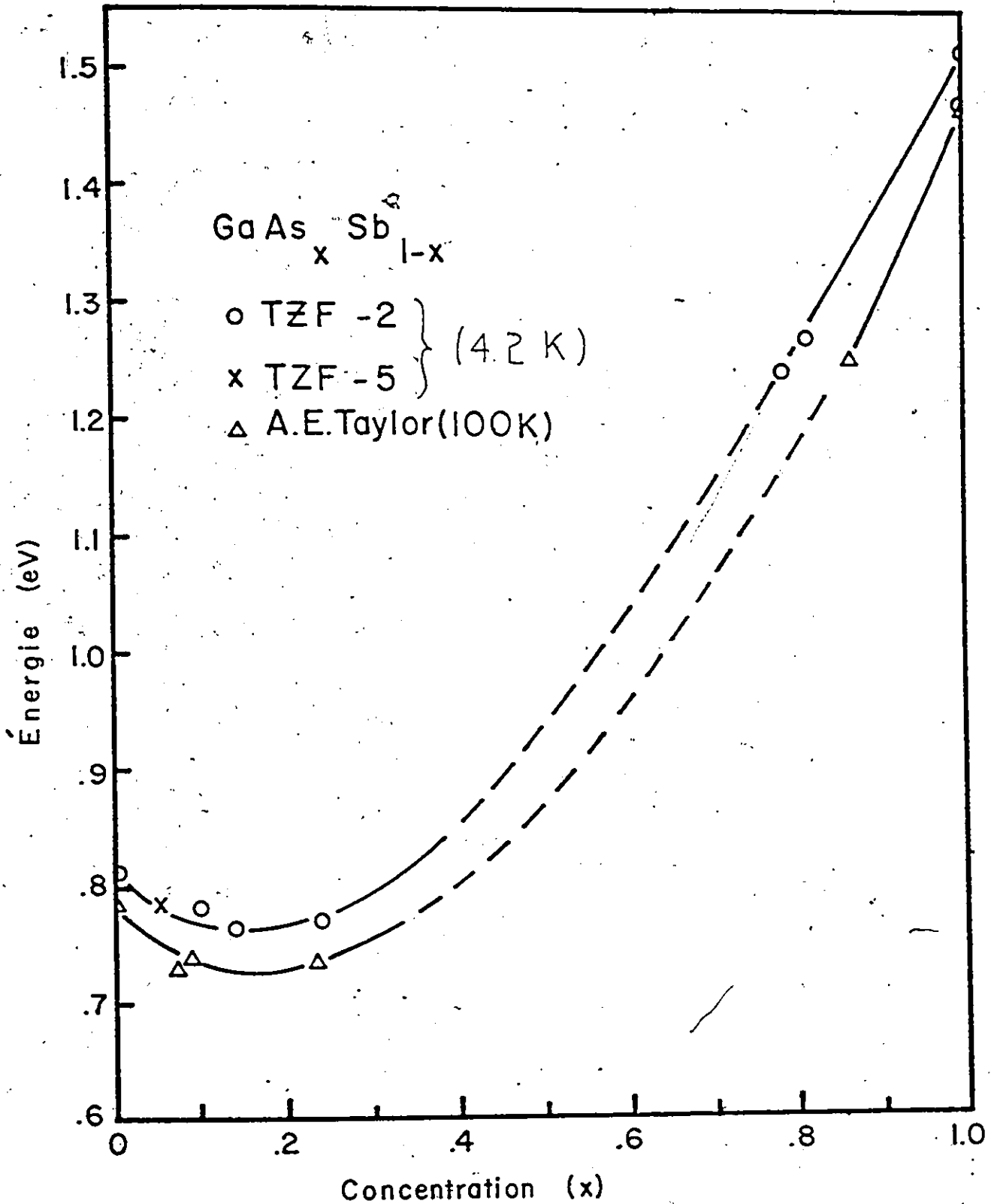


Figure 34. L'énergie de la bande interdite est portée en fonction de la concentration.

.13. La masse réduite μ exprimée en multiples de la masse électronique est calculée à partir de l'équation (72) et du déplacement de la bande interdite.

Tableau récapitulatif

x	E_g (eV)	ΔE (eV)	$h\omega_q$ (eV)	E_p (eV)	μ
$\pm .01$	$\pm .001$	$\pm .0015$		$\pm .001$	
.00	.809	.0303	.0268		.042 \pm .002
.05	.782				
.10	.782	.0320	.0283	.772	.037 \pm .006
.14	.764	.0372	.0329	.756	.042 \pm .006
.24	.771	.0335 .0386	.0297 .0342	.766	.044 \pm .006
.78	1.240			1.210	
.81	1.269				
1.00	1.519				

Table 4: Résultats expérimentaux: $GaAs_xSb_{(1-x)}$. La masse réduite μ est exprimée en multiples de la masse électronique. Les premières valeurs correspondant à $x = .24$ sont calculées à partir des maximums (p. 119).

D. Discussion

Les mesures montrent que la bande interdite varie en fonction de la concentration d'une façon similaire à celle qui est observée à 100 K par Taylor et Fortin⁷² et à 300 K par Thomas, Coderre et Woolley⁴⁶. Elle passe par un minimum à une concentration approximative de $x = .15$. Ainsi, le

coefficient de température $\partial E_g / \partial T$ est, à toutes fins pratiques, indépendant de la concentration.

L'incertitude des valeurs calculées de la masse réduite est relativement importante; d'une part, l'équation de Landau que nous avons utilisée n'est pas une très bonne approximation dans le cas d'une bande de valence dégénérée et d'autre part, il y a une certaine ambiguïté à savoir si nous devons suivre le premier maximum ou le premier minimum. L'élargissement de la bande interdite traduit approximativement le déplacement de la bande de conduction, celui-ci étant plus important que le déplacement de la bande de valence. Cette considération nous amène à suivre le premier minimum dans l'échantillon de concentration $x = .24$ et le premier maximum dans les autres en vue d'obtenir une masse réduite de grandeur acceptable.

Les valeurs de l'énergie des phonons LO (Table 4) concordent assez bien avec les valeurs que Lucovsky et Chen⁷³ ont obtenues en effectuant la mesure de la réflexion reststrahlen. Lorsque $x = .24$, la valeur calculée à partir des maximums concorde mieux que celle qui est obtenue à partir des minimums. La valeur que nous obtenons lorsque $x = .14$ est trop élevée. Les oscillations sont faibles dans cet échantillon et cela explique probablement la dispersion. Lorsque $x \leq .15$, Lucovsky et Chen observent un comportement "deux modes" dans les échantillons riches en GaSb. Il semble que les oscillations que nous avons vues dans cet intervalle sont trop faibles pour nous permettre de distinguer

les deux modes. Nous observons plutôt un effet moyen.

Le modèle de Fan n'explique pas les changements de la phase et l'apparition des maximums à une énergie constante mesurée à partir du pic dans la bande interdite. Cette lacune nous a incité à proposer un nouveau modèle. Nous n'avons utilisé ce modèle que pour analyser les mesures associées à l'échantillon de concentration $x = .24$. Toutefois, plusieurs facteurs indiquent que le modèle pourrait être d'un intérêt plus général. Ainsi, dans certaines conditions, nous avons observé des changements de phase et une dépendance de l'intensité du photocourant sur la fréquence de la modulation dans le GaSb; nous avons également observé des changements de phase dans un autre échantillon de l'alliage. L'hypothèse fondamentale du modèle à savoir que les mécanismes de recombinaison ou les durées de vie sont à l'origine de la photoconductivité oscillatoire est plausible. L'influence marquée du traitement de la surface indique l'importance des vitesses de recombinaison. En outre, nous n'avons pas réussi, malgré plusieurs tentatives, à observer une photoconductivité oscillatoire dans des cristaux très purs de Ge et de GaAs, alors que Barbarie et Fortin⁷⁴ ont observé des oscillations associées aux phonons dans du GaAs compensés. Enfin, rapellons que la photoconductivité des échantillons de GaSb partiellement oxydés montrait un pic à 5 me V sous la bande interdite (figures 14-17).

Chapitre VIII

Conclusion

À la suite d'un traitement soigné de la surface, nous avons observé des oscillations très nettes dans le photocourant du GaSb. Ces observations nous procurent une nouvelle méthode d'étudier la magnéto-structure et par conséquent, la structure des bandes des matériaux semiconducteurs. La méthode élimine la nécessité de préparer des échantillons minces et d'utiliser les techniques de la modulation. Le signal de 10^{-3} volts est mille fois supérieur à celui qui est normalement perçu en réflectivité modulée et il permet à toutes fins pratiques d'éliminer le bruit et les structures parasites.

Toutefois, les mécanismes qui provoquent l'apparition des oscillations ne sont pas précisés avec certitude. Cette lacune nous empêche d'accomplir une analyse théorique des formes. Nous avons partiellement circonscrit cette difficulté en effectuant une mesure comparative de la réflectivité modulée en longueur d'onde. Cette étude démontre que les pics du photocourant sont légèrement décalés vers les énergies supérieures par rapport aux pics négatifs de la réflectivité modulée. L'énergie excitonique a été corrigée en conséquence. Comme ce décalage est constant, les paramètres issus de la comparaison quantitative avec la théorie de Pidgeon et Brown demeurent inchangés. Ajoutons enfin qu'une éventuelle analyse des formes devra tenir compte de ce décalage qui, comme

nous l'avons souligné, s'apparente au critère de Moss.

L'ensemble des observations du chapitre V que nous avons discutées à la lumière des équations (4) et (5), suggère que le mécanisme qui est à l'origine des oscillations comprend une variation de la photosensibilité avec la profondeur de pénétration. Les changements de phase observés dans l'échantillon de $\text{GaAs}_{.24}\text{Sb}_{.76}$ et, dans certaines circonstances dans des échantillons de GaSb, ainsi que la variation de l'intensité du photocourant en fonction de la fréquence de la modulation, mettent en cause le piégeage et la recombinaison. Ces deux éléments semblent traduire une variation de la durée de vie en fonction de la distance de pénétration. Cette constatation rejoint les hypothèses de Voigt et Ost mais d'autres études devront être effectuées en vue de confirmer cette assertion.

Si les facteurs et les conditions qui provoquent l'apparition des oscillations peuvent être reproduits à volonté, la méthode sera certainement très utile. En théorie, la dépendance surface volume de la photosensibilité n'est pas nécessaire si on effectue une expérience PME car alors le signal dépend explicitement du coefficient d'absorption. Barbarie et Fortin⁷⁵ ont utilisé cette méthode pour effectuer des mesures avec le germanium et ils ont obtenu des résultats intéressants. Ces auteurs⁷⁴ ont également eu un certain succès dans le cas du GaSb et du GaAs, mais leurs résultats dépendent du traitement de la surface et de la préparation des échantillons. Les échantillons les plus purs ne donnent.

pas nécessairement les meilleurs résultats. Ces observations semblent confirmer nos conclusions.

Les paramètres du GaSb que nous avons obtenus sont, dans l'ensemble, compatibles avec ceux qui ont été obtenus lors de récentes expériences; il est difficile d'évaluer l'importance des effets excitoniques. Toutefois, les résultats indiquent la nécessité d'évaluer l'influence des excitons dans le contexte approprié des bandes dégénérées et couplées en vue d'obtenir des valeurs plus précises des paramètres des bandes. Par surcroît, une telle analyse donnera également des valeurs expérimentales de l'énergie de liaison de l'exciton en présence d'un champ magnétique.

Bibliographie

1. E.J. Johnson et H.Y. Fan, Phys. Rev. 139, A1991 (1965).
2. C. Benoit à la Guillaume et P. Lavallard, Phys. Rev. B 5, 4900 (1972).
3. O. Madelung, Physics of III-V Compounds, John Wiley and Sons, Inc., 1964 (p. 222).
4. S. Zwerdling, B. Lax, K.J. Button et L.M. Roth, J. Phys. Chem. Solids 9, 320 (1959).
5. J. Halpern, Bull. Am. Phys. Soc. 10, 594 (1965).
6. M. Reine, R.L. Aggarwal et B. Lax, Phys. Rev. B 5, 3033 (1972).
7. M. Reine, Ph.D. thesis (Massachusetts Institute of Technology, 1970).
8. C.R. Pidgeon et R.N. Brown, Phys. Rev. 146, 575 (1966).
9. F.R. Kessler et H. Schmidt, Z. Naturforschg. 22a, 1566 (1967).
10. M.A. Habegger et H.Y. Fan, Phys. Rev. Lett. 12, 99 (1964).
11. K. Uchinokura et H.Y. Fan, Phys. Rev. B 1, 3395 (1970).
12. C. Benoit à la Guillaume et J. Cernogora, J. Phys. Chem. Solids, 24, 383 (1963).
13. I.V. Krynkoval, Sov. Phys. Sol. State, 7, 2060 (1966).
14. H.Y. Fan, Proceedings of the Ninth International Conference on the Physics of Semiconductors, Moscow, 1968 (Maison d'édition Nauka, Leningrad, 1968).
15. H.J. Stocker et H. Kaplan, Phys. Rev. 150, 619 (1966).

16. N.O. Folland, Phys. Rev. B 2, 418 (1970).
17. A. Honig et R. Maxwell, Proceedings of the International Conference of the Physics of Semiconductors, Kyoto, 1966, J. Phys. Soc. Jap. 21, Supplement, 319, (1966).
18. R.J. Elliott et R. Loudon, J. Phys. Chem. Solids 15, 196 (1960).
19. R.G. Glinski, K.S. Song et J.C. Woolley, Phys. Stat. Sol. (b) 48, 815 (1971).
20. R.A. Titov, Sov. Phys. Solid State 5, 2553 (1964).
21. J. Voigt et E. Ost, Phys. Stat. Sol. 33, 381 (1969).
22. R.H. Bube, Photoconductivity of Solids, John Wiley and Sons, Inc. 1960 (p. 392).
23. B.V. Novikov, A.V. Ilinskii, K.F. Lider et N.S. Sokolov, Phys. Stat. Sol. (b) 48, 473 (1971).
24. J.W. Steketee et J. de Jonge, Philips Res. Rep. 17, 363 (1962).
25. C. Richard et M. Dugué, Phys. Stat. Sol. (6) 50, 263 (1972).
26. K. Colbow, A. Jmaeff et K. Yuen, Can. J. Phys. 48, 57 (1970).
27. V.A. Safarov, A.N. Titkov et I.S. Shlimak, Sov. Phys. Solid State 12, 2831 (1971).
28. S. Zwerdling et B. Lax, Phys. Rev. 106, 51 (1957).
29. E. Burstein et G.S. Picus, Phys. Rev. 105, 1123 (1957).
30. E.F. Gross, B.P. Zaklarchenya et P.P. Pavinskii, Sov. Phys. - Tech. Phys. 2, 2018 (1958).
31. L.D. Landau, Z.Physik 64, 629 (1930).

32. B. Lax et J.G. Mavroides, Semiconductors and Semimetals, édité par R.K. Willardson et A.C. Beer (Academic Press, New York, 1972) vol. 3, p. 326.
33. J.M. Luttinger, Phys. Rev. 102, 1030 (1956).
34. L.M. Roth, B. Lax et S. Zwerdling, Phys. Rev. 114, 90 (1959).
35. E. Burstein, G.S. Picus, R.F. Wallis et F. Blatt, Phys. Rev. 113, 15 (1959).
36. G. Dresselhaus, A.F. Kip et C. Kittel, Phys. Rev. 98, 368 (1955).
37. E.O. Kane, J. Phys. Chem. Solids 1, 249 (1957).
38. R.L. Aggarwal, Semiconductors and Semimetals, édité par R.K. Willardson et A.C. Beer (Academic Press, New York, 1972) Vol. 9.
39. P. Lawaetz, Phys. Rev. B 4, 3460 (1971).
40. D.F. Edwards et V.J. Lazazzera, Phys. Rev. 120, 420 (1960).
41. L. Fritsche, Phys. Stat. Sol. 34, 195 (1969).
42. J.L. Brebner, J. Halpern et E. Mooser, Helv. Phys. Acta 40, 385 (1967).
43. D. Cabib, Sol. State Commun. (USA), 9, 1517 (1971).
44. G.J. Rees, J. Phys. C: Solid State Phys., 5, 549 (1972).
45. W.M. Coderre, Thèse de doctorat, Université d'Ottawa, 1969.
46. M.B. Thomas, W.M. Coderre et J.C. Woolley, Phys. Stat. Sol. (a) 2, K 141 (1970).
47. S. Rosenbaum, Thèse de doctorat, Université d'Ottawa, 1973.

48. M. Gratton et J.C. Woolley, à paraître dans le J. Electronic Materials.
49. L.F. Mollenauer, C.D. Graudt, W.B. Grant et H. Panepucci, Rev. Sci. Inst. 39, 1958 (1968).
50. J.M. Bennet, Applied Optics, 9, 2123 (1970).
51. P. Fleury et J.P. Mathieu, Lumière, éditions Eyrolles, 61, Boulevard Saint-Germain, Paris (1965).
52. R.E. Drews, Bull. Am. Phys. Soc. 12, 384 (1967).
53. M. Cardona, Modulation Spectroscopy, Academic Press, New York, 1969.
54. K.L. Shaklee et J.E. Rowe, Applied Optics, 9, 627 (1970).
55. G.E. Pikus et G.L. Bir, Sov. Phys. Solid State 1, 1502 (1960).
56. Y.P. Varshni, Physica 34, 149 (1967).
57. R.L. Aggarwal, Phys. Rev. B 2, 446 (1970).
58. J.C. Hensel et G. Feher, Phys. Rev. 129, 1041 (1963) appendice A.
59. F.H. Pollak et R.L. Aggarwal, Phys. Rev. B 4, 432 (1971).
60. M. Neuberger, Handbook of Electronic Materials (vol. 2),IFI/Plenum, New York, 1971.
61. A. Baldereschi et N.D. Lipari, Phys. Rev. B 3, 349 (1971).
62. C.R. Pidgeon et D.L. Mitchell, Phys. Rev. 154, 737 (1967).
63. G. Bordure et R. Guastavino, Compt. Rend. 267, 860 (1968).
64. H. Piller, Proceedings of the 7th International Conference on the Physics of Semiconductors (Academic Press, New York, 1964) p. 297.
65. R.R. Senechal et J.C. Woolley, Phys. Rev. Let. 27, 1563 (1971).

66. E.J. Johnson, I. Filinski et H.Y. Fan, Proceedings of the International Conference on the Physics of Semiconductors, Exeter 1962, p. 375.
 67. T.S. Moss, Photoconductivity in the Elements, (Academic Press, New York, 1952) p. 30.
 68. J.P. Zielinger, Thèses, Strasbourg, 1969.
 69. Voir référence 22 p. 282.
 70. Voir référence 3 p. 224 et p. 225.
 71. A.J. Strauss, Phys. Rev. 121, 1087 (1961).
 72. A.E. Taylor et E. Fortin, Can. J. Phys. 48, 1874 (1970).
 73. G. Lucovsky et M.F. Chen, Sol. State Commun. 8, 1397 (1970).
 74. A. Barbarie et E. Fortin, à paraître.
 75. A. Barbarie et E. Fortin, Can. J. Phys. 50, 1593 (1972).
-

- * 1 La magnéto-résistance et les changements des durées de vie survenant lorsque les porteurs sont poussés vers les surfaces par le champ magnétique influence la réponse.
- * 2 La théorie d'Elliot et Loudon s'applique dans la limite de très grand champ.
- * 3 Cette remarque s'applique aux pics les plus près de la bande interdite.