



Contribution à l'étude de la propagation d'ondes électromagnétiques dans les semi-conducteurs et les métaux

Albert Libchaber

► To cite this version:

Albert Libchaber. Contribution à l'étude de la propagation d'ondes électromagnétiques dans les semi-conducteurs et les métaux. Matière Condensée [cond-mat]. Université de Paris, 1965. Français. NNT: . tel-00278205

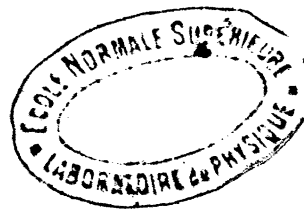
HAL Id: tel-00278205

<https://theses.hal.science/tel-00278205>

Submitted on 9 May 2008

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

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



T H E S E S

présentées

à la FACULTE DES SCIENCES

de l' UNIVERSITE DE PARIS

pour obtenir

le Grade de Docteur ès-Sciences Physiques

par

Joseph-Albert LIECHABER

1ère Thèse - Contribution à l'étude de la propagation d'ondes
électromagnétiques dans les semi-conducteurs et
les métaux.

2ème Thèse - Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 15 juin 1965 devant la Commission d'Examen

(9^h)

M. J. FRIEDEL : Président

M. MOZIERES : Examinateur

P. de GENNES : -

J. BOK : -

T H E S E S

présentées

à la FACULTE DES SCIENCES

de l' UNIVERSITE DE PARIS

pour obtenir

le Grade de Docteur ès-Sciences Physiques

par

Joseph-Albert LIBCHABER

1ère Thèse - Contribution à l'étude de la propagation d'ondes
électromagnétiques dans les semiconducteurs et
les métaux.

2ème Thèse - Propositions données par la Faculté.

Soutenues le juin 1965 devant la Commission d'Examen

MM. J. FRIEDEL : Président
Ph. NOZIERES : Examineur
P. de GENNES : -
J. BOK : -

Table des matières

	Page
Introduction	
Chapitre I - Sur les propriétés d'un gaz de particules chargées	1
1.1. Théorie des orbites	1
1.2. Représentation tensorielle	12
1.3. La dispersion spatiale	19
Chapitre II - Propagation de l'onde hélicon - Interaction phonon-hélicon	24
2.1. Théorie de l'interaction phonon-hélicon	25
2.2. Etude expérimentale de la propagation hélicon dans l'antimoniure d'indium et mise en évidence du couplage phonon-hélicon	31
Chapitre III - Effets non linéaires : les électrons chauds	38
3.1. Théorie des phénomènes non linéaires (électrons chauds) dans un plasma soumis à un champ électromagnétique	39
3.2. Expérience sur l'antimoniure d'indium .	47
Chapitre IV - Effets non linéaires : la pression de radiation	53
4.1. Calcul du champ électrique continu, induit par la "pression de radiation" ; onde électromagnétique se propageant suivant le mode hélicon	54
4.2. Effet thermoélectrique dû à l'échauffement des porteurs	56
4.3. Expérience dans SbIn de type N : fréquence $7 \cdot 10^{10}$ c/s , température 77°K	58
Chapitre V - Les effets quantiques : étude de la propagation hélicon dans la limite quantique	62

5.1. La limite quantique	63
5.2. La diffusion par les impuretés ionisées	65
5.3. Calcul du courant dans la propagation du mode hélicon ; formulation quantique	68
5.4. Application à SbIn	71
5.5. Résultats expérimentaux et discussion	74
Conclusion	77
Appendice : Propagation d'une onde hélicon dans un milieu en rotation. Théorie et expérience	78
Bibliographie	82

Je remercie

Monsieur le Professeur Y. ROCARD, Directeur
du Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure,
qui a bien voulu m'accueillir dans ce laboratoire,

Monsieur le Professeur P. AIGRAIN, qui est
à l'origine de cette étude et dont l'imagination et
l'enthousiasme m'ont constamment soutenu,

Monsieur le Professeur J. BOK qui a dirigé
cette thèse ; sa lucidité d'esprit, son amitié constante
ont rendu ce travail particulièrement agréable.

Avec R. VEILEX et J. MAURER nous avons pu former
une équipe où l'amitié se trouvait constamment liée au
travail ; qu'ils en soient remerciés, ainsi que C. LAROCHE.

INTRODUCTION

Durant la première guerre mondiale, les transmetteurs allemands avaient coutume d'entendre sur les lignes de transmissions des sifflements, qu'ils dénommèrent "vols de grenades" par suite de la similarité du son. En 1919, Barkhausen ^[1] étudie au laboratoire ce phénomène et lui reconnaît une origine atmosphérique. Il faudra attendre 1935 pour qu'Eckersley ^[1] donne une interprétation claire de ces "musiques atmosphériques". Les siffleurs devaient depuis lors conduire à de nombreuses études dans l'ionosphère. En 1960, à peu près simultanément, Aigrain ^[2] et Konstantinov et Perel ^[3], proposent l'étude du mode siffleur dans les cristaux conducteurs; son importance est liée au fait qu'une onde électromagnétique peut pénétrer dans un conducteur, lorsque ce mode de propagation est utilisé ; Aigrain le dénomme "hélicon" par suite de la polarisation circulaire de l'onde. De cette suggestion devait naître la thèse de R. Veilex ^[4] qui met en évidence la propagation de ce mode dans l'antimoniure d'indium. Le travail qui suit est un prolongement de cette étude dans les semiconducteurs et métaux.

Après avoir introduit au Chapitre I les caractères essentiels des modes hélicons et Alfven, nous développons au Chapitre II l'étude de l'interaction hélicon-phonon ; une expérience est décrite de couplage onde acoustique - onde électromagnétique pour des fréquences de l'ordre du mégacycle dans l'antimoniure d'indium.

Les chapitres III et IV traitent des phénomènes non linéaires associés à la propagation hélicon. Au chapitre III, nous mettons en évidence les conséquences de la

pénétration dans la région des "électrons chauds", en particulier par la génération de troisième harmonique. Le chapitre IV traite d'un phénomène associé à la pression de radiation, l'apparition d'une tension continue dans la direction du vecteur de Poynting. Ces deux expériences sont réalisées dans l'antimoniure d'indium de très haute pureté et le bismuth.

Le chapitre V décrit une expérience de propagation hélicon lorsque la quantification des orbites dans un champ magnétique devient un phénomène prépondérant. La limite quantique est atteinte pour une énergie du premier niveau de Landau supérieure à l'énergie de Fermi ; le temps de collision des porteurs libres devient alors dépendant du champ magnétique continu et la propagation hélicon s'en trouve altérée.

Enfin, en Appendice, nous étudions la propagation dans un milieu en rotation ; une expérience basse fréquence dans l'indium est décrite.

Le système d'unités choisi est le MKSA rationalisé.

Chapitre I

SUR LES PROPRIÉTÉS D'UN GAZ DE PARTICULES CHARGÉES

1.1. THÉORIE DES ORBITES [5]

Nous allons considérer le mouvement des porteurs de charges libres d'un solide dans des champs électriques et magnétiques. La méthode utilisée consiste en l'étude des orbites des particules considérées individuellement ; nous superposons ensuite le mouvement de toutes les particules pour obtenir les densités de charge et de courant, que nous insérons dans les équations de Maxwell.

Ce traitement permet de mieux comprendre physiquement les divers phénomènes associés à la propagation des ondes ; l'utilisation de l'équation de Boltzmann est certainement plus rigoureuse, mais nous nous attacherons beaucoup plus à la simplicité qu'à la rigueur.

Dans ce but, nous supposons, pour tout ce qui suit, la fréquence de collision des porteurs petite par rapport aux fréquences caractéristiques ω_c , ω_p , ω .

Pour toute perturbation harmonique dans l'espace et dans le temps, les équations de Maxwell permettent d'écrire :

$$\vec{k} \times \vec{E} = \omega \vec{B} \quad , \quad (1.1)$$

$$\vec{k} \cdot \vec{B} = 0 \quad , \quad (1.2)$$

$$\vec{k} \cdot \vec{D} = \rho \quad , \quad (1.3)$$

où

$$\begin{vmatrix} E \\ B \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} E_0 \\ B_0 \end{vmatrix} \exp i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) ,$$

ω est la pulsation de l'onde et $\vec{k}$ le vecteur d'onde.

Nous ne nous intéressons qu'à la propagation d'ondes de polarisation transverse, telles donc que $\vec{k} \cdot \vec{D} = 0$. Il n'y a pas de charge d'espace associée à la propagation pour une onde transverse.

Le système de coordonnées choisi est fourni par les directions des vecteurs $\vec{B}$, $\vec{D}$, $\vec{k}$, qui forment un trièdre droit.

Nous allons montrer que le gaz d'électrons altère profondément le mécanisme de propagation.

L'onde électromagnétique se propage dans l'espace entre les particules libres grâce au courant de déplacement. Le champ électrique de l'onde excite les particules chargées et les fait osciller de telle sorte qu'elles deviennent essentiellement de petits oscillateurs dipolaires, le champ de l'onde gouvernant la phase de l'oscillation. En tous points, les ondes secondaires rayonnées par ces oscillateurs interfèrent entre elles et avec l'onde originale ; ceci donne lieu à un champ résultant appelé champ self-consistant. C'est ce champ résultant en fait qui agit sur les particules et les fait vibrer.

On conçoit qu'en général la propagation de l'onde s'en trouve altérée ; la vitesse de phase est réduite. Dans certains cas même, l'onde peut être parfaitement réfléchie par le plasma.

1.1.1. Gaz d'électrons en présence d'une onde électromagnétique transverse [6].

L'équation de transport s'écrit pour un porteur :

$$m^* \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + e\vec{v} \times \vec{B} \quad , \quad (1.4)$$

où m^* est la masse effective, supposée isotrope.

$\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont liés par la relation :

$$\vec{k} \times \vec{E} = \omega \vec{B} \quad ,$$

soit pour une polarisation transverse

$$B = \frac{E}{v_\varphi} \quad , \quad (1.5)$$

$$e\vec{v} \times \vec{B} = eE \frac{\vec{v}}{v_\varphi} \quad ,$$

v_φ : vitesse de phase de l'onde.

Nous négligeons cette force magnétique, v/v_φ étant en général petit devant l'unité. Au chapitre IV se trouve étudié l'effet de cette force longitudinale, qui donne lieu à ce que l'on a coutume d'appeler la "pression de radiation". L'équation (1.4) devient :

$$\begin{aligned} \vec{v} &= - \frac{i e}{m^* \omega} \vec{E} \quad , \\ \vec{j} &= -i \frac{Ne^2}{m^* \omega} \vec{E} \quad , \end{aligned} \quad (1.6)$$

N : nombre d'électrons libres par unité de volume.

$\vec{j}$ inséré dans les équations de Maxwell donne :

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j} \quad (1.7)$$

$$\begin{aligned} &= i\epsilon_r \epsilon_0 \omega \vec{E} - i \frac{Ne^2}{m^* \omega} \vec{E} \\ &= i\epsilon_0 \omega [\epsilon_r - (\omega_p^2 / \omega^2)] \vec{E} \quad , \end{aligned}$$

où

$$\begin{aligned} \omega_p^2 &= Ne^2 / \epsilon_0 m^* = \text{fréquence de plasma,} \\ \epsilon_r &= \text{constante diélectrique du réseau.} \end{aligned}$$

La constante diélectrique équivalente du gaz est donc :

$$\epsilon = \epsilon_r - (\omega_p^2 / \omega^2) \quad . \quad (1.8)$$

Le terme $-(\omega_p^2 / \omega^2)$ représente la réaction des porteurs libres à toute excitation de pulsation ω ; cet effet inductif s'oppose à la propagation de l'onde. Lorsqu'il devient prépondérant, l'onde est dite évanescence, ϵ négatif. La distance de pénétration devient dans ce cas :

$$\begin{aligned} \lambda &= c / \omega \epsilon^{1/2} \quad , \\ \lambda_{\text{pénétration}} &= c / \omega_p \quad ; \quad (1.9) \end{aligned}$$

il est à remarquer qu'elle est indépendante de la fréquence.

Pour le métal standard, ainsi défini par Pippard^[12] : métal monovalent ; volume atomique 10 cm^3 ; $6 \cdot 10^{22}$ électrons par cm^3 ; surface de Fermi sphérique ; nous avons :

$$\begin{aligned} \omega_p &= 10^{16} \text{ cs}^{-1} \quad , \\ \lambda_{\text{pénétration}} &= 3 \cdot 10^{-4} \text{ cm} \quad . \end{aligned}$$

Si le temps de collision n'est pas grand devant la période de l'onde plane, il faut ajouter un terme de frottement à l'équation de transport. On aboutit ainsi à l'effet de peau classique [7].

1.1.2. Action d'un champ magnétique $\vec{B}_0$ constant dans l'espace et dans le temps sur le gaz d'électrons.

La force agissant sur la particule est

$$\vec{F} = e\vec{v} \times \vec{B}_0 .$$

Elle n'a pas de composante le long de B_0 , donc :

$$v_{||} = c^{te} .$$

La force magnétique ne travaillant pas, la vitesse totale est constante ; donc :

$$v_{\perp} = c^{te} .$$

Dans un système de coordonnées se déplaçant à la vitesse $v_{||}$, le mouvement de la particule est circulaire. Le rayon de l'orbite est tel que

$$m^* v_{\perp}^2 / r_c = e v_{\perp} B ,$$

soit

$$r_c = v_{\perp} / \omega_c \quad (1.10)$$

où

$$\omega_c = eB_0 / m^* = \text{pulsation cyclotron.}$$

Pour certains métaux, lorsque la sphère de Fermi déborde de la première zone de Brillouin, les orbites

électroniques dans un champ magnétique peuvent ne pas se refermer. On conçoit aisément que notre modèle se trouve alors grandement perturbé [8].

Pour un métal standard à 10000 gauss :

$$\left| \begin{array}{l} \omega_c \approx 10^{11} \text{ cs}^{-1} ; \\ r_c \approx 10^{-3} \text{ cm} . \end{array} \right.$$

Des charges de signes opposés parcourent leurs orbites dans des sens opposés.

Un temps de collision faible, $\omega_c \tau < 1$, tendra à annuler ce mouvement circulaire.

On voit donc apparaître un début de mouvement ordonné pour les particules. Le déplacement transverse d'un électron dans le champ magnétique est restreint. De manière qualitative, on peut dire que, dans la limite des champs très élevés, le mouvement de l'électron devient unidimensionnel dans la direction de l'induction magnétique.

1.1.3. Présence d'un champ magnétique $\vec{B}_0$ et d'un champ électrique $\vec{E}_0$, constants dans l'espace et le temps.

La composante du champ électrique parallèle au champ magnétique, $E_{||}$, accélère simplement le centre de guidage le long des lignes de force.

Nous allons étudier l'action de $E_{\perp}$.

On suppose donc

$$\vec{E}_0 \cdot \vec{B}_0 = 0 ,$$

$$m^*(d\vec{v}/dt) = e\vec{E}_0 + e\vec{v} \times \vec{B}_0 .$$

Posons

$$\vec{v} = \vec{v}_E + \vec{v}_1$$

où

$$\vec{v}_E = \frac{\vec{E}_0 \times \vec{B}_0}{B_0^2} , \quad v_E = E_0/B_0 \quad (1.11)$$

(valable seulement si $(E_0/B_0) < c$, c : vitesse de la lumière).

On obtient :

$$m^*(d\vec{v}_1/dt) = e\vec{v}_1 \times \vec{B}_0 ,$$

équation familière du mouvement d'une particule dans un champ magnétique.

Le mouvement complet consiste donc en un mouvement circulaire habituel, plus une vitesse de dérive constante v_E telle que

$$\vec{B}_0 = (0, 0, B_0) ,$$

$$\vec{E}_0 = (0, E_0, 0) ,$$

$$\vec{v}_E = (v_E, 0, 0) .$$

Nous dénommerons v_E , vitesse de dérive due au champ électrique. Le courant associé n'est autre que le courant de Hall

$$\vec{j} = Ne\vec{v}_E ,$$

$$\vec{j} = (Ne/B_0^2) \vec{E}_0 \times \vec{B}_0 . \quad (1.12)$$

Pour un plasma neutre ($N_{\text{électrons}} = N_{\text{trous}}$), il n'y a pas de courant de Hall associé à cette dérive.

Il importe de bien noter que cette vitesse de dérive est telle que la force magnétique associée annule la force électrique.

On remarque que la masse effective n'intervient pas dans cet équilibre de forces.

1.1.4. Gaz de porteurs en interaction avec une onde électromagnétique transverse se propageant le long d'un champ magnétique constant.

La vitesse de dérive $\vec{v}_E$ devient fonction du temps et l'équation de transport s'écrit :

$$m^*(d\vec{v}_1/dt) = e\vec{v}_1 \times \vec{B}_0 - m^*(d\vec{v}_E/dt) \quad (1.13)$$

Nous avons vu précédemment qu'un champ électrique constant perpendiculaire au champ magnétique B_0 n'excitait pas de courant dans un plasma neutre (dans notre hypothèse de τ grand). Nous allons montrer maintenant que, grâce à la force d'inertie $m(d\vec{v}_E/dt)$, un champ électrique variable dans le temps produit un courant dans le plasma neutre, qui se comporte comme un diélectrique.

Soit

$$\vec{v}_1 = \vec{v}_p + \vec{v}_2$$

tel que

$$\vec{v}_p = -\frac{m^*}{e} \frac{(d\vec{v}_E/dt) \times \vec{B}_0}{B_0^2},$$

$$\vec{v}_p = -(m^*/eB_0^2) (\partial \vec{E} / \partial t) \quad (1.14)$$

L'équation (1.13) se réduit à

$$m^*(d\vec{v}_2/dt) = e\vec{v}_2 \times \vec{B}_0 - m^*(d\vec{v}_p/dt) \quad . \quad (1.15)$$

Etudions dans quelles conditions on peut négliger $m^*(d\vec{v}_p/dt)$ devant $e\vec{v}_2 \times \vec{B}_0$:

$$\begin{aligned} \frac{m^*(dv_p/dt)}{e\vec{v}_2 \times \vec{B}_0} &= \frac{\omega^2}{\omega_c^2} \frac{E}{v_2 B_0} \\ &= (\omega/\omega_c)^2 (v_E/v_2) \quad . \quad (1.16) \end{aligned}$$

Si donc

$$\left| \begin{array}{l} \omega \ll \omega_c , \\ v_E \ll v_2 , \end{array} \right.$$

la force d'inertie peut être négligée devant la force magnétique, et on obtient

$$m^*(d\vec{v}_2/dt) = e\vec{v}_2 \times \vec{B}_0 \quad .$$

En conclusion, si $\omega < \omega_c$, le mouvement de la particule est composé de la rotation circulaire habituelle, à laquelle on superpose deux vitesses de dérive

$$\vec{v}_E = \vec{E} \times \vec{B}_0 / B_0^2 \quad , \quad \vec{v}_p = (m^*/eB_0^2)(\partial \vec{E} / \partial t) \quad ,$$

$$v_E/v_p = \omega_c/\omega \quad ,$$

telles que

$$\vec{B}_0 = (0, 0, B_0) \quad ,$$

$$\vec{E} = (0, E, 0) \quad ,$$

$$\vec{v}_E = (v_E, 0, 0) \quad ,$$

$$\vec{v}_p = (0, v_p, 0) \quad .$$

Pour des porteurs de signes opposés, les courants associés à v_p s'ajoutent. Un plasma neutre devient donc soumis à un courant de polarisation.

Cette vitesse de polarisation v_p est telle que la force magnétique associée équilibre une force d'inertie. Sa direction est celle du champ électrique E .

On remarque que la masse apparaît dans cet équilibre de forces.

1.1.5. Définition du mode Hélicon (siffleur) et de l'onde de Alfvén.

- Plasma composé d'un seul type de porteurs.

Aux vitesses v_E et v_p correspondent deux courants j_E et j_p .

Or

$$v_E > v_p ,$$

$$j_E > j_p ;$$

on néglige donc le courant de polarisation et l'on tient compte uniquement du courant de Hall J_e ,

$$\vec{J}_e = (Ne/B_0^2) \vec{E}_0 \times \vec{B}_0 .$$

Une onde $E(\omega)$ de basse fréquence ($\omega < \omega_c$) de polarisation perpendiculaire à B_0 excite dans le plasma un courant j_E qui lui est perpendiculaire et en phase ; l'onde peut donc se propager, la réaction ne s'opposant pas à l'action. La polarisation de l'onde tourne durant la propagation, puisque les petites oscillateurs que sont les particules libres vont rayonner un champ électrique

parallèle à leur mouvement, donc perpendiculaire au champ original.

Ce mode est appelé Siffleur par les physiciens des plasmas gazeux. Aigrain ^[2] l'a dénommé Hélicon, pour illustrer la rotation du plan de polarisation.

Les courants induits ne font intervenir ni la fréquence ni la masse ; le milieu sera donc dispersif dans le temps ($\epsilon \approx \sigma/\omega$).

- Plasma neutre ($N_e = N_h$) .

Le courant de Hall J_e est nul.

Le seul courant dans le milieu est dû à la vitesse de polarisation :

$$\vec{j}_p = \sum_i \frac{N_i m_i^*}{B_0^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} . \quad (1.18)$$

La polarisation ne tourne pas. La propagation n'est plus dispersive dans le temps. La masse des porteurs apparaît. Ce mode est appelé onde de Alfvén ^[9].

1.1.6. Du rôle de la fréquence de collision.

Le temps de relaxation τ introduit un courant parallèle au champ électrique et en phase, donc dissipatif.

La grandeur physique importante pour la propagation de l'onde, est le rapport entre l'énergie accumulée et l'énergie dissipée, ou, ce qui revient au même, l'atténuation par longueur d'onde.

Soit J_τ le terme de courant dissipatif.

Onde Hélicon.

$$\frac{J_E}{J_\tau} = \frac{Ne(E/B_0)}{Ne(E/B_0)(1/\omega_c \tau)} = \omega_c \tau \quad . \quad (1.19)$$

Onde de Alfven.

$$\frac{J_p}{J_\tau} = [\sum (N_i m_i / B_0^2) \omega E] / [\sum N_i e (E/B_0) (1/\omega_c \tau)]$$

$$\simeq \omega \tau \quad .$$

Pour un métal standard à 10000 gauss :

$$\begin{array}{l} \tau = 10^{-10} \text{ sec} , \\ \omega_c \tau = 10 , \\ \omega \tau = 10 \text{ pour } \nu = 2.10^{10} \text{ cs}^{-1} . \end{array}$$

L'onde de Alfven ne se propage avec faible atténuation qu'aux hautes fréquences.

Il n'y a pas de limite basse fréquence pour le mode Hélicon.

1.2. REPRÉSENTATION TENSORIELLE.

La méthode des orbites nous a donné une représentation simple des phénomènes basse fréquence. Nous allons, dans ce qui suit, développer un formalisme tensoriel rigoureux, toujours dans le cas d'une masse effective isotrope.

1.2.1. Cas général.

Soit une onde plane de polarisation transverse

$$\begin{vmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \vec{E}_0 \\ \vec{H}_0 \end{vmatrix} \exp i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) .$$

Les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\begin{aligned} \vec{k} \times \vec{E} &= \omega \vec{B} , \\ \vec{k} \times \vec{H} &= i \bar{\sigma} \vec{E} - \bar{\epsilon}_r \epsilon_0 \omega \vec{E} , \\ \vec{k} \cdot \vec{E} &= 0 , \\ \vec{k} \cdot \vec{H} &= 0 . \end{aligned}$$

On en déduit pour le champ électrique :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mu_0 \omega} \vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}) &= i \bar{\sigma} \vec{E} - \bar{\epsilon}_r \epsilon_0 \omega \vec{E} , \\ \frac{1}{\mu_0 \omega} [(\vec{k} \cdot \vec{E}) \vec{k} - (\vec{k} \cdot \vec{k}) \vec{E}] &= \epsilon_0 \omega [i \frac{\bar{\sigma}}{\epsilon_0 \omega} - \bar{\epsilon}_r] \vec{E} . \quad (1.20) \end{aligned}$$

Posons

$$\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_r - i \frac{\bar{\sigma}}{\epsilon_0 \omega} ; \quad (1.21)$$

$$-c^2 [(\vec{k} \cdot \vec{E}) \vec{k} - (\vec{k} \cdot \vec{k}) \vec{E}] = \bar{\epsilon} \omega^2 \vec{E} . \quad (1.22)$$

Pour déterminer $\bar{\sigma}$, il faut résoudre l'équation de transport

$$m^*(d\vec{v}/dt) = e\vec{E} + e\vec{v} \times \vec{B}_0 - m^*(\vec{v}/\tau) ,$$

soit

$$-m^*\omega^2\vec{r} = e\vec{E} + i\omega e\vec{r}\times\vec{B}_0 - i\omega(m^*\vec{r}/\tau) ;$$

$$\vec{E} = -\frac{m^*\omega^2}{e} \left[\vec{r}\left(1 - \frac{i}{\omega\tau}\right) - \frac{ie}{\omega m^*}\vec{B}_0\times\vec{r} \right] . \quad (1.23)$$

On prend l'axe des z le long de B_0 .

Définissons le tenseur $\bar{\bar{Q}}_0$:

$$\bar{\bar{Q}}_0 = \frac{e}{m^*} |B_0| \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} . \quad (1.24)$$

L'équation (1.23) devient :

$$\vec{E} = -\frac{m^*\omega^2}{e} \left[\left(1 - \frac{i}{\omega\tau}\right) \bar{\bar{I}} + i\frac{\bar{\bar{Q}}_0}{\omega} \right] \vec{r} .$$

Or

$$\vec{J} = Ne(d\vec{r}/dt) = i\omega Ne\vec{r} = \bar{\bar{\sigma}} \vec{E} ;$$

donc

$$\bar{\bar{\sigma}} = -\frac{iNe^2}{m^*\omega} \left[\left(1 - \frac{i}{\omega\tau}\right) \bar{\bar{I}} + i\frac{\bar{\bar{Q}}_0}{\omega} \right]^{-1} ,$$

soit, en utilisant (1.21) :

$$\bar{\bar{\epsilon}} = \epsilon_r \bar{\bar{I}} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left[\beta \bar{\bar{I}} + i\frac{\bar{\bar{Q}}_0}{\omega} \right]^{-1}$$

où

$$\beta = 1 - \frac{i}{\omega\tau} .$$

Nous allons chercher à rendre le tenseur $\bar{\bar{\epsilon}}$ diagonal. Pour cela, calculons les vecteurs propres de la matrice $[\beta\bar{\bar{I}} + i(\bar{\bar{Q}}_0/\omega)]$.

Les valeurs propres sont les solutions de

$$\begin{vmatrix} \beta - \lambda & i(\Omega_c/\omega) & 0 \\ -i(\Omega_c/\omega) & \beta - \lambda & 0 \\ 0 & 0 & \beta - \lambda \end{vmatrix} = 0 ,$$

soit

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \beta + (\Omega_c/\omega) , \\ \lambda_2 &= \beta - (\Omega_c/\omega) , \\ \lambda_3 &= \beta ; \end{aligned} \quad (1.25)$$

substituées dans l'équation

$$[\beta \bar{I} + i(\bar{\Omega}_c/\omega)] \vec{r} = \lambda \vec{r} ,$$

ces valeurs nous déterminent les vecteurs propres normalisés

$$\begin{cases} 2^{-1/2}(\vec{e}_1 - i\vec{e}_2) = \vec{\underline{e}}_1 , \\ 2^{-1/2}(\vec{e}_1 + i\vec{e}_2) = \vec{\underline{e}}_2 , \\ \vec{e}_3 = \vec{\underline{e}}_3 . \end{cases}$$

Nous avons donc ainsi défini la matrice A :

$$A = 2^{-1/2} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ -i & +i & 0 \\ 0 & 0 & 2^{1/2} \end{bmatrix} \quad (1.26)$$

qui donne la transformation de notre système physique de départ $(\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3)$ au nouveau système de coordonnées $(\vec{\underline{e}}_1, \vec{\underline{e}}_2, \vec{\underline{e}}_3)$ de la façon suivante :

$$\vec{F} = A \vec{\underline{F}}$$

où

$$\vec{F} = x_i \vec{e}_i ,$$

$$\vec{F} = x_i \vec{e}_i .$$

A représente une transformation unitaire.
Les nouvelles coordonnées sont les deux vecteurs tournant dans le plan perpendiculaire à B_0 , le troisième vecteur est dans la direction de B_0 .

On peut maintenant diagonaliser $\bar{\epsilon}$:

$$\begin{aligned} \bar{\epsilon}_{\text{diagonal}} &= A^{*'} \{ \epsilon_r \bar{I} - (\omega_p^2 / \omega^2) [\beta \bar{I} + i(\bar{\omega}_c / \omega)]^{-1} \} A \\ &= \epsilon_r \bar{I} - (\omega_p^2 / \omega^2) A^{*'} [\beta \bar{I} + i(\bar{\omega}_c / \omega)]^{-1} A \quad (1.27) \end{aligned}$$

(*) dénote la matrice complexe conjuguée,
(') dénote la matrice transposée.

Tout calcul fait, on obtient :

$$\bar{\epsilon}_{\text{diagonal}} = \begin{bmatrix} \epsilon_r - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - \frac{i}{\tau} + \omega_c)} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_r - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - \frac{i}{\tau} - \omega_c)} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_r - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - \frac{i}{\tau})} \end{bmatrix} \quad (1.28)$$

On peut passer de $\bar{\epsilon}_{\text{diagonal}}$ dans le système coordonnées tournantes au système physique initial déterminé par les directions $\vec{B}$, $\vec{E}$, $\vec{B}_0$, par la transformation

$$\bar{\epsilon} = A \bar{\epsilon}_{\text{diagonal}} A^{*'} .$$

On obtient :

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \epsilon_r - \frac{\omega_p^2 (\omega - \frac{i}{\tau})}{\omega [(\omega - \frac{i}{\tau})^2 - \omega_c^2]} & -i \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega [(\omega - \frac{i}{\tau})^2 - \omega_c^2]} & 0 \\ +i \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega [(\omega - \frac{i}{\tau})^2 - \omega_c^2]} & \epsilon_r - \frac{\omega_p^2 (\omega - \frac{i}{\tau})}{\omega [(\omega - \frac{i}{\tau})^2 - \omega_c^2]} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_r - \frac{\omega_p^2}{\omega (\omega - \frac{i}{\tau})} \end{bmatrix} \quad (1.29)$$

1.2.2. Ondes basses fréquences ; plasma sans collision.

On obtient :

$$\epsilon_{\text{diagonal}} = \begin{bmatrix} \epsilon_r - \frac{\omega_p^2}{\omega \omega_c} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_r + \frac{\omega_p^2}{\omega \omega_c} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_r - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \end{bmatrix} \quad (1.30)$$

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \epsilon_r + \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2} & +i \frac{\omega_p^2}{\omega \omega_c} & 0 \\ -i \frac{\omega_p^2}{\omega \omega_c} & \epsilon_r + \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_r - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \end{bmatrix} \quad (1.31)$$

Discussion.

$\bar{\epsilon}$ diagonal.

Une onde polarisée circulairement, tournant dans le sens des électrons, présente une constante diélectrique positive $\epsilon_r + (\omega_p^2 / \omega \omega_c)$; ce sera l'onde hélicon ou onde extraordinaire.

L'autre onde, tournant en sens inverse, est évanescence pour $(\omega_p^2 / \omega \omega_c) > \epsilon_r$ et se propage pour $(\omega_p^2 / \omega \omega_c) < \epsilon_r$; nous l'appelons onde ordinaire (voir Chapitres III, IV et références 4 et 10 pour l'étude de l'onde ordinaire).

$\bar{\epsilon}$ non diagonal.

Les termes non diagonaux sont dus au courant de Hall J_E ;

Les termes diagonaux ϵ_{11} , ϵ_{22} , au courant de polarisation J_p .

L'onde de Alfvén apparaît pour un plasma neutre. Les termes de Hall s'annulent :

$$\epsilon_{12} = i \sum_i (\omega_{pi}^2 / \omega \omega_{ci}) = i \frac{(N_e - N_h) e}{\epsilon_0 \omega B_0} = 0 .$$

On obtient :

$$\epsilon_{\text{Alfvén}} = \begin{bmatrix} \epsilon_r + \sum_i (\omega_{pi}^2 / \omega_{ci}^2) & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_r + \sum_i (\omega_{pi}^2 / \omega_{ci}^2) & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_r - (\omega_p^2 / \omega^2) \end{bmatrix} \quad (1.32)$$

Une onde de polarisation linéaire transverse se propage donc avec une constante diélectrique positive

$$\epsilon = \epsilon_r + \sum_i (\omega_{pi}^2 / \omega_{ci}^2) \quad .$$

On définit ainsi l'onde de Alfven.

1.3. LA DISPERSION SPATIALE.

1.3.1. Introduction.

Nous avons jusqu'ici négligé la vitesse thermique, ou vitesse de Fermi suivant le cas, des porteurs. Essayons de l'introduire simplement.

Soit v la vitesse thermique d'un électron. Posons $\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{v}t$ en absence de toute perturbation. Sous l'action d'un champ électromagnétique, l'équation de transport devient :

$$m^*(d^2\vec{r}/dt^2) = e\vec{E}_0 \exp i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad ,$$

soit

$$m^*\vec{r} = e\vec{E}_0 \exp i[(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v})t - \vec{k} \cdot \vec{r}_0] \quad .$$

La solution de cette équation est :

$$\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{v}t - (e/m^*)[\vec{E}(\vec{r}, t)/(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v})^2] \quad ,$$

et la vitesse :

$$\vec{v}_{résultante} = \vec{v} - (ie/m^*)[\vec{E}(\vec{r}, t)/(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v})] \quad ,$$

(1.33)

et, tenant compte de la distribution de vitesse :

$$\vec{j} = -(ie^2/m^*) \vec{E}(\vec{r}, t) \int [f(\vec{v})/(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v})] d\vec{v} \quad (1.34)$$

où $f(\vec{v})$ est la fonction de distribution électronique.

Par comparaison avec (1.6), on voit qu'en première approximation, il suffira, pour tenir compte de la vitesse thermique des porteurs, de remplacer dans l'équation de la conductivité ω par $\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}$.

On peut dire que l'électron, se déplaçant à la vitesse v dans le plasma, voit l'onde avec une pulsation $\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}$ par effet Doppler ; c'est cette pulsation qui doit être introduite dans l'équation de la conductivité.

1.3.2. Dispersion spatiale pour le mode hélicon.

Pour le mode hélicon, la constante diélectrique devient :

$$\epsilon = - \frac{e^2}{\epsilon_0 m^* \omega} \int \frac{f(\vec{v})}{\omega - \vec{k} \cdot \vec{v} - \omega_c} d\vec{v} .$$

Il y a donc dispersion dans le temps et dans l'espace. $\omega = \vec{k} \cdot \vec{v} + \omega_c$ représente un pôle pour ϵ , c'est-à-dire une résonance ; il s'agit de la résonance cyclotron déplacée par effet Doppler. En effet, dans ces conditions, l'électron voit une onde transverse de fréquence ω_c et l'absorption cyclotron apparaît.

Pour avoir un phénomène de résonance net, il faut que l'électron ne puisse être diffusé sur une distance inférieure à une longueur d'onde, soit donc

$$kl > 1, \quad l : \text{libre parcours moyen.}$$

Remarquons que le pôle $\omega = \vec{k} \cdot \vec{v} + \omega_c$ se réduit pratiquement à $\omega_c = -\vec{k} \cdot \vec{v}$, puisque $\omega < \omega_c$. Ce qui peut encore s'écrire

$$\lambda = 2\pi r_c, \quad r_c : \text{rayon de l'orbite cyclotron.}$$

Lorsque la longueur d'onde dans le plasma est égale à la circonférence de l'orbite cyclotron, la résonance cyclotron apparaît. En effet, pour que l'absorption résonnante soit possible, il est nécessaire que l'électron, après avoir parcouru une orbite cyclotron, se soit déplacé le long de B_0 d'une longueur d'onde ; les conditions de phase sont alors réalisées [3].

Application.

Semiconducteurs (figure 1).

Le faible nombre de porteurs, la petite vitesse de Fermi introduisent un $\vec{k} \cdot \vec{v}$ faible devant ω_c , l'atténuation cyclotron n'apparaît donc qu'à des fréquences voisines de $\omega = \omega_c$.

Métaux (figure 2).

Pour $B_0 = 10$ (100 kilogauss),

$$\lambda = 2\pi r_c \simeq 10^{-3} \text{ cm.}$$

Au-dessus de 500 mégacycles, l'onde est absorbée. Pour de plus faibles champs magnétiques, la fréquence est encore plus basse ; les propagations très haute fréquence sont donc impossibles dans un métal dans le mode hélicon.

1.3.3. Considérations générales sur la dispersion spatiale.

Dans un métal, à très basse température, le libre parcours moyen l peut être très grand (1 mm). Si l est petit par rapport à la distance sur laquelle le champ change appréciablement, $kl \ll 1$, l'électron voit entre deux collisions un champ constant dans l'espace. Si, par contre, $kl \gg 1$, l'électron subit plusieurs oscillations du champ électrique entre deux collisions, et on doit tenir compte de la manière dont ce champ varie dans l'espace. La densité de courant en un point $\underline{r}$ ne dépend plus seulement du champ en ce point, mais aussi de sa valeur dans une région entourant le point. C'est ce que l'on appelle les conditions non locales. Un remarquable traitement de ce problème peut être trouvé chez Lindhard [6].

Revenons au problème de la dispersion spatiale pour ce qui concerne l'atténuation d'une onde électromagnétique. Nous reprendrons pour cela un traitement de Ginzburg [11].

La propagation d'une onde dans un plasma représente l'établissement d'un mouvement ordonné (dans notre cas, vitesses de dérive v_E et v_p). La première cause d'atténuation de l'onde est évidemment due aux collisions qui détruisent ce mouvement dirigé par l'onde ; la condition $\omega_c \tau > 1$, qui permet pour tous les porteurs un mouvement circulaire dans le champ magnétique B_0 , représente donc la condition essentielle pour que l'onde se propage avec une faible atténuation.

Les atténuations résonnantes, cyclotron ou de Landau, peuvent également s'expliquer par l'introduction d'un désordre qui prend la forme, dans ce cas, d'une incohérence

de phase. Le mécanisme est le suivant :

Si dans un temps t , petit devant une période d'oscillation de l'onde $2\pi/\omega$, un électron parcourt le long de k , du fait de sa vitesse thermique, une distance de l'ordre ou plus grande que λ , il ne pourra pas acquérir une vitesse ordonnée marquée (ceci est dû au fait que le champ moyen agissant sur l'électron est violemment réduit, lorsque l'on fait une moyenne sur la trajectoire). Cette impossibilité d'acquérir une vitesse ordonnée pour ces électrons sous-entend précisément une grande atténuation de l'onde.

Prenons par exemple comme temps petit devant $1/\omega$, $1/\omega_c$; la distance parcourue pendant ce temps est v_F/ω_c , soit r_c ; lorsque $r_c = \lambda$, nous sommes dans la zone d'absorption cyclotron.

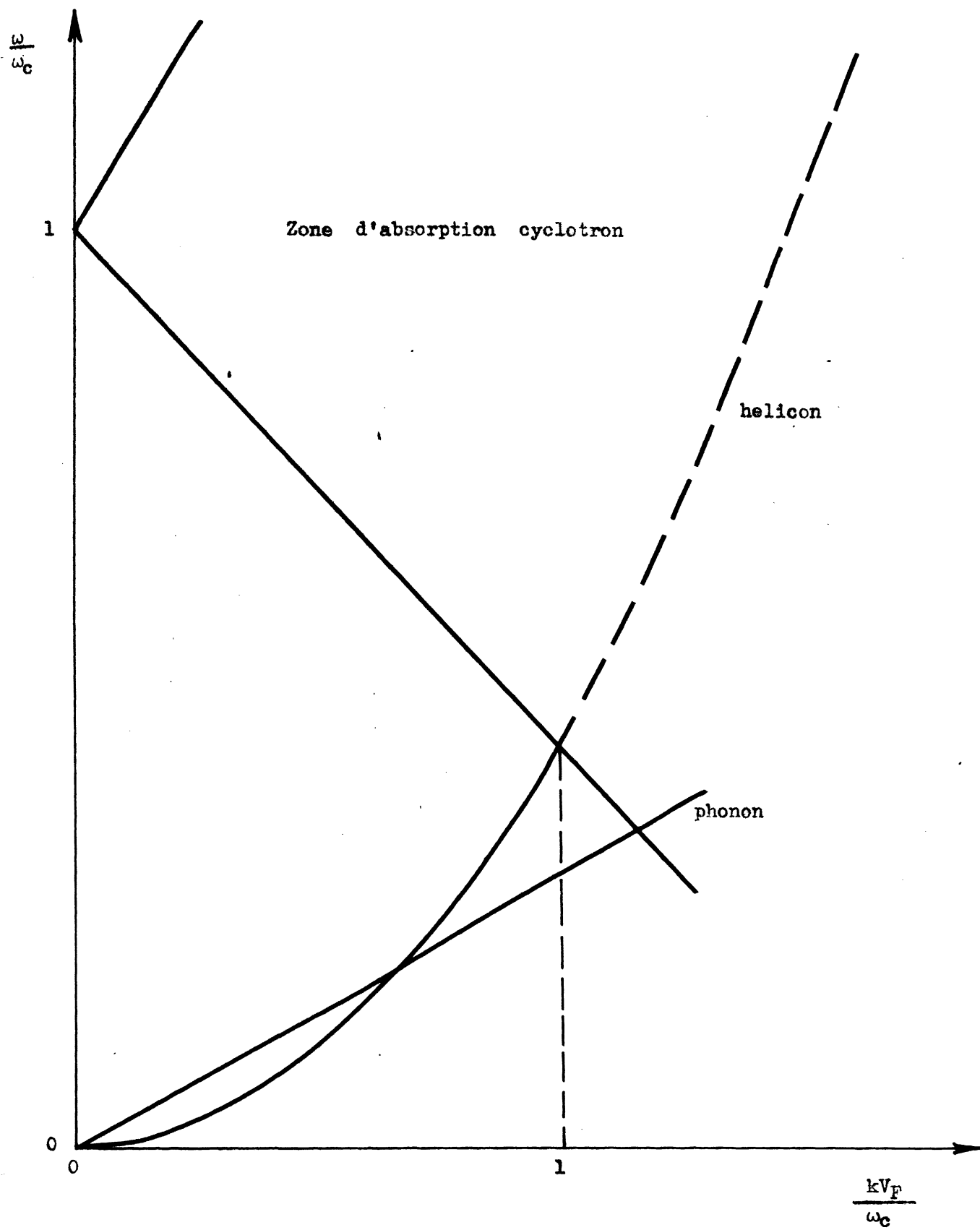
Considérons maintenant le cas limite où le libre parcours moyen est très grand devant la distance de pénétration de l'onde $l \gg \lambda_{\text{péntr}}$ (par exemple, dans un métal, une propagation perpendiculaire au champ magnétique continu ou $\lambda_{\text{péntr}} \sim c/\omega_p$) ; l'information acquise par l'électron dans cette faible épaisseur de peau peut être restituée un libre parcours moyen plus loin. Azbel et Kaner [12] ont fait la théorie de cette propagation anormale ; Gantmakher [13] l'a observée dans l'étain, Walsh et Grimes dans le tungstène [14]. Elle est actuellement en étude dans notre Laboratoire.

TABLE 1 (voir NAMCNETT : ADVANCES IN PHYSICS Vol 13, 139, 1964)

$N_e \neq N_h$		$N_e = N_h$	
Orbites fermées		Orbites ouvertes	
Li		Cu	
Na		Ag	
K		Au	
In		Ni	
InSb } semi- PbTe } conducteurs		Bi } semi- Sb } métaux As }	
		Po	
		W	
		Mg *	
		Zn *	
		Cd	
		Ga	
		Tl	
		Sn	
		Pb	
		Re	
		Mo	
		Pd	
		Pt	

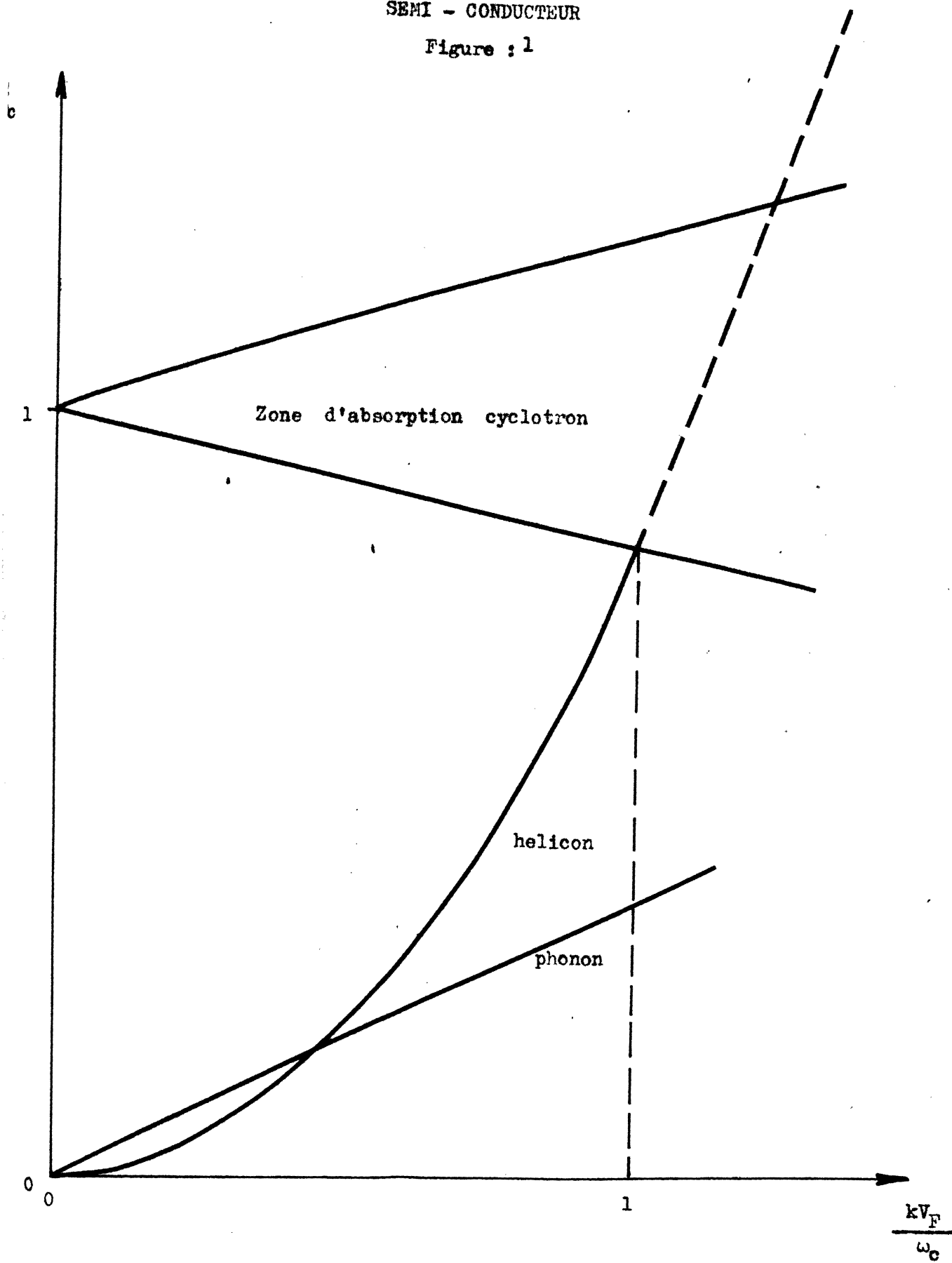
* "MAGNETIC BREAKDOWN" observed

METAL
Figure : 2



SEMI - CONDUCTEUR

Figure : 1



Chapitre II

PROPAGATION DE L'ONDE HÉLICON.

INTERACTION PHONON-HÉLICON.

La propagation d'ondes acoustiques dans un métal soumis à un haut champ magnétique a été étudiée de façon très complète par V.L. Gurevich [15]. Dans le régime basse fréquence, $\omega < \omega_c$, $2\pi r_c < \lambda$, l'absorption cyclotron due aux porteurs libres ne peut avoir lieu. Deux mécanismes d'atténuation dominant alors pour l'onde acoustique :

- Le premier, mécanisme de déformation, conduit à une absorption, même en absence de champ magnétique. Il est lié au fait qu'en première approximation, la variation de l'énergie d'un électron dans le métal déformé est proportionnelle au tenseur de déformation. Du fait de la vitesse finie de la déformation, dans l'onde acoustique, la contribution dépend du temps ; la fonction de distribution des électrons s'écarte de l'équilibre et ceci conduit à une dissipation de l'énergie acoustique.

- Le second mécanisme peut être appelé absorption d'induction. Lorsque le conducteur, déformé par l'onde sonore, coupe les lignes de force du champ magnétique constant B_0 , des champs électriques induits apparaissent dans le système de coordonnées lié au réseau en mouvement. Ces champs engendrent des courants et la puissance dissipée par effet Joule représente la perte d'énergie de l'onde acoustique.

Si le gaz d'électrons libres se trouve placé dans les conditions d'effet Hall parfait ($\omega_c \tau > 1$), les champs

électriques considérés génèrent des courants orientés à angle droit ; l'effet Joule disparaît et une onde hélicon est excitée.

Le mécanisme de l'interaction une fois trouvé, celle-ci devient résonnante lorsque les conditions de phase sont réalisées, à savoir $\vec{v}_{\text{hélicon}} = \vec{v}_{\text{son}}$. Ceci suppose bien entendu que l'onde acoustique se propage dans la direction du champ magnétique, et que sa polarisation est transverse ; le conducteur, dans son déplacement, coupe alors des lignes de champ magnétique.

Nous allons procéder à une étude quantitative du problème.

2.1. THÉORIE DE L'INTERACTION PHONON-HÉLICON [16,17].

Le courant électronique peut s'écrire :

$$\vec{J}_e = \bar{\sigma} \left(\vec{E} - \frac{m^* \vec{u}}{e \tau} \right) - e \bar{D} \vec{\nabla} n, \quad (2.1)$$

$\bar{\sigma}$: tenseur de magnéto-conductivité,

$\vec{u}$: vitesse locale des ions,

$\bar{D}$: tenseur de diffusion.

Le terme $(m^* \vec{u} / e \tau)$ a la signification suivante : un électron, diffusé par une impureté en mouvement, relaxe vers une position d'équilibre dans un réseau se déplaçant à la vitesse $\vec{u}$; la distribution de vitesse devient centrée autour de ce point ; ceci donne lieu à un champ électrique fictif $(m^* \vec{u} / e \tau)$. Pour simplifier les calculs, nous négligerons ce terme, en supposant la mobilité, $\mu = e \tau / m^*$, très grande.

Le terme de diffusion $eD\nabla n$ disparaît dans notre cas, puisque nous nous attachons uniquement à l'étude des ondes transverses, donc sans charges d'espaces associées.

L'équation du mouvement pour les ions du réseau s'écrit :

$$\partial^2 \vec{r} / \partial t^2 = v_S^2 \nabla^2 \vec{r} + (Ne/\rho) \vec{E} + (Nm^*/\rho\tau) [\vec{v}_D - \vec{u}] \quad , \quad (2.2)$$

$\vec{E}$ représente l'ensemble des champs électriques décrits précédemment, ρ la densité de masse et $\vec{v}_D$ la vitesse de dérive électronique.

Le dernier terme représente la réaction du gaz d'électrons sur l'onde acoustique : la vitesse de dérive avant collision étant en général différente de u , vitesse moyenne après collision, les électrons exercent en effet une force $(Nm^*/\rho\tau)(\vec{v}_D - \vec{u})$ sur les ions.

L'hypothèse d'un grand temps de collision nous permet, en première approximation, de négliger cette force.

Les équations (2.1) et (2.2), associées à l'équation de Maxwell sur le courant

$$\overrightarrow{\text{rot}} H = \vec{J}_e + Ne\vec{u} \quad ,$$

permettent d'écrire, dans le système de coordonnées tournantes, qui diagonalise $\vec{\sigma}$:

$$\left(k^2 + \frac{\omega_p^2}{c^2 \omega_c}\right) E_{\pm} = i \frac{Ne\omega}{c^2 \epsilon_0} u_{\pm} \quad , \quad (2.3)$$

$$i \frac{Ne\omega}{\rho} E_{\pm} = (\omega^2 - k^2 v_S^2) u_{\pm} \quad .$$

Le déterminant des équations de ces deux modes couplés détermine l'équation de dispersion du système :

$$(k^2 + \frac{\omega_p^2}{c^2 \omega_c^2})(k^2 v_S^2 - \omega^2) = \frac{N^2 e^2 \omega^2}{\epsilon_0 \rho c^2} . \quad (2.4)$$

Le dernier terme annulé, les équations de dispersion des phonons et des hélicons non couplées apparaissent.

Le couplage augmente donc avec N et ω ; il diminue avec ρ . La figure 3 présente les relations de dispersion pour ces deux modes couplés.

L'interaction devient résonnante au point de croisement, soit pour

$$v_H = v_S ,$$

$$\omega_X = (\omega_p^2 / \omega_c^2) (v_S / c)^2 . \quad (2.5)$$

A l'intersection des courbes on trouve facilement

$$\Delta k / k = v_{\text{Alfven ions}} / v_{\text{son}}$$

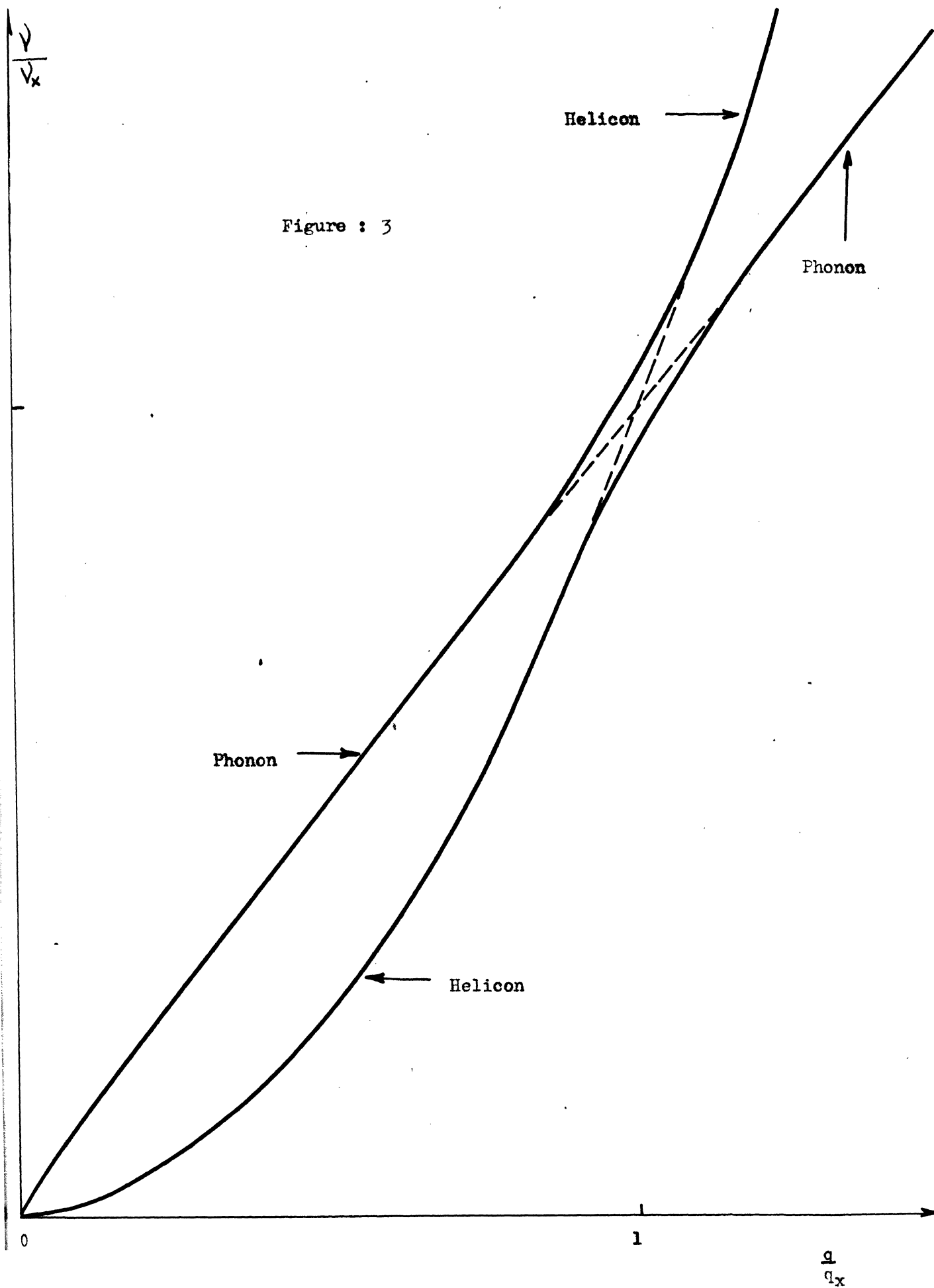
où

$$v_{\text{Alfven ions}} = \epsilon_0^{1/2} c B_0 / \rho^{1/2} . \quad (2.6)$$

Pour le métal standard, dans un champ de 10.000 gauss et une vitesse du son de 5.10^5 cm/s,

$$\Delta k / k \approx 10^{-3} .$$

Ainsi donc, pour de faibles inductions magnétiques et de grandes vitesses du son, la perturbation à l'équation de dispersion est difficilement observable.



Grimes [18] a étudié la déformation de la courbe de dispersion hélicon dans le potassium, le long d'une direction du cristal associée à une faible vitesse du son ; l'induction magnétique était de 80.000 gauss, la densité de masse faible (poids atomique 39,1).

Afin d'étudier la possibilité de générer une onde hélicon à partir d'une onde acoustique, nous allons calculer l'induction alternative B, induite par une vitesse $\vec{u}$ des ions lors de la propagation de l'onde sonore.

$$B/u = (E/u)(k/\omega) \quad ; \quad (2.7)$$

donc, en utilisant (2.3) :

$$\frac{B}{u} \approx \frac{k}{\omega} \frac{\omega^2 - k^2 v_S^2}{New} \rho \quad ;$$

or,

$$\omega^2 - k^2 v_S^2 \approx (New/\epsilon_0^{1/2} \rho^{1/2} c) v_S$$

au voisinage du point de croisement.

Donc

$$\frac{B}{u} = \frac{k}{\omega} \frac{v_S \rho^{1/2}}{\epsilon_0^{1/2} c} \quad ,$$

soit

$$\frac{B}{u} = \frac{\rho^{1/2}}{c \epsilon_0^{1/2}} \quad . \quad (2.8)$$

Ce rapport ne dépend que de la densité de masse.

Pour des vitesse u de l'ordre du cm.s^{-1} , les inductions seront de l'ordre de 10 gauss ; on notera le grand intérêt de métaux légers comme le sodium (poids atomique : 22,9 ; densité : $0,97 \text{ g/cm}^3$).

Application aux métaux.

Pour que l'interaction soit possible dans les métaux, il est nécessaire que le point de croisement se situe en dehors de la zone d'absorption cyclotron (figure 2).

L'interaction est résonnante pour

$$v_S = v_H ,$$

soit

$$\omega_X = (\omega_p^2/\omega_c)(v_S/c)^2 . \quad (2.9)$$

La zone d'absorption cyclotron apparaît pour une fréquence telle que

$$\omega_c = kv_F ,$$

or

$$k^2 c^2 = \omega_p^2 \omega / \omega_c ,$$

soit

$$\omega = (c/v_F)^2 (\omega_c^3/\omega_p^2) . \quad (2.10)$$

L'interaction hélicon-phonon sera donc observable dans un métal si

$$\omega_X < \omega_{\text{abs.cyclotron}} ,$$

soit

$$[(\omega_p^2/\omega_c)(v_S/c)^2] < [(c/v_F)^2 (\omega_c^3/\omega_p^2)] ,$$

c'est-à-dire

$$[v_{\text{Alfven électrons}}] > [v_{\text{son}}^{1/2} v_{\text{Fermi}}^{1/2}] \quad (2.11)$$

où

$$v_{\text{Alfven}} = c\omega_c/\omega_p .$$

On remarque que la fréquence n'apparaît pas dans cette condition.

Pour le métal standard, ceci suppose $B_0 > 70.000$ gauss .

Dans notre laboratoire, une expérience est à l'étude dans le sodium ; les conditions expérimentales sont :

$$v_{\text{son}} = 3.10^5 \text{ cm.s}^{-1} ,$$

$$v = 500 \text{ Mégacycles} ,$$

$$B_0 = 150.000 \text{ gauss (produit par décharge de condensateurs)} .$$

La faible densité de masse du sodium, les hauts champs magnétiques utilisés devraient permettre d'obtenir une interaction importante, et ainsi de générer des ultrasons autour des fréquences de 1.000 Mégacycles. Cette expérience est réalisée par C. Guthmann.

Application aux semiconducteurs.

La faible concentration de porteurs libres d'un semiconducteur impose une fréquence de croisement basse. Typiquement, pour $N = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et $B_0 = 10.000$ gauss , $v \approx 10 \text{ kc/s}$.

La perturbation aux équations de dispersion ne sera pas observable, puisque $\Delta k/k \sim 10^{-4}$.

Par contre, la possibilité de générer une onde hélicon à partir de l'onde acoustique demeure, et c'est ce que nous avons réalisé dans l'antimoniure d'indium.

2.2. ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA PROPAGATION HÉLICON DANS L'ANTIMONIURE D'INDIUM ET MISE EN ÉVIDENCE DU COUPLAGE PHONON-HÉLICON.

La faible masse effective des électrons dans InSb, $m^* = 0,02 m$, rend ce semiconducteur idéal pour les études de propagation d'onde ; en effet, le paramètre important qui détermine les pertes par longueur d'onde est $1/\omega_c \tau$.

Or

$$1/\omega_c \tau = m^*(1/e\tau B_0) \quad .$$

Donnons quelques ordres de grandeur dans InSb.

T	B ₀	($\omega_c \tau$) _{élect}	
300°K	10.000 G	7	Pour $N_D - N_A \ll 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ le matériau est intrinsèque, $N = P = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, ($\omega_c \tau$) _{trous} = 0,08
77°K	10.000 G	50	si $N_D - N_A < 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.
4,2°K	10.000 G	20	Pour $10^{14} < N_D - N_A < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, le matériau est dégénéré. Pour $N_D - N_A > 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, le temps de collision devient très faible.

(2.12)

Une étude très complète de ces paramètres a été faite par E.H. Putley [19].

Nous allons décrire une expérience de propagation à la température ambiante, dans la gamme de fréquence du mégacycle.

2.2.1. Etude d'une propagation basse fréquence ;

$T = 300^\circ\text{K}$, $v = 5 \text{ Mc/s}$.

a) Le semiconducteur est dégénéré. La constante diélectrique équivalente s'écrit [20] :

$$\epsilon = \sum_i \omega_{pi}^2 / \omega(\omega_{ci} + \frac{i}{\tau}) .$$

Nous venons de voir que : $(\omega_c \tau)_{\text{él}} > 1$,
 $(\omega_c \tau)_{\text{trous}} < 1$.

On peut simplifier :

$$\epsilon = (\omega_p^2 / \omega \omega_c) \{ 1 - i[(\omega_c \tau)_{\text{él}}^{-1} + (\omega_c \tau)_{\text{trous}}] \} . \quad (2.13)$$

L'effet des trous est donc négligeable ; ils contribuent légèrement aux pertes. Leur influence ne devient importante que pour des champs de 200.000 gauss.

b) A la fréquence de 5 Mc/s , la constante diélectrique équivalente du milieu, pour une induction de 10.000 gauss, est

$$\epsilon = \omega_p^2 / \omega \omega_c = Ne / \epsilon_0 \omega B_0$$

$$\epsilon \approx 10^7 .$$

L'onde est ralentie et sa vitesse de phase est

$$v_{\text{phase}} = c / \epsilon^{1/2} \approx 10^7 \text{ cm.s}^{-1} .$$

Pour tout système d'ondes lentes, l'énergie est principalement magnétique ; il est donc intéressant d'exciter et de détecter l'onde par l'intermédiaire de son induction magnétique.

La méthode généralement utilisée [21] consiste en la mesure intégrée du champ dans tout le matériau, en plaçant une bobine autour de l'échantillon (Chapitre V, figure 17) ; un certain nombre de désavantages lui sont associés, le principal étant que l'on ne peut séparer géométriquement l'excitation de la détection.

Nous avons choisi le dispositif décrit sur la figure 4a : l'onde est excitée localement à une extrémité de l'échantillon par deux bobines placées en géométrie de Helmholtz ; deux autres bobines permettent d'étudier les ondes stationnaires le long de l'échantillon.

Les précautions suivantes doivent être prises :

- Le générateur doit être à courant constant ; pour cela, on place, en série avec les bobines d'excitation, une résistance dont la valeur est grande par rapport à toutes variations de l'impédance des bobines, variations causées par des valeurs différentes du champ magnétique B_0 ($R \approx 100 \Omega$).

- L'axe des bobines de réception doit être placé perpendiculairement à celui des bobines d'excitation, afin de réduire le couplage parasite.

- Le nombre de spires dépend de la fréquence de travail ; dans la gamme du mégacycle, nous utilisons de l'ordre de 10 spires, ce qui permet d'éviter des effets de circuit résonnant parallèle.

Nous avons utilisé, pour l'émission, le générateur RHODE & SCHWARTZ type SMLR BN41001 ; le signal est modulé en amplitude à la fréquence de 1.000 c/s. Pour la réception, nous utilisons un détecteur GENERAL RADIO 874 VQ, suivi d'un amplificateur VSWR NARDA type 441C. L'électro-aimant est du type "iron clad", puissance 50 kW (25 V, 2.000 A), refroidissement à eau ; il permet d'atteindre

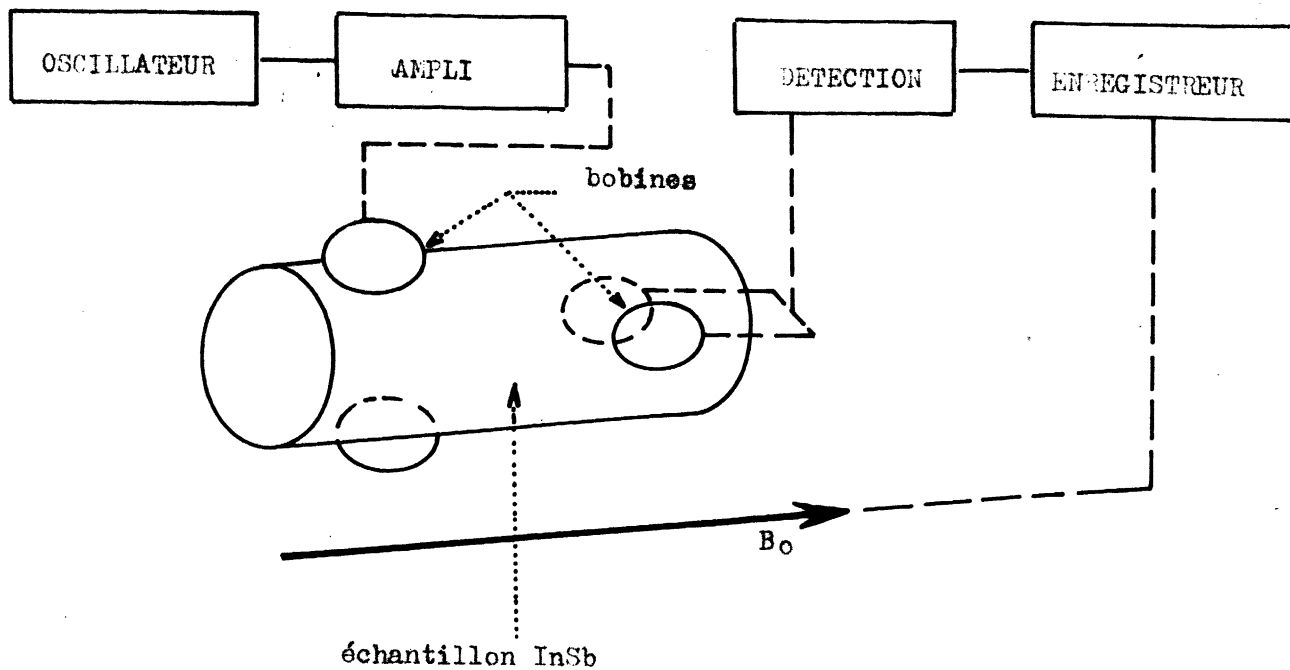


Figure: 4a

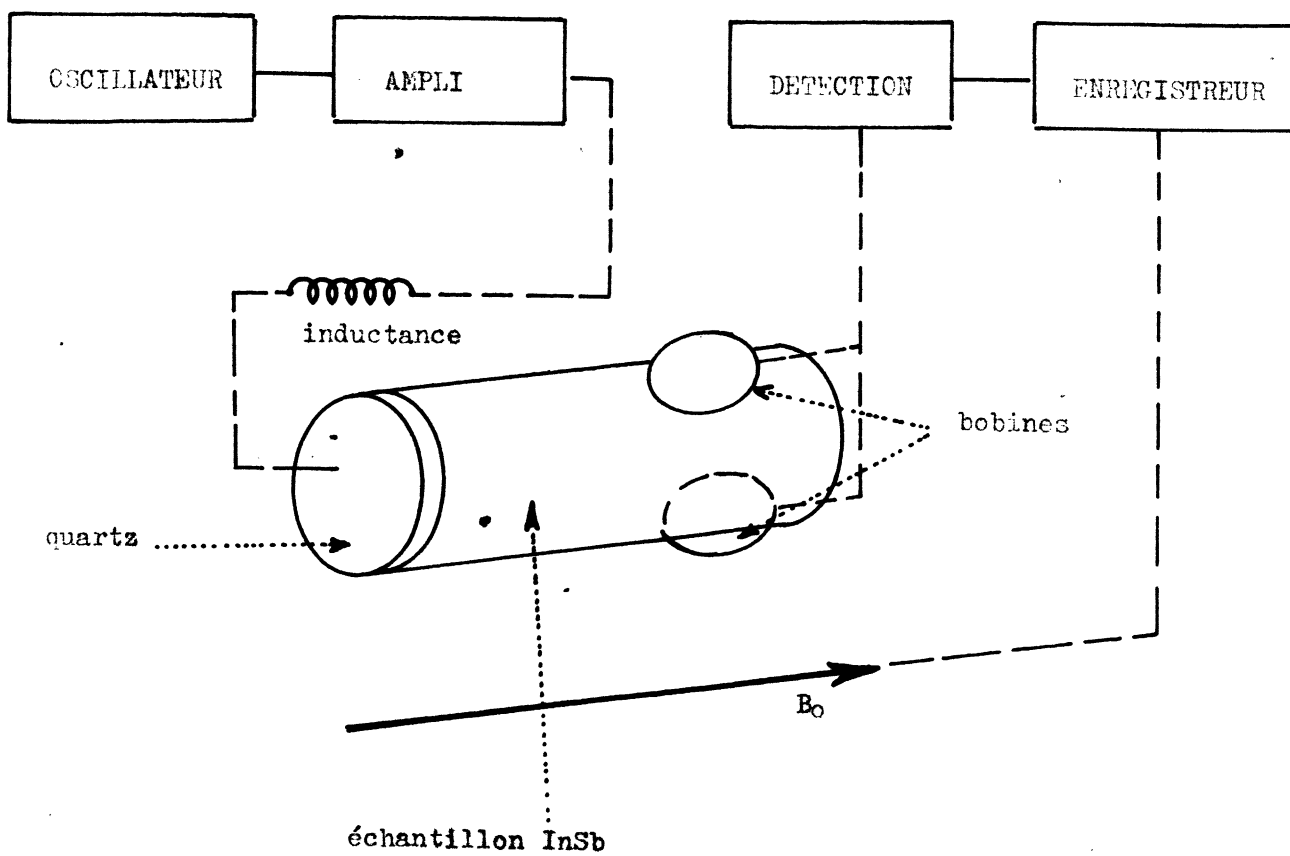


figure : 4 b

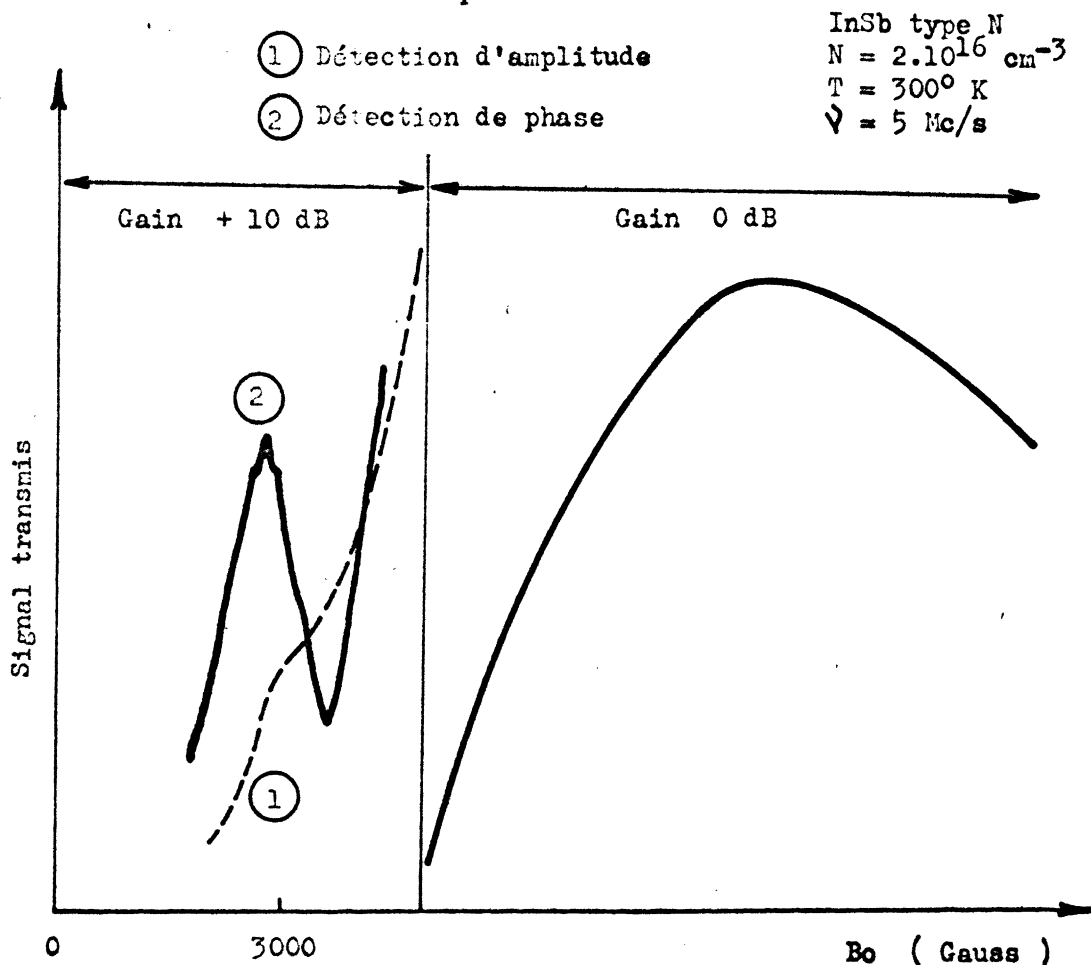
des champs continus de 35.000 gauss ; c'est une réalisation de J. Maurer.

L'échantillon est un cylindre de diamètre 20 mm et de longueur 22 mm ; la température est de 300°K.

c) Cette expérience fait apparaître les caractères essentiels de la propagation du mode hélicon, à savoir : polarisation circulaire de l'onde, ondes stationnaires et résonances Pérot-Fabry, détection de phase dans le cas d'un grand signal parasite, effet guide d'onde.

La figure 5 nous montre le passage d'une détection d'amplitude à une détection de phase.

Fig.5 : Passage de la détection d'amplitude à la détection de phase



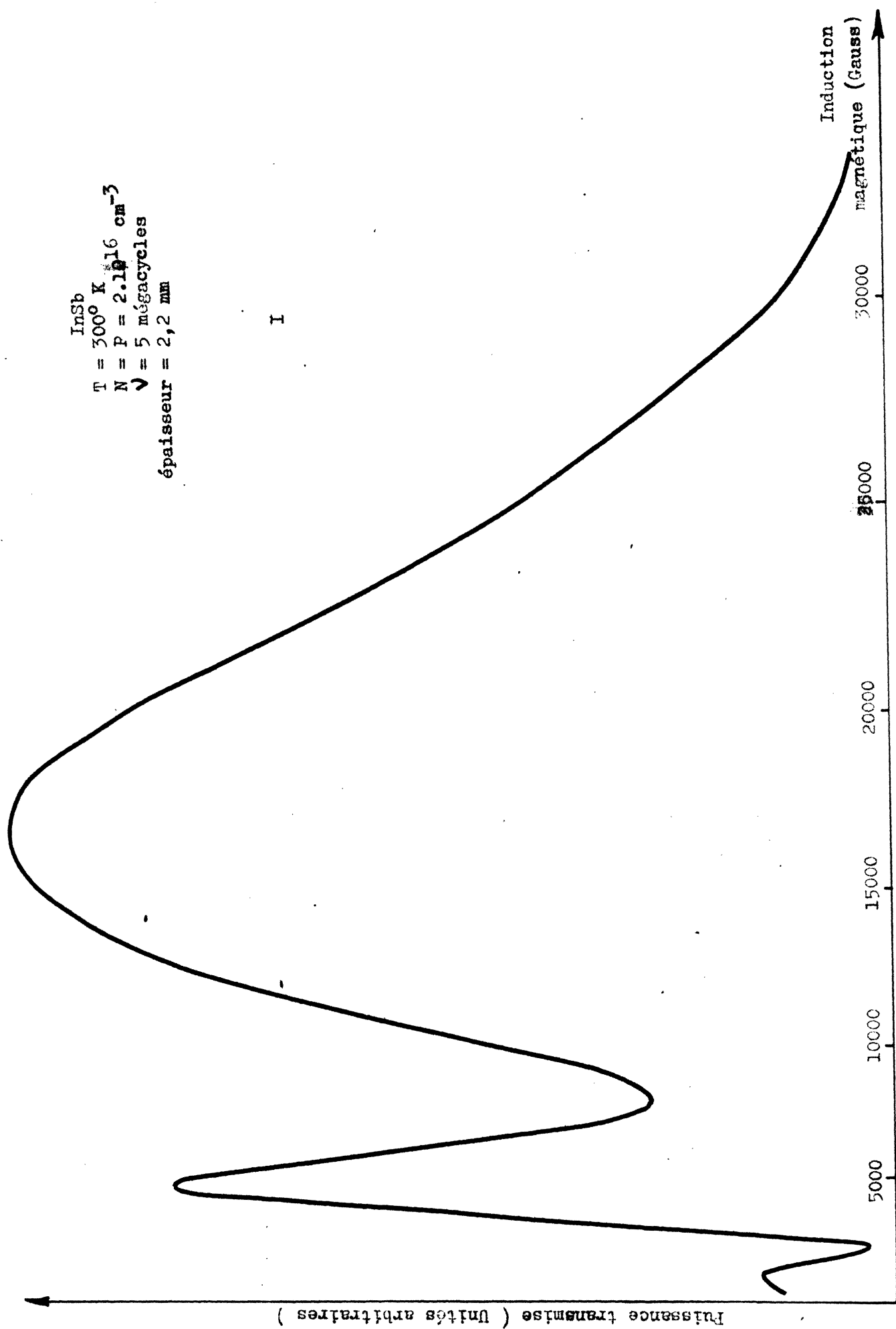
Pour une position des bobines donnant un couplage parasite minimum (axes perpendiculaires), la résonance dimensionnelle apparaît (1). On augmente le couplage parasite en faisant tourner les bobines de réception, il y a alors battement entre ce signal et l'onde se propageant dans le milieu. On observe, à la place de la résonance, la courbe équivalente de variation de la phase (2).

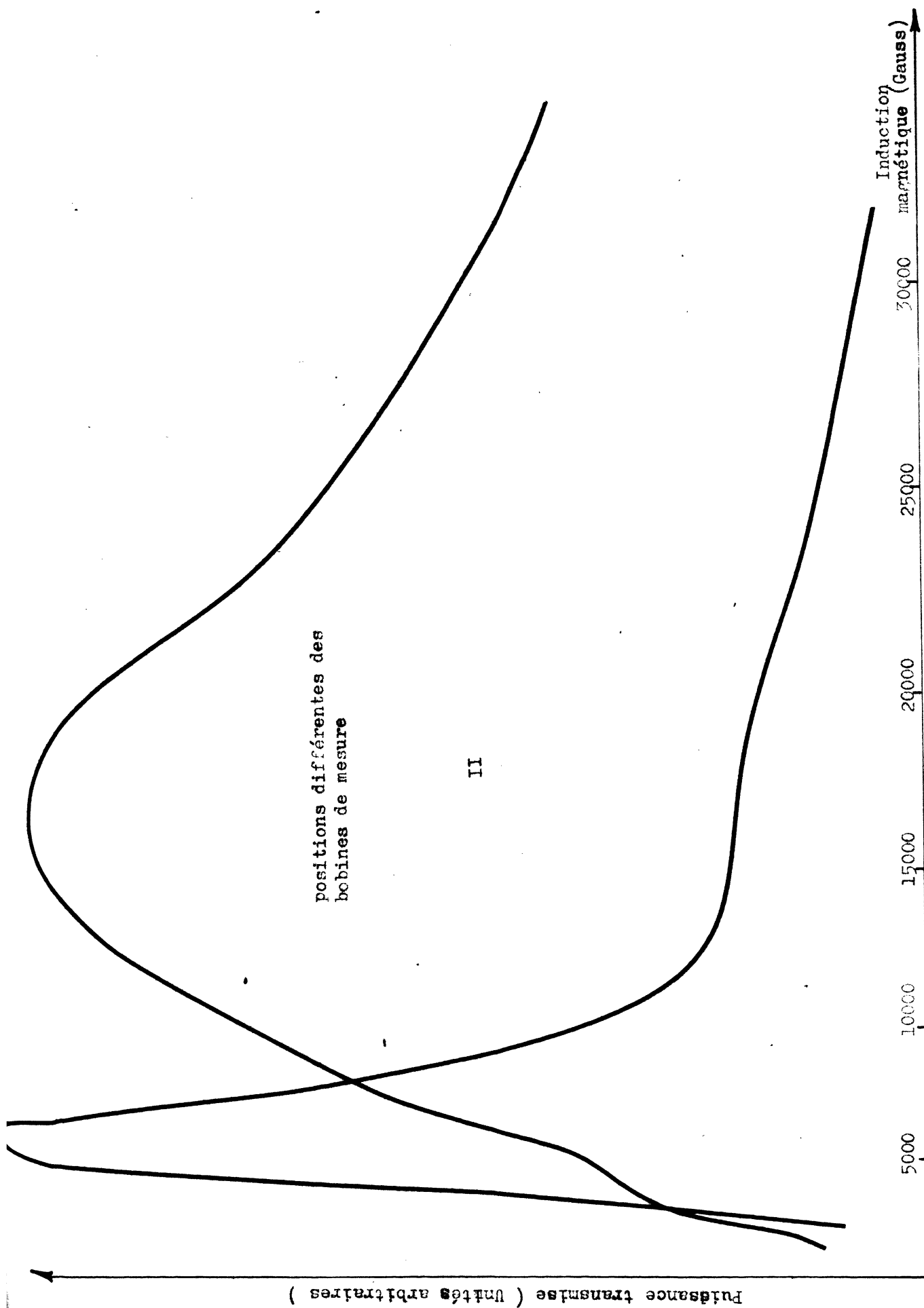
La figure 6 présente la transmission de l'onde, à la fréquence de 5 Mc/s, en fonction du champ magnétique continu ; trois résonances sont observées, d'ordre $n = 1$ (une demi-longueur^{d'onde}/dans l'échantillon) ; $n = 2$ pour les valeurs de champ magnétique $B_0 = 16.500$ G et $B_0 = 6.000$ G respectivement ; la résonance $n = 3$ apparaît sous forme de détection de phase pour $B_0 \approx 2.700$ G, le signal parasite étant de même amplitude que le signal hélicon.

La résonance fondamentale ($n = 1$) est déplacée vers les bas champs magnétiques ; ceci est dû à un effet de guide d'onde qui tend à augmenter la vitesse de phase de l'onde, c'est-à-dire la longueur d'onde. Cet effet a été étudié dans notre laboratoire par G. Desmond [22].

La figure 7 fait apparaître une des particularités de l'expérience ; suivant la position des bobines de réception, nous sommes sensibles, soit aux modes pairs, soit aux modes impairs.

D'autre part, la rotation des bobines nous permet de vérifier que la polarisation de l'onde est circulaire. Il est nécessaire, pour cela, d'éteindre presque complètement le signal dû au couplage direct.





2.2.2. Excitation du mode hélicon par interaction avec une onde acoustique transverse.

Le dispositif précédent est facilement adaptable à l'étude de l'interaction avec une onde acoustique transverse ; il suffit de remplacer les bobines d'excitation par un quartz collé sur une face de l'échantillon (figure 4b).

Les quartz utilisés vibrent transversalement (quartz de taille Y) ; ce sont des cylindres plats, de diamètre 1 cm ; l'épaisseur est telle qu'ils résonnent aux fréquences suivantes : 500 kc/s , 1 Mc/s , 5 Mc/s .

Pour obtenir un bon couplage acoustique quartz-échantillon, nous utilisons du Salol (acide salicylique; phényl ester ; température de fusion : 43°C ; cristallise à la température ambiante).

Afin d'augmenter la puissance acoustique, une self inductance est placée en série avec le quartz, permettant une résonance série. Typiquement, la valeur de la self est de 100 μ H, celle du quartz 10 μ F.

Pour les trois fréquences considérées, nous avons pu détecter une onde hélicon, associée à l'onde acoustique. Dans nos limites de précision des mesures, aucune perturbation à la courbe de dispersion hélicon n'est observable.

L'intensité du signal est plus important que lors de l'excitation par bobines.

Discussion de l'expérience.

Dans nos conditions d'expérience, $N = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $B_0 \approx 10.000 \text{ G}$, l'interaction devient résonance pour une fréquence de

$$\omega = (\omega_p^2 / \omega_c) (v_S / c)^2 ,$$

soit

$$v = 5 \cdot 10^4 \text{ c/s} ;$$

ceci suppose un quartz de très grande taille et un échantillon de plus de 10 cm de long, ce qu'il est impossible d'obtenir.

Nous nous sommes donc placés au-dessus du point de croisement des courbes de dispersion (figure 3). La vitesse de phase de l'onde hélicon est alors de l'ordre de 5 fois supérieure à la vitesse du son. Pour une onde hélicon très peu atténuée et un grand nombre de longueurs d'onde dans l'échantillon, l'incohérence de phase annule les effets d'interaction.

Dans nos expériences, l'échantillon a une dimension de l'ordre de la longueur d'onde ; d'autre part, les pertes ne sont pas négligeables pour l'onde hélicon ($\omega_c \tau \sim 7$). Ceci nous permet d'observer l'interaction.

D'autres expériences, faites à la température de l'hélium liquide, dans un échantillon d'antimoniure d'indium comportant 10^{17} électrons/cm³, ont confirmé ces résultats.

Chapitre III

EFFETS NON LINÉAIRES : LES ÉLECTRONS CHAUDS.

Sous l'influence d'un champ électrique, la distribution des vitesses des électrons libres d'un solide cesse d'être à l'équilibre. Les électrons acquièrent un mouvement accéléré dans la direction du champ ; ce mouvement est ralenti par des collisions sur les phonons et sur les atomes d'impuretés. Le résultat de ces deux processus est, à l'état stationnaire, une distribution des vitesses différente de celle de l'équilibre ; la partie anisotrope de cette distribution permet de calculer le courant électronique. Lorsque ce courant dépend linéairement du champ électrique, $\vec{j} = \sigma \vec{E}$, le système obéit à la loi d'Ohm. Nous nous sommes jusqu'ici limités à cette région. Pour des valeurs plus élevées du champ électrique, la vitesse de dérive ne varie plus linéairement avec ce champ. La distribution des porteurs possède alors une énergie moyenne supérieure à celle du réseau ; l'hypothèse des électrons "chauds" est introduite.

Dans le cas général, la théorie cinétique (équation de Boltzmann) doit être utilisée. Elle conduit à des mathématiques délicates. Pour ce qui est de la représentation physique, et aussi pour obtenir une formulation quantitative, une théorie élémentaire peut être développée [23].

Pour appliquer de hauts champs électriques, un matériau de haute résistivité est utilisé ; de plus, la mobilité des porteurs libres doit être élevée, afin d'atteindre de grandes vitesses de dérive. Ces deux conditions sont

remplies par l'antimoniure d'indium de type N très pur, placé à la température de l'azote liquide.

Nous allons, dans ce chapitre, étudier l'effet de l'échauffement du gaz d'électrons sur la propagation d'une onde hélicon ; la non-linéarité permet de générer des harmoniques de la fréquence fondamentale. Les harmoniques pairs n'apparaissent pas, puisque un renversement du champ produit un renversement du courant. Nous nous sommes donc attachés à l'étude de l'harmonique 3.

3.1. THEORIE DES PHENOMENES NON LINEAIRES (ELECTRONS CHAUDS) DANS UN PLASMA SOUMIS A UN CHAMP ELECTROMAGNETIQUE [24].

L'état du gaz est représenté par deux quantités : la vitesse de dérive $\vec{v}_D$ (vitesse ordonnée) et la température T_e des électrons.

La vitesse de dérive est telle que

$$\vec{j} = Ne\vec{v}_D \quad (3.1)$$

On détermine la température électronique par la relation

$$\frac{3}{2} kT_e = \overline{m^*v^2}/2 \quad (3.2)$$

où $\overline{m^*v^2}/2$ représente l'énergie cinétique moyenne des porteurs .

Pour que cette théorie s'applique, les deux conditions suivantes doivent être réalisées :

- Les collisions interélectroniques gouvernent les échanges d'énergie et de moment, ce qui permet de représenter la fonction de distribution sous la forme d'une distribution de Maxwell déplacée dans l'espace des vitesses et affectée d'une température T_e [25]

$$f(v) = A \exp \left\{ - \frac{m^*}{2kT_e} (v-v_D)^2 \right\} \quad . \quad (3.3)$$

Remarquons que les chocs interélectroniques n'apparaissent pas dans le calcul du courant, puisque le moment total du gaz est conservé.

- L'énergie cinétique de dérive doit être inférieure à l'énergie cinétique moyenne

$$(m^*v_D^2/2) < \frac{3}{2} kT_e \quad . \quad (3.4)$$

Ceci permet de développer $f(v)$ en harmoniques sphériques, au premier ordre seulement :

$$f(\vec{v}, \vec{r}, t) = P_0(\cos\theta) f_0(\vec{v}, \vec{r}, t) + P_1(\cos\theta) f_1(\vec{v}, \vec{r}, t) \quad ,$$

θ est l'angle entre $\vec{E}$ et $\vec{r}$, $P_k(\cos\theta)$ le polynôme de Legendre d'ordre k .

$\vec{v}_D$ et T_e deviennent alors les deux paramètres importants du problème. Nous allons étudier leur dépendance en fonction de E , B_0 et ω .

3.1.1. Le courant électronique - Calcul de la constante diélectrique équivalente.

L'équation de transport s'écrit :

$$m^*(d\vec{v}_D/dt) = e\vec{E} + e\vec{v}_D \times \vec{B}_0 - (m^*\vec{v}_D/\tau_m) \quad , \quad (3.5)$$

τ_m : temps de relaxation du moment.

Il représente le temps nécessaire au moment pour décroître de mv_D . C'est un temps de collision moyen (du fait de la distribution des vitesses et des différents paramètres

d'impact, des collisions diverses produisent des changements différents pour le moment).

Le calcul de τ_m ne peut se faire qu'à partir de la théorie cinétique ; il nécessite la connaissance des sections efficaces de collision.

Il est néanmoins clair que le nombre de collisions dépend de la vitesse électronique :

$$\frac{1}{\tau} = q N_i \bar{v} , \quad (3.6)$$

q est la section efficace,
 N_i le nombre de centres diffusant.

On peut montrer [26], en utilisant le potentiel de déformation, que, pour des collisions sur les phonons, q est indépendant de la vitesse.

Donc $1/\tau_{\text{phonon}}$ est proportionnel à la vitesse $\bar{v}$:

$$(1/\tau_{\text{phonon } E \neq 0}) = (1/\tau_{\text{phonon } E=0})(T_e/T)^{1/2} . \quad (3.7)$$

Si l'interaction a lieu, par l'intermédiaire d'un champ piézoélectrique, q est proportionnel à $\bar{v}^{-2}$:

$$(1/\tau_{\text{phon. piézo } E \neq 0}) = (1/\tau_{E=0})(T/T_e)^{1/2} . \quad (3.8)$$

Pour la diffusion par impuretés ionisées, Rutherford a montré que q est proportionnel à $\bar{v}^{-4}$. Donc

$$(1/\tau_{\text{impur. } E \neq 0}) = (1/\tau_{E=0})(T/T_e)^{3/2} . \quad (3.9)$$

Il importe de remarquer que τ ne dépend que de T_e et non de v_D .

Ceci étant, on calcule facilement $\bar{\sigma}$ et $\bar{\varepsilon}$ (se reporter au Chapitre I).

3.1.2. La température électronique.

La température électronique, $T_e = (2/3k)(\overline{mv^2}/2)$, est obtenue à partir de la loi de conservation de l'énergie.

L'énergie fournie par le champ électrique est

$$\vec{j} \cdot \vec{E} = Ne \vec{v}_D \cdot \vec{E} \quad (3.10)$$

Les électrons perdent de l'énergie dans les chocs avec les phonons dont la valeur moyenne est

$$\frac{N}{\tau_m} = \frac{\delta}{2N_q + 1} \frac{3}{2} k(T_e - T) \quad (3.11)$$

$\frac{N_a - N_a}{N_a + N_e} = \frac{1}{2N_q + 1}$

(l'échange d'énergie dans les chocs sur les impuretés ionisées est très faible ; il est proportionnel à $\frac{m}{M}$, M : masse de l'ion, m : masse de l'électron),

δ représente la fraction moyenne d'énergie échangée dans un choc,

N_q le nombre de phonons par mode de vecteur d'onde q :

$$N_q = \exp \left[\frac{\hbar \omega}{kT} - 1 \right]^{-1} \quad (3.12)$$

L'émission de phonon est proportionnelle à $N_q + 1$ (N_q pour la partie stimulée, 1 pour la partie spontanée de l'émission).

L'absorption est proportionnelle à N_q .

Donc, un choc sur $2N_q + 1$ est effectif pour les pertes d'énergie.

L'équation de conservation de l'énergie s'écrit :

$$\frac{d}{dt} \left(N \frac{3}{2} k T_e \right) = e N \vec{v}_D \cdot \vec{E} - \frac{3}{2} N k (T_e - T) \frac{\delta}{\tau_m (2N_q + 1)} \quad (3.13)$$

Nous définissons le temps de relaxation de l'énergie comme étant le temps de retour de T_e à T lorsque l'on coupe le champ d'excitation E :

$$T_e(t) = T + [T_e(0) - T] \exp \left[- \frac{\delta}{\tau_m (2N_q + 1)} t \right] . \quad (3.14)$$

Donc

$$\frac{1}{\tau_{\text{Energie}}} = \frac{1}{\tau_{\text{moment}}} \frac{\delta}{2N_q + 1} . \quad (3.15)$$

Prenons comme exemple un semiconducteur pour lequel les phonons acoustiques gouvernent l'échange d'énergie et de moment. Dans l'interaction électron-phonon, les moments sont du même ordre ; donc

$$\delta = \frac{\hbar \omega}{k T_e} \approx \frac{v_{\text{son}}}{v_{\text{thermique}}(T_e)} .$$

Supposons que nous sommes placés à l'équipartition de l'énergie pour les phonons, c'est-à-dire $\hbar \omega < k T$.

Alors

$$N_q \approx \frac{k T}{\hbar \omega} \approx \frac{v_{\text{thermique}}(T)}{v_{\text{son}}} .$$

Donc

$$\frac{1}{\tau_E} \approx \frac{1}{\tau_m} \left[\frac{v_{\text{son}}^2}{v_{\text{th}}(T_e) v_{\text{th}}(T)} \right] .$$

L'effet d'électrons chauds apparaît lorsque l'énergie gagnée est du même ordre que l'énergie perdue, soit

$$eEv_D \approx \frac{\delta}{2N_q+1} \frac{3}{2} \frac{kT}{\tau_m} ,$$

soit

$$v_D \sim v_{son} \quad (3.16)$$

3.1.3. Calcul de T_e pour une excitation harmonique.

On supposera, pour simplifier, $B_0 = 0$.

Soit une onde électromagnétique

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp i\omega t \quad (3.17)$$

On sait que

$$\vec{v}_D = \frac{e\vec{E}}{m^*(i\omega + \frac{1}{\tau_m})}$$

$$\vec{v}_D = \frac{e\vec{E}_0}{m^*} \left[\frac{1/\tau_m}{\omega^2 + (1/\tau_m^2)} - i \frac{\omega}{\omega^2 + (1/\tau_m^2)} \right] (\cos\omega t + i \sin\omega t) \quad (3.18)$$

soit, en passant aux quantités réelles :

$$E = E_0 \cos\omega t ,$$

$$j = \frac{Ne^2 E_0}{m^*(\omega^2 + \frac{1}{\tau_m^2})} \left(\frac{\cos\omega t}{\tau_m} + \omega \sin\omega t \right) .$$

Donc, l'équation définissant T_e s'écrit :

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{e^2 E_0^2}{3km^*(\omega^2 + \tau_m^{-2})} \left(\frac{1}{\tau_m} + \frac{\cos 2\omega t}{\tau_m} + \omega \sin 2\omega t \right) - \frac{T_e - T}{\tau_E} .$$

$$(3.19)$$

La solution est, en supposant τ_E constant :

$$T_e - T = \tau_E \tau_m \frac{e^2 E_0^2}{3km^*(1+\omega^2 \tau_m^2)} \times$$

$$\times \left[1 + \frac{1-2\omega^2 \tau_E \tau_m}{4\omega^2 \tau_E^2 + 1} \cos 2\omega t + \frac{\omega(\tau_m + 2\tau_E)}{4\omega^2 \tau_E^2 + 1} \sin 2\omega t \right] .$$

(3.20)

$\omega \tau_E$ définit deux cas limites intéressantes :

- $\omega \tau_E < 1$:

$$T_e - T = (2e^2 E_0^2 / 3km^*) \cos^2 \omega t ,$$

$$T_e - T = (2e^2 / 3km^*) \tau_E \tau_m (E_0 \cos \omega t)^2 . \quad (3.21)$$

La température électronique dépend du temps.

Le gaz d'électrons peut s'échauffer et se refroidir à la fréquence 2ω . Il y a donc génération d'harmonique lorsque l'onde se propage.

- $\omega \tau_E > 1$:

$$T_e - T = \frac{e^2 E_0^2 \tau_E \tau_m}{3km^*(1+\omega^2 \tau_m^2)} . \quad (3.22)$$

La température électronique est constante, la génération d'harmoniques disparaît.

Cette condition sur $\omega\tau_E$ se conçoit fort bien physiquement ; lorsque $\omega\tau_E > 1$, le gaz d'électron, échauffé, n'a pas le temps de se refroidir. La température s'établit à une valeur moyenne indépendante du temps.

Remarque - Pour intégrer l'équation différentielle (3.19), nous avons supposé τ_E et τ_m constants. En fait, ils dépendent de T_e .

Pour notre problème particulier, la diffusion est due aux phonons ; τ varie lentement avec T_e , puisqu'il est proportionnel à la racine carrée de T_e ; le calcul donne un bon ordre de grandeur.

Pour les chocs sur les impuretés ionisées, $\tau \sim T_e^{3/2}$, l'erreur introduite serait grande.

3.1.4. Effet d'un champ magnétique constant B_0 parallèle au vecteur d'onde.

Nous avons vu au premier chapitre qu'un champ magnétique B_0 , parallèle au vecteur d'onde, diminue les pertes par longueur d'onde. Dans la limite $\omega_c\tau \gg 1$,

$$\vec{v}_D = (\vec{E} \times \vec{B}_0) / B_0^2.$$

La vitesse de dérive est perpendiculaire au champ électrique ; celui-ci ne fournit pas d'énergie, les électrons s'échauffent difficilement. La température électronique va donc varier de façon inversement proportionnelle à B_0^2 (voir Chapitre IV, formule 10).

Par contre, le champ magnétique fait passer l'onde électromagnétique d'un mode évanescent à un mode se propageant ; il permet un meilleur couplage de l'énergie. En

particulier, pour les valeurs de B_0 conduisant à une résonance dimensionnelle, l'adaptation est très bonne.

Il permet également une meilleure propagation pour l'harmonique généré.

Notons l'analogie très grande entre ces expériences et certains phénomènes ionosphériques qui apparaissent lorsque des ondes radioélectriques de grande puissance se propagent. Citons V.L. Ginzburg [11] : "la température électronique dans l'ionosphère peut dépendre du champ électrique des ondes rayonnées par des stations de puissances diverses. De puissantes ondes radioélectriques de grande longueur d'onde peuvent changer de façon substantielle l'énergie des électrons dans la portion la plus basse de la couche E (pour une puissance de 500 kW, $\omega < 2 \cdot 10^5$ c/s, $T_e/T \sim 4$). Il faut noter que le champ magnétique terrestre affaiblit l'influence des ondes radioélectriques sur l'ionosphère (si l'on ne se place pas dans la région d'absorption cyclotron). Cette influence est donc particulièrement intense lorsque l'effet du champ magnétique est faible, ce qui se produit lorsque E et B_0 sont parallèles".

Nous pouvons reproduire dans un cristal de 1 cm^3 de volume des effets tout à fait similaires aux phénomènes ionosphériques.

3.2. EXPERIENCE SUR L'ANTIMONIURE D'INDIUM.

3.2.1. Etude théorique du phénomène d'électrons chauds dans l'antimoniure d'indium placé à la température de l'azote liquide.

A la température de l'azote liquide, les phonons régissent les échanges d'énergie et de moment pour le

transport électronique dans les semiconducteurs de haute pureté. Ehrenreich [27] a montré que la diffusion par les modes optiques polaires est un mécanisme de collision important dans le SbIn (dans ce matériau, une polarisation du cristal apparaît associée au mode optique, puisque les deux atomes de la cellule unité n'ont pas la même charge).

Bok et Guthmann [28] ont conclu de leur étude expérimentale qu'à 77°K les modes optiques polaires jouent le rôle dominant aussi bien pour les échanges d'énergie que pour les échanges de moment. La figure 10, extraite de [28], présente les variations de N et μ avec le champ électrique pour un échantillon de type N ($N \sim 4.10^{13} \text{ cm}^{-3}$) placé à la température de 77°K.

L'énergie de ces modes optiques correspond à une température de 260°K. Le nombre de phonons optiques présents est donc très faible, $N_q < 1$; la fraction moyenne de l'énergie échangée est de l'ordre de l'unité, $\delta \approx 1$ (pour les électrons susceptibles d'émettre un phonon optique).

La valeur du champ électrique critique, seuil de la région non linéaire, est telle que

$$eEv_D \approx \frac{\delta}{2N_q + 1} \frac{3}{2} \frac{kT}{\tau} ,$$

soit $v_D \approx v_{th}/2$ dans notre exemple.

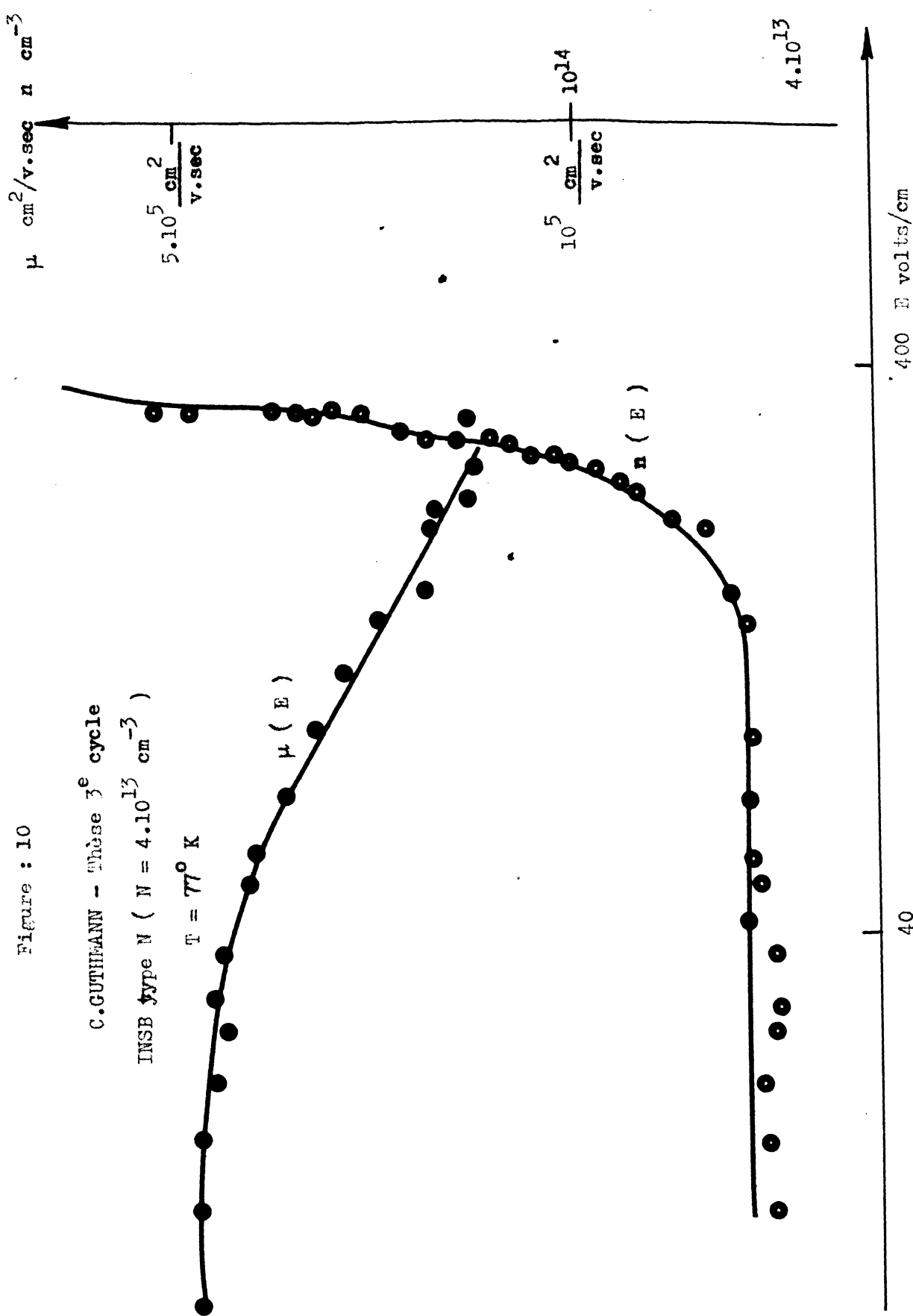
Or

$$v_{th} \approx 5.10^7 \text{ cm.s}^{-1} ;$$

donc

$$v_D \approx 2.10^7 \text{ cm.s}^{-1} .$$

On voit figure 10 que la région non linéaire apparaît pour des champs $E \approx 20 \text{ V/cm}$, soit des vitesses de dérive de 10^7 cm.s^{-1} .



Notre calcul d'ordre de grandeur est donc assez proche de la réalité expérimentale.

On peut également en déduire que

$$\tau_E = \tau_m \frac{2N_q + 1}{\delta} ;$$

$$\tau_E \approx \tau_m . \quad (3.23)$$

Le temps de relaxation du moment est du même ordre que celui de l'énergie.

Or

$$\tau_m = \mu m^*/e \approx 5.10^{-12} \text{ s} ,$$

soit

$$\tau_E = 5.10^{-12} \text{ s} .$$

Nous avons réalisé nos expériences à la fréquence de $\nu = 9,3.10^9$ c/s (3 cm de longueur d'onde, bande X). Donc

$$\omega \tau_E \approx 0,3 .$$

D'après la formule (3.21), on voit que la multiplication de fréquence est possible ; nous l'avons observée.

3.2.2. Réalisation expérimentale.

Les expériences ont été réalisées en collaboration avec J. Maurer.

Le dispositif - Nous avons choisi la bande X, fréquence $9,3.10^9$ c/s.

Le générateur est un magnétron type 2J42 qui peut fournir une puissance de 20 kW en impulsion de 1 μ s ; ceci correspond à un champ de 1000 V/cm dans le guide d'onde.

Le montage pour les guides 3 cm est similaire à celui décrit dans la Thèse de R. Veilex [29][4] (figure 8). Les guides ont des dimensions standards pour la propagation du mode TE_{01} (guide rectangulaire) et TE_{11} (guide circulaire). La transition guide rectangulaire guide circulaire se fait par adaptation géométrique sur trois longueurs d'onde.

Un polariseur quart d'onde est placé dans le guide circulaire à 45° du plan de polarisation du vecteur champ électrique défini par le mode TE_{01} ; il permet donc d'obtenir dans ce guide circulaire deux modes dégénérés TE_{11} , à angle droit et déphasés de $\pi/2$, ce qui définit une polarisation circulaire ; il en va de même pour l'analyseur. Le polariseur est constitué d'une plaque de "trolitul" dont la longueur est adaptée pour un déphasage de $\pi/2$.

Des atténuateurs sont placés en différents points du montage pour amortir tout effet possible de cavité.

L'échantillon est collé à l'argent sur une couronne de molybdène (coefficient de dilatation thermique similaire à SbIn).

Pour la détection à 9,3 Gc/s, nous utilisons un cristal 1N23C, suivi de l'amplificateur faible bruit NARDA VSWR type 441C. Un enregistreur XY SEFRAM permet de tracer directement la courbe du signal transmis en fonction du champ magnétique continu. Pour enregistrer cette courbe, à la fréquence fondamentale, un klystron VARIAN X13 est utilisé ; le magnétron n'opère que pour l'étude de l'harmonique 3.

La détection de l'harmonique se fait à l'aide d'un filtre géométrique décrit à la figure 9 ; il permet une bonne adaptation d'impédance pour la fréquence fondamentale et ne laisse passer dans le guide 8 mm que les harmoniques

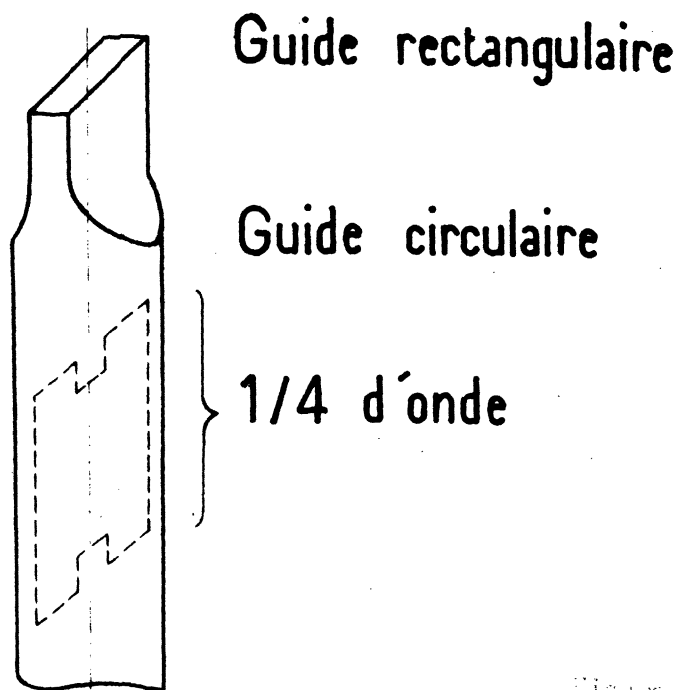
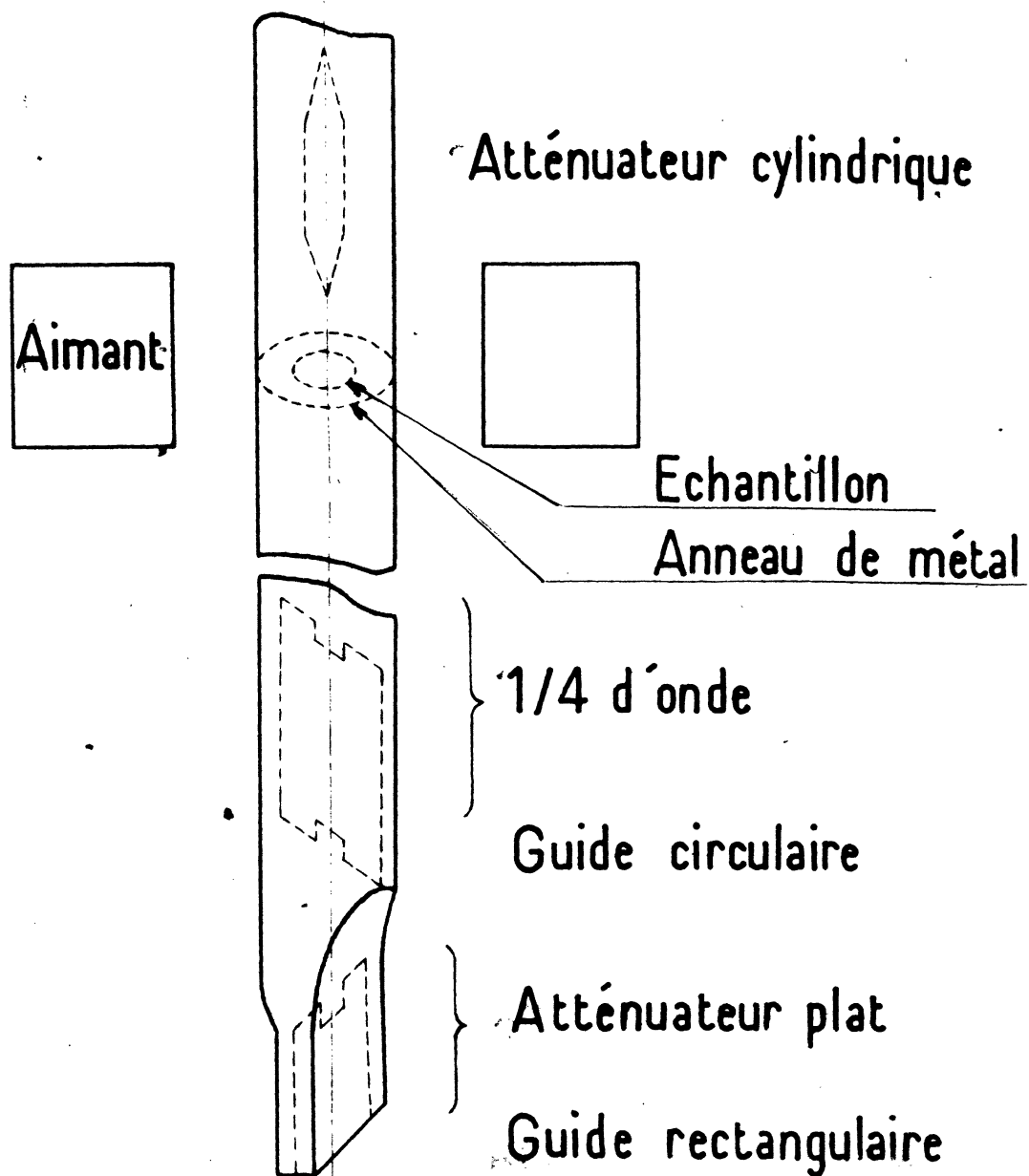
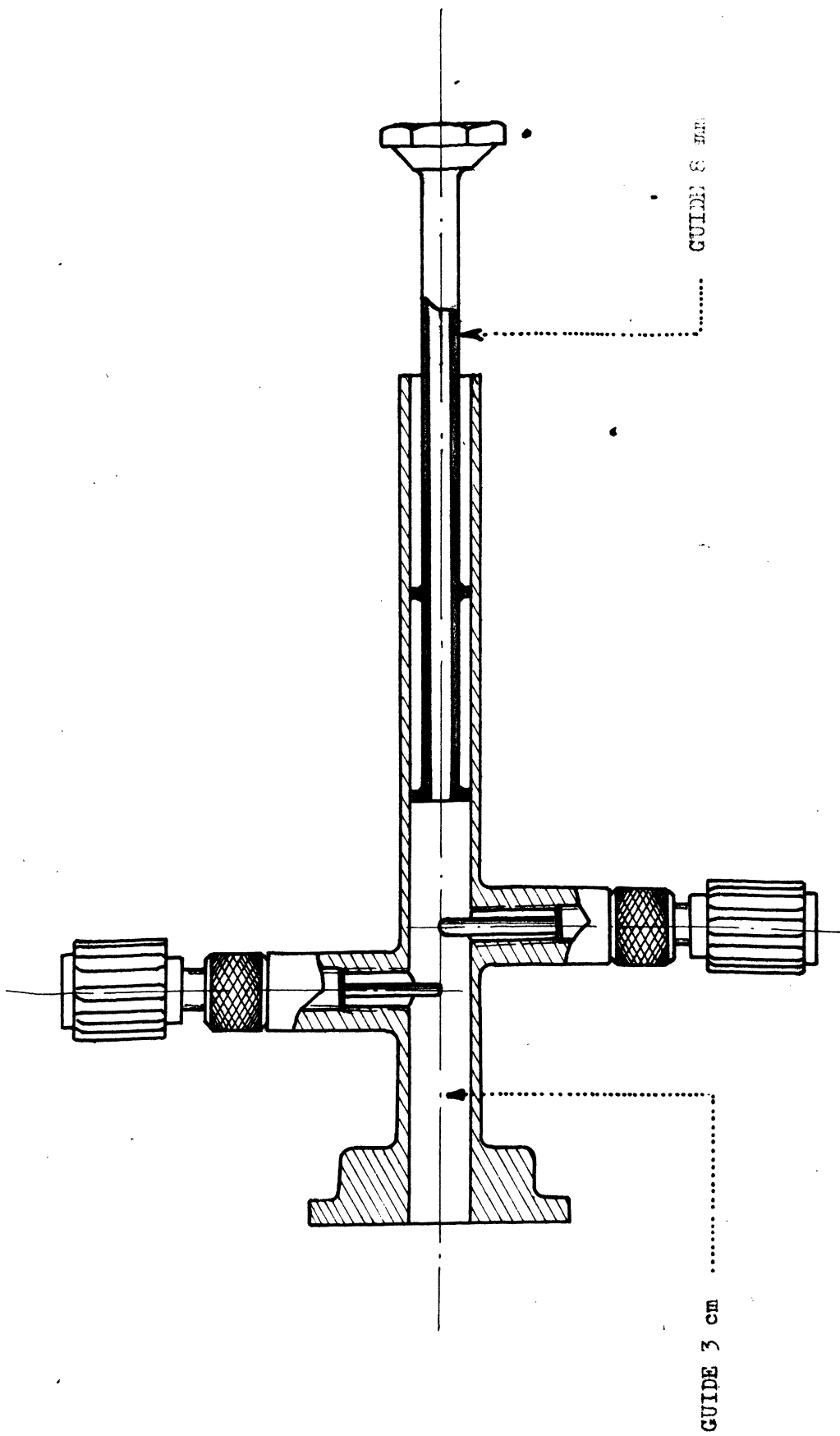


Figure 4.3





TRANSITION

figure : 9

d'ordre 3 ou plus. Les cristaux détecteurs sont des LTT CR4TU dont le rendement de détection est de $500 \mu\text{A/mW}$.

Les échantillons - Pour obtenir des effets d'électrons chauds notables, l'énergie doit apparaître principalement sous forme électrique dans la propagation de l'onde ; ceci suppose une grande vitesse de phase, donc une faible concentration de porteurs libres.

Nous avons utilisé des monocristaux de SbIn de haute pureté ($N \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) fournis par la Société Anonyme des Télécommunications. Nous avons pu vérifier que, pour des échantillons de concentration supérieure à 10^{14} cm^{-3} , aucun effet non linéaire notable n'apparaissait sous forme de troisième harmonique.

Résultats expérimentaux [30].

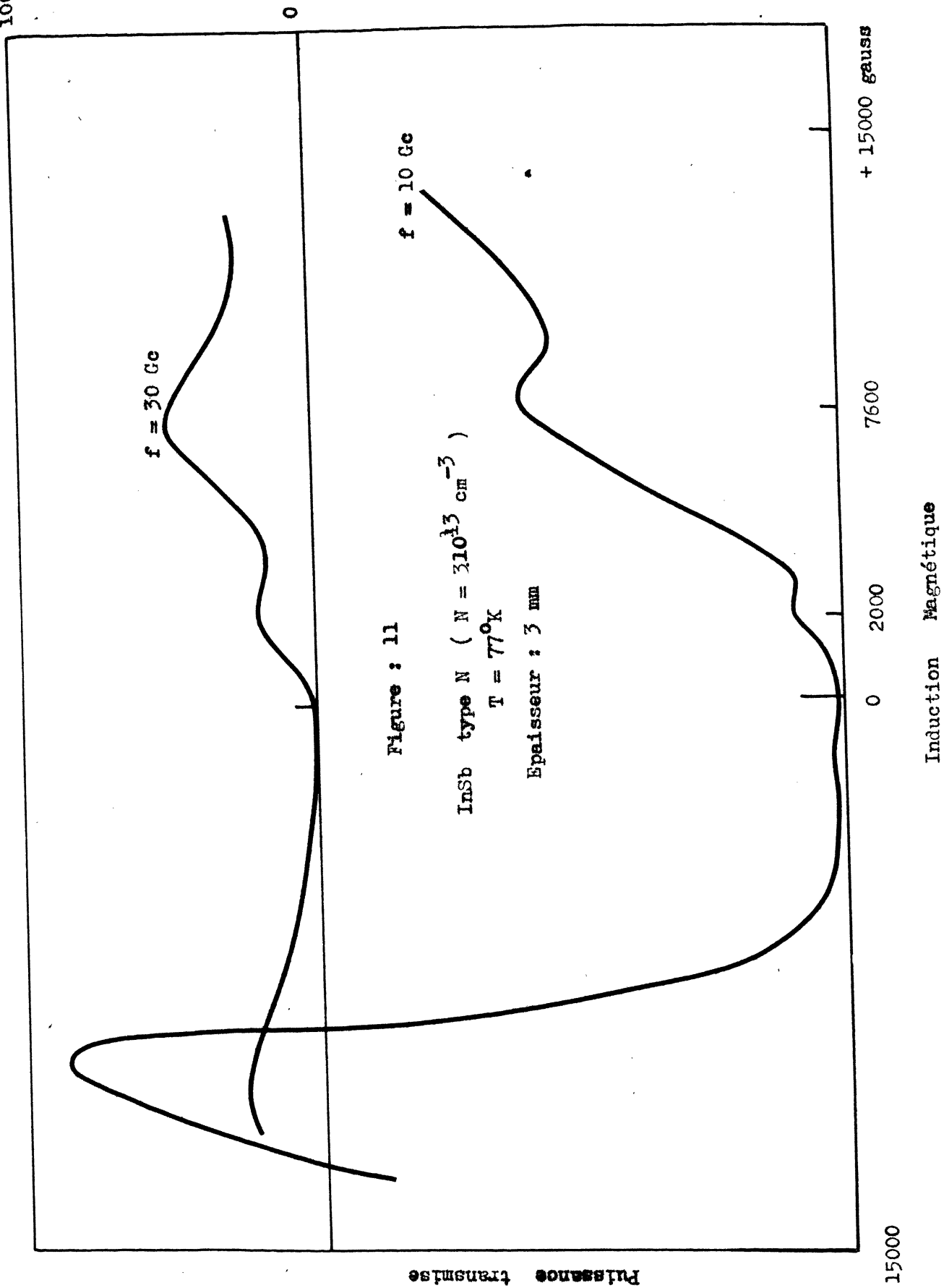
La figure 11 présente les résultats pour un échantillon de 3 mm d'épaisseur et de diamètre 10 mm. Pour la fréquence fondamentale, les résonances $n = 2$ à 2000 G et $n = 1$ à 7600 G de l'onde hélicon apparaissent. On observe également la transmission de l'onde ordinaire pour $\epsilon_r = \omega_p^2 / \omega \omega_c$, soit $B_0 \approx 5000 \text{ G}$.

La génération d'harmoniques est très faible ($< 100 \mu\text{W}$) ; les maximums apparaissent aux points de meilleur couplage du champ électrique à l'échantillon.

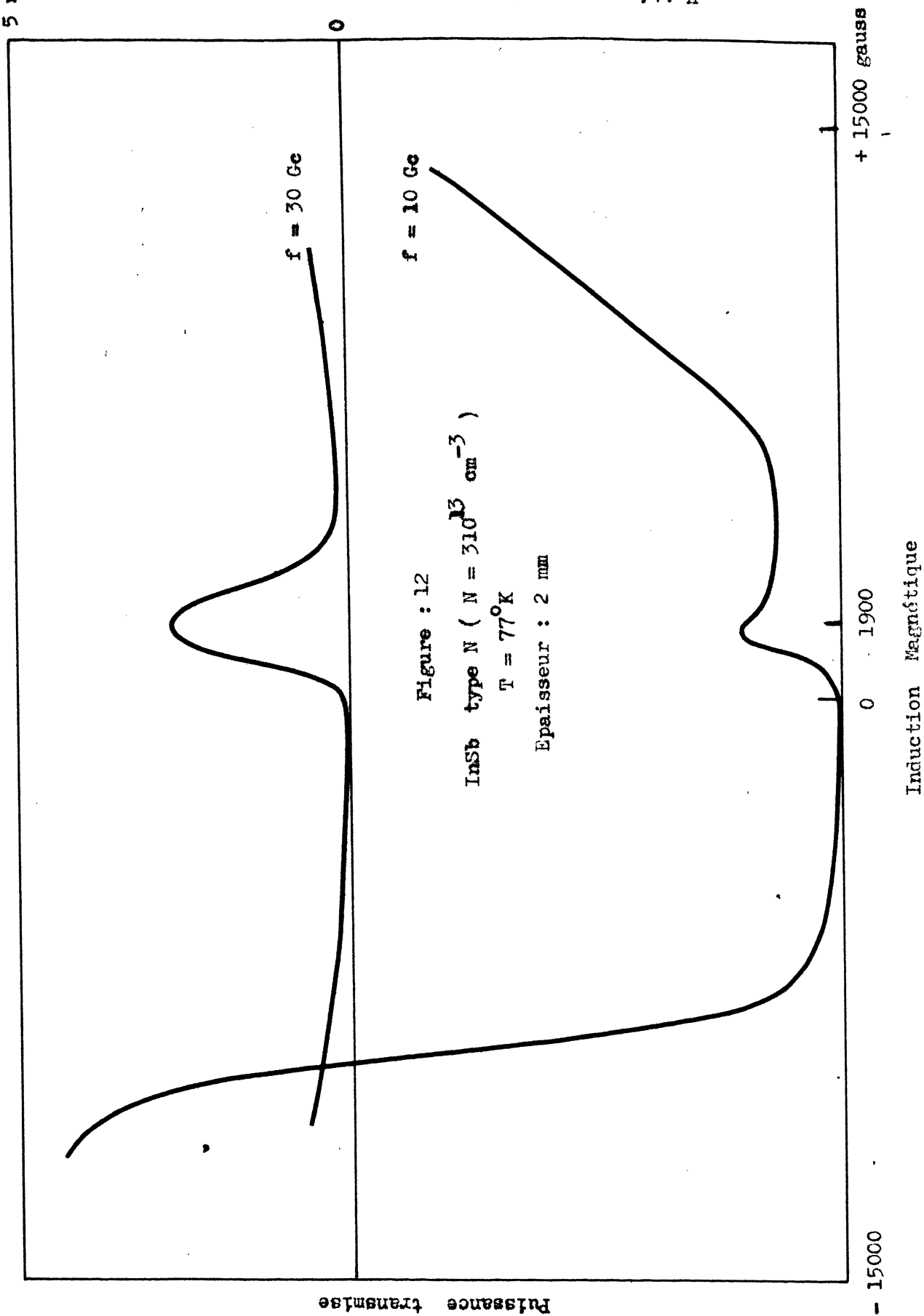
Dans la figure 12, l'épaisseur de l'échantillon a été réduite à 2 mm. La résonance $n = 1$ apparaît à 1900 G. Le niveau de l'harmonique augmente, il est de l'ordre de 2 mW.

Dans la figure 13, l'échantillon a été ramené à une épaisseur de 1 mm ; la résonance $n = 1$ n'est pratiquement plus observable ($B_0 = 500 \text{ G}$). Mais en ce point, la génération

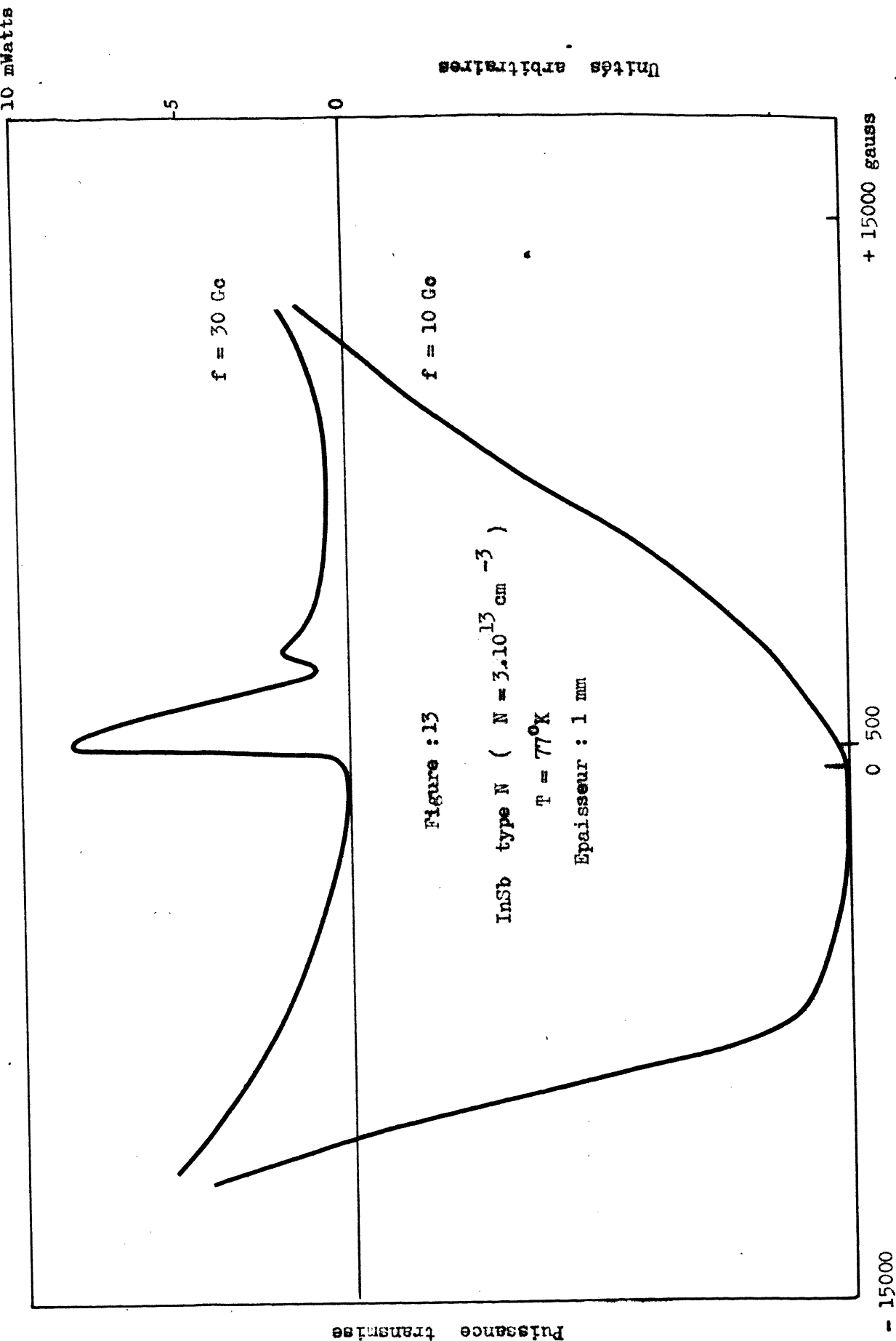
100 μ Watts



5 mWatts



10 mWatts



Puisissance transmise

d'harmoniques est intense, de l'ordre de 10 mW ; nous avons expliqué le minimum secondaire par une résonance dimensionnelle de l'harmonique 3.

Discussion.

Nous avons mis en évidence l'effet d'électrons chauds par la génération de troisième harmonique. Si on se fixe sur la résonance $n = 1$, on voit que l'émission est d'autant plus intense que le champ magnétique B_0 est faible. Le champ magnétique refroidit donc le gaz d'électrons.

On remarquera que la vitesse de phase de l'harmonique est peu différente de celle du fondamental.

En conclusion, nous avons mis en évidence le phénomène de chauffage des électrons par la génération du troisième harmonique de l'onde incidente. Nous avons pu montrer le rôle du champ magnétique continu dans le mécanisme d'électrons chauds : les électrons sont refroidis par une induction magnétique transverse.

Ces expériences sont poursuivies actuellement par J. Maurer.

Chapitre IV

EFFETS NON LINEAIRES : LA PRESSION DE RADIATION.

Considérons une onde plane de polarisation transverse d'incidence normale à un échantillon conducteur. Le champ électrique de l'onde génère un courant dans le conducteur ; le champ magnétique associé, par son action sur le courant, impose une pression dite pression de radiation ; elle est orientée dans la direction du vecteur de Poynting. Ce phénomène de pression de radiation est lié au concept très général que tout processus transmettant de l'énergie possède un moment associé [31].

Cette pression fait partie des phénomènes non linéaires, puisque le produit du champ électrique par le champ magnétique de l'onde apparaît. Elle est reliée, dans l'équation de transport, au terme $\vec{e} \times \vec{B}$ que nous avons négligé, en première approximation, au chapitre I. Très généralement donc, à toute excitation harmonique de fréquence ω seront associées une force constante et une force de fréquence 2ω .

Un échantillon conducteur, placé en circuit ouvert, sera donc soumis à un champ électrique constant, dans la direction du vecteur de Poynting. (Dans le cas d'un matériau compensé, tel le bismuth, aucun champ électrique n'apparaît ; il y a déplacement de matière mais non de charge). La différence de potentiel mesurée sera d'autant plus intense que le champ électromagnétique dans le matériau sera plus grand. Pour obtenir une meilleure adaptation de l'onde au conducteur, nous avons utilisé le mode hélicon.

Nous avons réalisé l'expérience à la fréquence de 70 Gc/s, pour laquelle une grande densité d'énergie peut être obtenue ; l'échantillon est du SbIn de type N, placé à la température de l'azote liquide.

Nous allons, dans le chapitre suivant, procéder à un calcul quantitatif de ce champ électrique pour le cas d'une onde hélicon. Nous montrerons ensuite qu'un effet parasite dû à l'échauffement des porteurs, l'effet thermo-électrique, existe, mais qu'il peut être négligé dans notre expérience.

4.1. CALCUL DU CHAMP ELECTRIQUE CONTINU, INDUIT PAR LA "PRESSION DE RADIATION" ; ONDE ELECTROMAGNETIQUE SE PROPAGEANT SUIVANT LE MODE HELICON.

Le champ électrique continu est tel que

$$\vec{E}_{\text{long}} = \vec{v}_D \times \vec{B}^* + \text{cc} \quad (4.1)$$

v_D , vitesse de dérive ;

B , induction magnétique de l'onde ;

$*$, complexe conjugué.

Or

$$\vec{v}_D = \frac{e\tau}{m^*} \frac{\vec{E}}{[1+i(\omega \pm \omega_c)\tau]} ;$$

donc

$$\vec{E}_{\text{long}} = - \frac{e\tau}{m} \frac{\vec{E} \times (\vec{v}_D \times \vec{E}^*)}{i\omega[1+i(\omega \pm \omega_c)\tau]} + \text{cc} , \quad (4.2)$$

soit, pour des polarisations circulaires transverses :

$$\vec{E}_{\text{long } \pm} = \frac{e\tau}{m^*} \frac{\vec{k}}{\omega[1+i(\omega \pm \omega_c)\tau]} E_{\pm} E_{\pm}^* + cc \quad (4.3)$$

où $\vec{k}$ est le vecteur d'onde,
 ω/k la vitesse de phase de l'onde.

Dans nos conditions expérimentales de propagation
hélicon,

$$\omega < \omega_c ,$$

$$\omega_c \tau > 1 ,$$

$$E_{\text{long}} = \frac{e\tau}{m(\omega_c \tau)^2} \frac{|E|^2}{c} \frac{\omega_p}{\omega^{1/2} \omega_c^{1/2}} + cc ; \quad (4.4)$$

donc

$$v_{\text{long}} = \frac{l}{cB_0} \frac{|E|^2}{\omega^{1/2} \omega_c^{1/2}} \frac{1}{\omega_c \tau} \quad (4.5)$$

où l est l'épaisseur de l'échantillon,
 B_0 l'induction magnétique continu.

Le facteur $1/\omega_c \tau$ apparaît. Dans le cas d'une propagation
hélicon parfaite , $1/\omega_c \tau \longrightarrow 0$, donc $v_{\text{long}} \longrightarrow 0$.

Pour des valeurs des paramètres s'adaptant à nos
conditions expérimentales, à savoir :

$$T = 77^\circ K ,$$

$$N = 10^{14} \text{ cm}^{-3} ,$$

$$\mu = 3 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{V.s} ,$$

$$B_0 = 1000 \text{ G} ,$$

$$v = 7 \cdot 10^{10} \text{ c/s} ,$$

$$E \sim 10 \text{ V/cm} ,$$

$$l = 1 \text{ mm} ,$$

on obtient

$$v_{\text{long}} \approx 20 \mu\text{V} ,$$

ce qui est en bon accord avec les résultats expérimentaux.

4.2. EFFET THERMOELECTRIQUE DU A L'ECHAUFFEMENT DES PORTEURS.

Pour des champs de l'ordre de 10 V/cm, on atteint, dans l'antimoniure d'indium placé à la température de l'azote liquide, la région d'électrons chauds ; l'effet thermoélectrique associé conduit également à l'apparition d'une tension continue [32]. Nous allons montrer qu'elle est négligeable dans les conditions de nos expériences.

Le champ magnétique appliqué est dans la direction du vecteur de Poynting (figure 14) ; soit Oz cet axe commun.

$$T_{\text{électronique}} = T_e(z) ;$$

l'échantillon étant en circuit ouvert :

$$I_z = 0 ,$$

soit

$$\sigma \vec{E}_{dc} + e \vec{\nabla} (DN) = 0 . \quad (4.6)$$

Or

$$D = \mu kT/e \quad \text{et} \quad \vec{\nabla} N = 0 \quad (\text{il n'y a pas création de porteurs}) ;$$

donc

$$E_{dc} = - \frac{k}{e} \left(1 + \frac{T_e}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial T_e} \right) \frac{\partial T_e}{\partial z} . \quad (4.7)$$

Nous avons rappelé au chapitre III que, dans l'antimoniure d'indium de haute pureté placé à la température de l'azote liquide, la diffusion des porteurs est due aux modes

optiques polaires. On en déduit que $\mu \sim T_e^{-1/2}$. Donc

$$\frac{T_e}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial T_e} \approx -\frac{1}{2}$$

et

$$E_{dc} = -\frac{k}{2e} \frac{\partial T_e}{\partial z}, \quad (4.8)$$

$$V_{dc} = \frac{k}{2e} [T(a) - T(b)] \quad (4.9)$$

Il ne nous reste qu'à calculer $T(b)$ et $T(a)$. L'équation définissant la température électronique s'écrit :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} NkT_e \right) = \frac{\sigma E^2}{1 + \omega_c^2 \tau_m^2} - \frac{\frac{3}{2} Nk(T_e - T)}{\tau_E} \quad (4.10)$$

τ_E : temps de relaxation de l'énergie,

τ_m : temps de relaxation du moment.

Nous ne nous intéressons qu'aux effets continus, donc

$$E^2 = \frac{3}{2} \frac{k(T_e - T)}{\tau_E} \frac{1 + \omega_c^2 \tau_m^2}{e\mu} \quad (4.11)$$

Dans notre cas, $\omega_c \tau > 1$, $\tau_E \sim \tau_m$ (voir Chapitre III).

Donc

$$E^2 \approx \frac{3}{2} k(T_e - T) (B_0^2 / m^*) \quad ; \quad (4.12)$$

$$\frac{d}{dz} E^2 \approx \frac{3}{2} \frac{k B_0^2}{m^*} \frac{\partial T_e}{\partial z} \quad ;$$

or

$$\partial T_e / \partial z = -(2e/k) E_{dc} \quad (\text{voir formule 8}) ,$$

donc

$$E_{dc} \approx - \frac{m^*}{3eB_0^2} \frac{d}{dz} E^2 ,$$

$$V_{dc} \approx \frac{m^*}{3eB_0^2} [E^2(a) - E(b)^2] \quad (4.12)$$

$$V_{dc} \approx 2 \cdot 10^{-12} [E^2(a) - E(b)^2] .$$

Or

$$E(a) \sim 10 \text{ V/cm} ;$$

donc

$$V_{dc} < 2 \text{ } \mu\text{V} .$$

La tension continue, causée par l'échauffement des porteurs, est dans notre cas d'un ordre de grandeur au moins plus faible que celle associée à la pression de radiation.

Remarquons qu'à la température de l'hélium liquide, le mécanisme de diffusion prépondérant pour le moment est causé par les impuretés ionisées, pour l'énergie par les phonons acoustiques. L'effet thermoélectrique d'électrons chauds devient alors important [32].

4.3. EXPERIENCE DANS SbIn DE TYPE N : FREQUENCE $7 \cdot 10^{10}$ c/s , TEMPERATURE 77°K.

Cette expérience a été réalisée en collaboration avec D.L. Carter lors d'un séjour à l'Université de Pennsylvanie [33].

Le principe de la mesure est représenté à la figure 14. La polarisation de l'onde est linéaire dans le guide

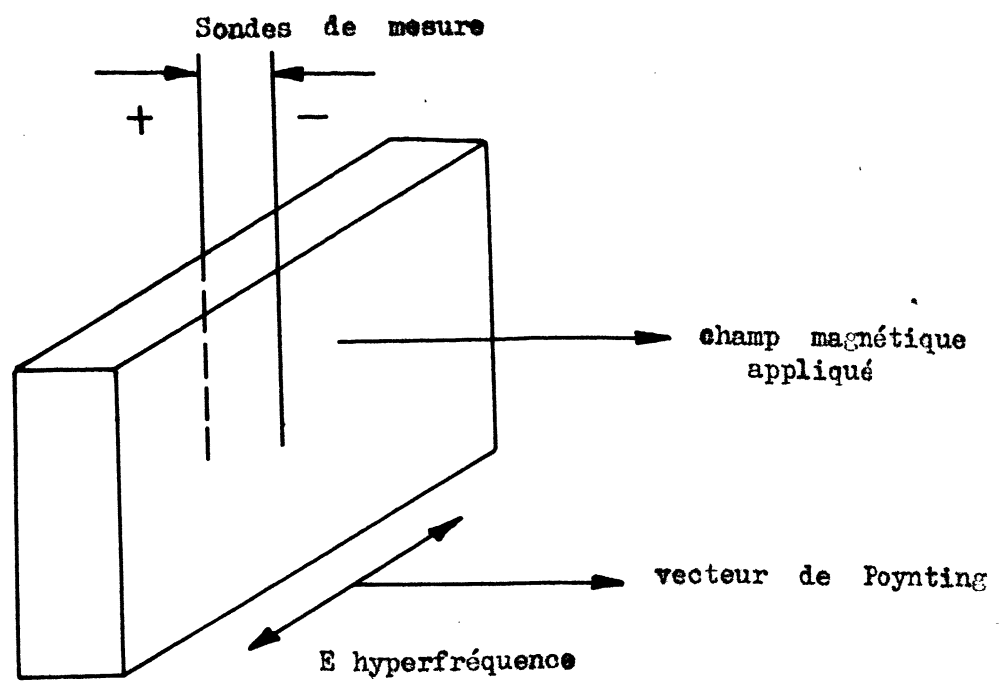


Figure : 14

d'onde (mode TE_{01}) ; les dimensions du guide rectangulaire sont : $0,074 \times 0,148$ inches ; la fréquence de travail 66 Gc/s et 71,5 Gc/s. On mesure la tension continue apparaissant aux bornes de l'échantillon et le signal microonde réfléchi. Le champ magnétique est produit par une bobine alimentée par accumulateurs. Les signaux sont enregistrés en fonction du champ magnétique sur un XY MOSELEY Modèle 2D.

L'échantillon de SbIn a les caractéristiques suivantes, à la température de l'azote liquide : $N = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $\mu = 5.10^5 \text{ cm}^2/\text{V.s.}$ La surface de l'échantillon est de l'ordre du cm^2 , l'épaisseur variable de 1 mm à 0,65 mm. Il est monté en bout du guide d'onde ; l'azote liquide est exclu de l'intérieur du guide d'onde mais en contact direct avec les faces de l'échantillon.

Les fils de mesure du potentiel sont appliqués perpendiculairement à la direction de polarisation du champ électrique dans le guide d'onde.

Divers types de contacts ont été essayés :

- a) du fil de cuivre de diamètre 1 mm soudé à l'indium,
- b) de l'or évaporé en bande mince,
- c) un alliage, liquide à la température ambiante, le "viking solder".

Les résultats n'en dépendent pas. Nous avons également placé les contacts à l'extérieur de la surface définie par le guide d'onde ; les signaux sont plus faibles mais les variations avec le champ magnétique identiques.

La figure 15 présente les résultats de l'expérience pour un échantillon d'épaisseur 0,65 mm.

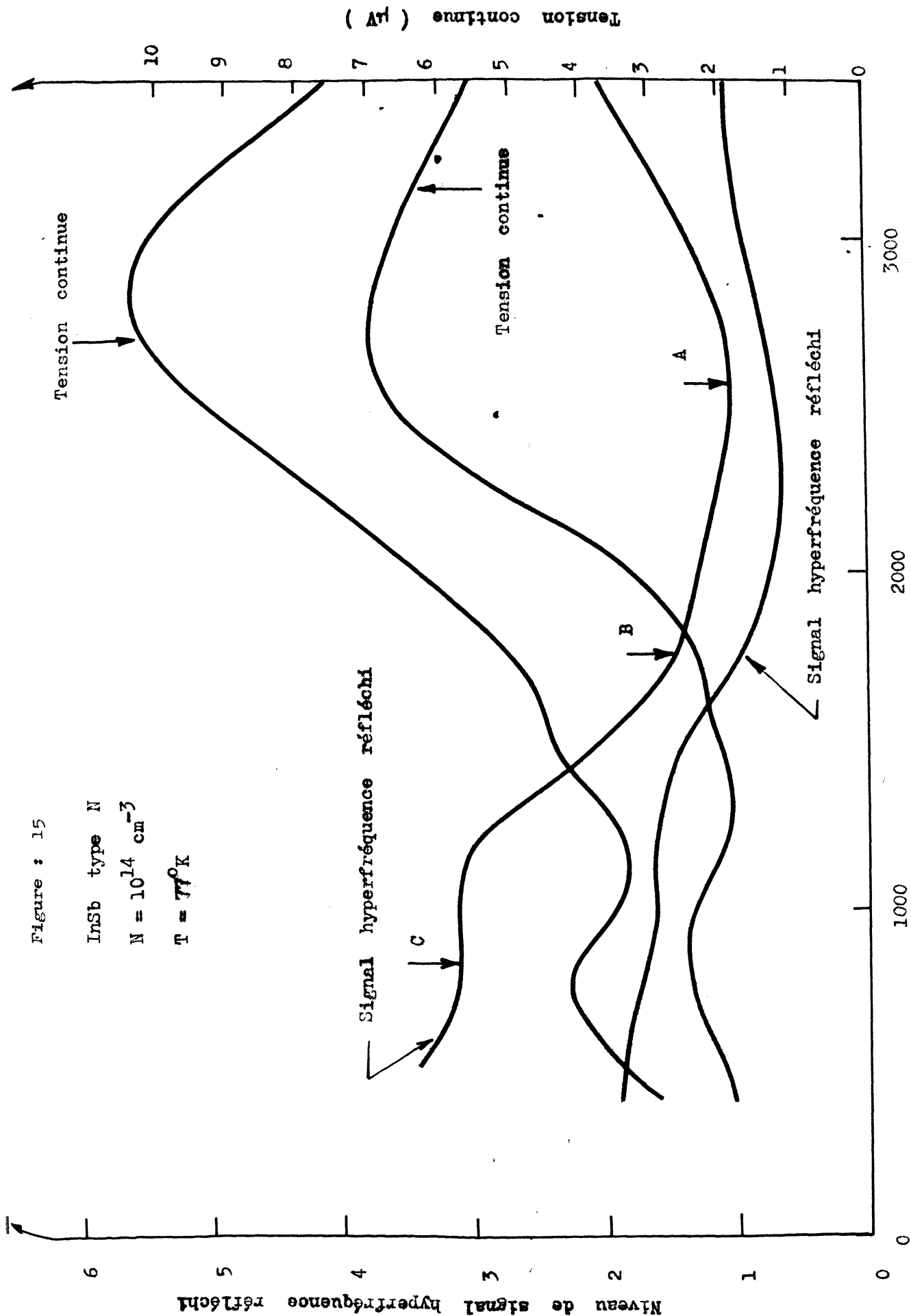
Sur la courbe du signal réfléchi à 66 Gc/s, le point A représente le début de transmission de l'onde ordinaire

Figure : 15

InSb type N

$N = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$

$T = 77^\circ \text{K}$



(voir §1.2.2) ; les points B et C, des résonances dimensionnelles de l'onde hélicon d'ordre $n = 2$ et $n = 3$. A 71,5 Gc/s, le point A est déplacé vers de plus bas champs magnétiques, les points B et C vers des valeurs plus élevées. En effet, A est tel que $\epsilon_r = Ne/\epsilon_0 \omega B$, soit $\omega B = C^{te}$; B et C tels que $l = n\lambda/2$, soit $\omega/B = C^{te}$.

La tension continue aux bornes de l'échantillon est de l'ordre de 10 μV vers 3 kG pour $\nu = 66$ Gc/s et une puissance microonde incidente de l'ordre de 30 mW. A 71,5 Gc/s, la puissance microonde est plus faible.

La tension continue est trouvée proportionnelle à la puissance du signal incident. Les maximums correspondent à une meilleure adaptation d'impédance pour l'onde, représentée par les résonances dimensionnelles et le passage de l'onde ordinaire (plasma edge).

Pour vérifier que nous n'observions pas une tension thermoélectrique due à un échauffement non uniforme de l'échantillon par les hyperfréquences, nous avons modulé en amplitude le signal jusqu'à 10 kc/s ; aucun changement n'était ainsi introduit, alors qu'une tension thermoélectrique aurait dû chuter d'un facteur 10^3 au moins.

Nous envisageons de poursuivre ces expériences à la température de l'hélium liquide.

Un autre cas intéressant est représenté par le bismuth ; comme nous l'avons vu, il n'y a plus apparition de champ électrique, mais accroissement du nombre d'électrons et de trous sur la face non en regard du guide d'onde, car le matériau est compensé ; les pseudo-niveaux de Fermi d'électrons et de trous apparaissent ; deux contacts électriques placés sur cette face, l'un au bismuth dopé N (tellure), l'autre au bismuth dopé P (étain), doivent permettre

de mesurer la différence de potentiel entre les pseudo-niveaux. Nous avons, dans une première expérience, pu ainsi observer la propagation d'une onde de Alfvén ; le signal continu détecté varie linéairement avec B_0 ; son amplitude est de l'ordre du microvolt. Cette expérience est en cours d'étude.

Chapitre V

LES EFFETS QUANTIQUES :

ETUDE DE LA PROPAGATION HELICON DANS LA LIMITE QUANTIQUE.

Dans un champ magnétique, pour un temps de collision de porteurs suffisamment long, les orbites électroniques sont quantifiées dans le plan perpendiculaire au vecteur induction magnétique. Le déplacement transverse de l'électron est donc grandement restreint ; le mouvement peut être considéré comme unidimensionnel dans la direction du champ ; la densité d'états s'en trouve profondément altérée (ceci suppose $\omega_c \tau > 1$).

Pour la propagation du mode hélicon, les polarisations sont transverses. Les vitesses de dérive électroniques sont donc placées dans le plan perpendiculaire à B_0 ; la quantification des orbites doit jouer un rôle important. Dans la limite des petits nombres quantiques, les perturbations deviennent du premier ordre.

Nous allons étudier l'influence de la limite quantique sur la propagation de l'onde ; nous montrerons en particulier que le temps de collision devient dépendant de l'induction magnétique continue. Une expérience dans l'antimoniure d'indium, placé à la température de l'hélium liquide, confirme ces résultats.

5.1. LA LIMITE QUANTIQUE.

Etudions le cas simple d'un métal à deux dimensions, le champ magnétique étant appliqué suivant la troisième dimension.

La théorie quantique limite les mouvements possibles des électrons à certaines orbites, qui satisfont à la condition de Bohr-Sommerfeld

$$\oint (\vec{p} - e\vec{A}).d\vec{l} = (n + \frac{1}{2}) h \quad (5.1)$$

où $\vec{A}$ est le potentiel vecteur magnétique et l'intégration se fait le long de l'orbite circulaire.

Or

$$d\vec{p}/dt = e\vec{v} \times \vec{B}_0 .$$

On en déduit que les orbites électroniques dans l'espace réel ont la même forme que les courbes d'énergie constante dans l'espace des p, mais suivie d'une rotation de $\pi/2$ plus une réduction d'échelle d'un facteur eB_0 .

Donc

$$\begin{aligned} \oint (\vec{p} - e\vec{A}) d\vec{l} &= \int - e\vec{A} . d\vec{l} \\ &= eB_0 S \end{aligned}$$

où S représente l'aire de l'orbite dans l'espace réel, et

$$eB_0 S = (n + \frac{1}{2}) h .$$

Si $S(E)$ représente l'aire de la courbe d'énergie constante E, dans l'espace des p :

$$S(E) = (n + \frac{1}{2}) ehB_0 , \quad (5.2)$$

puisque

$$S(E) = S e^2 B_0^2 .$$

Dans le cas d'un métal, $E = E_{\text{Fermi}}$.

Donc

$$S(E_F) = (n + \frac{1}{2}) e h B_0 . \quad (5.3)$$

Les courbes permises sont séparées par des valeurs égales de la surface, soit $e h B_0$.

Pour des surfaces d'énergie constante sphériques :

$$S(E) = \pi p^2 ;$$

donc

$$\frac{p^2}{2m} = (n + \frac{1}{2}) \frac{e h B}{2 \pi m^*} ,$$

soit

$$E_{\text{cinétique}} = (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_c . \quad (5.4)$$

En absence de champ, les états permis sont représentés par une distribution uniforme de points, soit g par unité de surface (à deux dimensions, la densité d'état est constante). Dans un champ magnétique, seuls les états décrits par (5.2) sont permis ; chaque niveau d'énergie devient dégénéré, il contient $g e B_0 h$ états, g est tel que

$$g = N/S(E_F)$$

où N est le nombre total d'électrons.

Si l'on revient maintenant au modèle réel, à trois dimensions, l'énergie cinétique devient

$$E_{\text{cinétique}} = (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_c + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} . \quad (5.5)$$

La figure 16 présente les résultats de la quantification. A l'intérieur de la sphère de Fermi, les états sont quantifiés ; les seules valeurs possibles sont représentées par les n cylindres d'axe parallèle à B_0 .

Lorsque $\frac{1}{2} \hbar \omega_c > E_{\text{Fermi}}$, la situation devient encore plus critique. Tous les électrons sont placés sur le cylindre représentant l'état de base $n = 0$ de l'oscillateur harmonique. La limite quantique est atteinte. Au-delà, c'est-à-dire pour des valeurs plus grandes de B_0 , le gaz d'électrons gagne de l'énergie à mesure que l'on augmente B_0 ; ceci, bien entendu, contredit les principes classiques, et

$$E_{\text{cinétique}} = \frac{\hbar \omega_c}{2} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} \quad . \quad (5.6)$$

Le mouvement est unidimensionnel, la densité d'état varie comme $E^{-1/2}$. Lorsque la limite quantique est atteinte, les électrons sont groupés autour de valeurs de k_z faibles ; la densité d'état devient très grande (E_z faible). Le temps de collision doit donc brutalement diminuer.

Pour pouvoir étudier la variation du temps de collision, nous devons nous préoccuper du mécanisme de diffusion.

5.2. LA DIFFUSION PAR LES IMPURETÉS IONISÉES [24].

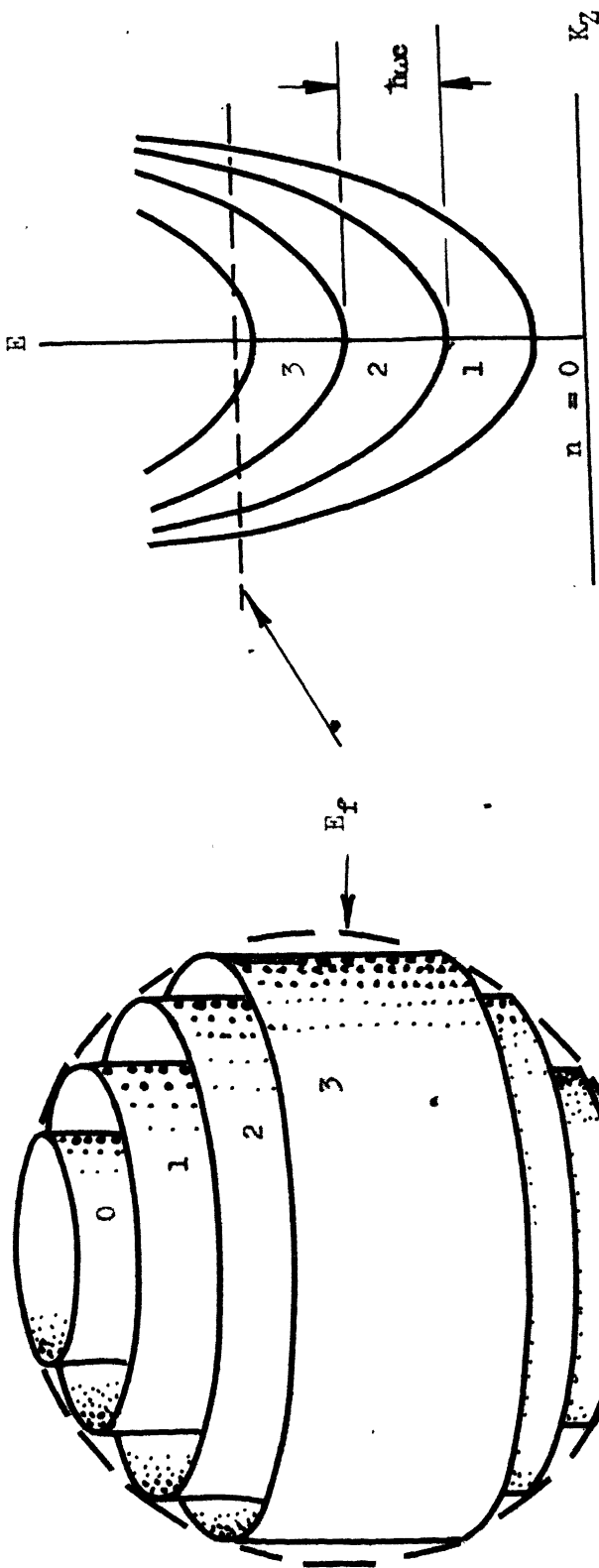
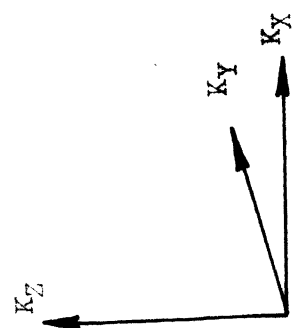
Les effets quantiques imposent en général une température très basse afin de respecter la condition

$$\hbar \omega_c > kT \quad .$$

A ces basses températures, le mécanisme important de diffusion pour le moment électronique est causé par les chocs élastiques sur les impuretés ionisées.

Figure : 16

QUANTIFICATION DANS UN CHAMP MAGNETIQUE
NEGLIGEANT LE SPIN



$$E = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}$$

La fréquence de collision est

$$\nu = N_I \nu \int q(v, \theta) (1 - \cos \theta) d\Omega \quad (5.7)$$

où N_I est le nombre de centres diffusants.

La section efficace a été calculée par Rutherford :

$$q(v, \theta) = \frac{1}{\epsilon^2} \left(\frac{e^2}{2m^*v^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} .$$

Donc

$$\begin{aligned} \nu &= N_I \nu \int \frac{1}{\epsilon^2} (e^2/2m^*v^2)^2 [(1 - \cos \theta)/\sin^4(\theta/2)] \times \\ &\quad \times 2\pi \sin \theta d\theta ; \\ \nu &= 2\pi N_I \frac{e^4}{\epsilon^2 m^{*2} v^3} \text{Log}[1 + \cot^2(\theta_{\min}/2)] . \quad (5.8) \end{aligned}$$

Pour un gaz d'électrons libres, le champ d'un ion ne garde son caractère coulombien que sur des distances de l'ordre du rayon de Debye :

$$R_D = (\epsilon E_F / Ne^2)^{1/2} \simeq v_{\text{Fermi}} / \omega_p . \quad (5.9)$$

Pour des distances supérieures à R_D , le champ coulombien diminue exponentiellement, ceci traduisant l'effet d'écran des électrons libres.

R_D définit donc le paramètre d'impact maximum, et on trouve :

$$\theta_{\min} = 2 \, t_g^{-1} (e^2 / m^* v^2 R_D \epsilon) \simeq 2e^2 / m^* v^2 R_D \epsilon .$$

Finalement :

$$\nu = 2\pi N_I (e^4/\epsilon^2 m^{*2} v^3) \text{Log}[1+(R_D^2 m^{*2} v^4 \epsilon^2/e^4)] \quad . \quad (5.10)$$

La diffusion par grands angles est représentée par le 1 du logarithme, la diffusion par petits angles par le terme $(R_D^2 m^{*2} v^4 \epsilon^2/e^4)$.

Deux cas particuliers sont importants :

$$a) \quad (R_D^2 m^{*2} v^4 \epsilon^2/e^4) > 1 \quad ; \quad (5.11).$$

la diffusion à petits angles est prépondérante.

$$\nu \cong (4\pi N_I e^4/\epsilon^2 m^{*2} v^3) \text{Log}[R_D^2 m^{*2} v^4 \epsilon^2/e^4] \quad . \quad (5.12)$$

Plus la vitesse des porteurs est grande moins ils sont diffusés.

$$b) \quad (R_D^2 m^{*2} v^4 \epsilon^2/e^4) < 1 \quad ;$$

la diffusion à grands angles est prépondérante.

$$\nu \cong (2\pi N_I e^4/\epsilon^2 m^{*2} v^3) (R_D^2 m^{*2} v^4 \epsilon^2/e^4) \quad ;$$

$$\nu = 2\pi N_I R_D^2 v \quad . \quad (5.13)$$

La diffusion est d'autant plus grande que l'énergie cinétique est élevée.

Les impuretés ionisées jouent le rôle d'impuretés neutres.

(Nous retrouvons la formule de la diffusion élastique sur des molécules neutres, dans les plasmas gazeux,

$$\nu = 2\pi N_I a^2 v \quad ,$$

où a est le rayon de la molécule).

Nous verrons au paragraphe 5.4. que notre choix expérimental correspond à des conditions où les impuretés ionisées jouent le rôle d'impuretés neutres.

Il nous reste à traiter le problème de la propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma à la limite quantique.

5.3. CALCUL DU COURANT DANS LA PROPAGATION DU MODE HELICON ; FORMULATION QUANTIQUE.

Dans le cas d'un champ magnétique transverse, les théories du transport ne doivent pas négliger l'effet du champ électrique sur la diffusion [34][35]. L'équation de Boltzmann ne peut plus être utilisée et une théorie quantique du transport devient nécessaire. Dans la représentation de Landau, on doit, pour calculer le courant transverse, obtenir les éléments non diagonaux de l'opérateur densité. Celui-ci est la généralisation en mécanique quantique de la fonction de distribution.

Le point de départ du calcul choisi vient de l'observation qu'en absence de diffusion un champ électrique E, transverse au champ magnétique H, induit un courant fini, perpendiculaire à la fois à E et H (voir Chapitre I §1) ; ceci est différent du cas du champ magnétique nul où on s'attend à un courant infini. Nous allons voir que la quantification des orbites ne change pas ce résultat. Nous allons suivre et résumer le calcul de Argyres et Roth [35], pour le cas de chocs élastiques sur les impuretés ionisées.

L'hamiltonien d'un électron dans un champ magnétique dirigé suivant l'axe des z peut s'écrire :

$$H_0 = \frac{1}{2m^*} [p_x^2 + (p_y + m^* \omega_c x)^2 + p_z^2] \quad , \quad (5.14)$$

et les vecteurs propres

$$\Psi_{nk}(r) = \Phi_n(x-X) \exp(ik_y y) \exp(ik_z z) (L_y L_z)^{-1/2} \quad (5.15)$$

où les Φ_n sont les fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique et $X = -\hbar k_y / m^* \omega_c$, le centre de l'orbite cyclotron correspond à cet état particulier.

Les valeurs propres sont

$$\epsilon_{nk} = (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_c + (\hbar^2 k_z^2 / 2m^*)$$

Nous allons traiter le champ électrique E et le champ associé aux imperfections comme des petites perturbations au mouvement des électrons dans le champ magnétique.

Dans la représentation de Landau, les composantes transverses de l'opérateur vitesse sont :

$$(n', \vec{k}' | v_x + i v_y | n, \vec{k}) = 2i(\hbar \omega_c / 2m^*)^{1/2} (n+1)^{1/2} \delta_{n', n+1} \delta_{\vec{k}', \vec{k}} \quad (5.16)$$

et le courant

$$\begin{aligned} \langle J_x + i J_y \rangle &= \frac{e}{\Omega} \text{Trace} \{ \rho (v_x + i v_y) \}, \quad (\Omega : \text{volume de l'échantillon}) \\ &= 2ei(\hbar \omega_c / 2m^*)^{1/2} (2/\Omega) \sum_{\vec{n}, \vec{k}} (n+1)^{1/2} \rho_{\vec{n}, \vec{k}, (n+1)\vec{k}} \end{aligned} \quad (5.17)$$

avec comme normalisation

$$\Omega^{-1} \text{Trace} (\rho) = N = \text{concentration électronique.}$$

La détermination de $\rho_{n, n+1}$ à l'état stationnaire devient donc le problème essentiel.

Or

$$i\hbar(d\rho/dt) = [H_0 + V_0 - eEx, \rho] \quad (5.18)$$

où V_0 est le potentiel diffusant.

A l'instant $t = 0$, $\rho(0) = f(H_0 + V_0)$,
 f est la fonction de distribution.

On veut calculer $\rho(t)$ au premier ordre dans le champ électrique. Comme l'ont montré Kohn et Luttinger, le plus simple est d'étudier la transformée de Laplace

$$P(s) = s \int_0^{\infty} \exp(-st) \rho(t) dt,$$

pour $s \rightarrow 0^+$.

Au premier ordre en E , on obtient :

$$P(s) = f(H_0 + V) + p(s),$$

$$[H_0, p(s)] - i\hbar s p(s) = C + [p(s) V], \quad (5.19)$$

$$C = [f(H_0 + V), -eEx].$$

On développe (5.19) en puissance de V_0 , puis $p_{n,n+1}$ en puissance de V_0 . Ce qui permet de calculer les densités de courant transverses. Tout calcul fait, on obtient

$$\langle J_{XY} \rangle = - \frac{e^2 E}{m\omega_c} \frac{2}{\Omega} \sum_{nk} (n+1) [f(\epsilon_{n+1}) - f(\epsilon_n)] ;$$

$$\langle J_{XY} \rangle = \frac{NeE}{B_0}. \quad (5.20)$$

Le courant de Hall n'est donc pas affecté par la quantification. Et

$$\langle J_{XX} \rangle = e^2 E \Omega^{-1} \sum_{\substack{nk_y k_z \\ n'k'_y k'_z}} (\partial f_0 / \partial E)_{nk} [(\hbar k_y / m^* \omega_c) - (\hbar k'_y / m^* \omega_c)]^2 \times W_{nk_y k_z \rightarrow n'k'_y k'_z} \quad (5.21)$$

Ce courant qui représente les pertes pour la propagation hélicon est donc affecté par la quantification.

Kahn [36] a calculé $W_{nk_y k_z \rightarrow n'k'_y k'_z}$ pour le cas des impuretés ionisées.

Il obtient, dans le cas de la limite quantique :

$$\frac{\langle J_{XX} \rangle}{\langle J_{XY} \rangle} = \frac{9 N_I m^*{}^3 V_0^2 \omega_c^4 e^2}{16 N \hbar^2 \pi^3} \frac{1}{(E_F^0)^3 + \frac{9}{32} (\omega_c^4 V_0^2 m^*{}^3 / \pi^2 \hbar^2)} \quad (5.22)$$

où V_0 représente le potentiel diffusant,
 E_F^0 l'énergie de Fermi pour $B_0 = 0$.

5.4. APPLICATION A L'ANTIMONIURE D'INDIUM.

Dans l'antimoniure d'indium de type N, la limite quantique peut être facilement atteinte. Pour une concentration de porteurs libres inférieure à $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, elle apparaît dans des inductions magnétiques inférieures à 50.000 gauss. Dans ce matériau, la concentration de porteurs reste constante en fonction de la température ; il n'y a pas de "gel" des porteurs à la température de l'hélium liquide. Par contre, la présence d'une induction magnétique permet le piégeage des électrons sur les atomes d'impuretés. Frederikse [37] a montré que cet effet disparaissait pour des concentrations supérieures à 10^{15} cm^{-3} et

ceci jusqu'à des inductions magnétiques atteignant 50.000 G. L'expérience n'est donc possible que pour $10^{15} < N < 10^{16}$ cm^{-3} . Nous avons choisi un matériau de concentration $5.10^{15} \text{ cm}^{-3}$ dont la mobilité à l'hélium liquide est de $200.000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ (*).

Le semiconducteur est alors dégénéré ; l'énergie de Fermi est

$$E_F = (\hbar^2/m^*)(3N/8\pi)^{2/3}\pi^2, \quad (5.23)$$

soit, dans notre cas,

$$E_F \cong 6.10^{-3} \text{ eV}.$$

La limite quantique est atteinte pour $B_0 \cong 15.000 \text{ G}$.

A la température de l'hélium liquide, et pour cette concentration d'atomes donneurs, les impuretés ionisées représentent le mécanisme prépondérant pour la diffusion du moment. Nous avons vu au paragraphe 5.2. que la fréquence de collisions peut s'écrire :

$$\nu = 2\pi N_I (e^4/\epsilon^2 m^{*2} v^3) \text{ Log}[1 + (R_D^2 m^{*2} v^4 \epsilon^2/e^4)] ;$$

pour un échantillon de concentration $N = 5.10^{15} \text{ cm}^{-3}$, nous avons

$$(R_D^2 m^{*2} v^4 \epsilon^2/e^4) < 1.$$

(*) De la qualité du matériau dépend presque toujours en Physique des Solides la réussite ou l'échec d'une expérience ; de plus, dans le cas présent, les échantillons doivent être de grande taille. C'est avec des monocristaux fournis par Mr. BESSON de la S.A.T. que nous avons pu mettre en évidence les effets décrits.

Les impuretés agissent donc dans cette gamme de concentration comme des impuretés neutres ; $1/\tau$ varie linéairement avec la vitesse, alors que pour des impuretés ionisées, $1/\tau$ varie comme v^{-3} . La fréquence de collision augmente avec l'énergie cinétique des porteurs.

Nous avons, au paragraphe 5.3, calculé le rapport des densités de courant J_{XX}/J_{XY} (formule 5.22) dans la limite quantique.

Dans notre cas pratique,

$$(\varepsilon_F^0)^3 < \frac{9}{32} (\omega_c^4 v_0^2 m^{*3} / \pi^2 \hbar^2)$$

et donc $\langle J_{XX}/J_{XY} \rangle$ devient indépendant de B_0 .

On peut en déduire que τ varie comme $1/B_0$, puisque $\omega_c \tau$ doit paraître dans ce rapport.

Mais ce calcul quantique, dû à Kahn, ne tient pas compte du fait que dans notre cas la diffusion peut être considérée comme étant due à des impuretés neutres.

Titeica a montré que, pour la diffusion par les phonons, le temps de collision varie comme $1/B_0^2$ dans la limite quantique. Or la diffusion par les phonons est caractérisée, comme la diffusion par les impuretés neutres, par une section efficace indépendante de l'énergie cinétique des porteurs.

Il n'est donc pas surprenant que nos résultats expérimentaux nous donnent une variation de τ en $1/B_0^2$, comme nous allons l'exposer par la suite.

5.5. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION.

La fréquence de travail choisie est comprise entre 2 et 30 Mc/s de façon à pouvoir employer un échantillon de dimension encore raisonnable dont l'épaisseur (20 mm) soit de l'ordre d'une longueur d'onde.

L'onde est excitée par une bobine de 5 spires entourant l'échantillon ; une bobine de réception est placée à angle droit de façon à réduire le couplage parasite (figure 17). Avec ce type de détection, seules les résonances d'ordre impair sont détectées, les résonances d'ordre pair donnant au travers de la bobine de réception un flux résultant nul.

Les générateurs et détecteurs sont identiques à ceux décrits dans le chapitre II.

Le champ magnétique est fourni par une bobine supraconductrice WESTINGHOUSE. La figure 21 présente le montage du cryostat et de la bobine. Celle-ci permet d'atteindre un champ de 62.000 gauss. Une alimentation à courant constant "magnet controller Westinghouse" est utilisée. Le signal hélicon est enregistré en fonction du courant dans la bobine supraconductrice.

Nous montrons sur la figure 18 les résultats de la propagation hélicon dans l'antimoniure d'indium placé à la température de l'hélium liquide, lorsque la limite quantique n'est pas atteinte. Pour cela, la concentration de porteurs dans l'échantillon choisi est de $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; les dimensions de l'échantillon : 14 mm d'épaisseur et 24 mm de diamètre. Les résultats sont très représentatifs de la propagation hélicon habituelle : la surtension ($\omega_c \tau$) du Pérot-Fabry formé par le cristal augmente linéairement avec le champ magnétique appliqué ; l'onde est d'autant plus

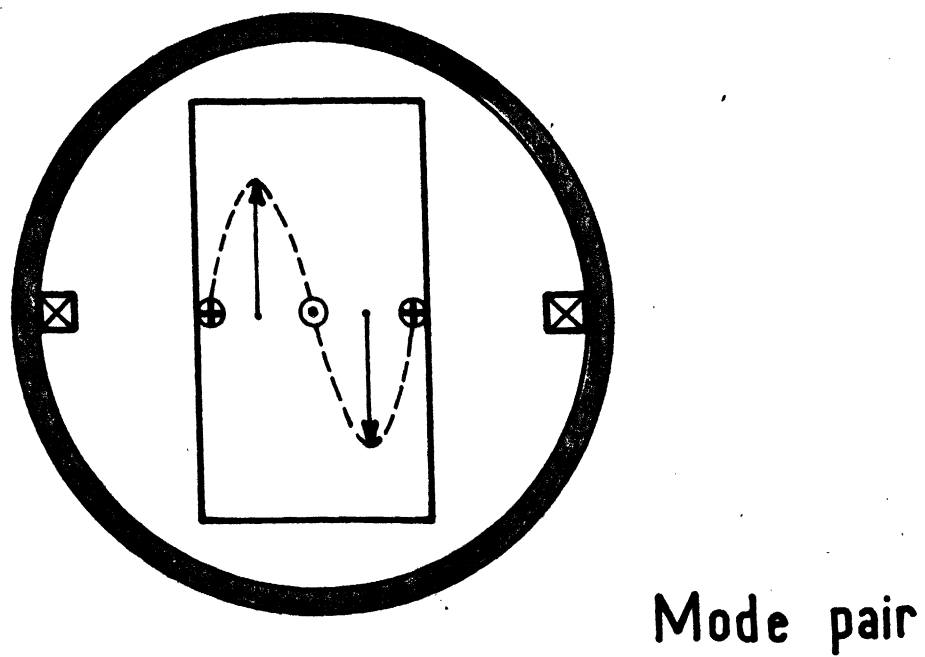
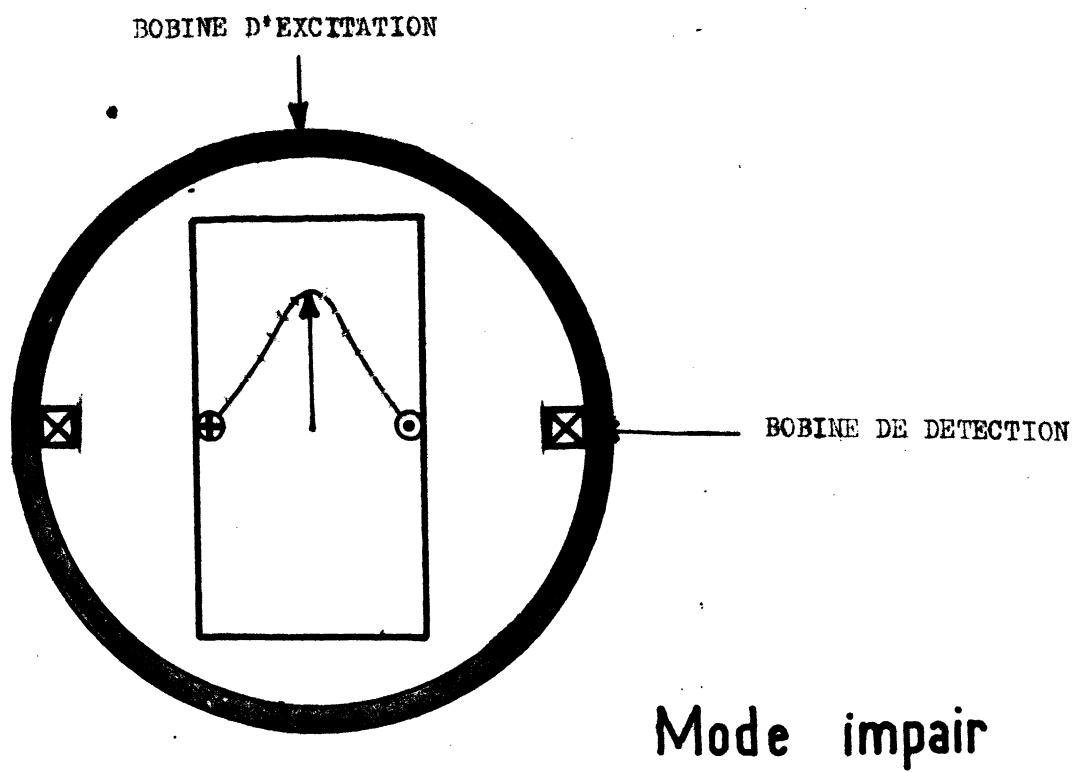


figure : 17

atténuée que l'induction magnétique est faible (la résonance $n = 7$ apparaît 30 dB au-dessous de la résonance $n = 3$). La résonance d'ordre $n = 4$ est observée, mais très faiblement ; nous l'attribuons à une dissymétrie de la bobine réceptrice. Le temps de collision ne dépend pas de B_0 .

Les résultats de la figure 19 correspondent à un échantillon de concentration $N = 5.10^{15} \text{ cm}^{-3}$ de diamètre 30 mm et d'épaisseur 20 mm.

La limite quantique est atteinte pour $B_0 \approx 15000 \text{ G}$ dans ce matériau.

La résonance à haut champ magnétique est plus atténuée que la résonance à bas champ, ce qui indique une diminution de $\omega_c \tau$ avec B_0 .

La figure 20 montre l'évolution du champ magnétique de résonance en fonction de la fréquence ; le facteur de surtension augmente lorsque B_0 diminue jusqu'au champ correspondant à la limite quantique, 15000 gauss.

On peut en déduire que $\omega_c \tau$ augmente linéairement jusqu'à $B_0 = 15000 \text{ G}$, puis diminue ; la conclusion expérimentale est donc que τ varie approximativement comme $1/B_0^2$ lorsque le champ de limite quantique est dépassé.

Nous avons émis en 5.4. l'idée que cette variation est due au fait que les impuretés ionisées se comportent du point de vue diffusion comme des impuretés neutres ; le calcul rigoureux reste à faire.

Remarque - Au-delà de $B_0 = 10.000 \text{ G}$, pour l'échantillon $N = 5.10^{15} \text{ cm}^{-3}$, nous avons $\omega_c > \omega_p$.

Le rayon de l'orbite cyclotron $r_c \approx (E_F/m^*)^{1/2}/\omega_c$ est donc inférieur au rayon de Debye $r_D \approx (E_F/m^*)^{1/2}/\omega_p$.

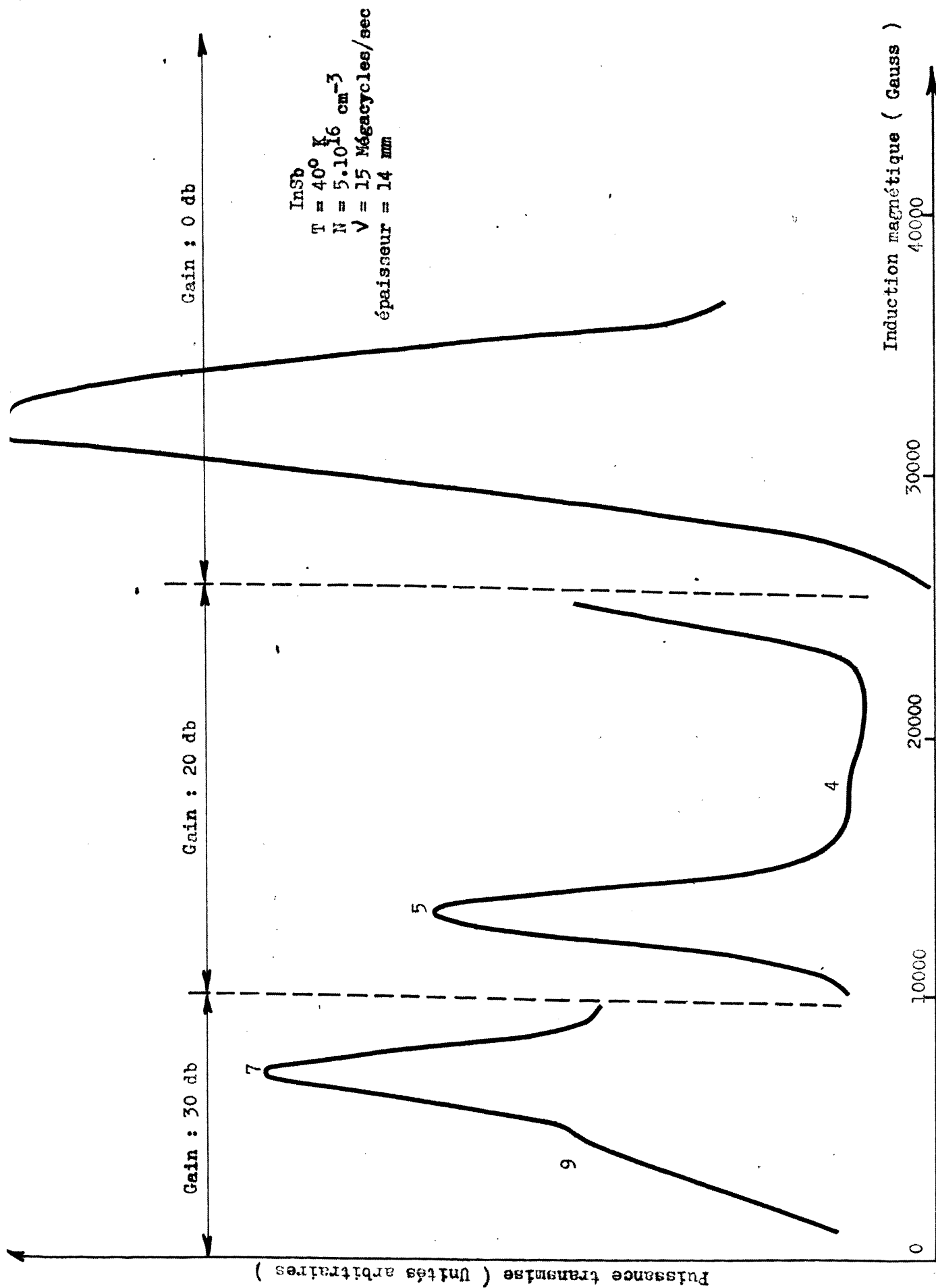
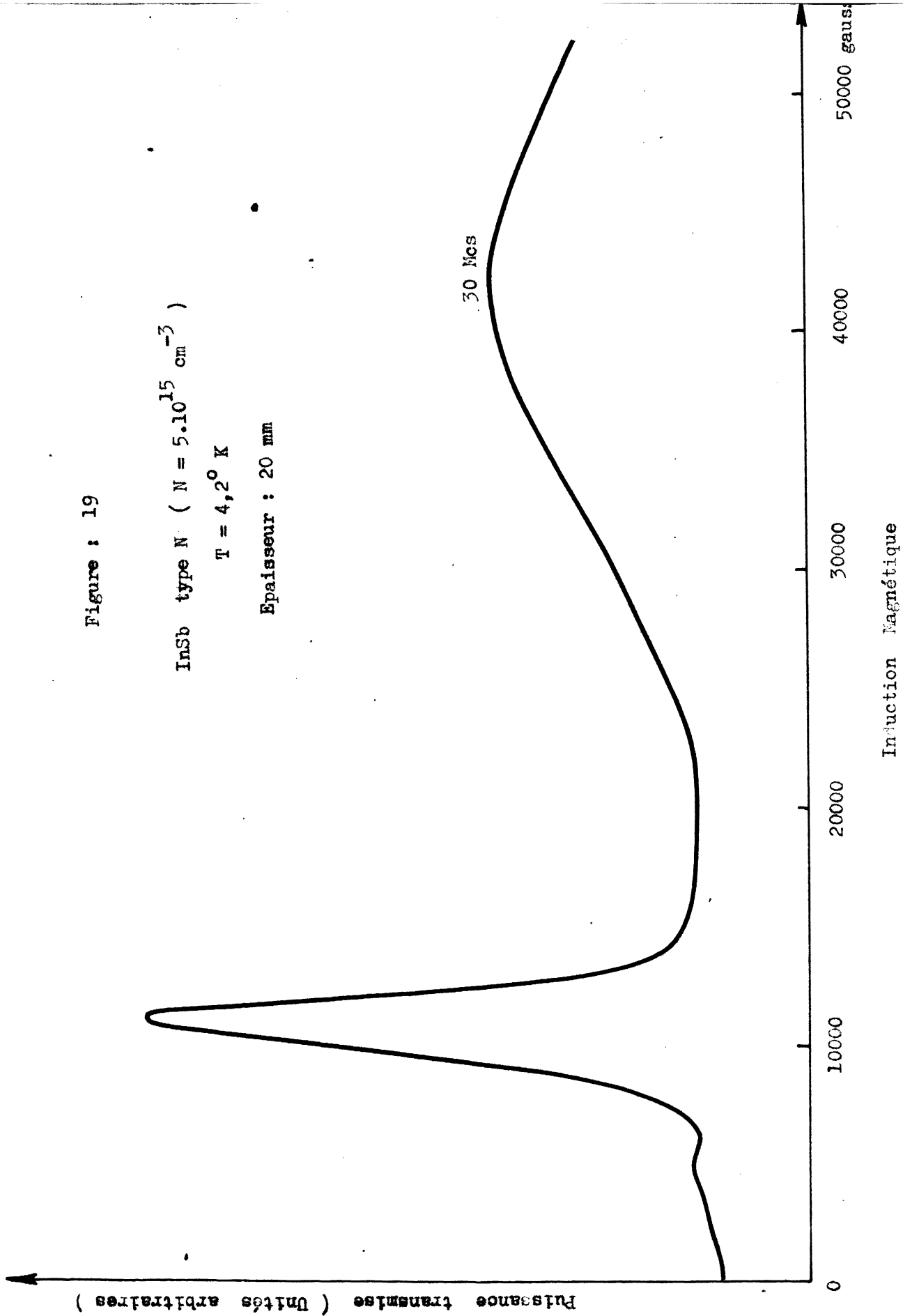


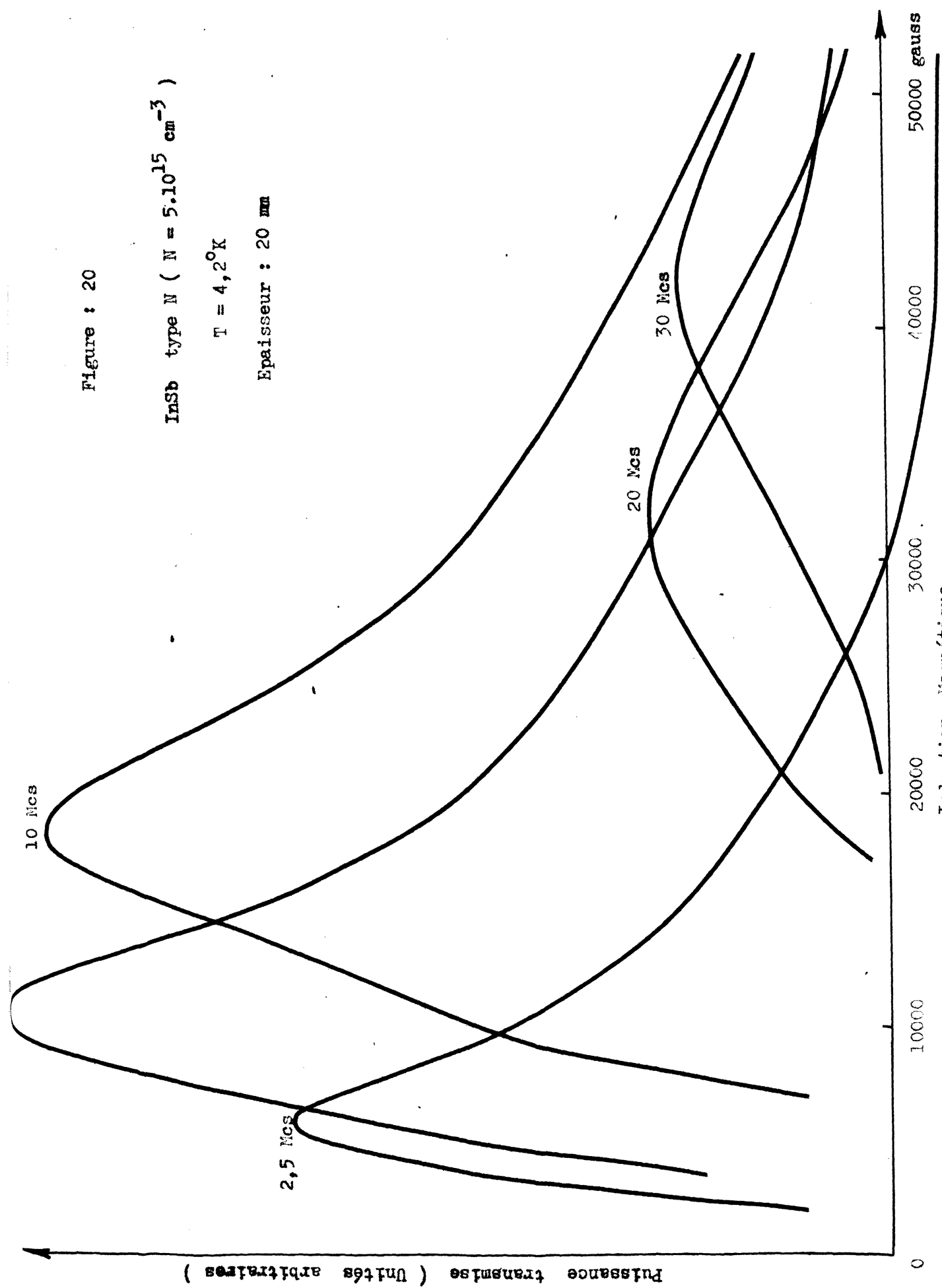
Figure : 19

InSb type N ($N = 5.10^{15} \text{ cm}^{-3}$)

$T = 4,2^{\circ} \text{ K}$

Epaisseur : 20 mm

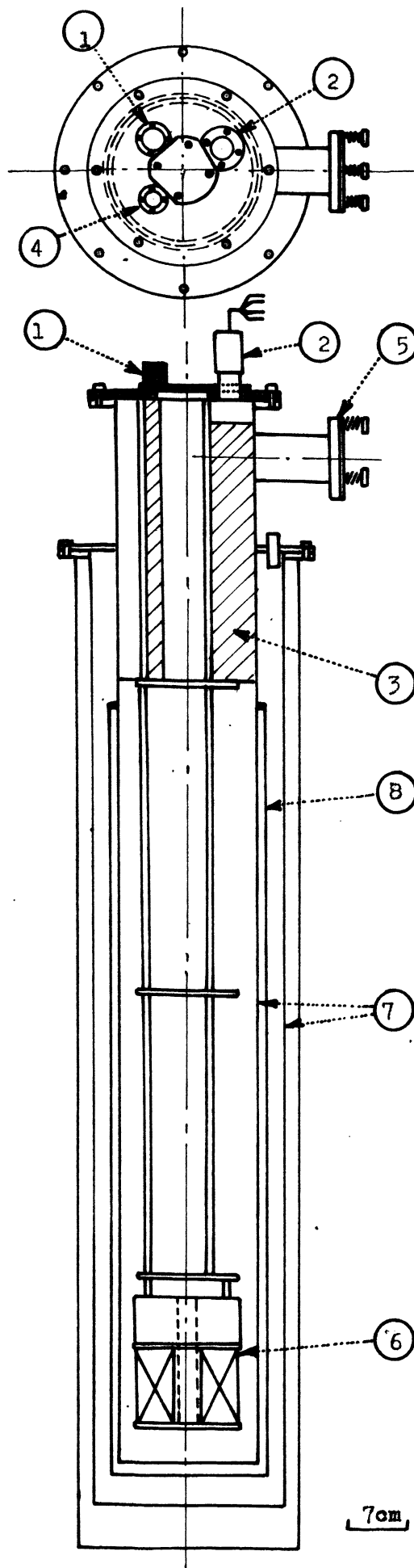




L'effet d'écran est donc perturbé ; ceci conduit à une augmentation de la fréquence de collision avec le champ magnétique.

Le calcul montre que cette variation est très faible dans notre cas.

Signalons enfin que les effets de la limite quantique dans SbIn ont été observés dans les propriétés du transport électronique [38] et thermique [39].



- (1) tube de transfert d'hélium
- (2) connexions électriques pour la bobine
- (3) mousse polystyrene
- (4) tube pour indicateurs de niveau d'hélium
- (5) récupération hélium
- (6) bobine supraconductrice
- (7) chambres à vide
- (8) réservoir à azote

Figure 21



CONCLUSION

Nous avons mis en évidence certains phénomènes associés à la propagation de l'onde hélicon dans les cristaux. Chaque expérience décrite ne représente qu'un début d'étude. L'interaction hélicon-phonon doit trouver sa pleine exploitation dans le sodium ; les effets non linéaires ouvrent la voie à de multiples expériences telles par exemple que la mise en évidence de l'effet "Radio Luxembourg" ; enfin, les effets quantiques peuvent conduire, dans des métaux comme le gallium, à de belles expériences d'oscillations quantiques dans l'absorption de l'onde.

La théorie de la variation du temps de collision avec le champ magnétique dans la limite quantique reste à faire.

L'étude de la propagation des ondes dans la région de dispersion spatiale n'a pas été entreprise dans cette thèse.

Le plus important n'est-il pas en conclusion que des phénomènes de propagation interstellaires, siffleurs ou ondes de Alfven, peuvent être reproduits dans des cristaux de petite dimension ?

Appendice

Propagation d'une onde hélicon dans un milieu en rotation.
Théorie et expérience.

Pour la propagation d'une onde hélicon, aucune limite basse fréquence n'est imposée ; on peut, d'autre part, obtenir un ralentissement prodigieux de la vitesse de l'onde électromagnétique dans les métaux, typiquement des indices de 10^8 , c'est-à-dire des vitesses de phase de 300 cm/s peuvent être obtenues. Une onde électromagnétique de polarisation circulaire, dont la longueur d'onde est de l'ordre de 1 cm pour une fréquence de 100 c/s, peut donc se propager dans un cristal [21].

Un problème intéressant se pose alors : quel sera l'effet d'une rotation mécanique du cristal lors de la propagation ?

Nous allons montrer que la rotation se traduit par un déplacement des résonances Pérot-Fabry.

THEORIE.

La base de toutes les études d'effets d'induction [40] est donnée par la loi de Faraday :

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (A.1)$$

où $\Phi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$.

Sous forme différentielle, cette équation s'écrit :

$$\oint \vec{E}.d\vec{l} = \int_S \overrightarrow{\text{rot}} \vec{E}.d\vec{S} = - \frac{d}{dt} \int_S \vec{B}.d\vec{S} \quad . \quad (\text{A.2})$$

Dans le cas particulier où le chemin d'intégration dans l'intégrale de ligne et la surface d'intégration sont fixes dans l'espace, on peut intervertir l'ordre de différentiation et intégration. Donc :

$$\int_S \overrightarrow{\text{rot}} \vec{E}.d\vec{S} = - \int_S (\partial \vec{B} / \partial t).d\vec{S} \quad , \quad (\text{A.3})$$

ce qui aboutit à l'équation de Maxwell

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = - \partial \vec{B} / \partial t \quad .$$

La restriction de chemin fixe impose que $\vec{E}$ et $\vec{B}$ soient mesurés dans le même système de coordonnées.

Si maintenant le chemin et la surface d'intégration peuvent bouger dans le champ $\vec{B}$:

$$\frac{d}{dt} \int_S \vec{B}.d\vec{S} = \int_S (\partial \vec{B} / \partial t).d\vec{S} - \oint (\vec{v} \times \vec{B}).d\vec{l} \quad (\text{A.4})$$

(puisque $\text{div } \vec{B} = 0$)

où $\vec{v}$ est la vitesse d'un élément du circuit fermé.

Soit, sous forme différentielle :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -(\partial \vec{B} / \partial t) + \overrightarrow{\text{rot}} (\vec{v} \times \vec{B}) \quad . \quad (\text{A.5})$$

Dans cette équation, $\vec{E}$ est mesuré dans le système de coordonnées se déplaçant à la vitesse $\vec{v}$ par rapport au système de coordonnées dans lequel le vecteur induction magnétique $\vec{B}$ est mesuré.

Si nous appliquons ce résultat à la propagation d'une onde hélicon dans un cylindre métallique tournant à la vitesse angulaire ω_r :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{v} \times \vec{B} = \omega_r \vec{B}$$

où B est le vecteur induction de l'onde,
et donc :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = (\omega - \omega_r) \vec{B} \quad (\text{A.6})$$

où les inductions sont mesurées dans un repère fixe et le champ E dans le repère en rotation.

Dans le repère en rotation, tout se passe donc comme si la fréquence appliquée est $(\omega - \omega_r)$; la résonance dimensionnelle se trouve donc déplacée.

La mesure de B, effectuée par des bobines fixes, permet d'observer ce déplacement.

Expérience dans l'indium.

Nous avons obtenu un monocristal à partir de métal de pureté 99,9999% auquel nous avons fait subir cinq passes de fusion de zone avant de le cristalliser par la méthode de Bridgmann. Le rapport de résistivité $R_{300^\circ\text{K}}/R_{4,2^\circ\text{K}}$, mesuré par la méthode inductive [41], est de l'ordre de 5000. Un échantillon de 4,5 mm d'épaisseur et de 9 mm de diamètre est découpé à l'aide d'une scie à étincelle. Le montage expérimental est décrit figure 22 ; l'échantillon tourne à la vitesse angulaire de 5 c/s. Les bobines d'excitation et de réception fixes ont respectivement 400 et 800 spires (fil de cuivre d'épaisseur 5/100è). La fréquence de l'onde est de 20 c/s. Une résonance Pérot-Fabry apparaît pour une induction continue de 11.000 gauss. Lorsque l'on fait tourner

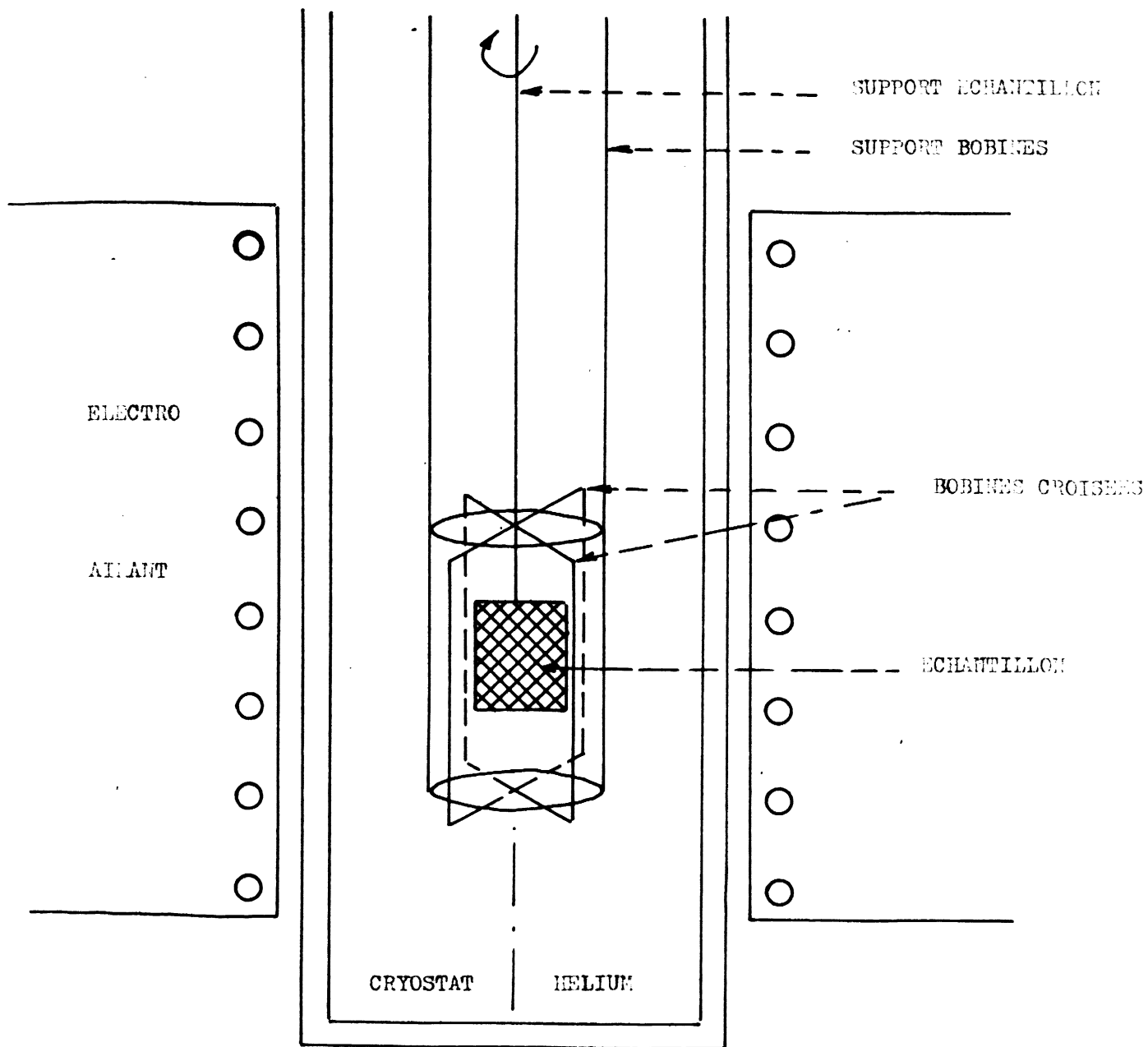


figure : 22

l'échantillon, la résonance est déplacée en champ magnétique de

$$\frac{\Delta B_0}{B_0} = \frac{\omega_{\text{rotation}}}{\omega} = \frac{1}{4} \quad ,$$

ce qui confirme la théorie et met en évidence l'effet principal de la propagation dans un milieu en rotation.

La direction du déplacement de la résonance nous a également permis de vérifier que les porteurs libres dans l'indium sont des "trous".

BIBLIOGRAPHIE

Une bibliographie complète sur ce sujet peut être trouvée dans : "7^e Congrès International de Physique des Semi-conducteurs, Paris 1964 : Effets de Plasmas dans les Solides" (Dunod).

1. H. Barkhausen, Physik Zeitschrift XX, 402 (1919).
T.L. Eckersley, Nature 135, 104 (1935).
2. P. Aigrain, Proc. Intern. Conf. on Semiconductor Physics, Prague - Czechoslovakian Academy of Sciences (1961), p.224.
3. O.V. Konstantinov, V.I. Perel, Soviet Physics JETP 38, 161 (1960).
4. R. Veilleux, Thèse de Doctorat, Paris (1964).
5. S. Chandrasekhar, Plasma physics (The University of Chicago Press), Chap.2.
6. J. Lindhard, Kgl. Dansk Videnskab, Mat. Fys. Medd 8 (1954).
7. J.D. Jackson, Classical electrodynamics (J. Wiley), Chap.7.
8. C. Kittel, Quantum theory of solids (J. Wiley), Chap.11.
9. H. Alfven, Cosmical electrodynamics (Clarendon).
10. N. Perrin, B. Perrin, W. Mercouroff, Congrès Intern. Phys. Semicond. Paris 1964 : Effets de plasmas dans les solides (Dunod).
11. V.L. Ginzburg, Propagation of electromagnetic waves in plasma (North Holland), Chap.3.
12. M.Y. Azbel, Soviet Physics JETP 12, 283 (1961).
E.A. Kaner, Soviet Physics JETP 17, 700 (1963).
13. V.F. Gantmakher, Soviet Physics JETP 15, 982 (1962) ;
17, 549 (1963).

14. W.M. Walsh Jr., C.C. Grimes, Phys. Rev. Letters 13, 523 (1964).
15. V.L. Gurevich, Soviet Physics JETP 10, 51 (1960).
16. D.N. Langenberg, J. Bok, Phys. Rev. Letters 11, 549 (1963).
17. V.G. Skobov, E.A. Kaner, Soviet Physics JETP 19, 189 (1964).
18. C.C. Grimes, S.J. Buchsbaum, Phys. Rev. Letters 12, 357 (1964).
19. E.H. Putley, Electrical conduction in InSb over the temperature range 2°-300°K, R.R.E. Memorandum N°1512.
20. A. Libchaber, R. Veilex, Proc. Int. Conf. Physics of Semiconductors, Exeter, 1962 (Institute of Physics and the Physical Society).
21. M.T. Taylor, J.R. Merrill, R. Bowers, Phys. Rev. 129, 2525 (1963).
22. G. Desmond, D.E.S., Paris (1965).
23. W. Shockley, Bell System Techn Journal 30, 990 (1951).
24. V.L. Ginzburg, A.V. Gurevich, Soviet Physics Uspekhi 3, 115 (1960) ; 3, 175 (1960).
25. J. Frölich, B. Paranjape, Proc. Phys. Soc. B 169, 21 (1956).
26. W. Shockley, Electrons and holes in semiconductors (Van Nostrand).
27. H. Ehrenreich, J. Phys. Chem. Solids 2, 131 (1957).
28. J. Bok, C. Guthmann, Physica Statu Solidi 6, 853 (1964).
29. A. Libchaber, R. Veilex, Phys. Rev. 127, 774 (1962).
30. J. Maurer, A. Libchaber, J. Bok, Congrès Intern. Phys. Semicond. Paris 1964 : Effets de Plasmas dans les solides (Dunod).
31. W. Panofsky, M. Phillips, Classical Electricity and Magnetism (Addison Wesley).
32. S.J. Buchsbaum, (Bell Telephone Lab.), Communication privée.
- T.M. Lifshitz, S.M. Kogan, A.N. Vystavkni, P.G. Mel'nik, Soviet Physics JETP 15, 661 (1962).

33. D. Carter, A. Libchaber, Bull. Amer. Phys. Soc. 9, 264 (1964) ; Solid State Communication 2, 313 (1964).
34. S. Titeica, Ann. Physik 22, 128 (1935).
35. P.N. Argyres, L.M. Roth, J. Phys. Chem. Solids 12, 89 (1959).
36. A.H. Kahn, Phys. Rev. 119, 1189 (1960).
37. Frederikse, Phys. Rev. 108, 1136 (1957).
38. M. Weger (University of California La Jolla), Communication privée.
R.A. Isaacson, M. Weger, Bull. Amer. Phys. Soc. 9, 736 (1964).
39. S.M. Puri, T.H. Geballe, Phys. Rev. 136, 1767 (1964).
40. D.R. Corson, American Journal of Physics 24, 123 (1956).
41. C.P. Beau, R.W. de Blois, C.B. Nesbitt, J.A.P. 30, 1976 (1959).
P. GOY, D.E.S., Paris (1965).

