

PROPAGATION D'ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES DE BASSE FRÉQUENCE DANS UN MÉTAL COMPENSÉ : L'ÉTAIN

Par J. P. HULIN et G. WEISBUCH,

Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure, 75-Paris (5^e).

(Reçu le 1^{er} mars 1968.)

Résumé. — Nous étudions les divers modes électromagnétiques susceptibles de se propager à basse température (4,2 °K), à haut champ magnétique (de 5 à 55 kgauss), dans des échantillons métalliques monocristallins et purs. Nous vérifions expérimentalement par la méthode de l'impédance de surface l'existence de ces modes dans l'étain.

Abstract. — We first study the different electromagnetic modes that can propagate at low temperature (4.2 °K) and high magnetic fields (5 to 55 kgauss), in pure single crystals. We then verify experimentally by surface impedance measurements the existence of such modes in tin.

La possibilité de propager des ondes électromagnétiques de basse fréquence dans un métal à 4,2 °K en présence d'un fort champ magnétique est maintenant bien connue [1] ⁽¹⁾. Le vecteur d'onde et la polarisation des modes électromagnétiques dépendent de la forme de la surface de Fermi, c'est donc un moyen d'étude de cette dernière.

La méthode de l'impédance de surface [2] est particulièrement bien adaptée à l'étude de l'étain, métal compensé dans lequel se propagent dans la plupart des orientations du champ magnétique des ondes de Alfvén fortement atténuées. La présente étude met en évidence la propagation, suivant les orientations de champ magnétique par rapport aux axes cristallins, d'ondes de Alfvén, d'ondes « orbites ouvertes » et d'ondes hélicon ainsi que l'effet tunnel magnétique oscillatoire.

Calcul des modes propres et de l'impédance de surface. — La variation de l'impédance de surface d'un échantillon monocristallin d'étain en fonction du champ magnétique dépend d'une manière critique,

⁽¹⁾ Les conditions de cette propagation sont les suivantes :

- $\omega < \omega_c$: fréquence de l'onde inférieure à la fréquence cyclotron,
- $\omega_c \tau \gg 1$: fréquence cyclotron supérieure à la fréquence de collision (τ est le temps de relaxation des porteurs),
- $r_c < \lambda$: rayon de l'orbite cyclotron inférieure à la longueur d'onde.

Dans notre cas, $\omega/2\pi = 10$ kc, $\tau = 10^{-10}$ s; pour un champ magnétique de 10 kgauss, $\omega_c \simeq 10^{11}$ s⁻¹; $r_c \simeq 10$ μ , $\lambda \simeq 100$ μ .

ainsi que le montrent nos expériences, de l'orientation de ce champ magnétique par rapport aux axes cristallins. Ceci s'explique de la manière suivante : suivant l'orientation du champ magnétique, la nature des orbites décrites par les électrons varie (nous distinguons les orbites « électrons », « trous », « ouvertes »). Il s'ensuit différents comportements du tenseur de conductivité dont on déduit, en reportant ce tenseur dans les équations de Maxwell, différents types de propagation d'onde, correspondant chacun à un comportement donné de l'impédance de surface.

TOPOLOGIE DES ORBITES ÉLECTRONIQUES EN PRÉSENCE D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE DANS L'ÉTAIN. — L'étain cristallise dans le système tétragonal à faces centrées avec deux atomes par cellule unité. La maille élémentaire est un prisme droit à base carrée. Le rapport du côté a du carré à la hauteur c vaut 1,84.

L'étain est tétravalent, ce qui donne $2 \times 4 = 8$ électrons par cellule unité. Une zone de Brillouin étant susceptible de recevoir deux électrons, le rapport des volumes de la surface de Fermi et de la zone de Brillouin est de quatre. Ce rapport étant un nombre entier, l'étain est un métal compensé : ceci veut dire que les volumes inclus dans les nappes électrons et dans les nappes trous de la surface de Fermi sont égaux. Une manifestation expérimentale de ce fait est que l'effet Hall est nul à haut champ magnétique. La surface de Fermi déterminée par la construction de Harrison [3] est représentée sur la figure 1.

Les nappes fermées de la surface de Fermi (comme celles situées dans les zones 2 et 6) donnent des orbites fermées dont la nature électron ou trou ne change pas

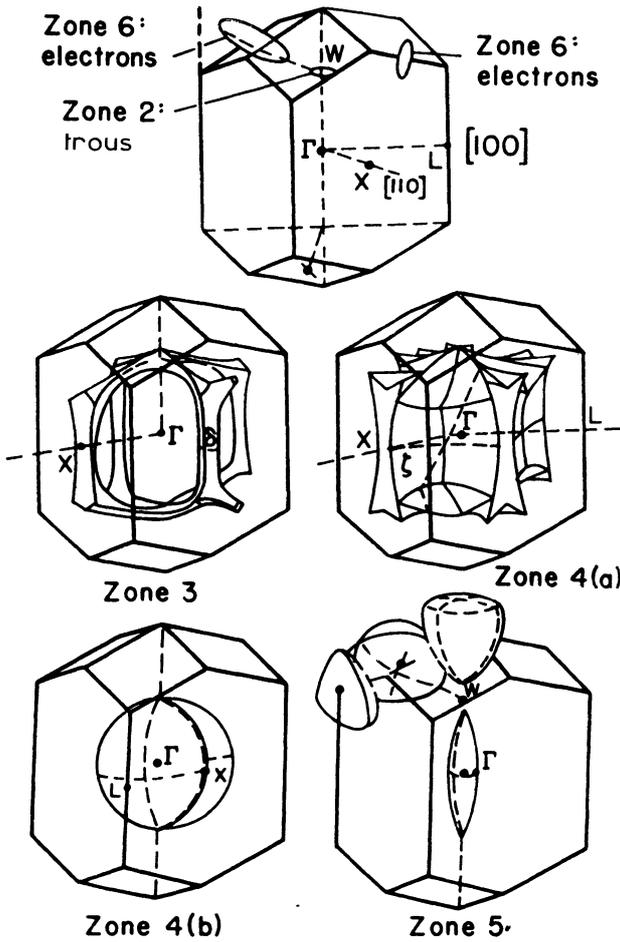


FIG. 1. — Zone de Brillouin et surface de Fermi de l'étain d'après Weisz [4].

quelle que soit l'orientation du champ magnétique. (Une orbite électron est une orbite pour laquelle les états intérieurs à l'orbite sont occupés, pour une orbite trou ce sont les états extérieurs à l'orbite qui sont occupés.) Par contre, les nappes ouvertes comme celles des zones 4 et 5 ⁽²⁾ donnent des orbites dont la topologie varie avec l'orientation du champ magnétique. Du point de vue de la nature des orbites, ces deux nappes sont équivalentes à des grilles parallèles au plan (001). Ces grilles sont constituées d'un réseau à base carrée de cylindres coupés par deux plans parallèles au plan (001). Pour la zone 4, le côté du carré est parallèle à l'axe 110 et les cylindres sont pleins, tandis que pour la zone 5 les cylindres sont vides et le côté du carré est perpendiculaire à 100. La figure 2 montre que dans le cas de la zone 5, suivant que le champ *B* est parallèle ou plus ou moins oblique

⁽²⁾ La nappe de la zone 3 n'est pas ouverte en réalité ainsi que le montrent les expériences d'effet de Haas van Alphen de Stark [4] et les théories plus élaborées de Weisz basées sur la méthode des pseudopotentiels.

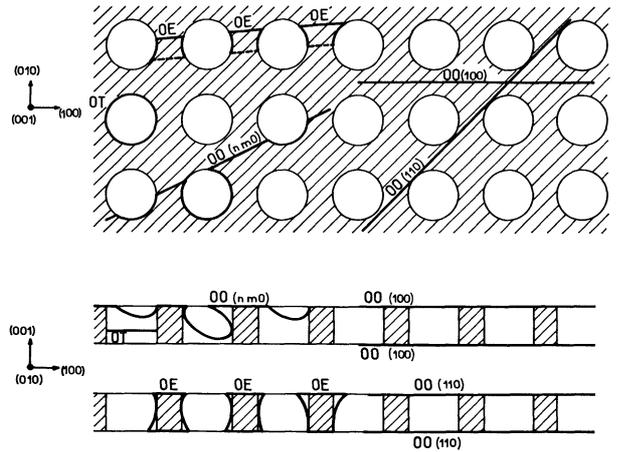


FIG. 2. — Les différents types d'orbites suivant l'orientation du champ magnétique *B* :

- OE orbite électron pour *B* oblique par rapport à (001) ;
- OT orbite trou pour *B* perpendiculaire à (001).

Le changement de nature de l'orbite donne naissance à une rupture de la compensation :

- OO (100) et OO (110) orbites ouvertes pour *B* perpendiculaire à (100) ou (110) existant pour toute inclinaison de *B* par rapport à (001).
- OO (*nm*0) orbite ouverte pour *B* perpendiculaire à (*nm*0), n'existant que pour un faible angle entre *B* et (001). Cet angle est d'autant plus faible que croissent *n* et *m* et atteint une limite de 40° pour *n* et *m* infinis (orbites ouvertes aperiódiques).

par rapport à (001), les orbites se transforment d'orbites trous en orbites ouvertes ou en orbites électrons. Nous en déduisons les différentes régions d'existence des divers types d'orbites suivant les directions du champ magnétique (fig. 3).

MÉTHODE GÉNÉRALE DE CALCUL DES MODES PROPRES.

— On étudie la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu quelconque en résolvant le système constitué par les équations de Maxwell d'une part :

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E} &= - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \text{rot } \mathbf{H} &= \mathbf{j} \end{aligned}$$

- E** : champ électrique,
- H** : champ magnétique,
- B** : induction magnétique,
- j** : courant de conduction (on néglige le courant de déplacement aux fréquences inférieures à la fréquence de plasma),

et de l'autre, par les équations de milieu :

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H} \\ \mathbf{j} &= \tilde{\sigma} \mathbf{E} \end{aligned}$$

μ perméabilité magnétique que nous prenons égale à μ_0 perméabilité du vide.

$\tilde{\sigma}^{(1)}$ est le tenseur de magnétoconductivité calculé à partir de la surface de Fermi par l'équation de Boltzmann [5]. En haute fréquence, le tenseur de magnétoconductivité dépend à la fois du champ magnétique, de la fréquence $\omega/2\pi$ et du vecteur d'onde q :

$$\tilde{\sigma} = \tilde{\sigma}(B, \omega, q)$$

$\tilde{\sigma}(B, \omega, q)$ est une conductivité non locale retardée. En fait, $\tilde{\sigma}$ est indépendant de la fréquence car $\omega\tau \ll 1$. Quant à la dépendance en q , en présence d'un champ magnétique, les effets non locaux ne sont importants que si $qr_e \geq 1$ (r_e rayon de l'orbite cyclotron). A 10 kilogauss, r_e est de l'ordre de 10μ et les longueurs d'ondes en jeu calculées aux paragraphes suivants sont de 180 ou 600 μ suivant les cas. Le produit qr_e varie en $B^{-2/3}$ ou en B^{-2} suivant les cas, ce qui justifie *a posteriori* le fait de négliger les effets non locaux dans

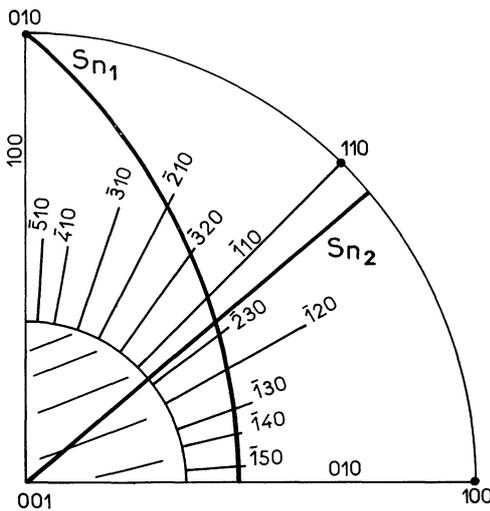


FIG. 3. — Stéréogramme des directions de champ magnétique pour lesquels existent différents types d'orbites :

Les traits pleins correspondent aux zones d'orbites ouvertes périodiques et la zone hachurée à l'existence d'orbites ouvertes apériodiques.

Les lignes Sn_1 et Sn_2 représentent les zones étudiées au moyen des échantillons Sn_1 et Sn_2 .

les domaines de champ magnétiques étudiés (de 5 à 55 kgauss). Nous emploierons donc dans la suite des calculs pour $\tilde{\sigma}$ la magnétoconductivité locale :

$$\tilde{\sigma} = \sigma(B, 0, 0).$$

Ainsi que nous le verrons plus loin, $\tilde{\sigma}$ dépend d'une manière critique de la topologie des orbites décrites par les électrons, c'est-à-dire de l'orientation du champ magnétique continu par rapport aux axes cristallins. C'est ainsi qu'apparaît l'influence de la surface de Fermi sur la propagation.

En fait, comme dans toute étude de propagation

(1) Une lettre grasse surmontée d'un tilde ($\tilde{\sigma}$) représente un tenseur.

en milieu anisotrope, nous allons rechercher les modes propres, c'est-à-dire que nous allons supposer une solution en onde plane de la forme :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp i(\omega t - \mathbf{q} \cdot \mathbf{r})$$

où la direction de q est imposée par les conditions aux limites. Les inconnues sont maintenant le module de q et la direction de \mathbf{E} . Une solution comprend la valeur de q et des composantes de \mathbf{E} correspondantes : c'est un mode propre qui se propage à polarisation et à vitesse constantes.

On obtient alors pour E l'équation tensorielle :

$$\tilde{\sigma} \mathbf{E} = \frac{i\mathbf{q} \times (\mathbf{q} \times \mathbf{E})}{\mu\omega}$$

Le second membre de l'équation s'écrit très simplement dans le référentiel où q est suivant l'axe des z :

$$\tilde{\sigma} \mathbf{E} + \frac{i}{\mu\omega} \begin{bmatrix} q^2 & 0 & 0 \\ 0 & q^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \mathbf{E} = 0.$$

Comme nous écartons *a priori* la solution triviale, le déterminant de la matrice :

$$\tilde{\sigma} + \frac{i}{\mu\omega} \begin{bmatrix} q^2 & 0 & 0 \\ 0 & q^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

doit être nul, ce qui nous donne les valeurs de q . En reportant dans le système linéaire les valeurs de q ainsi calculées, nous pourrions déterminer l'orientation de E .

Le calcul des modes propres est fait selon l'orientation de B aux paragraphes suivants. A partir de la valeur ainsi calculée de q_1 et q_2 les vecteurs d'onde des modes propres, on peut déterminer l'impédance de surface de l'échantillon.

IMPÉDANCE DE SURFACE. — Nous avons mesuré l'impédance d'un bobinage à spires jointives enroulé sur un échantillon parallélépipédique (voir fig. 4).

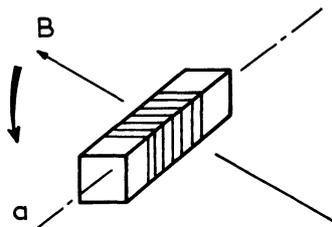


FIG. 4.

On calcule l'impédance du bobinage en sommant les contributions de chacune des quatre faces de l'échantillon en contact avec le bobinage. Dans le cas où toutes les longueurs caractéristiques du bobinage a, b, c , sont très supérieures aux longueurs d'onde et d'atténuation, on peut supposer les dimensions de l'échantillon et du bobinage infinies.

Nous sommes ainsi amenés à considérer une face au contact des spires comme un plan de courant de

densité de courant superficielle égale à $n_1 I$ (I courant dans chaque spire, n_1 nombre de spires par unité de longueur), séparant l'air du métal de profondeur infinie.

Le champ magnétique alternatif $H = n_1 I$ créé à la surface par le bobinage rayonne dans le métal suivant les modes solutions des équations de Maxwell. Le vecteur d'onde est perpendiculaire à la surface. Après projection du champ excité H sur les modes propres :

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_2$$

on obtient, à partir de $\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$, la valeur du champ électrique transverse E_t parallèle à la surface :

$$\mathbf{E}_t = \mu\omega \left[\frac{\mathbf{H}_1 \times \mathbf{q}_1}{|q_1|^2} + \frac{\mathbf{H}_2 \times \mathbf{q}_2}{|q_2|^2} \right].$$

C'est la circulation de E le long des fils de la bobine qui donne la différence de potentiel aux bornes du bobinage, donc l'impédance de la bobine.

Au point où nous en sommes, nous pouvons déjà voir que l'amplitude de E , donc de l'impédance, est indépendante du fait que l'onde se propage avec ou sans atténuation; elle ne dépend que de l'amplitude du vecteur d'onde. C'est ce fait très important qui permet l'étude des métaux compensés que l'on pensait inabordable par des méthodes de propagation d'ondes basse fréquence, car on ne peut y propager le mode hélicon.

Calcul des modes propres et de l'impédance de surface suivant les orientations du champ magnétique par rapport aux axes cristallins (voir fig. 5). — DIRECTION DE NON-COMPENSATION SANS ORBITES OUVERTES. — En l'absence d'orbites ouvertes, si la direc-

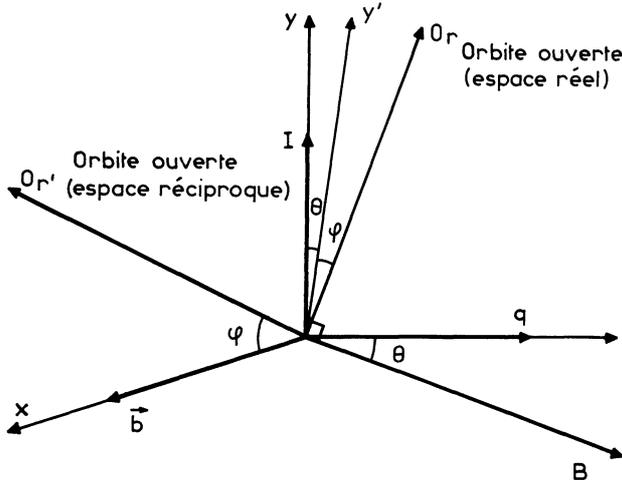


FIG. 5. — Les référentiels : xOy est une face de l'échantillon, la direction du courant I est parallèle à y , le champ magnétique de l'onde parallèle à x et le vecteur d'onde perpendiculaire à xOy . Le champ magnétique constant tourne autour de Ox .

Les éventuelles directions d'orbites ouvertes sont situées dans le plan xOy où Oy' est perpendiculaire à Ox et à OB . O_r et O_r' sont perpendiculaires.

tion du champ magnétique est une direction de non-compensation (en fait l'angle entre B et 001 doit être petit), le tenseur de magnétoconductivité a la forme suivante (dans le repère où B est suivant l'axe des z) :

$$\tilde{\sigma} = \begin{bmatrix} 0 & \frac{Ne}{B} & 0 \\ -\frac{Ne}{B} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{bmatrix}.$$

Nous nous sommes limités aux termes d'ordre 0 et du premier ordre en $(\omega_0 \tau)^{-1}$. σ_0 est la conductivité scalaire en l'absence de champ magnétique, N la différence entre le nombre d'orbites électrons et le nombre d'orbites trous. Le nombre d'orbites d'un type est le volume compris à l'intérieur des orbites de ce type ⁽³⁾.

On en déduit, à partir de la méthode exposée au paragraphe précédent, que les modes propres sont polarisés circulairement (en ce qui concerne le champ magnétique et le champ électrique transverse). Les vecteurs d'onde q_+ et q_- sont :

$$q_+ = (Ne\mu\omega/B \cos \theta)^{1/2}$$

$$q_- = i(Ne\mu\omega/B \cos \theta)^{1/2}.$$

Ce sont les deux modes hélicons dont l'un se propage sans atténuation dans la limite des $\omega_0 \tau$ infinis et dont l'autre est évanescant. Il leur correspond une impédance de surface :

$$Z = \frac{m_1 a}{2} \left(\frac{\mu\omega B \cos \theta}{Ne} \right)^{1/2} (1 + i).$$

DIRECTIONS DE COMPENSATIONS EN L'ABSENCE D'ORBITES OUVERTES. — Dans les métaux compensés, le terme de Hall est nul et on est amené à faire intervenir les termes du deuxième ordre en $(\omega_0 \tau)^{-2}$. On obtient alors :

$$\tilde{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_0/(\omega_0 \tau)^2 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_0/(\omega_0 \tau)^2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{bmatrix}.$$

Les modes propres sont alors les modes de Alfvén polarisés linéairement, l'un rapide dont le champ électrique \mathbf{E} est perpendiculaire à \mathbf{q} et \mathbf{B} , et l'autre lent, dont \mathbf{E} est dans le plan (\mathbf{q}, \mathbf{B}) :

$$k_r = (1 + i) \sqrt{\mu\sigma_0 \omega/2} (1/\omega_0 \tau)$$

$$k_l = (1 + i) \sqrt{\mu\sigma_0 \omega/2} (1/\omega_0 \tau \cos \theta).$$

⁽³⁾ Les calculs à partir de l'équation de Boltzmann font apparaître l'existence de termes σ_{xx} et σ_{yy} . Mais, ainsi que le montrent les résultats complets dans chacun des cas particuliers que nous envisageons ici, ces termes n'interviennent qu'en modifiant quantitativement certains résultats. Dans la mesure où nous n'exploitons pas numériquement nos mesures sur l'amplitude de l'impédance, nous pouvons nous contenter d'une théorie où σ_{xx} et σ_{yy} sont négligés.

Il leur correspond une impédance proportionnelle au champ magnétique. Étant donné la géométrie de la bobine, nous n'excitons que le mode lent (le champ magnétique de l'onde est perpendiculaire à B et q). L'impédance mesurée est donc :

$$Z = nn_1 a(1 + i) \sqrt{2\mu\omega/\sigma_0} \omega_c \tau \cos \theta.$$

DIRECTIONS DE CHAMP MAGNÉTIQUE DONNANT DES ORBITES OUVERTES. — Il y a apparition de nouveaux termes indépendants de \mathbf{B} dus aux orbites ouvertes. Dans le référentiel où l'axe des x est suivant la direction de l'orbite ouverte dans l'espace réciproque, ces termes se réduisent à :

$$\sigma_{yy} = \alpha\sigma_0 = \frac{e^2 \tau}{8\pi^4} \int_{-k_F}^{k_F} \frac{(\Delta k_x)^2}{m} dk_z$$

Δk_x est l'accroissement de moment cristallin au cours de la période de l'orbite ouverte, m est la masse cyclotron correspondant à cette période. α , la « proportion » d'orbites ouvertes, est définie par l'équation ci-dessus. Dans l'étain, α peut être de l'ordre de 10 %.

DIRECTIONS NON COMPENSÉES. — Dans ce cas, la magnétoconductivité s'écrit :

$$\vec{\sigma} = \begin{bmatrix} 0 & \frac{Ne}{B} & 0 \\ -\frac{Ne}{B} & \alpha\sigma_0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{bmatrix}.$$

Dans la limite $\alpha\omega_c \tau \gg 1$, le calcul donne l'existence de deux modes polarisés linéairement dont la partie réelle et la partie imaginaire du vecteur d'onde sont égales.

Nous appelons *mode perpendiculaire* le mode dont le champ électrique est perpendiculaire à la direction de l'orbite ouverte dans l'espace réel; le vecteur propre de ce mode est inversement proportionnel au champ magnétique comme pour une onde de Alfvén :

$$k_{\perp} = (1 + i) \left[\frac{\mu\omega\sigma}{2\alpha} \frac{1}{\cos^2 \varphi + \cos^2 \theta \sin^2 \varphi} \right]^{1/2} \frac{1}{\omega_c \tau}.$$

L'impédance de surface correspondante est :

$$Z = nn_1 a \frac{2\mu\omega}{\sigma_0} \left[\frac{\cos^2 \varphi + \cos^2 \theta \sin^2 \varphi}{1 - \cos^2 \varphi \sin^2 \theta} \right]^{1/2} \cos^2 \varphi \cos \theta (1 + i) \alpha^{1/2} \omega_c \tau.$$

L'autre mode a pour composantes :

$$\begin{aligned} E_x &= -\sin \varphi \cos^2 \theta \\ E_y &= \cos \varphi \\ E_z &= 0 \end{aligned}$$

dans le référentiel (x, B, y') , Oy' étant perpendiculaire à Ox et à OB . C'est-à-dire qu'il est parallèle à la direction d'orbite ouverte dans l'espace réel en propagation longitudinale par rapport au champ magnétique. Nous l'appelons mode parallèle : son vecteur

TABLEAU I

CONDITIONS	NOM	POLARISATIONS	q VECTEUR D'ONDE	$\delta = 1/q$ EXPRESSION LITTÉRALE	1/q VALEUR A 10 kgauss 10 kcycles POUR UN ÉTAIN DE RAPPORT DE RÉSISTIVITÉ 30 000
Sans champ magnétique	Effet de peau ordinaire	Dégénérées	$q_0 = (1 + i) \left[\frac{\mu\sigma_0\omega}{2} \right]^{1/2} (*)$	$\delta_0 = \left[\frac{2}{\mu\sigma_0\omega} \right]^{1/2} (*)$	10 μ (*)
Non compensé sans orbite ouverte	Hélicon	Circulaires	$\frac{q_0}{(\omega_c \tau)^{1/2}}$	$\delta_0 (\omega_c \tau)^{1/2}$	30 μ
Compensé sans orbite ouverte	Alfvén rapide Alfvén lente	Linéaires	$\frac{q_0}{\omega_c \tau}$	$\delta_0 \omega_c \tau$	100 μ
Non compensé avec orbites ouvertes	Perpendiculaire (type Alfvén) Parallèle (type ordinaire)	Linéaires	$q_{\perp} = \frac{q_0}{\alpha^{1/2} \omega_c \tau}$	$\delta_0 \alpha^{1/2} \omega_c \tau$	30 μ
Compensé avec orbites ouvertes	Perpendiculaire (type Alfvén) Parallèle (type ordinaire)	Linéaires	$q_{\perp} = \frac{q_0}{\omega_c \tau}$	$\delta_0 \omega_c \tau$	100 μ

(*) Les expressions données du vecteur d'onde et de la profondeur de peau ne sont pas valables pour un étain de rapport de résistivité 30 000, nous sommes en fait dans la région d'effet de peau anormal. q_0 et δ_0 n'ont valeur que de comparaison pour la propagation avec champ magnétique.

d'onde est indépendant du champ magnétique (dans la limite des grands $\alpha\omega_0\tau$ bien entendu).

$$k_{//} = (1 + i) \left[\frac{\mu\omega\alpha\sigma_0}{2} \left(\frac{\cos^2\varphi}{\cos^2\theta} + \sin^2\varphi \right) \right]^{1/2}.$$

Comme le rapport des deux vecteurs d'ondes est :

$$\frac{k_{//}}{k_{\perp}} = \alpha\omega_0\tau \frac{\cos^2\varphi \cos^2\theta \sin^2\varphi}{\cos^2\theta}$$

l'impédance de surface, proportionnelle à l'inverse du vecteur d'onde, est dominée par le mode perpendiculaire (sauf évidemment dans le cas où l'on n'excite que le mode parallèle).

DIRECTIONS COMPENSÉES. — Le tenseur de magnéto-conductivité s'écrit :

$$\tilde{\sigma} = \sigma_0 \begin{bmatrix} 1/(\omega_0\tau)^2 & 0 & 0 \\ 0 & \alpha + 1/(\omega_0\tau)^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

On retrouve, comme dans le cas des métaux non compensés, la propagation des deux modes, parallèle et perpendiculaire, de même polarisation. Mais dans le cas des métaux compensés le vecteur d'onde du mode perpendiculaire est indépendant de α :

$$k_{\perp} = (1 + i) \left[\frac{\mu\omega\sigma_0}{2} \frac{1}{\cos^2\varphi + \sin^2\varphi \cos^2\theta} \right]^{1/2} \frac{1}{\omega_0\tau}$$

$$k_{//} = (1 + i) \left[\frac{\mu\omega\sigma_0\alpha \cos^2\varphi}{2 \cos^2\theta} + 1 \right]^{1/2}.$$

L'impédance de surface est toujours dominée par le mode perpendiculaire :

$$Z = m_1 a \left[\frac{2\mu\omega \cos^2\varphi + \cos^2\theta \sin^2\varphi}{\sigma_0 (1 - \cos^2\varphi \sin^2\theta)} \right]^{1/2} \cos^2\varphi \cos\theta (1 + i) \omega_0\tau.$$

Le tableau I résume les résultats dans le cas de la propagation parallèle au champ magnétique ($q // B$). Rappelons que l'impédance est proportionnelle à δ calculé ici en microns.

Expérience. — **PRÉPARATION DES ÉCHANTILLONS.** — A partir d'étain Cominco de pureté 99,9999 %, nous faisons d'abord un monocristal par recristallisation lente en présence d'un gradient de température. On déduit le temps de relaxation des porteurs du rapport de résistivité entre la température ambiante et celle de l'hélium liquide; celui-ci mesuré par le temps de décroissance exponentielle des courants de Foucault varie entre 30 000 et 40 000, ce qui indique un étain de très bonne qualité. Les monocristaux sont alors orientés aux rayons X et sont découpés en forme de parallélépipèdes rectangles aux dimensions ($5 \times 5 \times 15$ mm) et orientations voulues. Après polissage électrolytique (4) et recuit pour guérir les défauts dus

(4) L'électrolyte est l'acide perchlorique pur et la tension est de 6 volts. L'échantillon est animé d'un mouvement de rotation rapide (120 tours par minute).

à l'éclatage, les échantillons sont prêts à être utilisés. On enroule alors sur les parallélépipèdes 150 spires jointives de fil de cuivre de 5/100 mm.

MONTAGE EXPÉRIMENTAL (fig. 6). — L'échantillon est immergé dans l'hélium liquide, le champ magnétique étant fourni par une bobine supraconductrice pouvant donner jusqu'à 55 kilogauss. Un dispositif de

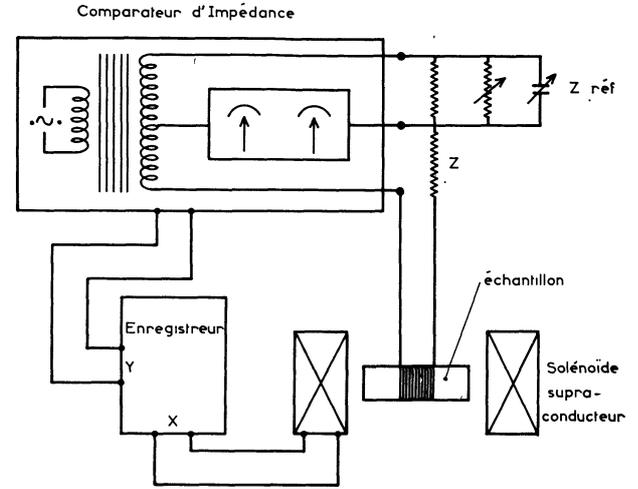


FIG. 6. — Montage expérimental.

rotation enclenché de l'extérieur permet de varier l'orientation de l'échantillon par rapport au champ magnétique de la bobine.

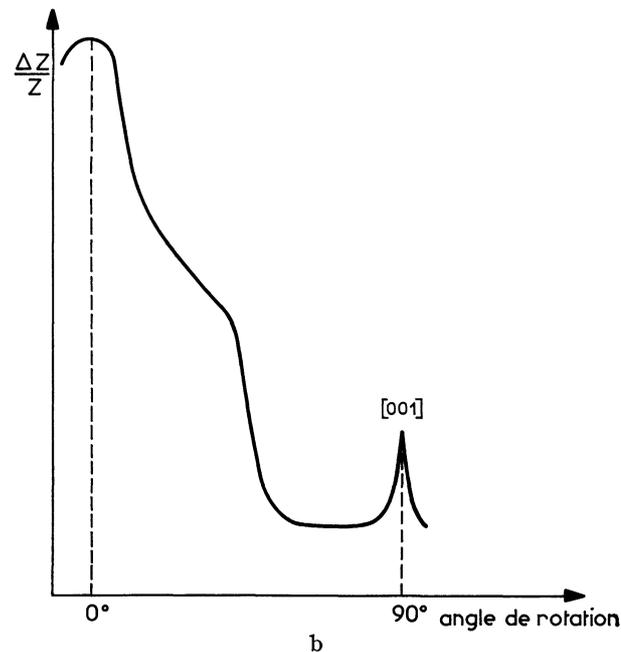
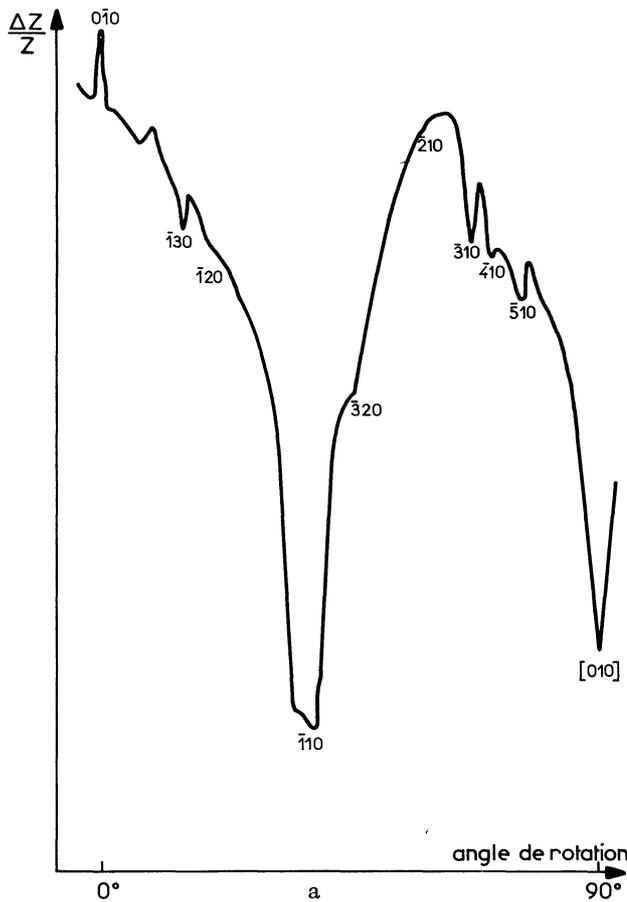
L'impédance du fil bobiné sur l'échantillon est mesurée par un comparateur d'impédance (General Radio 1605 AM), qui donne la partie réelle et la partie imaginaire de la variation de l'impédance, soit en fonction du champ magnétique, soit à champ magnétique fixe en fonction de l'angle de rotation de l'échantillon.

Résultats. — **RÉGIONS COMPENSÉES ET ORBITES OUVERTES.** — Les figures 7 a et 7 b montrent la variation de l'impédance de surface à champ magnétique constant en fonction de l'orientation du champ magnétique. Cette orientation est repérée en fonction de l'angle de rotation sur la figure 3. Nous pouvons constater en comparant les figures 3 et 7 que chaque fois que le champ magnétique est dirigé suivant une direction pour laquelle la figure 3 indique l'existence d'orbites ouvertes, l'impédance est plus faible, ce que laisseraient prévoir d'une part le facteur angulaire apparaissant dans la formule théorique, et d'autre part le fait que seule la projection du champ magnétique de l'onde excitée en surface sur le mode perpendiculaire intervient.

Nous voyons sur la figure 7 b que l'impédance est particulièrement faible dans la zone d'orbites ouvertes aperiodes entourant le point (001). Ceci tient à la géométrie de la bobine : le champ magnétique excité

à la surface par la bobine est parallèle à la direction de l'orbite ouverte dans l'espace réciproque (en effet, cette direction doit être située dans le plan 001 et

être perpendiculaire au champ magnétique). En conséquence, c'est surtout le mode parallèle qui est excité, ce qui explique la faible contribution du mode perpendiculaire.



NON-COMPENSATION ET RÉSONANCE DIMENSIONNELLE. — Pour un champ magnétique dirigé suivant la direction 001, l'étain n'est plus compensé. Il y a donc propagation d'ondes hélicon faiblement absorbées (leur longueur d'absorption est supérieure aux dimensions de l'échantillon). Nous sommes alors dans les conditions de la résonance dimensionnelle que l'on observe sur la figure 8. Chaque fois que le nombre de demi-longueurs d'onde contenues dans l'échantillon

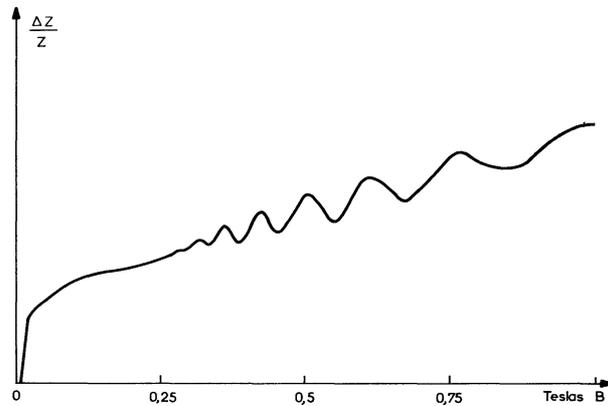


FIG. 8. — Résonance dimensionnelle : Champ magnétique suivant l'axe (001), fréquence 10 kc, épaisseur de l'échantillon 4,6 mm, température 1,4 °K.

est impair, on observe un maximum d'impédance. Ceci s'écrit :

$$kl = (2n + 1) \pi$$

où l est l'épaisseur de l'échantillon :

$$\left(\frac{Ne\mu\omega}{B}\right)^{1/2} l = (2n + 1) \pi.$$

Toutes les autres quantités étant mesurées, nous en déduisons N :

$$N = 1,13 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$$

ce qui, comparé au nombre total d'électrons N_t :

$$N_t = 1,53 \times 10^{29} \text{ m}^{-3}$$

donne un taux de compensation β :

$$\beta = N/N_t = 0,073$$

FIG. 7. — Impédance de surface en fonction de l'angle de rotation de l'échantillon par rapport au champ magnétique :

Le champ magnétique est de 50 kgauss, la fréquence de 10 kc et la température de 4,2 °K pour la courbe a (échantillon Sn₁) et 1,4 °K pour la courbe b (échantillon Sn₂).

Les chiffres figurant sur les accidents de la courbe a indiquent les directions des orbites ouvertes d'ordre supérieur dans le plan (001) (espace réciproque).

EFFET TUNNEL MAGNÉTIQUE [6]. — La section de la surface de Fermi par le plan ΓXL (plan (001) passant par le centre de la zone de Brillouin) montre que les orbites 3δ et 4ζ sont très peu distantes l'une de l'autre (fig. 9). Il existe une possibilité de passage à haut champ magnétique d'un élec-

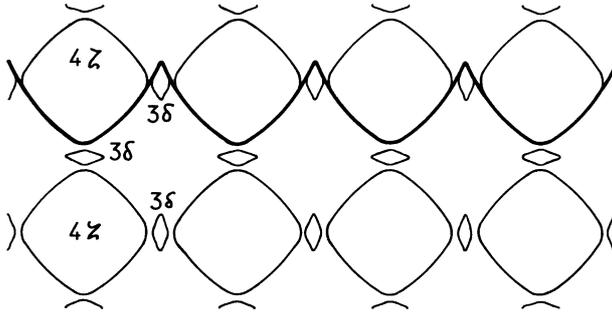


FIG. 9. — Les électrons peuvent transiter des orbites 3δ à 4ζ par effet tunnel magnétique donnant ainsi des orbites ouvertes.

tron de l'une à l'autre : c'est le phénomène d'effet tunnel magnétique. Lorsqu'un électron 4ζ arrive en bord de zone, une partie de l'onde électronique est réfléchié suivant la loi de Bragg, ce qui correspond à l'orbite 4ζ , tandis que l'autre continue sans être réfléchié, passant ainsi sur l'orbite 3δ .

La topologie des orbites est donc considérablement modifiée et ce qui nous intéresse ici c'est la possibilité d'apparition d'orbites ouvertes qui changent la loi de variation de l'impédance en fonction du champ

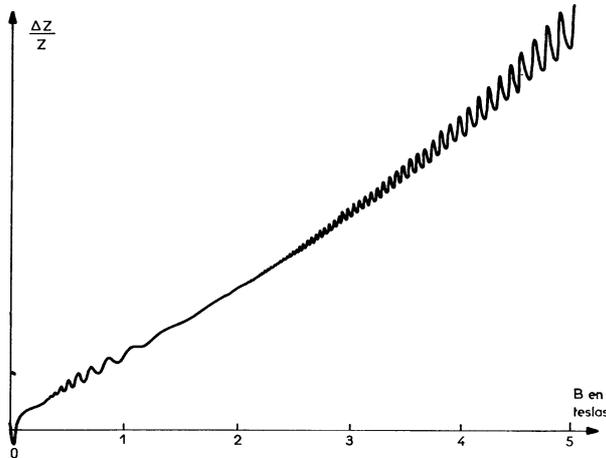


FIG. 10. — Effet tunnel magnétique : Le même échantillon que celui de la figure 8 à plus haut champ magnétique où apparaît l'effet tunnel magnétique oscillatoire.

magnétique, ainsi que le montre la figure 10. A partir de 20 kgauss apparaissent les oscillations quantiques de l'effet tunnel magnétique, qui s'expliquent comme suit.

La probabilité de transition d'une orbite 3δ donnée à une orbite 4ζ correspond à une suite de passages de l'électron de 3δ à 4ζ chaque fois qu'il arrive en bord de zone. Entre deux passages successifs, l'électron décrit l'orbite 3δ et sa fonction d'onde change d'un facteur de phase φ :

$$\varphi = \oint_{3\delta} \mathbf{k} \cdot d\mathbf{r}.$$

Cette phase est la phase intervenant dans les oscillations de Haas van Alphen.

L'amplitude de probabilité de transition d'une orbite à l'autre est la somme des amplitudes de probabilité de passage de l'électron 3 après avoir décrit $1, 2, \dots, n$ fois l'orbite 3δ . A chaque fois cette amplitude de probabilité de passage est affectée d'un facteur :

$$(1 - P) \exp\left(i\varphi - \frac{1}{\omega_c \tau}\right)$$

P amplitude de probabilité de passage. L'amplitude de probabilité de transition est affectée d'un facteur :

$$\sum_{n=0}^{+\infty} (1 - P)^n \exp n\left(i\varphi - \frac{1}{\omega_c \tau}\right) = \left[1 - (1 - P) \exp\left(i\varphi - \frac{1}{\omega_c \tau}\right)\right]^{-1}.$$

On s'attend donc à ce que l'impédance de surface présente des oscillations dont la période est période de Haas van Alphen de l'orbite 3δ et la forme celle des franges de Pérot-Fabry. La figure 10 correspond bien au comportement prévu théoriquement.

Conclusion. — L'étude théorique que nous avons faite permettait de prévoir la propagation de différents modes électromagnétiques suivant les directions du champ magnétique par rapport aux axes cristallins. Les expériences réalisées en mesurant l'impédance de surface de monocristaux d'étain vérifient sans ambiguïté la propagation des modes prévus aux orientations prévues.

Du point de vue application de ces expériences comme méthode d'étude de la surface de Fermi, nous avons mis en évidence l'effet tunnel magnétique et nous avons mesuré le taux de non-compensation dans la direction (001).

Nous remercions C. Laroche pour sa collaboration technique, C. Guthmann et C. Meyer pour leur aide dans la préparation des échantillons, et J. Bok et A. Libchaber pour de stimulantes conversations.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BOK (J.), *Plasma Effects in Solids*, Paris, Dunod, 1964.
- [2] WEISBUCH (G.) et BOK (J.), *Proceedings of the Tenth International Conference on Low Temperature Physics*, Moscou, WEISBUCH (G.), Thèse d'État, 1967.
- [3] PIPPARD (A. B.), *The Dynamics of Conduction Electrons*, Gordon and Breach, p. 31.
- [4] WEISZ (G.), *Phys. Rev.*, 1966, **149**, 504. STARK, à paraître dans la *Physical Review*.
- [5] KANER (E. A.) et SKOBOV (V. G.), *Soviet Physics Uspekhi*, 1967, **9**, 4, 480.
- [6] YOUNG (R. C.), *Phys. Rev.*, 1966, **152**, 659.