

Dans la forme la plus simple de cette technique (fig. 1), la surface $S1$ de l'échantillon, métallique, monocristallin, et maintenu à une température de l'ordre de 1 K, est mise en contact avec deux pointes métalliques extrêmement fines. L'une, appelée E (émetteur) sert à injecter des électrons dans le métal. L'autre, appelée C (collecteur) permettra de détecter, après un traitement électronique approprié, une tension proportionnelle au nombre des électrons qui arrivent au point de contact avec C, après un trajet dans l'échantillon, par unité de temps. Un champ magnétique \mathbf{B} est appliqué parallèlement à la surface, suivant la direction perpendiculaire à EC.

1. a) En supposant que la vitesse initiale, en E, des électrons injectés dans l'échantillon est perpendiculaire à la surface, déterminer, par sa forme et ses caractéristiques quantitatives, la trajectoire (dans l'espace direct) des électrons dans l'échantillon en fonction de leur vitesse v , entre E et le point où ils reviennent sur la surface $S1$.

On utilisera l'approximation semi-classique et on supposera, pour simplifier au maximum, que le comportement de l'échantillon peut être décrit dans l'approximation des électrons libres.

b*) La seule valeur pertinente de v est la vitesse de Fermi v_F , car c'est sur la surface de Fermi que les états électroniques envisageables ont une durée de vie très grande. Expliquer pourquoi.

(*Cette question est déconseillée aux élèves ayant quitté l'enseignement à Noël)

c) Déterminer numériquement la vitesse de Fermi dans le cas du cuivre (masse atomique 63,54; masse volumique $8,93 \text{ g.cm}^{-3}$; monovalent), en l'assimilant (bien que ce soit abusif) à un système à électrons libres.

d) En déduire numériquement les caractéristiques de la trajectoire dans l'espace direct. Déterminer numériquement la distance L entre E et C qui permettra de collecter ces électrons lors de leur retour à la même surface $S1$ (celle d'où ils ont été injectés), pour $B = 1,0.10^{-3} \text{ T}$.

On admettra sans démonstration que, si les vitesses initiales des électrons injectés ne sont pas perpendiculaires à la surface mais ont des directions comprises dans un petit intervalle angulaire α avec la normale, une focalisation a lieu, c'est-à-dire que les électrons rencontrent à nouveau la surface presque au même point, avec simplement un étalement de l'ordre de $L\alpha^2$, où L est la distance entre E et C. Lorsque les vitesses des électrons injectés ont toutes les directions possibles, une singularité demeure notable.

2. a) Lorsque les électrons rencontrent une surface idéalement plane, la condition très générale de conservation de la composante tangentielle (par rapport à la surface) du vecteur \mathbf{k} permet de déduire la suite de la trajectoire de l'électron dans le métal.

Représenter la transition entre points représentatifs dans l'espace réciproque.

Représenter graphiquement la trajectoire dans l'espace direct, depuis E, avec deux passages par la surface $S1$.

b) E et C étant, dans cette version instrumentale, fixes, montrer que l'allure de la tension recueillie en C est périodique par rapport à une fonction de B (par exemple B , ou $\frac{1}{B}$ etc.). Préciser par rapport à quelle fonction de B elle est périodique, et déterminer quantitativement la période correspondante.

Ainsi, si par exemple vous concluez qu'il y a périodicité en B , vous déterminerez numériquement la période B_0 telle que la tension recueillie en C présente un maximum pour les valeurs du champ magnétique égales à B_0 , $2B_0$, $3B_0$ etc.).

Pour l'application numérique, on prendra le cas du cuivre, calculé ci-dessus, et $L = 160 \mu\text{m}$.

3. Pourquoi cette expérience doit-elle être menée à basse température? Quelle condition doit remplir l'échantillon? Quel genre de dispositif doit-on utiliser pour produire le champ magnétique?

II. L'expérience avec distance variable entre pointes.

Le dispositif expérimental représenté sur la fig. 1 ne permet pas de modifier la distance L entre E et C, car la réalisation des contacts est traumatisante tant pour l'échantillon que pour les pointes.

Dans la version actuelle de l'expérience, l'injection par pointe est remplacée par l'éclairement, par un faisceau laser concentré, d'un point de la surface qu'on appelle encore E. L'absorption de la lumière produit localement des électrons et des trous. On ne s'intéresse dans la suite qu'aux électrons.

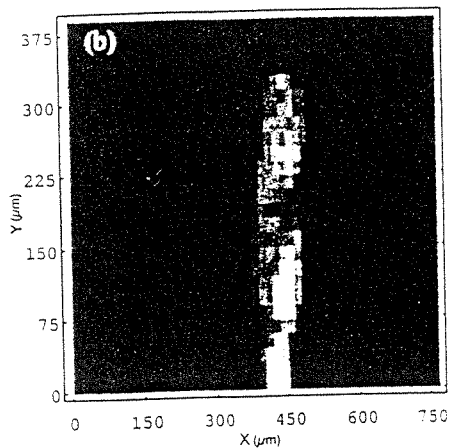


Fig. 2a

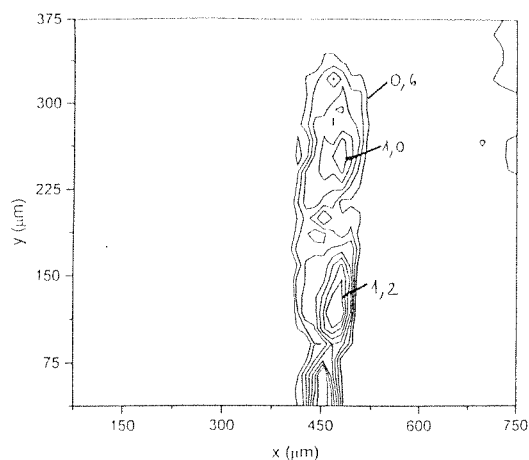


Fig. 2b

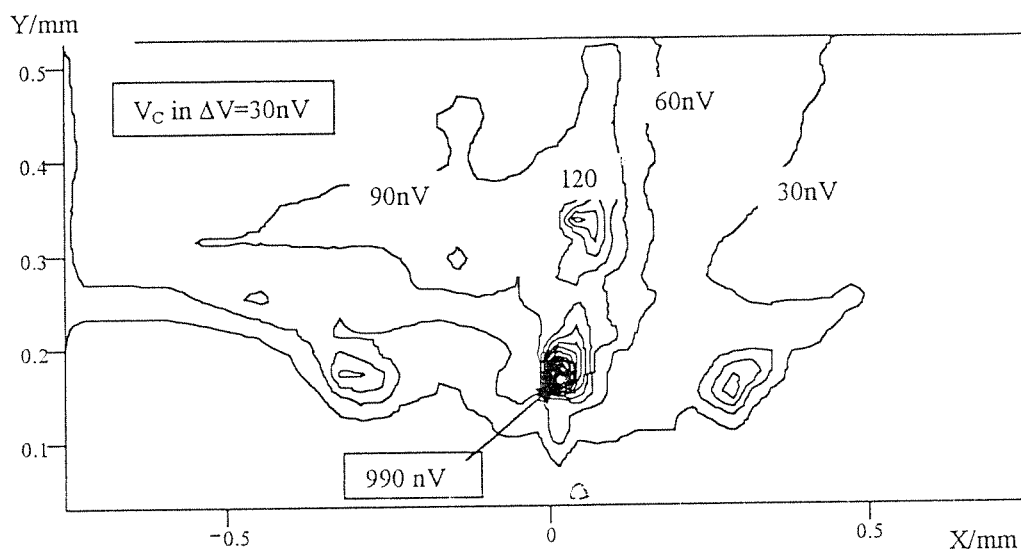


Fig. 3

Constantes physiques utiles

Vitesse de la lumière	$c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$
Constante de Planck	$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$
	$\hbar = h/(2\pi) = 1,055 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$
Constante de Boltzmann	$k_B = 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$
Charge élémentaire	$e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Masse au repos de l'électron:	$m_e = 9,109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
Masse au repos du proton:	$m_p = 1,673 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Magnéton de Bohr	$\mu_B = 9,274 \cdot 10^{-24} \text{ A.m}^2$
Magnéton nucléaire	$\mu_n = 5,051 \cdot 10^{-27} \text{ A.m}^2$
Nombre d'Avogadro	$\mathcal{N}_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \cdot 10^9 \text{ MKSA}$	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ MKSA}$
1 calorie = 4,186 Joule	

Annexe à l'énoncé du Devoir Surveillé "Physique du Solide I" du 16 Février 1998

Vecteurs de base du réseau réciproque: $\mathbf{a}^* = 2\pi \frac{\mathbf{b} \wedge \mathbf{c}}{\mathbf{a} \cdot (\mathbf{b} \wedge \mathbf{c})}$ etc. (\wedge signifie produit vectoriel)

Facteur de structure de la réflexion \mathbf{h} (cas des rayons X): $F_{\mathbf{h}} = \sum_{\text{maille}} f_i \exp(-i\mathbf{h}\mathbf{r}_i)$

Etats stationnaires électroniques dans un cristal: $\Psi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \cdot \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$ avec $u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ périodique, de période le réseau (théorème de Bloch)

Vitesse de groupe associée à un état: $\mathbf{v} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \mathcal{E}_n}{\partial \mathbf{k}} = \frac{1}{\hbar} \cdot \nabla_{\mathbf{k}} \mathcal{E}$

Densité d'états pour les électrons: $g_n(\mathcal{E}) = \frac{1}{4\pi^3} \int_{1^{\text{e}} \text{ z.B.}} d\mathbf{k} \cdot \delta[\mathcal{E} - \mathcal{E}_n(\mathbf{k})] = \frac{1}{4\pi^3} \int_{S_n(\mathcal{E})} \frac{dS}{|\nabla \mathcal{E}_n(\mathbf{k})|}$ où

$S_n(\mathcal{E})$ est la surface iso-énergie.

Equations semi-classiques:

$$\dot{\mathbf{r}} = \mathbf{v}_n(\mathbf{k}) = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \mathcal{E}_n}{\partial \mathbf{k}} = \frac{1}{\hbar} \cdot \nabla_{\mathbf{k}} \mathcal{E}$$

$$\hbar \dot{\mathbf{k}} = -e [\mathbf{E}(\mathbf{r},t) + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}) \wedge \mathbf{B}(\mathbf{r},t)]$$

Période cyclotron: $T(\mathcal{E}, k_z) = \frac{\hbar^2}{eB} \frac{\partial A(\mathcal{E}, k_z)}{\partial \mathcal{E}}$

Equation de Boltzmann: $\frac{\partial g_n}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} g_n - \frac{e\mathbf{E}}{\hbar} \cdot \nabla_{\mathbf{k}} g_n = \left(\frac{\partial g_n}{\partial t} \right)_{\text{coll}}$

Approximation du temps de relaxation: $\left(\frac{\partial g_n}{\partial t} \right)_{\text{coll}} = -\frac{g(\mathbf{k}) - g_0(\mathbf{k})}{\tau(\mathbf{k})}$ où $g_0(\mathbf{k})$ est la distribution d'équilibre

Constantes de force: $\mathbf{D} = \frac{m\beta\mathbf{v}}{\hbar}$ est la composante suivant \mathbf{v} de la force qui détermine...