

L'étude de la résistivité de ce composé montre que son coefficient de température est également très important :  $\alpha_{\text{moy}}$  entre 0-500° C =  $5,2 \cdot 10^{-3}$ . On constate d'autre part qu'en traçant la courbe  $\log \rho = f(t)$ , tous les points se trouvent parfaitement alignés. La résistivité de ce composé est donc de la forme  $\rho = \rho_0 e^{at}$  où  $a = 2,46 \cdot 10^{-3}$  (fig. 2). (Rappelons que nous avons signalé une relation analogue pour la phase  $\gamma_2$  du système binaire Cu-Al) <sup>(1)</sup>.

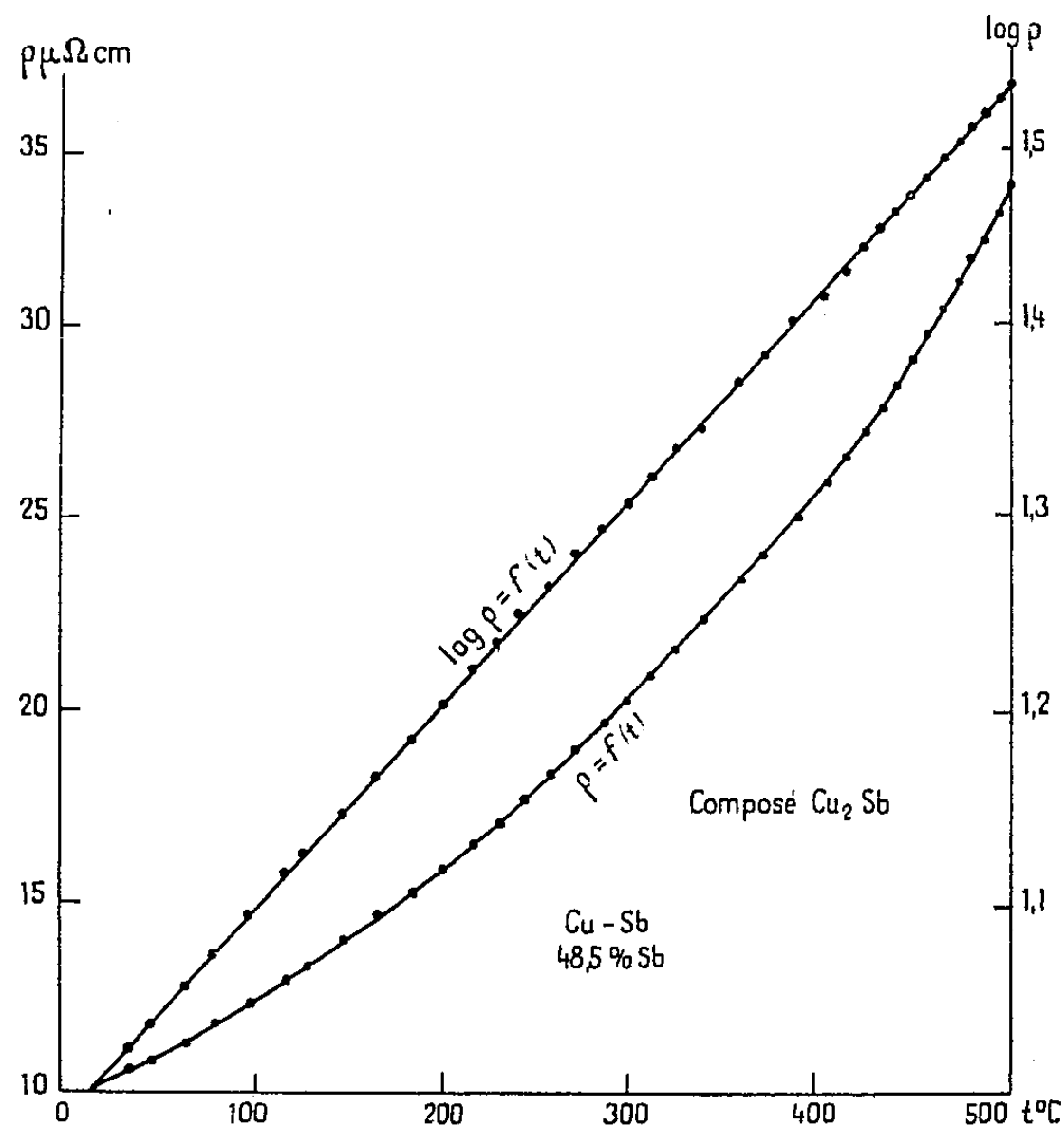


Fig. 2.

L'alliage 50 % Sb-50 % Cu ne possède pas cette particularité. La relation  $\rho = \rho_0 e^{at}$  semble donc être caractéristique du composé  $\text{Cu}_2\text{Sb}$  pur.

Enfin la phase  $\varepsilon$  possède une résistivité à froid très élevée  $\rho_0 = 107 \mu\Omega\text{.cm}$ . La disparition de  $\varepsilon$  dans le cas des alliages  $\alpha + \varepsilon$  et  $\varepsilon$  seul entraîne une chute brusque de la résistivité à la température de transformation (cas de l'alliage 35 % Sb-65 % Cu).

(\*) Séance du 3 mars 1958.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1228.

MAGNÉTISME. — *Mesure du rapport gyromagnétique d'un nickel très pur.*

Note (\*) de M. **ANDRÉ J. P. MEYER**, transmise par M. Gabriel Foëx.

Nous avons antérieurement <sup>(1)</sup> mesuré le rapport gyromagnétique d'un nickel ex-carbonyle IG pur à au moins 99,9 % pour lequel après correction

d'une erreur de 0,2 % découverte depuis lors, on a  $\rho(e/mc) = 1,080 \pm 0,005$  soit  $g' = 1,852 \pm 0,009$ . La mesure du facteur  $g$  par résonance ferromagnétique effectuée par G. Asch <sup>(2)</sup> sur un échantillon de même provenance avait donné  $g = 2,156 \pm 0,02$ . Ces deux valeurs de  $g'$  et  $g$  satisfont bien la relation de Kittel-Van Vleck :  $2 - g' = g - 2$  <sup>(3)</sup>.

Sur un échantillon de nickel JM dont la pureté est donnée à 99,998 %, Asch avait obtenu  $g = 2,193 \pm 0,02$  soit une valeur supérieure de 2 % à celle du nickel IG. Afin de reconnaître si cette différence est réelle ou plus simplement due aux erreurs inhérentes aux mesures de résonance nous avons mesuré le rapport gyromagnétique de ce nouveau nickel par l'effet Einstein-de Haas avec l'appareil précédemment décrit <sup>(1)</sup>.

La tige de nickel JM étudiée, a 15,3 cm de longueur, 0,48 cm de diamètre et pèse 23,59 g. Elle a subi un recuit de 4 h à 1 000°C sous hydrogène. Au cours des expériences, l'aimantation spécifique atteinte était voisine de 37,7 u. é. m. C. G. S., à comparer à 29,5 pour le nickel IG dans le même champ de mesure, différence qui témoigne en faveur de la pureté plus grande du nouvel échantillon. A température ambiante les aimantations à saturation des deux échantillons sont toutes deux de 55,05 u. é. m. C. G. S. <sup>(3)</sup>, <sup>(4)</sup>.

Les résultats des mesures de rapport gyromagnétique figurent sous leur notation habituelle au tableau ci-dessous. L'examen des moyennes partielles rapportées aux nombres obtenus pour les différentes positions des inverseurs d'assymétrie (I, II, A, B) et pour les deux azimuths d'orientation de la tige ( $\alpha$ ,  $\beta = \alpha + 180^\circ$ ), montre que les effets des causes de perturbations sont très faibles et bien inférieures à celles relevées sur le nickel IG. Le résultat de ces mesures paraît donc très sûr; en tenant compte des causes d'erreurs systématiques introduites par les mesures secondaires on obtient une erreur totale de 0,4 % et le résultat final  $\rho(e/mc) = 1,084 \pm 0,004$ .

*Rapports gyromagnétiques mesurés du nickel JM en unités  $\left(\frac{mc}{e}\right)$ .*

Mesures.	Poids.	$\alpha$ I.	$\alpha$ II.	$\bar{\alpha}$ .	$\beta$ I.	$\beta$ II.	$\bar{\beta}$ .	$\bar{\alpha\beta}$ .
1 B.....	1	1,089	1,085	1,087	1,087	1,085	1,086	1,086
2 A.....	1	1,083	1,087	1,085	1,094	1,105	1,100	1,092
3 A.....	1	1,073	1,073	1,073	1,093	1,103	1,098	1,085
4 A.....	1	1,076	1,084	1,080	1,072	1,076	1,074	1,077
5 A.....	1	1,078	1,091	1,084	1,076	1,082	1,079	1,082
6 B.....	1	1,091	1,084	1,088	1,092	1,075	1,084	1,086
7 B.....	1	1,087	1,080	1,083	1,080	1,080	1,080	1,082
8 B.....	1	1,088	1,084	1,086	1,083	1,081	1,082	1,084

$$\bar{I} = 1,084, \quad \alpha = 1,083, \quad \bar{A} = 1,084;$$

$$\bar{II} = 1,085, \quad \beta = 1,085, \quad \bar{B} = 1,084.$$

$$\text{Moyenne finale : } 1,084 \pm 0,002.$$

Ce nombre correspond dans les limites des erreurs à celui de  $1,080 \pm 0,005$

obtenu sur le nickel IG. La différence entre des teneurs en impuretés inférieures à 0,1 % ne semble donc pas affecter de façon importante le rapport gyromagnétique du nickel, dont la valeur élevée est maintenant bien établie.

La différence relevée par G. Asch entre les facteurs  $g$  des deux nickels ne se retrouve pas dans les facteurs  $g'$  et la relation de Kittel-Van Vleck bien vérifiée pour le nickel IG où  $g = 2,156 \pm 0,02$  et  $g' = 1,852 \pm 0,009$  l'est moins bien pour le nickel JM puisque pour celui-ci :  $g = 2,193 \pm 0,02$  et  $g' = 1,845 \pm 0,007$ .

(\*) Séance du 3 mars 1958.

(<sup>1</sup>) A. J. P. MEYER et S. BROWN, *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 161.

(<sup>2</sup>) A. J. P. MEYER, G. ASCH et S. BROWN, *Colloque National de Magnétisme*, Strasbourg, juillet 1957.

(<sup>3</sup>) H. DANAN, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 73 et 401.

(<sup>4</sup>) A. J. P. MEYER et C. WOLFF, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 576.

(Laboratoires Pierre Weiss, Faculté des Sciences, Strasbourg.)

**ÉLECTRONIQUE. — Sur un nouveau type d'accélérateur linéaire d'électrons à générateur haute fréquence incorporé.** Note (\*) de M. **HENRI LEBOUTET**, M<sup>lles</sup> **GERMAINE VINCENT** et **ROSE WARNECKE**, présentée par M. Camille Gutton.

Dans une Note précédente (<sup>1</sup>) nous avons décrit un nouveau type d'accélérateur à générateur à haute fréquence incorporé : nous donnons ici quelques précisions sur le principe de l'appareil dans lequel un faisceau d'électrons cède de l'énergie au circuit H. F. en circulant dans un sens, une fraction de ce faisceau réfléchi ou un autre faisceau circulant en sens inverse du faisceau incident peut être accéléré. Ceci est possible grâce aux propriétés des lignes périodiques à retard. On sait en effet que la distribution des champs pour ces lignes apparaît comme la superposition d'ondes progressives de vitesse de phase :

$$v_k = \frac{\omega}{\psi + 2k\pi},$$

avec

$$k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots;$$

$$p, \text{ pas de la ligne};$$

$$\omega = 2\pi f.$$

Ces ondes qu'on appelle harmoniques d'espace ont la même vitesse de groupe  $v_g = p d\omega/d\psi$ , qui coïncide avec la vitesse de propagation de l'énergie le long de la ligne et des vitesses de phase qui peuvent être de même sens que  $v_g$  ou de sens contraire suivant la valeur de  $k$  : on a ainsi des ondes directes ou inverses. Les courbes de dispersion  $c/v_k$  en fonction de la longueur d'onde sont données figure 1 pour des lignes à fondamental direct (a) et fondamental