

L'AIMANTATION DU NICKEL PAR COMPRESSION UNILATÉRALE

par J. PALACIOS et L. LOZANO CALVO (à MADRID)

(Reçu le 4 Mai 1944)

§ 1. But du travail. L'explication des phénomènes ferromagnétiques et, en particulier, l'existence d'un travail d'aimantation, exigent, comme l'on sait,¹ une orientation déterminée des vecteurs élémentaires \vec{J} , représentatifs de l'aimantation, même en l'absence de champ extérieur.

L'existence d'une direction privilégiée est déterminée, entre autres par :

1. La forme du corps, dont dépend le facteur de désaimantation.

Dans un ellipsoïde, par exemple, tous les vecteurs \vec{J} manifestent une tendance à s'orienter suivant le grand axe, ce qui est tout à fait naturel, cette direction correspondant à un minimum ;

2. L'anisotropie cristalline, qui fait que les vecteurs \vec{J} manifestent une tendance à occuper des positions déterminées dans le réseau cristallin.² C'est ainsi qu'à l'intérieur d'un cristal de nickel le vecteur élémentaire \vec{J} tend à s'orienter dans la direction de l'une des quatre diagonales du cube quand il n'existe aucune autre cause d'orientation.

3. La déformation élastique produite par une action extérieure, qui se manifeste par la modification des courbes d'hystérésis d'un corps soumis à des efforts déterminés.

Dans presque tous les travaux étudiant expérimentalement cette dernière cause d'orientation de \vec{J} , on a utilisé l'accroissement de longueur d'un fil par traction. Cependant certains auteurs, comme par exemple S. Velayos³ et N. Menendez,⁴ ont étudié le cas d'une baguette de

¹ Voir, par exemple la thèse de doctorat de N. Menendez, «Rev. de la Acad. de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales» de Madrid, XXXV, 42, 1941. Un résumé de nos connaissances actuelles sur le ferromagnétisme se trouve, par exemple, dans le livre de R. Becker et W. Döring, Berlin, 1939.

² K. Beck, Diss. Zurich, 1918.

³ S. Velayos, Influence de la compression dans l'aimantation du nickel. Zeits. f. Physik, 116, 340, 1940; «Metalurgia y Electricidad», n.º 40, 20, 1940.

⁴ N. Menendez, loc. cit.

nickel soumise à une compression dans le sens de sa longueur ; leurs résultats ont, non seulement confirmé la théorie actuelle du ferromagnétisme, mais ont aussi conduit à des relations empiriques nouvelles très intéressantes, qui joueront sans doute un rôle très important dans le perfectionnement de cette théorie.

Dans le cas du nickel soumis à une traction, les vecteurs \vec{J} manifestent une tendance à se placer de biais par rapport à celle-ci ; il en résulte que cette direction est *moins favorable*, c'est-à-dire, que l'aimantation produite par un champ magnétique, est plus petite que celle qu'on obtiendrait avec le fil sans charge. Une autre conséquence est la suivante : si le fil possède une aimantation permanente dans le sens de la longueur, il suffira d'exercer une traction déterminée pour qu'il perde son aimantation.

On doit observer, naturellement, le phénomène inverse quand on comprime longitudinalement une baguette de nickel, ce que confirment d'ailleurs les expériences mentionnées de Velayos et de Menendez. Dans ce cas les vecteurs élémentaires \vec{J} tournent pour s'orienter dans la direction de la compression, et ils s'établissent finalement dans une direction moyenne imposée par l'anisotropie cristalline, par la forme extérieure, et par la compression mentionnée.

La direction de la baguette est, dans ce cas, *plus favorable* à l'aimantation ; et en effet, les courbes d'hystérésis présentent un accroissement plus rapide au fur et à mesure qu'augmente la compression.

On déduit encore des considérations précédentes que si la baguette présente une aimantation permanente dans le sens de sa longueur (ce qui se vérifie toujours, parce qu'il n'existe jamais une distribution parfaitement désordonnée des vecteurs \vec{J}) il suffit de la comprimer pour que l'aimantation augmente, sans qu'il soit nécessaire d'appliquer un champ extérieur. Cette prédiction a été entièrement confirmée par nos expériences.

La grande complication inhérente à tous les phénomènes ferromagnétiques augmente encore par le fait que, comme l'on sait, les conditions extérieures (forces mécaniques et champ magnétique) ne suffisent pas pour déterminer complètement l'aimantation ; en effet celle-ci dépend aussi de l'état initial du corps et de la manière selon laquelle ont été établies les conditions mentionnées. L'explication de ce fait se trouve dans ce qu'on appelle les sauts de Barkhausen.⁵

En ce qui concerne l'aimantation due à l'action d'un champ extérieur, il existe déjà un très grand nombre de résultats expérimentaux qui

⁵ Voir le livre mentionné de Becker et Döring, pag. 116.

peuvent être utilisés pour l'établissement et la vérification des théories du ferromagnétisme. Il n'en est pas de même en ce qui concerne l'influence des actions mécaniques sur l'aimantation et cela rend très intéressantes les expériences que Velayos et Menendez ont réalisé à l'Instituto Nacional de Física y Química de Madrid.

Nous présentons dans ce travail quelques résultats obtenus en discutant une expression proposée par Becker et Kersten lors de l'application des principes de la Thermodynamique aux phénomènes ferromagnétiques, et en la comparant avec l'expérience.

§ 2. Rapport entre la magnétostriction et l'aimantation due à des actions mécaniques. On sait que la magnétostriction consiste en une variation de dimensions d'un corps ferromagnétique quand on l'aimante par un champ. Dans le cas d'une baguette de longueur l plongée dans un champ H , la magnétostriction a la valeur

$$C = \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial H}.$$

Il est possible d'établir par des considérations thermodynamiques, une relation entre la magnétostriction et le changement d'aimantation produit par une traction longitudinale. La formule de Becker et Kersten est la suivante⁶

$$(1) \quad \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial H} = \frac{\partial J}{\partial \sigma},$$

dans laquelle σ est la tension appliquée à la baguette, c'est-à-dire, la force divisée par la section. De cette formule si simple reliant la magnétostriction à la grandeur $\partial J/\partial \sigma$ (qu'on peut appeler susceptibilité magnétique par traction) les auteurs ne déduisent que la conséquence suivante: la magnétostriction est nulle quand $H=0$ et la baguette ne possède pas d'aimantation permanente, parce que, dans ce cas on devrait avoir nécessairement $\partial J/\partial \sigma=0$ par raison de symétrie.

En essayant d'établir la formule (1) nous avons constaté qu'elle n'est qu'approximative. Il nous semble donc intéressant de publier ici la formule rigoureuse, et aussi, au moyen de quelques simplifications qui nous semblent plausibles, en tirer certaines conséquences et les comparer aux résultats expérimentaux.

Considérons une baguette de longueur l et de section s placée dans un champ magnétique dont l'excitation est H , dirigé selon l'axe de la

⁶ Cette formule a été mentionnée, sans démonstration, une première fois dans Zeits. f. Physik, 64, 660, 1930, et, plus tard dans le livre de Becker et Döring, loc. cit., page 283.

baguette. Dans toute transformation isotherme et réversible, l'accroissement de l'énergie libre dF est nécessairement égale au travail réalisé par les forces extérieures. Pour calculer ce travail nous remarquerons que lorsque la longueur de la baguette éprouve un accroissement dl , la tension effectue un travail $\sigma s dl$. En outre, le champ magnétique effectue un travail, chaque fois que croît le produit du volume par l'aimantation. En effet, on obtient l'énergie potentielle E_p contenue dans le volume v en intégrant l'expression ⁷

$$dE_p = \vec{H} \cdot d(v\vec{B})$$

dans laquelle \vec{H} est l'excitation magnétique et \vec{B} l'intensité du champ. Le point indique qu'il s'agit d'un produit scalaire. D'autre part, l'aimantation \vec{M} , mesurée comme grandeur homogène à \vec{H} , se définit par ⁸

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$$

où $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^9$ joule \times sec²/amp² \times cm² est la perméabilité du vide.

⁷ Nous employerons le nouveau système rationnel d'unités électromagnétiques, cm, g-sept (10⁷g), sec, amp, ou, ce qui est la même chose, cm, joule, sec, amp. Ce système, qui diffère de celui de Giorgi par la substitution du centimètre au mètre, a été proposé par Dellinger et Bennet en 1916, et a été adopté par Mie dans son récent livre sur l'Électricité et le Magnétisme. Pour d'autres détails, voir l'article de F. Planell dans «Mem. de la Academia de Ciencias y Artes» de Barcelona, XXV, n.º 10, 1935. En adoptant la nomenclature de Mie, nous appellerons le vecteur \vec{H} l'excitation magnétique (*Erregung*) et le vecteur \vec{B} l'intensité magnétique.

⁸ Dans le système usuel, on définit l'aimantation \vec{J} au moyen de l'expression

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi \vec{J}$$

et on mesure H en oersted et B en gauss sans qu'on ait besoin de distinguer entre les deux unités. S'il n'y a pas d'excitation on aura

$$\vec{J} = \vec{B}/4\pi \text{ gauss}$$

de sorte que, si l'on mesure B en gauss, on aura également J en gauss.

On définit la magnétisation \vec{M} , homogène à l'excitation \vec{H} , par l'expression

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$$

et, dans le nouveau système, on mesure H en amp/cm et B en joule \times sec/amp \times cm² de sorte que la nouvelle unité de champ, B , est égale à cent millions de gauss (10⁸). La perméabilité du vide, μ_0 , a dans ce système, la valeur $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-9}$ joule \times sec/amp² \times cm.

En l'absence d'excitation H , la valeur de M en amp/cm s'obtiendra par la formule

$$\frac{10^{-8} B}{4\pi \cdot 10^{-9}} = \frac{10}{4\pi} B,$$

où l'on suppose B exprimé en gauss. En comparant cette valeur avec l'expression de J on remarquera qu'en multipliant par 10 la valeur de J en gauss on obtient celle de M en amp/cm.

Il en résulte que lorsque l'on fait varier l'aimantation ou les dimensions de la baguette en maintenant constante l'excitation H , le champ magnétique effectue un travail

$$dE_p = H\mu_0 d(vM)$$

où M est la projection de \vec{M} dans la direction de \vec{H} .

L'accroissement dF de l'énergie libre sera :

$$(2) \quad dF = \sigma s dl + \mu_0 H d(lsM).$$

En considérant seulement la partie réversible de la courbe d'aimantation, on vérifie que l'état de la baguette à température constante est déterminé par les variables indépendantes σ et H ; en exprimant dF en fonction de ces deux variables on obtient :

$$dF = \left[(\sigma s + \mu_0 H M s) \frac{\partial c}{\partial \sigma} + \mu_0 H s l \frac{\partial M}{\partial \sigma} + \mu_0 H M l \frac{\partial s}{\partial \sigma} \right] d\sigma + \\ + \left[(\sigma s + \mu_0 H M s) \frac{\partial l}{\partial H} + \mu_0 H s l \frac{\partial M}{\partial H} + \mu_0 H M l \frac{\partial s}{\partial H} \right] dH,$$

et il suffit de se rappeler que dF est une différentielle totale exacte pour qu'on obtienne :

$$(3) \quad \frac{\partial M}{\partial \sigma} + \left(\frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial \sigma} + \frac{1}{s} \frac{\partial s}{\partial \sigma} \right) M = \frac{1}{\mu_0} \left(- \frac{\partial s}{\partial H} \frac{\partial l}{\partial \sigma} + \frac{\partial s}{\partial \sigma} \frac{\partial l}{\partial H} \right) \frac{\sigma}{ls} + \frac{1}{\mu_0} \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial H}$$

ou, ce qui est la même chose

$$(4) \quad \frac{\partial M}{\partial \sigma} + \frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial \sigma} M = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{1}{s} \frac{\partial s}{\partial \sigma} \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial H} - \frac{1}{s} \frac{\partial s}{\partial H} \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial \sigma} \right) \sigma + \frac{1}{\mu_0} \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial H}$$

qui est la formule rigoureuse que nous voulions obtenir.

Hypothèses simplificatrices. L'équation rigoureuse (4) est trop compliquée pour qu'on puisse facilement en déduire des conséquences.

Nous admettrons donc que la magnétostriction de volume est nulle ce qui est très approximativement en accord avec les résultats expérimentaux.

Nous aurons dans ce cas :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial H} = 0; \quad \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial H} + \frac{1}{s} \frac{\partial s}{\partial H} = 0$$

et le facteur du second membre de (4) écrit entre parenthèses vaudra :

$$\frac{1}{s} \frac{\partial s}{\partial \sigma} \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial H} - \frac{1}{s} \frac{\partial s}{\partial H} \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial \sigma} = \left(\frac{1}{s} \frac{\partial s}{\partial \sigma} + \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial H} \right) \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial H} = \frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial \sigma} \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial H} = \frac{C}{K}$$

K étant le module de compression unilatérale :

$$\frac{1}{K} = \frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial \sigma}$$

et C la magnétostriction linéaire :

$$C = \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial H}$$

Par conséquent, la formule (4) prendra la forme

$$\frac{\partial M}{\partial \sigma} + \frac{M}{K} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\sigma}{K} + 1 \right) C.$$

Dans une baguette cylindrique on a $v = ls$; donc

$$\frac{1}{K} = \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial \sigma} + \frac{1}{s} \frac{\partial s}{\partial \sigma} = \frac{1}{E} + \frac{2}{r} \frac{\partial r}{\partial \sigma};$$

et, étant donné que

$$\frac{\partial r}{\partial \sigma} = \frac{\partial r}{\partial l} \frac{\partial l}{\partial \sigma} = - \frac{r}{l} \varepsilon \frac{\partial l}{\partial \sigma} = - \frac{\varepsilon}{E} r,$$

(ε coefficient de Poisson) on obtient

$$\frac{1}{K} = \frac{1-2\varepsilon}{E}.$$

Le coefficient de Poisson ε est compris entre 1/2 et 1/4 de sorte que, dans le cas le plus défavorable, on peut écrire :

$$\frac{1}{K} = \left(1 - \frac{1}{2} \right) \frac{1}{E} = \frac{1}{2E};$$

dans le nickel le module d'Young est de l'ordre de grandeur de 10^4 kg/mm² et nos compressions ne surpassent la valeur $\sigma = -10$ kg/mm²; par conséquent, le terme σ/K est très petit vis-à-vis de l'unité et on peut le négliger. On obtient alors

$$(5) \quad \frac{\partial M}{\partial \sigma} + \frac{M}{K} = \frac{1}{\mu_0} \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial H} = \frac{C}{\mu_0}$$

ce qui coïncide avec la formule de Becker et Kersten si l'on néglige le terme M/K .

L'intégrale générale de (5) pour $H = \text{constante}$ est

$$M\sigma H = \frac{l^{-\sigma/K}}{\mu_0} \left[\int_0^\sigma Cl^{\sigma/K} d\sigma + B \right]$$

et, représentant par M_0H l'aimantation résiduelle pour $\sigma = 0$,

$$M_{\sigma H} = M_{0H} + \frac{1}{\mu_0} \int_0^\sigma C d\sigma.$$

En particulier, pour $H = 0$ on aura :

$$(6) \quad M_{\sigma 0} = M_{00} + \frac{1}{\mu_0} \int_0^\sigma C d\sigma.$$

Par des raisons de symétrie, on ne peut aimanter une baguette, initialement non aimantée par le seul fait de la compression ; la relation (5) donne nécessairement :

$$\left(\frac{\partial l}{\partial H} \right)_{H=0} = 0 \quad \text{si} \quad M_{00} = 0.$$

On voit qu'on obtient le même résultat que Becker et Kersten, mais on se rend compte maintenant qu'il n'est valable que dans le cas où la magnétostriction de volume est nulle. Étant donné que cela n'est pas rigoureusement vrai, on voit que la magnétostriction linéaire n'est pas, elle aussi, rigoureusement nulle pour $H = 0$ quand la baguette n'a pas d'aimantation initiale ; et en effet, les courbes obtenues par K. Honda et S. Shimizu⁹ ne présentent pas de tangente horizontale pour $H = 0$.

L'expérience montre que dans le nickel et pour $M_{00} = 0$, l'aimantation croît avec la compression longitudinale de la baguette, ce qui signifie, étant donné $d\sigma < 0$, que la magnétostriction linéaire est négative ; en d'autres termes la baguette se raccourcira sous l'action du champ et, en outre, s'allongera en même temps que croît l'aimantation résiduelle M_{00} . Les mesures effectuées jusqu'à ce jour ne permettent pas de confirmer cette prédiction parce qu'elles ont été toutes exécutées avec des baguettes préalablement désaimantées et avec des valeurs différentes de l'excitation H tandis qu'il s'agit ici de la magnétostriction correspondante à une excitation nulle et en fonction de l'aimantation résiduelle M_{00} .

⁹ Voir la fig. 198 du livre mentionné de Becker et Döring.

§ 3. Partie expérimentale. Il s'agit maintenant de mesurer l'aimantation longitudinale $M\sigma H$ d'une baguette de nickel en fonction de la pression longitudinale $-\sigma$, en prenant comme paramètre l'aimantation initiale de la baguette et en conservant constante l'excitation H .

D'après ce que nous verrons plus tard, nos expériences démontrent que, pour M_{00} quelque peu différente de zéro, la variation $\partial M/\partial\sigma$ est si grande qu'on peut négliger dans (5) le terme M/K , de sorte que nos valeurs expérimentales nous permettent de calculer la magnetostriction linéaire

$$(7) \quad C = \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial H} = \mu_0 \frac{\partial M}{\partial \sigma}$$

pour des charges différentes et diverses valeurs de l'aimantation résiduelle M_{00} .

Dans ce premier travail nous nous limiterons au cas de l'absence de tout champ extérieur ($H=0$): nous avons l'intention de répéter les expériences avec des champs différents.

La baguette de nickel employée dans ces expériences est la même que celle que Menendez appelle «2^a muestra» (2^{me} échantillon), dans sa thèse de doctorat; on décrit dans cette thèse les caractéristiques élastiques de la baguette et le dispositif expérimental employé dans la plupart des manipulations; pour cette raison nous nous limiterons ici à la description exclusive des caractéristiques propres de nos expériences.

En utilisant l'enroulement spécial du grand solénoïde, on a commencé par compenser la composante verticale du champ magnétique terrestre pour que toutes les mesures correspondent à une excitation H nulle. Ensuite, on a soumis la baguette à l'action d'un champ magnétique uniforme obtenu en faisant circuler un courant électrique dans l'enroulement principal du solénoïde et, après avoir stabilisé le cycle d'hystérésis par des inversions répétées du courant, on a supprimé le champ; de cette manière la baguette conservait une certaine aimantation (rémanente) M_{00} .

On sait qu'une partie de la densité magnétique M_{00} se perd spontanément, rapidement d'abord et ensuite avec une lenteur telle qu'on peut la considérer constante pendant tout le temps que dure l'expérience. Pour nous convaincre qu'il en était réellement ainsi, nous avons attendu au moins un jour dans toutes les séries de mesures, depuis l'établissement de l'aimantation rémanente à la baguette, jusqu'au commencement des expériences.

La mesure de l'aimantation rémanente M_{00} était faite en entourant la baguette d'une bobine qui occupait à peu près dix centimètres de la

portion centrale, et en plaçant l'ensemble à l'intérieur du grand solénoïde qui constitue, comme nous avons déjà fait remarquer, une enceinte où le champ magnétique est nul parce que le champ terrestre y avait été compensé. Si alors on tire rapidement la bobine jusqu'à ce qu'elle reste en dehors du champ magnétique de la baguette, le flux à travers la bobine subira un changement $\Delta\Phi = \mu_0 nsM$, n étant le nombre des spires de la bobine et s la section de la baguette.

Étalonnage du galvanomètre. Pour obtenir la valeur de l'aimantation M quand on connaît la déviation θ du spot lumineux du galvanomètre, il faut réaliser l'étalonnage de celui-ci, c'est-à-dire, déterminer la déviation que produit un changement connu du flux magnétique. Pour cela, nous avons utilisé un solénoïde étalon de Hartmann et Braun lequel donnait une excitation de

$$H = 6,003 \cdot i \text{ oersted} = 6,003 \times \frac{10}{4\pi} i \text{ amp/cm}$$

pour un courant de i ampères.

Dans la région centrale de ce solénoïde étalon il existe un autre enroulement ayant $n' = 1000$ spires et une section $s' = 9,870 \text{ cm}^2$ de sorte que lorsqu'on renverse le courant dans le primaire il se produit dans le secondaire un changement de flux

$$\Delta\Phi' = 2n' s' \mu_0 H = 0,001185 i' \text{ joule} \times \text{sec/amp.}$$

En représentant par θ' la déviation pour cette variation de flux du galvanomètre, et par θ celle qu'on obtient quand on utilise la baguette on a :

$$\frac{\theta}{\theta'} = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\Phi'} = \frac{\mu_0 nsM}{0,001185 i'};$$

la section de la baguette étant $0,2827 \text{ cm}^2$, on obtient finalement

$$M = \frac{3,336 \cdot 10^5}{n} \cdot \frac{i'}{\theta'} \cdot \theta \text{ amp/cm.}$$

Pour embrasser tout l'intervalle des mesures qui va de $M = 53 \text{ amp/cm}$ jusqu'à la saturation (1960 amp/cm) nous avons dû employer une série de bobines avec les nombres de tours suivants : $n = 194, 800, 3485$ et 7105 .

On a déterminé pour chaque mesure le quotient i'/θ' entre l'intensité i' du courant dans le solénoïde étalon, et la déviation θ' produite dans le galvanomètre quand on renverse le courant.

Aimantation par pression unilatérale. Il s'agit maintenant de mesurer les accroissements de l'aimantation initiale M_{00} quand on comprime la

baguette sans modifier l'excitation H. Pour faire la compression on dispose de l'appareil décrit par Menendez dans sa thèse de doctorat.

Quand on comprime la baguette, son aimantation subit un accroissement ΔM ; il y a variation de flux, ce qui origine production d'un courant induit dans la bobine; ce courant fait déplacer le galvanomètre balistique.

On répète cette opération en variant la charge de kg en kg jusqu'à 10 kg/mm², qui est la limite au-dessus de laquelle commencent les déformations permanentes.

Ajoutant la valeur initiale de M_{00} aux accroissements M, on obtient l'aimantation en fonction de la pression pour un champ constant. Les résultats ont été réunis dans le Tableau I.

TABLEAU I

Aimantation du nickel par compression unilatérale dans un champ magnétique nul.
(L'aimantation M en amp/cm)

K_0/mm^2 M_{00}	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
53	53	53	53	53	53	53	53	53	53	53
397	408	416	423	425	425	423	422	420	417	407
508	527	551	574	589	606	608	615	614	616	613
759	795	856	912	963	1007	1058	1101	1137	1156	1165
1031	1091	1159	1225	1235	1426	1351	1392	1412	1444	1502
1351	1410	1494	1564	1645	1718	1768	1810	1852	1883	1925
1521	1599	1718	1806	1912	1999	2078	2129	2211	2263	2311
1756	1851	1966	2084	2212	2320	2418	2462	2509	2549	2589
1960	2098	2249	2433	2609	2774	2893	3035	3123	3212	3267

Précautions spéciales. Une précaution très importante est celle d'éviter que la baguette subisse un choc pendant l'opération ce qui donnerait lieu à la perte d'une partie de son aimantation faussant totalement les résultats. D'autre part la période du galvanomètre impose la condition que l'opération du chargement de la baguette soit faite rapidement.

Pour satisfaire à ces deux conditions antagoniques, nous avons modifié l'appareil de compression de telle sorte que le levier s'appuyait sur un excentrique et était éloigné du bout de la baguette de moins d'un millimètre; il suffisait de tourner l'excentrique de 90° pour que le levier s'appuyât sur la baguette avec une percussion insignifiante.

Si la baguette était parfaitement élastique, on pouvait faire chaque fois deux mesures, l'une en chargeant, l'autre en déchargeant la baguette.

Cependant les effets d'inertie élastique se manifestent avec une telle ampleur dans cette dernière opération que les mesures en sont faussées, le temps que prend la baguette pour reprendre sa longueur et son aimantation primitives dépassant de beaucoup la période du galvanomètre.

Le même effet d'inertie élastique se manifeste toujours lorsqu'on répète une mesure sans que la baguette ait été déchargée pendant un temps suffisant. Étant donné que ce temps dépend de la charge avec laquelle on opère, nous avons adopté le procédé suivant : Après avoir laissé la baguette déchargée pendant un jour, au moins, on faisait une première mesure, θ_1 ; on répétait la mesure immédiatement en obtenant une déviation θ_2 . Ayant déchargé la baguette, on attendait cinq minutes, et l'on faisait une autre mesure θ_3 comprise entre les deux premières. On effectuait ainsi toute une série de mesures avec la même charge en augmentant toujours de temps de repos jusqu'à obtenir une déviation qui coïncidait sensiblement avec la première. Si les mesures successives augmentent régulièrement et tendent vers θ_1 , il en résulte que l'opération a été bien réalisée, c'est-à-dire, qu'il n'y a pas eu des percussions perturbatrices. Avec la charge maxima de 10 kg/mm² il faut un temps de repos minimum de quinze minutes.

Démonstration de la réversibilité. Il est essentiel de démontrer expérimentalement la réversibilité du phénomène parce qu'elle constitue l'hypothèse fondamentale de la partie théorique de ce travail.

Il s'agit de vérifier si, après avoir déchargé la baguette et avoir attendu le temps suffisant, l'aimantation acquiert la valeur qu'elle avait avant la charge. Pour cela, on a déterminé l'aimantation dans chacune des neuf séries de mesures avant la charge et après avoir exécuté les dix opérations de charge et décharge ; nous avons trouvé dans toutes les séries, des résultats concordants. Cette manière d'agir nous a permis encore de reconnaître certaines perturbations dans la marche de l'opération (par exemple un coup inattendu) qui se traduisent dans une aimantation finale nettement différente de l'aimantation initiale ; dans ce cas il faut répéter la mesure.

Dans la première colonne du Tableau I figure la moyenne des valeurs de l'aimantation M_{00} obtenues avant et après chacune des séries de mesures. Une différence de 1 0/0 entre les deux valeurs suffisait pour qu'on rejetât la série.

Discussion des résultats expérimentaux. Le but principal de nos mesures est la recherche de la fonction C de (6) qui en général, dépend des variables σ et H. Nous avons conservé H constant (mieux, H=0) ;

par conséquent notre C est seulement fonction de σ . Sa valeur, donnée par (7),

$$C = \mu_0 \frac{\partial M_{\sigma H}}{\partial \sigma}$$

nous indique que les tangentes aux courbes $M(\sigma)$ donnent la magnétostriction C pour des valeurs différentes de H , de σ et du paramètre M_{00} .

Dans la figure 1 on voit que $M(\sigma)$ croît avec la pression— σ ; on en

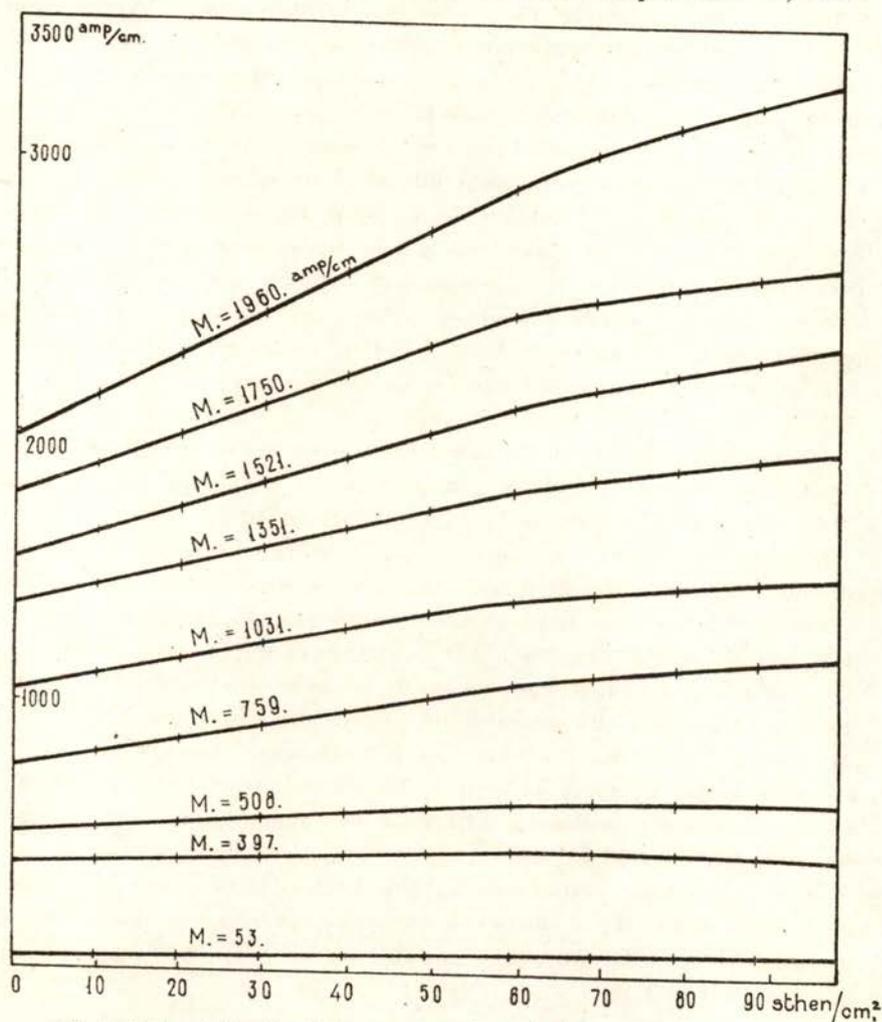


FIG. 1. L'aimantation du nickel par compression unilatérale dans un champ nul.

déduit en accord avec les prévisions, que la magnétostriction C est négative. La barre de nickel se raccourcit par l'action du champ et d'autre

part les courbes que donnent M en fonction de σ sont sensiblement rectilignes pour des valeurs de la pression qui ne sont pas trop rapprochées de la limite élastique; on en déduit que la magnétostriction du nickel pour un champ nul est indépendante de la pression; en d'autres termes le raccourcissement qu'elle subit est le même qu'elle soit déchargée ou qu'elle supporte une charge de 10 kg/mm^2 .

Nota. Pour effectuer le calcul numérique il faut remarquer que la pression a été mesurée en kg/mm_2 , tandis que dans le nouveau système, l'unité de pression est le sthen/ cm_2 . Étant donné que

$$1 \text{ kg/mm}_2 = 9,80 \text{ sthen/cm}_2$$

on aura, en représentant par R la valeur de $\Delta M/\Delta\sigma$ donnée par les graphiques :

$$\frac{C}{\mu_0} = \frac{\Delta M}{\Delta\sigma} = R \frac{\text{amp} \times \text{mm}_2}{\text{cm} \times \text{kg}} = \frac{R}{9,80} \cdot \frac{\text{amp} \times \text{cm}_2}{\text{cm} \times \text{sthen}}$$

de sorte que

$$C = \frac{4\pi \times 10^{-9}}{9,80} R \frac{\text{cm}}{\text{amp}}$$

Dans la figure 2 on a représenté les valeurs de la magnétostriction, en fonction de l'aimantation initiale M_{00} , obtenues en appliquant la rela-

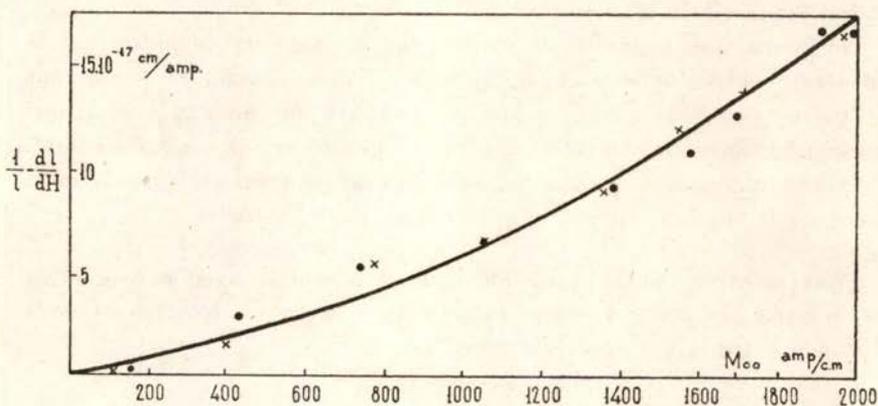


FIG. 2. La magnétostriction en fonction de l'aimantation initiale.

tion (7), c'est-à-dire, en partant de l'aimantation par compression. Les résultats peuvent se traduire avec une précision suffisante au moyen de la formule empirique suivante :

$$(8) \quad C = 32 \times 10^{-6} \cdot M_{00} + 10^{-17} \cdot 52,45 \cdot M_{00}^2 - 10^{-21} \cdot 326,4 \cdot M_{00}^3$$

Le Tableau II contient les valeurs de la magnétostriction linéaire du nickel en fonction de l'aimantation initiale M_{00} . Dans la dernière colonne figurent les valeurs de C calculées par la formule (8).

TABLEAU II

La magnétostriction du nickel déduite de l'aimantation par compression

M amp/cm	R = $\Delta M / \Delta \sigma$ amp \times mm ² cm \times kg	Magnétostriction	
		C cm/amp C = $1,29 \times 10^{-9}$ R	Fórm. (8)
53	0	0	0
397	- 4,3	-0,05 $\cdot 10^{-7}$	-0,08 $\cdot 10^{-7}$
508	- 19	-0,24	-0,24
759	- 43	-0,54	-0,31
1031	- 53	-0,68	-0,55
1351	- 70	-0,90	-0,91
1521	- 93	-1,20	-1,20
1756	-110	-1,42	-1,39
1960	-122	-1,57	-1,76

Mesure directe de la magnétostriction. La vérification parfaite de la formule (7) exige qu'on mesure directement la magnétostriction linéaire de la baguette de nickel qu'on a utilisée dans les expériences antérieures.

Pour faire cette démonstration expérimentale nous avons utilisé une méthode qui coïncide essentiellement avec celle proposée par Honda¹⁰ et qui est la suivante :

On place une baguette de nickel sur un support de laiton qui la conserve centrée dans le champ uniforme d'un solénoïde. On visse dans la baguette une pièce de laiton qui s'appuie sur un axe cylindrique horizontal de rayon r ; cet axe entraîne un miroir dans son mouvement.

Quand la baguette s'aimante, sa longueur se raccourcit de Δl et la pièce de laiton fait tourner le miroir d'un angle $\theta = \Delta l / r$.

Pour mesurer l'angle θ on focalisait une échelle avec une lunette ; de la sorte on avait, L étant la différence entre les lectures et d la distance entre le miroir et l'échelle,

$$L = 20 d .$$

En éliminant θ , on obtient

$$L = 2d \frac{\Delta l}{r} ,$$

c'est-à-dire,

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{r L}{l 2d} .$$

¹⁰ H. Nagaoka, Ann. der Phys., 53, 487, 1894 ; K. Honda et S. Shimizu, Phys. Zeits, 3,387, 1902.

Dans notre appareil nous avons $r=1,12$ mm, $d=4,78$ et $l=499$ mm et par conséquent

$$\frac{\Delta l}{l} = 2,34 \cdot 10^{-7} L$$

L étant mesuré en millimètres.

Manière d'opérer et résultats. On commence par compenser le champ magnétique terrestre à l'intérieur du solénoïde et on mesure l'aimantation remanente M de la façon déjà décrite.

On fait alors une lecture sur l'échelle; on lance un courant dans le solénoïde qui produit une petite excitation magnétique ΔH et on lit de nouveau sur l'échelle la valeur de L ce qui permet de calculer la magnétostriction.

$$C = \frac{1}{l} \cdot \frac{\Delta l}{\Delta H}$$

Afin que les mesures ne soient pas affectées d'une erreur relative trop grande nous avons travaillé avec des valeurs de ΔH comprises entre 4 et 10 amp/cm.

Le Tableau III contient les résultats de nos mesures. Dans la figure 2 les points représentent les mesures directes de la magnétostriction et les croix les valeurs qu'on a déduit de l'inclinaison des courbes repré-

TABLEAU III

Mesures directes de la magnétostriction C du nickel en fonction de l'aimantation remanente M_{00} correspondante à un champ nul.

M_{00} amp/cm	ΔH amp/cm	L mm	$-C \cdot 10^7$ cm/amp
150	5,1	0,1	0,05
426	5,1	0,7	31
730	5,2	1,2	53
1050	19,8	2,8	65
1245	5,1	2,1	97
1383	4,3	1,7	0,92
1573	4,1	1,9	1,06
1697	4,0	2,2	1,26
1895	5,0	3,6	1,70
2020	1,40	1,0	1,70

sentatives de l'aimantation en fonction de la pression, c'est-à-dire, en utilisant la formule (7). L'accord est tout à fait satisfaisant si l'on tient compte des erreurs inhérentes à ce genre de mesures.

